Sveučilište u Zagrebu
Prirodoslovno-matematički fakultet
Fizički odsjek

Matija Žeško

Impulsne korelacije hadrona u visokoenergijskim Pb-Pb sudarima na LHC sudarivaču

Diplomski rad

Zagreb, 2013.

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

SMJER: Istraživački studij fizike

Matija Žeško

Diplomski rad

Impulsne korelacije hadrona u visokoenergijskim Pb-Pb sudarima na LHC sudarivaču

Voditelj diplomskog rada: prof. dr. sc. Mirko Planinić

Ocjena diplomskog rada: _____

Povjerenstvo: 1. _____

2. _____

3. _____

Datum polaganja: _____

Zagreb, 2013.

Sadržaj

Zahvale **ii**

1 Uvod **1**
1.1 Kvark-gluon plazma 1
1.2 Sudari teških iona 8
1.3 Hanbury Brown-Twiss efekt 9

2 Teorija i osnovna fenomenologija **11**
2.1 Formalizam korelacijske funkcije 11
2.2 Parametrizacija mjerenih korelacija 13

3 ALICE detektor **15**
3.1 Large Hadron Collider (LHC) 15
3.2 ALICE detektor 16

4 Rezultati **22**
4.1 Selekcija događaja i tragova 22
4.2 Korelacijske funkcije i HBT polumjeri 23
4.3 Usporedba gausijanske i eskponencijalne parametrizacije . . . 26
4.4 Rasprava o rezultatima 41

5 Zaključak **42**

Zahvale

Zahvalio bih prof. dr. sc. Mirku Planiniću, svojem mentoru, koji me je prihvatio kao svojeg studenta, omogućio mi sudjelovanje u radu femtoskopske grupe unutar ALICE kolaboracije i imao jako puno strpljenja za moje uvježbavanje. Zahvalio bih i prof. dr. sc. Guyju Paiću za smjernice tijekom istraživanja.

Posebne zahvale upućujem dipl. ing. Goranu Simatoviću za njegovu veliku pomoć u obradi podataka, strpljenje i nadzor tijekom mojeg uvježbavanja te za pregršt savjeta kojima mi je olakšao probleme tijekom istraživanja i izrade ovog diplomskog rada.

Moje trajne zahvale idu mojoj majci koja mi je tijekom svih koraka mojeg obrazovanja pružala podršku i ohrabrivala me.

Poglavlje 1

Uvod

Prema standardnom modelu čestične fizike elementarne čestice su kvarkovi, leptoni, njihove antičestice te bozoni prijenosnici sila. Kvarkovi se vežu u hadrone kao što su protoni, neutroni, pioni, itd. To vezanje omogućuju gluoni, prijenosnici jake interakcije. Tako vezane kvarkove i gluone je nemoguće razvezati, osim pri izuzetno visokim energijama. Takvo ponašanje se naziva asimptotska sloboda.

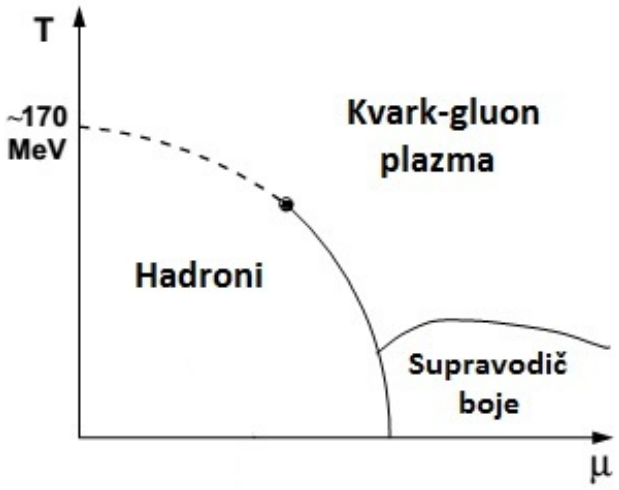
Tematika ovog diplomskog rada je razvezano stanje kvarkova i gluona - kvark-gluon plazma.

U uvodnom poglavlju će biti objašnjena obilježja kvark-gluon plazme, postupak sudaranja teških iona u akceleratorima kako bi se postigli ekstremni uvjeti za njeno stvaranje i Hanbury Brown-Twiss efekt (HBT) koji je bitan u njenom proučavanju.

1.1 Kvark-gluon plazma

Interakciju kvarkova i gluona opisuje teorija koja se zove kvantna kromodinamika (eng. quantum chromodynamics - QCD) čije proučavanje nije jednostavno. QCD je sličan teoriji elektromagnetske interakcije - kvantnoj elektrodinamici, no QCD posjeduje dva posebna obilježja: zatočenje i asimptotsku slobodu. Zatočenje znači da kvarkovi pod normalnim uvjetima ne mogu biti slobodni, već moraju biti vezani u hadrone. Asimptotska sloboda znači da kvarkovi i gluoni na vrlo visokim energijama slabije interagiraju [1].

Dva su pristupa proučavanju QCD-a: perturbativni i QCD na rešetci. QCD na rešetci je numerički račun interakcije u diskretnim točkama prostor-vremena. Za visoke temperature i gustoće energije QCD na rešetci predviđa razvezivanje kvarkova i gluona u slobodno stanje. Takav račun omogućava izradu faznog dijagrama nuklearne materije čija je shema na slici 1.1.



Slika 1.1: Shema faznog dijagrama QCD-a (izvor:[3])

Osi faznog dijagrama su temperatura i barionski kemijski potencijal koji ovdje služi kao parametar gustoće. Iz dijagrama se vidi za koje vrijednosti μ i T bi se kvark-gluon plazma trebala formirati.

Kako se slobodne kvarkove i gluone ne može izravno opaziti, način potvrde postojanja kvark-gluon plazme je preko detekcije njezinih potpisa.

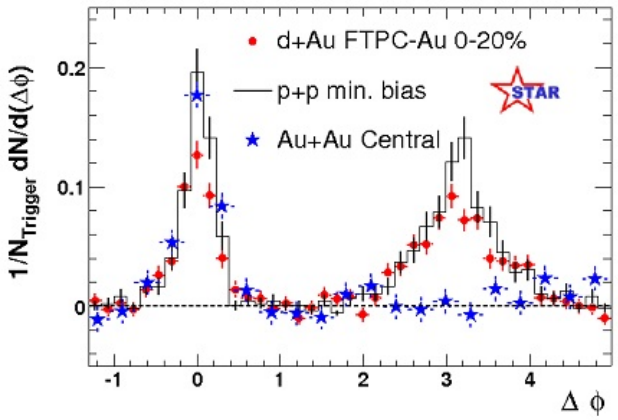
Gušenje mlazova

Pri sudaru čestica visokih energija dolazi do raspršenja partona. U raspršenjima sudjeluju i vrlo energični partoni koji nakon raspršenja svoj višak energije gube zračeći gluone (gluon bremsstrahlung) koji se zatim pretvaraju u kvark-antikvark parove i konsekutivno se energija gubi dok ne ostanu hadroni u konačnom stanju. Takav korelirani skup hadrona se zove mlaz.

Ponekad se dva partona mogu raspršiti blizu ruba regije emisije. Jedan brzo izlijeće u vakuum a drugi mora proći kroz gusti, jako interagirajući medij. On gubi energiju u interakciji i izlazi na drugoj strani prigušen. Gušenje mlazova se opaža na dva načina. Prvi način je kroz smanjenje broja hadrona sa visokim transverzalnim impulsom, a drugi način je smanjenje broja čestica raspršenih pod kutem od 180 ° od referentnog mlaza.

Prvo opažanje se kvantificira pomoću nuklearnog modifikacijskog faktora - R_{AA}. On je definiran na sljedeći način [2]:

$$R_{AA} = \frac{1}{N_{bin.}} \frac{d^2N_{AA}/dy\, dp_T}{d^2N_{pp}/dy\, dp_T} \tag{1.1}$$



Slika 1.2: Potisnuće kolimiranih čestica u raspršenjima pod kutem od 180° (izvor: [3])

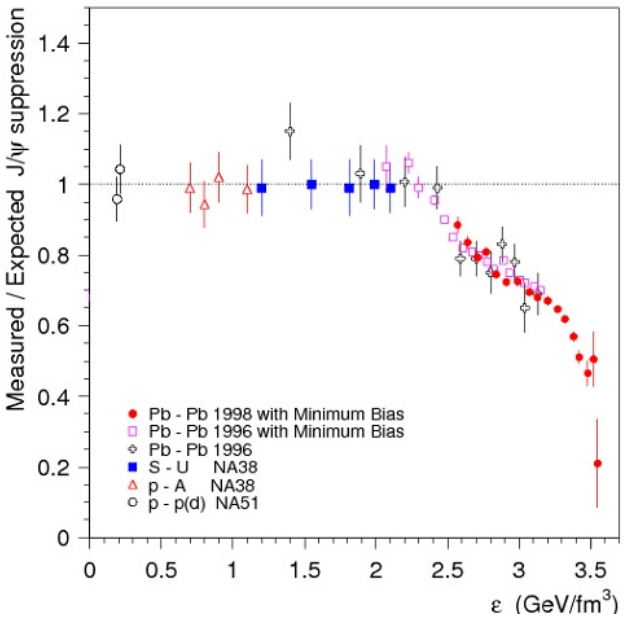
pri čemu je $N_{bin.}$ broj nukleon-nukleon sudara, y rapiditet čestice, p_T transverzalni impuls čestice, $d^2N_{AA}/dy\,dp_T$ raspodjela čestica stvorenih u sudaru dvije jezgre, a $d^2N_{pp}/dy\,dp_T$ raspodjela čestica stvorenih u sudaru dva protona. Primjećuje se da R_{AA} s rastom transverzalnog impulsa pada, što je konzistentno s pretpostavkom potisnuća broja hadrona [3].

Drugi potpis gušenja mlazova se može opaziti kada se izmjeri raspodjela čestica po azimutalnom kutu. Na slici 1.2 je prikazana jedna takva raspodjela za različite vrste sudara. Proton-proton sudari su uzeti kao referentna točka gdje se ne očekuje formacija kvark-gluon plazme. Crvene točke su centralni sudari deuterona i zlata. Tu je prisutna hladna nuklearna materija što omogućava proučavanje interakcije mlazova s njom. Podaci pokazuju da gušenje nije prisutno. Plave točke su centralni sudari iona zlata. Pod kutem od 180° je prisutno značajno gušenje uslijed pretpostavljene interakcije s kvark-gluon plazmom [4].

Potisnuće produkcije J/Ψ čestice

1986. je predloženo kako bi još jedan potpis kvark-gluon plazme bilo potisnuće produkcije J/Ψ čestice [5]. Argument je taj da bi u jako interagirajućem mediju kvark-gluon plazme c i $\bar{c}$ teško formirali rezonanciju zbog zasjenjenja od ostalih kvarkova. Također, ukoliko bi se rezonancija formirala, okolna energija bi bila dovoljna da je rastopi. Taj efekt potisnuća se može izmjeriti i prikazan je na slici 1.3.

Najnoviji rezultati ALICE kolaboracije pokazuju slabiju supresiju nego što je prije izmjerena, što se pokušava objasniti modelima rekombinacije [7].



Slika 1.3: Ovisnost omjera izmjerene i očekivane produkcije J/Ψ čestice o gustoći energije u sudaru. (izvor: [6])

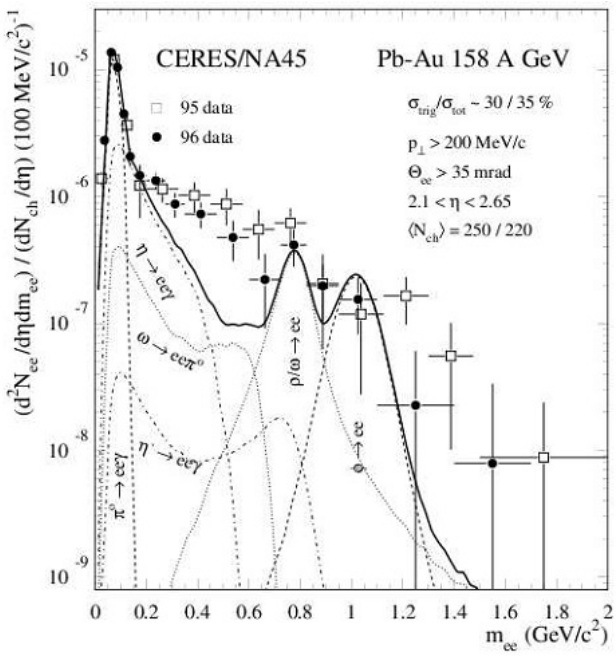
Pojačanje stranosti

Pri usporedbi sudara teških iona s proton-proton i elektron-pozitron sudarima uočeno je pojačanje produkcije čestica sa stranim kvarkom. Što je u čestici više stranih kvarkova, njena produkcija je tim više pojačana. Međutim, nije zapaženo da to pojačanje raste s centralnošću sudara, koja je proporcionalna broju nukleona koji sudjeluju u sudaru [8].

To se može objasniti time da je vjerojatnost nalaženja stranog kvarka u kvark-gluon plazmi veća nego u hadronskoj fazi jer se u stanju prije sudara strani kvark mogao naći samo u kvarkovskom moru unutar nukleona. Uz taj argument, povećan broj stranih kvarkova može indicirati da je sustav došao u stanje slobodnih kvarkova i gluona gdje se strani kvark može pojaviti.

Pojačanje dileptonske produkcije

Dilepton je lepton-antilepton par istog okusa koji obično nastaje raspadom neutralnih mezona (π^0, η, ρ, ϕ, itd.) U sudarima teških iona je primijećeno pojačanje dileptonske produkcije, što je i prikazano na slici 1.4. U području invarijantne mase od 0.2 do 0.7 GeV/c^2 je primijećen porast koji se može objasniti modelima kvark-gluon plazme.



Slika 1.4: Spektar mase elektron-pozitron parova. Puna linija prikazuje predviđeni doprinos od raspada mezona. (izvor: [9])

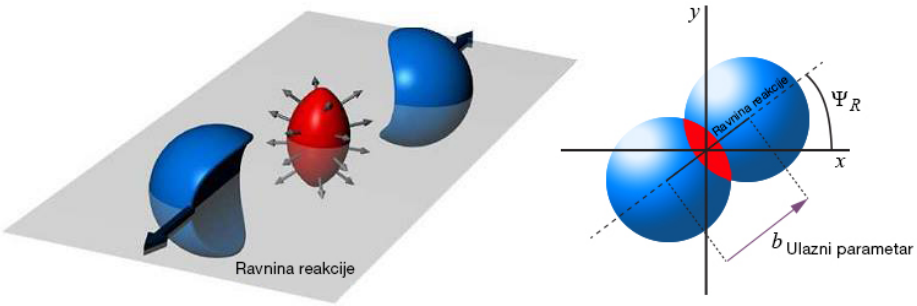
Eliptični tok

Kvark-gluon plazmu se pokušava kreirati u sudarima teških iona. Jezgre se u tim sudarima ne sudaraju uvijek izravno, već se mogu okrznuti. Takav sudar se zove necentralan, a područje iz kojeg se emitiraju čestice nakon tog sudara ima oblik badema. Takva prostorna anizotropija dovodi do anizotropije u raspodjeli impulsa - više čestica se emitira u nekom smjeru (slika 1.6). To ponašanje se zove eliptični tok. Smjerovi koji se prate tokom analize podataka su "unutar ravnine reakcije" i "izvan ravnine reakcije" (eng. "in-plane" i "out-of-plane").

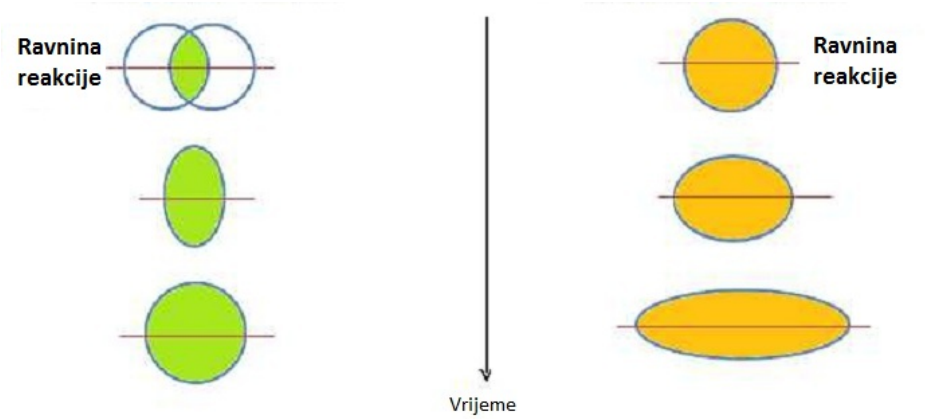
Azimutalni kut (Ψ_R) na kojem je ravnina reakcije se, u principu, ne može izmjeriti, već se procjenjuje iz raspodjele čestica. U proučavanju eliptičnog toka korisno je napraviti Fourierov razvoj raspodjele čestica po azimutalnom kutu [11]:

$$E\frac{d^3N}{d^3\mathbf{p}} = \frac{1}{2\pi}\frac{d^2N}{p_T\,dp_T\,dy}\left(1 + 2\sum_{n=1}^{\infty} v_n \cos\left[n\left(\phi - \Psi_R\right)\right]\right) \tag{1.2}$$

pri čemu je E energija čestice, $\mathbf{p}$ impuls čestice, p_T transverzalni impuls čestice, i y rapiditet. Koeficijenti v_n su ovisni o p_T i y i iznose:



Slika 1.5: Definicija ravnine reakcije (izvor: [10])

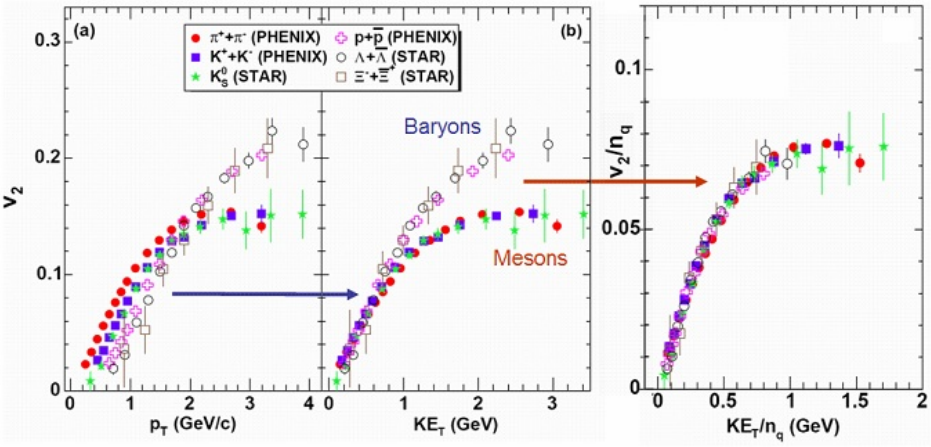


Slika 1.6: Shematski prikaz anizotropije u realnom (zeleno) i impulsnom prostoru (narančasto) (izvor: [10])

$$v_n\left(p_T, y\right) = \langle \cos\left[n\left(\phi - \Psi_R\right)\right]\rangle\,. \tag{1.3}$$

Prosjek se vrši preko svih čestica i po svim događajima koji se nalaze u danom rasponu transverzalnog impulsa i rapiditeta.

Koeficijent v_2 se naziva eliptični tok i mjeri anizotropiju raspodjele impulsa u smjeru "izvan ravnine reakcije". Na slici 1.7 lijevo je prikazana ovisnost v_2 o transverzalnom impulsu i transverzalnoj kinetičkoj energiji za različite čestice. Ako se vrijednost v_2 podijeli s brojem kvarkova u čestici (na slici označeno s n_q), opaža se zanimljivo ponašanje koje se vidi na slici 1.7 desno - v_2 je skaliran s brojem kvarkova, što je jedan od potpisa kvark-gluon plazme.



Slika 1.7: Skaliranje parametra v_2 s brojem kvarkova u čestici kao jedan od potpisa kvark-gluon plazme. (izvor: [12])

Emisija neposrednih fotona

Prije nego što se kvark-gluon plazma proširi i ohladi dovoljno da hadronizira, ona bi trebala emitirati fotone koji nose informaciju o njezinom stanju.

Hadroni nastali iz kvark-gluon plazme se također mogu raspasti u fotone, no njih se može odvojiti i ostaju neposredni fotoni. Oni su bolji nositelji informacija o ranom razvoju medija nakon sudara jer slabo interagiraju s kvark-gluon plazmom za razliku od hadrona. Zbog slabe interakcije fotona i kvark-gluon plazme, detektirani neposredni fotoni dolaze iz cijelog medija dok detektirani hadroni dolaze s površine kvark-gluon plazme [13]. Neposredne fotone dijelimo u dvije kategorije:

- *Tvrdi fotoni* (visoki p_T) - nose informaciju o tvrdim raspršenjima i početnim uvjetima u najranijim trenucima kvark-gluon plazme.
- *Termalni fotoni* (niski p_T) - nose informaciju o temperaturi u trenucima formacije kvark-gluon plazme. Ta temperatura je veća od kritične temperature što upućuje na postojanje kvark-gluon plazme.

Bose-Einstein korelacije

Bose-Einstein korelacije su korelacije između identičnih bozona. Korelacije mogu biti impulsne ili prostorne. Ovaj diplomski rad proučava impulsne Bose-Einstein korelacije u sudarima teških iona. One daju informaciju o 4D evoluciji izvora emitiranih čestica koji nastaje u sudaru. Parametri koji se

ekstrahiraju iz mjerenja su osjetljivi na dinamiku ekspanzije regije emisije čestica i korisna su sonda za proučavanje kvark-gluon plazme.

1.2 Sudari teških iona

Dosadašnja otkrića u proučavanju kvark-gluon plazme ne bi bila moguća bez sudaranja teških iona u kojima postoje ekstremni uvjeti potrebni za njezino stvaranje. Kao najmoderniji primjer, u LHC-u se ioni olova sudaraju pri $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV, što ukupnu energiju sudara diže na 574 TeV, što je približno 0.1 mJ [14]. Gustoća energije se procjenjuje na 14 GeV/fm^3 [15]. QCD izračuni na rešetci predviđaju da je kritična gustoća za stvaranje kvark-gluon plazme 1 GeV/fm^3.

Prvi relativistički sudari teških iona su provedeni na Brookhaven National Laboratory (BNL) u SAD-u i Joint Institute for Nuclear Research (JINR) u tadašnjem SSSR-u. Kasnije su na BNL-u i CERN-u teški ioni korišteni u kompleksnijim eksperimentima. Svi ovi eksperimenti su koristili fiksne mete.

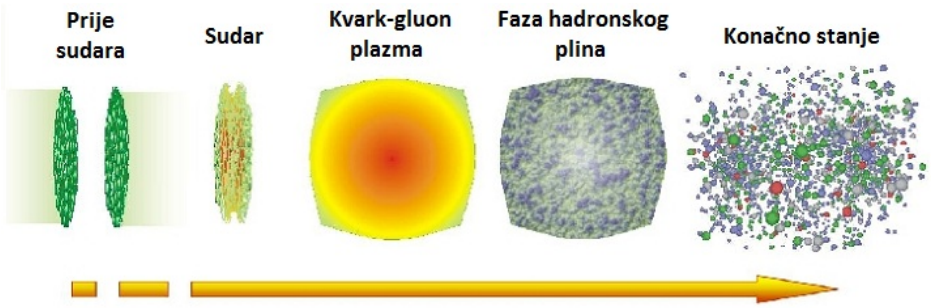
Prvi eksperimenti sa dva snopa teških iona su se dogodili 2000. na Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) na BNL-u pri energiji u centru mase po nukleon-nukleon paru - $\sqrt{s_{NN}}$ - od = 57.8 GeV. Korišteni su ioni zlata. [16] 7. studenog 2010. je LHC na CERN-u napravio prvi eksperiment sa sudaranjem olova pri $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV.

Na slici 1.8 je shematska slika vremenske evolucije sudara teških iona. Zbog Lorentzove kontrakcije ioni su prije sudara dva tanka diska koji prilaze jedan drugome brzinom koja je gotovo jednaka brzini svjetlosti. U sudaru se nukleoni raspršuju jedni na drugima i u točki sudara se stvara regija vrlo visoke temperature gdje se nukleoni rastapaju i stvara se kvark-gluon plazma. Kvark-gluon plazma se s vremenom širi i hladi i u toj fazi se stvaraju hadroni. Daljnjom ekspanzijom i hlađenjem, sustav ulazi u fazu hadronskog plina gdje stvoreni hadroni međusobno interagiraju. Završna faza sudara nastupa nakon što su se hadroni dovoljno ohladili da više ni ne interagiraju međusobno. To se naziva konačno stanje. [3]

U analizi sudara teških iona bitan pojam je centralitet koji mjeri koliko su se ioni u sudaru preklopili. Česta pojava je da se ioni ne sudare savršeno centralno, već se u nekoj mjeri okrznu. On je definiran kao:

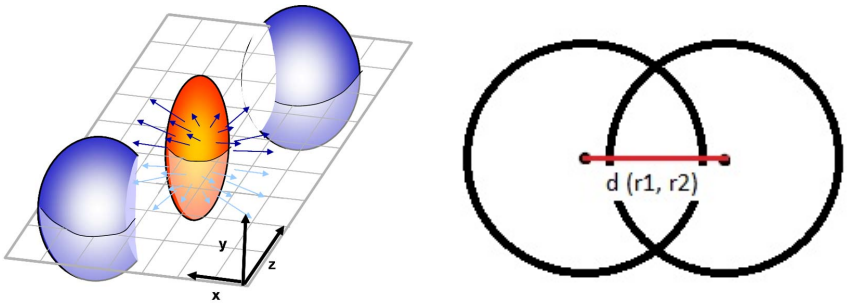
$$Cen = \frac{d(r_1, r_2)}{2\,R(Pb)} \tag{1.4}$$

pri čemu je $d(r_1, r_2)$ je udaljenost između dva pravca paralelna sa snopom na kojima leže središta jedne i druge jezgre (slika 1.9). Centralitet se izražava u postocima, gdje 0 % znači potpuni preklop, a 100 % znači



Slika 1.8: Shema vremenske evolucije sudara teških iona na relativističkim energijama. (izvor: [3])

promašaj. Suprotno intuiciji, što centralitet više raste, to je sudar manje centralan. Centralitet je povezan s brojem međusobnih nukleon-nukleon sudara i brojem produciranih hadrona u sudaru. Što je centralitet manji, više hadrona nastaje.



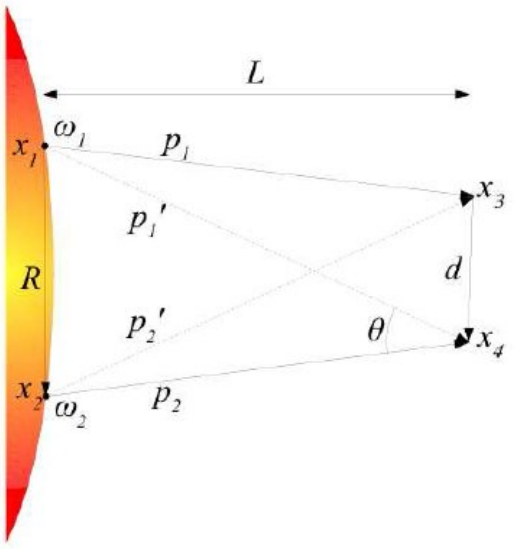
Slika 1.9: Shematski prikaz određivanja centraliteta (izvor: cern.ch)

Osnovni način mjerenja centraliteta je pomoću nukleona koji iz sudara izlaze bez da su interagirali. Ti nukleoni se detektiraju u posebnim kalorimetrima koji su smješteni uz cijev kroz koju snop prolazi, no daleko od mjesta sudara. Iz podatka o broju nukleona koji nisu interagirali se može dobiti centralitet sudara.

1.3 Hanbury Brown-Twiss efekt

Robert Hanbury Brown i Richard Q. Twiss su 1956. predložili novi način mjerenja veličine zvijezde Sirius A koristeći interferometriju zračenja emitiranog s te zvijezde [17]. Shema je na slici 1.10.

Zračenje detektirano na dva detektora (x_3 i x_4) je superpozicija zračenja koje dolazi s mjesta x_1 i x_2 na zvijezdi. Detektori mjere amplitude signala



Slika 1.10: Hanbury Brown-Twiss interferometrija u astronomiji. (izvor: [10])

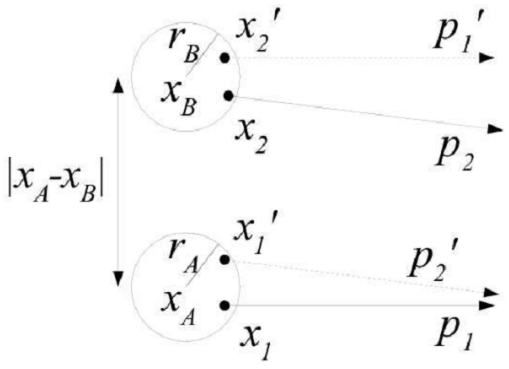
kao funkciju udaljenosti među njima - $d = |x_3 - x_4|$. Kako se d smanjivao, korelacija signala iz dva detektora je rasla. Iz izmjerene korelacije se može dobiti informacija o karakteristikama raspodjele impulsa u zvijezdi, a iz te informacije se dobiva kutna širina zvijezde. Njihov eksperiment je bio vrlo uspješan i uveo je HBT interferometriju u alate astronoma.

HBT interferometrija koristi svojstvo identičnosti fotona i to što su fotoni bozoni. Ta dva svojstva omogućuju konstruktivnu interferenciju valnih funkcija i pojačanje korelacija. Takve korelacije su Bose-Einstein korelacije i one su jedan od potpisa kvark-gluon plazme. To je dalo poticaj da se tehnika HBT interferometrije prilagodi proučavanju sudara teških iona i već je uspješno primjenjivana posljednjih gotovo 30 godina [18].

Poglavlje 2

Teorija i osnovna fenomenologija

HBT interferometrija u proučavanju kvark-gluon plazme koristi korelacije impulsa dvije čestice umjesto korelacija u prostoru. Analogno tome, informacija koja se iz impulsnih korelacija dobiva je o prostornom uređenju izvora čestica. U ovom poglavlju će biti objašnjena teorija iza impulsnih korelacija kao i fenomenologija koju koristimo u analizi izmjerenih podataka.



Slika 2.1: Hanbury Brown-Twiss interferometrija u fizici visokih energija. (izvor: [10])

2.1 Formalizam korelacijske funkcije

Na slici 2.1 je prikazana ideja HBT interferometrije u fizici visokih energija. Na koordinatama $\mathbf{x}_A$ i $\mathbf{x}_B$ se nalaze emiteri radijusa r_A i r_B. S položaja

$\mathbf{x}_1$ i $\mathbf{x}_2$ su emitirane čestice. Pretpostavlja se kontinuitet - emiteri su vrlo mali, tako da vrijedi $r_{A,B} \ll |\mathbf{x}_A - \mathbf{x}_B|$.

Onda vrijedi i sljedeće:

$$\mathbf{x}_1 \approx \mathbf{x}_1' \approx \mathbf{x}_A, \qquad \mathbf{x}_2 \approx \mathbf{x}_2' \approx \mathbf{x}_B. \tag{2.1}$$

Uvodi se nova koordinata - razlika položaja emitera:

$$\mathbf{r} = \mathbf{x}_A - \mathbf{x}_B. \tag{2.2}$$

Pretpostavimo da se emitiraju identične čestice, npr. pioni. Zbog neraspoznatljivosti se moraju uzeti u obzir dvije mogućnosti. Prva je emitiranje čestice impulsa $\mathbf{p}_1$ s koordinate $\mathbf{x}_A$, a čestice impulsa $\mathbf{p}_2$ s koordinate $\mathbf{x}_B$. Drugi mogući scenarij je emitiranje čestice impulsa $\mathbf{p}_1$ s koordinate $\mathbf{x}_B$, a čestice impulsa $\mathbf{p}_2$ s koordinate $\mathbf{x}_A$.

Dvočestična valna funkcija emitiranog para je zbroj valnih funkcija oba scenarija (da su u pitanju fermioni, bila bi razlika) i glasi:

$$\Psi_{12} = \frac{1}{\sqrt{2}\,(2\pi)^3}\left[e^{i(\mathbf{p}_1\mathbf{x}_A+\mathbf{p}_2\mathbf{x}_B)} + e^{i(\mathbf{p}_1\mathbf{x}_B+\mathbf{p}_2\mathbf{x}_A)}\right]. \tag{2.3}$$

Uvode se relativna razlika impulsa i impuls centra mase:

$$\mathbf{q} = \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2, \qquad \mathbf{k} = \frac{1}{2}\left(\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2\right). \tag{2.4}$$

Sada se dvočestična valna funkcija može napisati na sljedeći način:

$$\Psi_{12} = \frac{1}{\sqrt{2}\,(2\pi)^3} e^{i\mathbf{k}(\mathbf{x}_A+\mathbf{x}_B)}\left(e^{\frac{i}{2}\mathbf{qr}} + e^{-\frac{i}{2}\mathbf{qr}}\right). \tag{2.5}$$

Promatra se dvočestična raspodjela impulsa [19, 20]:

$$\begin{aligned} P_{12}\left(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2\right) &= \int d^3x_A\, d^3x_B\, \rho\left(\mathbf{x}_A\right) \rho\left(\mathbf{x}_B\right) |\Psi_{12}|^2 \\ &= \int \frac{d^3x_A}{(2\pi)^3}\, \frac{d^3x_B}{(2\pi)^3}\, \rho\left(\mathbf{x}_A\right) \rho\left(\mathbf{x}_B\right) \left[1 + \frac{1}{2}\left(e^{\frac{i}{2}\mathbf{qr}} + e^{-\frac{i}{2}\mathbf{qr}}\right)\right]. \end{aligned} \tag{2.6}$$

pri čemu je $\rho\left(\mathbf{x}\right)$ emisijska funkcija izvora. Jednočestičnu raspodjelu impulsa se može analogno napisati:

$$P_1\left(\mathbf{p}\right) = \int d^3x\, \rho\left(\mathbf{r}\right) \left|\frac{e^{i\mathbf{px}}}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}}\right|^2 = \int \frac{d^3x}{(2\pi)^3}\, \rho\left(\mathbf{r}\right). \tag{2.7}$$

Poznavajući ove raspodjele, može se definirati korelacijska funkcija [21]:

$$C\left(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2\right) = 1 + \frac{\left|P_{12}\left(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2\right)\right|^2}{P_1\left(\mathbf{p}_1\right) \cdot P_1\left(\mathbf{p}_2\right)}. \tag{2.8}$$

Uvrštavanjem definicija, korištenjem 2.6, 2.7 i raspisivanjem, konačni oblik korelacijske funkcije u koordinatama $\mathbf{r}$ i $\mathbf{q}$ je:

$$C\left(\mathbf{q}\right) = 1 + \frac{\left|\int d^3x\, e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} \rho\left(\mathbf{r}\right)\right|^2}{\left[\int d^3x\, \rho\left(\mathbf{r}\right)\right]^2}. \tag{2.9}$$

Iz ovog oblika je očito da je korelacija Fourierov transformat emisijske funkcije modificiran multiplikativnim i aditivnim članovima. No, bitno je naglasiti da u ovom izvodu nije još uračunato to da izvor čestica ima konačno vrijeme emisije. Kad se ta modifikacija uvede, korelacijska funkcija dobiva konačni oblik [21]:

$$C\left(\mathbf{q}, \mathbf{k}\right) = 1 + \frac{\left|\int d^4x\, e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} S\left(\mathbf{r}, \mathbf{k}\right)\right|^2}{\left[\int d^4x\, S\left(\mathbf{r}, \mathbf{k}\right)\right]^2} \tag{2.10}$$

pri čemu je $S\left(\mathbf{r}, \mathbf{k}\right)$ četverodimenzionalna emisijska funkcija.

2.2 Parametrizacija mjerenih korelacija

Nakon što se podaci prikupe iz eksperimenta, treba ih obraditi, na njih izvršiti prilagodbu i iz nje izvući bitne parametre.

U podacima se nalaze razne korelacije koje i ne potječu od HBT efekta. Kako bi se izbacile te korelacije, izmjerenu raspodjelu razlike impulsa čestica u događaju treba podijeliti na sljedeći način [22]:

$$C\left(q_{inv.}\right) = \frac{A\left(q_{inv.}\right)}{B\left(q_{inv.}\right)}. \tag{2.11}$$

$q_{inv.}$ je iznos $\mathbf{q}$ (vidi 2.4) u sustavu centra mase dvije čestice. $A\left(q_{inv.}\right)$ je raspodjela $q_{inv.}$ u događaju kojeg se promatra, a $B\left(q_{inv.}\right)$ je raspodjela $q_{inv.}$ u pozadini. Pozadina je formirana tako da je uzeto deset događaja sa sličnim multiplicitetom i longitudinalnim položajem glavnog čvora interakcije. Zatim se promotri razlika impulsa dvije čestice iz različitih događaja i napravi raspodjela $q_{inv.}$. Ovim postupkom se želi izbjeći svaka korelacija koja bi se mogla naći u signalu, a da ne dolazi od HBT efekta.

Idealni $C(q_{inv.})$ bi trebao sadržavati samo HBT doprinos no, zbog nedostataka u rezoluciji detektora, mogućoj pogrešnoj identifikaciji i pozadini, ona može sadržavati dodatne doprinose.

Na izmjereni $C(q_{inv.})$ treba izvršiti prilagodbu. U izrazu 2.10 funkcija $S(\mathbf{r}, \mathbf{k})$ nije poznata, a ni sam oblik funkcije 2.10 nije pogodan za izvršavanje prilagodbe po njemu. Stoga se za prilagodbu koriste funkcije oblika [22]:

$$C(q_{inv.}) = N \cdot [1 + \lambda \cdot \Omega(q_{inv.}, R)]. \tag{2.12}$$

R je parametar veličine izvora čestica. Faktor λ je parametar koji opisuje "onečišćenja" korelacija HBT efekta; "onečišćenja" nastaju uslijed toga što detektor ne može razaznati da su neke čestice, koje su nastale u raspadima daleko od izvora, nekorelirane sa česticama emitiranim iz samog izvora [18].

Oblik funkcije $\Omega(q_{inv.}, R)$ ovisi o uvjetima hadronizacije u kvark-gluon plazmi jer oni utječu na to kako se formira emiter hadrona [23]. Najčešći oblik je gausijan:

$$C(q_{inv.}) = N \cdot \left[1 + \lambda \cdot e^{-(R \cdot q_{inv.})^2}\right]. \tag{2.13}$$

Drugi mogući oblici funkcije $C(q_{inv.})$ su eksponencijalna funkcija i lorentzijan:

$$C(q_{inv.}) = N \cdot \left[1 + \lambda \cdot e^{-R \cdot q_{inv.}}\right], \tag{2.14}$$

$$C(q_{inv.}) = N \cdot \left[1 + \lambda \frac{R^2}{R^2 + q_{inv.}^2}\right]. \tag{2.15}$$

Postoje i kompliciranije parametrizacije, ali ovdje neće biti navedene. Ovaj diplomski rad koristi eksponencijalni oblik kao funkciju prilagodbe.

Poglavlje 3

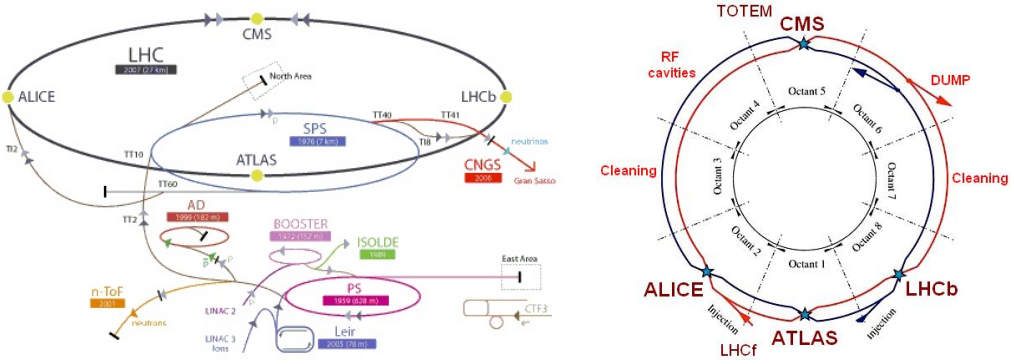
ALICE detektor

A Large Ion Collider Experiment (ALICE) je detektor na akceleratoru Large Hadron Collider (LHC). ALICE je specijaliziran za proučavanje kvark-gluon plazme i korišten je u prikupljanju podataka za ovaj diplomski rad. U ovom poglavlju će biti prikazana svojstva akceleratora i detektora.

3.1 Large Hadron Collider (LHC)

LHC je sudarivač smješten na francusko-švicarskoj granici pored CERN-a, Europske organizacije za nuklearna istraživanja, koji je taj akcelerator dizajnirao. Kao hadronski sudarivač, LHC služi za nova otkrića, od kojih su najvažnija: Higgsov bozon, dodatne dimenzije, supersimetrične čestice i tamna materija. Osim sudaranja protona, LHC sudara i ione olova kako bi proučavao stanje kvark-gluon plazme.

Opseg LHC-a je 27 km što ga čini najvećim akceleratorom na svijetu.



Slika 3.1: Shematski prikaz CERN-ovog akceleratorskog kompleksa i LHC sudarivača (izvor: cern.ch)

LHC je smješten ispod zemlje na prosječnoj dubini od 100 metara i nagnut je pod kutem od 1.4°. LHC ubrzava ione i protone na energije više od bilo kojeg drugog akceleratora. LHC je dizajniran da sudara protone pri $\sqrt{s} = 14$ TeV, od čega je zasad postignuto $\sqrt{s} = 8$ TeV. LHC je do 2012. radio na $\sqrt{s} = 7$ TeV. Ioni se ubrzavaju na $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV, tako da je ukupna energija u sudaru dva iona olova 574 TeV.

LHC je sinhrotron koji ubrzava dva snopa protona u suprotnom smjeru. Svaki snop čini 2808 grupa. Svaku grupu čini 1.15×10^{11} protona. Grupe su međusobno udaljene 25 ns, dugačke su 15 cm, a poprečni presjek im varira od 64 μm na mjestu sudara do jednog mm u cijevi. LHC ih zakreće pomoću 1232 dipolna supravodljiva magneta čija snaga polja varira od 0.5 T do 8.4 T. Uz dipole, LHC ima i 6000 kvadrupolnih, sekstupolnih, i viših multipola magneta koji služe fokusiranju snopova.

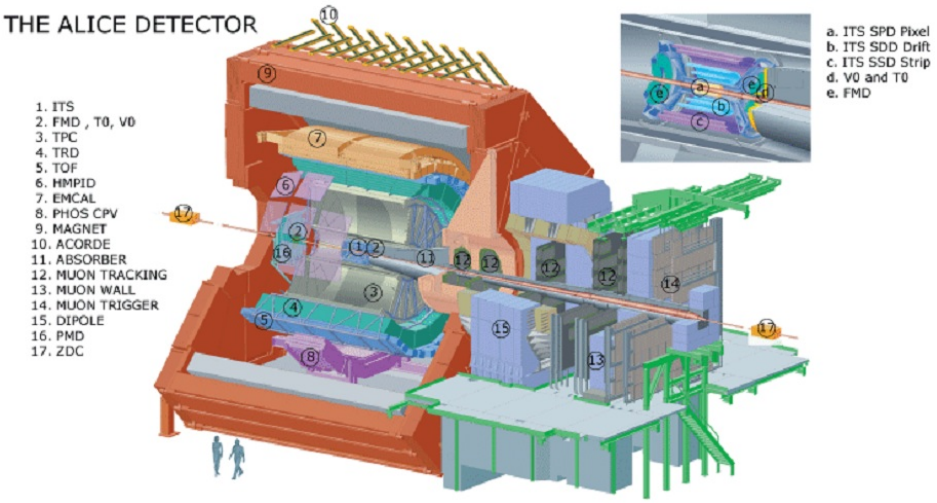
LHC je dizajniran kako bi davao visoki luminozitet i time producirao što je više moguće događaja. Luminozitet LHC-a je 10 $\text{nb}^{-1}\text{s}^{-1}$ za protone, a 1 $\text{mb}^{-1}\text{s}^{-1}$ za ione.

Kada se pogleda slika 3.1, na njezinoj lijevoj strani je potpuna shema CERN-ovog akceleratorskog kompleksa, a LHC je samo posljednji u nizu akceleratora. Na desnoj strani slike 3.1 je shema samog LHC-a. Podijeljen je u osam oktanta u kojem se vrše određene zadaće. U četiri oktanta (1, 2, 5 i 8) se nalaze eksperimenti. U dva oktanta (3 i 7) su postavljeni kolimacijski sistemi koji "pročišćavaju" snopove vadeći iz njih protone i ione koji su predaleko od centra svoje grupe, u tzv. halou snopa. Ti sistemi također miču prebrze ili prespore čestice iz snopova održavajući snopove na precizno definiranoj energiji. U četvrtom oktantu se nalaze RF šupljine koje ubrzavaju protone svaki put kada naprave jedan puni krug. U šestom oktantu se nalazi sustav za izbacivanje snopova iz LHC-a. [14]

3.2 ALICE detektor

ALICE detektor je prvi put predložen 1990. godine. Dizajniran je tako da bude prilagođen za uvjete produkcije kvark-gluon plazme: visoka gustoća energije i vrlo visoki broj nastalih čestica. ALICE sa svojim detektorskim podsustavima može pratiti više tisuća zasebnih čestica pri energijama sudara od 2.76 TeV-a po nukleon-nukleon paru.

Detektorskih podsustava je 17 što ALICE čini najkompleksnijim detektorom na LHC-u. Razmještaj detektorskih podsustava se može vidjeti na slici 3.2. U ovom dijelu će biti objašnjena funkcija svakog detektorskog podsustava.



Slika 3.2: Shema ALICE detektora (izvor: cern.ch)

Inner Tracking System (ITS)

ITS čini prvi sloj detektora uz cijev kroz koju prolazi zraka. Sastavljen je od šest slojeva, od kojih po dva imaju različitu strukturu od ostalih. Dva sloja najbliža zraci čine Silicon Pixel Detector (SPD), sastavljen od piksela silicija. Srednja dva sloja su Silicon Drift Detector (SDD) koji je sastavljen od slojeva silicijskih dioda na koje je narinuto transverzalno polje koje tjera nosioce naboja stvorene upadom čestice do elektrode kolektora - otuda dolazi "Drift" iz imena. Zadnja dva sloja su Silicon Strip Detector (SSD) sastavljen od tankih izduženih pločica silicija. Shema ITS-a se može vidjeti na slici 3.3.

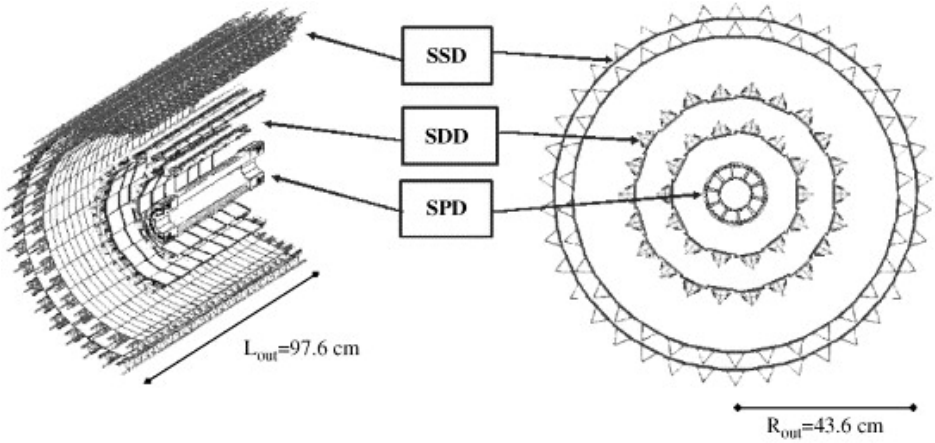
Zadaća svih šest slojeva je rekonstrukcija primarnog i sekundarnih verteksa, identifikacija čestica s niskim impulsima i, u kombinaciji s TPC-om, praćenje tragova svih čestica. [24]

Forward Multiplicity Detector (FMD)

FMD je detektor kojeg čini 51 200 silicijevih pločica raspodijeljenih u pet prstenova u "forward" regiji nakon ITS-a. Glavna funkcija FMD-a je davanje informacije o ukupnom broju stvorenih nabijenih čestica. [24]

VZERO detektor (V0)

V0 detektor se sastoji od dva skupa od 32 scintilatora, V0-A i V0-C, koji su ispred i iza mjesta gdje se snopovi sudaraju. Glavna uloga V0 detektora je okidanje (eng. trigger), a dodatna funkcija je informacija o procjeni centraliteta. [24, 25]



Slika 3.3: Shema ITS-a (izvor: inspirehep.net)

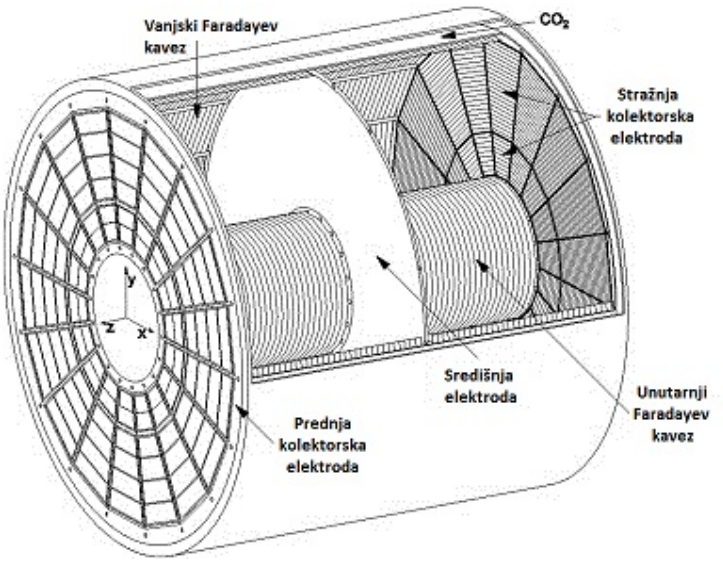
T0 detektor

T0 je sastavljen od dva Čerenkovljeva detektora koji su smješteni sa svake strane točke interakcije. T0 se koristi za mjerenje vremena sudara s preciznošću od 25 ps, za okidanje i za određivanje položaja primarnog verteksa. [24]

Time Projection Chamber (TPC)

TPC je glavni detektor za praćenje tragova, dizajniran kako bi mogao pratiti do 20 000 čestica nastalih u jednom sudaru. Uz praćenje tragova, TPC služi i za identifikaciju čestica preko praćenja dE/dx - specifičnog gubitka energije u materijalu po jedinici duljine. TPC je šuplji cilindar ($r_1 = 0.85$ m, $r_2 = 2.5$ m i $l = 5$ m) ispunjen s 90 m^3 smjese plinova. Tu smjesu čine Ne, CO_2 i N_2 u omjeru 90:10:5. Shema TPC-a se nalazi na slici 3.4.

TPC je ionizacijski detektor. Na polovici TPC-a se nalazi središnja elektroda, a na rubovima su elektrode kolektori. Između središnje elektrode i elektroda na rubovima je homogeno električno polje od 40 kV/m. Kada čestica nastala u sudaru prolazi kroz plin u TPC-u, ona ga ionizira. Elektroni nastali ionizacijom putuju u električnom polju do kolektora na krajevima TPC-a. Tamo su smještene elektroničke pločice koje služe očitavaju podataka. U TPC-u ALICE detektora je ukupno 560 000 pločica koje su grupirane u tzv. grozdove. Iz vremena drifta elektrona nastalih ionizacijom se može odrediti z koordinata čestice. r i ϕ koordinate se mogu očitati na elektrodi kolektoru. TPC može razaznati čestice impulsa i do 100 GeV/c. Razlučivost u impulsu TPC-a je bolja od 2.5 % za čestice impulsa do 4 GeV/c [24].



Slika 3.4: Shema TPC-a (izvor: sciencedirect.com)

Transition Radiation Detector (TRD)

TRD je detektor koji koristi pojavu prijelaznog zračenja koja nastaje kada nabijena čestica prelazi iz medija jedne dielektrične konstante u medij druge dielektrične konstante.

Sama izvedba TRD detektora unutar ALICE-a je segmentacija u 18 sektora koji svaki imaju šest slojeva. U svakom sloju se nalazi smjesa Xe i CO_2 koju prijelazno zračenje ionizira. Elektroni nastali ionizacijom se detektiraju.

Zadaća TRD-a je da razlučuje elektrone nastale u sudaru od piona. Zbog sličnih ponašanja dE/dx, za taj zadatak je potreban zaseban detektor, pogotovo kad impulsi piona i elektrona prelaze 1 GeV/c.

Time-Of-Flight detector (TOF)

TOF detektor mjeri vrijeme od sudara do dolaska čestice u njega i zadaća mu je identificirati protone, kaone i pione. Za impulse manje od 0.5 GeV/c pione i kaone se može razlikovati pomoću mjerenja dE/dx. Isto mjerenje može razlikovati protone i kaone ako su im impulsi manji od 1 GeV/c. Za više impulse je potrebno koristiti TOF. TOF koristi MRPC (Multigap Resistive Plate Chamber) ploče kao glavni element. Vremenska razlučivost TOF-a je bolja od 100 ps. Kaoni i protoni impulsa do 4 GeV/c se mogu zasebno identificirati s 3σ preciznošću. Ta ista preciznost vrijedi i za zasebnu identifikaciju piona i kaona, no do impulsa od 2.5 GeV/c. [24]

High-Momentum Particle Identification Detector (HMPID)

Za identifikaciju čestica čiji su impulsi iznad nekoliko GeV/c ALICE ima zaseban detektorski podsustav nazvan HMPID. Koristeći Čerenkovljeve detektore, HMPID pomiče granicu razdvajanja protona i kaona na 5 GeV/c, a granicu razdvajanja kaona i piona na 3 GeV/c. [24]

Photon Spectrometer (PHOS)

PHOS je kalorimetar posebno dizajniran za mjerenje fotona nastalih u sudaru. Fotoni impulsa između 0.5 i 10 GeV/c se mogu detektirati u PHOS-u. PHOS je sastavljen je od 17 820 blokova scintilatora $PbWO_4$ i smješten na donjem dijelu ALICE detektora. Ispred PHOS-a se nalaze detektori nabijenih čestica (Geigerovi brojači) koji se koriste za odbacivanje signala koji u PHOS-u nastaju od nabijenih čestica. [24]

Electromagnetic Calorimeter (EMCal)

EMCal je još jedan kalorimetar u ALICE-u koji je napravljen od alternirajućih slojeva olova i scintilatora. Čestice stvore pljusak u olovu koji se detektira u scintilatoru. Koristi se za rekonstrukciju mlazova čestica te poboljšava mjerenja fotona i elektrona s velikim impulsima. [24]

Photon Multiplicity Detector (PMD)

PMD su dvije komore ispunjene plinom koje bilježe broj fotona i njihovu prostornu raspodjelu u svakom događaju. [24]

Solenoid

Magnet koji koristi ALICE je "reciklirani" magnet eksperimenta L3 sa LEP-a (Large Electron-Positron Collider), akceleratora koji je prije bio u tunelu LHC-a. Snaga magneta je 0.5 T i, pomoću zakrivljenja putanje čestica koje magnetsko polje uzrokuje, moguće je mjeriti impulse čestica koje se kreću unutar magneta. [24]

ALICE Cosmic Ray Detector (ACORDE)

ACORDE je skup organskih scintilatora smješten na gornjem dijelu ALICE-a kojem je zadatak skupljati podatke o kozmičkom zračenju. Frekvencija događaja je prosječno 4.5 Hz/m^2. [24]

MUON spektrometar

MUON spektrometar se nalazi u produžetku ALICE-a i dizajniran je kako bi potpuno izmjerio raspade stanja težih kvarkova (c i b). Sastoji se od tri absorbera, dipolnog magneta i sustava za praćenje čestica. [24]

Zero-Degree Calorimeter (ZDC)

ZDC je detektor smješten 116 m s obje strane točke interakcije. Njegov zadatak je određivanje centraliteta u olovo-olovo i proton-olovo sudarima. ZDC mjeri broj nukleona koji iz sudara izađu bez da su interagirali i po tome se može odrediti koliko je sudar bio centralan. [24, 25]

Poglavlje 4

Rezultati

Cilj ovog diplomskog rada je proučiti ponašanje pionskih korelacija u olovo-olovo sudarima na različitim centralitetima i s različitim transverzalnim impulsom centra mase dva piona (k_T). Također, proučeno je kako gausijanska i eksponencijalna parametrizacija opisuju izmjerene korelacijske funkcije; u njihovoj usporedbi je korišten χ^2 test.

4.1 Selekcija događaja i tragova

Analizirani su olovo-olovo sudari zabilježeni pri kraju 2010. godine u ALICE detektoru na energiji u centru mase od 2.76 TeV-a po nukleon-nukleon paru. Ukupna energija u sudaru je 574 TeV-a. Analizirani su centraliteti u sljedećim rasponima: 0-20 %, 20-40 %, 40-60 % i 60-80 %. Analizirani rasponi k_T su: 0.0-0.2 GeV/c, 0.2-0.4 GeV/c, 0.4-0.6 GeV/c, 0.6-0.8 GeV/c i 0.8-1.0 GeV/c. Obrađeno je 8 237 195 događaja.

Za svaki događaj je napravljen popis tragova, zasebno za negativne i pozitivne hadrone. Impuls svakog traga i naboj je određen iz njegove zakrivljenosti u homogenom magnetskom polju od 0.5 T solenoida L3. Za rekonstrukciju tragova korišten je samo TPC, centralni dio ALICE detektora. Postavljeni su sljedeći uvjeti na tragove u TPC-u:

- Čvor interakcije iz kojeg dolazi trag ne smije biti udaljen više od 8 cm u smjeru paralelnom sa snopom od središta detektora.
- Trag mora biti rekonstruiran iz najmanje 80 grozdova u TPC-u.
- Trag mora prolaziti unutar 0.15 cm u smjeru paralelnom sa snopom i unutar 0.2 cm u smjeru okomitom na snop od primarnog čvora interakcije.

- Trag mora imati pseudorapiditet[1] - η - između -0.8 i 0.8.
- Trag mora imati transverzalni impuls između 0.14 GeV/c i 4 GeV/c.
- Kako bi se izbjeglo umjetno spajanje tragova, tragovi moraju biti udaljeni za $r > 0.045$, što je računato u η, ϕ prostoru[2] prema relaciji $r = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$.
- Također, kako bi se spriječilo da se jedan trag rekonstruira kao više tragova, nijedan trag ne smije dijeliti više od 5 % grozdova u TPC-u s nekim drugim tragom.
- Vjerojatnost točne identifikacije piona mora biti barem 99.994 %.

Nakon što je izvršena ovakva selekcija, tragovi koji su je prošli se sparuju i računa se njihov $q_{inv.}$ i k_T. Nakon toga se vrši izračun $C\left(q_{inv.}\right)$ po 2.11.

4.2 Korelacijske funkcije i HBT polumjeri

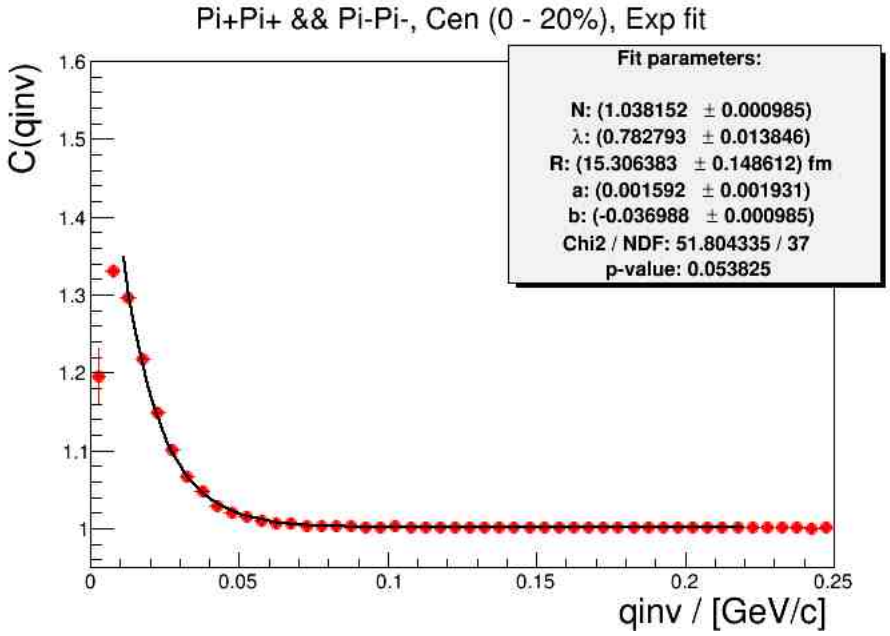
Izvršena je prilagodba izmjerenih korelacija. U funkciju 2.14 je dodan linearni član koji opisuje uočenu pozadinu u izmjerenom signalu tako da je konačan oblik sljedeći:

$$C\left(q_{inv.}\right) = N \cdot \left[1 + \lambda \cdot e^{-R \cdot q_{inv.}}\right] + a \cdot q_{inv.} + b. \tag{4.1}$$

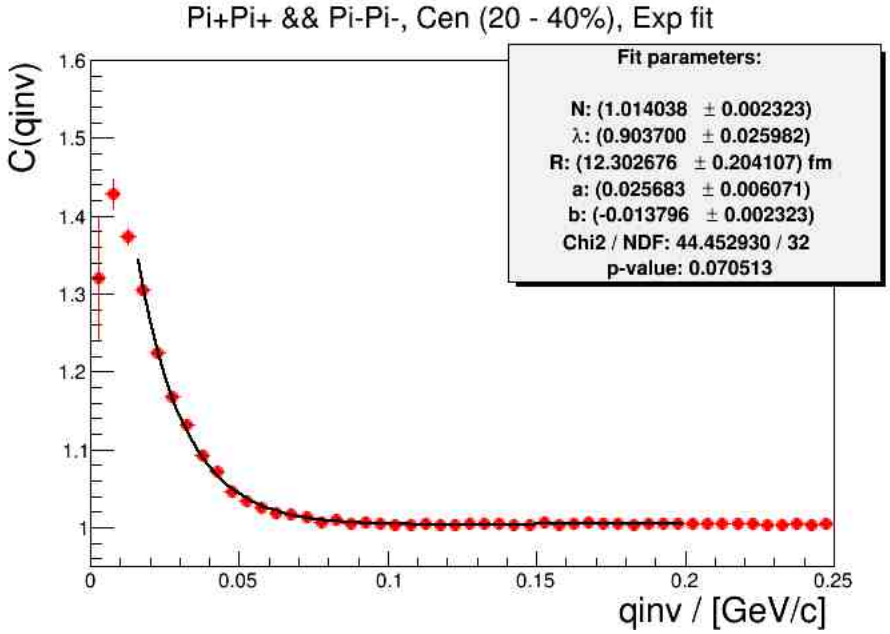
Na slikama 4.1 i 4.2 su korelacijske funkcije za različite centralitete, kao i funkcije prilagodbe s vrijednostima parametara. Na slici 4.3 su prikazane vrijednosti HBT polumjera.

Na slikama 4.4 do 4.9 su korelacijske funkcije za različite centralitete uz podjelu i po rasponima k_T, kao i funkcije prilagodbe s vrijednostima parametara. Na slici 4.10 su prikazani HBT polumjeri iz tih funkcija u ovisnosti o k_T za različite centralitete.

[1] Pseudorapiditet - $\eta = -\ln\tan\frac{\theta}{2}$. θ je polarni kut u sfernom koordinatnom sustavu.
[2] ϕ je azimutalni kut u sfernom koordinatnom sustavu.

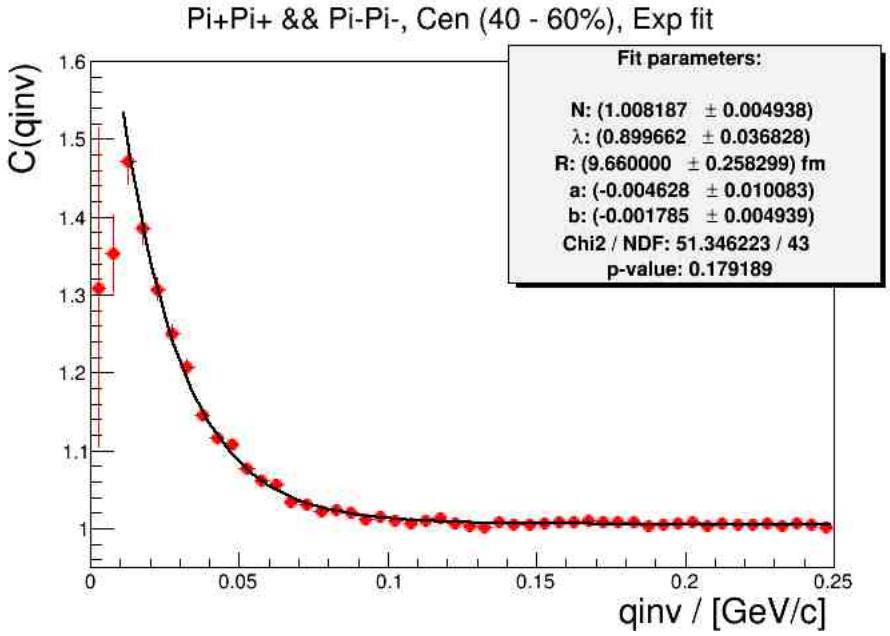


(a) Korelacijska funkcija, Centralitet 0-20 %

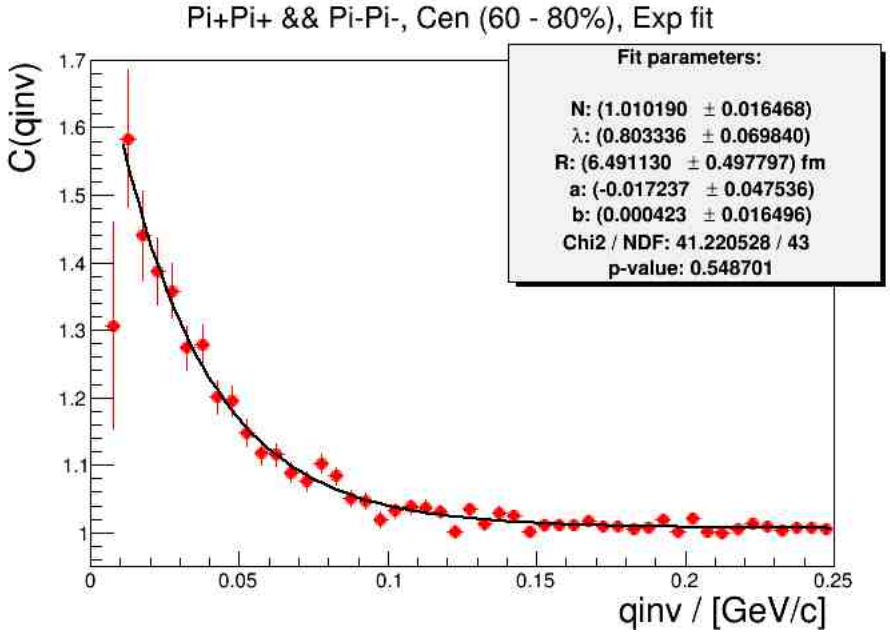


(b) Korelacijska funkcija, Centralitet 20-40 %

Slika 4.1: Korelacijske funkcije za različite centralitete

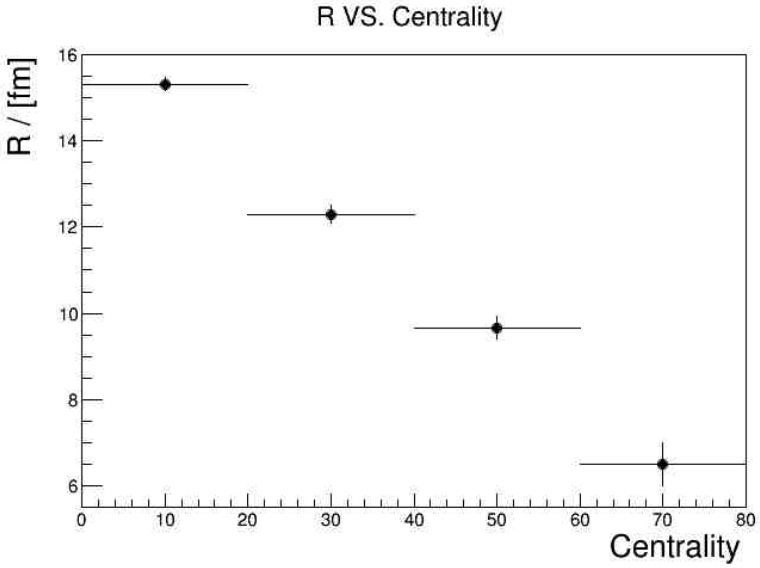


(a) Korelacijska funkcija, Centralitet 40-60 %



(b) Korelacijska funkcija, Centralitet 60-80 %

Slika 4.2: Korelacijske funkcije za različite centralitete



Slika 4.3: Ovisnost HBT polumjera o centralitetu

4.3 Usporedba gausijanske i eskponencijalne parametrizacije

Na izmjerene korelacije je također izvršena prilagodba gausijanom s dodanom linearnom funkcijom.

$$C\left(q_{inv.}\right) = N \cdot \left[1 + \lambda \cdot e^{-\left(R \cdot q_{inv.}\right)^2}\right] + a \cdot q_{inv.} + b \tag{4.2}$$

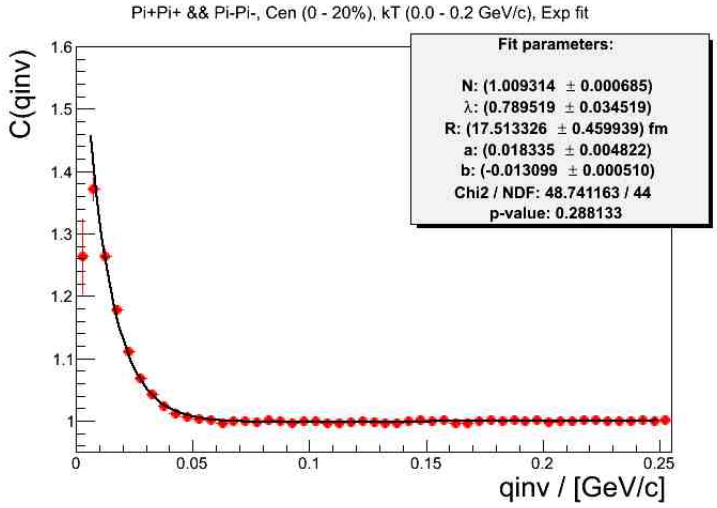
Kvantitativna usporedba dvije prilagodbe se izvršava pomoću χ^2-testa. Računa se statistika svake prilagodbe prema relaciji:

$$\chi^2_{stat.} = \sum_i \left(\frac{X_i - x_i}{\sigma_i}\right)^2 \tag{4.3}$$

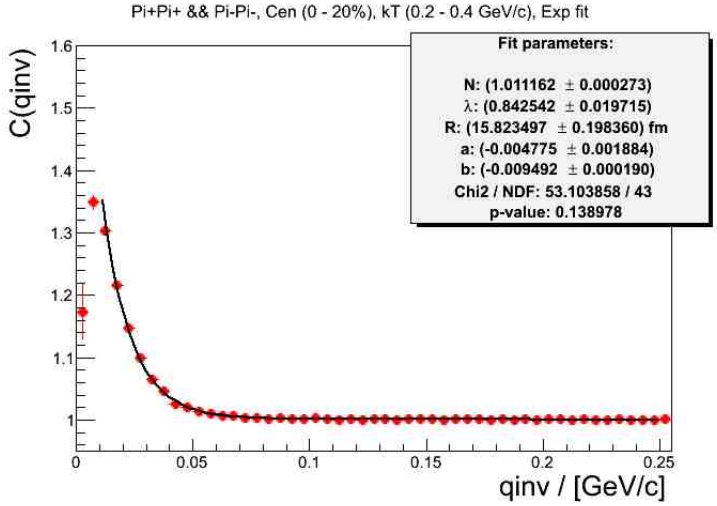
pri čemu je X_i izmjerena vrijednost $C\left(q_{inv.}\right)$, x_i vrijednost predviđena funkcijom, a σ_i pogreška izmjerene vrijednosti. Zatim se računa broj stupnjeva slobode prilagodbe koji je jednak razlici broja izmjerenih točaka i broja parametara funkcije prilagodbe. Onda se računa p-vrijednost prilagodbe:

$$p = \int_{\chi^2_{stat.}}^{\infty} \chi^2\left(x, N_f\right) dx \tag{4.4}$$

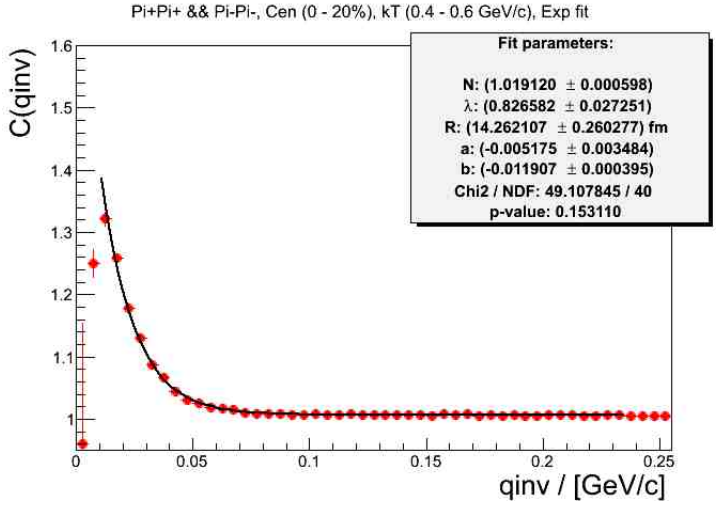
pri čemu je N_f broj stupnjeva slobode, a $\chi^2\left(x; N_f\right)$ je χ^2 raspodjela definirana za broj stupnjeva slobode N_f. Što je p-vrijednost veća, pretpostavljena



(a) Korelacijska funkcija, $k_T \in 0.0 - 0.2$ GeV/c

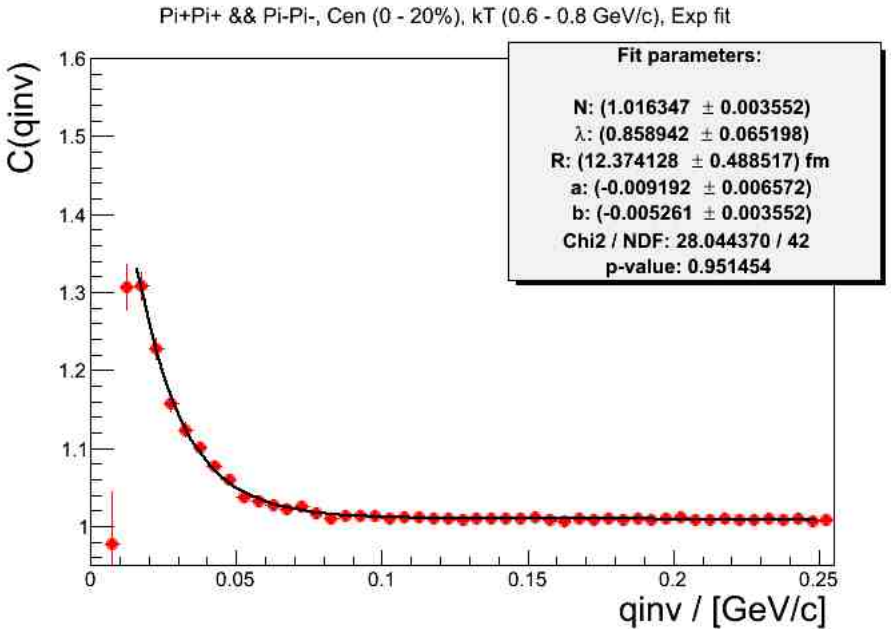


(b) Korelacijska funkcija, $k_T \in 0.2 - 0.4$ GeV/c

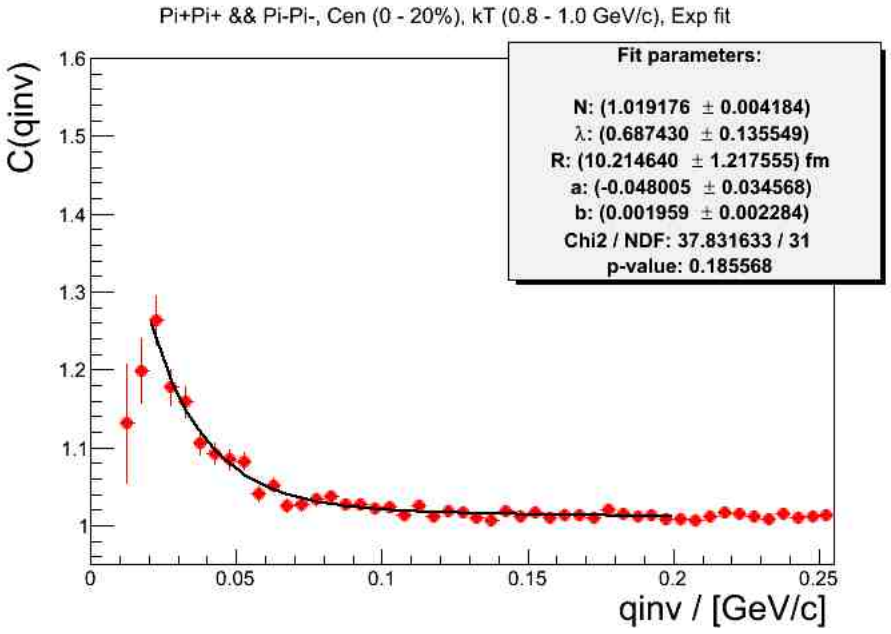


(c) Korelacijska funkcija, $k_T \in 0.4 - 0.6$ GeV/c

Slika 4.4: Korelacijske funkcije po rasponima k_T, Centralitet 0-20 %

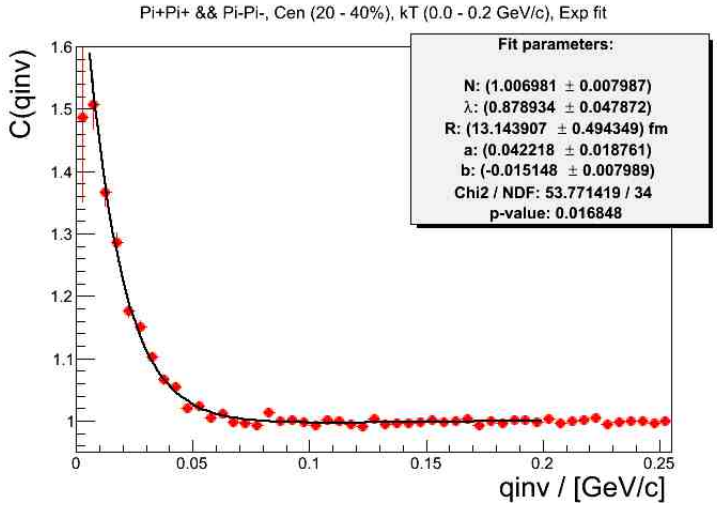


(a) Korelacijska funkcija, $k_T \in 0.6 - 0.8$ GeV/c

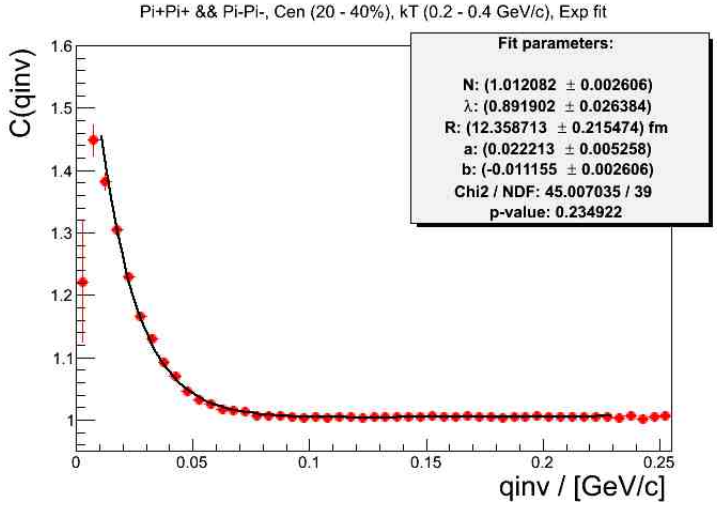


(b) Korelacijska funkcija, $k_T \in 0.8 - 1.0$ GeV/c

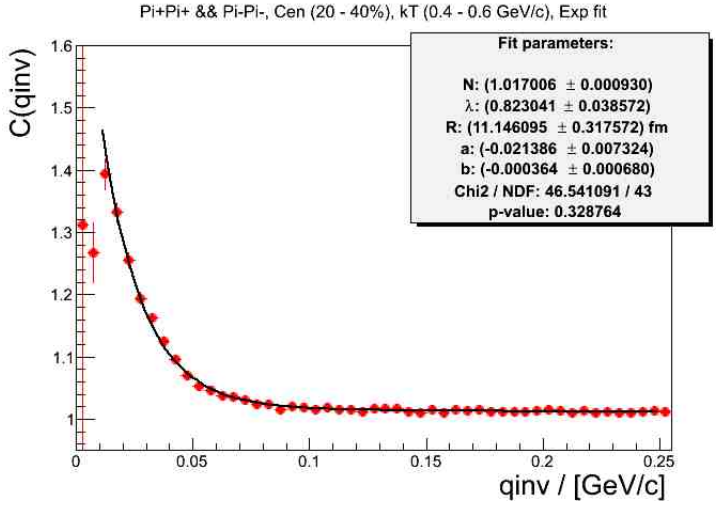
Slika 4.5: Korelacijske funkcije po rasponima k_T, Centralitet 0-20 %



(a) Korelacijska funkcija, $k_T \in 0.0 - 0.2$ GeV/c

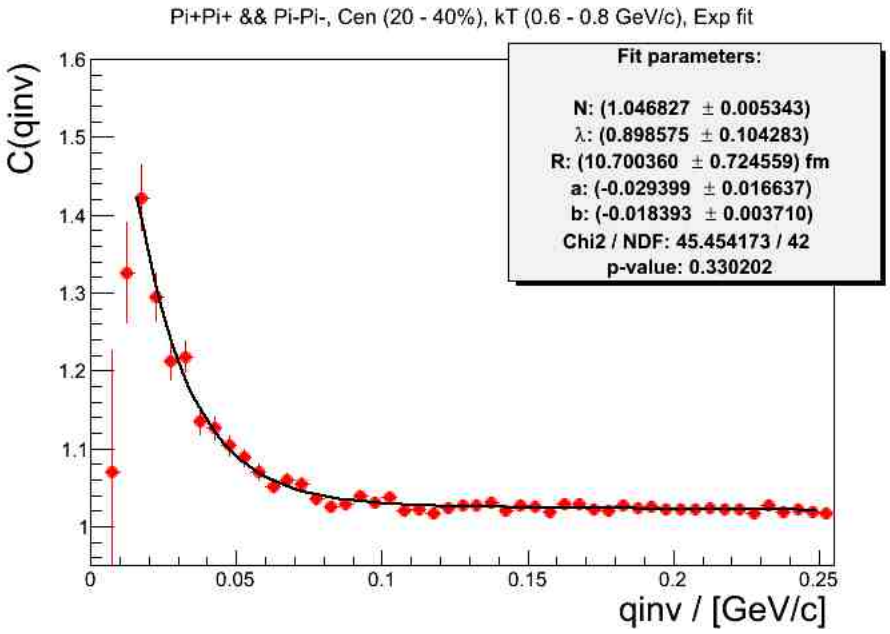


(b) Korelacijska funkcija, $k_T \in 0.2 - 0.4$ GeV/c

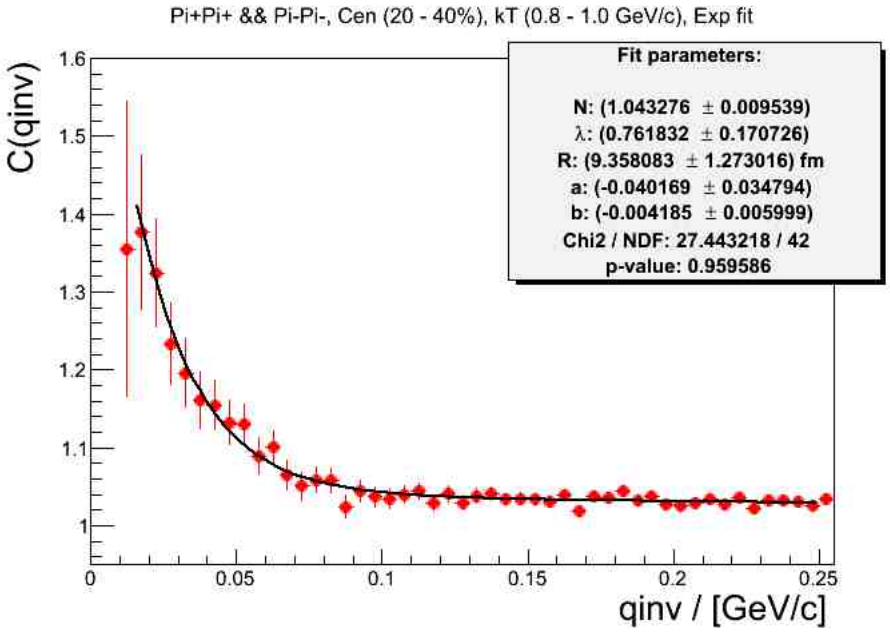


(c) Korelacijska funkcija, $k_T \in 0.4 - 0.6$ GeV/c

Slika 4.6: Korelacijske funkcije po rasponima k_T, Centralitet 20-40 %

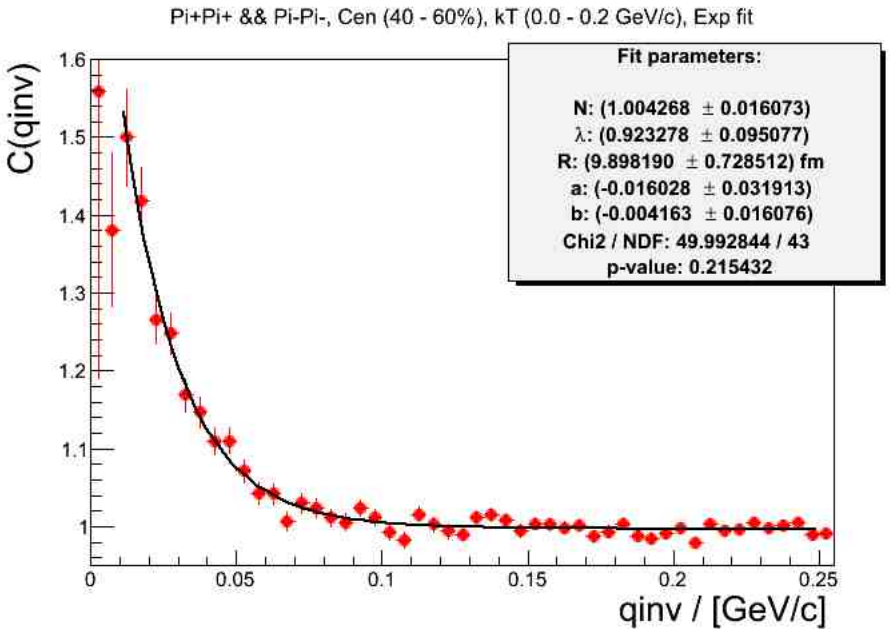


(a) Korelacijska funkcija, $k_T \in 0.6 - 0.8$ GeV/c

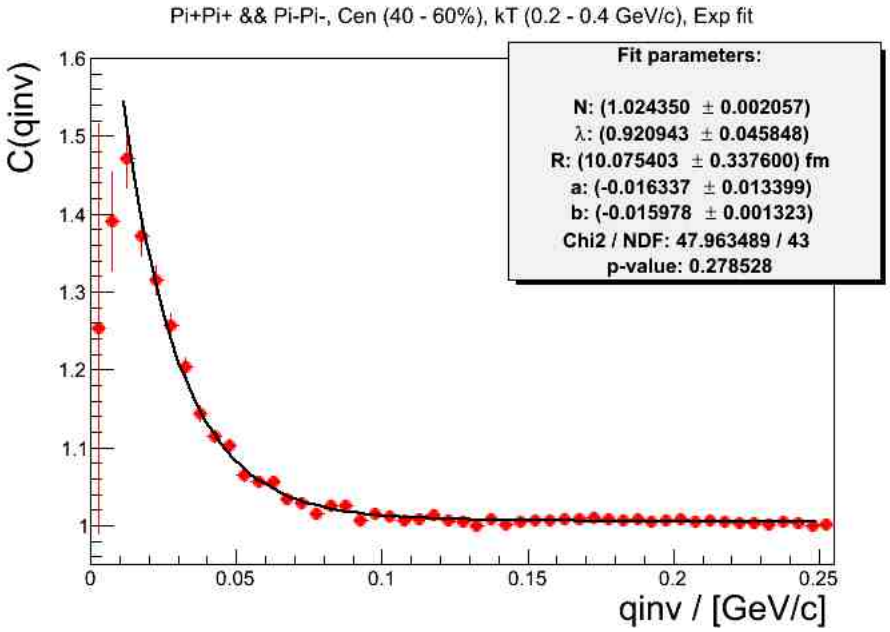


(b) Korelacijska funkcija, $k_T \in 0.8 - 1.0$ GeV/c

Slika 4.7: Korelacijske funkcije po rasponima k_T, Centralitet 20-40 %

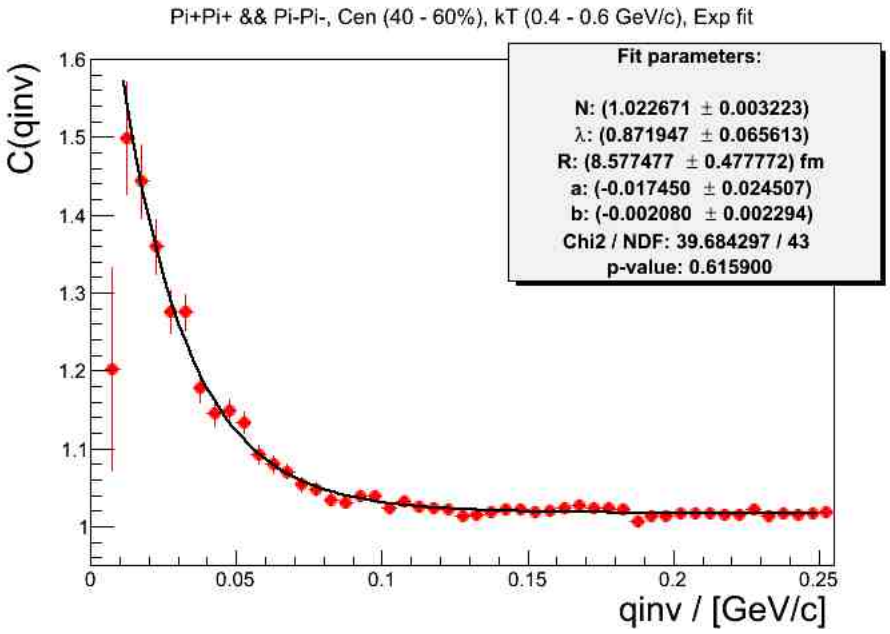


(a) Korelacijska funkcija, $k_T \in 0.0 - 0.2$ GeV/c

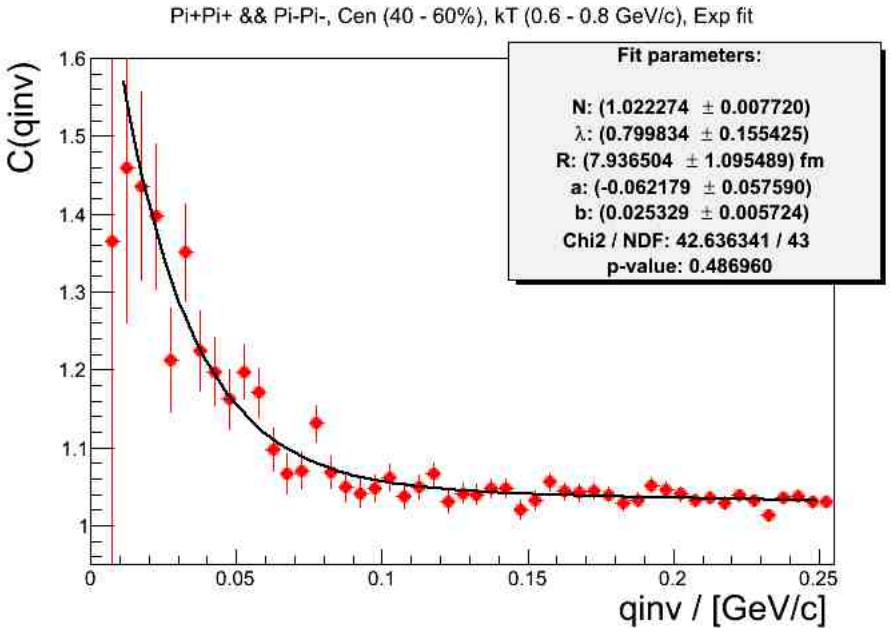


(b) Korelacijska funkcija, $k_T \in 0.2 - 0.4$ GeV/c

Slika 4.8: Korelacijske funkcije po rasponima k_T, Centralitet 40-60 %

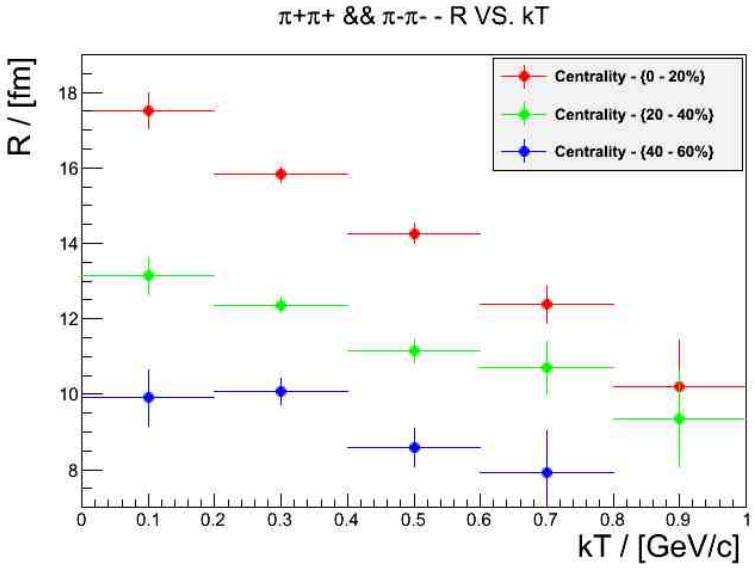


(a) Korelacijska funkcija, $k_T \in 0.4 - 0.6$ GeV/c



(b) Korelacijska funkcija, $k_T \in 0.6 - 0.8$ GeV/c

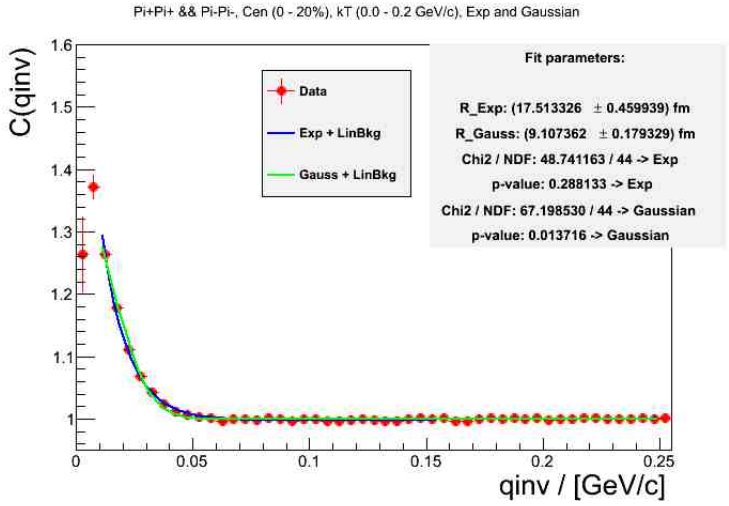
Slika 4.9: Korelacijske funkcije po rasponima k_T, Centralitet 40-60 %



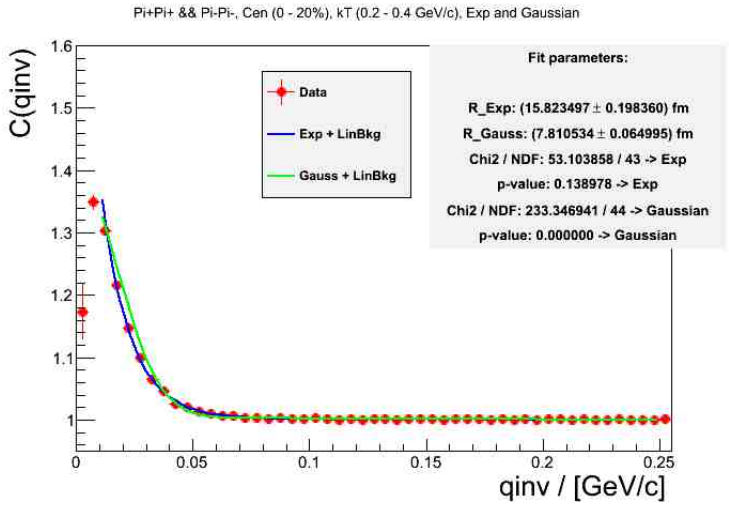
Slika 4.10: Ovisnost HBT polumjera o k_T za različite centralitete.

funkcija bolje opisuje izmjerene podatke.

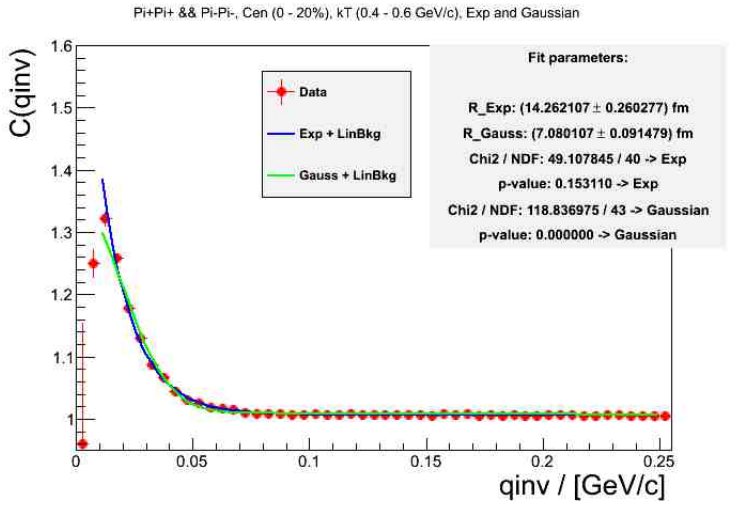
Na slikama 4.11 do 4.16 su korelacijske funkcije s obje prilagodbe. Na slici 4.17 je paralelna usporedba p-vrijednosti gausijanske i eksponencijalne prilagodbe za različite centralitete.



(a) Korelacijska funkcija, $k_T \in 0.0 - 0.2$ GeV/c

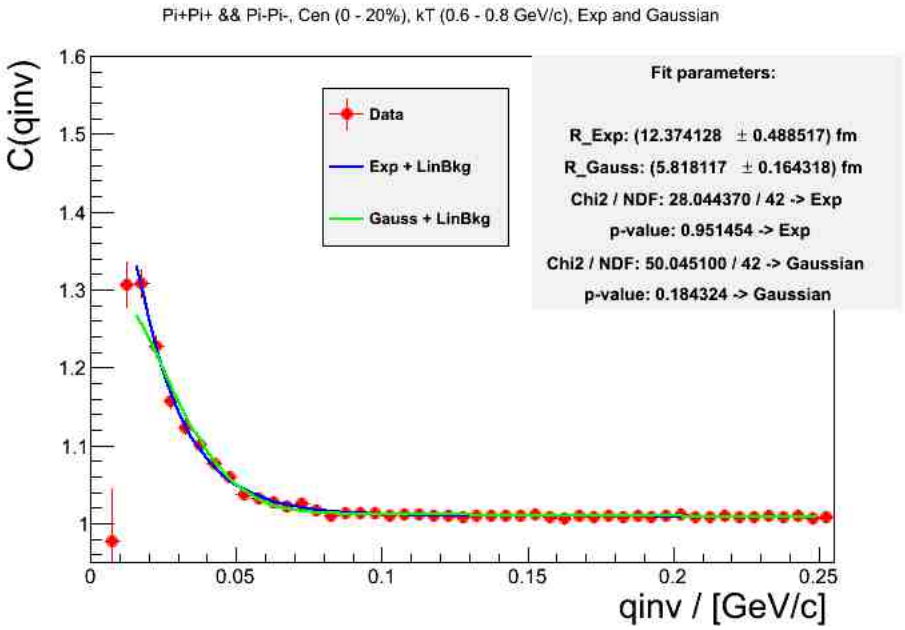


(b) Korelacijska funkcija, $k_T \in 0.2 - 0.4$ GeV/c

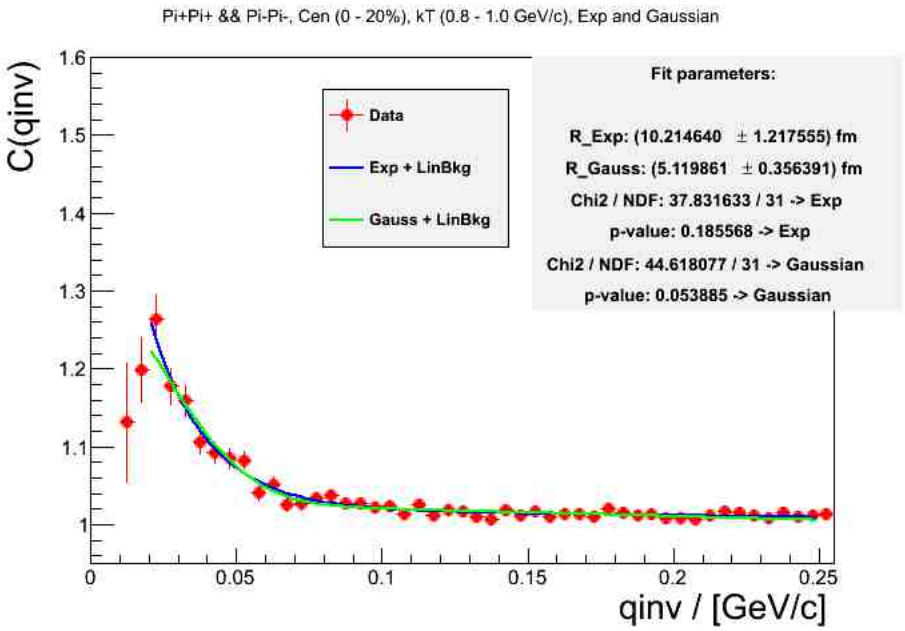


(c) Korelacijska funkcija, $k_T \in 0.4 - 0.6$ GeV/c

Slika 4.11: Usporedba gausijanske i eksponencijalne parametrizacije po rasponima k_T, Centralitet 0-20 %

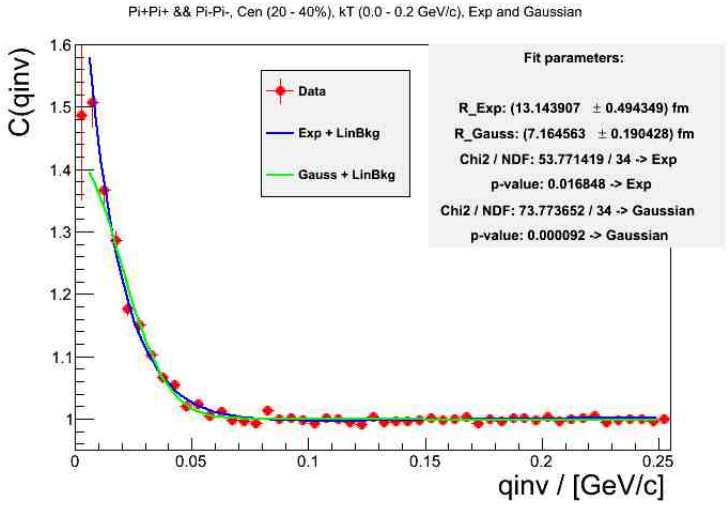


(a) Korelacijska funkcija, $k_T \in 0.6 - 0.8$ GeV/c

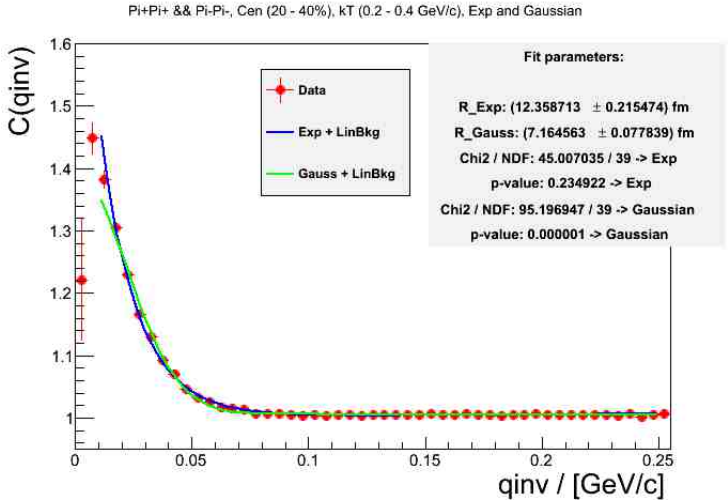


(b) Korelacijska funkcija, $k_T \in 0.8 - 1.0$ GeV/c

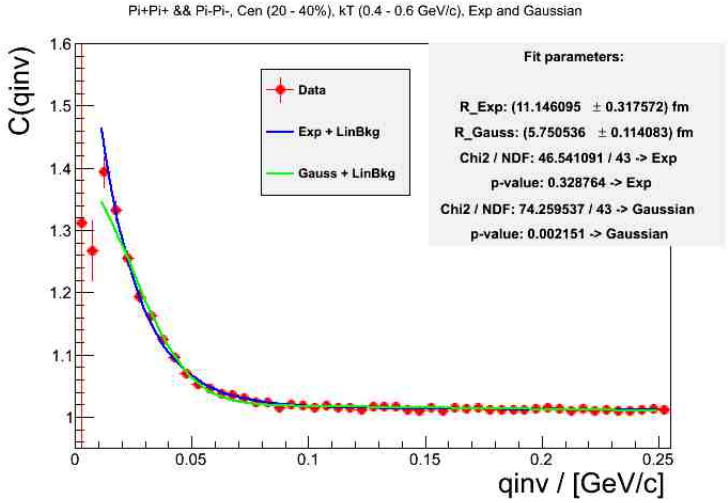
Slika 4.12: Usporedba gausijanske i eksponencijalne parametrizacije po rasponima k_T, Centralitet 0-20 %



(a) Korelacijska funkcija, $k_T \in 0.0 - 0.2$ GeV/c

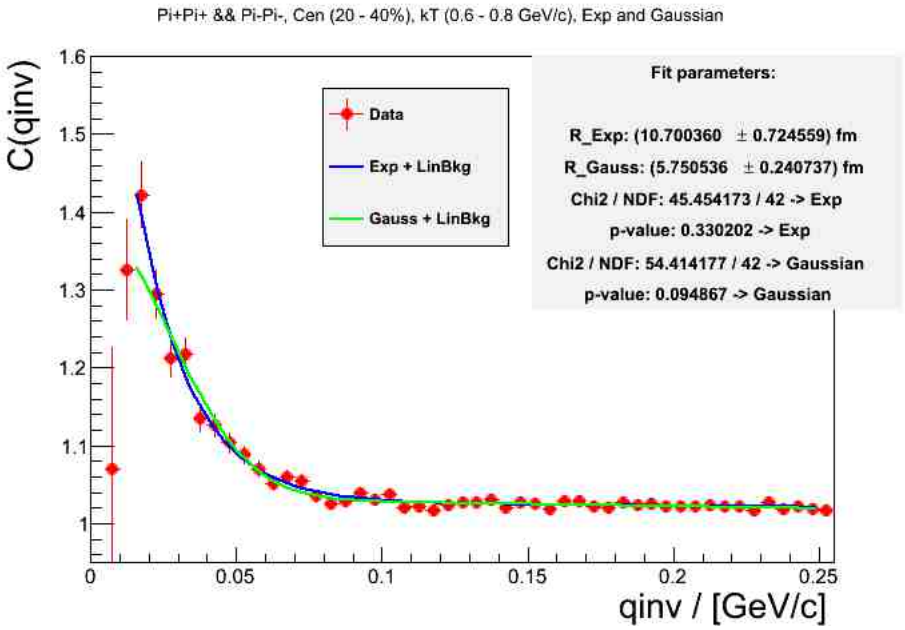


(b) Korelacijska funkcija, $k_T \in 0.2 - 0.4$ GeV/c

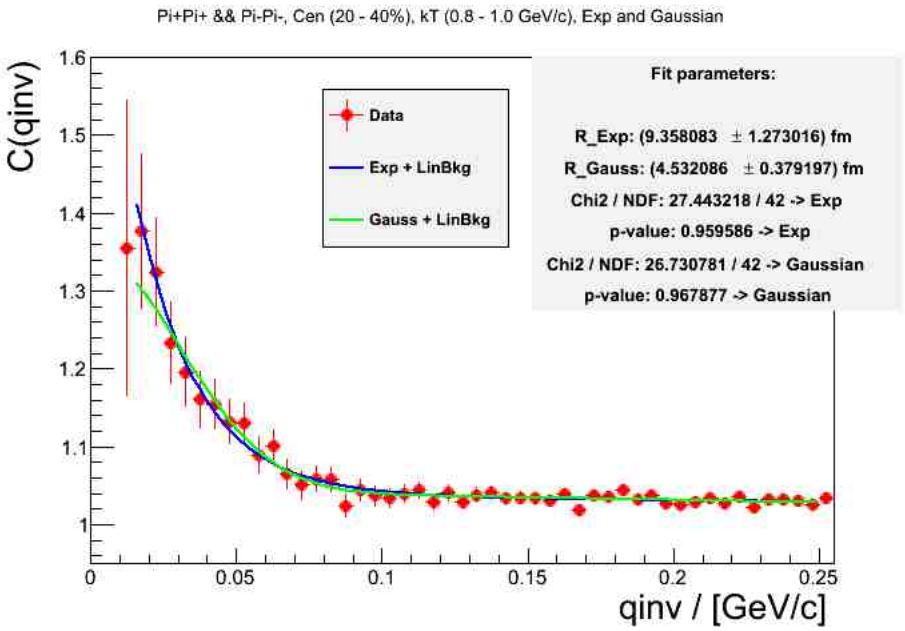


(c) Korelacijska funkcija, $k_T \in 0.4 - 0.6$ GeV/c

Slika 4.13: Usporedba gausijanske i eksponencijalne parametrizacije po rasponima k_T, Centralitet 20-40 %

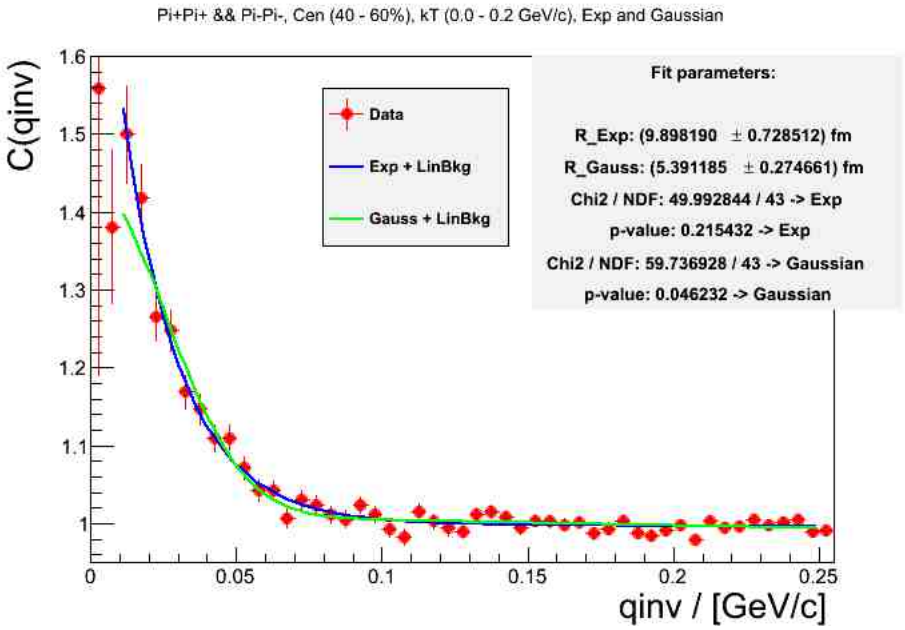


(a) Korelacijska funkcija, $k_T \in 0.6 - 0.8$ GeV/c

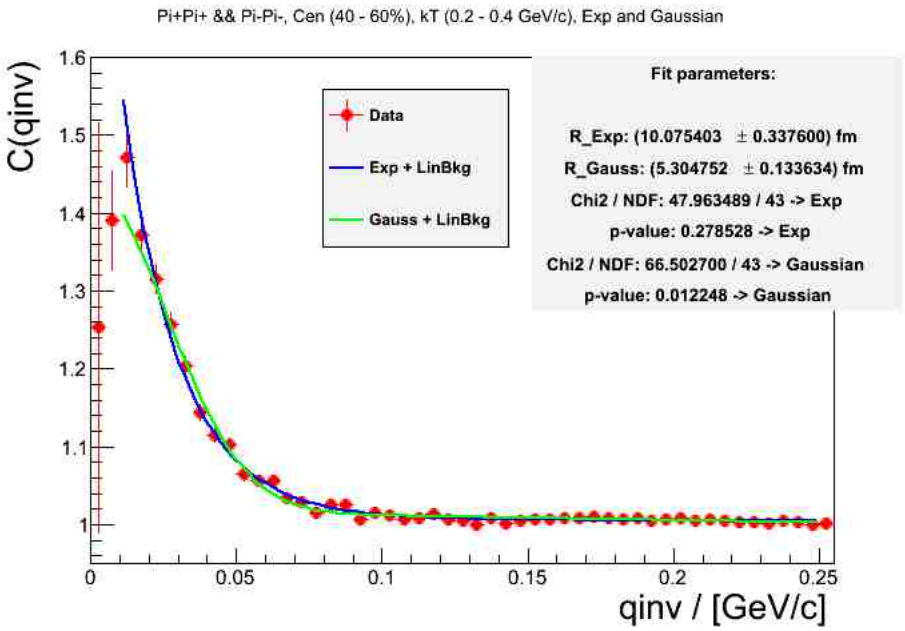


(b) Korelacijska funkcija, $k_T \in 0.8 - 1.0$ GeV/c

Slika 4.14: Usporedba gausijanske i eksponencijalne parametrizacije po rasponima k_T, Centralitet 20-40 %

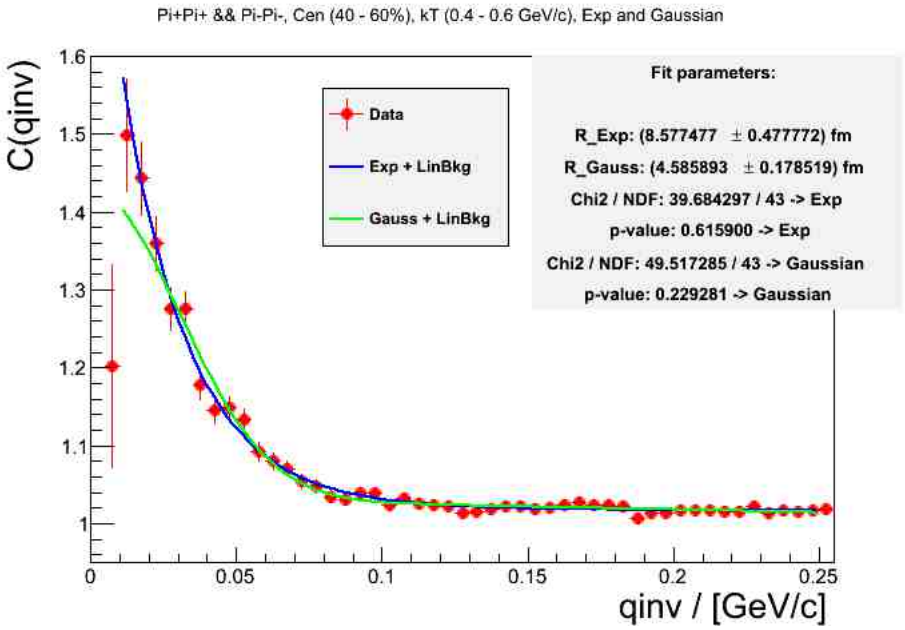


(a) Korelacijska funkcija, $k_T \in 0.0 - 0.2$ GeV/c

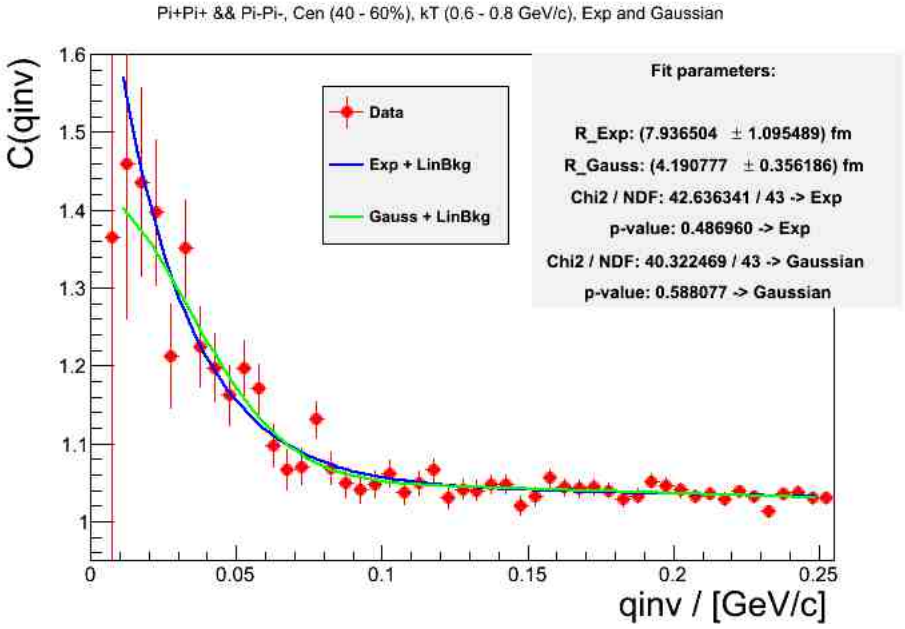


(b) Korelacijska funkcija, $k_T \in 0.2 - 0.4$ GeV/c

Slika 4.15: Usporedba gausijanske i eksponencijalne parametrizacije po rasponima k_T, Centralitet 40-60 %

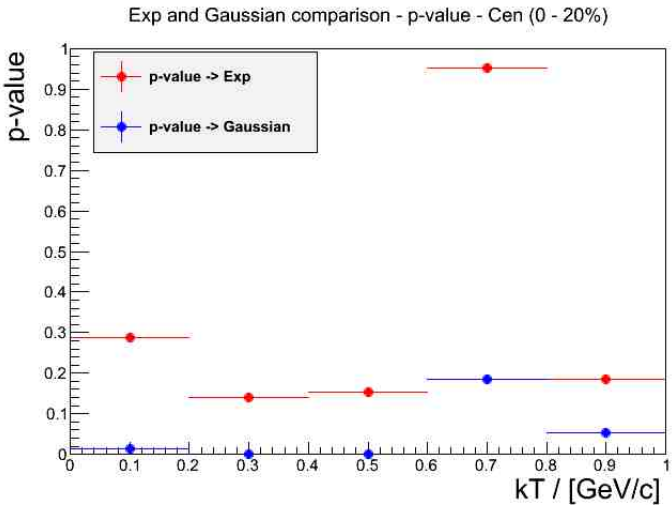


(a) Korelacijska funkcija, $k_T \in 0.4 - 0.6$ GeV/c

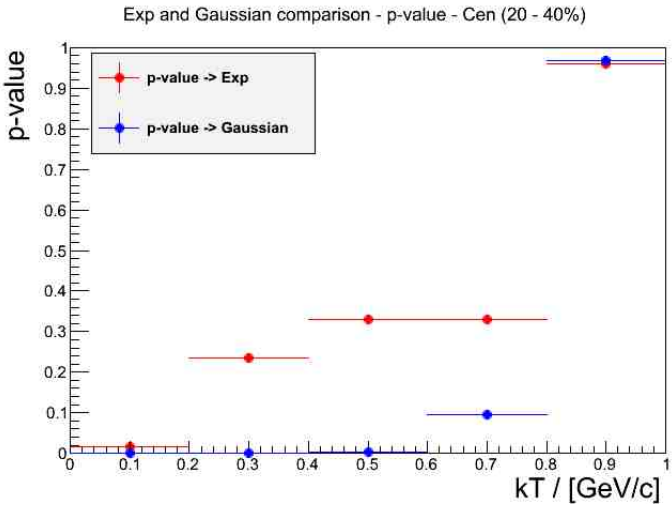


(b) Korelacijska funkcija, $k_T \in 0.6 - 0.8$ GeV/c

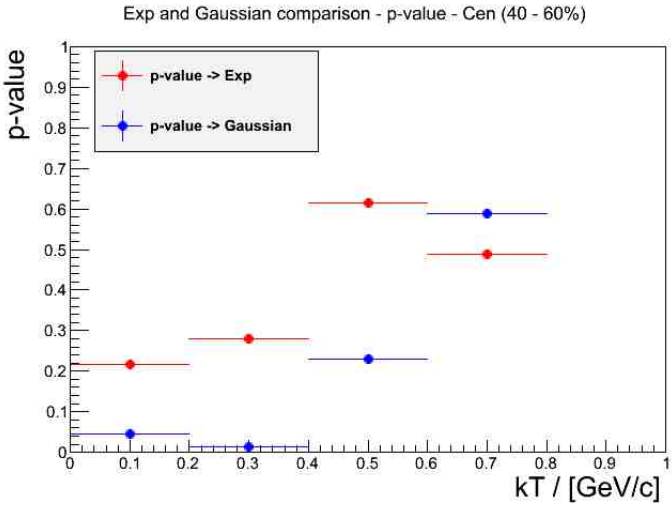
Slika 4.16: Usporedba gausijanske i eksponencijalne parametrizacije po rasponima k_T, Centralitet 40-60 %



(a) Usporedba p-vrijednosti gausijanske i eksponencijalne prilagodbe, Centralitet 0-20 %



(b) Usporedba p-vrijednosti gausijanske i eksponencijalne prilagodbe, Centralitet 20-40 %



(c) Usporedba p-vrijednosti gausijanske i eksponencijalne prilagodbe, Centralitet 40-60 %

Slika 4.17: Usporedba p-vrijednosti gausijanske i eksponencijalne prilagodbe za različite centralitete po rasponima k_T

4.4 Rasprava o rezultatima

Ponašanje uočeno u 4.1, 4.2 i 4.3 je očekivano ponašanje korelacijskih funkcija za različite centralitete. Korelacija se širi s porastom centraliteta i HBT polumjer je manji. To se tumači time da je u manje centralnom sudaru gustoća energije manja i formirana vatrena kugla je, također, manja. Ostali parametri ne pokazuju značajnu varijaciju kroz centralitete, što je očekivano.

Kad se pogleda ovisnost o k_T za različite centralitete, opet se primjećuje širenje korelacije s porastom centraliteta, no korelacija se širi i s porastom k_T. Širenje korelacije s k_T se, uz dodatne indikatore, ponekad slaže s predviđanjima koja daju hidrodinamički modeli gdje je predviđeno kolektivno gibanje čestica [22].

Same vrijednosti HBT polumjera u ovim rezultatima su veće nego u dosadašnjim publikacijama, no razlog tome leži u drugoj funkciji prilagodbe. Gausijanski polumjeri su uvijek manji. Uz predloženi faktor od $\sqrt{\pi}$, rezultati ovog diplomskog rada ne odstupaju od dosadašnjih publikacija [22, 26].

Kada se usporedi učinkovitost prilagodbe eksponencijalnom funkcijom i gausijanom, prema 4.17 je vidljivo da eksponencijalna funkcija u gotovo svim slučajevima ima višu p-vrijednost, što upućuje na to da eksponencijalna funkcija bolje opisuje podatke nego gausijan.

Poglavlje 5

Zaključak

Proučavanje korelacija u visokoenergijskim sudarima teških iona je vrlo bogato područje. Više od dvadeset godina eksperimenata svjedoči tome koliko je ta fizika puna zanimljivih pojava za istraživanje. Ovaj diplomski rad je bio usredotočen na Bose-Einsteinove korelacije piona u sudarima olova na LHC-u u CERN-u. Podaci koji su korišteni u izradi ovog diplomskog rada su prikupljeni ALICE detektorom.

U uvodnom poglavlju je objašnjeno što je kvark-gluon plazma, kako se stvara u akceleratorima te kako je možemo opaziti preko njenih sekundarnih obilježja. Nadalje je objašnjena teorija iza korištenja HBT interferometrije u fizici visokih energija, kao i njezin značaj - daje nam informaciju o vremenskoj i prostornoj evoluciji gustog QCD medija prateći čestice nastale nakon sudara teških iona.

Rezultati su prikazani u četvrtom poglavlju. Korelacijska funkcija se širi kako centralitet raste, što upućuje na smanjenje HBT polumjera. Širenje se primjećuje i sa porastom transverzalnog impulsa centra mase dva piona. Takvo ponašanje je očekivano i može se objasniti modelima kolektivnog ponašanja čestica kakvi su razvijeni u pokušaju objašnjavanja svojstava kvark-gluon plazme.

U ovom diplomskom radu je također proučavana usporedba eksponencijalne i gausijanske funkcije prilagodbe u opisivanju korelacija. Koristeći χ^2-test, pokazano je kako je eksponencijalna funkcija bolji izbor.

Daljnji koraci u istraživanju korelacija piona bi bili da se poveća uzorak na kojemu je izvršena analiza kako bi se dobili rezultati s višom preciznošću. Također, vrijedno je usporediti ove rezultate s rezultatima analize korelacija u proton-proton i proton-olovo sudarima. Granica do koje dopire istraživanje se stalno pomiče i nužno je dalje istraživati osnovno stanje tvari za koje se predviđa da je postojalo u najranijim trenucima našeg svemira.

Bibliografija

[1] D. J. Gross, F. Wilczek; *Phys. Rev. Lett.* ***30***: 1343 - 1346 (1973.)

[2] A. Szczurek, A. Budzanowski; *Mod.Phys.Lett.* ***A19***: 1669 - 1680 (2004.)

[3] G. Lin; "Electro-magnetic Physics Studies at RHIC: Neutral Pion Production, Direct Photon HBT, Photon Elliptic Flow in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200GeV$ and the Muon Telescope Detector Simulation"; *doktorat*; Yale University (2009.)

[4] STAR collaboration; *Phys. Rev. Lett.* ***90***: 082302 (2003.)

[5] T. Matsui, H. Satz; *Phys. Lett. B* ***178***: 416 - 422 (1986.)

[6] NA 50 collaboration; *CERN-EP-2000-013* (2000.)

[7] E. Scomparini (for the ALICE collaboration); *Nucl. Phys. A* ***904–905***: 202c–209c (2013.)

[8] S. Soff, S.A. Bass, M. Bleicher, L. Bravina, M. Gorenstein, E. Zabrodin, H. Stöcker, W. Greiner; *Phys. Lett. B* ***471***: 89 - 96 (1999.)

[9] CERES collaboration; *Nucl. Phys. A* ***661***: 23c - 32c (1999.)

[10] M. A. Janik, Ł. K. Graczykowski; "Influence of jet-induced global event structures on the pion femtoscopic correlations measured in proton-proton collisions registered by the ALICE experiment"; *doktorat*; Warsaw University of Technology (2011.)

[11] R. Snellings; *New J. Phys.* ***13***: 055008 (2011.)

[12] J. W. Harris; *Frascati Physics Series* ***Vol. XLVI***: (2007.)

[13] J. K. Nayak, B. Sinha; *Phys. Lett. B* ***719***: 110 - 115 (2013.)

[14] The LHC Study Group; *CERN/AC/95-05(LHC)* (1995.)

[15] CMS collaboration; *Phys. Rev. Lett.* ***109***: 152303 (2012.)

[16] Brookhaven National Laboratory; RHIC run overview; *web stranica*; URL: *http://www.agsrhichome.bnl.gov/RHIC/Runs/*; Datum pristupa: 3. 8. 2013.

[17] R. Hanbury Brown, R. Q. Twiss; *Nature* ***178***: 1046 - 1048 (1956.)

[18] M. A. Lisa, S. Pratt, R. Stolz, U. Wiedemann; *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* ***55***: 357–402, (2005.)

[19] G. I. Kopylov, M. I. Podgoretsky; *Sov. Phys. - JETP* ***42***: 212 - 214 (1975.)

[20] G. Baym; *Acta Phys. Pol.* ***B29***: 1839 - 1884 (1998.)

[21] W. Florkowski; "Phenomenology of Ultra-Relativistic Heavy-Ion Collisions"; *udžbenik*; World Scientific, 2010.

[22] ALICE collaboration; *Phys. Lett. B* ***696***: 328 - 337 (2011.)

[23] G. A. Kozlov, O. V. Utyuzh, G. Wilk, Z. Wlodarczyk; *Phys. Atom. Nucl.* ***71***: 1502 - 1504 (2008.)

[24] ALICE collaboration; "Technical design report"; *JINST* ***3***: S08002 (2008.)

[25] C. Oppedisano; "Centrality measurement in the ALICE experiment with the ZDCs."; *doktorat*, University of Torino (2010.)

[26] CMS collaboration; *JHEP* ***5***: 29 (2011.)