

# Opažanje e+e- parova u Au+Au sudarima u PHENIX eksperimentu

---

**Vukman, Nikola**

**Master's thesis / Diplomski rad**

**2015**

*Degree Grantor / Ustanova koja je dodijelila akademski / stručni stupanj:* **University of Zagreb, Faculty of Science / Sveučilište u Zagrebu, Prirodoslovno-matematički fakultet**

*Permanent link / Trajna poveznica:* <https://um.nsk.hr/um:nbn:hr:217:637820>

*Rights / Prava:* [In copyright](#)/[Zaštićeno autorskim pravom.](#)

*Download date / Datum preuzimanja:* **2025-01-12**



*Repository / Repozitorij:*

[Repository of the Faculty of Science - University of Zagreb](#)



SVEUČILIŠTE U ZAGREBU  
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET  
FIZIČKI ODSJEK

Nikola Vukman

Opažanje  $e^+e^-$  parova u Au+Au sudarima u  
PHENIX eksperimentu

Diplomski rad

Zagreb, 2015.

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU  
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET  
FIZIČKI ODSJEK

SMJER: ISTRAŽIVAČKI

**Nikola Vukman**

Diplomski rad

**Opažanje  $e^+e^-$  parova u Au+Au  
sudarima u PHENIX eksperimentu**

Voditelj diplomskog rada: doc. dr. sc. Mihael Makek

Ocjena diplomskog rada: \_\_\_\_\_

Povjerenstvo: 1. \_\_\_\_\_

2. \_\_\_\_\_

3. \_\_\_\_\_

Datum polaganja: \_\_\_\_\_

Zagreb, 2015.

Posebno bih se želio zahvaliti svom mentoru,  
doc. dr. sc. Mihaelu Makeku na svoj pruženoj pomoći: savjetima  
i sugestijama, uloženom znanju, vremenu, trudu i entuzijazmu  
prilikom izrade ovog diplomskog rada.

## Sažetak

Visokoenergetski sudari teških iona pružaju mogućnost proučavanja svojstava vruće i guste nuklearne materije. U uvjetima ekstremne temperature i/ili gustoće kvarkovi i gluoni, inače vezani unutar hadrona, postaju slobodni i formiraju stanje materije koje nazovamo kvark-gluon plazmom. Elektron-pozitron parovi, dielektroni, nastaju tijekom čitave prostorno-vremenske evolucije sudara, a budući da ne interagiraju jakim silama, nose informaciju o svojstvima materije u vremenu svoga nastanka.

Ovaj se rad temelji na analizi  $e^+e^-$  parova iz Au+Au sudara na  $\sqrt{s_{NN}} = 62$  GeV, prema podacima koji su prikupljeni tijekom 2010. godine u PHENIX eksperimentu na Relativistic Heavy Ion Collideru (RHIC). Za potrebe analize i korištenja informacija o vremenu proleta čestica u identifikaciji elektrona napravljena je kalibracija vremenskog odaziva Elektromagnetskog Kalorimetra. Prethodno analizi su iz PHENIX akceptancije uklonjena neaktivna i nefunkcionalna područja Driftne komore te je napravljena selekcija događaja na temelju kvalitete rekonstrukcije signala. Navedenim je postupkom osiguran konzistentan odaziv detektora koji su korišteni u analizi. Na temelju fizikalnog očekivanja odaziva čestica u detektorima napravljena je selekcija elektronskog uzorka te je procijenjen udio hadronske kontaminacije u uzorku ( $\sim 15\%$ ). Iz elektronskog uzorka su tada formirani  $e^+e^-$  parovi i promatran je spektar nakon oduzimanja pozadine. Diskutirani su opaženi doprinosi spektru invarijantne mase dielektrona te je dan pregled koraka koji bi sljedili kao nastavak analize iznesene u ovom radu.

# Measurement of $e^+e^-$ pairs in Au+Au collisions in PHENIX experiment

## Abstract

High-energy heavy ion collisions provide an opportunity to study the properties of the hot and dense nuclear matter. In the conditions of extreme temperature and/or density, quarks and gluons, normally confined inside hadronic matter, become deconfined and form a state of matter which we call the quark-gluon plasma. Electron-positron pairs, dielectrons, are created during the whole space-time evolution of the system. Since they don't interact strongly and leave the medium without final state interactions, dielectrons carry information about the properties of matter at the time of their production.

In this thesis the analysis of  $e^+e^-$  pairs from Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 62$  GeV was presented, for data collected during 2010 in the PHENIX experiment at the Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC). Prior to analysis, the Drift Chamber fiducial cuts were defined and the timing calibration of the Electromagnetic Calorimeter was done. The obtained time-of-flight information was used to define the mass squared variable of the particle, which was then sigmatized as a function of transverse momentum and used in electron identification (eID). After applying eID cuts on the trajectories from runs which have passed the QA (quality assurance) analysis, an electron sample was obtained, with an estimated hadronic background of 15%. Trajectories from the sample were used to form  $e^+e^-$  pairs. After background subtraction, the dielectron invariant mass spectrum was obtained and contributions to the spectrum were discussed. In conclusion, an overlook for the further analysis was given.

# Sadržaj

<b>1</b>	<b>Uvod</b>	<b>1</b>
1.1	Visokoenergetski sudari teških iona . . . . .	1
1.2	Mjerenja $e^+e^-$ parova . . . . .	2
1.2.1	Očekivani doprinosi produkciji $e^+e^-$ parova . . . . .	2
1.3	Pregled rezultata na RHIC-u . . . . .	3
1.3.1	PHENIX Run-4, Au+Au na $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV . . . . .	4
1.3.2	PHENIX Run-10, Au+Au na $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV . . . . .	6
1.3.3	Skeniranje Au+Au sudara po energiji u STAR eksperimentu . . . . .	7
1.4	Motivacija i cilj diplomskog rada . . . . .	7
<b>2</b>	<b>Eksperimentalni postav</b>	<b>9</b>
2.1	RHIC sudarivač . . . . .	9
2.2	Pregled PHENIX detektora . . . . .	10
2.3	Sustav za globalnu karakterizaciju događaja . . . . .	10
2.3.1	Beam-beam Counter (BBC) i Min.Bias Level-1 triger . . . . .	10
2.4	Centralni magnet . . . . .	12
2.5	Sustav za rekonstrukciju putanje nabijene čestice . . . . .	12
2.5.1	Drift Chamber (DC) . . . . .	12
2.5.2	Pad Chamber (PC1) . . . . .	12
2.6	Sustav za identifikaciju elektrona . . . . .	14
2.6.1	Ring Imaging Čerenkov Counter (RICH) . . . . .	14
2.6.2	Electromagnetic Calorimeter (EMCal) . . . . .	14
2.6.3	Time-of-flight Detektor East (TOFE) . . . . .	15
2.7	Hadron Blind Detektor (HBD) . . . . .	17
2.7.1	Opis detektora . . . . .	17
2.7.2	Formiranja elektronskog signala . . . . .	18
2.7.3	Neosjetljivost na hadrone . . . . .	18
2.7.4	Odaziv detektora na jednostruke i dvostruke udare elektrona . . . . .	20
<b>3</b>	<b>Analiza</b>	<b>21</b>
3.0.5	Pregled korištenih opservabli . . . . .	21
3.1	Kalibracija detektora . . . . .	22
3.1.1	Otklanjanje neaktivnih područja driftne komore . . . . .	22
3.1.2	Kalibracija vremenskog odaziva EMCal detektora . . . . .	22
3.1.3	Optimizacija upotrebe vremena proleta u identifikaciji elektrona . . . . .	25
3.2	Odabir događaja . . . . .	29
3.2.1	Analiza kvalitete podataka (QA) . . . . .	29
3.2.2	Odabir događaja prema verteksu sudara . . . . .	34
3.3	Identifikacija elektrona . . . . .	35
3.3.1	Konačni eID uvjeti . . . . .	35

3.3.2	Procjena hadronske kontaminacije. . . . .	36
3.4	Analiza parova . . . . .	38
3.4.1	Formiranje spektra dielektrona . . . . .	38
3.4.2	Uvjeti na parove . . . . .	38
3.4.3	Oduzimanje pozadine . . . . .	39
<b>4</b>	<b>Rezultati i diskusija</b>	<b>43</b>
4.1	Spektar invarijantne mase $e^+e^-$ parova u Au+Au sudarima na $\sqrt{s_{NN}} =$ 62 GeV . . . . .	43
4.2	Sljedeći koraci . . . . .	44
<b>5</b>	<b>Zaključak</b>	<b>46</b>

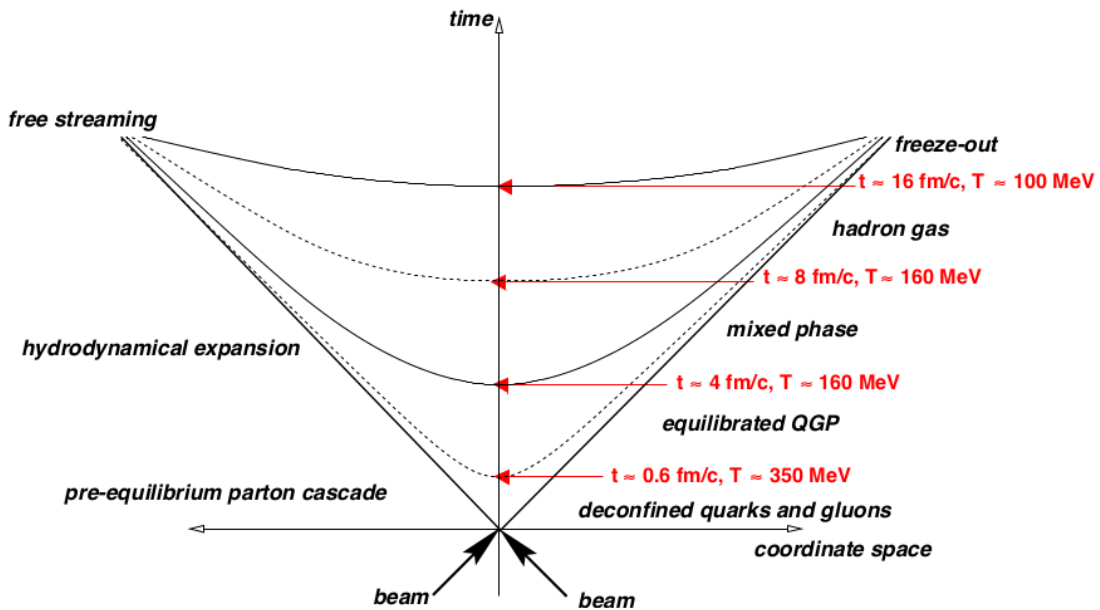


# 1 Uvod

## 1.1 Visokoenergetski sudari teških iona

Sudari teških iona na ultra-relativističkim energijama pružaju mogućnost proučavanja svojstava guste i vruće nuklearne materije. U uvjetima ekstremne temperature i/ili gustoće kvarkovi i gluoni, inače vezani unutar hadrona, postaju slobodni te formiraju stanje materije koje nazivamo kvark-gluon plazmom (QGP). Postojanje toka materije, potisnuće mlazova, potisnuće teških kvarkova i opažanje direktnih fotona neki su od eksperimentalnih rezultata koji ukazuju na postojanje QGP.

Kvantna kromodinamika na rešetci (LQCD) u kvantitativnim modelima evolucije gustoće energije s temperaturom predviđa fazni prijelaz iz normalne hadronske materije u kvark-gluon plazmu na temperaturi  $T_c = 155 - 175$  MeV uz kritičnu gustoću energije  $\sim 1$  GeV/fm<sup>3</sup>. Mapiranje sudara teških iona prema energiji i centralitetu biti će stoga od iznimne važnosti za proučavanje svojstava faznog prijelaza. Teorija predviđa i ponovnu uspostavu kiralne simetrije u fazi oslobođenja kvarkova, a koja je u normalnoj materiji slomljena zbog postojanja neiščezavajuće komponente kondenzata kvarkova  $\langle \bar{q}q \rangle$ .



Slika 1.1: Prostorno-vremenska evolucija visokoenergetskih sudara teških iona. Preuzeto iz [1], prema LQCD i hidrodinamičkom modelu [2].

U ranim fazama sudara teških iona oslobađa se ogromna količina energije i u malem se prostoru stvaraju slobodni partoni. Termalizacija sustava se događa iznimno brzo ( $< 1$  fm/c) čime makroskopske varijable kao tlak i temperatura postaju dobro definirane te se ekspanzija sustava može opisati modelima hidrodinamike [3]. Kako se sustav tijekom evolucije hladi, na temperaturi  $T_C$  dolazi do hadronizacije te je

očekivano postojanje miješane faze hadrona, kvarkova i gluona. Daljnjom ekspanzijom dolazi do pada temperature i prestanka faze neelastičnih (“chemical freeze-out”) i elastičnih (“kinetic freeze-out”) raspršenja hadrona. Čestice naposljetku slobodno lete prema detektorskom sustavu. Prostorno-vremenska evolucija sudara je shematski prikazana na sl.1.1.

## 1.2 Mjerenja $e^+e^-$ parova

Elektron-pozitron parovi (dielektroni) predstavljaju snažan alat za proučavanje svojstava guste i jako interagirajuće materije koja se stvara u visokoenergetskim sudarima teških iona. Dielektroni se stvaraju u svakoj fazi sudara, a budući da ne interagiraju jakim silama, nesmetano prenose informaciju o svojstvima materije u vremenu svoga nastanka.

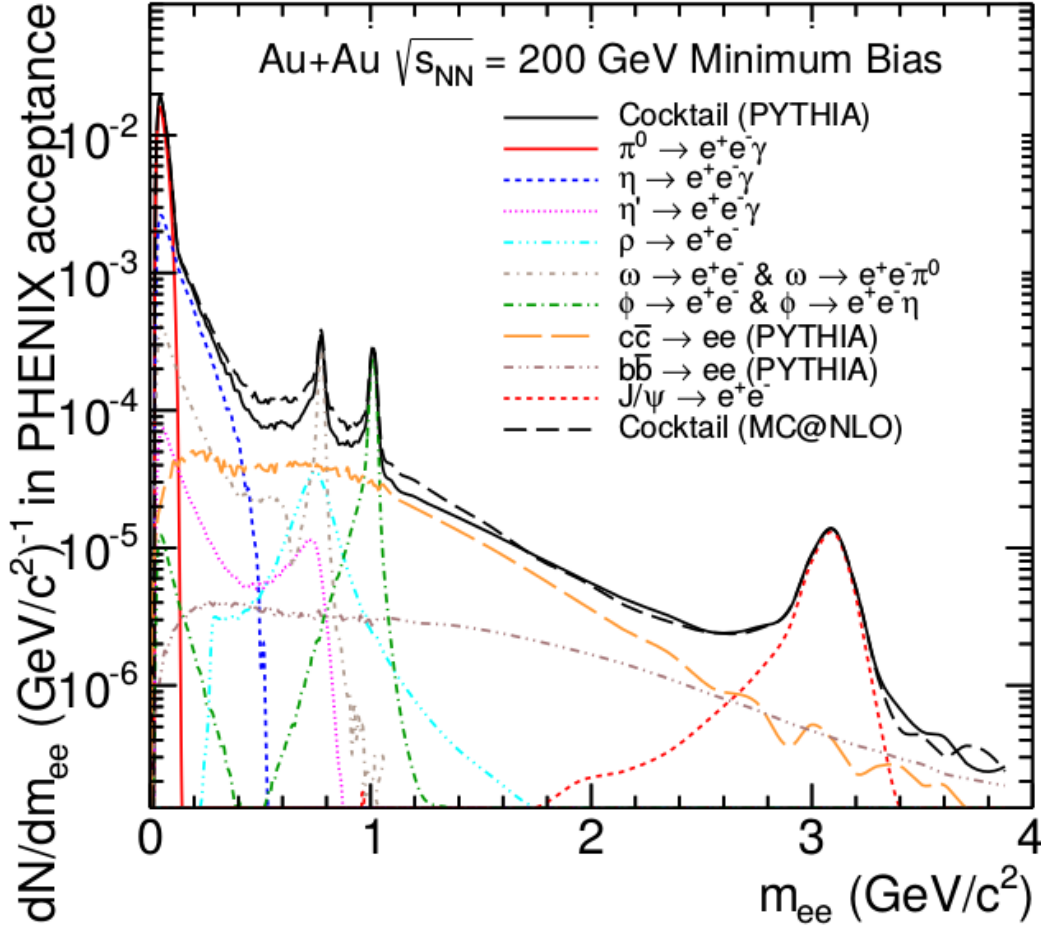
### 1.2.1 Očekivani doprinosi produkciji $e^+e^-$ parova

Kako bi proučili i razumjeli doprinose pojedinih izvora dielektrona spektru invarijantne mase ( $m_{e^+e^-}$ ) na RHIC-ovim energijama, spektar se može grubo podijeliti u tri područja.

Prvo je područje niskih masa, tzv. “*low mass region*” (LMR,  $0 - 1.2 \text{ GeV}/c^2$ ), gdje su dominantni izvori dielektrona leptonski raspad lakih pseudoskalarnih ( $\pi^0, \eta, \eta'$ ) i vektorskih ( $\rho, \omega, \phi$ ) mezona. Zbog male mase,  $\pi^0$  se proizvodi u najvećem omjeru spram ostalih mezona u svim visokoenergetskim sudarima. Dalitz raspad neutralnog piona:  $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$  stoga dominiraju LMR područjem. Drugo je područje srednjih masa, tzv. “*intermediate mass region*” (IMR,  $1.2 - 2.8 \text{ GeV}/c^2$ ), u kojem su dominantni izvori dielektrona semi-leptonski raspad teških kvarkova, korelirani putem sačuvanja okusa. Posljednje je područje visokih masa, tzv. “*high mass region*” (HMR,  $2.8 \sim 5 \text{ GeV}/c^2$ ); područje  $J/\psi$  i  $\psi'$  rezonanci, kojem doprinose semi-leptonski raspad parova teških kvarkova ( $\bar{c}c \rightarrow l^+l^-, \bar{b}b \rightarrow l^+l^-$ ) i Drell-Yann procesi ( $\bar{q}q \rightarrow l^+l^-$ ) u inicijalnim fazama nukleon-nukleon sudara.

Svi poznati izvori i očekivani doprinosi produkciji dielektrona čine tzv. “*hadronski koktel*”, koji se konstruira radi usporedbe očekivanih doprinosa s rezultatima mjerenja. Kao referenca za konstruiranje koktela u Au+Au sudarima koriste se izmjereni spektar impulsa neutralnog piona, koji se potom parametrizira i koristi za skaliranje doprinosa ostalih mezona ( $m_T$  skaliranje, objašnjeno u [4], poglavlje IV.). Primjer koktela u akceptanciji PHENIX detektora prikazan je na sl.1.2. Opcenito će višim masama u dielektronskom spektru odgovarati ranije faze prostorno-vremenske evolucije sudara, kada sustavom dominiraju tvrda raspršenja.

Teorijski modeli [5] ukazuju kako će postojanje QGP utjecati na spektralna svojstva dielektrona, što je shematski prikazano na sl. 1.3.

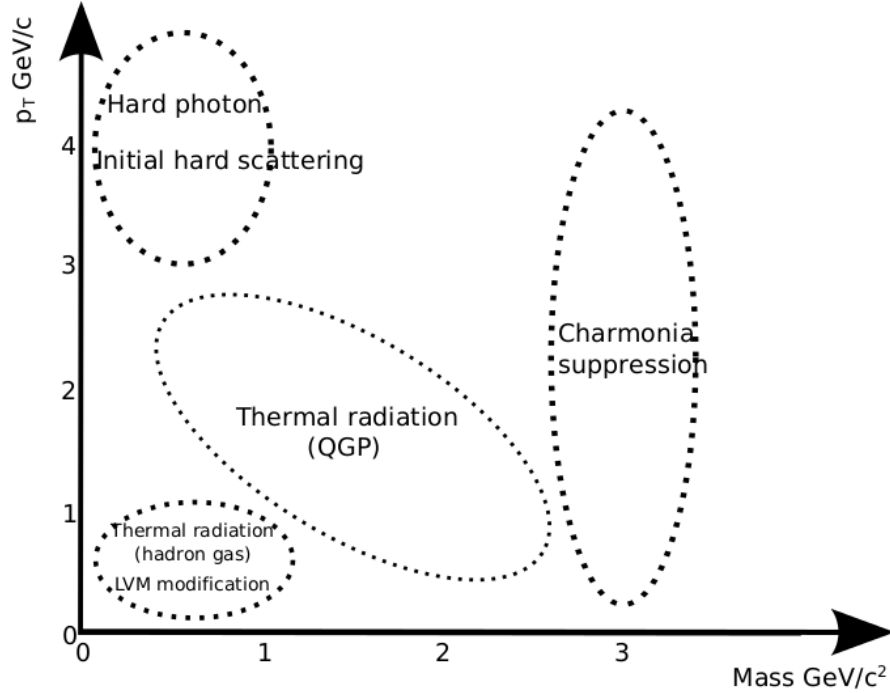


Slika 1.2: Hadronski koktel Au+Au sudara na  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV u PHENIX akceptanciji, dobiven na temelju podataka iz 2010. Preuzeto iz [6], članka koji je u pripremi za skoriju objavu, gdje su i detaljno objašnjena dva modela doprinosa teških kvarkova.

IMR se izdvaja kao područje najosjetljivije na termalnu emisiju iz faze QGP, uz modifikaciju produkcije elektrona i dielektrona koreliranim raspadima kvarkova. U LMR području se predviđa modifikacija spektralnih svojstava vektorskih mezona, u fazi prelaska QGP-a u hadronski plin. Zbog kratkog vremena života i produkcije u blizini faznog prijelaza  $\rho$  mezon se izdvaja kao najosjetljiviji na kiralna svojstva gustog medija.

### 1.3 Pregled rezultata na RHIC-u

Izazov u eksperimentalnom opažanju dielektrona je postojanje velike kombinatorijske pozadine nekoreliranih  $e^+e^-$  parova, nastalih kao posljedica ekstrakcije signala iz podataka kombiniranjem svih  $e^+e^-$  parova u danom događaju. Oduzimanje kombinatorijske pozadine u sudarima teških iona stoga je najveći uzrok sistemskih nesigurnosti u dobivenim spektrima.



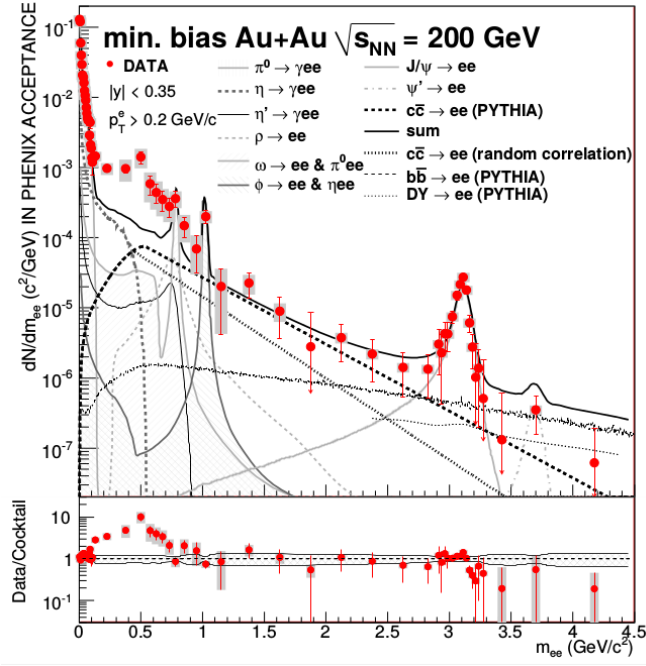
Slika 1.3: Shematski prikaz očekivanih spektralnih modifikacija dielektrona, prema teorijskom modelu [5].

### 1.3.1 PHENIX Run-4, Au+Au na $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV

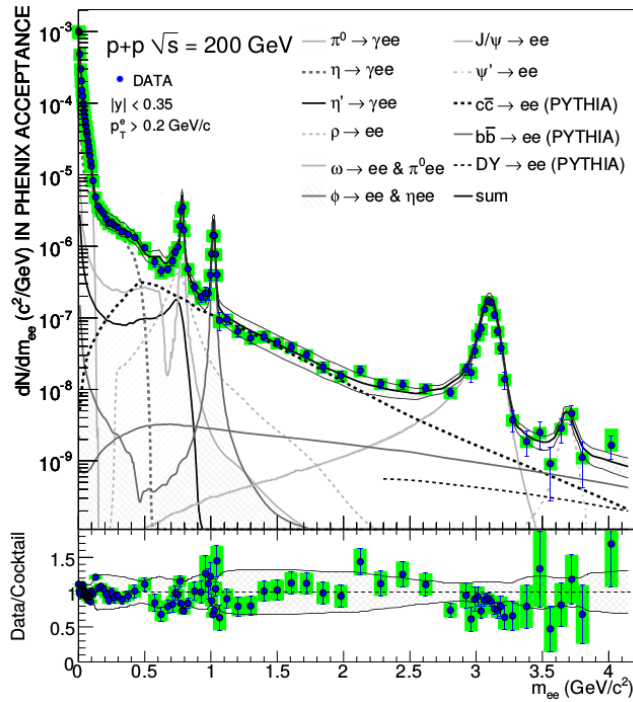
PHENIX je u Au+Au sudarima na  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV (mjerenje iz 2004.) opazio pojačanu produkciju dielektrona spram doprinosa hadronskog koktela (očekivani signal) u području mase:  $m_{ee} = 0.15 - 0.75$  GeV/c<sup>2</sup>, u iznosu od  $4.7 \pm 0.4^{stat} \pm 1.5^{syst} \pm 0.9^{model}$  za 0 – 92% centralitet (tzv. “Minimum Bias”) [4]. Kvantitativno je iznos (pojačane) produkcije spram doprinosa koktela definiran kao omjer izmjenog dielektronskog spektra i očekivanog doprinosa hadronskog koktela, tj. omjer “data/coctail” (sl.1.4), integriran u danom području mase za promatrani centralitet. U isto vrijeme hadronski koktel dobro opisuje, unutar sistemskih nesigurnosti, dielektronski spektar p+p sudara na istoj energiji (sl. 1.5).

Pojačanu produkciju dielektrona u Au+Au (sl.1.4) sudarima u navedenom području ne uspijevaju opisati ni teorijski modeli [5], koji su dobro opisivali rezultate na SPS-u, a uzimaju u obzir modifikacije spektralnih svojstava dielektrona u LMR: scenarij proširenja spektra  $\rho$  mezona te doprinos termalne emisije iz kvark-gluon plazme.

Omjer koktela (tj. očekivanog signala) i pozadine je u području spektra  $m_{ee} = 0.15 - 0.75$  GeV/c<sup>2</sup> u PHENIX-ovim podacima iz 2004. bio svega  $\sim 1/600$ , uz hadronsku kontaminaciju od  $\sim 30\%$  [4]. Želja za smanjenjem hadronske pozadine i boljom identifikacijom elektrona bili su motivacija za izgradnju novog “Hadron Blind Detektora” (HBD) [7]. HBD je korišten u mjerenjima 2009. i 2010. godine.



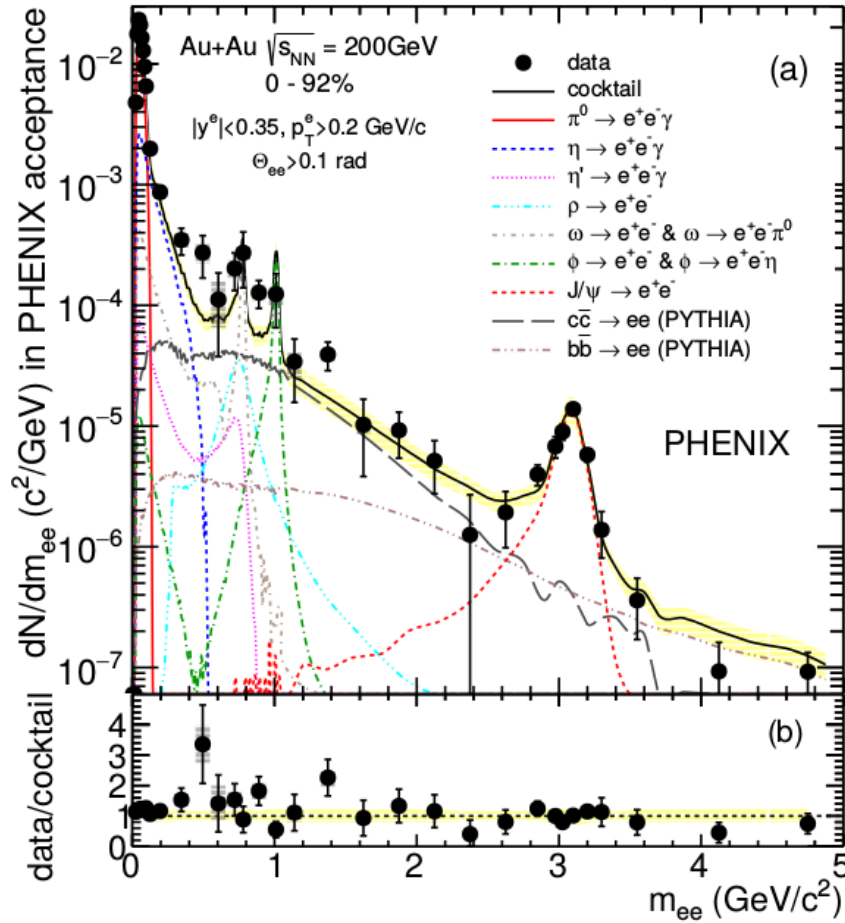
Slika 1.4: Spektar invarijantne mase  $e^+e^-$  parova u PHENIX akceptanciji (Run-4) u Min.Bias Au+Au sudarima na  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV, uspoređen s očekivanim doprinosima hadronskog koktela, PHENIX Run-4 [4].



Slika 1.5: Spektar invarijantne mase  $e^+e^-$  parova u PHENIX akceptanciji (Run-4) u Min.Bias p+p sudarima na  $\sqrt{s} = 200$  GeV, uspoređen s očekivanim doprinosima hadronskog koktela, PHENIX Run-4 [4].

### 1.3.2 PHENIX Run-10, Au+Au na $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV

PHENIX je u mjeranju iz 2010. Au+Au sudara na  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV prikupio znatno veću statistiku uz korištenje HBD-a i primjene metode neuralnih mreža. Dobiven je znatno bolji omjer koktela i pozadine ( $\sim 1/250$ ) u odnosu na mjerenje iz 2004. te je smanjena hadronska kontaminacija u uzorku na svega  $\sim 5\%$  [6]. U analizi je napravljena korekcija podataka za efekt kolektivnog gibanja materije, dok je sistematska nesigurnost u spektru smanjena zasebnim oduzimanjem svih pozadinskih izvora. Na slici 1.6 su prikazani rezultati analize.



Slika 1.6: Spektar invarijantne mase  $e^+e^-$  parova u PHENIX akceptanciji (Run-10) u Min.Bias Au+Au sudarima na  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV, uspoređen s očekivanim doprinosima hadronskog koktela. Preuzeto iz [6].

U području spektra  $m_{ee} = 0.15 - 0.75$   $GeV/c^2$  opažena je povećana produkcija dielektrona u cijelom području  $p_T$  spektra za Min.Bias (0-92 %) centralitet u odnosu na hadronski koktel u iznosu od  $2.3 \pm 0.4^{stat} \pm 0.4^{syst} \pm 0.2^{model}$  [6]. Uzimajući u obzir razliku udarnog presjeka za doprinose charm kvarkova u STAR i PHENIX eksperimentima, dobiveni se rezultati slažu, unutar sistemskih nesigurnosti, s pojačanom produkcijom izmjenom na STAR-u od  $1.77 \pm 0.11^{stat} \pm 0.24^{syst} \pm 0.33^{model}$  [8].

Teorijski model R.Rappa [5], koji uključuje širenje  $\rho$  rezonance, jako dobro opisuje pojačanu produkciju dielektrona na STAR-u [8] i PHENIX-u [6] u Au+Au sudarima na  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV (mjerjenja iz 2010. godine).

### 1.3.3 Skeniranje Au+Au sudara po energiji u STAR eksperimentu

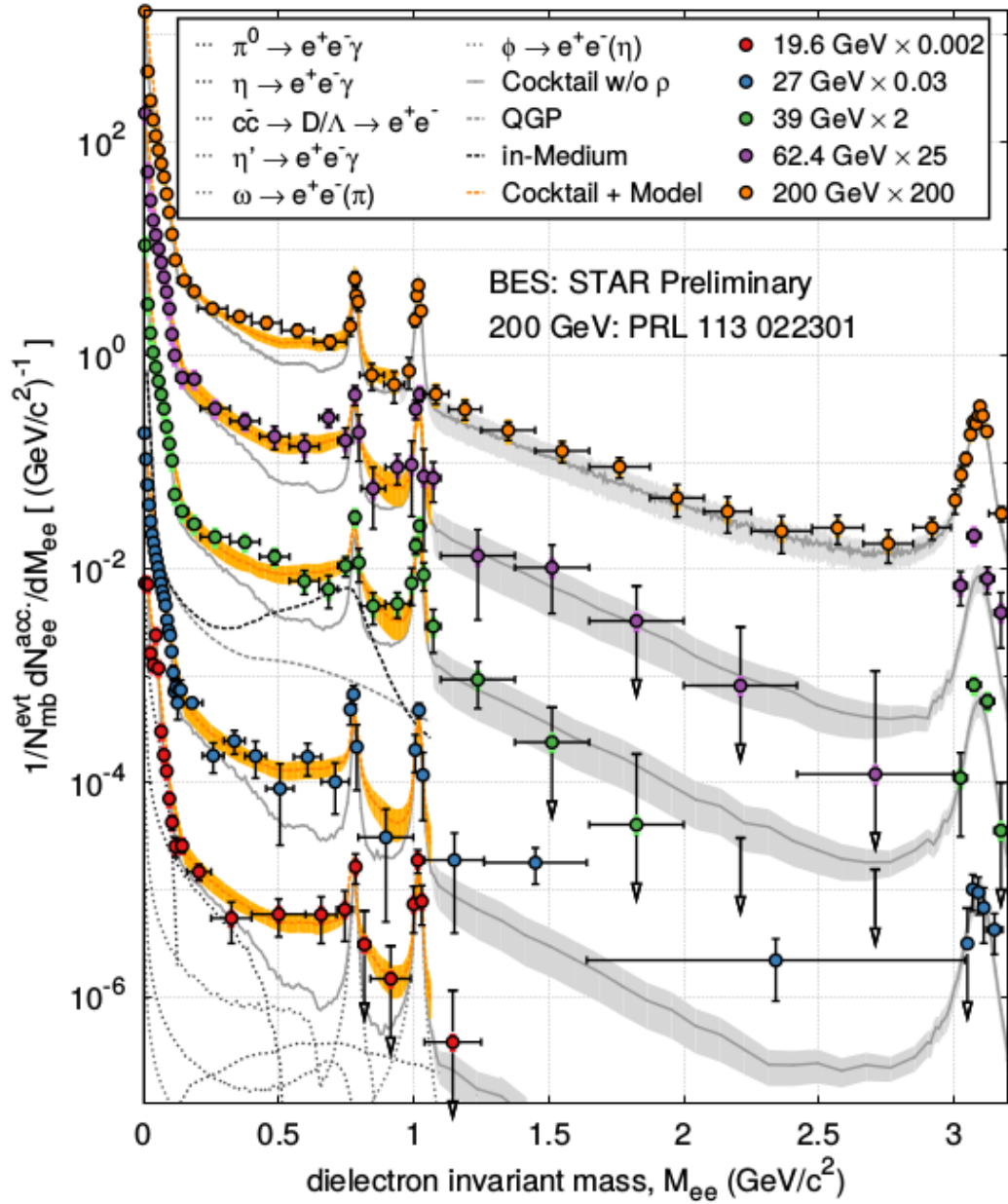
STAR je objavio preliminarne rezultate skeniranja Au+Au sudara po energiji [9], specifično spektre invarijantne mase dielektrona (sl.1.7), gdje je napravljena usporedba produkcije na danoj energiji spram očekivanog doprinosa hadronskog koktela, kao i usporedba dodatne produkcije u području  $m_{ee} = 0.15 - 0.75$  GeV/c<sup>2</sup> s Rappovim teorijskim modelom [5] modifikacije svojstava  $\rho$  mezona uz termalnu emisiju iz QGP.

Osim utjecaja na formaciju spektra “hadronske” prirode, energija sudara će utjecati i na količinu termalne emisije iz kvark-gluon plazme, što je direktno povezano sa njenim vremenom života. R.Rapp sugerira [5] kako će prelaskom na niže energije utjecaj medija na spektralna svojstva  $\rho$  mezona, odnosno pojačana produkcija dielektrona u području spektra  $m_{ee} = 0.3 - 0.75$  GeV/c<sup>2</sup> biti izraženija zbog bogatstva hadronskog medija barionima u blizini pseudo-kritične temperature ( $T_{PC} = 170$  MeV), dok se doprinosi koktelu, sastavljeni uglavnom od mezonskih raspada smanjuju. R.Rapp sugerira i produljenje vremena života medija zbog smanjenja relaksacijskih vremena usred povećanja korelacijskih duljina u mediju.

## 1.4 Motivacija i cilj diplomskog rada

U Au+Au sudarima na  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV iz 2010. godine PHENIX [6] i STAR [8] eksperimenti su opazili pojačanu produkciju dielektrona u području spektra  $m_{ee} = 0.3 - 0.75$  GeV/c<sup>2</sup>. Teorijski model R.Rappa [5], koji uzima modifikaciju spektralnih svojstava  $\rho$  mezona u LMR području dobro opisuje opaženu (dodatnu) produkciju. Isti teorijski model pretpostavlja pojačanu produkciju dielektrona u danom području i na nižim energijama sudara, na što ukazuju i preliminarni rezultati skeniranja po enegiji STAR eksperimenta [9], koje model [5] dobro opisuje. STAR je objavio rezultate na  $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$  GeV [10], gdje je opažena pojačana produkcija dielektrona u navedenom području dobro opisana Rappovim modelom [5].

Cilj ovog rada je pridonjeti širokom spektru dileptonskih istraživanja na RHIC-u, dobivanjem i analizom spektra invarijantne mase  $e^+e^-$  parova u Au+Au sudarima na  $\sqrt{s_{NN}} = 62$  GeV s željom razumijevanja produkcije materije u sudarima teških iona na različitim energijama.



Slika 1.7: Spektar invarijantne mase  $e^+e^-$  parova u STAR akceptanciji (Run-10 + Run-11) u Min.Bias Au+Au sudarima na setu RHIC-ovih energija  $\sqrt{s_{NN}} = 19.6, 27, 39, 62.4, 200$  GeV, uspoređen s očekivanim doprinosima hadronskog koktela i teorijskim modelom [5]. Preuzeto iz [9].

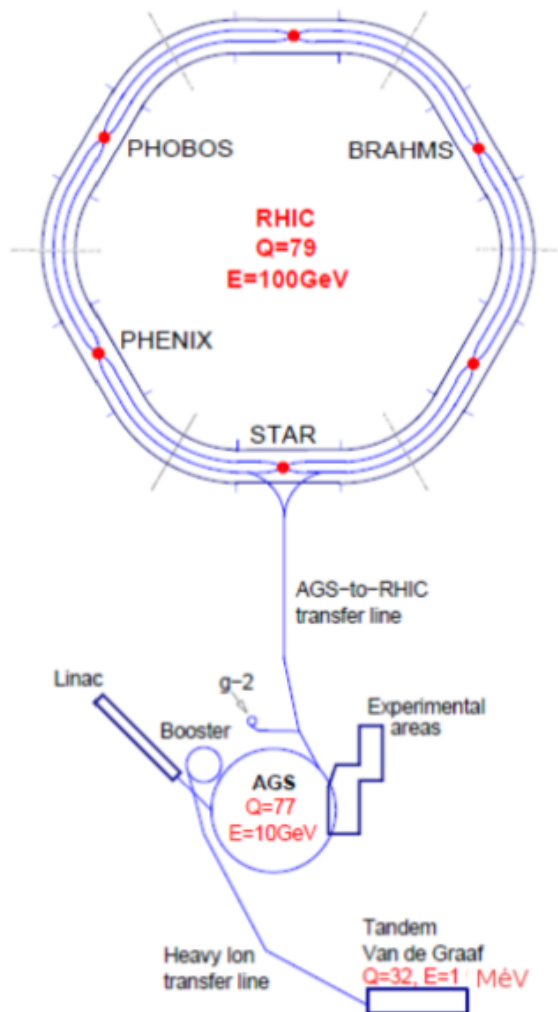


## 2 Eksperimentalni postav

### 2.1 RHIC sudarivač

Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) je akcelerator tipa sudarivača, s fizikalnim programom sudaranja teških iona u rasponu energija do  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV, odnosno protona do  $\sqrt{s} = 510$  GeV. Ukupnog opsega 3.8 km, RHIC je smješten unutar Brookhaven National Laboratorija u SAD-u te su na njemu dva trenutno aktivna eksperimenta: PHENIX i STAR. Ovaj se rad, kako je prethodno spomenuto, temelji na podacima iz 2010. (Run-10) prikupljenih na PHENIX-u tijekom programa Au+Au sudara na  $\sqrt{s_{NN}} = 62$  GeV u trajanju od  $\sim 3$  tjedna tijekom kojih je zabilježeno  $\sim 700$  milijuna događaja.

Sl.2.1 shematski prikazuje akceleratori kompleks sastavljen od Tandem Van de Graaffa, Booster Sincrotrona (BS), Alternating Gradient Sincrotrona (AGS) i RHIC-a.



Slika 2.1: Prikaz RHIC-ovog akceleratori kompleksa na BNL-u i puta kojeg snopovi iona zlata prođu do sudara u PHENIX ili STAR detektoru.

Negativni se ioni zlata ( $\text{Au}^-$ ) izbijaju s površinskih izvora i dostavljaju Tandem Van de Graaffu, gdje su akcelerirani do  $\sim 1$  MeV/nukleonu u procesu pri kojem gube elektrone prolaskom kroz dvije (“electron stripper”) folije. Rezultantni ioni ( $\text{Au}^{32+}$ ) se dostavljaju BS-u za ubrzanje do  $\sim 100$  MeV/nukleonu uz proces dodatnog skidanja elektrona. Iz BS-a se ioni ( $\text{Au}^{77+}$ ) injektiraju u AGS za ubrzanje  $\sim 11$  GeV/nukleonu. Nakon AGS-a vrši se transport na RHIC, gdje se ionima skidaju i posljednja dva elektrona, što rezultira konačnim ionima zlata  $\text{Au}^{79+}$ , koji se dostavljaju u jedan od dva RHIC-ova supravodljiva prstena: tzv. “Blue ring” i “Yellow ring”. Snopovi ( $\sim 10^{20\pm 3}$ ) iona tada akceleriraju i kruže prstenovima uz stalne prolasko kroz mjesta intersekcije: STAR i PHENIX detektore.

## 2.2 Pregled PHENIX detektora

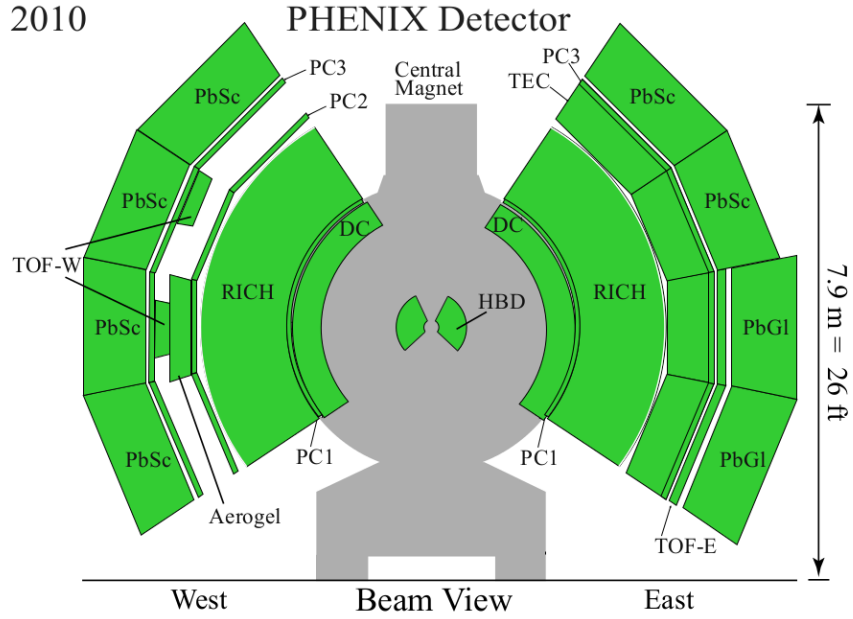
PHENIX-ov koordinatni sustav definira  $z$ -os snopa s pripadnim kutom  $\theta$ , koja za vrijednost  $\theta = 0$  gleda prema sjeveru te  $x$ -os, s pripadnim kutom  $\phi$ , koja za vrijednost  $\phi = 0$  gleda na zapad. Akceptanciju detektora izražavamo preko pokrića u azimutu ( $\Delta\phi$ ) i pseudorapiditetu, koji je definiran relacijom  $\eta = -\ln \left| \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \right|$ . PHENIX detektorski sustav sastoji se od dva centralna i dva mionska spektrometra. Svaki od centralnih spektrometara PHENIX detektora (“east arm” i “west arm”) pokrivaju područje od  $|\eta| = \pm 0.35$  u pseudorapiditetu i  $\Delta\phi = 90^\circ$  u azimutu, s odmakom od  $67.5^\circ$  između njih. PHENIX detektor, shematski prikazan na sl.2.2 sadrži sustav za globalnu karakterizaciju događaja, centralni magnet, sustav za rekonstrukciju trajektorije nabijene čestice te sustav za identifikaciju čestica.

*Beam-beam Counter (BBC)* pruža globalnu karakterizaciju događaja: položaj z verteksa, multiplicitet i centralitet sudara. *Drift Chamber (DC)* i *Pad Chamber (PC1)* rekonstruiraju trajektoriju nabijene čestice s kvalitetom koja ovisi o tome je li putanja rekonstruirana u potpunosti ili samo djelomično u svakom od podsustava. Informacije o trajektoriji tad se koriste zajedno s informacijama o zakretanju čestice u polju *Centralnog Magneta (CM)* kako bi odredili njen impuls i naboj. Za identifikaciju elektrona koriste se *Ring Imaging Čerenkov Counter (RICH)*, *Electromagnetic Calorimeter*, *Time of Flight Detector East (TOFE)* i *Hadron Blind Detektor (HBD)*. U nastavku će biti detaljnije opisan svaki od PHENIX-ovih podsustava.

## 2.3 Sustav za globalnu karakterizaciju događaja

### 2.3.1 Beam-beam Counter (BBC) i Min.Bias Level-1 triger

BBC detektor mjeri z položaj verteksa, trenutak i centralitet sudara. Smješten na  $\pm 1.44$  m od nominalne točke interakcije, BBC se sastoji od dva seta Čerenkovljevih brojača (južni i sjeverni set) postavljenih uzduž osi snopa s pokrićem od  $3.0 < |\eta| < 3.9$  u pseudorapiditetu i  $360^\circ$  u azimutu. Svaka je strana BBC-a opremljena s 64 fo-



Slika 2.2: Shematski prikaz PHENIX detektora iz perspektive snopa u  $z = 0$ . Preuzeto iz [7].

Podsystem	$\Delta\eta$	$\Delta\phi$
CM	$\pm 0.35$	$360^\circ$
BBC	$\pm 3.1$ do $3.9$	$360^\circ$
DC	$\pm 0.35$	$2 \times 90^\circ$
PC1	$\pm 0.35$	$2 \times 90^\circ$
RICH	$\pm 0.35$	$2 \times 90^\circ$
TOFE	$\pm 0.35$	$45^\circ$
PbSc EMCal	$\pm 0.35$	$90^\circ + 45^\circ$
PbGl EMCal	$\pm 0.35$	$45^\circ$
HBD	$\pm 0.35$	$2 \times 112.5^\circ$
PHENIX	$\pm 0.35$	$2 \times 90^\circ$

Tablica 2.1: Raspon u pseudorapiditetu  $\Delta\eta$  i azimutu  $\Delta\phi$  korištenih detektorskih podsustava PHENIX-a u konfiguraciji Run-10.

tomultiplikatora s kvarcnim Čerenkovljevima radijatorima duljine  $\sim 3$  cm na prednjoj strani. Intrizična razlučivost BBC-a je  $\sim 20$  ps za rekonstrukciju trenutka sudara, odnosno  $\sim 2$  cm u p-p te  $\sim 0.6$  cm u Au+Au sudarima za rekonstrukciju položaja z osi verteksa sudara.

Položaj verteksa je određen razlikom vremena udara čestica u sjevernu i južnu stranu, dok je početno vrijeme sudara određeno razlikom njihove aritmetičke sredine i puta kojeg čestice prođu od nominalne točke interakcije ( $z = 0$ ) do detektora. Centralitet je povezan s ukupnim nabojem koji nukleoni “promatrači” ostave u BBC-u.

“Minimum Bias Level-1 trigger” je definiran uvjetom za minimalno dva udara u svaku stranu BBC detektora, nakon kojih se mjere događaji u rasponu verteksa  $|z| < 30$ .

## 2.4 *Centralni magnet*

PHENIX-ov centralni magnet stvara magnetsko polje paralelno osi snopa pokrivajući kut od  $360^\circ$  u azimutu i  $|\eta| < 0.35$  pseudorapiditetu. Sam se magnet sastoji od dvije zavojnice u Helmholtzovoj konfiguraciji: unutarnje i vanjske, koje se napajaju iz zasebnih izvora što omogućava ukupno četiri konfiguracije magneta: “++”, “--”, “+-” i “-+”. HBD (vidi sl.2.2) zahtjeva postavljanje u prostor van magnetskog polja, stoga su u Run-10 zavojnice bile napajane strujama suprotnih smjerovima za “+-” ili “-+” konfiguracije magneta, omogućavajući tako da prostor do radijusa  $\sim 60$  cm bude van polja. Integral polja u tim konfiguracijama je  $\sim 0.43$  T·m. Razlozi zbog kojih je bitno je HBD bude van magnetskog polja su diskutirani u poglavlju 2.7.

## 2.5 *Sustav za rekonstrukciju putanje nabijene čestice*

### 2.5.1 *Drift Chamber (DC)*

DC rekonstruira putanju nabijene čestice sukcesivnim mjerenjem kordinata njenog prolaska u  $r - \phi$  i  $z$  ravninama. Iz rekonstruirane putanje čestice u magnetskom polju i driftnoj komori se tad određuju njeni impuls i naboj.

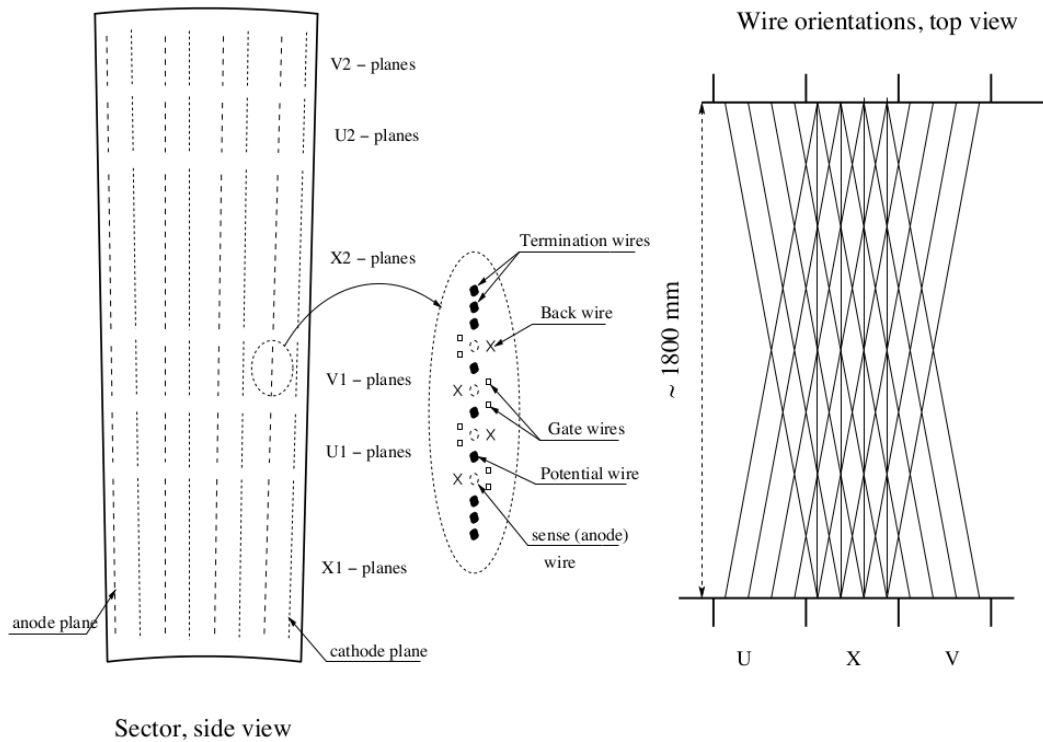
DC je mnogožičani detektor sastavljen od dvije identične komore ispunjene plinom, u koji je uronjeno 6 ravnina žica za sukcesivno mjerenje kordinate prolaska čestice. Komore su postavljene na radijalnoj udaljenosti  $2.02 < r < 2.48$  m od osi snopa te pokrivaju  $90^\circ$  u azimutu i  $\pm 0.35$  u pseudorapiditetu. Mješavina plina u komorama (50% argon, 50% etan) osigurava uniformnu driftnu brzinu do jakosti polja  $\sim 1$  kV/cm uz visoko pojačanje signala ionizacije. Razlučivost svake žice je  $\sim 165 \mu\text{m}$  s efikasnošću rekonstrukcije od 95%. Shematski prikaz jednog sektora (ukupno ih ima 20 na jednoj strani) i manjeg modula driftne komore nalaze se na sl.2.3.

### 2.5.2 *Pad Chamber (PC1)*

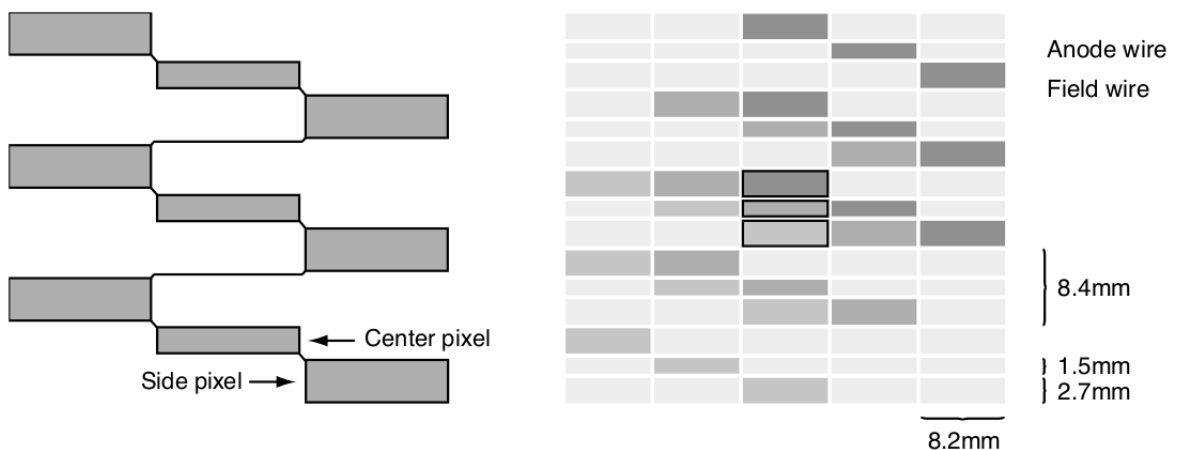
PC1 mjeri polarni kut  $\theta$  i  $z$  kordinatu trajektorije nabijene čestice. Polarni kut je ključan za rekonstrukciju longitudinalnog impulsa trajektorije  $p_z$ . Sustav DC+PC1 omogućava tako potpunu 3D rekonstrukciju impulsa i trajektorije nabijene čestice.

Detektor se sastoji samo od jednog sloja žica razlučivosti 1.7 mm, postavljenih između katodnih ravnina na međusobnoj udaljenosti  $\pm 3$  mm. Katodne ravnine se dodatno

dijele u piksele, kako je prikazano na sl.2.4, gdje je geometrija piksela birana za efikasno čitanje signala s čim manjim brojem elektroničkih elemenata.



Slika 2.3: Shematski prikaz ravnina žica (X, U, V) unutar jednog modula PHENIX-ove driftne komore (lijevo), uz prikaz geometrije žica unutar jedne anodne ravnine koja je osjetljiva na prolazak čestice (desno). Izmjenom redosljeda anodnih i katodnih žica u svakoj ravnini se osigurava osjetljivost na driftni naboj samo s jedne strane, dok “gate” i “back” žice služe za formiranje driftnog polja. Preuzeto iz [11].



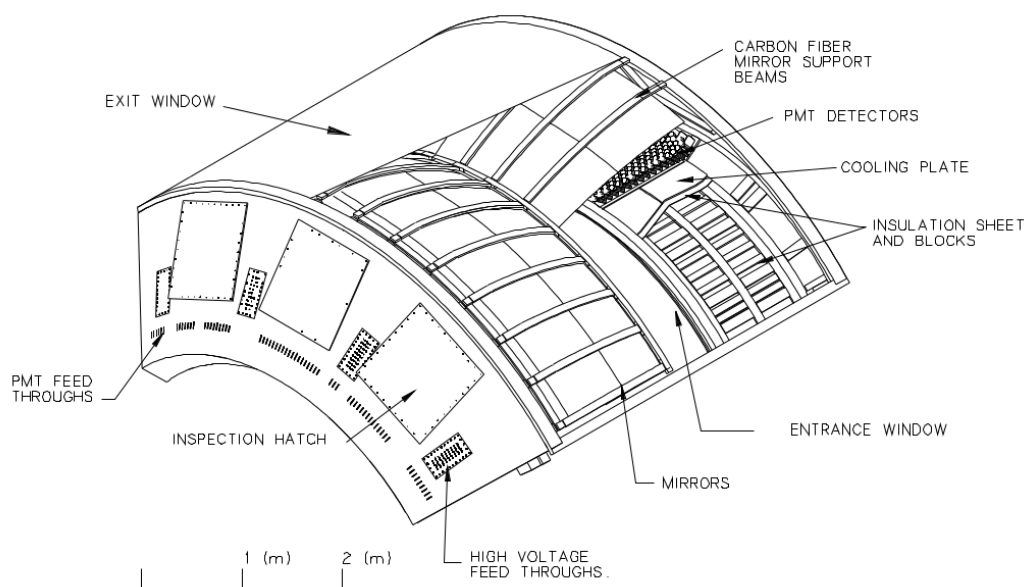
Slika 2.4: Prikaz geometrije jednog elementa za očitavanje signala (lijevo), uz prikaz geometrije piksela (desno). Čestica formira signal u detektoru ako je ionizacija stvorena njenim prolaskom registrirana u tri susjedna piksela u  $\phi$  smjeru (slika desno). Preuzeto iz [11].

## 2.6 Sustav za identifikaciju elektrona

PHENIX-ov sustav za identifikaciju elektrona čine RICH, EMCal i TOFE detektori diskutirani u ovom poglavlju te HBD kojeg ćemo detaljnije promotriti u zasebnom (2.7) poglavlju zbog njegovog važnog doprinosa u analizi kao nadogradnje PHENIX-ovom detektorskom sustavu.

### 2.6.1 Ring Imaging Čerenkov Counter (RICH)

RICH je plinski ( $\text{CO}_2$ ) Čerenkov detektor s primarnom ulogom identifikacije elektrona na PHENIX-u. Granični impuls za emisiju Čerenkovljevog zračenja za nabijene pione ( $p_T = 4.87 \text{ GeV}/c$ ) predstavlja gornju granicu za separaciju odaziva elektrona od piona. Donju granicu tvorbe signala predstavlja minimalan impuls elektrona ( $p_T = 18 \text{ MeV}/c$ ) potreban da elektron emitira Čerenkovljevo zračenje.



Slika 2.5: Shematski prikaz PHENIX-ovog RICH detektora. Preuzeto iz [12].

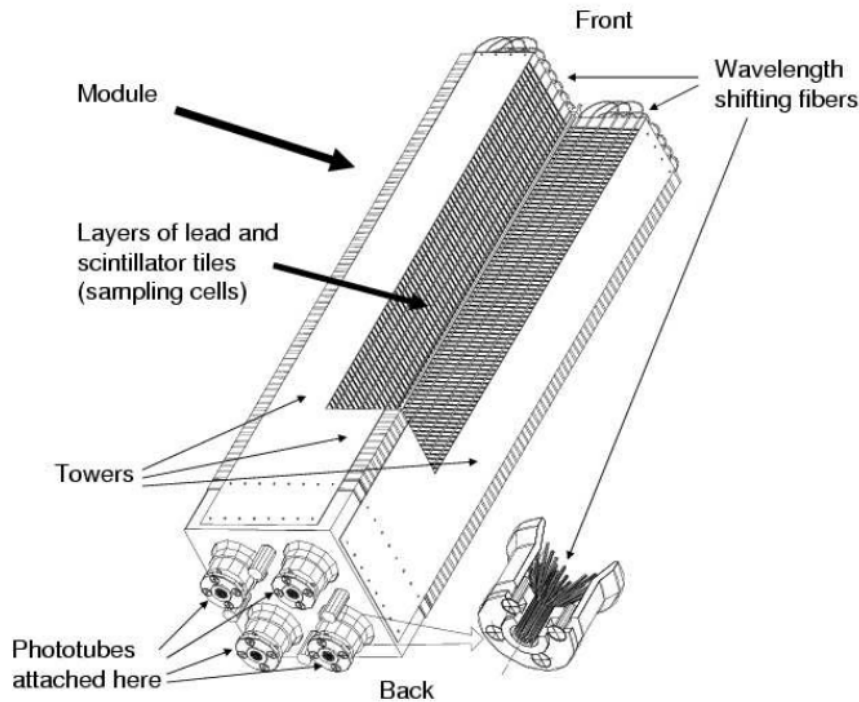
Čerenkovljevo zračenje se fokusira s dva preklapajuća sferna zrcala na ravninu fotomultiplikatora (PMT) postavljenih van akceptancije detektora, gdje se formira električni signal. U prosjeku, nabijena čestica rapiditeta  $\beta \approx 1$  emitira  $\sim 10$  Čerenkovljevih fotona unutar kuta  $\theta_C(1/n\beta) \approx 9 \text{ mrad}$ , koji se tad fokusiraju na  $\sim 5$  fotomultiplikatora u dijametru  $\sim 11.8 \text{ cm}$ .

### 2.6.2 Electromagnetic Calorimeter (EMCal)

Elektromagnetski kalorimetar mjeri energiju čestice deponiranu elektromagnetskim zračenjem, vrijeme proleta (eng. “time-of-flight”) od verteksa te srednji položaj elektromagnetskog pljuska u detektoru.

EMCal se sastoji od dva detektorska sustava: PbSc (olovo-scintilator) koji pokriva 3/4 akceptancije PHENIX-a s četiri sektora u zapadnom i dva u istočnom dijelu detektora, te PbGl (olovo-staklo) koji obuhvaća četvrtinu akceptancije sa svoja dva sektora u istočnom dijelu detektora.

PbSc detektor (sl.2.6) je semplirajući tip kalorimetra, sastavljen od 15552 PbSc tornjeva koji pak sadrže svaki po 66 semplirajućih elemenata povezanih optičkim vlaknima s fotomultiplikatorima kojima se stvara (električni) signal. Energetska razlučivost PbSc za elektrone iznosi:  $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{8.1\%}{\sqrt{E[GeV]}} \times 2.1\%$ , dok je vremenska razlučivost  $\sim 450$  ps.

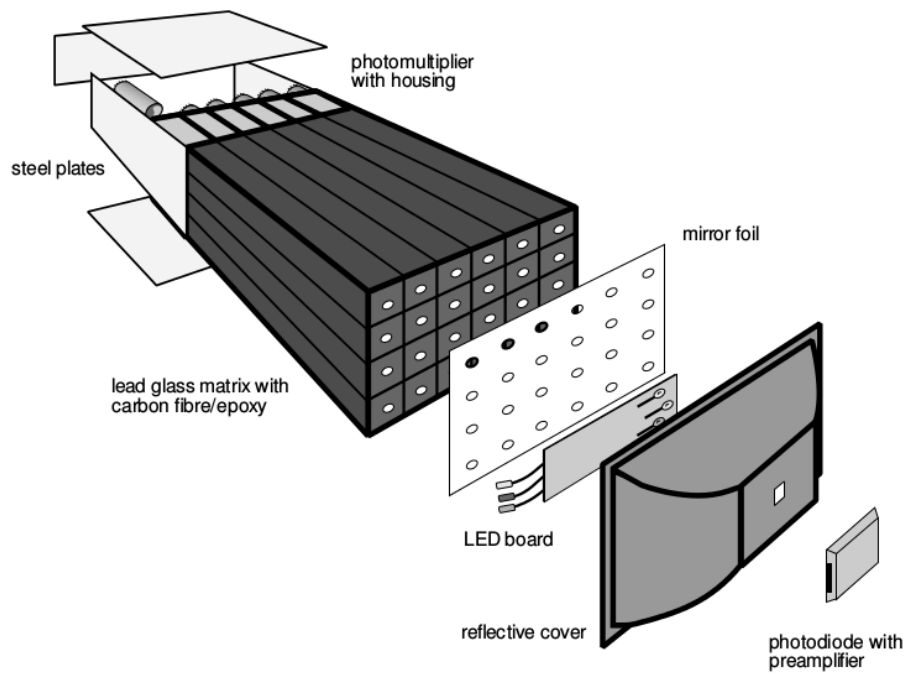


Slika 2.6: Shematski prikaz jednog modula PbSc detektora, sastavljenog od 4 tornja. Preuzeto iz [13].

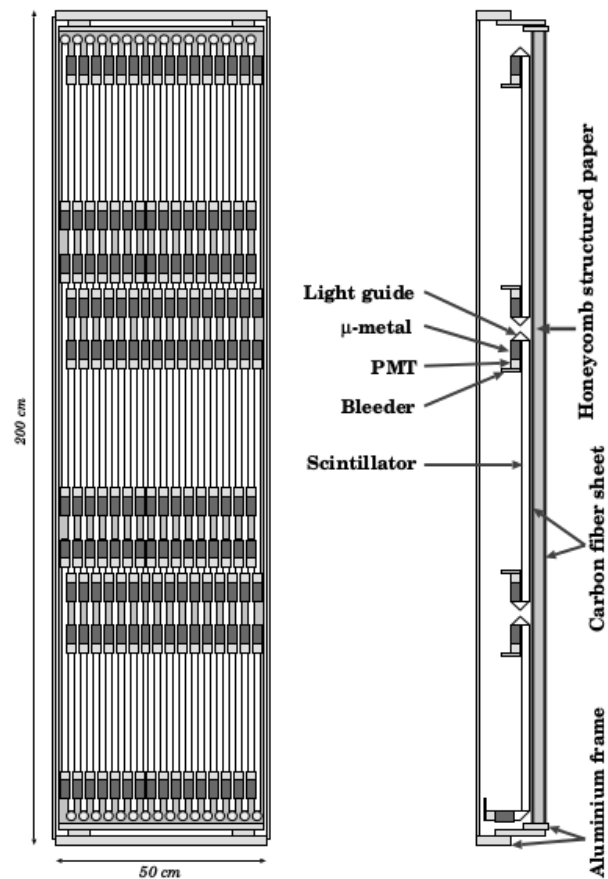
PbGl detektor (sl.2.7) je homogeni tip kalorimetra, sastavljen od 9216 PbGl Čerenkovljevih modula, na čijim su izlazima fotomultiplikatori u kojima se stvara (električni) signal. PbGl ima bolju energetska razlučivost za elektrone u odnosu na PbSc:  $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{5.9\%}{\sqrt{E[GeV]}} \times 0.8\%$ , dok je vremenska razlučivost znatno lošija i iznosi  $\sim 750$  ps.

### 2.6.3 Time-of-flight Detektor East (TOFE)

TOFE mjeri vrijeme proleta čestice od verteksa do položaja detektora, smještenog neposredno ispred PbGl detektora u istočnom djelu PHENIX-a. Razlog takvog smještaja je slaba vremenska razlučivost PbGl detektora.



Slika 2.7: Shematski prikaz jednog supermodula PbG detektora, sastavljenog od  $6 \times 4$  modula. Preuzeto iz [13].



Slika 2.8: Shematski prikaz jedne ploče TOFE detektora. Preuzeto iz [12].

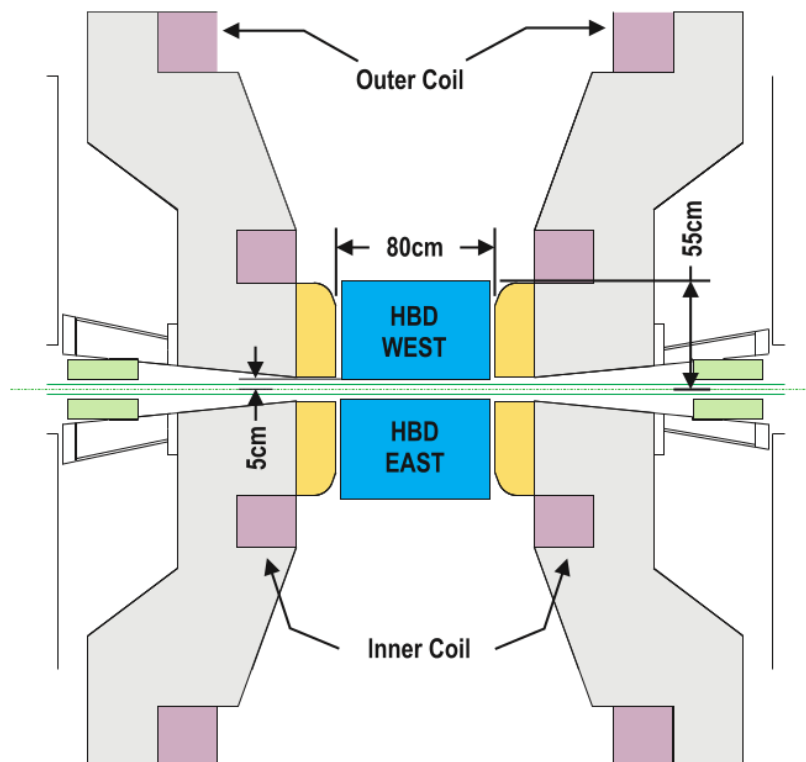


TOFE se sastoji od 96 segmenata koji sadrže organske scintilatore povezane na dva kraja fotomultiplikatorima na sustav za očitavanje signala. TOFE ima ukupno 10 jednakih ploča koji prekrivaju  $\sim 65\%$  akceptacije PbPb detektora. Zahvaljujući korištenju scintilatora od plastike, vremenska razlučivost TOFE detektora je  $\sim 150$  ps.

## 2.7 Hadron Blind Detektor (HBD)

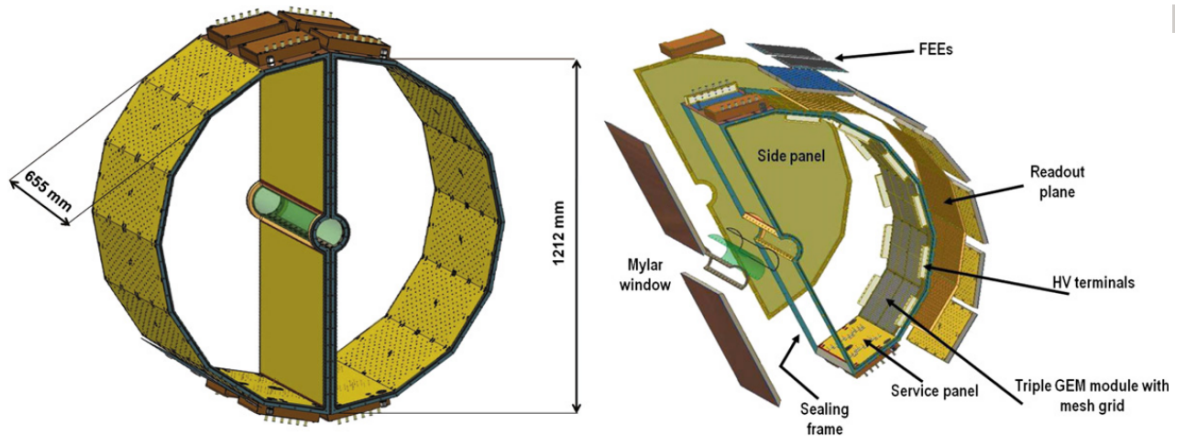
### 2.7.1 Opis detektora

Kako je prethodno diskutirano, nizak omjer koktel/pozadina  $\sim 1/600$  u području  $m_{ee} = 0.3 - 0.75$  GeV/c<sup>2</sup> i hadronska kontaminacija od  $\sim 30\%$  u dielektronskom spektru Au+Au sudara na  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV u Run-4 [4] su bili motivacija za konstrukciju Hadron Blind Detektora kao nadogradnje PHENIX-ovom centralnom detektoru. Glavni su uzroci kombinatorijske pozadine  $e^+e^-$  parovi nastalih  $\gamma$  konverzijama u materijalu i oni nastali nepotpuno rekonstruiranim Dalitz raspadima  $\pi^0$ . HBD je u mogućnosti otkloniti parove iz navedenih izvora koristeći njihovo jedinstveno svojstvo: veoma malen kut otvaranja. Kako bi inicijalni kut otvaranja para ostao sačuvan, HBD je postavljen u prostor bez magnetskog polja na radialnoj udaljenosti 5 – 60 cm od središta osi snopa (shematski prikazano na sl.2.9.



Slika 2.9: Prikaz pozicije HBD-a unutar PHENIX-a. Preuzeto iz [7]

HBD je Čerenkovljev detektor ispunjen čistim CF<sub>4</sub> plinom kao radijativnim i detektorskim elementom u kojem se nalaze trostruki GEM moduli [14] s CsI fotokatodom na vrhu prvog modula i heksagonalno segmentirana anoda za očitavanje signala.



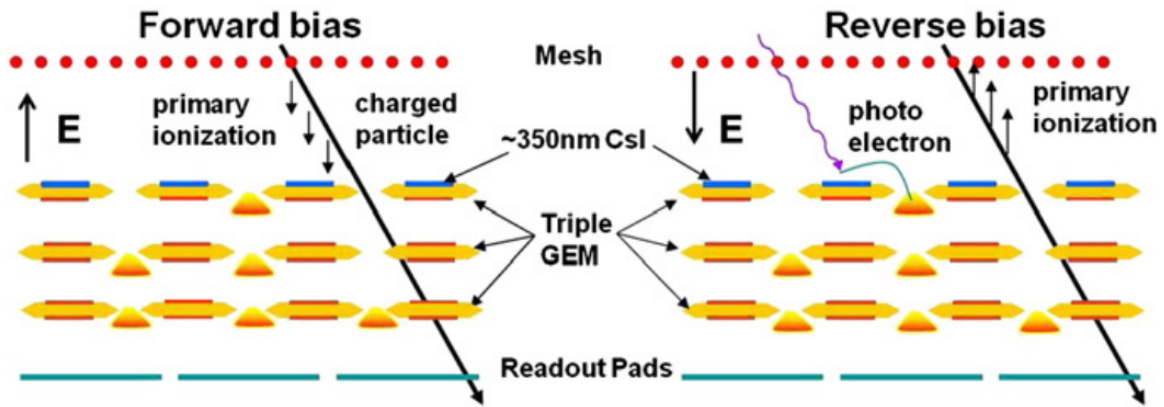
Slika 2.10: 3D prikaz HBD-a, segmentiranog u 12 detektorskih modula (lijevo), uz detaljan prikaz jedne strane HBD-a (desno). Preuzeto iz [7]

### 2.7.2 Formiranja elektronskog signala

Prolaskom  $\beta \approx 1$  elektrona kroz aktivni volumen detektora emitiraju se Čerenkovljevi fotoni koji fotoelektričnim efektom na površini CsI fotokatode stvaraju fotoelektrone (sl.2.11). Fotoelektroni se tada ubrzavaju kroz snažno električno polje u procjepima GEM modula izazivajući proces lavinske emisije elektrona. Efektivno se fotoelektrični signal CsI fotokatode pojačava kroz trostruki GEM modul do  $G = 4000$  puta kroz razliku potencijala od  $\Delta V_{GEM} = 470$  V. Pojačani elektronski signal tad pada na izlazne heksagonalne ćelije za očitavanje površine  $6.2 \text{ cm}^2$ , koja je usporediva, ali manja od prosječne površine  $\sim 9.9 \text{ cm}^2$  u koju se emitiraju Čerenkovljevi fotoni. Vjerojatnost da elektron svojim prolaskom ostavi signal lokaliziran na jednoj heksagonalnoj ćeliji stoga je izrazito mala, a u prosjeku će biti raspoređen na 3 ćelije.

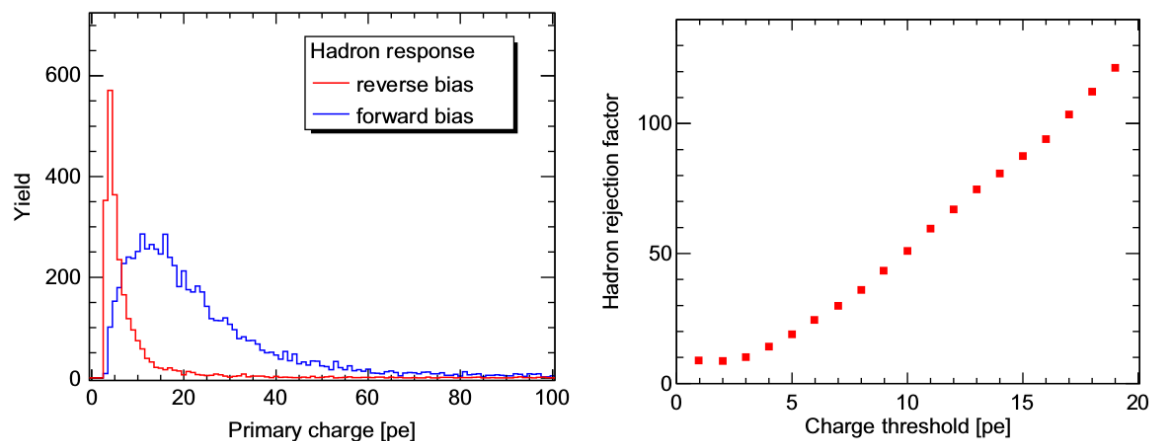
### 2.7.3 Neosjetljivost na hadrone

Neosjetljivost na hadrone HBD osigurava radom u zapornoj polarizaciji ("reverse bias") (sl.2.11), u kojem se ulazna mreža drži na nižem negativnom potencijalu od gornjeg sloja GEM modula. Elektroni stvoreni primarnom ionizacijom pri prolasku čestice (hadrona) kroz driftno područje plina se na taj način privlače prema ulaznoj mreži i ne dolaze do GEM modula. Dio ionizacije plina stvoren u blizini fotokatode ( $\sim 100 \mu\text{m}$ ) ipak će se pojačati kroz trostruki GEM modul, kao i dio ionizacije stvoren u blizini srednjeg sloja GEM modula ostavljajući signal dominantno lokaliziran na svega jednoj heksagonalnoj ćeliji. Kao posljedica stvaranja scintilacije pri prolasku čestice u cijelom volumenu HBD-a, postojati će fluktuirajući pozadinski naboj na ćelijama koji raste s multiplicitetom sudara.



Slika 2.11: Shematski prikaz trostrukog GEM modula HBD-a u propusnoj polarizaciji (“forward bias”, FB) i zapornoj polarizaciji (“reverse bias”, RB). Zbog smjera električnog polja elektroni nastali primarnom ionizacijom se u FB usmjeravaju na GEM modul, dok se u slučaju RB i obrata električnog polja oni odvlače na ulaznu mrežu. Kroz GEM modul želimo pojačati samo Čerenkovljev signal, stoga RB način omogućava neosjetljivost detektora na hadrone, čiji se signal ionizacije odvlači na ulaznu mrežu. Preuzeto iz [7].

Odaziv detektora na hadrone u propusnoj (FB) i zapornoj (RB) polarizaciji prikazan je na sl.2.12.



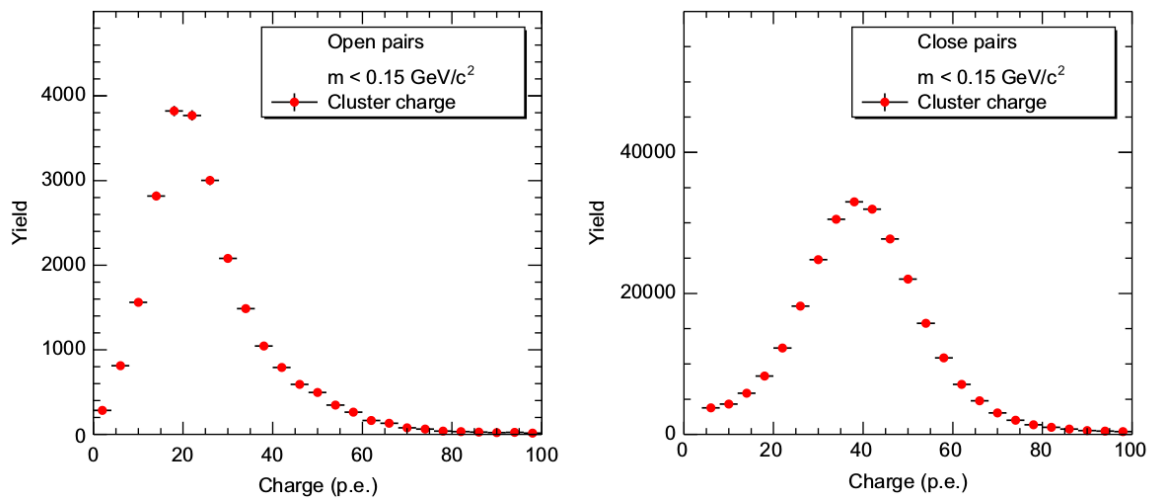
Slika 2.12: Odaziv HBD-a na hadrone u FB i RB načinu rada u p+p sudarima na 200 GeV u Run-9 (lijevo), uz prikaz faktora odbacivanja hadrona za postavljeni minimalni naboj na izlaznim heksagonalnim ćelijama (desno). Preuzeto iz [7].

Postavljanjem uvjeta na minimalni naboj u HBD-u u mogućnosti smo odbaciti velik udio hadrona, lokaliziranih prvenstveno na niskim vrijednostima naboja HBD-a u RB modu rada. Primjerice, faktor odbacivanja hadrona u HBD-u od 50 se postiže za minimalni naboj od  $\sim 10$  p.e. (fotoelektrona).

## 2.7.4 Odaziv detektora na jednostruke i dvostruke udare elektrona

Kako bi odbacili  $e^+e^-$  parove  $\gamma$  konverzija u materijalu i one iz Dalitz raspada  $\pi^0$  HBD treba imati dobru separaciju bliskih jednostrukih i dvostrukih udara u detektor. Zbog velikog kuta otvaranja  $e^+e^-$  parovi iz raspada vektorskih mezona i teških čestica će ostavljati dva jednostruka udara u HBD-u, dok će  $e^+e^-$  parovi iz  $\gamma$  konverzija i Dalitz raspada  $\pi^0$ , zbog malog kuta otvaranja ostavljati jedan dvostruki udar u HBD-u. Odaziv na jednostruke i dvostruke parove prikazan je na sl.2.13.

Postavljanjem uvjeta na gornju granicu naboja HBD-a u mogućnosti smo otkloniti  $\sim 80\%$  dvostrukih parova (spektar ima vrh na  $\sim 40$  p.e.) s efikasnošću  $\sim 90\%$ . Spektar jednostrukih elektrona ima vrh na 20 p.e.



Slika 2.13: Odaziv HBD-a na jednostruke i dvostruke udare čestica u detektor u p+p sudarima na 200 GeV u Run-9. Za testni uzorak elektrona (pozitrona) su se koristile trajektorije iz područja invarijantne mase  $m_{ee} < 0.15$  GeV/c<sup>2</sup>, gdje je kombinatorijska pozadina zanemariva. Preuzeto iz [7].

### 3 Analiza

U ovom je poglavlju opisana analiza Au+Au sudara na  $\sqrt{s_{NN}} = 62$  GeV, temeljena na podacima iz 2010. godine (Run-10) prikupljenim u PHENIX eksperimentu na RHIC-u. Početni set podataka predstavlja niz pojedinačnih Au+Au sudara grupiranih prema vremenu uzimanja podataka u tzv. “Runove”, koji su zadovoljili BBC “Minimum Bias Level-1 Trigger” (poglavlje 2.3.1).

U prvom koraku analize otklanjamo neaktivna i nefunkcionalna područja Driftne komore, kako bi osigurali konzistentnu rekonstrukciju trajektorija čestica unutar PHENIX akceptancije. Zatim radimo kalibraciju vremenskog odaziva EMCal detektora za upotrebu informacija o vremenu proleta čestica u identifikaciji elektrona. Analizom kvalitete događaja osiguravamo konzistentan odaziv detektora za čitavo vrijeme trajanja Au+Au sudara na  $\sqrt{s_{NN}} = 62$  GeV te odbacujemo pojedine “runove” koji ne zadovoljavaju kvalitetom rekonstrukcije. Unutar svakog događaja, pojedinačnog Au+Au sudara, radimo selekciju elektronskog uzorka na temelju fizikalnog signala kojeg trajektorije nabijenih čestica ostave u centralnim detektorima PHENIX-a. Iz odabranog elektronskog uzorka se konstruiraju  $e^+e^-$  parovi, koji nakon oduzimanja pozadine predstavljaju spektar dielektrona Au+Au sudara na  $\sqrt{s_{NN}} = 62$  GeV u PHENIX-ovoj akceptanciji (tab.2.1).

#### 3.0.5 Pregled korištenih opservabli

Trajektorija nabijene čestice se rekonstruira u potpunosti DC i PC1 detektorima, kvalitetom (“quality”) koja ovisi o broju izmjerenih točaka u  $r - \phi$  i  $z$  ravnini. Proces rekonstrukcije podrazumijeva da sve čestice proizlaze iz verteksa, koji se određuje pomoću BBC-a. Nakon projekcije trajektorije u verteks čestici se rekonstruiraju impuls i naboj. Iz izmjerenog kuta  $\alpha$ , kuta kojeg trajektorija ima spram linije koja povezuje verteks i DC na referentnom radijusu  $R = 220$  cm se rekonstruira transverzalni impuls  $p_T$  nabijene čestice s razlučivošću 1.6% za  $p_T = 0.5$  GeV/c.

Rekonstruirana trajektorija se tada projicira na ostale detektore: RICH, EMCal, TOFE i HBD, gdje se projekcija povezuje s rekonstruiranim udarima u detektor. Elektroni se identificiraju na temelju fizikalnog očekivanja odaziva u detektorima, pomoću rekonstruiranih opservabli:

**n0:** broj pogođenih fotomultiplikatora unutar očekivanog radijusa Čerenkovljevog zračenja u RICH-u.

**disp:** razlika projekcije rekonstruirane trajektorije i geometrijske sredine prstena pogođenih fotomultiplikatora u RICH-u.

$\chi^2/\text{npe0}$ :  $\chi^2$  varijabla razlike rekonstruiranog i očekivanog prstena Čerenkovljevog zračenja, podjeljena s brojem fotoelektrona u rekonstruiranom prstenu.

**emcsdr:** udaljenost središta rekonstruiranog grozda od projekcije trajektorije na

EMCal, izraženo u jedinicama standardne devijacije  $dz$  i  $d\phi$ .

**prob:** vjerojatnost da je EMCal grozd proizveden elektromagnetskim zračenjem, temeljeno na obliku rekonstruirane kaskade.

**dep:** varijabla koja definira očekivani omjer energija-impuls za elektrone kao  $\frac{E/p-1}{\sigma_{E/p}}$ , gdje je  $E$  energija izmjerena u EMCal-u, a  $p$  ukupni rekonstruirani impuls; varijabla je izražena u jedinicama standardne devijacije očekivane Gaussijanske raspodjele  $E/p \sim 1$  za elektrone.

**hbdcharge:** ukupni naboj rekonstruiran u HBD-u.

**hbdid:** varijabla koja omogućava da se postavljanjem uvjeta na granični naboj HBD grozda odbace trajektorije koje ne ostavljaju stvarni signal u HBD-u.

## 3.1 Kalibracija detektora

### 3.1.1 Otklanjanje neaktivnih područja driftne komore

Neaktivna i nefunkcionalna područja driftne komore otklanjaju se ručno, vizualnim pregledom odaziva za sve događaje u 2D ( $\alpha : board(\phi)$ ) ravnini, koja je odraz strukture driftne komore i njenog položaja unutar PHENIX-a. Područja koja ne zadovoljavaju kvalitetom rekonstrukcije će u  $\alpha : board(\phi)$  ravnini sadržavati manji broj trajektorija koje su u potpunosti rekonstruirane, što se može primijetiti u području  $board \sim 20 - 30$  na sl.3.1, koje prikazuju dvije strane istočne komore. Na sličan se način neaktivna ili nefunkcionalna područja mogu primijetiti i u zapadnoj komori, prikazanoj na sl.3.2. Granicu neaktivnog područja možemo aproksimirati pravcem:

$$\alpha' = a \cdot (board - b), \quad (3.1)$$

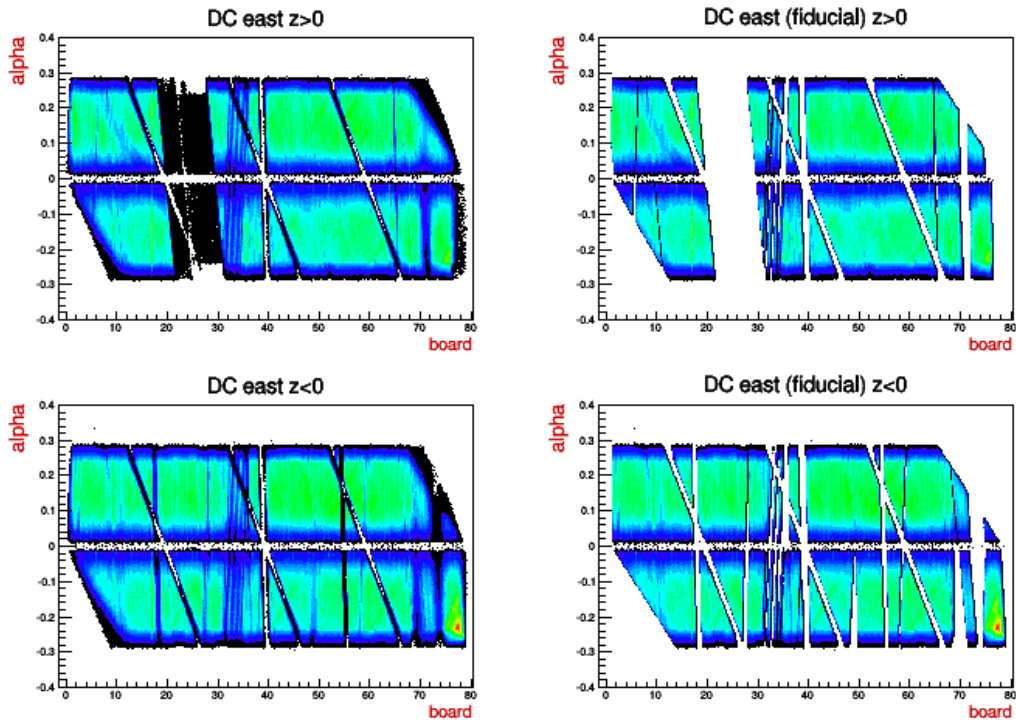
gdje su  $a$  i  $b$  parametri u analizi koji definiraju položaj i nagib.

Akceptancije driftne komore možemo parametrizirati tako da neaktivna područja omeđimo pravcima (jedn.3.1) i zabilježimo ih u funkciju, koja ovisno o položaju unutar DC-a vraća binarne logičke izjave: 0 i 1, gdje 0 odgovara neaktivnom, a 1 aktivnom području. Kao rezultat otklanjanja neaktivnih ili nefunkcionalnih područja driftne komore (tzv. “DC fiducial” uvjeti) otklonjeno je  $\sim 15 - 20\%$  akceptancije PHENIX-a.

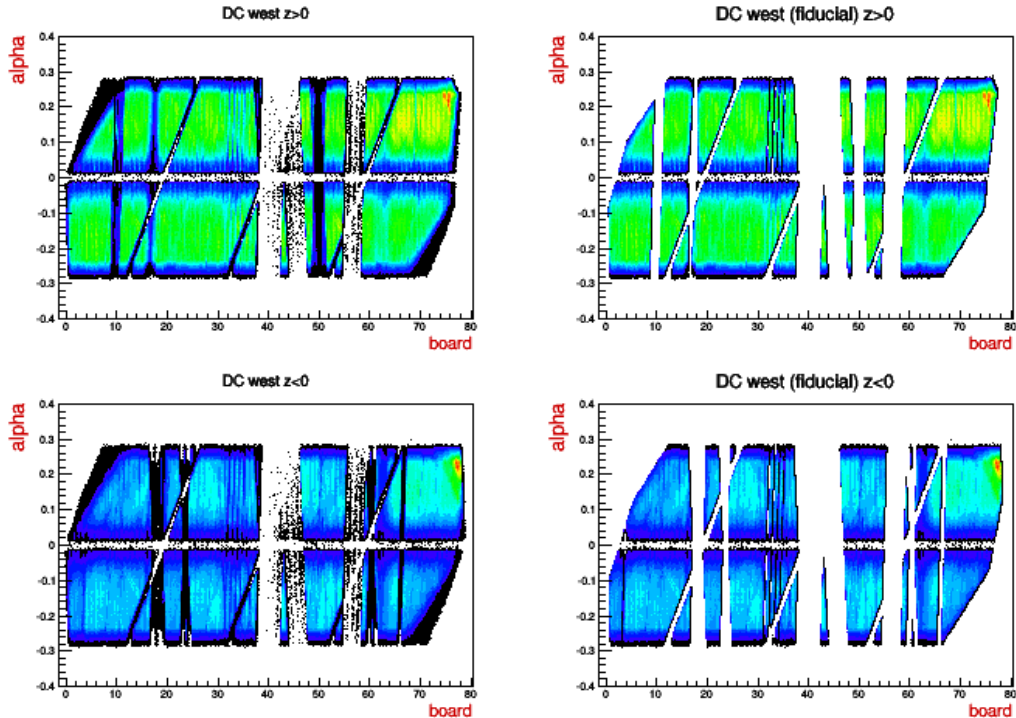
### 3.1.2 Kalibracija vremenskog odaziva EMCal detektora

Za kalibraciju vremenskog odaziva EMCal detektora i dobivanje varijable vremena proleta ( $emctof$ ) korišteni su podaci TDC (Time to Digital Converter) jedinica EMCal tornjeva, popravljani za “walk” pogreške pretvorbe signala čestice u amplitudni puls ADC (Analog to Digital Converter) jedinice prema formuli:

$$emctof_{raw} = -LC \cdot (TDC_{raw} - walk_{ADC}) - T_{corr}^{tower} - T_0, \quad (3.2)$$



Slika 3.1: Prikaz sjevernog ( $zed > 0$ , na slici gore) i južnog ( $zed < 0$ , na slici dolje) dijela istočne komore prije (lijevo) i nakon (desno) uklanjanja neaktivnih ili nefunkcionalnih područja DC detektora.



Slika 3.2: Prikaz sjevernog ( $zed > 0$ , na slici gore) i južnog ( $zed < 0$ , na slici dolje) dijela zapadne komore prije (lijevo) i nakon (desno) uklanjanja neaktivnih ili nefunkcionalnih područja DC detektora.

gdje je LC konstanta iz baze podataka za pretvorbu TCD signala u ns, a  $T_{corr}$  korekcija TDC informacija za razlike u pretvorbi signala od tornja do tornja.  $T_0$  predstavlja očekivano vrijeme proleta  $\beta \approx 1$  elektrona od inicijalne točke interakcije do EMCal-a na udaljenosti  $L_{EMCal}$ :

$$T_0 = L_{EMCal}/c. \quad (3.3)$$

Varijabla vremena proleta baždari se na očekivani odaziv elektrona:  $emctof \approx 0$  korekcijom  $emctof_{raw}$  spektra za srednju vrijednost Gaussijanske raspodjele spektra elektrona:  $emctof_{offset}(run, sector)$ , za 8 sektora EMCal detektora u svakom od 322 run-a u Min.Bias podacima prema formuli:

$$emctof = emctof_{raw} - emctof_{offset}(run, sector). \quad (3.4)$$

U postupku prvo učitavamo dostupni EMCal rekaliibrator i  $emctof_{raw}$  podatke za svaki EMCal sektor te ih zapisujemo u 8 histograma, uz snažne eID uvjete:

$$\begin{aligned} & quality \& DC_{fiducial} \& hbdid > 10 \& \\ & n0 \geq 4 \& disp < 5 \& \chi^2/npe0 < 15 \& \\ & dep > -1.5 \& emcsdr < 3 \end{aligned}$$

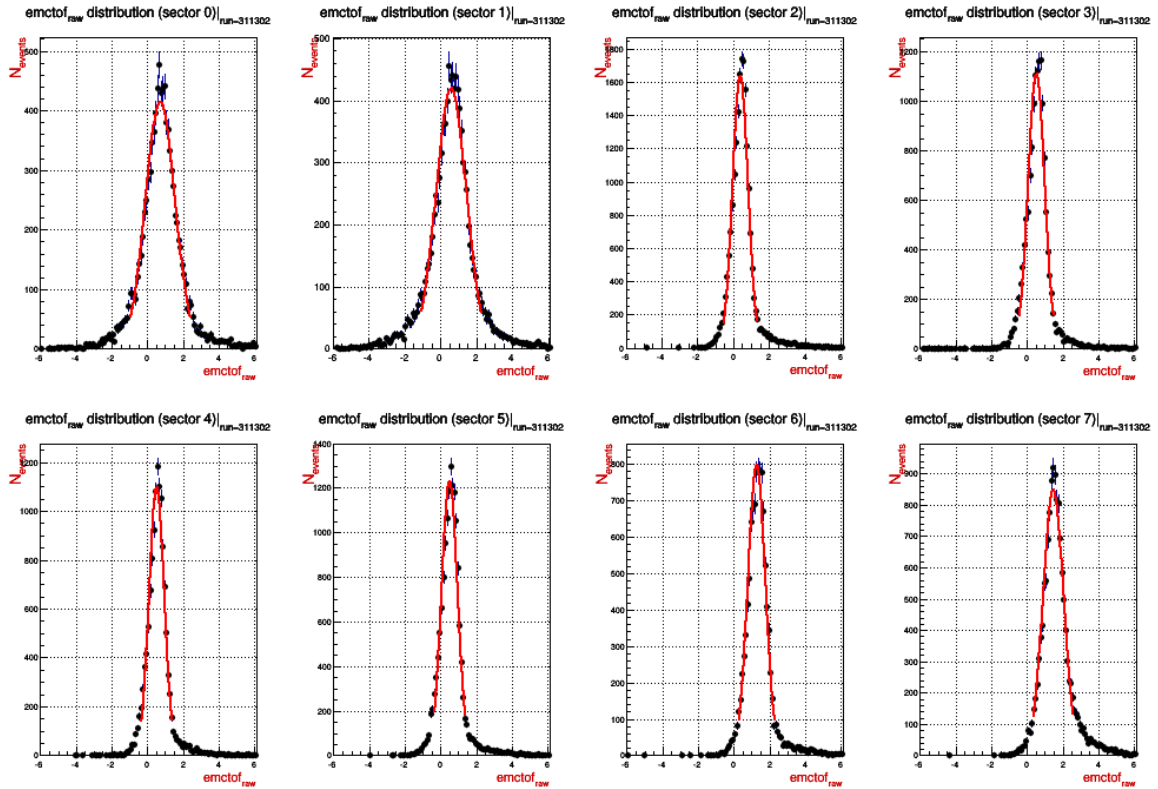
kako bi bili sigurni da promatramo vremenski odaziv elektrona u detektoru. Dobi-vene  $emctof_{raw}$  spektre ubacujemo u kod i radimo prilagodbu Gaussijana sektor po sektor za svaki run. Srednja vrijednost normalne raspodjele elektrona odgovara ko-rekciji  $emctof_{offset}(run, sector)$ . Prilagodbu na spektar radimo u kodu iterativno, postavljajući kao ulazni parametar Gaussijana težinsku srednju vrijednost raspodjele spektra u rasponu  $\pm 6$  ns za  $\mu_0 = \langle emctof_{raw} \rangle$  i  $\sigma_0 = 400$  ps. Od početnog raspona u kojem se radi prilagodba od  $\pm 2$  ns, u svakom sljedećem koraku se raspon prilagodbe postavlja na  $\pm 2 \sigma_{n-1}$  prethodnog koraka. Postupak se ponavlja dok apsolutna razlika  $\mu$  i  $\sigma$  u novom i prethodnom koraku ne zadovolje uvjete:

$$|\mu_n - \mu_{n-1}| < 10 \text{ ps} \& |\sigma_n - \sigma_{n-1}| < 10 \text{ ps}. \quad (3.5)$$

Kad su uvjeti zadovoljeni, izlazimo iz petlje i crtamo spektar s prilagodbom za vi-zualni pregled. Ukoliko prilagodba ne uspije ili se može postići bolji rezultat novu prilagodbu radimo ručno. Rezultati:  $emctof_{offset}(run, sector)$  se se na kraju svakog koraka automatski zapisuju u tekstualnu datoteku koja se poslije implementira u glo-balni EMCal rekaliibrator.

Osim vizualnog pregleda, prilagodbe smo ocjenjivali po širini spektra spram razluči-vosti PsGl (sektor 0 i 1)  $\sim 750$  ps i PbSc detektora  $\sim 450$  ps. Generalno postoji jako dobro slaganje, jer su dobivene varijance za PbGl detektor  $\sim 750 - 850$  ps, odnosno  $\sim 400 - 550$  ps za PbSc detektore. Dalje se u analizi informacije o vremenu proleta čestica EMCal ( $emctof$ ) i TOFE ( $tofe$ ) detektora koriste u sklopu varijable kvadrata mase čestice  $m^2$ .





Slika 3.3: Prikaz normalne distribucije  $emctof_{raw}$  varijable za 8 sektora EMCal detektora, za run=311301. Spektar je dobiven uz eID uvjete navedene u tekstu.

### 3.1.3 Optimizacija upotrebe vremena proleta u identifikaciji elektrona

Varijablu kvadrata mase  $m^2$  definiramo pomoću ukupnog impulsa čestice i rekalkuliranih varijabli vremena proleta EMCal i TOFE detektora (jedn.3.6). Kako TOFE visoke vremenske razlučivosti ( $\sim 150$  ps) zauzima samo  $\sim 65\%$  akceptancije (ispred) dva EMCal sektora u istočnoj ruci PHENIX-a, gdje se nalazi PbGl niske vremenske razlučivosti (vidi sl.2.2), postojati će dio trajektorija u tom području koje ne prolaze kroz TOFE detektor. U tom smo slučaju prisiljeni koristiti vremenske informacije PbGl detektora. Iako primjena PbGl u identifikaciji elektrona korištenjem vremenskih informacija nema veliku efikasnost, ipak omogućava odbacivanje dijela hadrona.

Definiramo varijablu use-tof koja brine o izvoru vremenskih informacija čestice:

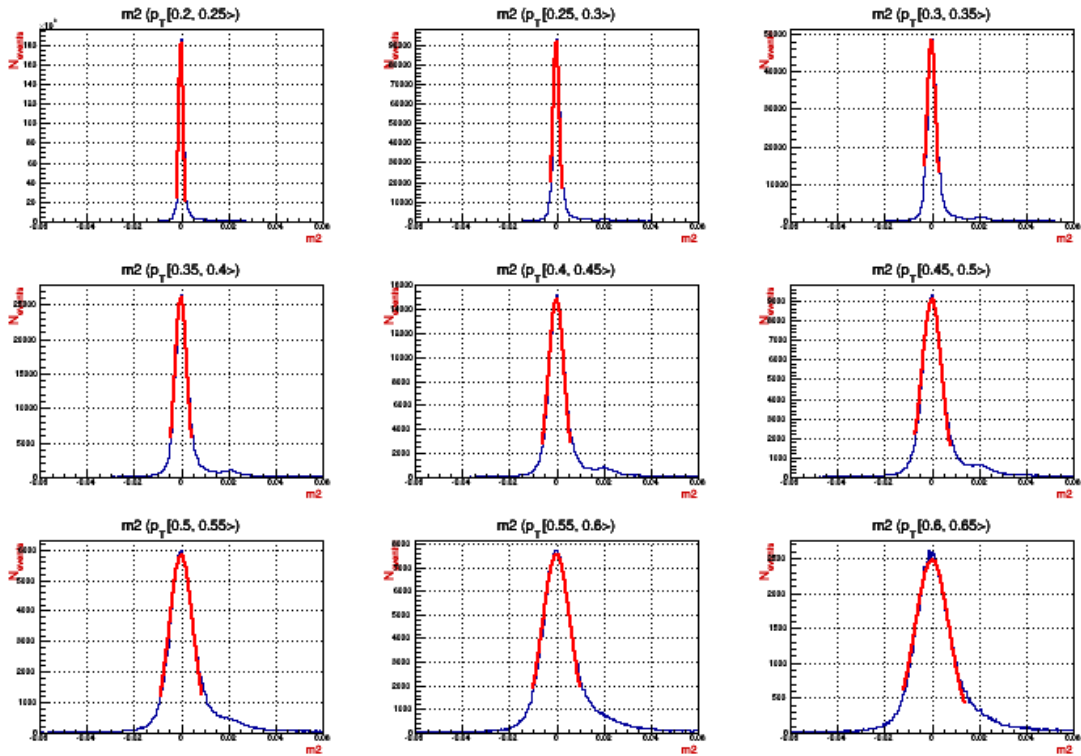
- use-tof = 1 - vremenske informacije dolaze od PbSc detektora,
- use-tof = 2 - vremenske informacije dolaze od TOFE detektora,
- use-tof = 3 - vremenske informacije dolaze od PbGl detektora,
- use-tof = 0 - čestica nema rekonstruirane vremenske informacije,

koja nam služi kao parametar u definiciji varijable mase  $m^2$ :

$$m^2(p, T, L) = \left( \left( \frac{T}{L/c} \right)^2 - 1 \right) \cdot p^2, \quad (3.6)$$

gdje use-tof određuje dolaze li vremenske informacije, odnosno varijabla vremena proleta  $T$  iz EMCal (jedm.3.4) ili TOFE detektora.  $L/c$  predstavlja očekivano vrijeme proleta  $\beta \approx 1$  čestice do EMCal ili TOFE detektora.

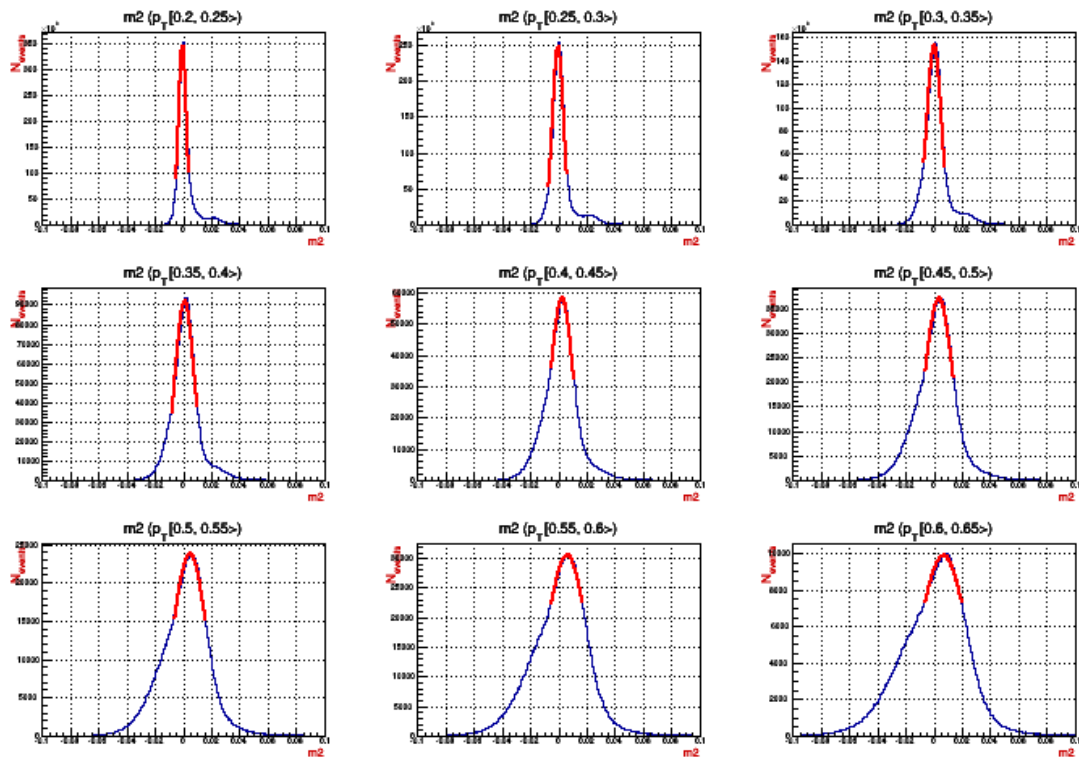
Efikasnost separacije elektrona ( $m^2(e) = 2.6 \cdot 10^{-7} \text{ GeV}^2/c^4$ ) od najlakšeg hadrona piona ( $m^2(\pi) = 0.0195 \text{ GeV}^2/c^4$ ) ovisiti će prvenstveno o vremenskoj razlučivosti TOFE, PbSc ili PbGl detektora, odnosno o tome koji je od detektora izvor informacija o vremenu proleta čestice u definiciji varijable kvadrata mase (jedm.3.6). Iz tog ćemo razloga u eID analizi koristiti sigmaliziranu varijablu kvadrata mase čestice ( $m_c^2$ ), izraženu u jedinicama standardne devijacije Gaussijanske raspodjele mase elektrona ( $m_e^2 \approx 0$ ) u TOFE (sl.3.4) ili EMCal (sl.3.5 i sl.3.6) detektoru. Budući da efikasnost separacije elektrona i piona upotrebom varijable kvadrata mase čestice ovisi o transverzalnemu impulsu (vidi primjerice sl.3.4), prilagodbe na Gaussijanski spektar elektrona napravljene su za svaki detektor za razlike impulsa od  $\Delta p_T = 0.05 \text{ GeV}/c$ .



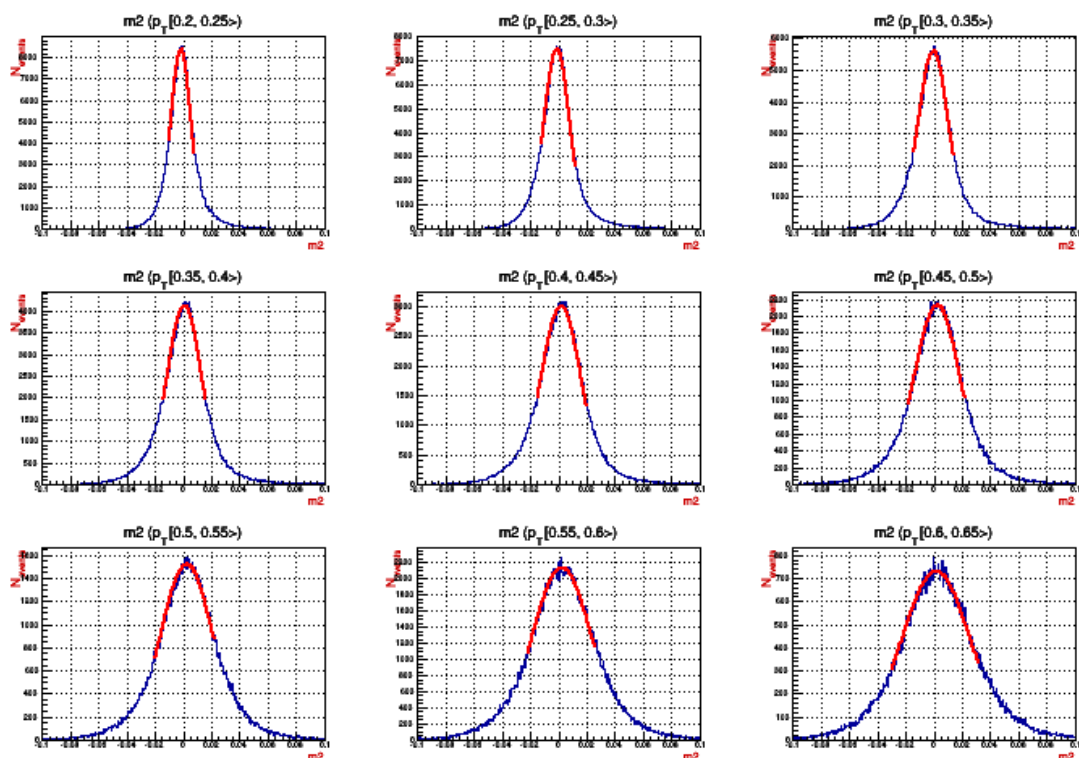
Slika 3.4: Spektar varijable kvadrata mase u ovisnosti o impulsu  $p_T$ , za TOFE detektor. Puna krivulja predstavlja prilagodbu Gaussove raspodjele na spektar elektrona.

Raspodjele kvadrata mase čestica (jedm.3.6) za TOFE (sl.3.4), PbSc (sl.3.5) i PbGl (sl.3.6) detektore dobivene su uz snažne HBD, RICH i EMCal eID uvjete:

$$hbdid > 10 \ \& \ dep > -1.5 \ \& \ emcsdr < 3 \ \& \\ n0 > 3 \ \& \ disp < 5 \ \& \ \chi^2/npe0 < 10,$$



Slika 3.5: Spektar varijable kvadrata mase u ovisnosti o impulsu  $p_T$ , za PbSc detektor. Puna krivulja predstavlja prilagodbu Gaussove raspodjele na spektar elektrona.



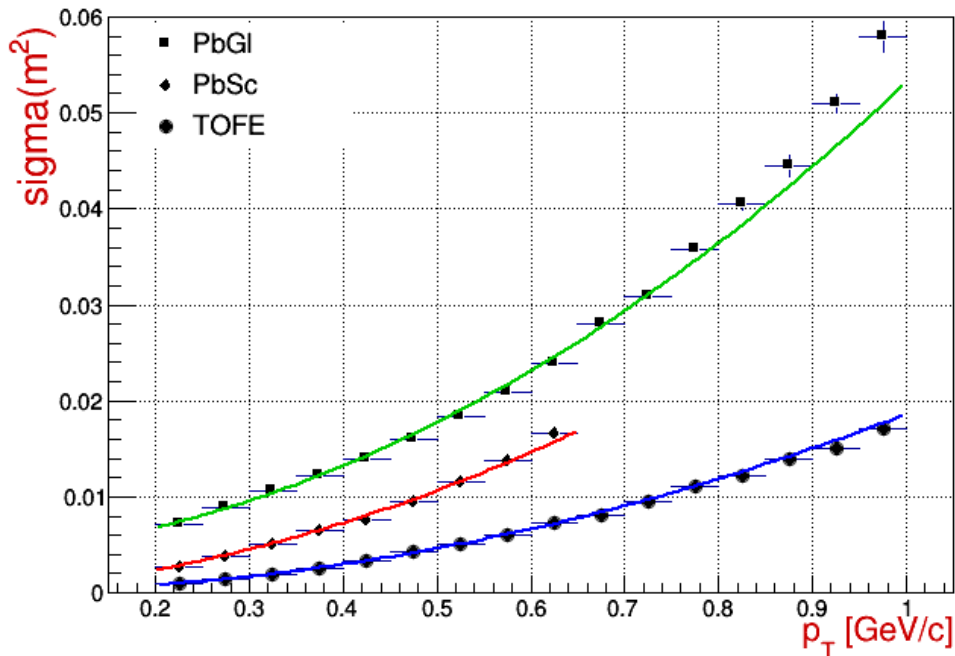
Slika 3.6: Spektar varijable kvadrata mase u ovisnosti o impulsu  $p_T$ , za PbGl detektor. Puna krivulja predstavlja prilagodbu Gaussove raspodjele na spektar elektrona.

kako bi osigurali da prilagodbom dohvaćamo Gaussijanski vrh elektrona u  $m_e^2 \approx 0$ . Prilagodbe Gaussijana na spektar elektrona su rađene sve do posljednjeg impulsa za koji prilagodba uspeva, što je za PbGl i TOFE detektore bio  $p_T = 1$  GeV/c, odnosno  $p_T = 0.65$  GeV/c za PbSc detektor.

Dobivene širine elektronskog spektra (sl.3.7) su za svaki detektor parametrizirane kao funkcije transversalnog impulsa, polinomom drugog reda:

$$\sigma_{m^2}(p_T) = a_0 + a_1 \cdot p_T + a_2 \cdot p_T^2, \quad (3.7)$$

dok su za veće transversalne impulse vrijednosti  $\sigma_{m^2}(p_T)$  ekstrapolirane iz parametara prilagodbe.



Slika 3.7: Raspodjela širina distribucije elektronskog spektra mase, prikazana redom za PbGl, PbSc i TOFE detektore. Na raspodjele je napravljena prilagodba polinoma drugog reda.

U mogućnosti smo definirati sigmaliziranu varijablu kvadrata mase čestice  $m_\sigma^2$ , u jedinicama standardne devijacije elektronskog spektra varijable  $m^2 \approx 0$ , za svaki od slučaja use-tof informacija (tj. za svaki detektor):

$$m_\sigma^2(p_T) = \frac{m^2}{\sigma(p_T)}, \quad (3.8)$$

gdje je  $\sigma(p_T)$  rezultat prilagodbe jedn.3.7 na spektar širine raspodjela  $m^2$  spektra elektrona za TOFE, PbSc ili PbGl na sl.3.7. Prednost korištenja sigmalizirane varijable mase (jedn.3.8) u identifikaciji elektrona spram vremena proleta je jednostavnost primjene nakon provedenog postupka, jer jedn.3.8 uzima u obzir ovisnost efikasnosti separacije elektrona i hadrona o transversalnom impulsu i izvoru "tof" informacija.

## 3.2 Odabir događaja

### 3.2.1 Analiza kvalitete podataka (QA)

U ovom dijelu analize promatran je odaziv svakog od centralnih PHENIX detektora tijekom čitavog vremena trajanja Au+Au sudara na  $\sqrt{s_{NN}} = 62$  GeV. Konzistentan odaziv sustava za detekciju i prikupljanje podataka nužan je kako bi izbjegli sistematske pogreške u podacima. Nestabilni uvjeti u detektorima mogu nastati zbog problema s visokim naponom, gubitka aktivnog područja detektora, gubitka komunikacije detektora sa sustavom za prikupljanje podataka i drugih problema koji naposljetku rezultiraju nekonzistentnim setom podataka koje u QA analizi želimo odbaciti.

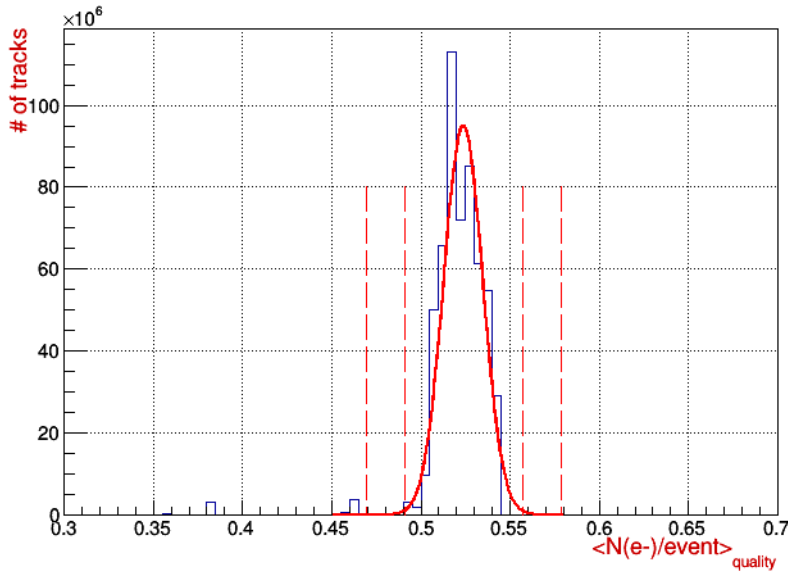
#### Kvaliteta podataka prema broju $e^+/e^-$

Odaziv detektora parametriziramo preko prosječnog broja elektronskih i pozitronskih trajektorija u događaju kao funkciju vremena, odnosno setova događaja grupiranih prema vremenu uzimanja podataka u tzv. “runove”. Postupak je sljedeći:

- izračunati za sve događaje ukupnu srednju vrijednost ( $\mu_{all}$ ) i varijancu ( $\sigma_{all}$ ) raspodjele prosječnog broja elektrona i pozitrona po događaju
- izračunati prosječan broj elektrona i pozitrona u jednom setu događaja ( $\mu_{run}$ )
- odbaciti setove događaja koji ne zadovoljavaju uvjet:

$$|\mu_{run} - \mu_{all}| < 5 \cdot \sigma_{all}. \quad (3.9)$$

QA analiza se ponavljala za svaku promjenu uvjeta za identifikaciju elektrona (eID), kako bi osigurali da uvedene promjene ne unose sistematske pogreške u analizu.



Slika 3.8: Raspodjela srednjeg broja svih elektrona po događaju ( $\mu_{all}$ ) za uvjet na kvalitetu rekonstrukcije u DC-u i dodatne  $n0 > 0$ ,  $disp < 8.4$ ,  $p_T > 0.2$ ,  $E/p > 0.4$  eID uvjete. Isctkane linije označavaju  $\pm 3\sigma_{all}$  i  $\pm 5\sigma_{all}$  granice.

U analizi kvalitete podataka promatramo promjenu odnosa srednjeg broja elektrona u “run-u” spram srednjeg broja elektrona u svim događajima za primjenjene eID uvjete detektora koji su korišteni u analizi elektrona (sl. 3.9 i 3.10). Run koji ne zadovoljava relaciju 3.9 s primjenom eID uvjeta detektora ukazuje da postoji problem nekonzistentne rekonstrukcije ili odaziva detektora za vrijeme prikupljanja podataka, stoga takve događaje (run-ove) odbacujemo. Uvjeti se dodaju u svakom koraku na uvjete iz prethodnog koraka, redom:

EWG (blagi eID)  $n_0 > 0$ ,  $disp < 8.4$ ,  $p_T > 0.2$ ,  $E/p > 0.4$ )

+ (DC+PC1): zahtjev na kvalitetu rekonstrukcije trajektorije u (DC+PC1) sustavu

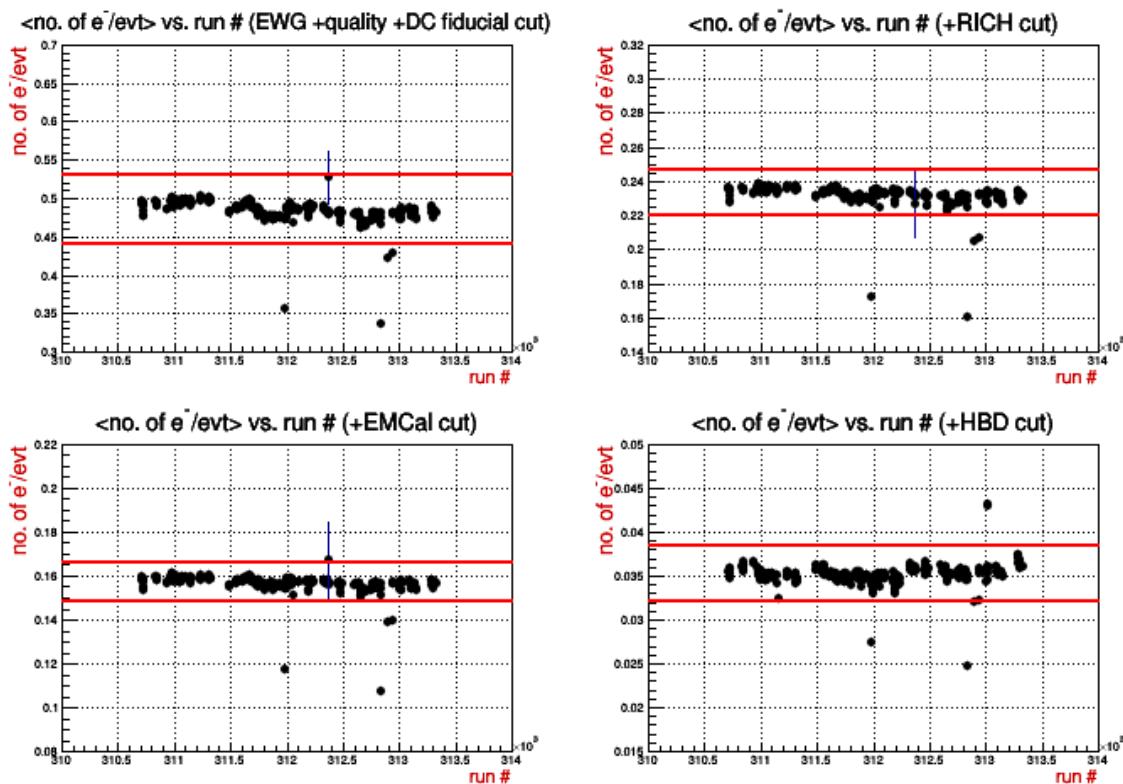
+DC fiducial: provjera kvalitete nakon otklanjanja neaktivnih područja komore

+RICH:  $n_0 \geq 2$  &  $disp < 5$  &  $\chi^2/npe_0 < 20$

+EMCal:  $dep > -2$  &  $|emcsdz| < 3$  &  $|emcds\phi| < 3$

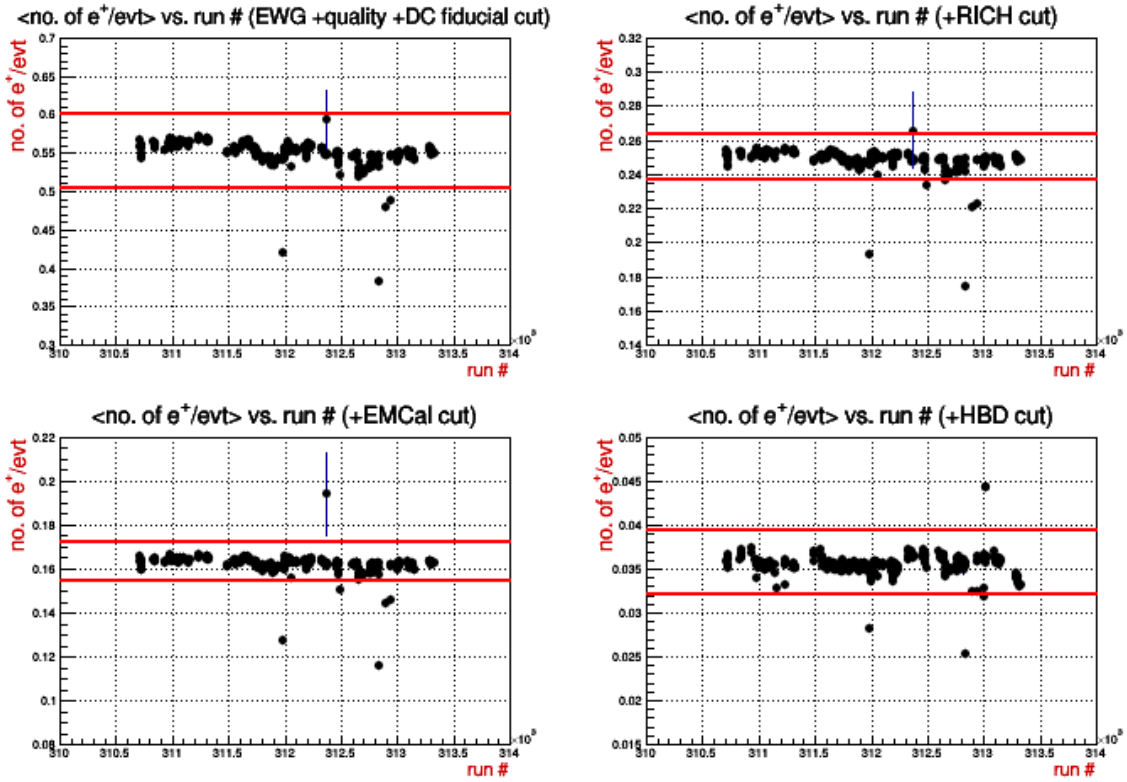
+HBD:  $hbdid > 10$  &  $0 < hbdcharge < 80$ .

Izračun  $\mu_{all}$  i  $\sigma_{all}$  raspodjele broja elektrona u svim događajima je prikazan za DC+PC1 *quality* uvjet na sl.3.8. Podaci su opisani Gaussijanom. Istim su postupkom dobivene vrijednosti  $\mu_{all}$  i  $\sigma_{all}$  za ostale QA uvjete na detektore.



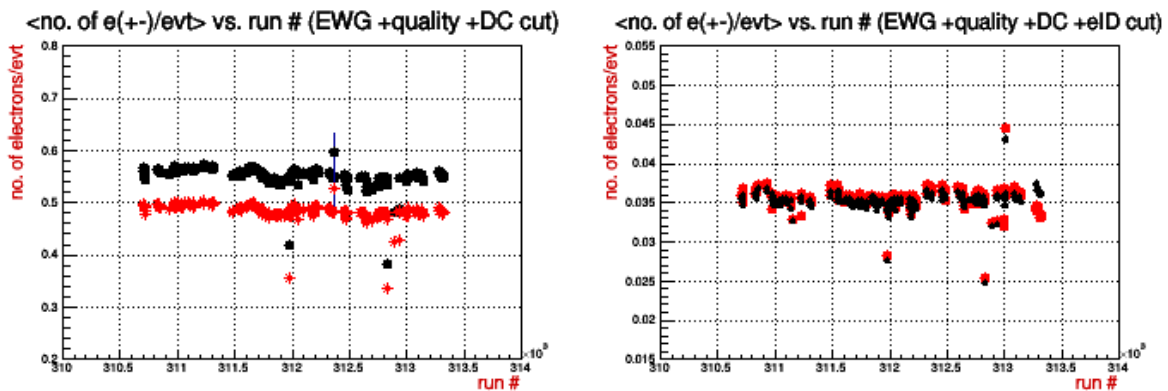
Slika 3.9: Raspodjela srednjeg broja elektrona po “runu” ( $\mu_{run}$ ) za uvjete navedene u tekstu. Granice predstavljaju  $\pm 5\sigma_{all}$  od srednjih vrijednosti broja elektrona u svim događajima.





Slika 3.10: Raspodjela srednjeg broja pozitrona po “runu” ( $\mu_{run}$ ) za uvjete navedene u tekstu. Granice predstavljaju  $\pm 5\sigma_{all}$  od srednjih vrijednosti broja pozitrona u svim događajima.

Zasebnom QA analizom broja elektrona (sl.3.9) i pozitrona (sl.3.10) po događaju htjeli smo testirati razlike u akceptanciji i rekonstrukciji varijabli za dani “elektron”.



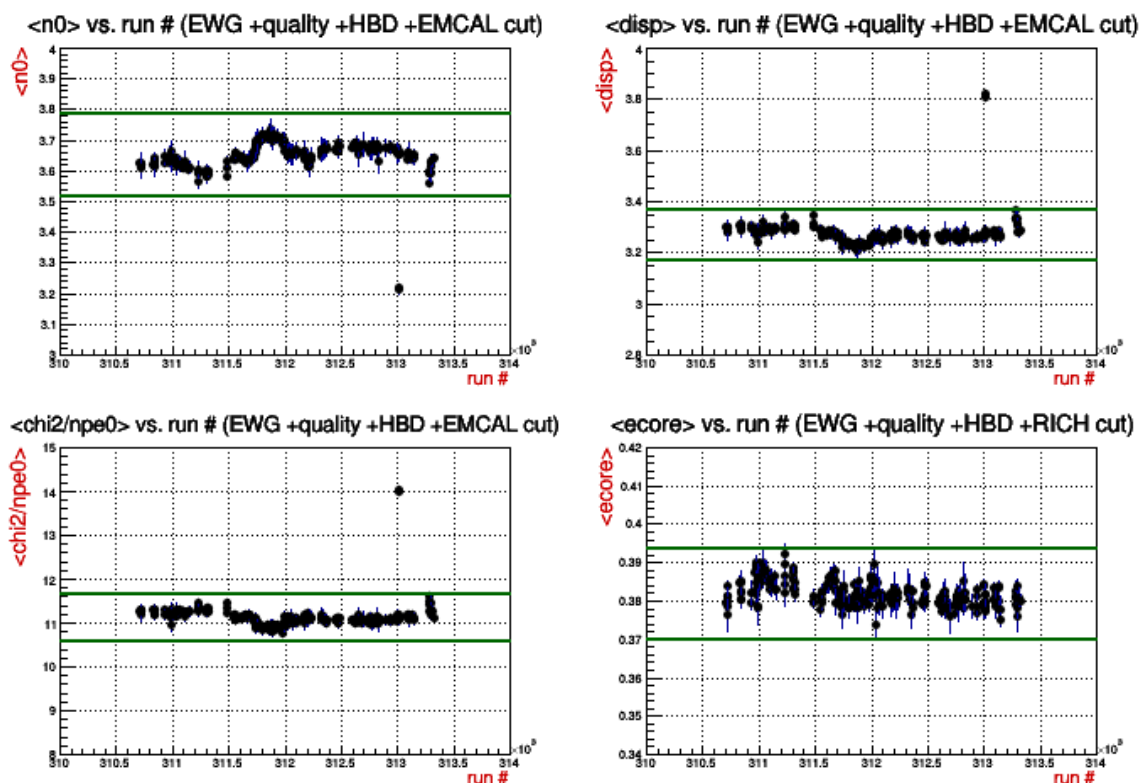
Slika 3.11: Prikaz razlike srednjeg broja elektrona (crveni, \*) i pozitrona (crni, °) po setovima događaja prije (lijevo) i nakon primjene eID: RICH +EMCal +HBD uvjeta (desno).

Primijetili smo kako postoje razlike u broju  $e^+/e^-$  od  $\sim 5\%$  prije primjene eID uvjeta, što je najvjerojatnije posljedica samog algoritma rekonstrukcije koji prvo rekonstruira

pozitivne, a potom negativne trajektorije. Primjenom RICH, EMCal i naročito HBD eID uvjeta ta razlika u potpunosti nestaje, što se može vidjeti na sl.3.11.

### QA analiza prema detektorskom odazivu

Za QA analizu eID varijabli svakog detektora ponavljamo postupak, tražeći setove događaja u kojima srednja vrijednost dane varijable odstupa za više od  $\pm 5\sigma_{all\ var}$  od srednje vrijednosti u svim događajima:  $\mu_{all\ var}$ . Za dobivanje QA histograma eID varijable (npr.  $n0$ , sl.3.12) nekog detektora koriste se snažni eID uvjeti svih ostalih detektora uz blage eID uvjete promatranog detektora (RICH eID bez uvjeta na  $n0$ ).

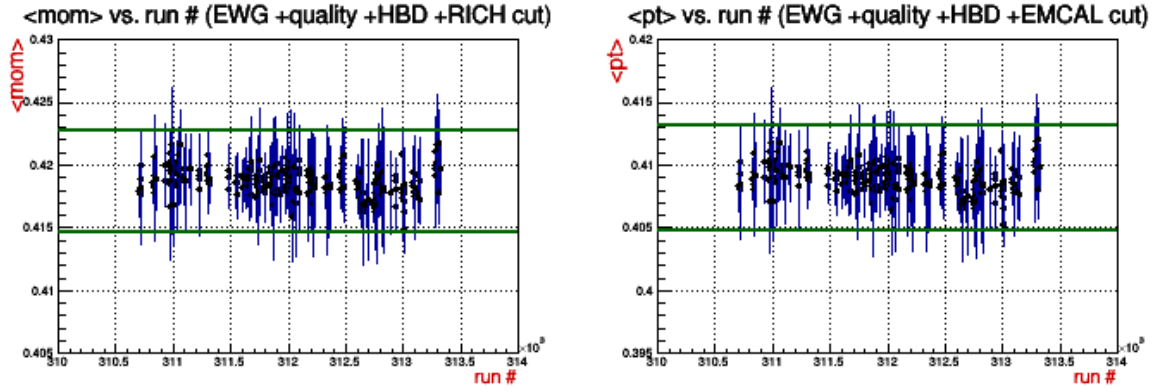


Slika 3.12: Raspodjela srednje vrijednosti  $\langle n0 \rangle$ ,  $\langle disp \rangle$ ,  $\langle \chi^2/npe0 \rangle$  i  $\langle E \rangle$  po setovima događaja za eID uvjete diskutirane u tekstu. Granice predstavljaju  $\pm 5\sigma_{all}$  od srednjih vrijednosti varijabli za sve događaje.

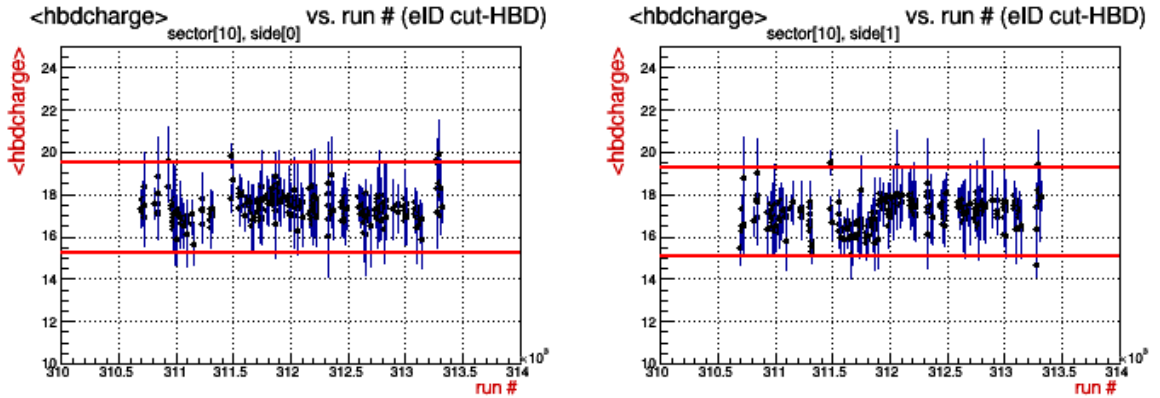
Raspodjelu varijable  $\langle hbdcharge \rangle$  smo promatrali za svaki od 10 sektora HBD-a, koji još imaju unutarnju podjelu na sjevernu i južnu stranu što rezultira s ukupno 20 modula. Zbog opsežnosti podataka u ovom je dijelu analize prezentiran samo jedan sektor. Slično je napravljeno i za 8 sektora EMCal detektora i varijable  $\langle emcsd\phi \rangle$  te  $\langle emcsdz \rangle$  koje su prezentirane za jedan sektor, dok je za ostale na isti način napravljena QA analiza.

Napomenimo da  $\langle hbdcharge \rangle$  raspodjela na sl.3.14 prikazana u punom rasponu

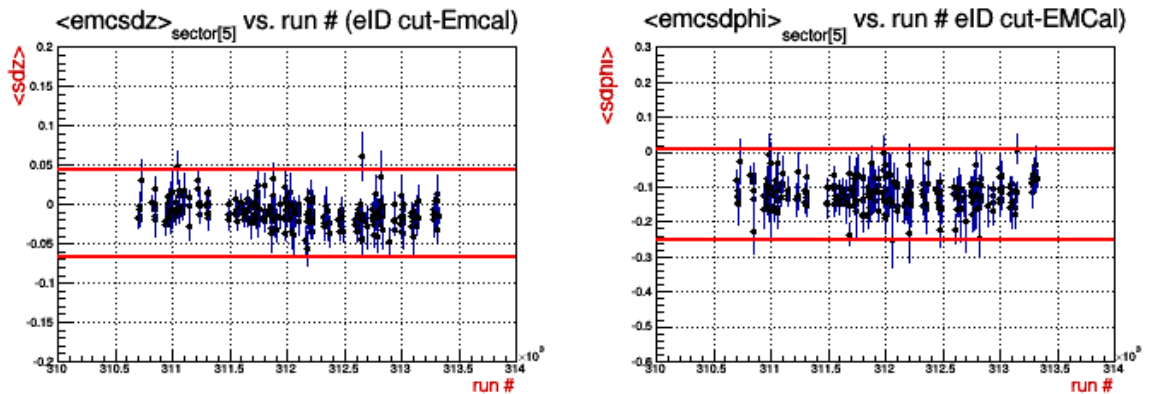




Slika 3.13: Raspodjela srednje vrijednosti  $\langle p \rangle$  i  $\langle p_T \rangle$  po setovima događaja za eID uvjete diskutirane u tekstu. Granice predstavljaju  $\pm 5\sigma_{all}$  od srednjih vrijednosti varijabli za sve događaje.



Slika 3.14: Raspodjela srednje vrijednosti  $\langle hbdcharge \rangle$  po setovima događaja za sektor 10 na zapadnoj strani detektora. Granice predstavljaju  $\pm 5\sigma_{all}$  od srednjih vrijednosti varijable za sve događaje u danom sektoru i strani HBD-a.



Slika 3.15: Raspodjela srednje vrijednosti  $\langle emcsdz \rangle$  i  $emcsd\phi$  po setovima događaja za sektor 5 (PbSc) na zapadnoj detektora. Granice predstavljaju  $\pm 5\sigma_{all}$  od srednjih vrijednosti varijable za sve događaje u danom sektoru EMCAL-a.

sadrži dva ista seta događaja (“runa”) kao i  $\langle n0 \rangle$ ,  $\langle disp \rangle$  i  $\langle \chi^2/npe0 \rangle$  (sl.3.12) koja u analizi odbacujemo (QA uvjet 3.9), stoga je radi razlučivosti prikazan samo uži raspon oko srednje vrijednosti varijable  $\langle hbdcharge \rangle$ . Odstupanja srednjih vrijednosti sigmaliziranih varijabli  $\langle emcsdz \rangle$  i  $\langle emcsd\phi \rangle$  (sl.3.15) u danom setu događaja su unutar  $\sim 5\%$   $\sigma$  “matching” distribucija  $emcdz$  i  $emcd\phi$  u jednom događaju. Takva su odstupanja gotovo zanemariva, stoga u QA analizi ne odbacujemo setove događaja na temelju “matching” varijabli EMCal detektora.

Rezultati QA analize su sumirani u tablici 3.1, gdje je broj odbačenih događaja u svakom koraku prikazan zasebno, dok je konačan broj odbačenih događaja:  $3.43314 \cdot 10^7$ , u ukupno 9 “runova” od 322.

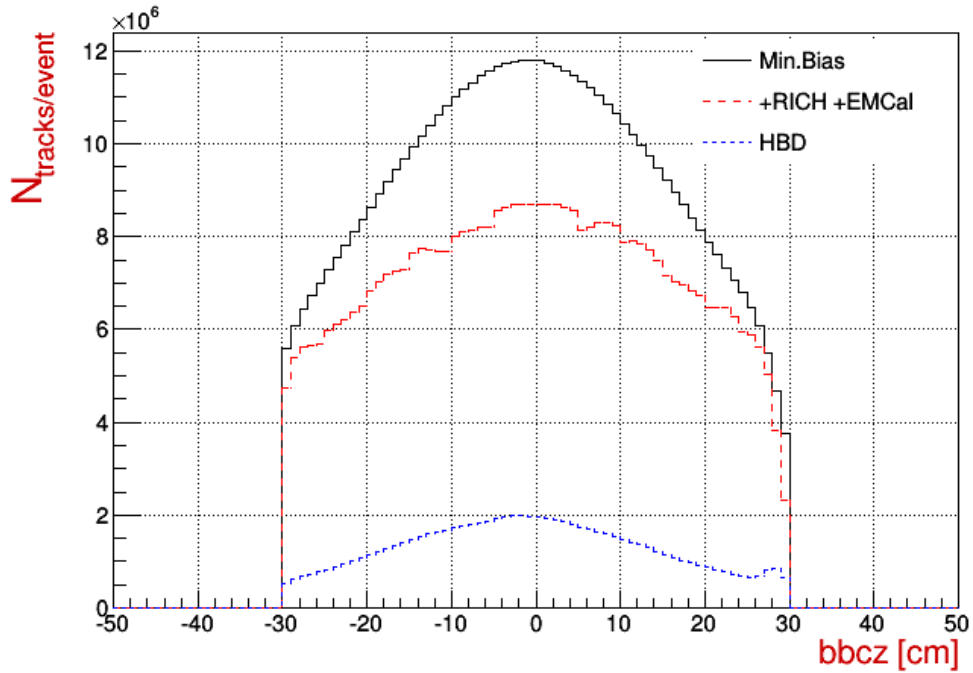
QA analiza	broj odbačenih događaja
$\langle e^- \rangle / \langle e^+ \rangle$	$2.00003 \cdot 10^7$
RICH	$5.84031 \cdot 10^6$
HBD	$1.76739 \cdot 10^7$
$p_T / p$	$2.94003 \cdot 10^6$
$5.5369 \cdot 10^8$	Min.Bias događaja ukupno odbačeno preostalo događaja
$3.43314 \cdot 10^7$	
$5.19358 \cdot 10^8$	

Tablica 3.1: Sumirani rezultati QA analize.

### 3.2.2 Odabir događaja prema verteksu sudara

Početna selekcija događaja, koji su zadovoljili Min.Bias Level-1 triger se vrši na temelju raspodjele z verteksa sudara rekonstruiranog u BBC detektoru. Raspodjela broja trajektorija po događaju s obzirom na z verteks prikazana na je na sl.3.16 za trajektorije koje su zadovoljile Min.Bias uvjete, zatim dodatne RICH:  $n0 > 0$  i  $disp < 5$ , EMCal:  $dep > -2$  te HBD:  $hbdid > 10$  eID uvjete.

Nakon primjene  $hbdid > 10$  uvjeta možemo primijetiti vrh na poziciji verteksa na  $\sim 30$  cm. HBD uvjet otklanja  $\sim 90\%$   $\gamma$  konverzija nastalih nakon HBD-a u potpornoj konstrukciji ili tijelu ostalih detektora. Konverzije koje preostaju nastaju unutar potporne strukture magnetna odgovorne za opaženi vrh, stoga se u podacima primjenjuje uvjet na poziciju z verteksa:  $-30 < bbcz < 25$  cm kako bi takve konverzije otklonili. Navedeni uvjet će ukloniti  $\sim 5\%$  događaja.



Slika 3.16: Raspodjela broja trajektorija po događaju kao funkcija z verteksa sudara. Počevši od gore raspodjele odgovaraju redom Min.Bias, RICH+EMCal i RICH+EMCal+HBD uvjetima kako je diskutirano u tekstu.

### 3.3 Identifikacija elektrona

Nakon odabira događaja koji zadovoljavaju kvalitetom rekonstrukcije, konzistentnošću odaziva na eID varijable i z verteksom sudara posvećujemo se analizi rekonstruiranih trajektorija čestica i odabiru konačnog elektronskog uzorka korištenjem rekonstruiranih eID varijabli.

#### 3.3.1 Konačni eID uvjeti

Konačni eID uvjeti su odabrani na temelju očekivanog odaziva elektrona u detektorima za identifikaciju elektrona: RICH, EMCal, TOFE i HBD. Budući da efikas-

centralitet	min. vrijednost $hbdid$ uvjeta
$centrality \geq 60$	$hbdcut_{min} = 15,$
$centrality \geq 40$	$hbdcut_{min} = 10,$
$centrality \geq 20$	$hbdcut_{min} = 8,$
$centrality \geq 10$	$hbdcut_{min} = 6,$
$centrality \geq 0$	$hbdcut_{min} = 5.$

Tablica 3.2: Definicija HBD eID uvjeta kao funkcije centraliteta.

nost HBD-ovog  $hbdid$  uvjeta pada u centralnijim sudarima, minimalnu vrijednost

$hbdcut_{min}$  definiramo kao funkciju centraliteta (tablica 3.2). Konačan set eID uvjeta korištenih za tvorbu parova nalazi se u tablici 3.3.

detektorski podsustav	eID uvjeti
DC+PC1	$quality = 63    51    31 \& DC_{fiducial} == 1$
RICH	$n0 \geq 3 \& disp < 5.5 \& \chi^2/npe0 < 20$
EMCal	$dep > -2 \& emcsdr < 3$
HBD	$hbdid > hbdcut_{min}(cent.)$
EMCal+TOFE	$m_{\sigma}^2 < 2$

Tablica 3.3: Konačni set eID uvjeta.

### 3.3.2 Procjena hadronske kontaminacije.

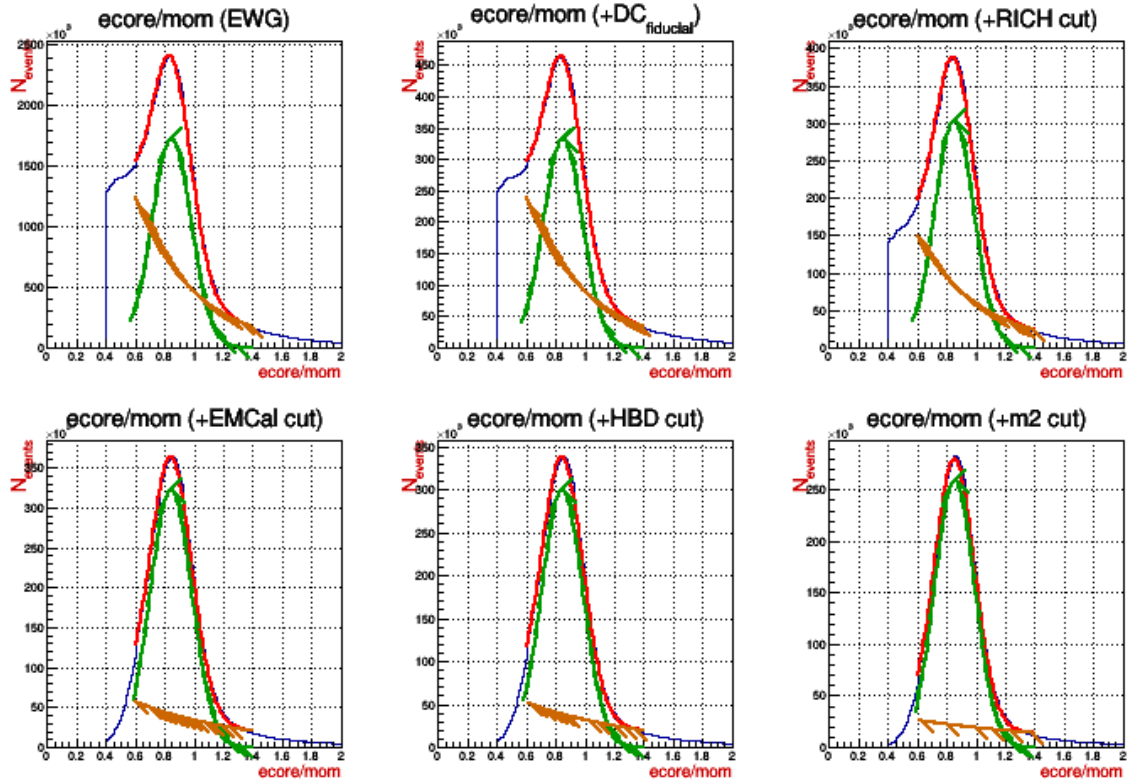
Raspodjela  $E/p$  (sl.3.17) nam omogućava procjenu hadronske kontaminacije u elektronskom uzorku, definiranom trajektorijama koje zadovoljavaju finalne eID uvjete iznesene u tablici 3.3, na temelju prilagodbe očekivanog odaziva elektrona ( $E/p \sim 1$ ) na dobivene podatke. Odaziv elektrona stoga parametriziramo Gaussovom raspodjelom, dok je hadronska pozadina u ovom slučaju procijenjena eksponencijalnom raspodjelom:

$$E/p = [a] \cdot \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{E/p - [b]}{[c]}\right)^2\right) + \exp([c] + [d]E/p) \quad (3.10)$$

Za procjenu hadronske pozadine iz jednadžbe 3.10 izvlačimo parametre prilagodbe i definiramo fiksne funkcije koje se tad koriste za integraciju doprinosa u odabranom rasponu  $E/p = 0.6 - 1.4$ . Omjer integrala eksponencijalne raspodjele i ukupnog doprinosa u danom rasponu varijable  $E/p$  predstavlja procijenjeni udio hadronske pozadine u konačnom elektronskom uzorku.

Rezultati procjene hadronske pozadine, prikazani u tablici.3.4, dobiveni su za 0–86% centralitet, gdje smo pogrešku procijenili variranjem raspona prilagodbe i raspona integracije pripadnih funkcija. Za konačne eID uvjete procijenjeni udio hadronske kontaminacije iznosi:  $15 \pm 5\%$ . Bitno je naglasiti da ekponencijalna procjena pozadine precjenjuje udio hadrona u elektronskom uzorku, jer se svi elektroni u dugom repu raspodjele krivo pripisuju hadronskoj raspodjeli, znatno precjenjujući njen doprinos.

Možemo primijetiti kako se udio hadrona u uzorku (tab.3.4) naočigled ne mijenja primjenom  $hbdid$  uvjeta. Prvi je razlog arbitraran redosljed primjene međusobno zavisnih eID uvjeta i model procjene pozadine, dok je drugi fizikalni razlog sama priroda pozadine preostale nakon RICH i EMCal eID uvjeta. Uzorak se sastoji od



Slika 3.17: Raspodjela varijable  $E/p$  redom za primjenjene EWG +DC<sub>fiducial</sub> +RICH +EMCal +HBD + $m_{sigma}^2$  eID uvjete. Prilagodba i doprinosi spektru su diskutirani u tekstu.

velikog broja elektrona iz  $\gamma$  konverzija. HBD *hbdid* varijabla uklanja najveći dio konverzija nastalih u materijalu nakon aktivnog volumena HBD-a, na što pak spektar  $E/p$  nije osjetljiv. Općenito će centar elektronske raspodjele biti pomaknut na vrijednosti  $E/p < 1$  zbog nepotpune rekonstrukcije energije u EMCal-u.

eID uvjet	udio hadronske kontaminacije (0 – 80%)
(EWG)	$44 \pm 5\%$
+ DC (fiducial)	$44 \pm 5\%$
+ RICH	$36 \pm 5\%$
+ EMCal	$21 \pm 5\%$
+ HBD	$21 \pm 5\%$
+ $m_{sigma}^2$	$15 \pm 5\%$

Tablica 3.4: Rezultati procjene hadronske pozadine eksponencijalnom raspodjelom u spektru varijable  $ecore/mom$ .

Upotreba varijable mase u identifikaciji elektrona u posljednjem koraku elektronske analize se pokazala pogodnom za dodatno smanjenje hadronske kontaminacije za  $\sim 5\%$ .

Bolju ocjenu konačne hadronske kontaminacije i efikasnosti pojedinog eID uvjeta dobili bi implementiranjem podataka u simulacije. Na temelju prethodne analize eID uvjeta u Au+Au sudarima na  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV, gdje su za procjenu hadronske pozadine korištene simulacije, možemo ocijeniti da je pozadina općenito precijenjena eksponencijalnom raspodjelom za 5 – 10% u odnosu na rezultate simulacija.

## 3.4 Analiza parova

### 3.4.1 Formiranje spektra dielektrona

Trajektorije koje su zadovoljile eID uvjete ulaze u proces formiranja spektra invarijantne mase  $e^+e^-$  parova. Kako u stvarnim događajima ne poznajemo izvor trajektorija, proces formiranja parova podrazumijeva kombiniranje svih trajektorija elektronskog uzorka u danom događaju. Spektar svih  $e^+e^-$  parova u danom događaju označavamo sa  $FG_{+-}$ , od eng. “foreground”, a sadrži osim signala i pozadinu. U procesu kombiniranja trajektorija se formiraju  $e^+e^+$  ( $FG_{++}$ ) i  $e^-e^-$  ( $FG_{--}$ ) parovi koji sadrže isključivo pozadinu.

### 3.4.2 Uvjeti na parove

Nakon primjene eID uvjeta elektronski uzorak sadrži manji postotak hadronskih trajektorija koje se u rekonstrukciji krivo identificiraju kao elektroni i kao takvi prolaze eID uvjete na razini trajektorija. Krivo identificiranje hadrona nastaje u rekonstrukciji kad hadronska trajektorija dijeli neposrednu prostornu udaljenost sa stvarnom elektronskom trajektorijom. Navedeno će uzrokovati formiranje hadron-elektron, hadron-pozitron i hadron-hadron parova koje ne možemo reproducirati u pozadinskom spektru. Takve nefizikalne korelacije u detektorima, nastale dijeljenjem signala zbog prostorne bliskosti trajektorija mogu na isti način stvoriti i elektronske trajektorije. Za otklanjanje nefizikalnih korelacija su potrebni stoga uvjeti na parove.

Nefizikalne korelacije u detektorima najvećim dijelom proizlaze iz trajektorija koje su nakon magnetskog polja i izlaska iz driftne komore paralelne te se kao takve fokusiraju na isti set fotomultiplikatora u RICH-u. Ako je jedna trajektorija stvarni elektron, druga trajektorija tad prividno dijeli isti Čerenkov odaziv u detektoru i prolazi eID selekciju. Na sličan način, trajektorije dijele signal u DC+PC1 detektorima, EMCal-u i HBD-u. Kako bi uklonili takve parove postavljamo uvjete na minimalnu fizičku udaljenost koju dvije trajektorije mogu imati u detektoru, oslanjajući se pri tome na analizu [6].

### 3.4.3 Oduzimanje pozadine

Pozadini u spektru  $FG_{+-}$  će najvećim dijelom doprinosti kombinatorijski (CB)  $e^+e^-$  parovi nastali kao posljedica inherentno statističkog procesa mješanja svih trajektorija u procesu formiranja signala.

Drugi značajan izvor pozadine u spektru  $FG_{+-}$  su korelirani pozadinski  $e^+e^-$  parovi koje možemo podijeliti s obzirom na izvor korelacije na “cross-pairs” (CP), “jet-pairs” (JP) i elektron-hadron (EH) parove. Najveći doprinos koreliranoj pozadini dolazi od CP pozadinskih parova koji nastaju kad u konačnom stanju mezona imamo dva  $e^+e^-$  para čije su kombinacije korelirane masom izvornog mezona. Dominantan izvor CP parova su jednostruki (zbog raspada  $\gamma^- \rightarrow e^+e^-$ ) i dvostruki Dalitz raspadi  $\pi^0$  i  $\eta$  mezona. Pozadinski JP parovi su korelirani preko početnih partona, a mogu biti u istom ( $\Delta\phi_0 \sim 0$ ) ili dva suprotna ( $\Delta\phi_0 \sim \pi$ ) mlaza. Dodatne korelacije (EH) pozadinskih parova dolaze od nefizikalnih korelacija u detektorima kako je prethodno diskutirano, a koje nisu odstranjene uvjetima na parove.

Spektar  $FG_{+-}$  parova sadrži signal i pozadinu, razloženu na doprinose kombinatorijskih i koreliranih pozadinskih parova:

$$FG_{+-} = S_{+-} + BG_{+-} = S_{+-} + CB_{+-} + CP_{+-} + JP_{+-} + EH_{+-}. \quad (3.11)$$

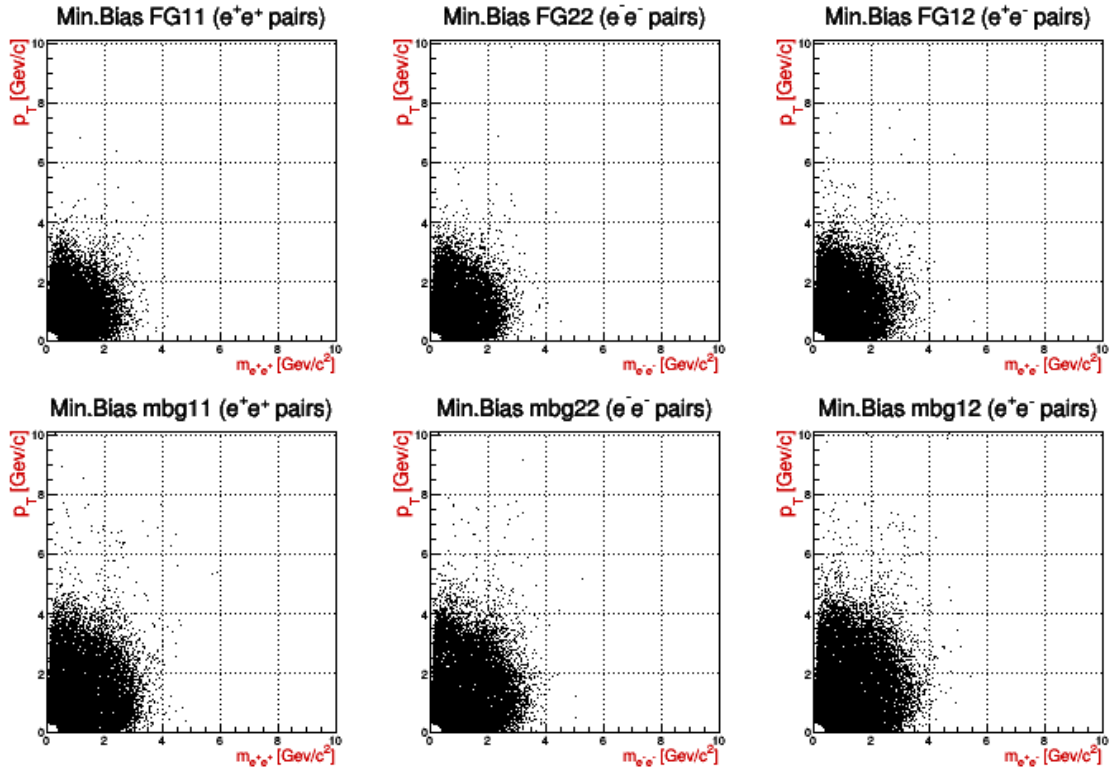
Ukupna pozadina se može ocijeniti spektrom  $FG_{++} + FG_{--}$  parova, uz korekciju razlike u akceptanciji istovrsnih  $e^+e^+$  i  $e^-e^-$  parova od  $e^+e^-$  parova. Postojanje razlike u akceptanciji parova je uzrokovano asimetričnom akceptancijom samog PHENIX-a i neaktivnim područjima centralnih detektora; a možemo je ocijeniti tzv. “miješanom” pozadinom  $e^+e^-$  ( $mbg_{+-}$ ),  $e^+e^+$  ( $mbg_{++}$ ) i  $e^-e^-$  ( $mbg_{--}$ ) parova iz različitih događaja. U proces miješanja ulaze trajektorije događaja koji imaju sličan verteks i centralitet pa su  $mbg$  pozadine generirane u 10 binova u centralitetu (0 – 100%) i 11 binova u verteksu ((–30) – 25 cm). Sam proces miješanja se radi na proizvoljno velikom broju događaja. Generirani  $mbg$  spektri stoga reproduciraju kombinatorijsku pozadinu s željenom statističkom preciznošću.

Dobiveni FG i  $mbg$  spektri, integrirani po verteksu od -30 cm do 25cm i centralitetu 0 – 86%, su prikazani u  $m_{ee} - p_T$  (sl.3.18) i  $m_{ee}$  (sl.3.19) prostoru.

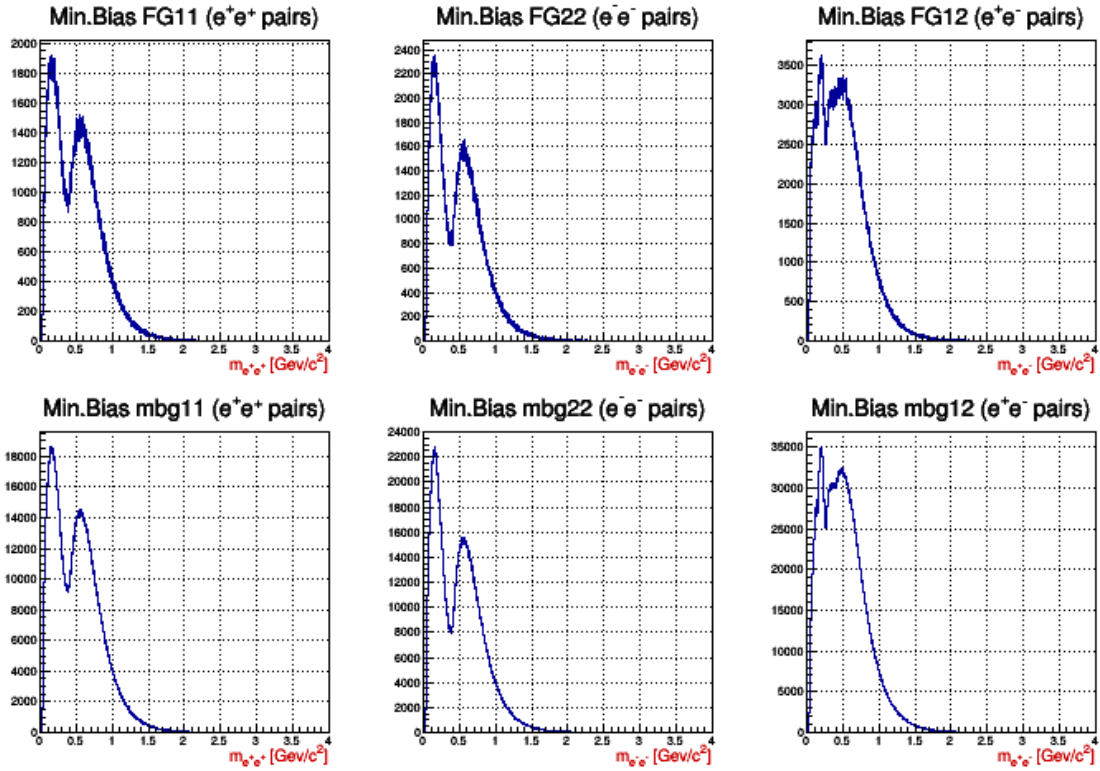
Signal definiramo relacijom:

$$S_{+-} = FG_{+-} - BG_{+-} = FG_{+-} - (FG_{++} + FG_{--}) \cdot \frac{mbg_{+-}}{mbg_{++} + mbg_{--}}, \quad (3.12)$$

gdje omjer mješanih pozadinskih parova  $\alpha = mbg_{+-}/(mbg_{++} + mbg_{--})$  predstavlja korekciju za razliku akceptancije parova.



Slika 3.18: Prikaz  $(m_{ee}, p_T)$  Min.Bias (0 – 86%) spektra elektronskih parova iz istih (FG) i miješanih (mbg) događaja uz notaciju: 1= $e^+$ , 2= $e^-$ .



Slika 3.19: Prikaz  $(m_{ee})$  Min.Bias (0 – 86%) spektra elektronskih parova iz istih (FG) i miješanih (mbg) događaja uz notaciju: 1= $e^+$ , 2= $e^-$ .



Statistička nepouzdanost u procjeni pozadine:

$$\Delta BG_{+-} = BG_{+-} \sqrt{\frac{1}{FG_{++} + FG_{--}} + \frac{1}{mbg_{++} + mbg_{--}} + \frac{1}{mbg_{+-}}} \quad (3.13)$$

se prenosi na nepouzdanost signala:

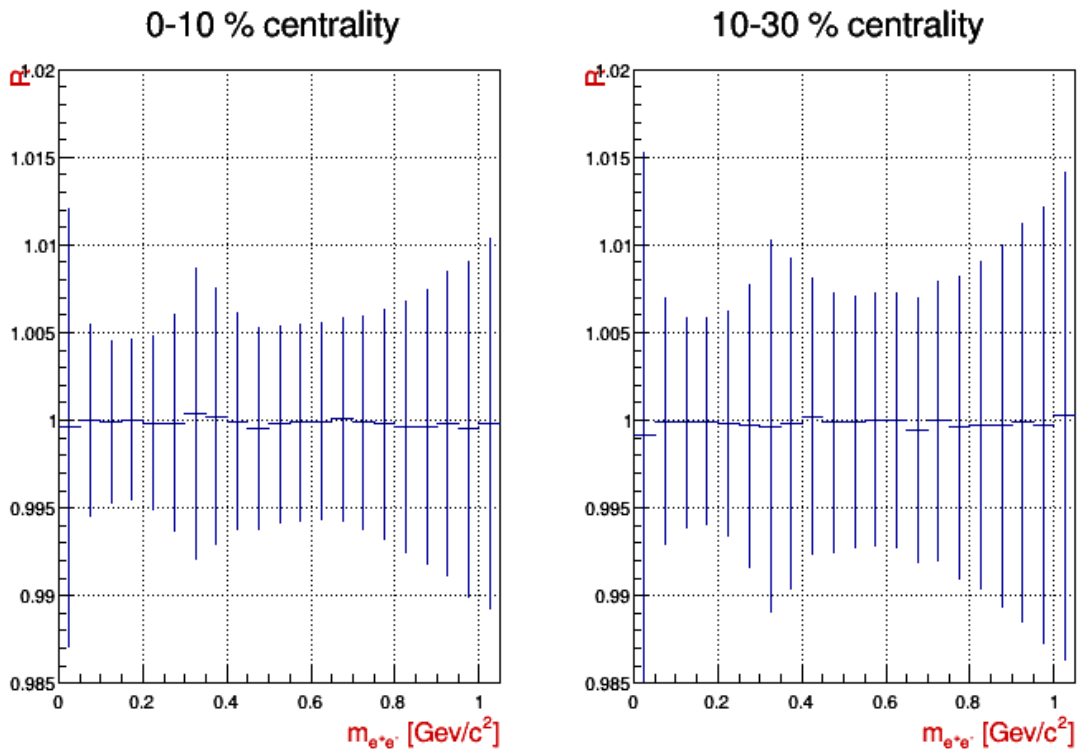
$$\Delta S_{+-} = \sqrt{(\Delta FG_{+-})^2 + (\Delta BG_{+-})^2} = \sqrt{FG_{+-} + (\Delta BG_{+-})^2}. \quad (3.14)$$

Pozadinu smo oduzimali prema relaciji 3.12 u četiri centraliteta:  $\Delta c = 0-10\%$ ,  $10-30\%$ ,  $30-50\%$  i  $50-86\%$ , koristeći dvije metode:

I.) Integrirati spektre po verteksu i oduzimati pozadinu u rasponu verteksa (-30, 25) cm.

II.) Pozadinu oduzimati u području verteksa  $\Delta z = 5$  cm, potom integrirati doprinose signalu za sve vertekse.

Oduzimanja pozadine u 11  $\Delta z = 5$  cm binova verteksa je testirano zbog moguće ovisnosti geometrijskog faktora miješane pozadine:  $\alpha = mbg_{+-}/(mbg_{++} + mbg_{--})$  o verteksu događaja, budući da se akceptancija PHENIX-a u  $\eta$  mijenja ovisno o verteksu.



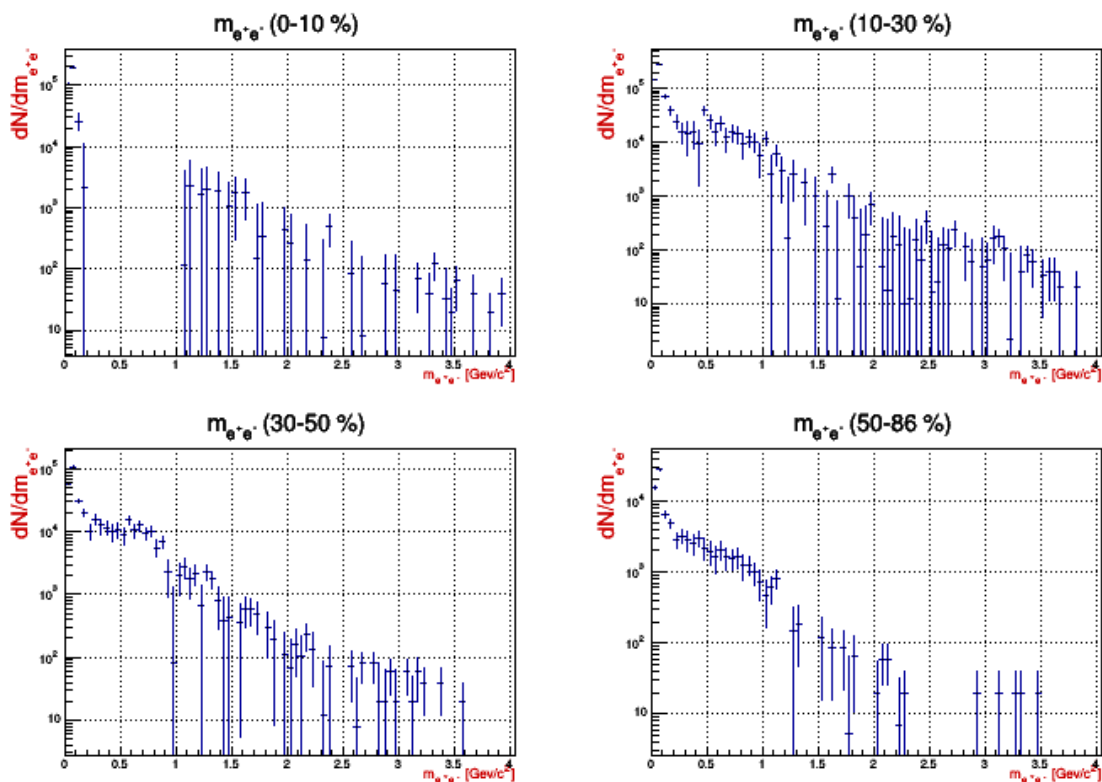
Slika 3.20: Omjer pozadina:  $R = \frac{BG_{+-}(I)}{BG_{+-}(II)}$ , u slučaju korištenja  $m_{ee} : p_T$  (I), odnosno  $z : m_{ee} : p_T$  (II) prostora za generiranje pozadine, prema relaciji 3.12.

Za ocjenu pojedine metode promatramo razlike omjera (R) generiranih pozadina:  $R = \frac{BG_{+-}(I)}{BG_{+-}(II)}$  u rasponu mase od 0 – 1 GeV/c<sup>2</sup>, gdje je omjer signala i pozadine najnepovoljniji. Rezultati su prikazani za dva centraliteta na slici 3.20. Budući da nije pronađena značajna ovisnost pozadine o verteksu za oduzimanje pozadine je korištena metoda I).

## 4 Rezultati i diskusija

### 4.1 Spektar invarijantne mase $e^+e^-$ parova u Au+Au sudarima na $\sqrt{s_{NN}} = 62 \text{ GeV}$

Spektri  $e^+e^-$ ,  $e^+e^+$  i  $e^-e^-$  parova iz istih i različitih događaja, prikazani za Min.Bias (0 – 86%) centralitet na sl.3.18, definiraju signal i pozadinu u  $m_{ee} - p_T$  prostoru prema relaciji 3.12. Za dobivanje spektra invarijantne mase pozadina je oduzimana u ekvidistantnim  $\Delta m_{ee} = 0.05 \text{ GeV}/c^2$ ,  $\Delta p_T = 0.5 \text{ GeV}/c$  binovima, za događaje u rasponu verteksa od -30 do +25 cm, grupirane u četiri centraliteta: 0 – 10%, 10 – 30%, 30 – 50% i 50 – 86%. Dobiveni spektri invarijantne mase  $e^+e^-$  parova prikazani su za četiri centraliteta na sl. 4.1. Radi preglednosti rezultata i smanjenja statističkih fluk-



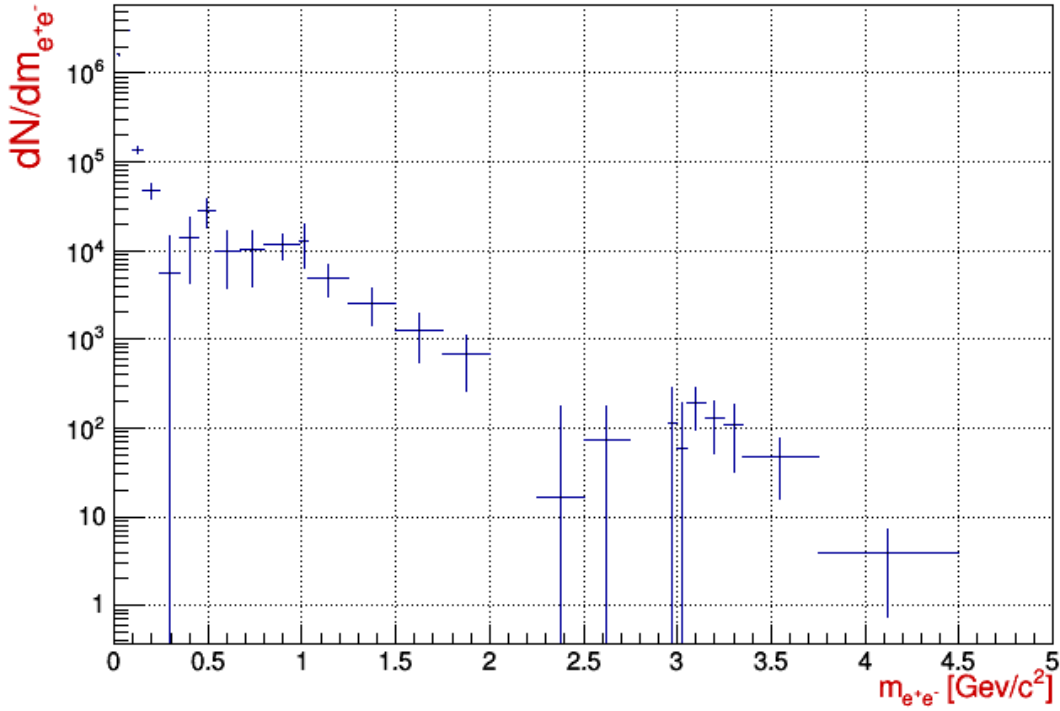
Slika 4.1: Preliminarni spektri dielektrona u Au+Au sudarima na  $\sqrt{s_{NN}} = 62 \text{ GeV}$  u PHENIX akceptanciji.

tuacija, spektri (sl.4.1) su grupirani u Min.Bias (0 – 86%) i dva centraliteta: 0 – 30%, 30 – 86% te u  $m_{ee}$  binove različitih širina.

Dobiveni Minimum Bias (0 – 86%) spektar dielektrona (sl.4.2), potom spektar u centralnim (0 – 30%) i perifernim (30 – 86%) sudarima (sl.4.3), predstavlja preliminarne rezultate analize parova, nekorrigirane za akceptanciju PHENIX detektora, efikasnost elektronske analize i analize parova.

U Min.Bias spektru (sl.4.2) se naziru očekivani doprinosi hadronskog koktela. Na

## $m_{e^+e^-}$ Min.Bias (0-86 %)

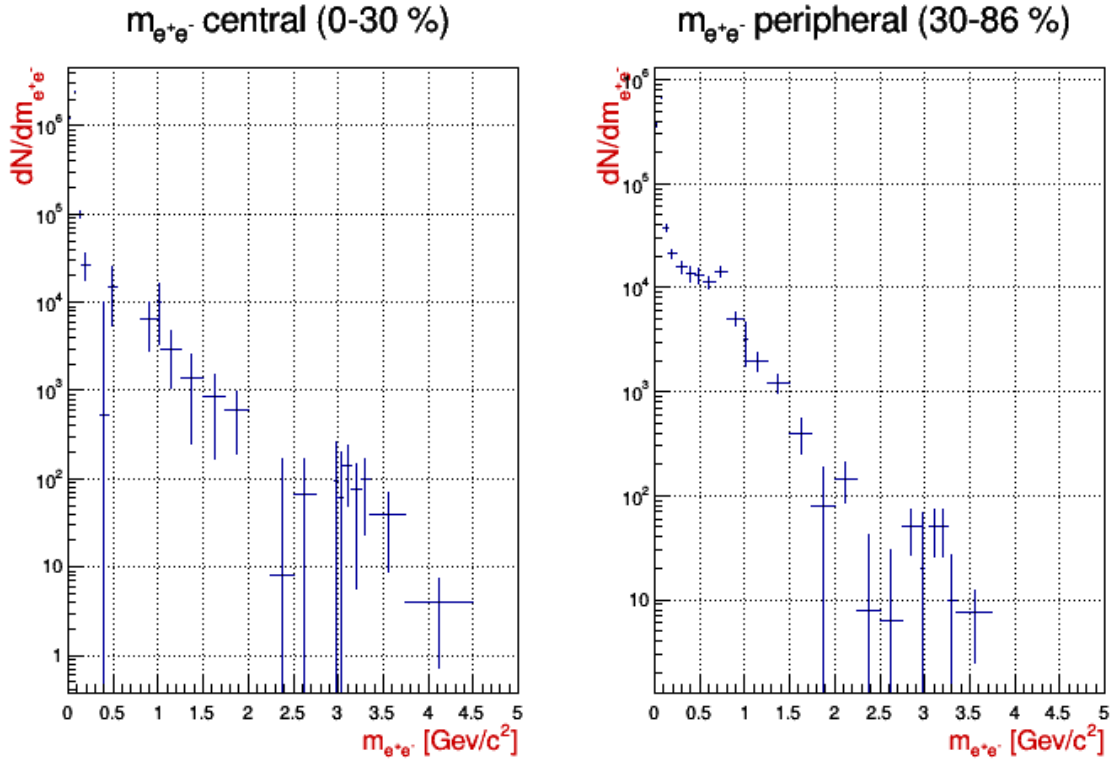


Slika 4.2: Preliminarni Minimum Bias (0 – 86%) spektar dielektrona u Au+Au sudarima na  $\sqrt{s_{NN}} = 62$  GeV u PHENIX akceptanciji.

niskim masama dominira produkcija dielektrona Dalitz raspadima neutralnog piona:  $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ , za kojeg je rezonancija opažena u svim centralitetima. U području  $m_{ee} = 0.3 - 1.2$  GeV/c<sup>2</sup> opažamo doprinose lakih vektorskih mezona:  $\eta$ ,  $\rho$  i  $\phi$ , gdje se rezonancije naziru u centralnim (0 – 30%) i perifernim (30 – 80%) centralitetima. U IMR području ( $m_{ee} = 1.2 - 2.8$  GeV/c<sup>2</sup>) se može primijeti karakterističan kontinuum doprinosa charm kvarkova sve do opažanja  $J/\psi$  rezonancije u HMR ( $m_{ee} = 2.8 - 5$  GeV/c<sup>2</sup>). Opažanje očekivanih doprinosa hadronskog koktela u preliminarnim spektrima su svakako ohrabrujući rezultati.

### 4.2 Sljedeći koraci

U nastavku analize je potrebno osloviti problem pojave negativnog signala na pojedinim mjestima u LMR i IMR području mase. Izrada simulacija bi omogućila optimizaciju identifikacije elektrona i analize parova, kao i procjenu efikasnosti. Preliminarne spektre mase je tada potrebno korigirati za akceptanciju PHENIX detektora i efikasnost analize. Potrebno je uvesti korekciju podataka za tok materije u Au+Au sudarima na  $\sqrt{s_{NN}} = 62$  GeV. Postojanje toka unosi globalnu modulaciju (korelaciju) u podatke pa pretpostavka da je mješana pozadina trajektorija iz različitih događaja isključivo kombinatorijska ne vrijedi u potpunosti. Iako je korekcija podataka za parametar anizotropnog toka reda veličine  $\sim 1\%$ , u preliminarnim rezultatima će



Slika 4.3: Preliminarni spektar dielektrona u centralnim (0 – 30%) i perifernim (30 – 80%) Au+Au sudarima na  $\sqrt{s_{NN}} = 62$  GeV u PHENIX akceptanciji.

postojati određena sistematska greška u formiranju parova i oduzimanju pozadine koju treba uzeti u obzir.

U sljedećem bi koraku analiza dielektrona stoga uključivala korekciju podataka za parametar toka, testiranje drugih metoda oduzimanja pozadine i izradu računalnih simulacija za optimizaciju identifikacije elektrona i analize parova, kao i procjenu efikasnosti analize. U konačnici bi analiza obuhvaćala konstrukciju hadronskog koktela, što bi omogućilo usporedbu spektara invarijantne mase  $e^+e^-$  parova s očekivanim hadronskim doprinosima, a potom i testiranje modifikacija spektralnih svojstava dielektrona.

## 5 Zaključak

U ovom je radu provedena analiza elektrona i  $e^+e^-$  parova iz Au+Au sudara na  $\sqrt{s_{NN}} = 62$  GeV, prikupljenih tijekom 2010. u PHENIX eksperimentu na RHIC-u.

Za potrebe analize je napravljena kalibracija vremenskog odaziva Elektromagnetskog kalorimetra i optimizacija upotrebe informacija o vremenu proleta čestice u identifikaciji elektrona. Iz Drifte komore su uklonjena neaktivna i nefunkcionalna područja kako bi se osigurala konzistentna rekonstrukcija trajektorija s visokom kvalitetom. Nakon provedene selekcije događaja na temelju kvalitete rekonstrukcije i verteksa sudara, korištenjem eID varijabli je odabran elektronski uzorak. Procijenjeni udio hadronske kontaminacije u uzorku iznosi  $15 \pm 5\%$  (tablica 3.4). Kalibracija vremenskog odaziva Elektromagnetskog kalorimetra i upotreba sigmalizirane varijable mase čestice u identifikaciji elektrona se pokazala uspješnom, omogućivši u posljednjem koraku elektronske analize dodatno smanjenje hadronske kontaminacije za  $\sim 5\%$ .

Miješanjem svih trajektorija elektronskog uzorka u danom događaju dobiven je spektar  $e^+e^-$  parova, koji osim signala sadrži kombinatorijsku i koreliranu pozadinu. Za oduzimanje pozadine procijenjene ("foreground")  $e^+e^+$  i  $e^-e^-$  parovima uvedena je geometrijska korekcija na akceptancije parova, definirana kao omjer parova mješanih trajektorija iz različitih događaja:  $\alpha = mbg_{+-}/(mbg_{++} + mbg_{--})$ . Testirana je moguća ovisnost pozadine o z verteksu, no kako ona nije potvrđena, konačno je oduzimanje pozadine (jedn. 3.12) napravljeno u ekvidistantnim  $\Delta m_{ee} = 0.05 \text{ GeV}/c^2$ ,  $\Delta p_T = 0.5 \text{ GeV}/c$  binovima za događaje u rasponu verteksa od -30 do +25 cm, grupirane u četiri centraliteta: 0 – 10%, 10 – 30%, 30 – 50% i 50 – 86%.

Dobiveni spektri invarijantne mase (sl.4.1) su potom grupirani u masi i centralitetu u Minimum Bias (0-86 %) (sl.4.2) i 0 – 30% te 30 – 50% centralitete (sl.4.3). U Min.Bias spektru postoje naznake očekivanih doprinosa hadronskog koktela: dominantna produkcija  $\pi^0$  na niskim masama u spektru, doprinosi lakih vektorskih mezona ( $\eta$ ,  $\rho$  i  $\phi$ ) i naznake rezonancija u području  $m_{ee} = 0.3 - 1.2 \text{ GeV}/c^2$ , doprinosi kontinuuma charm kvarkova u IMR ( $m_{ee} = 1.2 - 2.8 \text{ GeV}/c^2$ ) i  $J/\psi$  rezonancija u HMR ( $m_{ee} = 2.8 - 5 \text{ GeV}/c^2$ ) području. Preliminarni spektri, koji nisu korigirani za akceptanciju PHENIX detektora i efikasnost analize, pokazuju obećavajuće rezultate i dovoljnu statistiku za nastavak analize u dva centraliteta.

Analiza koja je iznesena u ovom radu i dobiveni rezultati predstavljaju temelj za nastavak analize dielektrona u Au+Au sudarima na  $\sqrt{s_{NN}} = 62$  GeV u sklopu PHENIX kolaboracije.

## Literatura

- [1] Y.Watanabe, “Measurements of di-electron production in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV”, Ph.D. thesis at Center for Nuclear Study, University of Tokyo (2014)
- [2] Peter F. Kolb, “Expansion rates at RHIC”, arxiv, [nucl-th], 0304036 (2003).
- [3] Kolb, Peter F. et al. In \*Hwa, R.C. (ed.) et al., “Hydrodynamic description of ultrarelativistic heavy ion collisions”, Quark gluon plasma\* 634-714 nucl-th/0305084 SUNY-NTG-03-06.
- [4] A. Adare et al. (PHENIX Collaboration), “Detailed measurement of the  $e^+e^-$  pair continuum in p+p and Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV and implications for direct photon production”; Physical Review C 81, 034911 (2010).
- [5] R. Rapp, “Dilepton Spectroscopy of QCD Matter at Collider Energies,” Adv. High Energy Phys. 2013, 148253 (2013).
- [6] A.Adare et al. (PHENIX Collaboration), “Dielectron production in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV”, arXiv:1509.04667
- [7] W. Anderson et al. (PHENIX Collaboration), “Design, construction, operation and performance of a Hadron Blind Detektor for PHENIX experiment”, Nuclear Instruments and Methods in Physical Research A 646 (2011).
- [8] L. Adamczyk et al. (STAR Collaboration), “Measurements of Dielectron Production in Au+Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV from the STAR Experiment”, Phys.Rev. C92 (2015) 024912.
- [9] Patrick Huck (STAR collaboration), “Beam Energy Dependence of Dielectron Production in Au+Au Collisions from STAR at RHIC”, arXiv:1409.5675 [nucl-ex].
- [10] L. Adamczyk et al. (STAR collaboration), “Energy dependence of acceptance-corrected dielectron excess mass spectrum at mid-rapidity in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$  and 200 GeV”, Phys.Lett. B750 (2015) 64-71.
- [11] K. Adcox et al. (PHENIX Collaboration), “PHENIX central arm tracking detectors”, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sec.499, 489 (2003).
- [12] M.Aizawa et al. (PHENIX Collaboration), “PHENIX central arm particle ID detectors,” Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sec. 499, 508 (2003).
- [13] L.Aphecetche et al. (PHENIX Collaboration), “PHENIX calorimeter,” Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sec.499, 521 (2003).

- [14] F.Sauli, "GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors," Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sec. 386, 531 (1997).