

Usporedba grebenaste korelacije u sudarima protona i sudarima teških iona

Dunatov, Toni

Master's thesis / Diplomski rad

2019

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:217:953254>

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

Download date / Datum preuzimanja: **2025-03-29**



Repository / Repozitorij:

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



SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

Toni Dunatov

USPOREDBA GREBENASTE KORELACIJE U
SUDARIMA PROTONA I SUDARIMA TEŠKIH
IONA

Diplomski rad

Zagreb, 2019.

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

INTEGRIRANI PREDDIPLOMSKI I DIPLOMSKI SVEUČILIŠNI STUDIJ
FIZIKA; SMJER ISTRAŽIVAČKI

Toni Dunatov

Diplomski rad

**Usporedba grebenaste korelacije u
sudarima protona i sudarima teških
iona**

Voditelj diplomskog rada: doc. dr. sc. Nikola Poljak

Ocjena diplomskog rada: _____

Povjerenstvo: 1. _____

2. _____

3. _____

Datum polaganja: _____

Zagreb, 2019.

Zahvalio bi se mentoru Nikoli Poljaku za savjete pri izradi rada, asistentu Filipu Erhardt u za pomoć s tehničke strane te obitelji i prijateljima na podršci tijekom studija.

Sažetak

Korelacije čestica koristan su alat za analizu mehanizama proizvodnje čestica te njihovih kolektivnih ponašanja u visokoenergetskim sudarima. Prijašnja mjerenja ukazala su na pojavu grebenastih struktura u korelacijskim funkcijama koje bi mogle biti indikator za pojavu kvarkovsko-gluonske plazme. Nastanak takvog stanja materije očekivan je u sudarima teških iona, no ne i u sudarima protona. S druge strane, grebenaste strukture pod određenim uvjetima se pojavljuju i u sudarima protona, što je zasad teorijski neobjašnjivo. U diplomskom radu reproducirati će se grebenasta struktura u sudarima protona i promotriti pod kojim se uvjetima pojavljuje najsličnija struktura u sudarima iona te će se usporediti varijable sudara u oba sustava.

Ključne riječi: dvočestične korelacije, grebenasta korelacija, kvark-gluon plazma, sudari teških iona, varijable oblika događaja

A comparison of the ridge correlation in proton and heavy ion collisions

Abstract

Particle correlations are a useful tool for analysing the mechanisms of particle production and their collective behaviour in high energy collisions. Previous measurements have revealed the appearance of ridge-like structures in correlation functions that could indicate the existence of quark-gluon plasma. The creation of such a state is expected in heavy ion collisions, but not in proton collisions. On the other hand, under certain conditions ridge-like structures appear in proton collisions as well, which is still not theoretically explained. In this diploma thesis the ridge structure will be reproduced in proton collisions and it will be investigated under which conditions the most similar structure appears in heavy-ion collisions and variables in both systems will be compared.

Keywords: two-particle correlations, ridge correlation, quark-gluon plasma, heavy-ion collisions, event shape variables

Sadržaj

1	Uvod	1
2	Teorijski uvod	2
2.1	Kvantna kromodinamika	2
2.1.1	Zatočenje boje	3
2.1.2	Hadronizacija	4
2.1.3	Asimptotska sloboda	5
2.2	Kvarkovsko gluonska plazma	6
3	LHC i ALICE detektor	9
3.1	ALICE eksperiment	9
3.1.1	ITS	10
3.1.2	TPC	10
4	Metode	12
4.1	Korelacijske funkcije	12
4.1.1	Oblik događaja	15
4.2	Obrada podataka	16
5	Rezultati	18
5.1	Sudari protona	18
5.2	Sudari olova	21
6	Zaključak	24
	Dodaci	25
A	Korelacijske funkcije	25
B	ROOT kod za analizu	27
	Literatura	32

1 Uvod

Kvantna kromodinamika (QCD) je teorija koja opisuje djelovanje jake sile i sastavni je dio Standardnog modela. Osnovna svojstva i simetrije teorije su poznata i eksperimentalno precizno potvrđena, međutim QCD se pojavljuje u mnogim složenijim sustavima za koje je i dalje teško dobiti točan kvantitativni opis. Glavni razlozi tome su neperturbativnost i velik broj stupnjeva slobode u takvim sustavima. Naime, QCD ima relativno veliku konstantu vezanja i kao posljedica toga su na malim energijama čestice čvrsto vezane u hadronima te aproksimacije u nižim redovima računa smetnje nisu valjane.

Na većim energijama vezanje partona (kvarkova ili gluona) postaje slabije i struktura hadrona se razbija, ovo je svojstvo poznato pod nazivom asimptotska sloboda. Kvar-k-gluon plazma (QGP) je takvo stanje koje se stvara na visokim temperaturama i gustoćama i pogotovo je zanimljivo za provjeru QCD modela, ali i za kozmologiju ranog svemira. QGP se zato intenzivno proučava sudarima teških iona, kao što su zlato ili olovo, eksperimentima na RHIC-u u BNL-u i LHC-u u CERN-u. U ovakvim sudarima je životni vijek QGP jako kratak, međutim interakcije u QGP utječu na raspodjelu čestica u konačnom stanju i stoga se može neizravno doći do saznanja o njenim svojstvima. Za sada je poznato da se kvar-k-gluon plazma zaista stvara u takvim sudarima, a postoje saznanja i o nekim svojstvima kao što su temperatura faznog prijelaza i viskoznost plazme.

Jedna od metoda analize QGP su prostorne korelacije među česticama. Preciznije, od interesa su dugodosežne korelacije za koje je iz relativističkih argumenata poznato da nastaju rano u sudaru. Takva struktura je tzv. ridge ili greben, izduženi vrh koji je jasno vidljiv u A-A sudarima. Općenito se smatra da se u ovakvim sudarima postojanje ridge-a može pripisati nastajanju i hidrodinamičkoj evoluciji QGP. Međutim, ridge je otkriven i u p-A te p-p događajima na ATLAS, CMS i ALICE eksperimentima. Svi ovi rezultati pokazuju manji, ali primjetan ridge u događajima velikog multipliciteta tj. broja čestica. U tim sudarima zasad ne postoje dokazi o postojanju QGP i zato je ovo fenomen koji je teoretski i eksperimentalno zanimljiv.

2 Teorijski uvod

2.1 Kvantna kromodinamika

Osnovna teorija koja je relevantna u ovakvom istraživanju je kvantna kromodinamika ili QCD koja opisuje jaku nuklearnu silu. QCD je baždarna teorija sa SU(3) grupom simetrije između tri “boje” tj. jaka naboja kvarkova. Kvantno stanje svakog kvarka je općenito predstavljeno trodimenzionalnim vektorom u prostoru boja i teorija je simetrična na rotacije u tom prostoru:

$$\psi'(x) = e^{ig_s \alpha(x) \cdot \mathbf{T}} \psi(x). \quad (2.1)$$

SU(3) kao generatore ima 8 nezavisnih hermitskih matrica T^a analognih Paulijevim matricama, tzv. Gell-Mannove matrice. Baždarni bozon jake sile je gluon, a Gell-Mannove matrice se mogu shvatiti kao reprezentacija 8 različitih gluona koji prenose boju između kvarkova. [1] [2]

Generatori QCD ne komutiraju i to je stoga ne-Abelova teorija, što znatno otežava račun u usporedbi s npr. kvantnom elektrodinamikom. Komutator Gell-Mann matrica općenito izgleda kao

$$[T^a, T^b] = if^{abc} T^c, \quad (2.2)$$

pri čemu su f^{abc} tzv. strukturne konstante. Da bi se postigao uvjet baždarne invarijantnosti potrebno je dodati članove u Lagrangian koji pri baždarnoj transformaciji poništavaju članove stvorene komutacijom. Tensor polja onda izgleda kao

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g_s f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c. \quad (2.3)$$

Pri čemu je A_μ^a gluonsko polje analogno fotonu u QED. Tensor polja je sličan onom u QED uz dodatak trećeg člana koji dolazi kao posljedica nekomutativnosti teorije. Konačni QCD Lagrangian je:

$$L = \sum_{i,j} \bar{\psi}_i (i(\gamma^\mu D_\mu)_{ij} - \delta_{ij} m) \psi_j - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu}. \quad (2.4)$$

U Lagrangianu indeksi i, j označavaju boju kvarka i sumira se po svih 6 vrsta kvar-

kova. $(D_\mu)_{ij}$ je kovarijantna derivacija ovdje definirana kao

$$(D_\mu)_{ij} = \delta_{ij}\partial_\mu - ig_s T_{ij}^a A_\mu^a. \quad (2.5)$$

Članovi za $i \neq j$ opisuju promjenu boje kvarka pri interakciji dok za $i = j$ dobijemo kinetički član Diracove jednačbe.

Raspisivanjem umnoška tenzora polja u Lagrangianu dobiju se članovi trećeg i četvrtog reda u A_μ^a . U Feynmanovim dijagramima takvi članovi onda daju vrhove s 3 ili 4 gluona koji omogućuju dijagrame kao što su oni na slici 2.1 s petljama gluona. Ovakve međusobne interakcije gluona glavna su komplikacija QCD u usporedbi s ostalim baždarnim teorijama.



Slika 2.1: Korekcije na gluonski propagator s petljama gluona.

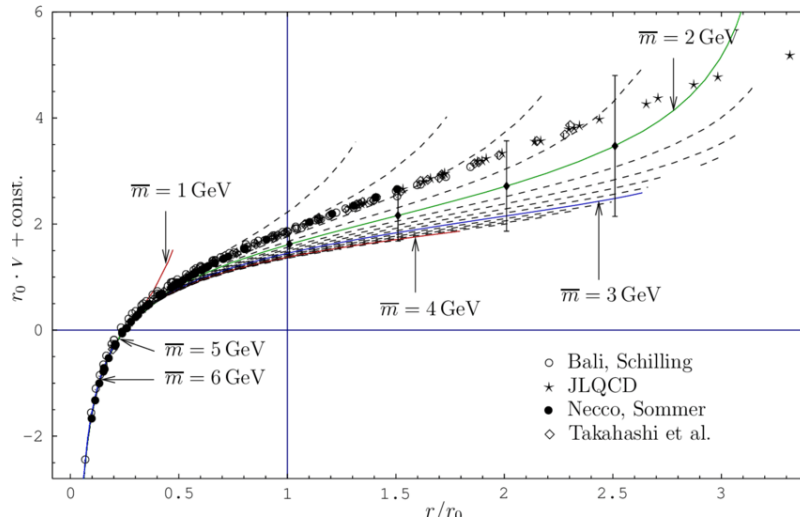
2.1.1 Zatočenje boje

U prirodi nikad ne nalazimo slobodne kvarkove, oni se uvijek nalaze u vezanim stanjima u hadronima, čak i u ekstremnim uvjetima kao što su visokoenergetski sudari čestica u konačnom stanju se detektiraju samo hadroni. Ovo objašnjava hipoteza poznata kao zatočenje boje, koja kaže da su sva stabilna stanja kvarkova bojno neutralna ili matematički da su ona singleti s obzirom na $SU(3)$ transformacije. Još uvijek nije poznato precizno teorijsko objašnjenje ovog fenomena, ali postoji mnoštvo eksperimentalnih dokaza u prilog tome, te se općenito smatra da hipoteza vrijedi.

Moguće kombinacije kvarkova su onda samo one u kojima je valna funkcija boje singlet. To dakako nisu individualni kvarkovi, ali mogu biti mezoni ($q\bar{q}$) ili barioni (qqq) [1]. Teoretski su moguća i stanja s četiri ili više kvarkova, ali ona nisu još opažena. Numeričke metode kao što je QCD na rešetci pokazuju da je potencijal među kvarkovima na većim udaljenostima približno linearan, tj. energetska gustoća između kvarkova je konstanta [3]

$$V(r) \approx kr. \quad (2.6)$$

Pojednostavljeno objašnjenje zatočenja boje je onda sljedeće: kako se razdvajaju dva kvarka, energija među njima raste i u nekom je trenutku ona toliko velika da se stvori novi par kvarkova koji se veže s prvim. U prirodi onda vidimo samo takva vezana stanja koja minimiziraju energiju. Ovakav mehanizam je ključan dio hadronizacije, veoma bitnog fenomena QCD.

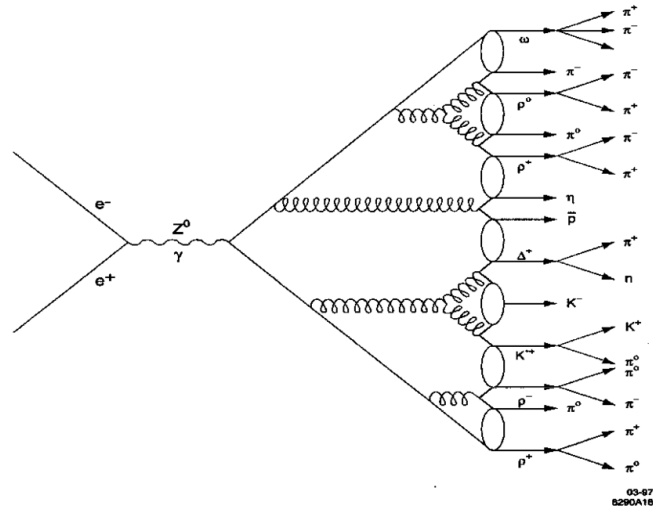


Slika 2.2: Izračuni QCD potencijala uz pomoć QCD-a na rešetki i perturbativnog računa. Preuzeto iz [3].

2.1.2 Hadronizacija

Hadronizacija ili fragmentacija je proces stvaranja hadrona iz visokoenergetskih kvarkova ili gluona. U sudarima visoke energije proizvode se takvi partoni koji potom prolaze proces opisan u prošlom poglavlju uz neke dodatne mogućnosti kao što je zračenje gluona [2]. Kako partoni imaju velike energije, potrebno je stvoriti puno novih kvarkova prije nego što se stvori stabilno stanje. Konačni rezultat hadronizacije je onda mlaz (engl. jet) hadrona približno stožastog oblika u smjeru početnog partona [4]. Partoni su obično razdvojeni u prostoru tako da je za svaki moguće razaznati po jedan jet. Česti su tzv. back-to-back jetovi u kojima se dva kvarka stvaraju u suprotnim smjerovima ili npr. događaji s 3 jeta koji su bili važni za potvrdu postojanja gluona.

Trenutno ne postoji točan opis hadronizacije zbog neperturbativnosti teorije, no ipak neki aproksimativni modeli daju dobra predviđanja i koriste se u Monte Carlo simulacijama [2].



Slika 2.3: Shematski prikaz hadronizacije u sudaru leptonu.

2.1.3 Asimptotska sloboda

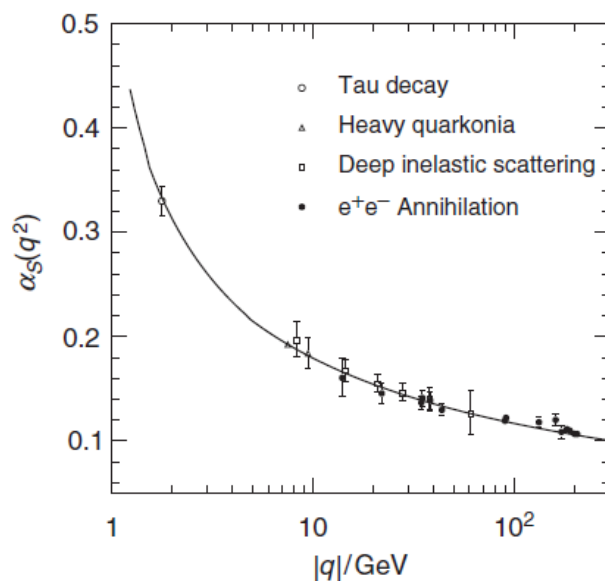
Kao i u svakoj kvantnoj teoriji polja konstanta vezanja jake sile se mora korigirati radi interakcija s vakuumom i ona stoga mijenja vrijednost ovisno o energetske skali interakcija. QCD je ipak jedinstvena po tome što se s povećanjem energije konstanta vezanja smanjuje, tako da je na većim energijama sila slabija. Općenita ovisnost konstante vezanja α_S o energiji interakcije q je [1]:

$$\alpha_S(q^2) = \frac{\alpha_S(\mu^2)}{1 + B\alpha_S(\mu^2) \ln\left(\frac{q^2}{\mu^2}\right)}, \quad (2.7)$$

pri čemu je B konstanta koja se treba izvrijedniti iz dijagrama s kvarkovskim i gluonskim petljama kao što su oni na slici 2.1. Tim postupkom se dobije

$$B = \frac{11N_c - 2N_f}{12\pi}. \quad (2.8)$$

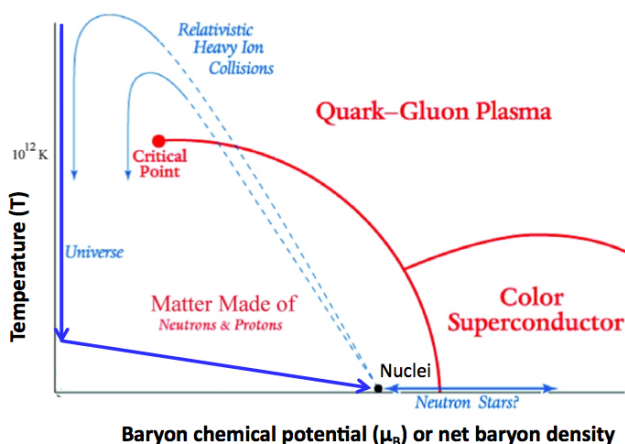
Ovdje je N_c broj boja kvarkova, N_f broj okusa, a μ^2 neka referentna energija. Za poznate vrijednosti $N_c = 3$ i $N_f = 6$ ova konstanta je pozitivna i α_S se onda smanjuje povećanjem energije. Na niskim energijama α_S je reda veličine 1, na energijama akceleratora pak imamo $\alpha_S \approx 0.1$, što omogućava korištenje perturbativnog računa pri sudarima hadrona. Ipak, prva aproksimacija ovdje nije dovoljna i obično je potrebno uzeti u obzir više redove Feynmanovih dijagrama.



Slika 2.4: Teorijske i eksperimentalne vrijednosti konstante vezanja ovisno o energiji, iz [1].

2.2 Kvarkovsko gluonska plazma

Asimptotska sloboda QCD-a navodi na zaključak da pri velikim temperaturama i gustoćama zatočenje boje više ne vrijedi, kvarkovi se “oslobode” iz hadrona i stvaraju kvark-gluon plazmu, analognu običnoj plazmi protona i elektrona. Postoji rasprava o točnoj temperaturi ovog faznog prijelaza, ali ona je reda veličine 100 MeV ili trili-jun Kelvina [5]. Smatra se da je svemir u svojim počecima sadržavao QGP te da se ona pri širenju i hlađenju hadronizirala i stvorila nukleone koji su potom pokrenuli primordijalnu nukleosintezu. Da bi se umjetno stvorila “vatrena kugla” slična onoj

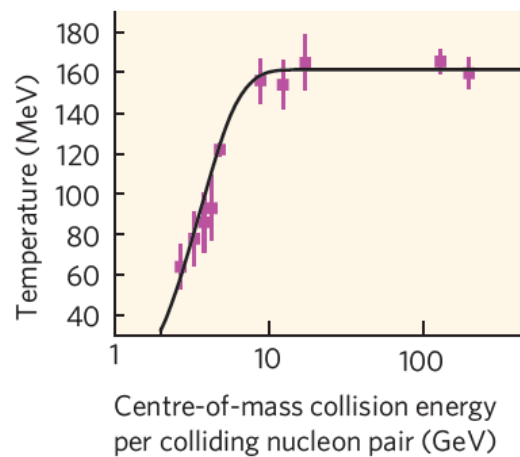


Slika 2.5: Fazni dijagram kvarkovske tvari [6].

u ranom svemiru potreban je sustav s relativno mnogo čestica, inače koncepti kao

što su temperatura, gustoća, tlak itd. nemaju smisla. Također, sustav treba trajati dovoljno dugo da dođe u termodinamičku ravnotežu [7]. Ovakvi uvjeti nisu zadovoljeni u elektron-pozitron ili proton-proton sudarima, ali su mogući u sudarima teških iona u kojima sudjeluje ≈ 400 nukleona. Energije centra mase u ovakvim sudarima se obično daju po paru nukleona, na RHIC-u idu do $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, dok LHC može dostići $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV.

U ovakvim je sudarima otkriveno puno dokaza koji upućuju na postojanje QGP. Mjerenjem temperature preko energija hadrona u konačnom stanju je dobijeno da se ona povećava porastom energije sudara do gornje granice od oko 160 MeV nakon koje ostaje konstantna. Ovo sugerira odvijanje faznog prijelaza pri takvoj energiji. Interpretacija je da se za energije više od te hadroni raspadaju i stvara QGP, stoga nije moguće naći hadrone veće temperature. Također, mjerenja omjera hadrona pokazuju da je sustav u kemijskoj ravnoteži.



Slika 2.6: Srednja temperatura sustava izmjerena preko energija hadrona u konačnom stanju ovisno o energiji sudara. Na oko 160 MeV se nalazi kritična temperatura za fazni prijelaz [7].

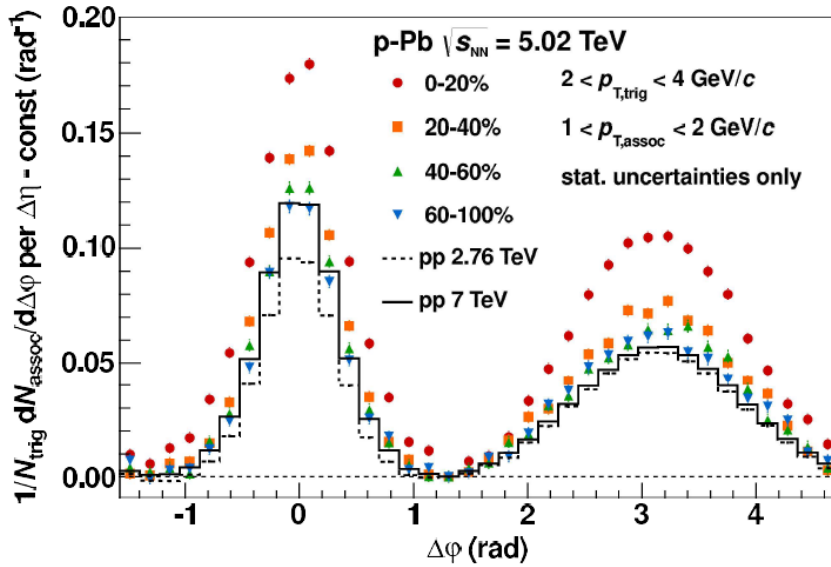
Drugi važan efekt je tzv. potisnuće jetova (*jet quenching*) prolaskom kroz QGP. Visokooenergetski partoni se mogu stvoriti u QGP i hadronizirati u jetove, međutim predviđeno je da bi prolaskom kroz QGP tokom hadronizacije jetovi izgubili puno više energije nego u običnom nuklearnom sustavu. Takva je pojava i doista opažena mjerenjem p_T spektara čestica. Dobijeno je da je produkcija mezona visokog p_T mnogo manja u odnosu na pp sudare [7]. Također, proučavanjem back-to-back jetova, pronađeni su događaji u kojima jedan od para jetova ima mnogo manju energiju

od drugog, što je očiti dokaz u prilog potisnuća.

Česti su sudari koji nisu savršeno centralni, oni stvaraju asimetričnu početnu konfiguraciju sustava. Takva asimetrija se evolucijom QGP prenosi na raspodjelu hadrona u konačnom stanju. Mjerenjem prostornih korelacija se onda može doći do saznanja o dinamičkim svojstvima QGP, konkretno dvočestična azimutalna raspodjela se često razvija u Fourierov red [8] [9]:

$$\frac{1}{N_{\text{trig}}} \frac{dN}{d\Delta\phi} = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2a_n \cos(n\Delta\phi). \quad (2.9)$$

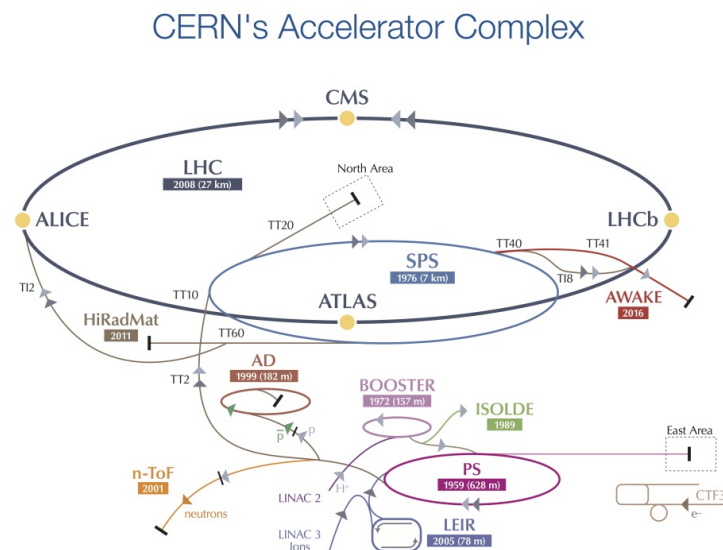
Koeficijenti u razvoju a_n se onda mogu povezati sa koeficijentima jednočestične raspodjele ν_n od kojih je najbitniji eliptički tok ν_2 . Dvočestični koeficijenti su općenito jednaki umnošku jednočestičnih za svaku vrstu čestica [10]. Dobijeni rezultati mjere anizotropiju raspodjele i slažu se s modelima u kojima je QGP savršena tekućina tj. ima viskoznost nula.



Slika 2.7: Primjer azimutalne raspodjele korelacija za pp i pPb sudare [11].

3 LHC i ALICE detektor

Trenutno najveći i najnapredniji akcelerator čestica na svijetu je Large Hadron Collider na europskom institutu za nuklearno istraživanje CERN. LHC je kružnog oblika, opsega 27 km i nalazi se 100 m ispod zemlje pokraj starijih akceleratora kao što su SPS i PS koji sada služe za predubrzanje protona [12]. Pri radu protoni su raspoređeni u približno 3000 grupa koje se sudaraju frekvencijom od 31.6 MHz i time stvaraju oko milijardu događaja u sekundi. Ipak većina tih događaja ne pruža uvid u novu fiziku, a i količina podataka je prevelika da bi se svi pohranili (~ 300 GB/s) i stoga se događaji moraju filtrirati na osnovu varijabli kao što su centralnost sudara, transverzalni impuls čestica ili broj određenih čestica u sudaru. Za ovu svrhu detektori koriste kombinaciju hardverskih sklopova i algoritama koja daje konačni broj podataka od oko 600 MB/s za pp sudare do 4 GB/s za PbPb sudare. Najveća energija koju LHC može postići u pp događajima je $\sqrt{s}=13$ TeV.



Slika 3.1: Shema LHC-a zajedno sa pomoćnim ubrzivačima [12].

3.1 ALICE eksperiment

U ovom se radu koriste podaci dobiveni pomoću ALICE (A Large Ion Collider Experiment) detektora na LHC-u. ALICE eksperiment je jedan od 4 velika eksperimenta na LHC-u, iako je njegov prihvat manji od CMS i ATLAS eksperimenata ima mogućnost bolje identifikacije čestica u sudaru. Eksperiment koristi više vrsta detektora koji

imaju različite svrhe kao što su praćenje čestica (TPC, ITS), identifikacija čestica (TPC, TOF, HMPID, TRD) i mjerenje centralnosti sudara (V0). Za ovu analizu je najvažnije praćenje čestica i stoga se koriste podaci iz poluvodičkog detektora ITS (Inner Tracking System) i vanjskog TPC (Time Projection Chamber), koji radi na principu ionizacije plina. Njihov će rad biti detaljnije opisan.

3.1.1 ITS

Osnova ITS-a su silicijske diode korištene u tri sustava: SPD (Silicon Pixel Detector), SDD (Silicon Drift Detector) i SSD (Silicon Strip Detector). [13].

SPD je detektor najbliži točki interakcije, sastoji se od približno 9.8 milijuna piksela s pn diodama koje detektiraju prolazak čestice s vrlo visokom rezolucijom. Čipovi s diodama posloženi su u dva sloja, na udaljenostima 3.9 cm i 7.6 cm od središta cijevi te duljine 24.5 cm u z smjeru, a svaki piksel ima površinu $50 \times 425 \mu\text{m}$.

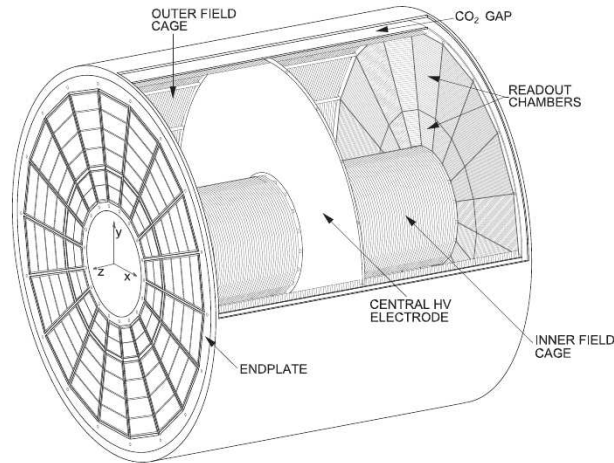
SDD radi na principu poluvodičke driftne komore, tj. mjeri vrijeme drifta oslobođenih elektrona kroz n dio pn spoja i time dobije jednu od koordinata prolaska čestice, dok se informacija o drugoj dobije iz podatka koja je dioda detektirala naboj [14]. Rezolucija ovakve driftne komore je malo manja nego kod SPD-a, ali ona ima dodatnu mogućnost mjerenja dE/dx i time identifikacije čestica.

SSD se sastoji od međusobno okomitih p i n dopiranih traka spojenih na n -tip silicija koje prikupljaju naboje stvorene pri prolasku čestice. Ovo je najjednostavniji od 3 sustava i zato se koristi za vanjski dio gdje je površina najveća.

Kombinacijom ovih sustava dobija se informacija o putanji i impulsu čestica kao i primarni te sekundarni vrhovi interakcije. Mogućnost pronalaska sekundarnih vrhova raspada je pogotovo korisna kod identifikacije hadrona koji se brzo raspadaju.

3.1.2 TPC

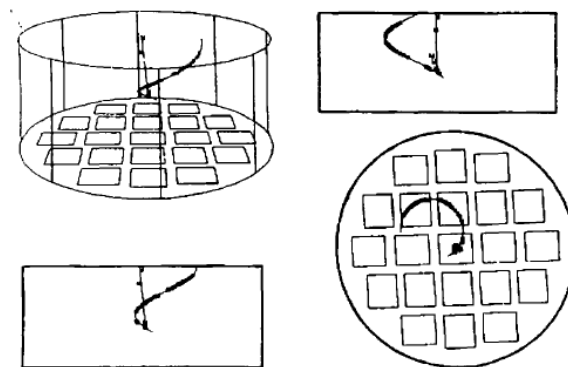
TPC ili Time Projection Chamber je najsofisticiraniji tip plinske ionizacijske komore koji može raditi potpunu 3D rekonstrukciju putanje čestice i idealan je za velik broj čestica koji se stvara u sudarima iona. Osjetljivi volumen je cilindričnog oblika obujma 88 m^3 , što čini ALICE TPC najvećim detektorom ove vrste na svijetu. Cilindar je ispunjen mješavinom 90% Ne i 10% CO_2 i podijeljen je u dva dijela središnjom elektrodom koja se održava na 100 kV [13].



Slika 3.2: Presjek ALICE TPC-a sa najvažnijim elementima [13].

Način rada je sljedeći: nabijena čestica koja prolazi kroz TPC ionizira detektor-ski plin i time oslobađa naboj kojeg homogeno električno polje generirano elektrodom tjera u z-smjeru, prema krajevima cilindra. Na svakom kraju se nalaze MWPC (Multi-Wire Proportional Counter) brojači koji daju 2D informaciju o mjestu detekcije čestice. Posljednja, z-koordinata, se onda može dobiti iz vremena drifta naboja. TPC stoga kombinira nekoliko principa rada ionizacijskih komora [14].

Kako čestice ioniziraju plin prilikom cijelog puta kroz komoru iz tih podataka se može rekonstruirati putanja. Ovo je olakšano okomitim magnetskim poljem koje smanjuje difuziju naboja. Također, mjereći promjenu količine naboja moguće je dobiti informaciju o gubitku energije dE/dx koji ovisi o vrsti čestice. Prihvat TPC-a je $|\eta| < 0.9$ za potpunu rekonstrukciju putanje i $|\eta| < 1.1$ za djelomične trake. U svakom događaju ukupno postoji mogućnost rekonstrukcije do 20 000 traka u osjetljivom volumenu.



Slika 3.3: Prikaz rekonstrukcije putanje čestice kroz TPC [14].

4 Metode

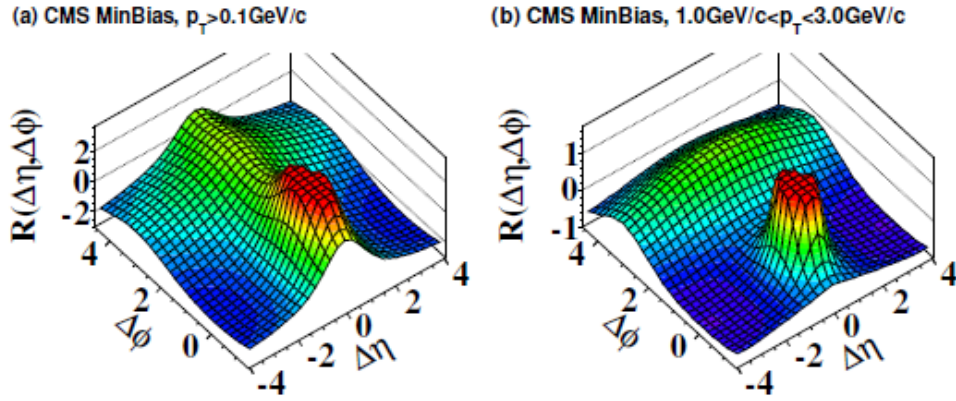
4.1 Korelacijske funkcije

Korelacijske funkcije su alat za mjerenje raspodjela čestica u prostoru, i pomoću njih je moguće doći do saznanja o dinamici sustava netom nakon sudara. Koriste se kutne varijable η i ϕ gdje je η pseudorapiditet definiran kao $\eta = -\ln(\tan \theta/2)$. U limesu visokih energija on je jednak relativističkom rapiditetu y . Azimutalni kut ϕ je relativistički invarijantna varijabla dok se $y \approx \eta$ u različitim Lorentzovim sustavima mijenja za konstantu. Udaljenost para čestica $(\Delta\eta, \Delta\phi)$ je stoga relativistički invarijantna, tj. ne ovisi o sustavu u kojem se dogodio sudar. Postoji više načina za definirati korelacijsku funkciju, općeniti oblik dvočestične funkcije je [11] [15] [16] [17]:

$$R(\Delta\eta, \Delta\phi) = \frac{S(\Delta\eta, \Delta\phi)}{B(\Delta\eta, \Delta\phi)}.$$

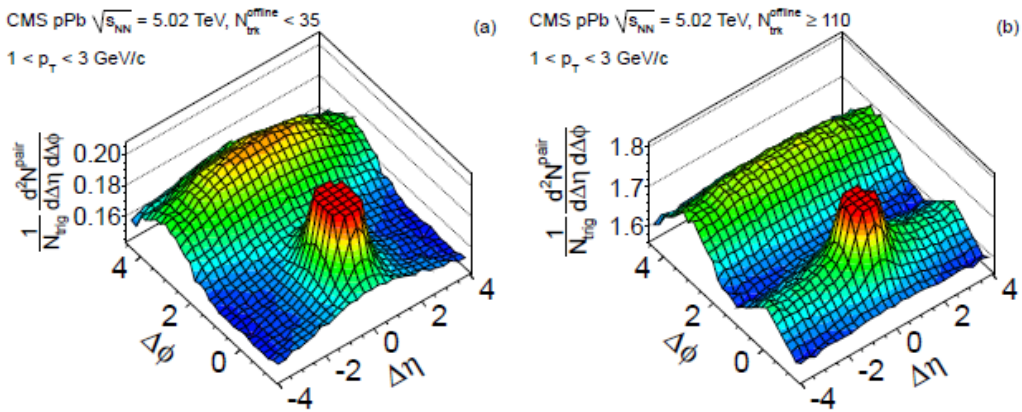
Ovdje S označava signal dobiven sparivanjem čestica iz istog događaja, a B nasumičnu pozadinu koja služi kao korekcija na učinkovitost detektora. Preko transverzalnog impulsa se definiraju 2 vrste čestica, tzv. *trigger* i *associated* čestice tako da trigger čestice imaju veći p_T . Fizikalno opravdanje za ovakav postupak je da pri hadronizaciji trigger čestice visoke energije zrače pridružene čestice. Radi preglednosti raspon u $\Delta\phi$ je definiran kao $-\pi/2 < \Delta\phi < 3\pi/2$. Područje $|\Delta\phi| < \pi/2$ se obično naziva “bliska strana” (*near side*) dok je ostatak “daleka strana” (*far side*).

Tipičan oblik dvočestične korelacijske funkcije je dan na slici 4.1, gdje se jasno vide dvije glavne karakteristike: veliki vrh oko $(0, 0)$, odrezan radi preglednosti, te izdužena struktura oko $(0, \pi)$. Near side vrh je posljedica stvaranja jetova hadronizacijom, čiji su mehanizmi dobro poznati i već opisani, a far side struktura se jednostavno može objasniti kao posljedica back-to-back jetova ili općenitije sačuvanja impulsa.



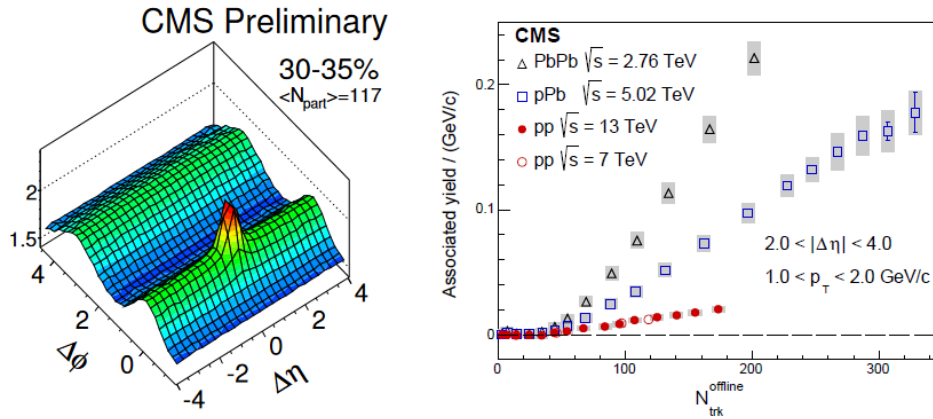
Slika 4.1: Primjer korelacijske funkcije u pp sudarima za a) minimum bias podatke uz $p_T > 0.1$ GeV/c, b) minimum bias s p_T u rasponu od 1 do 3 GeV/c. Vrhovi oko (0,0) su ograničeni radi bolje preglednosti [15].

Međutim, za određene vrijednosti p_T -a čestica i pri većem multiplicitetu stvara se “ridge”, izdužena near side struktura koja se proteže u smjeru $\Delta\eta$ i usko oko $\Delta\phi = 0$. Primjer je dan na slici 4.2 s CMS podacima za pPb sudare. Dugi doseg ridge-a u $\Delta\eta$ je naznaka da su korelacije među tim česticama stvorene veoma rano u interakciji i stoga se smatra da on pruža uvid u još neistražene QCD sustave kao što su QGP ili Color Glass Condensate [9] [18]. U sudarima iona, kao što su PbPb, ridge je relativno velik i poznat je već duže vrijeme, dok je kod pp i pPb sudara on puno manji, ali i samo njegovo postojanje je iznenađujuće i predmet rasprave.



Slika 4.2: Korelacijske funkcije za pPb sudare i različite multiplicitete [16]. Na slici b) je vidljiv ridge.

Većina modela pripisuje postojanje ridge-a u sudarima iona hidrodinamičkom toku QGP [9] [17] [18]. Prema njima u geometriji sudara postoje nehomogeni početni uvjeti koji se onda tokom pojačavaju i prenose na konačnu raspodjelu čestica; taj se tok može mjeriti spomenutim razvojem u Fourierov red. Ovakav mehanizam je naravno moguć samo uz stvaranje QGP, a za to nema dokaza u pp i pPb sudarima te iako je moguće mjeriti koeficijente u Fourierovu razvoju teško je reći što zapravo oni govore o sustavu. Općenito svojstvo ridge-a je da se on povećava s multiplicitetom čestica, s ovisnosti koja je slična u svim vrstama sudara. U ovoj analizi koriste se



Slika 4.3: a) Tipična korelacijska funkcija za PbPb sudare, b) Ovisnost ukupnog integrala ridge-a o multiplicitetu za različite vrste sudara, vidljiv je približno linearan porast za $N > 50$. [15]

definicije iz ALICE radova [8] [11]:

$$S(\Delta\eta, \Delta\phi) = \frac{1}{N_{\text{trig}}} \frac{d^2 N^{\text{same}}}{d\Delta\eta d\Delta\phi}, \quad (4.1)$$

$$B(\Delta\eta, \Delta\phi) = \alpha \frac{d^2 N^{\text{mix}}}{d\Delta\eta d\Delta\phi}, \quad (4.2)$$

$$2 < p_{T,\text{trig}} < 4 \text{ GeV}/c, \quad 1 < p_{T,\text{assoc}} < 2 \text{ GeV}/c. \quad (4.3)$$

U signalu za svaki događaj tražimo parove čestica i dodajemo njihove udaljenosti u raspodjelu. Nakon prolaska kroz sve događaje normiramo na ukupan broj trigger čestica. Kod računanja pozadine se događaji miješaju tako da nasumično sparujemo čestice iz različitih događaja. Pozadina se potom normira faktorom α tako da maksimum ima vrijednost 1. Alternativne definicije [15] [16] korelacijske funkcije uključuju usrednjavanje po događajima, međutim ovo unosi dodatnu ovisnost o multiplicitetu koju želimo izbjeći [11].

4.1.1 Oblik događaja

Varijable oblika događaja (engl. Event shape variables) su veličine konstruirane iz osnovnih detektorskih podataka kao što su položaj čestice, impuls, energija itd. sa ciljem kategoriziranja događaja. Za primjenu u proučavanju korelacija su očito relevantne one koje se odnose na prostornu raspodjelu. U ovom radu krećemo od otprije poznate varijable korištene u analizi jetova tzv. proširenja jeta [19] (engl. jet broadening) definiranog kao:

$$\frac{\sum_i p_{T,i} \sqrt{(\eta_i - \eta_X)^2 + (\phi_i - \phi_X)^2}}{\sum_i p_{T,i}},$$

pri čemu (η_X, ϕ_X) označava centar jeta dobiven težinskim usrednjavanjem po p_T i suma ide po svim česticama u jetu. Kako nas zanimaju parovi čestica, prirodno je zamijeniti udaljenosti od središta jeta s udaljenostima čestica u paru. Također, za općenite sudare koji ne uključuju samo jetove usrednjavanje po p_T nema nužno neko fizikalno opravdanje. Motivirani ovim argumentima za svaki događaj definiramo near-side RMS vrijednosti

$$\sigma_{\eta,ns} = \sqrt{\frac{\sum_i \Delta\eta_i^2}{N}}, \sigma_{\phi,ns} = \sqrt{\frac{\sum_i \Delta\phi_i^2}{N}}$$

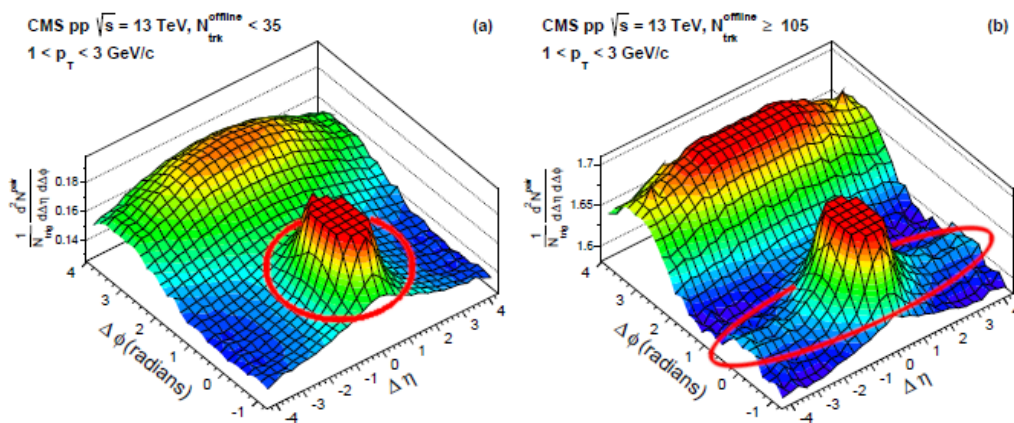
kao mjeru proširenja korelacijske funkcije u različitim smjerovima. Suma ide po svim parovima čestica koji se nalaze na near-sideu, tj. za koje vrijedi $|\Delta\phi| < \pi/2$ s obzirom da se struktura koja je zanimljiva nalazi na near-sideu. Potom iz ovih varijabli definiramo ekscentricitet kao

$$e = \frac{\sigma_{\eta,ns}}{\sigma_{\phi,ns}}.$$

Ova je veličina relativno apstraktna, no lako je vidjeti što se očekuje pri traženju ridge-a. Ako uzmemo kao najjednostavniji model near-side raspodjele dvodimenzionalnu normalnu distribuciju,

$$R(\Delta\eta, \Delta\phi) = C \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{\Delta\eta^2}{\sigma_\eta^2} + \frac{\Delta\phi^2}{\sigma_\phi^2} \right) \right)$$

varijabla e bi onda opisivala izduženost raspodjele u različitim smjerovima. Ova je ideja prikazana na slici 4.4. Zamislamo da pokušamo modelirati doprinose određenom događaju ovakvom raspodjelom. Ako u događaju dominira hadronizacija i jetovi, to bi najlakše bilo postići kružnim oblikom standardne devijacije. Zaista, većina algoritama za rekonstrukciju jetova ih modelira krugom u (η, ϕ) prostoru [4]. S druge strane, događaji koji doprinose ridge-u bili bi puno bolje opisani elipsom. Naravno stvarne near-side raspodjele su mnogo kompliciranije, ali razumna je hipoteza da bi ridge-u trebali doprinijeti događaji za koje vrijedi $e > 1$. Također, prednost ovakve definicije je da je ona neovisna o multiplicitetu događaja dok god je taj multiplicitet dovoljno velik da varijabla ima statističko značenje.

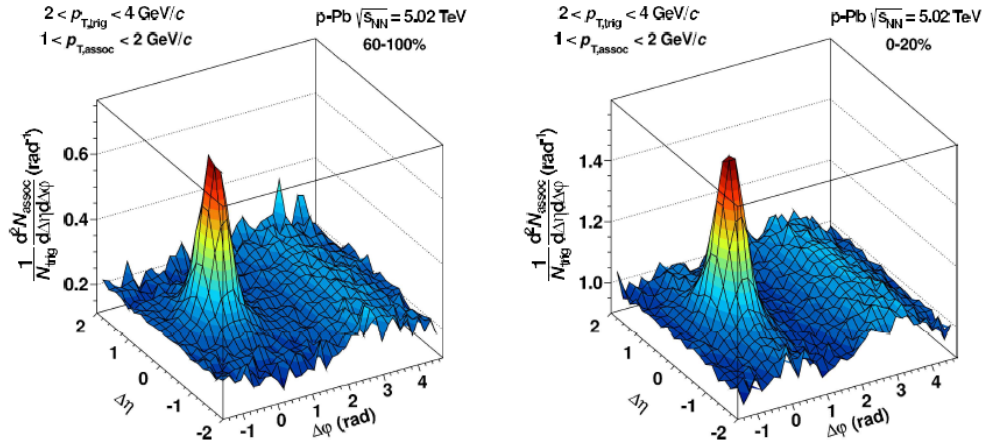


Slika 4.4: Očekivani oblik događaja za različite strukture. Lijevo: doprinos hadronizacije ima približno kružni oblik, desno: ridge koji je više izdužen u $\Delta\eta$.

Ridge se jasno vidi tek za velike vrijednosti $\Delta\eta$ i stoga su ovakve analize veoma ovisne o prihvatu detektora koji se koristi. Tako je u CMS i ATLAS rezultatima za pp i pPb te $|\Delta\eta| < 4$ [15] [16] on jasno vidljiv dok npr. ALICE podaci za $|\Delta\eta| < 2$ [11] ne pokazuju očiti ridge, već je njegovo postojanje potrebno dokazati dodatnom integracijom po near-sideu. Zato se radi na otkrivanju metoda kojima bi se ovakve korelacije odvojile od drugih efekata koji se pojavljuju blizu sredine near-side raspodjele i time se olakšalo istraživanje.

4.2 Obrada podataka

U analizi je korišten uzorak od oko $5.5 \cdot 10^6$ događaja prikupljenih u pp sudarima na LHC-u 2010 pri $\sqrt{s} = 7$ TeV te uzorak od približno $1.2 \cdot 10^5$ PbPb sudara pri $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV iz 2015. Pri odabiru uzorka za svaki događaj se zahtijevalo da leži



Slika 4.5: ALICE rezultati za pPb sudare. Iako je moguće dokazati postojanje ridge-a on nije jasno vidljiv u ovom rasponu pseudorapiditeta [11].

unutar 10 cm od središta interakcije po z-osi detektora. Također, prihvaćaju se samo čestice koje se nalaze unutar $|\eta| < 1.1$, tj. u prihvatitvu TPC-a.

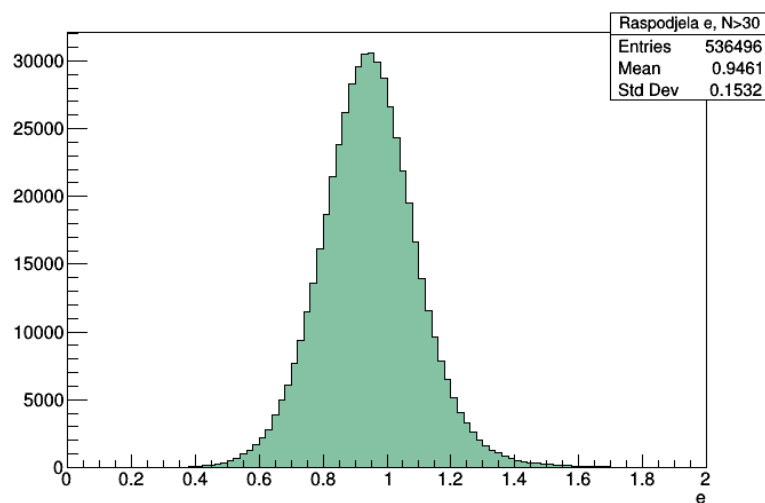
Kod obrade podataka se koristi besplatni programski paket ROOT, baziran na C++-u. Koristi se ROOT objekt za pohranu TTree, posebno optimiziran za brzi pristup velikom broju podataka potrebnom u čestičnoj fizici. Osnovni podaci koji su potrebni su p_T , ϕ i η čestice. Oni su spremljeni u objekt AliCFParticle, a svi takvi objekti u određenom događaju se nalaze u nizu TClonesArray. Svakom događaju u TTree-u odgovara jedan ovakav niz, uz druge relevantne varijable, kao što su položaj događaja, broj naboja u TPC-u itd., RMS vrijednosti $\Delta\phi$ i $\Delta\eta$ su iz tih podataka izračunate za sve događaje i spremljene u poseban TTree.

Za računanje signalne raspodjele se koristi jednostavna dvostruka petlja po svim česticama; prva petlja bira trigger, a druga associated čestice. Parovi čestica koji prolaze selekciju se spremaju u dvodimenzionalni histogram koji se na kraju normira ukupnim brojem trigger čestica kako je opisano u poglavlju 4.1. Pri računanju pozadine se prvo koristi posebna funkcija koja prolazi kroz sve događaje kako bi se primijenili odabrani rezovi. Potom se iz tog filtriranog popisa događaja čestice koreliraju kao što je i prije opisano s tim da se u drugoj petlji uzima čestica iz drugog, nasumično odabranog događaja. Kako bi se ovaj proces ubrzao, nasumičan odabir se radi samo unutar 20 događaja od trenutnog. Konačna pozadinska raspodjela se normira tako da je njena maksimalna vrijednost jednaka 1.

5 Rezultati

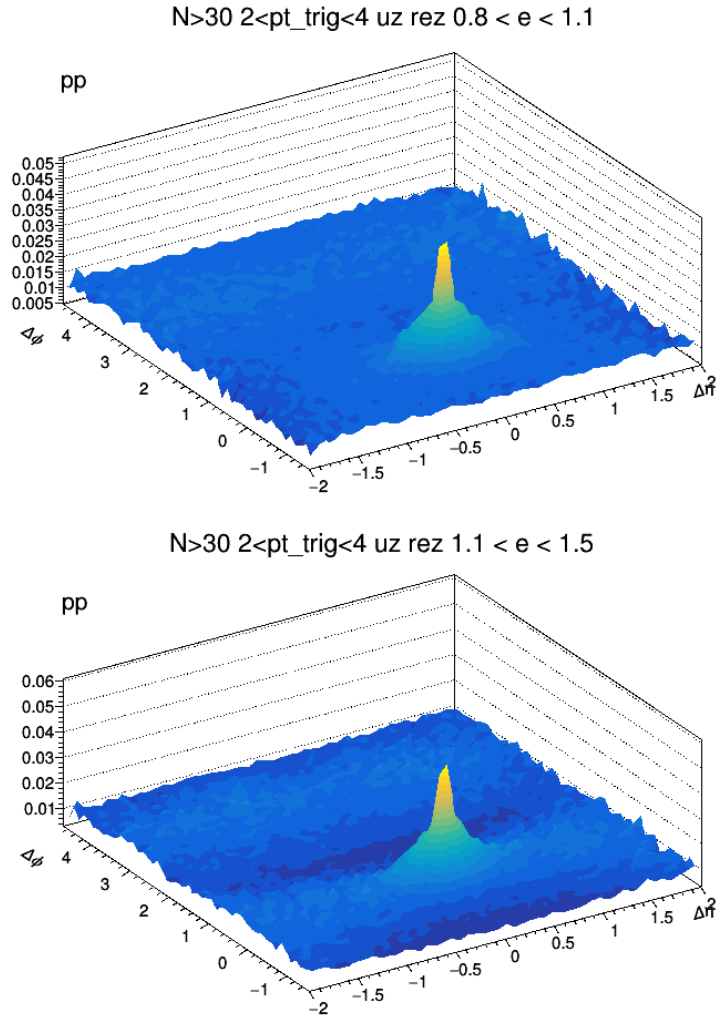
5.1 Sudari protona

Distribucija vrijednosti varijable e za $N > 30$ u pp sudarima dana je na slici 5.1. Kako je opisano ranije, ovakav rez na multiplicitet je potreban da bi RMS vrijednosti imale statistički značaj; za male vrijednosti N ova raspodjela postaje veoma široka i teže je iz nje donositi zaključke. Vidljiv je oblik koji približno odgovara normalnoj raspodjeli centriranoj oko 0.95 s standardnom devijacijom 0.15.



Slika 5.1: Raspodjela ekcentriciteta za događaje s više od 30 traka u pp sudarima.

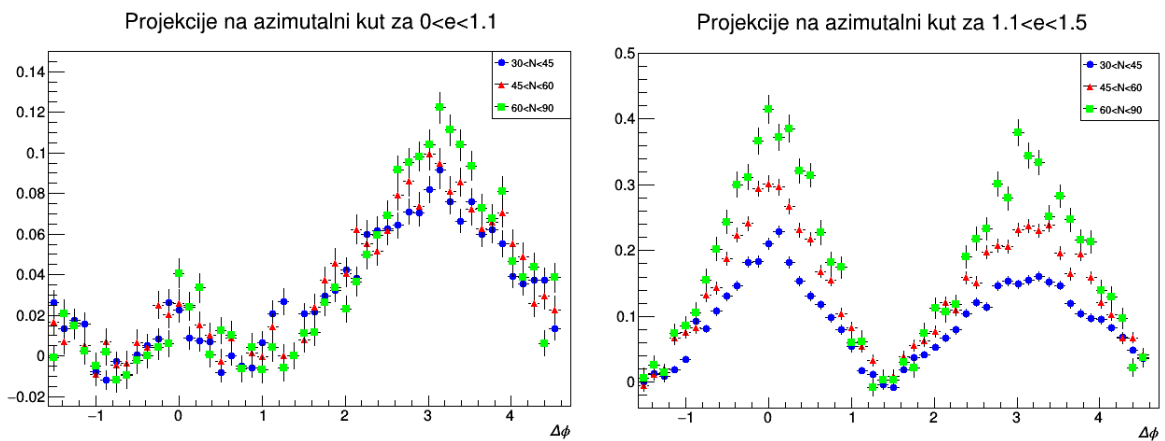
Iz raspodjele su izdvojene klase događaja $0.4 < e < 0.8$, $0.8 < e < 1.1$ te $1.1 < e < 1.5$. Uz rez na $N > 30$ izgrađene su korelacijske funkcije za ove 3 klase događaja. Funkcije su dane na slikama. Za najveći e vidljiv je jasan ridge, kakvog je inače teško opaziti na ovako kratkim udaljenostima u pseudorapiditetu, dok ostale klase ne pokazuju zanimljive strukture osim vrha uzrokovanog jetovima. Razlika u odnosu na poznate raspodjele je da se ridge opažen ovdje širi pri rubovima raspodjele. Također korelacijske funkcije nisu glatke i vidljiv je mali prijelaz između near side-a i far side-a koji se pojavljuje zbog reza na near side u definiciji ekscentriciteta. Ovo su samo kvalitativna opažanja, ali rezultati su obećavajući i ukazuju na moguću korisnost ove metode.



Slika 5.2: Korelacijske funkcije za srednju i visoku klasu ekscentriciteta .Općenita struktura pod a) je ista kao i u minimum bias sudarima dok u b) vidimo jasan near side ridge.

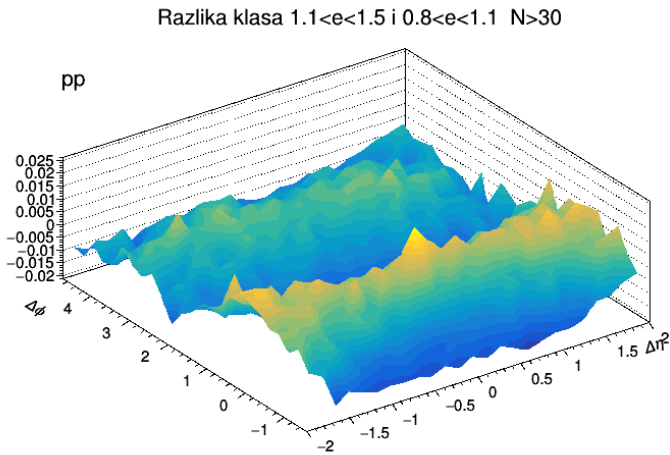
U svrhu detaljnije analize događaji su podijeljeni u 3 klase po broju rekonstruiranih traka N . Kako je otprije poznato da ridge raste s multiplicitetom ovime se može ispitati korelacija ridge-a s varijablom e . Da bi se kvantitativno izmjerio ovaj doprinos koristi se Zero-yield-at-minimum (ZYAM) metoda zasnovana na pretpostavci da su za minimum raspodjele u $\Delta\phi$ korelacije jednake nuli [10]. Taj minimum se onda može shvatiti kao pozadina i oduzeti od ostatka raspodjele. Integriramo po $\Delta\eta$, isključujući središnji vrh, tj. u regiji $|\Delta\eta| > 0.8$ i time preostaje raspodjela u $\Delta\phi$, od koje oduzimamo minimalnu vrijednost. Minimum je ovdje dobiven usrednjavanjem po tri vrijednosti oko $\Delta\phi \approx 1.3$.

Dobiveni rezultati su prikazani na slici 5.3 i zaista pokazuju očekivanu ovisnost. Za $0 < e < 1.1$ doprinos na near side iščezava osim malog vrha oko $\Delta\phi = 0$ i projekcije su jednake unutar grešaka nakon oduzimanja minimuma. U poznatim analizama je zaključeno da je doprinos od hadronizacije približno neovisan o multiplicitetu [11]. Ovakav je rezultat onda konzistentan s hipotezom da tom klasom događaja dominiraju jetovi. S druge strane za $1.1 < e < 1.5$ vidljive su dugodosežne korelacije na obje strane raspodjele. One su približno jednake i povećavaju se s multiplicitetom, što je točno ponašanje kakvo se očekuje od ridge efekta. Ipak, ove projekcije nemaju poznati kosinusni oblik, već je na bliskoj strani vidljiv jasan vrh kao i spomenuti diskontinuitet blizu $\Delta\phi \approx \pi/2$. Ovo je možda posljedica nedovoljne statistike, ali vjerojatnije je da se tu odražava nesavršenost metode te da postoje dodatni doprinosi koje navedeni rezovi selektiraju.



Slika 5.3: Azimutalne raspodjele za različite ekscentricitete i multiplicitete, dobivene integracijom po $|\eta| > 0.8$ i oduzimanjem minimuma. a) Ne vidi se značajna ovisnost o N , near side raspodjela ima vrh, ali mnogo manji od far side strukture. b) Raspodjela raste porastom N i slične je veličine s obje strane minimuma.

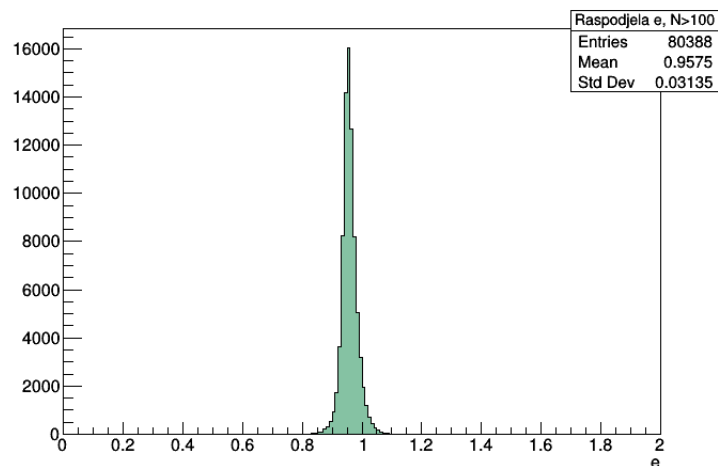
Na kraju, još jedan zanimljiv rezultat se može dobiti oduzimanjem funkcija za klase $1.1 < e < 1.5$ i $0.8 < e < 1.1$. Ovakav postupak je opravdan jer, kako je ranije opisano, parovi u raspodjelu ulaze ravnopravno bez ovisnosti o konkretnom događaju. Nakon oduzimanja dobije se struktura u obliku dvostrukog grebena dana na slici 5.4. Ova raspodjela kvalitativno nalikuje poznatom rezultatu pronađenom u pPb sudarima [11] za različite multiplicitete. Razlikuje se u tome što azimutalne raspodjele ponovno ne pokazuju pravilan kosinusni oblik te u činjenici da dvije strane nisu sasvim simetrične. Ipak, ovo je mogući put za daljnje istraživanje uz unaprijeđenje metode.



Slika 5.4: Razlika raspodjela najviše i srednje klase ekscentriciteta. Doprinosi jetova se većinom skrate i preostaje samo manji vrh. Vidljiv je ridge na obje strane, na near side je on po iznosu veći.

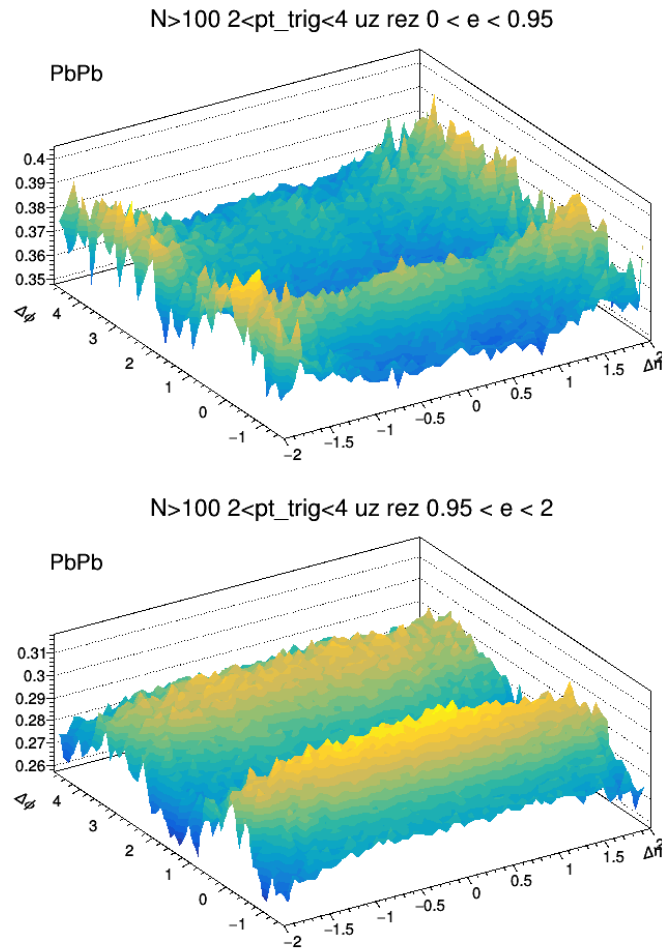
5.2 Sudari olova

Isti postupak je napravljen u PbPb sudarima. Kako je multiplicitet ovdje puno veći ($\langle N \rangle \approx 500$) rez je postavljen na $N > 100$. Raspodjela ekscentriciteta na slici 5.5 je sličnog oblika kao za pp sudare i približno jednake srednje vrijednosti, ali ipak znatno uža kao posljedica većeg multipliciteta u ovakvim sudarima. Može se zaključiti da oblik događaja mjeren na ovakav način ne ovisi značajno o vrsti sudara.



Slika 5.5: Distribucija e za $N > 100$ u PbPb sudarima, oblik ponovno odgovara Gaussianu centriranom oko 0.95, ali uz manju standardnu devijaciju.

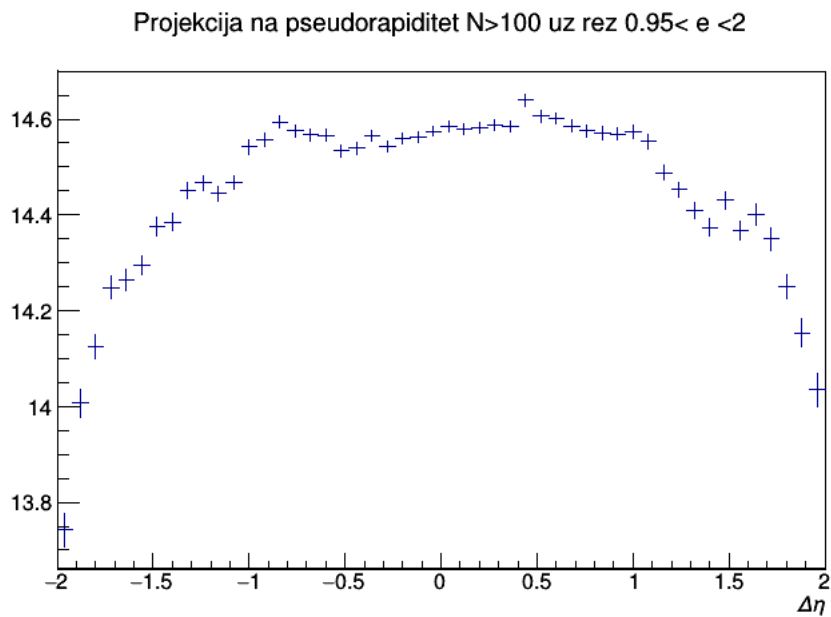
U ovom uzorku su događaji podijeljeni u dvije klase, $0 < e < 0.95$, te $0.95 < e < 2$, tj. ispod i iznad srednje vrijednosti. Dobivene korelacijske funkcije su dane na slikama. Klasa $e < 0.95$ ima neočekivan oblik; u sudarima teških iona jetovi nemaju



Slika 5.6: Korelacijske funkcije za dvije klase ekscentriciteta u PbPb sudarima.

toliki utjecaj kao u pp sudarima, ali je svejedno teško objasniti ovakvu raspodjelu. Nema značajnog vrha oko $(0,0)$, a vidljiv je ridge koji se povećava pri krajevima raspodjele. Ovo je u suprotnosti sa rezultatima sudara protona u kojima je ridge potisnut za niske ekscentricitete. S druge strane klasa $e > 0.95$ pokazuje veliki ridge i far side strukturu sličnog oblika što je u skladu s pp sudarima. Također, vidljiv je pad funkcije pri krajevima raspodjele. Objašnjenje za ovo je da se tu očituje manja učinkovitost detektora za velike vrijednosti $|\eta|$.

Ipak ponovno nije vidljiv vrh u sredini raspodjele. Činjenica da taj doprinos nije pronađen ni u jednoj od klasa ukazuje na problem jer je on dobiven u svim poznatim rezultatima, neovisno o veličini ridge-a. Uzevši u obzir i neobičnu raspodjelu za $0 < e < 0.95$, najjednostavniji je zaključak da prikupljena statistika od $\approx 10^5$ događaja nije dovoljna da bi dobili reprezentativne rezultate u PbPb sudarima. S obzirom da je u sudarima teških iona konačno stanje znatno složenije od onog u pp sudarima, ovako jednostavna metoda vjerojatno ne bi dala toliko dobre rezultate kao u pp, no to bi ipak trebalo provjeriti detaljnijom analizom.



Slika 5.7: Projekcija funkcije na $\Delta\eta$, vidljiv je pad pri rubovima kao posljedica slabije učinkovitosti detektora.

6 Zaključak

Konstruirane su korelacijske funkcije iz podataka dobivenih u sudarima protona te sudarima olova u svrhu izučavanja ridge fenomena. Uvedena je nova varijabla oblika događaja, ekscentricitet, u nadi da se njome ridge može odvojiti od drugih near side efekata kao što je npr. hadronizacija. Pokazano je da su raspodjele ekscentriciteta za pp i PbPb sudare slične te su izračunate korelacijske funkcije za različite rezove u e te N .

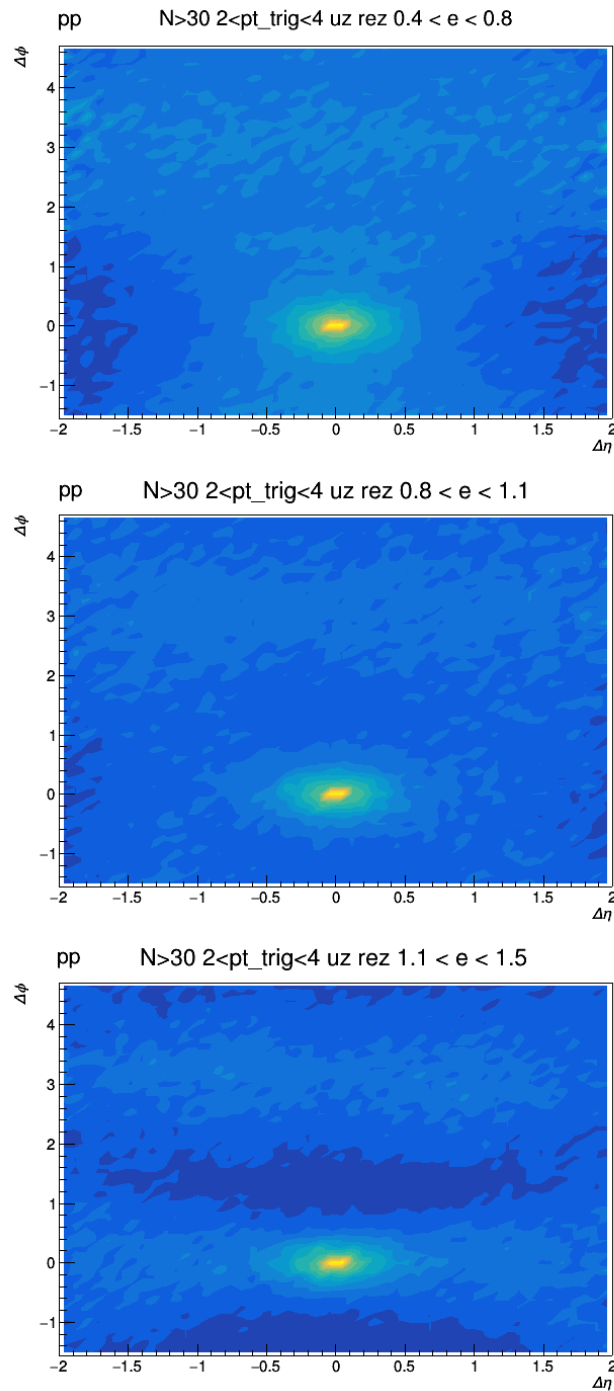
U pp sudarima se može zaključiti da metoda dobro odvaja ridge od središnje raspodjele s obzirom da je poznata veza multipliciteta i ridge-a replicirana samo za određene vrijednosti ekscentriciteta. S druge strane, PbPb rezultate nije tako lako interpretirati, uzrok ovoga je vjerojatno nedovoljna statistika.

Sve u svemu rezultati su ohrabrujući i i podržavaju hipotezu da događaji većeg ekscentriciteta u velikoj mjeri doprinose ridge korelaciji u pp sudarima. Ekscentricitet je varijabla koja je zasnovana na konačnom stanju i teško ju je direktno povezati s nekom fizikalnom veličinom rano u sudaru pa stoga iz ovih rezultata nije moguće donositi zaključke o teorijskom objašnjenju ridge-a. Korist ove varijable je onda većinom u selekciji događaja i moguća primjena bi bila u npr. klasifikaciji pomoću strojnog učenja.

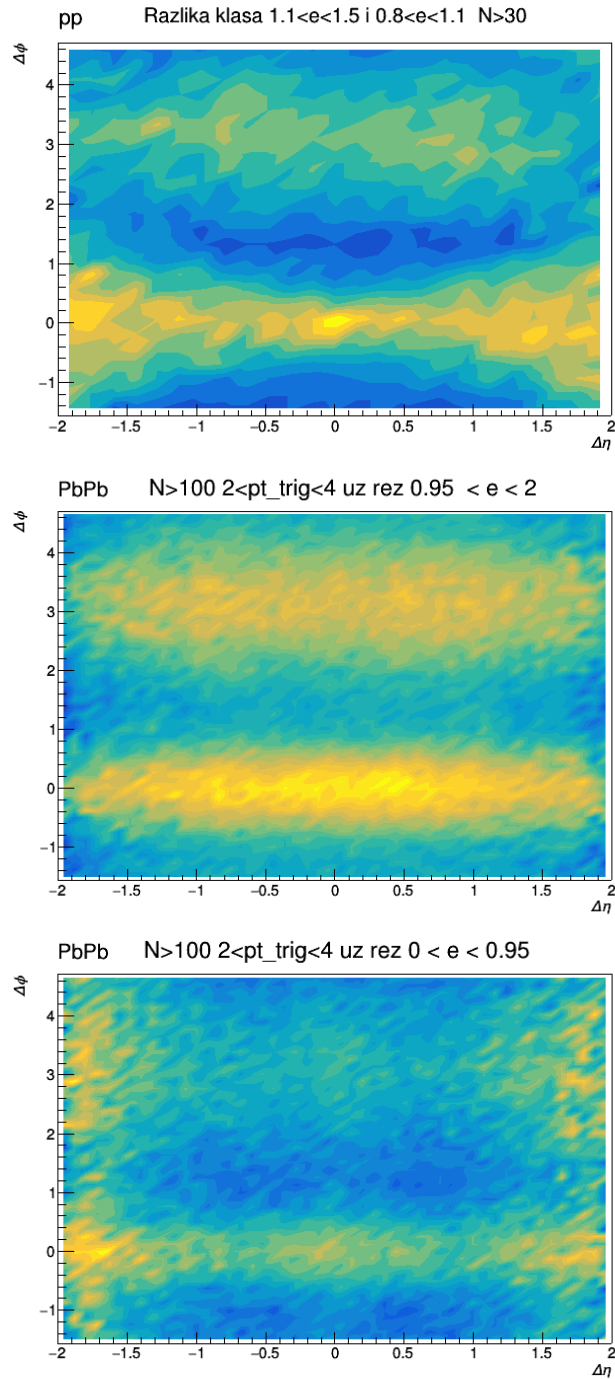
Pokazano je da je ekscentricitet većinom neovisan o vrsti sudara. Ipak, veća mogućnost primjene se nalazi u pp ili pPb sudarima s obzirom da su to sudari u kojima ridge fenomen nije sasvim razjašnjen te ga je u njima i teže pronaći. Analiza s većom statistikom te ispitivanjem na simulacijama bi se moglo bolje razjasniti koje su prednosti i nedostaci ovakve metode kao i sistemske greške koje u ovom radu nisu dane. U konačnici bi sofisticiraniji način selekcije događaja trebalo razviti u kombinaciji s ostalim varijablama oblika događaja.

Dodaci

Dodatak A Korelacijske funkcije



Slika A.1: Konturni prikaz rezultata



Slika A.2: Konturni prikaz rezultata

Dodatak B ROOT kod za analizu

```
#include "Alif.h"
#include "AliVParticle.cxx"
#include "AliCFParticle.cxx"
#include <cmath>

// Funkcija koja konstruira signalnu raspodjelu,
// za pozadinsku je kod identičan uz nasumično miješanje događaja

TFile *f=TFile::Open("AnalysisResults_10d_126432_nsc.root");
TDirectoryFile *dir= (TDirectoryFile *)f->Get("CorrelationTree");
TTree *tr= (TTree *)dir->Get("events");
TFile g("dev_ns.root","read");
TTree *Tdev_ns=(TTree*)g.Get("dev_ns");

TH2F *hist= new TH2F("Signal uz rez na eta","",50,-2,2,50,-TMath::Pi()/2
,3*TMath::Pi()/2);

#include "Corr.c"
#define N_ev 5560000
void sig(float cut1,float cut2, long N_min=0,long N_max=5000){

    TClonesArray *ftracks = new TClonesArray("AliCFParticle",100);
    double dev_eta=0,dev_phi=0,p_t=0;
    tr->AddFriend(Tdev_ns);
    tr->GetListOfFriends()->Print();
    tr->SetBranchAddress("tracks",&ftracks);
    tr->SetBranchAddress("dev_eta_ns",&dev_eta);
    tr->SetBranchAddress("dev_phi_ns",&dev_phi);

    AliCFParticle *al1,*al2;
    long N=tr->GetEntries();
    cout <<"Broj eventova je " << N << endl;
    long N_trig=0, N_trig_cut=0;
    long obr_ev=0;

    //Petlja po eventovima
    for (int i=0;i<N_ev;i++){
        if (i%\100000 == 0) cout <<"Dogadaj broj "<< i << endl;
```

```

tr->GetEntry(i);
if (ftracks->GetEntriesFast()<=N_min || ftracks->GetEntriesFast()>N_max) continue;
if (dev_eta/dev_phi < cut1 || dev_eta/dev_phi>cut2)
    continue;
long N_tr=ftracks->GetEntriesFast();
obr_ev++;
int N_par_near=0,k_par=0;
int n_par=0;

for (int j=0;j<N_tr;j++){
    //Petlja po triggerima u eventu
    al1=(AliCFParticle *)ftracks->UncheckedAt(j);
    p_t=al1->Pt();
    if (2<p_t && p_t<4) N_trig++;
        else continue;
    for (int k=0; k<N_tr ;k++){
        //Petlja po associated cesticama
        al2=(AliCFParticle *)ftracks->UncheckedAt(k);
        if (1<al2->Pt() && al2->Pt()<2)
            hist->Fill(delta_eta(al1,al2),
                delta_phi(al1,al2));
        }
    }
} // Kraj petlje po trakama u eventu
} // Kraj petlje po eventovima

cout << N_trig <<" " << obr_ev<<" "<<N_trig_cut << endl;

auto ime="Signal "+ to_string(cut1)+"<e"<to_string(cut2);
auto naslov="N"> +to_string(N_min)+" 2<pt_trig<4 uz rez "
    + to_string(cut1)+"< e <"> + to_string(cut2);
hist->Scale(1.0/N_trig);
hist->SetNameTitle(ime.c_str(),naslov.c_str());
hist->SetOption("Surf2");
hist->GetXaxis()->SetTitle("\\Delta \\eta");
hist->GetYaxis()->SetTitle("\\Delta \\phi");
hist->SetStats(true);

TFile devfile("Rez_e_klase_mb_novo.root","update");
hist->Write();
devfile.Close();
}

```

```

#include "rms.c"
void devijacije_mb(int N_min=0, int N_max=10000){

    TClonesArray *ftracks = new TClonesArray("AliCFParticle",100);
    tr->SetBranchAddress("tracks",&ftracks);
    AliCFParticle *al1,*al2;

    long N=tr->GetEntries();
    cout <<"Broj eventova je " << N << endl;

    double dev_eta=-1,dev_phi=-1,p_t=0;
    double ar_eta[20000];
    double ar_phi[20000];
    long N_trig=0;
    long N_assoc=0;
    long obr_ev=0;
    TRandom3 rnd;

    TTree *devtree= new TTree("dev_ns_mb","devijacije");
    devtree->Branch("dev_eta_ns_mb",&dev_eta,"dev_eta/D");
    devtree->Branch("dev_phi_ns_mb",&dev_phi,"dev_phi/D");

    //Petlja po eventovima
    //Trazim deta i dphi za sve cestice
    for (int i=0;i<N_ev;i++){

        if (i\%50000 == 0) cout <<"Dogadaj broj " << i << endl;
        tr->GetEntry(i);

        if (ftracks->GetEntriesFast()<N_min ||
ftracks->GetEntriesFast()>N_max) continue;
        long N_tr=ftracks->GetEntriesFast();

        for (int j=0;j<20000;j++){
            ar_phi[j]=-1;
            ar_eta[j]=-1;
        }
    }
}

```

```

int N_par=0,k_par=0;
int trigcount=0;

for (int j=0;j<N_tr;j++){

    a1=(AliCFParticle *)ftracks->UncheckedAt(j);
    p_t=a1->Pt();
    N_trig++;

    for (int k=0; k<N_tr ;k++){
        a2=(AliCFParticle *)ftracks->UncheckedAt(k);
        if (p_t>a2->Pt() && abs(delta_phi(a1,a2))
            <TMath::Pi()/2){
            ar_eta[k_par]=delta_eta(a1,a2);
            ar_phi[k_par]=delta_phi(a1,a2);
            k_par++;
        }
    }
} // Kraj petlje po trakama u eventu

N_par=k_par;

// Ako ima cestica trazim RMS i ubacujem u tree

if (ar_eta[0]!=-1){
    dev_eta=rms(ar_eta,N_par);
    dev_phi=rms(ar_phi,N_par);
    if (dev_eta<0 || dev_phi<0)
        cout<< dev_eta<<" "<<dev_phi<<endl;
}
else
    dev_eta = dev_phi=-1;
devtree->Fill();
} // Kraj petlje po eventovima
cout << N_trig << endl;
devtree->Write();
g.Close();
}
}

```

```

double inline delta_phi(AliCFParticle *p1, AliCFParticle *p2){
    double d_phi=p1->Phi()-p2->Phi();

    if (d_phi<-TMath::Pi()/2)      d_phi+= 2*TMath::Pi();
    if (d_phi>3*TMath::Pi()/2)    d_phi-= 2*TMath::Pi();

    return d_phi;
}

double inline delta_eta(AliCFParticle *p1, AliCFParticle *p2){
    double d_eta=p1->Eta()-p2->Eta();
    return d_eta;
}

int inline Corr(TH2F* hist,AliCFParticle *p1, AliCFParticle *p2){

    if (p1==p2) cout<< "Greska - korelacija dvije iste cestice "<<endl;

    return hist->Fill(delta_eta(p1,p2),delta_phi(p1,p2));

}

```

Literatura

- [1] Thomson, Mark. Modern Particle Physics, Cambridge: Cambridge University Press 2013.
- [2] Skands, P., Introduction to QCD, arXiv:1207.2389 2012.
- [3] Recksiegel S., Sumino Y., Comparing the QCD potential in Perturbative QCD and Lattice QCD at large distances, Eur.Phys.J. C31 (2003) str. 187-196.
- [4] Shelton J., TASI lectures on jet substructure arXiv:1302.0260, 2013.
- [5] Pasechnik, R., Šumbera M. Phenomenological Review on Quark–Gluon Plasma: Concepts vs. Observations, Universe 3(1) (2017).
- [6] Galli, D., Quark-Gluon Plasma: from accelerator experiments to early Universe 11th Rencontres du Vietnam : Cosmology: 50 years after CMB discovery 2015. arXiv:1510.04200
- [7] Braun-Munzinger P., Stachel J. The quest for quark gluon plasma, Nature 448(7151) (2007) str. 302-309.
- [8] ALICE kolaboracija, Harmonic decomposition of two-particle angular correlations in Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ TeV, Phys. Lett. B708 (2012) str. 249-264.
- [9] Li,W. Observation of a “Ridge” correlation structure in high multiplicity proton-proton collisions: A brief review, Mod. Phys. Lett. A 27.19, (2012).
- [10] Ajitanand, N. N. et al., Decomposition of harmonic and jet contributions to particle-pair correlations at ultrarelativistic energies, Phys. Rev. C 72, (2005) 011902.
- [11] ALICE kolaboracija, Long-range angular correlations on the near and away side in p–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=5.02$ TeV, Phys.Lett. B719 (2013) str. 29-41.
- [12] LHC facts and figures, <https://home.cern/resources/faqs/facts-and-figures-about-lhc> 20.9.2019.
- [13] ALICE kolaboracija, aliceinfo.cern.ch 19.9.2019.

- [14] Leo, W.R. Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, A How-to Approach, Second Revised Edition, New York: Springer-Verlag Berlin Heidelberg 1994.
- [15] CMS kolaboracija, Measurement of long-range near-side two-particle angular correlations in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV, Phys. Rev. Lett. 116, 172302 (2016).
- [16] CMS kolaboracija, Observation of long-range, near-side angular correlations in pPb collisions at the LHC, Phys. Lett. B 718 (2013), str. 795-814.
- [17] Ohlson A., Ridges in p-A and pp collisions, arXiv:1901.00747 2019.
- [18] A. Dumitru et al., The ridge in proton-proton collisions at the LHC, Physics Letters B 697 (2011) str. 21-25.
- [19] CMS kolaboracija, Study of hadronic event-shape variables in multijet final states in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV, J. High Energ. Phys. (2014) 87.