

---

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

---

## АВТОРЕФЕРАТ

на дисертация за придобиване на  
образователна и научна степен доктор

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

Румяна Милева Хаджийска

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

*Научен ръководител:* доц. д-р Леандър Литов

София, 2014 г.

Дисертационната работа съдържа 135 страници (без библиографията), 66 фигури и 11 таблици, разпределени в 9 глави и 2 приложения. Библиографията съдържа общо 97 заглавия.

Румяна Хаджийска е редовен докторант в катедра „Атомна физика“ на Физически факултет на Софийски университет „Св. Климент Охридски“. Изследванията, представени в дисертационния труд са извършени на експеримента CMS (Компактен мюонен соленоид) в Европейския център за ядрени изследвания CERN.

Дисертационният труд е обсъждан и насочен за защита от катедрения съвет на катедра „Атомна физика“ на Физически факултет на Софийски университет „Св. Климент Охридски“ на 19.12.2013 г..

# Съдържание

<b>1 Цели и структура на дисертацията</b>	<b>4</b>
<b>2 Детекторът CMS на LHC</b>	<b>6</b>
2.1 Увод . . . . .	6
2.2 Експериментът CMS . . . . .	6
2.2.1 Мюонна система . . . . .	8
<b>3 Работа на системата RPC на CMS</b>	<b>11</b>
3.1 Определяне ефективността на камерите и размера на клъстерите	11
3.2 Определяне на оптимално работно напрежение на камерите .	12
3.3 Стабилност на детектора . . . . .	13
3.3.1 Честота на сработване на сигналните електроди и шум	14
3.4 Експресен анализ и одобрение на данни . . . . .	15
<b>4 МК моделиране на RPC системата на CMS</b>	<b>16</b>
4.1 Основни МК параметри на системата от RPC и периоди на валидност . . . . .	16
4.2 Софтуер на експеримента CMS . . . . .	17
4.3 Стъпки при МК моделирането на отклика на системата RPC	18
4.3.1 Моделиране на детектора . . . . .	18
4.3.2 Отклик на детекторната електроника . . . . .	19
4.4 Валидиране на МК модела . . . . .	20
4.5 Валидиране на моделираните параметри . . . . .	21
4.6 Валидиране на МК данните . . . . .	23
<b>5 Идентификация на мюонните кандидати</b>	<b>24</b>
5.1 Видове мюонни трекове. . . . .	24
5.2 Идентификация на мюоните и първоначален подбор на събития	24
<b>6 Търсене на тежки неутрални бозони</b>	<b>26</b>
6.1 Разпади на тежки резонанси до два мюона в крайното състояние	26
6.2 Анализ на фоновите процеси от CM . . . . .	27
6.3 Подбор на събития . . . . .	28

6.4	Обща ефективност за реконструкция и идентификация на мюоните . . . . .	30
6.5	Резултати . . . . .	31
6.5.1	Тежки векторни бозони и Калуца-Клейн възбуджения на гравитона - граници на изключване . . . . .	31
6.5.2	Тензорни взаимодействия . . . . .	33
<b>7</b>	<b>Заключение</b>	<b>37</b>
7.1	Научни приноси . . . . .	37
7.2	Публикации във връзка с дисертацията . . . . .	39
7.3	Доклади на конференции във връзка с дисертацията . . . . .	39
7.3.1	Вътрешни доклади на колаборацията . . . . .	40

# 1 Цели и структура на дисертацията

Дисертацията се състои от 9 глави и две приложения. Глава 1 е уводна и има за цел да представи структурата на Стандартния модел (СМ) на елементарните частици и някои от неговите най-популярни разширения. Главите от 2 до 6 имат за цел да запознаят читателите с експеримента CMS (Compact Muon Solenoid - Компактен мюонен соленоид) на LHC (Large Hadron Collider - Големият адронен ксоловайдер) и да въведат необходимите термини и величини, използвани при анализите на събитията с мюони, представени в глави 7, 8 и 9.

В глава 2 е направено кратко представяне на ускорителния комплекс в CERN, описани са основните параметри на ускорителя LHC (Големият адронен колайдер) и са представени детекторните комплекси, разположени на него и техните физически програми. В глава 3 е описан детектора 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. В глава 4 е представен принципът на действие на камерите със съпротивителна плоскост. Описан е 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 и е обоснован избора на конкретния технологичен дизайн на системата от RPC на CMS. В глава 5 е описана тригърната система, използвана от CMS. По-конкретно внимание е обрънато на формирането на мюонния тригър. Акцентирано е върху решаващата роля на RPC като тригърен детектор за правилното асоцииране по време на регистрираните събития. Тъй като резултатите, представени в тази дисертация касаят основно анализ на събития, които включват мюони в крайното състояние, в глава 6 са изложени основните критерии за идентификация, изолация и тригериране на мюонните кандидати. В допълнение са представени методите за оценка на ефективността на тези критерии, както и за оценка на пълната ефективност за регистриране, тригериране и реконструиране на мюонните кандидати.

В глава 7 е разгледана работата на системата RPC по време на набор на данни. Представени са резултатите от проведените изследвания на работа-

та на детектора и от измерванията на важни характеристики за системата - ефективност на камерите, оптимално работно напрежение, размера на кълстерите от едновременно сработили сигнални електроди. 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 стабилизира ефективността и размера на кълстерите. 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. По този начин е гарантирана стабилността на системата от RPC, както и качеството на набраните данни.

Глава 8 е посветена на моделиране работата на системата RPC на CMS. Разработен е специален метод, който използва експериментално измерените характеристики на детекторите като входни параметри при симулацията. Представен е набора от параметри, които се следят и се обновяват периодично, съобразно конкретните условия на набора на данни - промяна на енергията на споновете, интензивността на взаимодействията или промяна на други условия. 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. Получените резултати са в добро съгласие с експерименталните данни.

Глава 9 е посветена на анализа на събития с два мюона в крайното състояние и търсенето на нови неутрални частици, които се разпадат до такива крайни състояния. Анализът на събитията е съсредоточен основно в търсене на указания за съществуването на частици, предсказани от няколко различни разширения на Стандартния модел: търсене на  $Z'_{SSM}$  от модела SSM, търсене на  $Z'_\psi$ , чието съществуване се предполага от Теорията на Великото Обединение, търсене на Калуца-Клейн възбуждания на гравитона  $G_{KK}$  от моделите на Рандал-Сундрум (Randall-Sundrum - RS). В допълнение е проведено търсене на нова векторна частица  $Z^*$ , преносител на тензорни взаимодействия. Изяснена е стратегията за търсене на тежки неутрални бозони. Представени са критериите за подбор на двойките мюони и са показвани резултатите за ефективността на тази селекция. Направен е анализ на приноса от събития от Стандартния модел в спектъра по инвариантни маси на двойките мюони. В краин на главата са представени резултатите от проведените изследвания и са поставени граници на изключване за  $Z'_{SSM}$ ,  $Z'_\psi$  и  $G_{KK}$ .

# 2 Детекторът CMS на LHC

## 2.1 Увод

Стандартният модел на елементарните частици (СМ) [1, 2] описва взаимодействието на съставните части на материјата. В рамките на СМ, материјата е изградена от 12 фундаментални частици - кварки и лептони със спин  $\frac{1}{2}$ , обединени в три поколения. Стандартният модел на електрослабите взаимодействия се описва от модела на Глешоу-Вайнберг-Салам [3, 4, 5], който използва калибровъчна теория с група на симетрия  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ . Частите получават маса вследствие на спонтанно нарушаване на симетрията на електрослабата група посредством т.н. Механизъм на Брут-Енглерт-Хигс (Brout-Englert-Higgs mechanism) [6, 7]. През 2012г. експериментите CMS и ATLAS [11] докладваха за откритие на нова частица с маса  $125 \text{ GeV}/c^2$ , за която се счита, че е дълго търсения Хигс бозон [8, 9].

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, като гравитация, тъмна материя и енергия, асиметрия между материя и антиматерия и проблема с йерархията на масите на фермионите. Редица модели извън СМ се опитват да дадат отговор на посочените проблеми, като разширят или включат в себе си СМ като ниско енергетична граница. Такива модели са теориите на великото обединение, супесиметричните модели, моделите с допълнителни измерения, теория на струните и др.. Голяма част от тези модели предсказват нови частици или явления при енергии от мащаба на TEV. За експерименталното им потвърждаване са необходими ускорители, при които взаимодействията между налиташите частици се случват при много висока енергия и с достатъчно голяма светимост.

## 2.2 Експериментът CMS

CMS (Compact Muon Solenoid) [10] е един от големите експерименти, разположени на ускорителя LHC в CERN. Експериментът използва детектор с общо предназначение и има за цел да изследва целия кинематичен

диапазон, достъпен на LHC в търсение на указания за съществуването на суперсиметрия, указания за допълнителни измерения, изследвания на Хигс бозона, тежки векторни бозони, взаимодействия на тежките кварки и редица други.

LHC ускорява спонове, в които ускоряваните частици (протони и оловни ядра) са разпределени в отделни малки групи, наречени бънчове, разделени един от друг през зададен интервал от време, който определя минималното време между две отделни пресичания на споновете - бънч-кросинг. Един бънч-кросинг (BX) се явява естествена единица за време както за ускорителя, така и за детекторите. На LHC 1 BX е равен на 25ns, което съответства на честота от 40 MHz.

Пълната интегрална светимост от протон-протонни взаимодействия за 2010 г. е около  $44.2 \text{ pb}^{-1}$ , за 2011 г. тя е  $6.1 \text{ fb}^{-1}$ , а за 2012 -  $23.3 \text{ fb}^{-1}$ . Записаната интегрална светимост от олово-оловни взаимодействия за двата набора на данни в края на 2010 и в края на 2011 г. при енергия  $\sqrt{s} = 2.76 \text{ TeV/nucleon}$  възлиза на около  $167 \mu\text{b}^{-1}$ . Първите три месеца от 2013 г. бяха заделени за събирането на данни от протон-оловни взаимодействия с енергия  $\sqrt{s} = 5.02 \text{ TeV/nucleon}$ , като пълната интегрална светимост за тези събития възлиза на около  $31 \text{ nb}^{-1}$ .

CMS използва дясно ориентирана координатна система [12], чийто център съвпада с номиналната точка на първичните взаимодействия, оста  $z$  е насочена по оста на споната, оста  $y$  е насочена вертикално нагоре, а оста  $x$  сочи от центъра на взаимодействията навън. Често се използва и координатна система с азимутален ъгъл  $\phi$ , който се измерва в равнината  $x - y$  по посока, обратна на часовниковата стрелка и полярният ъгъл  $\theta$ , който отчита отклонението от оста  $z$ . Величината псевдобързина се дефинира като  $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$  и често се използва вместо  $\theta$ . Напречната компонента на импулса на частиците  $p_t$  се определя от векторната сума на компонентите  $p_x$  и  $p_y$ . Детекторът CMS се състои от 5 цилиндрични пръстена, изграждащи централната част и две затварящи части.

CMS използва свръхпроводящ соленоидalen магнит, който създава магнитно поле 3.8 T вътре в магнита и около 1.8 T в стоманения магнитопровод. 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:

- 3 слоя силициеви пикселни детектори за регистриране на следите на заредените частици и измерване на прицелните параметри и позиции на върховете на вторичните взаимодействия; 10 слоя от силициеви микрострипови детектори с висока гранулираност, които заедно с пикселните детектори осигуряват прецизно определяне на импулсите на частиците;
- електромагнитен калориметър (ECAL), който е направен от кристали

от оловен волфрамат ( $PbWO_4$ ), който покрива район по псевдобързина до  $|\eta| < 3.0$ . В предната част на двете затварящи части на калориметъра е монтирана допълнителна детекторна система (preshower) за подтискане на сигнала на неутралните  $\pi$  мезони.

- Адронният калориметър (HCAL) покрива район с псевдобързина  $|\eta| < 3.0$ . Той е от сандвичов тип и е изграден от последователно редуващи се месингови абсорбери и сцинтилатори. В двете крайни части на детектора, адронната калориметрична система е допълнена от два предни калориметъра, които осигуряват покритие по псевдобързина до  $|\eta| < 5.0$ . Предните калориметри са изработени от стоманени абсорбери и кварцови влакна.
- Мюонната система е разположена извън намотката на магнита и е по-местена между конструкцията на стоманения магнитопровод.

## 2.2.1 Мюонна система

Детекторите за регистриране на мюони са разположени между елементите на конструкцията на магнитопровода, който освен това служи и като абсорбер. Системата е изградена от 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).

### 2.2.1.1 Дрейфови тръби (DT)

За регистриране на мюони в централната част на детектора, на CMS са изградени 4 мюонни станции, включващи DT и RPC. Първата мюонна станция е разположена непосредствено след магнита, а последната - извън магнитопровода. DT покриват район до  $|\eta| < 1.2$ . Пространствената разделителната способност на DT е от около  $100\mu m$  за  $r - \phi$  и около  $150\mu m$  по  $z$  и зависи от тъгъла, под който мюона пресича детектиращата равнина. Разделителната способност по време е 5 ns [13].

### 2.2.1.2 Катодни стрипови камери (CSC)

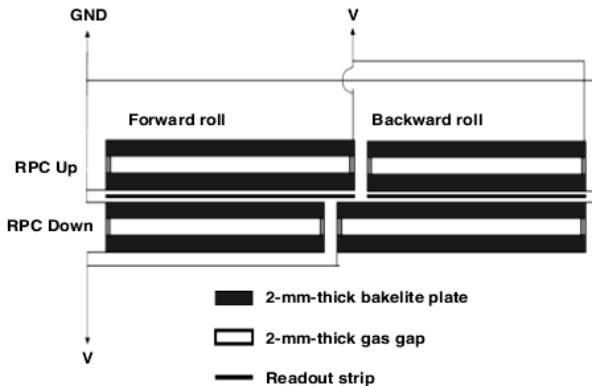
В двете затварящи части мюонната система е изградена от катодните стрипови камери (CSC) и RPC. CSC могат да бъдат фино сегментирани и освен това не се влияят силно от нееднородностите на магнитното поле. По псевдобързина CSC покриват район от  $0.9 < |\eta| < 2.4$ . Във всяка крайна затваряща част са изградени по 4 станции от камери, монтирани от лицевата част на стоманените дискове, перпендикулярно на посоката на спонга. Пространствената разделителна способност на CSC е  $75\mu m$  за камерите от най-вътрешните станции и около  $150\mu m$  за всички останали станции, като

зависи от ъгъла, под който мюонът пресича детектиращата равнина. Разделителната способност по време е 6 ns [13].

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 [14].

### 2.2.1.3 Камери със съпротивителни плоскости (RPC)

За да се осигури недвусмислено привързване на събитията към конкретно пресичане на групите от протони, времето за изработване на локалния сигнал от отделните детектори трябва да бъде много по-малко от 25 ns. Това е наложило изграждането на допълнителна тригерна система, включваща детектори с бърз отклика 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. В затварящите части RPC са инсталирани върху вътрешните 3 диска на мюонната система, разположени перпендикулярно на оста на спира. Системата от RPC покрива район по псевдобързина до  $|\eta| < 1.6$ . Състои се от 480 камери в централната част, които покриват активна площ от  $2285 \text{ m}^2$  и 432 камери в затварящите части, които покриват площ от  $668 \text{ m}^2$  [15]. Това прави RPC най-голямата детекторна система, участваща в CMS. CMS използва камери с двупроцепен дизайн (фигура 2.1), който включва два еднопроцепни модула монтирани един върху друг, които имат общи сигнални електроди. Газовият процеп между е с ширина 2 mm. Съпротивителните плоскости са изработени от бакелит, който има специфично съпротивление около  $10^{10} \Omega \cdot \text{cm}$ . Външните повърхности на двете плоскости са покрити с тънък графитен слой, върху който се прилага захранващо напрежение от около 9.6 kV [15, 16]. Между плоскостите се създава силно електрично поле от порядъка на 5 kV/mm. При преминаването на заредена частица през чувствителния обем 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. 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 хекслафлуорид ( $\text{SF}_6$ ). Добавянето на водни пари към работната смес, така че да



Фигура 2.1: Схема на двупроцепна камера със съпротивителни плоскости с два отделни модула - преден и заден

се постигне относителна влажност на сместа от около 40% – 50%, позволява допълнително контролиране на повърхностното съпротивление на бакелитовите плоскости. 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 голям поток от ионизиращи частици  $\sim 1 \text{ kHz/cm}^2$ .

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). Така за цялата система от RPC общият брой канали надхвърля  $10^5$  [15]. Ширината на сигналните електроди за камерите с тригърни приложения е от порядъка на сантиметри и за камерите, използвани на CMS тя варира от 2.3 до 4.1 см за камерите, разположени в централната част и от 1.7 до 3.6 см за камерите, разположени в затварящите части на детектора.

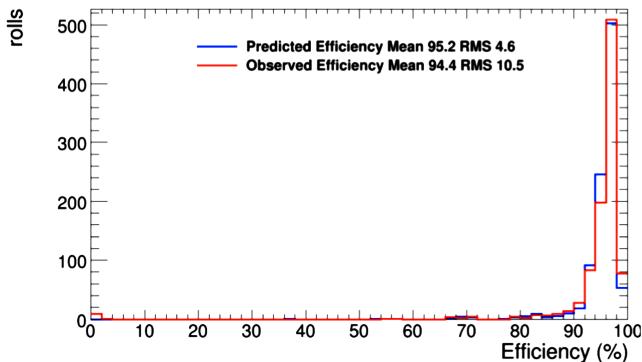
Разделителна способност по време на двупроцепните камери със съпротивителна плоскост, опериращи в лавинен режим е от порядъка на 2 ns [18].

### **3 Работа на системата RPC на CMS**

През 2010 година работните точки на захранващото напрежение на RPC бяха фиксирани на 9550 V за затварящите части и 9350 V за централната част [15] на детектора. Тези стойности са определени по време на конструирането и въвеждането в експлоатация на камерите на базата на данни от космични лъчи [17], [20]. За определяне на оптималното работно напрежение на камерите, както и за определяне на техни основни характеристики са използвани експериментални данни, събрани през 2010 до 2012 година.

#### **3.1 Определяне ефективността на камерите и размера на клъстерите**

Ефективността на камерите е определена с помощта на метода на екстраполираните сегменти [20]. Реконструираните трекови сегменти в DT или CSC се екстраполират линейно до равнината, в която са разположени сигналните електроди на RPC. За всяко екстраполирано попадение се търси съвпадение с най-близкия клъстер. 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. Освен определяне на ефективността на камерите, методът позволява и определяне на пространствената разделителна способност на RPC . Разликите между екстраполираната точка и центъра на клъстера, определени в равнината на сигналните RPC електроди не надвишават две ширини на сигналните електроди. Разликите зависят най-вече от ширината на сигналните електроди и размерите на клъстерите [21]. Методът на екстраполираните сегменти позволява освен ефективност на камерите да се определи и размера на клъстерите от сработили сигнални електроди. Размерът на клъстера се определя от броя едновременно сработили съседни сигнални електроди в отговор на преминаването на една частица през чувствителния обем на детектора. Размерът на клъстерите зависи от ширината на сигналните електроди и от работните параметри на камерите: големината на приложеното високо напрежение, състав на работната газова смес, позицията на попадане на мюона върху сигналния електрод, както и от ъгъла на падане на мюона спрямо равнината



Фигура 3.1: 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.

на сигналните електроди. При сблъсъците, осъществявани на LHC, повечето мюони попадат перпендикулярно спрямо детектиращите нива на камерите, като отклоненията не надвишават  $20^\circ$ . Както е показано на фигура (3.3), типичният размер на клъстериите от сработили електроди е 2.

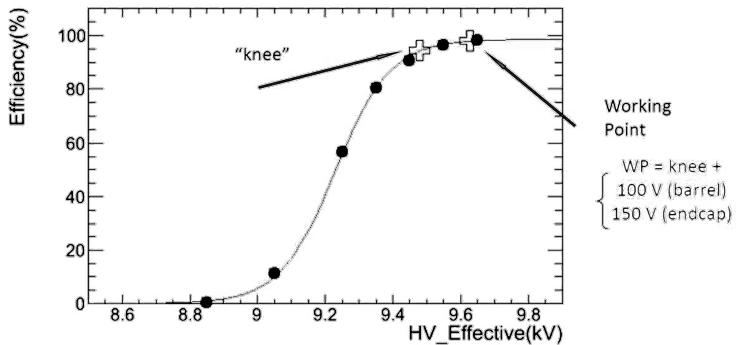
На фигура 3.1 като пример са показвани ефективностите, определени в края на 2011 година, за всички RPC модули от централната част на детектора.

## 3.2 Определяне на оптимално работно напрежение на камерите

През 2011 и в началото на 2012 година се проведоха специални набори на данни с различни стойности на напрежението. Целта е да се определи ефективността на камерите като функция 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 [17]:

$$HV_{eff}(P, T) = HV \cdot \frac{P_0}{P} \cdot \frac{T}{T_0} \quad (3.1)$$

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



Фигура 3.2: Ефективност на камерата като функция от приложеното високо напрежение. За проведените изследвания са набрани данни, отговарящи на  $5.72 \text{ pb}^{-1}$ .

$HV_{eff}$  е ефективната стойност на напрежението. Доминиращ ефект в тази корекция имат вариациите на атмосферното налягане [21].

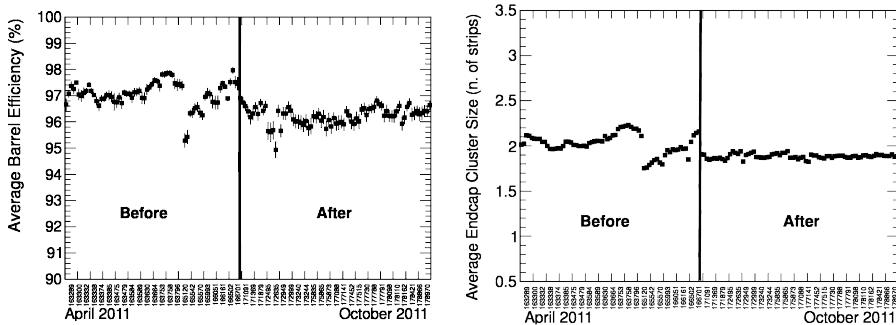
При проведеното сканиране са измерени ефективностите на камерите за 11 различни стойности на напрежението в интервала от 8.5 kV до 9.7 kV. Зависимостта на ефективността на камерите от подаденото високо напрежение (фигура 3.2) може да се фитира със сигмоид:

$$\epsilon = \frac{\epsilon_{max}}{1 + e^{-\lambda(HV_{eff} - HV_{50\%})}} \quad (3.2)$$

където  $\epsilon_{max}$  е максималната ефективност,  $\lambda$  е коефициент, определящ наклона на кривата, а  $HV_{50\%}$  е стойността на напрежението, при което ефективността на камерата достига 50% от максималната си стойност. „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 отразяват различните тригерни алгоритми в централната част и в затварящите части.

### 3.3 Стабилност на детектора

В средата на 2011 година бяха въведени автоматични корекции към прилаганото високо напрежение, които отчитат промяната на температурата и



Фигура 3.3: 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 електроди) като функция на времето за същия период. Зависимостта от времето е представена в термини на номер на съответните набори, а с вертикална линия е отбелязана границата преди и след въвеждането на автоматичните корекции към работното напрежение.

атмосферното налягане на околната среда [15]. На фигура 3.3 са показани резултатите от прилагането на автоматичните корекции. Както може да се забележи от фигура 3.3 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, което дава своя принос в стойностите на ефективността на камерите. На фигура 3.3 вдясно са показани средните стойности на размерите на формирани клъстери 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.

### 3.3.1 Честота на сработване на сигналните електроди и 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. 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 може да „маскира“ сигнала, идващ от конкретния електрод, като увеличи зададения праг на предуславителя. Обикновено това се прави ако броят на сработванията надвишава  $100 \text{ Hz/cm}^2$ . Условията за работа на камерите се подбират така, че средният брой сработванията на сигналните електроди камерата да се запазва не повече от  $0.1 - 0.2 \text{ Hz/cm}^2$  [22]. 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.

### 3.4 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.

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) [23].

Към вече изредените до тук работни параметри на детектора се следи и състоянието на следните величини или характеристики на камерите: ток в камерите, синхронизация и асоцииране към конкретен сблъсък, брой индивидуални сработвания на сигналните електроди в камерите, размер на кълстерите, температура и налягане, влажност на помещението, състоянието на работната газовата смес, състоянието на другите детектори, както и всяка една непредвидена ситуация.

Събраните данни се одобряват и сертифицират като годни за физичен анализ от детекторния експерт на всяка една детекторна система. Одобрените данни формират два основни набора - мюонни, при набора на които, всички мюонни детектори плюс пикселния 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. Задължително се прави задълбочен анализ на възникналите проблеми и при възможност влиянието им върху качеството на данните се компенсира чрез добавяне на различни корекции при переконструирането на събитията.

# 4 МК моделиране на RPC системата на CMS

Критична част при всеки един анализ е успешното разделяне на детекторните ефекти от реалните физични процеси, вследствие на взаимодействие на частиците от ускорените спонове. На базата на анализите на експериментални данни, функционирането на детектора CMS е изучено в детайли и получените резултати са заложени в софтуера, използван за МК моделиране на CMS. Освен това моделирането на отклика на детектора се използва и при анализа на текущата надстройка на системата от RPC на CMS.

В последните десетина години са предложени различни МК техники за моделиране функционирането и оптимизиране на дизайна на 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. Експериментално определените стойности на основните характеристики на камерите дават възможност за разработването и прилагането на параметризиран МК модел на отклика на системата от RPC.

## 4.1 Основни МК параметри на системата от RPC и периоди на валидност

Алгоритъмът за моделиране на отклика на системата от RPC използва четири основни параметъра [29], а именно:

- *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.

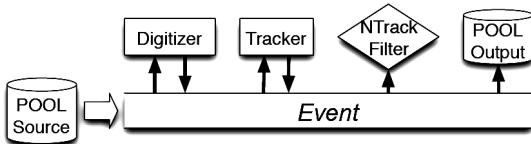
Естествено е при промяната на различните режими на работа на LHC - различни енергии, повишаване на интензивността на спноповете и съответно по-висока светимост, стойностите на параметрите да се променят. От стартирането на LHC до края на 2011 година са използвани три основни параметрични набора:

- 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 [30], както и от анализа на космични данни, събрани през 2009 година [17, 20]. На базата на получените резултати са фиксирани първоначалните стойности на МК параметрите: ефективност за всеки един RPC модул 95%, шум за всеки един сигнален електрод  $0.05 \text{ Hz/cm}^2$ , разделителна способност по време 1.42 ns. Вероятностите за формиране на различни размери на кљъстерите са получени експериментално от анализ на космични данни [31].
- Малко след средата на 2010 година, бяха въведени нови набори от параметри, определени от анализа на събраните до момента експериментални данни.
- 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.

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

## 4.2 Софтуер на експеримента CMS

За обработка на данните и провеждането на специализираните анализи, експериментът CMS използва специален софтуер - CMSSW [10]. 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 манипулатии 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 4.1 е показана примерна опростена схема за обработка на данни със CMSSW.



Фигура 4.1: Примерна конфигурация за последователна обработка на данните със CMSSW.

Последователността на изпълнение на отделните софтуерни модули се конфигурира 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.

## 4.3 Стъпки при МК моделирането на отклика на системата RPC

### 4.3.0.1 Генериране на събития

За генериране на събития е използван генераторът на събития Pythia 6 [25]. С негова помощ са генериирани Дрел-Ян събития [32, 33] с два мюона в крайното състояние и инвариантна маса на двата мюона  $M > 60 \text{ GeV}/c^2$ . За да се намали времето за симулация и обема от данни, симулацията е ограничена в района  $|\eta| < 1.6$ , където са разположени RPC.

### 4.3.1 Моделиране на детектора

CMSSW има интерфейс към GEANT4 [34], 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 налиташите частици и др.. Крайният резултат от е информацията за попадение в активния обем на детектора.

#### 4.3.2 Отклик на детекторната електроника

В отговор на всяко попадение в активния обем на детектора се симулира сработване на един или няколко сигнални електрода. Информацията за синхронизация се използва за асоцииране на отклика на детектора към конкретен сблъсък. На същата стъпка се симулира и шума на детектора.

- Експериментално определените стойности на ефективността на RPC се използват като входни параметри при моделирането на отклика на системата от RPC. За целта средната стойност на ефективността на конкретния модул се присвоява като входен параметър на отделните сигнални електроди -  $\epsilon_{strip}$ . На практика алгоритъмът за дигитализиране използва случайно число  $\epsilon_{rnd}$  от равномерно разпределение между 0 и 1. Генерираното число се сравнява с  $\epsilon_{strip}$  и ако  $\epsilon_{strip} > \epsilon_{rnd}$  конкретният сигнален електрод се счита за сработил. В противен случай се смята, че попадението не е регистрирано от детектора и се преминава към обработката на следващото попадение.
- Размер на клъстера - за целта се използва емпирично определени разпределения за размера на клъстерите за всеки един RPC модул. Сигналният електрод се разделя формално на 5 ленти по неговата ширина. Координатите на попадението се използват за да се определи лентата, в която то е реализирано. За всяка една лента вероятностното разпределение  $f(x_i), i \in [1, 20]$  за формиране на различни размери на клъстерите е определено експериментално [31]. На практика алгоритъмът използва стойностите  $F(x_i) = \sum_1^{20} f(x_i)$ . 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 клъстера се центрира около сигналния електрод, върху който е попаднала частицата. Допълнителния брой сработили сигнални електроди се разпределят равномерно около централния електрод. Ако размерът на клъстера 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. На практика в едно събитие се записва информацията, събрана от 6 последователни времеви прозореца - 2 преди и 3 след централния бънч-кросинг.

За целите на симулацията се пресмята т.н. „симилирано време“, където се отчитат времето за прелитане на частицата от точката на взаимодействие до съответната камера, времето за разпространение на сигнала по дължината на електрода, а също и разделителната способност на детектора. Разделителната способност по време 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.

От друга страна се пресмята т.н. „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. Симилираното и детекторното времена се сравняват и според получената разлика се определя в кой времеви прозорец попада симилираното събитие.

- Шум - Досега за моделиране на системата от RPC са използвани два типа параметризация. Стандартната параметризация, включваща една и съща стойност от  $0.05 \text{ Hz/cm}^2$  за всички сигнални електроди, беше използвана до средата на 2011 г. След това в бяха въведени реалистични стойности на входните параметри на шума, определени от анализ на космични данни [17]. Симилираният брой случаи сработвания за конкретен стрип се генерира като случаен член от Поасоново разпределение със средна стойност  $\nu$ , където :

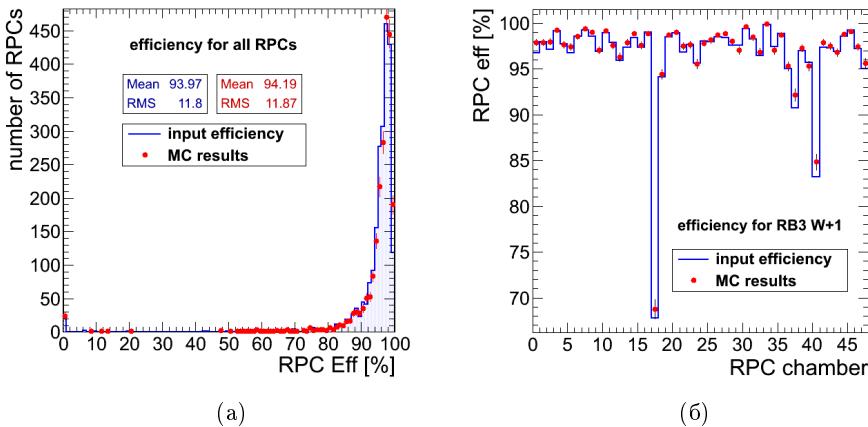
$$\nu = N_j S_{str} t \quad (4.1)$$

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

Симилираните случаи сигнали се разпределят равномерно във времевите прозорци около и в централния бънч-кросинг.

## 4.4 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 и валидиране на МК данните чрез сравняването им с експериментални данни.



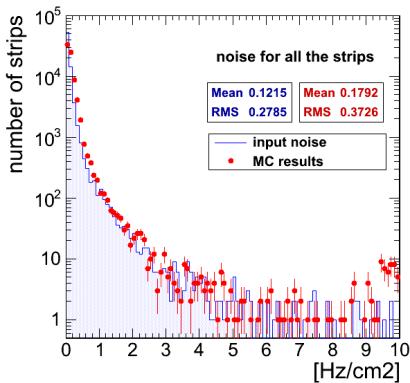
Фигура 4.2: (а) Сравнение между входните параметри за ефективност на камерите (непрекъсната линия) и МК резултатите (точки) за всички RPC модули; (б) Пример за ефективността на всички камери, разположени в едно ниво в централните пръстени. Две от камерите работят в еднопроцепен режим, което е причина за по-ниската ефективност. Както може да се види от фигурата МК модела описва добре този случай.

## 4.5 Валидиране на моделираните параметри

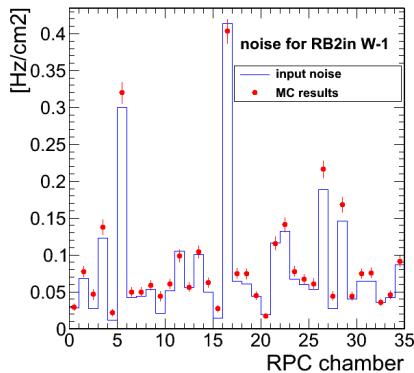
За целите на валидацията, моделираната ефективност на конкретен RPC модул е определена като отношението на броя събития с поне един сработил сигнален електрод в отговор на преминаването на симулиран мюон към пълния брой симулирани мюони, преминали през чувствителния обем на детектора. На фигура 4.2а е показано сравнение между входните параметри и симулираните ефективности за всички RPC модули. На фигура 4.2б е показан пример само за камерите, разположени на едно ниво на детектора. Забелязват се две камери, работещи в еднопроцепен режим, което е причина за по-ниската ефективност. Както се вижда на фигурата МК моделирането възпроизвежда добре този случай.

В МК модела, сигналите, дължащи се на шум се определя от броя на всички сработили сигнални електроди без симулирано попадение в чувствителния обем. На фигура 4.3а са показани резултатите от сравнението на симулирания шум с входните експериментално определени параметри за всички сигнални електроди, а на фигура 4.3б е показан конкретен пример за средния шум на камерите, разположени в едно ниво на детектора.

Сравнение между разпределенията, използвани като входни параметри при моделирането на размера на кълстерите и МК резултатите са показани на фигура 4.4а. На фигура 4.4б е показано сравнение между експериментал-

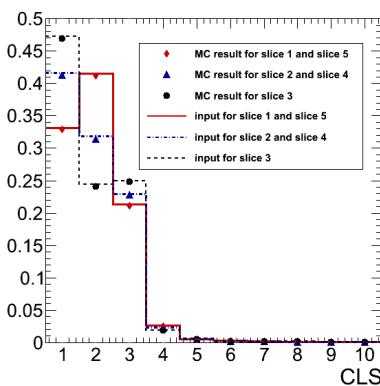


(a)

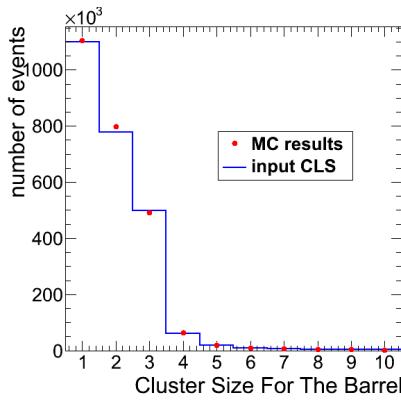


(б)

Фигура 4.3: Сравнение между експериментално определени (непрекъсната линия) входни стойности на шума и МК резултатите (точки); (а) Разпределение на стойностите на шума в  $\text{Hz}/\text{cm}^2$  за всички сигнални електроди; (б) Сравнение между експериментално определените (непрекъсната линия) средни стойности на шума в  $\text{Hz}/\text{cm}^2$  за всички RPC модула от трето ниво в един от централните пръстени и МК резултатите (точки).

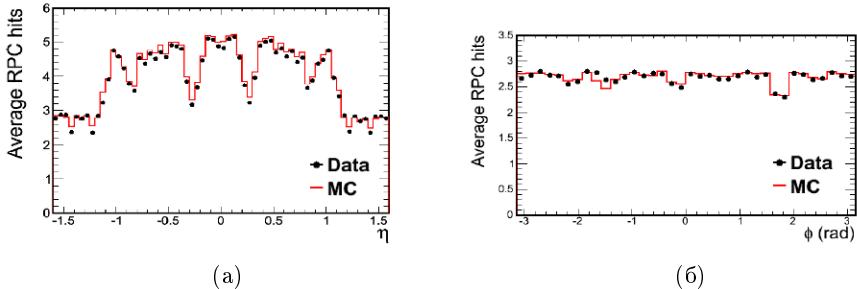


(а)



(б)

Фигура 4.4: Размер на клъстерите. С линии са показвани 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 клъстерите за всички камери от централната част.



Фигура 4.5: (а) Среден брой попадения в RPC модулите по дължината на траекториите на мюоните като функция от псевдобързината  $\eta$  за мюони с  $p_T > 20 \text{ GeV}/c$ , родени от разпадане на Z бозон; (б) Среден брой попадения в RPC модулите по дължината на траекториите на мюоните като функция от азимуталния ъгъл  $\phi$  за мюони с  $p_T > 20 \text{ GeV}/c$ , родени от разпадане на Z бозон. На фигурата експерименталните данни са показани с точки, а МК резултатите с непрекъсната линия.

но определените и симулираните размери на кљusterите за всички камери от централната част на мюонната система.

## 4.6 Валидиране на МК данните

За да се валидира коректността на МК симулацията като цяло, реконструираните МК данни, получени с новите параметри са сравнение с експериментални данни. Към симулираните и към експерименталните данни е приложена една и съща процедура на подбор на мюонните кандидати. За целите на валидирането, средния брой мюонни попадения в RPC модулите, определен в МК данните 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  $\eta$ , а също така зависи и от ефективността за регистрация на камерите. На фигура 4.5 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  $\eta$  и азимуталния ъгъл  $\phi$ . Разпределението по тези стойности отразява геометричната ефективност на системата от RPC. Както се вижда от фигурата, МК модела описва добре системата.

## 5 Идентификация на мюонните кандидати

### 5.1 Видове мюонни трекове.

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. 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. Ако бъде открито поне едно съвпадение с треков сегмент в мюонните камери, разглеждания трек се квалифицира като трекерен мюон. 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. 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. Реконструираните по този начин мюонни кандидати се наричат глобални мюони [12, 14].

### 5.2 Идентификация на мюоните и първоначален подбор на събития

В зависимост от нуждите на отделните анализи към реконструираниите мюонни кандидати се прилагат допълнителни критерии за подбор, които оформят няколко различни типа мюонна селекция и идентификация. За целите на анализа, представен в тази дисертация, е използвана така наречената твърда селекция, която включва следните условия:

- Подбрани са само тези събития, 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. Върхът трябва да е реконструиран в рамките на  $|r| < 2$  см и  $|z| < 24$  см, където  $r$  и  $z$  са разстоянието в равнината  $(x, y)$  и съответно разстоянието по  $z$  между реконструирания връх и номиналната точка на взаимодействие. Налагането на това 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, от данните се избират само тези, в които повече от  $1/4$  от следите, реконструирани в трекера са с висока степен на качество;
- Напречният прицелен параметър  $d_{xy}$  на следата, реконструирана в трекера 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  $|d_z| < 0.5$  см;
- При изолиране на мюоните се използват само резултатите от относителната изолация във вътрешния треков детектор, т.е. сумата от напречните импулси  $\sum_i p_{T,i}$  на всички следи, реконструирани около кандидата в конус с  $\Delta R < 0.3$  (без импулса на изолириания кандидат) да отговаря на условието:

$$\frac{\sum_i p_{T,i}}{p_T} < 0.1 \quad (5.1)$$

където  $p_T$  е напречният импулс на разглеждания мюон;

- Изискват 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.

# 6 Търсене на тежки неутрални бозони

## 6.1 Разпади на тежки резонанси до два мюона в крайното състояние

В дисертацията са представени резултатите от търсенето на указания за съществуването на частици, предсказани от няколко различни разширения на Стандартния модел: Търсене на  $Z'_{SSM}$  от Удължения стандартен модел (Sequential standart model - SSM) [36], търсене на  $Z'_\psi$ , от Теорията на Великото Обединение (Grand Unified Theory - GUT) [37] и търсене на Калуца-Клайн възбуждания на гравитона  $G_{KK}$  от моделите на Рандал-Сундрум (Randall-Sundrum - RS) [38, 39].

За целта са използвани данни от протон-протонни взаимодействия при енергия в център на масите  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ , съответстващи на интегрална светимост от  $4.1 \pm 0.2 \text{ fb}^{-1}$ . Резултатите са комбинирани с резултатите от анализа на данни от pp взаимодействия при  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  и интегрална светимост от  $5 \text{ fb}^{-1}$  [42].

В допълнение към тези два анализа е проведено търсене на нова векторна частица  $Z^*$ , преносител на тензорни взаимодействия [40, 41]. Този анализ се основава на  $20.65 \text{ fb}^{-1}$  pp взаимодействия, набрани от детектора CMS през 2012 г. при енергия  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ .

Възможна проява на съществуването на тежки векторни частици би било наблюдаването на тесни резонансни състояния, разпадащи се до двойка лептони [35]. 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 [32, 33]. Разпределението по ефективни маси на двойките мюони за маси  $M_{\mu\mu} > 120 \text{ GeV}/c^2$  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 зараж-

дане на  $Z'$ , умножено по относителната вероятност за разпад на два мюона, към сечението за раждане на  $Z^0$ <sup>1</sup>, умножено по съответната относителна вероятност, т.e.:

$$R_\sigma = \frac{\sigma(Z') \times BR(Z' \rightarrow \mu^+ \mu^-)}{\sigma(Z^0) \times BR(Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)} = \frac{\epsilon(Z^0)}{\epsilon(Z')} \times \frac{N(Z')}{N(Z^0)} \quad (6.1)$$

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 регистрация за  $Z'$  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 тригърната ефективност, както и ефективността за офлайн реконструкция са сведени единствено до тяхната зависимост от инвариантната маса на двойките мюони.

## 6.2 Анализ на фоновите процеси от СМ

В конкретния анализ, указанията за съществуване на евентуални тежки резонанси е съсредоточено в 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. Във фона, създаван от процесите от СМ, доминиращ принос имат Дрел-Ян процесите, в които се раждат два мюона. Следващия по значимост фонов процес са събитията с раждане на двойки  $t\bar{t}$ . На практика родените  $t$  кварки се разпадат веднага и следите на лептоните могат да бъдат проследени до върха на първичното взаимодействие. По тази причина е трудно да се оцени какъв е процента на двойките мюони, родени от разпадите на  $t$  кварките спрямо основния Дрел-Ян фон.

<sup>1</sup> Въведеното тук означение  $Z^0$  съответства на бозона  $Z$  от СМ.

Съществуват и други процеси, при които следите на два лептона могат да бъдат проследени към един и същ връх на взаимодействие (така наречените бързи лептони). Такива процеси са раждането на единични  $t$  (или  $\bar{t}$ ) кварк със или без асоциирано раждане на  $W$  бозон. Значим е приносът и на двубозонни събития - WW, WZ, ZZ.

## 6.3 Подбор на събития

В настоящия анализ са използвани само събития, 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 район до  $|\eta| < 2.1$ . Мюонния кандидат трябва да бъде реконструиран като глобален и като трекерен мюон и за да попадне в платото на тригерната ефективност трябва да има напречен импулс  $p_T > 45 \text{ GeV}/c$ . За събития, в които двойката мюони изпълнява горните условия, тригерната ефективност е около 97% за целия спектър от реконструирани двумюонни инвариантни маси [43]. 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;

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. 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 CM, като например приноса от двубозонни (WZ, ZZ) събития.

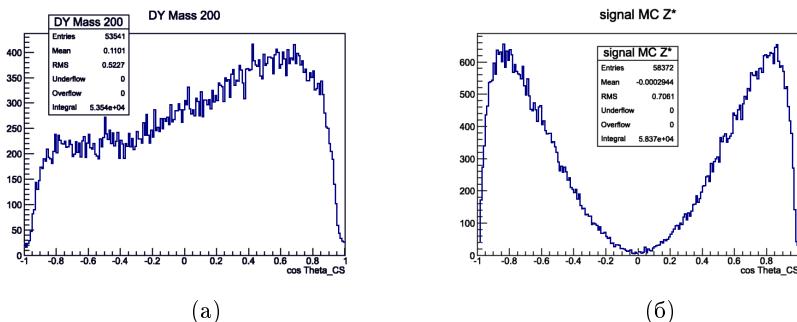
В събитията, в които има повече от една двойка мюони, удовлетворяваща критериите за подбор, се избира двойката с най-голяма инвариантна маса.

За редуциране на ефекта от комбинаторни или насложени събития се изиска трековете на двата мюонни кандидата да формират общ връх. За реконструиране и определяне на качеството на общия връх, алгоритъмът из-

ползва Калманов филтър [27], като от реконструираните двойки се избират само тези, за които  $\chi^2/\text{ndof}$ , 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, че Ѹгълът сключен между импулсите на двета мюона да бъде по-малък от  $\pi - 0.02 \text{ rad}$ .

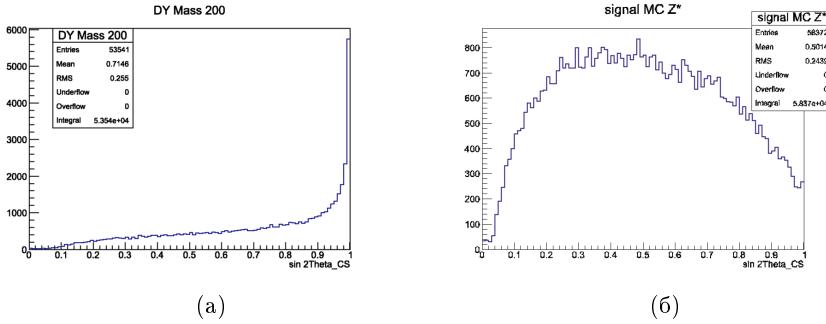
При търсенето на бозоните  $Z'$  и  $G_{KK}$  е приложен еднакъв подбор на двумюонните събития и еднакви критерии за подбор на мюоните. В анализът, свързан с търсенето на бозона  $Z^*$ , е приложен допълнителен критерий за селекция на двойките мюони, базиран на характерните Ѹглови разпределения на Ѹгъла на разлитане на мюоните, определен в системата на покой на бозона. В системата на покой на бозона разпределенията по косинуса от Ѹгъла на разлитане имат вида, показан на фигура 6.1 (Получените резултати са от анализ на МК данни). На фигура 6.1а е показан случая за Дрел-Ян процеси с ефективна маса на двета мюона  $M_{\mu\mu} > 200 \text{ GeV}/c^2$ , а на фигура 6.1б за събития с  $Z^*$  с маса  $M_{Z^*} = 425 \text{ GeV}/c^2$ .



Фигура 6.1: Разпределение по  $\cos$  от Ѹгъла на излитане на мюоните, определен в системата на покой на бозона, определена по отношение на налиганция 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.

Интерес представляват и разпределенията на величината  $\sin^2\theta^*$ , които са показани на фигура 6.2. Анализът на МК данни показва, че при прилагане на допълнителен филтър, пропускащ единствено събития, за които е изпълнено  $\sin^2\theta^* < 0.9$ , фонът от Дрел-Ян процеси може да бъде редуциран с около 34%, докато  $Z^*$  събитията намаляват с около 4% от първоначалния им брой.

Тъй като Ѹгълът  $\theta^*$  е пряко свързан с псевдобързината  $\eta$ , може да се използва разпределението по  $\Delta\eta = \eta(\mu^-) - \eta(\mu^+)$ . Прилагането на филтър, пропускащ единствено събития, при които  $|\eta| > 0.8$  има същия ефект като



Фигура 6.2: Разпределение по  $\sin^2 \theta$  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  $425 \text{ GeV}/c^2$ .

прилагането на филтър по  $\sin^2 \theta^* < 0.9$ .

Допълнителен критерий за селекция може да бъде ъгълът  $\Delta\phi$ , който сключват двата мюона в равнината  $(x, y)$ . Резултатът от 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.

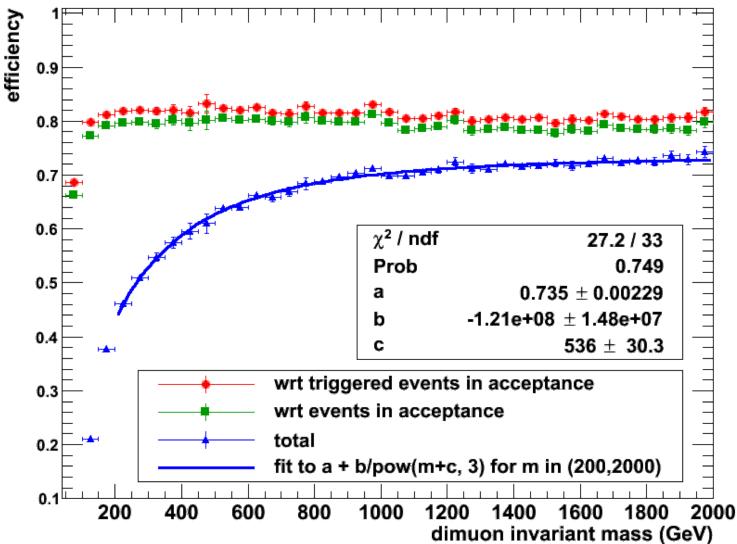
## 6.4 Обща ефективност за реконструкция и идентификация на мюоните

На фигура 6.3 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). Резултатите, показани на фигурата са получени от анализ на МК данни с Дрел-Ян събития.

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:

$$f(M_{\mu\mu}) = a + \frac{b}{(M_{\mu\mu} + c)^3} \quad (6.2)$$

Общата ефективност за възстановяване на събития, определена за данните, набирани през 2011 г. е по-висока с около 10%. Основна причина за



Фигура 6.3: 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 (тригерна, 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  $\text{GeV}/c^2$ .

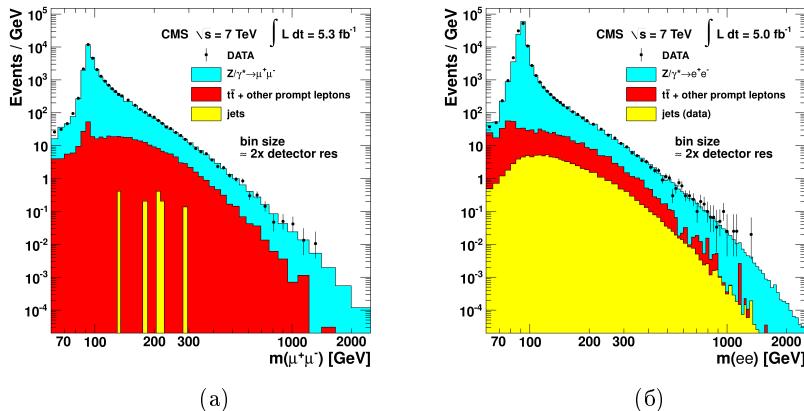
това е въведеното през 2012 г по-стриктно условие за поне 9 активирани нива в силициевия стрипов детектор.

## 6.5 Резултати

### 6.5.1 Тежки векторни бозони и Калуца-Клайн възбуждания на гравитона - граници на изключване

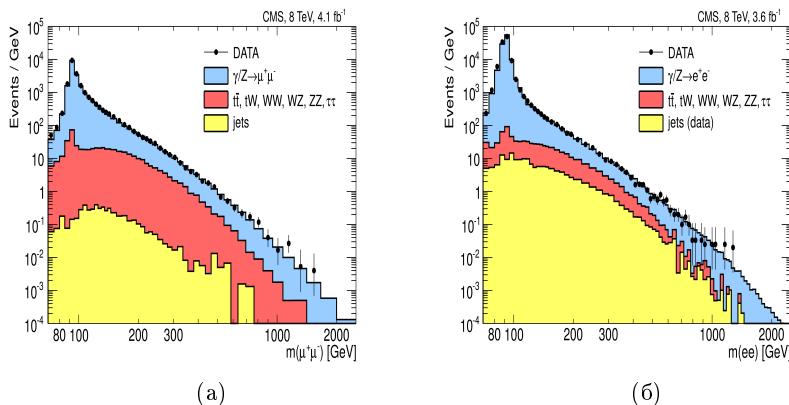
На фигури 6.4а и 6.5а са показани масовите разпределения на двойките мюони, преминали всички критерии за подбор. Разпределенията са получени от анализ на  $5.3 \text{ fb}^{-1}$  pp данни, събрани през 2011 г. и  $4.1 \text{ fb}^{-1}$  pp данни, събрани през 2012 г. Оценката за приноса на фона от СМ е получен от МК данни. Относителните приноси на различните фонови компоненти от СМ са нормирани съобразно теоретично определени сечения за тези процеси. За

пълнота на изложението на фигури 6.4б и 6.5б са показани и резултатите в двуелектронния канал, като анализът е на база  $5.0 \text{ fb}^{-1}$  данни, набрани при енергия  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  и  $3.6 \text{ fb}^{-1}$  данни, набрани при енергия  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  [42, 43]. В таблици 6.1 и 6.2 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  $M_{\mu\mu} > 200 \text{ GeV}/c^2$ .



Фигура 6.4: Спектър по инвариантни маси в (а) двумюонния и (б) двуелектронния канал. Резултатите са от анализ на данни в обем на  $5 \text{ fb}^{-1}$ , 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 ( $Z/\gamma^*$ ), 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 [42].

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 подбор на мюоните, а така също и от отношението  $R_\epsilon$  между геометричните ефективности за регистриране на  $Z'$  и  $Z$ . Във високия масов диапазон неопределеността, внасяна от общата ефективност за подбор на лептоните доминира над неопределеността, внасяна от  $R_\epsilon$ . След отчитане на неопределеностите, внасяни от функциите на разпределение на партоните, общата неопределеност при определянето на  $R_\epsilon$  е 3% в двумюонния канал и 8% в двуелектронния. Ефектите от погрешно реконструиране на мюони, 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 [43].



Фигура 6.5: Спектър по инвариантни маси в (а) двумюонния и (б) двуелектронния канал. Резултатите са от анализ на „мюонни“ данни в обем от  $4.1 \text{ fb}^{-1}$  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 ( $Z/\gamma^*$ ), 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 [43].

На фигура 6.6 са показани горните граници на наблюдение и очаквани стойности в  $68\% \text{ CL}$  и  $95\% \text{ CL}$  за отношението  $R_\sigma$  (6.1), 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) [25, 26], като е използван набора от функции на разпределение на партоните CTEQ6.1 [24].

### 6.5.2 Тензорни взаимодействия

На фигура 6.7 са представени експериментално получените масови спектри за двойки мюони с противоположен знак, получени от анализ на  $20.65 \text{ fb}^{-1}$  (фигура 6.7). Към събитията е приложен допълнителен филтър, пропускащ единствено двойки, за които е изпълнено  $\sin^2 \theta^* < 0.9$  и  $\Delta\phi = |\phi| \pm 0.25$ .

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  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  ( $4.1 \text{ fb}^{-1}$ ) и  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  ( $5 \text{ fb}^{-1}$ ). Изключено е съществуването на такива бозони на ниво на достоверност  $95\%$  както следва [43]:

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

Таблица 6.1: Брой наблюдавани и очаквани двумюонни събития в контролния район от  $120 < M_{\mu\mu} < 200 \text{ GeV}/c^2$  и в района на търсene  $M_{\mu\mu} > 200 \text{ GeV}/c^2$  за данните, набирани при  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ . Общият фон е сума от събитията за всички описани по-горе процеси от СМ. Цитираните неопределености са средна квадратична сума от статистическите и систематичните неопределености [43].

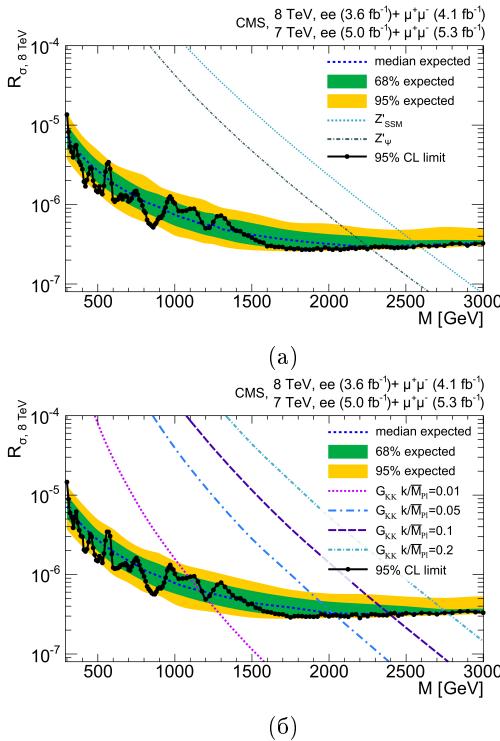
Източник	$120 - 200 \text{GeV}/c^2$	$> 200 \text{GeV}/c^2$
Експериментални данни	12030	2904
Общ фон	$12240 \pm 590$	$2970 \pm 260$
$Z/\gamma^*$	$10660 \pm 530$	$2200 \pm 220$
$t\bar{t}$ и други ароматно симетрични КХД събития	$1220 \pm 180$ $360 \pm 180$	$560 \pm 80$ $210 \pm 110$

Таблица 6.2: Брой наблюдавани и очаквани двуелектронни събития в контролния район от  $120 < M_{\mu\mu} < 200 \text{ GeV}/c^2$  и в района на търсene  $M_{\mu\mu} > 200 \text{ GeV}/c^2$  за данните, набирани при  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ . Общият фон е сума от събитията за всички описани по-горе процеси от СМ. Цитираните неопределености са средна квадратична сума от статистическите и систематичните неопределености [43].

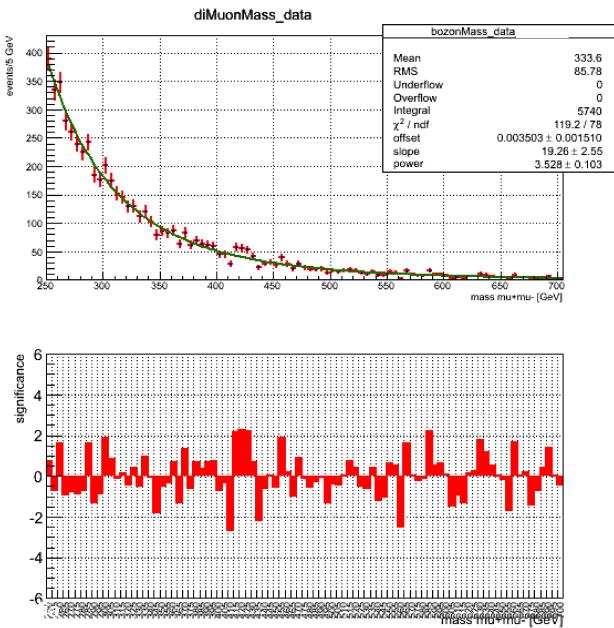
- За  $Z'_{SSM}$  с  $M_{Z'_{SSM}} < 2590 \text{ GeV}/c^2$ ;
- За  $Z'_\psi$  с маса  $M_{Z'_\psi} < 2270 \text{ GeV}/c^2$ ;
- За Калуца-Клейн възбуждания на гравитона  $G_{KK}$  от моделите на Рандал-Сундрум с  $k/M_{Pl} = 0.1 (0.5)$ , съответно с маси  $M_{G_{KK}} < 2390 (2030) \text{ GeV}$ .
- Не се наблюдават указания за съществуването на частица, преносител на тензорни взаимодействия с маса  $M_{\mu\mu} > 200 \text{ GeV}/c^2$ . Наблюдава се малък излишък от събития над фона в района на  $M_{\mu\mu} = 425 \text{ GeV}/c^2$  със статистическа значимост около две стандартни отклонения.

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

Таблица 6.3: Масови граници на изключване в 95% CL за специфичните модели, получени от анализ на двулентонни данни при енергии  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  и  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  поотделно, а също така и резултатите от анализа на комбинираните данни [43].



Фигура 6.6: Граници на изключване за отношението  $R_\sigma$  между сеченията за раждане, 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. Защрихованите участъци съответстват на очакваните граници съответно в 68% CL и 95% CL [43].



Фигура 6.7: Разпределение по инвариантна маса на двойки мюони. Резултатите са получени от анализ на данни в обем от  $20.65 \text{ fb}^{-1}$ . На първия ред са представени експерименталните данни и фита в масовия интервал  $250 - 700 \text{ GeV}/c^2$ . На втория ред: Оценка на локалната значимост на евентуалния излишък от събития за съответния масов бин.

# 7 Заключение

## 7.1 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 кълстериите 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 детекторът 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, проптичащ 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. ( $30 \text{ fb}^{-1}$ ). 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  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  ( $4.1 \text{ fb}^{-1}$ ) и  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  ( $5 \text{ fb}^{-1}$ ). Изключено е съществуването на такива бозони на ниво на достоверност 95% както следва:
  - (a) За  $Z'_{SSM}$  с  $M_{Z'_{SSM}} < 2590 \text{ GeV}/c^2$ ;
  - (b) За  $Z'_\psi$  с маса  $M_{Z'_\psi} < 2270 \text{ GeV}/c^2$ ;
  - (в) 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 представените 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.
- 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  $4 \text{ fb}^{-1}$  (от общо  $30 \text{ fb}^{-1}$ )
- Анализ на събития, включващи два мюона в крайното състояние.

## 7.2 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  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  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  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  and  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$* , *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***

## 7.3 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*, TESHEP2010: Trans-European School of High Energy Physics, 7-14 Jul 2010, Izvorani (Romania)

### **7.3.1 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

## 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] Sheldon L. Glashow, *Partial-symmetries of weak interactions*, *Nucl. Phys.* **22** (1961) 579–588
- [4] Steven Weinberg, *A Model of Leptons*, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1264–1266
- [5] 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
- [6] Peter W. Higgs, *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*, *Phys. Lett.* **13** (1964) 508–509
- [7] F. Englert and R. Brout, *Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons*, *Phys. Lett.* **13** (1964) 321–323
- [8] 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*
- [9] 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
- [10] The CMS Collaboration et al, *The CMS experiment at the CERN LHC*, *JINST* **3** (2008) S08004
- [11] The ATLAS Collaboration et al, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, *JINST* **3** (2008) S08003

- [12] CMS Collaboration, *Technical Design Report*, **CERN/LHCC 2006-001** (2006);
- [13] 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*
- [14] CMS Collaboration, *Performance of CMS muon reconstruction in pp collision events at  $\sqrt{s} = 7$  TeV*, *JINST* **5** (2012) P10002, *arxiv:1206.4071*
- [15] 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*
- [16] Б.Павлов, *Разработване и изследване на характеристиките на на камери със съпротивителна плоскост за детектора CMS*
- [17] CMS Collaboration, *Performance study of the CMS Barrel Resistive Plate Chambers with Cosmic Rays*, *JINST* **5** (2010) T03017, *arXiv:0911.4045v2*
- [18] 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
- [19] 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
- [20] CMS Collaboration, *The CMS RPC project, results from 2009 cosmic-ray data*, *Nucl. Instr. Meth. A* **661** (2012) S19–S22
- [21] 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*
- [22] S. Costantini et al., *Noise Monitoring Tools with RPC Online and Offline Data*, *CMS IN 2010/002* (2010)
- [23] L Tuura et al., *CMS data quality monitoring: Systems and experiences*, *J. Phys.: Conf. Ser.* **219** (2010) 072020
- [24] Jonathan Pumplin et al., *New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis*, *JHEP* **07** (2002)012
- [25] T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, *PYTHIA 6.4 physics and manual*, *JHEP* **05** (2006)026

- [26] CMS collaboration, *Measurement of the Underlying Event Activity at the LHC with  $\sqrt{s} = 7$  TeV and Comparison with  $\sqrt{s} = 0.9$  TeV*, *JHEP* **09** (2011)109 *arXiv:1107.0330*
- [27] CMS collaboration, *Vertex Fitting in the CMS Tracker*,
- [28] 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/>
- [29] 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*
- [30] M. Abbrescia et al., *Cosmic ray tests of double-gap resistive plate chambers for the CMS experiment*, *Nucl. Instr. Meth. A* **550** (2005) 116
- [31] A. Colaleo et al., *First measurements of the performance of the Barrel RPC system in CMS*, *Nucl. Instr. Meth. A* **609** (2009) 114–121
- [32] 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
- [33] Sidney D. Drell and Tung-Mow Yan, *Massive Lepton-Pair Production in Hadron-Hadron Collisions at High Energies*, *Phys. Rev.* **25(13)** (1970) 902
- [34] S. Agostinelli et al. (Geant4 Collaboration), *Geant4 a simulation toolkit*, *Nucl. Instr. Meth. A* **5066** (2003) 250
- [35] Thomas G. Rizzo, *Z' Phenomenology and the LHC*, *arXiv:hep-ph/0610104*
- [36] G. Altarelli, B. Mele, and M. Ruiz-Altaba, *Searching for New Heavy Vector Bosons in  $\text{mathrm}{pp}$  Colliders*, *Z. Phys. C45* (1989) 109, doi:10.1007/BF01556677
- [37] 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*
- [38] L. Randall and R. Sundrum, *An Alternative to Compactification*, *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) 4690–4693 *arXiv:hep-th/9906064*
- [39] 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*

- [40] M. V. Chizhov, Gia Dvali, *Origin and phenomenology of weak-doublet spin-1 bosons*, *Phys. Lett. B* **703** (2011) 593–598
- [41] 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*
- [42] 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*
- [43] 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*