

Министерство образования и науки Российской Федерации

Федеральное государственное автономное
образовательное учреждение высшего образования
«Московский физико-технический институт
(государственный университет)»

Факультет общей и прикладной физики

Кафедра физики высоких энергий

Выпускная квалификационная работа бакалавра

Выделение W и Z бозонов в адронной моде распада

Выполнил:
студент 324 группы
Бондарь М.А.

Научный руководитель:
к.ф.-м.н., Мягков А.Г.

НИЦ «Курчатовский институт»
ИФВЭ

Протвино 2017

Оглавление

1 Введение

2 Используемые данные, программы и алгоритмы

2.1 Алгоритмы реконструкции струй

2.2 Группирование

2.3 Мечение

3 Результаты работы

4 Анализ и выводы

5 Список литературы

1. Введение

W и Z бозоны являются фундаментальными частицами, переносчиками слабого взаимодействия. Их открытие считается одним из главных успехов Стандартной модели физики элементарных частиц. Физика векторных бозонов – интересное и перспективное направление физики, изучаемое на Большом Адронном Коллайдере. Все три частицы очень короткоживущие, со средним временем жизни около $3 \cdot 10^{-25}$ секунд. Эти бозоны — тяжеловесы среди элементарных частиц с массой в 80,4 и 91,2 ГэВ/ c^2 , соответственно. Масса этих бозонов очень важна для понимания слабого взаимодействия, поскольку ограничивает радиус действия слабого взаимодействия. Все три типа бозонов имеют спин 1. Испускание W^+ или W^- бозона может либо повысить, либо понизить электрический заряд испускающей частицы на 1 единицу. В то же время W -бозон может менять поколение частицы, например, превращать s -кварк в u -кварк. Z^0 бозон не может менять ни электрический заряд, ни любой другой заряд (странность, очарование и т. д.) — только спин и импульс, так что он никогда не меняет поколение или аромат частицы, испускающей его. В случае распада W -бозона по лептонному каналу теряется нейтрино и это усложняет возможности поиска резонанса в дибозонной системе. Вероятности мод распадов в адронной моде значительно превышают вероятности мод в лептонной моде. Поэтому в данной работе рассматривается только адронная мода распада. Однако у этого варианта также есть недостаток – значительный фон от qcd -струй, который необходимо существенно подавить.

Частица	Масса, ГэВ	Основные моды распада, %	Ширина распада, ГэВ
Z	91.187±0.07	e ⁺ e ⁻ , 3.37%	2.49±0.007
		μ ⁺ μ ⁻ , 3.36%	
		τ ⁺ τ ⁻ , 3.37%	
		νν̄, 20%	
		адроны, 70%	
W ⁺	80.41±0.1	e ⁺ ν, 10.75%	2.06±0.06
		μ ⁺ ν, 10.57%	
		τ ⁺ ν, 11.25%	
		адроны, 67.60%	

2. Используемые данные, программы и алгоритмы

В данной работе использовались данные, смоделированные с помощью генератора Herwig, аналогичные статистике процессов, набранной на БАК. Смоделированы датасеты для 2 типов событий: с Z-бозоном и побочной струей (Zjets) и для событий с 2 qcd-струями (dijets). В каждом датасете содержится по 10 000 событий, разбитых по поперечным импульсам с интервалами по 100 ГэВ в диапазонах 200-300, 300-400 ... 700-800 ГэВ. Обработка производится с помощью алгоритмов для обработки и реструктуризации струй, взятых из FastJet. Программа производит считывание данных из текстового массива, содержащего импульсы и массы частиц в событии. Далее производится реконструкция струи с широким конусом, грумирование и тагирование. Результатом являются гистограммы распределений по массе и другим переменным, о которых подробнее написано в разделе 3.3.

2.1. Алгоритмы реконструкции струй

Первым этапом обработки является выделение 2 наиболее энергичных струй, т. е. струй с наибольшим поперечным импульсом из каскада частиц. Делается это с помощью алгоритмов реконструкции струй. В данной работе используется только Анти-КТ алгоритм, однако стоит рассказать немного об альтернативах. Существует 3 базовых алгоритма реконструкции струй, все они являются прямыми потомками алгоритма JADE, с видоизмененными параметрами и тем же принципом работы. Обозначения: $\Delta R_{ij}^2 = (y_i - y_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2$, где y_i - быстрота, а ϕ_i - азимутальный угол, d_{iB} и d_{ij} определяются для каждого алгоритма по-разному, формулы приведены ниже. Работают алгоритмы реконструкции следующим образом:

1. Вычисляются параметры d_{iB} и d_{ij} для всех частиц в событии
2. Если наименьшим является значение некоторого d_{iB} - эта частица объявляется струей и исключается из списка оставшихся частиц
3. Если наименьшим является значение некоторого d_{ij} - частицы i и j объединяются в струю и струя остается в списке.
4. Повторяется до объединения всех частиц в струю

Заметим, что также происходит фильтрация по параметру R , так как при значениях $R_{ij} > R$ частицы никак не могут быть объединены в струю, независимо от значения p_T , что не мешает им быть присоединенными к ней по отдельности. Единственным отличием 3 базовых алгоритмов является определение параметров d_{ij} и d_{iB} . Определяются они так:

КТ-алгоритм $d_{ij} = \frac{\min(p_{T,i}^2, p_{T,j}^2) \Delta R_{i,j}^2}{R^2}$ $d_{iB} = p_{T,i}^2$ КТ-алгоритм отличается от

Анти-КТ только порядком обработки – первый начинает с самых мягких и разнонаправленных частиц, а второй наоборот. Если начинать реконструкцию струи с мягких частиц, то в итоге есть риск получить струи из фоновых частиц.

CambridgeAachen фильтр $d_{ij} = \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2}$ $d_{iB} = 1$ У Кэмбридж Аакен алгоритма

существенным недостатком является то, что он не принимает во внимание

импульс частицы, а работает только с углами. Поэтому пучок фоновых частиц может быть засчитан как полноценная струя. А в данной работе qcd-струи с мощным разнонаправленным фоном присутствуют в изобилии. Можно было бы отфильтровать получившиеся струи по величине поперечного импульса, оставив только значения больше, например 10 ГэВ. Но при работе с qcd-струями эффективность все равно будет низкой.

Анти-КТ алгоритм $d_{ij} = \min\left(\frac{1}{p_{T,i}^2}, \frac{1}{p_{T,j}^2}\right) \frac{\Delta R_{i,j}^2}{R^2}$ $d_{iB} = \frac{1}{p_{T,i}^2}$ **Анти-КТ алгоритм**

наилучшим образом подходит для обработки событий изучаемого типа. Реконструкция начинается с самых энергитичных и скученных частиц, что повышает вероятность попадания бозонов в выделенную струю. Поэтому в данной работе и используется только этот алгоритм.

2.2. Груммирование

В данной работе рассматривается процесс распада бозонов на кварк и антикварк, которые впоследствии распадаются на струи адронов. Существенной особенностью распадов высокоэнергетичных объектов является то, что с увеличением поперечного импульса объекта уменьшается расстояние между струями. Выделение отдельно и кварка и антикварка в отдельную струю приводит к тому, что эти струи сливаются. Это сильно снижает эффективность выделения таких объектов. Альтернативным вариантом будет изначальное выделение одной струи большого диаметра, в которую попадут все продукты распада векторных бозонов. Однако в этом случае в струю попадают и другие продукты реакции. Алгоритмы груммирования (groomers) позволяют если не избавиться от лишних частицы, то в разы сократить их влияние на эффективность выделения. Следовательно следующим этапом является применение груммера - очистка большого конуса от этих частиц. Алгоритмов для этого существует множество, и их количество постоянно растет. Однако в данной работе рассматриваются только 2 базовых – это **Trimming** и **Pruning**. **Pruning** – один из основных алгоритмов для груммирования, т. е. первичной обработки струй после проведения операции реконструкции. В данном алгоритме используются 2 переменных – z_{cut} и D_{cut} . При больших значениях D_{cut} и малых значениях z_{cut} , объект тяготеет быть частью побочной qcd-струи, поэтому убрав такие объекты можно повысить эффективность обработки. Прунинг можно разделить на следующие этапы:

1. Начинаем со струй полученных на этапе реконструкции. Также определим параметры D_{cut} и z_{cut} .
2. Каждый объект обрабатываем фильтром, проверяя выполнение условий:

$$z = \frac{p_{\pi}}{p_{Tp}} < z_{cut} \quad \text{и} \quad R_i > D_{cut}$$

3. Если условие из п. 2 выполняется – такой объект исключается из подструи. Продолжаем обработку по всем объектам в струе большого радиуса.

4. Получившаяся в результате струя и есть результат прунинга. Результаты обработки можно посмотреть ниже, на рис. 2, рис. 3

Trimming – второй базовый алгоритм для груммирования. Работает по иному принципу по сравнению с Pruning. Алгоритм не пересобирает струи из отдельных частиц, а наоборот производит зачистку неподходящих кандидатов.

1. Выделение всех частиц/треков в струи, используя любой подходящий алгоритм, получение т. н. затравочную струю (“seed jet”) - производится еще до использования груммера.

2. Внутри каждой струи выделяются подструи с характерным радиусом $R_{sub} < R$, проводится реструктуризация имеющихся струй.

3. Если вклад подструи в импульс струи подструи слишком мал ($p_{Tj} < f_{cut} * p_{Tjet}$), такая частица исключается из подструи. Здесь f_{cut} – безразмерная константа, а p_{Tjet} – поперечный импульс большой струи. Результат на рис. 1

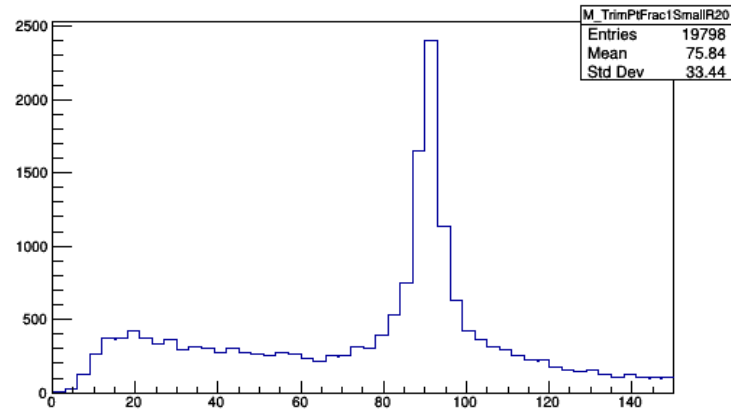
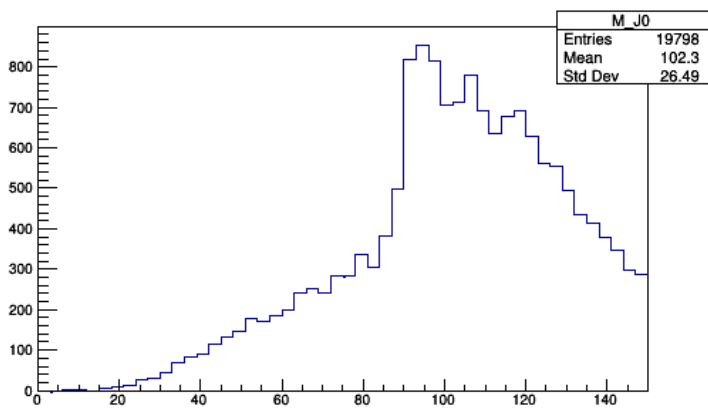


Рис.1 Распределение по массе струи для Zjet событий до тримминга (слева) и после (справа) с параметрами $p_t=400-500$, $frac=1$, $R=0.2$

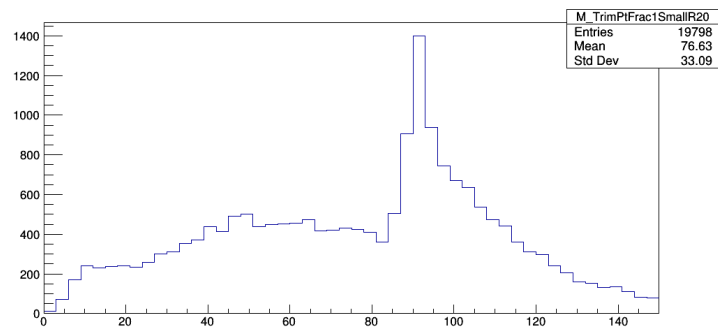
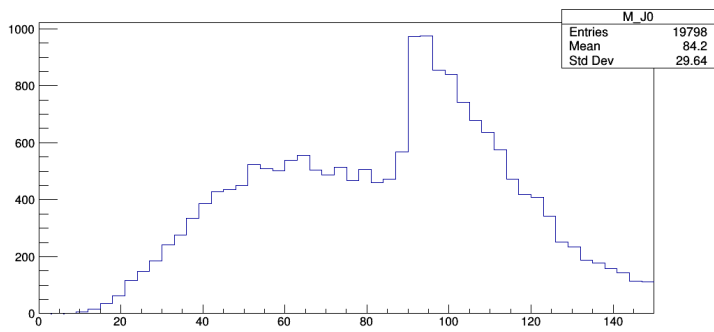


Рис.2 Распределение по массе струи для Zjet событий до прунинга (слева) и после (справа) с параметрами $p_{t}=200-300$, $z_{cut}=1$, $D_{cut}=0.2$

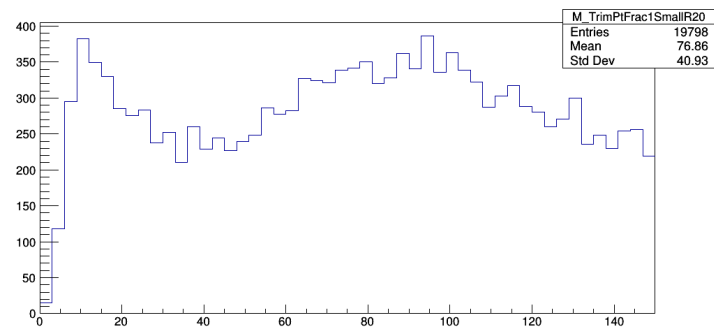
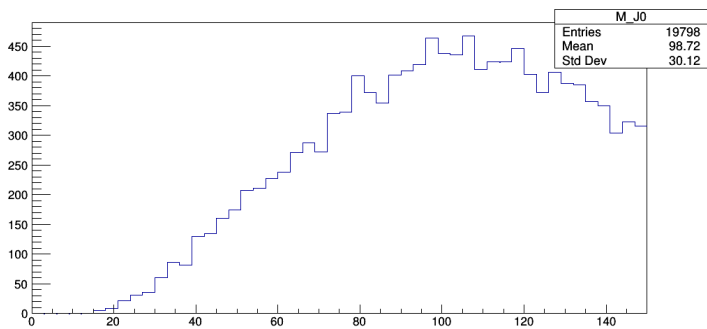


Рис.3 Распределение по массе струи для dijet событий до прунинга (слева) и после (справа) с параметрами $p_{t}=500-600$, $z_{cut}=1$, $D_{cut}=0.2$

2.3 Мечение

Третьим и заключительным этапом обработки является алгоритм тагирования. На этапе выделения струй и груммирования производилась исключительно работа с массой и импульсами струй. Теперь вычисляются коэффициенты C_2 и D_2 . Рассмотрим их подробнее. Для начала определим корреляционную функцию энергии для n объектов в случае 2 и 3 объектов. ECF – energy correletion function. Обозначения: p_{Tj} - поперечный импульс объекта j , ΔR_{ij} - расстояние между компонентами струи i и j . Сумма по i и j берется по всем объектам, составляющим струю.

$$e_n^{(\beta)} = \frac{ECF(n, \beta)}{(ECF(1, \beta))^n} \quad \Delta R_{ij}^2 = (y_i - y_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2, \text{ для 2 и 3 объектов:}$$

$$e_2^{(\beta)} = \frac{1}{p_{Tj}^2} \sum_{1 \leq i < j \leq n_i} p_{Ti} p_{Tj} R_{ij}^\beta \quad e_3^{(\beta)} = \frac{1}{p_{Tj}^3} \sum_{1 \leq i < j < k \leq n_i} p_{Ti} p_{Tj} p_{Tk} R_{ij}^\beta R_{ik}^\beta R_{jk}^\beta$$

Непосредственно вычисляемые функции вводятся следующим образом:

$$D_2^{(\beta)} = \frac{e_3^\beta}{(e_2^\beta)^3} \quad C_2^{(\beta)} = \frac{e_3^\beta}{(e_2^\beta)^2}$$

Корреляционные функции существенно повышают эффективность выделения бозонов. Тагирование производилось после операции груммирования только в массовом окне 80-100 Гэв. Поэтому число вхождений в этих гистограммах соответствует количеству струй, имеющих массу в нужных массовых интервалах после первых двух этапов обработки. Графики распределения предствлены ниже.

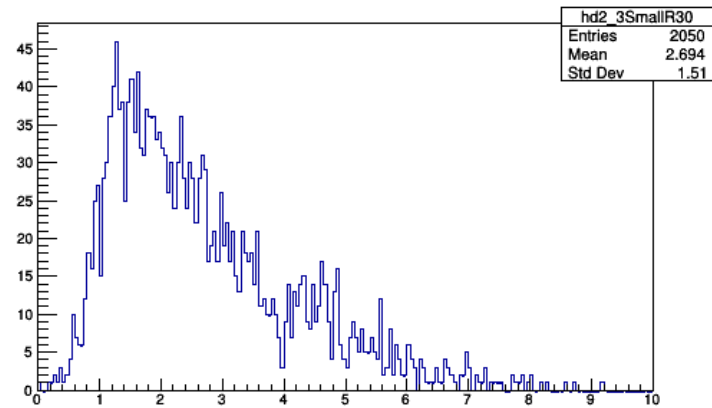
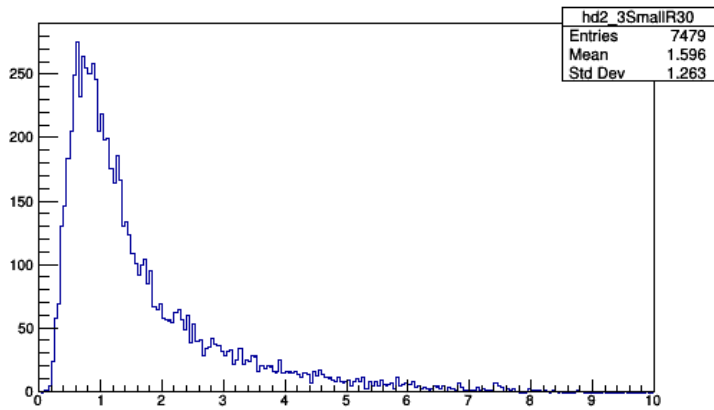


Рис. 4 Распределение по значению D_2 для Zjet событий (слева) и dijet событий (справа) после тримминга с параметрами $p_t=400\sim 500$, $frac=3$, $R=30$

Из рис. 4 можно сделать вывод, что значения D_2 для искомым бозонов заметно меньше, чем значения D_2 для для событий с qcd-струями. Соответственно нас интересует область значений D_2 от 0 до 2, в ней с большей вероятностью будут находиться векторные бозоны.

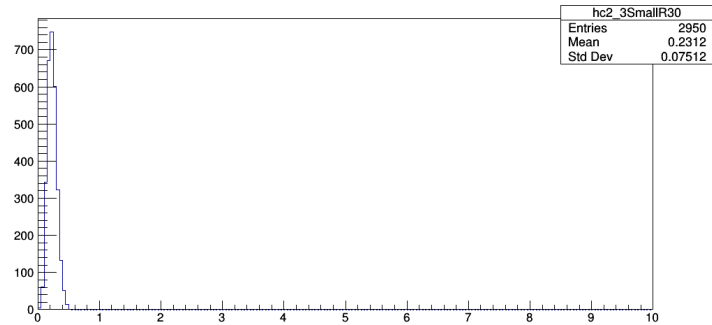
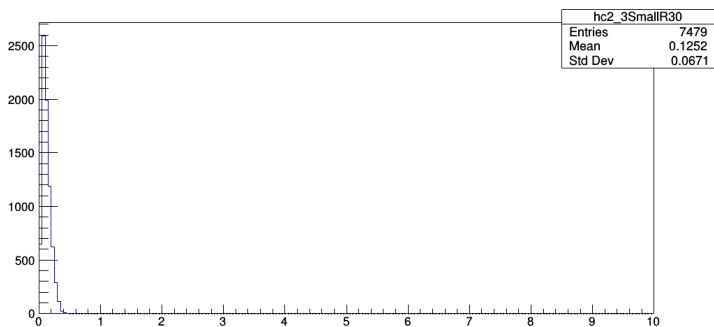


Рис. 5 Распределение по значению C_2 для Zjet событий (слева) и dijet событий (справа) после тримминга с параметрами $p_t=400\sim 500$, $frac=3$, $R=30$

Из рис. 5 можно сделать вывод, аналогичный предыдущему случаю: для бозонов C_2 имеет меньшие значения, чем для фоновых процессов.

3. Результаты работы

В этой части рассмотрим непосредственно результаты проведенной работы. Были построены гистограммы с использованием перечисленных выше программ и алгоритмов. Обозначения: $frac$ – доля поперечного импульса подструи от суммарного поперечного импульса всех частиц в событии, R – угловой размер подструи (вводится в п. 3.1 и 3.3). Каждому датасету из 10000 событий таким образом соответствуют 7 гистограмм для распределений по массе – 1 базовая, после алгоритма реконструкции струй и вариации по параметрам группирования: для тримминга $R=\{0.2,0.3\}$ [безразмерная величина] и для прунинга $frac=\{0.2,0.3\}$; для тримминга $frac=\{1,3,5\}$ [%], а для прунинга $z_{cut}=\{1,3,5\}$ [%] соответственно. Также построено по 6 гистограмм для распределений по параметрам C_2 и D_2 . Каждый датасет обрабатывается 2 грумерами – тримминг и прунинг. Таким образом по каждому датасету имеется 38 гистограмм для анализа. В первую очередь интерес представляют струи, попадающие в массовое окно 80-100 ГэВ, про них и пойдет речь в этой части.

Сгенерированные данные до обработки имеют такое распределения по массе, из которого нельзя сделать сколько-нибудь конструктивных выводов. Распределения для $dijets$ и $Zjet$ довольно похожи. В этом можно убедиться на рис. 6 ниже.

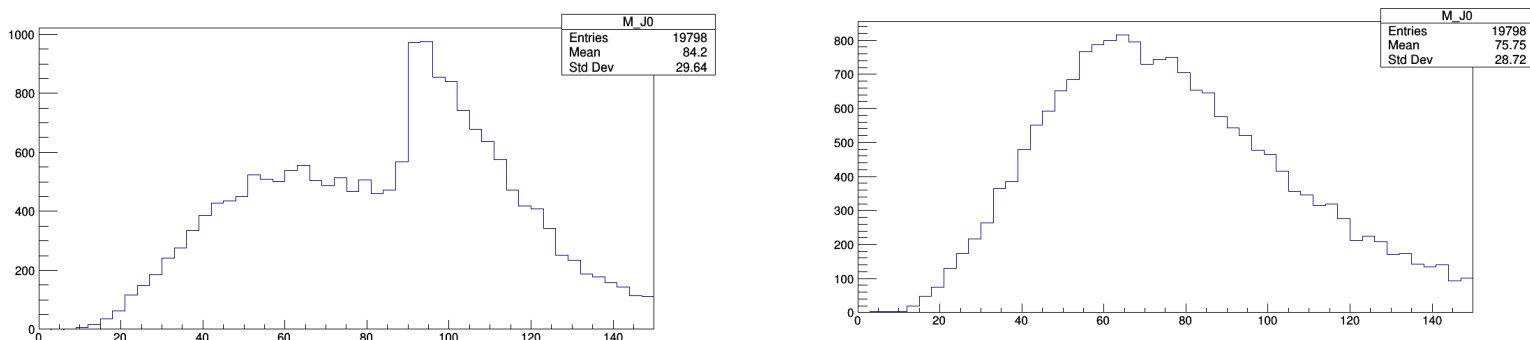


Рис.6 Распределение по массе струи (ГэВ) до группирования для $Zjet$ событий (слева) и $dijets$ (справа) с параметрами $p_T=200-300$ ГэВ

Ниже представлены полученные гистограммы. Анализ проведен в части 4.

Pruning. Zjet события. Обозначения z_{cut} D_{cut} и p_T те же.

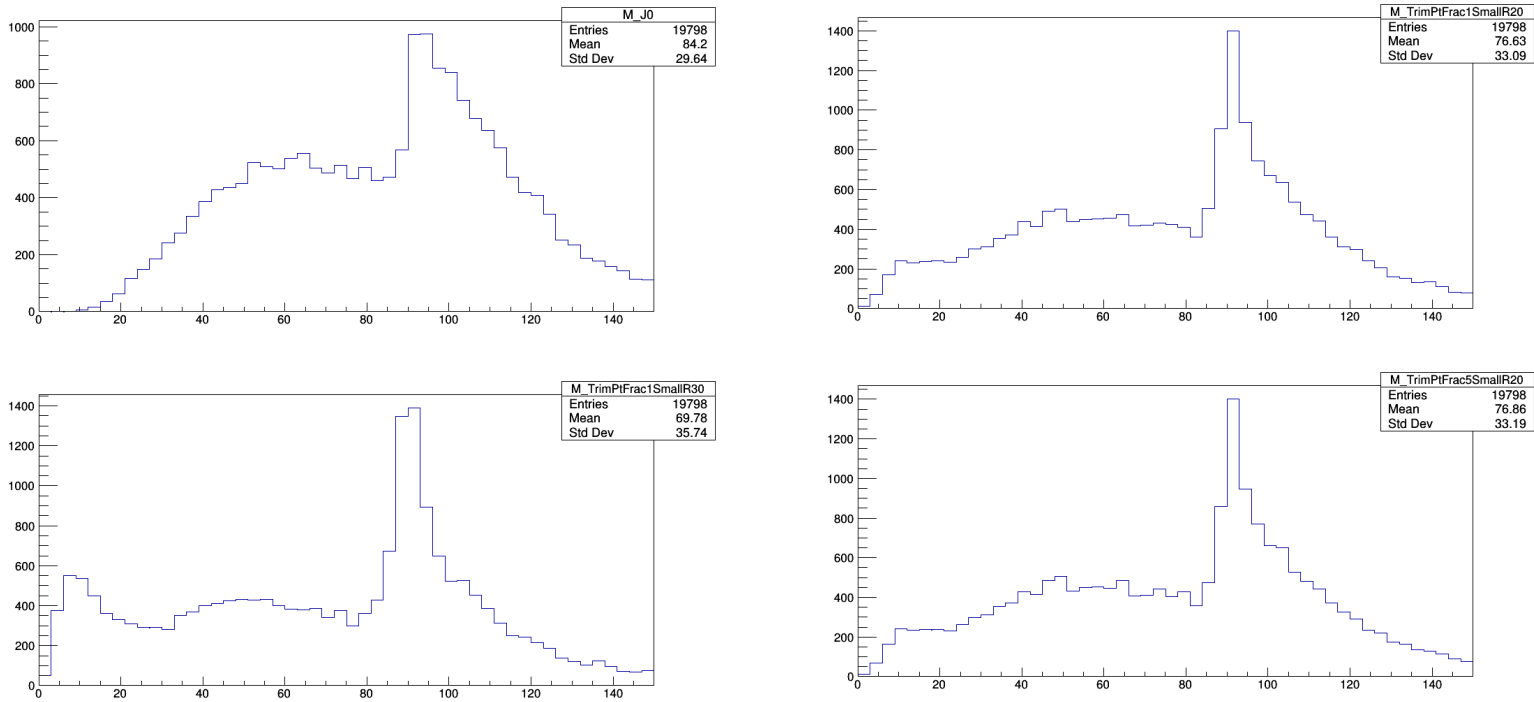


Рис.7 Распределение по массе струи (ГэВ) для Z^+ событий до груммирования (1);
с $D_{cut}=0.2, z_{cut}=1$ (2); $D_{cut}=0.3, z_{cut}=1$ (3); $D_{cut}=0.2, z_{cut}=5$ (4); $p_T=200-300$ ГэВ

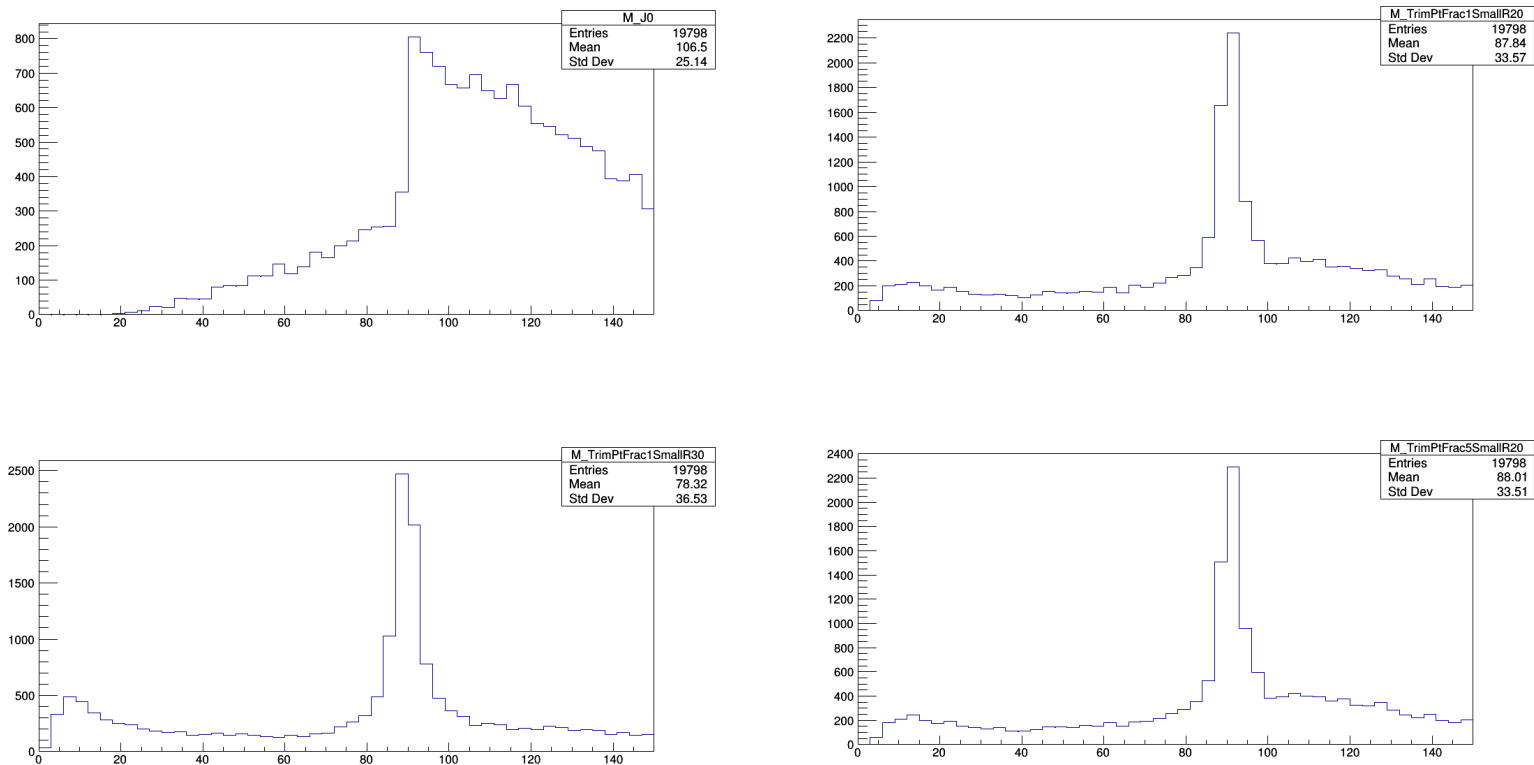


Рис.8 Распределение по массе струи (ГэВ) для Z^+ событий до груммирования (1);
с $D_{cut}=0.2, z_{cut}=1$ (2); $D_{cut}=0.3, z_{cut}=1$ (3); $D_{cut}=0.2, z_{cut}=5$ (4); $p_T=500-600$ ГэВ

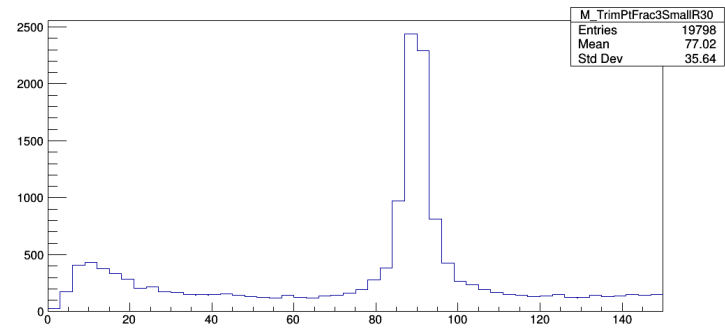
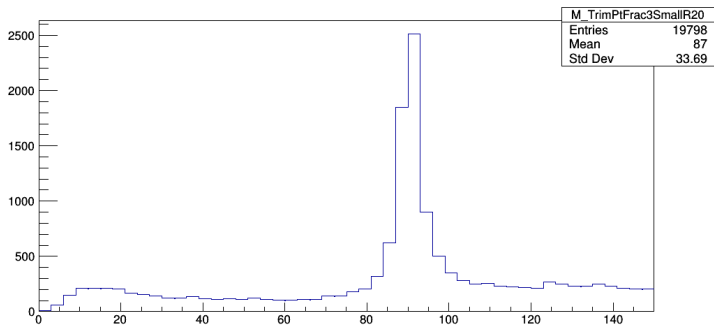
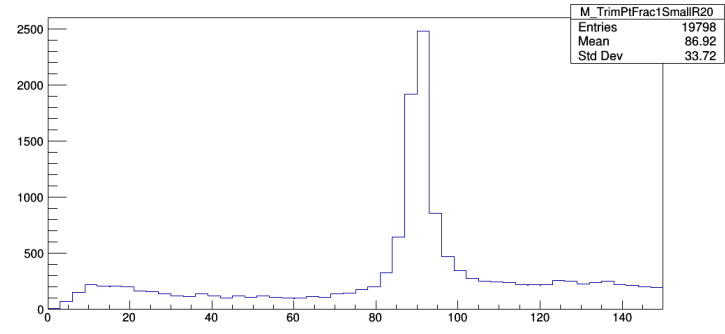
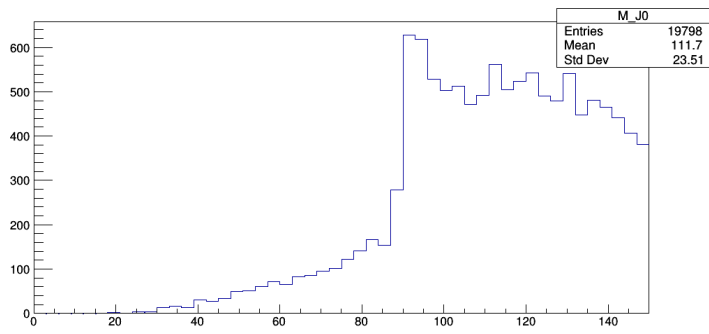


Рис.9 Распределение по массе струи (ГэВ) для Z^+ событий до груммирования (1);

с $D_{\text{cut}}=0.2, z_{\text{cut}}=1$ (2); $D_{\text{cut}}=0.2, z_{\text{cut}}=3$ (3); $D_{\text{cut}}=0.3, z_{\text{cut}}=3$ (4); $p_T=700-800$ ГэВ

Pruning. Dijet события.

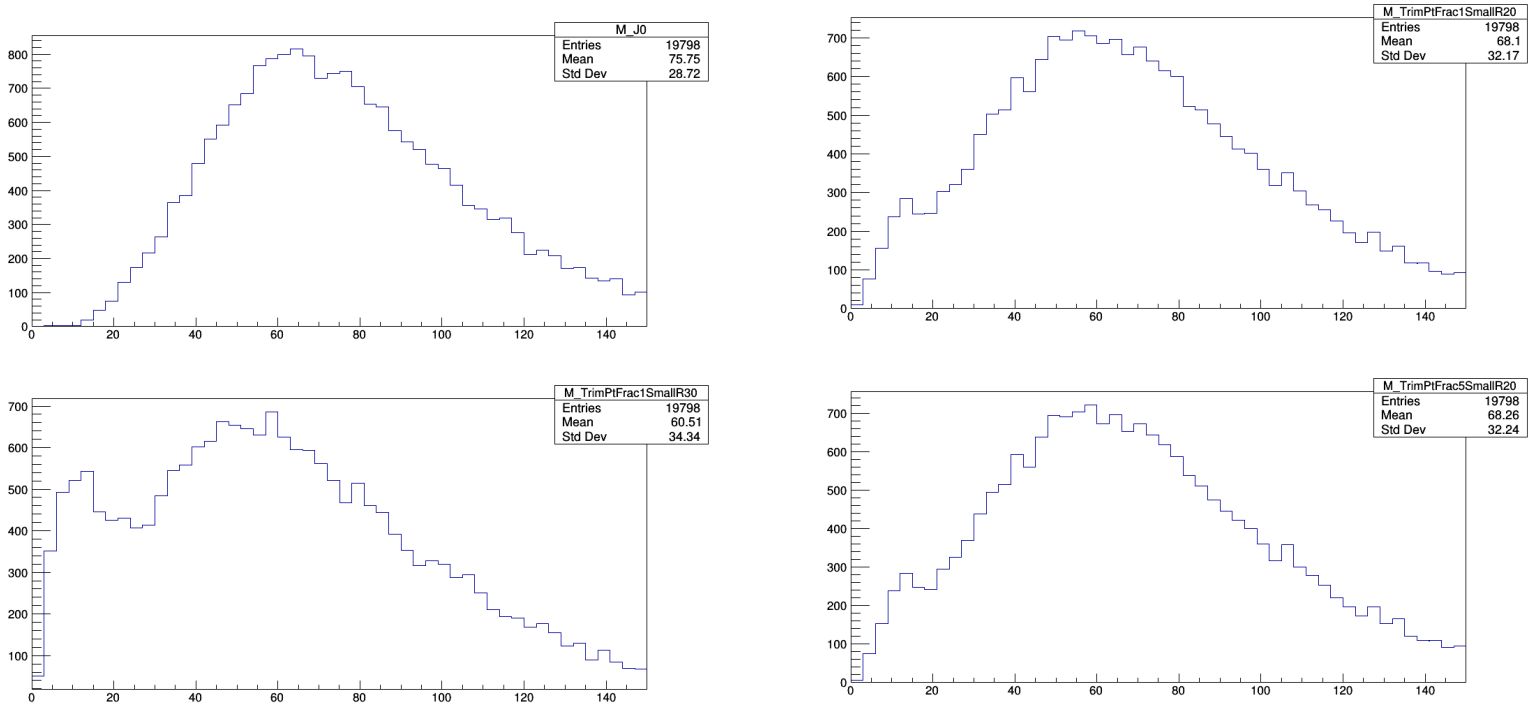


Рис.10 Распределение по массе струи (ГэВ) для dijet событий до груммирования (1); с $D_{cut}=0.2, z_{cut}=1$ (2); $D_{cut}=0.3, z_{cut}=1$ (3); $D_{cut}=0.2, z_{cut}=5$ (4); $p_T=200-300$ ГэВ

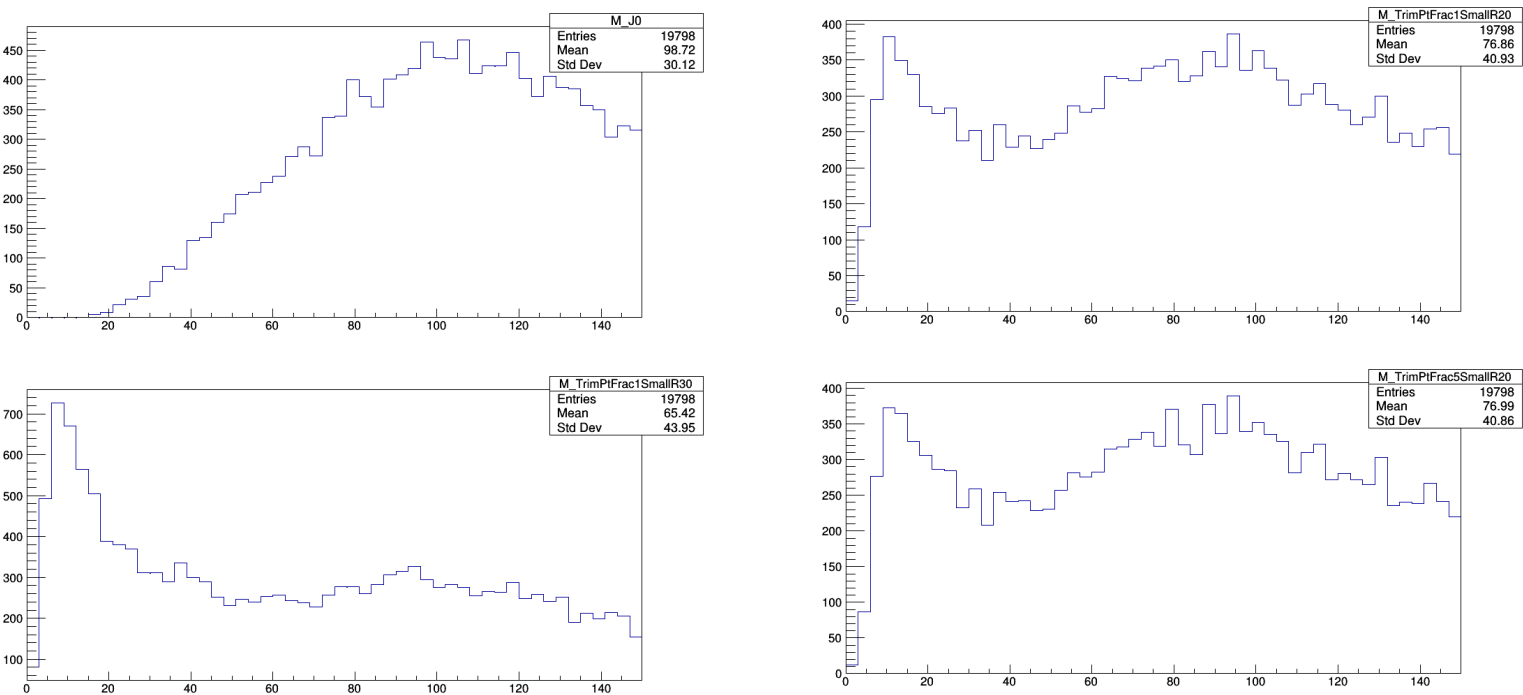


Рис.11 Распределение по массе струи (ГэВ) для dijet событий до груммирования (1); с $D_{cut}=0.2, z_{cut}=1$ (2); $D_{cut}=0.3, z_{cut}=1$ (3); $D_{cut}=0.2, z_{cut}=5$ (4); $p_T=500-600$ ГэВ

Trimming. Zjet события.

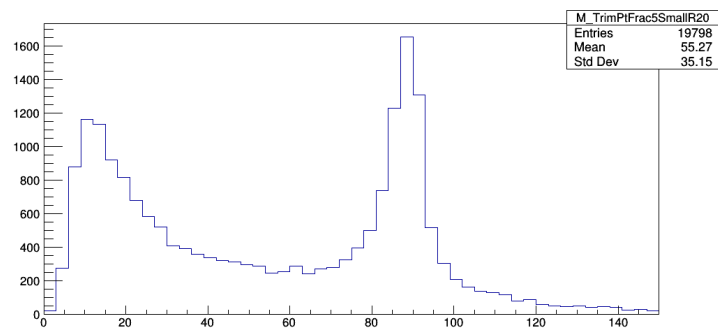
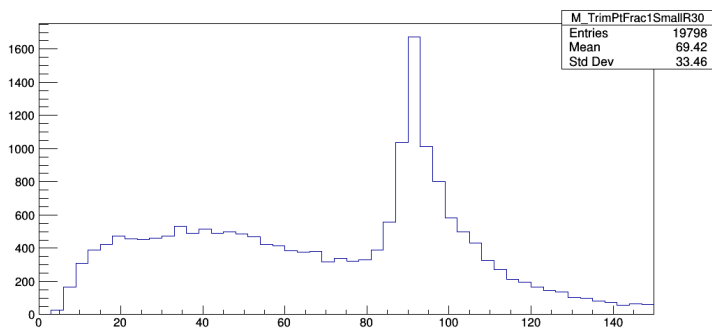
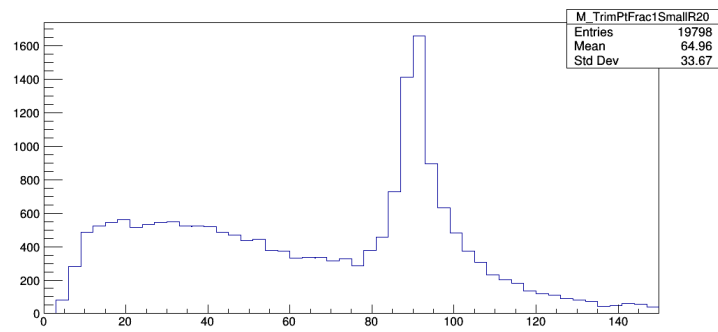
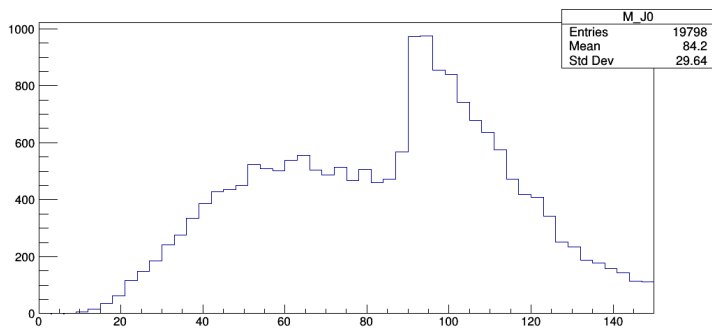


Рис.12 Распределение по массе струи (ГэВ) для Z+ событий до груммирования (1); с R=0.2, frac=1 (2); R=0.3, frac=1 (3); R=0.2, frac=5 (4); $p_T=200-300$ ГэВ

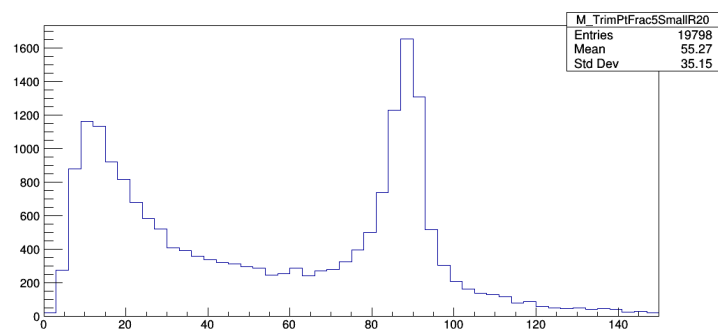
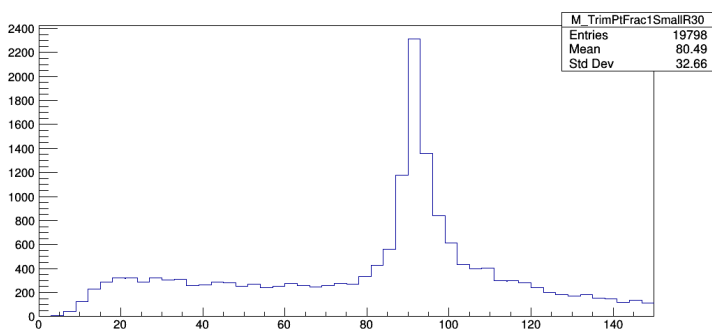
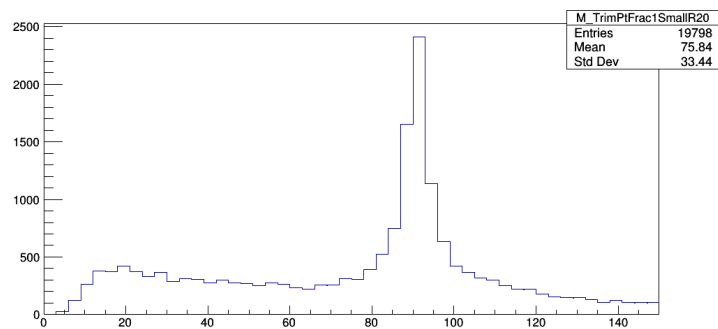
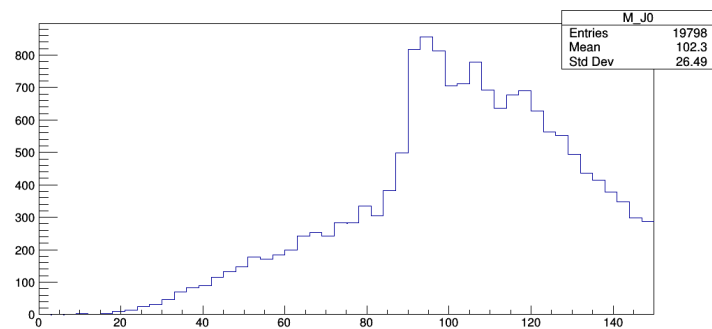


Рис.13 Распределение по массе струи (ГэВ) для Z+ событий до груммирования (1); с R=0.2, frac=1 (2); R=0.3, frac=1 (3); R=0.2, frac=5 (4); $p_T=400-500$ ГэВ

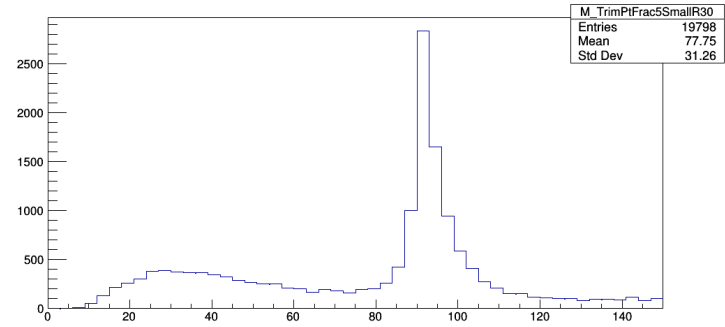
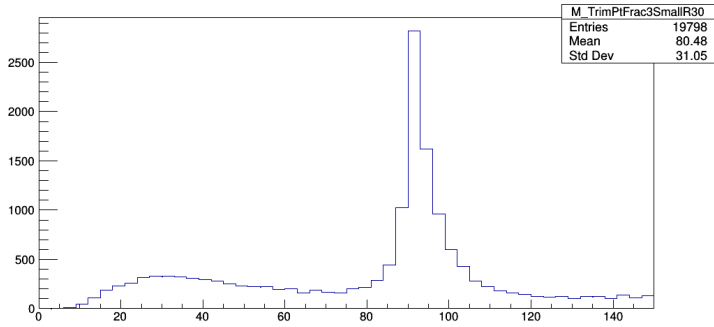
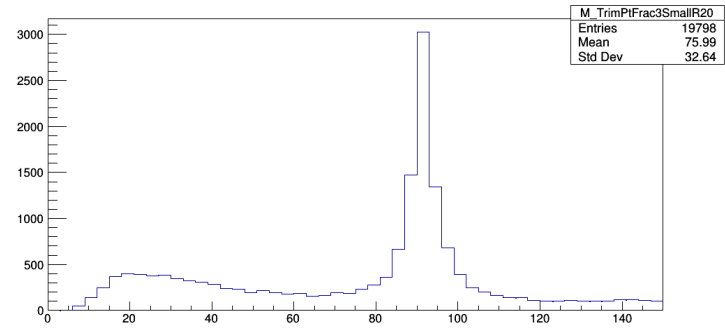
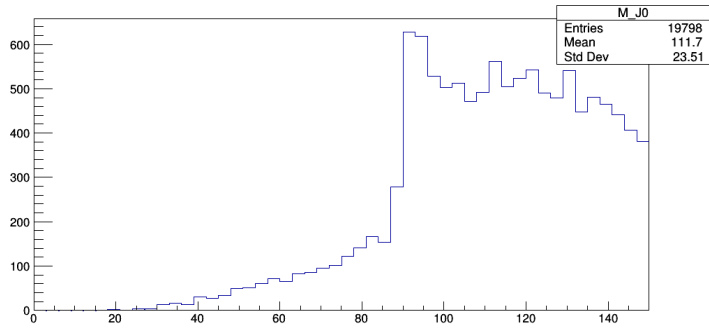


Рис.14 Распределение по массе струи (ГэВ) для Z^+ событий до груммирования
 (1); с $R=0.2$, $frac=3$ (2); $R=0.3$, $frac=3$ (3); $R=0.3$, $frac=5$ (4); $p_T=700-800$ ГэВ

Trimming. Dijet события.

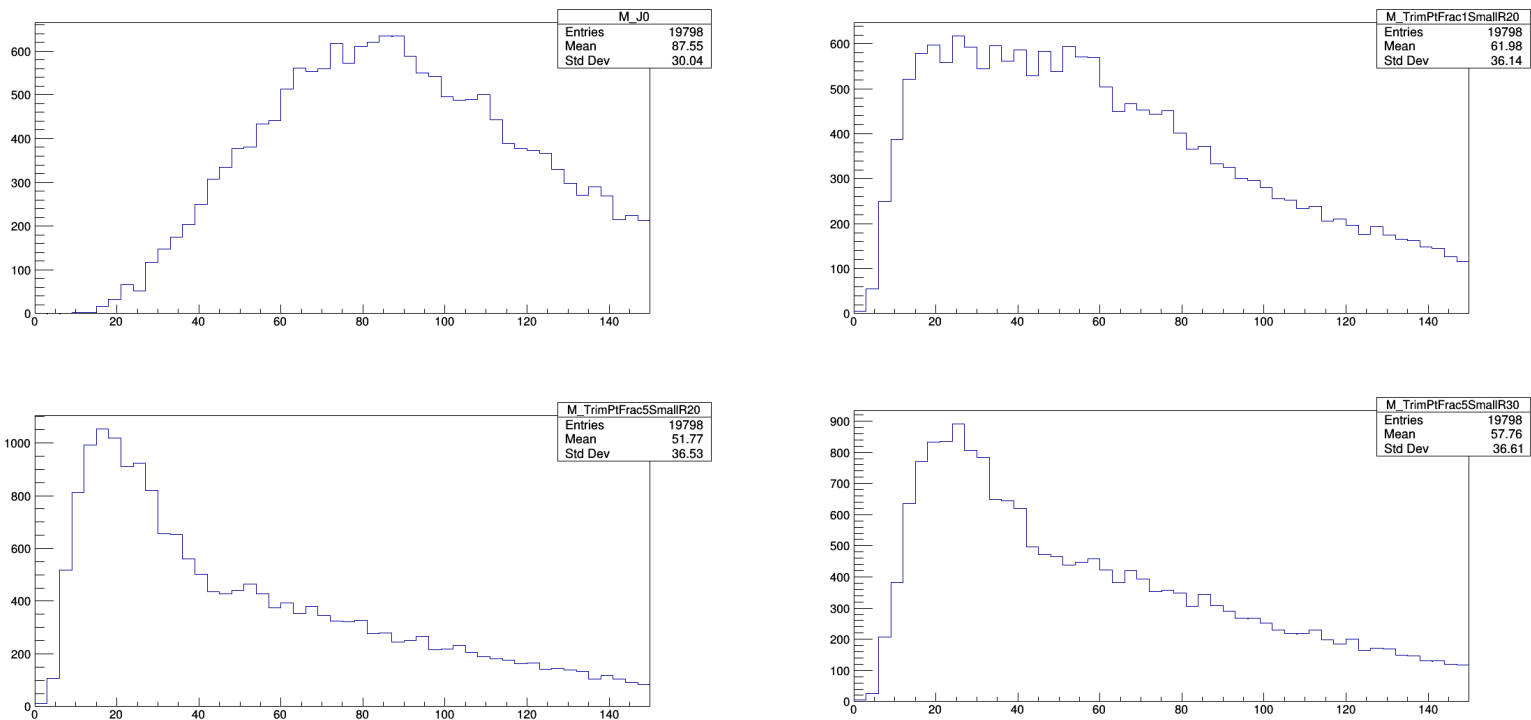


Рис.15 Распределение по массе струи (ГэВ) для dijet событий до группирования (1); с $R=0.2$, $frac=1$ (2); $R=0.2$, $frac=5$ (3); $R=0.3$, $frac=5$ (4); $p_T=300-400$ ГэВ

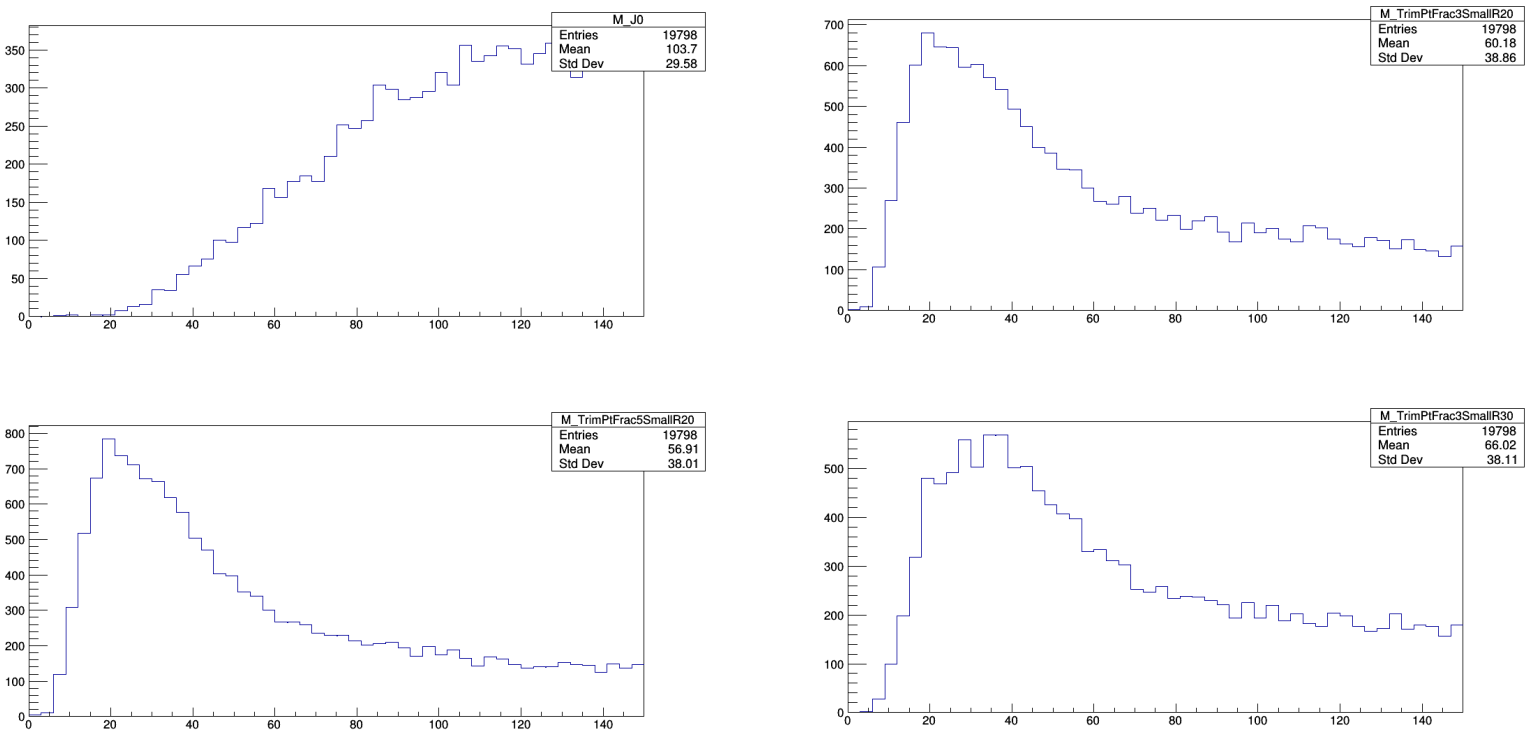


Рис.16 Распределение по массе струи (ГэВ) для dijet событий до группирования (1); с $R=0.2$, $frac=3$ (2); $R=0.2$, $frac=5$ (3); $R=0.3$, $frac=3$ (4); $p_T=500-600$ ГэВ

4. Анализ и выводы

Переходим непосредственно к анализу вышеизложенных гистограмм. Здесь будут представлены графики эффективности обработки той или иной комбинацией алгоритмов. Под **количеством событий** понимается количество вхождений струй в массовое окно 80-100 ГэВ. Обозначения: для Pruning $r=D_{\text{cut}}$, $\text{frac}=z_{\text{cut}}$; для Trimming $r=R$, frac определяется также, как в разделе 3.2. Для удобства анализа значения r представлены в виде $[R]*100$, т. е. 0.2->20, 0.3->30.

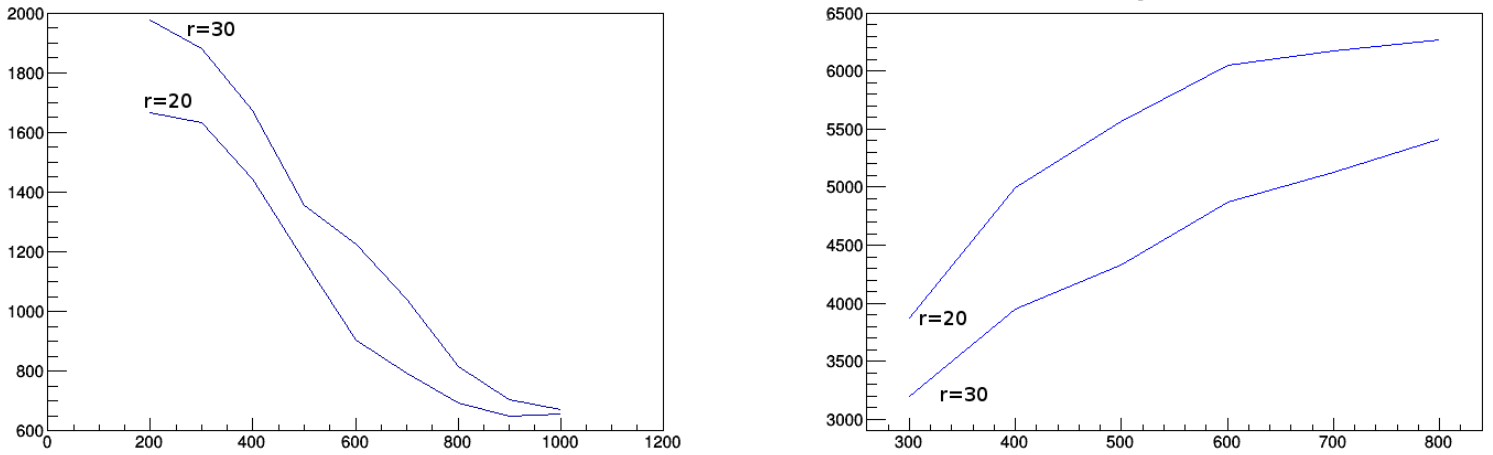


Рис.17 Распределение по количеству событий для djet (слева) и Zjet (справа) от p_T . Pruning, $\text{frac}=1$.

Из рисунка 17 можно сделать вывод, что при использовании грумера pruning, как для подавления фона так и для увеличения эффективности выделения событий с бозонами лучше подходит параметр $D_{\text{cut}}=0.2$.

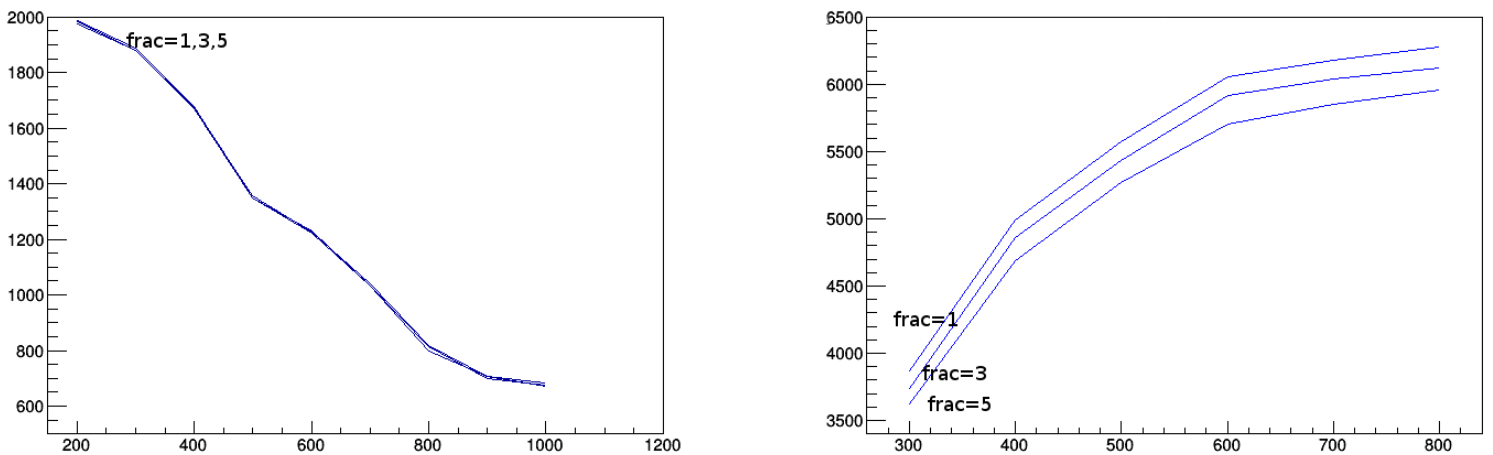


Рис.18 Распределение по количеству событий для djet (слева) и Zjet (справа) в зависимости от p_T . Pruning, $r=0.2$.

Из рисунка 18 можно сделать вывод, что при использовании груммера `pruning`, для подавления фона значение `frac` не важно, в то же время для выделения струй с бозонами предпочтительнее значение $z_{cut}=1$

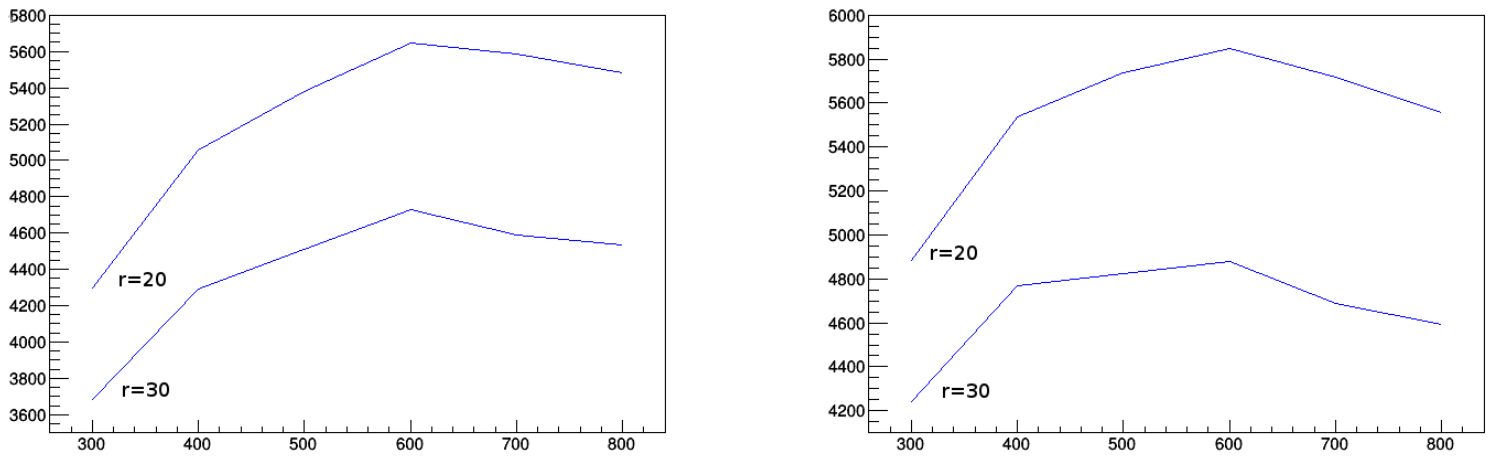


Рис.19 Распределение по количеству событий для Zjet от p_T . Trimming, `frac=1` (слева), `frac=3` (справа).

На рисунке 19 видно, что для выделения Zjet алгоритмом `trimming` значительно удобнее использовать значение $R=0.2$, независимо от значения `frac` и p_T .

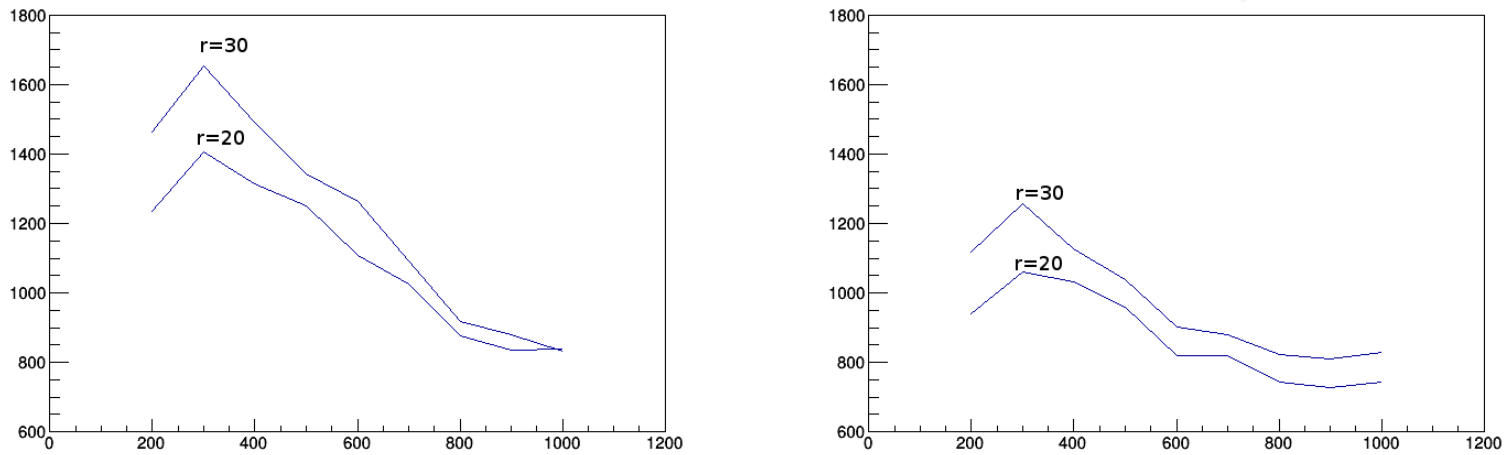


Рис.20 Распределение по количеству событий для dijet от p_T . Trimming, `frac=1` (слева), `frac=5` (справа).

На рисунке 20 видно, что для уменьшения фона с помощью груммера `trimming` значение $R=0.2$ эффективнее, независимо от значения `frac` и p_T . Следовательно при обработке этим алгоритмом, вне зависимости от других параметров, эффективнее использовать значение $R=0.2$.

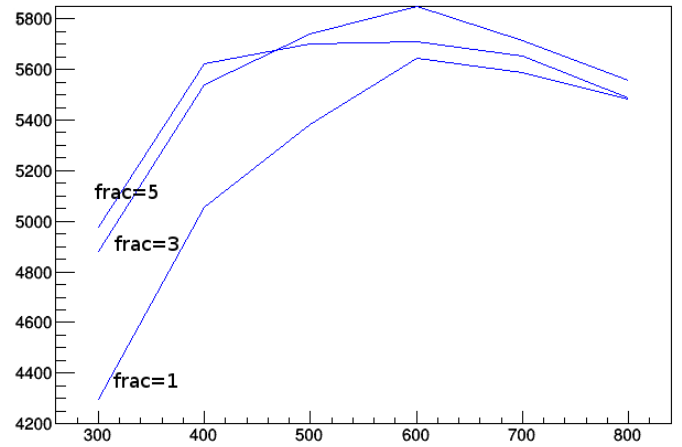
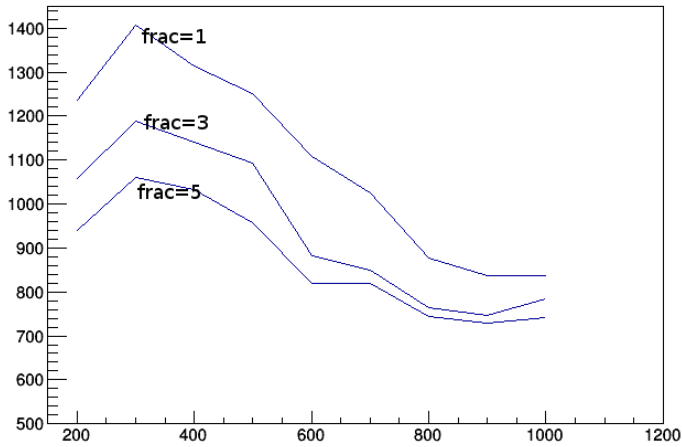


Рис.21 Распределение по количеству событий для djet (слева) и Zjet (справа) в зависимости от p_T . Trimming, $r=0.2$.

На рисунке 21 мы можем наблюдать, что для подавления фона при использовании алгоритма trimming значение $\text{frac}=5$ удобнее, независимо от значения p_T . Для выделения сигнала в свою очередь, значение $\text{frac}=5$ удобнее использовать только для значений p_T от 200 до 500 ГэВ. Далее лучшие показатели дает значение $\text{frac}=3$.

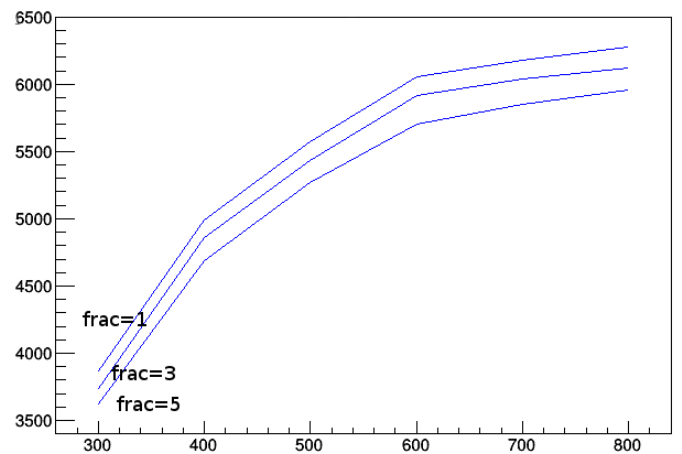
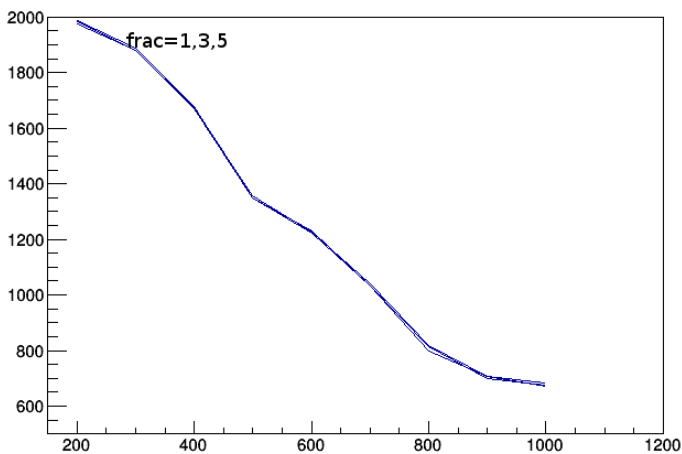


Рис.22 Распределение по количеству событий для djet (слева) и Zjet (справа) в зависимости от p_T . Pruning, $r=0.2$.

По итогам предыдущих выводов, а также проанализировав рис. 21 и 22 можно прийти к следующему итоговому заключению: Наиболее оптимальным для выделения событий с Z бозоном и подавления фона с 2 qcd-струями из используемых алгоритмов является комбинация trimming с $\text{frac}=5$ и $R=0.2$ для значений p_T до 500-600 ГэВ, и pruning $z_{\text{cut}}=1$ и $D_{\text{cut}}=0.2$ для значений p_T в пределах 600-800 ГэВ является заметно более результативным. Также необходимо отметить, что для выбранных параметров увеличению эффективности выделения событий с Z бозонами соответствует значительная режекция фоновых струй для любого значения p_T в пределах 200-800 ГэВ.

5. Список литературы

- 1.) David Krohn, Jesse Thaler, Lian-Tao Wang, Jet Trimming, c. 4-5
- 2.) Jonathan M. Butterworth, Adam R. Daviso, Jet substructure as a new Higgs search channel at the LHC, c. 2-4
- 3.) Andrew J. Larkoski, Ian Mould, and Du Neill, Power Counting to Better Jet Observables
- 4.) Stephen D. Ellis, Kristopher K. Vermilion, Recombination Algorithms and Jet Substructure: Pruning as a Tool for Heavy Particle Searches, c. 19-20
- 5.) Jessie Shelton, TASI Lectures on Jet Substructure, c. 3-6
- 6.) Gavin Salam, Towards Jetography, c. 6-20
- 7.) Stephen D. Ellis, Kristopher K. Vermilion, Techniques for improved heavy particle searches with jet substructure, c. 3-5