
СОФИЙСКИ УНИВЕРСИТЕТ
„СВ. КЛИМЕНТ ОХРИДСКИ“
ФИЗИЧЕСКИ ФАКУЛТЕТ
КАТЕДРА „АТОМНА ФИЗИКА“

Румяна Милева Хаджийска

ИЗСЛЕДВАНИЯ НА СЪБИТИЯ
С ДВА МЮОНА В КРАЙНОТО СЪСТОЯНИЕ
С ДЕТЕКТОРА CMS

Научна специалност 01.03.05
„Физика на елементарните частици и високите енергии“

ДИСЕРТАЦИЯ
за получаване на образователна и научна степен
„доктор“

Научен ръководител: доц. д-р Леандър Литов

София, 2014 г.

Съдържание

1 Увод	7
1.1 Стандартен модел на елементарните частици	7
1.2 Теории извън Стандартния модел	11
2 Големият адронен колайдер LHC	15
2.1 Параметри на LHC	18
2.2 Светимост на LHC	18
2.3 Заключение	19
3 Експериментът CMS	21
3.1 Детекторът CMS	21
3.1.1 Свръхпроводящия соленоидален магнит	23
3.1.2 Вътрешен треков детектор	23
3.1.3 Електромагнитен калориметър	26
3.1.4 Адронен калориметър	27
3.2 Мюонна система	29
3.2.1 Дрейфови тръби (DT)	31
3.2.2 Катодни стрипови камери (CSC)	32
3.2.3 Камери със съпротивителни плоскости (RPC)	34
3.3 Заключение	36
4 Камери със съпротивителна плоскост	37
4.1 Принцип на действие	37
4.2 Индуциране на сигнал върху електродите	40
4.3 Видове камери със съпротивителни плоскости	40
4.4 Камери със съпротивителна плоскост, използвани на CMS	41
4.5 Заключение	42
5 Тригер на CMS	43
5.1 Изисквания към тригърната система на CMS	43
5.2 Тригер от първо ниво - L1	44
5.2.1 L1 мюонен тригер	45
5.2.2 Тригер на RPC - PACT	46
5.3 Заключение	46

6 Реконструирани мюони	49
6.1 Реконструкция на мюони и видове мюонни трекове	49
6.2 Определяне на импулса на мюоните	50
6.3 Често използвани тригерни реализации	52
6.4 МК данни и класификация на мюоните в тях	53
6.5 Идентификация на мюоните	54
6.6 Кинематични разпределения на мюоните	55
6.6.1 Събития, преминали ZB тригер	55
6.6.2 Събития, преминали SM тригер	57
6.7 Изолация	57
6.8 Ефективност на реконструкцията и идентификацията на мюони	59
6.8.1 Методът T&P	60
6.8.2 Ефективност за реконструкция във вътрешния треков детектор	60
6.8.3 Ефективност на реконструкция и идентификация	60
6.8.4 Ефективност на алгоритмите за изолация	61
6.8.5 Определяне на тригърната ефективност	62
6.9 Заключение	63
7 Работа на системата от RPC на CMS при набор на данни	65
7.1 Стабилност на системата RPC	65
7.1.1 Ефективност на камерите	65
7.1.2 Определяне на оптимално работно напрежение на камерите . .	67
7.1.3 Стабилност на детектора	69
7.1.4 Ток	70
7.1.5 Честота на сработване на сигналните електроди и шум	72
7.2 Експресен анализ и одобрение на данни	74
7.2.1 Синхронизация и асоцииране по бънч-кросинг	75
7.2.2 Заселване	75
7.2.3 Множественост	76
7.2.4 Размер на клъстерите	79
7.2.5 Щялост на данните	80
7.2.6 Одобрение и сертифициране на данните	80
7.3 Заключение	80
8 Моделиране на системата от RPC на CMS	83
8.1 Софтуер на експеримента CMS	83
8.2 МК моделиране на RPC системата на CMS	84
8.2.1 Основни МК параметри на системата от RPC и периоди на валидност	85
8.2.2 Стъпки при МК моделирането на отклика на системата от RPC	87
8.3 Валидиране на МК модела	92
8.3.1 Валидиране на моделираните параметри	92
8.3.2 Валидиране на МК данните	95
8.4 Валидиране на софтуерни версии и данни от централната МК продукция на CMS	95
8.5 Заключение	97

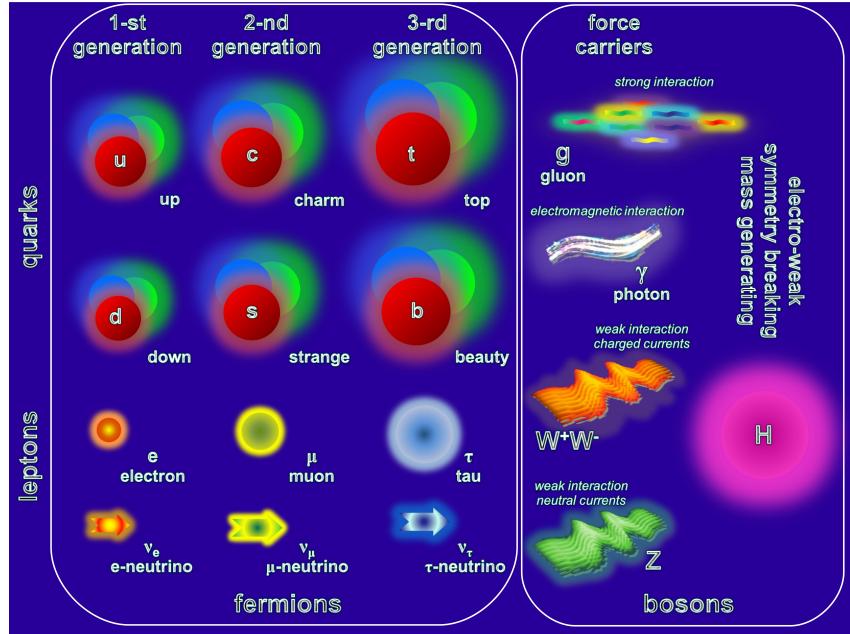
9 В търсене на тежки двумюонни резонанси	99
9.1 Разпади на тежки резонанси до два мюона в крайното състояние	99
9.2 Стратегия за търсене на тежки неутрални бозони	100
9.3 Подбор на събития	101
9.3.1 Подбор на мюони	103
9.3.2 Подбор на двойки мюони	105
9.4 Обща ефективност за реконструкция и идентификация на мюоните .	107
9.5 Използвани МК данни	109
9.6 Анализ на фоновите процеси от СМ	110
9.6.1 Дрел-Ян процеси	111
9.6.2 Раждане на двойки $t\bar{t}$, двубозонни събития и погрешно идентифицирани лептони	111
9.6.3 Принос от космични събития	114
9.7 Резултати	114
9.7.1 Тежки векторни бозони и Калуца-крайн възбуджания на гравитона - граници на изключване	114
9.7.2 Тензорни взаимодействия	116
9.8 Заключение	117
10 Научни приноси	123
11 Благодарности	127
12 Приложение А	137
12.1 Входни параметри на Pythia	137
13 Приложение Б	141
13.1 Статистически анализ	141
13.2 Моделиране на сигнала и фона	141
13.2.1 Моделиране на сигнала	142
13.2.2 Моделиране на фона	142
13.3 Функция на правдоподобие	143
13.3.1 Параметри на интерес	143
13.3.2 Комбинирана функция на правдоподобие	143
13.4 Систематични неопределеноности	144
13.4.1 Сила на сигнала	145
13.4.2 Фон	145
13.4.3 Масов мащаб	146
13.5 Горни граници	146
13.5.1 Наблюдаеми стойности	146
13.5.2 Очаквани стойности	147
13.6 Граници на изключване	147
13.7 Значимост на резултата	147
13.7.1 Асимптотична значимост	148
13.7.2 Комбиниране на данни, набирани при различна енергия на настремните спнопове	148

1 Увод

1.1 Стандартен модел на елементарните частици

Стандартният модел на елементарните частици (СМ) [1, 2] описва взаимодействието на съставните части на материята. В рамките на СМ, материята е изградена от 12 фундаментални частици със спин $\frac{1}{2}$ - фермиони, които могат да бъдат обединени в три поколения (виж. фигура 1.1). Фундаменталните фермиони са лептоните и кварките. Съществуват три лептона с електрически заряд (-1) - електрон (e), мюон (μ) и тау лептон (τ) и три електрически неутрални лептона - електронно (ν_e), мюонно (ν_μ) и тау (ν_τ) неутрини. Кварките се разделят на два типа - горни и долни. Към горния тип кварки спадат горен (u - up), чаровен (c - charm) и върховен (t - top) кварк, които носят електрически заряд $(+\frac{2}{3})$. Долният тип кварки имат електрически заряд $(-\frac{1}{2})$ и към тях спадат долен (d - down), странен (s - strange) и красив (b - beauty) кварк. Всяко едно поколение включва по един долен и един горен кварк и по един електрически зареден и един електрически неутрален лептон. Кварките участват в силните, слабите и електромагнитните взаимодействия. Силното взаимодействие се описва от Квантовата хромодинамика (КХД) [3, 4]. КХД е квантово полева теория, която използва неабелева калибровъчна група $SU(3)_C$, където индексът C означава, че преобразованията на групата $SU(3)$ действат върху цветните състояния на кварките. В рамките на КХД кварките имат по три цвята, като взаимодействията между тях са пренасят от осем безмасови калибровъчни бозона - глуони. В следствие на неабелевия характер на калибровъчната група, глуоните също притежават цветен заряд и могат да взаимодействват помежду си. По тази причина константата на силното взаимодействие е по-малка при големи предадени импулси и е по-голяма при малки предадени импулси. Това е причината, поради която кварките не се срещат свободно в природата (т.н. кварков затвор), но образуват безцветни композитни състояния - мезони (състояние кварк-антикварк) и бариони (състояние от три кварка). Мезоните и барионите носят общото название адрони. В типичните протон-протонни взаимодействия при високи енергии, кварките получават достатъчно висок импулс. При опит за „раздалечаване“ на кварките от един адрон, енергията на връзката между тях е достатъчна за раждане на нова (нови) двойка (двойки) кварк-антикварк. Характерно за силните взаимодействия е така наречената „асимптотична свобода“, което означава, че при много малки разстояния, интензитетът на взаимодействия между кварките и глуоните е много малък, което е причина за възникване на ново състояние на материята - т.н. кварк-глуонна плазма.

Заредените лепtonи участват в електромагнитните и слабите взаимодействия, а неутрината - в слабите. Оказва се, че слабите взаимодействия не могат да бъдат раз-



Фигура 1.1: Стандартен модел на елементарните частици.

глеждани независимо от електромагнитните, което налага използването на модел, обединяващ двета типа взаимодействия. Електрослабите взаимодействия се описват от модела на Глешоу-Вайнберг-Салам [5, 6, 7]. Моделът използва калибровъчна теория с група на симетрия $SU(2)_L \times U(1)_Y$, с калибровъчни бозони W_μ^n , $n = 1, 2, 3$ за $SU(2)$ и B_μ за $U(1)$ и константи на взаимодействие g и g' . Под действието на групата $SU(2)_L$ левите фермийонни полета от i -то поколение $\psi_i = \begin{pmatrix} \nu_i \\ u_i \\ d_i \end{pmatrix}$ се преобразуват като дублети, където с $d'_i \equiv \sum_j V_{ij} d_j$ е отразено смесването между долните кварки от различните поколения, а V е матрицата на Кабибо-Кобаяши-Маскава, която параметризира смесването на кварките. Под действието на групата $SU(2)_L$ десните фермийонни полета се преобразуват като синглети.

Нарушаването на симетрията на електрослабата група и запазването на инвариантността на лагранжиана се постига посредством т.н. Механизъм на Брут-Енглерт-Хигс (Brout–Englert–Higgs mechanism) [8, 9] чрез добавяне на скаларно комплексно поле ϕ с потенциал:

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \frac{\lambda^2}{2} (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (1.1)$$

При отрицателни стойности на μ^2 , за полето ϕ съществуват безкраен брой от изродени състояния с минимална енергия $v/\sqrt{2}$, където $v = 246.22$ GeV. Изборът на едно конкретно състояние нарушава спонтанно симетрията на електрослабата група до групата на Квантовата електродинамика (QED):

$$SU(2)_L \times U(1)_Y \xrightarrow{\text{SSB}} U(1)_{QED} \quad (1.2)$$

Броят на генераторите с нарушена симетрия е три и според теоремата на Голдстоун това води до появата на три безмасови бозона със спин 0. Скаларното комплексно поле ϕ може да бъде параметризирано с четири реални полета $\theta^i(x)$ и $H(x)$. Поради локалната инвариантност на лагранжиана относно групата $SU(2)_L$, той не зависи от

трите полета $\theta^i(x)$. Тези полета се асоциират с трите безмасови Голдстоунови бозона. Взаимодействията на скаларното поле с калибровъчните бозони W и Z водят до ефективно появяване на надлъжна компонента, свързана с полетата $\theta^i(x)$ и масов член за тях. Четвъртата компонента на скаларното поле е неутралната скаларна масивна частица H , която се нарича Хигс бозон. Лептоните и кварките също получават маса благодарение на Юкавското взаимодействие на фермионите с полето на Брут-Енглерт-Хигс.

След нарушаване на симетрията лагранжиана за фермионните полета може да се запише по следния начин [1]:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_F = & \sum_i \bar{\psi}_i \left(i\gamma^\mu \partial_\mu - m_i - \frac{gm_i H}{2M_W} \right) \psi_i \\ & - \frac{g}{2\sqrt{2}} \sum_i \bar{\Psi}_i \gamma^\mu (1 - \gamma^5) (T^+ W_\mu^+ + T^- W_\mu^-) \Psi_i \\ & - e \sum_i q_i \bar{\psi}_i \gamma^\mu \psi_i A_\mu \\ & - \frac{g}{2 \cos \theta_W} \sum_i \bar{\psi}_i \gamma^\mu (d_V^i - d_A^i \gamma^5) \psi_i Z_\mu \end{aligned} \quad (1.3)$$

където $\theta_W \equiv \tan^{-1}(g'/g)$ е ъгълът на смесване между слабото и електромагнитното взаимодействие; $e = g \sin \theta_W$ е електрическият заряд на позитрона; $A \equiv B \cos \theta_W + W^3 \sin \theta_W$ е фотонното поле (γ), а $W^\pm \equiv (W^1 \mp iW^2)/\sqrt{2}$ и $Z \equiv -B \sin \theta_W + W^3 \cos \theta_W$ са съответно заредените и неутралното бозонни полета.

В първия член на лагранжиана (1.3) $gm_i/2M_W$ отчита Юкавското взаимодействие на фермионите с полето на Брут-Енглерт-Хигс, H . Необходимо е да се отбележи, че СМ разглежда неутрината като безмасови частици. В дървесно приближение масите на бозоните са както следва:

$$M_H = \lambda v, \quad (1.4)$$

$$M_W = \frac{1}{2} gv = \frac{ev}{2 \sin \theta_W}, \quad (1.5)$$

$$M_Z = \frac{1}{2} \sqrt{g^2 + g'^2} v = \frac{ev}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W} = \frac{M_W}{\cos \theta_W} \quad (1.6)$$

$$M_\gamma = 0. \quad (1.7)$$

Вторият член от лагранжиана (1.3) описва слабите взаимодействия със заредени токове, като $T^\pm = 1/2(\tau_1 \pm \tau_2)$ са съответно повишаващия и понижаващия изоспинов оператор, а τ_i са матрици на Паули.

Третият член от лагранжиана (1.3) описва електромагнитните взаимодействия, а четвъртият член описва взаимодействията с неутрални токове. С g_V^i и g_A^i са отразени съответно големината на векторното и аксиал-векторното взаимодействие, като:

$$g_V^i = T_3(i) - 2q_i \sin^2 \theta_W, \quad (1.8)$$

$$g_A^i = T_3(i), \quad (1.9)$$

където $T_3(i) = \tau_3/2$ е слабия изоспин на i -я фермион ($+1/2$ за u_i и ν_i ; $-1/2$ за d_i и e_i), q_i е електрическият заряд на ψ_i .

През 2012 г. експериментите CMS и ATLAS докладваха за откритие на нова частица с маса $125 \text{ GeV}/c^2$, за която се счита, че е дълго търсеният Хигс бозон [10, 11]. През 2013 г. Нобеловата награда по физика бе присъдена на Франсоа Енглерт (François Englert) и Питър Хигс (Peter W. Higgs) за „теоретичното откритие на механизма, който допринася за нашето разбиране за появата на масата на субатомните частици, потвърден чрез откриването на предсказаната фундаментална частица от експериментите ATLAS и CMS в ЦЕРН на ускорителя LHC.“

Независимо, че СМ е най-успешната и експериментално потвърдена теория в областта на физиката на елементарните частици, все пак той не може да предложи адекватно решение на някои важни физични проблеми.

- Гравитация - Стандартния модел не включва в себе си описание на гравитационното взаимодействие;
- Тъмна материя и тъмна енергия - От космологични оценки може да се направи извода, че СМ обяснява едва около 4% от материата и енергията във Вселената;
- Маси на неутриното - Съгласно СМ неутриното няма маса. Въпреки това последните неутринни експерименти ясно показват наличие на осцилации между различните аромати на неутриното, което е индикация за това, че неутрината имат маса;
- Асиметрия между материя и антиматерия - На всяка частица от СМ съответства античастица, която има същата маса и същите свойства, но е с противоположни адитивни квантови числа. Взаимодействията на античастиците са със същия интензитет както и на съответните частици. Въпреки това нашата Вселена е изградена предимно от материя, като СМ не може да предложи достатъчно адекватно обяснение на този феномен.
- Проблема с юерархията на масите на фермионите - Характерните енергетични машаби на различните фундаментални взаимодействия, а така също и на взаимодействията, описани от различни теории извън рамките на СМ, се различават на много порядъци. Частиците в СМ получават маса чрез механизма на спонтанно нарушаване на симетрията. Нарушаването на електрослабата симетрия става при енергии от порядъка на $\sim 10^2 \text{ GeV}$, което определя и големината на масата на калибровъчните бозони. В сравнение с тази енергия, енергията при която се предполага обединението на силното с електрослабото взаимодействие е от порядъка на $\sim 10^{15} \text{ GeV}$, а обединението с гравитационното се предполага да се осъществява при машаби от порядъка на $\sim 10^{19} \text{ GeV}$. Причината за тази юерархия и за съществуването на т.н. „пустинни“ участъци между различните енергетични машаби все още няма адекватно обяснение от СМ. Освен това при теоретичното определяне на масата на Хигс бозона, трябва да се отчетат и квантовите поправки, които се дължат на самодействието на Хигс бозона и на взаимодействието му с фермионите и калибровъчните бозони. Ако предположим, че СМ е валиден до някаква скала Λ_{UV} , всички радиационни поправки δm_H са пропорционални на енергетичния машаб Λ_{UV} , т.е.

поправките към масата на Хигс бозона са много по-големи от неговата маса, определена в дървесно приближение.

- СР проблема на силното взаимодействие - Независимо, че е възможно към лагранжиана на КХД да се допише инвариантен член, при който силното взаимодействие нарушава СР симетрията, до момента няма експериментални доказателства за подобен тип нарушение.

1.2 Теории извън Стандартния модел

Редица модели извън СМ се опитват да дадат отговор на посочените проблеми, като разширят или включат в себе си СМ като ниско енергетична граница. Някои от теориите, като т.н. Допълнен стандартен модел (Sequential standart model - SSM) [12] предполагат допълването на СМ с нови по-тежки векторни бозони, като се запазват същите константите на взаимодействие. Допълнителните бозони V^\pm, V^0 могат да бъдат наблюдавани не само по типичните лептонни канали на разпад $V^\pm \rightarrow l^\pm, \nu$ или $V^0 \rightarrow l^+, l^-$, а така също и по каналите $V \rightarrow l^\pm, \nu, jj$ и $V \rightarrow l^+l^-jj$, които включват събития от типа $V^\pm \rightarrow W^\pm Z$ или $V^0 \rightarrow WW$. При търсенето на тежки векторни бозони, чисто лептонните канали на разпад са предпочитани основно заради ясната крайна конфигурация и по-лека реконструкция на събитията.

Обединението на силното с електрослабото взаимодействие е възможно в рамките на **Теории за великото обединение (Grand Unified Theories -GUT's)** [13] чрез разширяване на калибровъчната група на симетрия. Обединението на взаимодействията става при енергии $E > E_{GUT}$. Най-малката калибровъчна група, която включва групата на СМ и може да обедини силното, слабото и електромагнитното взаимодействие е групата $SU(5)$ [14, 15], като при енергии $E_{weak} \ll E_{GUT}$, симетрията на $SU(5)$ е нарушена до симетрията на групата на СМ $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Построени са различни варианти на GUT с различни групи на локална симетрия - $SU(5), SO(10), E(6)$ и др. В тези модели се предсказва съществуването на нови заредени и неутрални калибровъчни бозони, както и на нови частици. В тези модели не се съхраняват ред квантови числа (примерно нарушават се барионното и лептонното квантово число), което води до възможността за наблюдение на нови явления и процеси от типа на разпада на протона. Трябва да отбележим, че досега няма нито едно експериментално потвърждение на предсказанията на GUT.

Суперсиметрията [16, 17] е едно от най-популярните разширения на СМ. Суперсиметрията е разширение на групата на Пуанкаре, което води до симетрия между бозони и фермиони и по този начин позволява нетривиално обединение на вътрешните с пространствените симетрии. В тези модели на всеки фермион със спин s се съпоставя бозон със спин $s - 1/2$ и на всеки бозон със спин s се съпоставя фермион със спин $s - 1/2$. По този начин спектърът на частици като минимум се удвоява.

В суперсиметричните модели, механизъмът на нарушаване на електрослабата симетрия изисква въвеждането поне на два хигсови дублета. Нарушението на Суперсиметрията може да бъде извършено по няколко различни механизма, като едни от най-популярните е т.н. супергравитационен модел.

Суперсиметрията може да предложи подходящо решение на йерархичния проблем. Предвид на равенството между бозонните и фермионните степени на свобода,

квадратичните разходимости при определяне на масата на Хигс бозона могат да бъдат съкратени, тъй като бозонните и фермионните степени на свобода участват с противоположни знаци при пресмятането на радиационните поправки.

Обединение на взаимодействията - Поправките, дължащи се на новите полета, въведени в суперсиметричния модел изменят скоростта на изменение на константите на взаимодействие, така, че при определена енергия те да могат да се пресекат в една точка.

Обединяването на гравитационното взаимодействие с останалите три е възможно в някои модели с допълнителни измерения. Такъв модел например е предложението **модел на Калуца и Клейн**, в който гравитационното и електромагнитното взаимодействие могат да бъдат обединени в 5-мерно пространство. Моделът включва СМ плюс допълнителна $U(1)$ симетрия. Допълнителните измерения се компактифицират с достатъчно малък радиус на компактификация, където радиусът е от порядъка на $R \sim 10^{-35}$ м. Моделът предполага безмасов гравитон и безкраен брой възбудени масови състояния на гравитона (Калуца-Клейн възбудждания). При енергии $E \ll 1/R$ ние сме чувствителни само към безмасовата нулева мода на възбуддане на гравитона. Основен недостатък на този модел е, че той предрича също така и Калуца-Клейн възбудждания на фермионните полета, които не се наблюдават експериментално.

Този проблем е отстранен в т.н. **ADD модели** (Arkani-Dimopoulos-Dvali) [18]. Аркани, Димопулос и Двали разглеждат идеята, че нашата светът се състои от $D = (4 + n)$ измерения, където $n \geq 2$ са компактифицирани и време-пространството може да бъде факторизирано: $R^{4+n} = M^4 \times S^n$ В рамките на тези модели полетата от СМ могат да се намират само в $(3 + 1)$ -мерна брана, наречена 3-брана, а гравитационното поле в цялото време-пространство. По този начин може да се обясни, защо интензитетът на гравитационното взаимодействие е много по-малък в сравнение с другите взаимодействия.

Моделът предлага и решение на проблема с юрархията на масите, като въвежда така наречената редуцирана маса на Планк:

$$M_{Pl}^2 = M_*^{n+2} V_n \quad (1.10)$$

където V е обемът на пространството, а M_* е редуцираната Планкова маса, т.е. при достатъчно големи размери на допълнителните измерения, масата на Планк може да бъде съществено намалена до мащаби, достъпими на съвременните експерименти с високи енергии. Основният проблем на този модел са прекалено големите размери на допълнителните измерения, които са следствие от предположението за компактност на пространството и че то може да бъде факторизирано по измеренията на отделни брани и допълнителните измерения.

За разлика от ADD, **моделите на Рандал и Сундрум** (Randall-Sundrum - RS) [19, 20] разглеждат вариант, в който общото време-пространство не може да бъде факторизирано, а напрежението на браните води до закривяване на допълнителните измерения. В този модел редуцирането на масата на Планк се определя основно от кривината k на допълнителните измерения, вместо от техния размер.

Необходимо е да се отбележи, че в един кратък обзор не е възможно да бъдат обхванати всички области на физиката на елементарните частици. Тук трябва да се

добавят задължително експериментите в областта на неутринната физика а също така и прецизните измервания на параметрите на СМ, физиката на b и t кварките. Към разглежданите теоретични модели могат да се добавят теория на струните, техниколор и други. Голяма част от тези модели предсказват нови частици или явления при енергии от мащаба на ТЕВ. За експерименталното им потвърждаване са необходими ускорители, при които взаимодействията между наливащите частици се случват при много висока енергия и с достатъчно голяма светимост. Най-големият ускорител на частици в света е Големият адронен колайдер (LHC), построен в CERN, който е проектиран с цел да се намери отговор на някои от най-задълбочените въпроси за произхода на Вселената - механизма на получаване на маси от частиците, преобладаването на материята над антиматерията, тъмната материя и тъмната енергия, кога (при какви енергии) ще се обединят четирите взаимодействия.

2 Големият адронен колайдер LHC

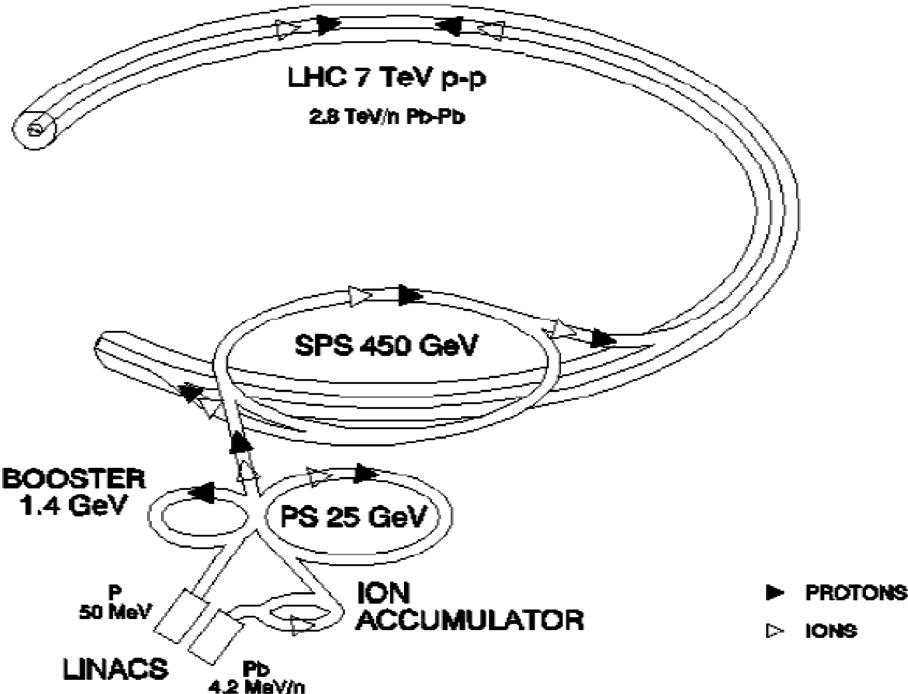
Тази глава има за цел да направи кратко представяне на ускорителния комплекс в CERN, да опише основните параметри на ускорителя LHC, както и да представи детекторните комплекси, разположени на него и техните физически програми.

Големият адронен колайдер(LHC) [21], [22], [23], [24] в CERN е свръхпроводящ ускорител на насрещни спнопове от ускорени протони или оловни ядра. Разположен е под земята в тунел с дължина от 27 km на мястото на предишния ускорител на електрони и позитрони LEP. LHC е проектиран да осъществява протон-протонни сблъсъци с енергия в системата на центъра на масите от $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ и светимост $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, необходими за физическите изследвания, свързани с търсенето на редки събития, указания за нова физика извън Стандартния модел (СМ), а също така търсене и изследване на Хигс бозона.

Основната схема на LHC включва осем дъгови и осем прави секции. В четири от правите секции са обособени местата за пресичане на спноповете и около тях са изградени детекторните системи на четирите основни експеримента. Останалите четири прави секции се използват от ускоряващите системи на LHC, колимиращите системи, системата за отвеждане на отработените спнопове и други технически сектори.

Експериментите CMS (Compact Muon Solenoid) [25] и ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) [26] са детекторни комплекси с общо предназначение. Те изследват целия кинематичен диапазон, достъпен на LHC в търсene на указания за съществуването на суперсиметрия, указания за допълнителни измерения, Хигс бозона, тежки векторни бозони, взаимодействия на тежките кварки и редица други. Двата експеримента имат сходна физична програма, но използват различни детекторни технологии за нейната реализация. През 2012г. експериментите CMS и ATLAS докладваха за откритие на нова частица с маса $125 \text{ GeV}/c^2$, за която се счита, че е дълго търсения Хигс бозон [10, 11]. LHCb [27] (Large Hadron Collider Beauty) е специализиран експеримент, в който се изследва физиката на b -кварките. Експериментът е насочен към търсene на СР нарушения, редки разпади и определяне на елементите на матрицата на Кабибо-Кобаяши-Маскава, свързани в голяма степен с взаимодействията на b -кварките. Освен ускоряване на протонни спнопове, LHC ускорява и спнопове от оловни ядра с енергия от 1150 TeV (2.76 TeV/nucleon). Експериментът ALICE (A Large Ion Collider Experiment) [28] е оптимизиран за изучаването на взаимодействията на тежки иони. Проектиран е за светимост $10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Физичната програма на експеримента е съсредоточена основно върху изучаване на кварк-глуонната плазма.

Освен четирите големи експеримента, на LHC са разположени още няколко по-малки експеримента. В близост до CMS е изграден експериментът TOTEM [29], който има за цел да определи пълното сечение на протон-протонните взаимодействия, като изследва еластично разсеяните частици при малки тъгли. Експериментът



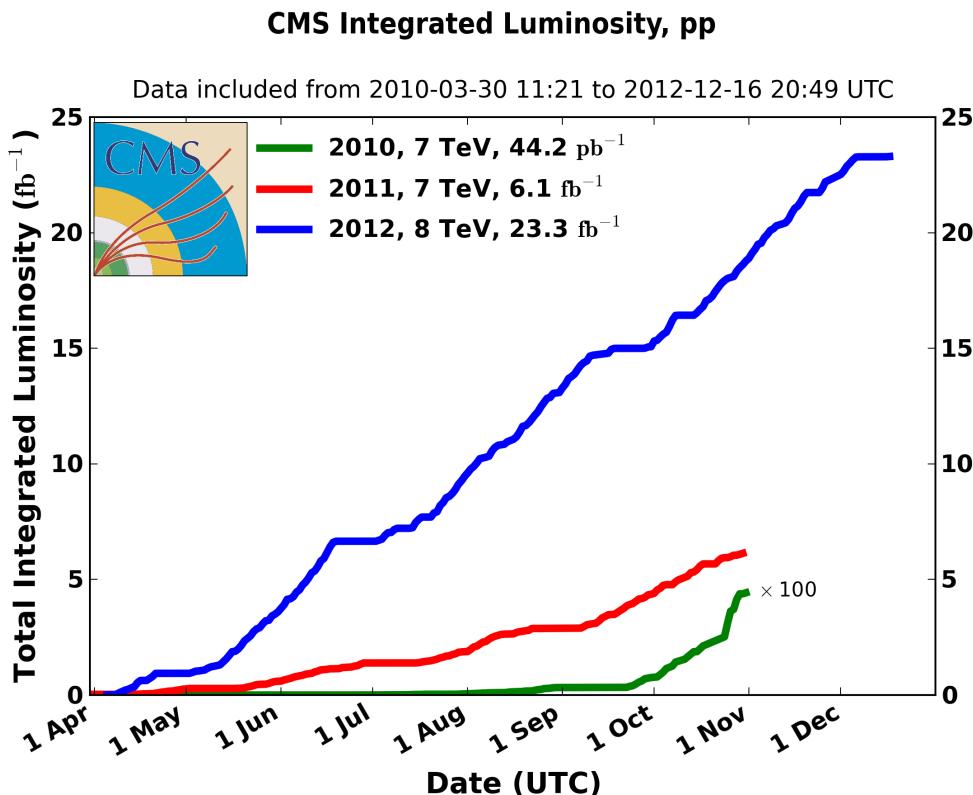
Фигура 2.1: Последователно ускоряване и инжектиране на споповете в LHC.

има два трекови телескопа, които използват катодни стрипови камери и детектори от типа GEM (Gas Electron Multipliers). Детекторите са разположени почти до тръбата на спона. В допълнение към тях са инсталирани подвижни детектиращи станции, които използват специално разработени за TOTEM силициеви детектори, които могат да се движат в рамките на $\pm 147 \div \pm 220$ m от номиналната точка на взаимодействие на CMS. В близост до ATLAS е разположен експериментът LHCf (Large Hadron Collider forward) [30]. Основното му предназначение е да регистрира частици, излъчени в предните геометрични райони (почти успоредно на тръбата на двета спона). Целта е да се съберат достатъчно данни, които да се използват за съпоставка на резултатите от изследванията на космичните лъчи. LHCf се състои от два детектора, разположени от двете страни на ATLAS на разстояние 140 m от точката на пресичане на споповете. В близост до LHCb е разположен друг малък експеримент - MoEDAL (Monopole and Exotics Detector at the LHC) [31], чиято физична програма е съсредоточена в търсенето на магнитни монополи или други силно ионизиращи стабилни (или псевдо стабилни) масивни частици.

За ускоряване на споповете, LHC използва система от ускорители, като всеки един от тях служи като инжектор на следващия. Последователността в инжекторната верига е Linac2 - Proton Synchrotron Booster (PSB) - Proton Synchrotron (PS) - Super Proton Synchrotron (SPS) - Large Hadron Collider (LHC), както е показано на фигура 2.1.

Двата спона се инжектират от SPS в LHC с енергия на протоните от 450 GeV. Времето за ускоряване на споповете от 450 GeV до 7 TeV е 28 min. За колимиране и управляване на споповете на LHC са инсталирани около 9600 магнита - диполни, квадруполни, секстополни и други. Всеки един от магнитите има своя роля за

определение на траекториите на частиците. На всяка една от дъговите арки са инсталирани по 154 свръхпроводящи диполни магнита от ниобиево-титаниева (NbTi), които направляват движението на споновете. За колимиране на споновете в точките на пресичане се използват 932 квадруполни магнита. Проектното магнитно поле е 8,33 Т. За охлаждане на магнитите до работната им температура от 1.9 К са необходими приблизително около 120 t свръхфлуиден хелий. Около 90 t от него се инжектират в студената маса на магнитите, останалото количество се намира о тръбите и охлаждащите инсталации.



Фигура 2.2: Пълна интегрална светимост, записана от експеримента CMS за три години от набор на данни от протон-протонни взаимодействия - 2010 (зелено), 2011(червено), 2012(синьо).

Наборът на данни на LHC стартира в началото на 2010 г., като първите експериментални данни са набрани при енергия в система център на масите $\sqrt{s} = 0.9$ TeV и 2.36 TeV. Първите сблъсъци на протони при енергия $\sqrt{s} = 7$ TeV бяха на 30 март 2010 г., първоначално при ниска светимост (виж 2.2) от порядъка на 10^{27} cm⁻²s⁻¹. С постепенното увеличаване на интензивността на споновете в края на набора на данни през ноември 2010 г. светимостта достигна 2×10^{32} cm⁻²s⁻¹, а в края на 2011 г. до 3.6×10^{33} cm⁻²s⁻¹. На експеримента CMS максималната светимост, достигната през 2012 г. е 7.67×10^{33} cm⁻²s⁻¹. Пълната интегрална светимост от протон-протонни взаимодействия за 2010 г. е около 44.2 pb⁻¹, за 2011 г. тя е 6.1 fb⁻¹, а за 2012 - 23.3 fb⁻¹ (фиг. 2.2). Записаната интегрална светимост от олово-оловни взаимодействия за двета набора на данни в края на 2010 и в края на 2011 г. при енергия $\sqrt{s} = 2.76$ TeV/nucleon възлиза на около $167 \mu b^{-1}$. Първите три месеца от 2013 г. бяха заделе-

ни за събирането на данни от протон-оловни взаимодействия с енергия $\sqrt{s} = 5.02$ TeV/nucleon, като пълната интегрална светимост от тях възлиза на около 31 nb^{-1} .

2.1 Параметри на LHC

Почти всички съвременни ускорители на високоенергетични настъпчни снопове работят като синхротрони, като колимирането на снопа се осъществява чрез промяна на магнитното поле [1, 32]. Формата на полето се определя от дизайна на магнитната оптика и разстоянието между отделните фокусиращи клетки. Ускоряваните частици се движат в отделни порции, наречени бънчове. Движението на частица от снопа по направлението на определена референтна траектория s може да се описе с уравнението на движение на хармоничен осцилатор в присъствието на периодична сила. При това движение, във фазовото пространство $(x, x' = dx/ds)$ обобщените координати на частиците задават елипса, чиято площ се нарича *емитанс* и е мярка за разпределението на обобщените координати на частиците в снопа около зададените референтни стойности. Величината емитанс може да бъде факторизирана на напречна и надлъжна част. Надлъжният емитанс е критерий за енергетичната нееднородност на снопа и е мярка за разхвърлянето на стойностите dp/p около даден референтен импулс и може да се използва като критерий при определяне надлъжните размери на бънча. За сноп с гаусово разпределени стойности на x и x' , табличните стойности на напречния емитанс се дефинират като площта, включваща едно стандартно отклонение от оста на снопа:

$$\epsilon_x = \pi \frac{\sigma_x^2}{\beta_x} \quad (2.1)$$

където β_x е *амплитудната* функция, модулираща напречните размери на снопа. Като радиус на снопа обикновено се приема едно стандартно отклонение от оста на снопа [1]. Стойностите на амплитудната функция зависят от разстоянието между отделните фокусиращи клетки. Стойността на β в номиналната точка на взаимодействието е важна характеристика на сноповете и се бележи с β^* .

Встрани от точката на взаимодействието IP (Interaction Point), стойността на β нараства параболично. Това води до увеличаване на напречните размери на снопа, което води до влошаване на светимостта. Затова е необходимо да се следи надлъжният размер на бънча да не надвишава стойността на β^* .

Обикновено се използва величината *нормализиран емитанс*:

$$\epsilon_n = \beta \gamma \epsilon \quad (2.2)$$

където β и γ са съответно скоростта на частицата и нейния релативистки фактор.

2.2 Светимост на LHC

Броят на частиците, които се раждат за една секунда на LHC се определя с формулата:

$$N_{event} = \mathcal{L} \sigma_{event} \quad (2.3)$$

Параметър	Проектна стойност	Стойност през 2012 г.
Дължина	26.659 km	26.659 km
Максимална енергия на снопа	7 TeV	4 TeV
Енергия на снопа при инжеектиране	0.450 TeV	0.450 TeV
Магнитно поле	8.3 T	8.3 T
Светимост	$10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	$5 \times 10^{33} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Средна стойност на тока на снопа	0.584 A	0.374 A
Брой протони в един бънч	1.15×10^{11}	1.5×10^{11}
Брой бънчове	2808	1380
Време между сблъсъците	24.95 ns	49.90 ns
Напречен емитанс	$0.5 \times 10^{-9} \pi \text{rad} \cdot \text{m}$	$0.6 \times 10^{-9} \pi \text{rad} \cdot \text{m}$
β^* , амплитудна функция в IP	0.55 m	0.6 m
Радиус на снопа	$16.6 \times 10^{-6} \text{ m}$	$20 \times 10^{-6} \text{ m}$
Тъгъл на пресичане	$\approx 300 \mu\text{rad}$	$\approx 300 \mu\text{rad}$

Таблица 2.1: Параметри на LHC [1].

където σ_{event} е сечението за конкретния процес при дадена светимост на ускорителя \mathcal{L} . Светимостта на ускорителя зависи единствено от параметрите на снопа и може да бъде записана със следната формула:

$$\mathcal{L} = \frac{N_b^2 n_b f_{rev} \gamma_r}{4\pi \epsilon_n \beta^*} F \quad (2.4)$$

където N_b е броят частици в един бънч, n_b е броят бънчове в снопа, f_{rev} е честотата на завъртване на снопа (11.245 kHz), γ_r е релативисткият гама фактор, ϵ_n е нормализираният емитанс на снопа, β^* е амплитудната функция в точката на взаимодействие, а F е геометричен фактор, отчитащ редуцирането на светимостта, което се дължи на тъгъла на пресичане на сноповете.

$$F = \left(1 + \left(\frac{\theta_c \sigma_z}{2\sigma^*} \right)^2 \right)^{-1/2} \quad (2.5)$$

където θ_c е тъгълът на пресичане на сноповете, σ_z отчита дължината на бънча, а σ^* - напречният размер на снопа.

В таблица 2.1 са показани част от основните параметри на LHC. Във втората колона са показани проектните стойности, необходими за постигане на светимост от $10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ при протон-протонни взаимодействия и енергия $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$. В третата колона са показани стойностите, достигнати през 2012 г. при енергия $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ [1].

2.3 Заключение

В тази глава е описан ускорителният комплекс в ЦЕРН, посочени са някои от основните параметри на LHC, необходими при по-нататъшното изложение на текста. Посочени са проектните стойности на тези параметри и постигнатите до сега резултати. Освен това накратко са представени детекторните комплекси, разположени на

LHC, техните физични програми, като по-конкретно внимание е отделено на експеримента CMS, тъй като представената работа е базирана изцяло на резултатите от анализ на данни набрани с детектора CMS.

3 Експериментът CMS

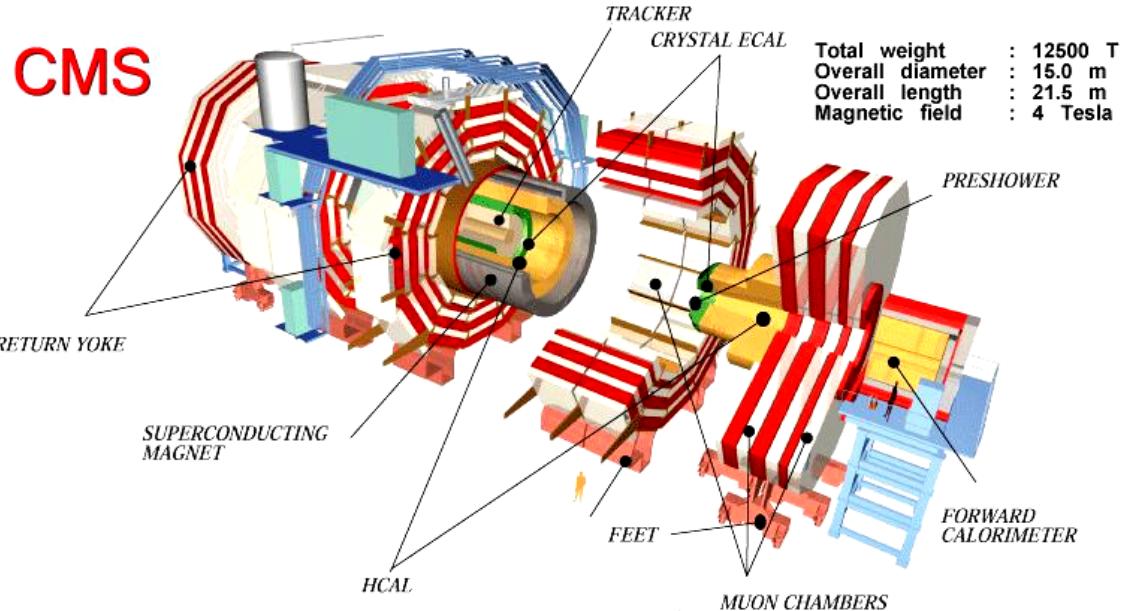
CMS [25] е детектор с общо предназначение. Физичната програма на колаборацията CMS е насочена към наблюдение и изследване на Хигс бозона, взаимодействия и разждане на тежки кварки, прецизно измерване и потвърждаване на параметрите на Стандартния модел на елементарните частици, търсене на указания за съществуването на взаимодействия извън рамките на Стандартния модел, например съществуването на тежки векторни бозони, суперсиметрия, допълнителни измерения и редица други. Реализирането на тези цели налагат използването на детектори с много висока пространствена и времева разделителна способност.

Пълното сечение за протон-протонни взаимодействия при енергия $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ е от порядъка на 100 mb . При проектна светимост на ускорителя от порядъка на $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, при пресичане на сповете се реализират около 10^9 събития за една секунда. Времето между две последователни пресичания на сповете е 25 ns . Този времеви интервал, наречен бънч-кросинг (BX), е естествена мерна единица за време на LHC и експериментите, разположени на него. Освен регистрирането на частиците е необходимо и коректно асоцииране на тяхното разждане към съответния BX. Също така е необходимо техните сигнали да бъдат разграничени от приноса на наложени събития от предишни BX. Това налага използването на детектори с висока гранулираност, което от своя страна определя изключително високия брой електронни канали. CMS използва сложна тригерна система, изградена на две основни нива, която е проектирана така, че да редуцира броя събития, които се записват за последващ анализ до 100 в секунда.

CMS използва дясно ориентирана координатна система [33], чийто център съвпада с номиналната точка на първичните взаимодействия, оста z е насочена по оста на спона, оста y е насочена вертикално нагоре, а оста x сочи от центъра на взаимодействията навън. Често се използва и координатна система с азимутален ъгъл ϕ , който се измерва в равнината $x - y$ по посока, обратна на часовниковата стрелка и полярният ъгъл θ , който отчита отклонението от оста z . Величината псевдобързина се дефинира като $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$ и често се използва вместо θ . Напречната компонента на импулса на частиците p_t се определя от векторната сума на компонентите p_x и p_y .

3.1 Детекторът CMS

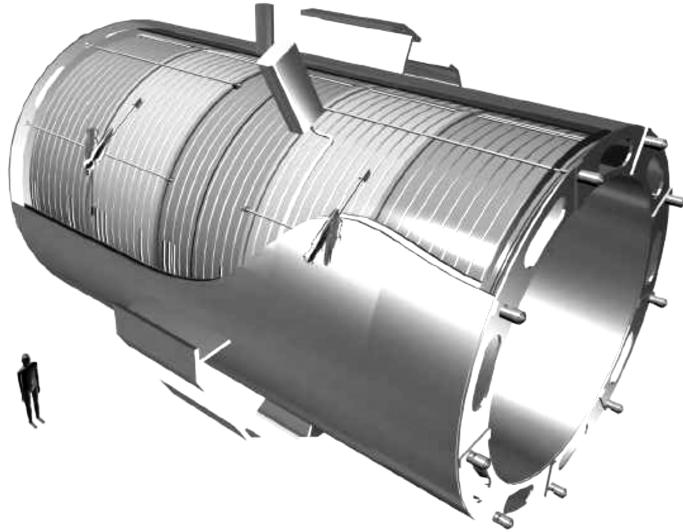
Дизайнът на детектора (фиг. 3.1) се определя основно от избраната конфигурация на магнитното поле, което се използва при определяне на импулсите на заредените частици.



Фигура 3.1: Детекторът CMS.

CMS използва свръхпроводящ соленоидален магнит, който създава магнитно поле 3.8 Т. Магнитните силови линии се затварят през магнитопровода, където магнитното поле е около 1.8 Т. Във вътрешната част на магнита са разположени трекерната и калориметричната система, а мюонната система е разположена извън него. По отношение на точката на взаимодействие, детектиращите нива са разположени както следва:

- Вътрешен треков детектор - основната му задача е определяна на прицелните параметри и позициите на върховете на първичните взаимодействия. Изграден е от 3 слоя силициеви пикселови детектори и 10 слоя от силициеви микрострипови детектори с висока гранулираност, които заедно с пикселовите детектори осигуряват прецизно определяне на импулсите на частиците;
- Електромагнитен калориметър (ECAL) - изграден е от кристали от оловен волфрамат ($PbWO_4$) и покрива район до $|\eta| < 3.0$. В предната част на двете затварящи части на калориметъра е монтирана допълнителна детекторна система (preshower) за детектиране на потока от неутрални π мезони.
- Адронния калориметър (HCAL) покрива район от $|\eta| < 3.0$. Той е от тип сандвич и е изграден от последователно редувачи се месингови абсорбери и сцинтилатори. В двете крайни части на детектора адронната калориметрична система е допълнена от два предни калориметъра, които осигуряват покритие до $|\eta| < 5.0$. Предните калориметри са изработени от стоманени абсорбери и кварцови влакна.
- Мюонната система е разположена извън намотката на магнита и е поместена между елементите на конструкцията на стоманения магнитопровод. Системата е изградена от три вида газонапълнени детектори - дрейфови тръби, катодни стрипови камери и камери със съпротивителна плоскост.



Фигура 3.2: Общ вид на петте модула на намотката, поместена в криостата на магнита.

3.1.1 Свръхпроводящия соленоидален магнит

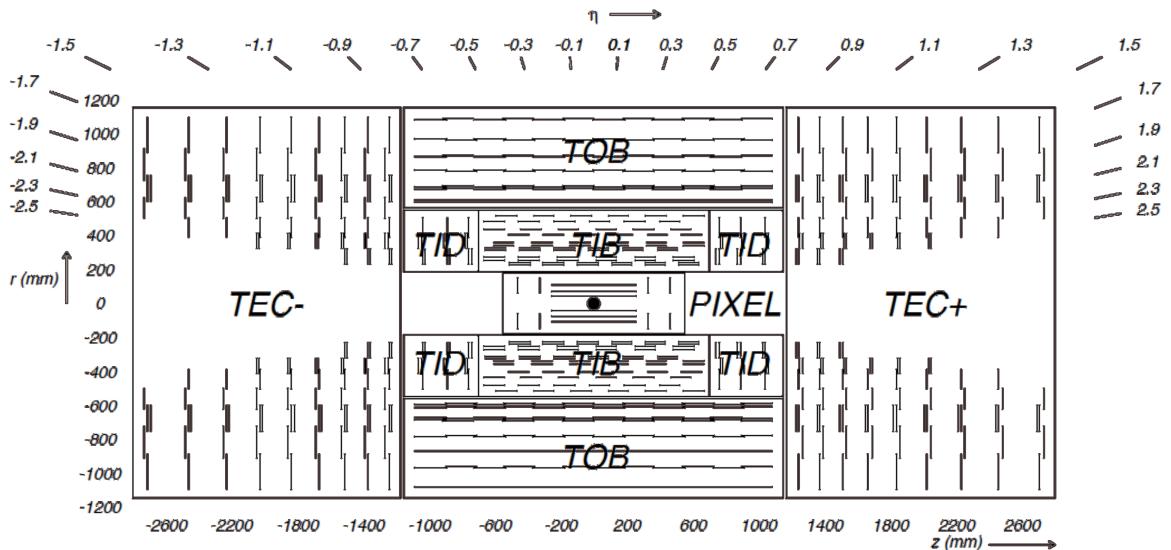
CMS използва свръхпроводящ соленоидален магнит (фигура 3.2), който е проектиран да поддържа магнитно поле от 4 Т. На практика се работи при стойност на магнитното поле от 3.8 Т. Токът през магнита е 18 kA, а работната температура е около 5 K¹. Вътрешните размери на магнита са 6 м в диаметър и дължина 12.5 м. Магнитният поток се затваря през стоманения магнитопровод, който се състои от 5 пръстена и 2 затварящи части. Соленоидалното магнитно поле се осигурява от 4-слойна свръхпроводяща намотка, изработена от *NbTi*. Това е така наречената студена маса на магнита. Акумулираната енергия в магнита при достигане на максимална стойност на тока през намотката е 2.6 GJ. Намотката тежи 220 t, което означава, че отношението натрупана енергия към студена маса е около 11.7 KJ/kg, което е причина за приблизително 0.15% механична деформация през времето на зареждането на магнита.

3.1.2 Вътрешен треков детектор

Вътрешният треков детектор (фигура 3.3) е проектиран така, че да осигурява прецизно и ефективно измерване на траекториите на заредените частици. Разположен е във вътрешността на магнита, където магнитното поле е 3.8 Т. Има цилиндрична геометрия и е разположен симетрично около точката на пресичане на споновете. Има диаметър 2.5 м и е дълъг 5.8 м. Огромният брой взаимодействия и родените в тях частици изискват бърз отклик и висока степен на гранулираност на детектора, която се постига чрез използването на два типа силициеви детектори.

Най-близо до района на взаимодействията е разположена **пикселната система**.

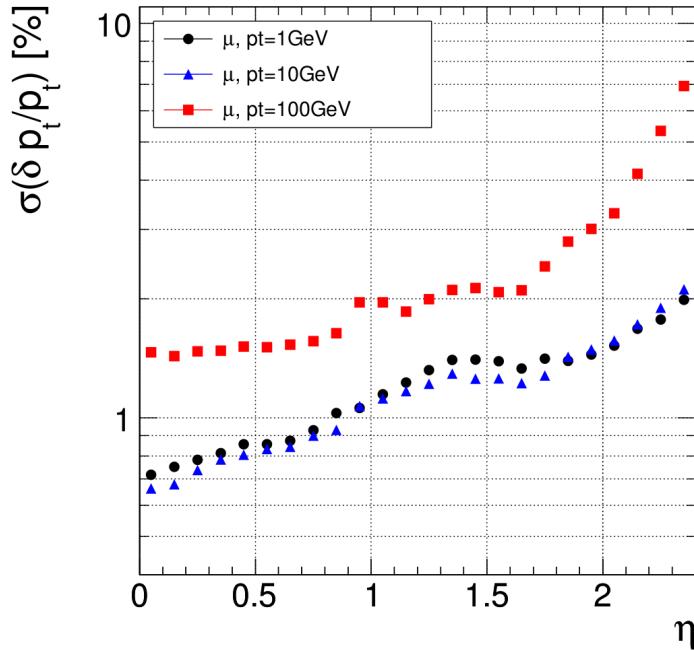
¹Цитирани са средните стойности на конкретните величини, съответстващи на набора на данни през месец Май 2012 г.. Стойностите са извлечени от база данните на системата за наблюдение и контрол.



Фигура 3.3: Напречен разрез на вътрешния треков детектор на CMS. Всяка линия отговаря на отделен детектиращ модул. С двойна линия са указаны местата, където са монтирани допълнителните детекторни модули, осигуряващи измерването на допълнителна координата.

В централната част на детектора тя е изградена от 3 последователни цилиндрични слоя от силициеви точкови (пикселови) детектори, допълнени от два диска със същия вид детектори в двете затварящи части, като по псевдобързина покрива район с $|\eta| < 2.5$. Всеки пиксел представлява активна клетка, която покрива площ от $100 \times 150 \mu\text{m}^2$, така че 66×10^6 пиксела покриват площ от 1 m^2 . При попадане на заредена частица върху клетката, избитите електрони от $n+$ областта започват да се движат към имплантирания контакт, като движението им е перпендикулярно на магнитните силови линии. Възникналата Лоренцова сила е причина за разпростиране на събрания сигнален заряд върху повече от един пиксел. Допълнителната информация за разпределението на сигналния заряд позволява да се достигне разделителна способност от порядъка на $15 - 20 \mu\text{m}$, което е с 1 порядък по-малко от размера на самата клетка. В предните части на системата „споделянето“ на заряда се постига чрез специална геометрия, където детектиращите плоскости са монтирани ветрилообразно, като са наклонени под ъгъл от 20° една спрямо друга. Това позволява да се достигне координатна разделителна способност от порядъка на $15 \mu\text{m}$. На фигура 3.4 е показана разделителната способност, определена във вътрешния треков детектор като функция на псевдобързината. Както се вижда от фигурата за по-голяма част от регистрираните мюонни трекове разделителната способност е в рамките на $0.5 - 2\%$. Пикселната система е от изключителна важност при реконструиране на вторични върхове на взаимодействие, като например разпади на τ лептони или b кварки, а също така и при формиране на трековете на всички заредени частици.

В района, отстоящ между 20 и 116 см от оста на снопа са разположени детектиращите равнини на **силициевия стрипов детектор**. Той е изграден от няколко подсистеми (фигура 3.3):

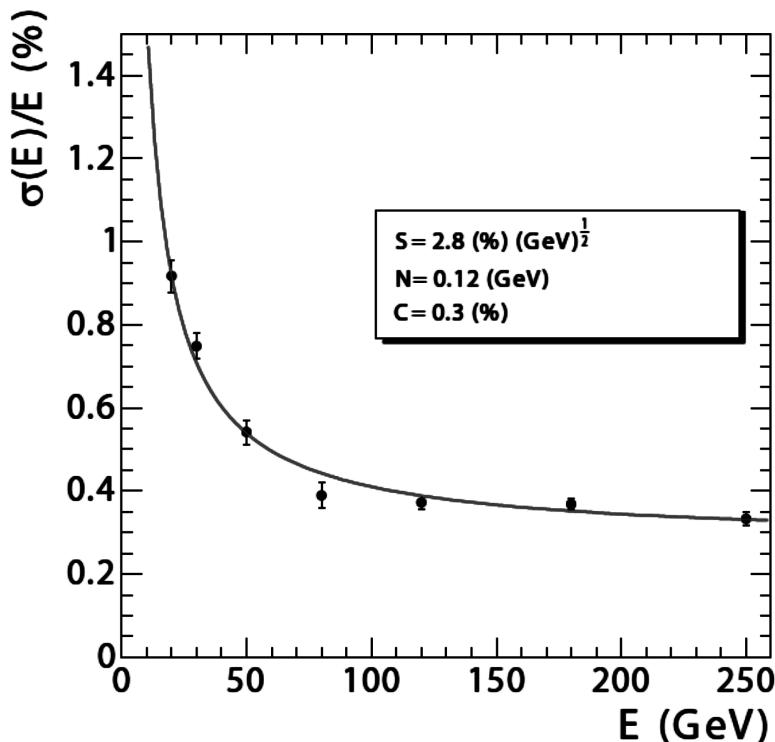


Фигура 3.4: Разделителна способност по импулси на мюони трекове, определена във вътрешния треков детектор, като функция на псевдобързината. [25]

- В центъра на детектора са разположени вътрешната цилиндрична част (TIB), съставена от 4 слоя и вътрешната дискова част (TID), изградена от 3 диска. Дебелината на отделните слоеве е $320 \mu\text{m}$. Те осигуряват до 4 измерени точки от траекторията на частицата в равнината $r - \phi$. Разделителната способност зависи от ширината на стрипа, като варира от $23 \mu\text{m}$ за първите 2 слоя до $35 \mu\text{m}$ за третия и четвъртия слой на TIB. Във вътрешните дискови части разделителната способност варира между $100 \mu\text{m}$ до $141 \mu\text{m}$. Външната цилиндрична система (TOB) е изградена от 6 слоя с дебелина $500 \mu\text{m}$ и осигурява измерването на до 6 точки в равнината $r - \phi$ с разделителна способност от $53 \mu\text{m}$ за първите 4 слоя и $35 \mu\text{m}$ за другите два.
- Двете крайни затварящи части (TEC+ и TEC-) са композирани от по 9 диска, всеки от които е изграден от до 7 концентрични пръстена с радиално разположени стрипове, чиято ширина варира от $97 \mu\text{m}$ до $184 \mu\text{m}$. По този начин се осигуряват до 9 измервания на координата по ϕ от траекторията на частицата.
- Някои от модулите и пръстените в TIB, TID, TOD и TEC са дублирани с втори модул, монтиран под ъгъл от 100 mrad спрямо основния, като по този начин се осигурява измерването на координата z за централната част на детектора или координата r в затварящите части. Разделителната способност за TIB и TOB в случая е $230 \mu\text{m}$ и $530 \mu\text{m}$ съответно.

3.1.3 Електромагнитен калориметър

Електромагнитният калориметър на CMS (ECAL) е херметичен хомогенен калориметър, изграден от 61200 кристали от оловен волфрамат (PbWO_4), монтирани в централната част и от 7324 кристала във всяка една от затварящите части. Това е изключително плътна, но оптически прозрачна среда, подходяща за спиране на високоенергетични частици. Като фотодетектори в централната част се използват лавинни фотодиоди (APDs), а в затварящите части, където лъчевото натоварване е по-високо се използват вакуумни фототриоди (VPDs).



Фигура 3.5: Разделителна способност по енергии на електромагнитния калориметър като функция на енергията, определена с тестов спон. Параметърът S отчита статистическите флуктуации, N параметризира шума на електрониката и C е константен член, отчитащ приноса на систематичните отклонения.

Разделителната способност на ECAL е определена експериментално с тестови спонове и може да се опише с формулата:

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = \left(\frac{S}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{N}{E}\right)^2 + C^2 \quad (3.1)$$

където (S) е стохастичен параметър, отчитащ статистическите флуктуации, (N) е параметър, отчитащ шума на електрониката, а (C) е константен член, отчитащ систематичните отклонения. Стойностите на параметрите са определени от фитирането на експерименталните резултати (фигура 3.5) и са както следва: $S = 0.028 \text{ GeV}^{1/2}$, $N = 0.12 \text{ GeV}$ и $C = 0.003$.

В централната част електромагнитният калориметър покрива район до $|\eta| < 1.479$. Използват се кристали с напречни размери от $22 \times 22 \text{ mm}^2$ на лицевата част и $26 \times 26 \text{ mm}^2$ в задната част на кристала. Дължината от 230 mm отговаря на 25.8 радиационни дължини.

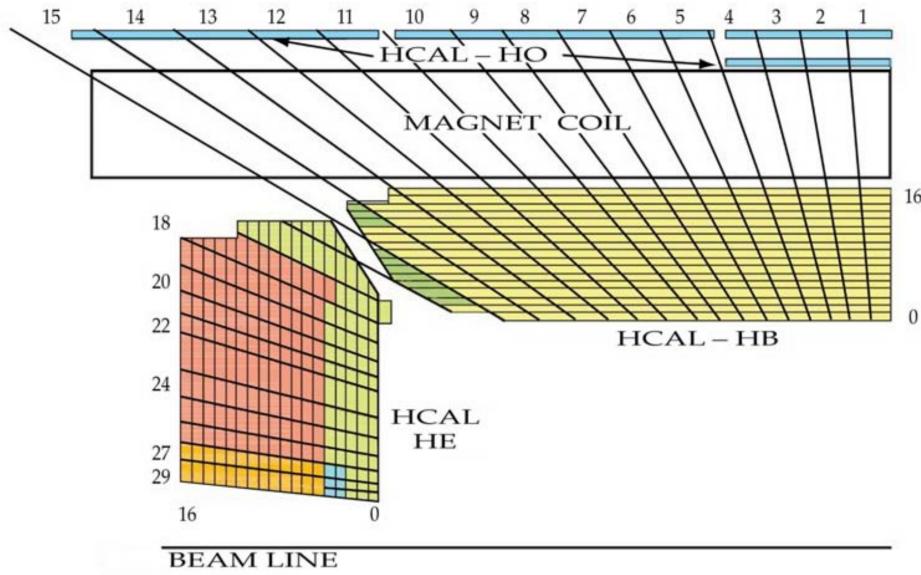
Двете затварящи части на ECAL покриват район от $1.479 < |\eta| < 3$. Напречните размери на кристалите са $28.62 \times 28.62 \text{ mm}^2$ на лицевата част и $30 \times 30 \text{ mm}^2$ в задната част на кристала. Дължината от 220 mm отговаря на 24.7 радиационни дължини.

Към електромагнитната калориметрична система на CMS се причислява и така наречените Preshower детектор, който е разположен преди първите кристални модули на ECAL в двете затварящи части и по псевдобързина покрива район от $1.653 < |\eta| < 2.6$. Основната функция на детектора е да идентифицира неутралните пиони, като освен това подпомага и идентификацията на електрони. Представлява калориметър от тип сандвич, в който оловните абсорбери се редуват със сензорни равнини. Електромагнитните лавини, инициирани от електроните или фотоните се развиват в абсорберите, а благодарение на силициевите стрипови сензори се определят депозираната енергия и напречния профил на лавините. Дебелината на материала преди достигане на първата сензорна равнина съответства на 2 радиационни дължини. След това има още един абсорбиращ слой, съответстващ на 1 радиационна дължина преди достигане на втората сензорна равнина. Всеки силициев сензор има активна площ от $61 \times 61 \text{ mm}^2$ и дебелина от 320 μm .

3.1.4 Адронен калориметър

Адронния калориметър (HCAL) на CMS геометрично обхваща електромагнитния калориметър и заедно с него измерва енергията и направлението на адронните струи. Неговата херметичност позволява измерването на недостигашата напречна енергия. Адронният калориметър е от тип сандвич и е изграден от няколко основни подсистеми (фигура 3.6):

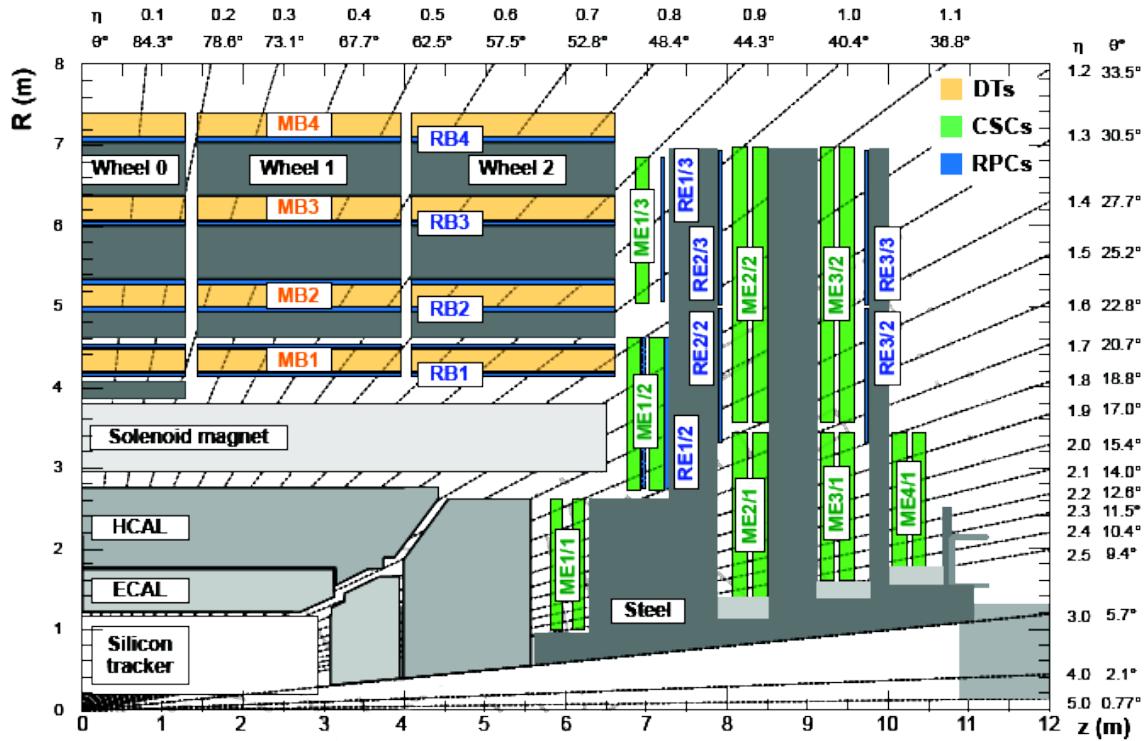
- **Вътрешният адронен калориметър в централната част (HB)** е разположен между ECAL и вътрешната стена на магнита. Покрива район до $|\eta| < 1.3$. HB е разделен на две половини HB+ и HB-, които състоят от по 36 идентични азимутални клина, изработени от месингови абсорбиращи площи с дебелина от 5 см, които са аранжирали успоредно на оста на снопа. За частица, напитаща под ъгъл от 90° ($\eta = 0$) общата дебелина на абсорбера съответства на 5.82 ядрени дължини, но с увеличаване на полярния ъгъл достига до 10.6 ядрени дължини при $|\eta| = 1.3$. Активните елементи са изработени от пластичен сцинтилатор с дебелина около 4 mm. Излъчената светлина се събира чрез оптични влакна, в които е добавен преобразовател на дължината на вълната. Като фотодетектори се използват хиbridни фотодиоди (HPD). Разделителната способност по енергия е от порядъка на $\sigma(E)/E \approx 90\%/\sqrt{E}$.
- **Вътрешен адронен калориметър в затварящите части (HE)** - по псевдобързина покрива района от $1.3 < |\eta| < 3$. Това е районът, който съдържа траекториите на около 34% от частиците от крайните състояния на взаимодействията. Херметичността на детектора се осигурява от шахматното подреждане на отделните модули един спрямо друг. Месинговите абсорбери са с дебелина



Фигура 3.6: Напречен разрез на една четвърт от адронния калориметър. На фигуранта не е показан предният калориметър HF.

79 mm, като между тях в специални процепи с ширина 9 mm са разположени пластмасови сцинтилатори с дебелина около 4 mm. Като фотодетектори се използват хибридни фотодиоди. Разделителната способност по енергия е от порядъка на $\sigma(E)/E \approx 100\%/\sqrt{E}$.

- За допълнително осигуряване на херметичността на детектора по отношение на адронните лавини, в централния район по псевдобързина, HB е допълнен от така наречения **външен адронен калориметър** (HO), изнесен извън намотката на магнита. Разделителната способност по енергия е около $\sigma(E)/E \approx 120\%/\sqrt{E}$. Сегментирането на детектора по ϕ и по η за HB, HE и HO е около $\phi \times \eta = 0.087 \times 0.087$, където ϕ е азимуталния ъгъл, а η - псевдобързина.
- Предните калориметри** (HF) са разположени след последните мюонни станции в затварящите части и покриват район от $3 < |\eta| < 5$. Това е районът, в който потокът от заредени адрони е най-голям. При едно протон-протонно взаимодействие в двата предни детектора частиците депозират енергия от порядъка на 760 GeV. За сравнение депозираната енергия в останалата част на детектора е около 100 GeV. Предните калориметри са изградени от стоманени абсорбери с дебелина от 5 mm, в които са оформени улеи, където са разположени кварцови влакна. Сигналът се формира от черенковската светлина, излъчена от заредените частици в лавините. Предните калориметри се използват още и за измерване на светимостта на CMS в реално време.

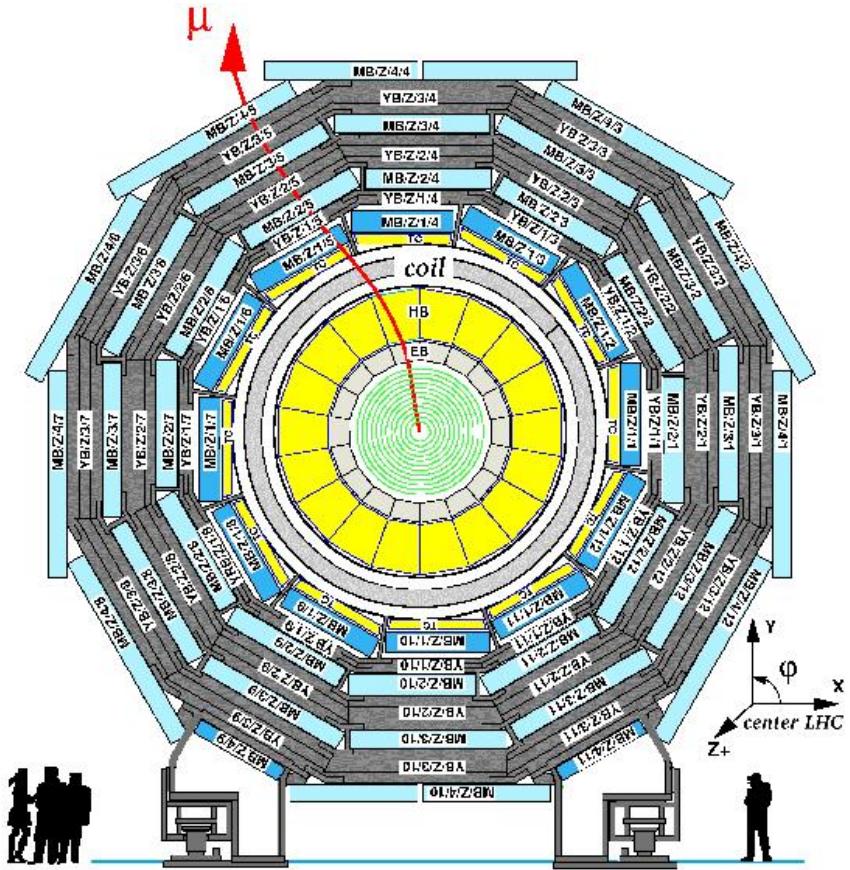


Фигура 3.7: R-Z проекция на една четвърт от мюонната система на детектора CMS. Точката на първичното взаимодействие се намира в долния ляв ъгъл. Оста Z е успоредна на посоката на снопа, а радиусът R нараства от точката на взаимодействие навън. Четирите мюонни станции в централната част са отбелязани с MB(muon barrel), а станциите в затварящите части са отбелязани с ME (muon endcap). Камерите с дрейфови тръби (DT) са отбелязани с оранжев цвят, катодните стрипови камери (CSC) със светлозелен, а камерите със съпротивителни плоскости (RPC) със син. Разположението на RPC в централна част е отбелязано с RB, а в затварящите части с RE.

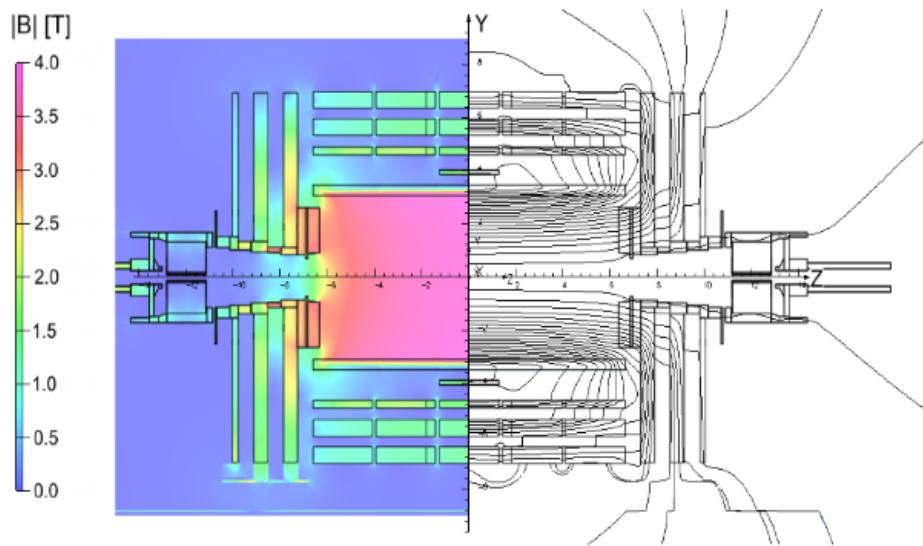
3.2 Мюонна система

Регистрирането на мюони и анализът на събития, включващи мюони е мощен инструмент, използван при търсенето на интересни събития и редуциране на фоновите събития. Мюонната детекторна система на CMS (фигура 3.7) има няколко основни функции: формиране на мюонен тригер, идентификация на мюоните, измерване на импулсите им и определяне знаците на техния заряд. Тези функции се изпълняват благодарение на разделителната способност на отделните детектори в комбинация с високите стойности на магнитното поле от около 1.8 Т. Мюонните детектори са разположени между отделните слоеве на магнитопровода, който освен това служи и като абсорбер.

Геометрията на централния соленоидален магнит определя и геометрията на мюонната система - една цилиндрична централна част (барел) и две планарни затварящи крайни части (ендкапи). Мюонната система покрива огромна площ и освен това



Фигура 3.8: Фронтален изглед на един от централните пръстени на CMS. Показаните са 12-те отделни сектора на мюонната система. Със синьо са отбелязани отделните мюонни станции, а със сиво - магнитопровода.



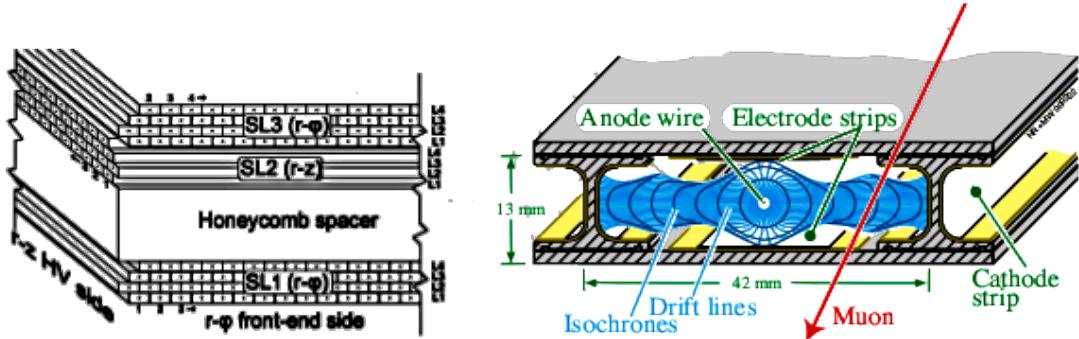
Фигура 3.9: Карта на магнитното поле (вляво) и на магнитните силови линии (вдясно) - наддължен разрез на детектора CMS. Всяка линия отговаря на промяна на магнитния поток с 6 Wb. Моделът е за плътност на централното магнитно поле от 3.8 Т.

тя е недостъпна за интервенции в периодите на събиране на данни, което налага допълнителни изисквания за надеждност и устойчивост на детекторите.

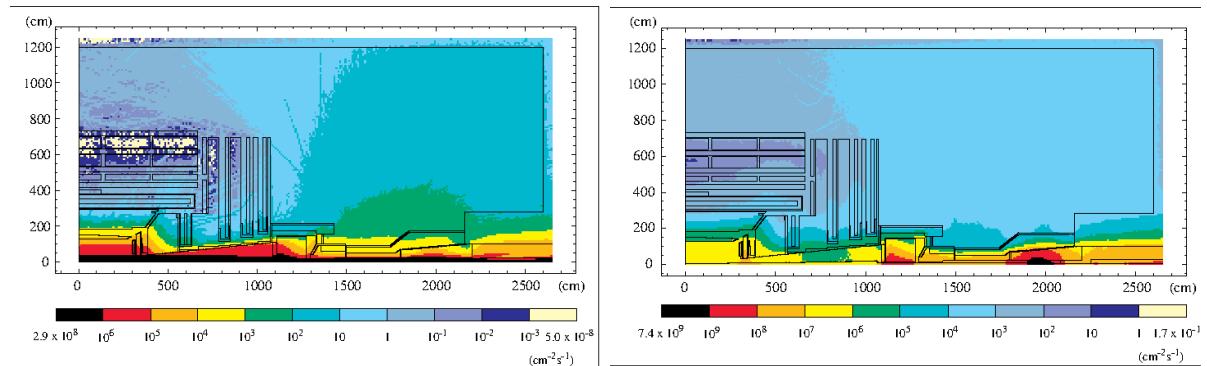
За регистриране на мюоните CMS използва три типа газонапълнени детектори на йонизиращи частици- камери с дрейфови тръби (DT - Drift Tubes), катодни стрипови камери (CSC - Cathode Strip Chambers) и камери със съпротивителна плоскост (RPC - Resistive Plate Chambers). Централната (цилиндричната) част на системата е изградена от камери с дрейфови тръби, а в затварящите части са разположени катодни стрипови камери. Камерите със съпротивителни плоскости са разположени както в централната част, така и в двете крайни затварящи части. Мюонните камери трябва да регистрират преминаващите частици (мюони) в няколко точки по протежение на техните траектории. За определяне на импулсите на мюоните се използва закривяването на траекториите им в магнитното поле. В централната част са изградени 4 мюонни станции, разположени концентрично на различно разстояние от тръбата на спона, а в крайните части, станциите са разположени перпендикулярно на оста на спона, на различно разстояние от точката на първичните взаимодействия. Централната част е разделена на 5 пръстена (W-2, W-1, W0, W+1, W+2), като W0 е централният пръстен. Всеки един от пръстените е разделен на 12 сектора (фигура 3.8), което съответства на азимутален ъгъл $\phi = 30^\circ$. Затварящите части са композирани от по 4 диска, чийто номер нараства с нарастването на разстоянието от точката на взаимодействие. Всеки един от дисковете е изграден от 1 до 3 пръстена, като номера на пръстените нараства с нарастването на радиуса, т.е. с отдалечаването от положението на тръбата на спона. Пръстените са разделени на 36 сектора, което отговаря на азимутален ъгъл $\phi = 10^\circ$.

3.2.1 Дрейфови тръби (DT)

В централната част плътността на мюонния поток е ниска. Неутронния фон също е относително нисък (с изключение на най-външната мюонна станция). Магнитното поле между сегментите на магнитопровода е слабо - около 0.4 Т (фигура 3.9). За регистрирането и идентификацията на мюони са изградени 4 мюонни станции, включващи DT и RPC. Първата мюонна станция е разположена непосредствено след магнита, а последната - извън магнитопровода (фигура 3.8). Останалите две станции са разположени между плоскостите, изграждащи магнитопровода. DT покриват район до $|\eta| < 1.2$. Основен елемент в системата от DT е дрейфовата клетка (фигура 3.10 в дясно), в центъра на която е разположена анодна нишка от позлатена стомана. Напречният размер на нишката е $50 \mu\text{m}$. Чувствителният обем е запълнен със смес от 85% Ar и 15% CO₂ [34]. Дрейфовата скорост е от порядъка на $55 \mu\text{m/ns}$, а максималното време за дрейфуване е около 400 ns. Формата на електричното поле се определя от 4 електрода - 2 катодни стрипа от двете страни на тръбата и още 2 под и над анодната нишка. 4 слоя от паралелно подредени дрейфови тръби образуват така наречения суперслой. На всяка станция са разположени камери, които се състоят от 2 суперслоя, които измерват $r - \phi$ координатите и един суперслой, който измерва координатите $r - z$ (фигура 3.10 в ляво). Надлъжните размери на камерите са около 2.5 m и са ограничени от размерите на барелните пръстени, а напречните зависят от отдалечеността на станцията от тръбата на спона и варираят в рамките от 1.9 m за най-вътрешните станции до 4.1 m за най-външните. Пространствената



Фигура 3.10: Вляво: Схема на дрейфова камера. Вдясно: Част от дрейфова тръбна клетка, на която са показани линиите на дрейфуване и изохронните линии.



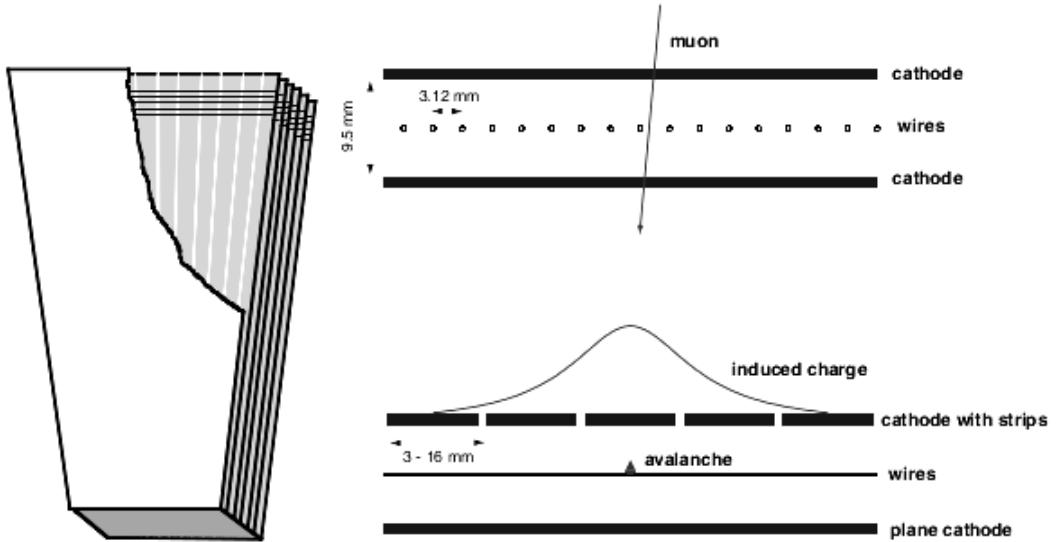
Фигура 3.11: Симулация с Fluka на преноса на частици в CMS при светимост от $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Вляво: Пренос на поток от заредени частици (адрони и мюони). Вдясно: пренос на неутрални адрони.

разделителната способност за DT е от около $100 \mu\text{m}$ за $r - \phi$ и около $150 \mu\text{m}$ по z и зависи от ъгъла, под който мюона пресича детектиращата равнина. Разделителната способност по време е 5 ns.

3.2.2 Катодни стрипови камери (CSC)

В двете затварящи части на детектора плътността на потоците от неутрални и заредени частици са по-високи, в сравнение с тези в цилиндричната част (фигура 3.11). Освен това, както може да се види на фигура 3.9 магнитното поле е голямо и нееднородно. Тези нееднородности влияят върху дрейфовата скорост и свързаните с нея неопределености.

Това е определило избора на катодните стрипови камери (CSC) като мюонен детектор за тази част на CMS. CSC имат бърз отклик по време, което е следствие на значителни по-късия път за дрейфуване. CSC могат да бъдат фино сегментирани и освен това не се влияят силно от нееднородностите на магнитното поле. По псевдобързина CSC покриват район от $0.9 < |\eta| < 2.4$. Във всяка крайна затваряща част са изградени по 4 станции от камери, монтирани от лицевата част на стоманени дискове, перпендикулярно на посоката на снопа. CSC оперират като стандартен многонишков пропорционален брояч, към който обаче са добавени и катодни стри-



Фигура 3.12: Вляво: Схема на катодна стрипова камера, на която са показани ориентациите на анодните нишки и катодните стрипове. Вдясно: Напречен разрез на газовия процеп в CSC, където са показани анодните нишки и катодните равнини. Схематично е показано индуцирането на електронна лавина и разпределението на заряда, индуциран върху катодните стрипове.

пове, които имат ролята на сигнални електроди (фигура 3.12). Работната газова смес е съставена от 50% CO₂, 40% Ar и 10% CF₄. Катодните стрипове са разположени радиално и в комбинация с анодните нишки дават прецизна информация за (r, ϕ) координатите на мюона или друга заредена частица, преминала през детектиращата равнина. Всяка камера се състои от 6 слоя (отделни CSC единици), като отдалечността на съответния слой дава информация за координата по оста z. Размерите на камерите зависят от тяхното положение в детектора, като дължините им вариират от 1.7 до 3.4 м. Във вътрешните пръстени на станциите с номера 2, 3 и 4, всеки един CSC слой покрива район, отговарящ на ъгъл $\phi = 20^\circ$. Всички останали CSC единици покриват район, който отговаря на ъгъл $\phi = 10^\circ$. Във всеки един CSC слой са разположени радиално 80 катодни стрипа, като всеки стрип покрива район от 2.2 до 4.7 mrad ($0.13^\circ - 0.27^\circ$), което определя разделителната способност по ϕ . Анодните нишки са с диаметър от 50 μm и са раздалечени една от друга през 3.16 mm или 3.12 mm в почти всички камери. Изключение прави камерата, която се намира най-близо до точката на взаимодействие (ME1/1), където анодните нишки са с диаметър 30 μm и се намират на разстояние 2.5 mm една от друга. Те са комбинирани в групи от по 5 или 16 нишки, което отговаря на ширина от 16 до 51 mm, което ограничава и разделителната способност по отношение на радиалната координата. Камерите в отделните слоеве са отместени спрямо камерите от съседния слой, така че да се при покриват, като по този начин се осигурява пълно покритие, включително и на местата, където са процепите между отделните камери. Пространствената разделителна способност на CSC е 75 μm за камерите от най-вътрешните станции и около 150 μm за всички останали станции, като зависи от ъгъла, под който мюонът пресича детектиращата равнина. Разделителната способност по време е 6 ns.

Системите от DT и CSC покриват херметично район до $|\eta| < 2.4$, което спомага за

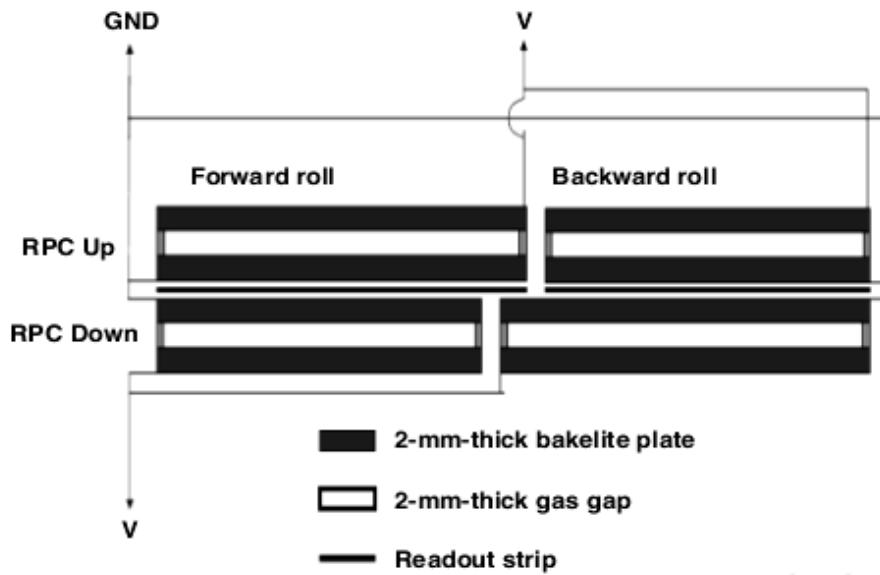
правилната идентификация на мюоните в интервал, съответстващ на $10^\circ < \theta < 170^\circ$. Ефективността за реконструиране на мюонните трекове е от порядъка на 96% – 99%. Изключения са единствено районите, съответстващи на луфттовете между мюонните DT станции ($|\eta| = 0.25$ и $|\eta| = 0.8$), както и преходните райони между крайните цилиндрични пръстени и дисковете от затварящите части [35]. Количество аборбиращ материал преди първата мюонна станция е достатъчно за да редуцира приноса на частици от „опашките“ на адронните лавини, развити в мюонната система. Тези частици могат да бъдат идентифицирани по грешка като мюони. Техният принос е около 5% от всички частици, достигащи първата станция и до 0.2% от частиците, които достигат останалите станции.

LHC ускорява спонове, в които частиците (протони и оловни ядра) са разпределени в отделни групи, раздалечени една от друга през определен времеви интервал. Възможността на мюонните камери да дават бърз и добре дефиниран сигнал е от критична важност при формирането на решението на мюонния тригер и привързането на събитията по време.

3.2.3 Камери със съпротивителни плоскости (RPC)

За да се осигури недвусмислено асоцииране на събитията към конкретен сблъсък и синхронизирането по време на сигналите, формирани от преминалите частици в различните мюонни станции, времето за пристигане на локалния сигнал от отделните детектори трябва да бъде много по-малък от 25 ns, т.e. да е от порядъка на няколко наносекунди. Необходимостта от коректно асоцииране на събитията към даден сблъсък, особено в условията на висока светимост на LHC е причина на CMS да се изгради допълнителна тригерна система, включваща детектори с бърз отклик и отлична разделителна способност по време, а именно системата от камери със съпротивителни плоскости (RPC). RPC са разположени както в централната част, така и в двете затварящи части. В цилиндричната част на детектора RPC са разположени в 6 последователни нива, като на първата и втората мюонна станция са разположени по две нива от RPC (преди и след камерите с DT). На третата и четвъртата мюонна станция са разположени по едно ниво от RPC (фигура 3.7). Всяка една от затварящите части на мюонната система е изградена от 3 диска, разположени перпендикулярно на оста на спона, като всеки един от дисковете е разделен на три концентрични кръга. В затварящите части RPC са разположени само върху втория и третия пръстен на дисковете. Благодарение на различната времева разделителна способност, по-добра от 3 ns [34] системата осигурява бързо и независимо тригерно решение и синхронизация с LHC. Системата от RPC покрива район по псевдобързина до $|\eta| < 1.6$. Състои се от 480 камери в централната част, които покриват активна площ от 2285 m^2 и 432 камери в затварящите части, които покриват площ от 668 m^2 [36]. Това прави RPC най-голямата детекторна система, участваща в CMS. Камерите, използвани на CMS имат двупроцепен дизайн. Двупроцепния дизайн (фигура 3.13) включва два еднопроцепни модула монтирани един върху друг, които имат общи сигнални електроди.

Съпротивителните плоскости са с дебелина от 2 mm и са изработени от бакелит. Работната газова смес е трикомпонентна и включва 95.2% Freon ($\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$, известен още като R134a), 4.5% изобутан ($i\text{-C}_4\text{H}_{10}$) и 0.3% серен хексафлуорид (SF_6). Спе-



Фигура 3.13: Схема на двупроцепна камера със съпротивителни плоскости с два отделни модула - преден и заден

цифичното съпротивление на бакелита е около $10^{10} \Omega \cdot \text{см}$ и е по-ниско в сравнение с това на стъклото. Добавянето на водни пари към работната смес, така че да се постигне относителна влажност на сместа от около 40% – 50%, позволява допълнително контролиране на повърхностното съпротивление на бакелитовите плоскости. Процепът между двете плоскости е 2 mm. Външните повърхности на двете плоскости са покрити с тънък графитен слой, върху който се прилага захранващо напрежение от около 9.6 kV [34], [36], [37]. Между плоскостите се създава силно електрично поле от порядъка на 5 kV/mm . При преминаването на заредена частица през чувствителните обеми на камерата, започва йонизация на работния газ и се инициира развитието на електронни лавини в двата процепа. При движението си под действието на приложеното електрично поле, заредените частици от лавината индуцират сигнал върху сигналните електроди, които се намират извън съпротивителните плоскости. Сигналните електроди са общи за двета еднопроцепни модула. Основно предимство на двупроцепния модел е увеличаване на индуцирания сигнал, при запазване на стойностите на заряда в отделните процепи на същите нива както в еднопроцепните камери. Камерите оперират в лавинен режим, което им осигурява възможност да функционират в условия на мощн поток от йонизиращи частици $\sim 1 \text{ kHz/cm}^2$. Границните стойности на потока частици, при който могат да оперират камерите се определя от времето необходимо за локално възстановяване на електрическото поле след развирането на електронна лавина в чувствителния обем на камерата ([38], [39]).

Камерите в централната част имат правоъгълна геометрия и ширината на сигналните електроди варира от 2.3 см за камерите от най-вътрешните станции до 4.1 см за камерите от най-външните станции. Камерите в затварящите части са с трапецоидна геометрия и за тях ширината на сигналните електроди варира от 1.7 см за станциите, разположени най-близо до тръбата на снопа, до 3.6 см за най-външните

станции.

Всяка камера се състои от два или три двупроцепни модула, захвани чрез алуминиеви профили. В централната част са разположени 1020 такива модула, а в затварящите части са разположени 1296. Всеки един двупроцепен модул има до 96 медни сигнални електроди (стрипове). Броят на сигналните електроди в централната част възлиза на 68136, а в затварящите части техния брой е 41472 [36]. Така за цялата система от RPC броят на каналите, по които се чете информация от детектора надхвърля 10^5 . Принципът на действие на камерите със съпротивителна плоскост е разгледан по-подробно в глава 4.

3.3 Заключение

В тази глава е представено накратко устройството на детекторната система на експеримента CMS. Обърнато е внимание на предназначението и принципът на действие на отделните подсистеми. Особен акцент е поставен върху мюонната система на CMS, тъй като резултатите в тази дисертация са свързани предимно с анализ на данни от мюонните детектори. На базата на експериментални мюонни данни е анализирана работата на системата от камери със съпротивителна плоскост. Предварително подбрана част от мюонните данни е използвана при анализа на събития с два мюона в крайното състояние, с цел търсене на частици и взаимодействия извън CM.

4 Камери със съпротивителна плоскост

Тази глава има за цел да представи принципът на действие на камерите със съпротивителна плоскост. За целта е направено кратко описание на механизъмът на развитие на електронни лавини в газове и индуцирането на сигнал върху сигналните електроди. В края на главата е представена класификация на камерите със съпротивителни плоскости. Представена е накратко мотивировката за използването на конкретния технологичен дизайн на системата от RPC на CMS.

4.1 Принцип на действие

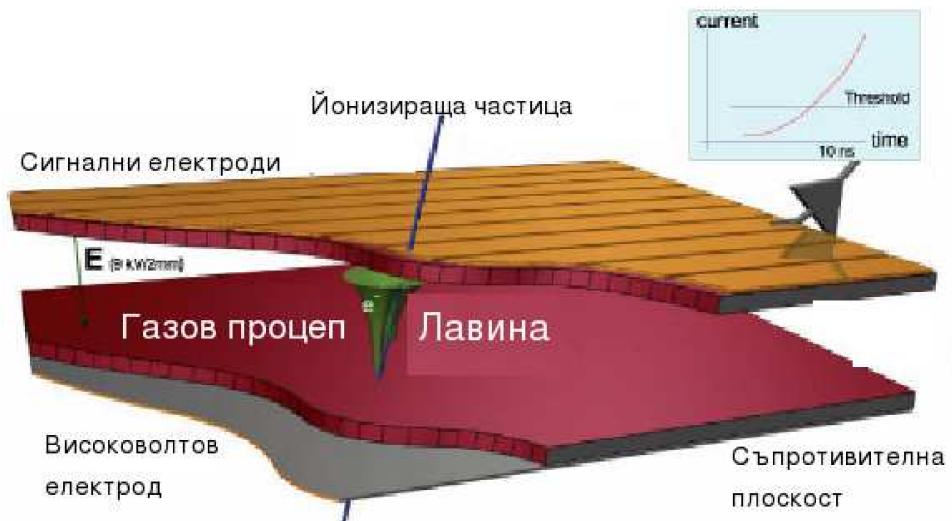
Камерите със съпротивителна плоскост са проточни газови детектори на йонизиращи частици. По бързина превъзхождат сцинтилаторите и имат добра пространствена разделителна способност. Тяхната конструкция и принцип на действие са относително прости. Те са изградени от две паралелни плоскости с високо специфично съпротивление ($10^{10} - 10^{11} \Omega \cdot \text{cm}$), между които се формира тесен процеп, запълнен с работен газ. Върху външната страна на плоскостите се нанася графитен слой, където се подава захранващото напрежение. Върху графита е нанесен изолационен слой, върху който са разположени сигналните електроди, които обикновено са изработени от медно или алуминиево фолио. В някои случаи вътрешната повърхност на съпротивителните плоскости е покрита с тънък слой ленено масло, което служи за заглаждане на неравностите и по този начин спомага за намаляване на шума на камерата в резултат на случайни разряди[41].

При преминаване на заредена частица през чувствителния обем на камерата в работния газ се образуват електрон-йонни двойки. Под действие на създаденото електрично поле електроните започват да се движат към анода, а положителните иони към катода. Ако електричното поле е над някаква определена граница, при движението си електроните избиват други електрони от атомите на работния газ, което инициира развитието на електронна лавина. Движението на заредените частици индуцира сигнал върху сигналните електроди (фигура 4.1).

Вероятността за избиване на електрони от атомите на газа на единица разстояние се характеризира с първия коефициент на Таунзенд (Townsend) α и може да се запише с формулата [41]:

$$\alpha = \frac{1}{\Lambda} \quad (4.1)$$

където Λ е свободния пробег на частиците в дадената среда. Част от електроните могат да бъдат захванати от молекулите на средата. Ефективният коефициент на



Фигура 4.1: Схема на единичен газов процеп и принцип на действие на камера със съпротивителна плоскост.

Таунзенд в такъв случай може да се изрази като:

$$\eta = \alpha - \beta \quad (4.2)$$

където β се определя от вероятността за захващане на електроните от средата. Ако означим началния брой електрони с n_0 , то след изминато разстояние dx промяната в броя електрони ще бъде:

$$dn_e = n_0 \eta dx \quad (4.3)$$

Зависимостите на първия коефициент на Таунзенд и коефициента на захващане от приложеното електрическо поле са показани на фигура 4.2 за различни работни газови смеси.

Нека за определеност да предположим, че точката x_0 лежи в равнината на катода и нека електроните се движат перпендикулярно на плоскостта на анода. Пълният брой електрони n_e в лавината на разстояние x от катода може да бъде намерен като се интегрира уравнението 4.3:

$$n_e = n_0 e^{\eta(x-x_0)} \quad (4.4)$$

или:

$$n_e = n_0 M e^{\eta(x-x_0)} \quad (4.5)$$

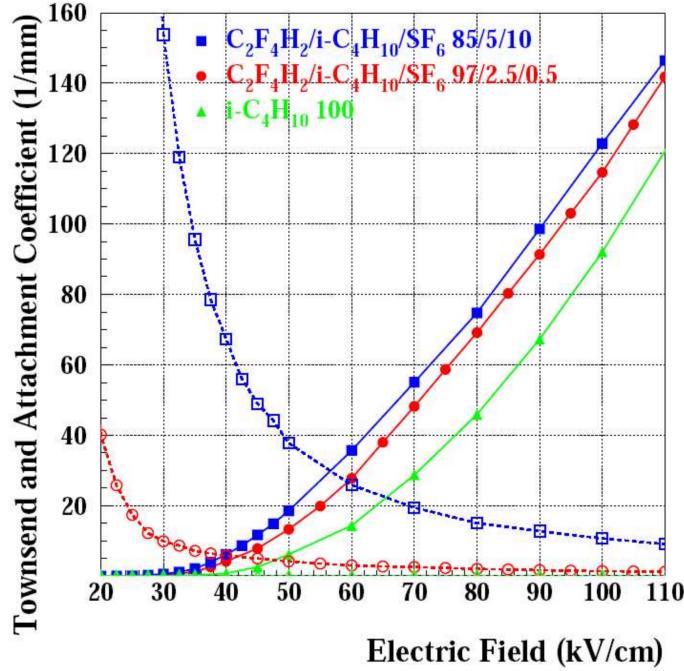
където коефициентът M отчита статистическите флукутации на броя електрони в лавината.

Величината

$$G = \frac{n_e(x)}{n_0} \quad (4.6)$$

се нарича газово усилване.

При йонизацията на работния газ се образуват клъстери от свободни електрони и иони. Нека n_j и x_j са броя електрони в j -тия клъстер и съответно неговата начална позиция. Нека за определеност клъстерът с номер $j = 1$ се намира най-близо до



Фигура 4.2: Коефициент на Таунзенд (с непрекъсната линия) и коефициент на електронно захващане (с прекъсната линия), пресметнати с програмата IMONTE [40]. С триъгълник, квадрат или точка са показани резултатите за различни смеси на работния газ [42].

катода. Зарядът на свободните електрони от клъстера в точка x може да се опише с формулата [43]:

$$Q_e(x) = Q_j e^{\eta(x-x_j)} \quad (4.7)$$

където $Q_j = q_{el} n_j$, а q_{el} е зарядът на електрона. Зарядите на отрицателните Q_i^- и положителните иони Q_i^+ са:

$$\begin{aligned} Q_i^-(x) &\simeq \frac{\beta}{\eta} Q_e(x) \\ Q_i^+(x) &\simeq \frac{\alpha}{\eta} Q_e(x) p \end{aligned} \quad (4.8)$$

Броят на клъстерите се описва на Поасоново разпределение, така че вероятността да намерим клъстера с $j = 1$ в интервала от x до $x + dx$ се описва с експоненциална зависимост:

$$P(x) = \lambda e^{-\lambda x} \quad (4.9)$$

където λ е средната линейна плътност на клъстерите в газовата смес. Вероятността j -тия клъстер да се намира между x и $x + dx$ е:

$$P_j(x) dx = \frac{x^{j-1}}{(j-1)!} \lambda^j e^{-\lambda x} dx \quad (4.10)$$

Ако за простота предположим, че флукутациите на броя електрони в клъстерите се описват с Поасоново разпределение, то вероятността клъстерът да има размер

между n и $n + dn$ ще бъде:

$$P(n)dn = \frac{\mu^n}{n!}e^{-\mu}dn \quad (4.11)$$

където μ е средният брой електрони в клъстерите. Средния заряд на електроните в j -тия клъстер може да бъде изчислена като:

$$\langle Q_e(x) \rangle = q_{el}\mu e^{\eta x} \left(\frac{\lambda}{\eta + \lambda} \right)^j \quad (4.12)$$

4.2 Индуциране на сигнал върху електродите

Движението на електроните от лавината в създаденото електрично поле индуцира токов импулс върху сигналните електроди. Поради по-ниската дрейфова скорост отрицателните и положително заредените йони индуцират значително по-малък импулс върху сигналните електроди, който е пренебрежим по отношение на сигнала, индуциран от електроните. Големината на индуцирания сигнал върху сигнален електрод в многоелектродна система може да се определи с помощта на теоремата на Рамо [44]. Индуцираният токов сигнал се определя с помощта на тегловни полета и може да бъде записан с формулата:

$$i(t) = \frac{E_\omega}{V_\omega} V_d q_{el} N(t) \quad (4.13)$$

където V_d е дрейфовата скорост на електроните, $N(t)$ е броят на електроните в лавината в момента t . Тегловното електрично поле E_ω е определено при условие, че на сигналния електрод е подаден потенциал V_ω , а всички останали електроди са свързани със земя. Индуцираният заряд във външната верига може да се изчисли като се интегрира горното уравнение и се използва 4.12 [41]:

$$q_{ind} \simeq \frac{E_\omega}{V_\omega \eta} \langle Q_e(d) \rangle \quad (4.14)$$

където $\langle Q_e(d) \rangle$ е сумарният електричен заряд, събран на анода.

4.3 Видове камери със съпротивителни плоскости

Според предназначението си и технологията дизайн, камерите със съпротивителна плоскост могат да бъдат разделени условно на няколко вида:

- Камери, работещи в стримерен или лавинен режим;
- Камери, предназначени за измерване на време на прелитане на частици или предназначени за формиране на тригер;
- Според материала - камери със стъклени или бакелитени плоскости;
- С тесен или с широк процеп;
- Камери, които използват тесни или широки сигнални електроди.

4.4 Камери със съпротивителна плоскост, използвани на CMS

Камерите, използвани на CMS работят в лавинен режим, което им осигурява възможност да работят в условие на големи потоци от йонизиращи частици от порядъка на няколко стотин Hz/cm^2 . За разлика от камерите, работещи в стримерен режим, индуцираният сигнал е с по-малка амплитуда, което налага използването на много чувствителни предусилватели и усилватели. Възникването на стримери в камери, работещи в лавинен режим е нежелателно. Това налага към газовата смес да се добавят газове, които подтикват развитието на стримери. За тази цел на CMS се използва серен хекслафлуорид (SF_6). Намаляването на вероятността за възникване на стримери може да бъде постигнато и чрез разширяване на газовия процеп [39]. От друга страна камерите с по-тесен процеп имат по-добра разделителна способност по време. Това налага намирането на разумен баланс между отделните параметри. CMS използва камери с двупроцепен дизайн. Процепите са с ширина от по 2 mm. Сигналните електроди са общи и са разположени между двета процепа. По тази причина, зарядът, индуциран върху сигналните електроди е пропорционален на сумата от зарядите, които се индуцират поотделно от движението на лавините във всеки един от газовите процепи, което води до по-висок индуциран сигнал, а следователно и до повишаване на ефективността на камерата за регистриране на заредени частици. При високите стойности на потока от йонизиращи частици, отделенияият заряд в камерите е много голям. Голямото съпротивление на материала, от който са изработени съпротивителните плоскости може да бъде пречка за бързото отвеждане на натрупания в активния обем заряд, и по този начин да доведе до увеличаване на мъртвото време на детектора, а съответно и до намаляване на ефективността на камерата. На CMS камерите със съпротивителни плоскости се използват основно като тригерни детектори, което е наложило използването на бакелитени плоскости, които имат по-малко съпротивление от стъклото. Ширината на сигналните електроди за камерите с тригерни приложения е от порядъка на сантиметри и за камерите, използвани на CMS тя варира от 2.3 до 4.1 cm за камерите, разположени в централната част и от 1.7 до 3.6 cm за камерите, разположени в затварящите части на детектора.

Собствената разделителна способност по време на двупроцепните камери със съпротивителна плоскост, опериращи в лавинен режим е от порядъка на 2 ns [45]. При определянето на действителната разделителна способност по време трябва да се отчетат допълнителни фактори като неопределенностите, които се дължат на времето, необходимо за разпространяване на сигнала по дълчината на сигналния електрод, който в зависимост от дълчината може да внесе допълнителни корекции от порядъка на 2 ns. Освен това трябва да се добавят и неопределенностите внасяни от различните закъснения на сигнала по кабелите, а също така и от малките времеви разлики при формиране на сигнала. След отчитане на приносите на всички тези ефекти, пълната разделителна способност по време е по-добра от 3 ns [34]. Тази стойност е много по-малка от продължителността на времевия прозорец от 25 ns, което гарантира и прецизното коректно асоцииране на регистрираните частици към даден сблъсък.

4.5 Заключение

В тази глава е обяснен накратко принципът на работа на камерите със съпротивителна плоскост. Дадена е количествена оценка на индуцирания сигнал върху сигналните електроди, както и на основните физични параметри, необходими при описанието на принципа на действие на камерите. Представени са основните типове камери със съпротивителна плоскости и техните характеристики и е изложена мотивировката за избора на конкретния технологичен дизайн на RPC детектора на CMS. Разумния баланс между отделните технологични параметри позволява на камерите да работят успешно повече от няколко години в условията на изключително високи стойности на потоците от йонизиращи частици, а също така и на фотонни и неutronни потоци.

5 Тригер на CMS

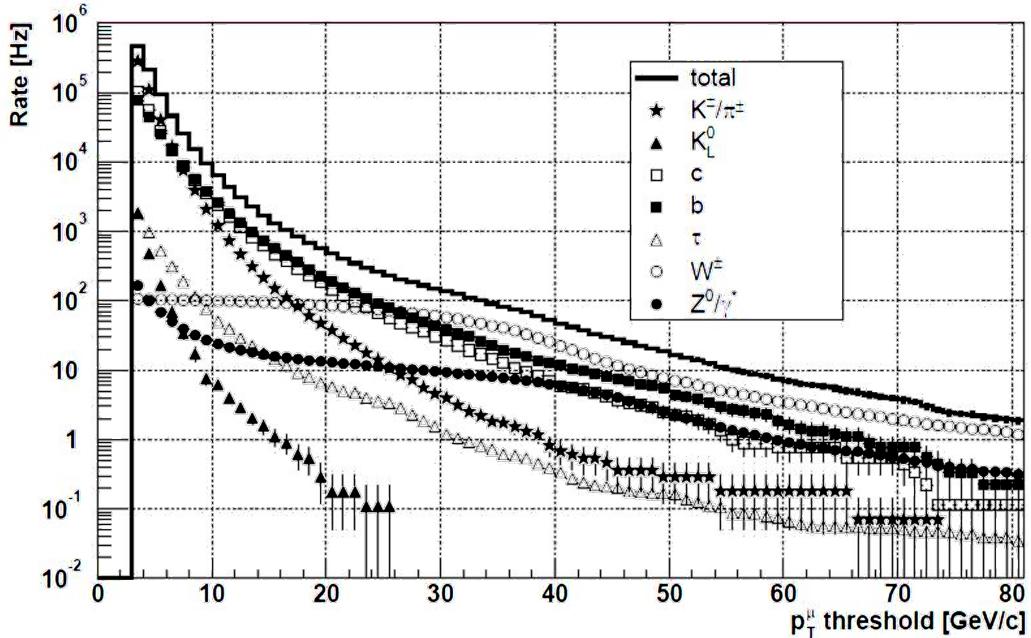
Тази глава има за цел да обясни структурата и принципът на действие на тригърната система на CMS. По-специално внимание е обърнато на архитектурата на мюонния тригер и в частност формирането на тригерно решение от системата RPC.

5.1 Изисквания към тригърната система на CMS

При светимост от порядъка на $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ се очакват около 10^9 събития за 1 s. Обемът от данни, записани за всяко събитие е около 1 MB. Пресичането на спноповете на LHC става с честота от 40 MHz, което означава, че на всеки 25 ns тригърната система взима решение кои събития да бъдат пропуснати или записани. Времето от 25 ns е твърде кратко за обработка на такъв голям обем информация и затова CMS използва тригърна система от две нива - тригер от първо ниво(L1 - Level One Trigger) и тригер от високо ниво (HLT - High Level Trigger).

L1 взима решение на всеки $3.2 \mu\text{s}$ като през това време данните се съхраняват в буфери. При подбора на събития L1 използва информация от калориметричната и мюонната система и редуцира броя събития до около 10^5 в секунда. След това събитията се изпращат към HLT. Тригърът от високо ниво представлява компютърна ферма, която използва софтуерни алгоритми за допълнителен подбор на събитията, а също така и алгоритми за реконструиране на физични обекти, примерно мюон, електрон, адронна струя, фотон или липсваща енергия. От основен интерес за физичните анализи са събития, в които частиците имат висок напречен импулс. Регистрирането на мюони с висок напречен импулс може да бъде указание за проявата на интересни физични феномени както от CM, така и извън него, като разпадане на Хигс бозон на 4 мюона, тежки резонанси, суперсиметрия и други. Това са сравнително редки събития и очакваният им брой е от порядъка на не повече от няколко в секунда. От друга страна при сблъсъците се раждат голем брой мюони с ниски стойности на напречния импулс, които са продукт на разпади на каони и пиони или други нискоенергетични процеси. На фигура 5.1 са показани очаквания брой събития, в които има поне един мюон с напречен импулс над определена прагова стойност, при светимост от $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Очакваният брой на всички събитията, в които има поне един мюон е от порядъка на 10^6 в секунда. За да се намали този брой на тригера се задава праг по напречни импулси, чиято стойност се избира съобразно моментната светимост на LHC. Това налага завишени изисквания към прецизността на измерване на импулса на мюоните. Мюонната изолация, базирана на измерването на депозираната енергия в калориметричната система, също спомагат за съществено редуциране на

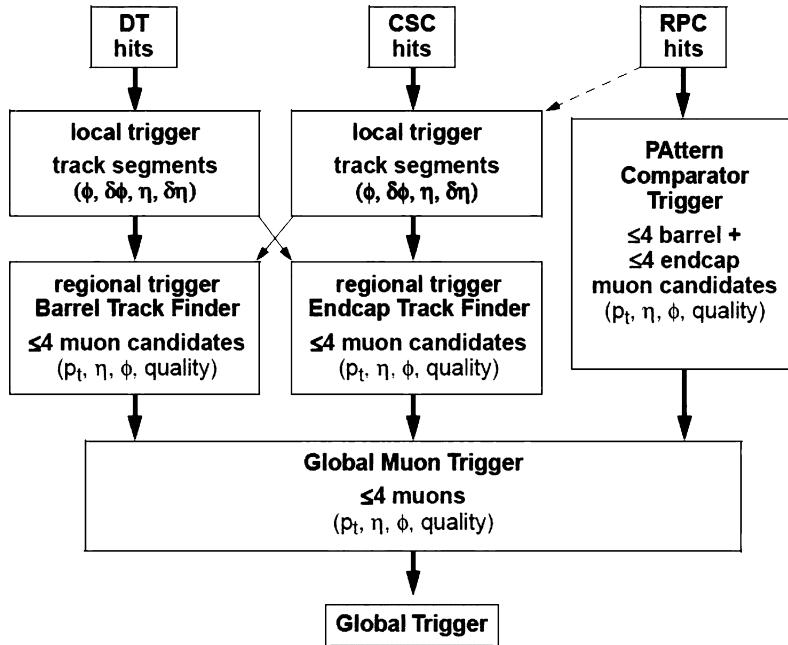


Фигура 5.1: Очакван брой събития в секунда, включващи поне един мюон с напречен импулс над определен праг при светимост от $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ в района $|\eta| < 2.1$. Различните геометрични фигури съответстват на различни процеси, в които се раждат мюони.

фоновите събития. Това налага мюонния тригер да получава информация и от калориметричния тригер. Друга стратегия за повишаване на тригърната ефективност е да се търсят събития, които съдържат повече от един мюон, примерно двумюонни събития, което позволява едновременното обработване на информацията и за двета мюона, дори и при по-ниски p_T .

5.2 Тригер от първо ниво - L1

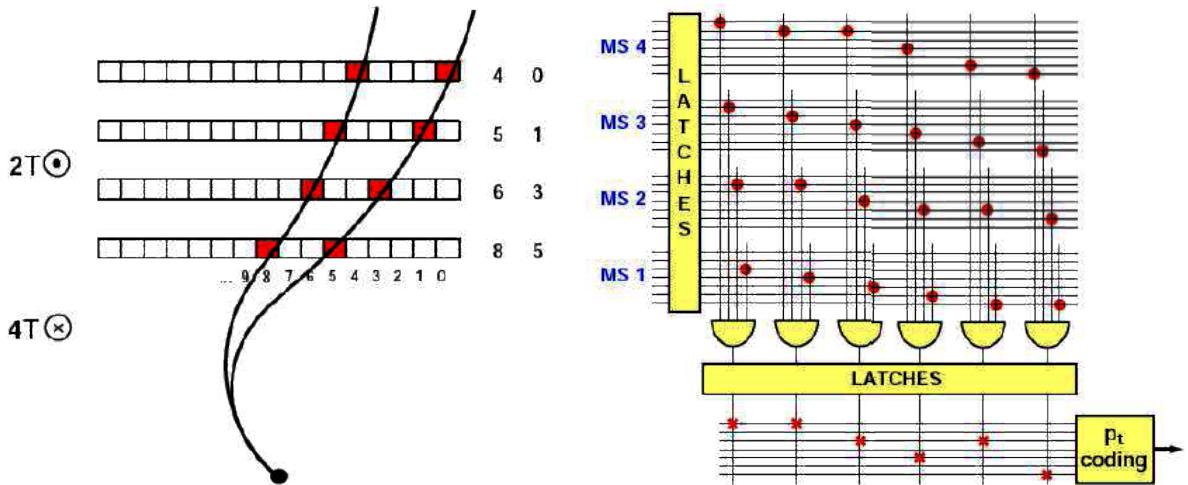
Тригърът от първо ниво е изграден от няколко нива - Калориметричен тригер, Глобален мюонен тригер (GMT - Global Muon Trigger) и Глобален тригер (GT - Global Trigger) от първо ниво. Калориметричният и мюонният тригер не извършват подбор на събитията, а идентифицират тригърни обекти от различен вид, примерно изолирани или неизолирани мюони (в мюонната система) или електрони (в калориметричната система). Информацията за положението, напречния импулс или напречната енергия, а също така и за качеството на четирите най-добри кандидата от мюонния и калориметричния тригер се изпраща на глобалния тригер. Условията, при които глобалния тригер пропуска събитията се задават програмно и могат да включват различни изисквания или комбинации от изисквания към броя и вида на тригърните обекти в едно събитие, към тяхното положение, големината на напречния импулс или енергия.



Фигура 5.2: Принципна схема на действие на мюонния тригер от първо ниво.

5.2.1 L1 мюонен тригер

На фигура 5.2 е показана принципна схема на действие на Глобалния мюонен тригер. Той се състои от три подсистеми, които ползват информация от различните мюонни детектори - дрейфови тръби в централната част на детектора, катодни стрипови камери в затварящите части и камери със съпротивителни плоскости в централните и затварящите части. Целта на тригера е да идентифицира с висока ефективност мюони с голям напречен импулс, да дава информация за техните координати и импулси, а също така да осигурява недвусмислено асоцииране на мюоните към конкретен сблъсък, т.е. да синхронизира измерванията в мюонната система с честотата на пресичане на споновете на LHC. Отличната пространствена разделителна способност на DT и CSC осигурява настройването на отчетлив праг по напречните импулси на мюоните. От друга страна, изключително добрата разделителна способност по време на RPC осигурява прецизното асоцииране на събитията по бънч-кресинг. При всяко пресичане на споновете GMT получава информация за напречния импулс, заряда, азимуталния ъгъл ϕ и псевдобързината η на до 4 мюонни кандидата от тригерите на DT и RPC за централната част на детектора, и до 4 кандидата от тригерите на CSC и RPC за затварящите части. Кандидатите се приемат от GMT ако те са реконструирани в поне две системи, а ако не - се разчита на информацията за тяхното качество, като кандидатите с ниско качество от проблематичните райони по псевдобързина се отхвърлят. Освен това Глобалният мюонен тригер изисква информация от калориметричния тригер дали мюонните кандидати са съвместими с хипотезата за минимално йонизираща частица. Информацията за четирите най-добрни мюона се изпраща от GMT до Глобалния тригер (GT) за по-нататъшна обработка на данните.



Фигура 5.3: Принципна схема на тригера на RPC - PACT (PAttern Comparator Trigger)

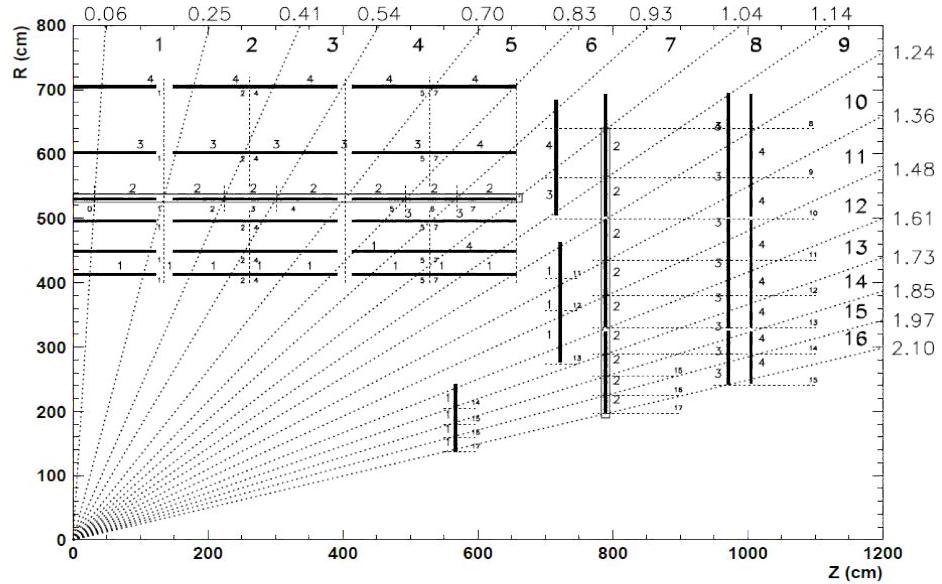
5.2.2 Тригер на RPC - PACT

Системите от DT, CSC и RPC идентифицират мюонните кандидати поотделно като използват различни алгоритми, в съответствие с технологията на детекторите. Системата от RPC използва специално разработен тригер със сравняване на шаблони PACT (PAttern Comparator Trigger) [46]. На фигура 5.3 е показан принципът на действие на PACT.

Информацията за сработилите сигнални електроди се събира от PACT. Тригерът следи за корелация по време и място на попаденията в чувствителните обеми на RPC. Сработилите сигнални електроди се сравняват с предварително определени шаблони, които отговарят на различни напречни импулси. В централната част на CMS, където RPC са разположени на шест нива, PACT може да идентифицира мюони с ниски стойности на напречния импулс, като търси съвпадения в първите четири нива (мюонни станции 1 и 2) на RPC, а за мюони с високи импулси търси съвпадения в първо, трето, пето и шесто ниво. В двете затварящи части на детектора PACT търси съвпадения в три от трите изградени нива от RPC. Системата от RPC е разделена по псевдобързина на 33 тригери кули, като всяка от тях е разделена на 144 логически единици отговарящи на ъгъл $\Delta\phi = 2.5^\circ$. Сегментирането на тригера по псевдобързина е показано на фигура 5.4. Информацията за четирите най-добри кандидата от централната част и за кандидатите от затварящите части се подават поотделно към Глобалния мюонен тригер.

5.3 Заключение

Тригърната система на CMS е изградена от две нива - Тригер от първо ниво, който ползва информацията от отделните детекторни системи и Тригер от високо ниво - компютърна ферма, който изпълнява различни алгоритми за подбор на събитията и реконструиране на частиците - кандидати. Тригерът от първо ниво L1 редуцира броя на събитията от 10^9 до 75×10^3 в секунда а Тригерът от високо ниво HLT



Фигура 5.4: Сегментиране на тригера РАСТ по псевдобързина. На фигурата е показвана 1/4 от детектора.

до 100 събития в секунда. Дублирането на системите от DT и CSC от камери със съпротивителни плоскости в централната и съответно в затварящите части на детектора осигурява висока ефективност при идентифицирането на мюони, определянето на техните координати и импулси. Отличната разделителна способност по време на RPC е решаваща при правилното асоцииране на регистрираните частици с конкретния сблъсък, в който са родени. Допълнително предимство от дублирането на трековите детектори с RPC е възможността за взаимна проверка на резултатите от двете системи, а също така и възможността за калибриране на системите една спрямо друга.

6 Реконструирани мюони

Формирането на критерии за идентификация на мюоните и разработването на алгоритми за тяхната реконструкцията са от съществена важност за качественото провеждане на всеки един физичен анализ, провеждан на CMS. В основата си тези критерии са разработени на базата на Монте Карло (МК) модели. Но след успешното стартиране на ускорителя LHC в края на 2009 година, все по-важни за подобряването и доразвиването на тези критерии и за оценката на тяхната ефективност, са резултатите от анализа на експерименталните данни. Тази глава има за цел да представи основните методи за идентификация и тригериране на мюоните. Разгледани са причините за формирането на няколко набора от по-свободни или по-строги правила за подбор. Представени са методите за оценка на ефективността на тези критерии, както и за оценка на пълната ефективност за регистриране, тригериране и реконструиране на мюонните кандидати.

6.1 Реконструкция на мюони и видове мюонни трекове.

Процесът на реконструкция на мюоните започва с локализиране на техните попадения в активните обеми на детекторите. Дрейфовите тръби (DT) и катодните стрипови камери (CSC), като многослойни детектори, позволяват построяването на локални трекови сегменти в отделните камери. Разделителната способност по време на отделните детектори позволява достатъчно прецизно привързване на локално реконструирания сегмент и съответния сблъсък на спноповете. Локалната информация от всички камери се комбинира от регионалния тригер от първо ниво за всяка една мюонна система, а информацията от всички регионални тригери се комбинира от глобалния мюонен тригер. Локалното реконструиране на трековите сегменти е с точност от порядъка на милиметър, което гарантира достатъчно прецизно първоначално определяне на импулса на мюоните. Това от своя страна гарантира висока тригърна ефективност [34].

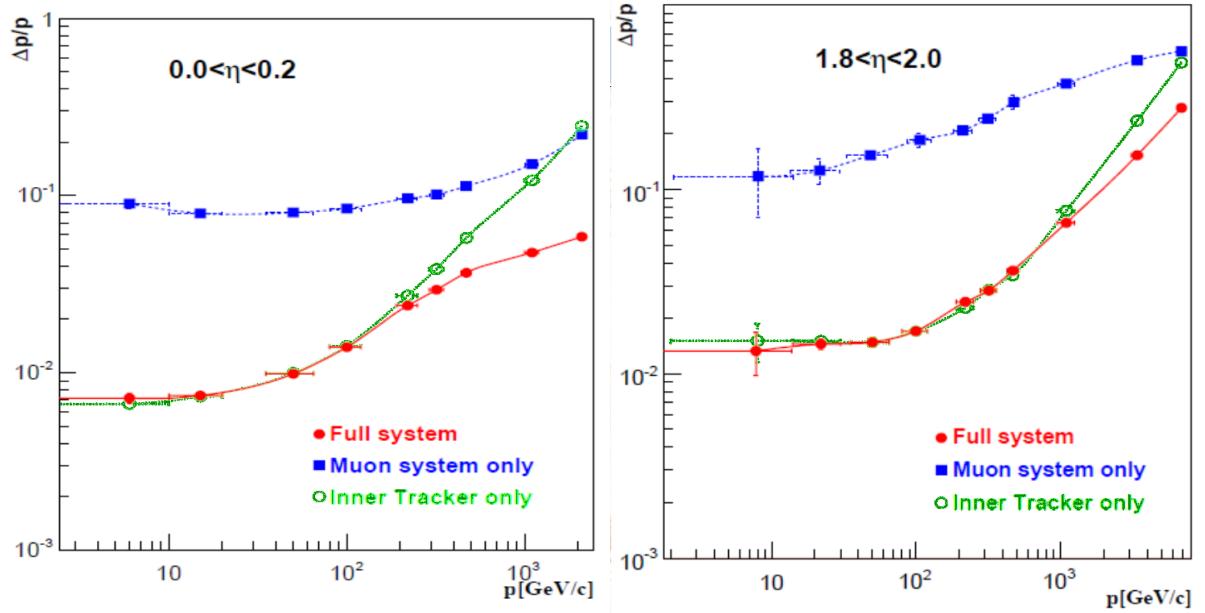
Геометрията на CMS е от изключително важно значение при реконструкцията на мюоните. Посоката на магнитното поле в мюонната система е противоположна на посоката на полето във вътрешния треков детектор. Това е причина за промяната на кривината на мюонната траектория. Ключова роля при определяне на импулса имат измерванията, направени в първите мюонни станции. Тези измервания са от критично значение и имат основен принос при определянето на импулсите на мюоните в обхвата до няколко стотин GeV/c. Четирите мюонни станции и присъствието на силно магнитно поле позволяват измерване на импулсите на мюоните,

независимо от измерванията, направени в централния треков детектор. Мюонните кандидати, реконструирани единствено на базата на попадения в мюонната система се наричат самостоятелни мюони. За импулси, определени в мюонната система, особено за p_t от порядъка на няколко GeV/c до няколко десетки GeV/c, разделителната способност е доминирана от многократното разсейване в материала преди първата мюонна станция. Многократното разсейване в комбинация с усложнената картина на магнитното поле са причина за влошаване на разделителната способност по импулси на самостоятелните нискоенергетични трекове, регистрирани единствено в мюонната система. По тази причина се налага използването на информация от вътрешния треков детектор, т.н. трекер. Всяка следа, реконструирана в трекера с $p_t > 0.5$ GeV/c и големина на импулса $p > 2.5$ GeV/c се разглежда като потенциален мюонен кандидат и се екстраполира до мюонната система, като се отчита влиянието на магнитното поле, средната стойност на очакваните енергийни загуби и многократното разсейване в материалите на детекторите. За реконструкция и екстраполиране на мюонните траектории се използва Калманов филтър [57, 58]. Ако бъде открито поне едно съвпадение с треков сегмент в мюонните камери, разглеждания трек се квалифицира като трекерен мюон. Съвпадането на двата трека се разглежда в локалната координатна система на мюонната камера. За нискоенергетични мюони най-добрата разделителна способност е тази, постигната в трекера. Но за мюони с импулси над 200 GeV/c и особено за импулси, от порядъка на TeV/c, разделителната способност на централния треков детектор е ограничена от неговия радиус и бързо намалява с увеличаването на импулса на частиците (фигура 6.1). В този случай ключов принос има информацията от външните мюонни станции. За мюони с импулси над 200 GeV/c най-добра разделителна способност се постига при комбиниране на информацията от мюонната система и трекера. За всеки самостоятелен трек, реконструиран в мюонната система се търси съвпадение в трекера. Глобалният мюонен трек се апроксимира, въз основа на следите на трекерния и самостоятелния мюон. Реконструираните по този начин мюонни кандидати се наричат глобални мюони [33, 35].

Около 99% от мюоните с импулс, родени при протон-протонни взаимодействия и попадащи в геометричния акцептанс на мюонната система се реконструират или като глобални мюони или като трекерни, а много често и като двата вида. Реконструираните едновременно като глобален и трекерен мюон, които споделят обща следа във вътрешния треков детектор формират единствен краен мюонен кандидат. Импулсът на самостоятелните мюони, реконструирани единствено в мюонната система се определя с по-лоша разделителна способност. Това е причината, поради която този тип мюони рядко се използва във физичните анализи.

6.2 Определяне на импулса на мюоните

Обичайният алгоритъм за определяне на импулса на мюона избира стойността, определена или от фитирането на следата на трекерния мюон или от фитирането на следата на глобалния мюон. Стойността, получена от глобалния фит се избира, ако и в двата случая напречният импулс на мюона е $p_t > 200$ GeV/c. В останалите случаи се избира стойността на импулса, определена от фитирането на мюонната



Фигура 6.1: Разделителна способност по напречни импулси на мюоните, идентифициране в централната част (вляво) и затварящите части (вдясно). С червен цвят е показана разделителната способност получена след комбиниране на информацията от централния треков детектор и от мюонната система [33].

следа в трекера.

Многократното разсейване и процесите на излъчване могат да повлият върху траекторията на мюоните. За високоенергетичните мюони най-голямо значение имат радиационните процеси, тъй като те водят до най-голяма загуба на енергия и освен това могат да инициират електромагнитни лавини, които от своя страна предизвикват допълнителни сигнали в мюонните детектори. Като последствие, оценката на импулса на мюона може значително да се различава от неговата истинска стойност. За да се подобри определянето на импулса на високо енергетичните мюони на CMS са разработени няколко стратегии, които преразглеждат глобалните мюонни трекове, като отхвърлят някои от попаденията в мюонните камери, които биха могли да са следствие на електромагнитни лавини [35].

- Трекер плюс първа мюонна станция (*TPFMS - Tracker Plus First Muon Station*). Този алгоритъм използва резултатите от глобалния фит, но игнорира всички попадения в мюонните детектори с изключение на първата станция, в която е реализирано попадение. По този начин чувствително се ограничава приноса на сигнали, следствие на лавини в мюонната система.
- Чувствителен фит (*Picky fit*). При този подход отново се разчита на резултатите от глобалния фит, но в камерите, в които са се развили електромагнитни лавини се взимат под внимание само попаденията, съвместими с екстраполираната траектория. Като критерии за развитие на лавини в мюонните камери се използва заселването на съответната камера.

6.3 Често използвани тригерни реализации

Както вече отбелязахме в глава 5, експериментът CMS използва тригерна система с две нива - HLT и L1. След обработката на данните на ниво HLT се стартират алгоритмите за реконструкция и се формират различни потоци от данни, съобразно нуждите на различните физични или детекторни анализи. За целите на анализите с мюони в крайното състояние най-често използваните тригерни конфигурации са „Напълно отвотрения тригер“ (ZB - Zero-Bias trigger), „Тригер по единични мюони“ (SM - Single Muon trigger) и „Мюон плюс трек тригер“ (MPT - Muon Plus Track trigger).

- ZB се дефинира от едновременното сработване на двата BPTX¹ монитора в един и същ бънч-кросинг. Степента на пропускливоността на този тригер се поддържа около 20 Hz, като с нарастване на светимостта на LHC, се прилагат различни мащабни фактори (т.е записва се всяко n -то събитие, където n е мащабиращият фактор). Данните, преминали през ZB тригера формират инклузивна извадка от мюонни събития, използвана за изследване на кинематичните характеристики на мюоните - напречен импулс и ъглови разпределения.
- SM Пропускат се само събития, съдържащи поне един мюон с напречен импулс над предварително зададен праг. Стойността на конкретния праг зависи от светимостта. През по-голямата част на 2010 г прагът беше фиксиран на $p_T > 15$ GeV/c. Събитията, пропуснати от SM тригера формират основния обем от данни, използвани за физичен анализ на събития, съдържащи мюони в крайното състояние. При прилагане на подходяща селекция от тях се подбират мюони, родени при разпадане на W или Z бозони. Така подбранныте данни се използват за определяне на геометричната и тригерната ефективност на детектора, както и за определяне на ефективността на реконструкция.
- Целта на MPT тригера е да се повиши ефективността при събиране на J/ψ събития. Той пропуска събития, при които два мюонни трека с противоположен знак могат да бъдат комбинирани в двойка с инвариантна маса около масата на мезона J/ψ .

Всички мюонни тригери, използвани през 2010 г. пропускат събития, където мюонния кандидат се намира в района, съответстващ на пълното геометрично покритие на мюонната система ($|\eta| < 2.4$). При формиране на крайната извадка, към всички преминали събития през тригера, е наложено допълнително условие за наличие на поне един реконструиран първичен връх на взаимодействие, отдалечен по z на не повече от 24 см от точката на пресичане на спноповете, а в равнината $r - \phi$ на не повече от 2 см.

¹BPTX (Beam Position and Timing for LHC experiments) са детектори, които са от изключителна важност за синхронизирането по време между CMS и LHC. Те са разположени в двата края на детекторния комплекс и отчитат времето и позицията на снопа при навлизане в CMS.

6.4 МК данни и класификация на мюоните в тях

Всеки един анализ на експериментални данни задължително сравнява получените резултати с резултатите, получени от МК моделирани събития. В зависимост от моделираните процеси се използват различни генератори на физични събития. За генериране на $t\bar{t}$ събития или за генериране на многоструйни събития е използван генератора PYTHIA 6 [53], за J/ψ събития - EVTGEN [54]. За генериране на инклузивни извадки с W и Z събития, както и за генериране на Дрел-Ян събития е използван генератора POWHEG [55], а за събития с $W+$ адронни струи или $Z+$ адронни струи е използван MADGRAPH [56]. При генерирането на МК извадките, разпределението на партоните в протоните се описва от набора от структурни функции *STEQ6L* [52].

За импулси до $p_T < 30$ GeV/c най-голям е приносът от мюони, родени в полулептонните разпадания на тежките адрони, като не малък е и приносът от разпаданията на по-леки адрони или мюони, от адронните лавини в калориметричната система. Мюоните, родени от разпадания на W и Z доминират при импулси от $p_T > 30$ GeV/c. В МК моделираните събития, всяко попадение в мюонните детектори може да бъде асоциирано недвусмислено с частицата-майка на реконструирания мюонен кандидат. Това позволява класифицирането на реконструираните мюони в следните няколко категории:

- *Първични мюони (prompt muons).* Това са мюони, родени вследствие на първичните взаимодействия при пресичането на протонните снопове. Те се появяват основно от разпаданията на W или Z бозони, от Дрел-Ян процеси или или раждане на топ кварки.
- *Мюони от разпади на адрони, съдържащи тежки кварки, а също така и от разпадане на τ лептон.* В голяма част от случаите, мюоните, родени от разпадане на b адрони, включват в себе си мюони от директни разпадания, а така също и от каскадни $b - c$ разпадания, както и от каскадни $b - \tau$ разпадания.
- *Мюони от разпади на сдрони, съдържащи леки кварки.* В тази категория попадат мюоните, родени от разпадането на леки адрони, примерно K или π мезони. В тази извадка принос имат и мюоните, от разпаданията на частиците, родени в ядрените реакции с материала на детекторите. Към тази категория се причисляват и адроните, чиито попадения във вътрешния треков детектор са съвпаднати по грешка с попадения в мюонните камери.
- *Останки от адронни лавини (hadron punch-through).* В тази категория попадат мюонни кандидати, чиито попадения в мюонните детектори не са реализирани от мюони, а от други частици, родени в адронни лавини, които не са погълнати изцяло в калориметричната система и са успели да достигнат мюонната система.
- *Дубликати.* Тук попадат мюони, на които съответстват повече от един реконструирани мюонни кандидата, като причината за това може да се търси във всяка една от изброените по-горе категории или да се дължи на пропуск или неуспех на реконструиращите алгоритми.

6.5 Идентификация на мюоните

В зависимост от нуждите на отделните анализи към реконструираните мюонни кандидати се прилагат допълнителни критерии за подбор, които оформят няколко различни типа мюонна селекция и идентификация. Основните 3 типа са:

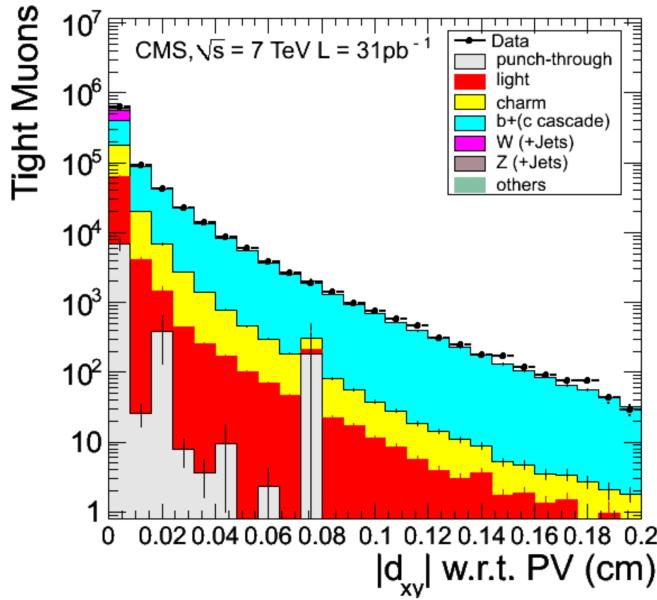
- *Мека селекция (SM - Soft Muon selection).* При тази селекция се изисква кандидатът да е реконструиран като трекерен мюон. Допълнително е поискано съвпадението между екстраполирания трек и мюонния сегмент в локалните координати на мюонната камера. Този подход е оптимизиран за подбиране на мюони с нисък напречен импулс $p_T < 10 \text{ GeV}/c$ и се използва основно във физичните анализи, изучаващи раждането на J/ψ частици или физика на b -адроните [59].
- *Твърда селекция (TM - Tight Muon selection).* При тази селекция се изисква кандидатите да са реконструирани като глобални мюони. Необходимо е поне едно от попаденията в мюонна камера да се включва в глобалния фит, а следата, реконструирана в трекера да съвпада с реконструирани сегменти в поне две мюонни станции. Напречният прицелен параметър, определен по отношение на първичния връх на взаимодействие трябва да бъде $|d_{xy}| < 2 \text{ mm}$.

Напречният прицелен параметър d_{xy} (фигура 6.2), определен по отношение на първичния връх на взаимодействието между наливащите протони, е удобен критерий за подбор на мюоните. При взаимодействията на LHC основната част от новородените частици се разпадат почти мигновено, така че ограничаването на прицелния параметър на следата под някакъв предварително зададен prag спомага за отбирането на първични мюони. Налагането на обратното условие позволява отбирането на мюони, родени от разпаданията на дългоживущи частици. По-далечният прицелен параметър на мюонните следи в този случай се дължи на факта, че разпаданията на тези частици обикновено се характеризира с наличието на вторичен връх (понякога и с третичен при $b + c$ каскади), който за b -адроните е отдалечен на около $500\mu\text{m}$ от точката на първичното взаимодействие.

Твърдата селекция се използва от много физични анализи и в частност при определянето на сечения за раждане на W и Z [60], търсенето на тежки бозони, контактни взаимодействия и др..

- *Селекция от потока от частици (PF – Particle-Flow selection).* Алгоритъмът за реконструкция PF комбинира информацията от всички отделни детекторни системи на CMS и проследява индивидуално всеки кандидат за реконструиран обект, като електрони, мюони, фотони, адronи или недостигаша напречна енергия. Освен изредените по-горе правила за подбиране на трекерни или глобални мюони се използва информация от останалите детектори. По-детайлно описание на алгоритъма може да бъде намерено в [61].

В таблица 6.1 е показано процентното съдържание на мюони от различните източници, преминали мека и твърда селекция, оценени от анализ на МК данни. Както може да се забележи основния принос при мюоните преминали меката селекция е от



Фигура 6.2: Напречен прицелен параметър за твърди мюони с $p_T > 20$ GeV/c.

източник на мюони в МК	мека селекция [%]	твърда селекция [%]
b -адрони	4.4	22.2
c -адрони	8.3	21.9
леки аромати	79.0	55.7
останки от адронни лавини	5.4	0.2
дубликати	2.9	< 0.01
първични	$\lesssim 0.1$	$\lesssim 0.1$

Таблица 6.1: Източници на мюонни кандидати с нисък напречен импулс, за събития, преминали през ZB тригер и приложени съответно мека и твърда селекция.

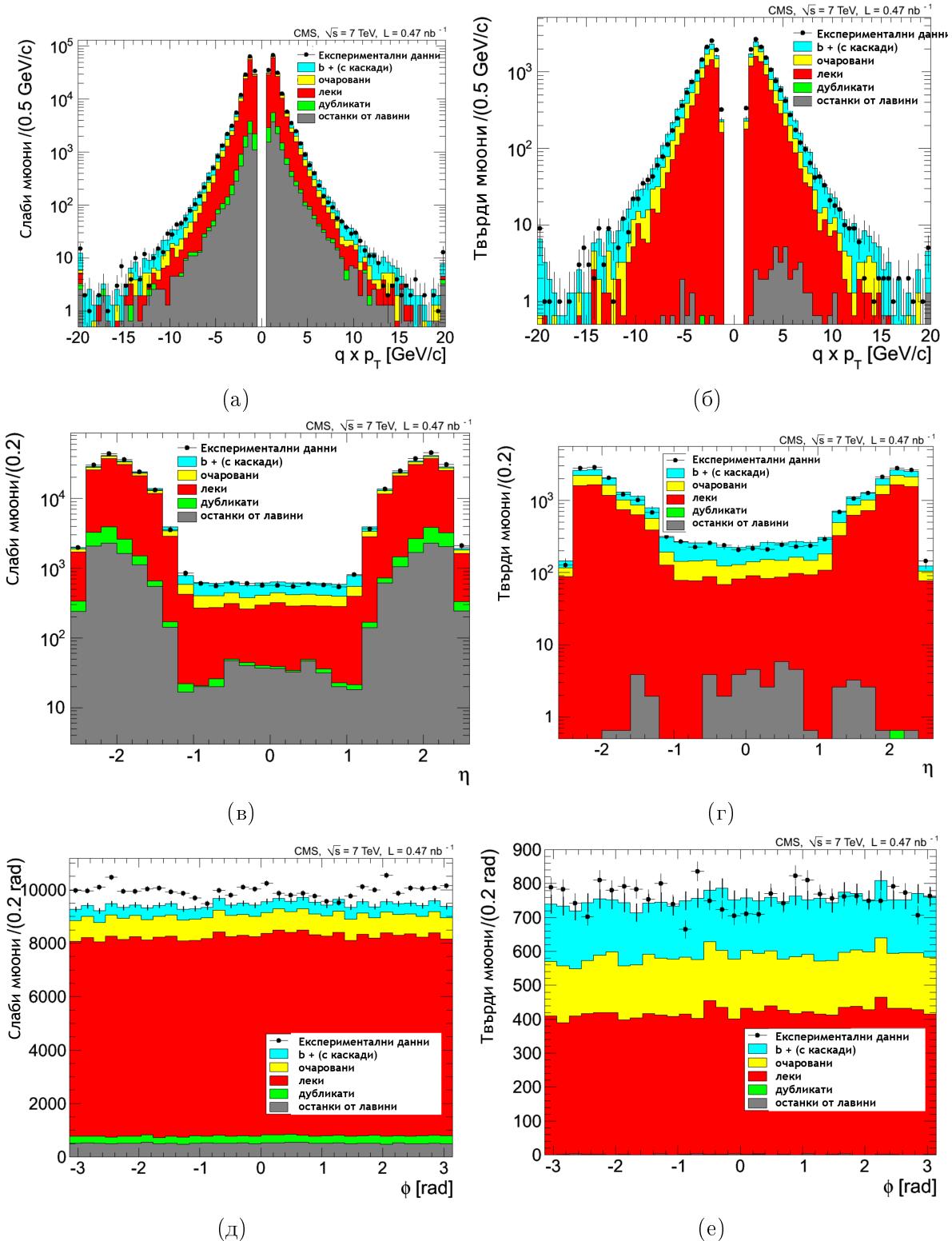
разпадания на леки адрони, основно K и π мезони, докато при твърдата селекция се засилва приноса на мюони от разпаданията на адроните, съдържащи тежки кварки или τ лептони. Освен това твърдата селекция редуцира приноса на останките от адронни лавини до 0.2%, докато при меката селекция той остава сравнително висок - около 5%.

6.6 Кинематични разпределения на мюоните

6.6.1 Събития, преминали ZB тригер

На фигура 6.3 са показани разпределенията по напречните импулси, умножени по заряда на мюоните, разпределенията по псевдобързина на мюоните, и тъгловите разпределенията в равнината (r, ϕ) , за събития, преминали през напълно отворен тригер и съответните селекции.

В разпределението по псевдобързина (фигура 6.3) за събитията преминали мека селекция се забелязват завишена брой попадения на мюони в предните части на де-



Фигура 6.3: Кинематични разпределения на мюоните от събития преминали ZB тригер и мека селекция (вляво) или твърда (вдясно) селекция. (а) и (б) Разпределение по напречните импулси, умножени по заряда на мюоните; (в) и (г)Разпределение по псевдобързина; (д) и (е) Ъглово разпределение в равнината (r, ϕ).

тектора. Това се дължи на големия брой меки събития, пропуснати от ZB тригера, в които импулсът на мюоните е по-нисък от импулса, необходим на мюона да достигне мюонните станции. Импулсът, необходим на мюона за достигане на първите мюонни станции в затварящите части е $p_T \approx 0.5 \text{ GeV}/c$, докато за достигане на първите мюонни станции в централната част той е $p_T \approx 3 - 4 \text{ GeV}/c$. По тази причина голяма част от трековете на мюоните с нисък импулс не могат да бъдат съвпаднати с нито едно попадение в мюонните станции в централната част на детектора. Както може да се забележи на същата фигура, твърдата селекция редуцира съществено приносът от дубликати и останки от адронни лавини.

Експерименталните данни се съгласуват добре с МК модела. Някои разминавания между МК и експерименталните данни се дължат на не дотам перфектното МК моделиране на локалните детекторни условия, което води до понижаване на ефективността за идентифициране на меките мюони [35].

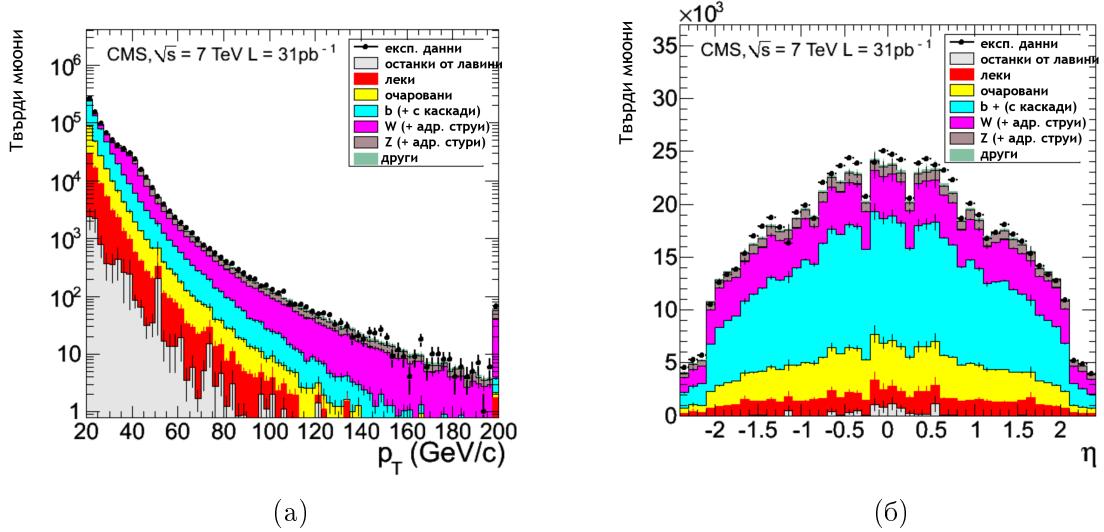
6.6.2 Събития, преминали SM тригер

На фигура 6.4а са показани разпределенията по напречен импулс, а на фигура 6.4б по псевдобързина за мюони с $p_T > 20 \text{ GeV}/c$, преминали през твърда селекция. На същата фигура са показани и разпределенията, получени от МК данни. От анализа на МК данни може да се направи оценката, че след приложената селекция приносът от мюони, родени в разпаданията на леките адрони е по-малък от 10%, а приносът от останките от адронни лавини е подтиснат до около 1%. Приносът от разпаданията на b -адрони в разпределението по напречни импулси на мюоните доминира в обхвата до около $p_T < 30 \text{ GeV}/c$, след което започва да доминира приносът на мюони от разпаданията на W и Z бозоните. В областта на импулси с $p_T < 50 \text{ GeV}/c$ броят реконструирани мюонни кандидати в експерименталните данни се съгласува добре с МК предсказания. При по-високите импулси съгласуването между експерименталните и МК данни е в рамките на около 10%, което се дължи на теоретичните неопределености при пресмятането на матричните елементи и най-вече на приноса на по-високи КХД поправки. Като обобщение може да се твърди, че при дадените теоретични и експериментални неопределености, съгласуването между експерименталните и МК данни е задоволително в областта на импулси с $p_T \lesssim 200 \text{ GeV}/c$ [35].

6.7 Изолация

Друг параметър, който се използва успешно за идентификация на мюоните е степента на тяхната изолация. Това накратко означава да се подбират само мюонни кандидати, около които енергетичния поток е под някакво определено ниво, като това спомага за ефективното отбиране на първични мюони. На CMS са разработени и се използват три алгоритъма за изолация на мюонните кандидати:

- *Относителна изолация във вътрешния треков детектор - I_{trk} .* Алгоритъмът изчислява скаларната сума от напречните импулси на всички следи реконструирани във вътрешния треков детектор (без импулса на разглеждания кандидат), в конус с радиус $\Delta R < 0.3$, центриран около посоката на движение на



Фигура 6.4: Разпределение по напречни импулси (а) и по псевдобързина (б) за събития, преминали SM тригер и мюони с $p_T > 20 \text{ GeV}/c$, подбрани чрез твърда селекция.

мюонния кандидат. ΔR се определя от уравнението:

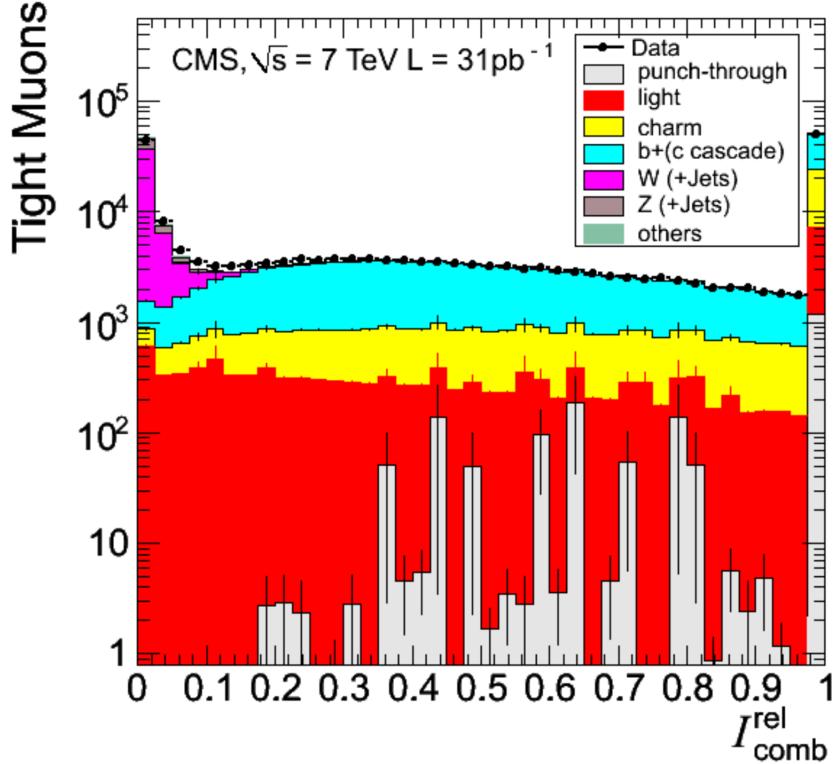
$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} \quad (6.1)$$

Мюонният кандидат се счита за изолиран, ако отношението между скаларната сума от напречните импулси на всички следи, попадащи в разглеждания конус (без следата на мюонния кандидат) към напречния импулс на кандидата е под определена pragова стойност, определена на базата на анализ на МК данни.

- *Относителна комбинирана изолация* - I_{comb} . Този алгоритъм е подобен на предходния, но в случая към сумата от напречните импулси в трекера се добавя и сумата от напречните енергии ², измерени в двете калориметрични системи. На фигура 6.5 е показано сравнение между МК и експериментално получените разпределения на комбинирания изолационен параметър, определен за мюонни кандидати с $p_T > 20 \text{ GeV}/c$ в събития с един реконструиран първичен връх на взаимодействие. МК и експерименталните данни се съгласуват добре и както може да се забележи на фигурата, изолираните мюони от разпади на W и Z доминират в областта, където стойността на параметъра е по-малка от 0.1.
- *Изолация в поток от частици* - I_{PF} . Дискриминиращата променлива в случая е сумата от напречните импулси на всички заредени адрони, напречните енергии на всички фотони и напречните енергии на всички неутрални адрони, реконструирани чрез PF алгоритъм [61] в конус $\Delta R < 0.4$.

Размерът на конуса и pragовата стойност на изолация зависят от конкретния физичен анализ. Например при определянето на сечението за разждане на W и Z [60] се използва комбинирана изолация в конус от $\Delta R < 0.3$ и prag от 0.15. При анализите, свързани с търсене на тежки резонанси, обаче, високoenергетичните мюони

²Напречната енергия на частицата се изчислява като $E_T = \sqrt{(|p_T|^2 + m^2)}$, където p_T е напречният импулс на частицата, а m нейната маса.



Фигура 6.5: Относителна комбинирана изолация за твърди мюони с $p_T > 20$ GeV/c.

могат да отложат значителна част от енергията си в калориметрите, което налага да се отчита само изолирането във вътрешния треков детектор. Праговата стойност в този случай е 0.1. Анализите, изучаващи физиката на τ лептона използват PF изолация в конус от $\Delta R < 0.4$ и прагови стойности от 0.20 или 0.12 [63].

6.8 Ефективност на реконструкцията и идентификацията на мюони

Крайната ефективност за реконструирането на мюонен кандидат и идентифицирането му като мюон с определени кинематични характеристики (или накратко мюонна ефективност) може да се представи като произведение от няколко отделни фактора:

$$\epsilon_\mu = \epsilon_{track} \cdot \epsilon_{rec+id} \cdot \epsilon_{iso} \cdot \epsilon_{trig} \quad (6.2)$$

където ϵ_{track} е ефективността за реконструиране на мюон във вътрешния треков детектор. При наличието на реконструирана следа в трекера може да се определи комбинираната ефективност за реконструкция и идентификация на различните алгоритми за подбор на мюонните кандидати - ϵ_{rec+id} . С ϵ_{iso} се бележи ефективността на алгоритмите за изолация. Тригерната ефективност ϵ_{trig} обикновено се определя за вече идентифицирани мюони, преминали съответните изолационни критерии.

6.8.1 Методът Т&Р

За определяне на ефективността на конкретен критерий обикновено се използва методът „Маркирай и пробвай“ (T&P - Tag and Probe). При този метод се работи с два набора от мюони - *маркирани мюони*, към които са приложени по-стректни критерии на селекция, включващи съответния тестван критерий и *пробни мюони*, чиято селекция не включва съответния критерий. Наборът от пробни мюони се проверява отделно дали преминава или не преминава тествания критерий. На базата на тази проверка се формират два нови набора от „преминали теста“ „не преминали теста“ мюони. Реконструират се инвариантните маси на двойките (маркиран и преминал теста пробен мюон) и (маркиран и не преминал теста пробен мюон). Най-често се реконструират инвариантните маси на Z или J/ψ в зависимост от изследвания енергетичен мащаб. Броят на преминалите събития може да се определи като:

$$N_{passed} = \epsilon N_{signal}$$

а броя на непреминалите като:

$$N_{failed} = (1 - \epsilon) N_{signal}$$

където N_{signal} е броя на сигналните събития в съответните разпределения. Във всеки отделен бин ефективността може да бъде определена като отношението:

$$\epsilon = \frac{N_{passed}}{N_{passed} + N_{failed}}$$

6.8.2 Ефективност за реконструкция във вътрешния треков детектор

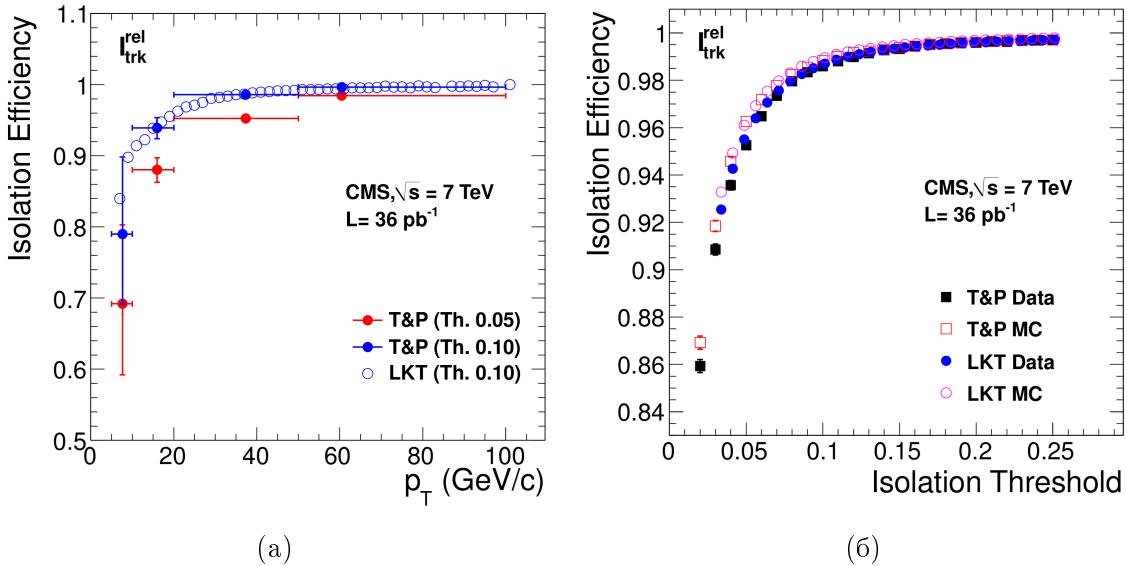
Ефективността за реконструкция на следите във вътрешния треков детектор е около 99% и е в добро съгласие с ефективността определена от МК данни. Тя е определена с метода T&P и повече детайли могат да се намерят в [64].

6.8.3 Ефективност на реконструкция и идентификация

За определяне на ϵ_{rec+id} се използван метода Т&Р. Като пробни обекти се използват следи, реконструирани в трекера, така че техните характеристики да не са повлияни от измерванията в мюонната система. За определяне на ефективността за мюони с $p_T < 20$ GeV/c обикновено се използват събития включващи разпадания на J/ψ на два мюона. В този случай обаче, комбинаторния фон от другите следи в трекера обикновено е много висок, особено при следите с нисък p_T . За ефективно подтискане на този фон към пробните следи се налага допълнително изискване да имат сигнатурата на минимално йонизираща частица в калориметричната система. По този начин, комбинаторния фон може да бъде редуциран около три пъти без да се изисква каквато и да е допълнителна информация от мюонната система.

За определяне на ϵ_{rec+id} за мюони с $p_T > 20$ GeV/c е удачно да се използват събития включващи разпадания на Z на два мюона.

За мюони, преминали твърда селекция, ефективността за идентификация и реконструкция е около 98.4% в централната и припокриващите се части на детектора и около 96.8% в крайните затварящи се части [35]



Фигура 6.6: (а) Ефективност на изолацията във вътрешния треков детектор за мюони, родени от разпаданията на Z бозони, като функция на напречния импулс на мюона; (б) Ефективност на изолацията във вътрешния треков детектор за мюони с $20 < p_T < 50 \text{ GeV}/c$, родени от разпаданията на Z бозони.

6.8.4 Ефективност на алгоритмите за изолация

За определяне ефективността на алгоритмите за изолация се използват както методът T&P, така и допълнително разработения за целта метод на „Кинематичен лептонен шаблон“ (LKT - Lepton Kinematic Template). Методът се основава на предположението, че кинематиката на мюоните от разпадания на Z или W не зависи от събитията, които са резултат от взаимодействията на останалите партони в протоните. Тези събития са основния източник на допълнително депозирана енергия в околността на траекторията на мюона. По-дetaйлна информация относно метода LKT може да бъде намерена в [65].

На фигура 6.6а е показана ефективността за изолация в трекера като функция на напречния импулс на мюоните. Двата изследвани прага съответстват на най-често използваните прагови стойности - така наречените мека (0.05) и твърда (0.1) работна точка на изолация. Те са избрани така, че твърдата работна точка да отговаря на стойността, при която кривата на ефективността излиза на плато (фигура 6.6б). Тя се използва от повечето мюонни анализи на CMS, който не включват адронна струя в крайното състояние. Анализите на събития с мюони и адронна струя в крайното състояние обикновено ползват меката работна точка, която също осигурява висока степен на изолация.

С увеличаване на светимостта на LHC се увеличава и количеството на насложените събития. При набора на данни през 2010 г. средният брой на реконструираните върхове на първични взаимодействия беше около 2 – 3, докато през 2012 г. той достигна средно до около 15-20 в зависимост от различните периоди на набиране на данни. По тази причина в CMS са разработени различни методи за отчитане и смекчаване на въздействието на насложените събития в процеса на изолация.

6.8.5 Определяне на тригерната ефективност

Тригерната ефективност за L1 и HLT се определя чрез метода T&P поотделно за мюоните, регистрирани в централната част, при покриващите се и затварящите части. Ефективността за мюони с $p_T < 20 \text{ GeV}/c$ е определена на базата на J/ψ събития, а за мюоните с по-висок напречен импулс от Z събития. При определяне на тригерната ефективност тригерните обекти (в случая мюонния кандидат, задействал тригера) трябва да бъдат съвпаднати към реко-обектите (в случая реконструирания мюон). При определяне на ефективността на L1 тригера се търси съвпадение по позиция между мюона задействал L1 тригера и реконструирания мюон. Ефективността на HLT се определя като пробните реко-мюони трябва да съвпадат с L1 обект, и после се проверяват за съвпадение с HLT обект. При определяне на комбинираната ефективност за L1 и HLT към пробните кандидати се налага единствено условие да съвпадат с HLT обект.

В таблица 6.2 са показани обобщени резултати за ефективностите на различните тригерни нива за мюони от разпадания на Z и за единични изолирани мюони, преминали твърда селекция. Цитираните стойности са определени от платото на съответните криви на ефективност.

тригерно ниво	$Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$		изолиран мюон	
	$\epsilon_{trig} [\%]$	данни/МК	$\epsilon_{trig} [\%]$	данни/МК
L1				
$\eta < 2.1$	94.1 ± 0.2	0.976 ± 0.002	92.9 ± 0.8	0.966 ± 0.011
$\eta < 0.9$	95.9 ± 0.2	0.981 ± 0.002	94.7 ± 1.0	0.971 ± 0.013
$0.9 < \eta < 2.1$	92.3 ± 0.3	0.971 ± 0.004	91.1 ± 1.2	0.961 ± 0.017
HLT				
$\eta < 2.1$	98.2 ± 0.1	0.996 ± 0.001	97.8 ± 0.5	0.993 ± 0.007
$\eta < 0.9$	99.0 ± 0.1	0.996 ± 0.001	98.6 ± 0.5	0.996 ± 0.008
$0.9 < \eta < 2.1$	97.4 ± 0.2	0.995 ± 0.002	97.1 ± 0.8	0.991 ± 0.011
L1+HLT				
$\eta < 2.1$	92.5 ± 0.3	0.972 ± 0.003	90.8 ± 0.9	0.959 ± 0.013
$\eta < 0.9$	95.0 ± 0.3	0.978 ± 0.003	93.3 ± 1.1	0.967 ± 0.015
$0.9 < \eta < 2.1$	89.9 ± 0.4	0.966 ± 0.004	88.5 ± 1.4	0.952 ± 0.020

Таблица 6.2: Обобщение на стойностите на тригерна ефективност за L1, HLT тригери и общата L1+HLT ефективност за твърди мюони. Стойностите са определени от платото на кривата на ефективността и са определени за различни райони по псевдобързина. Резултатите са получени на базата на извадки, съдържащи единичен изолиран мюон. За всеки метод първата колона се отнася за ефективността определена на базата на експериментални данни, а втората за отношението експериментални към МК данни. Цитираните неопределенистости имат статистически характер [35].

6.9 Заключение

В тази глава са представени основните типове реконструирани мюони, методите за тяхната идентификация и изолация, както и ефективността на използваните алгоритми.

Изложените резултати са базирани на анализ на данни в обем от 40pb^{-1} , събрани с детектора CMS през 2010 г.. Експериментално определените кинематични характеристики са в добро съгласие и определените от MK в целия обхват до $p_T \lesssim 200 \text{ GeV}/c$ [35].

Ефективността за идентификация на мюони с напречен импулс по-голям от няколко GeV/c е над 95% за всички изследвани селекции. Погрешното идентифициране на реконструирани кандидати като мюони е сведено до под 1% за по-меките селекции и до под 0.1% за твърдата селекция.

Разделителната способност за следите, реконструирани в централната част на вътрешния треков детектор е по-добра от 10%. Подобряването на измерването на по-високи импулси се осъществява чрез специални алгоритми, които използват информацията от вътрешния треков детектор и от мюонните системи.

Тригерната ефективност за изолираните мюони е по-добра от 90% в целия район, покриван от мюонната система, като на отделни места, особено в централната част тя е над 95%.

Детайлното познаване и правилното изпълнение на алгоритмите за реконструкция, идентификация и тригериране на мюоните е задължителен елемент в цялостната последователност от регистрирането на мюона в детектора до анализите на мюонни събития, които са една голяма част както от физичните, така и от детекторните анализи.

7 Работа на системата от RPC на CMS при набор на данни

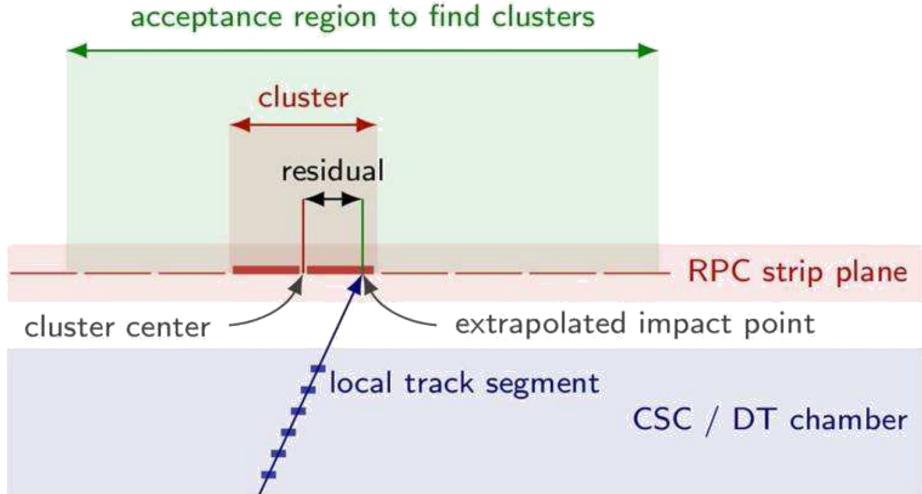
В изграждането, въвеждането в експлоатация и осигуряването на нормална работа на системата от RPC имат участие колективи от 15 научни институции, сред които е и групата по физика на элементарните частици от Софийски университет. Нашето участие в набора на данни, оценката и поддържането на стабилното функциониране на системата е естествено продължение на едно ползотворно сътрудничество. Тази глава касае детайлите около функционирането на системата RPC в реални условия при набор на данни. Специално внимание е отделено на методите за определяне и контрол на основните параметри на системата, които гарантират правилната ѝ експлоатация и надеждност на набраните данни.

7.1 Стабилност на системата RPC

Системата от RPC е неразделна част от детекторния комплекс CMS. Основното ѝ предназначение е да участва във формирането на тригерното решение, но в допълнение може да бъде използвана и за подобряване на разделителната способност при реконструиране на мюонните кандидати. Със своите 2316 модула, разположени както в централната цилиндрична част, така и в двете затварящи части, и над 10^5 информационни канала тя е най-голямата детекторна система на CMS. Всяко едно отклонение на работните параметри на RPC от фиксираните номинални стойности има пряко влияние върху качеството на набраните данни. По тази причина системното наблюдение на работните параметри и поддържането на нормалното функциониране на системата е от изключителна важност за работата на целия детекторен комплекс. От пускането на системата от RPC в експлоатация през 2009 година досега освен системното наблюдение на работата на системата като цяло, многократно са изследвани нейните работни параметри и характеристиките на отделните камери.

7.1.1 Ефективност на камерите

През 2010 година работните точки на захранващото високо напрежение бяха фиксирани на 9550 V за затварящите части и 9350 V за централната част [36] на детектора. Тези стойности са определени по време на конструирането и въвеждането в експлоатация на камерите на базата на данни от космични лъчи [37], [47]. Данните от протон-протонни взаимодействия в размер на около 40 pb^{-1} , събрани през 2010 година, от 2011 година в размер на 5.2 fb^{-1} , както и част от данните събрани през 2012 година - около 5.72 fb^{-1} са използвани за оценка на цялостната работа на системата

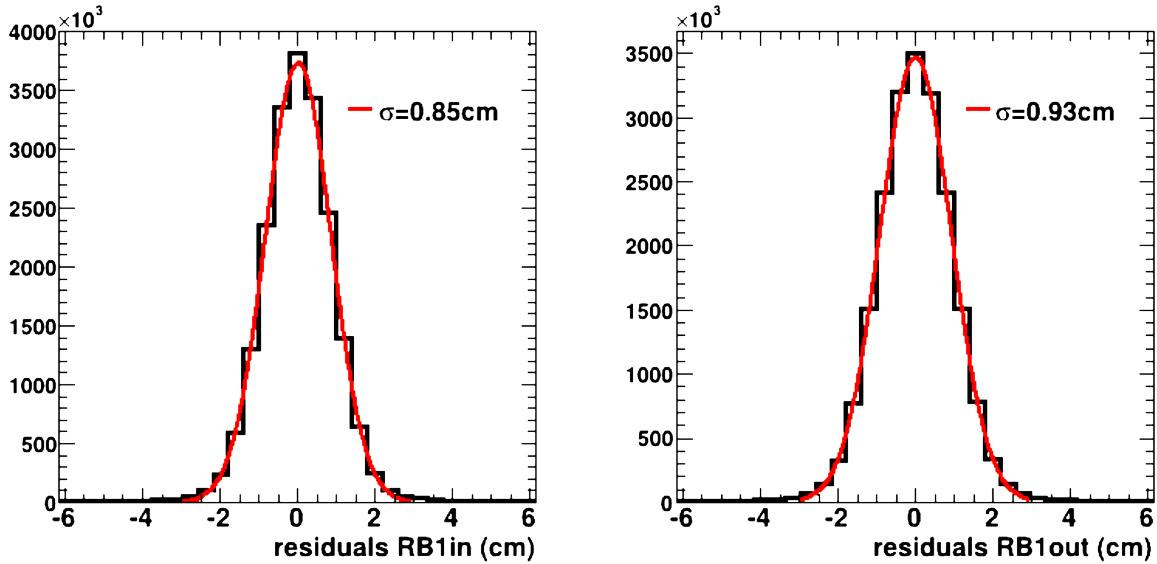


Фигура 7.1: Метод на екстраполиране на мюонни сегменти. Трековите сегменти в DT или CSC се екстраполират линейно до равнината на сигналните електроди на RPC. За всяка екстраполирана точка се търси съвпадение с кльстер, формиран от сработили сигнални RPC електроди.

от RPC, за фиксиране на новите работни параметри и за подобряване на алгоритмите за онлайн и офлайн наблюдение. Детайлния анализ на характеристиките и ефективността на всяка една камера стана възможен, благодарение на данните от 2011 и 2012 година, набирани при светимост от порядъка на $10^{33} \text{cm}^{-1}\text{s}^{-1}$, което съответства на около няколко milionna събития на камера.

Един от най-важните параметри, характеризиращи работата на RPC е ефективността за регистриране на заредени частици. Както беше отбелоязано в предишната глава системата от RPC допълва системите от DT в централната част на детектора и на CSC в затварящите части, като има решаваща роля при асоциирането на регистрираните събития по BX. Наличието на друг мюонен детектор в близост до всеки един RPC модул позволява при определяне на ефективността за регистриране на мюони да се използват резултатите от локалната реконструкция в отделните мюонни подсистеми [48]. Реконструираните трекови сегменти в DT или CSC се екстраполират линейно до равнината, в която са разположени сигналните електроди на RPC (фигура 7.1). На базата на тази екстраполация се прави предположение за мястото на попадение на мюона в съответния RPC модул. За всяко екстраполирано попадение се търси съвпадение с най-близкия кльстер, формиран от няколко съседни сработили сигнални електрода. Съвпадението се търси в граници до 8 ширини на сигналните електроди. Счита се, че конкретното събитие е регистрирано ефективно ако най-близкото реконструирано попадение в RPC модула е на разстояние не повече от две ширини на сигналните електроди [47]. Освен това е наложено допълнителното изискване да се екстраполират само сегменти, които могат да бъдат асоциирани със следи във вътрешния треков детектор. Това от своя страна редуцира приноса на фонови събития, дължащи се на мюони, родени в адронния калориметър. Мюонната реконструкция и идентификация е описана подробно в глава 6.

Методът на екстраполиране на мюонни сегменти позволява освен определяне на



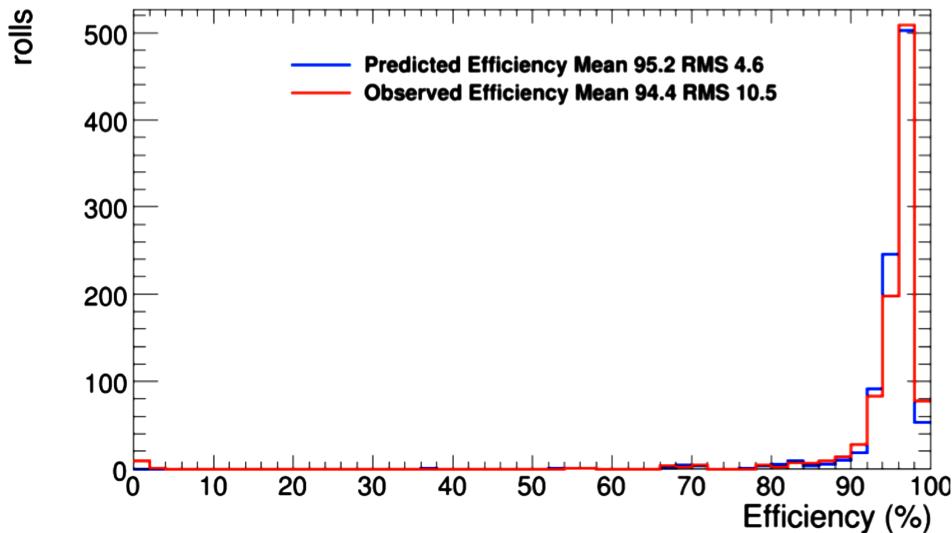
Фигура 7.2: Разлика между позициите на екстраполираната точка и реконструираната точка в равнината на сигналните електроди на RPC. Разликите не надвишават две ширини на сигналните електроди. Показаните резултати са за първите 2 нива RPC в централната част на детектора.

ефективността за регистриране на мюони да се определи и пространствената разделилителна способност на RPC [48]. На фигура 7.2 е показано разпределение на различите между екстраполираната точка и центъра на клъстера, определени в равнината на сигналните RPC електроди. Резултатите на фигурата се отнасят за камерите от първите 2 нива камери в централната част на детектора. Както може да се види от хистограмата разликите не надвишават две ширини на сигналните електроди (стриповете) и броя сработили съседни електроди (размер на клъстера) в отговор на преминаването на една частица. Както е показано на фигура (7.6), типичният размер на клъстерите от сработили електроди е 2, а ширината на електродите варира от 1.7 см до 4.1 см за различните мюонни станции.

На фигура 7.3 като пример са показани ефективностите, определени в края на 2011 година, за всички RPC модули от централната част на детектора.

7.1.2 Определяне на оптимално работно напрежение на камерите

При стартирането на набора от данни в началото на 2011 и в началото на 2012 година се проводиха специални набори на данни с различни стойности на напрежението. Целта е да се определи ефективността на камерите за различни стойности на напрежението и да се определи неговата оптималната стойност за всяка една камера. При определяне на ефективната стойност на приложеното работно напрежение са отчетени вариациите в атмосферното налягане и температурата на околната среда по следната формула [37]:



Фигура 7.3: Ефективност, определена в края на 2011 година за всички RPC модули в централната част на детектора. В червено са представени резултатите, получени от експериментални данни, а в синьо - резултатите от симулация на детектора.

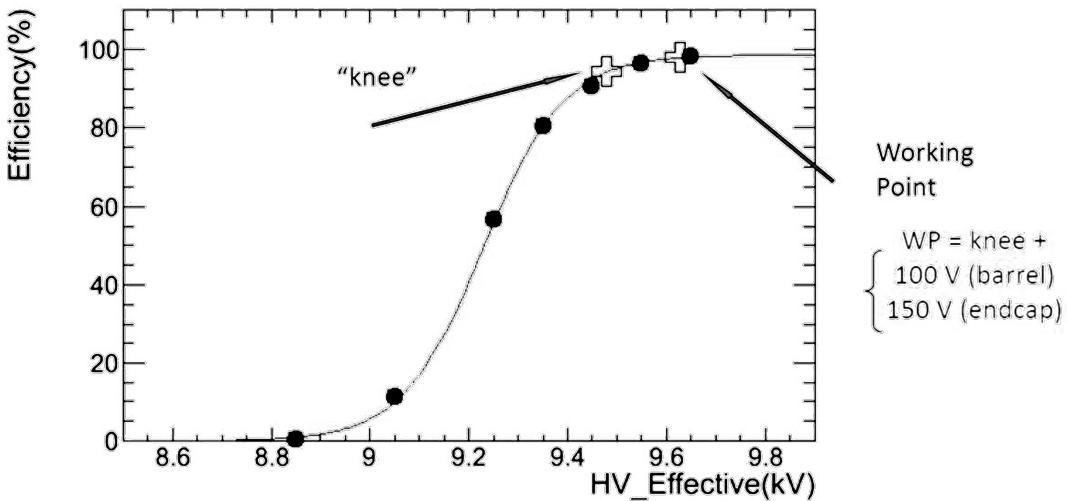
$$HV_{eff}(P, T) = HV \cdot \frac{P_0}{P} \cdot \frac{T}{T_0} \quad (7.1)$$

където HV е приложеното високо напрежение, P и T са съответно налягането и абсолютната температура на околната среда, $P_0 = 965$ mbar и $T_0 = 293$ K са референтните стойности на налягането и температурата, а HV_{eff} е ефективната стойност на напрежението. Доминиращ ефект в тази корекция имат вариациите на атмосферното налягане [48].

Необходимо е да се отбележи, че при проведеното изследване са набрани данни в обем от около 3 pb^{-1} през 2011 година и около 5.72 pb^{-1} през 2012. Предвид на различните стойности на подаваното напрежение тези данни не са подходящи за физичен анализ. При проведеното сканиране са измерени ефективностите на камерите за 11 различни стойности на напрежението в интервала от 8.5 kV до 9.7 kV. Зависимостта на ефективността на камерите от подаденото високо напрежение (фигура 7.4) може да се фитира със сигмоид:

$$\epsilon = \frac{\epsilon_{max}}{1 + e^{-\lambda(HV_{eff} - HV_{50\%})}} \quad (7.2)$$

където ϵ_{max} е максималната ефективност, λ е коефициент, определящ наклона на кривата, а $HV_{50\%}$ е стойността на напрежението, при което ефективността на камерата достига 50% от максималната ефективност. „Коляното“ се дефинира като точката, при която ефективността достига 95% от максималната стойност. Оптималната работна точка (WP - working point) се избира да бъде след коляното, в областта, където кривата достига до плато, а ефективността достига максимална стойност. Работната точка на напрежението за отделните камери се дефинира като стойността на напрежението в коляното плюс 100 V за камерите в централната част на детектора, или плюс 150 V за камерите в затварящите части на детектора. Разликите в различните стойности за цилиндричната и двете затварящи части



Фигура 7.4: Ефективност на камерата като функция от приложеното високо напрежение. За проведените изследвания са набрани данни, отговарящи на 5.72 pb^{-1} .

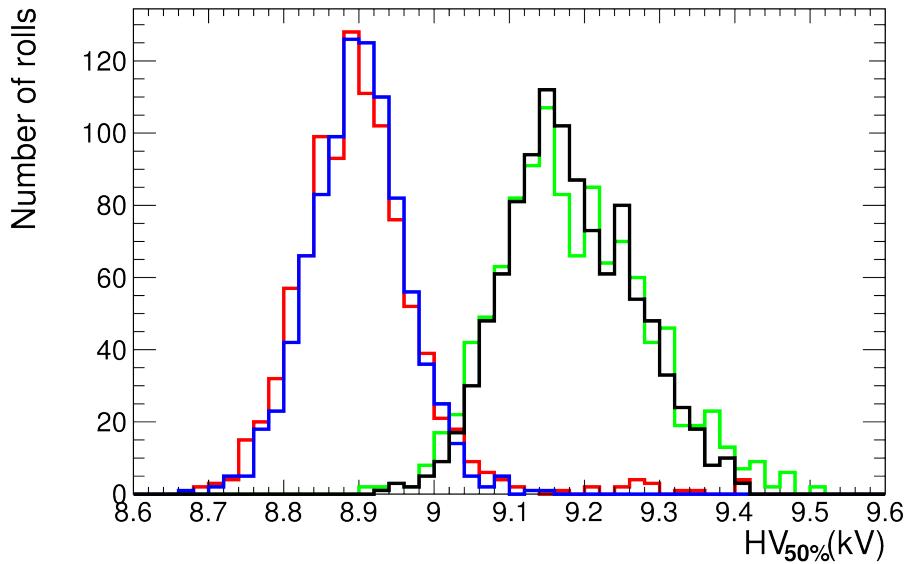
отразяват различните тригерни алгоритми на РАСТ (виж глава 5.2.2), който в затварящите части изисква 3 съвпадения в 3 детекторни равнини и по тази причина е много по-чувствителен към евентуални вариации на ефективността за регистриране на мюони.

На фигура 7.5 са показани разпределенията на стойностите $HV_{50\%}$ за различните RPC модули, инсталирани в централната част (вляво на фигурата) и за камерите, инсталирани в двете затварящи части (вдясно). С червено и зелено са представени резултатите, получени през 2012 година, а със синьо и черно - през 2011 година. Резултатите са получени след фитиране на кривата на ефективността със сигмоид. Различните стойности, при които камерите в централната и затварящите части достигат 50% от максималната си ефективност се дължи на разликата в конструкциите и различното работно напрежение.

7.1.3 Стабилност на детектора

Работните параметри на камерите са наблюдавани и анализирани също така и през периодите с набор на данни от космични лъчи. през 2011 година резултатите от тези наблюдения са използвани за проверка на стабилността на системата в отсъствието на фоновите компоненти, дължащи се на присъствието на споновете. Още в първите месеци на наблюдението през 2011 година данните показваха флуктуации в стойностите на ефективността от порядъка на 2% за камерите в централната цилиндрична част и около 4% за камерите, инсталирани в затварящите части на детектора. След подробен анализ се изясни, че причина за тези флуктуации са резките промени в атмосферното налягане [36].

По тази причина в средата на 2011 година бяха въведени автоматични корекции към прилаганото високо напрежение, които отчитат промяната на температурата и атмосферното налягане на околната среда. На фигура 7.6 и 7.7 са показани резултатите от прилагането на автоматичните корекции. Както може да се забележи от

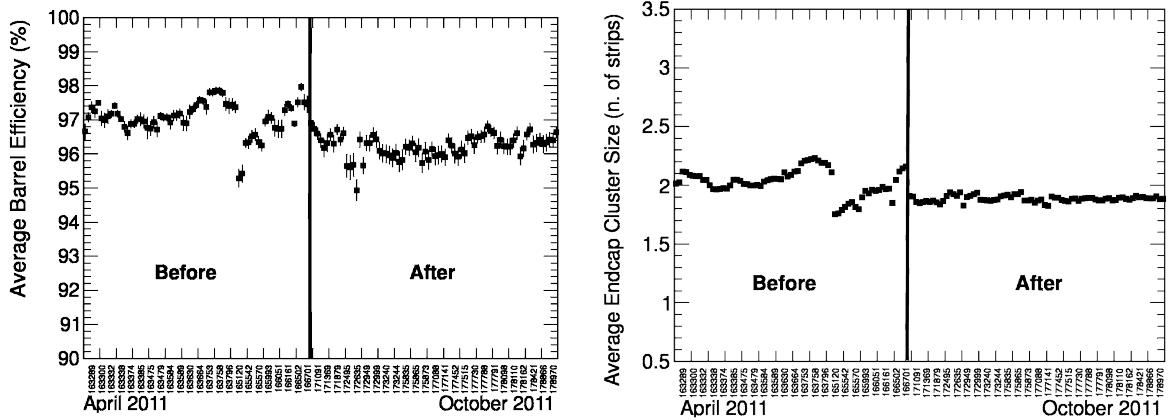


Фигура 7.5: Разпределение на стойностите на приложеното високо напрежение, при които камерите достигат 50% от максималната си ефективност. В ляво на фигурата са представени резултатите за камерите, инсталирани в централната част, а вдясно за камерите от затварящите части. В червено и зелено са представени резултатите, получени в началото на 2012 година, а със синьо и черно през 2011.

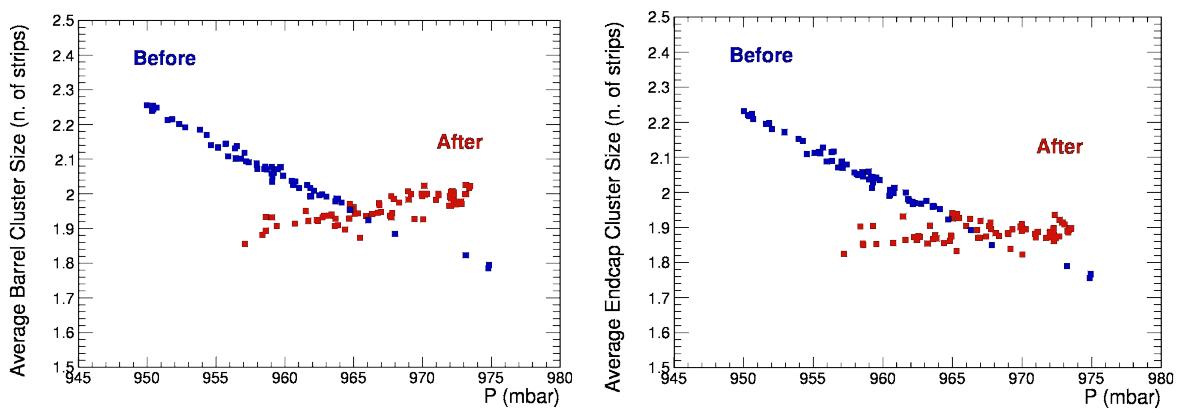
фигура 7.6 вляво, флуктуациите в стойностите на ефективността на камерите намаляват чувствително до около $\pm 1\%$. По-високите средни стойности на ефективността на камерите преди въвеждането на автоматичните корекции се дължи на избора на референтна стойност на атмосферното налягане от 965 mbar. В началото на 2011 година средната стойност на атмосферното налягане беше под тази стойност, кое то дава своя принос в стойностите на ефективността на камерите. На фигура 7.6 вдясно са показани средните стойности на размерите на формирани клъстерите като функция на времето в термини на номера на набор на данни. Ясно се забелязва, че въведените автоматични корекции водят до стабилизиране на размера на клъстерите. На фигура 7.7 са показани средните стойности на размерите на клъстерите, формирани в централната част (ляво) и в затварящите части (вдясно) като функция на атмосферното налягане преди и след въвеждане на корекциите. Ясно се забелязва стабилизирането на размерите на клъстерите.

7.1.4 Ток

Средната стойност на тока в камерите е една от най-важните работни характеристики и по тази причина задължително се следи от няколко различни системи. Едновременно със задължителното наблюдение по време на набора на данни (онлайн наблюдение), стойностите за отделните камери постъпват в нарочна база данни и се анализират след приключване на съответния набор от детекторните експерти (офлайн наблюдение). На фигура ?? е показано изменението на светимостта на ускорителя (долу вляво), вследствие постепенното изразходване на снопа (определенена с два различни алгоритъма) при типичен набор на данни през 2012 година с продължи-



Фигура 7.6: Вляво: Средната ефективност на камерите като функция на времето за набори на данни между април и октомври 2011 година. Вдясно: Средна стойност на размерите на клъстерите (в брой сработили сигнални електрода) като функция на времето за същия период. Зависимостта от времето е представена в термини на номер на съответните набори, а с вертикална линия е отбелоязана границата преди и след въвеждането на автоматичните корекции към работното напрежение.

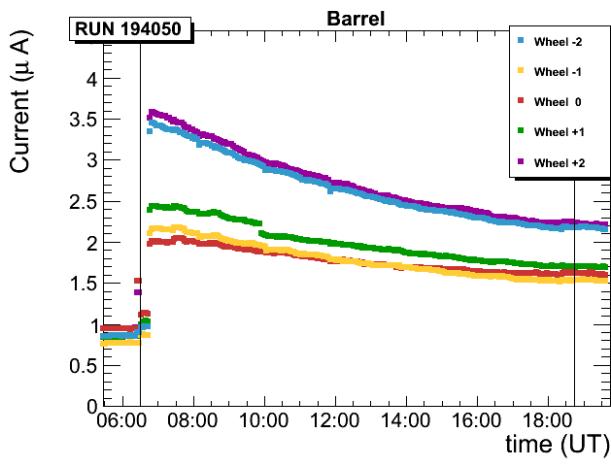


Фигура 7.7: Средна стойност на размерите на клъстерите, формирани в камерите в централната част (вляво) и затварящите части (вдясно) като функция на атмосферното налягане за наборите на данни през 2011 година преди (в синьо) и след (в червено) прилагане на автоматичните корекции $HV_{eff}(P, T)$.

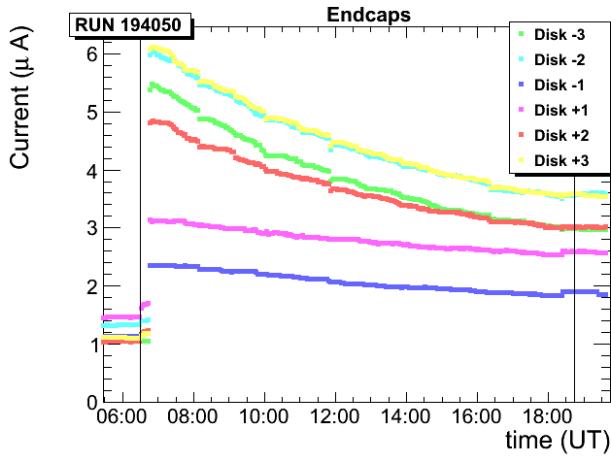
телност от около 12 часа. На горния ред на същата фигура е показано и изменението на средните стойности на тока в различните части на системата RPC при същия набор на данни. Както може да се забележи, големината на тока в камерите се влияе пряко от промените на светимостта и намалява едновременно с нея. Разликите в стойностите на тока в отделните части на системата с различно геометрично разположение са обусловени от различните конструкции на камерите (в централната и затварящите части), а така също и от разликите в локалния радиационен фон. Разликите от 2 часа в показанията на началото и на края на набора от данни се дължат на различното отчитане на времето спрямо GMT от различните системи за наблюдение.

7.1.5 Честота на сработване на сигналните електроди и шум

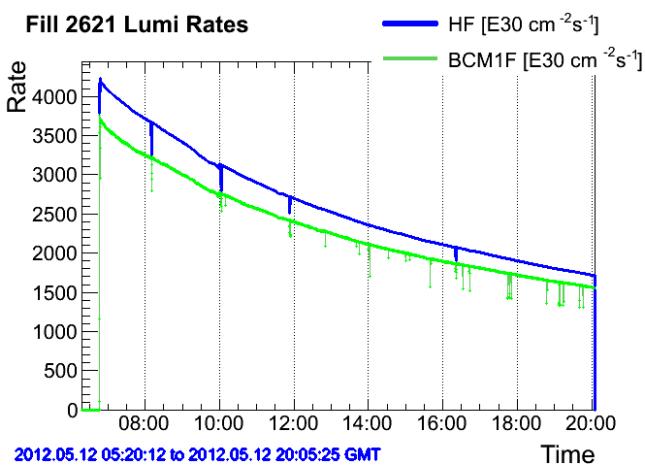
Участието на системата от RPC във формирането на тригерното решение налага непрекъснато наблюдение на нивата на шум. Сработването на камерата, вследствие на собствения ѝ шум, може да доведе до погрешно определяне на напречните импулси на мюонните кандидати или на регистрирането на изцяло фалшиви мюонни събития в изходните данни. Още повече, че системата от RPC функционира в условията на високи нива на радиационен фон, който неминуемо се отразява върху нейната работа [49]. На практика е трудно да се разграничи конкретния принос на истински събития от приноса от фалшиви събития, дължащи се на шумящи сигнални електроди или шум в електрониката. По тази причина е разработен специален алгоритъм, който следи честотата на сработванията на отделните сигнални електроди и идентифицира тези с най-голяма честота на сработване. При необходимост детекторният експерт маскира сигнала, идващ от конкретния електрод. Обикновено това се прави ако броят на сработванията надвишава 100 Hz/cm^2 . Целта е средният брой на сработванията на сигналните електроди в една камера да се запазва не по-висок от $0.1 - 0.2 \text{ Hz/cm}^2$ [50]. Сигналите от електродите се усилват от детекторната електроника, след което се синхронизират с честотата на LHC и се изпращат към тригерната електроника. Сигналите от „маскираните“ електроди не се взимат предвид при формиране на тригерното решение. Софтуерният алгоритъм използва данните, прочетени от линк-бордовете. Те се събират на всеки $10 - 15 \text{ s}$ и се съхраняват като хистограми или числа. Записва се информация за началото и края на всеки времеви интервал Δt_i , в който се правят измерванията и броя сработвания N_i на сигналните електроди в този интервал. Резултатите от приложенията алгоритъм могат да се разделят на два основни типа: „пълни“, които съдържат броя на всички сработвания на всички електроди, и на „оцелели“, които не включват информация от маскираните електроди. Моментната честота на сработване на електродите се определя от отношението $N_i/\Delta t_i$. Честотата на сработване може да бъде усреднена и за пълното време на набиране на данни. На фигура 7.9 е показан конкретен пример за откриването и проследяването на шумящ електрод. В конкретния случай електродът е започнал да шуми при стартирането на нов набор на данни. След локализирането му е подадена информация към експерта на детекторната система, който е отстранил причината за шума или е маскирал електрода.



(а) Средна стойност на тока в камерите в централната част на детектора.

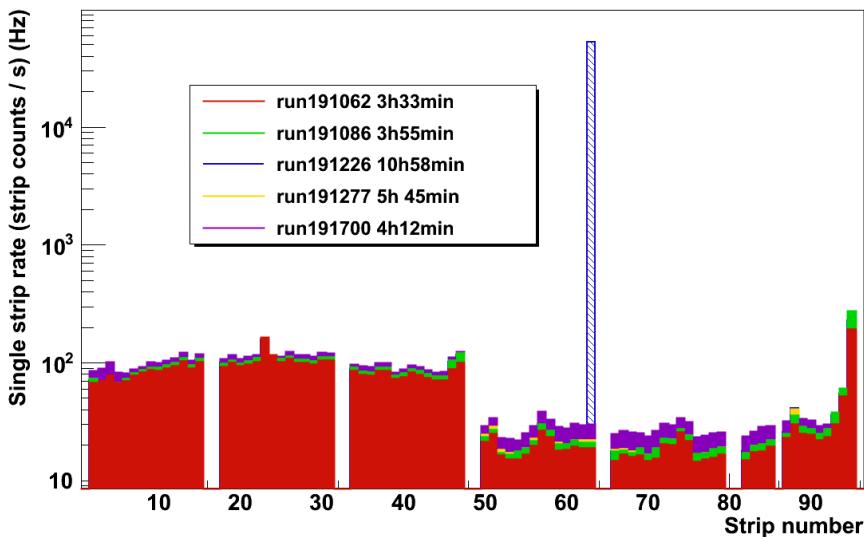


(б) Средна стойност на тока в камерите в затварящите части на детектора



(в) Изменение на светимостта на ускорителя.

Фигура 7.8: Зависимост между средната стойност на тока в камерите и светимостта на ускорителя. Показаният пример е за типичен набор на протон-протонни данни.



Фигура 7.9: Пример за шумящ сигнален електрод в камера от централната част на детектора. След като шумящият електрод е локализиран, преди следващият набор на данни причината за шум е отстранена или електродът е бил маскиран от експерта на детекторната система.

7.2 Експресен анализ и одобрение на данни

Експресният анализ на данни има за цел на базата на наблюдението на определен набор от параметри да проследи функционирането на детекторите, обработката на първичните данни, бързата реконструкция и в крайна сметка да направи преценка за качеството на събраните данни. Освен това резултатите от експресния анализ са от ключово значение при локализирането и анализирането на причините за възникнали детекторни проблеми.

Анализът се извършва с помощта на няколко системи за наблюдение на качеството на данните и работните параметри на детекторите. Основна тежест в случая се пада на системата за мониторинг на качеството на данните - DQM (Data Quality Monitoring) [51]. DQM е софтуерна рамка, която поддържа създаването, запълването, запазването и визуализирането на наблюдаваните параметри под формата на хистограми или скаларни стойности. DQM включва серия от алгоритми, въз основа на които системата предоставя информация за състоянието на различните детекторни системи в реално време (онлайн наблюдение) или след обработване на определена част от информацията (офлайн наблюдение). За всеки един набор на данни, информацията за наблюдаваните величини се записва и съхранява в нарочна база от данни.

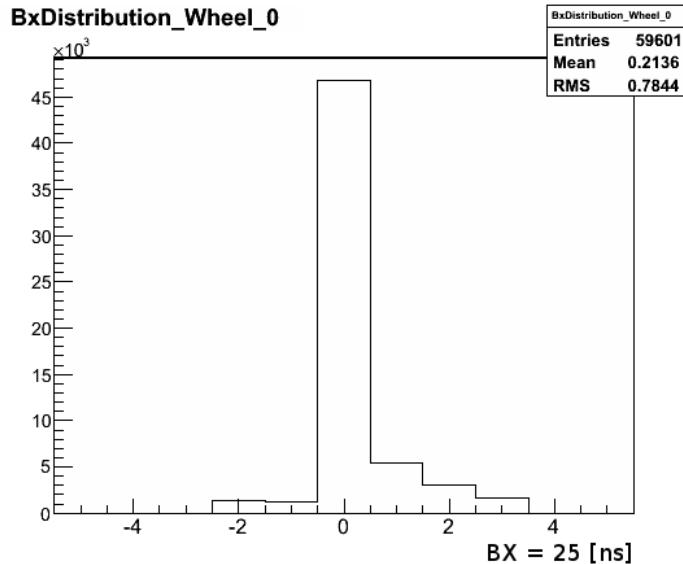
Към вече изредените до тук работни параметри на детектора се следи и състоянието на следните величини или характеристики на камерите: синхронизация и асоцииране по бънч-кросинг, заселване на камерите, размери на кълстерите, множественост, температура и налягане, както и различни параметри, касаещи качеството на събраните данни.

7.2.1 Синхронизация и асоцииране по бънч-кросинг

Естествената единица за време на LHC и CMS е един бънч-кросинг (BX), което отговаря на 25 ns. Централният бънч-кросинг отговаря на времевия прозорец, в който се случва пресичането на двата снопа. Освен в централния BX, RPC записва събития и в няколко съседни времеви прозореца. За успешното асоцииране на конкретно събитие към правилния бънч-кросинг е необходимо да се отчетат времето за формиране на сигнала и неговото разпространение, връзките между отделните елементи в детектора, дължината на кабелите и др.. Правилното синхронизиране между детекторните системи и LHC е от критично значение за успешното набиране и качеството на данните за физичен анализ. По тази причина строго се следи за закъснение или изпреварване на сигнала от RPC по отношение на централния бънч-кросинг. На фигура 7.10 е показан типичен пример каква част от събитията се асоциират към централния BX и каква част от тях закъсняват или изпреварват по време. Една част от изпреварващите и закъсняващите събития се дължат на шум в електрониката. Към тези събития трябва да се добави и приноса на неутронния фон, гама фон, а също така и приноса на нискоенергетични заредени частици. Тук е необходимо да се отбележи, че протоните в сноповете са групирани в отделни групи - бънчове. Формата на бънчовете наподобява капка. Основната част от взаимодействията между налитащите частици става в централния BX, но една малка част, която се дължи на взаимодействащи частици от „опашките“ на бънчовете внасят своя принос в събитията, асоциирани към времевите прозорци след централния BX. Освен това трябва да се отчете и факта, че измерванията се провеждат в присъствието на високи нива на радиационен фон. Сработванията на сигналните електроди, вследствие на шум в електрониката както и дължащите се на радиационния фон, са разпределени равномерно във времето и допринасят във всеки един времеви прозорец, включително и в централния BX.

7.2.2 Заселване

Заселването на отделните канали или на отделните RPC модули има пряка връзка с нивата на шум и се дефинира като броя единични сработвания на отделен канал (или камера). Този параметър съответства на броя попадения върху всеки отделен сигнален електрод, но включва в себе си и сработвания, дължащи се на шум от електрониката. На фигура 7.11, като пример са показани различни случаи на заселване на камери по време на набор на данни. В горния ляв край на фигурата е показана обичайната (за такъв случай) заселеност на камерите в първия диск от затварящите части. Както може да се забележи най-силно заселени са камерите, разположени най-близо до тръбата на снопа или до точката на взаимодействие. Белите правоъгълници съответстват на изключени модули, или на модули с маскиран сигнал. Като пример за откриване и фиксиране на причината за шум в конкретна камера е показан случая със свръхзаселена камера в един от централните пръстени (на същата фигура долу вляво). Причината за високите нива на шум са няколко свръхзаселени електрода (на същата фигура долу вдясно), които са сработили в близо 2 порядъка повече от съседните. За отстраняването на проблема е необходима намесата на детекторния експерт.

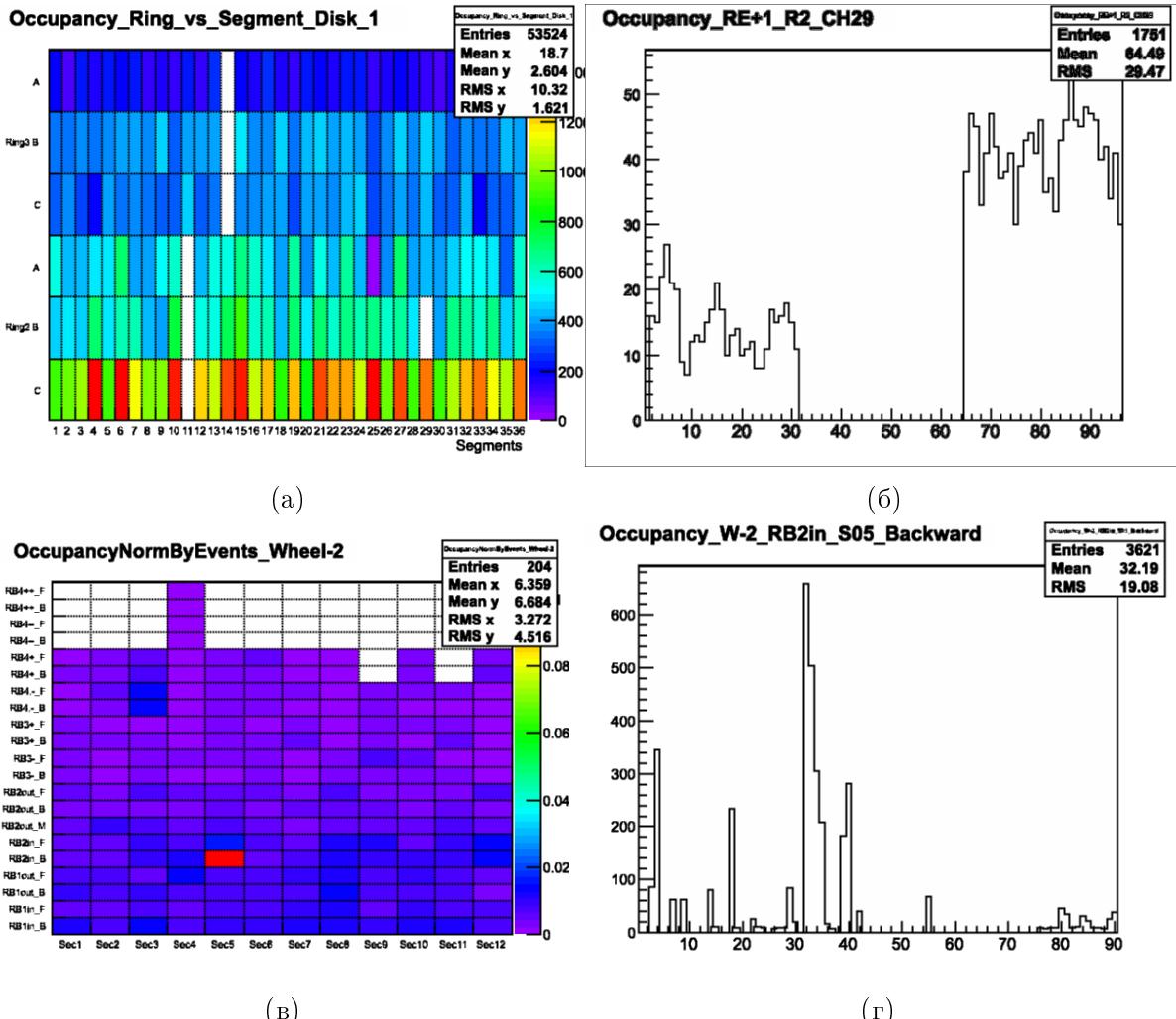


Фигура 7.10: Синхронизиране на камерите в централния пръстен на системата от RPC с времето на пресичане на споповете. По оста X е нанесено времето в термини на BX = 25 ns. По оста Y са показани броя събития, привързани към съответния BX.

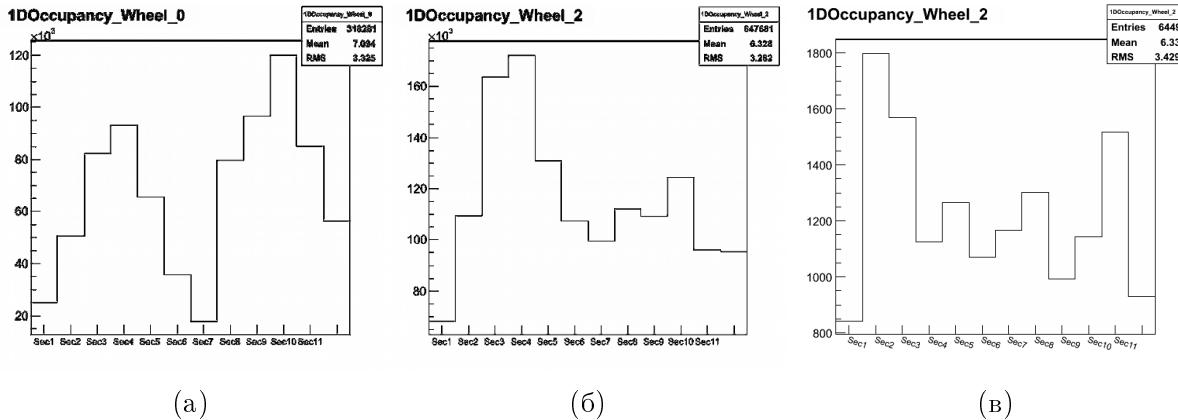
Степента на заселване на отделните сектори може да бъде изключително полезно за регистриране на евентуален принос от космични мюони при набор на протон-протонни данни. На фигура 7.12 вляво е показан типичния вид на заселването на отделните сектори в един от пръстените в централната част при набор на данни с космични лъчи - най-заселени са вертикалните сектори 4 и 10, а най-слабо заселени са хоризонталните сектори 1 и 7. На същата фигура в средата е показан пример за евентуално присъствие на космични мюони в експерименталните данни. Тук е необходимо да се отбележи, че това не е обичайна ситуация. Подобен принос от космични мюони в данните от сблъсъци се наблюдават най-вече при набори на данни с много кратка продължителност. Това се дължи на факта, че поради огромната площ на системата от RPC, за кратки набори на данни с продължителност под 45 min, в голяма част от камерите не се реализират попадения от мюони, родени в сблъсъците, което не позволява правилна оценка на ефективността за регистрация. Вдясно е показан пример за обичайно заселване на отделните сектори при набор на експериментални данни.

7.2.3 Множественост

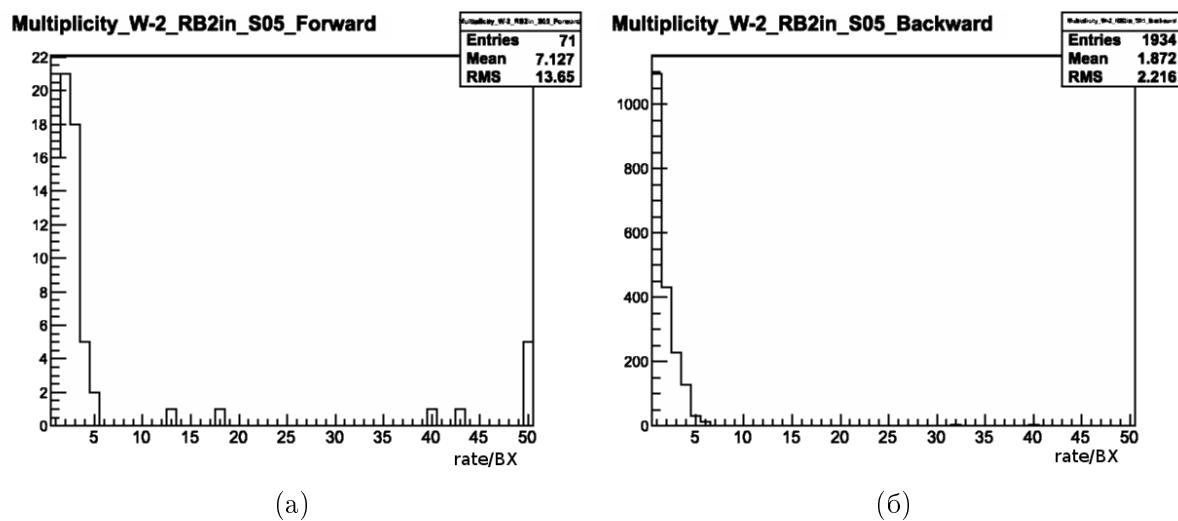
Множествеността на събитията е мярка за броя на единичните сработвания в един и същи RPC модул за един бънч-кросинг. Множествеността също може да бъде използвана като индикатор на проблеми, свързани с шум на електрониката или на сигналните електроди. На фигура 7.13 е показан пример за множественост на събитията в една от камерите, в която единият модул функционира нормално, а другият шуми. От фигурата вдясно може да се забележи, че броят на единичните сработванията в шумящия модул е около 50 пъти по-голям в сравнение с нормално



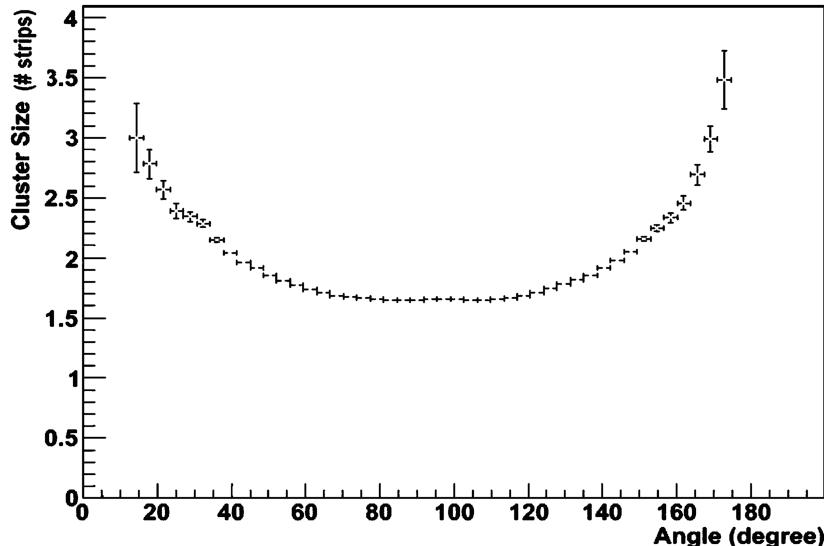
Фигура 7.11: (а) Обичайно заселване на камерите в първия диск от една от затварящите части при набор на данни от протон-протонни данни - белите правоъгълници отговарят на изключени модули. В частност се вижда, че един от незаселените модули е в камера №29 от вътрешния пръстен; (б) Брой сработвания на електродите на камера №29 от вътрешния пръстен - средният модул на камерата не е активен; (в) Свръхзаселеност на една от камерите в сектор 5 в един от централните пръстени, по отношение на останалите камери в същия пръстен; (г) Брой сработвания на сигналните електроди на проблемната камера - на хистограмата се виждат силно шумящите канали, причина за свръхзаселеността на камерата.



Фигура 7.12: (а) Типичен вид на заселване на секторите в централната част при набор на данни с космични лъчи - най-много попадения има във вертикалните сектори 4 и 10; (б) Евентуално присъствие на космични мюони в експерименталните данни; (в) Заселване на същите сектори при набор на експериментални данни.



Фигура 7.13: Множественост на събитията за камера с един нормално функциониращ (а) и един шумящ модул (б). Броят на единичните сработвания за 1 BX в шумящия модул е около 50 пъти повече в сравнение с нормално функциониращия.



Фигура 7.14: Размер на клъстерите като функция от ъгъла на падане на мюоните спрямо равнината на сигналните електроди. Показаният резултат е за една от камерите, инсталирани в цилиндричната част на детектора. Както може да се очаква, най-малък размер имат клъстерите при мюони, които попадат в камерата под ъгъл от 90° [47].

функционира.

7.2.4 Размер на клъстерите

Размерът на клъстера се определя от броя едновременно сработили съседни сигнални електроди в отговор на преминаването на една частица през чувствителния обем на детектора. Размерите на клъстерите зависят от ширината на сигналните електроди, от работните параметри - големината на приложеното високо напрежение, състав на работната газова смес, от позицията на регистрираното попадение върху сигналния електрод, както и от ъгъла на падане на мюона спрямо равнината на сигналните електроди (фигура 7.14). Този ъгъл може да бъде определен на базата на метода на екстраполирани сегменти (глава 7.1.1), тъй като сегментите в DT/CSC съдържат информация за посоката на мюонната следа и съответния ъгъл на падане. При сблъсъците, осъществявани на LHC, повечето мюони попадат перпендикулярно спрямо детектиращите нива на камерите, като отклоненията не надвишават 20° [47]. По тази причина при наблюдението на параметрите на детектора по време на експлоатация строго се следи средната стойност на размера на клъстерите да е около 2. Размер $\gtrsim 2.5$ може да бъде сигнал за влошаване на работните параметри или наличието на високи нива на шум. От друга страна ако средната стойност на размера на клъстерите в една камера е от порядъка на 1, това е указание, че в камерата има единични шумящи сигнални електроди и се налага по-детайлна проверка, примерно да се провери броя сработвания на електродите поотделно.

7.2.5 Цялост на данните

Освен работните характеристики на детектора задължително се прави проверка за целостта (интегритета) на данните, като се следи за техния размер, формат и логическа последователност при тяхната обработка. Данните с нарушен интегритет са негодни за физичен анализ. При регистрирането на такъв проблем обикновено наборът от данни се прекратява до отстраняване на проблема.

7.2.6 Одобрение и сертифициране на данните

Към изброените до тук величини и параметри трябва да се добави и наблюдението на стойностите на налягането и температурата на околната среда, влажността в помещението, състоянието на работната газовата смес, състоянието на другите детектори, както и всяка една непредвидена ситуация. Тъй като RPC има над 10^5 информационни канала, за правилното интерпретиране на хистограмите, използвани за анализ са необходими повече от 80000 мюонни събития, което в зависимост от светимостта на взаимодействията отговаря на време около 30 – 50 min. Много често поради различни технически причини се случва наборът на данни да продължи за много кратък период от време - по-малък от половин час. Тогава детекторният експерт може да разчита единствено на данните за работните параметри на системата от RPC и след консултация с оперативния екип трябва да вземе решение за качеството на събранныте данни. Събранныте данни се одобряват и сертифицират като годни за физичен анализ от детекторния експерт на всяка една детекторна система. Ежеседмично всяка една детекторна система докладва списъка с одобрените и списъка с проблемните набори на данни. Одобрените данни формират два основни набора - мюонни, при набора на които, всички мюонни детектори плюс пикселовия детектор са работили без отклонения, и така наречения златен набор от данни - когато всички отделни детекторни системи на CMS са били включени и са оперирали правилно. Неодобрените данни не се изхвърлят. Обикновено се прави задълбочен анализ на възникналите проблеми и при възможност те се отстраняват чрез добавяне на различни корекции при ререконструирането на набраните данни.

7.3 Заключение

Системата от камери със съпротивителна плоскост на CMS оперира успешно повече от 3 години и участва в набирането на данни от протон-протонни, олово-олово, а също така и протон-оловни взаимодействия. Стабилността на системата и правилното ѝ функциониране е от съществена роля за регистрирането на мюони и формирането на мюонен тригер. Данните, набрани с участието на RPC и одобрени като годни за физически анализ участват и в двата основни типа данни за анализ - златен набор и мюонни данни. В резултат на проведените изследвания са измерени важни параметри на детектора RPC на CMS, а именно:

- Измерена е ефективността на камерите за регистрация на заредени частици;
- Определено е оптималното работно напрежение на камерите;

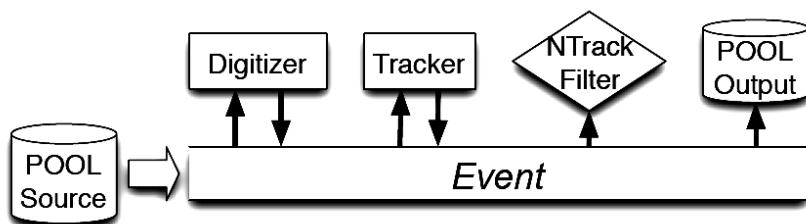
- Проведено е постоянно наблюдение и контрол на индивидуалните сработвания на сигналните електроди и RPC модулите като цяло;
- Проведено е постоянно наблюдение и контрол на тока през камерите и е открита зависимост между големината на тока и светимостта на ускорителя;
- Проведено е постоянно наблюдение на условията на околната среда и влиянието на температурата и атмосферното налягане върху качеството на работа на детекторите. В резултат е въведена автоматична корекция към работното напрежение, което доведе до стабилизиране на ефективността и размера на клъстерите;
- В резултат на специализирания анализ на данни и непрекъснатото наблюдение са открити проблеми в системата от камери със съпротивителна плоскост, които са отстранени от детекторните експерти. Всеки отделен проблем е анализиран индивидуално и в детайли, като е съобразен с конкретните условия на набор на данни. В резултат на навреме локализираните и отстранени проблеми, е гарантирана стабилността на системата от RPC, както и качеството на набраните данни.
- Проведен е експресен анализ и сертифициране на първичните данни като годни за физичен анализ. В рамките на проведените изследвания, под мое ръководство като отговорник за експресния анализ и качеството на данни е извършена предварителна обработка и са сертифицирани експериментални данни в обем около 4 fb^{-1} .

8 Моделиране на системата от RPC на CMS

В тази глава е представен методът за моделиране на работата на системата RPC на CMS. За тази цел е разработен специален метод, който използва експериментално измерените характеристики на детекторите и ги използва като входни параметри при симулацията. Разгледани са както алгоритмите за моделиране на системата, така и методите за валидиране на тяхната коректност. МК моделът е валидиран по два начина - чрез сравняване на моделираните RPC величини със заложените входни параметри и чрез сравняване на МК данните с експериментално получени резултати.

8.1 Софтуер на експеримента CMS

За обработка на данните и провеждането на специализираните анализи, експериментът CMS използва специален софтуер - CMSSW [25]. CMSSW е комплексна софтуерна рамка, която обединява софтуерни пакети и услуги за реконструкция на събития и провеждането на физични анализи, МК моделиране на детектора, калибриране на детекторите и други детекторни анализи. CMSSW включва и специфичната рамка за съхранение на данните и информация за условията, при които е протекъл набора на данни - така наречения модел от данни и събития - EDM (Event Data Model). В общия случай обработката на данни със CMSSW се състои от последователното извикване на определени софтуерни модули, които извършват конкретни манипулации с данните. CMSSW е реализиран като C++ библиотека, като последователността на изпълнение на отделните модули се конфигурира с помощта на програмния език Python. На фигура 8.1 е показана примерна опростена схема за обработка на данни със CMSSW.



Фигура 8.1: Примерна конфигурация за последователна обработка на данните със CMSSW.

Последователността на изпълнение на отделните софтуерни модули се конфигу-

рира от потребителя в специфичен за анализа конфигурационен файл, в който се посочва:

- кои са входните данни;
- кои изпълними модули и в какъв ред да бъдат изпълнени;
- необходимите настройки за изпълнимите модули;
- филтриране и изходен формат на данните.

В CMSSW *Събитието* е сборно понятие, което включва данни за регистрираните сигнали в отделните детектори, както и данни за условията, при които са регистрирани тези сигнали. Задачата на тригерната система на CMS и системата за събиране на данни (TriDAS - Trigger and Data Acquisition System) е да сведе броя на записаните събития до 100 Hz. След приключване на работата на тригерите от високо ниво (HLT), се формират така наречените първични данни (RAW data), които съдържат следната информация:

- Данни от детекторите;
- Резултатите от тригерите от първо ниво (L1);
- Резултатите от тригерите от високо ниво (така наречените HLT битове);
- Някои обекти от по-високо ниво, създадени от алгоритмите на HLT, примерно мюон или адронна струя, които са задействали тригера.

От софтуерна гледа точка, първоначално събитието представлява колекция от първични данни, получени от детекторите или от МК, записана като C++ контейнер в EDM. След допълнителна обработка на първичните данни и реконструкция, резултатите се записват отново в събитието като контейнер с реконструирани (RECO) обекти. По този начин EDM събитието съдържа цялата информация от регистрирането до реконструирането на частиците, родени в конкретния сблъсък. Освен това събитието съдържа и допълнителна информация, необходима за обработка на данните (Event Setup). Всички обекти в едно събитие могат да бъдат записани индивидуално или колективно в ROOT файлове [67], което улеснява по-нататъшния анализ. Едно пълно събитие съдържа първични и реконструирани данни. От този набор могат да бъдат организирани различни подмножества или формати от данни, които включват само информацията, необходима на различните видове анализи. Най-често използван е форматът, който съдържа информация само за реконструирани обекти от високо ниво (електрони, мюони, адронни струи и др.), така наречения AOD (Analysis Object Data) формат, което позволява редуцирането на размера на данните и увеличава скоростта на анализа.

8.2 МК моделиране на RPC системата на CMS

Критична част при всеки един анализ е детайлното познаване на детектора, т.е. успешното факторизиране на детекторните ефекти от реалните физични процеси,

вследствие на взаимодействие на частиците от ускорените снопове. Например, при определяне на сечението за конкретен физичен процес, съществена част от анализа е съсредоточена върху определянето на геометричната ефективност на детектора, тригерната ефективност, ефективността за реконструкция и селекция на изучаваните физични обекти и др.

В този смисъл моделирането на отклика на системата от RPC се явява необходима и неразделна част от цялостната схема, разработена за МК моделиране на детектора CMS и използвана за целта на физичните анализи на колаборацията.

На базата на анализите на космични данни и протон-протонни данни, функционирането на детектора CMS е изучено в детайли и получените резултати са заложени в софтуера, използван за МК моделиране на CMS. Един физичен анализ задължително включва и рефериране към резултатите от МК моделирането на конкретния физичен процес, задължителна част от който е пълното моделиране на цялата детекторна система. По този начин резултатите от моделирането на отклика на отделните детекторни системи влизат директно във всеки един краен физичен резултат на колаборацията CMS [68]. Освен това моделирането на отклика на детектора може и се използва и при анализа на предстоящата надстройка на системата от RPC на CMS.

В последните десетина години са предложени няколко различни МК техники за моделиране функционирането на RPC [69, 70, 71, 72]. По-голяма част от тях са насочени към определянето на детекторните характеристики като количество заряд, ефективност, време за формиране на сигнала или чувствителност на камерата към определен тип лъчение, като се симулират различни детекторни параметри, примерно коефициенти на Таузенд, ширина и брой на процепите и други. Това са важни изследователски техники и те са приложими при моделирането на различни типове RPC при оптимизиране на дизайна на детектора - брой процепи, работна газова смес, размери на сигналните електроди, т.е. те са подходящи при описание на конкретен тип RPC. В конкретния случай обаче, е необходимо да се моделира работата на 2316 еднотипни детектора, включително и работата на детекторната електроника. RPC модулите в различните геометрични райони на CMS имат еднакъв дизайн и следователно имат едни и същи характеристики. От проектирането на камерите е изминало близо десетилетие, през което време всяка една камера е тествана, системата от камери е въведена в експлоатация и вече повече от три години системата от RPC работи успешно като неразделна и важна част от детектора CMS. На практика всички важни детекторни параметри са добре изучени и измерени експериментално (виж 7.1). Експериментално определените стойности на основните характеристики на камерите дават възможност за разработването и прилагането на параметризиран МК модел на отклика на системата от RPC.

8.2.1 Основни МК параметри на системата от RPC и периоди на валидност

Алгоритъмът за моделиране на отклика на системата от RPC използва четири основни параметъра. Те са определени експериментално и са въведени в нарочна база от данни. Преди въвеждането им в нея, задължително се прави проверка на валидността на резултатите. За целта се генерират частни извадки с мюонни събития, моделира се работата на детектора с новите параметри и получените резултати се

сравняват отново с експериментално получените резултати. Едва след успешното валидиране на предварителните резултати, новите параметри се въвеждат в базата данни и се използват в централната МК продукция на CMS. Четирите основни параметъра са:

- *Ефективност* за всеки един сигнален електрод;
- *Вероятност за формиране на клъстер с определен размер* за всеки един детекторен модул;
- *Параметър за синхронизиране по време* за всяка отделна камера;
- *Шум* за всеки един сигнален електрод.

Естествено е при промяната на различните режими на работа на LHC - различни енергии, повишаване на интензивността на спноповете и съответно по-висока светимост, стойностите на параметрите да се променят. Това налага периодичен контрол на стабилността им (виж 7.1), анализ на причините за промяна и съответно подновяване на параметричните набори, ползвани от МК алгоритъма, моделиращ действието на системата от RPC.

От стартирането на LHC до края на 2011 година са използвани три основни параметрични набора, които включват различни стойности за ефективностите и шума на камерите.

- От края на 2009 до средата на 2010 година са използвани стандартните стойности на параметрите, определени на базата на тестове с космични лъчи, проведени в Бари, Павия и София [73], както и от набора на космични данни през 2009 година [37, 47]. На базата на получените резултати са фиксирали първоначалните стойности на МК параметрите: ефективност за всеки един RPC модул 95%, шум за всеки един сигнален електрод 0.05 Hz/cm^2 , разделителна способност по време 1.42 ns . Вероятностните разпределения за формиране на различни размери на клъстерите са получени експериментално на базата на анализ на космични данни [74].
- Малко след средата на 2010 година, бяха въведени нови набори от параметри, определени на базата на анализа от събраните до момента данни от протон-протонни взаимодействия.
- От средата на 2011 година до сега са определяни и въвеждани няколко различни набора от МК параметри, отговарящи на различните етапи от наборите на данни.
- След началото на набиране на протон-протонни данни при енергия $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$, МК параметрите, използвани за моделиране отклика на системата от RPC са обновени съобразно новите условия.

В тази дисертация са представени резултатите, получени на базата на данни от протон-протонни взаимодействия, набирани при енергия на насрещните спнопове от 3.5 TeV или енергия в център на масите от $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$.

8.2.2 Стъпки при МК моделирането на отклика на системата от RPC

Последователността на отделните стъпки може да се опише в следния ред:

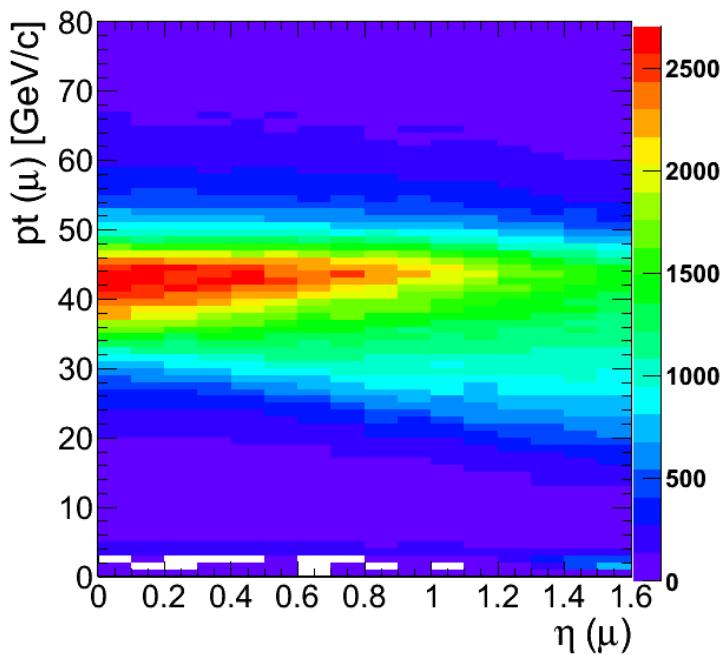
8.2.2.1 Генериране на събития

За генериране на събития може да се използва всеки един генератор на събития, за който CMSSW има разработен програмен интерфейс. В частност могат да бъдат използвани и генератори като CalcHep [75] или Madgraph [56]. В конкретния случай за моделиране на отклика на RPC е използван генераторът на събития Pythia [53]. С негова помощ са генериирани Дрел-Ян събития [76, 77] с два мюона в крайното състояние и инвариантна маса на двета мюона $M > 60 \text{ GeV}/c^2$. Изборът за генериране на такава извадка от събития е обусловен от необходимостта да се симулират достатъчно на брой събития, включващи мюони с напречен импулс $p_T > 25 \text{ GeV}/c$ и $|\eta| < 2.4$. Генерираните по този начин събития включват в себе си мюонни двойки, участващи в реконструкцията на пика на Z бозона, което ги прави удобни при анализи, свързани с определянето на геометричната и тригърната ефективност на детектора или други анализи, свързани с калибрирането на детектора като цяло. В случая, за да се намали времето за симулация и обема на данните, симулацията е ограничена в геометричния район $|\eta| < 1.6$, където са разположени RPC. На фигура 8.2 е показано разпределението на броя генериирани мюони като функция на напречния импулс и псевдобързината. Освен разждането на двойки мюони по канала: $q\bar{q} \rightarrow \gamma/Z \rightarrow \mu\bar{\mu}$ в който участват само два от налитащите кварки, чрез подходящ подбор на параметрите¹ на Pythia се генерират и взаимодействията между останалите налитащи партони. По тази причина в едно събитие може да има повече от два мюона, родени примерно в разпад на каони, пиони или в други процеси. Тъй като в конкретния случай не са налагани допълнителни условия към импулса и качеството на мюонните кандидати или към двойките мюони, в спектъра по реконструирана инвариантна маса, показан на фигура 8.3 има съществен принос и от комбинаторен фон, т.е. реконструирани събития с маси $M < 60 \text{ GeV}/c^2$.

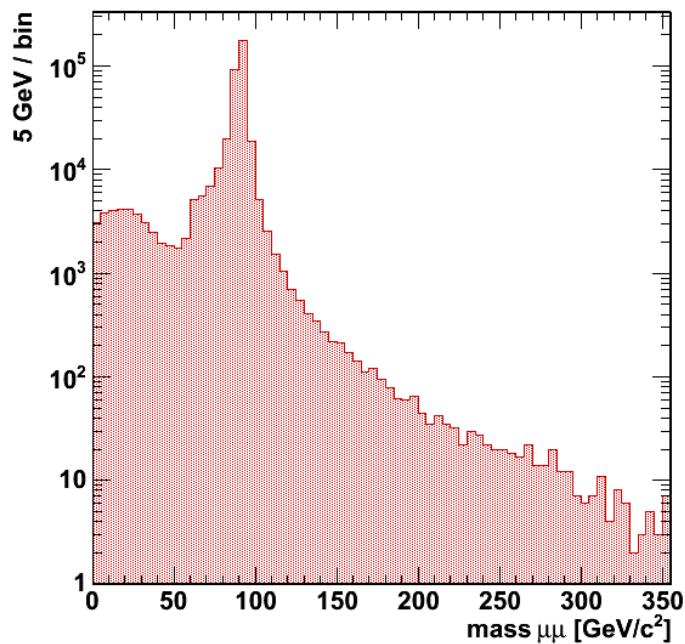
8.2.2.2 Моделиране на детектора

CMSSW има интерфейс към GEANT4 [78], който се използва за моделиране на физичните процеси при преминаване на частиците през детектора и взаимодействията им с веществото. Пълното и прецизно описание на детектора CMS включва описание на конструкцията и материалите, от които са изградени отделните детектори. Към него се добавя и информация за магнитното поле, тръбата на снопа, размери на снопа, ъгъл на пресичане на сноповете, информация за налитащите частици и др. Информацията се съхранява и се чете от специална база данни. Системата от RPC е описана чрез нейните компонентни, а именно алуминиеви корпуси, бакелитови плоскости, чувствителен обем, работна газова смес [37] и сигнални електроди. Крайният резултат от моделирането на детектора е информацията за попадение (SimHit) в активния обем на детектора.

¹Входните параметри за Pythia, използвани в конкретния случай, могат да бъдат намерени в приложение A 12.1.



Фигура 8.2: Разпределение на броя генериирани мюони като функция на напречния импулс и псевдобързината на мюоните в генерираната извадка с Дрел-Ян събития.



Фигура 8.3: Разпределение по реконструирана инвариантна маса на двойки мюони от генериирани Дрел-Ян събития.

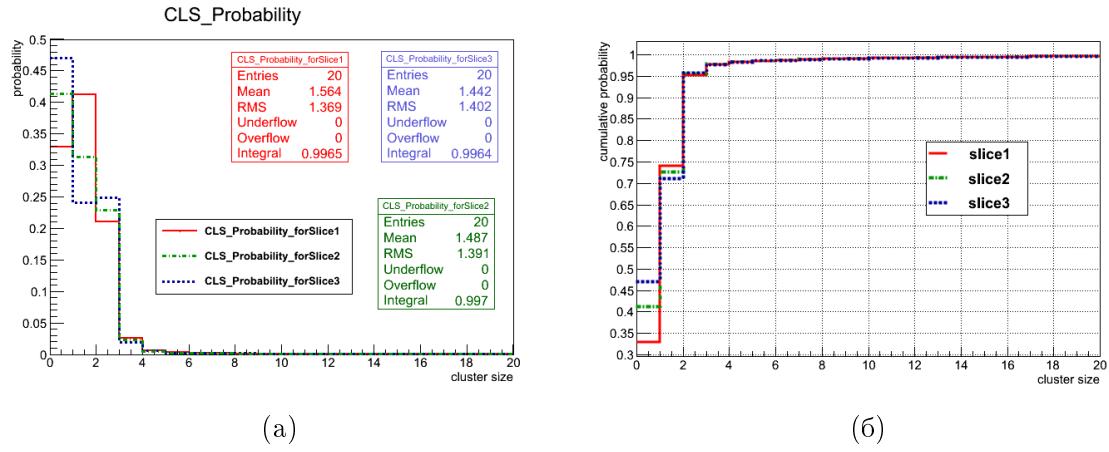
8.2.2.3 Отклик на детекторната електроника

В отговор на всяко попадение в активния обем на детектора се симулира сработване на един или няколко сигнални електроди. Информацията за синхронизация се използва за асоцииране на отклика на детектора по бънч-кросинг. На същата стъпка се симулира и шума на детектора.

- *Ефективността* на RPC за регистрация на частици се определя експериментално на базата на метода на екстраполиране на мюонни сегменти (виж 7.1.1). Този метод позволява определянето на ефективността за сработване на сигналните електроди поотделно, а също така определянето на средната стойност на ефективността за регистрация на отделните RPC модули. Определените по този начин експериментални стойности се използват като входни параметри при моделирането на отклика на системата от RPC. Моделирането с индивидуални стойности на ефективността за всеки един отделен сигнален електрод, поне за момента не дава достатъчно адекватно описание на системата за сравнително продължителен период от набор на данни, примерно в рамките на 1-2 месеца. Това се дължи най-вече на факта, че поради огромния брой сигнални електроди - над 10^5 , грешката при определянето на тяхната индивидуална ефективност е много голяма.

По тази причина, за целите на моделирането на системата от RPC се използва средната стойност на ефективността на конкретния модул като тази стойност се присвоява като входен параметър на отделните сигнални електроди - ϵ_{strip} . Решението на алгоритъма, дали при наличието на вече симулирано попадение ще сработи конкретен сигнален електрод се определя от ефективността за регистрация на съответния електрод. На практика алгоритъмът за дигитализиране използва случайно число ϵ_{rnd} от равномерно разпределение между 0 и 1. Генерираното число се сравнява с ϵ_{strip} и ако $\epsilon_{strip} > \epsilon_{rnd}$ сигналният електрод се счита за сработил. В противен случай се смята, че симулираното попадение не е регистрирано от детектора и алгоритъма преминава към обработката на следващото попадение.

- *Размер на клъстера* - След решението, че детекторът е ефективен по отношение на конкретния SimHit, се определя размера на клъстера - т.е. броят съседни сигнални електроди, сработили в отговор на симулираното попадение в чувствителния обем на детектора. За целта се използва емпирично определени разпределения за размера на клъстерите за всеки един RPC модул. В настоящия анализ се разглеждат основно мюони с висок напречен импулс (над 20 GeV/c) така че може да се счита, че при преминаването си през различните детекторни системи на CMS те имат поведението на минимално йонизиращи средата частици (Minimum Ionizing Particles - MIP) [1]. За много по-високите импулси, примерно в тевния район, радиационните ефекти се моделират от GEANT4 на предишната стъпка (виж 8.2.2.2). Съгласно експерименталните данни [37], за тъгли на падане на мюона спрямо детектиращата повърхност под 45° , размерът на клъстерите зависи слабо този тъгъл. По тази причина за момента тази зависимост не е отчетената в МК модела. За сметка на това детайлния анализ на експерименталните данни показва, че размерът на клъстерите зависи от по-



Фигура 8.4: (а) Вероятност за формиране на определен размер на клъстери от сработили сигнални електроди за лента 1 (червено), лента 2 (синьо) и лента 5 (зелено); (б) Кумулативни разпределения за вероятността за формиране на различни размери на клъсторите за лента 1 (червено), лента 2 (синьо) и лента 5 (зелено).

зицията на попадението спрямо центъра на сигналния електрод. Сигналният електрод може да се раздели формално на 5 ленти по неговата ширина. Координатите на попадението се използват за да се определи лентата, в която е реализирано попадението. За всяка една лента вероятностното разпределение $f(x_i)$, $i \in [1, 20]$ за формиране на различни размери на клъсторите е определено експериментално [74] и е показано на фигура 8.4а.

На практика алгоритъмът използва кумулативните разпределения $F(x_i) = \sum_{i=1}^{20} f(x_i)$ (фигура 8.4б) на параметризираните вероятности. Генерира се случайно число $u \in (0, 1)$. Числото u се сравнява със стойността на $F(x_i)$ и ако $u > F(x_i)$, стойността на i се увеличава с единица, т.е. $i = i + 1$ и се процедира по същия начин. Процедурата се прекратява, когато е изпълнено условието $u < F(x_i)$. Симулираният размер на клъстера е равен на броя итерации, т.е. $clustersize = i$. Геометрично клъсторът се центрира около сигналния електрод, върху който е попаднала частицата. Допълнителния брой сработили сигнални електроди се разпределят равномерно около централния електрод. Ако размерът на клъстора е четно число, последният „активиран“ сигнален електрод се избира така, че да се намира възможно най-близо до центъра на клъстера.

- **Синхронизация** - Данните от детектора CMS се четат и записват на всеки 25 ns.

При правилна синхронизация сигналите от мюони, родени в следствие на осъществените сблъсъци трябва да бъдат асоциирани към централния бънч-кросинг (виж 7.2.1). На практика в едно събитие се записва информацията, събрана от 6 последователни времеви прозореца - 2 преди и 3 след централния бънч-кросинг. За правилното асоцииране на събитието към бънч-кросинг трябва да се отчетат няколко фактора, специфични за отделните камери - времето за прелитане на частицата от мястото на сблъсъците до съответната камера, скоростта на

разпространение на сигнала по сигналния електрод, закъснението на сигнала по дължината на свързващите кабели, както и разделителната способност на камерата по време. Подробно описание на синхронизирането на сигнала от RPC може да бъде намерена в [79].

За една и съща камера в зависимост от импулса на частицата, времето за прелитане, определено по отношение на момента на пресичането на спововете може да варира в рамките на няколко наносекунди. Освен това то зависи и от геометричното разположение на камерата по отношение на точката на първичните взаимодействия. Това налага алгоритъмът да изчислява времето на прелитане за всяка симулирана частица.

Времето за разпространение на сигнала по дължината на сигналния електрод зависи от позицията на симулираното попадение върху електрода и се моделира като се предполага, че скоростта за разпространение на сигнала е 66% от скоростта на светлината. В случая на най-дългите сигнални електроди с дължина 1.26 m, разликата между минималното и максималното време на пристигане на сигнала е около 6.3 ns [80].

Разделителната способност по време на отделните детектори заедно с разделителната способност на електрониката е по-малка от 2 ns. Тя се моделира като към пълното време се добави случаен генерирано число от гаусово разпределение със средна стойност 0 ns и стандартно отклонение 1.42 ns.

Времето за разпространение на сигнала по кабелите е различно за различните камери и зависи от тяхната отдалеченост спрямо линкбордовете.

За целите на симулацията се пресмята „симулираното“ време, което включва времето за прелитане на частицата, времето за разпространение на сигнала по дължината на електрода. При това изчисление е необходимо да се отчете и разделителната способност по време на камерата. От друга страна се пресмята така нареченото „детекторно“ време, което включва времето за прелитане от точката на взаимодействие до средата на конкретната камера и времето за разпространение на сигнала от средата на електрода до неговия край. Симулираното и детекторното времена се сравняват и според получената разлика се определя в кой времеви прозорец попада симулираното събитие.

- *Шум* - След регистрирането на генерираната частица в чувствителния обем на RPC към отклика на детектора трябва да се добавят и сигнали, дължащи се на радиационния фон и шума на камерите. Разделянето на сигналите от тези два процеса на практика е невъзможно. Досега за моделиране на системата от RPC са използвани два типа параметризация. Стандартната параметризация, включваща една и съща стойност от 0.05 Hz/cm^2 за всички сигнални електроди, беше използвана до средата на 2011 г. След това в симулацията бяха въведени реалистични стойности на входните параметри на шума. За да се редуцира максимално приносът от фонови събития, съществуващи набора на протон-протонни данни, шумът на камерите се определя на базата на анализа на космични данни [37] и след това се използва при моделиране на отклика на детекторите. Определянето на нивото на симулирания шум се основава на

поасоново разпределение със средна стойност ν , където :

$$\nu = N_j S_{str} t \quad (8.1)$$

където $N[Hz/cm^2]$ е измерения шум на j -тия сигнален електрод, $S_{str}[cm^2]$ е площта на електрода, $t = n_{bx}.25ns$ е пълното симулирано време за едно събитие, а n_{bx} са броя времеви прозорци, в които се четат данните от едно събитие.

Симулираните случайни сигнали се разпределят равномерно във времевите прозорци около и в централния бънч-кросинг.

8.2.2.4 Тригер

На тази стъпка се емулира действието на тригера от първо ниво (L1) и се стартират алгоритмите на тригерите от високо ниво (HLT). Принципът на действие на тригерите от първо и от високо ниво са разгледани в глава 5.

8.2.2.5 Реконструкция на събития

На тази стъпка се стартират алгоритмите за реконструкция на събития. Реконструкцията на мюонни събития и идентификацията на мюоните е описана подробно в глава 6.

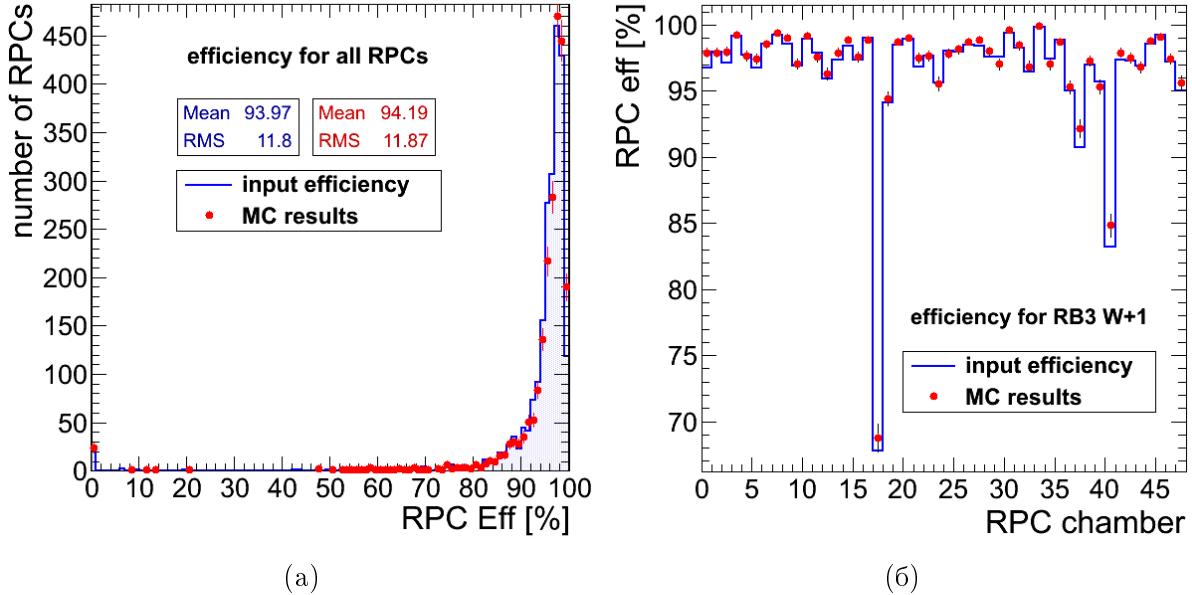
8.3 Валидиране на МК модела

Валидирането на МК модела може да се раздели условно на две части:

- *Валидиране на моделираните параметри* чрез сравняване на входните, експериментално получени параметри и моделираните такива;
- *Валидиране на МК данните* чрез сравняването им с експериментални данни

8.3.1 Валидиране на моделираните параметри

За тази цел са генерираните около 1.5×10^5 Дрел-Ян събития с два мюона в крайното състояние, които са преминали всички описани по-горе стъпки на моделиране. За целите на валидацията, моделираната ефективност на конкретен RPC модул за регистрация на частици е определена като отношението на броя на събитията с поне един сработил сигнален електрод в отговор на преминаването на симулиран мюон към пълния брой симулирани мюони, преминали през чувствителния обем на детектора. На фигура 8.5а е показано сравнение между входните параметри и симулираните ефективности за всички RPC модули. На фигура 8.5б е показан пример само за камерите, разположени на едно от нивата в централните пръстени на детектора. Забелязват се два модула, които имат чувствително по-ниска експериментално определена ефективност. Причината за това е, че те работят в еднопроцепен режим. Както може да се забележи от фигурата МК резултатите възпроизвеждат добре този случай.



Фигура 8.5: (а) Сравнение между входните параметри за ефективност на камерите (непрекъсната линия) и МК резултатите (точки) за всички RPC модули; (б) Пример за ефективността на всички камери, разположени в едно ниво в централните пръстени. Две от камерите работят в еднопроцепен режим което е причина за понижката ефективност. Както може да се види от фигурата МК модела описва добре този случай.

В МК модела, сигналите, дължащи се на шум се определя от бройката на всички сработили сигнални електроди без наличието на попадение в чувствителния обем. За целите на валидиране на модела средния шум за един RPC модул \bar{N}_{ch} се изчислява като

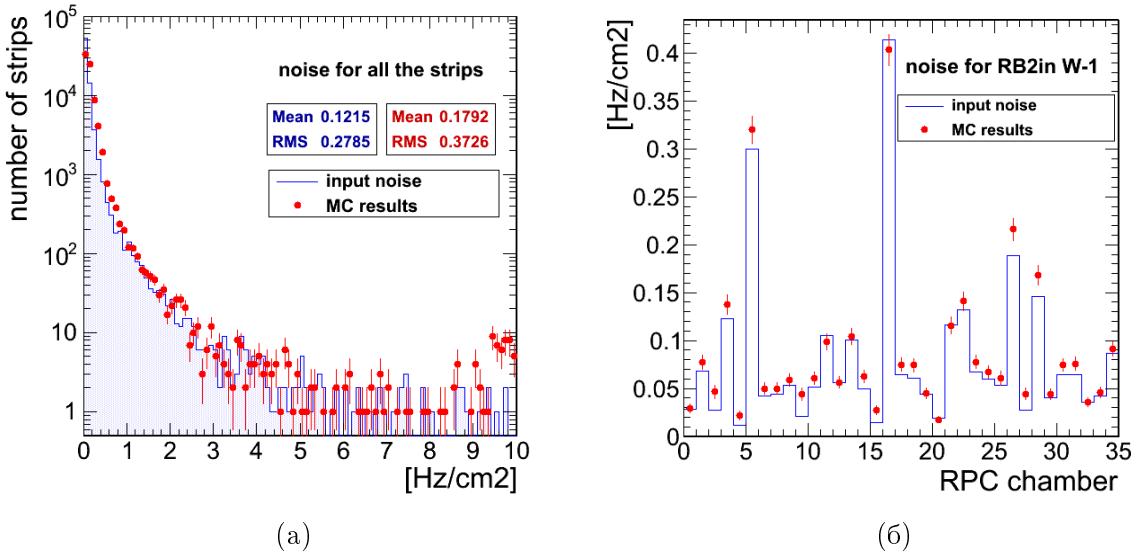
$$\bar{N}_{ch} = \frac{\sum d_{noise}}{\frac{n_{ev}}{S_{ch}T}} \quad (8.2)$$

където d_{noise} е броя на всички случаини сигнали за дадена камера, S_{ch} е площта на камерата в $[cm^2]$, n_{ev} е броят на симулираните събития, а $T = n_{ev} \cdot n_{bx} \cdot 25ns$ е пълното симулирано време. По аналогичен начин се изчислява и средния шум за един сигнален електрод \bar{N}_{strip} :

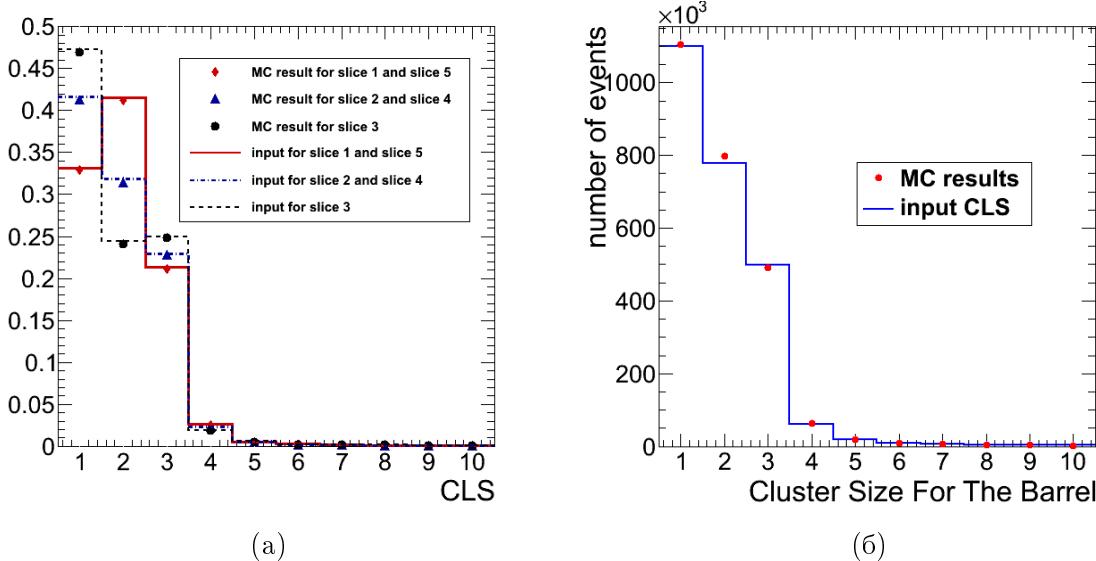
$$\bar{N}_{strip} = \frac{\sum d_{strip}}{\frac{n_{ev}}{S_{strip}T}} \quad (8.3)$$

където d_{strip} е броя на всички сработвания, дължащи се на шум за конкретен сигнален електрод, S_{strip} е площта на електрода в $[cm^2]$. На фигура 8.6а са показани резултатите от сравнението на симулирания шум с входните експериментално определени параметри за всички сигнални електроди, а на фигура 8.6б е показан конкретен пример за средния шум на камерите, разположени на трето ниво в един от централните пръстени.

Сравнение между разпределенията, използвани като входни параметри при моделирането на размера на клъстерите и МК резултатите са показани на фигура 8.7а.



Фигура 8.6: Сравнение между експериментално определени (непрекъсната линия) входни стойности на шума и МК резултатите (точки); (а) Разпределение на стойностите на шума в Hz/cm^2 за всички сигнални електроди; (б) Сравнение между експериментално определените (непрекъсната линия) средни стойности на шума в Hz/cm^2 за всички RPC модула от трето ниво в един от централните пръстени и МК резултатите (точки).



Фигура 8.7: Размер на кльстерите, формирани в RPC вследствие на преминаването на мюон през чувствителните обеми на детекторите. С линии са показани експериментално определените разпределения, а с геометрични фигури са отбелязани МК резултатите. (а) Сравнение между входните параметри и МК резултатите за различните ленти от сигналния електрод; (б) Разпределение на размера на кльстерите за всички камери от централната част.

На фигура 8.7б е показано сравнение между експериментално определените и симулираните размери на клъстерите за всички камери от централната част на мюонната система.

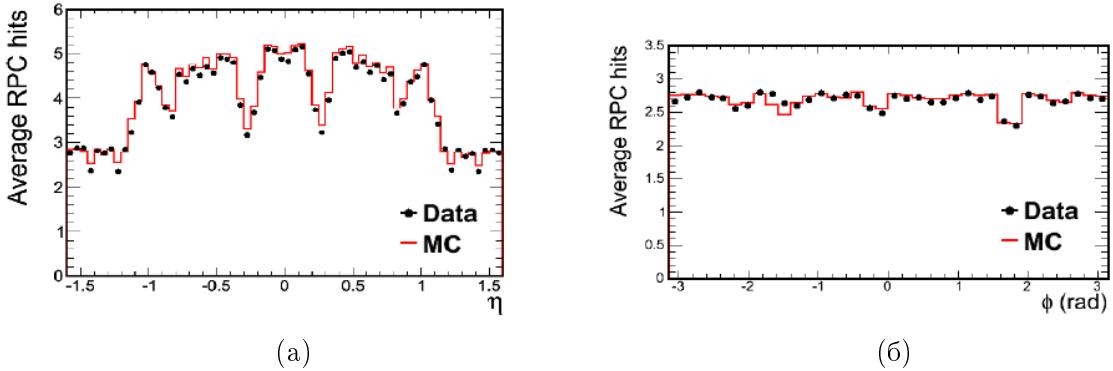
Разделителната способност по време се моделира като се подбере случајно число от гаусово разпределение със стандартно отклонение 1.4 ns, което е много по-малко от времевата единица един бънч-кросинг (25ns). Така че на практика синхронизациият параметър винаги е коректен и по тази причина не са показвани резултатите от неговото валидиране.

8.3.2 Валидиране на МК данните

Основното предназначение на системата от RPC на CMS е участието в тригера и привързването на събитията по време. Въпреки това, системата може да бъде използвана и за подобряване на качеството на алгоритмите за мюонна реконструкция [81]. Основаната цел на симулацията е да възпроизведе правилно отклика на системата от RPC, включително ефективността за регистрация на камерите, геометричната ефективност и др. За да се валидира коректността на МК симулацията като цяло, реконструираните МК данни, получени с новите параметри са сравнение с експериментални данни. В конкретния случай, използваните експериментални данни са набрани от протон-протонни сблъсъци при енергия в център на масите $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ през 2011 г. При набора на тези данни големината на високото напрежение е коригирана автоматично, съобразно налягането и температурата в помещението на детектора (виж 7.1.3) [48]. Към симулирани и към експерименталните данни е приложена една и съща процедура на отбиране (виж 6.5) на мюонните кандидати, целяща подбиране на максимален брой мюони, родени от разпада на Z , която включва отбиране само на мюони с напречен импулс $p_T > 20 \text{ GeV}/c$ и допълнителни условия относно чистота и идентификацията на мюонните кандидати. Идентификацията на мюонните кандидати е описана подробно в глава 6.5. За целите на валидирането на МК данните, средния брой мюонни попадения в RPC модулите, определен в моделираните данни е съпоставен с получените резултати от експериментални данни. Броят на мюонните попадения в RPC е количествена мярка за броя RPC станции, през които е преминал мюона, което от своя страна е функция на псевдобързината η , а също така зависи и от ефективността за регистрация на камерите. На фигура 8.8 е показано сравнение между експериментални и МК данни за средния брой реконструирани попадения в RPC модулите по дължината на траекториите на мюоните като функция на η и азимуталния ъгъл ϕ . Разпределението по тези стойности отразява геометричната ефективност на системата от RPC и както се вижда от фигурата, МК модела описва добре системата.

8.4 Валидиране на софтуерни версии и данни от централната МК продукция на CMS

След като новите входни параметри и МК моделът като цяло е валидиран, параметрите се въвеждат в нарочна база от данни, която се използва при генерирането на централната МК продукция на CMS. Централната МК продукция на CMS включва

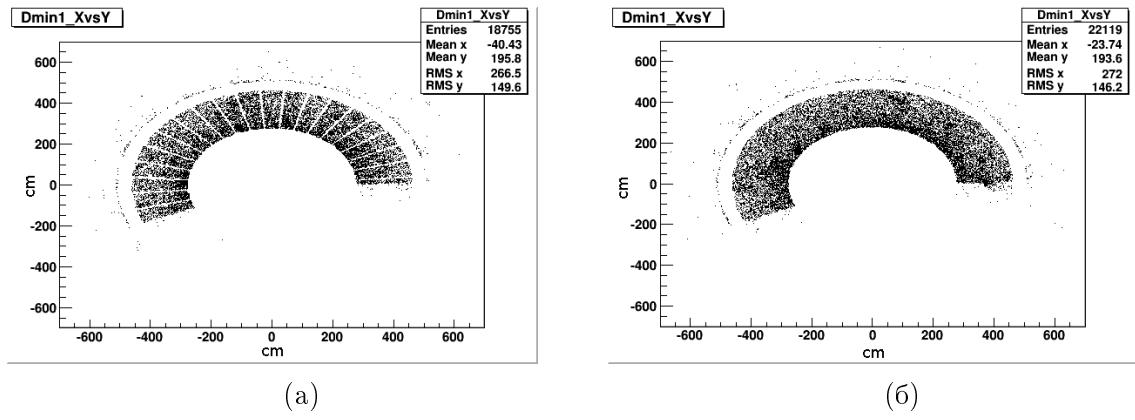


Фигура 8.8: (а) Среден брой попадения в RPC модулите по дължината на траекториите на мюоните като функция от псевдобързината η за мюони с $p_T > 20$ GeV/c, родени от разпадане на Z бозон; (б) Среден брой попадения в RPC модулите по дължината на траекториите на мюоните като функция от азимуталния ъгъл ϕ за мюони с $p_T > 20$ GeV/c, родени от разпадане на Z бозон. И в двата случая са използвани само глобални мюони, т.е. мюони, реконструирани както в мюонната система, така и във вътрешния треков детектор 6. На фигурата експерименталните данни са показани с точки, а МК резултатите с непрекъсната линия.

моделирането на над 10^3 вида физични процеса, като в зависимост от нуждите на различните групи за физичен или детекторен анализ, симулираните данни се записват в различен формат на данните. Освен това, предвид динамично променящите се условия, касаещи не само работата на системата от RPC, а и на целия детекторен комплекс CMS, в софтуера на експеримента CMSSW постоянно настъпват изменения на различни калибровъчни константи, алгоритми или софтуерни пакети. Целта на тези промени е максимално добро и близко описание на работата на детекторите, подобряване на алгоритмите за анализ на събитията и улесняване работата на крайния потребител. Това налага периодичното обновяване на софтуерните версии.

Преди излизането на нова софтуерна версия на CMSSW тя задължително се тества и валидира от различните групи, които отговарят за разработването и поддръжката на различните софтуерни пакети. При този тип валидиране се наблюга на това дали софтуерните пакети са съвместими един с друг и дали резултатите, получени след това обновяване са физически състоятелни.

За целите на валидирането на софтуерните пакети, интерпретиращи действието на системата от RPC, се използва определен набор от хистограми, които отразяват най-важните параметри или характеристики на системата. За получаването на тези хистограми се използват МК и експериментални данни, като за валидиране на софтуерните МК пакети се използват данни, с моделирани физически процеси, съпроводени или не от наложени събития. Често се използват и нефизични извадки, в които детекторите са населени равномерно с частици от един и същ тип и еднакви импулси - примерно най-често са използвани единични мюони с напречен импулс $p_T = 1, 10, 100$ или 1000 GeV/c. На фигура 8.9 е показан пример за фиксирането и отстраняването на проблем, свързан с описание на геометричното разположение на камерите в затварящите части. За целта на валидиране на симулацията са генериирани единични мюони с напречен импулс $p_T = 1000$ GeV/c.



Фигура 8.9: (а) Симулирано заселване на камерите от първия диск в една от затварящите части. За целта са генериирани единични мюони с напречен импулс $p_T = 1000$ GeV/c и е използвано геометрично описание на системата, което надценява разстоянията между отделните RPC модул; (б) Симулирано заселване на същите камери с мюони с напречен импулс $p_T = 1000$ GeV/c след отстраняване на проблема в геометричното описание. И в двата случая симулацията е направена за ограничен геометричен район, с цел да се намалят компютърното време и обема от данни.

8.5 Заключение

С цел реалистично моделиране на работата на системата RPC на CMS е разработен специален алгоритъм, който използва експериментално измерените характеристики на детекторите като входни параметри за симулация на работата на детекторите. В тази връзка е:

- Разработен е алгоритъм, който описва адекватно отклика на детекторите;
- Дефиниран е набор от параметри, които се следят и се обновяват периодично, съобразно конкретните условия на набора на данни - промяна на енергиите на сноповете, интензивността на взаимодействията или промяна на други условия;
- Разработен е метод за определяне на симулирания размер на клъстерите;
- Разработен е метод за определяне на нивото на симулирания шум;
- Разработен е пакет за валидиране на симулацията на системата RPC на CMS.
- Разработен е специален програмен пакет за валидиране на качеството на МК данните.
- Получените резултати от анализа на симулираните събития са в добро съгласие с получените от експериментални данни.

9 В търсене на тежки двумюонни резонанси

9.1 Разпади на тежки резонанси до два мюона в крайното състояние

Голяма част от моделите извън СМ предичат съществуването на нови векторни неутрални бозони. В моделите на Рандал и Сундрум [19, 20] това са Калуца-Клейн възбуджения на гравитона - G_{KK} , който има спин 2. В Теориите на великото обединение [13] новите неутрални бозони се асоциират с допълнителна група на симетрия $U(1)'$. Обикновено този тип частици се наричат Z' .

За да се запази спина на системата те се раздват само във взаимодействията на ляв (десен) кварк с ляв (десен) антикварк и съответно се разпадат на ляв (десен) фермион и ляв (десен) антифермион. По тази причина взаимодействието им с фермионите се характеризира от две независими константи на взаимодействието - g_{LL}^f и g_{RR}^f [83, 84]:

$$\mathcal{L}_{Z'} = \sum_{min} (g_{LL}^f \bar{\psi}_L^f \gamma^\mu \psi_L^f + g_{RR}^f \bar{\psi}_R^f \gamma^\mu \psi_R^f) Z'_\mu \quad (9.1)$$

Експерименталното разграничаване на крайните състояния на неутрални частици с различен спин (примерно Z' и G_{KK}), разпаднали се до два лептона с противоположен електрически заряд е трудно постижимо. Това може да стане благодарение на специфичното ъглово разпределение на ъгъла θ^* (ъгъла, под който излитат лептоните, в системата на покой на новата частица):

$$\frac{d\Gamma_1(q\bar{q} \rightarrow Z' \rightarrow l\bar{l})}{\cos \theta^*} \propto 1 + \cos^2 \theta^* \quad (9.2)$$

Тъй като гравитонът може да бъде роден и в процесите на сливане на два глюона, за частици със спин 2 зависимостта от θ^* може да бъде изразена по два различни начина - при взаимодействие на кварк-антикварк:

$$\frac{d\Gamma_1(q\bar{q} \rightarrow G^* \rightarrow l\bar{l})}{\cos \theta^*} \propto 1 - 3 \cos^2 \theta^* + 4 \cos^4 \theta^* \quad (9.3)$$

при глюонно сливане:

$$\frac{d\Gamma_1(gg \rightarrow G^* \rightarrow l\bar{l})}{\cos \theta^*} \propto 1 - \cos^4 \theta^* \quad (9.4)$$

Теоретично е възможно тензорно взаимодействие между ляв (десен) кварк и десен (лев) антикварк [83, 84]. Взаимодействието се пренася от т.н. кирален бозон Z^*

и лагранжианът, описващ подобен тип взаимодействие ще има вида:

$$\mathcal{L}_{Z^*} = \sum_{f=d} \left(\frac{g_{LR}^f}{M_{Z^*}} \bar{\psi}_L^f \sigma^{\mu\nu} \psi_R^f \partial_\mu \bar{Z}_\nu^* + \frac{g_{RL}^f}{M_{Z^*}} \bar{\psi}_R^f \sigma^{\mu\nu} \psi_L^f \partial_\mu Z_\nu^* \right) \quad (9.5)$$

където

$$\sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{2} [\gamma^\mu, \gamma^\nu], \quad (9.6)$$

а $g_{LR}^f = (g_{RL}^f)^*$ са константите на взаимодействие на Z^* с фермионите.

Взаимодействие между леви и десни фермиони води до характерна тъглова зависимост от тъгъла θ^* , различна от тази за взаимодействията от векторен тип (уравнение 9.2), а именно:

$$\frac{d\Gamma_1(q\bar{q} \rightarrow Z^* \rightarrow l\bar{l})}{\cos \theta^*} \propto \cos^2 \theta^* \quad (9.7)$$

В тази глава са представени резултатите от търсенето на нови тежки неутрални частици, разпадащи се на двойка мюони. Анализът на събитията е съсредоточен основно в търсене на указания за съществуването на Z'_{SSM} от Допълнения стандартен модел (Sequential standart model - SSM) [12]; търсene на Z'_ψ , чието съществуване се предрича от Теорията на Великото Обединение (Grand Unified Theory - GUT) [14, 15]; търсene на Калуца-Клайн възбуждания на гравитона G_{KK} от моделите на Рандал-Сундрум (Randall-Sundrum - RS) [19, 20].

За целта на тези анализи са използвани данни от протон-протонни (pp) взаимодействия при енергия в център на масите $\sqrt{s} = 8$ TeV, съответстващи на интегрална светимост от 4.1 ± 0.2 fb $^{-1}$. Резултатите са комбинирани с резултатите от анализа, базиран на обработката на данни от pp взаимодействия при $\sqrt{s} = 7$ TeV и интегрална светимост от 5 fb $^{-1}$ [86].

В допълнение е проведено търсение на нова векторна частица Z^* , преносител на тензорни взаимодействия [83, 84]. Този анализ е проведен на базата на 20.65 fb $^{-1}$ pp взаимодействия, набрани от детектора CMS през 2012 г. при енергия $\sqrt{s} = 8$ TeV.

9.2 Стратегия за търсение на тежки неутрални бозони

Стратегията при търсенето на тежки резонанси е следната: Избират се събития, в които има поне два мюонни кандидата с противоположен знак и се реконструира инвариантната маса на мюонните двойки. Възможна проява на съществуването на тежки векторни частици би било наблюдаването на тесни резонансни състояния, разпадащи се до двойка лептони [82]. При отсъствие на какъвто и да било резонанс, основният принос на събития с два мюона в крайното състояние се свързва с т.н. Дрел-Ян процеси [76, 77]. Разпределението по ефективни маси на двойките мюони за маси $M_{\mu\mu} > 120$ GeV/c 2 е гладко и намалява експоненциално с нарастване на $M_{\mu\mu}$. Проявата на евентуалните резонанси се очаква като излишък от събития над основния фон. Естествената ширина на разпад се подчинява на разпределение на Брайт-Вигнер, докато разделителната способност на детектора - на Гаусово разпределение. Резонансите се разглеждат като тесни ако експериментално определената ширина на резонанса е доминирана от разделителната способност на детектора.

Крайният резултат, който се търси е отношението на сечението за разждане на Z' , умножено по относителната вероятност за разпад на два мюона, към сечението за разждане на $Z^{0\ 1}$, умножено по съответната относителна вероятност, т.e.:

$$R_\sigma = \frac{\sigma(Z') \times BR(Z' \rightarrow \mu^+ \mu^-)}{\sigma(Z^0) \times BR(Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)} = \frac{\epsilon(Z')}{\epsilon(Z^0)} \times \frac{N(Z')}{N(Z^0)} \quad (9.8)$$

където $N(Z')$ и $N(Z^0)$ са броя Z' и Z^0 събития, а $\epsilon(Z')$ и $\epsilon(Z^0)$ са съответно пълната ефективност за регистриране и реконструкция на Z' и Z^0 , а с BR са означени съответни парциални вероятности за разпад по конкретния канал.

Систематичните ефекти, които влияят на резултата включват разделителната способност на детектора по импулс на мюоните, а също и разделителната способност по инвариантна маса, разликите в геометричната ефективност за регистриране на Z' и Z^0 , тригерирането и реконструкцията между двойките мюони. Това са ефекти, които в малка или по-голяма степен зависят от масата на двойката мюони. Тяхното влияние е изследвано чрез МК анализ или чрез експериментално базирани методи.

Нормализирането на резултатите, получени при високите маси, където се търси потенциален Z' кандидат, към резултатите, получени в масовия диапазон, съответстващ на Z^0 , допринася за компенсирането на някои скрити или трудно оценими систематични ефекти, като например ефекти, дължащи се на работата на детекторната електроника, на системата за събиране на данни, детайли, свързани с работата на тригерите и др. По този начин влиянието на систематичните ефекти, дължащи се на геометричната и тригерната ефективност, както и ефективността за офлайн реконструкция са сведени единствено до тяхната зависимост от инвариантната маса на двойките мюони.

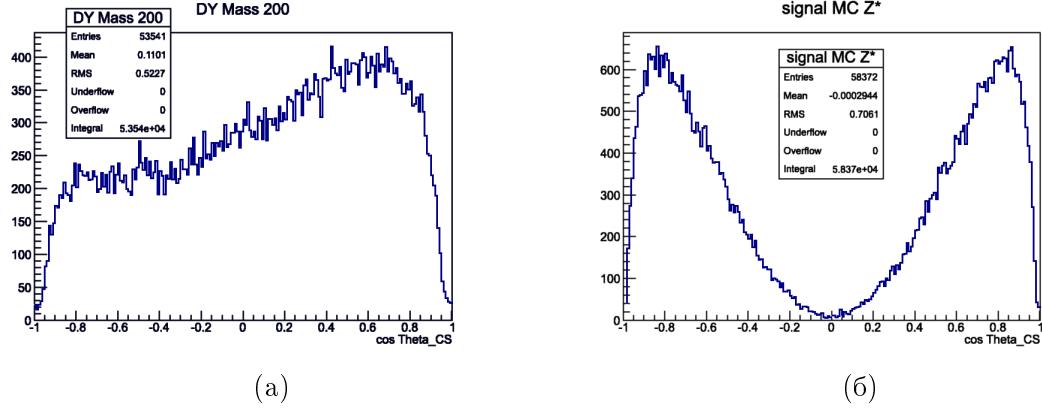
При търсенето на бозоните Z' и G_{KK} е приложен еднакъв подбор на двумюонните събития и еднакви критерии за подбор на мюоните. В анализът, свързан с търсенето на бозона Z^* , е приложен допълнителен критерий за селекция на двойките мюони, базиран на характерните ъглови разпределения на ъгъла на разлитане на мюоните, определен в системата на покой на бозона.

Характерните ъглови разпределения на θ^* могат да се използват за отделянето на евентуален сигнал от събития с преносител на тензорни взаимодействия - Z^* . В системата на покой на бозона разпределенията по косинуса от ъгъла на разлитане имат вида, показан на фигура 9.1 (Получените резултати са от анализ на МК данни). На фигура 9.1а е показан случая за Дрел-Ян процеси с инвариантна маса на двата мюона $M_{\mu\mu} > 200 \text{ GeV}/c^2$, а на фигура 9.1б за събития с Z^* с маса $M_{Z^*} = 425 \text{ GeV}/c^2$.

9.3 Подбор на събития

В настоящия анализ са използвани само събития, които са преминали през HLT тригер на единични мюони с праг по напречен импулс от $p_T > 40 \text{ GeV}/c$. За да се запази броя на тригерните събития в допустимите нива е наложено допълнително условие, което ограничава геометричния обхват до $|\eta| < 2.1$. Всички използвани данни са преминали през експресен анализ и са използвани само тези, които са одобрени и

¹Въведеното тук означение Z^0 съответства на бозона Z от СМ.



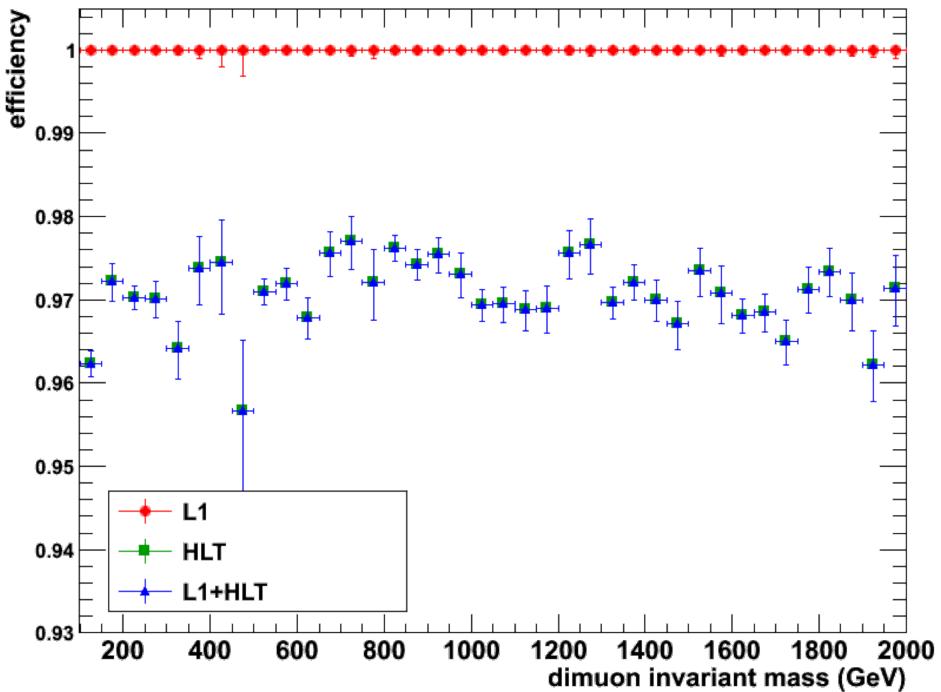
(a)

(б)

Фигура 9.1: Разпределение по \cos от ъгъла на излитане на мюоните, определен в системата на покой на бозона, определена по отношение на налитация партон. (а) За мюони, родени в Дрел-Ян процеси с $M_{\mu\mu} > 200 \text{ GeV}/c^2$; (б) За мюони, родени от разпадания на Z^* с маса $M_{Z^*} = 425 \text{ GeV}/c^2$. Разпределенията са получени от анализ на МК данни.

сертифицирани като годни за физичен анализ от всяка една мюонна детекторна система. За събития, в които двойката мюони изпълнява горните условия, тригерната ефективност е около 97% за целия спектър от реконструирани двумюонни инвариантни маси [87]. За двумюонни маси до $150 \text{ GeV}/c^2$ тези ефективности са определени с метода T&P (глава 6.8.1). При по-високите маси, тези стойности са определени на базата на МК анализи и резултатите са представени на фигура 9.2. Тригерната ефективност за събития, регистрирани през 2012 година е с около 1% по-ниска от тази през 2011 година, което се дължи основно на някои промени в алгоритъма, определящ импулса на мюоните в системата от CSC, а също така и от въвеждането на допълнителни критерии, относно качеството на следите във вътрешния треков детектор.

От всички одобрени за физичен анализ данни са подбрани само тези, в които има поне един реконструиран връх на първични взаимодействия (PV - primary vertex), като се изисква наличието на поне 4 следи във вътрешния треков детектор, асоциирани с този връх. Освен това върхът трябва да е реконструиран в рамките на $|r| < 2 \text{ cm}$ и $|z| < 24 \text{ cm}$, където r и z са разстоянието в равнината (x, y) и съответно разстоянието по z между реконструирания връх и номиналната точка на взаимодействие (IP - Interaction Point). Налагането на последното условие редуцира до голяма степен приносът от космични мюони, които могат да бъдат погрешно идентифицирани като мюонна двойка. За да се избегнат събития, които са следствие на фона, създаван от споновете - излъчване в начално и крайно състояние (ISR - Initial State Radiation, FSR - Final State Radiation), от всички одобрени за анализ данни са филтрирани само тези, в които повече от 1/4 от следите, реконструирани във вътрешния треков детектор са с висока степен на качество, т.е. за тях трябва да е изпълнено: $|dz| < 10\sigma_z$ и $\sigma_{pt}/pt < 10\%$, където dz е надлъжният прицелен параметър на съответната следа, σ_z е комбинираната неопределеност от фитирането на следата и на върха на първично взаимодействие, а σ_{pt}/pt е относителната неопределеност на измерването на напречния импулс във вътрешния треков детектор [88].



Фигура 9.2: Ефективност на тригър на единични мюони с $p_T > 40$ и $|\eta| < 2.1$, определена чрез анализ на симулирани Дрел-Ян процеси. С червени точки е отбелоязана ефективността на тригера от първо ниво (L1), а със зелени квадрати и сини триъгълници - ефективността на тригера от високо ниво(HLT) и комбинираната ефективност на двета тригера(L1&HLT), съответно.

9.3.1 Подбор на мюони

При подбора на мюонните кандидати са приложени следните условия:

- Мюонния кандидат трябва да бъде реконструиран като глобален и като трекерен мюон (глава 6);
- За да попадне в платото на тригърната ефективност, мюонният кандидат трябва да има напречен импулс $p_T > 45$ GeV/c;
- Напречният прицелен параметър d_{xy} на следата, реконструирана във вътрешния треков детектор и определен по отношение на разглеждания първичен връх, трябва да изпълнява условието $|d_{xy}| < 0.2$ см. За данните от 2012 г. с цел редуциране на приноса от насложени събития беше въведено и допълнително изискване към надлъжния прицелен параметър $|dz| < 0.5$ см;
- Трябва да се отбележи, че големият брой насложени събития намалява ефективността на сигнала и влияе силно върху изолирането на мюонните кандидати. Наличието на голям брой върхове на първични взаимодействия води до увеличаване на броя следи на заредени частици, както и до увеличаване на депозираната енергия в калориметричната система. Затова при изолирането на мюоните са въведени някои допълнителни изисквания - при определянето

на сумата от напречните импулси на трековете в изолационния конус, се взимат предвид само тези, чийто надлъжен прицелен параметър по отношение на върха, към който е асоцииран мюонния кандидат, е по-малък от 0.2 см. Проследяването на измерванията, направени в калориметричната система обратно към съответния връх на взаимодействие е много трудно. Това е причината при изолиране на мюоните да се използват само резултатите от относителната изолация във вътрешния треков детектор (глава 6.7), т.е. сумата от напречните импулси $\sum_i p_{Ti}$ на всички следи, реконструирани около кандидата в конус с $\Delta R < 0.3$ (без импулса на изолирания кандидат) да отговаря на условието:

$$\frac{\sum_i p_{Ti}}{p_T} < 0.1 \quad (9.9)$$

където p_T е напречният импулс на разглеждания мюон;

В MK данните, ефекта от наложените събития се постига чрез смесването на генерираните MK извадки със ZB събития (глава 6.3), така че броят на първичните взаимодействия в MK събитията да се изравни с броя, определен от експерименталните данни.

- Изискват се минимум 9 последователни попадения в нивата на силициевия стрипов детектор, участващи в глобалния фит на мюонната следа.
- Глобално реконструираната мюонна следа трябва да съдържа поне една точка, съответстваща на попадение в силициевия пикселов детектор и поне една точка, съответстваща на попадение в мюонен детектор;
- Реконструираната следа във вътрешния треков детектор да съответства на мюонни сегменти в поне две мюонни станции.

Ефективността за реконструкция и селекция ϵ_{Id} на мюонните кандидати е изследвана чрез прилагане на метода T&P като за целта са използвани мюони, родени от разпада на Z бозона. Като пробни обекти са използвани следите, реконструирани във вътрешния треков детектор. За ефективността на всички изброени по-горе правила на отбор, с изключение на изолационния критерий са определени следните стойности [35]:

- За мюони, родени в централната част на детектора, т.е. $|\eta| < 1.2$ - $\epsilon_{Id} = 90.9 \pm 0.1(stat)\%$, като отношението на получените стойности от експериментални данни към тези, получени от MK е $\text{data}/\text{MK} = 0.987 \pm 0.001(stat)$;
- За мюони, родени в затварящите части на детектора, $2.1 < |\eta| < 2.4$ - $\epsilon_{Id} = 92.6 \pm 0.1(stat)\%$, а отношението експериментални данни към MK е $\text{data}/\text{MK} = 0.995 \pm 0.001(stat)$.

Ефективността на относителната изолация във вътрешния треков детектор е измерена $\epsilon_{Iso} = 98.8 \pm 0.1(stat)\%$, а отношението между експериментално определените стойности и тези, определени от MK е $\text{data}/\text{MK} = 1.001 \pm 0.001(stat)$.

9.3.2 Подбор на двойки мюони

Към двойките мюони е наложено изискването поне единият от мюоните да съвпада с HLT обект, т.е. да съвпада с мюон, задействал тригера от високо ниво. Съвпадението между реконструирания и HLT мюон се търси в рамките на конус $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} < 0.2$, където $\Delta\phi$ и $\Delta\eta$ са разликите в измерените ъгли и псевдобързини на реконструирания кандидат и тригерния обект. Това изискване налага допълнителното ограничение поне един от мюонните кандидати (от двойката мюони) да има псевдобързина $|\eta| < 2.1$, докато за другия се изисква да бъде в геометричното покритие на мюонната система – $|\eta| < 2.4$. Свързаното с това ограничение, намаляване на геометричната ефективност за реконструиране на двойки мюони е по-малко от 1%.

Изиска се двата мюона да имат противоположен електрически заряд. На практика, при определяне на заряда на мюона, се измерва величината q/p_T . За мюони с $p_T \lesssim 300$ GeV/c, броят мюони с погрешно определен заряд е по-малък от 0.5% [89]. Двумюонните събития с еднакъв заряд на двата мюона се пазят като контролна извадка, с която се валидират МК резултатите, определящи приноса на различни зарядово симетрични фонови процеси от СМ, като например приноса от двубозонни (WZ , ZZ) събития.

В събитията, в които има повече от една двойка мюони, удовлетворяваща критериите за подбор, се избира двойката с най-голяма инвариантна маса. Инвариантната маса на двата мюона може да бъде определена по формулата:

$$m_{\mu\mu} = \sqrt{2m_\mu^2 + 2E_1E_2 + 2\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2} \quad (9.10)$$

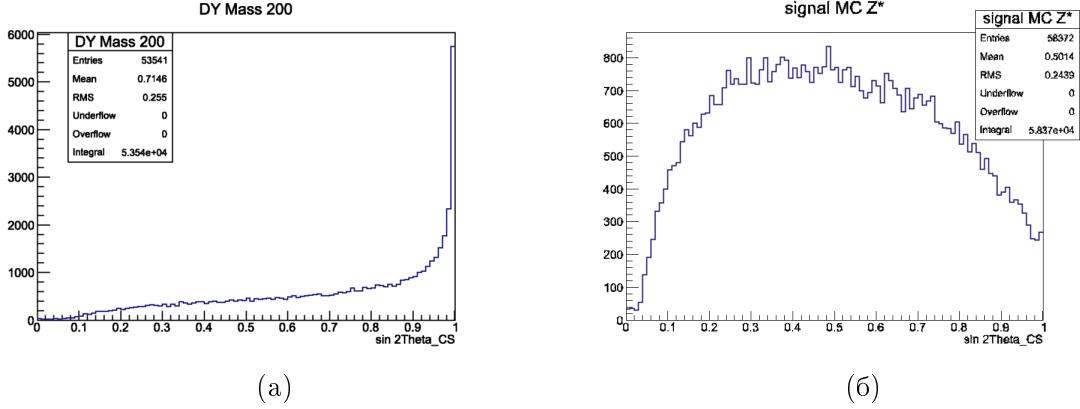
където $m_\mu = m_{\mu_1} = m_{\mu_2} = 105.6583715 \pm 0.0000035$ MeV/c² е масата на мюона в покой [1], а E_1 , E_2 , \vec{p}_1 и \vec{p}_2 са съответно енергиите и импулсите на двата мюона.

На практика, във CMSSW е разработен специален алгоритъм, който използва софтуерния клас LorentzVector на пакета ROOT [67], разработен специално за нуждите на експериментите с високи енергии при пресмятане с четиримерни вектори.

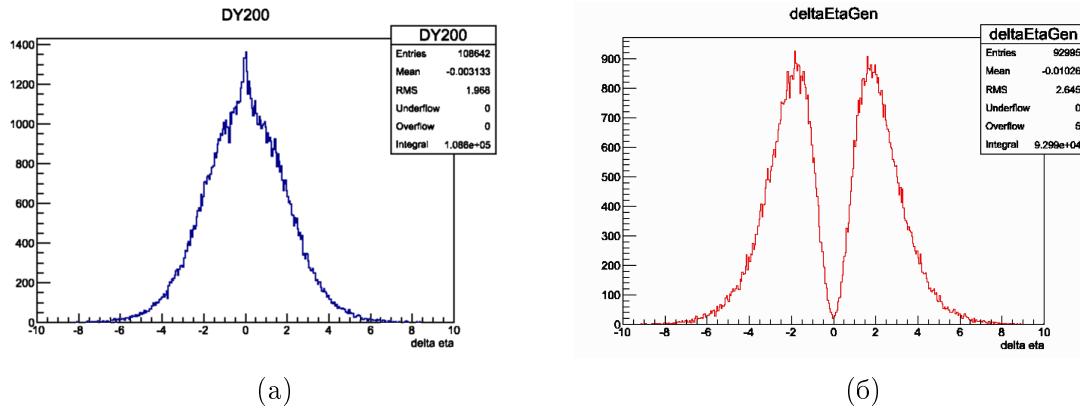
За редуциране на ефекта от комбинаторни или насложени събития се изисква трековете на двата мюонни кандидата да формират общ връх. За реконструиране и определяне на качеството на общия връх, алгоритъмът използва Калманов филтър [58], като от реконструираните двойки се избират само тези, за които χ^2/ndof , определен от фитирането на върха е по-малък от 10. При определянето на инвариантна маса на двойката мюони, алгоритъмът преизчислява импулса на мюоните, като взима под внимание точката на общия им връх.

За редуциране на космичния фон се налага допълнителното изискване, ъгълът сключен между импулсите на двата мюона да бъде по-малък от $\pi - 0.02$ rad.

Както вече казахме, ъгловите разпределения на ъгъла на разлитане на мюона (виж фигура ?? в системата на покой на частицата-майка могат да бъдат използвани като допълнителен критерий на подбор на двойката мюони. Също така интерес представляват и разпределенията на величината $\sin^2\theta^*$, които са показани на фигура 9.3. Анализът на МК данни показва, че при прилагане на допълнителен филтър, пропускащ единствено събития, за които $\sin^2\theta^* < 0.9$, фонът от Дрел–Ян процеси може да бъде редуциран с около 34%, докато Z^* събития намаляват с едва около 4% от първоначалния си брой.



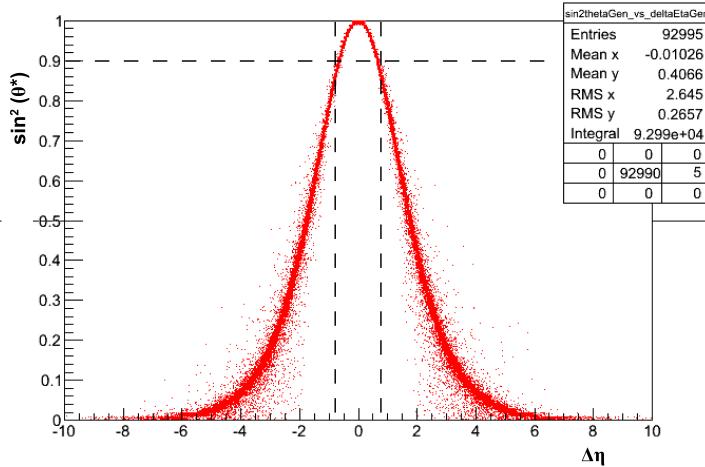
Фигура 9.3: Разпределение по \sin^2 от тъгъла на излитане на мюоните, определен в системата на покой на бозона, определена по отношение на налитация партон. (а) За мюони, родени в Дрел-Ян процеси с $M_{\mu\mu} > 200 \text{ GeV}/c^2$; (б) За мюони, родени от разпадания на Z^* с маса $425 \text{ GeV}/c^2$.



Фигура 9.4: Разпределение по разликите $\Delta\eta = \eta(\mu^-) - \eta(\mu^+)$. (а) За мюони, родени в Дрел-Ян процеси с $M_{\mu\mu} > 200 \text{ GeV}/c^2$; (б) За мюони, родени от разпадания на Z^* с маса $425 \text{ GeV}/c^2$.

Тъй като тъгълът θ^* е пряко свързан с псевдобързината η , то може да се използва разпределението по $\Delta\eta = \eta(\mu^-) - \eta(\mu^+)$, показано на фигура 9.4. Прилагането на филтър, пропускащ единствено събития, при които $|\eta| > 0.8$ има същия ефект като прилагането на филтър по $\sin^2 \theta^* < 0.9$ (фигура 9.5).

Допълнителен критерий за селекция може да бъде тъгълът, който сключват двата мюона в равнината (x, y) . На фигура 9.6 са показани МК резултати за тези тъглови разпределенията за двойки мюони, родени в Дрел-Ян процеси с инвариантна маса на двойките мюони $M_{\mu\mu} > 200 \text{ GeV}/c^2$, за събития с раждане на двойки $t\bar{t}$ и събития с тензорни взаимодействия. Както може да се забележи от фигурата фонът от $t\bar{t}$ събития може да бъде съществено редуциран ако се пропускат събития където разликата $\Delta\phi = \phi(\mu^-) - \phi(\mu^+)$ е близка до $|\pi|$. В таблица 9.1 е показана ефективността при прилагане на тъгловите критерии за подбор $\sin^2 \theta^*$ и $\Delta\phi$, определени с анализ на МК данни за посочените три процеса. В последната колона на таблицата е показана комбинираната ефективност на двета критерия за селекция. Както може да се



Фигура 9.5: Връзка между величините $\Delta\eta$ и $\sin^2 \theta^*$.

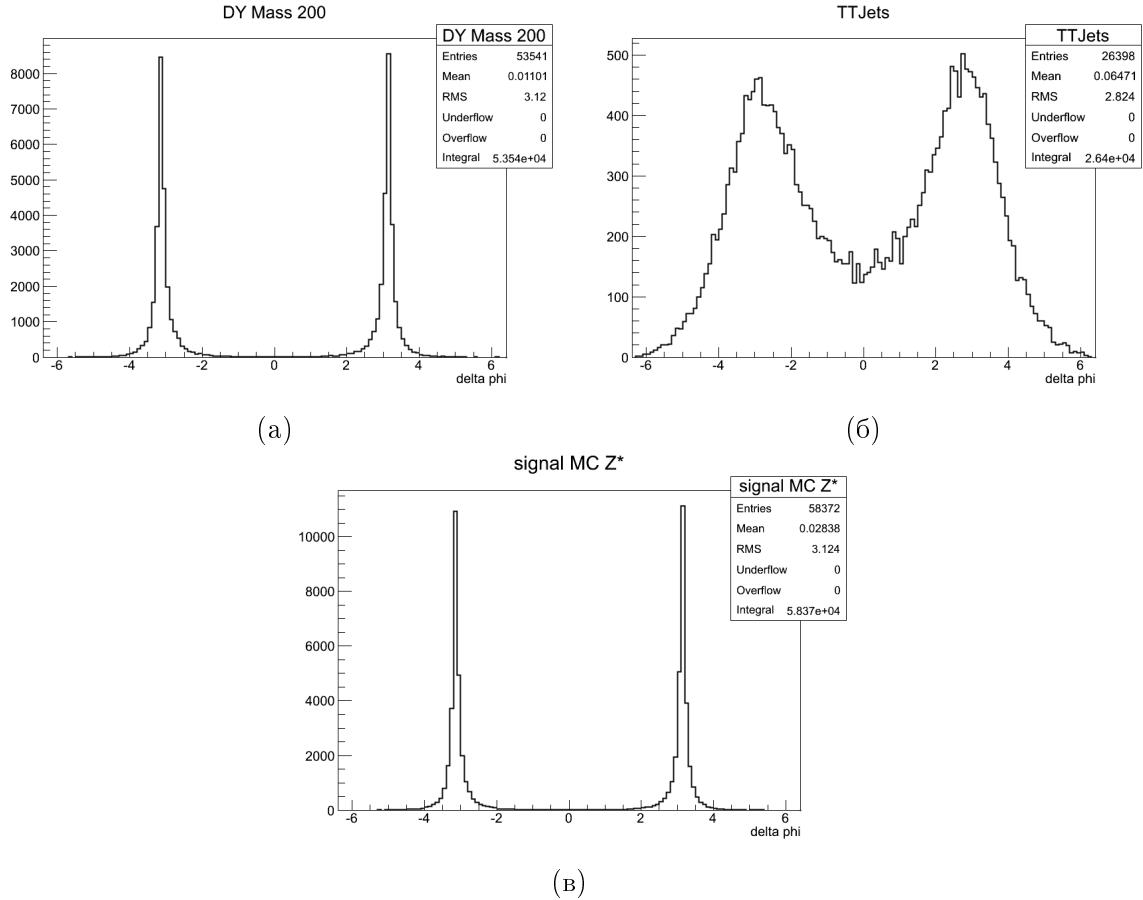
Процес	$\sin^2 \theta^* < 0.9$	$\Delta\phi = \pi \pm 0.25$	$\sin^2 \theta^* \& \Delta\phi$
Дрел-Ян $M_{\mu\mu} > 200 \text{ GeV}/c^2$	66.24%	75%	49.5%
$t\bar{t}$	64.74%	20%	13%
Z^*	96.2%	80%	77%

Таблица 9.1: Ефективност на критериите за селекция $\sin^2 \theta^*$ и $\Delta\phi$, определени за събития от СМ и за събития с тензорни взаимодействия.

забележи от представените резултати, комбинирането на двата критерия редуцира броя $t\bar{t}$ събития до 13% от първоначалния им брой, събитията от Дрел-Ян до 49.5% от първоначалния им брой и запазва 77% от сигналните Z^* събития.

9.4 Обща ефективност за реконструкция и идентификация на мюоните

На фигура 9.7 е показана общата ефективност за реконструкция и идентификация на двойките мюони като функция на тяхната инвариантна маса, за събитията, попадащи в геометричния обхват на мюонната система, както и общата ефективност за тригериране, реконструкция и идентификация за всички събития (в и извън геометричното покритие на мюонната система). Както се вижда от фигурата, ефективността за регистриране на двойки мюони, родени от разпади на Z ($M_Z = 91.1876 \pm 0.0021 \text{ GeV}/c^2$) [1] е влошена, което се дължи на повишението на прагове по напречни импулси на тригерите на единични мюони. Резултатите, показани на фигурата са получени от анализ на МК данни с Дрел-Ян събития. Резултатите, получени от МК данни със Z' или Z^* събития имат същия вид, тъй като и при двата процеса взаимодействията се осъществяват по канала $q\bar{q} \rightarrow \gamma, Z, Z', Z^* \rightarrow 2\mu$. Тъй като евентуалното раждане на гравитон може да се осъществи както вследствие на анихилирането на кварк и антикварк, така и като резултат на сливане на два глюона (gluon fusion), геометрич-



Фигура 9.6: Разпределение по разликите $\Delta\phi = \phi(\mu^-) - \phi(\mu^+)$. (а) За мюони, родени в Дрел-Ян процеси с $M_{\mu\mu} > 200 \text{ GeV}/c^2$; (б) За мюони, родени в събития с раждане на двойки $t\bar{t}$; (в) За мюони, родени от разпадания на Z^* с маса $425 \text{ GeV}/c^2$.

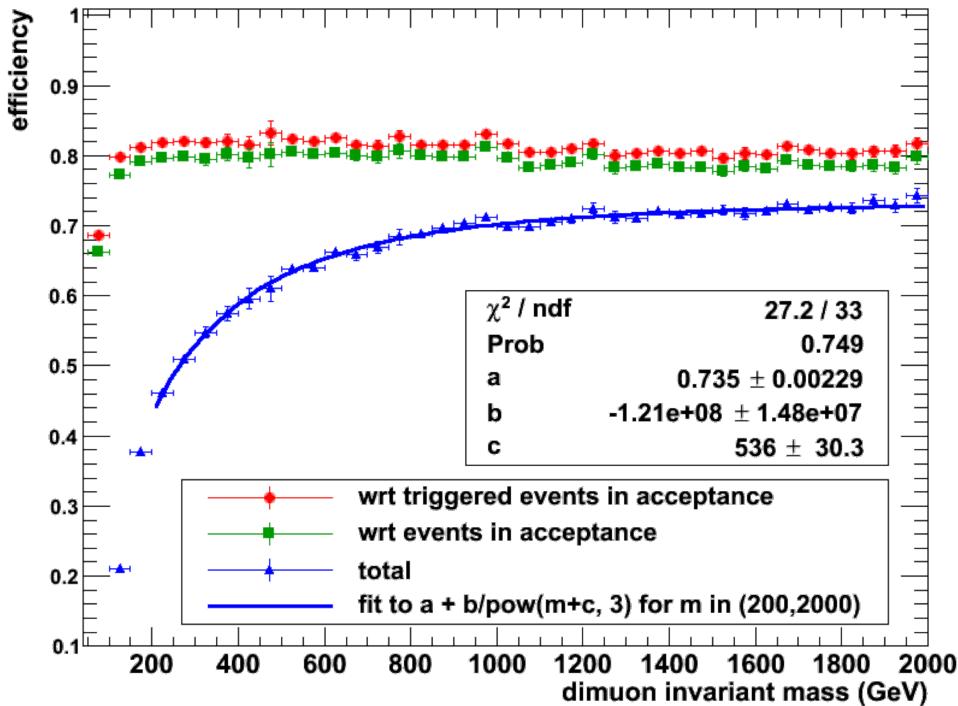
ната ефективност е еднакво добра както при по-ниските, така и при по-високите маси.

За двойки мюони с маса $M_{\mu\mu} > 600 \text{ GeV}/c^2$ общата ефективност за възстановяване на събитията е по-голяма от 65%, а за двойки с $M_{\mu\mu} > 1 \text{ TeV}/c^2$ тя е по-голяма от 70%. Кривата на общата ефективност е фитирана с функцията:

$$f(M_{\mu\mu}) = a + \frac{b}{(M_{\mu\mu} + c)^3} \quad (9.11)$$

Общата ефективност за възстановяване на събития, определена за данните, набирани през 2011 г. е по-висока с около 10%. Основна причина за това е въведеното през 2012 г по-стриктно условие за поне 9 „активирани“ нива в силициевия стрипов детектор².

²При анализа на данни, набирани през 2011 г. се изискваха поне 5 попадения в нивата на силициевия стрипов детектор. В началото на 2012 г., мюонната група въведе ново по-строго изискване за поне 9 такива попадения. Причината е, че преминаването на високоенергетичен мюон предизвикава поройни ефекти в силициевия детектор. Реализираните вследствие на това попадения понякога водят до погрешно реконструиране на мюонни кандидати или до погрешно определяне на импулса.



Фигура 9.7: Обща ефективност за реконструкция и подбор на двойки мюони като функция на тяхната инвариантна маса, за събитията, преминали пред HLT и L1 тригери и попадащи в геометричния обхват на мюонната система (червени кръгове); по отношение на събитията, попадащи в геометричния обхват (зелени квадрати); обща ефективност (тригърна, геометрична, реконструкция и подбор) за всички събития (сини триъгълници), определена от МК данни. Със синя непрекъсната линия е показан фита на кривата на общата ефективност за двойки мюони в масовия интервал от 200 до 2000 GeV/c^2 .

9.5 Използвани МК данни

В конкретния анализ, указанията за съществуване на евентуални тежки резонанси се базира на търсенето на конкретни конфигурации на крайните продукти от тяхното разпадане, а именно два мюона с противоположен заряд. Редица процеси от СМ имат същата сигнатура. Освен това съществуват и процеси, при които крайния набор от дъщерни частици включва двойки мюони с противоположен знак. Тези процеси се явяват естествен фон при търсенето на нови частици. По тази причина анализирането на фона от СМ е от изключителна важност за оценката на крайния резултат. Освен това, процесите от СМ се използват за валидиране работата на детектора и определяне на неговата ефективност. В таблица 9.2 са показани някои от МК извадките, използвани при моделиране на фона от СМ, а в таблици 9.3, 9.4 са представени част от сигналните МК извадки, използвани при настоящия анализ.

Тъй като сечението за Дрел-Ян процеси намалява експоненциално с нарастването на инвариантната маса на двойката лептони, за да се обезпечи достатъчно статистика са генериирани няколко МК извадки с различен минимален праг по маса. В посочените данни в таблица 9.2, сеченията на процесите са пресметнати в дървесно

приближение, като за целта е използван генератора на събития Pythia 6 [53], а корекциите от първи порядък (NLO) са определени с помощта на генератора POWHEG [55]. За анализ на фоновите събития от СМ и сигналните Z' събития са използвани извадки от централната МК продукция на CMS. Сигнални Z^* събития са генерирали с помощта на генераторът на събития CalcHEP [75], като е използван Моделът на аномални взаимодействащи бозони [85]. Генерираните извадки са преминали пълно детекторно симулиране и реконструкция.

Процес	Параметри	сечение σ [pb]
$DY \rightarrow \mu^+ \mu^-$	$M_{\mu\mu} > 20 \text{ GeV}/c^2$	1915 (NNLO)
	$M_{\mu\mu} > 120 \text{ GeV}/c^2$	11.94 ($\text{LO} \times 1.268$)
	$M_{\mu\mu} > 200 \text{ GeV}/c^2$	1.49 ($\text{LO} \times 1.268$)
	$M_{\mu\mu} > 500 \text{ GeV}/c^2$	0.0451 ($\text{LO} \times 1.268$)
	$M_{\mu\mu} > 800 \text{ GeV}/c^2$	0.00571 ($\text{LO} \times 1.268$)
	$M_{\mu\mu} > 1000 \text{ GeV}/c^2$	0.00189 ($\text{LO} \times 1.268$)
	$M_{\mu\mu} > 1300 \text{ GeV}/c^2$	4.50E-4 ($\text{LO} \times 1.268$)
	$M_{\mu\mu} > 1600 \text{ GeV}/c^2$	1.18E-4 ($\text{LO} \times 1.268$)
$DY \rightarrow \tau^+ \tau^-$	$M_{\tau\tau} > 20 \text{ GeV}/c^2$	1915 (NNLO)
	$t\bar{t}$	225.2 (NLO)
	tW	11.2 (NLO)
	$\bar{t}W$	11.2 (NLO)
	WW	57.1 (NLO)
	WZ	32.3 (NLO)
	ZZ	8.3 (NLO)
	$W \rightarrow \mu\nu$	$ \eta_\mu < 2.5$
$Inclusive - \mu QCD$	$W \rightarrow jets$	36257 (NNLO)
	$p_T > 20 \text{ GeV}/c$	$3.64E8 \times 3.7E-4$ (LO)
	$ \eta(\mu) < 2.5$	
$Inclusive - \mu QCD$	$p_T(\mu) > 15 \text{ GeV}/c$	

Таблица 9.2: МК данни, използвани за оценка на фона от събития от СМ.

9.6 Анализ на фоновите процеси от СМ

На фигура 9.8 е показан приноса на процесите от СМ в двумюонния масов спектър. Резултатите са получени на базата на МК анализ. На същата фигура е показан и експериментално получения масов спектър на базата на данни, съответстващи на интегрална светимост от 12.96 fb^{-1} .

Пълният Дрел-Ян масов спектър е нормиран на експерименталните данни, като е използван броя събития, попадащи в масовия прозорец около пика на Z в интервала $60 - 120 \text{ GeV}/c^2$. В останалите случаи, броят на събитията е нормиран съобразно интегралната светимост и сеченията на съответните процеси. Както може да се забележи от фигурата най-голям принос в масовия спектър идва от Дрел-Ян процеси, от раждане на двойки $t\bar{t}$ и двубозонни събития.

Процес	Параметри	сечение σ [pb]
$Z'_\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$	$M = 750 \text{ GeV}/c^2$	0.14 (LO)
	$M = 1000 \text{ GeV}/c^2$	0.0369 (LO)
	$M = 1250 \text{ GeV}/c^2$	0.0129 (LO)
	$M = 1500 \text{ GeV}/c^2$	0.00433 (LO)
	$M = 1750 \text{ GeV}/c^2$	0.00172 (LO)
	$M = 2000 \text{ GeV}/c^2$	6.88E-4 (LO)
	$M = 2250 \text{ GeV}/c^2$	2.93E-4 (LO)
	$M = 2500 \text{ GeV}/c^2$	1.27E-4 (LO)
	$M = 2750 \text{ GeV}/c^2$	5.55E-5 (LO)
	$M = 3000 \text{ GeV}/c^2$	2.5E-4 (LO)

Таблица 9.3: МК данни, използвани за моделиране на сигнала на Z' събития.

Процес	Параметри	сечение σ [pb]
$Z^* \rightarrow \mu^+ \mu^-$	$M = 400 \text{ GeV}/c^2$	14.648 (LO)
	$M = 425 \text{ GeV}/c^2$	10.356 (LO)
	$M = 450 \text{ GeV}/c^2$	9.357 (LO)
	$M = 500 \text{ GeV}/c^2$	6.21 (LO)
	$M = 550 \text{ GeV}/c^2$	4.257 (LO)

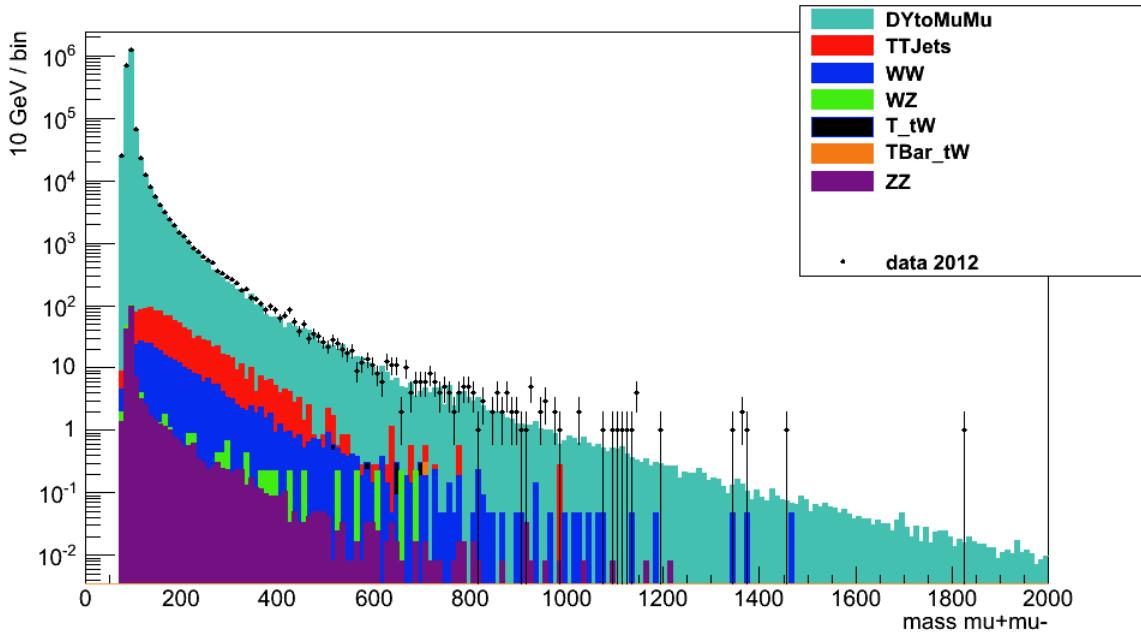
Таблица 9.4: МК данни, използвани за моделиране на сигнала на Z^* събития.

9.6.1 Дрел–Ян процеси

Във фона, създаван от процесите от СМ, доминиращ принос имат Дрел–Ян процесите, в които се раждат два мюона (фигура 9.9а). В резултат на взаимодействието на кварк с антиковарк се ражда двойка фермиони с еднакъв аромат и с противоположен електрически заряд. Взаимодействието се пренася от фотон или Z бозон и при енергетичен мащаб по-голям от масата на Z бозона двата процеса на практика не могат да бъдат разделени. В случая, приносът в масовия спектър идва от разпади, които се осъществяват по канала $q\bar{q} \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+ \mu^-$ директно, или през разпадите на двойките τ лептона.

9.6.2 Раждане на двойки $t\bar{t}$, двубозонни събития и погрешно идентифицирани лептони

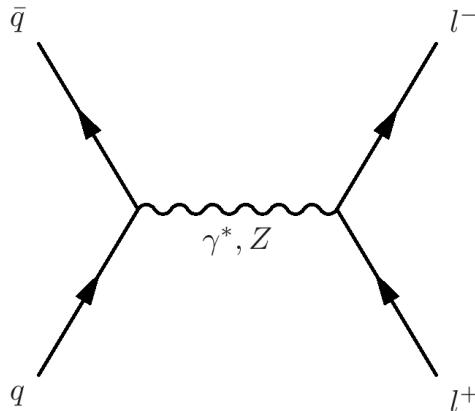
Следващия по значимост фонов процес са събитията с раждане на двойки $t\bar{t}$ (фигура 9.9б) по каналите $q\bar{q} \rightarrow g \rightarrow t\bar{t}$ или $gg \rightarrow g \rightarrow t\bar{t}$. На практика родените t кварки се разпадат веднага и следите на лептоните от тези разпади могат да бъдат проследени до върха на първичното взаимодействие. По тази причина, при анализа на експериментални данни е трудно да се оцени какъв е процента на двойките мюони, родени от разпадите на t кварките спрямо основния Дрел–Ян фон. Съществуват и други процеси, при които следите на два лептона могат да бъдат проследени към



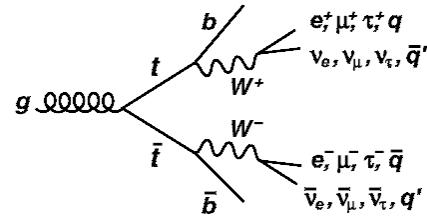
Фигура 9.8: Разпределение по инвариантна маса на двойки мюони с противоположен знак. С черни точки са показани експериментално получените резултати на базата на 12.96 fb^{-1} . Запълнените с цвят хистограми отразяват приноса на различни процеси от стандартния модел. Със светло синьо е показан принос от Дрел-Ян процеси с два мюона в крайното състояние, с червено - раждането на двойки $t\bar{t}$, със синьо, зелено и лилаво - двубозонни събития, а с черно и кафяво - раждане на t и \bar{t} кварт, асоциирано с раждане на W бозон.

един и същ връх на взаимодействие (така наречените бързи лептони). Такива процеси са раждането на единични t (или \bar{t}) кварт със или без асоциирано раждане на W бозон (фигура 9.10). Значим е приносът и на двубозонни събития (примерно $q\bar{q} \rightarrow 2W + X \rightarrow 2\mu + X$, $q\bar{q} \rightarrow Z/\gamma \rightarrow 2W + X \rightarrow 2Z + X \rightarrow 4\mu + X$).

Анализът на МК данни дава своите предсказания за броя на тези събития, но трябва да се има предвид, че заложеният теоретичен модел в симулациите, възпроизвежда само тази част от физиката на тези процеси, която ни е известна до момента. Затова при оценката на техния принос е желателно предсказанията на МК да бъдат валидирани от оценки, извлечени от анализа на експерименталните данни. За всички изброени по-горе процеси може да се твърди, че по отношение на лептоните те са ароматно симетрични. От лептонната универсалност на слабите взаимодействия следва, че вероятността за разпадане до някакво крайно състояние, включващо два електрона или два мюона би трябвало да е еднаква. По тази причина, при разпадите на t и \bar{t} квартите, се очаква, че ако в конкретен набор от данни са намерени $N_{\mu^\pm \mu^\mp}^{t\bar{t}-like}$ мюонни двойки с противоположен знак, то в същите данни би трябвало да се очакват $\frac{1}{2} N_{e^\pm \mu^\mp}^{t\bar{t}-like}$ на брой двойки електрон-мюон с противоположен знак. При формирането на двойките електрон-мюон се изисква електронния и мюонен кандидат да са преминали съответните правила за подбор (глава 9.3.1). При формирането на крайната експериментална оценка се правят няколко допълнителни корекции, които отчитат

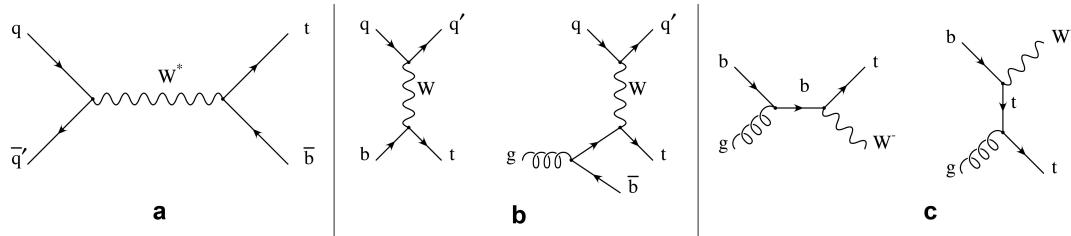


(a)



(б)

Фигура 9.9: (а) Файнманова диаграмма на Дрел-Ян процес; (б) Разпадане на двойка $t\bar{t}$.



Фигура 9.10: Файнманови диаграмми на електрослаби процеси с раждане на единичен топ кварк - (а) s канал; (б) t канал; (с) с асоциирано раждане на W бозон.

различната геометрична ефективност и различната ефективност за реконструкция на мюоните и електроните. Към общия принос във фона трябва да се добавят и събитията, в които един или и двата кандидата са погрешно идентифицирани и реконструирани като лептона. Такива събития са примерно двуструйни събития или събития, съпроводени с раждане на W и адронна струя. Трябва да се отбележи, че по-вероятно е погрешното идентифициране на адронна струя като електрон, отколкото идентифицирането ѝ като мюон [86]. В таблица 9.5 е показан очаквания принос от събития с погрешно идентифицирани мюони. Анализът е въз основа на 4.1 fb^{-1} пр данни от 2012 г.

На фигура 9.11 като пример е показан масовия спектър за $e\mu$ събития, наблюдавани в данните от 2011 г. Запълнената в червено хистограма показва МК резултатите за очаквания брой двумюонни събития, свързани с раждане на двойки $t\bar{t}$ или събития с бързи лептона. Запълнената в жълто хистограма отразява приноса на събития, с поне един кандидат, погрешно идентифициран и реконструиран като лептон. Както може да се забележи МК предсказанията възпроизвеждат добре експериментално получения масов спектър.

Маса [GeV/c ²]	КХД събития с еднакъв знак	КХД събития с противоположен знак
120 – 200	15 ± 3	8.4 ± 2.5
200 – 400	5 ± 1.8	3.3 ± 1.15
400 – 600	1.4 ± 0.5	0.8 ± 0.3
> 600	0.2 ± 0.1	0.04 ± 0.2

Таблица 9.5: Експериментално определени предсказания за приноса в двумюонния масов спектър от двуструйни събития или събития с раждане на W и адронна струя, в които една или две адронни струи са реконструирани погрешно като мюони. Показаните резултати са въз основа на 4.1 fb^{-1} pp данни от 2012 г.

9.6.3 Принос от космични събития

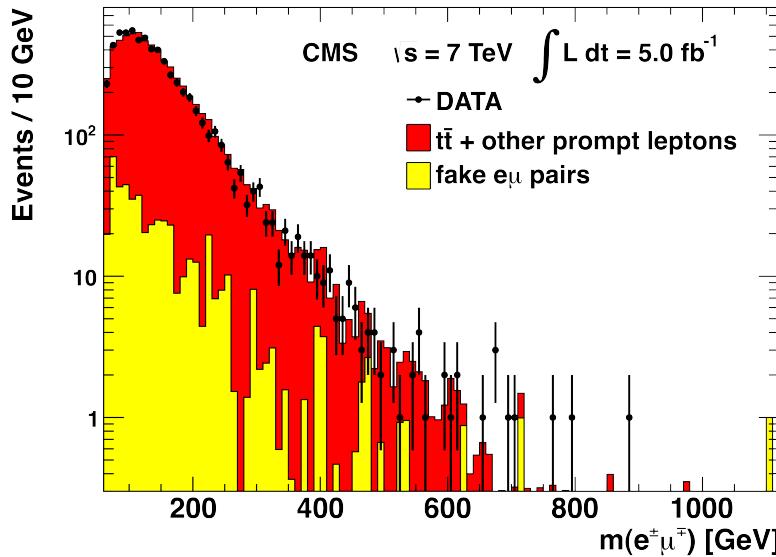
В общия масов спектър е възможен принос и от космични мюони, преминали през центъра на детектора и погрешно идентифицирани като двойка мюони с противоположен знак. Приносът на такива събития за маси $M_{\mu\mu} > 200 \text{ GeV}/c^2$ е определен чрез изследване на ефекта от прилагането на различни критерии за подбор на мюонните кандидати (глава 9.3.1). Резултатите показват, че прилаганите критерии редуцират приноса от космични мюони в общия масов спектър до около 0.2 събития [87].

9.7 Резултати

9.7.1 Тежки векторни бозони и Калуца-крайн възбудждания на гравитона - граници на изключване

На фигури 9.12а и 9.13а са показани масовите разпределения на двойките мюони, преминали всички критерии за подбор. Разпределенията са получени от анализ на 5.3 fb^{-1} pp данни, събрани през 2011 г. и 4.1 fb^{-1} pp данни, събрани през 2012 г. Оценката за приноса на фона от СМ е получен от МК данни. Относителните приноси на различните фонови компоненти от СМ са нормирани съобразно теоретично определени сечения за тези процеси. Пълният симулиран фон е нормализиран към експерименталните данни съобразно броя събития в масовия прозорец около пика на Z ($60 < M_{\mu\mu} < 120 \text{ GeV}/c^2$). За пълнота на изложението на фигури 9.12б и 9.13б са показани и резултатите в двуелектронния канал, като анализът е на база 5.0 fb^{-1} данни, набрани при енергия $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ и 3.6 fb^{-1} данни, набрани при енергия $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ [86, 87]. В таблици 9.6 и 9.7 е показано сравнение между очакваният брой и броя на наблюдаваните двумюонни и двуелектронни събития в контролния район от $120 < M_{\mu\mu} < 200 \text{ GeV}/c^2$, както и в района на търсене на нови събития $M_{\mu\mu} > 200 \text{ GeV}/c^2$.

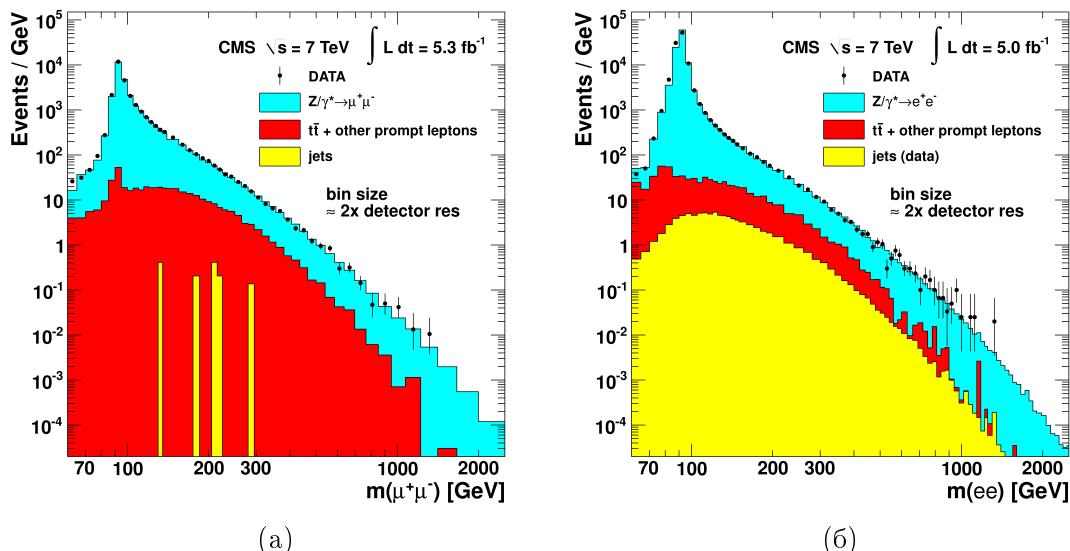
При определянето на резултата и оценката на систематичните неопределеноности, се следва специално разработена процедура, описана в приложение 13.1. Масовите границите на изключване са определени поотделно за данните, набирани при енергия $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ и $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$, а също така и от комбинацията на двета набора данни. Най-голяма неопределеност в получения резултат се внася от ефективността за



Фигура 9.11: Масов спектър на наблюдаваните електрон-мюонни събития с противоположен знак в данните, набрани през 2011 г. при енергия $\sqrt{s} = 7$ TeV. Черните точки с грешки показват експерименталните данни. Запълнената в червено хистограма отразява приноса от процесите на разждане на двойки $t\bar{t}$, разждане на t кварт и W бозон, $Z \rightarrow \tau\tau$ и други бързи лептони, получени от МК данни. Запълнената в жълто хистограма отразява приноса на събития, в които поне единият от реконструираните обекти не е истински лептон, като оценката на последните е въз основа на експериментални електрон-мюонни събития с еднакъв знак.

подбор на кандидатите а така също и от отношението R_ϵ между геометричните ефективности за регистриране на Z' и Z . Трябва да се отбележи, че във високия масов диапазон неопределеността, внасяна от общата ефективност за подбор на лептоните доминира над неопределеността, внасяна от R_ϵ . След отчитане на неопределеностите, внасяни от функциите на разпределение на партоните, общата неопределеност при определянето на R_ϵ е 3% в двумюонния канал и 8% в двуелектронния. Ефектите от погрешно реконструиране на кандидатите, а така също и ефектите, дължащи се на поправки от по-висок пертурбативен порядък към формата на фона могат да се считат за пренебрежими при определянето на границите на изключване [87].

На фигура 9.14 са показани горните граници на наблюдение и очакваните стойности в 68% CL и 95% CL за отношението R_σ (9.8), пресметнато за различните изследвани теоретични модели. На същата фигура са представени и теоретичните оценки за зависимостта на сеченията от масата на двойките лептони. Сеченията за разждане на Z' и G_{KK} в първи порядък са пресметнати с помощта на генератора на събития PYTHIA V6 (настройка Z2) [53, ?], като е използван набора от функции на разпределение на партоните CTEQ6.1 [52].



Фигура 9.12: Спектър по инвариантни маси в (а) двумюонния и (б) двуелектронния канал. Резултатите са от анализ на данни в обем на 5 fb^{-1} , набрани през 2011 г. при енергия $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$. Точките със статистическите грешки показват експерименталните данни. Запълнените хистограми показват МК очакванията за приноса на процесите от СМ: Дрел-Ян (Z/γ^*), двойки $t\bar{t}$ и други ароматно симетрични процеси (tW , WW , WZ , ZZ , $Z \rightarrow \tau\tau$) и фон от КХД събития, в които поне една адронна струя е реконструирана погрешно като лептон [86].

9.7.2 Тензорни взаимодействия

На фигура 9.15 са представени експериментално получените спектри от инвариантна маса на двойки мюони с противоположен знак, получени въз основа на анализ на 12.96 fb^{-1} (вляво) и въз основа на 20.65 fb^{-1} (вдясно). Събитията са подбрани съобразно представените правила за подбор на мюони и мюонни двойки. Допълнително е приложен филтър, пропускащ единствено двойките, за които е изпълнено $\sin^2 \theta^* < 0.9$ и $\Delta\phi = |\pi| \pm 0.25$. Спектрите са фитирани в масовия участък от $300 - 700 \text{ GeV}/c^2$, като е използвана функцията:

$$f(m) = a \frac{\exp\left(-b \frac{m}{\sqrt{s}}\right)}{\left(\frac{m}{\sqrt{s}}\right)^c} \quad (9.12)$$

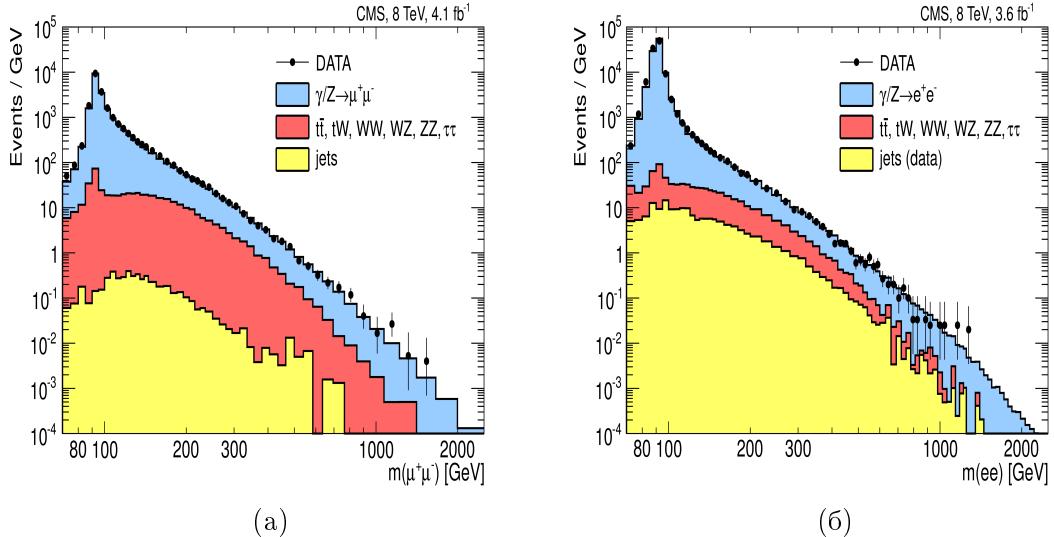
където a , b , и c са параметри на фита. Локалната статистическа значимост е определена като:

$$Z = \sqrt{2}Erfc^{-1}(2p) \quad (9.13)$$

където $Erfc^{-1}$ е обратната допълваща функция на грешките, а p :

$$p = \sum_{n=D}^{\infty} \frac{B^n}{n!} e^{-B} \quad D > B$$

$$p = \sum_{n=0}^D \frac{B^n}{n!} e^{-B} \quad D < B$$



Фигура 9.13: Спектър по инвариантни маси в (а) двумюонния и (б) двуелектронния канал. Резултатите са от анализ на „мюонни“ данни в обем от 4.1 fb^{-1} и „златен“ набор от данни в обем от 3.6 fb^{-1} , събрани през 2012 г. при енергия $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$. Точките със статистическите грешки показват експерименталните данни. Запълнените хистограми показват МК очакванията за приноса на процесите от СМ: Дрел-Ян (Z/γ^*), двойки $t\bar{t}$ и други ароматно симетрични процеси ($tW, WW, WZ, ZZ, Z \rightarrow \tau\tau$) и фон от КХД събития, в които поне една адронна струя е реконструирана погрешно като лептон [87].

където D са броя събития в масовия бин, а B е стойността на функцията $f(m)$ в съответния масов бин.

Както може да се забележи на фигура 9.15 вляво при анализа на експериментални данни в обем на 12.96 fb^{-1} в масовия спектър се наблюдава известен излишък на събития в областта на $M_{\mu\mu} = 425 \text{ GeV}/c^2$ с достатъчно висока локална статистическа значимост. За съжаление след обработването на допълнителния обем от експериментални данни, набран до края на 2012 г. (същата фигура вдясно) значимостта на наблюдавания излишък се редуцира в рамките на около 2 стандартни отклонения.

9.8 Заключение

В тази глава са представени резултатите от анализ на двумюонни събития с цел търсене на указания за съществуване на тежки векторни частици, разпадащи се до два мюона в крайното състояние:

За целта са обработени данни в обем над 20 fb^{-1} , събрани от детектора CMS през 2012 г. при енергия $\sqrt{s} = 8 \text{ GeV}$. За част от анализа са използвани и данни в обем от 5 fb^{-1} , събрани през 2011 г. при енергия $\sqrt{s} = 7 \text{ GeV}$. С цел редуцирането на комбинаторния фон, приносът от насложени събития, приносът на събития от космични мюони, погрешна идентификация и детекторни ефекти, анализираните събития са преминали щателна и обоснована процедура на подбор както на мюонните кандидати поотделно, така и на двумюонните събития. Приносът на събития

Източник	$120 - 200 \text{GeV}/c^2$	$> 200 \text{GeV}/c^2$
Експериментални данни	13081	3503
Общ фон	13010 ± 590	3630 ± 160
Z/γ^*	11700 ± 570	2920 ± 140
$t\bar{t}$ и други ароматно симетрични КХД събития	1280 ± 150 26 ± 3	698 ± 78 10 ± 1

Таблица 9.6: Брой наблюдавани и очаквани двумюонни събития в контролния район от $120 < M_{\mu\mu} < 200 \text{ GeV}/c^2$ и в района на търсене $M_{\mu\mu} > 200 \text{ GeV}/c^2$ за данните, набирани при $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$. Общият фон е сума от събитията за всички описани по-горе процеси от СМ. Цитираните неопределеноности са средна квадратична сума от статистическите и систематичните неопределеноности [87].

Източник	$120 - 200 \text{GeV}/c^2$	$> 200 \text{GeV}/c^2$
Експериментални данни	12030	2904
Общ фон	12240 ± 590	2970 ± 260
Z/γ^*	10660 ± 530	2200 ± 220
$t\bar{t}$ и други ароматно симетрични КХД събития	1220 ± 180 360 ± 180	560 ± 80 210 ± 110

Таблица 9.7: Брой наблюдавани и очаквани двуелектронни събития в контролния район от $120 < M_{\mu\mu} < 200 \text{ GeV}/c^2$ и в района на търсене $M_{\mu\mu} > 200 \text{ GeV}/c^2$ за данните, набирани при $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$. Общият фон е сума от събитията за всички описани по-горе процеси от СМ. Цитираните неопределеноности са средна квадратична сума от статистическите и систематичните неопределеноности [87].

от Стандартния модел е определен на базата на МК анализ, като резултатите са валидирани с методи, базирани на анализа на експериментални данни. За подбранныте събития е определена пълната ефективност за възстановяване, която включва тригерна ефективност, геометрични ефективност, както и ефективност за реконструкция и идентификация на мюонните и на двумюонните събития.

Резултатите от проведенния анализ могат да бъдат обобщени в две основни насоки:

- Проведено е търсене на нови векторни неутрални бозони, като са използвани данни, набрани при $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ (4.1 fb^{-1}) и $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ (5 fb^{-1}). Изключено е съществуването на такива бозони на ниво на достоверност 95% както следва [87]:

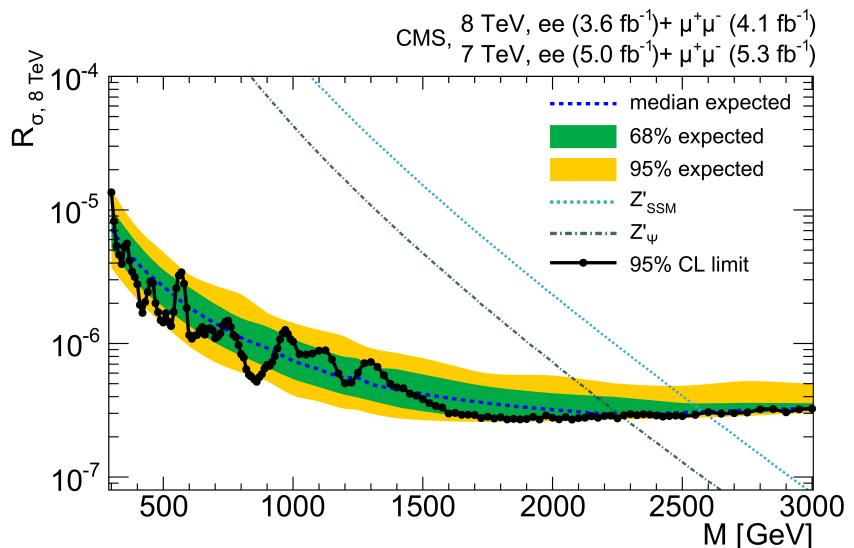
- За Z'_{SSM} с $M_{Z'_{SSM}} < 2590 \text{ GeV}/c^2$;
- За Z'_ψ с маса $M_{Z'_\psi} < 2270 \text{ GeV}/c^2$;
- За Калуца-Клайн възбуждания на гравитона G_{KK} от моделите на Рандал-Сундрум с $k/M_{Pl} = 0.1 (0.5)$, съответно с маси $M_{G_{KK}} < 2390 (2030) \text{ GeV}$.

В таблица 9.8 са резултатите, получени при различни енергии.

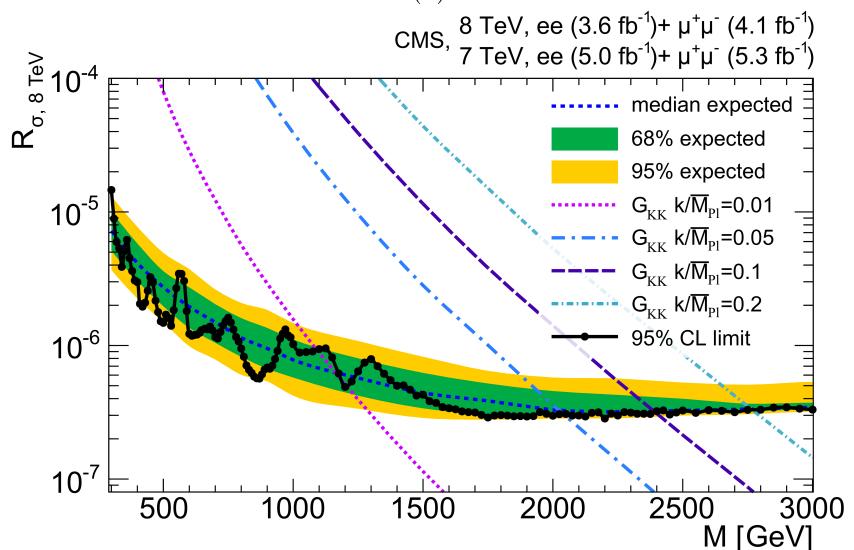
Модел	7TeV	8TeV	7 + 8TeV
Z'_{SSM}	2330 GeV/c ²	2440 GeV/c ²	2590 GeV/c ²
Z'_ψ	2000 GeV/c ²	2110 GeV/c ²	2270 GeV/c ²
$G_{KK}(k/\bar{M}_{Pl} = 0.1)$	2140 GeV/c ²	2260 GeV/c ²	2390 GeV/c ²
$G_{KK}(k/\bar{M}_{Pl} = 0.05)$	1810 GeV/c ²	1900 GeV/c ²	2030 GeV/c ²

Таблица 9.8: Масови граници на изключване в 95% CL за специфичните модели, получени от анализ на двулептонни данни при енергии $\sqrt{s} = 7$ TeV и $\sqrt{s} = 8$ TeV поотделно, а също така и резултатите от анализа на комбинираните данни [87].

- Не се наблюдават указания за съществуването на частица, преносител на тензорни взаимодействия с маса $M_{\mu\mu} > 200$ GeV/c². Наблюдава се малък излишък от събития над фона в района на $M_{\mu\mu} = 425$ GeV/c² със статистическа значимост около две стандартни отклонения.

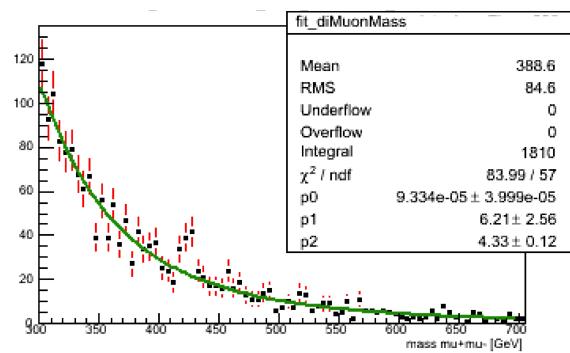


(a)

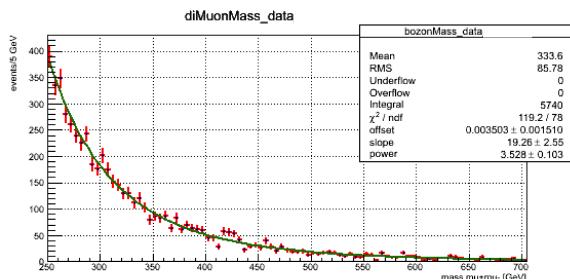


(б)

Фигура 9.14: Горни граници за отношението R_σ между сеченията за разждане, умножени по парциалните вероятности за разпад на лептонни двойки към същите величини за бозона Z от СМ, като функция на резонансната маса за бозон със спин 1 (а) и за бозон със спин 2 (б), получени от анализ на комбинирани данни, набирани при 7 и 8 TeV. Зашрихованите участъци съответстват на очакваните граници съответно в 68% CL и 95% CL [87].



(a)



(б)

Фигура 9.15: Разпределение по инвариантна маса на двойки мюони. Резултатите са получени въз основа на анализ на данни в обем от (а) 12.96 fb^{-1} и (б) 20.65 fb^{-1} . На първия ред са представени експерименталните данни и фита в масовия интервал (а) $300 - 700 \text{ GeV}/c^2$ и (б) $250 - 700 \text{ GeV}/c^2$. На втория ред: Оценка на локалната значимост на евентуалния излишък от съответния масов бин.

10 Научни приноси

В резултат на проведените изследвания с детектора CMS на LHC са постигнати следните резултати:

1. Изследвани са основните характеристики на системата от RPC:
 - (а) Определена е ефективността на камерите със съпротивителна плоскост;
 - (б) Определен е средният брой на сработилите съседни сигнални електроди в отговор на преминаването на една частица през чувствителния обем на камерите. Определен е средният размер на клъстерите за камерите със съпротивителна плоскост от всяка мюонна станция поотделно;
 - (в) Определени са оптималните работни напрежения на камерите;
 - (г) С цел стабилизиране на работата на системата от RPC са въведени автоматични корекции към напрежението в зависимост от стойностите на температурата и налягането в помещението, където е разположен детектора CMS;
 - (д) От анализ на данни с космични мюони е направена оценка на броя индивидуални сработвания на електродите, дължащи се на шум в електрониката;
 - (е) Открита е връзка между светимостта на ускорителя и тока, протичащ през камерите;
 - (ж) Открита е връзка между светимостта на ускорителя и броя индивидуални сработвания на електродите;
2. Стойностите на основните параметри на RPC са обновявани регулярно в процеса на набор на данни и са използвани като входни параметри за моделиране на системата.
3. Проведен е експресен анализ на експерименталните данни. Локализирани са и са отстранени всички възникнали проблеми, като по този начин е осигурена ефективна работа на RPC системата и високо качество на данните;
4. Извършена е предварителна обработка на данните, набрани в периода 2010 – 2012 г. (30 fb^{-1}). Над 95% от тях са сертифицирани като годни за физически анализ;

5. Проведено е търсене на нови векторни неутрални бозони, като са използвани данни, набрани при $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ (4.1 fb^{-1}) и $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ (5 fb^{-1}). Изключено е съществуването на такива бозони на ниво на достоверност 95% както следва:

- (а) За Z'_{SSM} с $M_{Z'_{SSM}} < 2590 \text{ GeV}/c^2$;
- (б) За Z'_ψ с маса $M_{Z'_\psi} < 2270 \text{ GeV}/c^2$;
- (в) За Калуца-Клайн възбуджения на гравитона G_{KK} от моделите на Рандал-Сундрум с $k/M_{Pl} = 0.1 (0.5)$, съответно с маси $M_{G_{KK}} < 2390 (2030) \text{ GeV}$.

В представените в дисертацията изследвания на събития с мюони в крайното състояние, проведени с детектора CMS през периода 2010 – 2012 г. имам следните лични приноси:

- Участие в набора на експериментални данни;
- Моделиране на работата на системата RPC на CMS, с помощта на методи, базирани на експериментални данни.
- Разработване на метод за определяне на симулирания размер на клъстерите и нивото на симулирания шум;
- Разработване на специален програмен пакет за валидиране на МК модела и качеството на МК данните;
- Експресен анализ и сертифициране на данни - под мое ръководство като отговорник за експресния анализ и качеството на данни е извършена предварителна обработка и са сертифицирани експериментални данни в обем от около 4 fb^{-1} (от общо 30 fb^{-1})
- Анализ на събития, включващи два мюона в крайното състояние.

Публикации във връзка с дисертацията

1. R. Hadjiiska, L. Litov, B. Pavlov, P. Petkov, A. Dimitrov, et al., *Simulation of the CMS Resistive Plate Chambers*, *JINST* **8** (2013) P03001, *arXiv:1301.6978*

*Импакт фактор на Journal of Instrumentation (JINST) за 2012 г. **1.656***

2. P. Paolucci, R. Hadjiiska, L. Litov, B. Pavlov, P. Petkov, A. Dimitrov, et al., *CMS Resistive Plate Chamber overview, from the present system to the upgrade phase I*, *JINST* **8** (2013) P04005, *arXiv:1209.1941*

*Импакт фактор на Journal of Instrumentation (JINST) за 2012 г. **1.656***

3. S. Costantini, ..., A. Dimitrov, R. Hadjiiska, L. Litov, B. Pavlov, P. Petkov, et al., *Uniformity and stability of the CMS RPC detector at the LHC*, *JINST* **8** (2013) P03017, *arXiv:1209.1989*

*Импакт фактор на Journal of Instrumentation (JINST) за 2012 г. **1.656***

4. S. Chatrchyan, ..., A. Dimitrov, R. Hadjiiska, L. Litov, B. Pavlov, P. Petkov, et al., *The performance of the CMS muon detector in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV at the LHC*, *JINST* **8** (2013) P11002, *arXiv:1306.6905*

*Импакт фактор на Journal of Instrumentation (JINST) за 2012 г. **1.656***

5. S. Chatrchyan, ..., A. Dimitrov, R. Hadjiiska, L. Litov, B. Pavlov, P. Petkov, et al., *Search for heavy narrow dilepton resonances in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV and $\sqrt{s} = 8$ TeV*, *Phys. Lett. B* **720** (2013) 63–82, *arXiv:1212.6175*

*Брой цитати **20***

*Импакт фактор на Physics Letters B (Phys. Lett. B) за 2012 г. **4.569***

Доклади на конференции във връзка с дисертацията

- R. Hadjiiska on behalf of the CMS collaboration, *CMS Muon system – performance and upgrade*, Second National Congress on Physical Sciences, 25-29 Sep 2013, Sofia (Bulgaria);
- R. Hadjiiska on behalf of the CMS collaboration, *The CMS RPC system overview*, Trends in Particle Physics, 10-16 Jun 2012, Atomic Physics Department, Sofia University , Primorsko (Bulgaria);
- R. Hadjiiska on behalf of the CMS collaboration, *The CMS RPC performance and simulation*, "RPC2012: XI Workshop on Resistive Plate Chambers and Related Detectors, 5-10 Feb 2012, Laboratori Nazionali di Frascati dell'INFN, Frascati (Italy)";
- R. Hadjiiska on behalf of the CMS collaboration, *The CMS RPC System*, TESHEP 2010: Trans-European School of High Energy Physics, 7-14 Jul 2010, Izvorani (Romania)

Вътрешни доклади на колаборацията

- R. Hadjiiska, G. Georgiev, L. Litov, B. Pavlov, P. Petkov, Search for Tensor interactions in dileptonic channel, Exotica Non-Hadronic Meeting, 25 October 2012, CERN

11 Благодарности

Тук е мястото да благодаря на доц. д-р Леандър Литов на първо място като човек за неговата сърдечност и отзивчивост, а така също и за невероятния шанс да работя под негово ръководство и да бъда част от българският екип, работещ на експеримента CMS в Европейския център за ядрени изследвания - ЦЕРН. Благодаря за интересната тема за работа, която ми даде възможност последните няколко години да се чувствам истински щастлива и доволстворена от себе си. Благодаря за получените знания, полезните дискусии и споделения опит, без който нито една част от представената за защита работа не би била възможна. За гласуваното доверие и за помощта, която винаги ми е оказвал и съпричастността при решаване на възници на проблеми.

Бих искала да благодаря на главен асистент Борислав Павлов, който през последните 3 – 4 години беше почти неотлъчно до мен, въведе ме в техническите детайли, касаещи работата на един така сложен експеримент като CMS. Благодаря му за часовете, отделени за дискусия, за търпението и помощта, за неговата находчивост, споделените идеи и съвместната работа.

Освен това искам да благодаря и на главен асистент Венелин Кожухarov, на главен асистент Пейчо Петков, на Георги Георгиев и д-р Антон Димитров за съветите и неоценимата помощ във всяко едно отношение. Благодаря на всички членове от моята група за чудесната екипна дейност, но най-вече за приятелската атмосфера, споделените щастливи и тъжни моменти и часовете прекарани заедно.

Искам да изкажа специални благодарности на старши научен сътрудник II степен, д-р Михаил Чижов за споделените идеи, помощта и полезните дискусии.

Не на последно място искам да благодаря на всички преподаватели в катедра Атомна физика и най-вече на проф. Ани Пройкова, проф. Румен Ценов, доц. Димитър Колев, доц. Пресиянов, доц. Красимир Митев, доц. Илко Русинов за придобитите знания и умения, както и на всички останали колеги от катедрата за ведрата и колегиална обстановка.

Специални благодарности бих искала да изкажа и на гл.ас. д-р Петко Николов за човечността и най-вече за това, че ме поощри при взимането на трудни за мене решения.

Тук е мястото да поднеса искрените си благодарности на Татяна Младенова, Светла Ценева, Валентина Манасиева и Павлина Петрова за неоценимия им труд и винаги навремената помощ.

Освен това искам да благодаря и на колегите си от БАН - на проф. Христофор Банков за съвместната ни работа и неговите ценни напътстваия върху магистърската ми теза в областта на физиката на космичните лъчи, а така също и на проф. Владимир Генчев, доц. д-р Пламен Яйджиев и Мирчо Родозов, за това, че винаги

отговаряха на въпросите ми и за приятелската обстановка в препълнения български офис в ЦЕРН. Бих искала да благодаря също и на Преслав Константинов за консултациите, относно ползването на GRID мрежата, а също и на д-р Иван Глушков за оказаната помощ при използването на хранилището за данни в ЦЕРН.

Бих искала да благодаря и на колегите си в ЦЕРН - Давиде Пиколо, Камило Карило, Хуан-Пабло Гомес, Анна Колалео, Марчело Абрешиа, Марчело Маджи, Силвия Константини, Анна Чимино, Умберто Берцано, Николас Заганидис, Луиджи Бенуси, Шуаиб Мухамад, Минсук Ким, Анна Янева и всички останали за чудесната екипна работа и приятелска атмосфера.

Не на последно място бих искала да благодаря и на моето семейство, за подкрепата и разбирането, които винаги са ми оказвали, за вярата им в мен, за помощта и обичта, която винаги ми е давала сили, дори и в най-трудни моменти.

На всички тях изказвам искрената си благодарност за безсънните нощи, безкрайните обсъждания и най-вече за шанса да се почувствам като истински „ловец на нови частици“.

Библиография

- [1] Particle Data Group, J. Beringer, et al., *Review of Particle Physics*, *Phys. Rev. D* **86** (2012), 010001
- [2] Antonio Pich, *The Standard Model of Electroweak Interactions*, arXiv:1201.0537
- [3] H. Fritzsch and M. Gell-Mann, *Proc. XVI Int. Conf. on High Energy Physics, Batavia 1972*, Vol. 2, p. 135.
- [4] H. David Politzer, *Reliable Perturbative Results for Strong Interactions*, *Phys. Rev. Lett.* **30** (1973) 1346–1349
- [5] Sheldon L. Glashow, *Partial-symmetries of weak interactions*, *Nucl. Phys.* **22** (1961) 579–588
- [6] Steven Weinberg, *A Model of Leptons*, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1264–1266
- [7] A. Salam, *Weak and electromagnetic interactions*, (1969), *Proc. of the 8th Nobel Symposium on Elementary particle theory, relativistic groups and analyticity, Stockholm, Sweden*, (1968), 367–377
- [8] Peter W. Higgs, *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*, *Phys. Lett.* **13** (1964) 508–509
- [9] F. Englert and R. Brout, *Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons*, *Phys. Lett.* **13** (1964) 321–323
- [10] CMS collaboration, *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, *Phys. Lett. B* **716** (2012) 30–61, arXiv:1303.4571
- [11] ATLAS collaboration, *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, *Phys. Lett. B* **716** (2012) 1–29
- [12] G. Altarelli, B. Mele, and M. Ruiz-Altaba, *Searching for New Heavy Vector Bosons in mathrmp Colliders*, *Z. Phys.* **C45** (1989) 109, doi:10.1007/BF01556677
- [13] A. Leike, *The phenomenology of extra neutral gauge bosons*, *Phys. Rept.* **317** (1999) 143, doi:10.1016/S0370-1573(98)00133-1 arXiv:hep-ph/9805494
- [14] Howard Georgi and S. L. Glashow, *Unity of All Elementary-Particle Forces*, *Phys. Rev. Lett.* **32** (1974) 438–441

- [15] Ченг Т.-П., Ли Л.-Ф. *Калибровочные теории в физике элементарных частиц*, Издательство: Мир **1987** 494
- [16] S.P. Martin, *Perspectives on Supersymmetry II*, edited by G.L. Kane, World Scientific, Singapore (2010)
- [17] Ian J R Aitchison, *Supersymmetry and the MSSM: An Elementary Introduction*, arXiv:hep-ph/0505105
- [18] Nima Arkani-Hamed, Savas Dimopoulos, Gia Dvali, *The hierarchy problem and new dimensions at a millimeter*, Phys. Lett. B **429** (1998) 263–272 arXiv:hep-ph/9803315
- [19] L. Randall and R. Sundrum, *An Alternative to Compactification*, Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 4690–4693 arXiv:hep-th/9906064
- [20] L. Randall and R. Sundrum, *A Large Mass Hierarchy from a Small Extra Dimension*, Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 3370–3373 arXiv:hep-ph/9905221
- [21] L. Evans and P. Bryant (eds.), *LHC Machine*, JINST **3** (2008) S08001
- [22] O. S. Bruning et al. (eds.), *The LHC design report v1: the LHC Main Ring*, CERN-**2004-003-V-1** (2004)
- [23] O. S. Bruning et al. (eds.), *The LHC design report v2: the LHC Infrastructure and General Services*, CERN-**2004-003-V-2** (2004)
- [24] M. Benedikt et al. (eds.), *The LHC design report v2: the LHC Injector Chain*, CERN-**2004-003-V-3** (2004)
- [25] The CMS Collaboration et al, *The CMS experiment at the CERN LHC*, JINST **3** (2008) S08004
- [26] The ATLAS Collaboration et al, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST **3** (2008) S08003
- [27] The LHCb Collaboration et al, *The LHCb Detector at the LHC*, JINST **3** (2008) S08005
- [28] The ALICE Collaboration et al, *The ALICE experiment at the CERN LHC*, JINST **3** (2008) S08002
- [29] The TOTEM Collaboration et al, *The TOTEM Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST **3** (2008) S08007
- [30] The LHCf Collaboration et al, *The LHCf detector at the CERN Large Hadron Collider*, JINST **3** (2008) S08006
- [31] MoEDAL Collaboration, *Technical Design Report of the MoEDAL Experiment*, CERN/LHCC **2009-006** (2009);

- [32] Динко Динев, *Ускорители на частици*, академично издателство Марин Дринов (2006)
- [33] CMS Collaboration, *Technical Design Report*, CERN/LHCC 2006-001 (2006);
- [34] CMS Collaboration, *The performance of the CMS muon detector in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV at the LHC*, *JINST* **8** (2013) P11002, *arXiv:1306.6905*
- [35] CMS Collaboration, *Performance of CMS muon reconstruction in pp collision events at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, *JINST* **5** (2012) P10002, *arxiv:1206.4071*
- [36] P. Paolucci, R. Hadjiiska, L. Litov, B. Pavlov, P. Petkov, A. Dimitrov, et al., *CMS Resistive Plate Chamber overview, from the present system to the upgrade phase I*, *JINST* **8** (2013) P04005, *arXiv:1209.1941*
- [37] CMS Collaboration, *Performance study of the CMS Barrel Resistive Plate Chambers with Cosmic Rays*, *JINST* **5** (2010) T03017, *arXiv:0911.4045v2*
- [38] M. Abbrescia, *The dynamic behaviour of Resistive Plate Chambers*, *Nucl. Instr. Meth.* **553** (2004)
- [39] I. Crotty et al., *The non-spark mode and high rate operation of resistive parallel plate chambers*, *Nucl. Instr. Meth.* **337** (1994)
- [40] S. Biagi, *IMONTE, program to compute gas transport parameters*.
- [41] Б.Павлов, *Разработване и изследване на характеристиките на камери със съпротивителна плоскост за детектора CMS*
- [42] W. Riegler and C. Lippmann, *The physics of Resistive Plate Chambers*, *Nucl. Instr. Meth.* **A 518** (2004) S86–S90
- [43] M. Abbrescia et al., *Properties of $C_2H_2F_4$ -based gas mixture for avalanche mode operation of resistive plate chambers*, *Nucl. Instr. Meth.* **A 398** (1997) 173–179
- [44] S.Ramo, *Currents Induced by Electron Motion*, *PROC. IRE* **27** (1939) 584
- [45] M. Abbrescia et al., *Beam test results on double-gap resistive plate chambers proposed for CMS experiment*, *Nucl. Instr. Meth.* **A 414** (1998) 135–148
- [46] Z. Jaworski et al., *Resistive Plate Chamber (RPC) based muon trigger system for the CMS experiment - pattern comparator ASIC*, *Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res* **A 419** (1998) 707-710
- [47] CMS Collaboration, *The CMS RPC project, results from 2009 cosmic-ray data*, *Nucl. Instr. Meth.* **A 661** (2012) S19–S22

- [48] S. Costantini, ..., A. Dimitrov, R. Hadjiiska, L. Litov, B. Pavlov, P. Petkov, et al., *Uniformity and stability of the CMS RPC detector at the LHC*, *JINST* **8** (2013) P03017, *arXiv:1209.1989*
- [49] Mircho Rodozov et al., *Analysis of the radiation background in CMS RPCs*, in proceedings of *RPC2012, XI Workshop on Resistive Plate Chambers and Related Detectors*, February, 5–10, 2012 INFN - Laboratori Nazionali di Frascati PoS(RPC2012)044
- [50] S. Costantini et al., *Noise Monitoring Tools with RPC Online and Offline Data*, *CMS IN 2010/002* (2010)
- [51] L Tuura et al., *CMS data quality monitoring: Systems and experiences*, *J. Phys.: Conf. Ser.* **219** (2010) 072020
- [52] Jonathan Pumplin et al., *New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis*, *JHEP* **07** (2002)012
- [53] T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, *PYTHIA 6.4 physics and manual*, *JHEP* **05** (2006)026
- [54] D. Lange, *The EvtGen particle decay simulation package*, *Nucl. Instr. Meth.* **A 462** (2001) 152
- [55] Stefano Frixione et al., *Matching NLO QCD computations with parton shower simulations: the POWHEG method*, *JHEP* **11** (2007) 070, *arXiv:0709.2092*
- [56] Johan Alwall et al., *MadGraph/MadEvent v4: the new web generation*, *JHEP* **09** (2007)028
See also: The MadGraph homepage
- [57] R. Frühwirth, *Application of Kalman filtering to track and vertex fitting*, *Nucl. Instr. Meth.* **A 262** (1987) 444
- [58] CMS collaboration, *Vertex Fitting in the CMS Tracker*, *CMS-NOTE-2006-032* **CERN** Geneva Switzerland (2006),
- [59] CMS collaboration, V. Khachatryan et al., *Prompt and non-prompt J/ψ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$* , *Eur. Phys. J.* **C 71** (2011) 1575, *arXiv:1011.4193*
- [60] CMS collaboration, V. Khachatryan et al., *Measurement of the inclusive W and Z production cross sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$* , *JHEP* **10** (2011) 132, *arXiv:1107.4789*
- [61] CMS collaboration, *Commissioning of the particle-flow event reconstruction with leptons from J/ψ and W decays at 7 TeV*, *CMS-PAS-PFT-10-003* **CERN** Geneva Switzerland (2010),
- [62] H. Burkhardt et al. eds., *LHC lumi days: LHC workshop on LHC luminosity calibration*, *CERN-PROCEEDINGS-2011-001* **CERN** Geneva Switzerland (2011)

- [63] CMS collaboration, V. Khachatryan et al., *Measurement of the inclusive Z cross section via decays to tau pairs in pp collisions at $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$* , *JHEP* **08** (2011) 117, *arXiv:1104.1617*
- [64] CMS collaboration, *Measurement of tracking efficiency*, **CMS-PAS-PFT-10-002** CERN Geneva Switzerland (2010),
- [65] CMS collaboration, *Performance of muon identification in pp collisions at $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$* , **CMS-PAS-MUO-10-002** CERN Geneva Switzerland (2010),
- [66] M. Cacciari and G.P. Salam, *Pileup subtraction using jet areas*, *Phys. Lett.* **B 659** (2008) 119, *arXiv:0707.1378*
- [67] Rene Brun and Fons Rademakers, *ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework*, *Proceedings AIHENP'96 Workshop, Lausanne, Sep. 1996, Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res. A* **389** (1997) 81-86 **A 389** (1997) 81-86
See also <http://root.cern.ch/>
- [68] R Hadjiiska, L Litov, B Pavlov, P Petkov, A Dimitrov, et al., *Simulation of the CMS Resistive Plate Chambers*, *JINST* **8** (2013) P03001, *arXiv:1301.6978*
- [69] M. Abbrescia et al., *Resistive Plate Chambers in avalanche mode: a comparison between model predictions and experimental results*, *Nucl. Instr. Meth.* **A 409** (1998) 1-5
- [70] M. Abbrescia et al., *The resistive plate chambers for CMS and their simulation*, *Nucl. Instr. Meth.* **A 471** (2001) 55-59
- [71] S. Altieri et al., *Simulation of Resistive Plate Chamber sensitivity to neutrons*, *Nucl. Instr. Meth.* **A 461** (2001) 57-59
- [72] C. Lippmann and W. Riegler, *Detailed RPC avalanche simulations*, *Nucl. Instr. Meth.* **A 533** (2004) 11-15
- [73] M. Abbrescia et al., *Cosmic ray tests of double-gap resistive plate chambers for the CMS experiment*, *Nucl. Instr. Meth.* **A 550** (2005) 116
- [74] A. Colaleo et al., *First measurements of the performance of the Barrel RPC system in CMS*, *Nucl. Instr. Meth.* **A 609** (2009) 114-121
- [75] A.Pukhov et al, *Preprint INP MSU 98-41/542*, *arXiv:hep-ph/9908288*
A.Pukhov, *CalCHEP 2.3: MSSM, structure functions, event generation, batchs, and generation of matrix elements for other packages* *arXiv:hep-ph/0412191*
See also: <http://theory.sinp.msu.ru/~pukhov/calchep.html>
- [76] Sidney D. Drell and Tung-Mow Yan, *Massive Lepton-Pair Production in Hadron-Hadron Collisions at High Energies*, *Phys. Rev.* **25(5)** (1970) 316-320
- [77] Sidney D. Drell and Tung-Mow Yan, *Massive Lepton-Pair Production in Hadron-Hadron Collisions at High Energies*, *Phys. Rev.* **25(13)** (1970) 902

- [78] S. Agostinelli et al. (Geant4 Collaboration), *Geant4 a simulation toolkit*, *Nucl. Instr. Meth. A* **5066** (2003) 250
- [79] Karol Bunkowski et al., *Synchronization methods for the PAC RPC trigger system in the CMS experiment*, *Meas. Sci. Technol.* (2007) **18** 2446
- [80] G. Bruno, *The RPC detectors and the muon system for the CMS experiment at the LHC*, *BUL-NA-2003-021*
- [81] M S Kim et al., *CMS reconstruction improvement for the muon tracking by the RPC chambers*, *JINST* **8** (2013) T03001, *arXiv:1209.2646*
- [82] Thomas G. Rizzo, *Z' Phenomenology and the LHC*, *arXiv:hep-ph/0610104*
- [83] M. V. Chizhov, Gia Dvali, *Origin and phenomenology of weak-doublet spin-1 bosons*, *Phys. Lett. B* **703** (2011) 593–598
- [84] M. V. Chizhov, V. A. Bednyakov, J. A. Budagov, *Proposal for chiral-boson search at LHC via their unique new signature*, *Phys. Atom. Nucl.* **71** (2008) 2096–2100 *arXiv:0801.4235*
- [85] M. V. Chizhov, *A Reference Model for Anomalously Interacting Bosons*, *Physics of Particles and Nuclei Letters* **8** (2001) 512–516 *arXiv:1005.4287*
- [86] CMS collaboration, *Search for narrow resonances in dilepton mass spectra in pp collisions at $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$* , *Phys. Lett. B* **714** (2012) 158–179, *arXiv:1206.1849*
- [87] CMS collaboration, *Search for heavy narrow dilepton resonances in pp collisions at $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$ and $\sqrt{s} = 8\text{TeV}$* , *Phys. Lett. B* **720** (2013) 63–82, *arXiv:1212.6175*
- [88] CMS collaboration, *CMS Tracking Performance Results from Early LHC Operation*, *The Eur.Phys.J. C* **70** (2010) 1165–1192, *arXiv:1007.1988*
- [89] CMS Collaboration, *Performance of CMS muon reconstruction in cosmic-ray events*, *JINST* **5** (2010) T03022, *arXiv:0911.4994*
- [90] E. Accomando et al., *Z' physics with early LHC data*, *Phys. Rev. D* **83** (2011) 075012 *arXiv:1010.6058*
- [91] W. L. van Neerven and E. B. Zijlstra, *The $O(\alpha_s^2)$ corrected Drell–Yan K-factor in the DIS and \bar{MS} schemes*, *Nucl. Phys. B* **382** (1022) 11
- [92] P. Mathews, V. Ravindran, and K. Sridhar, *NLO-QCD corrections to dilepton production in the Randall-Sundrum model*, *JHEP* **10** (2005) 031 *arXiv:hep-ph/0506158*
- [93] CMS collaboration, V. Khachatryan et al., *Search for resonances in the dilepton mass distribution in pp collisions at $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$* , *JHEP* **05** (2011) 093, *arXiv:1103.0981*

- [94] R. Cousins, U. Heintz, G. Kukartsev et al., *Statistical Inference in a Search for a Narrow Resonance*, CMS-NOTE-2012-185 **CERN** Geneva Switzerland (2012)
- [95] CMS collaboration, *Inclusive W/Z cross section at 8 TeV*, CMS-PAS-SMP-12-011 **CERN** Geneva Switzerland (2012),
- [96] Lorenzo Moneta et al., *The RooStats Project*, arXiv:1009.1003
- [97] W. K. Hastings, *Monte Carlo Sampling Methods Using Markov Chains and Their Applications*, *Biometrika* **57** (1970) 97–109, doi: 10.1093/biomet/57.1.97

12 Приложение А

12.1 Входни параметри на Pythia

В това приложение е показана част от конфигурационния файл, използван за генериране и симулиране на Дрел-Ян събития с два мюона в крайното състояние и инвариантна маса $M > 60 \text{ GeV}/c^2$. Показан е само модула, включващ входните параметри, необходими на Pythia за генериране на събитията.

```
process.generator = cms.EDFilter("Pythia6GeneratorFilter",
    pythiaPylistVerbosity = cms.untracked.int32(1),
    filterEfficiency = cms.untracked.double(1.0),
    pythiaHepMCVerbosity = cms.untracked.bool(False),
    comEnergy = cms.double(7000.0),
    crossSection = cms.untracked.double(1300.0),
    maxEventsToPrint = cms.untracked.int32(0),
    PythiaParameters = cms.PSet(
        pythiaUESettings = cms.vstring('MSTU(21)=1      ! Check on possible errors dur',
                                       'MSTJ(22)=2      ! Decay those unstable particles',
                                       'PARJ(71)=10 .  ! for which ctau 10 mm',
                                       'MSTP(33)=0      ! no K factors in hard cross sections',
                                       'MSTP(2)=1      ! which order running alphaS',
                                       'MSTP(51)=10042 ! structure function chosen (external PDF CTEQ6L1)',
                                       'MSTP(52)=2      ! work with LHAPDF',
                                       'PARP(82)=1.832 ! pt cutoff for multiparton interactions',
                                       'PARP(89)=1800. ! sqrts for which PARP82 is set',
                                       'PARP(90)=0.275 ! Multiple interactions: rescaling power',
                                       'MSTP(95)=6      ! CR (color reconnection parameters)',
                                       'PARP(77)=1.016 ! CR',
                                       'PARP(78)=0.538 ! CR',
                                       'PARP(80)=0.1    ! Prob. colored parton from BBR',
                                       'PARP(83)=0.356 ! Multiple interactions: matter distribution parameter',
                                       'PARP(84)=0.651 ! Multiple interactions: matter distribution parameter',
                                       'PARP(62)=1.025 ! ISR cutoff',
                                       'MSTP(91)=1      ! Gaussian primordial kT',
                                       'PARP(93)=10.0   ! primordial kT-max',
                                       'MSTP(81)=21     ! multiple parton interactions 1 is Pythia default',
                                       'MSTP(82)=4      ! Defines the multi-parton model'),
        processParameters = cms.vstring('MSEL=0                  !User defined processes',
                                         'MSTU(21)=1      ! Check on possible errors dur',
                                         'MSTJ(22)=2      ! Decay those unstable particles',
                                         'PARJ(71)=10 .  ! for which ctau 10 mm',
                                         'MSTP(33)=0      ! no K factors in hard cross sections',
                                         'MSTP(2)=1      ! which order running alphaS',
                                         'MSTP(51)=10042 ! structure function chosen (external PDF CTEQ6L1)',
                                         'MSTP(52)=2      ! work with LHAPDF',
                                         'PARP(82)=1.832 ! pt cutoff for multiparton interactions',
                                         'PARP(89)=1800. ! sqrts for which PARP82 is set',
                                         'PARP(90)=0.275 ! Multiple interactions: rescaling power',
                                         'MSTP(95)=6      ! CR (color reconnection parameters)',
                                         'PARP(77)=1.016 ! CR',
                                         'PARP(78)=0.538 ! CR',
                                         'PARP(80)=0.1    ! Prob. colored parton from BBR',
                                         'PARP(83)=0.356 ! Multiple interactions: matter distribution parameter',
                                         'PARP(84)=0.651 ! Multiple interactions: matter distribution parameter',
                                         'PARP(62)=1.025 ! ISR cutoff',
                                         'MSTP(91)=1      ! Gaussian primordial kT',
                                         'PARP(93)=10.0   ! primordial kT-max',
                                         'MSTP(81)=21     ! multiple parton interactions 1 is Pythia default',
                                         'MSTP(82)=4      ! Defines the multi-parton model'))
```

```

    'MSUB(1)=1           !Incl Z0/gamma* production',
    'MSTP(43)=3          !Both Z0 and gamma*',
    'MDME(174,1)=0        !Z decay into d dbar',
    'MDME(175,1)=0        !Z decay into u ubar',
    'MDME(176,1)=0        !Z decay into s sbar',
    'MDME(177,1)=0        !Z decay into c cbar',
    'MDME(178,1)=0        !Z decay into b bbar',
    'MDME(179,1)=0        !Z decay into t tbar',
    'MDME(182,1)=0        !Z decay into e- e+',
    'MDME(183,1)=0        !Z decay into nu_e nu_ebar',
    'MDME(184,1)=1        !Z decay into mu- mu+',
    'MDME(185,1)=0        !Z decay into nu_mu nu_mubar',
    'MDME(186,1)=0        !Z decay into tau- tau+',
    'MDME(187,1)=0        !Z decay into nu_tau nu_taubar',
    'CKIN(1)=60.          !Minimum sqrt(s_hat) value (=Z mass)'),
parameterSets = cms.vstring('pythiaUESettings',
    'processParameters')
)
)
#####

```

```

pythiaUESettingsBlock = cms.PSet(
    pythiaUESettings = cms.vstring(
        'MSTJ(11)=3      ! Choice of the fragmentation function',
        'MSTJ(22)=2      ! Decay those unstable particles',
        'PARJ(71)=10 .   ! for which ctau 10 mm',
        'MSTP(2)=1        ! which order running alphaS',
        'MSTP(33)=0        ! no K factors in hard cross sections',
        'MSTP(51)=10042 ! structure function chosen (external PDF CTEQ6L1)',
        'MSTP(52)=2      ! work with LHAPDF',
        'MSTP(81)=1        ! multiple parton interactions 1 is Pythia default',
        'MSTP(82)=4        ! Defines the multi-parton model',
        'MSTU(21)=1        ! Check on possible errors during program execution',
        'PARP(82)=1.8387   ! pt cutoff for multiparton interactions',
        'PARP(89)=1960.   ! sqrts for which PARP82 is set',
        'PARP(83)=0.5      ! Multiple interactions: matter distrbn parameter',
        'PARP(84)=0.4      ! Multiple interactions: matter distribution parameter',
        'PARP(90)=0.16     ! Multiple interactions: rescaling power',
        'PARP(67)=2.5      ! amount of initial-state radiation',
        'PARP(85)=1.0      ! gluon prod. mechanism in MI',
        'PARP(86)=1.0      ! gluon prod. mechanism in MI',
        'PARP(62)=1.25     ! ',
        'PARP(64)=0.2      ! ',
        'MSTP(91)=1        ! ',
        'PARP(91)=2.1      ! kt distribution',
        'PARP(93)=15.0     ! '
    )
)

```

)
)

13 Приложение Б

13.1 Статистически анализ

В това приложение е описан накратко подхода и методиката, разработени и използвани от колаборацията CMS при статистическия анализ на обработените резултати. Повече детайли относно анализа могат да бъдат намерени в [86, 93, 94]. Целта на статистическия анализ е да се провери значимостта на наблюдаваните евентуални нови резонансни структури, разпадащи се до два лептона и при липсата на такива да се постави граница на изключване на такива процеси. Анализът включва оценка и сравнение на наблюдаваните и очакваните стойности на отношението между сеченията за раждане на Z' и Z^0 в 95% CL (ниво на достоверност). Тези резултати са сравнени с теоретичните предсказания от различните Z' модели. Направена е качествената оценка на наблюдаваните евентуални структури и е определена тяхната значимост, като p -стойността е определена при предположение за съществуване единствено на фонови събития. За стойността на сечението за раждане на бозона Z^0 , както и на параметрите, свързани с него са използвани резултатите на колаборацията, публикувани в [60, 95]. При провеждането на статистическия анализ са използвани инструментите и методите на софтуерната рамка RooStats [96], разработени специално за статистически анализ на данни на експериментите на LHC.

Разглеждания набор от данни съдържа стойностите на реконструираните инвариантни маси на лептонните двойки (m) за всяко събитие, преминало правилата на подбор 9.3.1. За целите на анализа се използват дискретното разпределение на данните, като разпределението им по бинове се използва единствено с цел визуализация.

13.2 Моделиране на сигнала и фона

Нека x е конкретна наблюдаема величина с функция на плътност на вероятност:

$$f(x|\theta, \nu) \tag{13.1}$$

където θ е вектор от параметрите, чиято стойност ни интересува, а ν е вектор от допълнителните параметри (например: интересуващият ни параметър може да бъде средната стойност на дадена променлива, а допълнителния параметър - стандартното отклонение от тази стойност). В конкретния случай наблюдаемата величина е инвариантната маса на дойките лептони. Функцията на плътност на вероятност може да бъде моделирана по следния начин:

$$f(m|\theta, \nu) = q_1 \cdot f_{SIG}(m|\theta, \nu) + (1 - q_1) \cdot f_{BG}(m|\theta, \nu) \tag{13.2}$$

където q_1 е вероятността за сигнално събитие, f_{SIG} описва плътността на вероятност на сигналните събития, а f_{BG} - на фона от СМ.

13.2.1 Моделиране на сигнала

Сигналната функция може да се моделира с конволюция на нерелативистка функция на Брайт-Вигнер, която описва евентуалния резонанс и Гаусова функция, която отразява разделителната способност на детектора:

$$f_{SIG}(m|\Gamma, \sigma) = BW(m|\Gamma) \otimes Gauss(m|\sigma) \quad (13.3)$$

където Γ и σ характеризират ширините в разпределенията на Брайт-Вигнер и Гаус. Функцията на Брайт-Вигнер е дефинирана като:

$$BW(m|\Gamma) = A \cdot \frac{\Gamma}{m^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} \quad (13.4)$$

Ширините на търсените нови резонанси са определени от МК, като за целта е използван генераторът на събития PYTHIA [53]. За всички разгледани модели, МК анализите предсказват линейно нарастване на ширината на резонанса с нарастване на неговата маса, като Γ е най-широк за Z'_{SSM} от удължения СМ (SSM) - около 3% от конкретната маса [94].

Предвид на различната геометрична ефективност за електроните и мюоните, както и различните методи за реконструкция и идентификация, разделителната способност по инвариантни маси се различава за различните типове лептонни двойки. За двумюонни маси, реконструирани от данните през 2012 г. относителната разделителна способност $\sigma(m_{\mu\mu})/m_{\mu\mu}$ е около 5% за маси от порядъка на $1 \text{ TeV}/c^2$ и около 9% за маси около $2 \text{ TeV}/c^2$, като тези стойности нарастват с нарастването на масата [87]. В рамките на този статистически анализ, разделителната способност по двумюонни маси е моделирана като:

$$\sigma_{\mu^+\mu^-} = p_0 + p_1 m + p_2 m^2 \quad (13.5)$$

13.2.2 Моделиране на фона

За моделиране на функцията на фона като основа се използва опашката в масовия спектър от Дрел-Ян процеси, като прагът за минимална маса се определя да бъде $M_{\mu^+\mu^-} > 200 \text{ GeV}/c^2$. Поставянето на това ограничение цели да се избегне влиянието от пика на Z^0 ¹. Масовият Дрел-Ян спектър е получен от анализ на МК данни и в рамките на този анализ неговата форма се моделирана с:

$$f_{BG}(m|A, a, b) = Ae^{a \cdot m} m^b \quad (13.7)$$

¹Фонът, който се дължи на раждане на $t\bar{t}$ двойки може да бъде моделиран с конволюция на Гаусова и експоненциална функция:

$$p(m|\mu, \sigma, \gamma) = Gauss(m|\mu, \sigma) \otimes Ae^{-\gamma m} \quad (13.6)$$

като се разглеждат само $t\bar{t}$ събитията, допринасящи при големите маси в общия спектър. МК анализът показва, че приносът от тези събития няма голямо влияние върху крайната форма на масовия спектър.

където A е нормиращ параметър, а a и b са параметри, които се определят от апроксимирането на Дрел-Ян спектъра с горната функция.

13.3 Функция на правдоподобие

За конкретен набор от данни $x = \{x_1, x_2, \dots, x_i, \dots\}$ при предположение, че събитията в дадения набор са независими, функцията на правдоподобие може да се дефинира като:

$$\mathcal{L}(x|\theta, \nu) = \prod_{i=1}^N f(x_i|\theta, \nu) \quad (13.8)$$

където N е броя събития в дадения набор, а f съответства на функциите от уравнения 13.1 и 13.2.

За целта на анализа се използва разширения вариант на функцията на правдоподобие:

$$\mathcal{L}(x|\theta, \nu) = \frac{\mu^N e^{-\mu}}{N!} \cdot \prod_{i=1}^N \left(\frac{\mu_{SIG}(\theta, \nu)}{\mu} f_{SIG}(x_i|\theta, \nu) + \frac{\mu_{BG}(\theta, \nu)}{\mu} f_{BG}(x_i|\theta, \nu) \right) \quad (13.9)$$

където произведението е по всички събития в набора x , $\mu = \mu_{SIG} + \mu_{BG}$, а μ_{SIG} и μ_{BG} са съответно сигналния и фонов принос в конкретното събитие.

13.3.1 Параметри на интерес

Като параметър на интерес в конкретния анализ се разглежда не конкретното сечение за раждане на Z' , а отношението между сеченията за раждане на Z' и Z^0 - R_σ (9.8). Въвеждането му прави крайния резултат устойчив на различни неизвестни систематични ефекти, които могат да бъдат компенсирани в това отношение. Затова сигналният принос μ_{SIG} се параметризира с помощта на отношението R_σ по следния начин:

$$\mu_{SIG} = R_\sigma \frac{\epsilon_{Z'}}{\epsilon_{Z^0}} N_{Z^0} \quad (13.10)$$

където $\epsilon_{Z'}$ и ϵ_{Z^0} са общите ефективности за регистриране, тригериране, подбор и реконструкция на Z' и Z^0 , а N_{Z^0} е броя на събитията Z^0 .

Броя N_{Z^0} събития и ефективността ϵ_{Z^0} се определят съгласно правилата и процедурите, използвани в [60, 95]. В рамките на търсенето на Z' събития, общата ефективност $\epsilon_{Z'}^{\mu^+ \mu^-}$ за регистриране на двойки мюони като функция на тяхната маса се моделира като (9.11), (виж фигура 9.7):

$$\epsilon_{Z'}^{\mu^+ \mu^-}(m) = A + \frac{B}{(m + C)^3} \quad (13.11)$$

13.3.2 Комбинирана функция на правдоподобие

Търсенето на тежки лептонни резонанси се провеждат в повече от един канали на разпад. Различните моди на разпад съответстват на отделни набори от данни, които

въпреки че имат еднаква структура не могат да бъдат описвани от един и същи модел. Съответните набори от данни трябва да бъдат третирани поотделно заради различната форма на фоновия масов спектър, различната разделителна способност, различните геометрични ефективности или ефективности за реконструкция.

По същата логика, може да се наложи конкретен набор от данни да бъде разделен на няколко части, например за да се разделят събитията, регистрирани в различните части на детектора, които биха имали различна разделителна способност.

За всеки набор от данни x функцията на правдоподобие може да се дефинира по начина, дефиниран в уравнение 13.8. Комбинираната функция, отчитаща приноса на различните моди на разпад се дефинира като произведение от функциите на правдоподобие, съответстващи на различните набори от данни:

$$\mathcal{L}(x_1, x_2, \dots | R_\sigma, \nu_1, \nu_2, \dots) = \prod_j \mathcal{L}_j(x_j | R_\sigma, \nu_j) \quad (13.12)$$

където R_σ е интересуващият ни параметър, а ν_j са вектори от допълнителните параметри, съответстващи на различните набори.

13.4 Систематични неопределености

Систематичните неопределености могат да се моделират чрез въвеждането на допълнителен параметър β , който е случаен член от нормално разпределение:

$$\mathcal{G}(\beta | mean = 0; width = 1) \quad (13.13)$$

Влиянието на някакъв систематичен ефект върху конкретен параметър ν се моделира по следния начин:

$$\nu = \hat{\nu} \cdot k^\beta \quad (13.14)$$

където $\hat{\nu}$ е оценката на ν , а k е

$$k = 1 + \delta\nu \quad (13.15)$$

където $\delta\nu$ е съответната относителна систематична неопределено.

На практика отчитането на влиянието на систематичния ефект става като функцията на правдоподобие се умножи с моделиращия член $\mathcal{G}(\beta | 0, 1)$.

В такъв случай пълната комбинирана функция на правдоподобие може да бъде записана по следния начин:

$$\mathcal{L}(m | R_\sigma, \beta_\epsilon, \beta_{\mu_{BG}}, \beta_m) = \prod_k \mathcal{L}_k(m_k | R_\sigma, \beta_{\epsilon,k}, \beta_{m,k}) \cdot \prod_l \mathcal{G}(\beta_l | 0, 1) \quad (13.16)$$

където:

- В произведението по индекса k , индексът пробяга по всички индивидуални канали;
- $m = \{m_k\}$ - данни от индивидуалните канали на разпад ($\mu\mu, ee$);
- $\beta_\epsilon = \{\beta_{\epsilon,k}\}$ - набор от параметри, моделиращи систематичните неопределености на общата ефективност на сигнала в индивидуалните канали;

- $\beta_m = \{\beta_{m,k}\}$ - набор от параметри, моделиращи систематичните неопределености в индивидуалните канали, дължащи се на зависимост от големината на масите;
- $\beta_{\mu_{BG}} = \{\beta_{\mu_{BG},k}\}$ - набор от параметри, моделиращи систематичните отклонения в приноса на фона в индивидуалните канали;
- \mathcal{L}_k - функция на правдоподобие 13.9 за канала k ;
- В произведението по индекса l , индексът е за всички параметри β_ϵ и β_m . (Параметърът $\beta_{\mu_{BG}}$ може да бъде определен експериментално.);
- $\mathcal{G}(\beta|0, 1)$ моделира параметрите β_ϵ и β_m .

Основните систематични ефекти които се моделират са при определяне на сигналния принос, приноса на фоновите събития от СМ или зависимостта от масовия мащаб.

Има случаи, когато систематичната неопределеност може да бъде определена от някакви спомагателни измервания и да бъде известна предварително, например приноса от фоновите събития и съответната неопределеност са получени експериментално и са известни предварително.

13.4.1 Сила на сигнала

Неопределеността при определянето на сигналния принос включва в себе си неопределенностите, свързани с определянето на геометричната, тригърната ефективност и ефективността за реконструкция на Z^0 и Z' . Неопределеността, дължаща се на функциите на разпределение на партоните е включена в неопределеността на тези ефективности. Ако приложим горната рецепта 13.14, получаваме:

$$\epsilon_{Z'} = \hat{\epsilon}_{Z'} \cdot (1 + \delta\epsilon_{Z'})^{\beta_\epsilon} \quad (13.17)$$

където $\delta\epsilon_{Z'}$ е неопределеността на сигналния принос, а β_ϵ е съответния нормално разпределен моделиращ параметър.

13.4.2 Фон

Приносът на фонови събития и формата на масовия спектър на фона от СМ се определят експериментално. Приносът на фоновите събития от уравнение 13.9 се моделира като:

$$\mu_{BG} = \hat{\mu}_{BG} \cdot (1 + \delta\mu_{BG})^{\beta_{BG}} \quad (13.18)$$

където стойността на $\delta\mu_{BG}$ е априори известна, а β_{BG} е съответния нормално разпределен параметър.

При моделиране на формата на масовия Дрел-Ян спектър са пробвани няколко различни функции, като разликите в получените резултати може да се смятат за пренебрежими. Предвид стръмното падане на кривата, описваща масовия спектър на фона, по-голямата част от събитията са съсредоточени в ниския масов диапазон, докато броят на събитията с високи маси е относително малък, което води до разлика

в големината на статистическите неопределеноности при ниски и високи маси. По тази причина, ширината на наблюдавания масов диапазон около хипотетичен нов резонанс трябва да се подбира така, че статистическата неопределеност да доминира над неопределеността, дължаща се на формата на масовия спектър.

13.4.3 Масов мащаб

Ефектите, дължащи се на големината на инвариантната маса се отчитат само за събитията с електронни двойки чрез модифициране на сигналната функция 13.3 по следния начин:

$$f_{SIG}(m|\Gamma, \sigma, \beta_m) = BW(m \cdot k_m^{\beta_m}|\Gamma) \otimes Gauss(m \cdot k_m^{\beta_m}|\sigma) \quad (13.19)$$

13.5 Горни граници

Една от основните цели на статистическия анализ е на базата на съществуващия обем от данни, да се направи оценка в някакъв интервал на достоверност за наблюдаваните и очакваните стойности на конкретен параметър, който е чувствителен към сечението за определен редък процес. В настоящия анализ това е отношението R_σ . Оценките за наблюдаваните и очакваните стойности на R_σ са направени в рамките на 95% ниво на достоверност. Обикновено нашите очаквания са свързани с предположението за съществуването на даден теоретичен модел, което определя и избора на Бейсовия подход при определяне нивото на достоверност.

13.5.1 Наблюдаеми стойности

За функциите 13.1 и 13.8, ползвайки теоремата на Бейс [1], може да се запише:

$$p(\theta, \nu|x) \cdot p(x) = \mathcal{L}(x|\theta, \nu) \cdot p(\theta, \nu), \quad (13.20)$$

където $p(\theta, \nu)$ е априорната функция на плътност на вероятност, θ е интересуващият ни параметър, а ν е допълнителен параметър. След интегриране по ν получаваме:

$$p(\theta|x) \cdot p(x) = \mathcal{L}(x|\theta) \cdot p(\theta) \quad (13.21)$$

От тук за постериорната вероятност следва:

$$p(\theta|x) = \frac{\mathcal{L}(x|\theta) \cdot p(\theta)}{p(x)} = \frac{\mathcal{L}(x|\theta) \cdot p(\theta)}{\int \mathcal{L}(x|\theta) \cdot p(\theta) d\theta} \quad (13.22)$$

В Бейсовата статистика, всичките наши знания за θ са събрани в постериорната функция $p(\theta|x)$, чийто интеграл върху някакъв определен район отразява степента на увереност, че θ има стойности в този район, при предположение, че имаме набор от данни x .

В Бейсовата статистика интегралът от постериорната функция $p(\theta|x)$ взет върху конкретен интервал, отразява степента на нашето убеждение, че при даден набор от

данни x , $p(\theta|x)$ има стойности в този интервал. В такъв случай, при дадена постериорна функция $p(R_\sigma|x)$, наблюдаемата горна граница на интересуващия ни параметър R_σ^{95} в Бейсов интервал на достоверност от 95% се дефинира по следния начин:

$$\int_0^{R_\sigma^{95}} p(R_\sigma|x) dR_\sigma = 0.95 \quad (13.23)$$

За моделирането на постериорната функция на $p(R_\sigma|x)$ могат да бъдат използвани различни алгоритми, но за целите на този анализ се използва алгоритъмът на Метрополис-Хастингс [97].

13.5.2 Очаквани стойности

Наблюдаваните горни граници за отношението R_σ се сравняват с очакванията, определени при направено предположение за липса на сигнал и съществуване само на фонови събития.

За всеки изследван интервал от масовия спектър се провеждат определен брой псевдо-експерименти, в които очакваната горна граница $R_{\sigma,i}^{95}$ се определя по същата процедура, както при определяне на наблюдаемата. Крайната стойност на очакваната граница за конкретния изследван масов интервал се избира да бъде медианата в разпределението на стойностите $R_{\sigma,i}^{95}$, където i е номера на псевдо-експеримента.

При генерирането на псевдо-данные се спазва следната процедура:

- За i -тия псевдо-експеримент се генерира случайно число β_{BG}^i от нормалното разпределение $\mathcal{G}(\beta_{BG}|0, 1)$;
- Определя се $\mu_{BG}^i = \hat{\mu}_{BG}(1 + \delta\mu_{BG})^{\beta_{BG}^i}$, (виж уравнение 13.18);
- Броят на събитията в разглеждания интервал се определя от случайното число $N_{evt,i}$, генерирано от Поасоново разпределение със средна стойност μ_{BG}^i ;
- Броят на фоновите събития се определя от случайно число, генерирано от разпределението 13.7.

13.6 Граници на изключване

Долната масова граница на изключване за конкретен теоретичен модел се постига като се намери пресечната точка между кривата, описваща наблюдаваната граница и кривата, отговаряща на теоретичните предсказания на съответния модел.

13.7 Значимост на резултата

Оценката на значимостта на резултатите се определя от броя стандартни отклонения, в които се намират измерените стойности на конкретната наблюдаема величина. За целта на този анализ глобалната значимостта z се определя по следния начин:

$$z = \sqrt{2}\operatorname{erf}^{-1}(1 - 2p) \quad (13.24)$$

където erf^{-1} е обратната функция на грешките, а p -стойността се определя с помощта на тестовата статистика t :

$$t = \frac{\mathcal{L}(x|R_\sigma, \hat{\nu}_R)}{\mathcal{L}(x|R_\sigma = 0, \hat{\nu}_0)} \quad (13.25)$$

където $\hat{\nu}_R$ е моделиращ параметър при предположение, че интересуващият ни параметър е R_σ , а $\hat{\nu}_0$ е моделиращ параметър, при предположение, че имаме само фонови събития, т.e. $R_\sigma = 0$.

По отношение на наблюдаемите данни горното отношение имат стойност t_{obs} . За да се определи p -стойността се генерира ансамбъл от псевдо-експерименти, като псевдо-данныте се генерират съобразно функцията, моделираща фона. За всеки псевдо-експеримент се определя стойността на отношението t_i . Стойността на интеграла в тази част на разпределението t , където $t_i > t_{obs}$ съответства на търсената p -стойност.

13.7.1 Асимптотична значимост

Поведението на тестовата статистика може да бъде проследено като функция на масите на двойките лептони. По този начин локалните стойности на тестовата статистика могат да бъдат използвани като мярка за локалната значимост.

13.7.2 Комбиниране на данни, набирани при различна енергия на насрещните снопове

Параметърът R_σ е дефиниран при специфична стойност на енергията в центъра на масите \sqrt{s} . Следователно ако анализът комбинира данни, набирани при различни стойности на \sqrt{s} , параметърът R_σ трябва да бъде преразгледан по определен начин. Ако $R_{\sigma,a}$ и $R_{\sigma,b}$ са съответните отношения, получени при набор на данни при енергия съответно a TeV и b TeV, връзката между тях може да бъде изразена по следния начин:

$$R_{\sigma,b}(m) = \frac{\sigma_{Z^0,b}}{\sigma_{Z',b}(m)} \cdot \frac{\sigma_{Z^0,a}}{\sigma_{Z',a}} \cdot \frac{\sigma_{Z',a}(m)}{\sigma_{Z',a}(m)} = R_{\sigma,a}(m) \cdot \frac{\frac{\sigma_{Z^0,b}}{\sigma_{Z',b}(m)}}{\frac{\sigma_{Z',a}(m)}{\sigma_{Z',a}(m)}} \quad (13.26)$$

В повечето случаи има смисъл границите на изключване да се представят в термини на отношението, съответстващо на доминирана набор от данни. Отношението $\frac{\sigma_{Z',b}}{\sigma_{Z',a}}$ може да бъде определено от МК, а отношението $\frac{\sigma_{Z^0,b}}{\sigma_{Z^0,a}}$ за различни енергии може да бъде определено както от МК, така и от експериментални данни.