

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
им. М.В.Ломоносова

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ
Кафедра физики элементарных частиц

Дипломная работа

Алцыбеева И. Г.

на тему:

«Изучение возможностей детектора CMS по регистрации
мюонных пар с большой инвариантной массой»

Научные руководители: н. с. ЛФЧ ОИЯИ
к. ф. м. н.
Белотелов И. И.

нач. сектора ЛФЧ ОИЯИ
к. ф. м. н.
Шматов С. В.

Заведующий кафедрой
академик РАН
Кадышевский В. Г.

Москва, 2008



Аннотация

В данной работе произведена оценка качества реконструкции мюонов на экспериментальной установке CMS. Исследованы эффективность мюонного триггера, разрешение, оценено влияние на них невыровненности детектора. Результаты этих исследований вошли в статью [1] и докладывались на совещаниях и митингах в ЦЕРНе.

Содержание

1	Введение	2
1.1	LHC	2
1.2	Физическая программа эксперимента CMS	3
1.3	Экспериментальная установка CMS	5
2	Димьюоны в физической программе CMS	10
2.0.1	Процесс Дрелла-Яна	10
2.0.2	Сценарии за рамками Стандартной Модели	11
3	Измерение мюонов	14
3.1	Детекторы мюонной системы	14
3.1.1	Трекер (Inner Tracker)	15
3.1.2	Дрейфовые камеры (DT)	16
3.1.3	Катодно-стриповые камеры (CSC)	16
3.2	Алгоритмы реконструкции	18
3.3	Триггер	19
3.4	Моделирование	21
4	Оценка возможностей CMS по регистрации мюонов	22
4.1	Эффективность мюонного триггера	23
4.2	Разрешение	27
5	Заключение	31

1 Введение

Компактный мюонный соленоид (CMS) — это универсальный многоцелевой экспериментальный детекторный комплекс для изучения фундаментальных свойств материи в протон-протонных и ядро-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях на Большом адронном коллайдере (LHC) в Европейском Центре Ядерных Исследований в Женеве (ЦЕРН).

1.1 LHC

LHC (Large Hadron Collider) — адронный коллайдер, расположенный в кольцевом туннеле длиной 27 км на глубине около 100 м под землей. Наряду с самим коллайдером проект LHC предполагает создание двух многоцелевых (ATLAS и CMS) и двух специализированных установок: ALICE — для исследования взаимодействий тяжелых ионов и LHCb — для исследований в области физики В-мезонов¹. Проект LHC был утвержден Советом ЦЕРН в 1994 г., запуск коллайдера намечен на 2008 г.

На ускорителе стоят 1232 дипольных магнита, обеспечивающие разгон протона на 0,5 МэВ за оборот. Номинальная энергия протонного пучка составляет 7 ТэВ. При номинальной светимости² $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ c}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$ протон-протонные столкновения будут происходить примерно миллиард раз в секунду. Некоторые параметры LHC приведены в табл. 1.

Таблица 1. Параметры LHC

	pp	Heavy Ions	
Энергия на нуклон в каждом пучке	7	2,76	ТэВ
Светимость	10^{34}	10^{27}	$\text{c}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$
Период взаимодействия пучков	25	100	нс
Число банчей	2808	592	
Число частиц в банче	$1,15 \times 10^{11}$	$7,0 \times 10^7$	

Пучок ускорителя разделяется на банчи («сгустки»), между которыми организуется особый набор временных интервалов в целях синхронизации, калибровки, а также для сброса сигналов с электроники. Число банчей в пучке будет увеличено с 43 до 156 в

¹ Кроме того, будет работать также ряд вспомогательных экспериментов. Например, в дополнение к CMS собирается установка TOTEM, главная задача которой — измерение полного протон-протонного сечения при энергии 14 TeV с 1-процентной точностью.

² На первой фазе работы ускорителя светимость будет составлять $\mathcal{L} = 10^{32} \text{ c}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$.

пилотном запуске и с 936 до 2808 в дальнейшем. Изначально банчи энергией 26 ГэВ формируются в Протонном Синхротроне (PS) с интервалом 25 нс, потом ускоряются на SPS до 450 ГэВ, и лишь затем подаются в LHC.

Ускоритель должен выйти на свою номинальную мощность к 2010 г. Интегральная светимость составит около 100 фбн^{-1} в год.

1.2 Физическая программа эксперимента CMS

Строительство ускорителя такой огромной мощности мотивировано рядом нерешенных на сегодняшний день задач в физике частиц:

- Существует одна или больше фундаментальных скалярных (хиггсовских) частиц, ответственных за приобретение массы элементарными частицами, в области масс $100\text{--}1000 \text{ ГэВ}/c^2$?
- Справедлива ли гипотеза суперсимметрии (SUSY)? Если да, то LHC сможет это установить, так как массы суперсимметричных частиц должны быть меньше $1\text{--}2 \text{ ТэВ}/c^2$.
- Поиск дополнительных измерений.
- Поиск новых тяжелых калибровочных бозонов теорий великого объединения.
- Поиск CP-нарушения в распадах B-мезонов.
- Исследование нового состояния вещества, называемого кварк-глюонной плазмой (QGP). Образование QGP предсказывается при высоких температурах или во взаимодействиях тяжелых ионов.

Стандартная Модель

На LHC будут проводиться исследования в области хромодинамики и электрослабых взаимодействий. Улучшение точности параметров Стандартной Модели поможет выделить более явно физику за пределами СМ, особенно при больших энергиях. Например, КХД будет тестироваться на адронных струях и фотонах с поперечными импульсами до $3\text{--}4 \text{ ТэВ}/c$, а измерение сечения будет производиться до областей, где его величина падает на 11 порядков. Топ-кварки на LHC будут рождаться с частотой порядка Гц, что дает хорошие возможности для проверки СМ-констант и спина топ-кварка. Поиски нейтральных токов, изменяющих аромат, несохранения лептонных чисел в канале $\tau \rightarrow 3\mu$ или $\tau \rightarrow \mu\gamma$, распады $B_s^0 \rightarrow \mu\mu$ и т. д. могут открыть путь к новой физике. Наконец, вместе с установкой TOTEM, CMS даст возможность исследования обширной области явлений дифракционной физики.

Поиск бозона Хиггса

При проектировании детекторов CMS и ATLAS в начале 90-х задача обнаружения Хиггса была главным критерием дизайна: детекторы должны перекрывать диапазон энергий для всех возможных мод распада Хиггса, обладая в этой области хорошими характеристиками (performance). Сейчас нижний порог для массы Хиггса составляет $114,4 \text{ ГэВ}/c^2$ (по данным с LEP). При массах, близких к этой, адронная мода распада Хиггса доминирует над остальными, однако на детекторах LHC из-за большого QCD-фона разрешение, даваемое адронными струями, в этой области масс довольно низкое. Поэтому здесь более предпочтительно исследование лептонных и фотонных мод распада, несмотря на их меньшую процентную долю.

Ширина Хиггса в так называемом *среднем* диапазоне масс ($114 \text{ ГэВ}/c^2 < m_H < 2m_Z$) составляет всего несколько $\text{МэВ}/c^2$, поэтому полученная ширина в эксперименте будет целиком определяться разрешением детектора. В интервале $114 \div 130 \text{ ГэВ}/c^2$ двухфотонная мода распада является главной в выделении сигнала Хиггса, при $m_H > 130 \text{ ГэВ}/c^2$ поиск будет вестись в распадах на $b\bar{b}$, а при энергиях $2m_Z < m_H < 600 \text{ ГэВ}/c^2$ — на два Z -бозона. В области $600 < m_H < 1000 \text{ ГэВ}/c^2$, где сечение падает, главным каналом поисков являются моды со струями (jets) и потерянной энергией (E_T^{miss}) от распадов Z и W .

Поиски суперсимметричных частиц

В распадах суперсимметричных частиц, таких как скварки и глюино, при условии сохранения R-четности всегда содержится так называемая легчайшая SUSY-частица (LSP). Так как она является слабовазаимодействующей, в конечной стадии каскада будет наблюдаться значительная E_T^{miss} , а остатки каскада будут содержать большое количество лептонов и джетов. В схемах GMSB предсказывается распад LSP на фотон и гравитино; в этом случае следует ожидать возрастания числа жестких изолированных фотонов.

Массивные векторные бозоны

Существует целый набор моделей с расширенным калибровочным сектором, предсказывающих существование новых калибровочных бозонов Z' и W' . На CMS поиски объектов типа Z' -бозона будут, вероятно, ограничены статистически. Для определения того, какая модель работает, потребуется измерение естественной ширины, а также определение асимметрии в рассеянии «вперед»-«назад». Это потребует достаточно хорошего импульсного разрешения для больших p_T ($\Delta p_T/p_T < 0,1$ при $p_T \approx 1 \text{ ТэВ}/c$), а также покрытие псевдобыстрот до $|\eta| = 2,4$.

Дополнительные измерения

Существование дополнительных измерений приводит к появлению некоторой характерной энергии квантовой гравитации, M_D , которая является аналогом массы Планка в теории D-измерений, и которая может лежать сразу за пределами электрослабой шкалы. Экспериментально могут быть обнаружены 3 следующих режима:

- 1) субпланковский ($E \ll M_D$). Гравитоны уходят в дополнительные измерения, например, $pp \rightarrow \text{jet} + \text{graviton} \rightarrow \text{jet} + E_T^{\text{miss}}$;
- 2) планковский ($E \approx M_D$). Поведение в этой области модельно-зависимо. В «струнных» моделях существуют возбуждения, проявляющие себя как Z' , следующие друг за другом на расстоянии $\approx \text{ТэВ}/c^2$;
- 3) транпланковский ($E \gg M_D$). Появление аномально большого числа высокоэнергетичных струй и (возможно) рождение черных мини-дыр, которые равновероятно распадаются на фундаментальные частицы стандартной модели — лептоны, фотоны, Z , W , струи и т. д. По данным этих распадов можно определить температуру Хокинга, массы черных дыр, число дополнительных измерений и т. д.

Тяжелые ионы

Результаты с RHIC показали, что при столкновениях тяжелых ионов больших энергий образуется очень сильно взаимодействующая ядерная субстанция. При этом экспериментально наблюдается значительное уменьшение частиц с большими p_T (гашение струй), и другие эффекты. Повышение энергии с $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ на RHIC до 5500 ГэВ на LHC позволит исследовать механизм гашения струями при много больших p_T , а также полностью идентифицировать сформировавшиеся струи. Измерение потока энергии позволит с большой точностью протестировать «жидкостноподобное» поведение горячей ядерной материи.

Все эти исследования требуют от калориметров и трекара хорошей эффективности и высокого разрешения. Необходим также надежный и гибкий триггер.

1.3 Экспериментальная установка CMS

Детектор CMS изображен на рис. 1. Его «сердцем» является сверхпроводящий соленоидальный магнит с внутренним диаметром ~ 6 м и длиной 14 м, создающий поле напряженностью 4 Т. Необходимость создания такого мощного поля продиктована требованием «компактности» детектора и решением оптимизировать на CMS прежде всего мюонную систему, что в итоге позволяет получить высокое импульсное разрешение мюонов для псевдобыстрот вплоть до 2,4. Внутри соленоида располагаются трекал, передняя

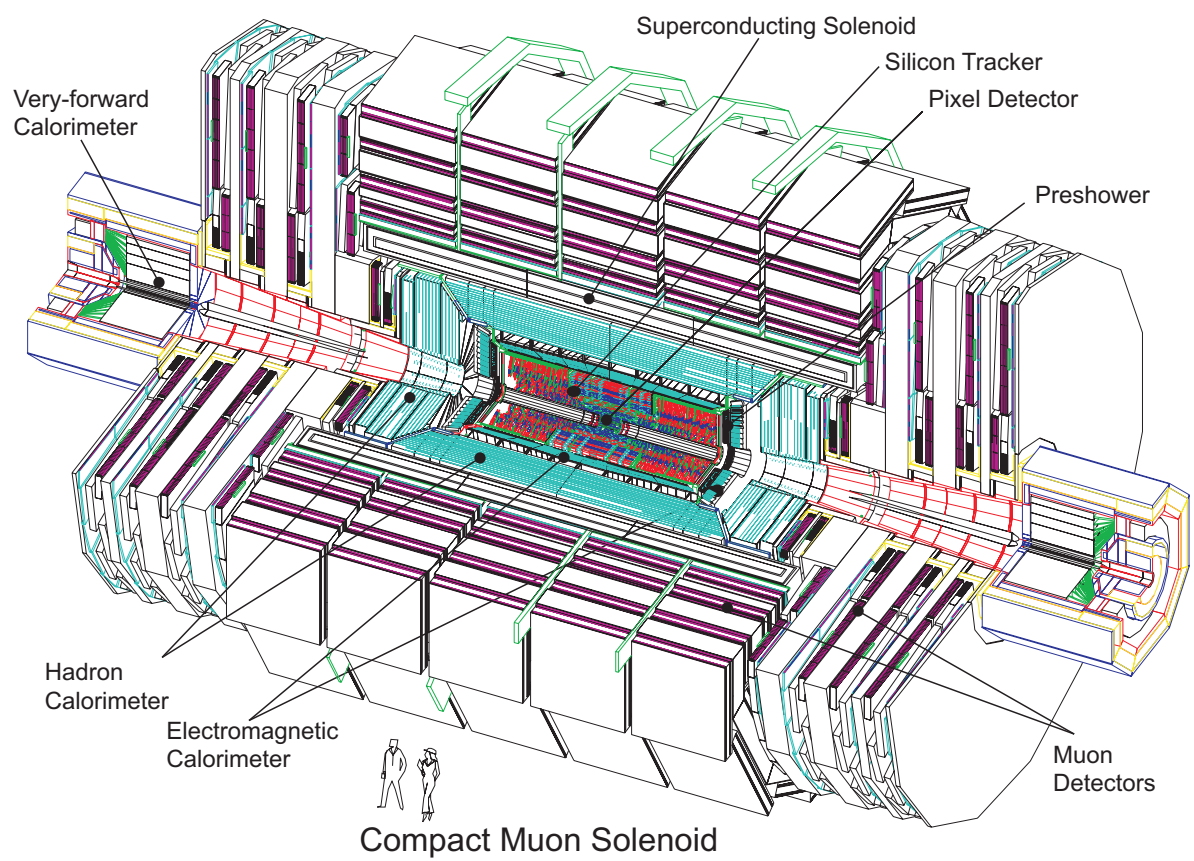


Рис. 1. Детектор CMS

станция мюонной системы (ME1/1) и калориметры. Железное возвратное ярмо магнита служит как поглотитель, и в нем же размещены остальные мюонные станции.

Установка CMS спроектирована с так называемой 4π -геометрией, то есть детектором покрываются все направления вокруг точки взаимодействия (кроме узких областей рядом с осью пучка). Структурно установку делят на цилиндрическую часть (Barrel) и две торцевые части (Endcaps). В порядке удаления от точки взаимодействия (Interaction Point, IP) последовательно располагаются трекер (Inner Tracker), предливневые детекторы (Preshower), электромагнитные (ECAL) и адронные (HCAL) калориметры, и, наконец, детекторы мюонной системы (Muon Barrel MB, Muon Endcap ME).

Системы детектора

- **Соленоид** имеет радиус 2,8 м и создает в центре установки поле напряженностью 4 Т. В качестве сверхпроводника используется алюминий высокой чистоты, рабочий ток составляет 20 кА.
- **Трекер (Inner Tracker)** состоит из двух подсистем: ближе к точке взаимодействия находятся пиксельные детекторы, далее расположены слои микростриповых полупроводниковых детекторов.
- **Электромагнитный калориметр (ECAL)** по своему составу однороден, он состоит из 61 200 кристаллов вольфрамата свинца (PbWO_4) в центральной части и 7324 кристаллов в двух торцевых частях.
- **Адронный калориметр (HCAL)** представляет собой слои латуни с прослойками из сцинтиллятора. Рожденный в латунных слоях ливень высвечивает в сцинтилляторе часть энергии, откуда через калибровки вычисляется полная энергия ливня.
- **Мюонные камеры** стоят дальше всего от центра и представляют собой газонаполненные детекторы. В центральной части используются дрейфовые камеры (DT), в торцевых частях — катодно-стриповые ионизационные камеры (CSC).

Требования к детектору

Как уже упоминалось, CMS спроектирован как многоцелевой детектор, на котором поставленные физические задачи будут решаться путем прецизионных измерений характеристик регистрируемых частиц в широкой области энергий, с высоким энергетическим и импульсным разрешением. Для этого CMS должен удовлетворять следующим требованиям:

- Хорошая эффективность регистрации и высокое импульсное разрешение мюонов в широкой области псевдобыстрот ($\approx 1\%$ при 100 ГэВ/с), хорошее разрешение по массам димюонов ($\approx 1\%$ при 100 ГэВ/с^2), а также способность однозначно определять знак заряда мюона при $p < 1 \text{ ТэВ/с}$.
- Высокое импульсное разрешение заряженных частиц и высокая эффективность регистрации в трекаре. Хорошее триггерование и offline-обработка τ -лептонов и b -струй, что требует наличия пиксельных детекторов в непосредственной близости от области взаимодействия.
- Хорошее разрешение для дифотонов и диэлектронов ($\approx 1\%$ при 100 ГэВ/с^2), широкая область охвата ($|\eta| < 2,5$), определение направления вылета фотонов и/или корректное определение вершины, эффективный отброс π^0 и эффективное выделение изолированных фотонов и лептонов при больших светимостях.
- Хорошее разрешение для E_T^{miss} и диджетов (двойных струй), что требует от адронных калориметров герметичности ($|\eta| < 5$) и достаточно мелкой сегментации ($\Delta\eta \times \Delta\phi < 0,1 \times 0,1$).

Сечение pp -реакции при $\sqrt{s} = 14 \text{ ТэВ}$ составляет примерно 100 мбн . Поэтому при номинальной светимости на CMS будет наблюдаться около 10^9 событий неупругого рассеяния в секунду. Исходя из этого на работу детектора накладывается жестких условий.

Online-отбор событий («триггер») должен уменьшать их число с миллиарда до примерно 100 в секунду для их дальнейшей записи на носитель и анализа. Короткое время между банчами — 25 нс — делает весьма непростыми механизм триггирования и задачу считывания данных с аппаратуры.

При номинальной светимости в каждом событии будет наблюдаться в среднем 20 неупругих соударений. Это значит, что каждые 25 нс из области взаимодействия будет вылетать около 1000 заряженных частиц. Продукты разных реакций в одном и том же банче могут быть перепутаны, особенно если время отклика или длительность сигнала с какого-либо элемента детектора больше 25 нс . Эффект наложения может быть уменьшен за счет высокой сегментации детекторов на более мелкие модули с хорошим временным разрешением, так как загруженность в этом случае существенно уменьшается. Однако при этом сильно возрастает число каналов считывающей электроники, которая в свою очередь требует хорошей синхронизации.

Огромное количество вылетающих из центра частиц ведет также к высоким радиационным нагрузкам, к которым должны быть устойчивы и детекторы, и электроника.

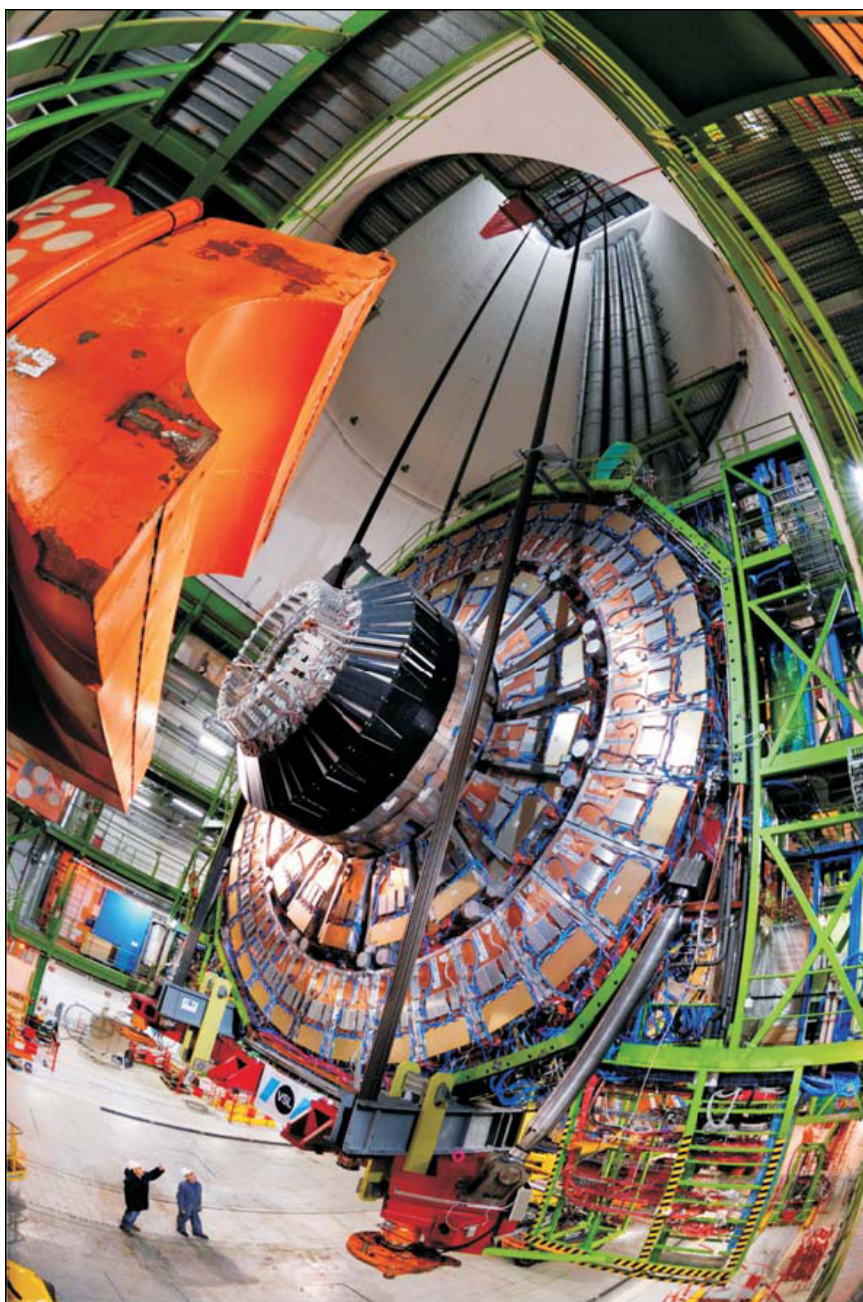


Рис. 2. Опускание одной из торцевых частей CMS в рабочий зал под землей. В центре торцевого диска установлены адронный и электромагнитный калориметры, по краям хорошо видно мюонные камеры CSC. Весна 2007 г.

2 Димюоны в физической программе CMS

Программа исследований димюонов с большими инвариантными массами включает в себя изучение физических явлений как в рамках стандартной модели (СМ), так и за ее пределами.

Поиск сигналов «новой» физики идет по уже установившейся схеме — по отклонениям от предсказаний СМ. Вполне очевидно, что достоверность таких поисков, а значит, и принципиальная возможность наблюдения сигналов за рамками СМ, напрямую зависит от точности предсказаний самой СМ.

2.0.1 Процесс Дрелла-Яна

Предсказания Стандартной модели по рождению мюонных пар в процессе Дрелла-Яна могут быть проверены вплоть до максимально достижимых инвариантных масс. Многие теоретические модели предсказывают возможное нарушение СМ в этой области, а Большой адронный коллайдер предоставляет уникальную возможность по поиску таких отклонений — СМ может быть проверена до инвариантных масс $3 \div 5 \text{ ТэВ}/c^2$ (достижимый массовый диапазон для Тэватрона (FNAL, США) составляет около $0,8 \text{ ТэВ}/c^2$).

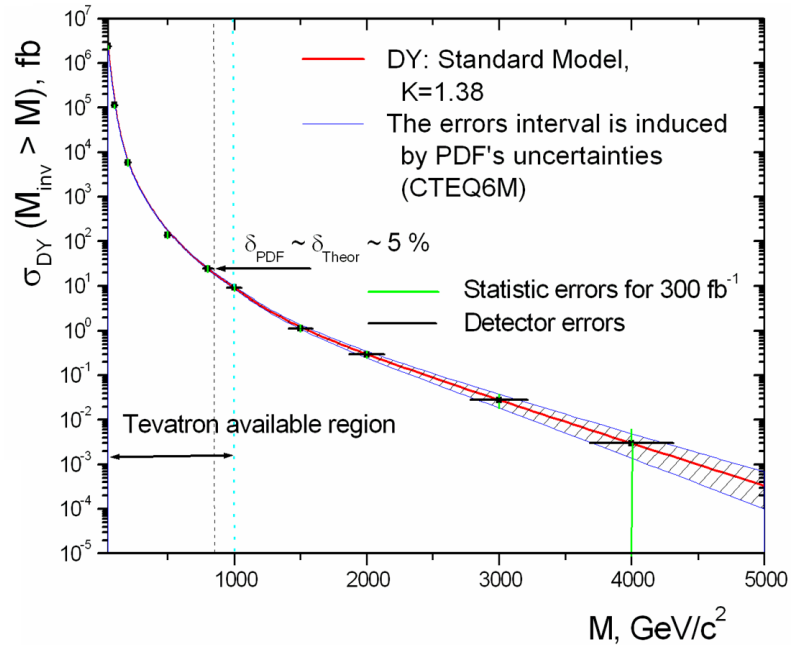


Рис. 3. Условия проверки сечения процесса Дрелла-Яна на энергиях до 5 ТэВ при интегральной светимости 300 фбн^{-1}

Мюонная система CMS обладает отличными возможностями по измерению таких состояний.

Были изучены возможности эксперимента CMS по измерению поперечного сечения и асимметрии вперед-назад рождения пар мюонов при максимально достижимых на ЛНС инвариантных массах (работа [2]). Оценена полная систематическая неопределенность вычисления и измерения поперечного сечения процесса Дрелла–Яна (см. рис. 3). Для больших инвариантных масс точность измерения асимметрии вперед-назад ограничена статистикой (7 % для масс больше 1 ТэВ/ c^2), величина ошибки от систематических эффектов не превышает 7 %.

2.0.2 Сценарии за рамками Стандартной Модели

Существует целый набор физических сценариев за рамками Стандартной модели, предсказывающих существование новых резонансных состояний на масштабе масс порядка нескольких ТэВ. Подобные состояния могут появляться как в моделях с расширенным калибровочным сектором (новые калибровочные бозоны Z' и W'), так и в моделях многомерной квантовой теории поля и гравитации (модели ADD, RS1, ТэВ $^{-1}$ и более сложные варианты). Например, в модели RS1 появляются возбужденные состояния гравитона, а в ТэВ $^{-1}$ — КК-моды стандартных калибровочных бозонов (Z_{KK} , W_{KK} , g_{KK} , γ_{KK}). Как и обычные резонансные состояния стандартной модели, новые резонансы могут распадаться на частицы СМ (лептоны, кварки и калибровочные бозоны). Следовательно, эти состояния, как и, например, стандартные Z^0 , могут проявляться как индивидуальные

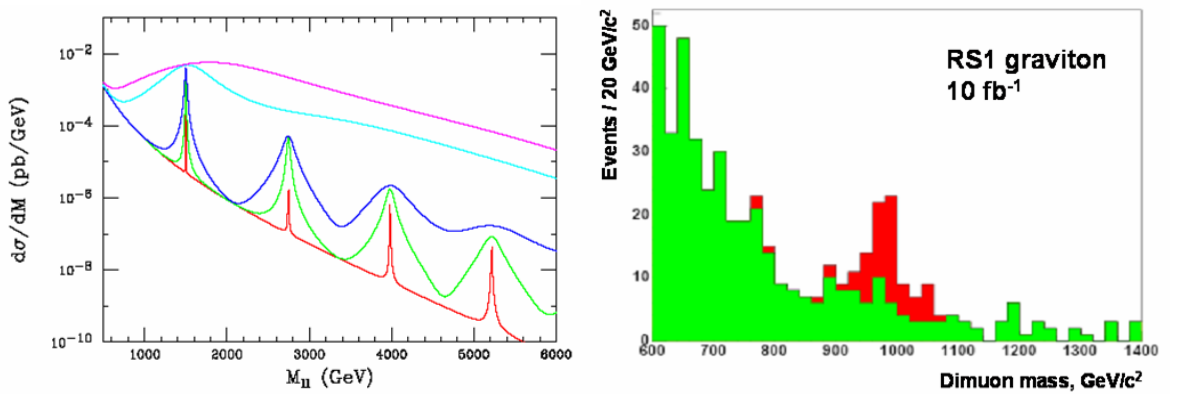


Рис. 4. Пример распределения событий по инвариантной массе для пары лептонов в конечном состоянии в сценарии RS1 при различных значениях параметров модели (слева)[4]; распределение событий по инвариантной массе пары лептонов за один год работы ускорителя при низкой светимости (справа)[5]

пики над двухлептонным, двухфотонным или двухструйным континуумом Стандартной модели (см. рис. 4, слева). Таким образом, одним из отличительных экспериментальных сигналов данных процессов может быть пара лептонов (а также фотонов или струй) с большими поперечными импульсами и противоположными зарядами, исходящими из одной и той же точки взаимодействия.

Экспериментальное наблюдение подобного рода сигналов затрудняется наличием подавляемого фона от стандартной физики, т.к. аналогичные процессы с парой лептонов, фотонов или струй в конечном состоянии возможны и в СМ. Поэтому при анализе экспериментальных данных приходится вычитать этот фон, а также учитывать эффективность регистрации установкой того или иного сигнала, различные факторы, влияющие на точность восстановления энергии, импульса, углов вылета фиксируемых детектором частиц. Одним из наиболее интересных каналов при регистрации новых резонансов являются процессы с жесткими лептонами в конечном состоянии, т.к. дилептоны являются очень чистыми наблюдаемыми каналами с точки зрения фоновых условий, а, кроме того, установка CMS специально оптимизирована для измерения мюонов и электронов. Получаемое в этом случае характерное распределение по инвариантной массе для сигнала и фона показано на рис. 4 (правый).

Новые тяжелые резонансы, предсказываемые сценариями с дополнительными измерениями, типа RS1, могут быть обнаружены экспериментально в канале распада на два мюона вплоть до масс $1 \div 2$ ТэВ/ c^2 в течение первого набора данных с интегральной светимостью $L_{int} = 1$ фбн $^{-1}$. Для примера на рис. 4 (правый) приведен график, демон-

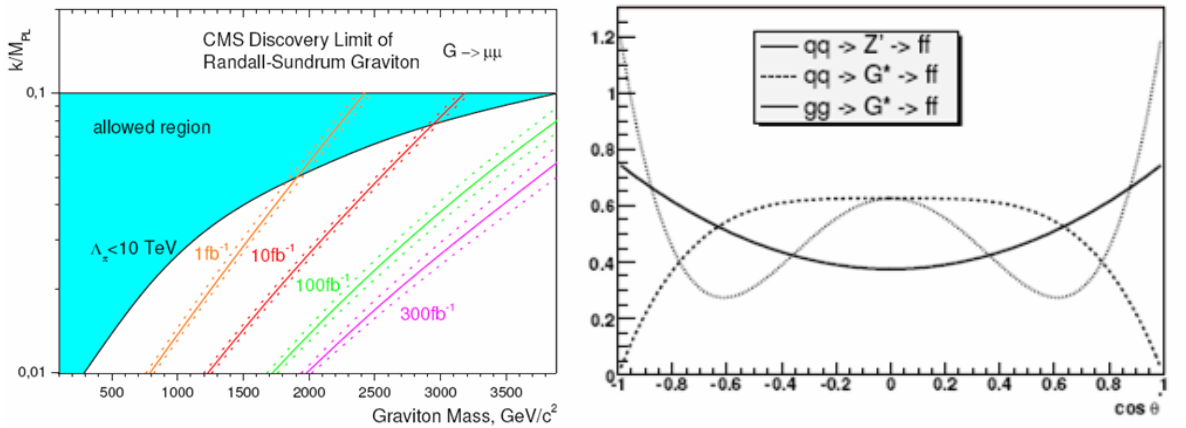


Рис. 5. Область параметров модели RS1, доступных для регистрации в эксперименте CMS для различных значений интегральной светимости (слева). Угловые распределения мюонов из распадов Z' -бозона (сплошная кривая) и RS1-гравитона (пунктирная и штриховая кривые) (справа).

Из работы [4].

стрирующий область параметров модели RS1, доступных для измерения на установке CMS. Закрашенная область показывает набор параметров, разрешенных в этой модели из некоторых теоретических предположений, в то время как сплошные линии отмечают области параметров, доступных для экспериментального изучения (область слева от линий). При этом пунктиром отмечены диапазоны неопределенностей представляемых оценок, вызванных ошибками экспериментальной аппаратуры, методикой измерения и оцененной неточностью теоретических расчетов. Для работы ускорителя в режиме высокой статистики ($L_{int} = 100 \text{ фбн}^{-1}$ за год) диапазон достижимых масс расширяется до $1.7 \div 4.1 \text{ ТэВ}/c^2$. В асимптотическом режиме работы LHC ($L_{int} = 300 \text{ фбн}^{-1}$) можно обнаружить резонансы с массами до $4.5 \text{ ТэВ}/c^2$.

3 Измерение мюонов

3.1 Детекторы мюонной системы

На CMS мюоны измеряются **трекером и мюонной системой**. Даже если не используется информация из трекера, импульс мюона измеряется достаточно точно по данным одних лишь мюонных станций при допущении, что мюон вылетел из центральной точки взаимодействия (которая будет известна с точностью ≈ 20 мкм). В области p_T до 200 ГэВ разрешение таких измерений (обозначено как «muon system only» на рис. 6) ухудшается тем, что мюон испытывает многократное рассеяние еще до того, как он достигнет первой мюонной станции. Более точные измерения здесь дает трекер (рис. 6, «inner tracker only»). Но уже при энергиях больше 200 ГэВ разрешение камер начинает вносить улучшение. Суммарное разрешение двух систем обозначено на рис. 6 как «full system». В мюонных станциях используются газонаполненные детекторы трех типов. Выбор того или иного типа камер определялся тем, в каких условиях эти камеры будут работать: в цилиндрической части (Barrel, $|\eta| < 1,2$), где фон нейтронов, число мюонов и магнитное поле малы, используются дрейфовые камеры (DT), в торцевых частях (Endcaps), где поле, фон нейтронов и мюонный поток значительно больше, стоят катодно-стриповые камеры (CSC), покрывая области до $|\eta| < 2,4$. Кроме того, во всех мюонных станциях стоят RPC (камеры с одним газонаполненным промежуток), которые работают в лавинном режиме, обеспечивая тем самым высокое временное разрешение (до 10 кГц/см²), что позволяет однозначно отделять события друг от друга.

DT (в Barrel) и CSC (в Endcaps) вместе с RPC включены в систему триггера первого уровня, образуя 2 независимых источника информации. Суммарная работа этих систем

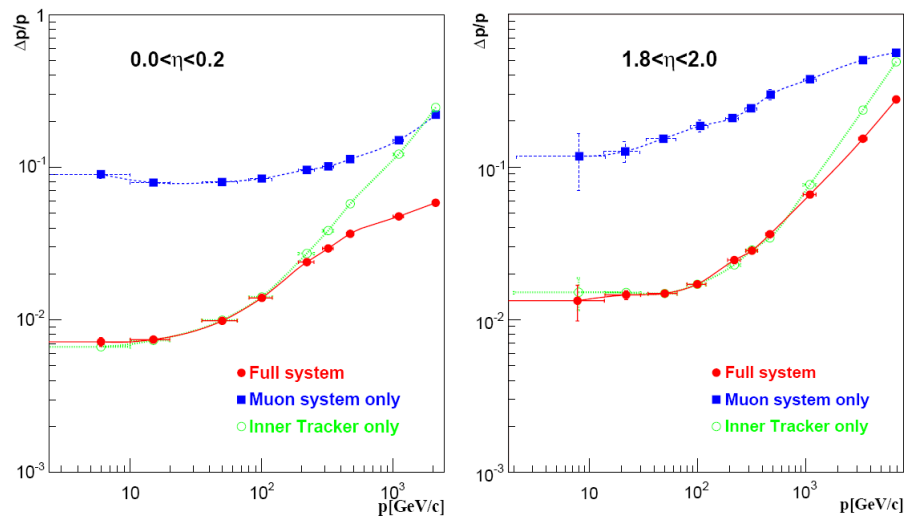


Рис. 6. Разрешение по p_T для областей $|\eta| < 0,2$ и $1,8 < |\eta| < 2,0$

работает как точное и стабильное триггерное устройство.

На рис. 7 показан сектор $\pi/2$ CMS в поперечном разрезе. При малой светимости ускорителя в работу будут включены RPC до области $|\eta| < 1,6$, как показано на картинке. Расширение до $|\eta| < 2,1$ будет произведено позже. В центральной области мюонные станции (Muon Barrel, MB 1–4) уложены в специальные прослойки в железном ярме магнита. Вдоль пучка Barrel делится на 5 частей (обозначены от YB–2 до YB+2). Каждая Endcap-часть делится на 4 диска, на каждом из которых мюонные станции (CSC+RPC) установлены кольцами — 3 кольца на внутреннем диске, 1 на внешнем и по 2 кольца — на остальных.

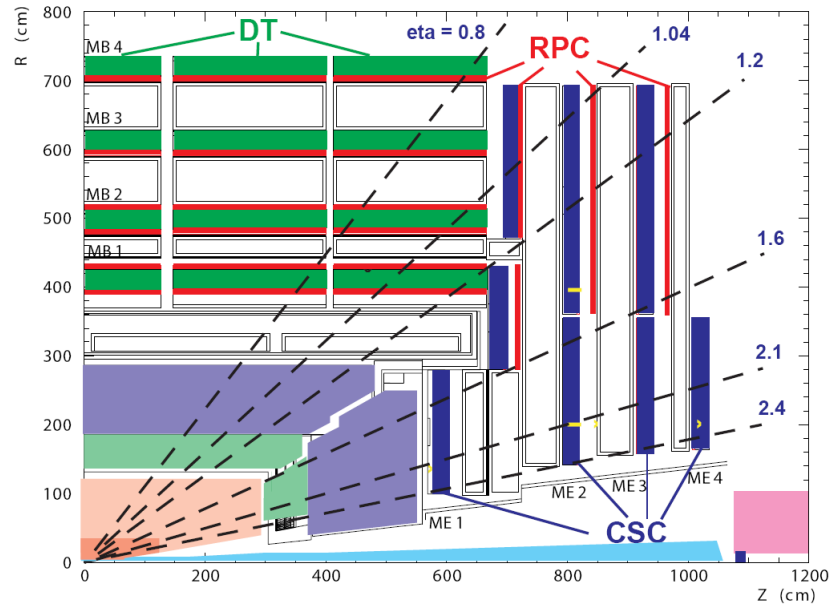


Рис. 7. Мюонные станции на CMS

3.1.1 Трекер (Inner Tracker)

Трекер CMS состоит из нескольких подсистем. Вблизи точки взаимодействия расположены 3 слоя пиксельных детекторов (Pixel Detectors) на радиусах 4, 7 и 11 см. Пиксели имеют размер $100 \times 150 \text{ мкм}^2$, расчетная загрузка составит 10^{-4} /пиксель на каждый LHC-кроссинг. Далее, на r от 20 до 110 см, расположены кремниевые микрополосчатые детекторы (Silicon Tracker), которые имеют размеры $10 \text{ см} \times 80 \text{ мкм}$ на $20 < r < 55 \text{ см}$ (загрузка $\approx 1\%$) и $25 \text{ см} \times 180 \text{ мкм}$ на $r > 55 \text{ см}$ (загрузка $\approx 2\text{--}3\%$). В каждой из двух торцевых частей трекера (Endcaps) находятся 2 слоя пиксельных и 9 слоев микрополосчатых детекторов.

Цилиндрическая часть Трекера разделена на внутреннюю (Inner Barrel) и внешнюю

(Outer Barrel), причем во избежание получения при больших псевдобыстроотах слишком коротких треков внутренняя часть сделана короче внешней, а в оставшемся пространстве между Inner Barrel и Endcap-частями стоят трекерные диски, по 3 с каждой стороны. Трекер перекрывает псевдобыстрооты вплоть до $|\eta| < 2,4$.

Число пикселей в Pixel Detector — 66 миллионов, но его общая площадь составляет всего $\approx 1 \text{ м}^2$, в то время как в кремниевом детекторе 9,6 миллиона стрипов, но его площадь — 200 м^2 . Внешний радиус Трекера CMS $\approx 110 \text{ см}$, длина $\approx 540 \text{ см}$.

3.1.2 Дрейфовые камеры (DT)

В цилиндрической части детектора CMS (Muon Barrel, MB) находятся 250 дрейфовых камер (Drift Tube Chambers, DT), которые вмонтированы в железное ярмо магнита в 4 слоя (мюонные станции, начиная от центра: MB1, MB2, MB3 и MB4 на расстояниях 4,0, 4,9, 5,9 и 7,0 м соответственно). По оси z Barrel CMS поделен на 5 частей (5 «колес»), каждая из которых поделена на 12 секторов (по 30° на сектор). В 3-х внутренних слоях в каждом секторе находится по одной камере (т.е. 12 камер на слой), а во внешнем слое в верхнем и нижнем секторах стоят по 2 камеры, то есть всего их 14. В разных слоях камеры поставлены так, чтобы мюоны с большим p_T проходили по крайней мере через 3 камеры из 4-х.

DT-камеры на станциях MB 1, 2 и 3 состоят из 12 плоскостей алюминиевых дрейфовых труб: средние 4 измеряют z -координату, остальные 8 дают координаты в плоскости r - ϕ . Станции MB4 плоскостей, измеряющих z , не содержат.

Максимальная длина дрейфа электронов в камерах составляет 2 см, разрешение $\approx 200 \text{ мкм}$. Каждая станция дает для мюона вектор с точностью по ϕ не хуже 100 мкм по положению и примерно 1 мрад по направлению.

Каждая MB-станция оснащена одной либо двумя RPC: в MB1 и MB2 пластины RPC стоят с внутренней и внешней сторон DT-камеры, а в MB3 и MB4 — только с внутренней. Таким образом, мюон с большим p_T , проходя через 4 DT-камеры и 6 RPC, может образовать до 44 точек, по которым строится кандидат в трек мюона (muon-track candidate).

3.1.3 Катодно-стриповые камеры (CSC)

Мюонная система торцевых частей CMS (Muon Endcaps, ME) состоит из 468 катодно-стриповых камер (Cathode Strip Chambers, CSC). Каждая CSC заполнена специальным газом и имеет 6 слоев, в каждом из которых находятся радиальные катодные стрипы и, почти перпендикулярно к ним, анодные проволоки. За исключением третьего Endcap-диска (ME1/3), все камеры перекрываются по ϕ во избежание мертвых зон. В каждом Endcap-диске камеры установлены кольцами, по 36 в кольце, за исключением внутренних колец ME2/1, ME3/1 и ME4/1, в которых по 18 камер.

Пролетая сквозь камеру, заряженная частица ионизирует газ, порождая лавину, которая индуцирует заряд на анодных проволоках и на группе катодных стрипов.

Сигнал с проволок (электроны) быстрее катодного и используется в триггере (Level-1 Trigger). Точное же измерение координаты производится путем определения «центра масс» распределения зарядов на катодных стрипах. Каждая CSC дает 6 координат хита (r, ϕ, z). Пространственное разрешение камеры по стрипам обычно около 200 мкм (100 мкм для ME1/1), а угловое разрешение по ϕ — порядка 10 мрад.

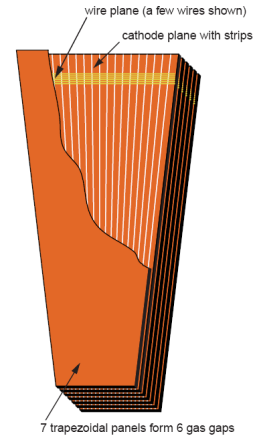


Рис. 8. CSC

3.2 Алгоритмы реконструкции

Реконструкция мюонов проводится в мюонных камерах и трекере. Выбрана концепция «региональной» реконструкции, которая используется и в offline-реконструкции, и в online-триггере — High-Level Trigger (HLT).

Региональная реконструкция использует только часть информации с детектора. Например, информация, необходимая для реконструкции мюона в трекере, составляет лишь несколько процентов от суммарного объема данных. Поэтому реконструкция производится не во всем трекере, а только в тех его частях, через которые, возможно, прошел трек мюона. Это позволяет сэкономить компьютерные мощности. Метод сильно зависит от правильно определенных начальных значений трека («зерно» трека), которые дают 5 параметров траектории и их ошибки, что позволяет начать реконструкцию с высокой эффективностью и надежностью. В online-режиме зёрна определяются триггером 1-го уровня (Level-1 Trigger).

Алгоритм реконструкции в HLT использует зёрна кандидатов в мюоны, которые были найдены в L1-триггере. Эти зёрна определяют в мюонной системе область интереса, в которой проводится локальная реконструкция. Для offline-реконструкции разработан другой специальный алгоритм генерации зёрен, который проводит локальную реконструкцию во всей мюонной системе и затем использует полученные в CSC и DT сегменты в качестве иницилирующих зёрен. Схематично online и offline-режимы реконструкции изображены на рис. 9.

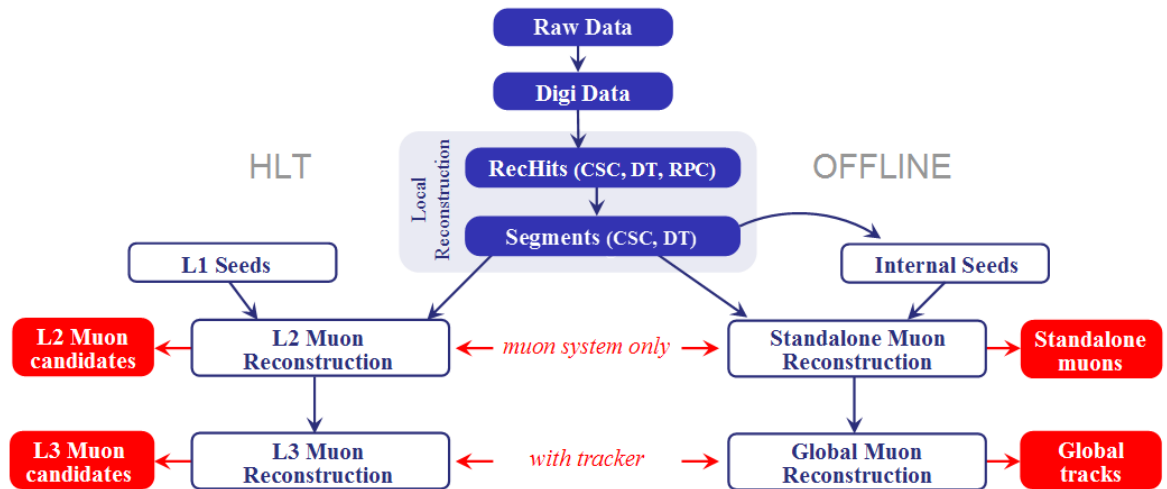


Рис. 9. Этапы мюонной реконструкции в online- и offline-режимах

Реконструкция мюона в offline-режиме производится в три этапа :

- **Локальная**

Реконструкция трека в мюонной системе начинается с реконструкции одномерных хитов в ячейках дрейфовых камер (DTRecHit1D), двумерных хитов в плоскостях катодно-стриповых камер (CSCRecHit2D) и одномерных хитов в RPC (RPCRecHit). По этим хитам восстанавливается рисунок сигнала, и реконструируются сегменты трека (DT and CSC segments).

- **Standalone**

На этом этапе из сегментов формируется зерно, которое содержит оценочные данные о направлении и импульсе мюона. Далее производится непосредственное фитирование трека с использованием сегментов и хитов из CSC, DT и RPC, осуществляется привязка к вершине. В результате реконструируется так называемый standalone мюон — трек мюона по данным из мюонной системы (без трекера).

Параллельно производится реконструкция в трекаре, создается коллекция траекторий.

- **Глобальная**

Наконец, standalone-мюон сопоставляется с подходящей траекторией из трекара, и реконструируется global-мюон — трек мюона с использованием всей измеренной на CMS информации.

3.3 Триггер

Подавляющее большинство событий на адронном коллайдере не представляет физического интереса и может быть отброшено. Для этого специальным триггером осуществляется online-отбор событий, и на offline-обработку попадают только отфильтрованные события. Дальнейший offline-анализ целиком зависит от того, было событие отобрано триггером или нет, т.е. от эффективности триггерования.

На CMS каждое событие проходит последовательно 3 уровня Триггера — L1, L2, L3. Решение уровня L1 принимается каждым субдетектором на уровне аппаратуры, а уровни L2 и L3 являются уже программными алгоритмами, работающими на компьютерной online-ферме, и составляют Триггер высокого уровня (High Level Trigger, HLT). Некоторые важные моменты, касающиеся Триггера CMS:

- рассматривает только те события, которые прошли триггер первого уровня L1;

- для отбора на запись каждое событие реконструируется в режиме «реального времени» специальной вычислительной фермой, состоящей из 2000 компьютеров; сохраненное на носитель событие занимает около 2 Мб памяти;
- прохождение потока событий через уровни триггера: $13 \text{ МГц} \rightarrow \text{L1} \rightarrow 50 \text{ кГц} \rightarrow \text{HLT} \rightarrow 150 \text{ Гц}$;
- около 200 триггерных путей для отбора различных процессов с максимальной возможной эффективностью;
- реконструкция:
 - начальные параметры (зерна частиц, seeds) — из L1;
 - алгоритмы — как можно ближе к offline;
 - «региональная» реконструкция (экономия CPU-мощностей);

Для примера рассмотрим HLT-реконструкцию мюонов:

- L2:
 - L1-зерна: максимум 4 L1-мюона на событие, информация о p_T , заряде, ϕ , θ ;
 - по сегментам из мюонной системы и кластерам из калориметров строятся standalone-мюоны;
 - накладываются обрезания по p_T , изоляции в калориметрах;
- L3:
 - используются standalone-мюоны как зерна;
 - производится глобальная региональная реконструкция мюонов, подключающая соответствующие области трекера;
 - осуществляется финальное фитирование мюонного трека (доступны несколько алгоритмов фитирования, выбор определяется параметром muonHitOption: 1, 2 или 3);
 - накладываются обрезания по p_T , m_{inv} , изоляции в трекаре.

В offline-режиме отобранные события могут быть реконструированы более детально. При этом используется другой механизм определения начальных значений трека на уровне L1, также несколько отличаются алгоритмы реконструкции на уровнях L2 и L3. При этом реконструкция проводится во всем детекторе, а не только в его избранных частях.

3.4 Моделирование

До запуска ускорителя анализ возможностей детектора ведется на смоделированных данных. Симуляция событий, идентичных «реальным», производится в несколько этапов:

- 1) с помощью специальных пакетов программ (PYTHIA, JetRad) генерируются события, содержащие полную информацию о всех участвующих частицах;
- 2) осуществляется моделирование того, как эти частицы проходят через детектор, какие процессы сопровождают прохождение: потери энергии, вторичное излучение и т. д. (GEANT4);
- 3) осуществляется симуляция отклика аппаратуры («дигидизация»); полученные данные и представляют собой смоделированные сигналы с детектора, формат которых полностью соответствует «реальным» данным.

Симуляция событий позволяет еще до получения первых данных оценить такие характеристики детектора как разрешение и эффективность, выявить ошибки в коде программ обработки и т. д. На рис. 10 приведен пример того, как симуляция прохождения мюонного и пионного пучков через детектор соотносится с реальными данными (тесты на модели CMS, 2004 г.).

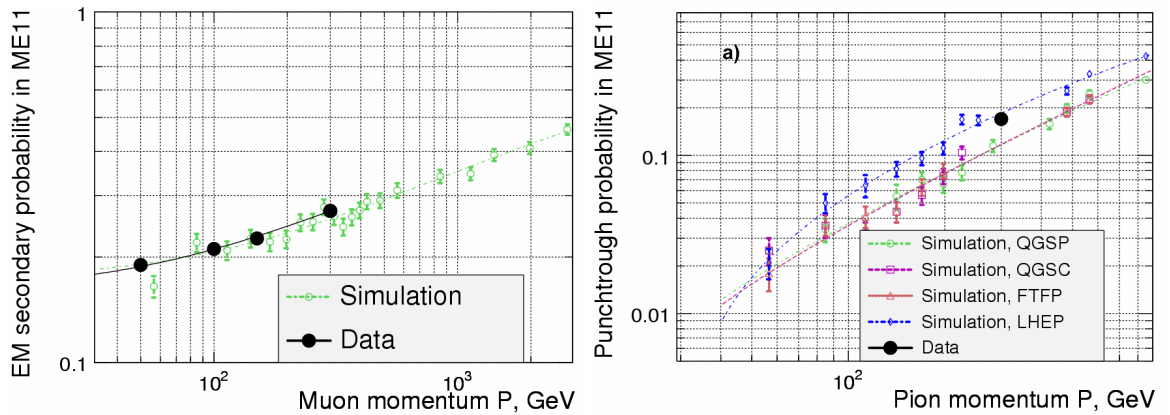


Рис. 10. Вероятность вторичного излучения в мюонных камерах ME11: сравнение симуляции с реальными данными (слева: данные теста на мюонном пучке, справа — на пионном пучке)[2]

4 Оценка возможностей CMS по регистрации мюонов

Летом 2006-го года в CMS произошел переход со старого программного обеспечения на новую среду CMSSW. Ранее исследования проводились следующим образом: генерация событий (PYTHIA), симуляция прохождения частиц через детектор (пакет OSCAR), затем дигидизация сигналов и реконструкция (пакет ORCA). Теперь же все действия, начиная от генерации и кончая анализом реконструированных событий, производятся через единый интерфейс, который предоставляется пакетом CMSSW. Переход на новое программное обеспечение сопровождался уточнением физических характеристик детектора, изменением в алгоритмах реконструкции и т. д. Учитывались данные, полученные во время тестирования детектора на космических мюонах (тесты MTCC летом 2006 г., MTCC-2 зимой 2007 г.). В связи с этим исследование возможностей CMS по регистрации мюонов нужно было провести в новой среде CMSSW. Результаты сравнивались с полученными ранее на старом программном обеспечении.

В данной работе произведена оценка качества реконструкции мюонов на базе процесса Дрелла-Яна и на распадах $Z' \rightarrow \mu\mu$. Исследованы эффективность мюонного триггера, разрешение, оценено влияние на них невыровненности детектора («алайнмента»), проведено сравнение со старыми данными (OSCAR и ORCA)³.

³ Результаты исследований эффективности, разрешения и проч., полученные в OSCAR и ORCA, можно найти в PhTDR-2006 [2] и в работе [5]

4.1 Эффективность мюонного триггера

Для исследования эффективности был сгенерирован набор файлов с событиями процесса Дрелла-Яна, просимулировано прохождение частиц через детектор и просимулирован отклик детектора. Далее события пропускались через реконструкцию в режимах offline и online. В online-режиме (триггер) отбирались события, прошедшие хотя бы один из четырех триггерных путей: SingleMuIso и SingleMuNoIso — одиночные мюоны с изоляцией в калориметре и без нее, DoubleMuIso и DoubleMuNoIso — мюонные пары (с изоляцией и без).

Событие считалось прошедшим триггер, если оно реконструировалось на всех уровнях триггера и прошло фильтры. На рисунке 11, (левый) показаны эффективности триггера для четырех рассмотренных путей в области масс мюонной пары от 100 ГэВ/с² до 3 ТэВ/с². Как можно видеть, вероятность зарегистрировать хотя бы один мюон из двух высока (порядка 97%) во всем диапазоне масс, в то время как эффективность регистрации мюонных пар значительно меньше и падает с возрастанием массы (80% в области 3 ТэВ). Таким образом, наибольший вклад в суммарную эффективность вносит регистрация одиночных мюонов.

Триггер CMS, как описывалось ранее в разделе 3, состоит из триггера первого уровня (L1) и триггера высокого уровня (HLT), который обрабатывает только те события, которые прошли L1. Рассмотрим более подробно уровни мюонного триггера. На рис. 11 справа показаны эффективности L1, HLT и offline. Как естественно ожидалось, часть событий (несколько процентов), пройдя L1, не прошла HLT. Вопрос о том, на каких именно уровнях HLT события отбрасывались, был исследован более детально и обсуждается ни-

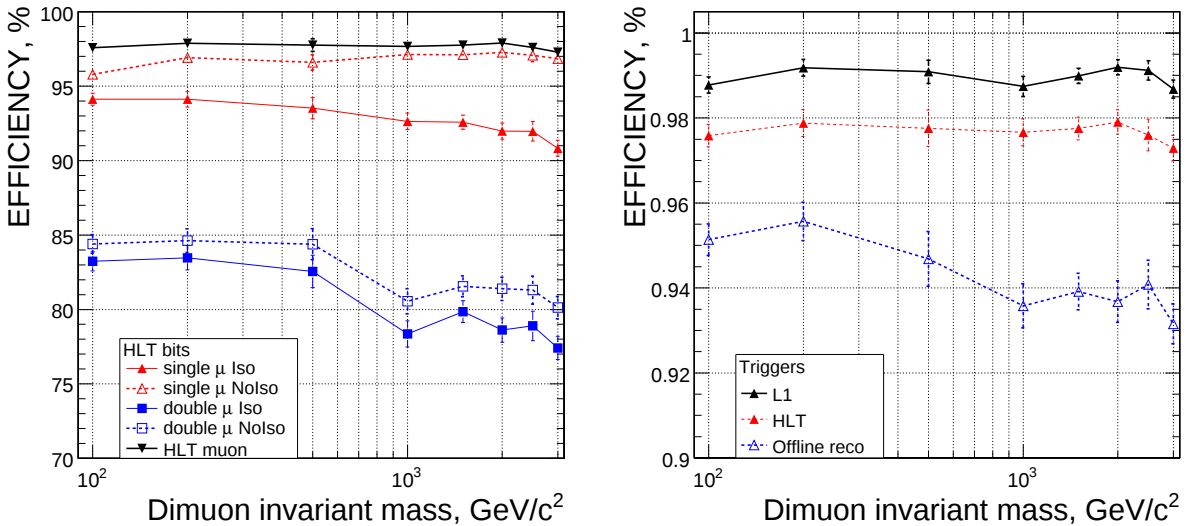


Рис. 11. Эффективности триггера для путей SingleMuIso, SingleMuNoIso, DoubleMuIso и DoubleMuNoIso (слева); эффективности L1, HLT и offline (справа)

же.

HLT подразделен на уровни L2 и L3. На уровне L2 программа реконструкции восстанавливает треки по данным мюонных камер и вершине, на уровне L3 реконструктор перестраивает трек по данным L2 с учетом информации из трекера. После каждого уровня стоит фильтр, в котором накладываются обрезания по p_T , η , числу хитов в камерах и проч. Таким образом, событие может быть отброшено в двух случаях: а) по каким-то причинам на данном этапе реконструктор не может восстановить трек (треки); б) реконструированный мюон (мюонная пара) отбрасывается фильтром и не переходит на следующий уровень реконструкции.

На рис. 12 слева показано падение эффективности триггера от уровня к уровню для одиночных мюонов и мюонных пар (пути SingleMuNoIso DoubleMuNoIso). Для одиночных мюонов эффективность довольно высокая (регистрируется хотя бы один мюон из двух сигнальных), для пар же доля прошедших триггер событий существенно ниже. Рассмотрим случай мюонных пар подробнее и выясним, на каких этапах триггера события теряются (рис. 12, справа). Триггерный путь мюонных пар DoubleMuNoIso состоит из следующих модулей:

L1: 11muonreco $\rightarrow$ DiMuonNoIsoLevel1Seed $\rightarrow$ DiMuonNoIsoL1Filtered $\rightarrow$

L2: 12muonreco $\rightarrow$ DiMuonNoIsoL2PreFiltered $\rightarrow$

L3: 13muonreco $\rightarrow$ DiMuonNoIsoL3PreFiltered

В фильтрах предусмотрены несколько обрезаний, прежде всего по числу кандидатов

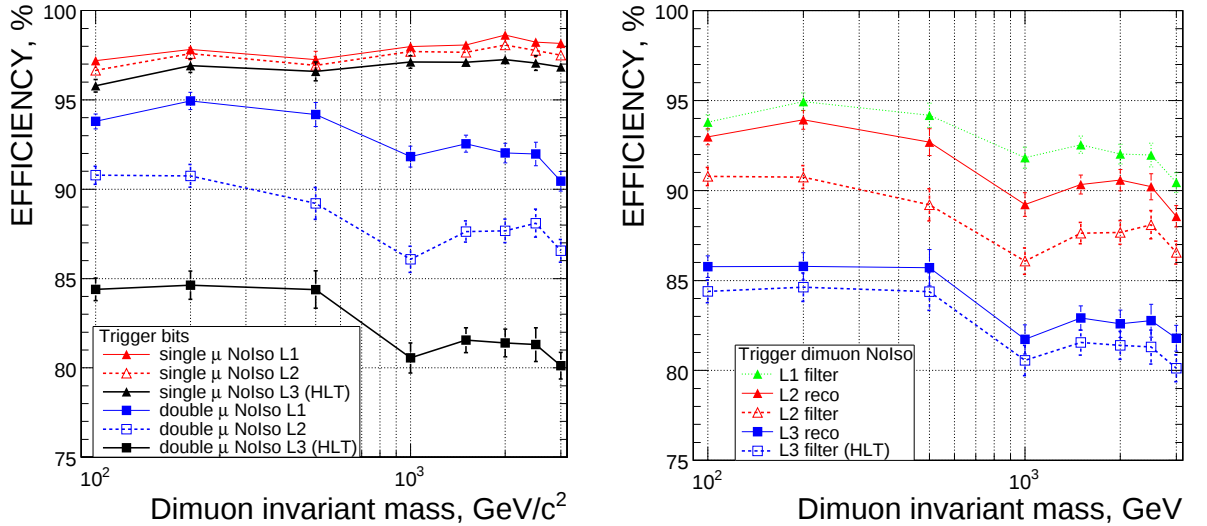


Рис. 12. Падение эффективности по мере прохождения уровней триггера для путей SingleMuNoIso и DoubleMuNoIso Сплошными линиями для L2 и L3 выделены этапы после реконструкции, но до фильтрования (слева); падение эффективности в пути DoubleMuNoIso (справа)

($n < 2$), затем по псевдобыстроте ($|\eta| > 2.5$), по числу реконструированных точек в камерах ($N < 4$), по параметру реконструкции вершины ($d0$) и, наконец, по поперечному импульсу ($p_T < 3$ ГэВ).

В табл. 2 для всех уровней триггера показаны потери эффективности на каждом этапе, когда события проходят последовательно реконструкцию и последующие обрезания фильтра (данные по 10000 событий в области масс Z от 2,0 до 2,4 ТэВ).

Таблица 2. Прохождение событий через триггер по пути DoubleMuNoIso в области энергии 2 ТэВ, потери указаны в %

Уровень	рек. трек	$ \eta > 2,5$	мало измерений	рек. вершина	$p_T < 3$ ГэВ	прошел
L1					≈ -8	91,7
L2	-1,5	-1,2	-0,0	-0,0	-2,5	87,3
L3	-4,8	-0,0	-0,0	-2,2	-0,3	81,3

На уровне L1 происходит первичный отбор кандидатов в мюоны и весьма приблизительная оценка поперечного импульса и других параметров. Неэффективность на этом этапе ($\approx -8\%$) в основном связана с обрезанием по p_T , так как оценка p_T для мюонов больших энергий (> 1 ТэВ) часто сильно занижена. Далее, в процессе L2–реконструкции, не все треки реконструируются корректно и могут быть правильно продолжены до вершины взаимодействия. Часть таких треков отбрасывается самим реконструктором, но значительная часть проходит реконструкцию, однако импульс в вершине приписывается равным нулю и псевдобыстрота η , ϕ и заряд принимают некорректные значения. Такие события обрезаются фильтром по η и далее фильтром по p_T .

В реконструкции уровня L3 для каждого L2–мюона производится поиск подходящего трека из коллекции в некоторой области трека. Оказывается, что часто таких треков просто нет, что может быть вызвано неправильной «пристрелкой» мюона к трекеру, большой загрузкой трека событиями или же ошибками в коде реконструктора. Проблема неоднократно обсуждалась и должна быть решена в следующих версиях CMSSW. Если коллекция треков найдена, программа выбирает из них наилучший вариант фитирования с L2–мюоном и создает L3-кандидата, который далее проходит ряд фильтров и становится «глобальным» мюоном. Если в нашем случае (DoubleMuNoIso) на этой стадии есть 2 «глобальных» мюона, то событие считается прошедшим триггер по пути DoubleMuNoIso ($\approx 81\%$ событий).

Проводя сравнение полученных для димюонов значений эффективности с результатами старого программного обеспечения (см. [5]), можно видеть её значительное падение в этой области масс (ранее было $90 \div 85\%$).

Влияние алайнмента на эффективность

Под «алайнментом» понимается совокупность данных о «невыворненности» различных частей детектора относительно друг друга. Эти данные будут накапливаться по мере роста интегральной светимости, позволяя путем внесения корректировок в реконструкцию улучшить разрешение и другие характеристики регистрации частиц.

Сейчас, до запуска LHC, оценки разрешения, эффективности реконструкции и т. д. производятся на смоделированных геометриях (так называемые «сценарии алайнмента»): «идеальная» геометрия, когда сдвигов в детекторе нет, «сценарий 10 пкбн^{-1} » (по самым первым данным с детектора), и «сценарий 100 пкбн^{-1} » (по более полной статистике).

Для каждого из этих сценариев произведена оценка эффективности триггера на событиях распада $Z' \rightarrow \mu\mu$ в области масс $1 \div 3 \text{ ТэВ}$ (рис. 13). Видно, что отклонение алайнмента от «идеального» заметного влияния на эффективность не оказывает. То же самое наблюдалось ранее в OSCAR и ORCA (см. [5]).

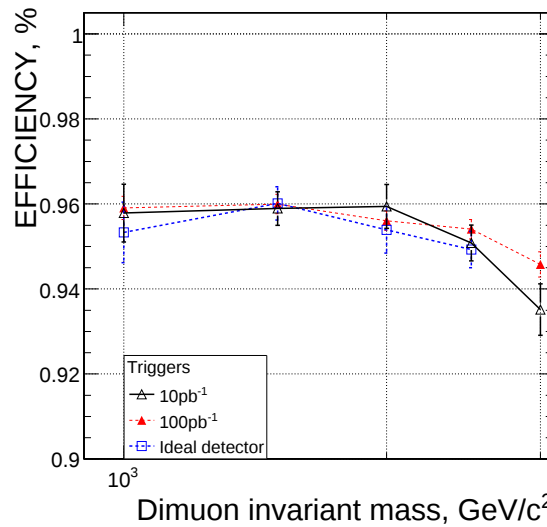


Рис. 13. Эффективность реконструкции мюонных пар в событиях $Z' \rightarrow \mu\mu$ для разных сценариев алайнмента («идеальный», «10 пкбн⁻¹» и «100 пкбн⁻¹»)

4.2 Разрешение

Анализ разрешения мюонных пар проводился на событиях процесса Дрелла-Яна и событиях распада Z' . Для Z' помимо «идеальной» геометрии рассматривались сценарии 10 пкб^{-1} и 100 пкб^{-1} . Результаты приведены на рис. 15.

На разрешение мюонов оказывают влияние следующие факторы:

- **Точность детектирующей системы.** На CMS для CSC и DT камер точность составляет $\approx 200 \text{ мкм}$, для трекара $10 - 50 \text{ мкм}$. Как можно видеть, это достаточно точные системы, и их внутреннее разрешение не вносит заметного вклада в ошибку.
- **Алайнмент детектора.** Сдвиги частей детектора относительно друг друга могут достигать довольно больших значений (вплоть до нескольких см), что оказывает заметное влияние на точность реконструкции. Поэтому накопление данных о сдвигах и внесение соответствующих поправок в реконструкцию является очень важной задачей.
- **Алгоритмы реконструкции.** Существует несколько алгоритмов фитирования траекторий мюонов, но отличия в них влияют чаще всего на эффективность реконструкции, на разрешение влияние обычно незначительное.
- **Физические факторы.** Наконец, сильное влияние на разрешение оказывают процессы, которые сопровождают мюон по мере его движения через детектор:
 - *Область масс до нескольких сот ГэВ.* При этих энергиях ионизация преобладает над остальными энергетическими потерями (см. рис 14 левый). Ионизаци-

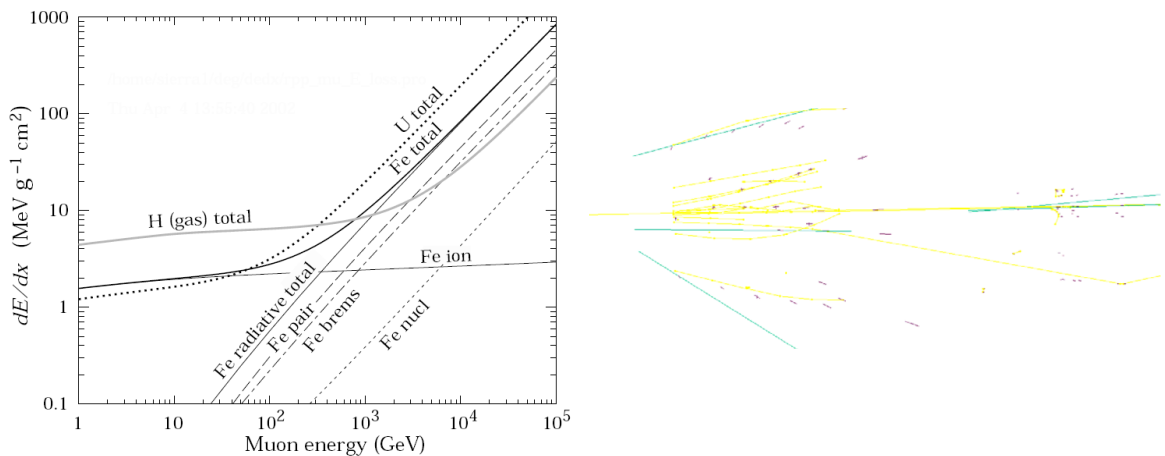


Рис. 14. Потери энергии при прохождении мюона через водород H (газ), железо Fe и уран U (слева)[6]; регистрация в мюонных камерах мюона и ливня, вызванного его вторичным излучением (справа; смоделировано Дж. Пиварским)

онные потери незначительные ($\approx 2 \text{ МэВ/см}$ в железе, $\approx 5 \text{ МэВ/см}$ в газе).

- *Область масс $> 500 \text{ ГэВ}$.* При повышении энергии мюона начинают доминировать радиационные потери за счет процессов рождения пар e^+e^- и жестких γ -квантов в поле ядер материи (см. тот же рис.). Рожденные вторичные частицы могут породить ливень, который дает сильный шум в мюонных камерах, ухудшая при этом качество реконструкции вплоть до полной невозможности реконструировать трек. На рис. 14, правом показана визуализация такого события в мюонных камерах, где сплошные линии — симулированные треки мюона и частиц индуцированного им ливня, короткие отрезки — реконструированные сегменты.
- *Изгиб траектории в магнитном поле.* При больших энергиях мюона магнитное поле все менее заметно закручивает его траекторию, а именно по изгибу траектории определяется поперечный импульс p_T . Поэтому в области высоких энергий ($> 1 \text{ ТэВ}$) этот фактор начинает вносить заметный вклад в ухудшение разрешения.

Как видно из рис. 15, в случае «идеальной» геометрии хорошее разрешение получается во всем исследованном диапазоне масс (1% в области $100 \text{ ГэВ}/c^2$ и $\approx 6\%$ в районе $3 \text{ ТэВ}/c^2$). Его постепенное ухудшение с ростом энергии объясняется эффектами, описанными выше.

При наложении сценариев «невыворачиваемости» для первой фазы работы ускорителя (10 пкб^{-1} и 100 пкб^{-1}) разрешения ухудшается значительно, однако по мере набора

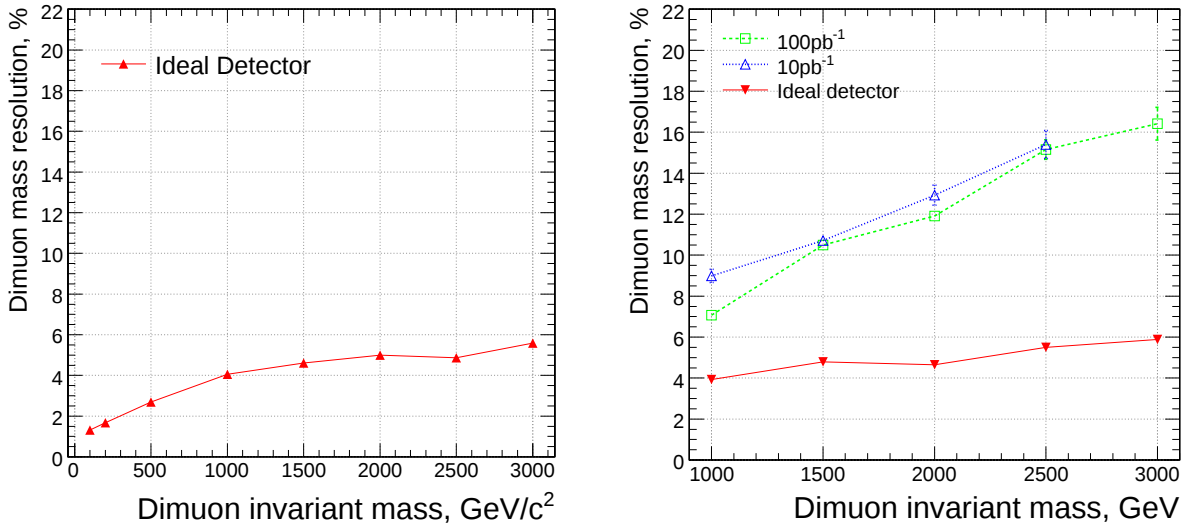


Рис. 15. Разрешение реконструкции димюонов из процесса Дрелла-Яна (слева) и распадов Z' (справа). Для Z' помимо «идеального» алайнмента показаны сценарии 10 пкб^{-1} и 100 пкб^{-1}

статистики оно будет приближаться к «идеальному».

На рис. 16 для некоторых энергий приведены распределения по инвариантным массам мюонной пары в процессе Дрелла-Яна, на рис. 17 показаны соответствующие этим энергиям разрешения.

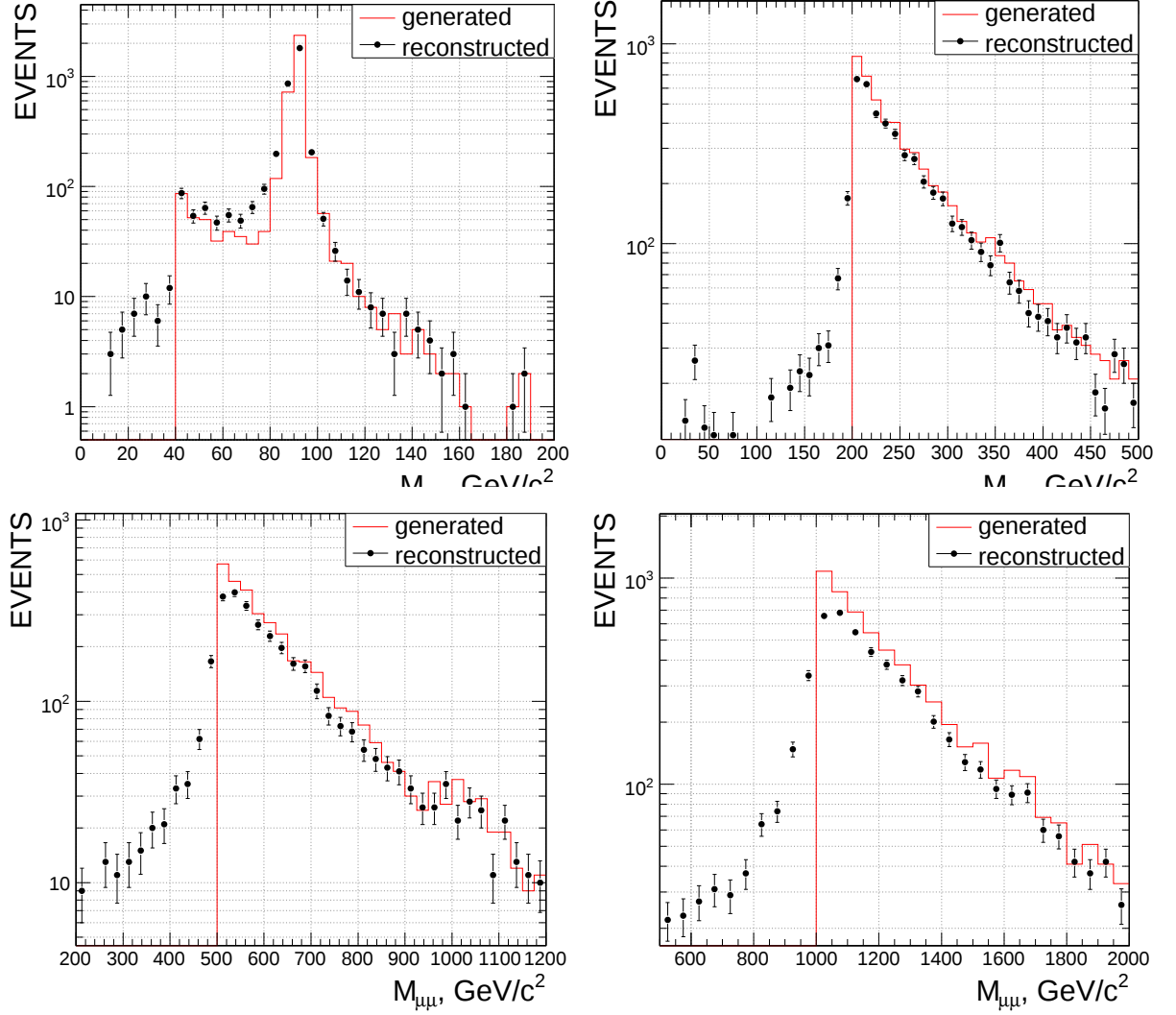


Рис. 16. Сгенерированный и реконструированный спектры по инвариантной массе для процесса Дрелла-Яна с обрезаниями 40, 200, 500 и 1000 $\text{ГэВ}/c^2$. Рассматривается сценарий «идеального» алайнмента.

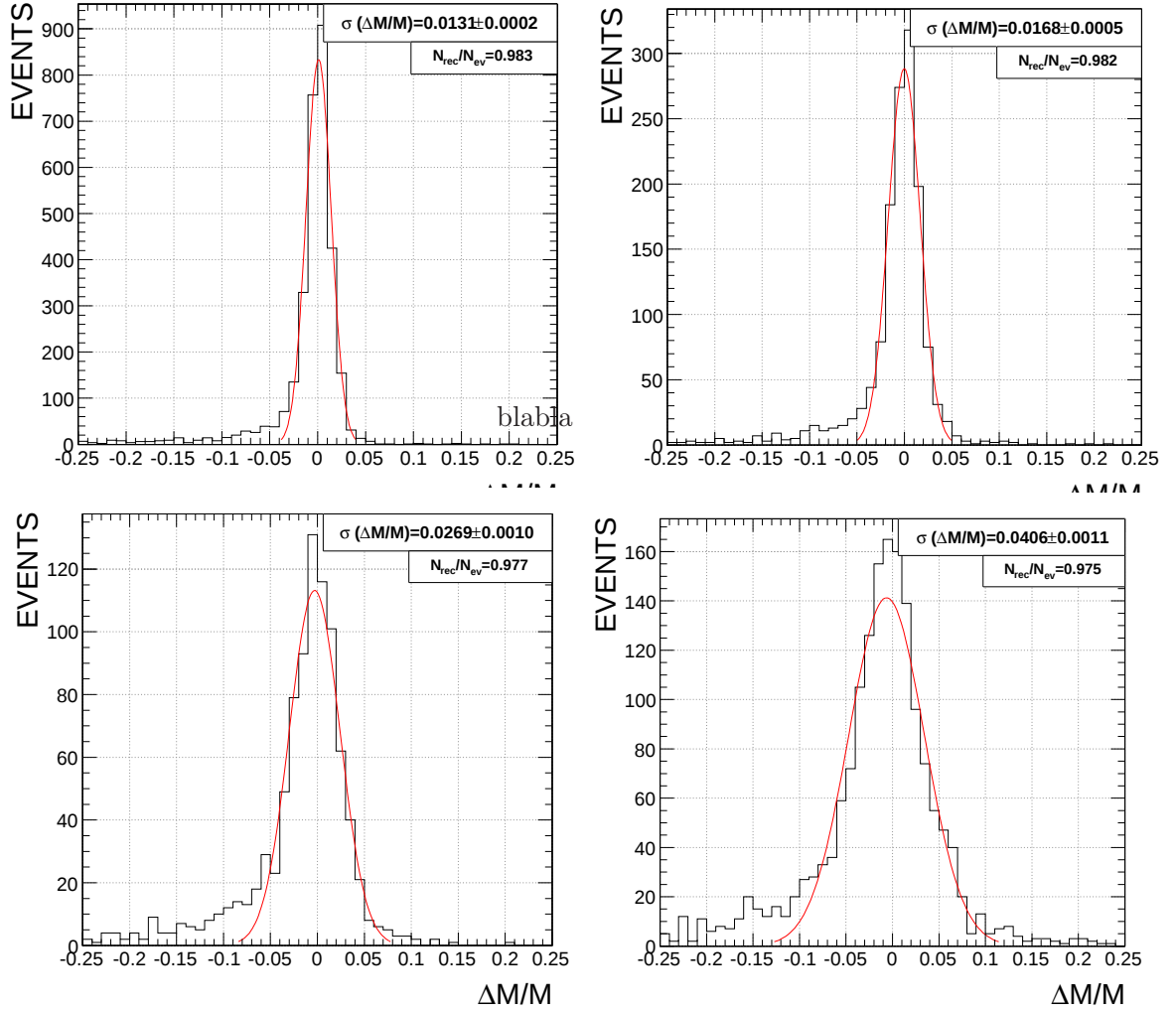


Рис. 17. Разрешение по инвариантной массе для процесса Дрелла-Яна с обрезаниями 40, 200, 500 и 1000 ГэВ/с². Рассматривается сценарий «идеального» алайнмента.

5 Заключение

В данной работе было показано следующее:

- эффективность триггера для димюонных событий составляет $\approx 98\%$ во всем диапазоне масс $100 \div 3000$ ГэВ;
- эффективность не зависит от невыровненности (алайнмента) детектора;
- потери эффективности регистрации мюонов связаны с ошибочными оценками параметров траекторий в алгоритмах триггера, что вызвано как физическими факторами (ливни в камерах), так и недоработками в коде реконструкции;
- оценено разрешение по инвариантной массе для offline, в отсутствие невыровненности разрешение составляет $\approx 1,7\%$ для 100 ГэВ, $\approx 6\%$ для 3 ТэВ;
- ухудшение разрешения с ростом энергии мюона связано с а) недостаточной искривленностью траектории магнитным полем для оценки p_T ; б) вторичное излучение высокоэнергетичного мюона может вызвать ливень, дающий сильный шум в камерах;
- при моделировании наложения сценариев невыровненности разрешение ухудшается в несколько раз ($\approx 16\%$ в области 3 ТэВ для первых месяцев работы CMS).

Данная работа внесла свой вклад в изучение возможностей детектора CMS в области физики тяжелых димюонов, результаты вошли в статью [1]. Данные по триггерной эффективности и разрешению мюонных пар позволяют говорить о том, что стоящие перед проектом CMS задачи в области димюонной физики будут с успехом выполнены. В зависимости от модельных параметров теоретические предсказания могут быть проверены вплоть до массового масштаба порядка 5 ТэВ/ c^2 .

Исследование возможностей детектора продолжается. Вполне оправданной кажется надежда, что накопленные за годы работы детектора данные приведут к существенному расширению наших знаний об устройстве Природы.

Список литературы

- [1] *I. Altsybeev, etc.*, "Search for New High-Mass Resonances Decaying to Muon Pairs in the CMS Experiment" , CMS NOTE-2007/038
- [2] *CMS Collaboration*, CMS Physics Technical Design Report v.I: Detector performance and software, CERN-LHCC-2006-001, 2 February 2006; *CMS Collaboration*, CMS Physics Technical Design Report Volume II: Physics Performance, CERN-LHCC-2006-021, 26 June 2006
- [3] *Голутвин И.А., Пальчик В.В., Савина М.В., Шматов С.В.* «Поиск новых нейтральных калибровочных бозонов на ЛHC» , Препринт ОИЯИ Р2-2005-78 (2005), Ядерная физика 70 (2007) 61
- [4] *H. Davoudiasl, J.L. Hewett, and T.G. Rizzo*, "Experimental Probes of Localized Gravity: On and Off the Wall" , *Phys. Rev. D* 63 (2001) 075004, hep-ph/0006041
- [5] *I. Belotelov, I. Golutvin, A. Lanyov, V. Palichik, E. Rogalev, M. Savina, S. Shmatov, P. Traczyk, G. Wrochna*, "Search for Randall-Sundrum Graviton Decay into Muon Pairs" , CMS NOTE-2006/104
- [6] *Particle DataGroup*, REVIEW OF PARTICLE PHYSICS, 2006.
<http://durpdg.dur.ac.uk/lbl/>
- [7] Официальный сайт эксперимента CMS:
<http://cms.cern.ch/indexnoflash.html>
- [8] TWiki-страница CMS (описания, руководства для пользователя и т.д.):
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/WebHome>