

ДВУХСТРУЙНЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ В МНОГОСТРУЙНЫХ СОБЫТИЯХ В РЕДЖЕВСКОМ ПРЕДЕЛЕ КХД

М. А. Нефедов^{1, 2, *}, *В. А. Салеев*^{2, 3, **}

¹ И Институт теоретической физики
Гамбургского университета, Гамбург, Германия

² Самарский национальный исследовательский
университет им. акад. С. П. Королева, Самара, Россия

³ Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Предложен новый метод шивания расчетов в лидирующем приближении подхода k_T -факторизации с вкладом старших порядков теории возмущений, обусловленными эмиссией дополнительных жестких партонов. В рамках этого метода рассматриваются азимутальные корреляции между лидирующей и сублидирующей струями в многоструйном событии. Вычисления проводятся в подходе реджезации партонов, который основан на k_T -факторизации жестких процессов в мультиреджевской кинематике, модели Кимбера–Мартина–Рыскина для неинтегрированных партонных функций распределения и эффективной теории поля реджезованных глюонов и кварков, предложенной Л. Н. Липатовым. Теоретические предсказания сравниваются с данными коллаборации CMS, полученными на Большом адронном коллайдере при энергии $\sqrt{S} = 13$ ТэВ.

A new method for matching of calculations in the leading approximation in the k_T -factorization approach with higher order contributions due to the emission of additional hard partons is proposed. Within the framework of the proposed method, azimuthal correlations between the leading and subleading jets in multi-jet events are considered. The calculations are carried out in the parton Reggeization approach (PRA), which is based on k_T -factorization of hard processes in multi-Regge kinematics, the Kimber–Martin–Ryskin model for non-integrated parton distribution functions (nPDF) and effective field theory of Reggeized gluons and quarks, proposed by L. N. Lipatov. Theoretical predictions are compared with CMS collaboration data at the Large Hadron Collider at energy $\sqrt{S} = 13$ TeV.

PACS: 12.38.Bx; 12.39.St; 13.87.Ce

*E-mail: nefedovma@gmail.ru

**E-mail: saleev@samsu.ru

ВВЕДЕНИЕ

Инклюзивные процессы жесткого рождения нескольких струй с большими поперечными импульсами (обычно $p_T \geq 100$ ГэВ) интенсивно исследуются в экспериментах на Большом адронном коллайдере коллаборациями CMS [1, 2] и ATLAS [3] при энергиях 7 и 13 ТэВ. Особый интерес в этих экспериментах представляет изучение азимутальных корреляций (спектров по разности азимутальных углов) между двумя самыми энергичными струями — лидирующей и сублидирующей. Азимутальные корреляции очень чувствительны к вкладам старших порядков теории возмущений квантовой хромодинамики (КХД), в первую очередь — к эмиссии дополнительных партонов с большими поперечными импульсами. Отклонение от основной конфигурации, когда лидирующие струи рождаются в противоположных направлениях в азимутальной плоскости ($\Delta\phi = \pi$), может быть сигналом как о дополнительной жесткой эмиссии, так и о проявлении эффектов, зависящих от поперечного импульса, КХД-эволюции партонных функций распределения (ПФР) процессов жесткого рассеяния. В коллинеарной партонной модели (КПМ), в которой начальные партоны находятся на массовой поверхности и не имеют поперечного импульса, в фиксированном порядке теории возмущений КХД невозможно описать корреляции по разности азимутальных углов лидирующих струй $\Delta\phi$ даже в области значений, близких к π . Чтобы описать экспериментальные данные в рамках КПМ, приходится учитывать (нефакторизованные) вклады струй из партонных ливней в начальном состоянии [4–6]. Партонные ливни генерируют поперечные импульсы начальных партонов и излучение дополнительных жестких партонов, что и приводит к декорреляции по азимутальному углу между лидирующими струями. Согласно с данными для спектров по $\Delta\phi$ достигается при вычислениях в рамках монте-карло-генераторов событий, которые сочетают расчеты жесткой амплитуды в следующем за лидирующим приближении по константе сильного взаимодействия и технику расчета партонных ливней, как это показано в работах [7–9].

С другой стороны, поперечный импульс у начальных партонов естественным образом возникает в подходе факторизации при высоких энергиях или k_T -факторизации [10–12], когда факторизируются зависящие от поперечного импульса неинтегрированные ПФР (нПФР) и зависящие от виртуальности партонов жесткие коэффициенты. Основанием для такой факторизации служит свойство реджезации партонных амплитуд [13–15] в так называемом реджевском пределе КХД. Общая схема подхода реджезации партонов (РПП) представлена в нашей работе [16], в которой данный подход применен для описания угловых корреляций в процессах рождения пар B -мезонов. Впервые подход РПП был применен для описания спектров по разности азимутальных углов лидирующих струй в работе [17]. Было показано, что $\Delta\phi$ -спектр для

рождения в точности двух струй с $p_T > 100$ ГэВ в центральной области по быстроте может быть описан достаточно хорошо, но данные коллабораций CMS и ATLAS [1,3] для событий с более чем двумя жесткими струями в центральной области лежат выше наших теоретических предсказаний. Похожие результаты были недавно получены в работе [18], в которой использовался монте-карло-генератор KaTie [19] для моделирования жестких процессов с немассовыми начальными партонами. Для описания данных по $\Delta\phi$ -спектрам в многоструйных событиях ($n \geq 2$) авторы работы [18] использовали подход, в котором сшивались расчеты жесткой амплитуды и результаты моделирования партонного каскада для немассовых партонов, рассчитанного в рамках монте-карло-генератора CASCADE [20].

В данной работе мы предлагаем новый метод самосогласованного расчета в лидирующем приближении k_T -факторизации с учетом вклада старших порядков по константе сильного взаимодействия, связанных с испусканием жестких дополнительных партонов. В рамках ППП мы изучаем азимутальные корреляции между лидирующей и сублидирующей струями в процессах рождения более чем двух, трех или четырех струй с большими поперечными импульсами. Вопреки выводам работы [18] мы получили хорошее описание данных коллаборации CMS, полученных при энергии $\sqrt{S} = 13$ ТэВ [2] для азимутальных корреляций между лидирующей и сублидирующей струями без учета вклада от эффектов партонных каскадов.

1. ПОДХОД РЕДЖЕЗАЦИИ ПАРТОНОВ С УЧЕТОМ ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ ЖЕСТКИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Подход реджезации партонов основан на факторизации при высоких энергиях в мультиреджевской кинематике, модели Кимбера–Мартина–Рыскина (КМР) для nПФР [21] и эффективной неабелевой квантовой теории поля Л. Н. Липатова реджезованных глюонов [22] и реджезованных кварков [23], благодаря которой немассовые амплитуды жестких процессов трактуются калибровочно-инвариантным образом.

Факторизационная формула в лидирующем приближении ППП для условного жесткого процесса рождения состояния \mathcal{Y} в протон-протонном столкновении $p + p \rightarrow \mathcal{Y} + X$ может быть записана в k_T -факторизованном виде:

$$d\sigma = \sum_{ij} \int dX_1 \int dX_2 \Phi_i(x_1, \mathbf{q}_{1T}^2, \mu^2) \Phi_j(x_2, \mathbf{q}_{2T}^2, \mu^2) d\hat{\sigma}_{ij}^{\text{PRA}}, \quad (1)$$

где $\int dX_n = \int_0^1 (dx_n)/x_n \int (d^2\mathbf{q}_{nT})/\pi$ и суммирование идет по всем возможным перестановкам начальных партонов, а дифференциальное сечение жесткого процесса $\hat{\sigma}_{ij}^{\text{PRA}}$ пропорционально квадрату «амплитуды» процесса

$|\mathcal{A}_{\text{PRA}}(ij \rightarrow \mathcal{Y})|^2$. Несмотря на то, что четырехимпульсы $(q_{1,2})$ партонов в начальном состоянии в жесткой амплитуде \mathcal{A}_{PRA} находятся вне массовой поверхности ($q_{1,2}^2 = -\mathbf{q}_{1,2T}^2 = -t_{1,2} < 0$), жесткие амплитуды в ПРП являются калибровочно-инвариантными, так как начальные партонны трактуются как реджезованные партонны (R — реджезованный глюон, Q — реджезованный кварк) в эффективной теории поля Л. Н. Липатова [22, 23]. В ПРП нПФР определены следующим образом:

$$\Phi_i(x, t, \mu^2) = \frac{T_i(t, \mu^2)}{t} \frac{\alpha_s(t)}{2\pi} \times \\ \times \sum_{j=q, \bar{q}, g} \int_x^1 dz P_{ij}(z) \frac{x}{z} f_j\left(\frac{x}{z}, t\right) \theta(1 - \Delta_{\text{KMR}}(t, \mu^2) - z), \quad (2)$$

где $f_j(x, \mu^2)$ — коллинеарные ПФР, что формально совпадает с предложенными ранее нПФР в модели КМР [21]. Модифицированное мультиреджевское приближение, на котором основаны формулы (1) и (2) [16], хорошо аппроксимирует точные матричные элементы в КХД только в случае наличия упорядочивания по скорости в фазовом пространстве. Это условие приводит к ограничению на область интегрирования по z в (2), так что $z_{1,2} < 1 - \Delta_{\text{KMR}}(t_{1,2}, \mu^2)$, где $\Delta_{\text{KMR}}(t, \mu^2) = \sqrt{t}/(\sqrt{\mu^2} + \sqrt{t})$, как это было предложено ранее в работе [21]. При этом жесткий масштаб процесса выбирается обычным образом — как поперечная масса конечного состояния $\mu^2 \sim M_{T\mathcal{Y}}^2$. Коллинеарная сингулярность в (2) при $t_{1,2} \rightarrow 0$ регуляризуется введением формфактора Судакова $T_i(t, \mu^2)$, который суммирует дважды логарифмические поправки $\sim \log^2(t/\mu^2)$ в приближении лидирующих логарифмов (см. [16]). ПРП дает стабильные и самосогласованные результаты для широкого круга феноменологических приложений, в том числе для описания угловых двухструйных корреляций [17], $b\bar{b}$ -пар струй [24], пар очарованных мезонов [25] и $B\bar{B}$ -пар [26].

Как было показано ранее в работах [16] и [27], реджезованные амплитуды ПРП, полученные по фейнмановским правилам эффективной теории Л. Н. Липатова, совпадают с немассовыми амплитудами из библиотеки амплитуд AVHLIB [28] и результаты расчетов жестких процессов в мультиреджевской кинематике с использованием монте-карло-генератора KaTie [19] с нПФР в модели КМР [21] совпадают с расчетами в ПРП.

Как станет ясно из приведенных ниже численных результатов, для описания азимутальных декорреляций двух лидирующих струй во всем диапазоне $\Delta\phi$ необходимо последовательно сшить предсказания в лидирующем порядке по α_s со вкладками, содержащими дополнительные жесткие эмиссии. Предлагаемая нами процедура такой сшивки состоит в следующем.

Введем произвольный масштаб сшивки (matching scale в монте-карловской терминологии) — p_{TM} , который, однако, не может быть больше минимального обрезания на поперечный импульс для сублидирующей струи в данном эксперименте. В лидирующем приближении рождение лидирующей и сублидирующей струй описывается жестким подпроцессом $2 \rightarrow 2$ ($\mathcal{O}(\alpha_s^2)$), а рождение всех остальных партонов в событии (жестких и мягких) — эволюцией нПФР, и мы накладываем на их поперечные импульсы k_{Ti} ограничение $k_{Ti} < p_{TM}$. В модели КМР (2) это ограничение сводится к условию $\sqrt{t} < p_{TM}$.

В следующем приближении добавляем жесткие подпроцессы $2 \rightarrow 3$ ($\mathcal{O}(\alpha_s^3)$). При расчете соответствующего вклада в сечение по-прежнему наложено условие $\sqrt{t_{1,2}} < p_{TM}$, в то время как для третьего (следующего за сублидирующим по p_T) партона в жестком процессе мы требуем $p_{T3} > p_{TM}$. Таким образом, исключаем двойной счет с лидирующим приближением (ЛП), так как область фазового пространства с p_T между p_{T2} и p_{TM} в ЛП пуста. В сублидирующем приближении коллинеарные сингулярности в конечном состоянии могут быть регуляризованы условием обрезания $R_{1,3} > R$ и $R_{2,3} > R$ (где $R_{ij} = \sqrt{\Delta\phi_{ij}^2 + \Delta y_{ij}^2}$), которое грубо эквивалентно учету определения струи в k_T -алгоритме.

Кроме того, мы учитываем процессы $2 \rightarrow 4$ ($\mathcal{O}(\alpha_s^4)$) с условиями $\sqrt{t_{1,2}} < p_{TM}$, $p_{T3,4} > p_{TM}$ и $R_{(1\nu2),(3\nu4)} > R$. Коллинеарная сингулярность между третьей и четвертой струями регуляризована путем введения соответствующего формфактора Судакова.

В принципе, ряд теории возмущений можно продолжать и дальше, однако расчет процессов $2 \rightarrow 5$ с партонами вне массовой поверхности в начальном состоянии в настоящее время находится за пределами доступных нам вычислительных мощностей.

2. ПАРНЫЕ АЗИМУТАЛЬНЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ В РОЖДЕНИИ СТРУЙ

Недавно коллаборация CMS [2] на Большом адронном коллайдере представила экспериментальные данные для азимутальных корреляций между двумя лидирующими струями в процессах рождения более чем двух, трех или четырех струй с большими поперечными импульсами. Экспериментальные данные были получены в протон-протонных столкновениях при энергии $\sqrt{S} = 13$ ТэВ в с.ц.м. Результаты измерений представлены как нормированные дифференциальные сечения по разности азимутальных углов $\Delta\phi$ между лидирующими струями с поперечными импульсами лидирующей струи p_{TL} из различных интервалов $p_{T,\min} < p_{TL} < p_{T,\max}$:

$$R(\Delta\phi) = \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\Delta\phi}. \quad (3)$$

В то же время все «наблюдаемые» струи в событиях должны иметь поперечные импульсы $p_T > 100$ ГэВ и быстроты в интервале $|y| < 2,5$. Измерения включали интервал азимутальных углов $\pi/2 < \Delta\phi < \pi$. Струи реконструировались методом анти- k_T -кластеризации [29] с конусным параметром $R = 0,4$ между струями.

В работе [2] результаты, полученные коллаборацией CMS, сравнивались с теоретическими предсказаниями пяти различных монте-карло-генераторов. Было показано, что вычисления в следующем за лидирующим порядке по константе сильного взаимодействия в КПМ, сшитые с вкладами от партонных каскадов в методе MC@NLO [9], интегрированном в монте-карло-генератор HERWIG 7 [7], дают хорошее описание экспериментальных данных. Также было показано, что азимутальные корреляции являются чувствительными к деталям модели партонных каскадов, процессу адронизации и эффектам многопартонного взаимодействия.

В подходе k_T -факторизации азимутальные корреляции в рождении струй с большими поперечными импульсами в событиях с числом жестких струй больше двух рассматривались с нПФР, полученными в методе партонного ветвления [18]. Было показано, что расчеты в лидирующем порядке не описывают данные для нормированных спектров по $\Delta\phi$ в интервале поперечных импульсов лидирующей струи $200 < p_{TL} < 300$ ГэВ. Поэтому авторы работы [18] предложили дополнительно учитывать нефакторизованные эффекты партонных каскадов для описания данных и сделали вывод о том, что их вклад является определяющим для области $\Delta\phi \simeq \pi/2$, так же как и в расчетах в КПМ.

По описанной в предыдущем разделе схеме сшивания расчетов в ЛП ПРП со вкладами следующих порядков по α_s сечение многоструйного события, дифференциальное по азимутальному углу между лидирующей и сублидирующей струями, запишем как

$$\frac{d\sigma^{n \geq 2}}{d\Delta\phi} = \frac{d\sigma^{2 \rightarrow 2}}{d\Delta\phi} + \frac{d\sigma^{2 \rightarrow 3}}{d\Delta\phi} + \frac{d\sigma^{2 \rightarrow 4}}{d\Delta\phi} + \dots \quad (4)$$

Делим это сечение на его интеграл по $\Delta\phi$ и получаем нормированный спектр:

$$R^{(n \geq 2)}(\Delta\phi) = R^{(2)}(\Delta\phi) + R^{(3)}(\Delta\phi) + R^{(4)}(\Delta\phi) + \dots \quad (5)$$

На рис. 1 сравниваются наши предсказания, полученные в ЛП ПРП (рис. 1, *a*) и по формуле (4) при $p_{T,M} = 100$ ГэВ (рис. 1, *b*), с обсуждаемыми выше экспериментальными данными коллаборации CMS [2] при $200 < p_{TL} < 300$ ГэВ. В расчетах учитываются все возможные подпроцессы с начальными реджезованными глюонами (R) и кварками (Q, \bar{Q}), которые считаются безмассовыми: $Q = U, D, S, C, B$. Как и ожидалось, расчет в ЛП ПРП лежит на порядок ниже экспериментальных данных при $\Delta\phi \simeq \pi/2$. При расчетах

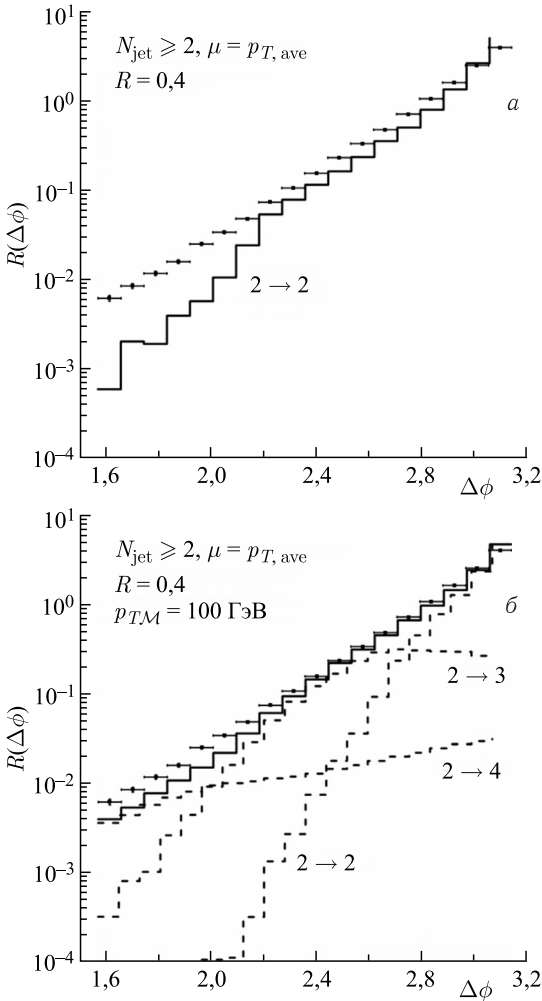


Рис. 1. Спектр по разности азимутальных углов между лидирующими струями $R^{(n \geq 2)}(\Delta\phi)$. Вычисления выполнены при $\mu = p_{T,\text{ave}}$ и $R = 0,4$. а) Расчет в ЛП ПРП; б) расчет по формуле (4) при $p_{T,M} = 100$ ГэВ. Различные гистограммы соответствуют вкладам $R^{(2,3,4)}(\Delta\phi)$ и их сумме (сплошная гистограмма)

с учетом старших поправок вклад $R^{(2)}$ в азимутальный спектр $R^{(n \geq 2)}$ спадает существенно быстрее, чем $R^{(2)}$, рассчитанный в ЛП ПРП. Однако суммарный вклад $R^{(2)} + R^{(3)} + R^{(4)}$ достаточно хорошо согласуется с экспериментальными данными при всех азимутальных углах из области $\pi/2 \leq \Delta\phi \leq \pi$ для $R^{(n \geq 2)}$.

Еще лучше в ПРП описываются данные для азимутального спектра $R^{(n \geq 4)}$, причем уже в ЛП ПРП (рис.2, б). Это означает, что вероятность события

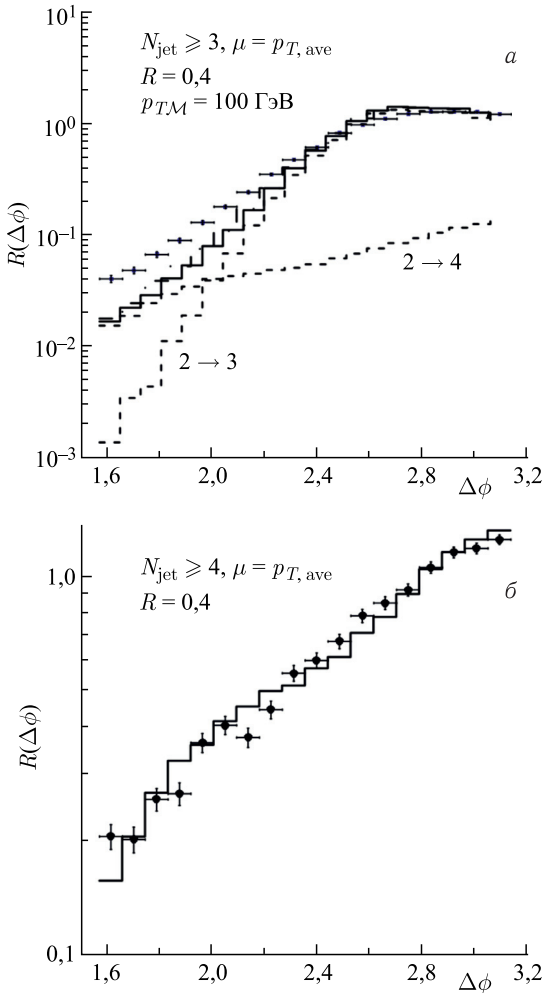


Рис. 2. а) Спектр по разности азимутальных углов между лидирующими струями $R^{(n \geq 3)}(\Delta\phi)$. Вычисления выполнены при $\mu = p_{T,\text{ave}}$, $p_{T,M} = 100 \text{ GeV}$ и $R = 0,4$. Различные гистограммы соответствуют вкладам $R^{(3,4)}(\Delta\phi)$ и их сумме (сплошная гистограмма). б) Азимутальный спектр $R^{(n \geq 4)}(\Delta\phi)$, гистограмма соответствует расчету только с учетом вклада $R^{(4)}(\Delta\phi)$ в ЛП ПРП

с пятью и более жесткими струями сильно подавлена и события с четырьмя жесткими струями насыщают спектр по разности азимутальных углов $\Delta\phi$ независимо от наличия поперечного импульса начальных партонов.

Согласие наших предсказаний с экспериментальными данными для спектра $R^{(n \geq 3)}$ не такое хорошее, как для спектров $R^{(n \geq 2)}$ и $R^{(n \geq 4)}$. Резуль-

таты расчетов в сравнении с экспериментальными данными представлены на рис. 2, а.

Мы исследовали зависимость расчетов спектров $R^{(n \geq 2)}$ от выбора параметра p_{TM} и нашли, что в интервале $70 < p_{TM} < 100$ ГэВ при поперечном импульсе сублидирующей струи $p_{TS} = 100$ ГэВ суммарные спектры $R^{(n \geq 2)}(\Delta\phi)$ (5) практически не зависят от p_{TM} . Теоретическое обоснование этого факта лежит за пределами данного короткого сообщения и будет представлено в последующей развернутой публикации, однако он очевидно свидетельствует в пользу самосогласованности предложенной схемы.

Благодарности. Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ в рамках государственного задания вузам и научным организациям (проект FSSS-2020-0014), а также при финансовой поддержке Фонда развития теоретической физики и математики «Базис» (грант № 18-1-1-30-1). Также авторы выражают благодарность II Институту теоретической физики Гамбургского университета и лично проф. Б. А. Книлю за предоставленное время работы на вычислительном кластере группы феноменологии в физике высоких энергий.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Khachatryan V. et al. (CMS Collab.). Dijet Azimuthal Decorrelations in pp Collisions at $\sqrt{S} = 7$ TeV // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 106. P. 122003.*
2. *Sirunyan A. M., Tumasyan A., Adam W. et al. Azimuthal Correlations for Inclusive 2-Jet, 3-Jet, and 4-Jet Events in pp Collisions at $\sqrt{S} = 13$ TeV // Eur. Phys. J. C. 2018. V. 78. P. 566.*
3. *Aad G. et al. (ATLAS Collab.). Measurement of Dijet Azimuthal Decorrelations in pp Collisions at $\sqrt{S} = 7$ TeV // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 106. P. 172002.*
4. *Nagy Z., Soper D. E. What Is a Parton Shower? // Phys. Rev. D. 2018. V. 98. P. 014034.*
5. *Frixione S., Webber B. R. Matching NLO QCD Computations and Parton Shower Simulations // JHEP. 2002. V. 0206. P. 029.*
6. *Catani S., Krauss F., Kuhn R., Webber B. R. QCD Matrix Elements + Parton Showers // JHEP. 2001. V. 0111. P. 063.*
7. *Mrenna S., Richardson P. Matching Matrix Elements and Parton Showers with HERWIG and PYTHIA // JHEP. 2004. V. 05. P. 040.*
8. *Frixione S., Nason P., Oleari C. Matching NLO QCD Computations with Parton Shower Simulations: The POWHEG Method // JHEP. 2007. V. 11. P. 070.*
9. *Frederix R., Frixione S. Merging Meets Matching in MC@NLO // JHEP. 2012. V. 12. P. 061.*
10. *Collins J. C., Ellis R. K. Heavy Quark Production in Very High-Energy Hadron Collisions // Nucl. Phys. B. 1991. V. 360. P. 3.*
11. *Catani S., Ciafaloni M., Hautmann F. High-Energy Factorization and Small x Heavy Flavor Production // Ibid. V. 366. P. 135–188.*
12. *Gribov L. V., Levin E. M., Ryskin M. G. Semihard Processes in QCD // Phys. Rep. 1983. V. 100. P. 1.*
13. *Kuraev E. A., Lipatov L. N., Fadin V. S. Multi-Reggeon Processes in the Yang–Mills Theory // Sov. Phys. JETP. 1976. V. 44. P. 443;*

- Kuraev E. A., Lipatov L. N., Fadin V. S.* The Pomeranchuk Singularity in Non-Abelian Gauge Theories // *Sov. Phys. JETP*. 1977. V. 45. P. 199;
- Balitsky I. I., Lipatov L. N.* The Pomeranchuk Singularity in Quantum Chromodynamics // *Sov. J. Nucl. Phys.* 1978. V. 28. P. 822.
14. *Fadin V. S., Lipatov L. N.* Radiative Corrections to QCD Scattering Amplitudes in a Multi-Regge Kinematics // *Nucl. Phys. B*. 1993. V. 406. P. 259.
15. *Fadin V. S., Kozlov M. G., Reznichenko A. V.* Gluon Reggeization in Yang–Mills Theories // *Phys. Rev. D*. 2015. V. 92, No. 8. P. 085044; doi:10.1103/PhysRevD.92.085044; arXiv:1507.00823 [hep-th];
Fadin V. S., Fiore R., Kozlov M. G., Reznichenko A. V. Proof of the Multi-Regge Form of QCD Amplitudes with Gluon Exchanges in the NLA // *Phys. Lett. B*. 2006. V. 639. P. 74; doi:10.1016/j.physletb.2006.03.031; hep-ph/0602006.
16. *Karpishkov A. V., Nefedov M. A., Saleev V. A.* $B\bar{B}$ Angular Correlations at the LHC in Parton Reggeization Approach Merged with Higher-Order Matrix Elements // *Phys. Rev. D*. 2017. V. 96. P. 096019.
17. *Nefedov M. A., Saleev V. A., Shipilova A. V.* Dijet Azimuthal Decorrelations at the LHC in the Parton Reggeization Approach // *Phys. Rev. D*. 2013. V. 87. P. 094030.
18. *Bury M., van Hameren A., Jung H., Kutak K., Sapeta S., Serino M.* Calculations with Off-Shell Matrix Elements, TMD Parton Densities and TMD Parton Showers // *Eur. Phys. J. C*. 2018. V. 78. P. 137;
Martinez A. B., Connor P., Hautmann F. et al. Determination and Application of TMD Parton Densities Using the Parton Branching Method // *Proc. of Seminar “DIS2018”*. 2018. P. 013.
19. *van Hameren A.* KaTie: For Parton-Level Event Generation with k_T -Dependent Initial States // *Comput. Phys. Commun.* 2018. V. 224. P. 371.
20. *Jung H., Baranov S., Deak M., Grebenyuk A. et al.* The CCFM Monte Carlo Generator CASCADE Version 2.2.03 // *Eur. Phys. J. C*. 2010. V. 70. P. 1237.
21. *Kimber M. A., Martin A. D., Ryskin M. G.* Unintegrated Parton Distributions and Prompt Photon Hadroproduction // *Eur. Phys. J. C*. 2000. V. 12. P. 655.
22. *Lipatov L. N.* Gauge Invariant Effective Action for High Energy Processes in QCD // *Nucl. Phys. B*. 1995. V. 452. P. 369.
23. *Lipatov L. N., Vyazovsky M. I.* Quasi-Multi-Regge Processes with a Quark Exchange in the t -Channel // *Nucl. Phys. B*. 2001. V. 597. P. 399.
24. *Saleev V. A., Shipilova A. V.* Inclusive b -Jet and bb -Dijet Production at the LHC via Reggeized Gluons // *Phys. Rev. D*. 2012. V. 86. P. 034032.
25. *Maciula R., Saleev V. A., Shipilova A. V., Szczurek A.* New Mechanisms for Double Charmed Meson Production at the LHCb // *Phys. Lett. B*. 2016. V. 758. P. 458.
26. *Karpishkov A. V., Nefedov M. A., Saleev V. A., Shipilova A. V.* B -Meson Production in the Parton Reggeization Approach at Tevatron and the LHC // *Intern. J. Mod. Phys. A*. 2015. V. 30. P. 1550023.
27. *Kutak K., Maciula R., Serino M., Szczurek A., van Hameren A.* Four-Jet Production in Single- and Double-Parton Scattering within High-Energy Factorization // *JHEP*. 2016. V. 1604. P. 175.
28. *Bury M., van Hameren A.* Numerical Evaluation of Multi-Gluon Amplitudes for High Energy Factorization // *Comput. Phys. Commun.* 2015. V. 196. P. 592.
29. *Cacciari M., Salam G. P., Soyez G.* The Anti- k_t Jet Clustering Algorithm // *JHEP*. 2008. V. 04. P. 063.