

Univerzita Pavla Jozefa Šafárika v Košiciach  
Prírodovedecká fakulta



ŠTÚDIUM  $h$ - $\phi(1020)$  KORELÁCIÍ V  
PROTÓNOVO-PROTÓNOVÝCH  
ZRÁŽKACH PRI ENERGII 13 TeV V  
EXPERIMENTE ALICE NA  
URÝCHĽOVAČI LHC V CERN

PRÁCA ŠVOČ

Košice 2016

Bc. Zuzana Reščáková

Univerzita Pavla Jozefa Šafárika v Košiciach  
Prírodovedecká fakulta



ŠTÚDIUM  $h$ - $\phi(1020)$  KORELÁCIÍ V  
PRŮTŮNOVO-PRŮTŮNOVÝCH  
ZRÁŽKÁCH PRI ENERGII 13 TeV V  
EXPERIMENTE ALICE NA  
URÝCHĽOVAČI LHC V CERN

PRÁCA ŠVOČ

Študijný odbor: Jadrová a subjadrová fyzika  
Školiteľ: RNDr. Marek BOMBARA, PhD.

# Obsah

<b>1</b>	<b>Úvod</b>	<b>4</b>
<b>2</b>	<b>Rezonancie</b>	<b>7</b>
2.1	Rezonancie v médiu . . . . .	8
2.2	Rezonancie v jete . . . . .	10
<b>3</b>	<b>ALICE experiment</b>	<b>12</b>
<b>4</b>	<b>Metóda merania</b>	<b>14</b>
4.1	Použité dáta . . . . .	14
4.2	Selekčné kritériá . . . . .	14
4.3	Metóda dvojčasticových korelácií . . . . .	15
4.4	Extrakcia signálu . . . . .	18
<b>5</b>	<b>Výsledky</b>	<b>21</b>
<b>6</b>	<b>Diskusia a záver</b>	<b>27</b>
	<b>Literatúra</b>	<b>28</b>

# Kapitola 1

## Úvod

Dnes už vieme, že základné stavebné jednotky hmoty sú kvarky, leptóny a prenášače interakcií (Obr. 1.1). Kvarkov poznáme šesť (up, down, strange, charm, bottom, top), pričom každý z nich sa môže vyskytovať v troch farbách (červená, zelená a modrá). Voľné kvarky nikdy neboli pozorované, vždy sa spájajú do zložitejších objektov, hadrónov, tak, aby výsledný hadrón bol farebne neutrálny. To znamená, že buď sa tvoria tzv. baryóny, častice, ktoré obsahujú tri kvarky (každý kvark musí mať iný farebný náboj) alebo sa vytvárajú mezóny, ktoré sú tvorené kvarkom a antikvarkom (jeden má farebný náboj a druhý zodpovedajúci antifarebný). Teoreticky by mohli existovať aj viazané stavy väčšieho počtu kvarkov ako tri. Experiment LHCb na urýchľovači LHC, potvrdil existenciu tetrakvarku ( $qq\bar{q}\bar{q}$ ) a pentakvarku ( $qqqq\bar{q}$ ) [1].

	mass →	charge →	spin →					
	≈2.3 MeV/c <sup>2</sup>	2/3	1/2	u	≈1.275 GeV/c <sup>2</sup>	2/3	1/2	c
				up	≈173.07 GeV/c <sup>2</sup>	2/3	1/2	t
					0	0	1	g
					≈126 GeV/c <sup>2</sup>	0	0	H
								Higgs boson
QUARKS	≈4.8 MeV/c <sup>2</sup>	-1/3	1/2	d	≈95 MeV/c <sup>2</sup>	-1/3	1/2	s
				down	≈4.18 GeV/c <sup>2</sup>	-1/3	1/2	b
					0	0	1	γ
								photon
	0.511 MeV/c <sup>2</sup>	-1	1/2	e	105.7 MeV/c <sup>2</sup>	-1	1/2	μ
				electron	1.777 GeV/c <sup>2</sup>	-1	1/2	τ
					91.2 GeV/c <sup>2</sup>	0	1	Z
								Z boson
LEPTONS	<2.2 eV/c <sup>2</sup>	0	1/2	ν <sub>e</sub>	<0.17 MeV/c <sup>2</sup>	0	1/2	ν <sub>μ</sub>
				electron neutrino	<15.5 MeV/c <sup>2</sup>	0	1/2	ν <sub>τ</sub>
					80.4 GeV/c <sup>2</sup>	±1	1	W
								W boson
								GAUGE BOSONS

Obr. 1.1: Tabuľka elementárnych častíc, ktoré popisuje Štandardný model.

Existencia hexakvarkov (t.j systém so šiestimi kvarkami ( $qqq\bar{q}\bar{q}\bar{q}$ )) sa zatiaľ expe-

rimentálne nepotvrdila. Leptónov poznáme taktiež šesť a to elektrón, elektrónové neutríno, mión, miónové neutríno, tau leptón a tau neutríno. Od kvarkov sa vo všeobecnosti líšia tým, že nenesú farebný náboj. Na rozdiel od kvarkov môžeme pozorovať aj voľné leptóny. Ku každému kvarku aj leptónu existuje antičastica- častica s rovnakou hmotnosťou a opačnými kvantovými číslami.

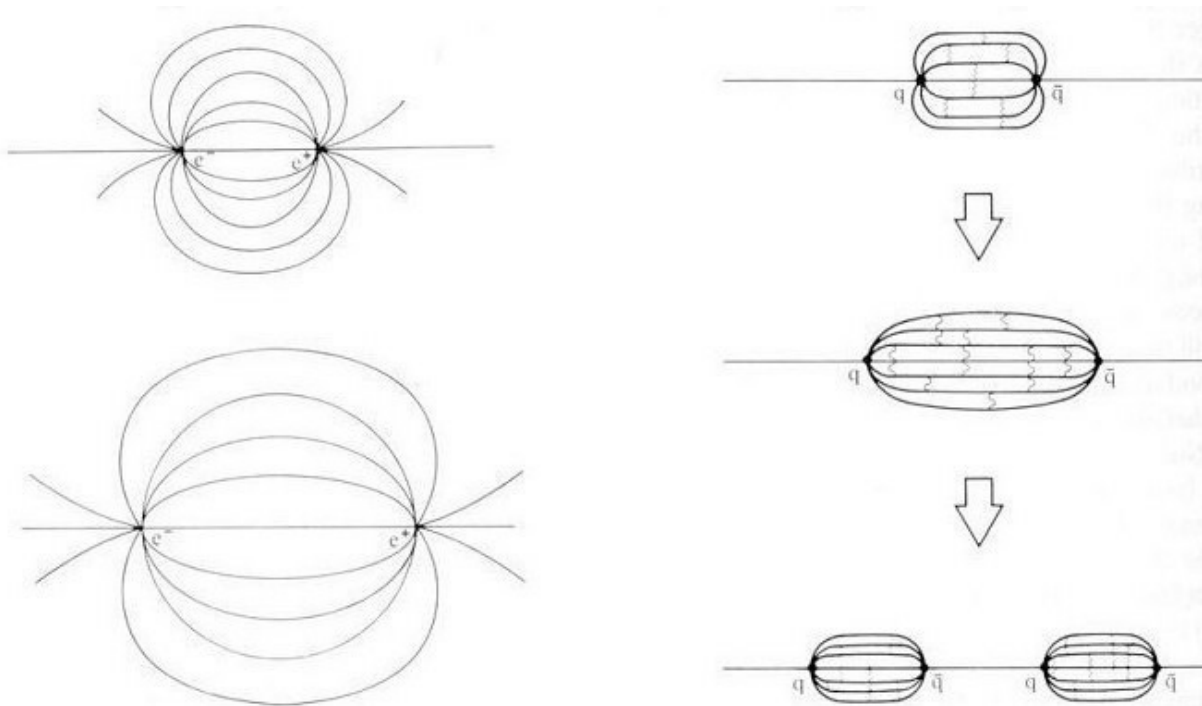
Aby náš svet mohol vyzeráť tak, ako ho poznáme, nestačia nám len častice na jeho opis, ale potrebujeme poznať aj sily, ktoré medzi nimi pôsobia. Poznáme štyri základné sily: gravitačnú, elektromagnetickú, silnú jadrovú a slabú jadrovú (Tabuľka 1.1). Gravitačnú silu môžeme vo svete elementárnych častíc zanedbať z dôvodu ich malých hmotností. Elektromagnetická pôsobí len medzi nabitými časticami a jej intermediárny bozón je neutrálny fotón. Silná jadrová sila pôsobí medzi farebne nabitými časticami a vďaka nej držia pokope hadróny, ale aj atómové jadro. Sprostredkujúajú ju gluóny, ktorých je osem a všetky nesú farebný náboj. Slabá interakcia má tri prenášače a to  $W^+$ ,  $W^-$  a  $Z^0$ , všetky sú veľmi hmotné (ako stredne ťažké atómové jadrá). Teória, ktorá popisuje elementárne častice, ich vlastnosti a vzájomné interakcie sa nazýva Štandardný model elementárnych častíc. Táto teória je v súčasnosti široko akceptovaná na základe výsledkov z experimentov, avšak určite nejde o konečnú teóriu kvôli množstvu parametrov, ktoré obsahujú (napr. hmotnosti častíc).

Tabuľka 1.1: Štyri základné sily. Intenzita je daná pri rovnakej vzdialenosti častíc pre všetky sily.

Sila	Intenzita	Teória	Prenášač
Silná	10	chromodynamika	gluón
Elektromagnetická	$10^{-2}$	elektrodynamika	fotón
Slabá	$10^{-13}$	vôňodynamika	W a Z bozóny
Gravitačná	$10^{-42}$	geometrodynamika	gravitón

Pri zrážkach častíc v urýchľovačoch získavajú partóny dostatočne veľkú energiu na to, aby sa od seba mohli separovať. Kvarky a gluóny sa k sebe priblížia veľmi blízko, keď vzdialenosť medzi dvomi kvarkami dosiahne  $10^{-15}$  m je energeticky výhodnejšie, aby sa medzi nimi vytvoril nový pár kvark-antikvark. Kvôli lepšej predstavivosti môžeme použiť strunový model z obr. 1.2, kde vidíme, že struny sa nafahujú a trhajú, čím vzniknú z jednej struny dve, čo zodpovedá vzniku jedného páru kvark-antikvark. Takto to pokračuje ďalej, pokiaľ je dostatok energie na

vytváranie nových párov. Takýto proces vytvárania nových partónov pri zrážke s dostatočnou energiou voláme fragmentácia. Vo fyzike ťažkých iónov rozlišujeme “in-vacuum” a “in-medium” fragmentáciu. Už z názvu je zrejmé, že ak vznikajú nové páry kvark-antikvark vo vákuu, ide o in-vacuum fragmentáciu. O in-medium fragmentácii hovoríme vtedy, ak ku vzniku nových častíc dochádza v médiu (partónová hmota). Médiom budeme označovať hmotu, ktorá vznikne v zrážke dvoch jadier a jej vlastnosti sú podobné ako vlastnosti teoreticky predpovedanej kvarkovo-gluónovej plazmy.



Obr. 1.2: Siločiarý poľa medzi elektrónom a pozitronom (vľavo) a siločiarý farebného poľa medzi kvarkom a antikvarkom (vpravo) .

Po fragmentácii sa kvarky a gluóny zoskupujú do zložitejších objektov, hadrónov. Tento proces sa nazýva hadronizácia. V detektore potom pozorujeme spŕšky hadrónov v úzkom priestorovom uhle, čo nazývame jet. Druhá spŕška, ktorá pochádza z druhého pôvodného kvarku, je v experimente v smere kolmom na os zrážky orientovaná opačne.

# Kapitola 2

## Rezonancie

Viazané stavy kvarkov sa nazývajú, ako už bolo spomenuté v predchádzajúcich kapitolách, hadróny. Niektoré hadróny majú rovnaké kvarkové zloženie. Podobne ako napr. vodíkový atóm má rôzne energetické úrovne, aj rovnaké kvarky môžu byť viazané rôzne. Kým však vo vodíkovom atóme sú rozdiely medzi jednotlivými energetickými úrovňami malé oproti celkovej hmotnosti atómu, v elementárnych časticách sú tieto rozdiely natoľko výrazné, že rôzne stavy považujeme za rôzne častice. Základné stavy väčšiny kvarkových kombinácií sú relatívne stabilné, to znamená, že sa rozpadávajú slabo alebo elektromagneticky. Existujú však aj excitované stavy týchto kvarkových kombinácií a tieto stavy sa nazývajú rezonancie.

Typická doba života rezonancií je okolo  $10^{-23}$  s. Príčinou ich krátkej doby života je skutočnosť, že sa rozpadajú pod vplyvom silnej interakcie. Rezonancie sa začali objavovať s nástupom nových urýchľovačov v 60-tych rokoch minulého storočia. Doposiaľ je známych viac ako 100 mezonových a baryonových rezonancií.

Kvôli krátkej dobe života sa rezonancie nedajú pozorovať priamo. Ich prítomnosť sa dá zistiť len na základe výpočtu invariantnej hmotnosti produktov rozpadu. To znamená, že ak v zrážke vznikla rezonancia, mali by sme ju vidieť ako pík v rozdelení invariantných hmotností kandidátov. Dobu života rezonancie určujeme pomocou tzv. rozpadovej šírky

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}$$

Rozpadová šírka reprezentuje pravdepodobnosť rozpadu častice za jednotkový čas. Obvykle sa pík rezonancie popisuje relativistickým Breit-Wignerovým rozdelením.

Rozlišujeme baryónové a mezonové rezonancie. Medzi baryónové patrí napr.  $\Delta(1232)$ ,  $\Sigma(1385)$ ,  $\Lambda(1520)$ ,  $\Xi(1530)$  (hodnota v zátvorke znamená hmotnosť rezonancie). Me-

zónové rezonancie sú napríklad tieto  $\rho$ ,  $\omega$ ,  $K^*(892)$ ,  $\phi$ . Základné parametre týchto rezonancií sú uvedené v tabuľke 2.1.

Tabuľka 2.1: Pre každú rezonanciu je uvedená hmotnosť ( $m$ ), rozpadová šírka ( $\Gamma$ ), izospin (I), podivnosť (S), spin (J), parita (P) a vetviaci pomer (BR).

	$m(GeV/c^2)$	$\Gamma(GeV)$	I	S	$J^P$	BR(%)
$\Delta(1232)$	1,232	0,120	3/2	0	$3/2^+$	$N\pi$ (100)
$\Sigma(1385)$	1,383	0,036	1	-1	$3/2^+$	$\Lambda\pi$ (88) $\Sigma\pi$ (12)
$\Lambda(1520)$	1,520	0,016	0	-1	$3/2^-$	$N\bar{K}$ (45) $\Sigma\pi$ (42) $\Lambda\pi\pi$ (10)
$\Xi(1530)$	1,533	0,010	1/2	-2	$3/2^+$	$\Xi\pi$ (100)
$\rho$	0,771	0,149	1	0	$1^-$	$\pi\pi$ (100)
$\omega$	0,783	0,0084	0	0	$1^-$	$\pi^+\pi^-\pi^0$ (89) $\pi^0\gamma$ (8)
$K^*(892)$	0,892	0,051	1/2	1	$1^-$	$K\pi$ (100)
$\phi$	1,019	0,004	0	0	$1^-$	$K^+K^-$ (49) $K_L^0K_S^0$ (35) $\pi^+\pi^-\pi^0$ (15)

## 2.1 Rezonancie v médiu

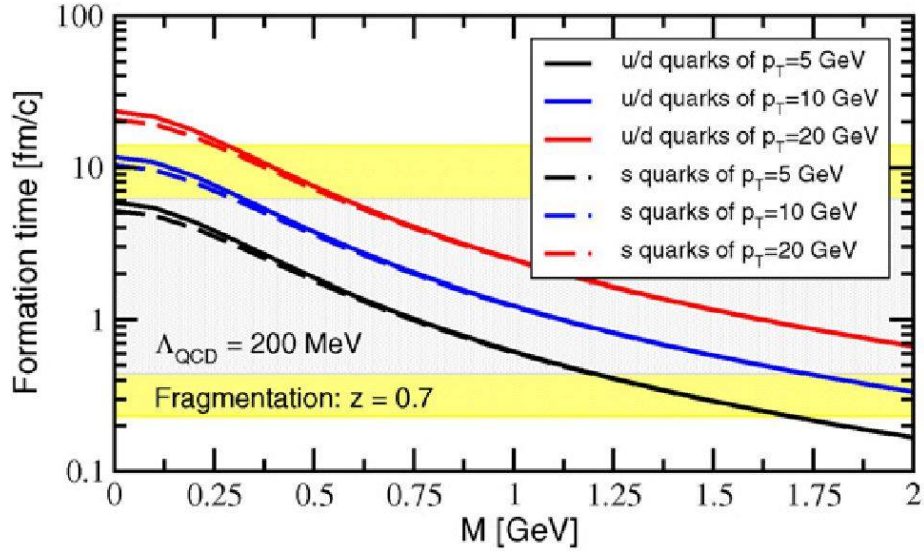
Hadrónové rezonancie môžu hrať ústrednú úlohu pri experimentálnom dôkaze čiastočného narušenia chirálnej symetrie vo fáze voľných kvarkov a gluónov produkovanej na RHICu a LHC. Ich doby života, ktoré sú porovnateľné s dobou života fázy partónovej plazmy, z nich robia neoceniteľným nástrojom na štúdium modifikácie média.

Experimenty ukázali, že finálne hadróny v relativistických hadrónových zrážkach sa neprodukujú v momente zrážky. Namiesto toho, vyžadujú konečný formačný čas, ktorý môže byť vnímaný ako čas potrebný na vybudovanie hadrónovej vlnovej funkcie tj. čas na vytvorenie vlnovej funkcie prekryvu zakladajúcich partónov:

$$\tau_{form} = \tau_0 \frac{E}{m} \quad (2.1)$$

Pričom  $\tau_0$  je doba života hadrónov,  $E$  a  $m$  sú jeho energia a hmotnosť. Zo vzťahu 2.1 vyplýva, že ťažšie hadróny vyžadujú kratší formačný čas a hadróny s veľkou hybnosťou sa formujú dlhšie (Obr. 2.1).



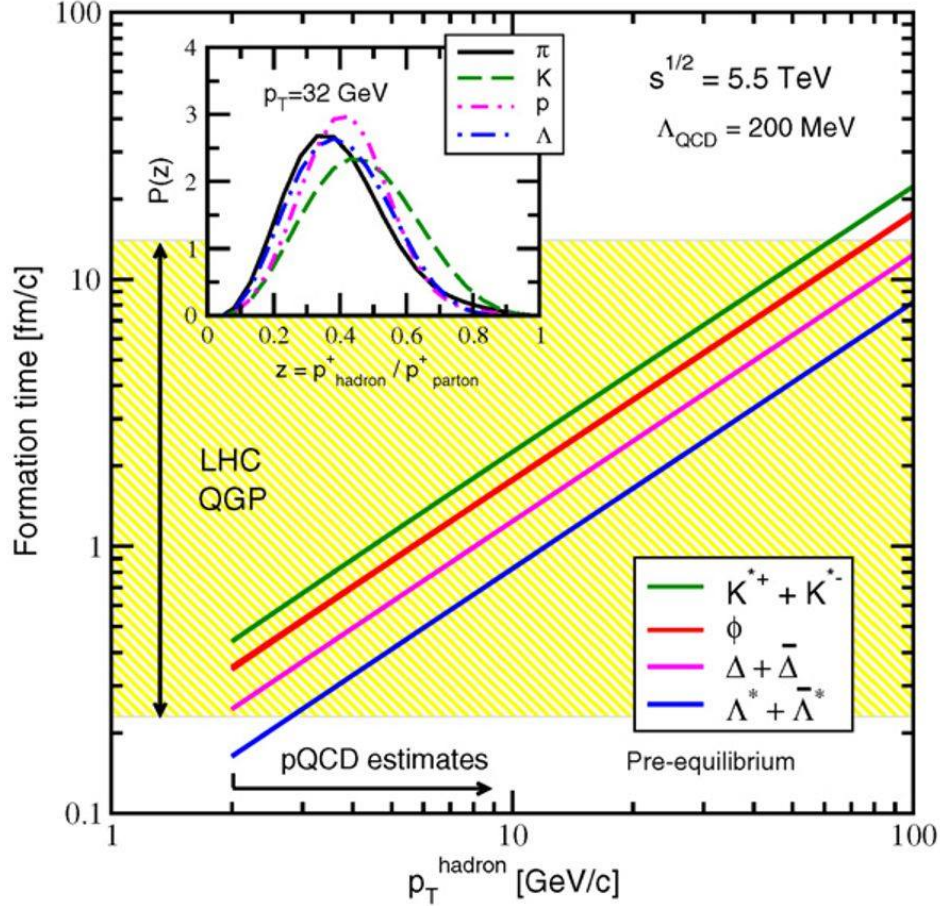


Obr. 2.1: Formačný čas ako funkcia hmotnosti hadrónov pre jednotlivé kvarky s rôznou priečnou hybnosťou a konštantnou zlomkovou hybnosťou  $z$  ( $z = p_{hadron}/p_{parton}$ ). Tieňované oblasti označujú horné a dolné medze pre dobu života partónovej fázy na RHICu a LHC [4].

V centrálnych jadrovo-jadrových zrážkach sa odhaduje doba života kvarkovo-gluónovej plazmy na RHICu 6,2 fm/c a na LHC 14 fm/c [3], čo je dostatočne dlhý čas na to, aby väčšina rezonancií vznikla a zanikla v plazme. Predpokladá sa, že ak rezonancia vznikne v médiu, jej vlastnosti (hmotnosť, šírka) budú modifikované prostredníctvom interakcií s okolitými partónmi. Ak sa šírka rezonancií v plazme zväčší, potom sa jej doba života skráti a zvýši sa pravdepodobnosť rozpadu rezonancie v médiu. Napr. mezón  $\phi$  má relatívne dlhú dobu života (45 fm/c), ak by však vznikol v plazme, jeho doba života by sa mohla skrátiť aj 10-krát, čo by mohlo byť experimentálne merateľné [6].

Nie celý interval  $p_T$  mezónov  $\phi$  by bol vhodný na meranie vlastností rezonancií vzniknutých v plazme. Pre malé hybnosti ( $p_T = 0 - 2$  GeV/c) je veľká pravdepodobnosť, že rezonancia alebo jej dcérske produkty budú zmenené interakciami s hadrónmi v hadrónovej fáze. Taktiež sa zvyšuje pravdepodobnosť vzniku mezónov  $\phi$  s nízkou  $p_T$  v hadrónovom plyne po fáze kvarkovo-gluónovej plazmy [5]. Na druhej strane mezóny  $\phi$  s veľmi vysokou hybnosťou ( $p_T > 10$  GeV/c) sa formujú dlhšie a tým pádom sa rozpadávajú mimo plazmy. Vhodný interval na dôkaz čiastočného obnovenia chirálnej symetrie pre mezón  $\phi$  je teda  $p_T = 2 - 10$  GeV/c. Medzi ďalších vhodných kandidátov patria rezonancie  $K^*$  ( $c\tau = 3,88$  fm),  $\Delta$  ( $c\tau = 46,5$  fm),

$\Lambda^*$  ( $c\tau = 12,6$  fm) a  $\phi$  ( $c\tau = 46,5$  fm), ktorých signál je však v detektore ťažšie merateľný (Obr. 2.2).

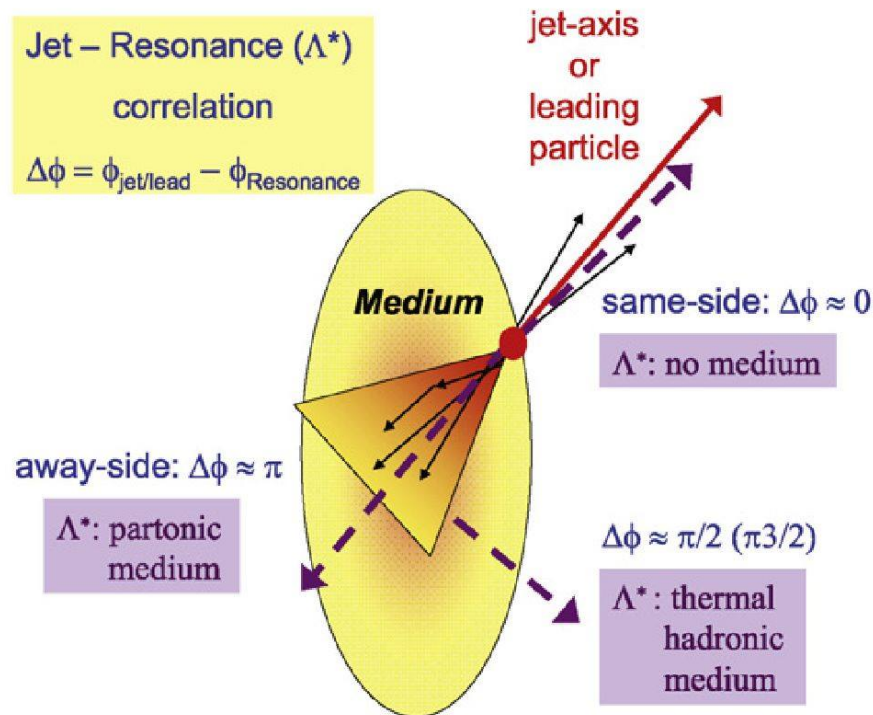


Obr. 2.2: Formačný čas ťažkých rezonancií v závislosti od ich priečnej hybnosti pri LHC energii  $\sqrt{s_{NN}} = 5,5$  TeV. Tieňovaná oblasť reprezentuje odhadované doby života partónovej hmoty v LHC. Vložený obrázok zobrazuje mezonové a baryónové rozloženie  $P(z)$  pri fixovanej  $p_T = 32$  GeV/c [4].

## 2.2 Rezonancie v jete

Rezonancie môžu vzniknúť aj hadronizáciou kvarkov, ktoré vznikli fragmentáciou rýchleho partónu. Ak takýto rýchly partón vznikne na okraji zrážky dvoch iónov, fragmentácia bude prebiehať vo vákuu a mezon  $\phi$  budú mať štandardné vlastnosti a teda môžu slúžiť ako referenčná vzorka pre porovnanie s mezonmi vzniknutými v plazme. Partón letiaci v opačnom smere bude fragmentovať v médiu a prípadné mezon  $\phi$ , ktoré vzniknú takýmto spôsobom, budú musieť letieť plazmou počas svojho

života. Keďže vznikajú fragmentáciou, ich  $p_T$  bude dostatočne veľké na to, aby ich dcérske produkty neboli ovplyvnené zrážkami v hadrónovom plyne, ktorý nastupuje po zániku plazmy. Práve také mezóny by boli vhodné na meranie obnovenia chirálnej symetrie. Mezóny, ktoré vzniknú kolmo na tieto dva jety pochádzajú z plazmy a interagujú neskôr s hadrónovým plynom, ich vlastnosti by sa nemali líšiť od vlastností mezónov vzniknutých vo vákuu (Obr. 2.3) [4].



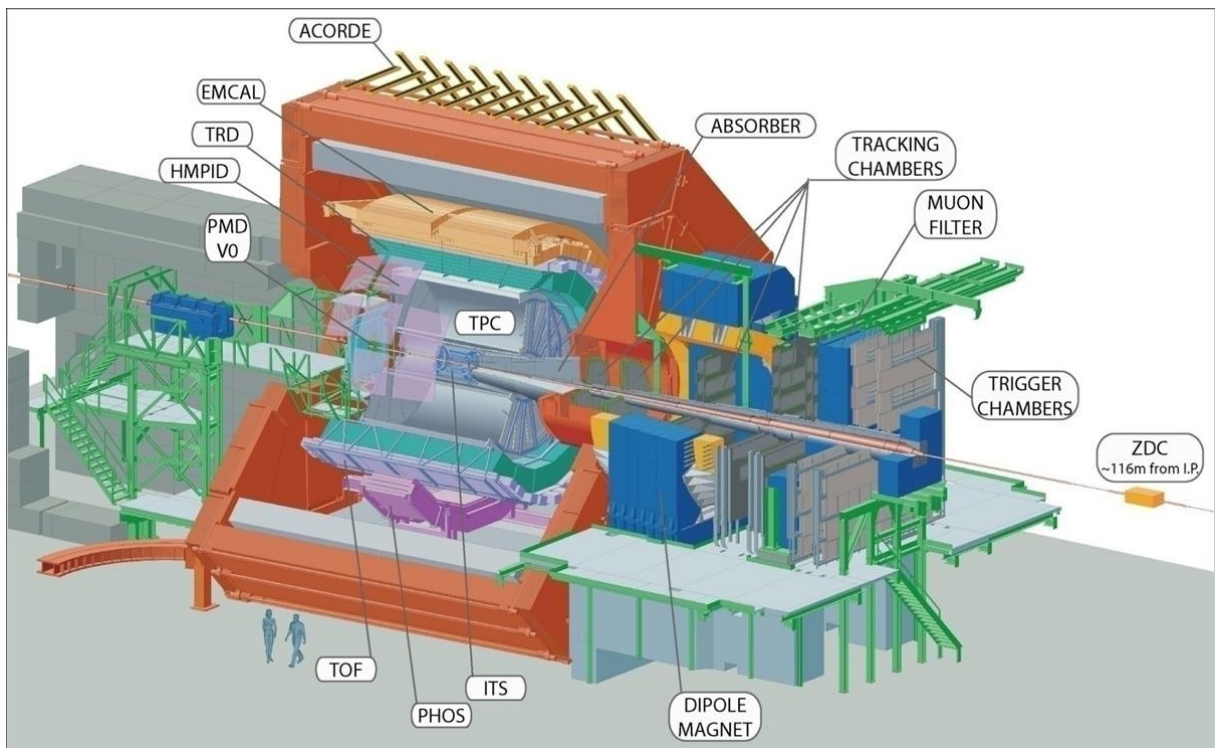
Obr. 2.3: Náčrt fragmentácie jetu za vzniku rezonancií ( $\Lambda^*$  ako príklad všetkých hadrónových rezonancií) v médiu, ktoré vzniklo pri zrážke ťažkých iónov. Same-side korelácie rezonancií nie sú ovplyvnené médiom, kdežto away-side rezonancie s veľkou  $p_T$  môžu byť ovplyvnené včasným médiom. Tepelné rezonancie, ktoré sú ovplyvnené neskorým hadrónovým médiom sú posunuté o  $\pi/2$  vzhľadom na trigger časticu [4].

# Kapitola 3

## ALICE experiment

ALICE (A Large Ion Collider Experiment) je jeden zo štyroch hlavných experimentov na urýchľovači LHC (Large Hadron Collider) v CERNe [2]. Tento projekt zahŕňa medzinárodnú kolaboráciu viac ako 1500 členov zo 154 inštitúcií v 37 krajinách po celom svete. Hlavným cieľom tohto experimentu je analýza údajov získaných zo zrážok ťažkých iónov, kde sa pri vysokých energiách predpokladá prechod hmoty do stavu kvarkovo-gluónovej plazmy.

Detektor ALICE sa využíva na vyhľadanie, meranie a zaznamenávanie dráh častíc. Na základe získaných informácií identifikuje častice, to znamená, že priradí nájdenej dráhe typ častice (napr. protón, pión, kaón...). Detektor dokáže merať častice, ktorých priečna hybnosť je v rozmedzí 100 MeV/c a 100 GeV/c. Detektor pri svojej výške, šírke a dĺžke váži 10 000 ton. Skladá sa z centrálného valca a miónového spektrometra. Centrálny valec deteguje hadróny, elektróny a fotóny a je uložený vo veľkom solenoide. Vnútorňa časť je tvorená dráhovými detektormi Inner Tracking System (ITS) a Time Projection Chamber (TPC) (Obr. 3.1). Time Projection Chamber, časovo-projekčná komora, je hlavný dráhový detektor na experimente ALICE a zároveň je najväčšia na svete. TPC slúži na meranie hybnosti a identifikáciu častíc. Dokáže rozoznať dráhy s priečnymi hybnosťami od 0,1 GeV/c do 100 GeV/c. Častice s priečnymi hybnosťami menšími ako 1 GeV/c vie identifikovať presne a častice s vyššími hybnosťami, len s určitou pravdepodobnosťou.



Obr. 3.1: Detektor ALICE.

# Kapitola 4

## Metóda merania

### 4.1 Použité dáta

Pre spracovanie výsledkov sme mali k dispozícii dáta protón-protónových zrážok pri energii 13 TeV z experimentu ALICE. Použitých bolo 56 runov<sup>1</sup>, v ktorých sa nachádzalo celkovo 314 520 867 prípadov<sup>2</sup>. Analýza prebehla na gride<sup>3</sup>.

### 4.2 Selekčné kritériá

Mezón  $\phi$  sme hľadali v rozpadovom kanáli  $K^+K^-$  (vetviaci pomer  $BR = 49\%$ ). Selekcia kvalitných dráh bola zabezpečená selekčnými kritériami, ktoré sú uvedené v tabuľke 4.2. Predpokladáme, že kritéria sú optimalizované, keďže sa štandardne používajú v rezonančnej skupine v medzinárodnej kolaborácii ALICE.

Tabuľka 4.1: Selekčné kritériá

SetMinNClustersTPC	>70
SetMaxChi2PerClusterTPC	<4
SetAcceptKinkDaughters	kFALSE
SetRequireTPCRefit	kTRUE
SetMaxDCAToVertex2D	kFALSE
SetRequireITSRefit	kTRUE
SetClusterRequirementITS	AliESDtrackCuts::kSPD, AliESDtrackCuts::kAny
SetMaxDCAToVertexXYPtDep	"0,0182 + 0,0350/ $p_T^{1,01}$ "
SetRequireSigmaToVertex	kFALSE
SetMaxDCAToVertexZ	<2 cm

<sup>1</sup>run obsahuje dáta, ktoré boli zozbierané za tých istých detektorových podmienok

<sup>2</sup>zrážka (v tomto prípade zrážka protón-protón)

<sup>3</sup>medzinárodná sieť počítačov využívaná (nielen) na spracovanie dát z LHC

- SetMinNClustersTPC -eliminácia možnosti dvojnásobnej rekonštrukcie jednej dráhy
- SetMaxChi2PerClusterTPC -odraz kvality zrekonštruovanej dráhy
- SetAcceptKinkDaughters -vyradenie častíc pochádzajúcich z rozpadu nabitých častíc
- SetRequireTPCRefit -rekonštrukcia dráhy, berúc do úvahy primárny vertex
- SetMaxDCAToVertex2D -nastavenie maximálnej vzdialenosti od primárneho vertexu v rovine kolmej na os zrážky
- SetRequireITSRefit -vyradenie dráh, ktoré sa nenachádzajú v ITS
- SetClusterRequirementITS -dráha v sebe obsahuje klastre z ITS
- SetMaxDCAToVertexXYPtDep -nastavenie maximálnej vzdialenosti od primárneho vertexu v rovine kolmej na os zrážky v závislosti od priečnej hybnosti
- SetRequireSigmaToVertex -dráha pochádza z primárneho vertexu
- SetMaxDCAToVertexZ -vzdialenosť v osi z

Tabuľka 4.2: Selekčné kritéria

SetMinNClustersTPC	>70
SetMaxChi2PerClusterTPC	<4
SetAcceptKinkDaughters	kFALSE
SetRequireTPCRefit	kTRUE
SetMaxDCAToVertexXY	<2,4 cm
SetMaxDCAToVertexZ	<3,2 cm

### 4.3 Metóda dvojčasticových korelácií

Na priame hľadanie jetov v detektore sa využívajú rôzne jet-finding algoritmy. Kandidáti na jet sa v nich hľadajú cez fluktuácie v energii, respektíve v hustote častíc v detektore. V niektorých prípadoch však fluktuácie pozadia prevýšia energiu nami hľadaného jetu, vtedy sa algoritmus na hľadanie jetu nedá použiť (čo je prípad

zrážok ťažkých iónov). V takýchto prípadoch je veľmi výhodné použiť nepriamu metódu – metódu dvojčasticových korelácií. Základný predpoklad v tejto metóde je, že častica v zrážke s najvyššou hybnosťou pochádza z jetu. Práve táto častica je s veľkou pravdepodobnosťou tzv. jet leading particle. V tejto častici sa nachádza partón, ktorý pôvodne spôsobil fragmentáciu. V metóde dvojčasticových korelácií ju nazývame trigger častica. Takáto trigger častica sa nachádza najbližšie k osi jetu a odnáša v priemere až 60% celkovej energie jetu.

Keď je trigger častica totožná s „jet leading“ časticou, predpokladáme, že v jej okolí v úzkom priestorovom uhle by mali byť ďalšie častice z toho istého jetu. Takéto častice sa v tejto metóde nazývajú „associated“ (Obr. 4.1). Pre každú dvojicu trigger častica a associated častica hľadáme uhlové korelácie. To znamená, že počítame uhlové rozdiely pre každú takúto dvojicu v tej istej zrážke (tzv. „sibling pair“). Pre azimutálny uhol  $\Phi$  to vyzerá nasledovne:

$$\Delta\Phi = \Phi_{trig} - \Phi_{assoc}$$

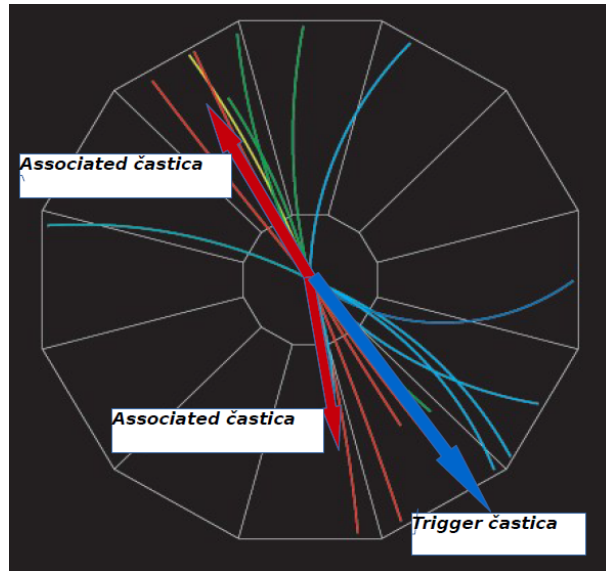
Ak sú oba uhlové rozdiely malé, znamená to, že sa tieto častice nachádzajú blízko pri sebe. Avšak nemusia pochádzať z jedného jetu, môže to byť aj náhodnou kombináciou dráh. Aby sme odhadli veľkosť tohto pozadia robíme korelácie pre všetky podobné častice v zrážke.

Rozdelenie  $\Delta\Phi$  má zvyčajne dva píky, prvý v okolí 0 a druhý v okolí  $\pi$ , a rovnomerne rozdelené pozadie. To znamená, že v okolí trigger častice je zvýšená hustota častíc a taktiež na opačnej strane (v okolí  $\Phi = \pi$ ). Predpokladáme, že zodpovedajú dvom jetom – t.j. dvom pôvodným partónom. Mimo týchto píkov sa tiež nachádzajú častice, ale pravdepodobnosť ich výskytu pod nejakým uhlom  $\Phi$  je rovnaká, čiže sú rovnomerne rozdelené a ide o pozadie.

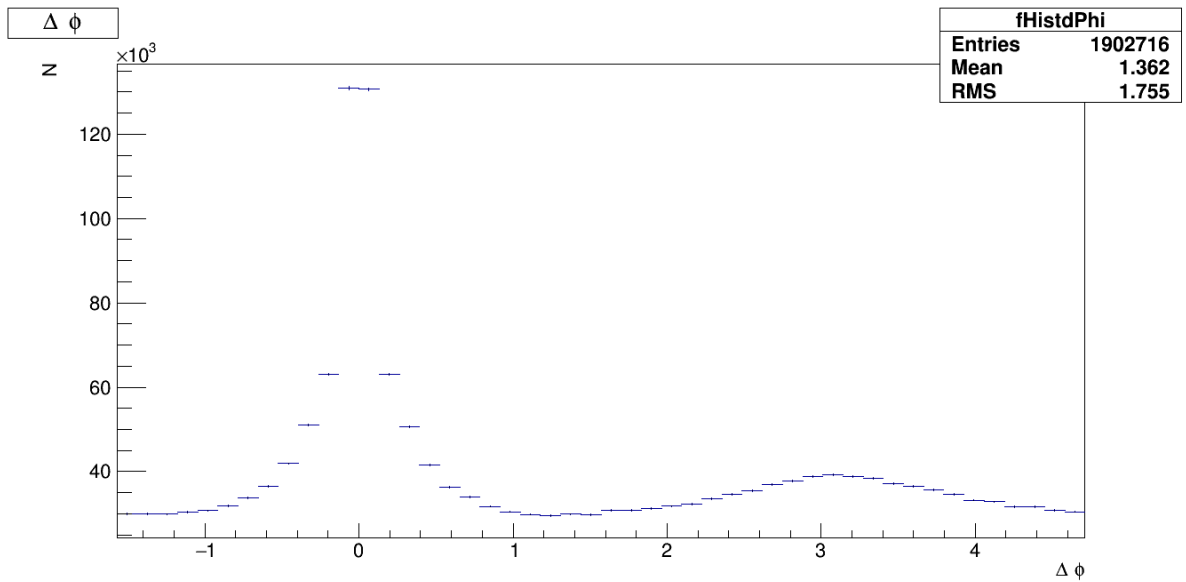
V našej práci sme postupovali nasledovne:

1. V prvom kroku sme v každej zrážke našli časticu s vysokou priečnou hybnosťou – trigger ( $p_T > 2\text{GeV}/c$ ).
2. Ďalej sme hľadali kandidáta na mezón  $\phi$ , t.j všetky páry  $K^+K^-$ , ktoré spĺňali naše selekčné kritéria spomenuté vyššie.
3. Pre každý pár  $K^+K^-$  sme určili azimutálny uhol  $\Phi$ , t.j. associated častica je v tejto analýze kandidát na mezón  $\phi$ .





Obr. 4.1: Zrážka protón-protón pri energii 200 GeV na experimente STAR, po odstránení častíc s malou hybnosťou vidíme 2 jety.

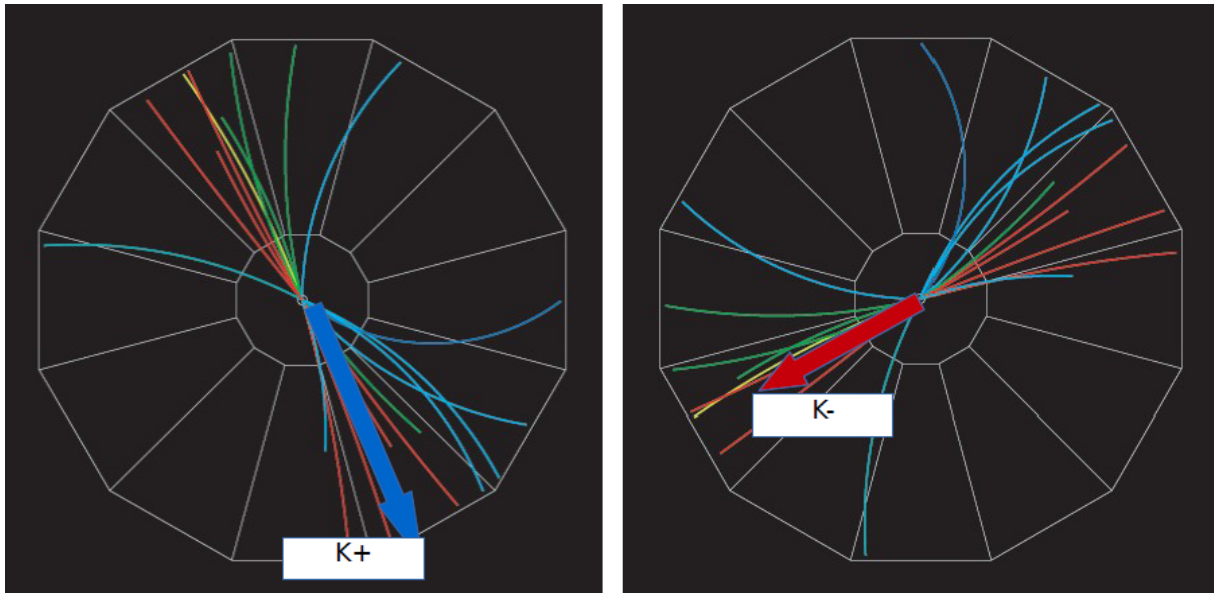


Obr. 4.2: Rozdelenie  $\Delta\Phi$ .

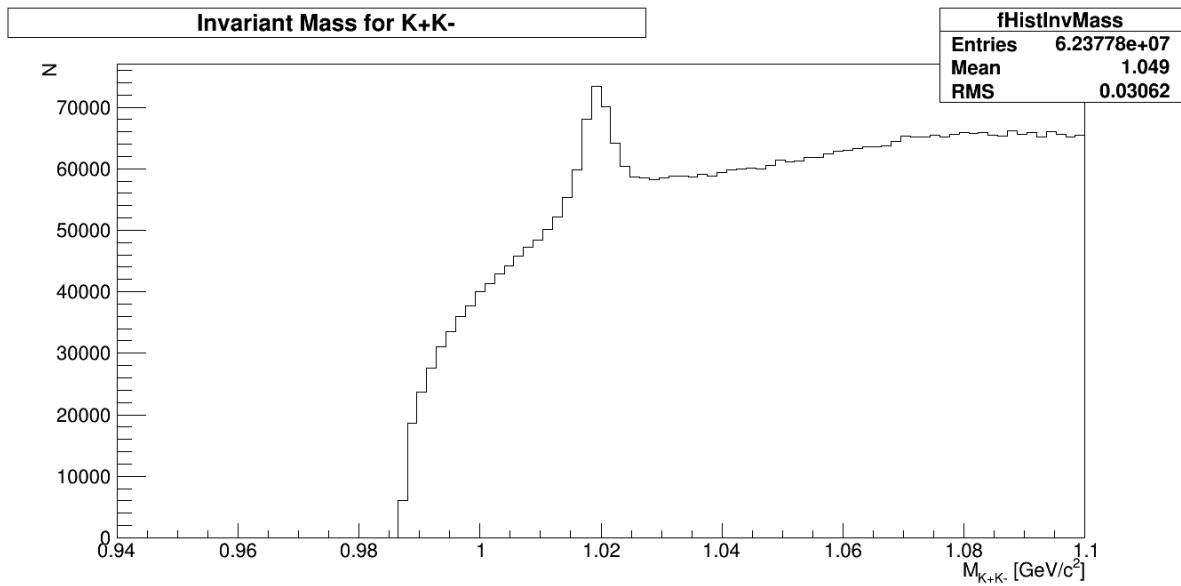
4. Následne robíme uhlové korelácie, to znamená, že robíme uhlové rozdiely  $\Delta\Phi$  medzi kandidátom na mezón  $\phi$  a trigger časticou (Obr. 4.2).
5. Interval uhla  $\Delta\Phi(0, 2\pi)$  rozdelíme na štyri rovnaké časti s veľkosťou  $\pi/2$ .
6. Pre každý interval urobíme samostatnú analýzu produkcie rezonancie. Čiže nájdeme opäť všetky páry  $K^+K^-$  v danom intervale a vypočítame ich invariantnú hmotnosť. Pri rozdelení invariantnej hmotnosti vidíme pík v okolí  $1,02 \text{ GeV}/c^2$ .

## 4.4 Extrakcia signálu

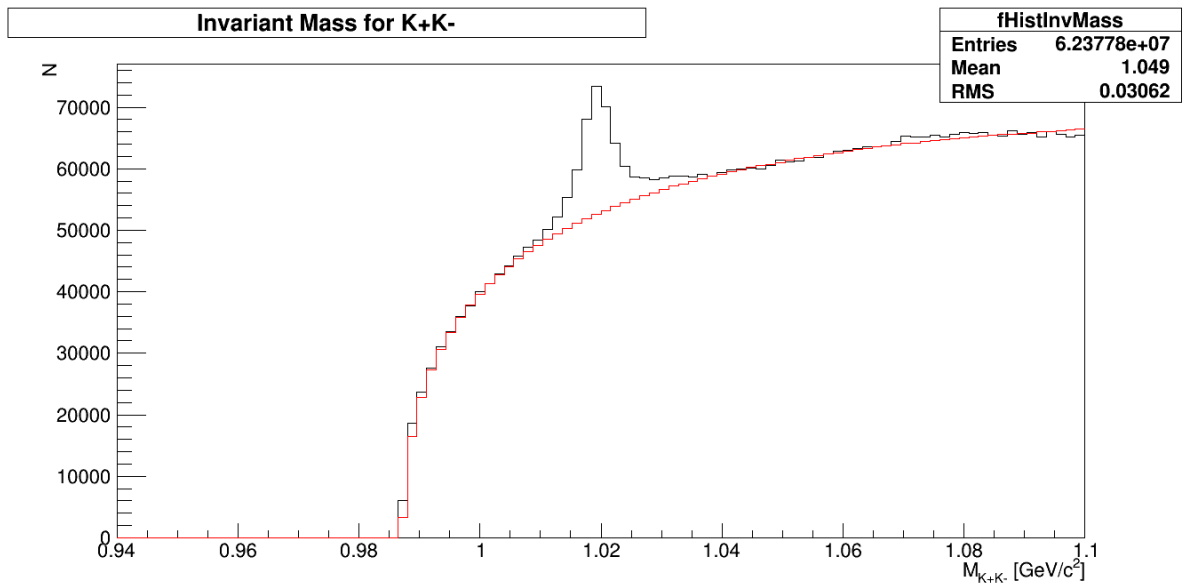
Na odstránenie pozadia použijeme metódu zmiešavania, tzv. mixing. V tejto metóde zase hľadáme páry  $K^+K^-$  a ich invariantnú hmotnosť. Aby sme našli tvar pozadia z náhodných kombinácií  $K^+K^-$  (tzv. combinatorial background), spájame  $K^+$  a  $K^-$  z iných zrážok (Obr. 4.3). To znamená, že rozdelenie invariantnej hmotnosti pre takéto páry je absolútne náhodné. Na obr. 4.4 vidíme signál, ktorý dostaneme pre invariantnú hmotnosť párov  $K^+K^-$ . Pík je posadený na veľkom pozadí. Výška nami odhadnutého pozadia je oveľa vyššia ako výška signálu. Aby sme správne určili výšku pozadia pre mixing, musíme toto pozadie nanormovať osobitne pre každé rozdelenie invariantnej hmotnosti. Robíme to tak, že vezmeme interval, kde nie je pozadie príliš strmé a kde sa nenachádza pík rezonancie. V našom prípade sme použili interval  $M_{K^+K^-} = 1,04 - 1,06 \text{ GeV}/c^2$ . Rozdiel medzi hodnotou pozadia z mixingu a pozadia zo signálu na danom intervale sme odpočítali. Ako znázorňuje obr. 4.5 nami nasimulované pozadie kopíruje tvar pozadia zo signálu. Následne takéto pozadie odrátame a výsledok je zobrazený na obr. 4.6. Výsledný signál neskôr fitujeme funkciou Voigtian aby sme získali parametre píku, ako sú jeho šírka a výška.



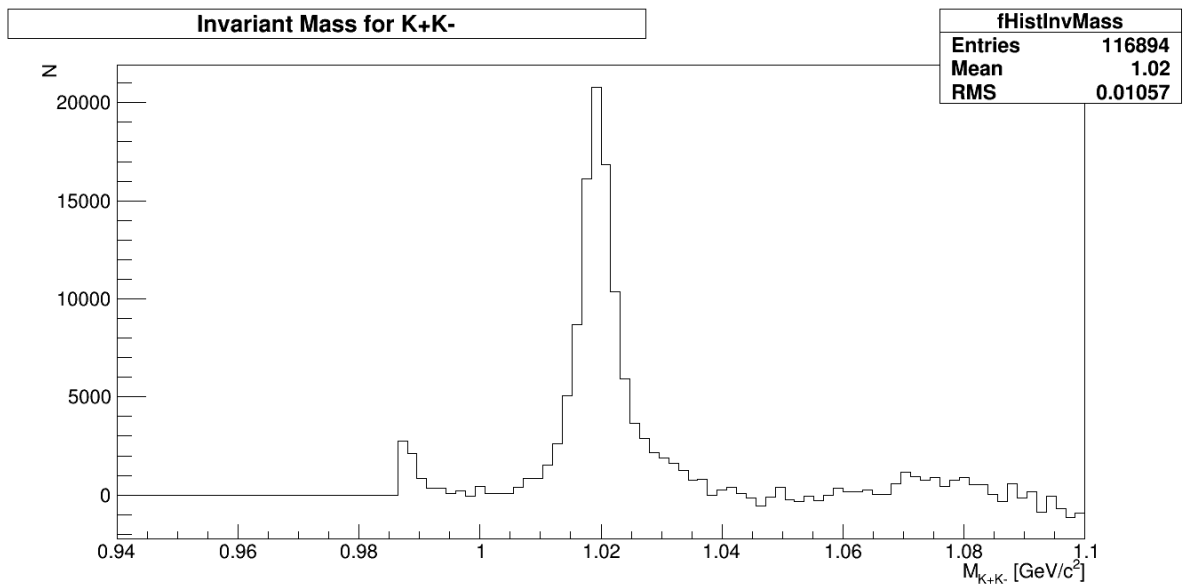
Obr. 4.3: Korelácie pri mixingu, kde  $K^+$  pochádza z jednej zrážky a  $K^-$  z druhej.



Obr. 4.4: Rozdelenie invariantnej hmotnosti pre páry  $K^+K^-$ .



Obr. 4.5: Rozdelenie invariantnej hmotnosti párov  $K^+K^-$  (čierna) a pozadie generované metódou zmiešavania (červená).



Obr. 4.6: Rozdelenie invariantnej hmotnosti párov  $K^+K^-$  po odrátaní pozadia..

# Kapitola 5

## Výsledky

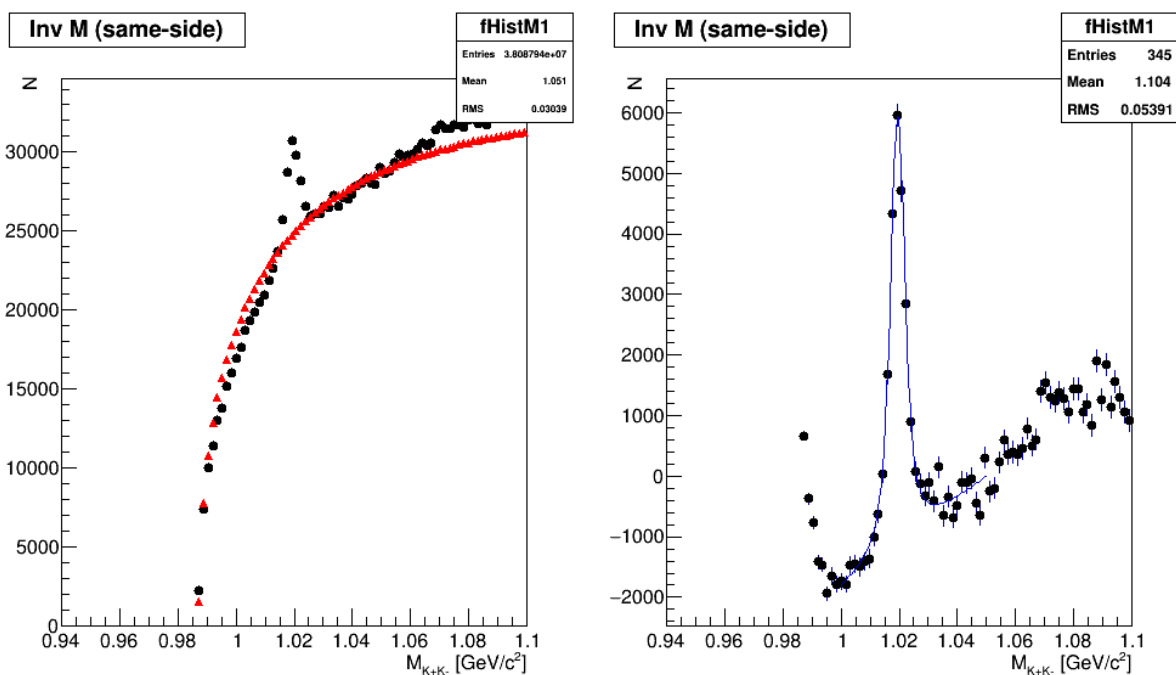
V našej práci sme na dátach z protónovo-protónových zrážok testovali softvér a metódu selekcie mezónov  $\phi$ . Chceme zistiť, či citlivosť metódy je dostačujúca na to, aby sme ju mohli v budúcnosti použiť pre olovo-olovené zrážky.

Interval pre  $\Delta\Phi$  sme si rozdelili na štyri rovnaké intervaly. Prvý je od  $-\pi/4$  po  $\pi/4$ , v tomto intervale sa pravdepodobne nachádza väčšina častíc z jetu. Rezonancie, ktoré sa nachádzajú v tomto intervale, označujeme ako "same-side" (t.j. nachádzajúce sa na rovnakej strane média ako jet) a nepredpokladáme, žeby boli ovplyvnené médiom. Druhý interval je umiestnený na opačnej strane média ako jet. To znamená, že je posunutý o  $\pi/2$  vzhľadom na prvý interval, t.j. od  $3/4\pi$  po  $5/4\pi$ . Označujeme ho ako "away-side". Rezonancie z tohto intervalu môžu byť médiom ovplyvnené. Ďalšie dva intervaly sú od  $\pi/4$  po  $3/4\pi$  a od  $5/4\pi$  po  $7/4\pi$ . Rezonancie z týchto intervalov považujeme za pozadie.

Pripomíname, že existenciu média predpokladáme len v olovo-olovených zrážkach. Výsledky sú urobené pre protónovo-protónové zrážky, kde plazma nevzniká.

Pre každý interval sme hľadali páry  $K^+K^-$ , pre každý takýto pár sme určili invariantnú hmotnosť a následne sme to vykreslili do histogramu. Aby sme odstránili pozadie museli sme urobiť odhad pozadia. My sme na to využili metódu zmiešavania, ktorá je detailnejšie popísaná v predchádzajúcej kapitole. Na obr. 5.2 až obr. 5.4 môžeme vidieť, že simulované pozadie metódou zmiešavania kopíruje pozadie z rozdelenia invariantnej hmotnosti párov  $K^+K^-$  (kandidátov na mezón  $\phi$ ). Zároveň môžeme vidieť, že na obr. 5.1 je prekryv pozadia a signálu najslabší, ale postačujúci na našu analýzu. Po odrátaní pozadia sme výsledný pík fitovali funkciou Voigtian a polynómom prvého stupňa. Funkcia Voigtian je konvolúciou Breit-Wiegnerovho rozdelenia

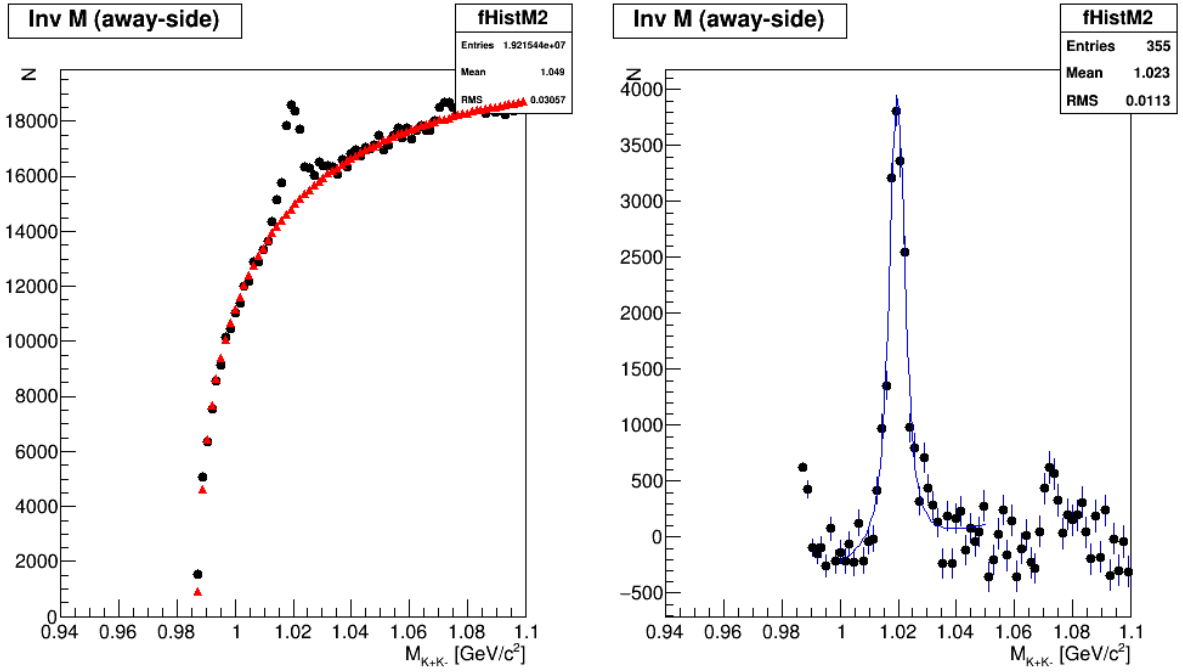
a Gaussovho rozdelenia. Gaussove rozdelenie zahŕňa rozlíšenie detektora a má jeden parameter  $\sigma$ . Tento parameter sme nastavili na hodnotu 1 GeV, ktorá reprezentuje rozlíšenie detektora a využívajú ju v rezonančnej skupine medzinárodnej kolaborácie ALICE. Breit-Wignerovo rozdelenie, ako už bolo spomenuté, popisuje rezonančný pík (rozdelenie invariantnej hmotnosti produktov rozpadu). Breit-Wigner má dva parametre:  $\Gamma$  (šírka rezonancie) a  $\mu$  alebo stred píku, čo predstavuje hmotnosť rezonancie. Funkcia Voigtian veľmi dobre kopíruje náš pík (Obr. 5.1, Obr. 5.2, Obr. 5.3, Obr. 5.4) a preto na ďalšiu analýzu použijeme parametre z fitu.



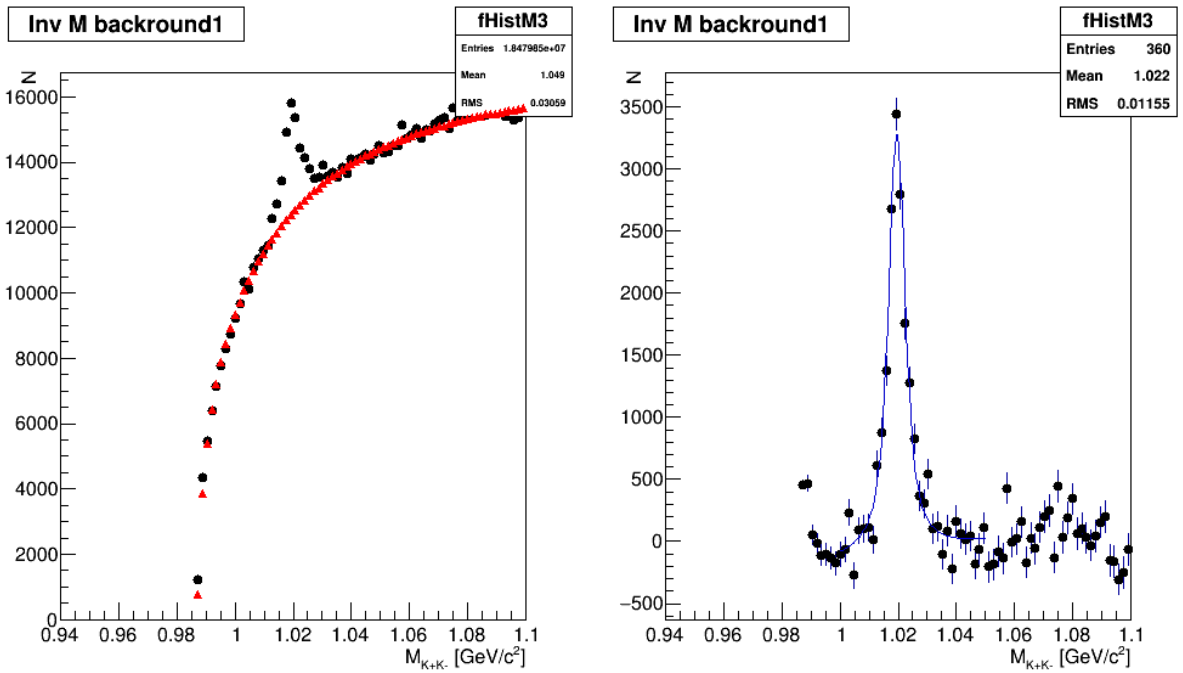
Obr. 5.1: Signál s pozadím (čierna) a nami nasimulované pozadie (červená) vľavo a výsledný pík fitovaný funkciou Voigtian (modrá) vpravo, pre  $-\pi/4 < \Delta\Phi < \pi/4$

Parametre fitu pre jednotlivé intervaly  $\Delta\Phi$  sú uvedené v tabuľke 5.1 spolu so štatistickými chybami. Jednotlivé parametre sme vykreslili do grafov, kde sme vyznačili aj hodnotu udávanú PDG [7] (Obr. 5.5, Obr. 5.6). Pre rozdelenie šírky rezonancie sme vyznačili aj teoreticky predpovedanú hodnotu pre šírku mezónu  $\phi$  v kvarkovo-gluónovej plazme, ktorej vznik predpokladáme v olovo-olovených zrážkach.

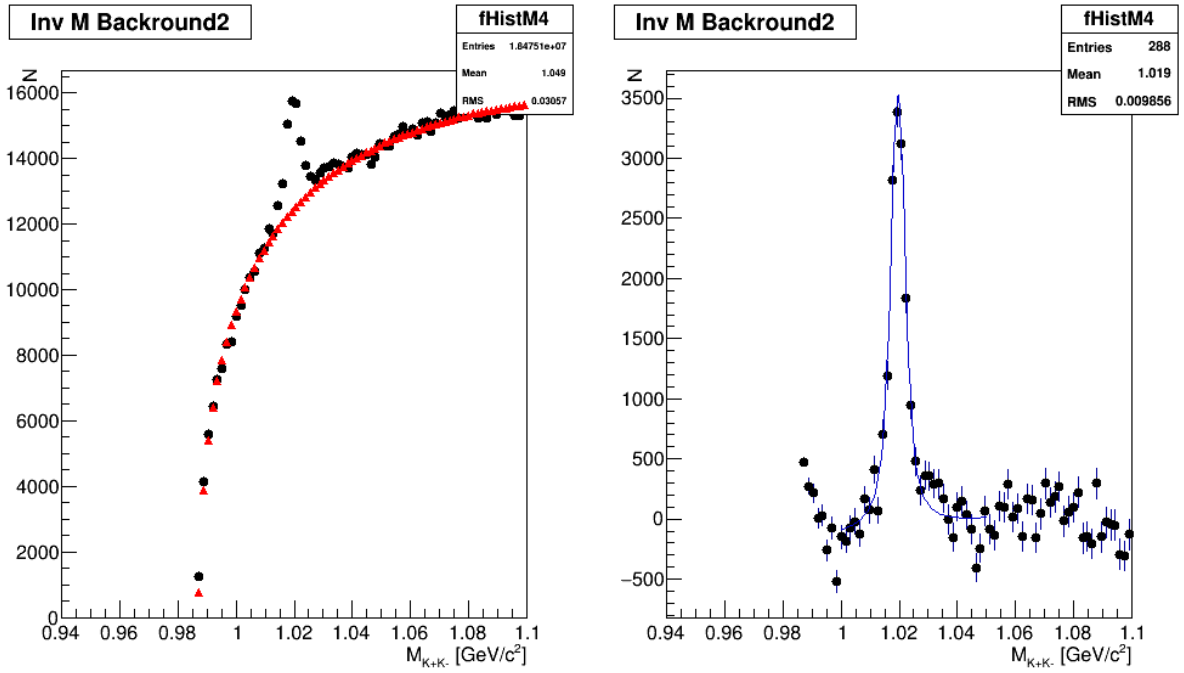
Na obr. 5.7 vidíme kvalitu fitu, ktorú predstavuje premená  $\chi^2/n.d.f.$ . Fit nie je najkvalitnejší, čo môže byť spôsobené rôznymi faktormi napr. metódou zmiešavania, fitovacou funkciou, prípadne inými zdrojmi nenáhodného pozadia. V tejto oblasti



Obr. 5.2: Signál s pozadím (čierna) a nami nasimulované pozadie (červená) vľavo a výsledný pik fitovaný funkciou Voigtian (modrá) vpravo, pre  $3/4\pi < \Delta\Phi < 5/4\pi$ .



Obr. 5.3: Signál s pozadím (čierna) a nami nasimulované pozadie (červená) vľavo a výsledný pik fitovaný funkciou Voigtian (modrá) vpravo, pre  $5/4\pi < \Delta\Phi < 7/4\pi$ .



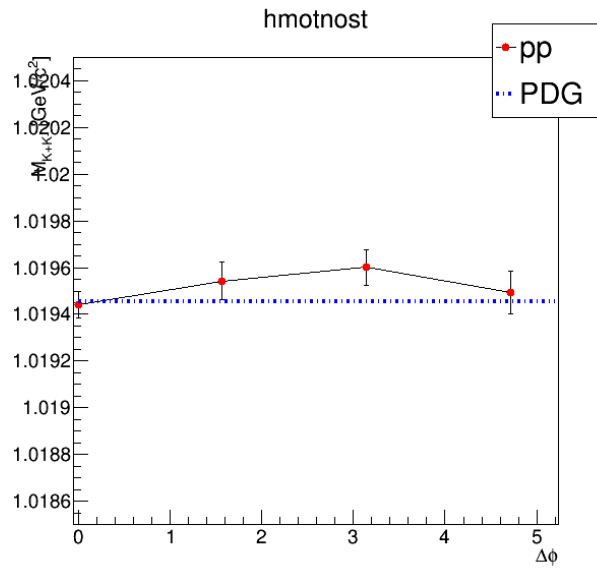
Obr. 5.4: Signál s pozadím (čierna) a nami nasimulované pozadie (červená) vľavo a výsledný pik fitovaný funkciou Voigtian (modrá) vpravo, pre  $\pi/4 < \Delta\Phi < 3/4\pi$ .

budeme musieť podniknúť hlbšiu analýzu.

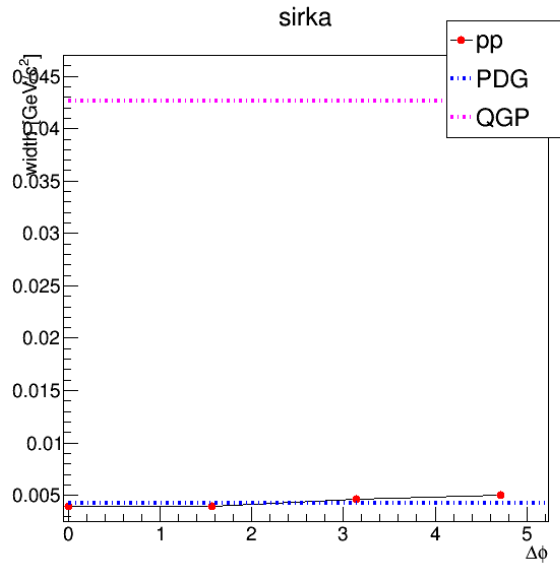
Tabuľka 5.1: Parametre fitu pre jednotlivé intervaly  $\Delta\Phi$

Interval	Hmotnosť [GeV/c <sup>2</sup> ]	$\Gamma$ [GeV/c <sup>2</sup> ]
$-\pi/4 < \Delta\Phi < \pi/4$	$1,01944 \pm 0,00006$	$0,00392 \pm 0,00020$
$3/4\pi < \Delta\Phi < 5/4\pi$	$1,01960 \pm 0,00008$	$0,00461 \pm 0,00029$
$5/4\pi < \Delta\Phi < 7/4\pi$	$1,01949 \pm 0,00009$	$0,00506 \pm 0,00036$
$\pi/4 < \Delta\Phi < 3/4\pi$	$1,01954 \pm 0,00008$	$0,00398 \pm 0,00028$

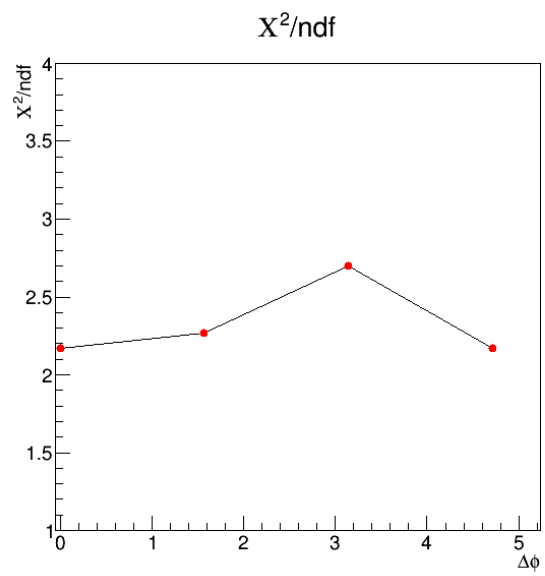




Obr. 5.5: Hmotnosť mezónu  $\phi$  v závislosti od uhla  $\Delta\Phi$ . Modrá čiara predstavuje hodnotu PDG ( $m = 1019,455 \pm 0,020 \text{ MeV}/c^2$ ).



Obr. 5.6: Šírka mezónu  $\phi$  v závislosti od uhla  $\Delta\Phi$ . Modrá čiara predstavuje hodnotu PDG ( $\Gamma = 4,26 \pm 0,04 \text{ MeV}/c^2$ ). Fialová čiara zobrazuje teoretickú predpoveď v kvarkovo-gluónovej plazme.



Obr. 5.7:  $\chi^2/n.d.f.$ , kde n.d.f představuje počet stupňov voľnosti, reprezentuje kvalitu fitu.

# Kapitola 6

## Diskusia a záver

V našej práci sme na dátach z protónovo-protónových zrážok testovali metódu selekcie mezónov  $\phi$  vzhľadom na os fragmentácie. Vyselektovali sme signál z rozpadu mezónu  $\phi$ , rozdelili kandidátov na tento mezón podľa uhlových korelácií s rýchlymi nabitými časticami ( $h$ - $\phi$  korelácie). Extrahovali sme signál z rozpadu  $\phi \rightarrow K^+K^-$  zmiešaním dráh z rôznych zrážok (event mixing).

Signál sme fitovali a z fitu sme odčítali šírku a hmotnosť rezonancie. Všetky chyby merania v tejto práci, sú len štatistické. Systematickými chybami sme sa nezaoberali.

Hodnoty hmotnosti mezónu  $\phi$  súhlasia s hodnotou udávanou v PDG (Obr. 5.5). Nami určená šírka rezonancie rovnako kopíruje hodnotu PDG. Ako môžeme vidieť na obr. 5.6, predpovedaná hodnota šírky mezónu  $\phi$  v kvarkovo-gluónovej plazme je oveľa vyššia. Preto považujeme túto metódu za dobrú a dostatočne citlivú na to, aby sme ju mohli využiť v olovo-olovených zrážkach. Samozrejme pri extrakcii signálu z týchto zrážok bude zaťažený oveľa väčšou chybou, kvôli väčšiemu pozadiu.

V budúcnosti by sme chceli vyskúšať ako veľmi je táto metóda citlivá pre iné rezonancie, ktoré majú vhodnejšie vlastnosti pre túto analýzu, hoci je ich signál ťažšie detegovateľný.

# Literatúra

- [1] R. Aaij et al.: Observation of the resonant character of the  $Z(4430)$ -state, CERN-PH-EP-2014-061, Apr 7, 2014
- [2] K. Aamodt et al.: The ALICE Experiment at the CERN LHC, Journal of Instrumentation, ISSN: 17480221, Vol. 3, Issue 8 (2008), Article number S08002
- [3] B.I. Abelev, et al., Phys. Rev. Lett. 97 (2006) 132301.
- [4] C. Markert, R. Bellwied, I. Vitev: Formation and decay of hadronic resonances in the QGP, Physics Letters B 669 (2008) 92-97.
- [5] M. Bleicher, et al., Phys. Lett. B 530 (2002) 81.
- [6] L. Holt, K. Haglin, J. Phys. G 31 (2005) S245.
- [7] J.Beringer et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D 86, 010001 (2012).