

ПРОЦЕССЫ С
РОЖДЕНИЕМ
ЛЕПТОНОВ И
АДРОННЫХ СТРУЙ
В РР И АА
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
НА ДЕТЕКТОРЕ CMS БАК

Ольга Кодолова
(ЛИТ ОИЯИ)

Научный консультант:
Д.ф.-м.н. Никитенко Александр Николаевич

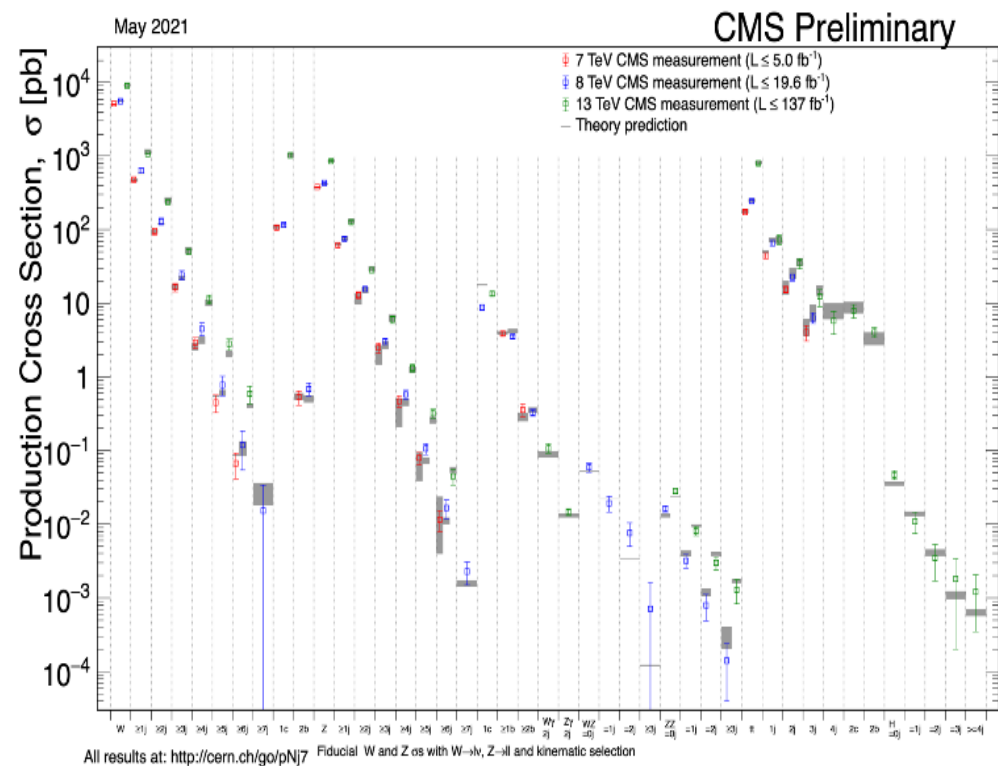
Положения, выносимые на защиту

1. Калибровка адронного калориметра с помощью физических процессов в течение экспозиции детектора на адронных пучках: алгоритм установки азимутальной симметрии отклика адронного калориметра с использованием метода моментов.
2. Алгоритм восстановления энергии и направления адронных струй с использованием комбинации поддетекторов: калориметрических и трекерных с помощью вычитания ожидаемого отклика калориметра на энергию частиц.
3. Алгоритм выделения струй и восстановления их энергии в события с большой множественностью посредством итерационного вычитания фона.
4. Возможность использования процесса рождения кваркониев для поиска возникновения кварк-глюонной плазмы во взаимодействиях тяжелых ионов при энергии 5.5 ТэВ/н-н на детекторе CMS.

Положения, выносимые на защиту

5. Спектры адронных струй при энергии 7 ТэВ, а также, угловые и энергетические характеристики многоструйных событий при энергии 8 и 13 ТэВ в сравнении с результатами вычислений в LO и NLO приближениях по α_s в рамках Стандартной Модели.
6. Сечение электрослабого взаимодействия рождения Z-бозонов в сопровождении двух струй при энергиях взаимодействия 7 и 8 ТэВ, а также показатели адронной активности в этом классе событий в сравнении с результатами теоретических расчетов.
7. Верхний предел на сечение процесса рождения бозона Хиггс с распадом на два мюона или два электрона в рамках Стандартной Модели для энергии 7 и 8 ТэВ.
8. Обнаружение резонанса с распадом на два мюона с массой 28 ГэВ при энергии пучка 8 ТэВ.

Введение



- ❖ Поиск новых явлений проводится посредством сравнения наблюдаемых данных с предсказаниями Стандартной Модели (СМ).
- ❖ Большое сечение процессов СМ (тысячи пб) с рождением жестких струй, а также лептонов в сопровождении жестких струй.
- ❖ Большая часть интересующих сигнатур физических процессов, не включенных в СМ, имеет лептоны и струи в конечном состоянии.
- ❖ Сечение редких процессов, не представленных в СМ, как правило, на уровне несколько сотен фб и много меньше.

Изучение процессов СМ с лептонами и струями в конечном состоянии, а также развитие методики работы на адронных коллайдерах при высоких энергиях, становится особенно важным, как для подтверждения СМ, так и для поиска новых явлений.

Детектор CMS

TRIGGER & DATA ACQUISITION

Austria, CERN, Finland, France, Greece, Hungary, Italy, Korea, Poland, Portugal, Switzerland, UK, USA

TRACKER

Austria, Belgium, CERN, Finland, France, New Zealand, Germany, Italy, Japan*, Switzerland, UK, USA

CRYSTAL ECAL

Belarus, CERN, China, Croatia, Cyprus, France, Ireland, Italy, Japan*, Portugal, Russia, Serbia, Switzerland, UK, USA

PRESHOWER

Armenia, Belarus, CERN, Greece, India, Russia, Taipei, Uzbekistan

RETURN YOKE

Barrel: Czech Rep., Estonia, Germany, Greece, Russia
Endcap: Japan*, USA, Brazil

SUPERCONDUCTING MAGNET

All countries in CMS contribute to Magnet financing in particular:
Finland, France, Italy, Japan*, Korea, Switzerland, USA

HCAL

Barrel: Bulgaria, India, Spain*, USA
Endcap: Belarus, Bulgaria, Russia, Ukraine
HO: India

FEET

Pakistan, China

FORWARD CALORIMETER

Hungary, Iran, Russia, Turkey, USA

MUON CHAMBERS

Barrel: Austria, Bulgaria, CERN, China, Germany, Hungary, Italy, Spain,
Endcap: Belarus, Bulgaria, China, Korea, Pakistan, Russia, USA

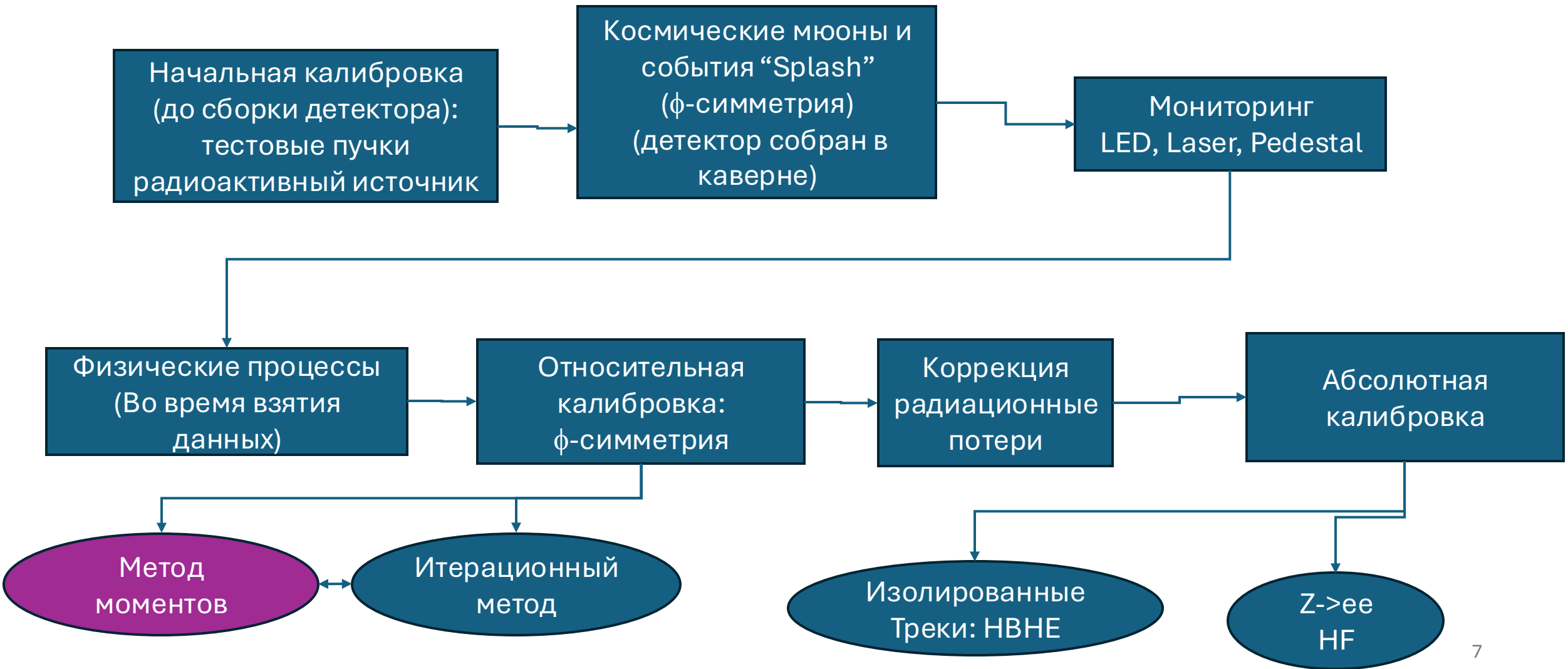
* Only through industrial contracts

Total weight : 12500 T
Overall diameter : 15.0 m
Overall length : 21.5 m
Magnetic field : 4 Tesla

Калибровка адронного калориметра

CMS Collaboration, «Calibration of the CMS Calorimeters using proton-proton collision data at $\sqrt{s}=13$ TeV,» *JINST*, Bd. 15, p. 05002, 2020.

Калибровка адронного калориметра: НВ,НЕ,НF,НО



φ-симметрия: метод моментов: описание

Выравнивание отклика ячеек адронного калориметра в каждом кольце η без изменения шкалы энергии, используя симметрию событий.

В предположении проблемы с энергосделением в ячейке калориметра

Среднее значение отклика в ячейке

$$\langle E_{\eta\varphi}^{Shifted} \rangle = c \times \langle E_{\eta\varphi} \rangle \quad \langle E_{\eta\varphi} \rangle = \int_{E_{min}}^{E_{max}} E f(E) dE$$

Дисперсия распределения отклика в ячейке

$$\langle V_{\eta\varphi}^{Shifted} \rangle = c \times c \times \langle V_{\eta\varphi} \rangle \quad \langle V_{\eta\varphi} \rangle = \int_{E_{min}}^{E_{max}} E^2 f(E) dE - \langle E_{\eta\varphi} \rangle^2$$

Поток данных без порогов на энергосделение в ячейке калориметра – аддитивность дисперсии

$$\langle E_{\eta\varphi} \rangle = \langle E_{\eta\varphi}^{Signal} \rangle + \langle E_{\eta\varphi}^{Noise} \rangle, \quad \langle E_{\eta\varphi}^{Noise} \rangle = 0$$

$$C_{\eta\varphi} = \frac{\frac{1}{N_{\varphi}} \sum_1^{N_{\varphi}} E_{\eta\varphi}}{E_{\eta\varphi}}$$

Оценка дисперсии шума из локальных запусков

$$\langle V_{\eta\varphi} \rangle = \langle V_{\eta\varphi}^{Signal} \rangle + \langle V_{\eta\varphi}^{Noise} \rangle,$$

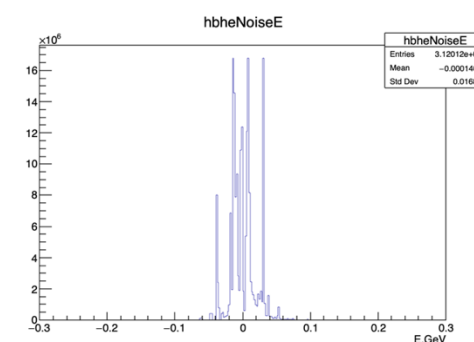
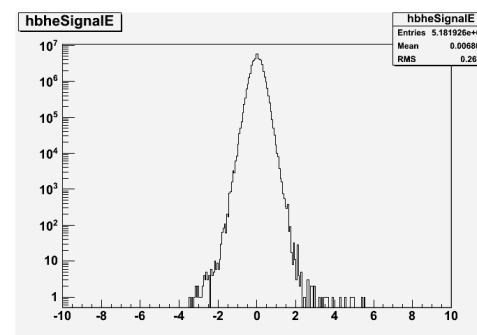
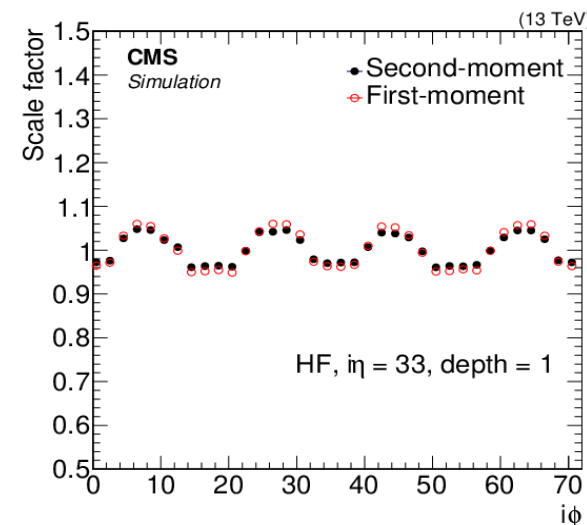
$$C_{\eta\varphi} = \frac{\frac{1}{N_{\varphi}} \sum_1^{N_{\varphi}} (\langle V_{\eta\varphi} \rangle - \langle V_{\eta\varphi}^{Noise} \rangle)}{(\langle V_{\eta\varphi} \rangle - \langle V_{\eta\varphi}^{Noise} \rangle)}$$

ϕ -симметрия: метод моментов: систематика

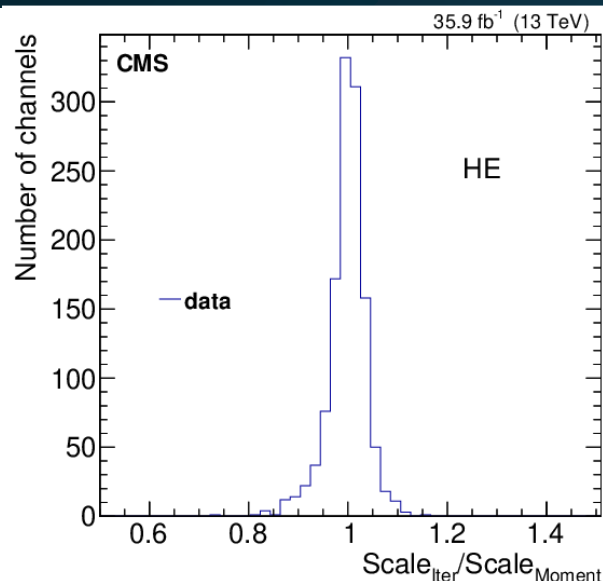
❖ Однако из-за вещества перед HCAL, структурных особенностей HCAL отклик калориметра несимметричен.

- материал перед калориметром
- Сдвиг положения калориметра относительно точки взаимодействия нарушают симметрию

❖ Оценка дисперсии шума
Зависит от временного промежутка между сгустками



φ-симметрия: метод моментов: калибровка в 2016 г.



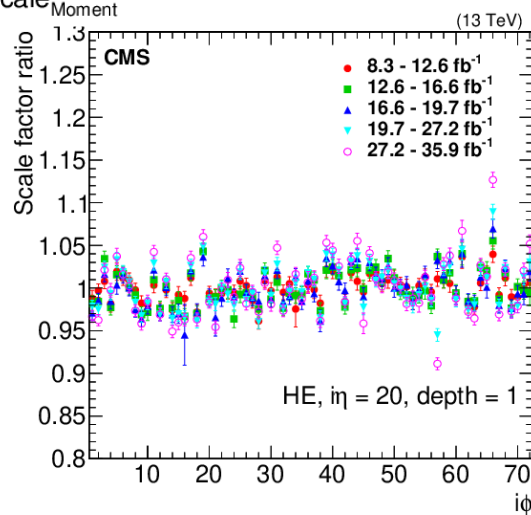
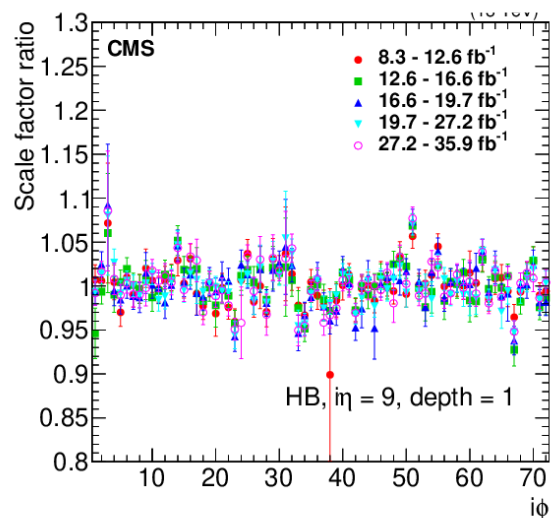
Сравнение с итерационным методом:

0.045 ± 0.001 for the HB,

0.030 ± 0.001 for the HE,

0.037 ± 0.001 for the HF.

Итерационный метод использует события с энерговывделением в ячейке от 4 до 150 ГэВ



Стабильность коррекций во времени в 2016 году:
Отношение калибровочных коэффициентов для каналов HB ($i\eta=9$, depth=1) и HE ($i\eta=20$, depth=1) в разные перилды взятия данных к первым данным 8.3 fb⁻¹ в 2016 (только статистические ошибки)

**Метод моментов используется в Run1,2,3 БАК
Калибровочные коэффициенты используются при
реконструкции физических объектов.**

Реконструкция струй

O.L.Kodolova, «Jet energy measurement in CMS,» *Physics of Particles and Nuclei Letters*, Bd. 5, Nr. 1, pp. 13-20, 2008.

O. Kodolova et al., «Jet energy correction with charged particle tracks in CMS,» Bd. Eur. Phys. J. C, Nr. 40, pp. 33-42, 2005.

Реконструкция струй в детекторе CMS

Fixed cone algorithms:

Iterative Cone (CMS) / JetClu (ATLAS)

Midpoint algorithm (CDF/D0)

Seedless Infrared Safe Cone (SIScone)

Successive recombination algorithms:

$$d_{ij} = \min(k_{ti}^{2p}, k_{tj}^{2p}) \frac{\delta_{ij}^2}{R^2}$$

$$d_{iB} = k_{ti}^{2p}$$

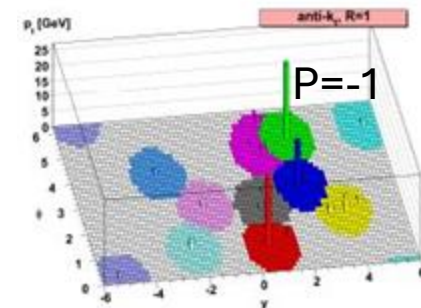
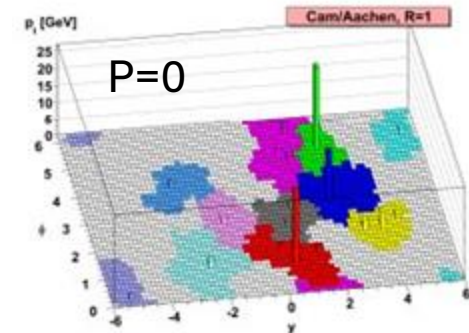
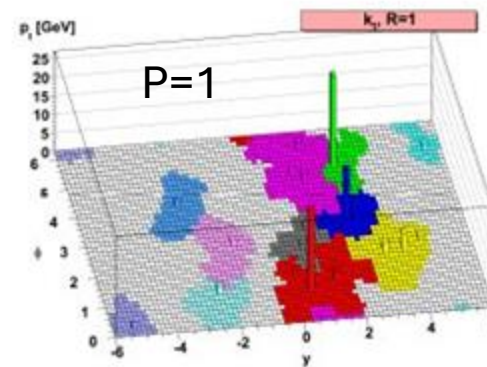
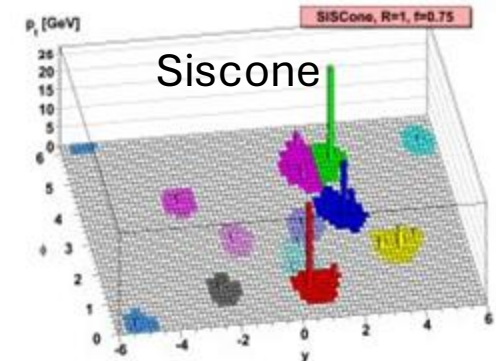
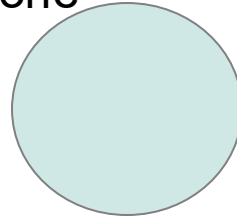
if($d_{ij} < d_{iB}$) add i to j and recalculate p_j

$p=1 \rightarrow k_T$ jet algorithm

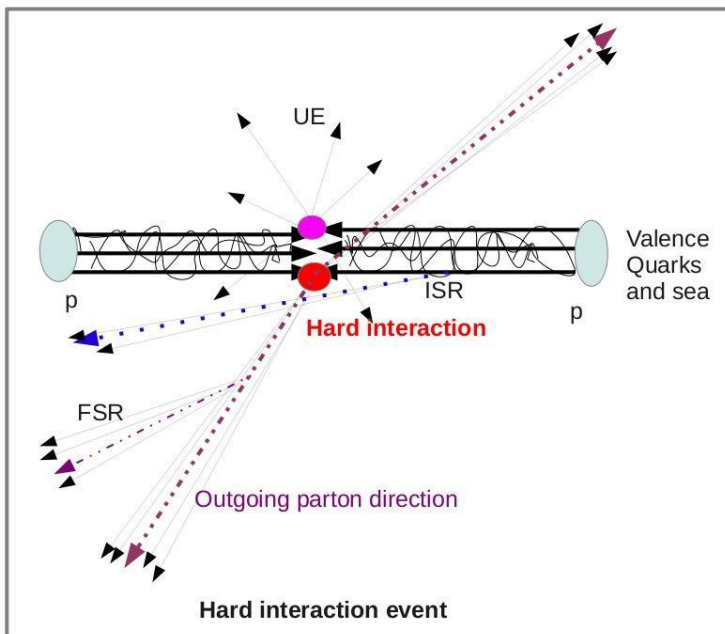
$p=0 \rightarrow$ CA jet algorithm

$p=-1 \rightarrow$ “Anti- k_T ” jet algorithm

Iterative
cone



Реконструкция струй в детекторе



Цель: найти кластер частиц в пространстве η - ϕ , который определяет параметры начального партона

Калориметрические струи:

Только башни калориметра
Детекторы: ECAL, HCAL
CaloMET потерянная энергия



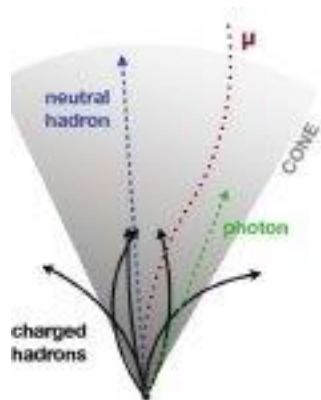
ParticleFlow струи (PFJets):

Струи кластеризуются из Particle Flow объектов

С разделением кластеров в калориметре

Детекторы: ECAL, HCAL, Tracker, Muon

pfMET, pfTau



Трекерные струи:

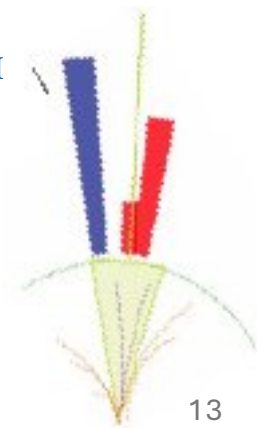
Только треки
Детектор: Tracker



JetPlusTrack струи (JPTJets):

Стартует с калориметрической струи. Энергия треков добавляется с последующим вычитанием их ожидаемого отклика из калориметрической энергии

Детекторы: ECAL, HCAL, Tracker, Muon
tcMET, tcTau

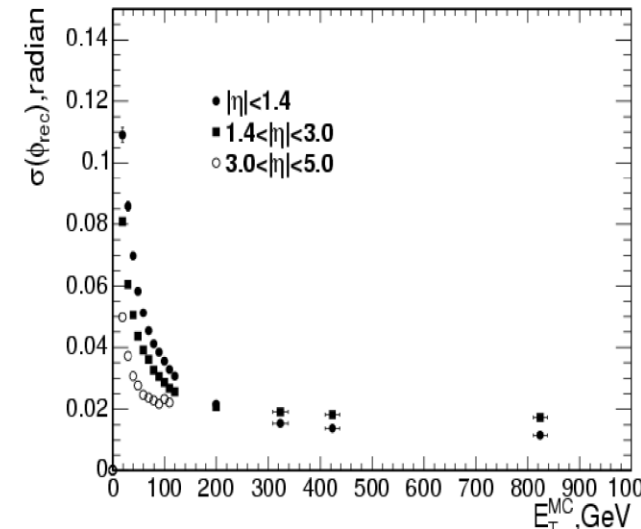
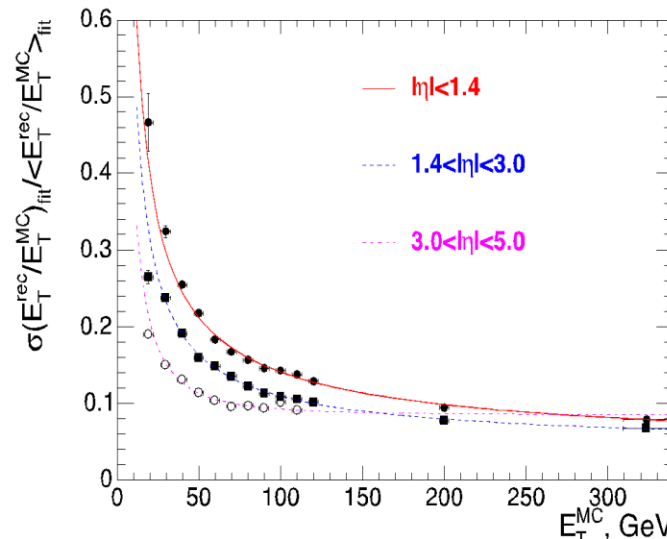
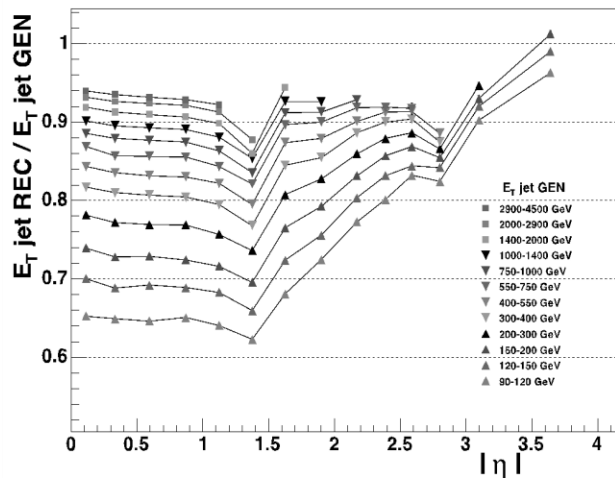


Реконструкция струй в CMS: калориметрические струи

Особенности детектора CMS

- ❖ $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.087 \times 0.087$ в области цилиндра, изменяется в торцевой области
- ❖ Нескомпенсированный калориметр- нелинейный отклик на адроны, линейный отклик на фотонв и электроны
- ❖ Сильное магнитное поле
- ❖ Технологические промежутки и материал перед калориметром

MC Jets Cone 0.5

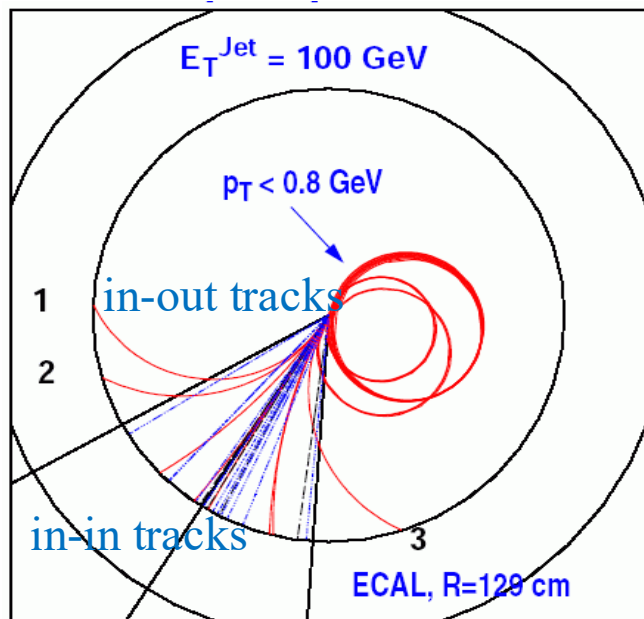


Итерационный
конусный
алгоритм

Для решения задач: необходимо корректировать шкалу, разрешение по энергии и направлению:

- ❖ Коррекция, применяемая к струе, как к объекту
- ❖ Коррекции, применяемые к калориметрическим электромагнитным и адронным кластерам
- ❖ Коррекции с использованием комбинации трекерных и калориметрических детекторов (Pflow, JetPlusTrack)¹⁴

Реконструкция струй: JetPlusTrack



- ❖ Находится калориметрическая (или трекерная струя в последней модификации)
- ❖ Калориметрическая струя корректируется на пороги, введенные, как на уровне сбора информации с детектора, так и на пороги, введенные на калориметрические башни (ECAL+HCAL) – входит в процедуру коррекций
- ❖ Треки, которые находятся в области струи (η - ϕ область) на уровне вершины, принадлежат струе
- ❖ Треки пропагируются от вершины на поверхность калориметра:
 - in-in tracks: в области струи на поверхности калориметра
 - in-out tracks: вне области струи на поверхности калориметра
 - out-in tracks: в области струи на поверхности калориметра, но не принадлежат струе

Мюоны и электроны рассматриваются отдельно

Создаются следующие параметризации

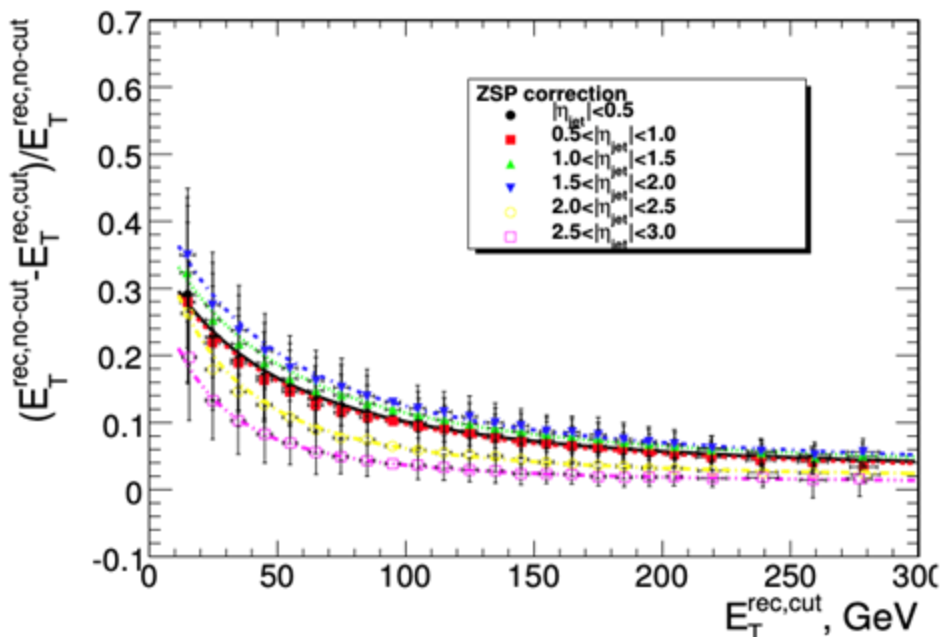
- ❖ Коррекция на калориметрические пороги – следующий слайд
- ❖ Ожидаемый отклик калориметра на энергию трека без порогов на энергию в $\langle E_{trk}^{calo}(p_{trk}, \eta_{trk}) \rangle$ калориметрической башне
- ❖ Эффективность реконструкции трека $\varepsilon_{track}(p_T, \eta)$

Реконструкция струй: JetPlusTrack

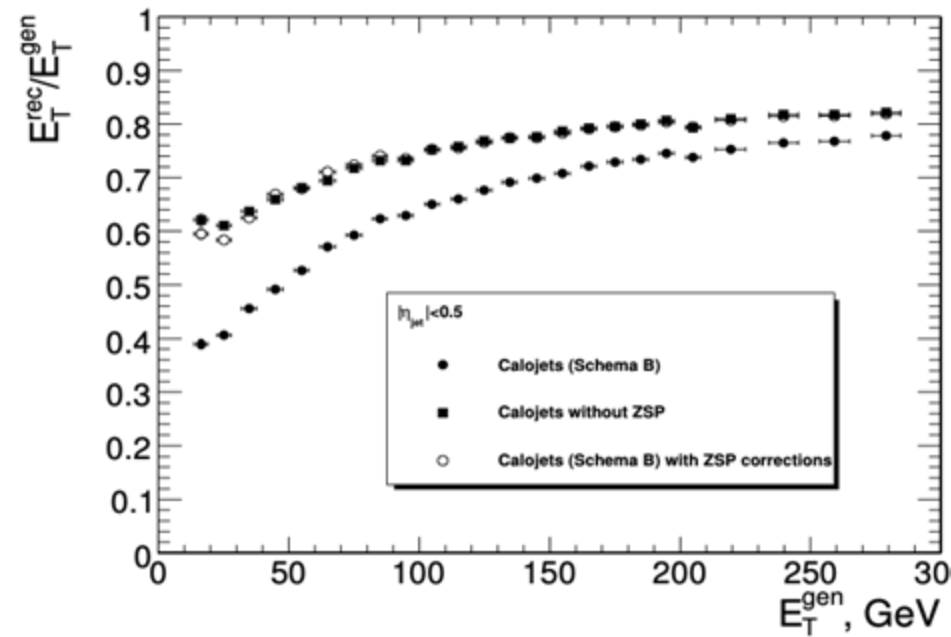
Коррекция на калориметрические пороги – ZSP correction

Вводится поправка на энергию калориметрической струи:

$$\frac{(E_T^{rec, cut} - E_T^{rec, no cut})}{E_T^{rec, cut}} = f(E_T^{rec, cut})$$



Поправка рассчитывается с помощью МК событий, но может рассчитываться С помощью специального потока данных без порогов на энергию в ячейках Калориметра: 1/4048 зарегистрированных L1 триггером



Реконструкция струй: JetPlusTrack

Алгоритм не требует высокой гранулярности калориметра.

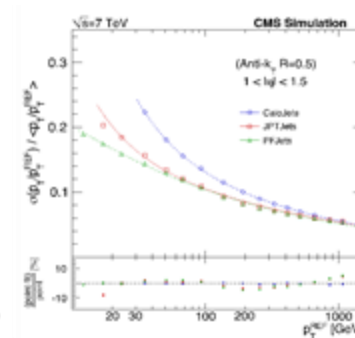
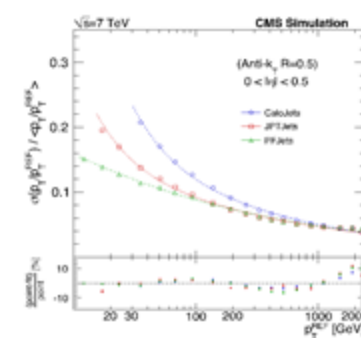
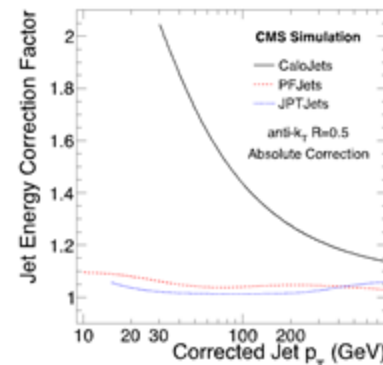
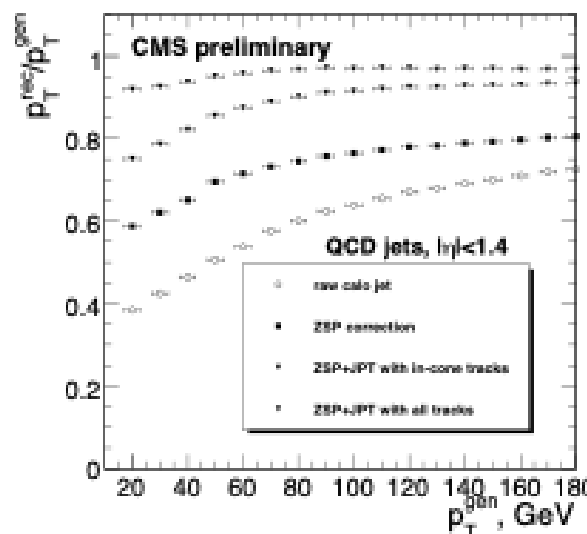
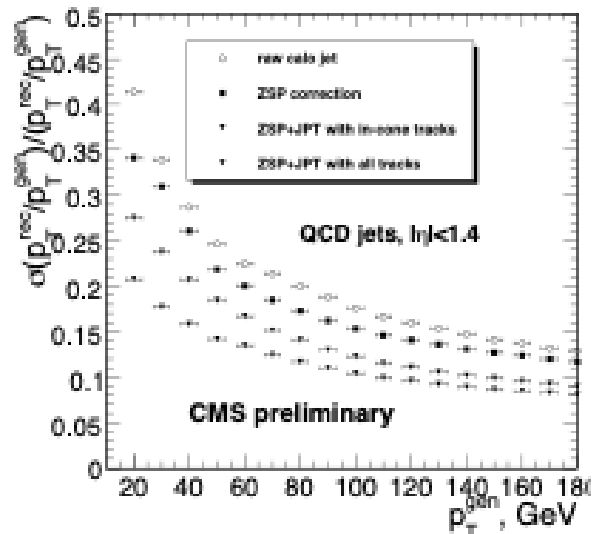
Энергия струи:

$$E_{JPT} = E_{CALO} + \sum_{in-in} (p_{track} - \langle E_{trk}^{calo}(p_{trk}, \eta_{trk}) \rangle) + \sum_{in-out} p_{trk} + E_{track\ inef}^{in-out} + E_{track\ inef}^{in-in}$$

$$E_{track\ inef}^{in-in} = \sum_{p_T} \sum_{\eta} n_{track}^{in-cone}(p_T, \eta) \times \frac{(1 - \varepsilon_{track}(p_T, \eta))}{\varepsilon_{track}(p_T, \eta)} \times (\langle p_{trk} \rangle - \langle E_{trk}^{calo} \rangle)$$

Поправки на неэффективность реконструкции треков

$$E_{track\ inef}^{in-out} = \sum_{p_T} \sum_{\eta} n_{track}^{out-of-cone}(p_T, \eta) \times \frac{(1 - \varepsilon_{track}(p_T, \eta))}{\varepsilon_{track}(p_T, \eta)} \times \langle p_{trk} \rangle$$



Алгоритм включен в программное обеспечение CMS и используется в анализе. Может быть использован в других экспериментах.

Реконструкция струй: Iterative pileup subtraction algorithm

O.Kodolova, I.Vardanyan, A.Nikitenko, A.Oulianov, «The performance of the jet identification and reconstruction in heavy ions collisions with CMS detector,» *Eur. Phys. J. C*, Bd. 50, pp. 117-123, 2007.

G.Baur et al, «Heavy Ion Programme in CMS,» *Eur. Phys. J. C*, Bd. 32, pp. 69-202, 2004.

CMS Collaboration, «CMS physics technical design report: Addendum on high density QCD with heavy ions,» *J. Phys. G*, Bd. 34, pp. 2307-2455, 2007.

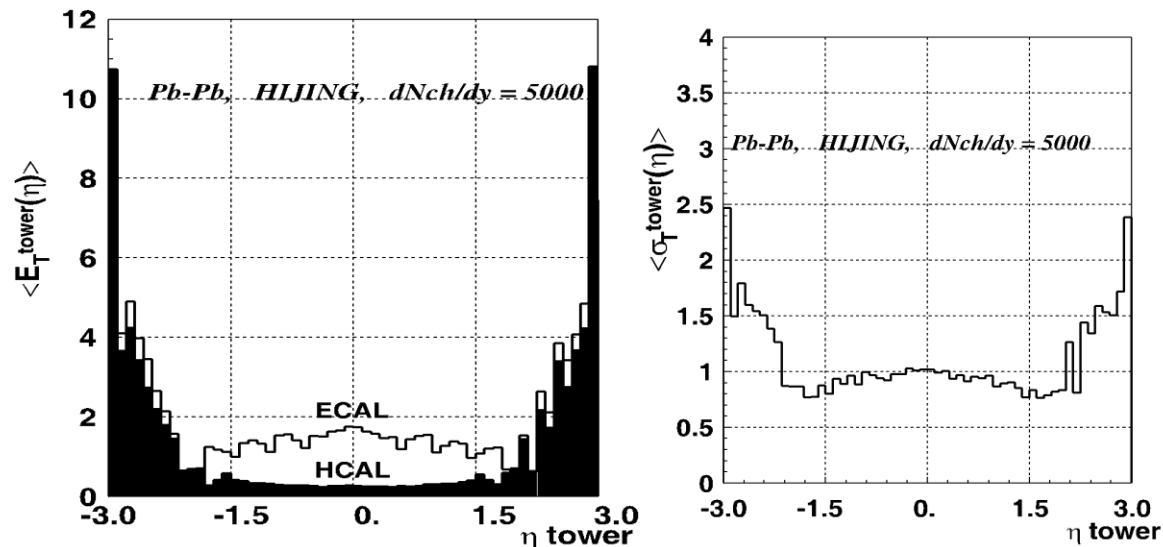
Реконструкция струй: Iterative pileup subtraction algorithm

Потери энергии жесткой партонной струи, распространяющейся через плотную материю, могут дать информацию о процессе возникновения кварк-глюонной плазмы.

Основная проблема при поиске струй во взаимодействии тяжелых ионов-большая загрузка детектора из-за большой множественности частиц в событии.

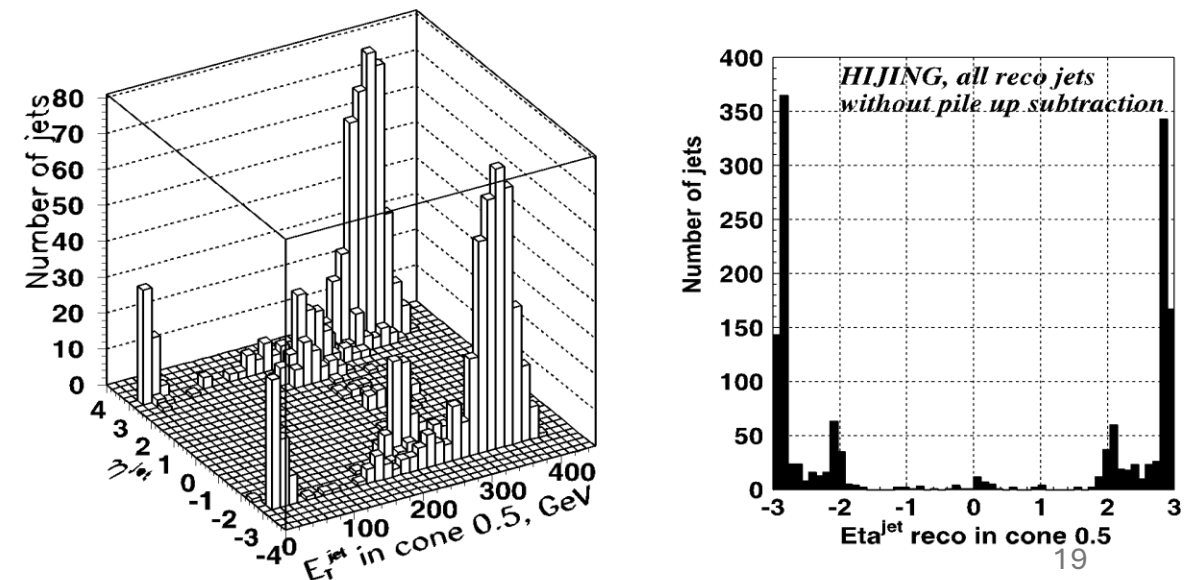
$$\frac{dN_{ch}}{d\eta} \Big|_{\eta=0} = 2000 - 8000$$

Энергия и дисперсия в калориметрической башне
HIJING центральное событие

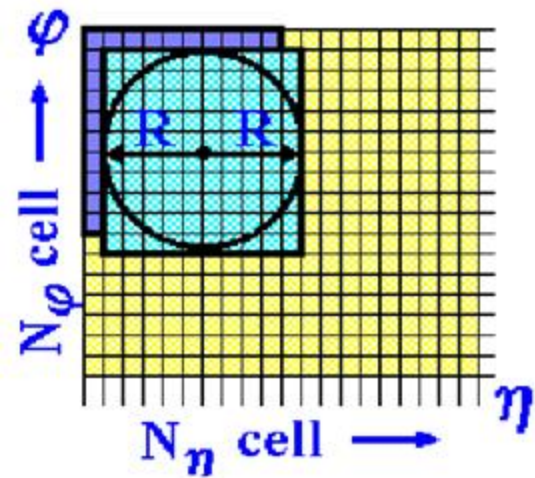


Итерационный конусный алгоритм $R=0.5$ в PbPb (HIJING)
при

$$\frac{dN_{ch}}{d\eta} \Big|_{\eta=0} = 5000$$



Реконструкция струй: Iterative pileup subtraction algorithm



- Вычисляется $\overline{E_T^{tower}(\eta)}$ и $\sigma_T^{tower}(\eta) = \sqrt{\overline{E_T^{tower^2}} - \overline{E_T^{tower}(\eta)}^2}$

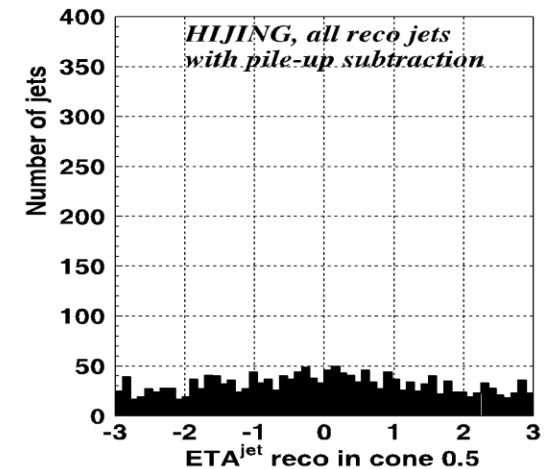
- Энергия башен пересчитывается

$$E_T^{tower*} = E_T^{tower} - \overline{E_T^{tower}(\eta)} - k \times \sigma_T^{tower}(\eta)$$

Если $E_T^{tower*} < 0$, $E_T^{tower*} = 0$

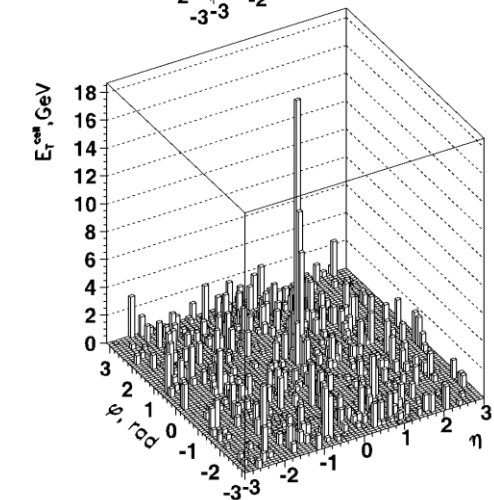
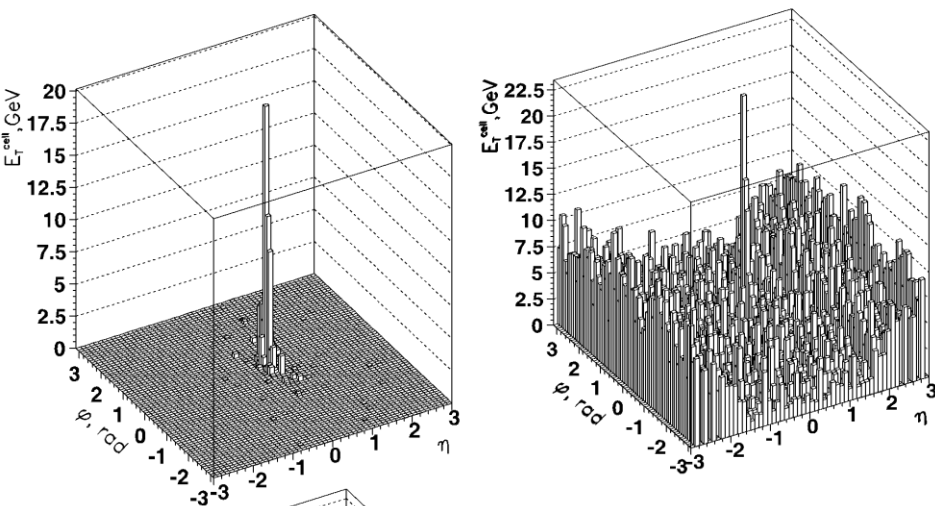
- Любой алгоритм поиска струй anti-Kt, kt, CA, итерационный конусный, другие).
- Отбираются струи с $E_T^{jet} > E_T^{cut}$
- Вычисляется $\overline{E_T^{tower}(\eta)}$ и $\sigma_T^{tower}(\eta)$ с использованием башен вне области найденной струи
- Энергия всех башен пересчитывается

$$E_T^{tower*} = E_T^{tower} - \overline{E_T^{tower}(\eta)} - k \times \sigma_T^{tower}(\eta)$$

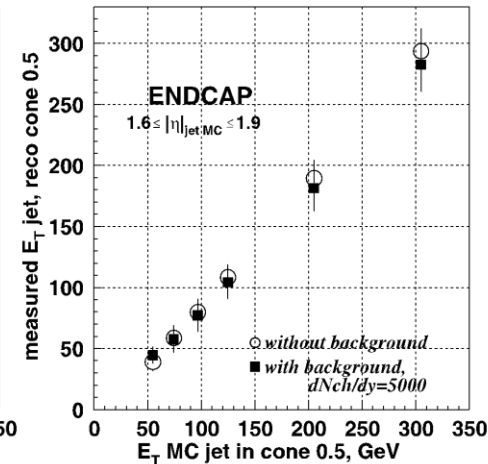
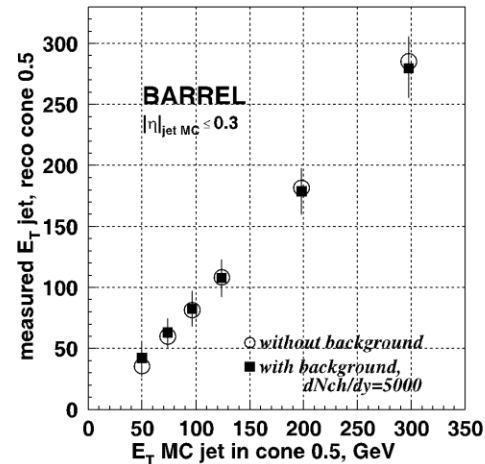


Реконструкция струй: Iterative pileup subtraction algorithm

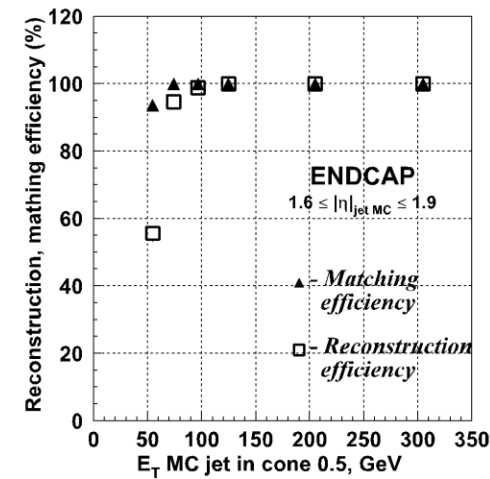
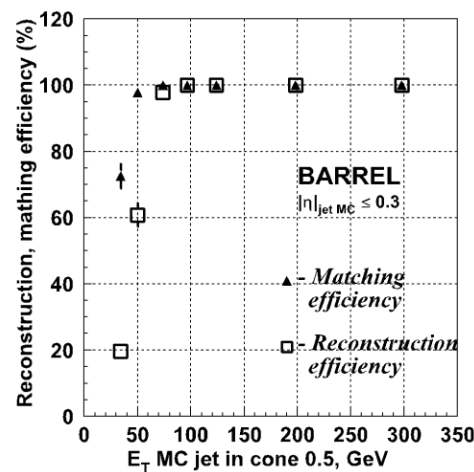
Реальная струя $p_T=100$ ГэВ добавляется к PbPb



После вычитания
пьеDESTАЛА



Алгоритм использовался
при анализе тяжело-
ионных событий на
установке CMS в Run1,2
БАК.



В Run 3 используется в
триггере.

Кваркони в тяжелоионных взаимодействиях

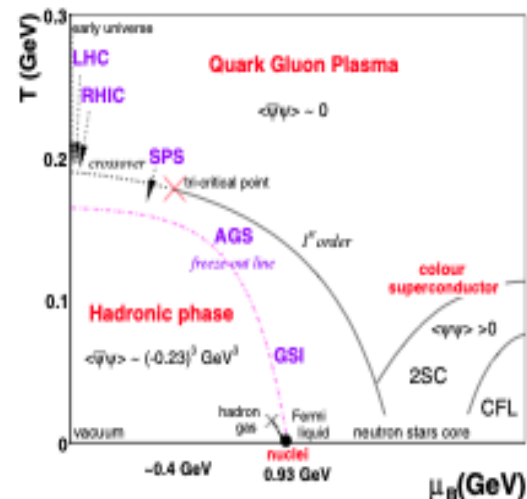
M Bedjidian and O Kodolova, «Quarkonia measurements in heavy-ion collisions in CMS,» *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, Bd. 34, Nr. 4, pp. 143-175, 2007.

G.Baur et al, «Heavy Ion Programme in CMS,» *Eur. Phys. J. C*, Bd. 32, pp. 69-202, 2004.

Olga Kodolova, Michael Murray, Heavy Ion Physics Program in CMS Experiment, Nucl.Phys.A830:97c-104c,2009

CMS Collaboration, «CMS physics technical design report: Addendum on high density QCD with heavy ions,» *J. Phys. G*, Bd. 34, pp. 2307-2455, 2007.

Кваркони в тяжелоионных взаимодействиях



Исследование многочастичной динамики при высокой плотности энергии охватывает широкий спектр фундаментальных физических проблем:

- ❖ Кварк-глюонная плазма
- ❖ Цветовой конденсат
- ❖ Адронная материя

КХД расчеты на решетке, новая форма материи при

$$\varepsilon \gg (6 \pm 2)T^4 \approx 1 \text{ ГэВ/фм}^3 \text{ (рис. 2.4), где } T_c \approx 150\text{--}190 \text{ МэВ}$$

К старту БАК: SPS и RHIC, где аномальное подавление J/ψ в $\sim 2\text{--}3$ раза наблюдалось в столкновениях PbPb и AuAu при $\sqrt{s_{NN}} = 17.3 \text{ ГэВ}$, 200 ГэВ .

- ❖ Неупругое сечение Pb+Pb больше на четыре порядка сечения образования ипсилон в канале распада на два мюона.
- ❖ Детальное моделирование на момент подготовки Physics TDR, требовало огромной вычислительной мощности, недоступной на момент подготовки эксперимента.

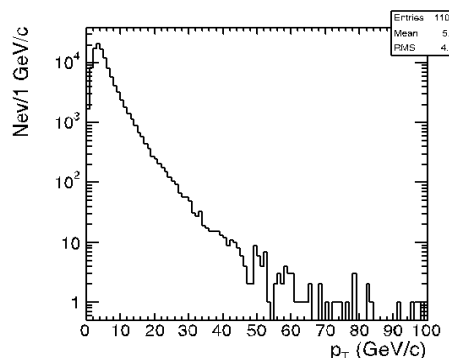
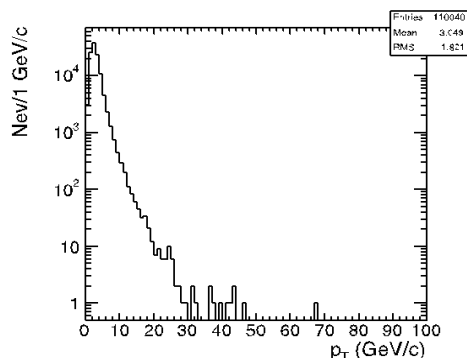
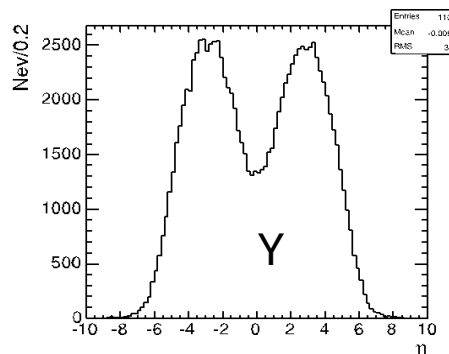
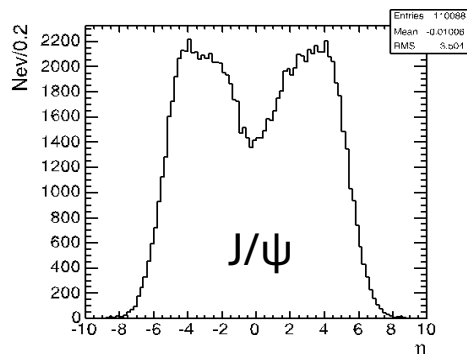
Задачи:

- ❖ Разработать быстрый и надежный алгоритм реконструкции димюонов при большой загрузке трека
- ❖ Разработать программу быстрого моделирования
- ❖ Оценить выход кваркониумом за 1 месяц работы БАК

Кваркони в тяжелоионных взаимодействиях

Моделирование сигнала

$B_{\mu\mu}\sigma_{\text{prod}} (\mu\text{b})$				
J/ψ	ψ'	Υ	Υ'	Υ''
48930	879	304	78.8	44.4



Моделирование фона:

❖ пионы и каоны (90% всех частиц)

$$N_K/N_\pi = 11\% \text{ (HIJING)}$$

Вероятность достичь мюонных камер

➤ адронного ливня 1.2×10^{-5} для адронов
с $p_T < 10$ ГэВ/с

➤ Прямое проникновение для протона 1.6×10^{-5}

➤ Пионы и каоны (распада на мюон) 0.003 и 0.01

❖ Мюоны от распада тяжелых кварков

$$N(Q\bar{Q}) = \sigma(Q\bar{Q})T_{AA}(b), T_{Pb+Pb}(0) = 30.4/\text{mb}$$

$$\sigma(c\bar{c}) = 7.5 \mu\text{b} \text{ и } \sigma(b\bar{b}) = 0.2 \mu\text{b}$$

Вероятность дать 0, 1, 2 мюона (PYTHIA 6.205)

$c\bar{c}$ равны 0.819, 0.171, 0.010

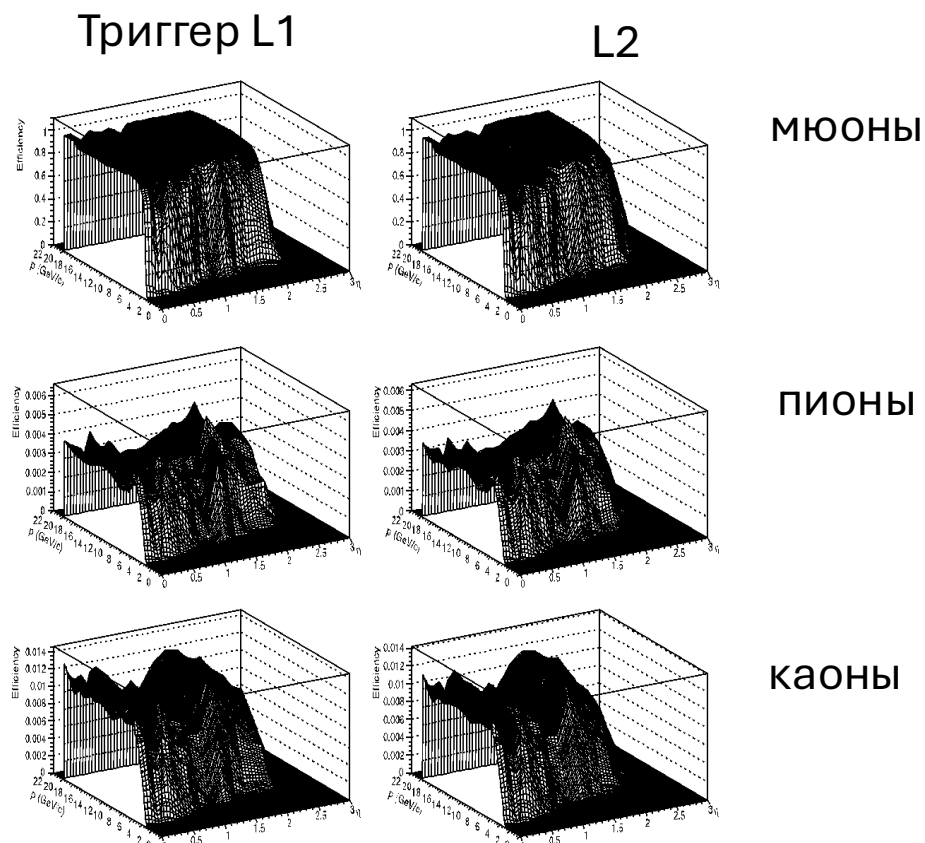
$b\bar{b}$ равны 0.626, 0.309, 0.065

(a) $dN^\pm/d\eta = 5000$ при $\eta = 0$;

(b) $dN^\pm/d\eta = 2500$ при $\eta = 0$.

Кваркони в тяжелоионных взаимодействиях

Эффективность регистрации пионов, каонов и мюонов представлена в виде таблиц аксептанса и триггера (из детальной симуляции).



Был предложен специализированный триггер L1/L2:

мюоны p_T от 3.5–4 ГэВ ($|\eta| < 1.2$) в центральной области и с 2–1.5 ГэВ в области $1.2 < |\eta| < 2.4$, проходящие 1-2 мюонные станции.

Эффективность триггера 1% J/ψ , 20% Υ

Был разработан алгоритм реконструкции

- ❖ **Стартует с мюонных камер:** параметры траектории пропагируются на последний слой трекера **с помощью “look-up” таблиц** (параметризаций), определенных из моделирования или из данных
 $|\phi_{L1/L2} - \phi_{\mu}^{\text{predicted}}|$ vs $P_{L1/L2}^T$ в области цилиндра
 $|\phi_{L1/L2} - \phi_{\mu}^{\text{predicted}}|$ vs $P_{L1/L2}^Z$ в торцевой области
Интервал по ϕ на последнем слое трекера, в котором нужно искать продолжение траектории также определяется из моделирования или из данных
 - ❖ Каждый из кластеров, найденный в интервале вокруг $\phi_{\mu}^{\text{predicted}}$ проверяется на соответствие траектории.
- Продолжение следует....**

Кваркони в тяжелоионных взаимодействиях

Алгоритм реконструкции (продолжение)

❖ Каждый из кластеров, найденный в интервале вокруг $\phi_{\mu}^{\text{predicted}}$ проверяется на соответствие траектории.

$|\phi_{L1/L2} - \phi_{\mu}^{\text{rechit}}|$ в зависимости $p_T^{\text{true}} \rightarrow p_T^{\text{new}}$

$|\phi_{L1/L2} - \phi_{\mu}^{\text{rechit}}|$ в зависимости $p_Z^{\text{true}} \rightarrow p_Z^{\text{new}}$

Если выполняется условие

$$\left| \frac{p_T^{\text{new}} - p_T^{L1/L2}}{p_T^{\text{new}}} \right| > \text{cuta}$$

$$\left| \frac{p_Z^{\text{new}} - p_Z^{L1/L2}}{p_Z^{\text{new}}} \right| > \text{cutb}$$

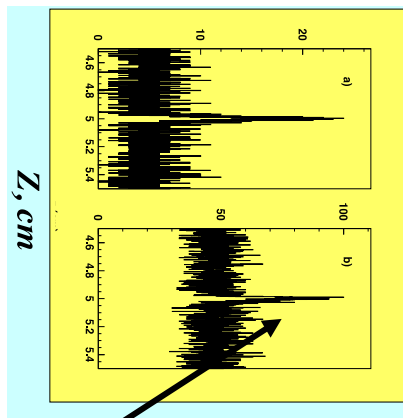
Кластер выкидывается.

❖ **Внутри трекара пропация проходит с помощью простых параметризаций**

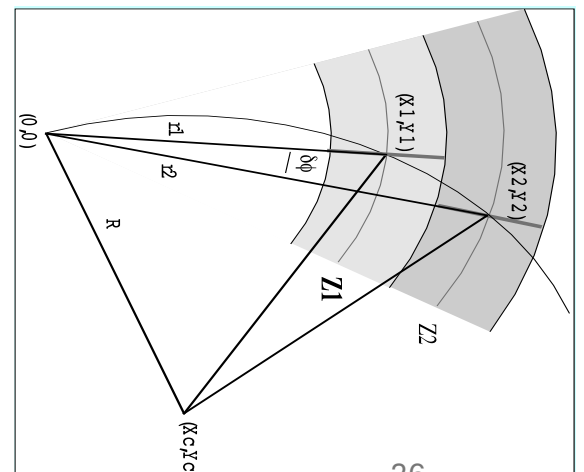
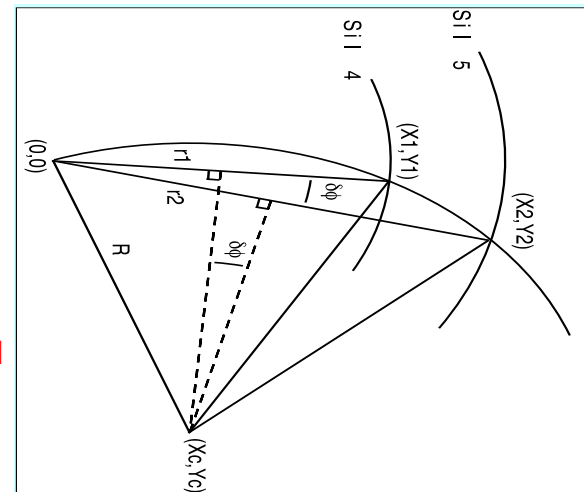
$$\delta\phi(i,j) = \arcsin \arcsin \left(\frac{r_i}{2R} \right) - \arcsin \arcsin \left(\frac{r_j}{2R} \right) \sim K \frac{\delta r_{i,j}}{p_T}$$

$$\delta\phi(i,j) = K \frac{\delta z_{i,j}}{p_L}$$

Прямая линия в RZ плоскости



Был предложен гистограммный метод для определения вершины



в области цилиндра
в области дисков

$$K = qB$$

Кваркони в тяжелоионных взаимодействиях

Алгоритм реконструкции (продолжение)

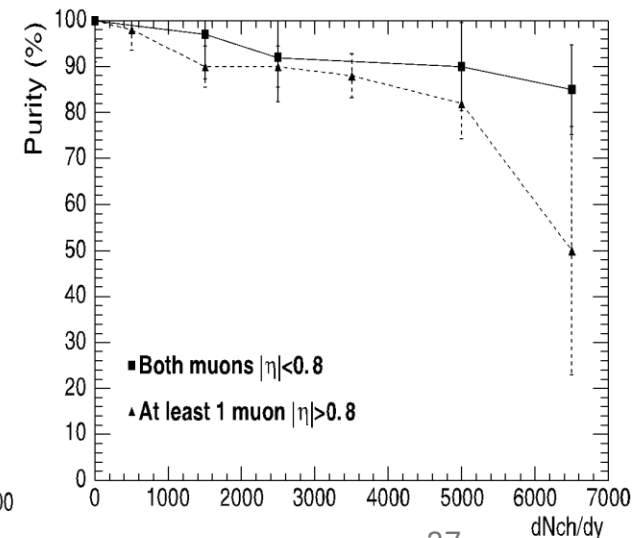
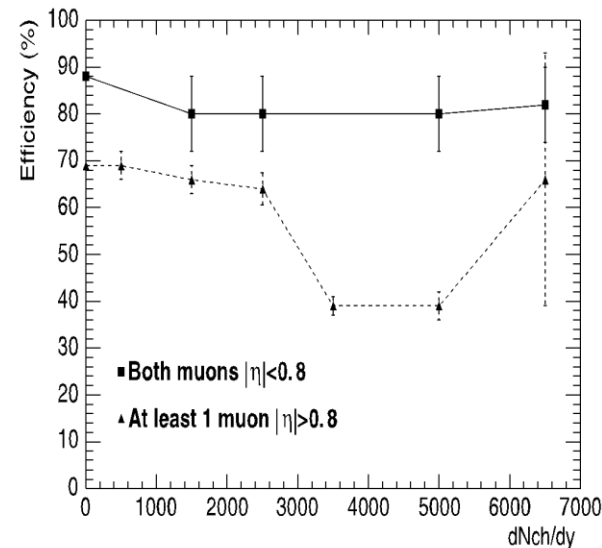
- ❖ При каждом новом слое перебираются кластеры вокруг предсказанного значения траектории внутри интервала, определенного из симуляции или данных.
- ❖ После отбора кандидатов, траектории фитируются фильтром Кальмана и отбираются пары противоположных знаков.
- ❖ Для каждой пары определяется вершина
- ❖ Отбор по χ^2 треков и вершины
- ❖ При первом проходе не разрешается пропуск слоев. Если пара не найдена, то процедура начинается снова с последовательным пропуском каждого слоя.
- ❖ Найденная пара пропагируется назад в мюонные камеры и проверяется разница между триггерной траекторией и предсказанием.

Эффективность реконструкции пары

$$\varepsilon_{pair} = \varepsilon_{track1} * \varepsilon_{track2} * \varepsilon_{vertex}$$

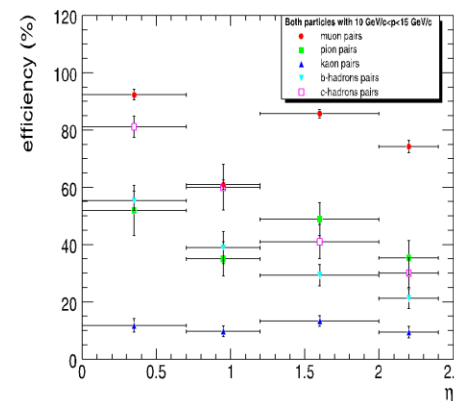
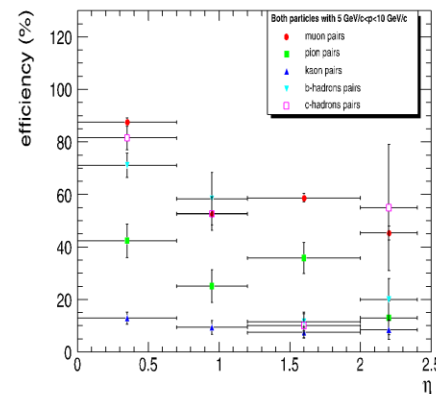
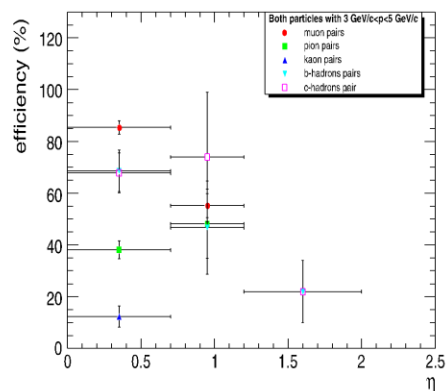
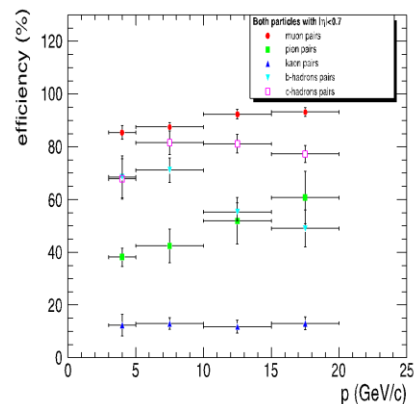
Эффективность реконструкции одной частицы

$$\varepsilon_{single} = \sqrt{\varepsilon_{pair}}$$

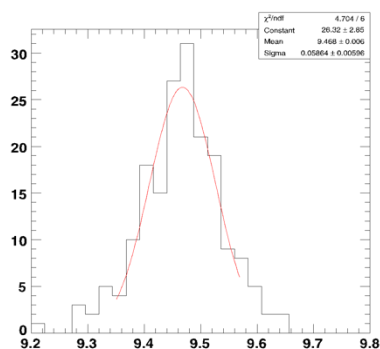


Кварконии в тяжелоионных взаимодействиях

Зависимость эффективности от p_T , η для всех типов частиц представлена в виде таблиц



$dN^\pm/dy = 5000$



Разрешение по массе 86-90 МэВ $dN^\pm/dy=0-2500$, 58 МэВ $dN^\pm/dy=5000$ (более жесткие ограничения на качество трека)

Два подхода в быстром моделировании
 $\sigma = 86$ МэВ (Y) и 37 МэВ (J/ψ)
 $\sigma = 0.009 \times M$

Для быстрой программы моделирования

- таблицы триггера и акцептанса
- таблицы эффективности реконструкции (для всех частиц) и чистоты выборки (для кваркониев)
- разрешение по массе кваркониев²⁸

Кваркони в тяжелоионных взаимодействиях

Для каждого события моделировался

- ❖ Импакт параметр (центральность)
- ❖ 5 резонансов J/ψ , ψ' и три состояния семейства Y
- ❖ π , K , а также мюонов из распада тяжелых кварков
- ❖ Резонансы принудительно распадались на мюоны
- ❖ Мюон сохранялся, если $P > 2.8$ ГэВ и $|\eta| < 2.4$

$$W_{\mu} = W_{\text{origin}} * W_{\text{rec}}$$

$W_{\text{origin}} = 1$ для фоновых мюонов

$W_{\text{origin}} = \sigma(\text{кварконий})/\sigma(\text{Pb} + \text{Pb})$

W_{rec} – эффективность реконструкции траектории в зависимости от множественности, импульса, псевдобыстроты и чистоты выборки

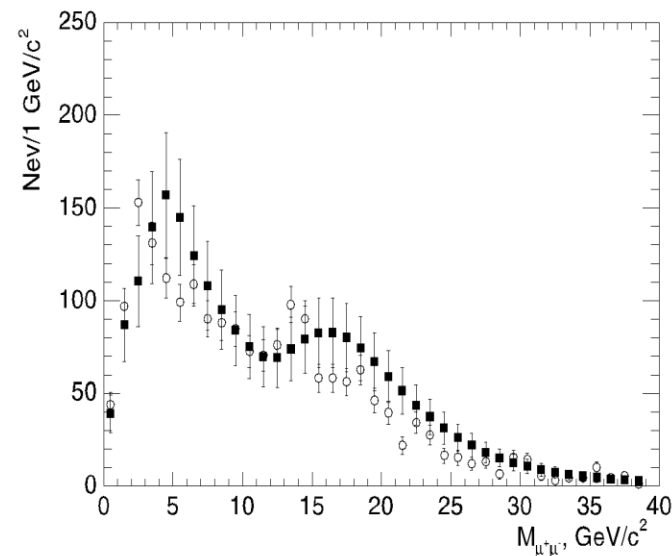
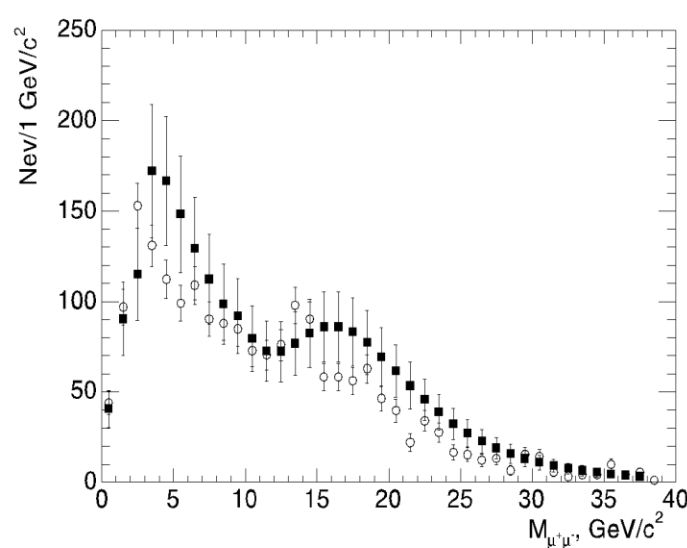
Каждый мюон имеет вес $W_{L1\text{trig}}$ и $W_{L2\text{trig}}$

Вес пары мюонов: $W_{\mu 1} * W_{\mu 2} * W_{\text{trigger}12}$

$\sigma(\text{Pb} + \text{Pb}) = 8$ барн

Быстрая программа моделирования

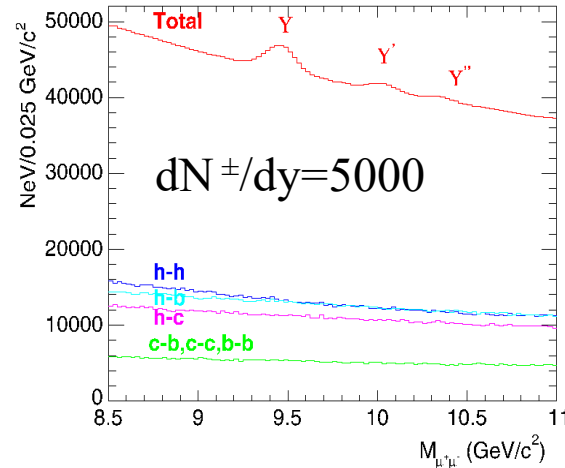
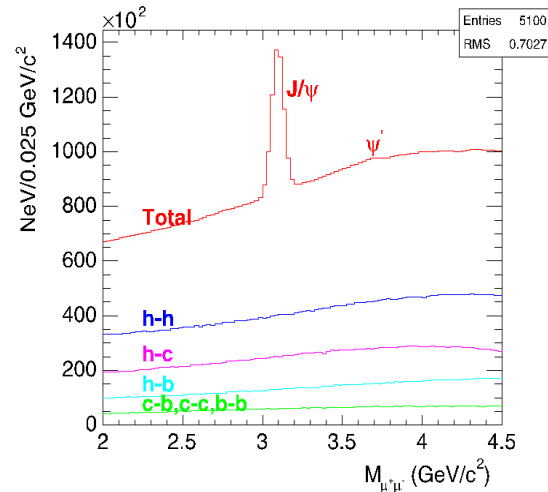
Для валидации программы быстрого моделирования
Было проведено сравнение с детальным моделированием
500 000 событий PbPb (генератор HIJING, CMSSW)



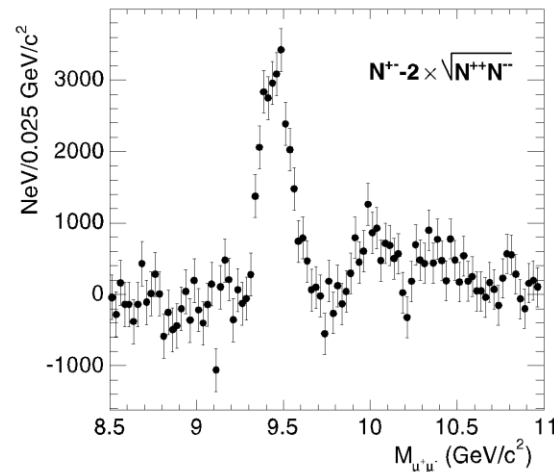
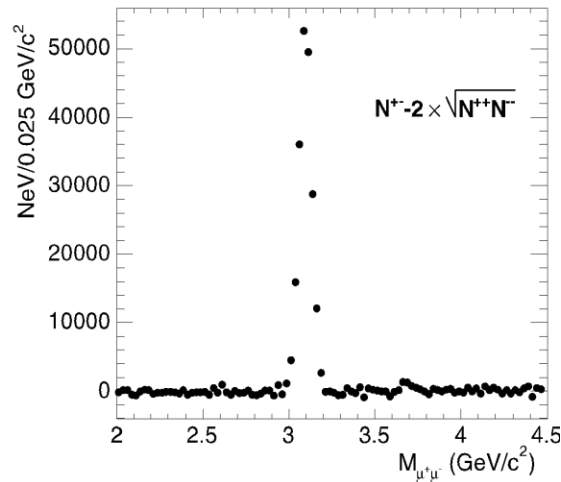
Квадрат – быстрое моделирование

Круг – детальное моделирование

Кваркони в тяжелоионных взаимодействиях



После вычитания фона



Для интегральной светимости 0.5 нб^{-1} , предполагая среднюю светимость $L = 4 \times 10^{26} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ и КПД коллайдера равным 0.5.

Мюоны в $ \eta < 2.4$	S/B(J/ψ)	N(J/ψ)	S/B(Y)	N(Y)	N(Y')	N(Y'')
$dN^{\pm}/d\eta = 5000$	0.6	140000	0.07	20000	5900	3500
$dN^{\pm}/d\eta = 2500$	1.2	180000	0.12	25000	7300	4400

Мюоны в $ \eta < 0.8$	S/B(J/ψ)	N(J/ψ)	S/B(Y)	N(Y)
$dN^{\pm}/d\eta = 5000$	2.75	12636	0.52	6032
$dN^{\pm}/d\eta = 2500$	4.5	11648	0.97	6396

- ❖ Впервые было показана возможность восстанавливать семейства резонансов Y и J/ψ при энергии 5.5 ТэВ/н-н детектором CMS.
- ❖ Разработан специальный триггер и алгоритм реконструкции
- ❖ Создана программа быстрого моделирования

Результат вошел в Physics TDR.

Спектры струй и характеристики струй

CMS-PAS-JME-10-001

CMS Collaboration, «Measurement of the Inclusive Jet Cross Section in pp Collisions at 7 TeV,» *Phys. Rev. Lett.*, Bd. 107, Nr. 13, p. 132001, 2011

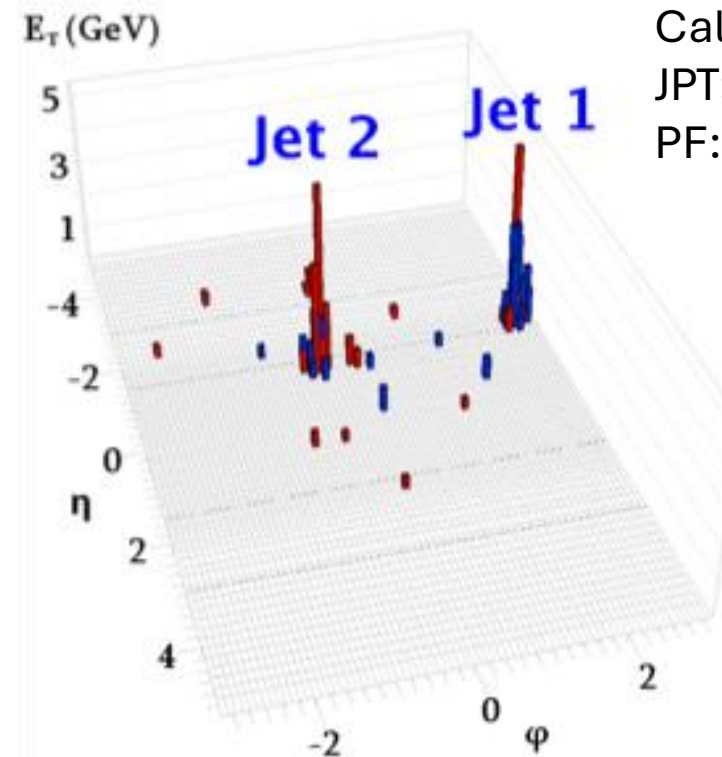
CMS Collaboration, «Measurements of angular distance and momentum ratio distributions in three-jet and Z + two-jet final states in pp collisions,» *Eur. Phys. J. C*, Bd. 81, p. 852, 2021.

Спектры струй: первые запуски CMS

Период тестирования CMS: 350 000 и 20000 событий при энергии 900 ГэВ и 2360 ГэВ.

3 типа струй в детекторе с antiKT, R=0.5: калориметрические (Calo), JPT, PF

Критерии идентификации струй

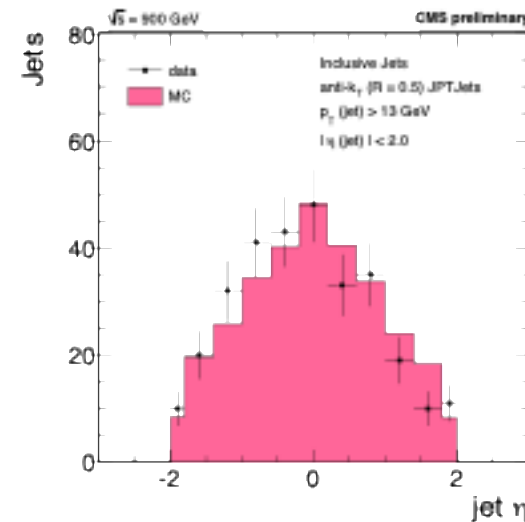
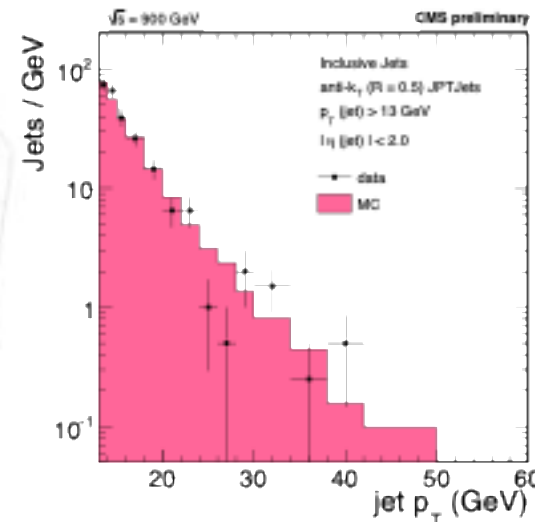


Calo: 45,37 ГэВ

JPT: 39, 33 ГэВ

PF: 39, 31 ГэВ

Для коррекции струй
использовалось только
Монте-Карло



	variable	$ \eta $	loose	tight
Calo	EMF	< 2.6	> 0.01	> 0.01
JPT	n_{hits}^{90}	-	> 1	> 4
	f_{HFD}	-	< 0.98	< 0.98
	f_{RFX}	-	-	< 0.98
	σ_{η}	-	-	> 0.01
	σ_{ϕ}	-	-	> 0.01

	variable	$ \eta $	loose	tight
PF	CHF	< 2.4	> 0.0	> 0.0
	NHF	-	< 1.0	< 0.9
	CEF	-	< 1.0	< 1.0
	NEF	-	< 1.0	< 0.9

CMS-PAS-JME-10-001

Спектры струй при энергии 7 ТэВ: детали анализа

Использовалось 3 алгоритма реконструкции струй
Calo, JPT, PF

Триггер

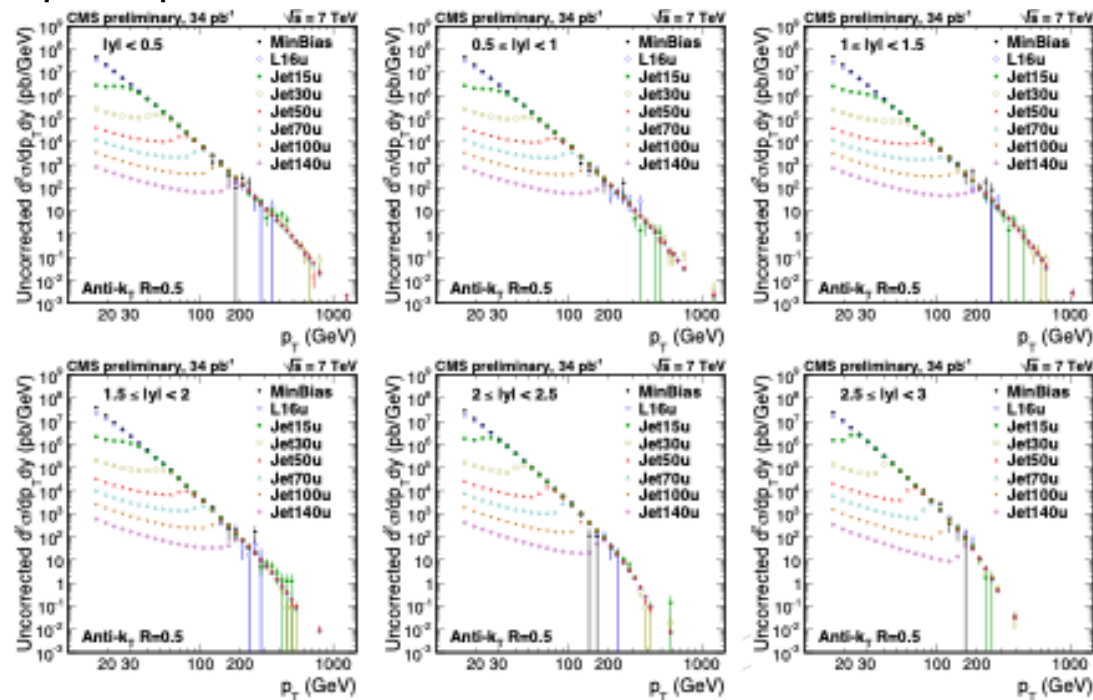


Table 9: Trigger p_T thresholds applied in the analysis.

Trigger	MinBias	L1Jet6U	Jet15U	Jet30U	Jet50U	Jet70U	Jet100U	Jet140U
Turn-on (GeV)	18	37	56	84	114	153	196	245

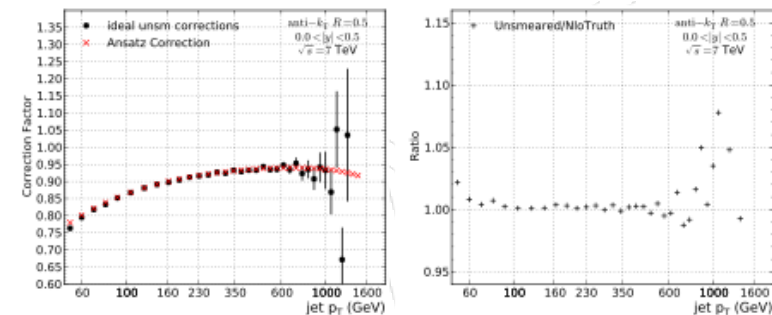
Восстановление спектра струй
на уровне частиц методом Ansatz:
партонная модель

$$f(p_T) = N_0 (p_T / \text{GeV})^{-\alpha} \left(1 - \frac{2p_T \cosh(y_{\min})}{\sqrt{s}} \right)^{\beta} \exp(-\gamma/p_T)$$

свернутая с функцией Гаусса, где

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = \sqrt{\frac{\text{sign}(N)N^2}{p_T^2} + \frac{S^2}{p_T} + C^2}$$

$$F(p_T^{\text{meas}}) = \int_0^\infty f(p_T^{\text{gen}}, y; p_i) g(p_T^{\text{meas}} - p_T^{\text{gen}}, y; \sigma) dp_T^{\text{gen}}$$

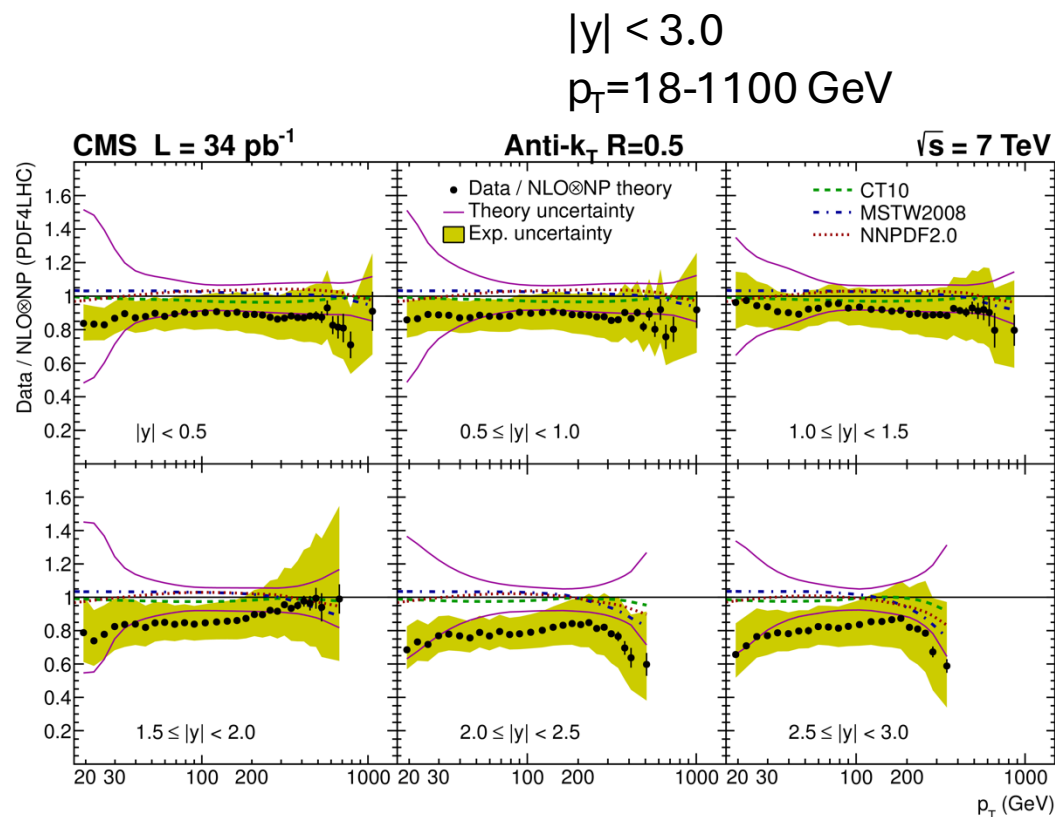
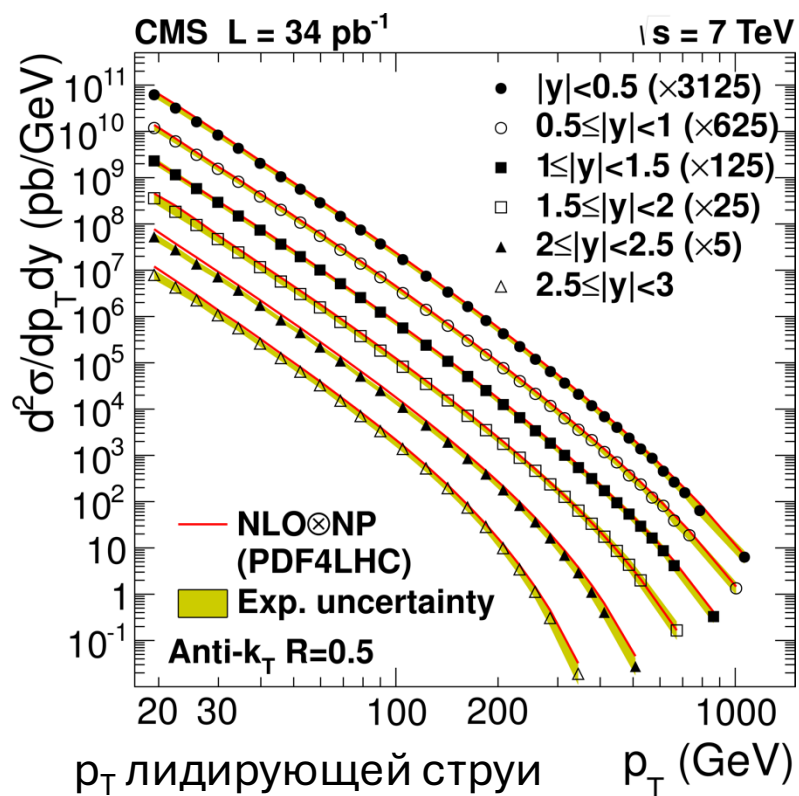


Регуляризация по Тихонову и d'Agostini
использовалась для валидации

- ❖ Применялась полная цепочка коррекции шкалы энергии и разрешения по энергии струй.
- ❖ Идентификация струй

Спектры струй: первые измерения при энергии 7 ТэВ

Значительного отклонения от предсказаний СМ **не обнаружено**

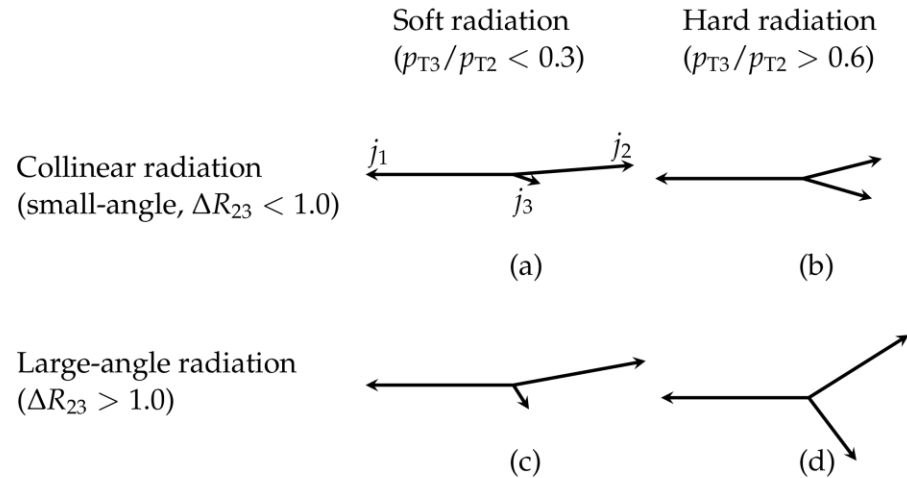


Согласие между данными и NLO+NP
в пределах неопределенности

- ❖ Теоретические NLO предсказания были получены с NLOJET++, CT10 PDF
- ❖ Неопределенности рассчитаны с использованием CT10, MSTW2008NLO, NNPDF2.0
- ❖ Факторизационная и ренормализационная шкалы изменялись от 0.5 до 2
- ❖ Непертурбативные поправки – PYTHIA6

Впервые были измерены спектры струй при энергии взаимодействия 7 ТэВ детектором CMS.

Многоструйные события



Теоретические предсказания основаны на вычислении матричного элемента (МЕ) в некотором фиксированном порядке разложения по α_s с последующим развитием партонного ливня (PS) и процесса адронизации.

Были введены наблюдаемые:

$$p_{T3}/p_{T2} \text{ и } \Delta R_{23} = \sqrt{(y_3 - y_2)^2 + (\varphi_3 - \varphi_2)^2}$$

Многоструйные с ≥ 3 струи
 $Z + \geq 2$ струи разделялись по категориям в соответствии с p_{T3}/p_{T2} и ΔR_{23}

Критерии	Тип глюонного излучения
$p_{T3}/p_{T2} < 0.3$	мягкое излучение
$p_{T3}/p_{T2} > 0.6$	жесткое излучение
$\Delta R_{23} < 1.0$	Излучение под малыми углами
$\Delta R_{23} > 1.0$	Излучение под большими углами

Предполагается, что:

- События с малыми углами и мягким излучением описывается с помощью модели партонного ливня
- События с большими углами и жестким излучением описывается с помощью матричного элемента

Многоструйные события

Проводилось сравнение с моделями

Отбор событий

Генераторы	Партоны в конечном состоянии	PDF	Tune
Многоструйные			
PYTHIA 8.219	LO2jets+PS	NNPDF2.3LO	CUETP8M1
MADGRAPH+PYTHIA 8.219	LO4jets+PS	NNPDF2.3LO	CUETP8M1
POWHEG+PYTHIA 8.219	NLO2jets+PS	CT10nlo	CUETP8M1
Z+2jets			
PYTHIA 8.219	LOZ+1jet+PS	NNPDF2.3LO	CUETP8M1
MADGRAPH+PYTHIA 8.219	LOZ+4jets+PS	NNPDF2.3LO	CUETP8M1
SHERPA	LOZ+4jets+PS	CT10	CUETP8M1
MC@NLO	NLOZ+1jet+PS	NNPDF3.0NLO	CUETP8M1

3-х струйные события	Значение порогов
Поперечный импульс лидирующей струи (j1)	$p_{T1} > 510 \text{ GeV}$
Поперечный импульс для остальных струй и быстрота для j1, j2	$p_T > 30 \text{ GeV}, y_{1,2} < 2.5$
Разница азимутальных углов j1, j2	$2.14 < \Delta\phi_{12} < \pi$
Отношение поперечных импульсов j3/j2	$0.1 < p_{T3}/p_{T2} < 0.9$
Угловое расстояние между j3, j2	$R_{\text{jet}} + 0.1 < \Delta R_{23} < 1.5$
Z+jets	Значения порогов
Поперечный импульс Z (= j1)	$p_{TZ} > 80 \text{ GeV}, y_Z < 2$
Поперечный импульс и быстрота j2	$p_{T2} > 80 \text{ GeV}, y_2 < 1$
Поперечный импульс и быстрота j3	$p_{T3} > 20 \text{ GeV}, y_3 < 2.4$
Разница азимутальных углов Z, j2	$2 < \Delta\phi_{Z,2} < \pi$
Димьюонная масса	$70 < m_Z < 110 \text{ GeV}$
Угловое расстояние между j3, j2	$0.5 < \Delta R_{23} < 1.5$

Фон для Z+струи рождение топ-кварков и дибозонов

Спектры были восстановлены двумя методами: регуляризация по Тихонову и d'Agostini

Многоструйные события

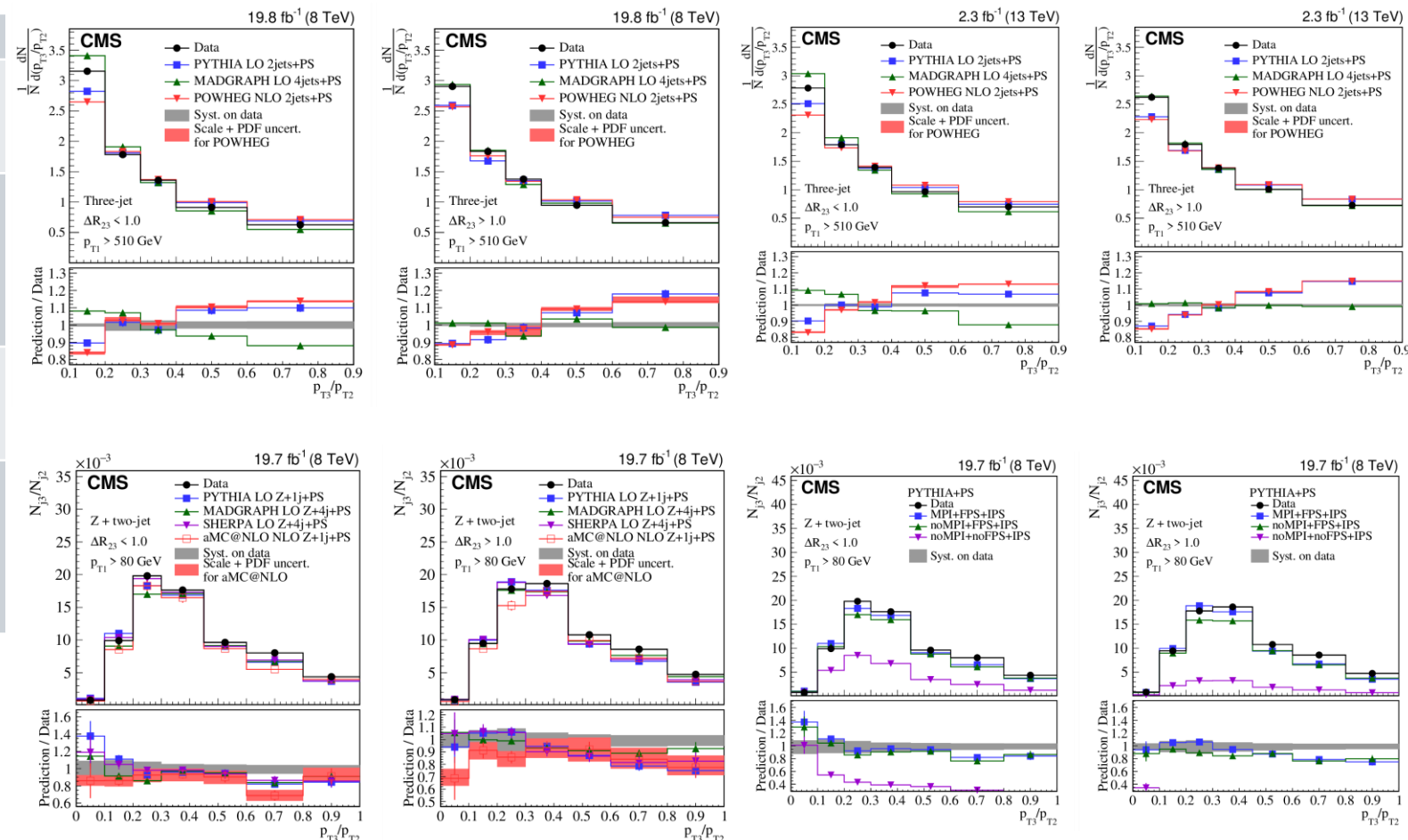
Систематические ошибки

Источник	Multijet 8 TeV(13 TeV)	Z+2 jets
Энергетическая шкала струй	0.15(0.24)	5-10
Энергетической разрешение струй	0.16(0.12)	2-3
Дополнительные события	0.1(0.17)	1
Процедура восстановления распределений	1.1(0.25)	1

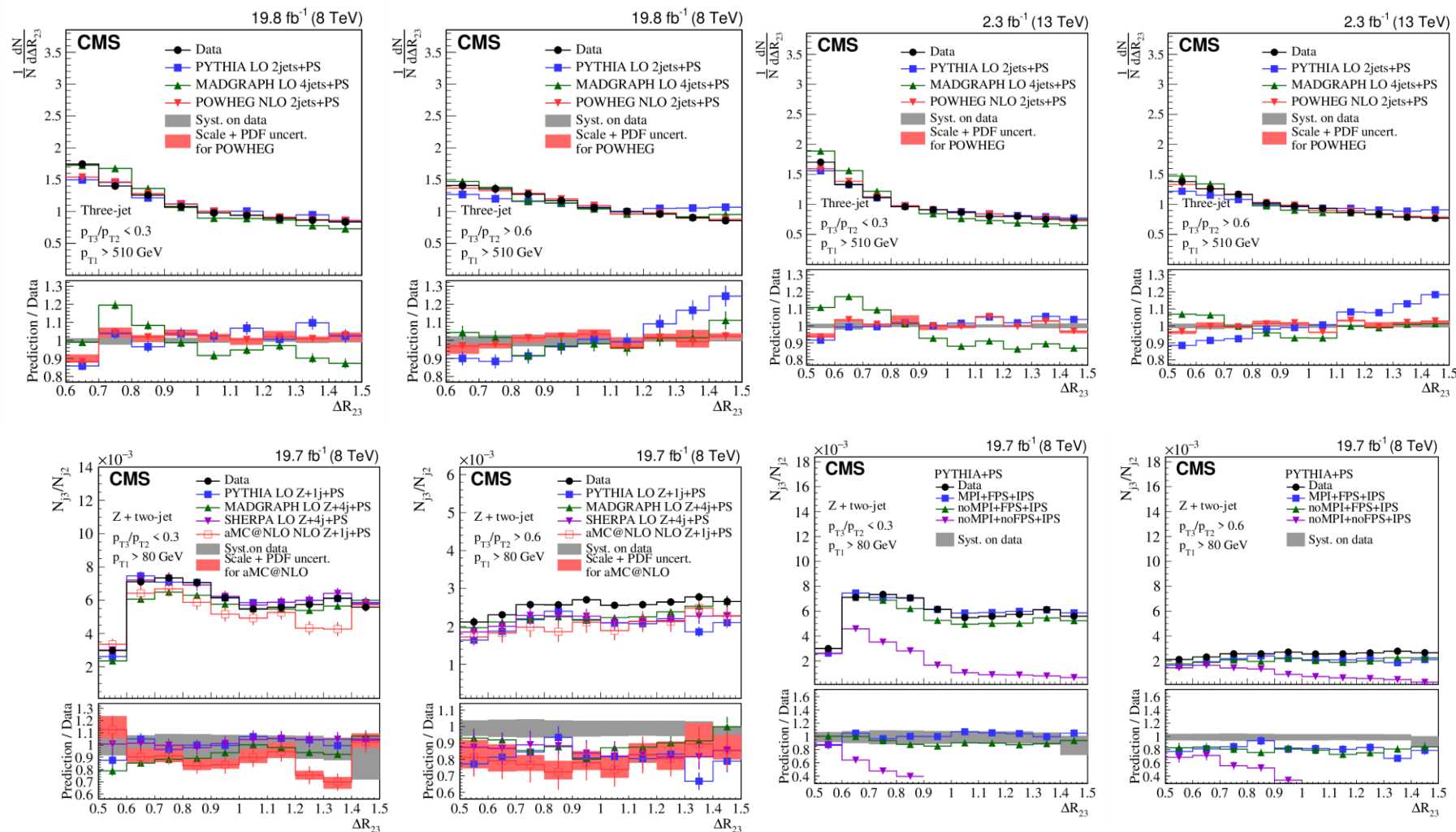
События нормировались:

- Многоструйные на интеграл гистограм
- $Z + \geq 2$ струи на число событий
- $Z + \geq 1$ струю

Разный кинематический диапазон и разный состав ароматов исходного состояния



Многоструйные события



Нет зависимости от энергии взаимодействия

Партонный ливень в конечном состоянии в PYTHIA 8 оказывает значительное влияние на результат, изменяя, как форму распределения, так и количественный выход событий.

Многоструйные события

3х струйные события

- ❖ Широкоугольное излучение (большой ΔR_{23}) и жесткое излучение (большой p_{T3}/p_{T2}) хорошо описываются расчетами матричного элемента (LO4jets+PS в то время, как описание излучения партона в подходе с развитием чисто партонного ливня не описывают данные.
- ❖ Коллинеарная область (малые ΔR_{23}) хорошо описывается подходом с развитием партонного ливня (LO2jets+PS и NLO2jets+PS) в то время, как расчеты матричного элемента в фиксированном порядке теории возмущений (LO4jets+PS) показывают отклонения от измерений, сделанных в данных.
- ❖ В мягкой области (малый p_{T3}/p_{T2}) подходы развития партонного ливня описывают данные также в широкоугольной области (весь диапазон в ΔR_{23}), в то время как для больших p_{T3}/p_{T2} необходимы вычисления матричного элемента в приближении теории возмущений более высокого порядка.

Z + 2 струи

- ❖ Формы распределения струй для процесса Z + 2 струи достаточно хорошо описаны всеми протестированными генераторами.
- ❖ Наблюдается недооценка излучения третьей струи j_3 для случая жесткого излучения (большие p_{T3}/p_{T2}), как в коллинеарной, так и в широкоугольной областях для всех опробованных подходов, что частично можно объяснить за счет фона от рождения пар топ-кварка с лептонным распадом и дибозонов.

Электрослабое рождение Z-бозона

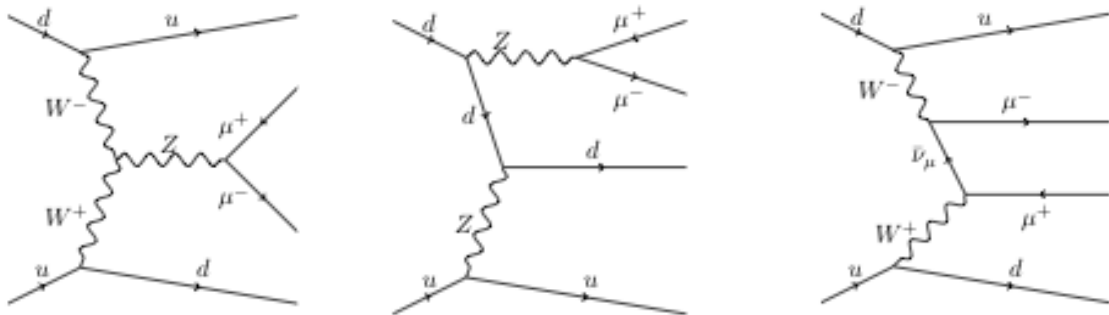
CMS Collaboration, «Measurement of the hadronic activity in events with a Z and two jets and extraction of the cross section for the electroweak production of a Z with two jets in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV,» *JHEP*, Bd. 10, p. 101, 2013.

CMS Collaboration, «Measurement of electroweak production of two jets in association with a Z boson in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV,» *Eur. Phys. J. C*, Bd. 75, p. 66, 2015.

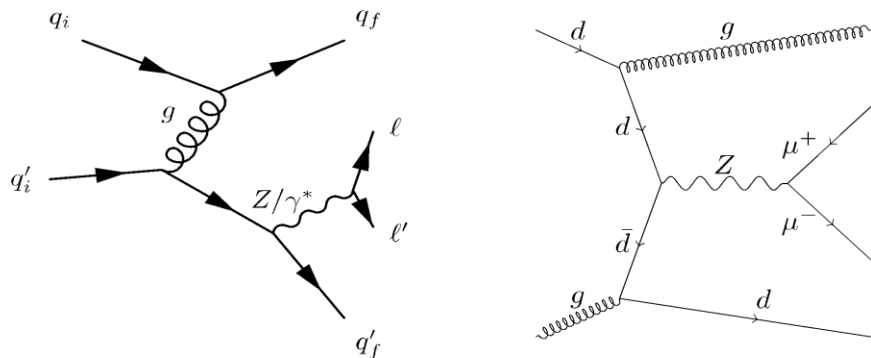
CMS Collaboration, "First measurements of electroweak boson fusion," *CERN COURIER*, 20 February 2013

Электрослабое рождение Z-бозона

Электрослабое рождение $Zjj \sim \alpha_{EW}^4$



Процесс Дрелл-Яна $Zjj \sim \alpha_{EW}^2 \alpha_S^2$



- ❖ Проверка стандартной модели
- ❖ Процессы слияния векторных бозонов
- ❖ Изучение условий отбора процессов с тагирующими струями

Процесс EWK Zjj может быть выделен из DY Zjj :

- Требование двух тагирующих струй
- Низкая адронная активность в промежутке между струями
- Большая масса M_{jj}

Кинематическая область для оценки сигнала:

Для анализа при 7 ТэВ $m_{ll} > 50$ ГэВ,

$p_T^j > 25$ ГэВ, $|\eta_j| < 4$, $m_{jj} > 120$ ГэВ

Для анализа при 8 ТэВ $m_{ll} > 50$ ГэВ,

$p_T^j > 25$ ГэВ, $|\eta_j| < 5$, $m_{jj} > 120$ ГэВ,

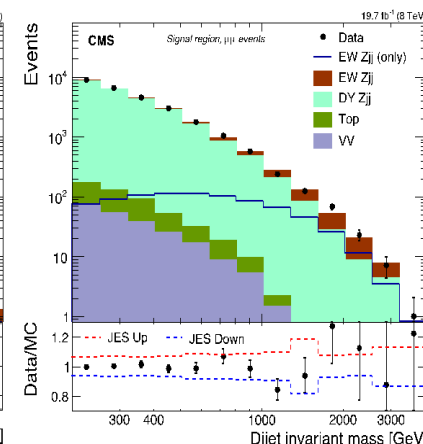
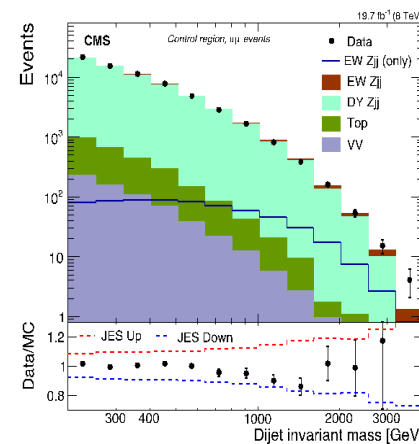
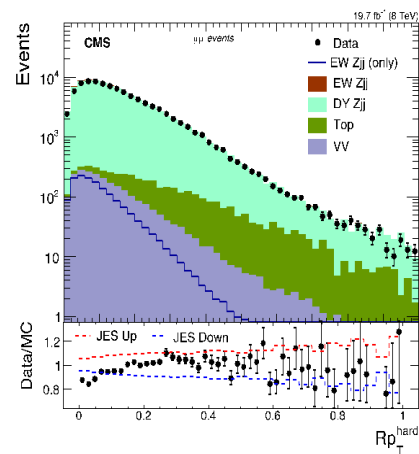
$\Delta R_{jj} = \sqrt{(\Delta\eta_{jj})^2 + (\Delta\phi_{jj})^2} > 0.5$

Электрослабое рождение Z-бозона

Отбор	7 ТэВ	8 ТэВ
$M_{\mu\mu}$	$ M_{\mu\mu}-M_Z < 15 \text{ ГэВ}$	$ M_{\mu\mu}-M_Z < 15 \text{ ГэВ}$
M_{ee}	$ M_{ee}-M_Z < 20 \text{ ГэВ}$	$ M_{ee}-M_Z < 15 \text{ ГэВ}$
p_T^{j1}	65 ГэВ	50 ГэВ
p_T^{j2}	40 ГэВ	30 ГэВ
$ \eta_j $	<4.0	<4.7 ГэВ
p_T^l	20 ГэВ	20 ГэВ
$ \eta_\mu $	2.4	2.4
$ \eta_e $	2.4	2.5 (исключая переходную область EB-EE)
TJ1	$p_T^{j1} > 65 \text{ ГэВ}, p_T^{j2} > 40 \text{ ГэВ}, \eta_j < 3.6$	
TJ2	$m_{j1j2} > 600 \text{ ГэВ}$	$m_{j1j2} > 200 \text{ ГэВ}$
Z-бозон		
Y_Z	$ y^* < 1.2$	$ y^* < 1.2$ (для оценки фона из Монте-Карло)

Переменная введена при оценке фона из Монте-Карло при энергии 8 ТэВ

$$R_{p_T^{hard}} = \frac{|\vec{p}_{Tj1} + \vec{p}_{Tj2} + \vec{p}_{TZ}|}{|\vec{p}_{Tj1}| + |\vec{p}_{Tj2}| + |\vec{p}_{TZ}|}$$



Контрольная область

Сигральная область

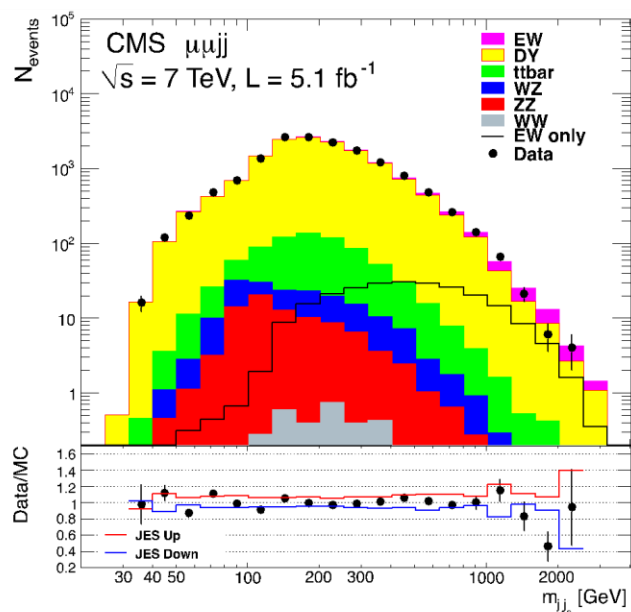
$$y^* = y_Z - 0.5 * (y_{j1} + y_{j2})$$

Электрослабое рождение Z-бозона при 7 ТэВ

Анализ при энергии 7 ТэВ

Параметризация массы M_{jj} шаблонами из Монте-Карло DY Z+jj (b), EW Z+jj (s)

Вклад остальных фонов фиксирован

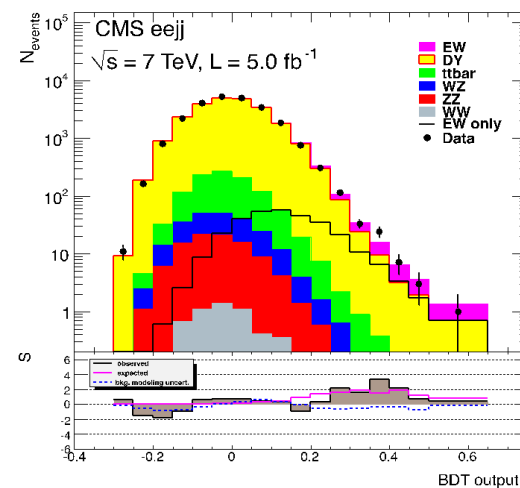
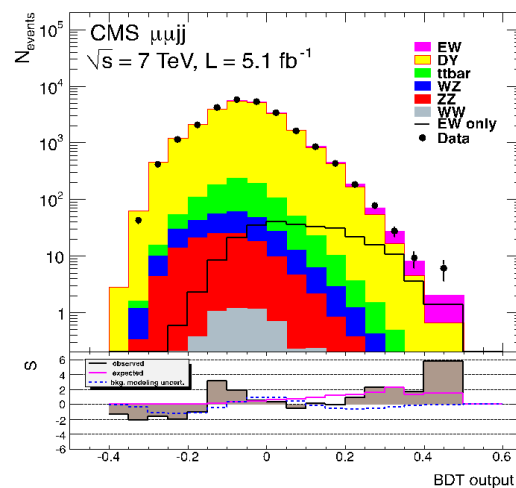


$s = 1.14 \pm 0.28$ (стат.), $B = 0.869 \pm 0.008$ (стат.) JPT
 $s = 1.14 \pm 0.30$ (стат.), $B = 0.897 \pm 0.008$ (стат.) PF

Многофакторный анализ

Параметризация массы BDT шаблонами из Монте-Карло DY Z+jj (bkg), EW Z+jj (signal)

Вклад остальных фонов фиксирован



p_T^{j1}, p_T^{j2}, y^*

$m_{jj2}, \Delta\eta_{jj2}, p_T^{ll}$

$Y_{ll}, \eta_{j1} + \eta_{j2}$

$\Delta\phi_{jj2}$

$\Delta\phi(l_{j1}), \Delta\phi(l_{j2})$

q-g дискриминатор
 Для ее

$$S_i^{Observed} = \frac{N_i^{data} - N_i^{bkg}}{\sqrt{N_i^{bkg} + (B_i^{JES})^2}}$$

$$S_i^{Expected} = \frac{N_i^{EWKZjj}}{\sqrt{N_i^{bkg} + (B_i^{JES})^2}}$$

Электрослабое рождение Z-бозона при 7 ТэВ

Источник неопределенности	Неопределенность		
	$\mu^+\mu^-$		e^+e^-
	Mjj	BDT	BDT
Теоретическая неопределенность			
Моделирование фона	0.2	0.15	0.16
моделирование сигнала,	0.05	0.05	0.05
сечение топ-антитоп пар	0.02	0.03	0.03
сечение рождение пары бозонов	0.01	0.02	0.02
Сумма	0.21	0.16	0.17
Экспериментальная неопределенность			
Неопределенность энергетической шкалы и разрешения	0.44	0.22	0.29
моделирование дополнительных взаимодействий	0.05	0.03	0.03
статистика Монте-Карло выборок	0.14	0.013	0.019
Кварк-глюнный дискриминатор	Нет	Нет	0.02
Отбор дилептонной пары	0.02	0.02	0.02
Сумма	0.47	0.26	0.035
Светимость	0.022	0.02	0.03

Формы спектра m_{j1j2} для основного фонового процесса, DY MCFM (NLO), Madgraph – доминирующий вклад

Акцептанс сигнала
VBFNLO, Madgraph

Интерференция между EW Zjj и DY Zjj не учитывается, так как оценена, как незначительная для 7 ТэВ

Комбинированное сечение для 7 ТэВ:

$\sigma^{EW} = 154 \pm 24$ (стат) ± 46 (сист) ± 27 (теория) ± 3 (светимость) фб

Значимость полученного сечения равна 2.6 стандартным отклонениям. **Это первое измерение процесса электрослабого рождения бозона Z в сопровождении двух тагирующих струй.**

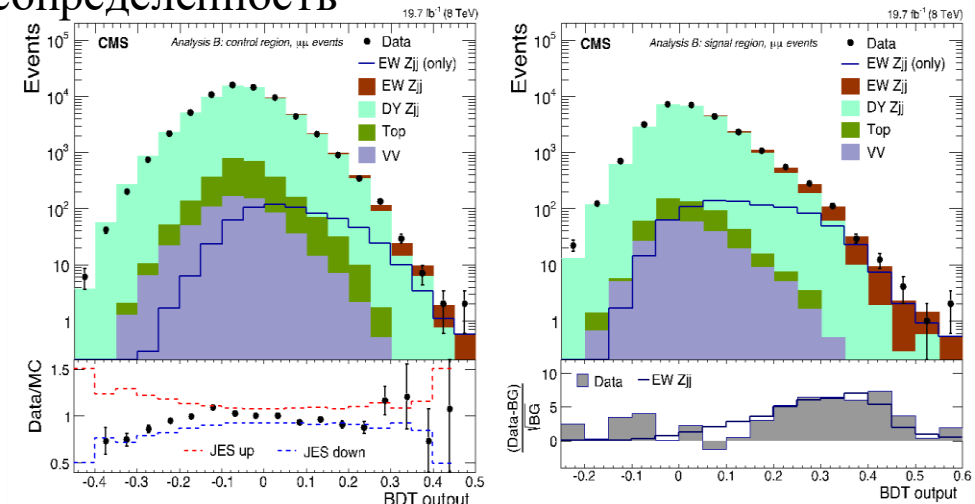
Электрослабое рождение Z-бозона при 8 ТэВ

Тип	Источник неопределеннос ти	Зависимость неопределен ности от переменной	Методы А, В %	Метод С %
Эксперимент	Светимость	Нет	2.6	2.6
	Триггер	Нет	2-3	2-3
	Шкала по энергии струй	Да	1-10	1-10
	Разрешение струй по энергии	Да	6-15	6-15
	Дополнительные взаимодействия	Да	6	6
	Статистика моделирования	Да	Переменная	Переменная
Теория	Форма спектра DY Zjj из данных	Да	Нет	Переменная
	PDF	Да	Переменная	Переменная
	Шкала КХД	Да	Переменная	Переменная
	Форма спектра DY Zjj из моделирования	Да	Переменная	Нет
	Форма спектра DY Zjj (вклад PDF и EWgjj)	Да	Нет	Переменная
	Интерференция	Да	100	100
	Нормировка сечения топ- антитоп и дибозонов	Нет	7-10	7-10

Разные методы оценки фона от DY

- ❖ Из Монте-Карло симуляции
- ❖ Из данных, используя подобие процессов Zjj, γ jj

Интерференция между EW Zjj и DY Zjj
рассматривается, как систематическая
неопределенность



$$\sigma(\text{EW } l\bar{l}jj) = 174 \pm 15 \text{ (стат)} \pm 40 \text{ (сист)} \text{ фб}$$

$$\text{SM } \sigma_{\text{LO}}(\text{EW } l\bar{l}jj) = 208 \pm 18 \text{ фб}$$

**Гипотеза об отсутствии сигнала исключается со
значимостью 5σ**

Поиск распада бозона Хиггс на два мюона или два электрона в рамках Стандартной модели

CMS Collaboration, «Search for a standard model-like Higgs boson in the $\mu^+ \mu^-$ and $e^+ e^-$ decay channels at the LHC,»
Phys. Lett. B, Bd. 744, p. 184, 2015.

Поиск распада бозона Хиггс на два мюона или два электрона в рамках Стандартной модели

СМ: вероятность распада бозона Хиггса на лептоны пропорционально m_l

$H \rightarrow \mu^+ \mu^-$ $5.0 \pm 0.1 \text{ fb}^{-1} + 19.7 \pm 0.5 \text{ fb}^{-1}$ предсказывается 19 + 95 событий

$H \rightarrow e^+ e^-$ $19.7 \pm 0.5 \text{ fb}^{-1} \approx 2 \times 10^{-3}$ событий

Фон от процессов DY, топ, VV (WW, WZ, ZZ)

Сигнал: слияние глюонов (GF) или
слияние векторных бозонов (VBF) или
рождение VH (учитывалось при 8 ТэВ)

Отбор событий

Триггер: изолированный мюон $> 24 \text{ ГэВ}$, $|\eta| < 2.1$

При анализе два мюона, лидирующий

мюон, совпадающий с триггерным

$p_T > 25 \text{ ГэВ}$,

жесткая идентификация, изолированные

Струи PF, JPT $p_T > 30 \text{ ГэВ}$, $|\eta| < 4.7$

из первичной вершины

**Методика: события разбиваются на категории.
В каждой категории возможны свои отборы для
увеличения отношения сигнал/фон**

Категоризация событий

A) 0, 1 струя

B) 2 струи с $p_T > 40, 30 \text{ ГэВ}$, $p_T^{\text{miss}} < 40 \text{ ГэВ}$

(A) Разделялась на категории по $p_T^{\mu\mu} > 10 \text{ ГэВ}$ (Tight)
 $< 10 \text{ ГэВ}$ (Loose), по η (Barrel/Endcap)

(B) Разделялась на VBF tight, GF tight, GF Loose

Всего 15 категорий для $H \rightarrow \mu^+ \mu^-$

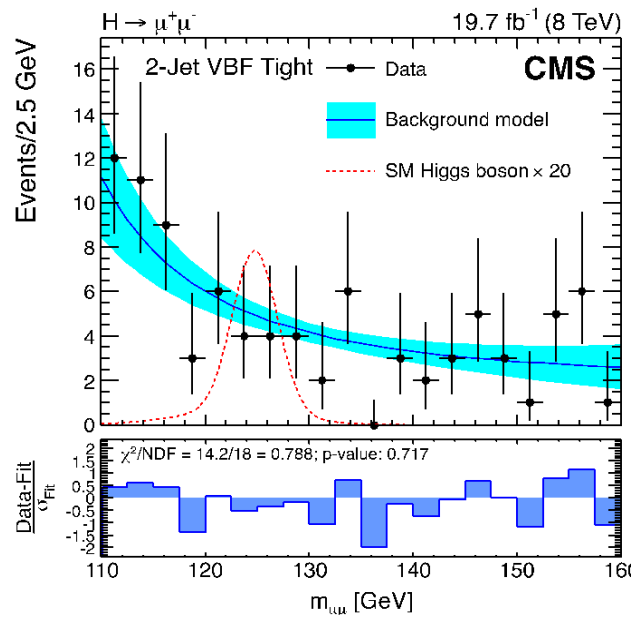
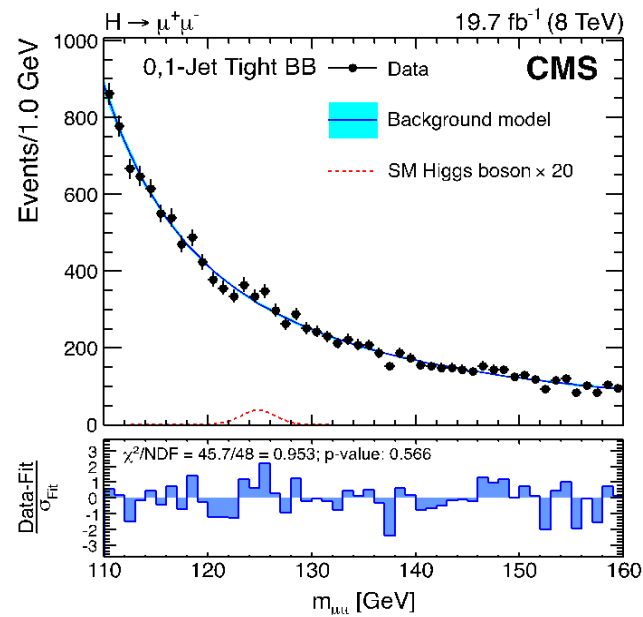
Для $H \rightarrow e^+ e^-$ было рассмотрено 4 категории

Поиск распада бозона Хиггс на два мюона или два электрона в рамках Стандартной модели

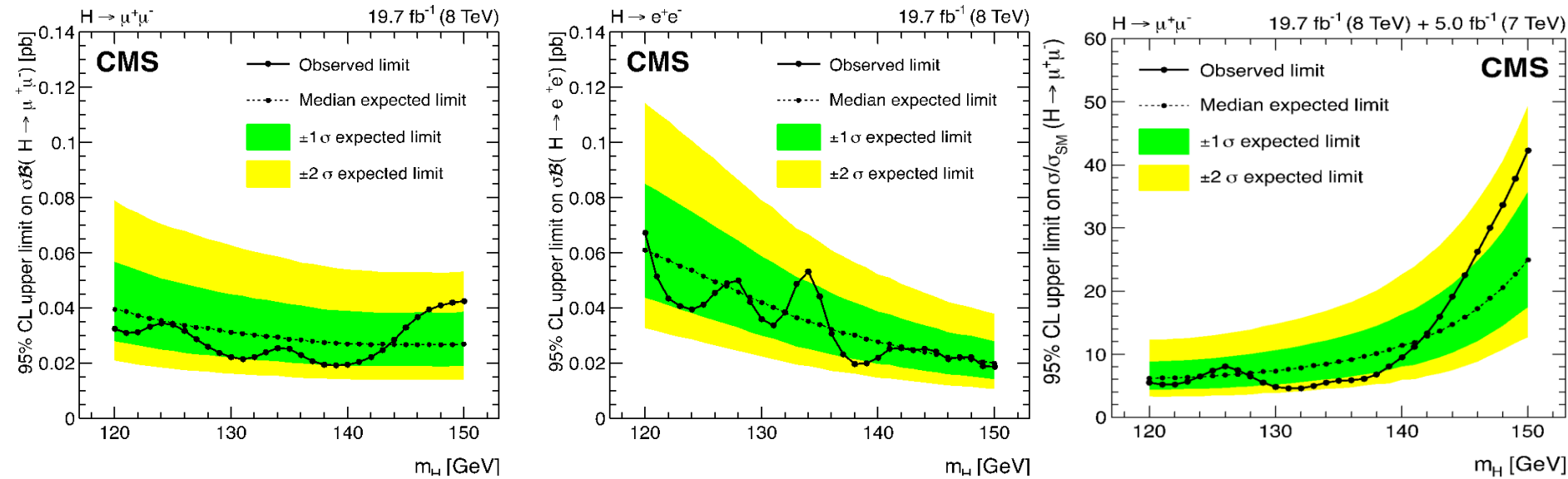
Тип ошибки	Слияние глюонов	Слияние векторных бозонов
КХД поправки высокого уровня [420]	1-25	1-7
PDF [420]	11	5
Партонный ливень/Остаточное событие	6-60	2-15
B(H→μ ⁺ μ ⁻) [416]	6	6
Интегральная светимость [421]	2.2-2.6	
Статистика моделирования	1-8	1-8
Эффективность реконструкции мюонов	1.6	1.6
Дополнительные события	<1-5	<1-2
Энергетическое разрешение струй	1-3	1-2
Шкала энергии струй	1-8	2-6
Эффективность отбрасывания струй из дополнительных событий	1-4	1-4

Параметризация фона из данных в каждой категории

$$f(m_{\mu\mu}) = \beta C_1 e^{-m_{\mu\mu}} \frac{1}{(m_{\mu\mu} - m_Z)^2 + \frac{m_{\mu\mu}^2}{4}} + (1 - \beta) C_2 e^{-m_{\mu\mu}} \frac{1}{m_{\mu\mu}^2}$$



Поиск распада бозона Хиггс на два мюона или два электрона в рамках Стандартной модели



Впервые были получены верхние пределы на распад бозона Хиггса на два мюона или два электрона при энергии взаимодействия 7 и 8 ТэВ детектором CMS.

$H \rightarrow \mu^+\mu^-$: наблюдаемый предел силы сигнала для бозона Хиггса с массой 125 ГэВ составляет 7.4, ожидаемый предел - $6.5^{+2.8}_{-1.9}$ СМ: верхний предел для $V(H \rightarrow \mu^+\mu^-) = 0.0016$. Верхний предел сечения 0.033 пб, что в 7.0 раз превышает ожидаемое сечение бозона Хиггса в СМ.

$H \rightarrow e^+e^-$: наблюдаемый верхний предел сечения для иассы 125 ГэВ равен 0.041 пб при энергии 8 ТэВ.

СМ: наблюдаемый верхний предел $V(H \rightarrow e^+e^-) = 0.0019$, что примерно в 3.7×10^5 раз превышает предсказание СМ.

Эксцесс событий при массе двух мюонов 28 ГэВ, рожденных в сопровождении b-струи

CMS Collaboration, «Search for resonances in the mass spectrum of muon pairs produced in association with b quark jets in proton-proton collisions at $\sqrt{s}=8$ and 13 TeV,» *JHEP*, Bd. 11, p. 161, 2018.

Экссесс событий при массе двух мюонов 28 ГэВ, рожденных в сопровождении b-струи

При поиска псевдоскалярного бозона в интервале масс 20-70 ГэВ при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ в процессе $pp \rightarrow A(\rightarrow \mu^+ \mu^-) b \bar{b}$ было обнаружено превышение числа событий в спектре масс димюонов над предсказаниями СМ для событий с 1 b струя с $p_T > 30$ ГэВ и $|\eta| \leq 2.4$.

Отбор событий

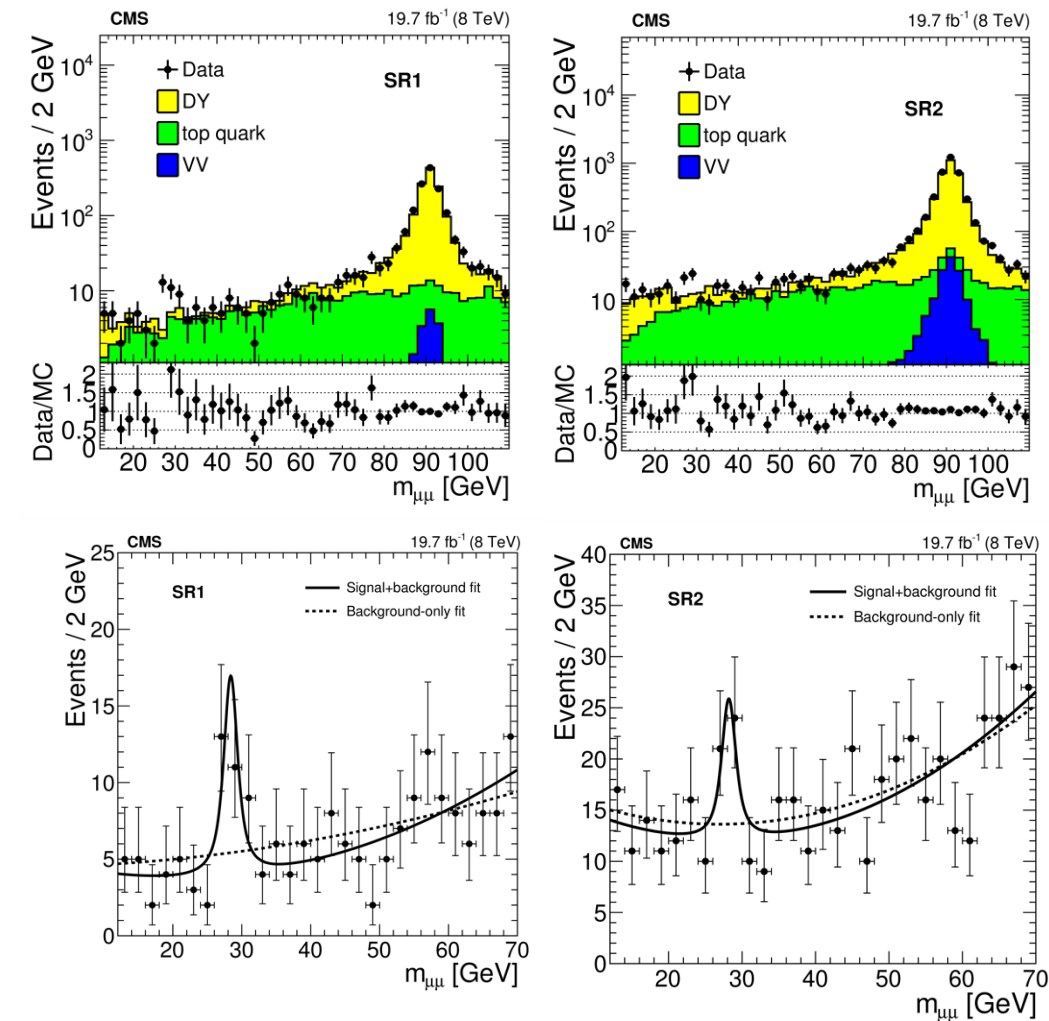
Триггер: изолированный мюон > 24 ГэВ, $|\eta| < 2.1$

При анализе:

- ❖ Требования на первичную вершину
- ❖ два мюона с $p_T > 25$ ГэВ, $|\eta| < 2.1$
жесткая идентификация, трекерная изоляция, Рочестерские коррекции на импульс мюона
- ❖ Струи PF, JPT $p_T > 30$ ГэВ, $|\eta| < 4.7$
из первичной вершины
Хотя бы 1 b-струи ($|\eta| < 2.4$) с супер-жесткой идентификацией b-струй в данных при 8 ТэВ и жесткой идентификацией в данных при 13 ТэВ (2016 г)

Категория событий	SR1 Дополнительная струя в передней области	SR2 Дополнительная струя в центральной области
Мюоны	Противоположные знаки, $p_T > 25$ ГэВ, $ \eta < 2.1$	
$m_{\mu\mu}$	$m_{\mu\mu} > 12$	
В- струя	$p_T > 30$ ГэВ, $ \eta < 2.4$	
Дополнительная струя	$p_T > 30$ ГэВ, $2.4 < \eta < 4.7$	$p_T > 30$ ГэВ, $ \eta < 2.4$
Запрет выхода струй	Нет других струй, $p_T > 30$ ГэВ, $ \eta < 2.4$	Нет других струй, $p_T > 30$ ГэВ, $2.4 < \eta < 4.7$
p_T^{miss}		< 40 ГэВ
$\Delta\phi(\mu\mu, jj)$		> 2.5 радиан ₅₁

Эксцесс событий при массе двух мюонов 28 ГэВ, рожденных в сопровождении b-струи для 8 ТэВ



Категория событий	SR1	SR2
	Дополнительная струя с $ \eta > 2.4$	Дополнительная струя с $ \eta < 2.4$
M_X	28.4 ± 0.6	28.2 ± 0.7
$\Gamma_{\mu\mu}$	1.9 ± 1.3	1.9 ± 1.1
Локальная значимость	4.2	2.9
m_X , ГэВ	28.3 ± 0.4	
Γ_X , ГэВ	1.8 ± 0.8	
N_S	22.0 ± 7.6	22.8 ± 9.5
σ_{fid} (фб)	4.1 ± 1.4	4.2 ± 1.7

Впервые наблюдался эксцесс событий при массе димюонов 28 ГэВ в процессе с рождением b-струи

Эксцесс событий при массе двух мюонов 28 ГэВ, рожденных в сопровождении b-струи

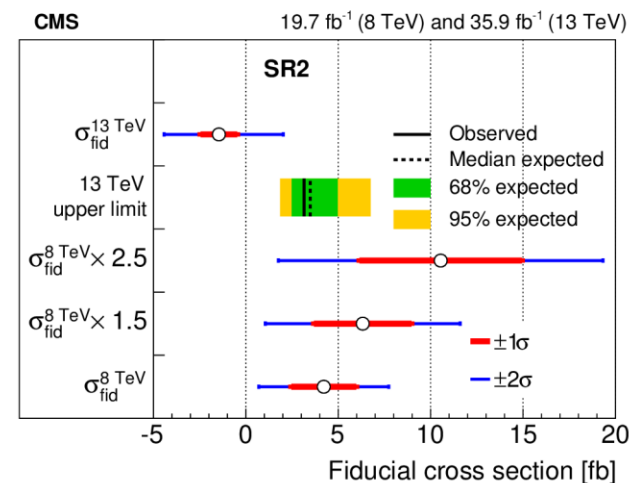
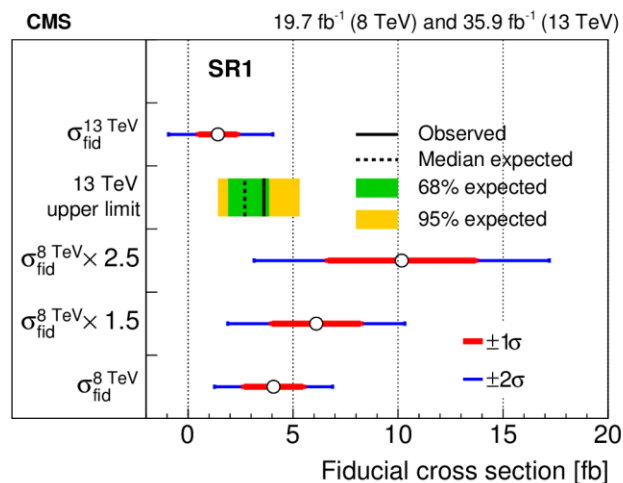
95% верхние пределы

\sqrt{s} , ТэВ	8		13	
Категория	SR1	SR2	SR1	SR2
$N_{S\text{observed}}$	40.4	44.7	36.9	32.2
$N_{S\text{expected}}$	18.3	27.6	27.6	35.6

- ❖ Отборы без изменений были применены к данным 2016 года
- ❖ Фон от топ кварка возрос в 3.3 раза.
- ❖ Светимость БАК возросла в 2 раза.
- ❖ В отсутствии модели сигнала неизвестно его изменение с ростом энергии.

Необходимо было разработать новый подход к измерениям данного процесса при 13 ТэВ

Работа с данными при 13 ТэВ проходит апробацию в CMS Коллаборации



Результаты

1. При непосредственном участии автора был разработан план калибровки адронного калориметра с помощью физических процессов во время экспозиции калориметра на пучках, который работает по настоящее время. Автором была предложена, разработана процедура установки азимутальной симметрии отклика адронного калориметра с использованием метода моментов. В сочетании с итерационным методом азимутальная симметрия устанавливается в широком диапазоне энергий с точностью 2-4%. Данная процедура успешно работает, с 2010 года и по настоящее время.
2. При непосредственном участии автора был предложен и разработан алгоритм восстановления энергии и направления адронных струй с использованием комбинации калориметрических и трекерных поддетекторов методом вычитания ожидаемого отклика калориметра на энергию частиц. Автор осуществляет калибровку и поддержку алгоритма в программном обеспечении эксперимента CMS. В процессе разработки были добавлены опции идентификации струй из первичной вершины, дискриминатор кварковых и глюонных струй, идентификация струи от b -кварков. Алгоритм используется в ряде физических анализов.

Результаты

3. При непосредственном участии автора был предложен и разработан алгоритм поиска струй и восстановление энергии струй в событиях с большой множественностью методом итерационного вычитания энергии события. Данная процедура была широко использована при анализе тяжело-ионных событий на установке CMS в первом и втором запусках БАК.
4. Впервые было оценено ожидаемое количество событий и доказана принципиальная возможность регистрировать семейства Y и J/ψ во взаимодействиях тяжелых ионов при энергии 5.5 ТэВ/н-н и, соответственно, возможность регистрации возникновения кварк-глюонной плазмы (КГП) с помощью кваркониев. Был разработан алгоритм реконструкции димьюонов во взаимодействиях тяжелых ионов при энергии 5.5 ТэВ/н-н, создана программа быстрой симуляции событий.

Результаты

5. Впервые были исследованы спектры струй при энергии БАК 7 ТэВ в многоструйных событиях в сравнении с результатами вычисления в LO и NLO приближениях по α_s в рамках Стандартной Модели. Измеренные сечения согласуются с предсказаниями пертурбативной КХД, посчитанной в следующем порядке теории возмущений с использованием пяти различных наборов PDF. Теоретические и экспериментальные неопределенности сопоставимы в пределах экспериментального фазового пространства. Были измерены угловые и энергетические характеристики в многоструйных событиях и в событиях $Z+2$ струи и показаны соотношения между порядком вычислений матричного элемента и развитием партонного ливня.

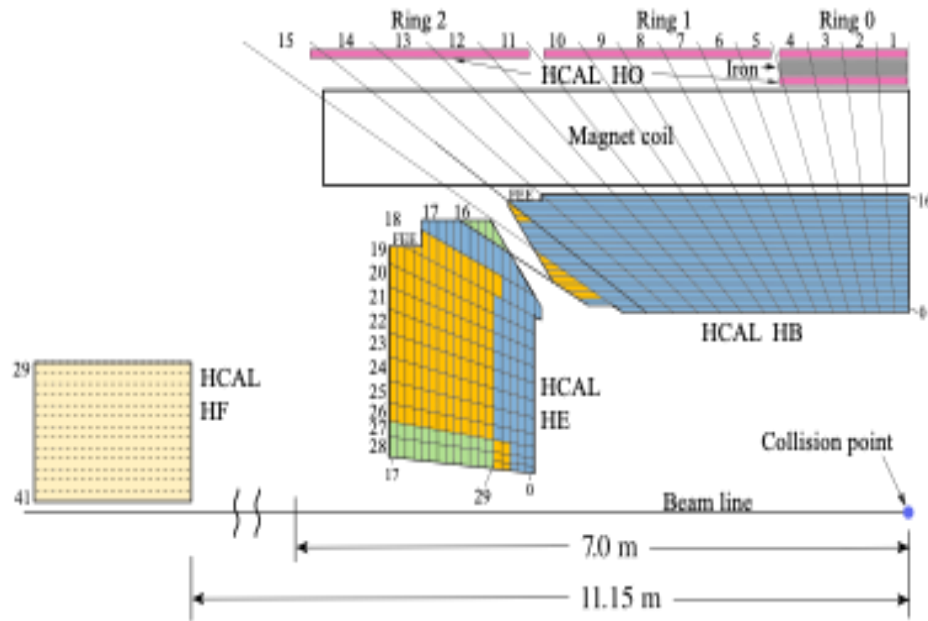
6. Впервые были получены сечения электрослабого рождения Z бозона в сопровождении двух струй, предсказанного в СМ, для pp взаимодействий при энергии пучков 7 и 8 ТэВ. Сечения совпадают с предсказаниями стандартной модели в пределах статистических и систематических неопределенностей. Было проведено систематическое исследование рождения струй в процессах слияния двух векторных бозонов. Данный результат важен не только с точки зрения проверки КХД, но и для оптимизации запрета на выход центральных струй при поиске бозона Хиггс.

Результаты

7. Получены верхние пределы на 95% доверительном уровне для процесса распада бозона Хиггса на $\mu^+\mu^-$ и, впервые, также и для распада на e^+e^- в рамках СМ на данных, собранных экспериментом CMS при энергии пусков 7 и 8 ТэВ для распада на два мюона и при энергии пучков 8 ТэВ для распада на e^+e^- .
8. Впервые наблюдалось превышение числа событий над фоном с массой 28.3 ГэВ и шириной 1.8 ГэВ в спектре масс двух мюонов в двух категориях событий: (категория 1) 1 b струя с $p_T > 30$ ГэВ и $|\eta| \leq 2.4$ и вто-рой струей с $p_T > 30$ ГэВ с $|\eta| > 2.4$; (категория 2) 1 b-струя и допол-нительная струя с $p_T > 30$ ГэВ и $|\eta| \leq 2.4$, отсутствием струй с $p_T > 30$ ГэВ и $|\eta| > 2.4$, порогом на потерянную поперечную энергию < 40 ГэВ – при энергии взаимодействий 8 ТэВ и интегральной светимости 19.7 фб^{-1} , соответствующее локальным значимостям 4.2 и 2.9 стандартного отклонения, соответственно.

Back-up slides

Адронный калориметр



HCAL HB: $|\eta| < 1.39$

пластины-поглотители из латуни, прослоенные
пластиковыми сцинтилляторными пластинами.

16 секции по оси Z, $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.087 \times 0.087$

$|\eta|=1-14$, один блок считывания, $|\eta|=15,16$ два
блока считывания.

HCAL HE: $1.3 < |\eta| < 3$

пластины-поглотители из латуни,

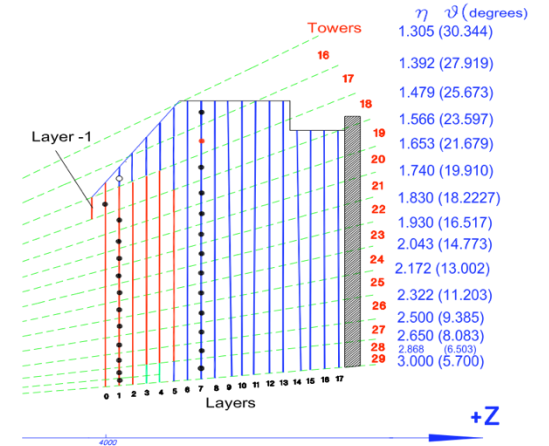
Прослоенные пластиковыми
сцинтилляторными пластинами.

Структура считывания зависит от
 $|\eta|$

HCAL HF: $2.85 < |\eta| < 5.19$

18 стальных клиньев с протянутыми по всей длине кварцевыми
волокнами. Регистрация прохождения частицы происходит за
счет излучения черенковского света вторичными заряженными
частицами

Еще: HCAL HO, CASTOR, ZDC



φ-симметрия: метод моментов - пьедесталы

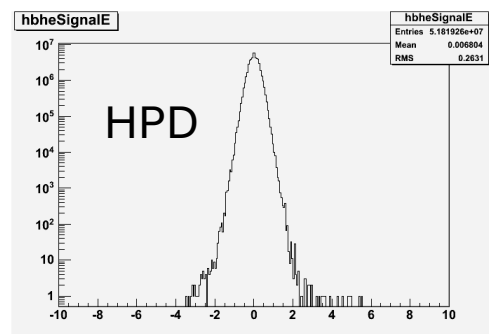
Оценка дисперсии шума один из наиболее важных компонентов метода
Зависит от временного промежутка между сгустками протонов – эволюция с 2010 по 2025 годы

2010 год
75 нс
Первые 4 TS из
события

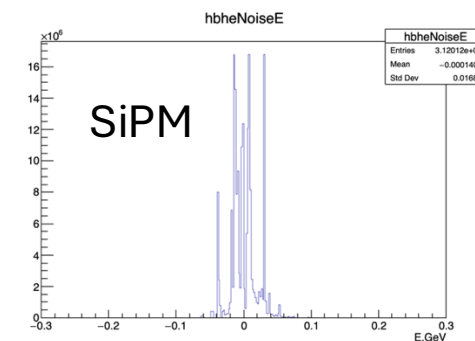
2011 год
50 нс
Промежуток
между запусками

2016-2018
25 нс
Локальные
запуски
Пьедестал,
Фотодиод

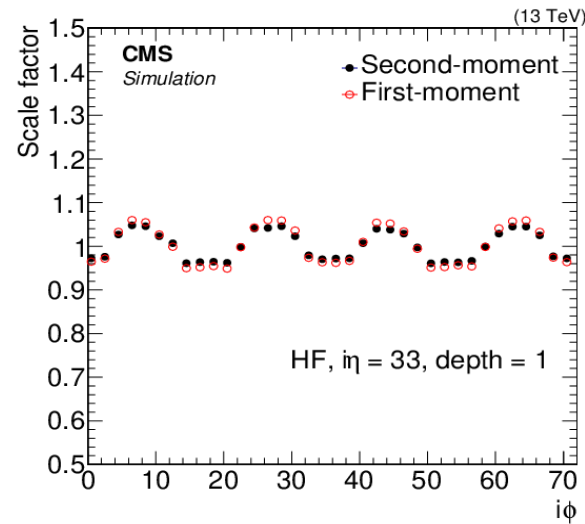
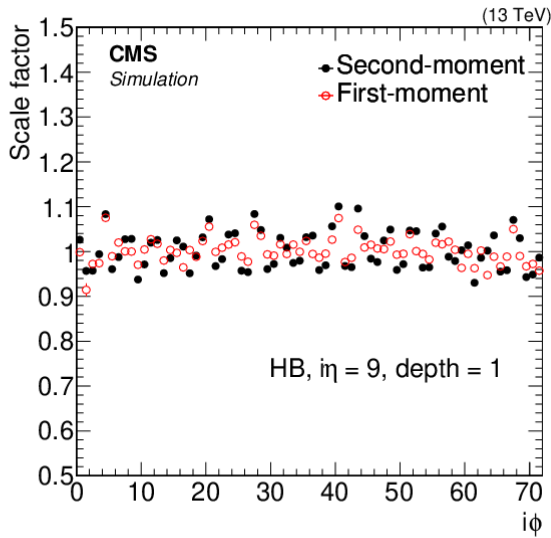
2022-2025
25 нс
Локальные
запуски
Пьедестал,
Фотодиод



Е шума



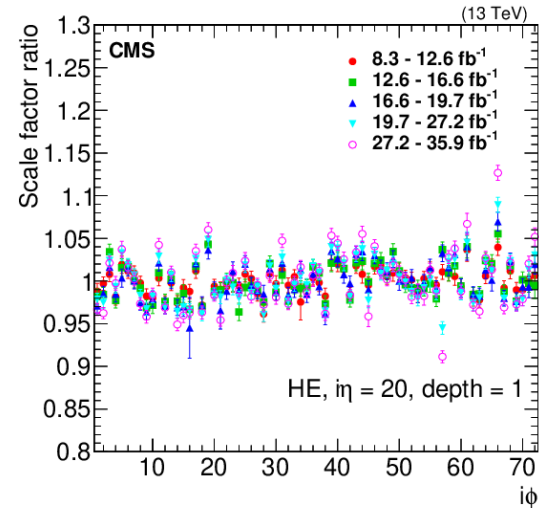
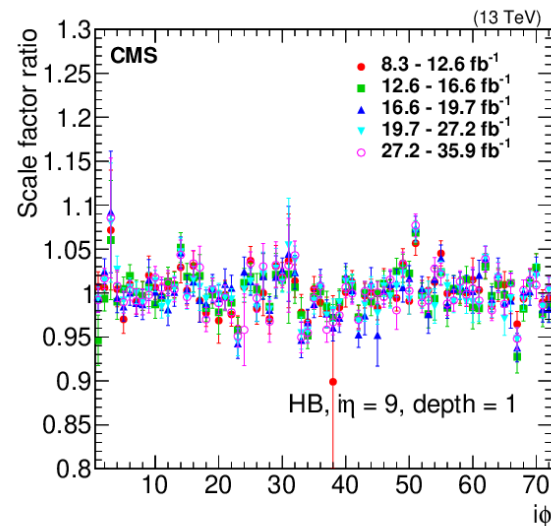
ϕ -симметрия: метод моментов - III



Монте-Карло моделирование событий без порогов на отклик в ячейках адронного калориметра

10 млн событий без триггерных условий

Структуры хорошо просматриваются в зависимости коррекции от $i\phi$



Ratio of the calibration scale factors for a typical HB ($i\eta=9$, depth=1) and HE ($i\eta=20$, depth=1) channels in different data taking periods, to that obtained in a sample corresponding to the first 8.3 fb⁻¹ of integrated luminosity for five additional data taking periods during 2016. Only statistical uncertainties in the scale factors are shown.

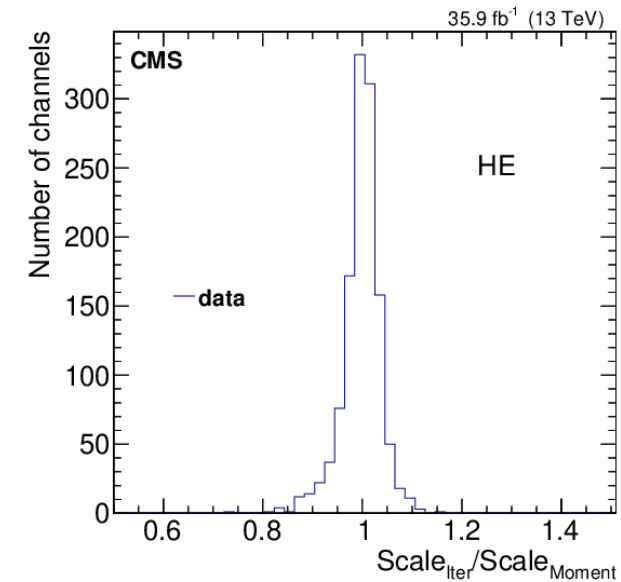
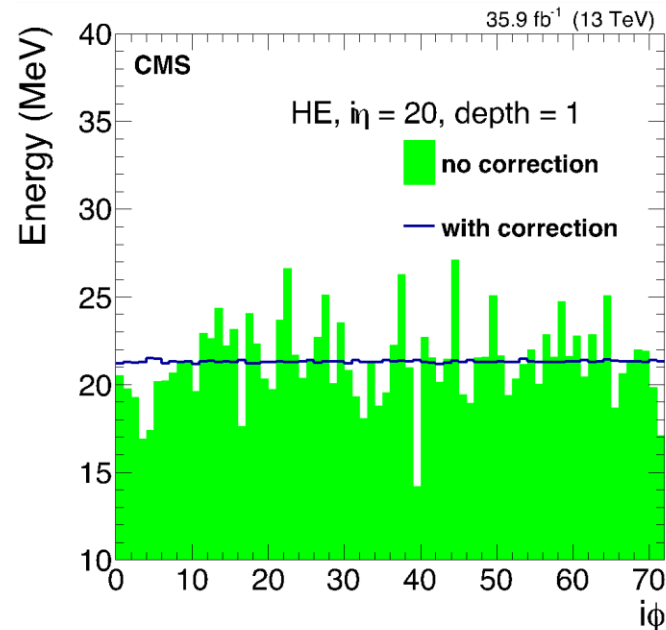
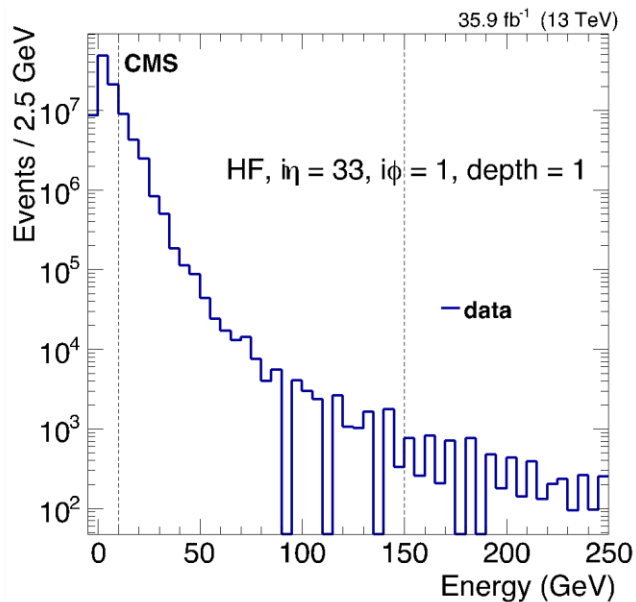
ϕ -симметрия: метод моментов - V

Итерационный метод

Correction to calibration coefficient are found under requirement that all channels with the same eta have their total energy depositions, estimated within chosen thresholds, equal to the average energy of channels at this eta.

- gamma/electron and muon streams are used.
- $E_{min} \gg \sigma \text{ noise}$

Method of moments
and Iterative method
cover full energy range



0.045 ± 0.001 for the HB,
 0.030 ± 0.001 for the HE,
 0.037 ± 0.001 for the HF.

Реконструкция струй: JetPlusTrack

Коррекция на калориметрические пороги – ZSP correction

Если порогов на энергию в ячейке не введено: энергия будет аддитивной суммой всех компонент события. Шум электроники равен 0 после вычитания пьедестала

$$\langle E_{jet} \rangle = \frac{1}{N_{events}} \sum_{nevent} \sum_{ntowers} (E_{ij}^{HI} + E_{ij}^{UE} + E_{ij}^{PU})$$

Если пороги введены, то башни суммируются в зависимости от флуктуаций энергии всех компонент, включая шум.

$$\langle E_{jet} \rangle = \frac{1}{N_{events}} \sum_1^{nevent} \sum_{E_{ij} > cut}^{ntowers} (E_{ij}^{HI} + E_{ij}^{UE} + E_{ij}^{PU} + E_{ij}^{Noise} - \langle E_{ij}^{Noise} \rangle)$$

Вводится поправка:

$$\frac{(E_T^{rec,cut} - E_T^{rec,nocut})}{E_T^{rec,cut}} = f(E_T^{rec,cut})$$

Реконструкция струй: JetPlusTrack

JPT advantages:

- (1) Expected response in JPT vs clusters in calorimeters in PF
Can be used in highly occupied calorimeter with coarse granularity, i.e. less dependent on absorber and sampling.

can be measured in data and MC separately

- (2) JPT has energy additivity in calorimeter via construction zero-suppression corrections for calorimeter thresholds both for Calojets and single particle response.

can be measured in data and MC separately

- (3) Tracking inefficiency corrections can be easily implemented.

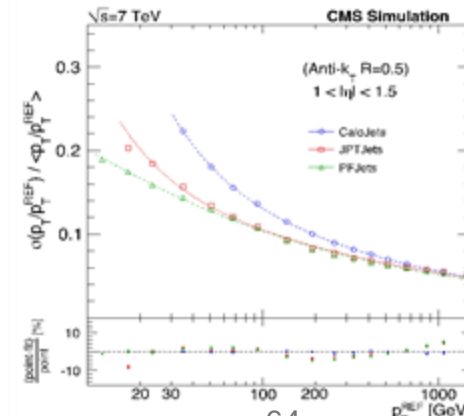
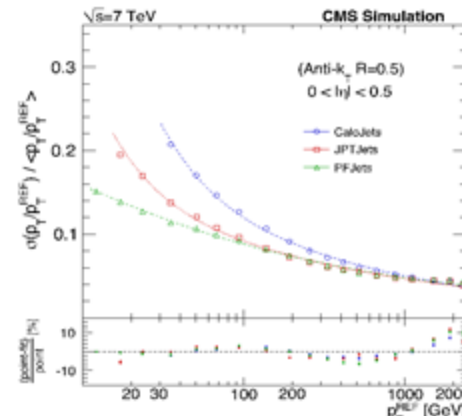
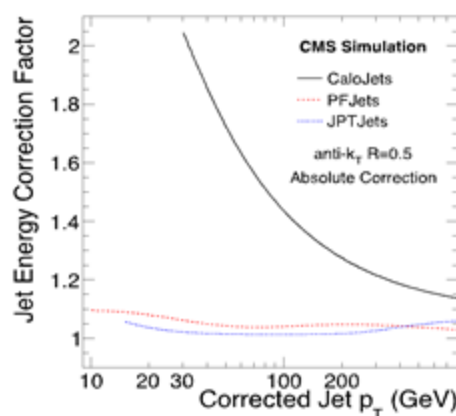
can be measured in data and MC separately

ЖРТ и РР струи
имеют близкую шкалу
энергии и разрешение
по энергии струи

РР advantages:

- (1) Better cluster resolving at low multiplicity jets – better resolution for Low- p_T jets

- (2) РР algorithm is applied to whole event. So, no need to specify algorithms for tau and MET
For ЖРТ there are separately designed tcTau and tcMET



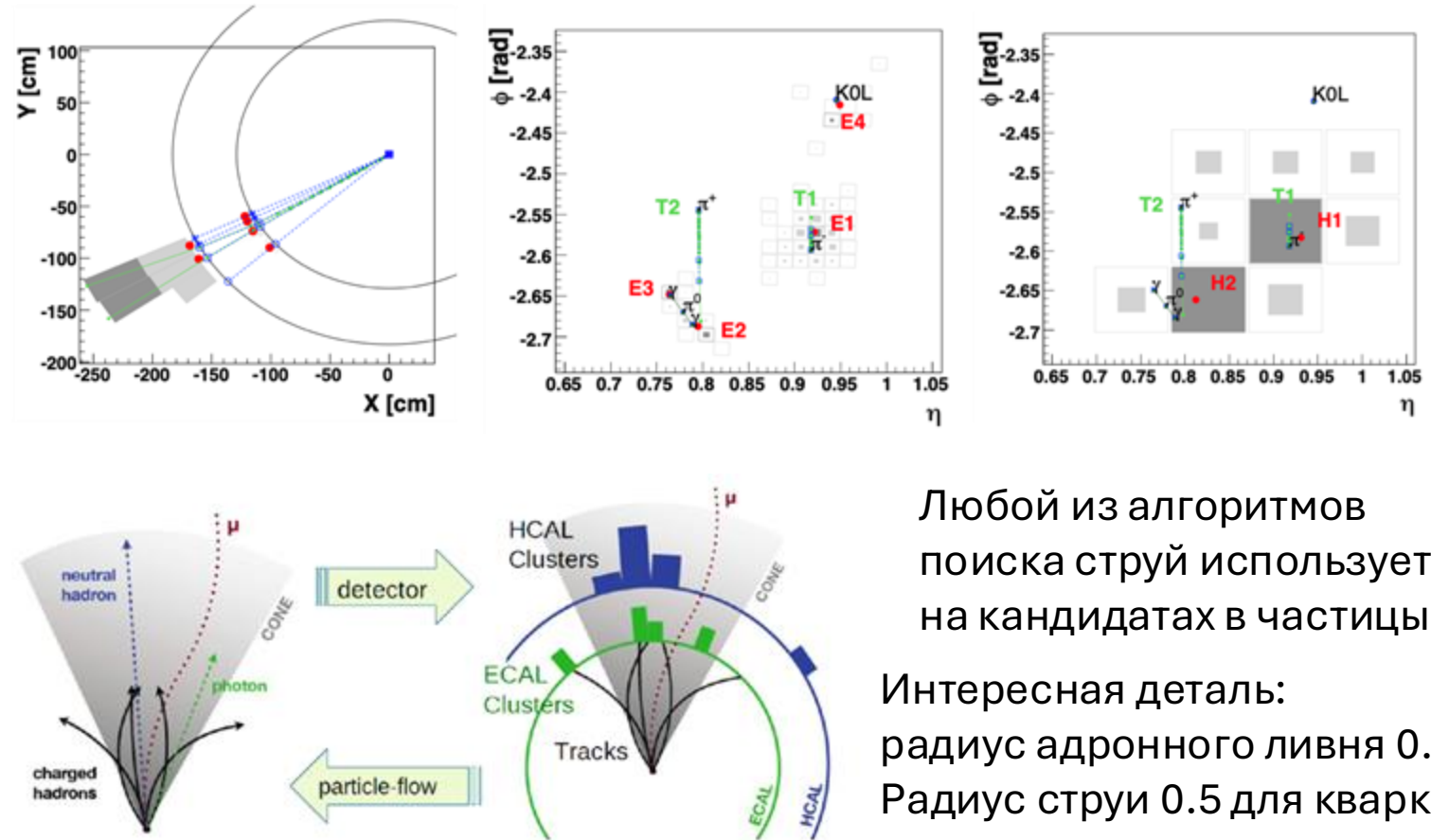
Реконструкция струй: PFlow

Find seed in ECAL and HCAL
above threshold 0.23 GeV
in ECAL and 0.8 GeV in HCAL

Create cluster from adjacent
Cells

Link clusters accross detector

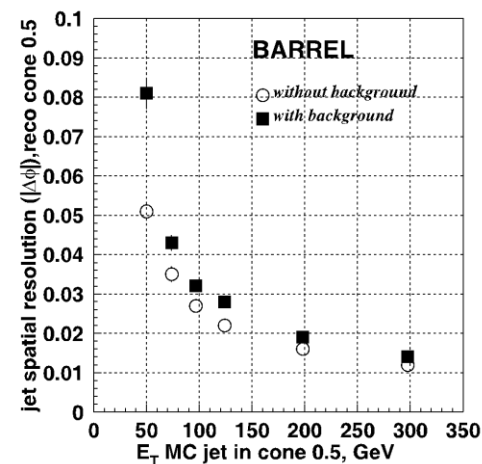
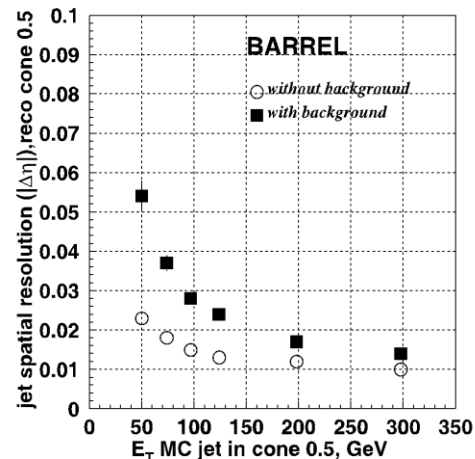
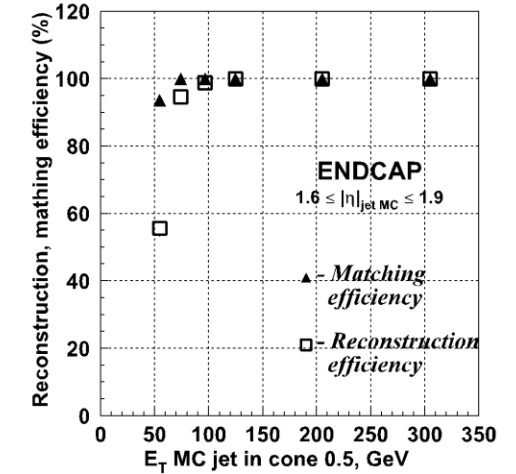
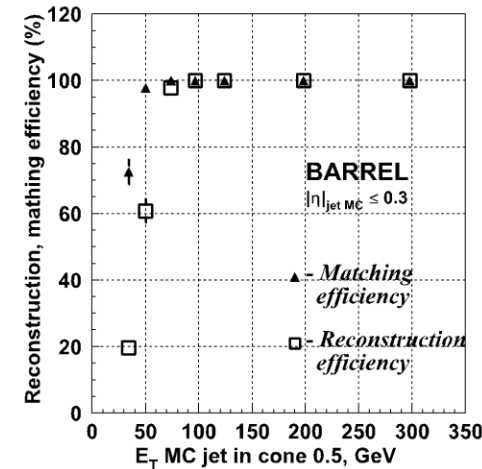
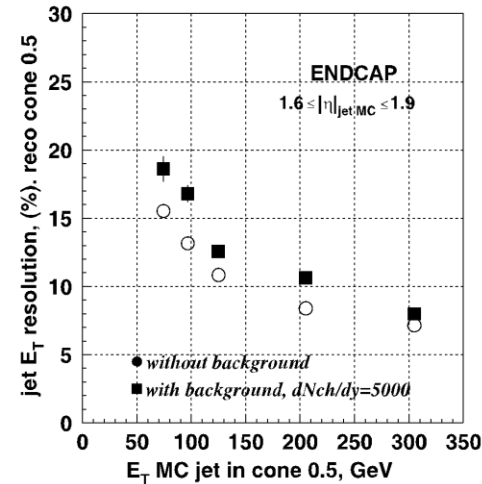
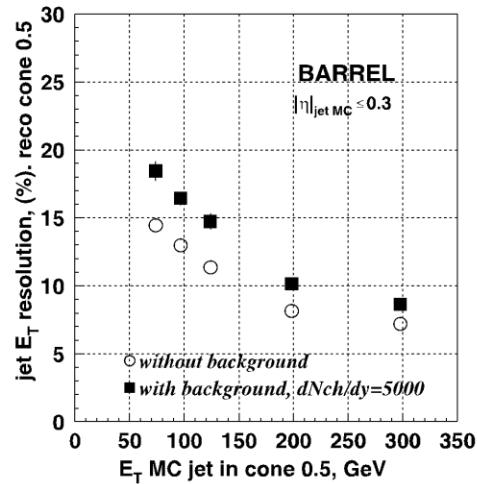
- Track -- ECAL links
- Track -- HCAL links
- Track -- Muon links
- ECAL -- HCAL links
- ECAL -- Muon links
- HCAL -- Muon



Любой из алгоритмов
поиска струй используется
на кандидатах в частицы

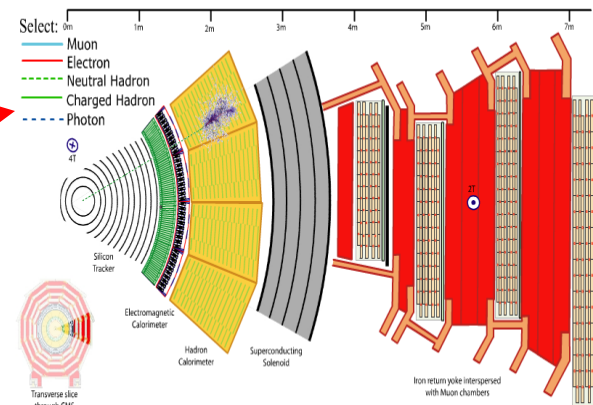
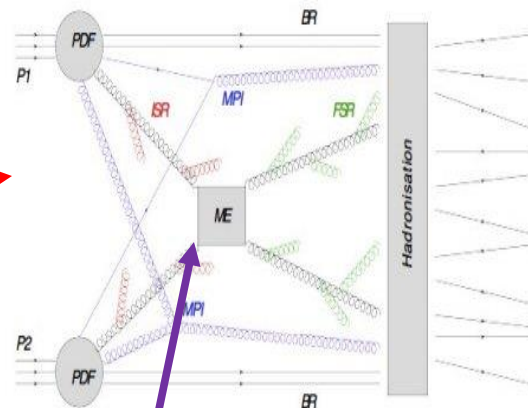
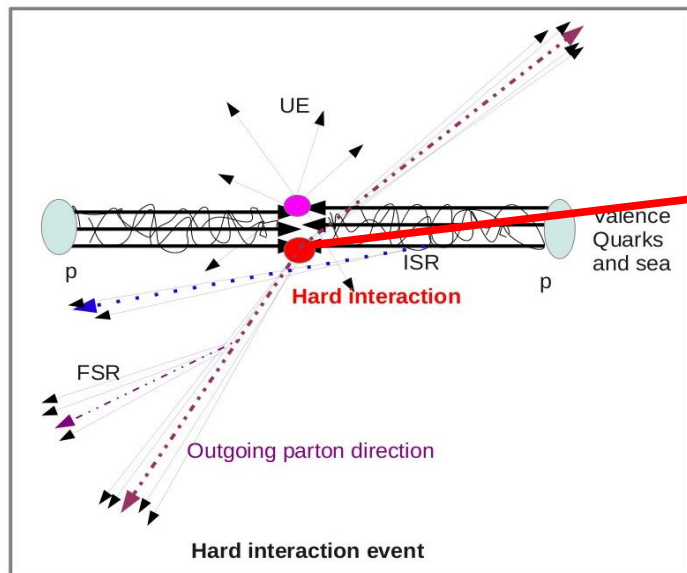
Интересная деталь:
радиус адронного ливня 0.2-0.3
Радиус струи 0.5 для кварка
1 для глюона
Число частиц 10-20

Реконструкция струй: Iterative pileup subtraction



Работоспособность алгоритма продемонстрирована на калориметрической системе CMS. Данная процедура была широко использована при анализе тяжело-ионных событий на установке CMS в первом запуске и часть второго запуска БАК. В настоящее время используется в триггере. Адаптирована к PF струям.

Методика анализа процессов на БАК



Hard interaction cross-section
Parton Distribution Functions
Parton showering details

unfolding
towards particles level

Reconstructed particles,
reconstructed jets
Measured
Cross-sections
Multiplicity
Rapidity
Momentum of
Particles and
Jets, missing E_T

Монте-Карло
Программы

Теоретические
вычисления

Theory blocks:

- **Perturbative QCD (pQCD):**

LO, NLO, NNLO calculations: ME + parton showering (PS),
threshold resummation

- **non-pQCD: (Multi-parton interactions (MPI),
String/Cluster fragmentation models)**

Электрослабое рождение Z-бозона

Процесс	7 ТэВ			8 ТэВ		
	Генератор	PDF	σ (pb)	Генератор	PDF	σ (pb)
EWK Zjj	VBFNLO 2.6.5 at LO	CTEQ6L1	0.235 (*)	VBFNLO 2.6.5 at LO	CTEQ6L1	
	VBFNLO 2.6.5 at NLO	CT10	0.263 (*) 0.166 (**)	VBFNLO 2.6.5 at NLO	CT10	
	MadGraph 5.1.30.3	CTEQ6L1	0.162 (**)	MadGraph 5.1.30.3	CTEQ6L1	0.208 (***)
DY Zjj $M_{ll} > 50$ ГэВ	MadGraph 5.1.30.3	CTEQ6L1	3048 (NLO)	MadGraph 5.1.30.3	CTEQ6L1	3504 (FEWZ NNLO)
$t\bar{t}$ +jets	MadGraph 5.1.30.3	CTEQ6L1	155.7 (NLO)	MadGraph 5.1.30.3	CTEQ6L1	245.8 (NNLO)
tW	Не учтен			POWHEG NLO	CT10	22(NNLO)
t-channel	Не учтен			POWHEG NLO	CT10	86(NNLO)
s-channel	Не учтен			POWHEG NLO	CT10	5.6(NNLO)
WW	PYTHIA 6	CTEQ6L1	43	MadGraph 5.1.30.3	CTEQ6L1	59.8(MCFM NLO)
WZ	PYTHIA 6	CTEQ6L1	18 ($m_{ll} > 40$)	MadGraph 5.1.30.3	CTEQ6L1	33.2(MCFM NLO)
ZZ	PYTHIA 6	CTEQ6L1	5.9 ($m_{ll} > 40$)	MADGRAPH 5.1.30.3	CTEQ6L1	17.7(MCFM NLO)
W+jets				MADGRAPH5.1.30.3		36300 (FEWZ NNLO)

Анализ	A	B	C
Канал	ее, $\mu\mu$	$\mu\mu$	ее, $\mu\mu$ в интервалах по M_{jj}
Отборы	$p_T^{j1,j2} > 50, 30$		
	$R_{p_T^{hard}_T} < 0.14$		$p_T^Z > 50$
	$ y^* < 1.2$		$ y_Z < 1.4442$
	$M_{jj} > 200$		$M_{jj} > 450$
Струи	PF	JPT	PF
M_{jj}	Да	Да	Да
p_T^{j1}, p_T^{j2}		Да	Да
η_{j1}, η_{j2}			Да
$\Delta\text{rel}(jj)$			Да
$\Delta\eta_{jj}$		Да	
$\eta_{j1} + \eta_{j2}$	Да	Да	Да
$\Delta\phi_{jj}$		Да	Да
$\Delta\phi_{Zj1}$		Да	
y_Z	Да	Да	
z^*	Да		
p_T^Z	Да	Да	
$R_{p_T^{hard}_T}$		Да	
q/g	Да		Да
дискриминатор			
DY Zjj модель	МК	МК	Данные

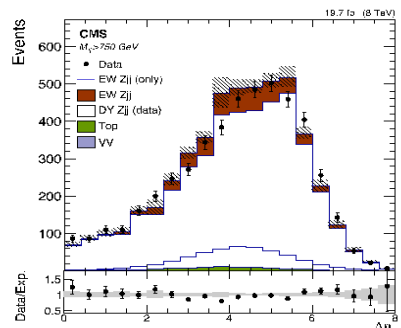
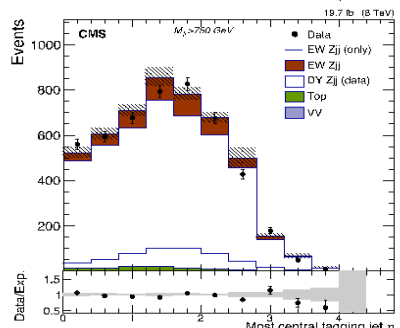
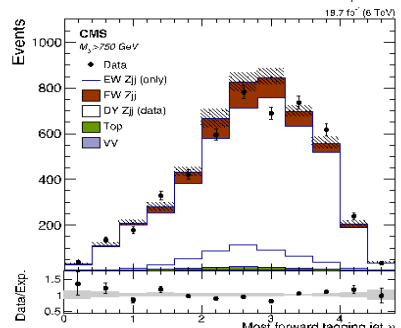
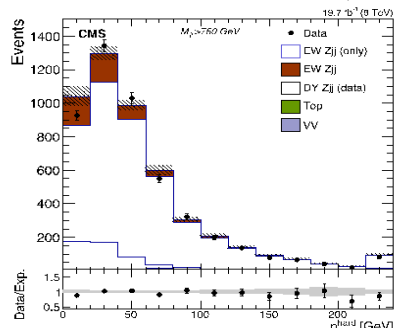
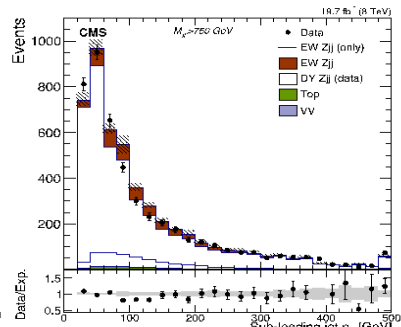
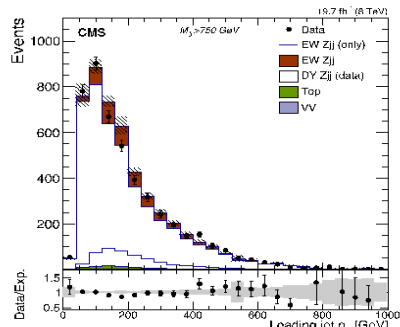
Электрослабое рождение Z-бозона

Для 8 ТэВ три анализа

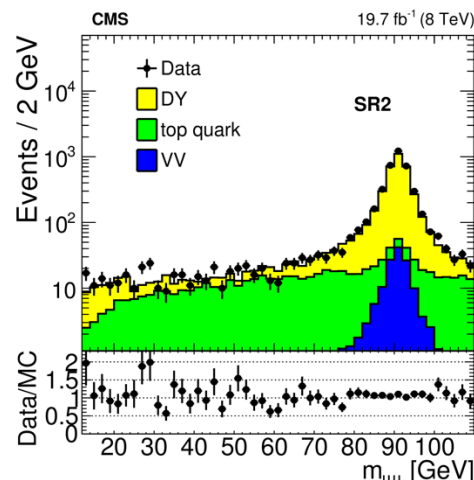
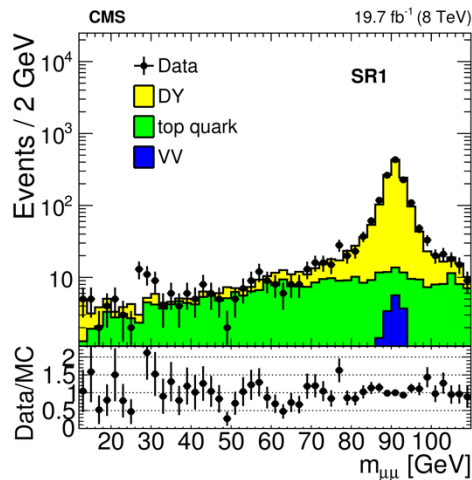
Разные методы оценки фона от DY

Анализы А,В оценивают фон из МК. Вводится новая переменная $R_{p_T^{hard}}$

Анализ С
Оценка фона из данных основана на подобии процессов Zjj, γjj
Неопределенность оценки фона из γjj – серая полоса

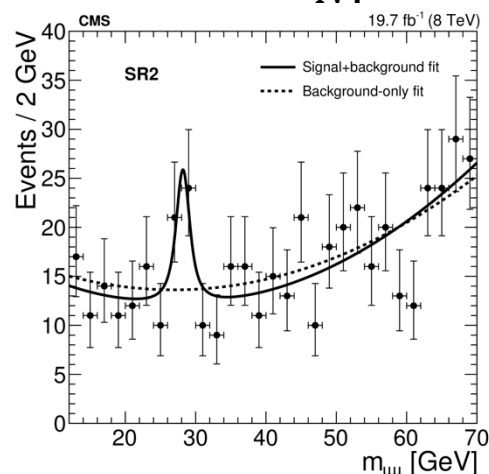
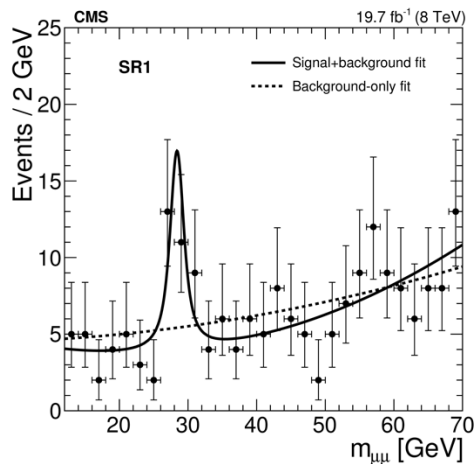


Эксцесс событий при массе двух мюонов 28 ГэВ, рожденных в сопровождении b-струи для 8 ТэВ



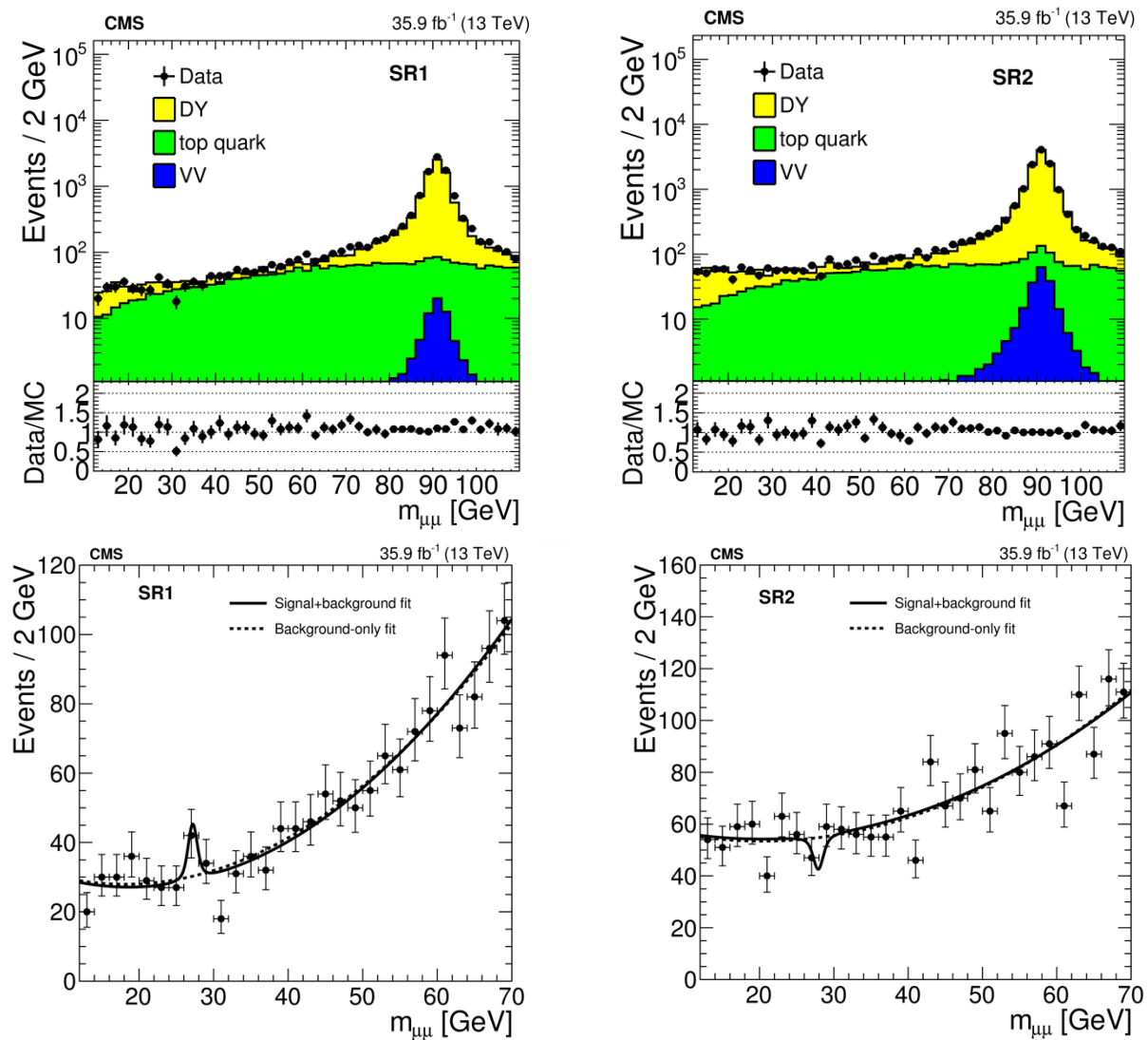
Категория событий	SR1 Дополнительная струя с $ \eta > 2.4$	SR2 Дополнительная струя с $ \eta < 2.4$
M_X	28.4 ± 0.6	28.2 ± 0.7
$\Gamma_{\mu\mu}$	1.9 ± 1.3	1.9 ± 1.1

$$L(M_X, \Gamma_{\mu\mu}, a_1, a_2) = \frac{(N_S + N_B)^N}{N!} \times e^{-(N_S + N_B)} \prod_{i=1}^N \left[\frac{N_S}{N_S + N_B} p_i^S(m_X, \Gamma_{\mu\mu}) + \frac{N_B}{N_S + N_B} p_i^B(a_1, a_2) \right] \quad \begin{array}{l} \text{N-число} \\ \text{событий} \end{array}$$



- ❖ “Unbinned maximum likelihood” фит спектра сверткой полинома и распределения Брейт-Вигнера.
- ❖ Порядок полинома выбирался с помощью теста: фит с исключением области сигнала. Если значение ML уменьшается меньше, чем на 0.5, то берется предыдущий порядок полинома.

Эксцесс событий при массе двух мюонов 28 ГэВ, рожденных в сопровождении b-струи для 13 ТэВ (2016 год)



$$\sigma_{fid} = \frac{N_S}{L\epsilon_{reco}}$$

$$\epsilon_{reco} = 0.27 \pm 0.01 \text{ (8 ТэВ, } L = 19.7 \pm 0.)$$

$$\epsilon_{reco} = 0.28 \pm 0.01 \text{ (13 ТэВ, } L = 35.9 \pm 0.9)$$

\sqrt{s} , ТэВ	8		13	
Категория событий	SR1	SR2	SR1	SR2
Локальная значимость	4.2	2.9	2.0	1.4 (дефицит)
m_X , ГэВ	28.3 ± 0.4		27.2 ± 0.6	
Γ_X , ГэВ	1.8 ± 0.8		0.7 ± 1.0	
N_S	22.0 ± 7.6	22.8 ± 9.5	14.5 ± 9.3	-14.9 ± 10.1
σ_{fid} (фб)	4.1 ± 1.4	4.2 ± 1.7	1.4 ± 0.9	-1.5 ± 1.0

Кваркони

$$W_{ij} = W_{ij}^{trig} W_{ij}^{rec}$$

$$D(W_{ij}) = \left(W_{ij}^{rec}\right)^2 D(W_{ij}^{trig}) + \left(W_{ij}^{trig}\right)^2 D(W_{ij}^{rec})$$

$$W_{ij}^{trig} = w_i^{L1} w_j^{L1} w_i^{L2} w_j^{L2} + w_i^{L1} w_j^{L1} (1 - w_i^{L2}) w_j^{L2} + w_i^{L1} w_j^{L1} w_i^{L2} (1 - w_j^{L2}) + (1 - w_i^{L1}) w_j^{L1} w_i^{L2} w_j^{L2} + w_i^{L1} (1 - w_j^{L1}) w_i^{L2} w_j^{L2} + (1 - w_i^{L1}) (1 - w_j^{L1}) w_i^{L2} w_j^{L2} + w_i^{L1} w_j^{L1} (1 - w_i^{L2}) (1 - w_j^{L2})$$

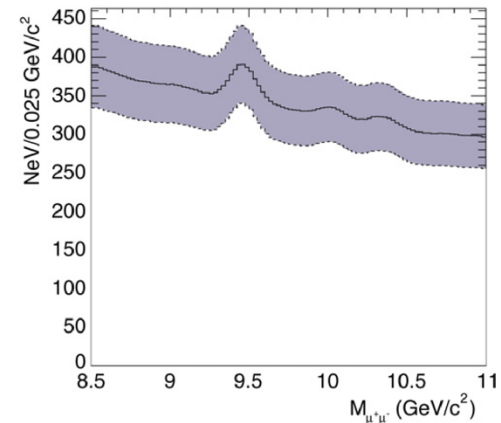
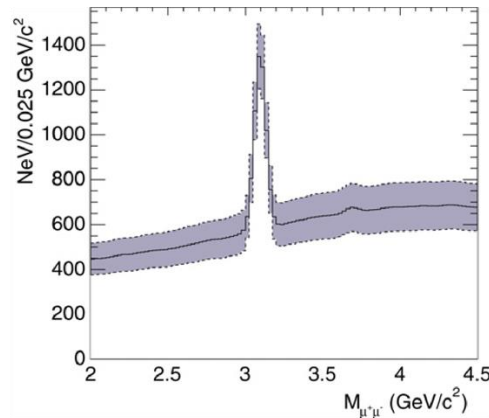
$$D(W_{ij}^{trig}) = 7((w_i^{L1} w_j^{L1} w_i^{L2})^2 D(w_j^{L2}) + (w_i^{L1} w_j^{L1} w_j^{L2})^2 D(w_i^{L2})$$

$$+ (w_i^{L1} w_i^{L2} w_j^{L2})^2 D(w_j^{L1}) + (w_j^{L1} w_i^{L2} w_j^{L2})^2 D(w_i^{L1}))$$

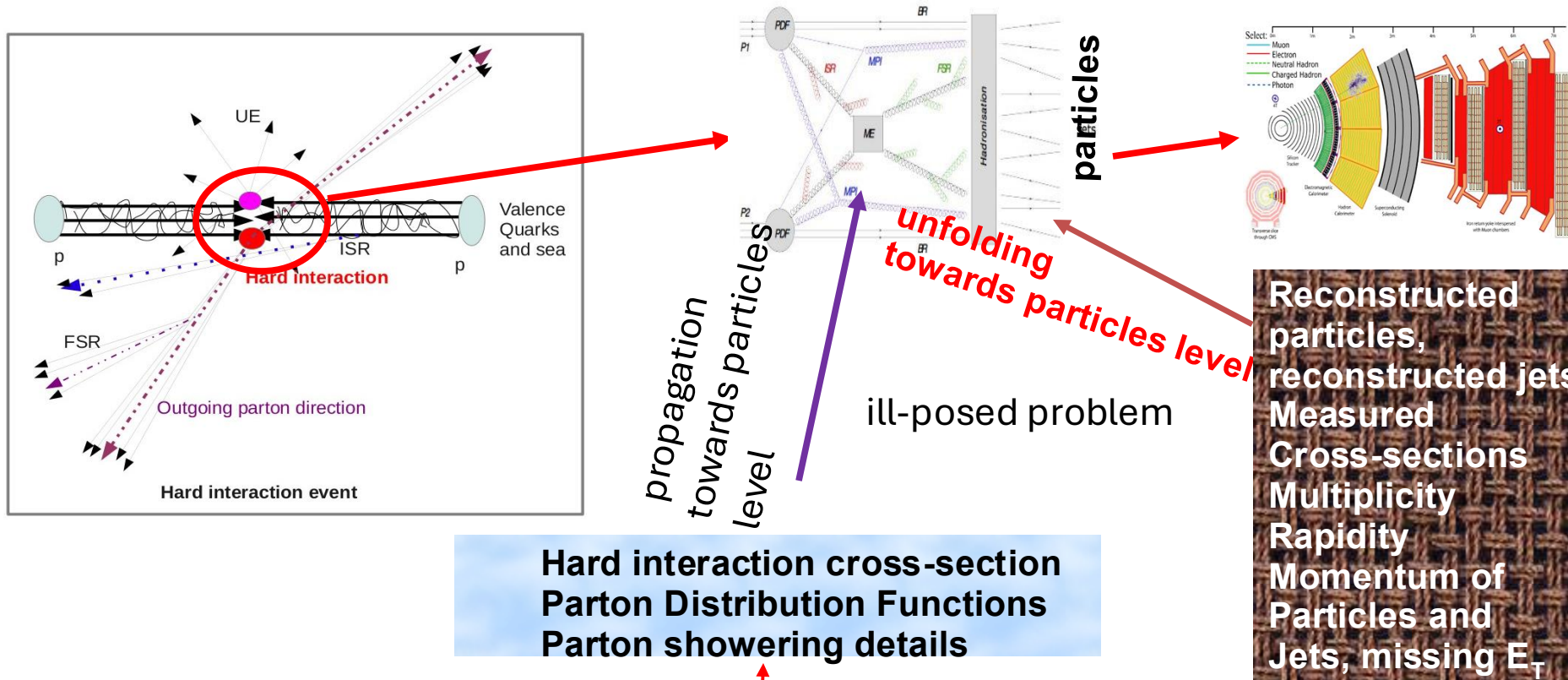
$$W_{ij}^{rec} = w_i^{rec} * w_j^{rec}$$

$$D(W_{ij}^{rec}) = \left(w_i^{rec}\right)^2 D(w_j^{rec}) + \left(w_j^{rec}\right)^2 D(w_i^{rec})$$

$$Err(M) = \sum_i \sum_j D(W_{ij})$$



How do we proceed



Theory blocks:

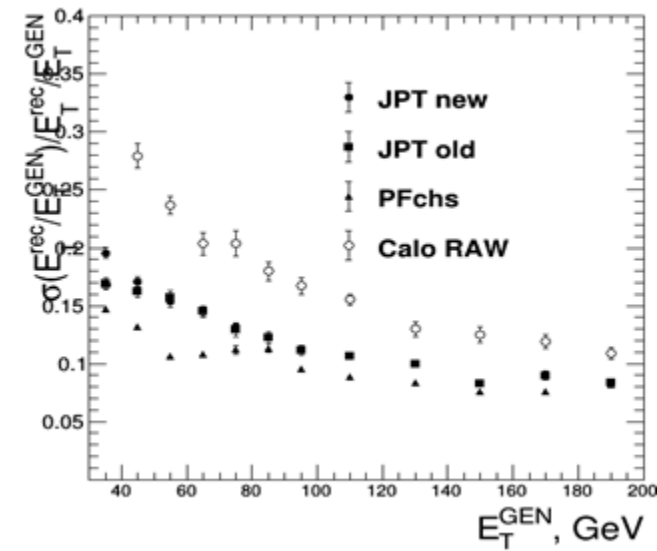
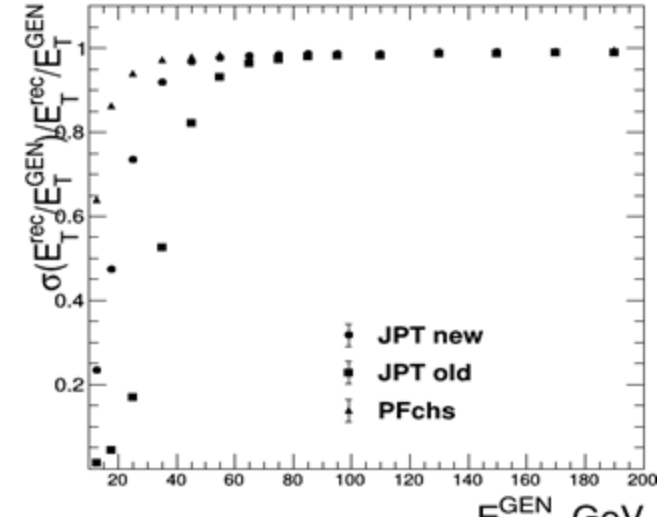
- Perturbative QCD (pQCD):

**LO, NLO, NNLO calculations: ME + parton showering (PS),
threshold resummation**

- non-pQCD: (Multi-parton interactions (MPI), String/Cluster fragmentation models)

Реконструкция струй: JetPlusTrack

- However, Calojets are not efficient at low pT.
- Extension of JPT algorithms includes the additional seeding with TrackJets:
 - Compare collections Calojets and Trackjets;
 - Find a set of trackjets that do not have close Calojets
 - Collect calorimeter energy in cone R around trackjet axis.



Some definitions

μ_F – factorization scale separates long and short distance physics

$\alpha_S(\mu_R)$ – running coupling constant

μ_R – renormalization scale

$Q^2 = -q^2$ – transferred momentum

$$p_1 = x_1 P_1$$

$$p_2 = x_2 P_2$$

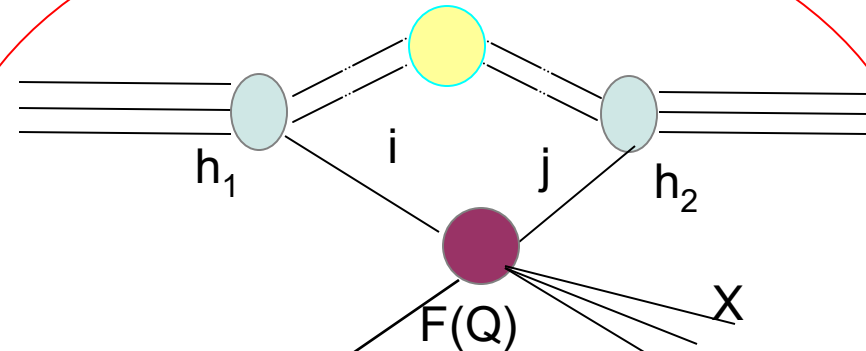
Factorization property

$$\sigma(P_{h_1}, P_{h_2}) = \sum_{i,j} \int dx_1 dx_2 f_{i/h_1}(x_1, \mu_F^2) f_{j/h_2}(x_2, \mu_F^2) \hat{\sigma}_{ij}(p_1, p_2, \alpha_S(\mu_R), Q^2; \mu_F^2, \mu_R^2)$$

Parton distribution function (PDF)

Soft interaction: production of the low- p_T hadrons

Soft underlying event



Hard interaction: production of the high- p_T objects

Partonic cross-section computed in pQCD

$$\hat{\sigma}_{ij} = \alpha_S^k \sum_n \left(\frac{\alpha_S}{\pi} \right)^n \sigma_{ij}^n$$

Fixed order pQCD

Введение

Используя факторизационное свойство сечение жестких процессов:

$$\sigma(P_{h_1}, P_{h_2}) = \sum_{i,j} \int dx_1 dx_2 f_{i/h_1}(x_1, \mu_F^2) f_{j/h_2}(x_2, \mu_F^2) \hat{\sigma}_{ij}(p_1, p_2, \alpha_S(\mu_R), Q^2; \mu_F^2, \mu_R^2)$$

Partonic cross-section computed in pQCD

$$\hat{\sigma}_{ij} = \alpha_S^k \sum_n \left(\frac{\alpha_S}{\pi}\right)^n \sigma_{ij}^n$$

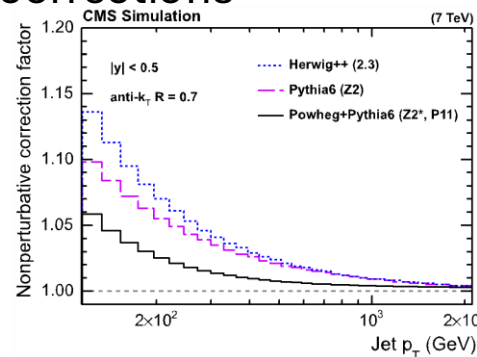
μ_F – factorization scale separates long and short distance physics

$\alpha_S(\mu_R)$ – running coupling constant

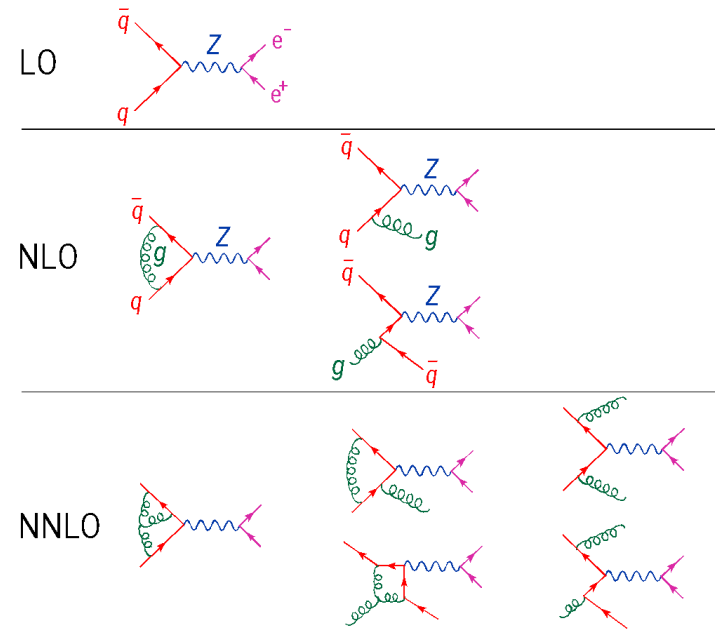
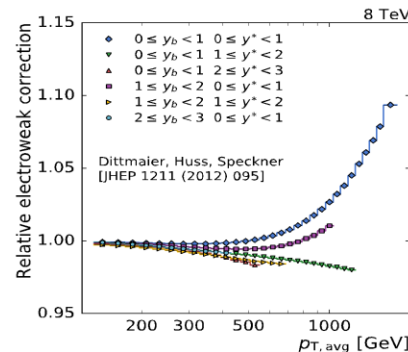
μ_R – renormalization scale

$Q^2 = -q^2$ – transferred momentum

Non-perturbative QCD corrections



EWK corrections



<http://www.slac.stanford.edu/cgi-wrap/getdoc/slac-pub-13054.pdf>