

**ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ КОНУСОВОГО АЛГОРИТМА
НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ И ХАРАКТЕРИСТИКИ
РЕКОНСТРУИРОВАННЫХ СТРУЙ
В p – p -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ ЭНЕРГИИ $\sqrt{s} = 200$ ГэВ**

Т. Г. Дедович, М. В. Токарев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Проведено исследование влияния параметров ($E_{\text{cut}}, E_{\text{seed}}, R$) конусового алгоритма на эффективность и характеристики реконструированных струй в p – p -взаимодействиях при энергии $\sqrt{s} = 200$ ГэВ. Генерация событий проводилась с использованием монте-карловской программы РYTHIA. Исследована зависимость доли образования двухструйных событий от поперечного импульса жесткого процесса \hat{p}_{\perp} при разных значениях параметров алгоритма. Установлена зависимость точности восстановления энергии и направления партона для двухструйных событий и двух лидирующих струй в N -струйных ($N_{\text{Jet}} \geq 2$) событиях от параметров алгоритма. Проведено сравнение результатов моделирования струй с предсказаниями, полученными в рамках теории z -скейлинга, и с экспериментальными данными, полученными на RHIC. Установлена независимость наклона скейлинговой функции от параметров алгоритма в диапазоне поперечных энергий струи $E_T^{\text{Jet}} = 25$ –60 ГэВ. Показано, что в области $E_T^{\text{Jet}} < 25$ ГэВ наблюдается сильная зависимость инвариантных сечений и наклона скейлинговой функции от параметров алгоритма, которая усиливается с уменьшением E_T^{Jet} .

Исследования выполнены при поддержке целевой программы Министерства науки и образования, грант РНП. 2.2.2.2.6546 (МИРЭА).

Impact of cone algorithm parameters ($E_{\text{cut}}, E_{\text{seed}}, R$) on efficiency and characteristics of the reconstructed jets in p – p collisions at energy $\sqrt{s} = 200$ GeV is studied. The PYTHIA Monte Carlo generator is used for event generation. Dependence of dijet production fraction on parton transverse momentum \hat{p}_{\perp} at different algorithm parameters is studied. Dependence of reconstruction efficiency of parton energy and parton direction in dijet events and two leading jets of N -jet ($N_{\text{Jet}} \geq 2$) events on algorithm parameters is established. Results of Monte Carlo simulation are compared with predictions made in the framework of z -scaling and experimental data obtained at RHIC. Independence of the slope parameter of the scaling function $\psi(z)$ from algorithm parameters in the energy range $E_T^{\text{Jet}} = 25$ –60 GeV is established. Strong dependence of the invariant cross section and the slope parameter on algorithm parameters for $E_T^{\text{Jet}} < 25$ GeV with decreasing of E_T^{Jet} is found.

The research activities are supported by the special program of the Ministry of Science and Education of the Russian Federation, grant RNP. 2.2.2.2.6546 (MIREA).

PACS: 13.85.-t, 13.87.-a, 13.87.Fh, 21.60.Ka

ВВЕДЕНИЕ

Рождение адронных струй в протон-антипротонных столкновениях при высоких энергиях на $\bar{p}pS$ в ЦЕРН явилось убедительным доказательством существования кварков и глюонов, подтверждающим теорию сильных взаимодействий — квантовую хромодинамику (КХД). Последующие экспериментальные исследования этого явления в $\bar{p}-p$ -взаимодействиях на тэватроне [1–6] подтвердили ранее установленные закономерности и показали, что использование жестких пробников (струй, прямых фотонов, тяжелых кварков) является наиболее перспективным методом для поиска новой физики, проверки и развития теории.

Струи представляют собой сильно скоррелированные в пространстве и времени группы адронов, которые рождаются в большом количестве в адрон-адронных взаимодействиях при высоких энергиях. Доля событий с рождением струй возрастает с энергией взаимодействия \sqrt{s} . По современным представлениям струи являются результатом жесткого взаимодействия кварков и глюонов. При этом механизмы излучения в начальном и конечном состояниях многократных взаимодействий и фрагментации могут существенно исказить свойства элементарного взаимодействия, описываемого в рамках пертурбативной КХД. Непертурбативная часть, связанная с распределениями кварков и глюонов в сталкивающихся адронах, а также фрагментацией партонов в адроны, вносит неоднозначность в расчеты, особенно при экстраполяции в кинематическую область, где отсутствует информация о партонных функциях распределения и функциях фрагментации.

В связи с запуском нового коллайдера релятивистских ядер и поляризованных протонов (RHIC) в Брукхейвенской национальной лаборатории (БНЛ) появилась возможность экспериментального исследования рождения струй в протон-протонных и ядро-ядерных взаимодействиях в диапазоне энергий $\sqrt{s} = 50-500$ ГэВ. Новые данные позволят не только получить информацию о процессах рождения струй в новой кинематической области, но и провести сравнение с данными, полученными на протон-антипротонном коллайдере тэватрон при более высоких энергиях $\sqrt{s} = 630-1960$ ГэВ. Для дальнейшей проверки теории КХД, механизмов образования струй и их структуры необходимо иметь адекватное соответствие между теоретическим описанием струй в рамках КХД и их экспериментальным определением, основанным на выборе того или иного алгоритма реконструкции. Поиск такого соответствия является актуальным и представляет одну из основных задач физики струй.

В данной работе проведено исследование влияния параметров конусового алгоритма на эффективность и характеристики реконструированных струй в $p-p$ -взаимодействиях при энергии RHIC $\sqrt{s} = 200$ ГэВ. В разд. 1 описаны механизмы рождения струй и выбор параметров программы PYTHIA [7], используемой для генерации событий. Структура конусового алгоритма реконструкции струй с учетом возможных перекрытий струй представлена в разд. 2. Выбор характеристик струй, определение доли образования двухструйных событий в зависимости от поперечного импульса жесткого процесса \hat{p}_\perp , исследование зависимости точности восстановления энергии и направления партона для двухструйных событий и двух лидирующих струй в N -струйных ($N_{\text{Jet}} \geq 2$) событиях при различных значениях параметров алгоритма обсуждаются в разд. 3. Сравнение результатов моделирования с предсказаниями, полученными в рамках теории z -скейлинга, и экспериментальными данными, полученными на RHIC, представлено в разд. 4. Основные результаты работы и выводы приведены в заключении.

1. МЕХАНИЗМЫ ГЕНЕРАЦИИ СТРУЙ В ПРОГРАММЕ RUTHIA

Моделирование событий протон-протонных взаимодействий при энергии $\sqrt{s} = 200$ ГэВ осуществлялось с использованием генератора событий RUTHIA [7]. Отметим некоторые особенности механизма образования струй, заложенные в этой программе. Взаимодействие протонов рассматривается как взаимодействие партонов. Для описания последних используется набор партонных структурных функций. Один партон из каждой пучковой частицы инициирует партонный ливень в начальном состоянии. По одному конечному партону из каждого ливня, образованному в начальном состоянии, участвуют в жестком $2 \rightarrow 2$ процессе взаимодействия. Механизм генерации струй осуществляется посредством КХД-диаграмм в ЛО-приближении. «Жесткость» процесса определяется областью разрешенных значений поперечного импульса процесса, определенного в системе покоя этого процесса, \hat{p}_\perp . В данной работе значения поперечного импульса \hat{p}_\perp ограничивались снизу величиной \hat{p}_\perp^{\min} . Выходящие из жесткого $2 \rightarrow 2$ взаимодействия партоны инициируют партонный ливень в конечном состоянии. Предполагается, что такой механизм генерации партонных ливней может дать хорошее описание внутренней структуры струй. Вместе с тем, отмечается, что ливневый подход имеет ограниченную предсказательную силу для выхода хорошо сепарируемых струй. При столкновении двух адронов существует вероятность многократных взаимодействий нескольких партонов. В программе RUTHIA реализован механизм независимых многократных парных взаимодействий с одинаковой вероятностью для всех событий. Такие взаимодействия дают заметный вклад в полное сечение для событий с малыми поперечными импульсами. Когда инициатор ливня выбивается из пучковой частицы, то остается пучковый остаток, который по внутренней структуре, цветовому заряду и поперечному импульсу привязан к конечному состоянию. Механизм конфайнмента КХД обеспечивает невылетание свободных кварков и глюонов. Процесс превращения их в бесцветные адроны описывается механизмом струнной фрагментации. Многие из сгенерированных адронов нестабильны и в дальнейшем распадаются.

2. КОНУСОВЫЙ АЛГОРИТМ РЕКОНСТРУКЦИИ СТРУЙ

Согласно Snowmass-соглашению [5] струя — это набор объектов (партонов, частиц или ячеек калориметра), содержащихся внутри конуса радиуса R в пространстве $\{\eta, \phi\}$. Для всех объектов, принадлежащих струе, должно выполняться условие

$$R_i = \sqrt{(\eta_{\text{Jet}} - \eta_i)^2 + (\phi_{\text{Jet}} - \phi_i)^2} < R, \quad (1)$$

где $(\eta_{\text{Jet}}, \phi_{\text{Jet}})$ — направление струи; (η_i, ϕ_i) — направление объекта. Поперечная энергия E_T^{Jet} и направление струи $(\eta_{\text{Jet}}, \phi_{\text{Jet}})$ определяются выражениями

$$E_T^{\text{Jet}} = \sum_i E_T^i, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \phi_{\text{Jet}} &= \sum_i E_T^i \phi_i / \sum_i E_T^i, \\ \eta_{\text{Jet}} &= \sum_i E_T^i \eta_i / \sum_i E_T^i. \end{aligned} \quad (3)$$

Конусовый алгоритм, используемый для реконструкции струй, включает следующие шаги:

1. Определение объекта с поперечной энергией $E_T > E_{\text{seed}}$ в качестве инициатора струи («seed»).
2. Выбор инициатора с максимальной E_T . Вычисление направления инициатора, соответствующее первому приближению направления струи.
3. Выбор объектов, удовлетворяющих условию (1), для образования струи.
4. Вычисление поперечной энергии и направления струи в пространстве $\{\eta, \phi\}$ по формулам (2), (3).
5. Повторение шагов 3, 4 до тех пор, пока не стабилизируется направление струи.
6. Формирование списка струй с $E_T^{\text{Jet}} > E_{\text{cut}}$.
7. Подключение процедуры разделения/слияния струй, если струи перекрываются:
 - а) Рассматривается перекрытие текущей струи с первой из списка струй, имеющих перекрытие. Если энергия в области перекрытия двух струй больше половины минимальной из поперечных энергий струй, то образуется одна струя. Если меньше, то образуется две струи (объект приписывается ближайшей струе в пространстве $\{\eta, \phi\}$). Поперечная энергия и направление струй вычисляются по формулам (2), (3).
 - б) Шаг а) повторяется до тех пор, пока не исчерпается список всех струй, имеющих перекрытие с текущей струей. (Отметим, что наличие критерия разделения/слияния струй приводит к образованию струи с поперечной энергией меньшей, чем E_{cut} .)
8. Направление струй пересчитывается по формулам

$$\theta_{\text{Jet}} = \text{tg}^{-1} \left[\frac{\sqrt{\left(\sum_i E_x^i\right)^2 + \left(\sum_i E_y^i\right)^2}}{\sum_i E_z^i} \right],$$

$$\phi_{\text{Jet}} = \text{tg}^{-1} \left[\frac{\sum_i E_y^i}{\sum_i E_x^i} \right], \quad (4)$$

$$\eta_{\text{Jet}} = -\ln [\text{tg} (\theta_{\text{Jet}}/2)],$$

где i нумерует объекты, принадлежащие данной струе; $E_x^i = E_i \sin \theta_i \cos \phi_i$, $E_y^i = E_i \sin \theta_i \sin \phi_i$, $E_z^i = E_i \cos \theta_i$.

Величины E_{seed} , R , E_{cut} являются параметрами конусового алгоритма реконструкции струй. В дальнейших исследованиях использован конусовый алгоритм, учитывающий все вышеуказанные особенности.

3. ХАРАКТЕРИСТИКИ СТРУЙ ЧАСТИЦ

В результате жесткого $2 \rightarrow 2$ взаимодействия двух партонов наряду с образованием двух струй образуются ливни в начальном и конечном состояниях. Они обусловлены излучением кварков и глюонов конститuentами, участвующими в жестком взаимодействии. Механизмы образования ливней, наряду с механизмом фрагментации (струнной) партонов, влияют на количественные и качественные характеристики выделяемых струй.

В этом разделе исследуем зависимость вероятности выделения N -струйных событий, точность восстановления поперечного импульса P_T^{Part} и направления партона от параметров алгоритма в жестких $2 \rightarrow 2$ процессах и p - p -взаимодействий (жесткие процессы с учетом излучения в начальном и конечном состоянии, а также многократные взаимодействия).

3.1. Вероятность выделения N -струйных событий. Начнем анализ с рассмотрения двухструйных событий. Для изучения влияния параметров алгоритма на вероятность выделения двух струй рассмотрим двумерное распределение количества двухструйных событий в зависимости от параметров $\{R, E_{\text{cut}}\}$. В анализе используем 1000 событий, сгенерированных программой RUTHIA 5.7 при различных значениях $\hat{p}_\perp^{\text{min}} = 7, 10, 15, 30, 45$ ГэВ/с. На рис. 1 приведена относительная доля двухструйных событий в зависимости от параметров $\{R, E_{\text{cut}}\}$ при $E_{\text{seed}} = 1$ ГэВ для жестких $2 \rightarrow 2$ процессов (а) и p - p -взаимодействий (б) при $\hat{p}_\perp^{\text{min}} = 15$ ГэВ/с. Представленное распределение для жестких процессов имеет четко выраженное плато, соответствующее 100 %-му восстановлению двух струй. Форма распределения в p - p -взаимодействиях имеет ряд особенностей, типичных для всех значений $\hat{p}_\perp^{\text{min}}$.

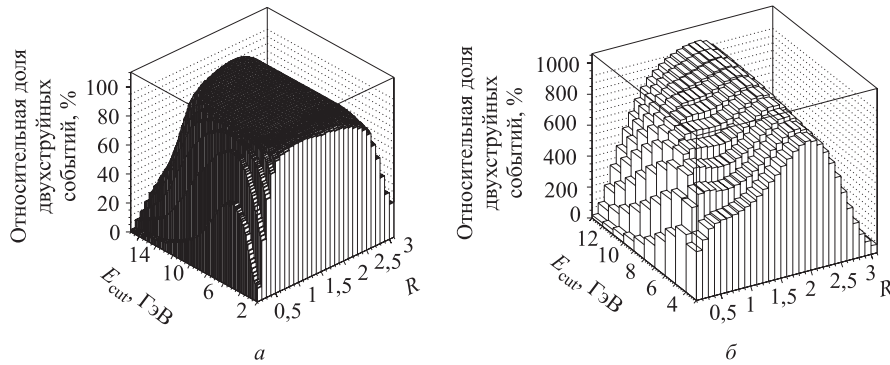


Рис. 1. Двумерное распределение относительной доли двухструйных событий, выделенных конусовым алгоритмом, в зависимости от параметров $\{R, E_{\text{cut}}\}$ при значении параметра алгоритма $E_{\text{seed}} = 1,1$ ГэВ для жестких процессов (а) и p - p -взаимодействий (б) с $\hat{p}_\perp^{\text{min}} = 15$ ГэВ/с

Так, количество двухструйных событий достигает максимума при $R \approx 2$, что соответствует разделению пространства $\{\eta, \phi\}$ на две полусферы. Отметим, что такие значения параметров на практике не используются. Доля двухструйных событий (с точностью до 3%) не зависит от значений параметра R , взятых из диапазона $[0,7; 1,1]$ при $E_{\text{cut}} \in [E_{j1}, E_{j2}]$, но растет с увеличением параметра E_{cut} . В табл. 1 приведены диапазоны $[E_{j1}, E_{j2}]$ значений E_{cut} в зависимости от $\hat{p}_\perp^{\text{min}}$ для струй частиц, при которых относительная доля (%) двухструйных событий, выделенных конусовым алгоритмом в p - p -взаимодействиях с $\hat{p}_\perp^{\text{min}}$, не зависит от R , взятых из диапазона $[0,7; 1,1]$. Из таблицы видно, что значение $E_{\text{cut}} = \hat{p}_\perp^{\text{min}}/2$ входит в диапазон $[E_{j1}, E_{j2}]$ при всех значениях $\hat{p}_\perp^{\text{min}}$. Отметим, что диапазон $[E_{j1}, E_{j2}]$ расширяется с ростом $\hat{p}_\perp^{\text{min}}$.

В эксперименте, как правило, струи восстанавливаются в широком диапазоне по \hat{p}_\perp . Поэтому важно знать зависимость вероятности выделения N -струйных событий от \hat{p}_\perp .

Таблица 1. Диапазон значений параметра $E_{cut} \in [E_{j1}, E_{j2}]$, при котором относительная доля (%) двухструйных событий, выделенных конусовым алгоритмом в $p-p$ -взаимодействиях с \hat{p}_{\perp}^{\min} , не зависит от R , взятых из диапазона $[0,7; 1,1]$

E_{cut} , ГэВ	\hat{p}_{\perp}^{\min} , ГэВ/с				
	7	10	15	30	45
E_{j1} , ГэВ	3,5	4,8	6,0	11,0	16,5
E_{j2} , ГэВ	4,4	5,7	7,8	17,0	26,0

для одного набора параметров алгоритма. На рис. 2 представлены графики зависимости вероятности выделения двух- и трехструйных событий при различных значениях E_{cut} , R , E_{seed} в жестких ($2 \rightarrow 2$) процессах и в $p-p$ -взаимодействиях.

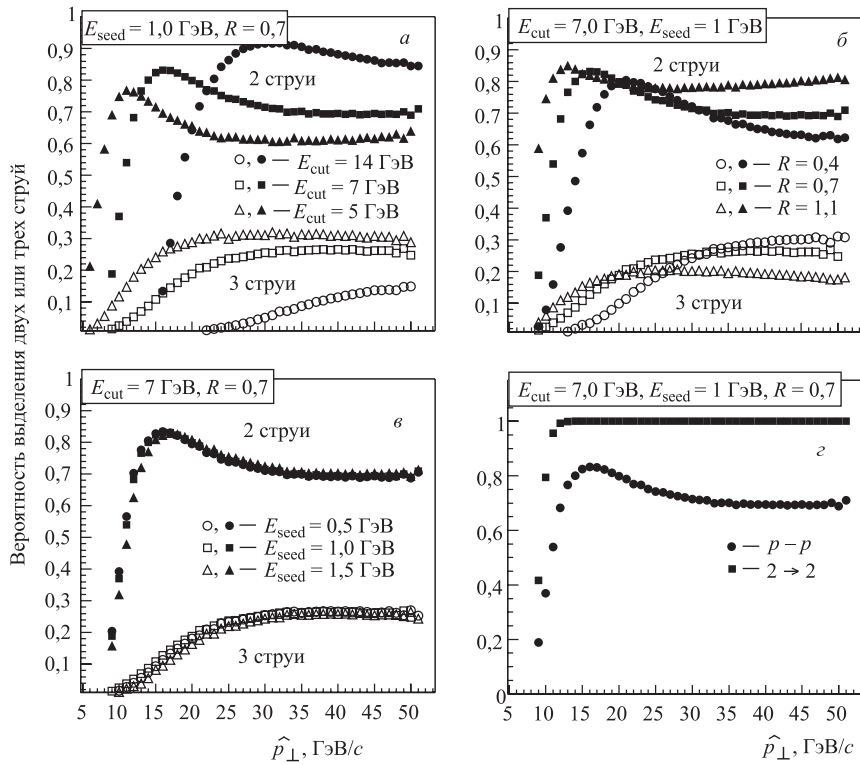


Рис. 2. Зависимость вероятности выделения двух и трех струй от поперечного импульса жесткого процесса \hat{p}_{\perp} при различных значениях параметров алгоритма: а) $E_{seed} = 1$ ГэВ, $R = 0,7$, $E_{cut} = 5, 7, 14$ ГэВ; б) $E_{cut} = 7$ ГэВ, $E_{seed} = 1$ ГэВ, $R = 0,4; 0,7; 1,1$; в) $E_{cut} = 7$ ГэВ, $R = 0,7$, $E_{seed} = 0,5; 1; 1,5$ ГэВ; з) $E_{cut} = 7$ ГэВ, $E_{seed} = 1$ ГэВ, $R = 0,7$ в жестких процессах и $p-p$ -взаимодействиях

Из рисунка видно, что значения E_{cut} и R определяют величину \hat{p}_\perp , начиная с которой вероятность выделения двух струй резко убывает. Так, для значений $E_{\text{cut}} = 7$ ГэВ и $R = 0,7$ оптимальной может быть выбрана величина $\hat{p}_\perp \approx 13$ ГэВ/с. Для фиксированного значения E_{cut} вероятность выделения двух струй максимальна в области $\hat{p}_\perp \approx 2E_{\text{cut}}$ и уменьшается с ростом \hat{p}_\perp . Для выбранного значения \hat{p}_\perp вероятность выделения двух струй максимальна, а вероятность выделения трех струй минимальна при $E_{\text{cut}} \approx \hat{p}_\perp/2$ (см. рис. 2, а). Для фиксированного значения E_{cut} вероятность выделения двух струй не зависит от R из диапазона $[0,7; 1,1]$ при $\hat{p}_\perp \in [2E_{\text{cut}}, 3E_{\text{cut}}]$. При больших значениях \hat{p}_\perp вероятность выделения двух струй уменьшается, в то время как вероятность выделения трех струй возрастает с уменьшением R (см. рис. 2, б). Влияние параметра $E_{\text{seed}} \in [0,5-1,5]$ ГэВ на вероятность выделения как двух, так и трех струй незначительна (см. рис. 2, в). Поэтому дальнейшие результаты будут приводиться только для $E_{\text{seed}} = 1$ ГэВ. На рис. 2, г приведены вероятности выделения двух струй в жестких процессах и p - p -взаимодействиях при одинаковых значениях параметров алгоритма $E_{\text{seed}} = 1$ ГэВ, $R = 0,7$ и $E_{\text{cut}} = 7$ ГэВ. В жестких процессах, в отличие от p - p -взаимодействий, вероятность выделения двух струй при данных значениях параметров равна 100 % начиная с $\hat{p}_\perp = 13$ ГэВ/с.

Выбор параметров E_{cut} и R для p - p -взаимодействий влияет на количество струй, выделенных в событии, и тем самым определяет тип события (1-, 2-, 3-, ..., N -струйное). Для нахождения дополнительных условий, позволяющих однозначно определить тип события, требуется более детальное исследование. Так как существует зависимость в определении типа события от параметров алгоритма, то необходимо рассматривать не только характеристики струй в двухструйных событиях, но и характеристики двух лидирующих струй в N -струйных событиях ($N_{\text{Jet}} \geq 2$). Чтобы избежать выборки событий, будем проводить сравнение характеристик двух лидирующих струй для событий, имеющих $\hat{p}_\perp > \hat{p}_\perp^{\text{Sh}}$. Значение $\hat{p}_\perp^{\text{Sh}}$ для каждого набора параметров определяется из рис. 3, на котором представлена зависимость вероятностей выделения двух или более струй от \hat{p}_\perp .

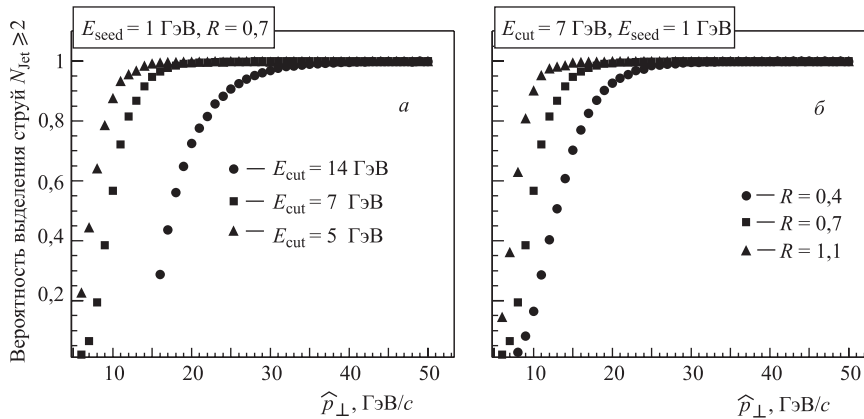


Рис. 3. Зависимость вероятности выделения N_{Jet} струй ($N_{\text{Jet}} \geq 2$) от поперечного импульса жесткого процесса \hat{p}_\perp при различных значениях параметров алгоритма: а) $E_{\text{seed}} = 1$ ГэВ, $R = 0,7$, $E_{\text{cut}} = 5, 7, 14$ ГэВ; б) $E_{\text{cut}} = 7$ ГэВ, $E_{\text{seed}} = 1$ ГэВ, $R = 0,4; 0,7; 1,1$

Таблица 2. Значение $\hat{p}_\perp^{\text{Sh}}$, при котором сумма вероятностей выделения двух и большего числа струй равна 100 % для разных значений параметров (E_{cut}, R) алгоритма

$\{E_{\text{cut}}, \text{ГэВ}; R\}$	$\{14; 0,7\}$	$\{7; 0,7\}$	$\{5; 0,7\}$	$\{7; 0,4\}$	$\{7; 1,1\}$
$\hat{p}_\perp^{\text{Sh}}, \text{ГэВ}/c$	38	18	15	28	16

Поперечному импульсу жесткого процесса $\hat{p}_\perp^{\text{Sh}}$ соответствует значение вероятности выделения двух и большего числа струй, равное 100 %. Значение $\hat{p}_\perp^{\text{Sh}}$ приведено в табл. 2.

3.2. Точность восстановления поперечного импульса P_T^{Part} партона. Для изучения влияния параметров алгоритма на точность восстановления поперечного импульса P_T^{Part} партона рассматривался набор распределений количества двухструйных событий по поперечной энергии струи E_T^{Jet} для набора достаточно узких диапазонов значений P_T^{Part} . Пример такого распределения представлен на рис. 4. Соответствие между E_T^{Jet} и P_T^{Part} будем характеризовать средним значением поперечной энергии струи $\langle E_T^{\text{Jet}} \rangle$ и шириной (rms) распределения.

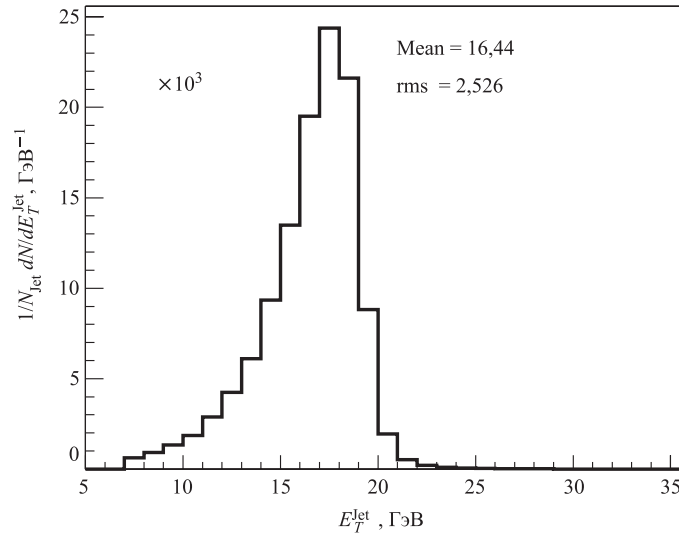


Рис. 4. Распределение количества двухструйных событий по поперечной энергии струи E_T^{Jet} для $20 < P_T^{\text{Part}} < 21$ ГэВ/c

Результаты изучения влияния параметра алгоритма E_{cut} на точность восстановления P_T^{Part} показаны на рис. 5. На нем представлены зависимости $\langle E_T^{\text{Jet}} \rangle$ (а), rms (б) для двухструйных событий и зависимости $\langle E_T^{\text{Jet}} \rangle$ (в), rms (г) для двух лидирующих струй в N -струйных ($N_{\text{Jet}} \geq 2$) событиях от P_T^{Part} при $R = 0,7$ и $E_{\text{cut}} = 14,7,5$ ГэВ. Из рис. 5, а, б видно, что для $P_T^{\text{Part}} > \hat{p}_\perp^{\text{Sh}}$ наблюдается линейная зависимость между P_T^{Part} и $\langle E_T^{\text{Jet}} \rangle$ при всех значениях параметра E_{cut} . Отклонение от линейности для $P_T^{\text{Part}} < \hat{p}_\perp^{\text{Sh}}$ связано с резким падением вероятности выделения двух струй в этой области. Для выбранной величины P_T^{Part} (например, $P_T^{\text{Part}} = 28$ ГэВ/c) уменьшение E_{cut} от значения

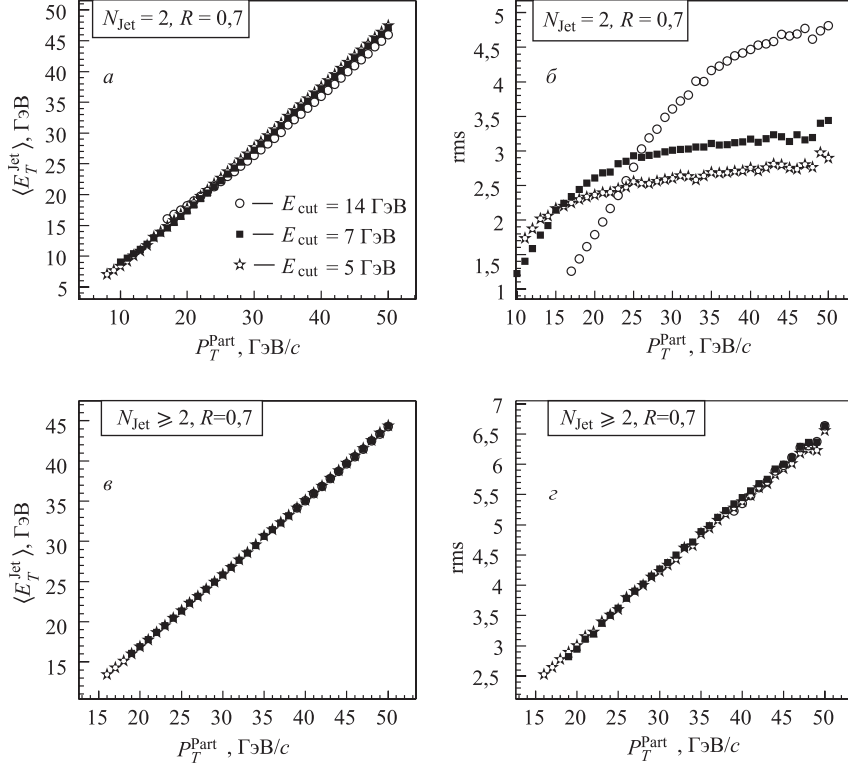


Рис. 5. Зависимости $\langle E_T^{\text{Jet}} \rangle$ (а), rms (б) для двухструйных событий и $\langle E_T^{\text{Jet}} \rangle$ (в), rms (г) для двух лидирующих струй в N -струйных ($N_{\text{Jet}} \geq 2$) событиях от P_T^{Part} при $R = 0,7$ и $E_{\text{cut}} = 14, 7, 5$ ГэВ

$P_T^{\text{Part}}/2$ до 7 ГэВ/с обеспечивает лучшую точность восстановления P_T^{Part} в двухструйных событиях (т.е. меньшее значение rms). Отметим, что при этом падает вероятность выделения двухструйных событий (см. рис. 2, а). Такое поведение связано со специальной выборкой событий. В событии будут выделены две струи, если процесс развития ливня и фрагментации от партонов проходит в узком конусе. Это означает, что для каждого партона не образуется второй струи с малым значением суммарной поперечной энергии от 7 ГэВ до $P_T^{\text{Part}}/2$. В противном случае в событии выделится три или четыре струи. Значительное улучшение точности восстановления P_T^{Part} (т.е. уменьшение rms) для партонов, имеющих $E_{\text{cut}} < P_T^{\text{Part}} < 2E_{\text{cut}}$, также связано с выборкой двухструйных событий. В событии выделится две струи, если процесс развития ливня и фрагментации от партонов проходит в узком конусе, т.е. поперечная энергия струи будет близка к значению P_T^{Part} . В противном случае в событии выделится одна или ноль струй. Из рис. 5, в, г видно, что $\langle E_T^{\text{Jet}} \rangle$ и ширина распределения rms не зависят от выбора E_{cut} для двух лидирующих струй в N -струйных событиях ($N_{\text{Jet}} \geq 2$).

Результаты анализа влияния параметра алгоритма R на точность восстановления P_T^{Part} показаны на рис. 6. На нем представлены зависимости $\langle E_T^{\text{Jet}} \rangle$ (а), rms (б) для двухструйных событий и $\langle E_T^{\text{Jet}} \rangle$ (в), rms (г) для двух лидирующих струй в N -струйных ($N_{\text{Jet}} \geq 2$) событиях от P_T^{Part} при $E_{\text{cut}} = 7$ ГэВ и $R = 0,4; 0,7; 1,1$. Из рис. 6, а, б видно, что для

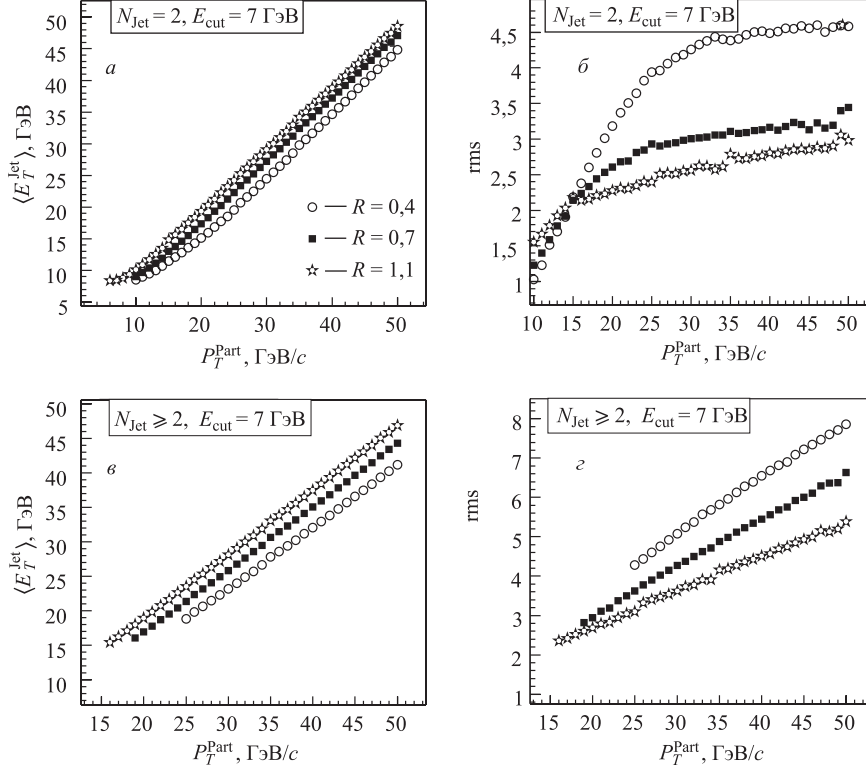


Рис. 6. Зависимости $\langle E_T^{\text{Jet}} \rangle$ (а), rms (б) для двухструйных событий и $\langle E_T^{\text{Jet}} \rangle$ (в), rms (г) для двух лидирующих струй в N -струйных ($N_{\text{Jet}} \geq 2$) событиях от P_T^{Part} при $E_{\text{cut}} = 7$ ГэВ и $R = 0,4; 0,7; 1,1$

$P_T^{\text{Part}} > \hat{p}_{\perp}^{\text{Sh}}$ наблюдается линейная зависимость между P_T^{Part} и $\langle E_T^{\text{Jet}} \rangle$ для всех значений параметров R . Уменьшение R приводит к уменьшению $\langle E_T^{\text{Jet}} \rangle$ и ухудшению точности восстановления P_T^{Part} (т.е. увеличение значения rms). Это объясняется тем, что в конус маленького радиуса попадают не все частицы, происходящие от партона, выходящего из жесткого взаимодействия. Наилучшая точность восстановления P_T^{Part} (т.е. наименьшее значение rms) достигается при $0,7 < R < 1,1$. Величина rms при этих значениях R изменяется незначительно, но большее значение R более чувствительно к наличию в струе примесей (т.е. частиц, происходящих от партонных остатков в начальном и конечном состоянии, а также от партонных остатков пучковых протонов). Из рис. 6, в, г видно, что $\langle E_T^{\text{Jet}} \rangle$ и ширина распределения rms для двух лидирующих струй в N -струйных событиях ($N_{\text{Jet}} \geq 2$), как и в случае двухструйных событий, зависит от выбора R .

Для оценки влияния ливней в начальном и конечном состоянии, а также выборки двухструйных событий на точность восстановления P_T^{Part} сравнивалась зависимость относительной ширины распределения поперечной энергии струй $\text{rms}/\langle E_T^{\text{Jet}} \rangle$ от P_T^{Part} при одинаковых значениях параметров алгоритма ($E_{\text{cut}} = 7$ ГэВ и $R = 0,7$) в жестких процессах и в p - p -взаимодействиях, а также для двух лидирующих струй в N -струйных ($N_{\text{Jet}} \geq 2$) событиях (рис. 7). Из рисунка видно, что ливни в начальном и

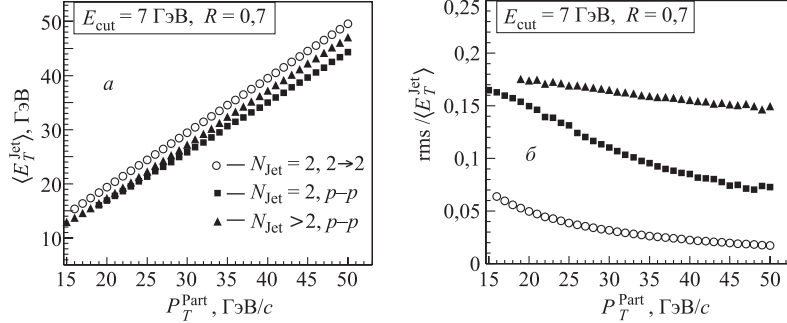


Рис. 7. Зависимости $\langle E_T^{\text{Jet}} \rangle$ (а) и $\text{rms}/\langle E_T^{\text{Jet}} \rangle$ (б) в жестких процессах и в p - p -взаимодействиях, а также для двух лидирующих струй в N -струйных ($N_{\text{Jet}} \geq 2$) событиях в p - p -взаимодействиях от P_T^{Part} при $E_{\text{cut}} = 7 \text{ GeV}$ и $R = 0,7$

конечном состоянии ухудшают точность восстановления P_T^{Part} в двухструйных событиях ($\text{rms}/\langle E_T^{\text{Jet}} \rangle$ увеличится на 10% для $P_T^{\text{Part}} = 15 \text{ GeV}/c$ и на 5% для $P_T^{\text{Part}} = 55 \text{ GeV}/c$). Точность восстановления P_T^{Part} для двух лидирующих струй в N -струйных событиях ухудшается с ростом P_T^{Part} по сравнению с двухструйными событиями ($\text{rms}/\langle E_T^{\text{Jet}} \rangle$ увеличится на 8% для $P_T^{\text{Part}} = 55 \text{ GeV}/c$). Следует отметить, что точность восстановления P_T^{Part} улучшается с ростом P_T^{Part} во всех рассмотренных случаях.

Для p - p -взаимодействий точность восстановления поперечного импульса партона в двухструйных событиях зависит от выбора параметров алгоритма E_{cut}, R . Уменьшение значения E_{cut} и увеличение R из диапазона $0,7-1,1$ приводит к выборке двухструйных событий, в которых струи имеют лучшую точность восстановления P_T^{Part} . Следует отметить также, что точность восстановления P_T^{Part} для двух лидирующих струй в N -струйных ($N_{\text{Jet}} \geq 2$) событиях не зависит от параметра E_{cut} и зависит от R . Точность восстановления P_T^{Part} улучшается с ростом P_T^{Part} .

3.3. Точность восстановления направления партона. Для выбора оптимальных значений параметров алгоритма важно знать, как точно направление оси струи соответствует направлению партона, выходящего из жесткого процесса при разных значениях R и E_{cut} . Точность восстановления направления партона будем характеризовать отклонением $\Delta R_{\text{Part}}^{\text{Jet}}$ направления оси струи от направления партона в пространстве $\{\eta, \phi\}$, описываемым формулой

$$\Delta R_{\text{Part}}^{\text{Jet}} = \sqrt{(\phi_{\text{Jet}} - \phi_{\text{Part}})^2 + (\eta_{\text{Jet}} - \eta_{\text{Part}})^2}. \quad (5)$$

Здесь $(\phi_{\text{Jet}}, \eta_{\text{Jet}})$ характеризуют направление оси струи, а $(\phi_{\text{Part}}, \eta_{\text{Part}})$ направление партона в пространстве $\{\eta, \phi\}$. Для изучения влияния параметров алгоритма на отклонение оси струи от направления партона рассматривалась зависимость $\langle \Delta R_{\text{Part}}^{\text{Jet}} \rangle$ от P_T^{Part} при разных значениях параметров R, E_{cut} . Из рис. 8, а, б видно, что для выбранного значения P_T^{Part} (например, $P_T^{\text{Part}} = 28 \text{ GeV}/c$) уменьшение E_{cut} от значения $P_T^{\text{Part}}/2$ до $7 \text{ GeV}/c$ обеспечивает меньшее отклонение оси струи от направления партона в двухструйных событиях. В событии выделится две струи, если процесс развития ливня и фрагментации от партониров проходит в узком конусе, т. е. для каждого партона не образуется второй струи с малым значением суммарной поперечной энергии от 7 GeV до $P_T^{\text{Part}}/2$, в противном

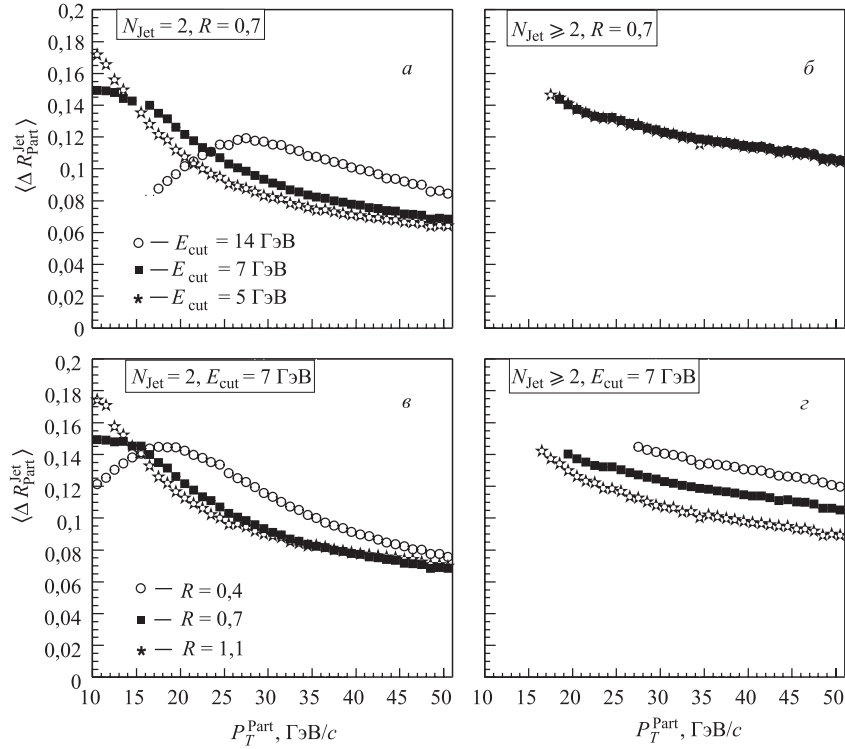


Рис. 8. Зависимости $\langle \Delta R_{\text{Part}}^{\text{Jet}} \rangle$ для двухструйных событий (а, в) и двух лидирующих струй в N -струйных событиях (б, г) от P_T^{Part} при разных значениях параметров алгоритма

случае в событии выделится три или четыре струи. Уменьшение отклонения направления оси струи от направления партона (т.е. уменьшение $\langle \Delta R_{\text{Part}}^{\text{Jet}} \rangle$) для партонов, имеющих $E_{\text{cut}} < P_T^{\text{Part}} < 2E_{\text{cut}}$, также связано с выборкой двухструйных событий. В событии выделится две струи, если процесс развития ливня и фрагментации от партонов происходит в узком конусе, т.е. поперечная энергия струи будет близка к значению P_T^{Part} . В противном случае в событии выделится одна или ноль струй. Для двух лидирующих струй в N -струйных событиях ($N_{\text{Jet}} \geq 2$) отклонение направления оси струи от направления партона не зависит от выбора E_{cut} . Влияние параметра R на величину отклонения показано на рис. 8, в, г. Из рисунка видно, что уменьшение R приводит к увеличению $\langle \Delta R_{\text{Part}}^{\text{Jet}} \rangle$. Это связано с тем, что в конус маленького радиуса попадают не все частицы, происходящие от партонов, выходящих из жесткого взаимодействия. Наименьшее отклонение направления оси струи от направления партона достигается при $0,7 < R < 1,1$. Значение $\langle \Delta R_{\text{Part}}^{\text{Jet}} \rangle$ при этих значениях R отличается незначительно, но большее значение R более чувствительно к наличию в струе примесей (т.е. частиц, происходящих от партонов из ливней в начальном и конечном состоянии, а также от партонов, являющихся остатками пучковых протонов). Для двух лидирующих струй в N -струйных событиях ($N_{\text{Jet}} \geq 2$) отклонения направления оси струи от направления партона, как и в двухструйных событиях, зависят от выбора R . Следует отметить, что $\langle \Delta R_{\text{Part}}^{\text{Jet}} \rangle$ уменьшается с ростом P_T^{Part} во всех рассмотренных случаях.

Для p - p -взаимодействий точность восстановления направления партона в двухструйных событиях зависит от выбора параметров алгоритма E_{cut}, R . Уменьшение значения E_{cut} и увеличение R из диапазона 0,4–1,1 приводит к выборке двухструйных событий, струи которых точнее восстанавливают направление партона. Следует отметить также, что отклонение оси струи от направления партона для двух лидирующих струй в N -струйных ($N_{\text{Jet}} \geq 2$) событиях не зависит от параметра E_{cut} и зависит от R . Точность восстановления направления партона улучшается с ростом P_T^{Part} .

3.4. Инклюзивное сечение рождения струй. Инклюзивное сечение рождения струй можно записать несколькими способами. Теоретические вычисления обычно выражаются в терминах инвариантного сечения

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3}. \quad (6)$$

Для представления экспериментальных данных используются такие переменные, как поперечная энергия E_T и псевдобыстрота $\eta = -\lg(\text{tg}(\theta/2))$. В терминах этих переменных дважды дифференциальное сечение записывается в виде

$$\frac{d^2\sigma}{dE_T d\eta}. \quad (7)$$

Эти два представления связаны между собой следующим соотношением:

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} \rightarrow \frac{1}{2\pi E_T} \frac{d^2\sigma}{dE_T d\eta}. \quad (8)$$

Последнее выражение получено в предположении азимутальной симметрии процесса и безмассовости частиц струи. Инклюзивное сечение рождения струй имеет смысл вероятности наблюдения струи с данными E_T и η в интервалах $(E_T - dE_T, E_T + dE_T)$ и $(\eta - d\eta, \eta + d\eta)$. Термин «инклюзивное» означает, что присутствие или отсутствие дополнительных объектов помимо струи в событии не исследуется. Так, событие, имеющее три струи, учитывается при вычислении сечения три раза. Символически полное инклюзивное сечение рождения любого количества струй записывается в виде $\sigma(p + p \rightarrow \text{jet} + X)$.

В этом разделе мы исследуем зависимость поведения сечения образования струй от выбора параметров алгоритма реконструкции струй. Как было показано в разд. 3 (пп. 3.1–3.3), тип события и характеристики струй зависят от выбранных параметров E_{cut} и R . Вероятность выделения струй резко падает при $\hat{p}_\perp \approx E_{\text{cut}}$. Поэтому инклюзивное сечение зависит от выбора параметров в области, близкой по значению к E_{cut} . Для анализа поведения сечения при $|\eta_{\text{Jet}}| < 1$ оценим доли одно-, двух- и трехструйных событий в зависимости от E_T^{Jet} при различных значениях параметров E_{cut} и R .

На рис. 9 показаны зависимости инвариантных сечений рождения струй (a, δ) и отношения сечений $\text{Jet}_N/\text{Jet}_{\text{All}}$ (b, ϵ) для всех (инклюзивных) и N -струйных событий ($N_{\text{Jet}} = 1, 2, 3$) от поперечной энергии E_T^{Jet} для двух различных наборов параметров алгоритма реконструкции PAR1, PAR2 в p - p -взаимодействиях при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ (PAR1: $E_T^{\text{Jet}} = 7$ ГэВ, $E_{\text{seed}} = 1$ ГэВ, $R = 0,7$; PAR2: $E_T^{\text{Jet}} = 5$ ГэВ, $E_{\text{seed}} = 0,5$ ГэВ, $R = 0,4$). Как видно из рис. 9, a, δ , инклюзивное сечение рождения струй падает на 12 порядков при изменении поперечной энергии струи и составляет 10^2 и 10^{-10} нб/ГэВ $^2 \cdot c^{-3}$ при 5 и 75 ГэВ соответственно. Рис. 9, b, ϵ показывает, что для наборов параметров PAR1 и PAR2 доля одноструйных событий в инклюзивном сечении больше 50 % при $7 < E_T^{\text{Jet}} < 14$ ГэВ.

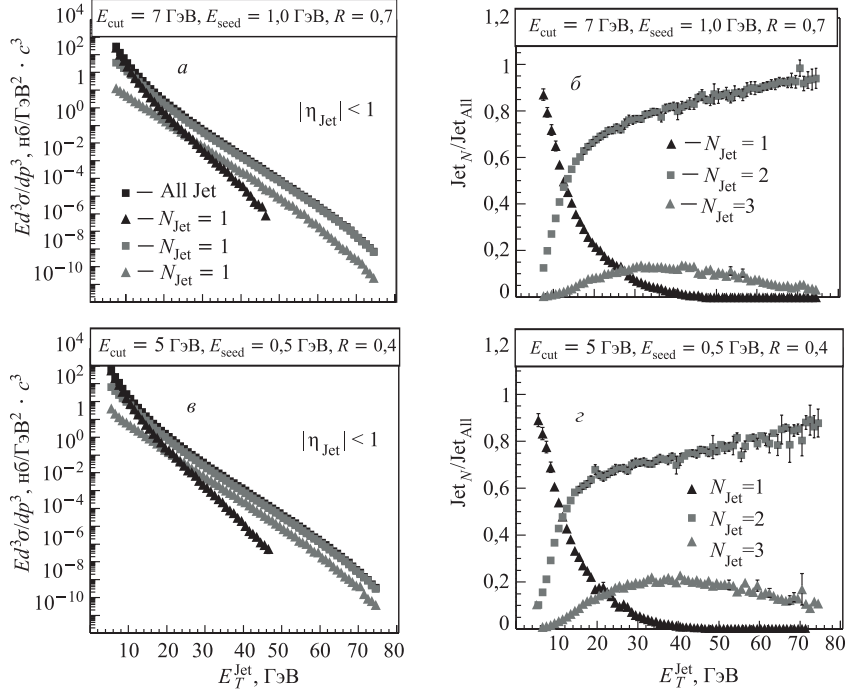


Рис. 9. Зависимости инвариантных сечений рождения струй (а, в) и отношения сечений Jet_N/Jet_{All} (б, г) для всех и N -струйных событий ($N = 1, 2, 3$) от поперечной энергии E_T^{Jet} для двух различных наборов параметров алгоритма реконструкции струй PAR1, PAR2 в $p-p$ -взаимодействиях при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ. (PAR1: $E_T^{Jet} = 7$ ГэВ, $E_{seed} = 1$ ГэВ, $R = 0,7$; PAR2: $E_T^{Jet} = 5$ ГэВ, $E_{seed} = 0,5$ ГэВ, $R = 0,4$)

Доля одноструйных событий в сечении уменьшается с ростом E_T^{Jet} . Так, при $E_T^{Jet} = 5$ и 13 ГэВ отношение Jet_N/Jet_{All} составляет 90 и 50% соответственно. При дальнейшем увеличении E_T^{Jet} доля одноструйных событий уменьшается и при $E_T^{Jet} = 25$ ГэВ составляет 10%. Доля двухструйных событий для наборов параметров PAR1 и PAR2 в инклюзивном сечении больше 50% при $E_T^{Jet} > 13$ ГэВ. Отметим, что форма зависимости отношения Jet_N/Jet_{All} от E_T^{Jet} для наборов PAR1 и PAR2 одинакова, но имеется отличие по величине. Установлено, что для набора PAR2 доля двухструйных событий меньше, чем для набора PAR1. Вклад трехструйных событий в сечении меньше 1% для $E_T^{Jet} = 7$ ГэВ. При увеличении E_T^{Jet} до 30 ГэВ отношение Jet_N/Jet_{All} возрастает и составляет 10 и 20% для наборов PAR1 и PAR2 соответственно. В диапазоне $30 < E_T^{Jet} < 50$ ГэВ вклад трехструйных событий в сечение меняется незначительно. При дальнейшем увеличении E_T^{Jet} наблюдается уменьшение отношения Jet_N/Jet_{All} для трехструйных событий до 1 и 10% для наборов параметров PAR1 и PAR2.

Для оценки влияния параметров алгоритма на инклюзивные спектры струй рассмотрим рис. 10, на котором представлены зависимости отношения $(Jet_{PAR2} - Jet_{PAR1})/Jet_{PAR1}$ инклюзивных сечений рождения струй, реконструированных при использовании наборов параметров PAR1 и PAR2 от E_T^{Jet} для одно- (а), двух- (б),

трех- (ϵ) и полного (ζ) числа всех N -струйных событий. Сечения одноструйных событий (рис. 10, a), полученные для набора PAR2 при $E_T^{\text{Jet}} = 7$ ГэВ, расположены на 65 % ниже, чем сечения, соответствующие набору PAR1. Это отличие уменьшается с ростом E_T^{Jet} . Сечения двухструйных событий (рис. 10, b) для набора PAR2 при $7 < E_T^{\text{Jet}} < 15$ ГэВ расположены на 35–50 % ниже, чем сечения для набора PAR1. Во всем диапазоне значений E_T^{Jet} (от 15 до 60 ГэВ) величина отношения $(\text{Jet}_{\text{PAR2}} - \text{Jet}_{\text{PAR1}}) / \text{Jet}_{\text{PAR1}}$ постоянна и равна $\sim 50\%$. Это отличие незначительно увеличивается с ростом E_T^{Jet} . Сечения трехструйных событий (рис. 10, ϵ) для набора PAR2 при $7 < E_T^{\text{Jet}} < 12$ ГэВ совпадают с сечением для набора PAR1, а при $7 < E_T^{\text{Jet}} < 12$ ГэВ расположены ниже на 1–20 %. При дальнейшем увеличении поперечной энергии струи E_T^{Jet} это отношение растет. На рис. 10, ζ приведена зависимость отношения инклюзивных сечений от энергии E_T^{Jet} . Сечения, полученные для набора PAR2, расположены ниже на 60 и 45 %, чем для набора PAR1 при $E_T^{\text{Jet}} = 7$ и 25 ГэВ соответственно. Во всем диапазоне значений E_T^{Jet} от 25 до 60 ГэВ величина отношения постоянна и равна $\sim 0,45$. Слабый рост этого отношения наблюдается при $E_T^{\text{Jet}} > 60$ ГэВ.

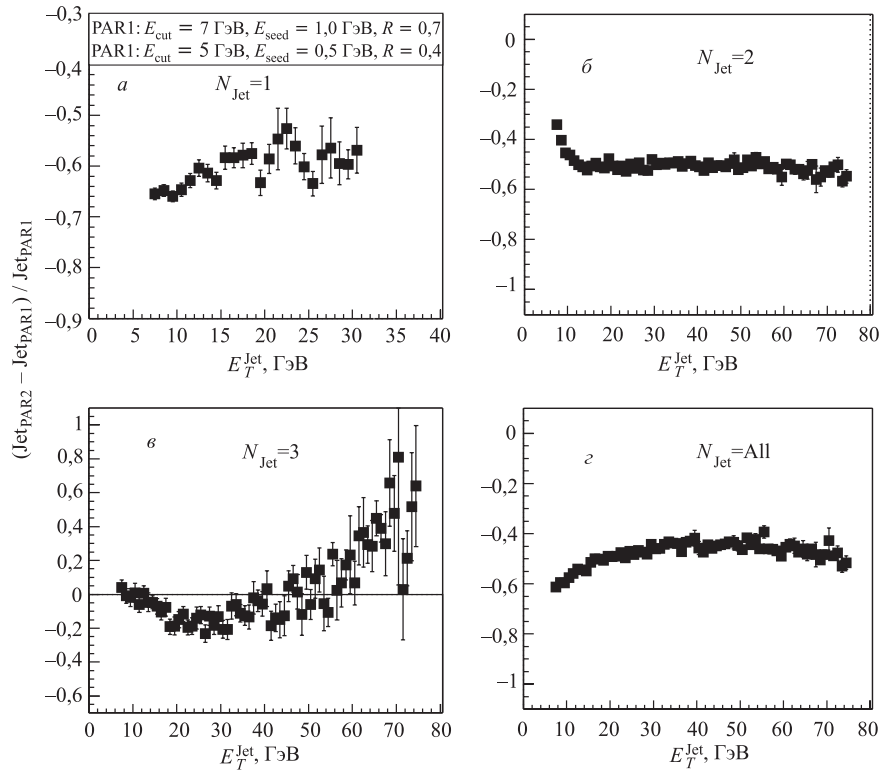


Рис. 10. Зависимость отношения $(\text{Jet}_{\text{PAR2}} - \text{Jet}_{\text{PAR1}}) / \text{Jet}_{\text{PAR1}}$ инклюзивных сечений рождения струй, реконструированных при использовании наборов параметров PAR1 и PAR2 от E_T^{Jet} для одно- (a), двух- (b), трех- (ϵ) и полного (ζ) числа всех N -струйных событий. PAR1: $E_T^{\text{Jet}} = 7$ ГэВ, $E_{\text{seed}} = 1$ ГэВ, $R = 0,7$; PAR2: $E_T^{\text{Jet}} = 5$ ГэВ, $E_{\text{seed}} = 0,5$ ГэВ, $R = 0,4$

Таким образом, в результате проведенного исследования установлено, что поведение отношения инклюзивных сечений в зависимости от энергии E_T^{Jet} повторяет поведение соответствующих сечений для одно-, двух- и трехструйных событий в тех областях, где их вклады в сечение существенны. Форма инклюзивных спектров не зависит от выбора параметров в наборах PAR1 и PAR2 в диапазоне $25 < E_T^{\text{Jet}} < 60$ ГэВ. Для двухструйных событий форма спектров одинакова для наборов PAR1 и PAR2 в диапазоне от 15 до 60 ГэВ.

4. СПЕКТРЫ СТРУЙ В z -ПРЕДСТАВЛЕНИИ

В этом разделе исследуется зависимость формы спектра реконструированных струй в z -представлении от параметров алгоритма $E_{\text{cut}}, E_{\text{seed}}, R$.

Напомним основные идеи и определения z -скейлинга [8,9]. В основе этой концепции лежит предположение о масштабной инвариантности взаимодействия элементарных конstituентов адронов и ядер при высоких энергиях и больших переданных импульсах. Графическое представление взаимодействия адронов на партонном уровне показано на рис. 11. Здесь M_1, M_2 — массы сталкивающихся адронов (или ядер); m_1 — масса инклюзивной частицы. Массовый параметр m_2 вводится для сохранения внутренних законов сохранения (для изоспина, барионного числа и странности...). Величины x_1 и x_2 представляют доли импульсов P_1 и P_2 сталкивающихся объектов, переносимые конstituентами. Переменная z обладает свойством фрактальной меры и может быть представлена в виде [8,9]

$$z = z_0 \Omega^{-1}. \quad (9)$$

В этом выражении конечная часть z_0 представляет отношение выделенной поперечной энергии в элементарном столкновении партонных и средней плотности множественности $dN/d\eta|_{\eta=0}$. Расходящаяся часть Ω^{-1} описывает разрешение, при котором столкновение партонных может быть выделено из рассматриваемого инклюзивного процесса. Величина

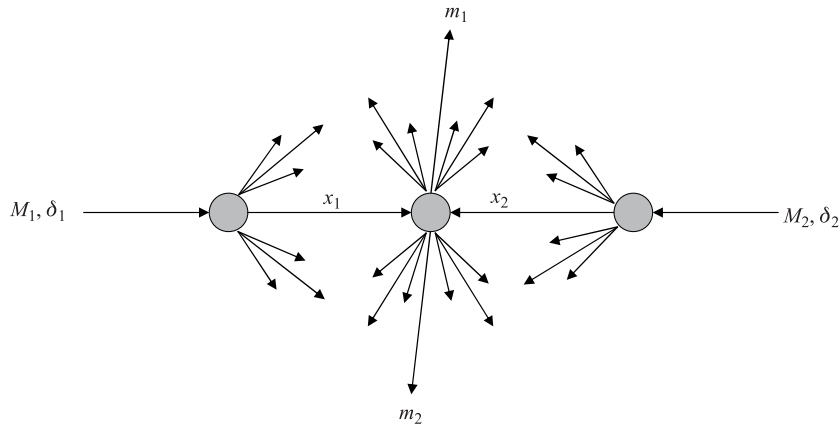


Рис. 11. Взаимодействие адронов на конституентном уровне

$\Omega(x_1, x_2) = m(1-x_1)^{\delta_1}(1-x_2)^{\delta_2}$ представляет относительное количество всех элементарных конфигураций партонов, несущих доли x_1 и x_2 импульсов сталкивающихся адронов P_1 и P_2 . Величины δ_1 и δ_2 являются фрактальными размерностями сталкивающихся объектов (адронов или ядер). Доли импульсов x_1 и x_2 находятся из условия минимизации величины $\Omega(x_1, x_2)^{-1}$ фрактальной меры z для подпроцессов, удовлетворяющих закону сохранения 4-импульса

$$(x_1 P_1 + x_2 P_2 - p)^2 = (x_1 M_1 + x_2 M_2 - m_2)^2. \quad (10)$$

Скейлинговая функция $\psi(z)$ и скейлинговая переменная z выражаются через инвариантное сечение $E d^3\sigma/dp^3$ и плотность множественности $dN/d\eta$

$$\psi(z) = -\frac{\pi s}{(dN/d\eta)\sigma_{\text{in}}} J^{-1} E \frac{d^3\sigma}{dp^3}. \quad (11)$$

Здесь s — энергия столкновения в системе центра масс; σ_{in} — полное неупругое сечение взаимодействия; J — соответствующий якобиан перехода от переменных $\{p_z, p_T\}$ к $\{\eta, z\}$. Коэффициент J выражается через импульсы и массы сталкивающихся и инклюзивной частиц.

Уравнение нормировки, записанное в виде

$$\int_0^{\infty} \psi(z) dz = 1, \quad (12)$$

позволяет интерпретировать функцию $\psi(z)$ как плотность вероятности образования частицы в конечном состоянии с данным значением величины z .

В работах [8, 9] представлены результаты анализа данных, полученных коллаборациями UA1, UA2, CDF и D0 по рождению струй в рамках концепции z -скейлинга. Установлены свойства z -представления, такие как энергетическая и угловая независимость функции $\psi(z)$ и степенное поведение $\psi(z) \sim z^{-\beta}$ при больших z . Свойства z -скейлинга использовались для предсказательных расчетов сечения рождения струй в p - p - и \bar{p} - p -взаимодействиях при энергиях RHIC, LHC и тэватрона. Было установлено, в частности, что значения параметра наклона β для p - p - и \bar{p} - p -взаимодействий различны, $\beta_{\text{Jet}}^{pp} > \beta_{\text{Jet}}^{\bar{p}p}$. Этот качественный результат подтверждается результатами анализа по рождению заряженных адронов, прямых фотонов и π^0 -мезонов. Поэтому представляет интерес как экспериментальная проверка этой закономерности при рождении струй в p - p -взаимодействиях в новом диапазоне энергий, так и исследование чувствительности параметра наклона β_{Jet}^{pp} к параметрам алгоритма реконструкции струй.

Сравним сечения, предсказанные z -скейлингом, полученные с использованием монтекарло-программы PYTHIA и коллаборацией STAR на RHIC [11]. На рис. 12, *a* приведены инвариантные инклюзивные сечения $E d^3\sigma/dp^3$ рождения струй в p - p -взаимодействиях при энергии $\sqrt{s} = 200$ ГэВ, полученные с использованием генератора PYTHIA для набора параметров PAR1, PAR2 и предсказанные в рамках теории z -скейлинга. Из рисунка видно, что абсолютные сечения для набора PAR1 больше, чем для набора PAR2 во всей области изменения поперечной энергии E_T^{Jet} . В области $E_T^{\text{Jet}} = 25$ –60 ГэВ и $|\eta_{\text{Jet}}| < 1$ форма спектров для обоих наборов параметров совпадает с формой, предсказанной z -скейлингом. В z -представлении (рис. 12, *б*) спектры описываются степенным

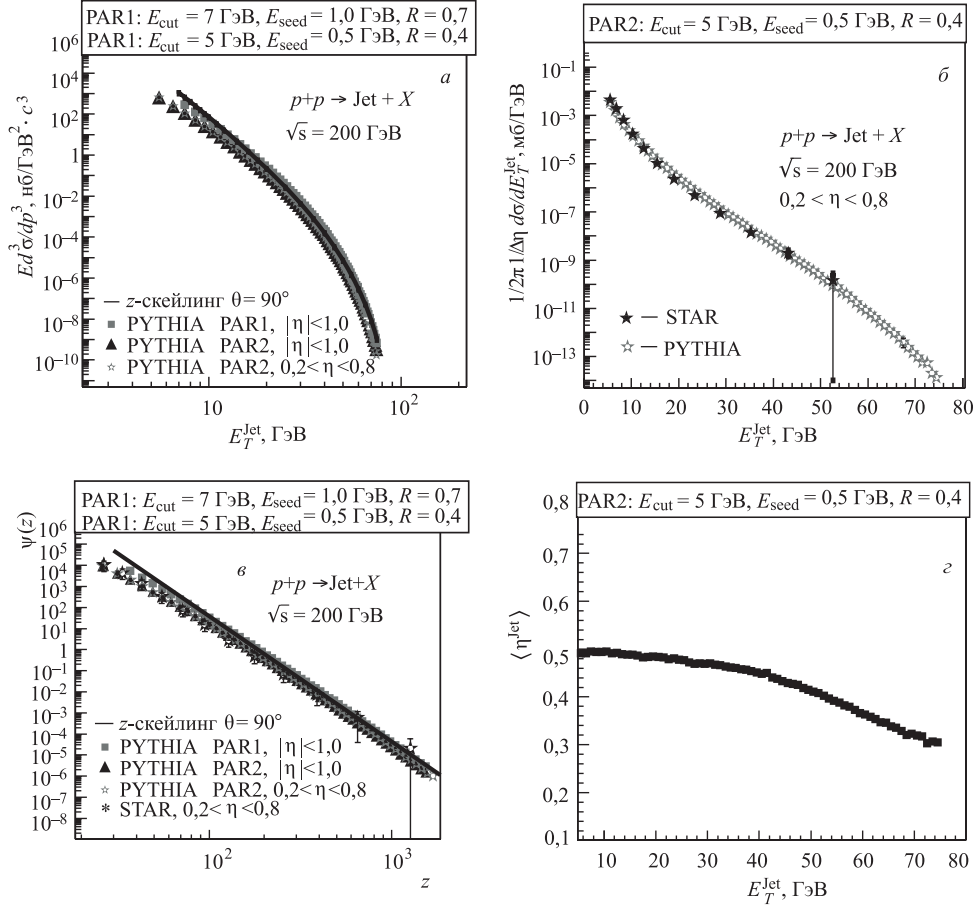


Рис. 12. Инклюзивные сечения рождения струй в p - p -взаимодействиях при энергии $\sqrt{s} = 200$ ГэВ в E_T (а, б, з) и z (г) представлениях. Линиями и символами $+$, \circ , Δ обозначены результаты расчетов в рамках z -скейлинга и методом Монте-Карло (PYTHIA). Экспериментальные данные (\star) взяты из работы [11]. з) Зависимость среднего значения псевдобыстроты струи $\langle \eta_{\text{jet}} \rangle$ от поперечной энергии E_T^{jet} для диапазона $0,2 < \eta < 0,8$

законом $\psi(z) \sim z^{-\beta}$ с показателем $\beta = 6,01 \pm 0,06$. Результаты моделирования спектров в аксептансе $0,2 < \eta < 0,8$ в пределах экспериментальных ошибок находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными STAR (см. рис. 12, б) [11]. Для расчетов скейлинговой функции $\psi(z)$ в аксептансе $0,2 < \eta < 0,8$ использовалась зависимость среднего значения псевдобыстроты струи $\langle \eta_{\text{jet}} \rangle$ от E_T^{jet} , полученная с использованием генератора PYTHIA (см. рис. 12, з). Отметим, что величина наклона β функции $\psi(z)$ результатов моделирования в диапазоне $E_T^{\text{jet}} = 20\text{--}60$ ГэВ и $0,2 < \eta < 0,8$ с точностью $< 5\%$ совпадает с найденной для полного аксептанса $|\eta_{\text{jet}}| < 1$. Полученные результаты показывают, что для детального теоретического анализа требуются более статистически обеспеченные экспериментальные данные по сечениям рождения струй ($E_T^{\text{jet}} > 25$ ГэВ), которые позволяют исследовать, в частности, угловую зависимость спектров.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе проведено исследование влияния параметров ($E_{\text{cut}}, E_{\text{seed}}, R$) конусового алгоритма на эффективность и характеристики реконструированных струй в p - p -взаимодействиях при энергии $\sqrt{s} = 200$ ГэВ. Установлена зависимость доли образования двух- и трехструйных событий от поперечного импульса \hat{p}_{\perp} жесткого партонного процесса при разных значениях параметров $E_{\text{cut}}, E_{\text{seed}}, R$. Показано, что вероятность выделения двух струй не зависит от величины E_{seed} в диапазоне 0,5–1,5 ГэВ. Параметры E_{cut} и R определяют величину \hat{p}_{\perp} , начиная с которой вероятность выделения двух струй резко падает. Установлено, что при фиксированном значении E_{cut} вероятность выделения двух струй максимальна для $\hat{p}_{\perp} \approx 2E_{\text{cut}}$ и не зависит от R в диапазоне 0,7–1,1 при $\hat{p}_{\perp} \in [2E_{\text{cut}}, 3E_{\text{cut}}]$. При больших значениях поперечного импульса партона $\hat{p}_{\perp} > 25$ ГэВ/с вероятность выделения двух струй уменьшается, а вероятность выделения трех струй возрастает с уменьшением R и E_{cut} . Получены зависимости среднего значения отклонения направления оси струи $\langle \Delta R_{\text{Part}}^{\text{Jet}} \rangle$ от направления партона, а также средней поперечной энергии струи $\langle E_T^{\text{Jet}} \rangle$ и rms от поперечного импульса партона при разных значениях параметров алгоритма. Показано, что точность восстановления энергии и направления партона в двухструйных событиях улучшается с ростом P_T^{Part} и существенно зависит от значений параметров E_{cut} и R . Установлено, что с уменьшением величины E_{cut} и увеличением R из диапазона 0,7–1,1 происходит выборка двухструйных событий, струи которых лучше восстанавливают энергию и направление партона. Однако точность восстановления энергии и направления партона для двух лидирующих струй в N -струйных ($N_{\text{Jet}} \geq 2$) событиях не зависит от параметра E_{cut} и уменьшается с уменьшением величины R . Проведено сравнение результатов моделирования струй с предсказаниями, полученными в рамках теории z -скейлинга, и экспериментальными данными, полученными на RHIC. Установлена независимость наклона скейлинговой функции от наборов (PAR1, PAR2) параметров алгоритма в диапазоне поперечных импульсов $E_T^{\text{Jet}} = 25$ –60 ГэВ. Показано, что в области $E_T^{\text{Jet}} < 25$ ГэВ наблюдается сильная зависимость от значений параметров (E_{cut}, R), которая усиливается с уменьшением E_T^{Jet} .

Проведенное исследование показало, что для проверки асимптотического поведения скейлинговой функции $\psi(z)$ и установления особенностей механизма рождения струй в p - p -взаимодействиях необходимо увеличение статистики экспериментальных данных по сечениям рождения струй на RHIC в области больших поперечных энергий ($E_T^{\text{Jet}} > 25$ ГэВ). Такие данные позволят исследовать угловую зависимость спектров рождения струй и осуществить более обоснованную экстраполяцию расчетов сечений образования струй при энергиях LHC.

Проведенное исследование было поддержано программой Министерства науки и образования Российской Федерации, грант РНП.2.2.2.2.6546 (МИРЭА).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Abe F. et al. Inclusive Jet Cross Section in p Anti- p Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 77. P. 438–443;
Abe F. et al. Measurement of Dijet Angular Distributions by the Collider Detector at Fermilab // Ibid. P. 5336–5341;

- Affolder T. et al.* Measurement of the Two-Jet Differential Cross Section in p Anti- p Collisions at $\sqrt{s} = 1800$ GeV // Phys. Rev. D. 2001. V. 64. P. 012001;
- Affolder T. et al.* Measurement of the Inclusive Jet Cross Section in p Anti- p Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV // Ibid. P. 032001;
- Acosta D. et al.* Soft and Hard Interactions in p Anti- p Collisions at $\sqrt{s} = 1800$ and 630 GeV // Phys. Rev. D. 2002. V. 65. P. 072005;
- Acosta D. et al.* The Underlying Event in Hard Interactions at the Tevatron p Anti- p Collider // Phys. Rev. D. 2004. V. 70. P. 072002;
- Abulencia A. et al.* Measurement of the Inclusive Jet Cross Section in $p\bar{p}$ Interactions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV Using a Cone-Based Jet Algorithm. hep-ex/0512020. 2006. 19 p.;
- Korytov A.* QCD Physics at Tevatron and LHC // Part. At. Nucl. 2004. V. 67, No. 1. P. 50–61;
- Abulencia A. et al.* Measurement of the Inclusive Jet Cross Section Using the k_T Algorithm in p Anti- p Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 122001.
2. *Field R.* // XXXIV Intern. Meeting on Fundamental Phys. «From HERA and the Tevatron to the LHC», El Escorial, Madrid, Spain, April 2–7, 2006; Physics at the Tevatron (4 Lectures). <http://hepexp.ft.uam.es/imfp06/>
 3. *Abbott B. et al.* The Inclusive Jet Cross Section in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. P. 2451–2456.
 4. *Abazov V. M. et al.* The Inclusive Jet Cross Section in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV Using the k_T Algorithm // Phys. Lett. B. 2002. V. 525, No. 3–4. P. 211–218.
 5. *Abbott B. et al.* High- p_T Jets in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 630$ and 1800 GeV // Phys. Rev. D. 2001. V. 64. P. 032003.
 6. *Bandurin D.* // Conf. on the Intersection of Particle and Nuclear Physics «Photons and Jets at the Tevatron», Puerto Rico, May 30 – June 3, 2006. <http://cipanp.physics.uiuc.edu/index.htm>
 7. *Sjostrand T. et al.* High-Energy-Physics Event Generation with PYTHIA 6.1 // Comp. Phys. Commun. 2001. V. 135, No. 2. P. 238–259.
 8. *Tokarev M. V., Dedovich T. G.* z -Scaling and Jet Production in Hadron–Hadron Collisions at High Energies. JINR Preprint E2-99-300. Dubna, 1999. 24 p.;

Tokarev M. V., Dedovich T. G. Z -Scaling and Jet Production at Tevatron. JINR Preprint E2-2004-188. Dubna, 2004. 14 p.

 - 9. *Tokarev M. V., Dedovich T. G.* Z -Scaling and Jet Production in Hadron–Hadron Collisions at High Energies // Intern. J. Mod. Phys. A. 2000. V. 15, No. 22. P. 3495–519.
 - 10. *Tokarev M. V., Dedovich T. G.* Verification of z -Scaling at RHIC and Tevatron // Phys. At. Nucl. 2005. V. 68, No. 3. P. 404–442.
 - 11. *Miller M. L. (for the STAR collab.)* First Measurement of the Jet Cross Section in Polarized $p + p$ Collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV. hep-ex/0604001. 2006. 3 p.