

Reprodukcija i izučavanje fenomena grebena ("ridge") u korelacijama dviju čestica na ALICE detektoru

Jerčić, Marko

Master's thesis / Diplomski rad

2016

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:217:620660>

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

Download date / Datum preuzimanja: **2024-04-28**



Repository / Repozitorij:

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



SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

Marko Jerčić

Reprodukcija i izučavanje fenomena grebena
("ridge") u korelacijama dviju čestica na ALICE
detektoru

Diplomski rad

Zagreb, 2016.

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

SMJER: ISTRAŽIVAČKI

Marko Jerčić

Diplomski rad

**Reprodukcija i izučavanje fenomena
grebena ("ridge") u korelacijama
dviju čestica na ALICE detektoru**

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

Ocjena diplomskog rada: _____

Povjerenstvo: 1. _____

2. _____

3. _____

Datum polaganja: _____

Zagreb, 2016.

Zahvaljujem se mentoru doc.dr.sc.Nikoli Poljaku na uloženom vremenu i aktivnom sudjelovanju u izradi ovog diplomskog rada.
Hvala dr.sc.Goranu Simatoviću na korisnim savjetima.
Posebna zahvala Filipu Erhardt, mag. phys. na pomoći u reprodukciji i obradi rezultata korištenih u diplomskom radu.

Sažetak

Korelacije dviju čestica pokazale su se kao koristan alat za analizu mehanizama proizvodnje čestica te kolektivnih ponašanja u visokoenergetskim sudarima. Prijašnja mjerenja ukazala su na pojavu zanimljivih grebenastih struktura u korelacijskim funkcijama koje bi mogle biti indikator za pojavu kvarkovsko-gluonske plazme. U diplomskom radu analizirane su dvočestične korelacije na proton-proton sudarima opaženima ALICE detektorom. Analiza je učinjena na način da se koristeći transversalni sfericitet uvedu rezovi na oblik događaja kako bi se uklonila pozadina tvrdih mlazolikih događaja. Cilj istraživanja proučavanje je načina na koji transversalni sfericitet utječe na korelacijske funkcije i strukture koje se u njima pojavljuju. Mjerenja su reproducirala poznate strukture, međutim opažena je i pojava novih struktura na visoko sferičnim događajima.

The reproduction and study of the ridge phenomenon in two-particle correlations with the ALICE detector

Abstract

Two particle correlations have been shown to be a useful tool for analysing particle production mechanisms and collective behaviours in high energy collisions. Past measurements have indicated the presence of an interesting "ridge-like" structure in these correlation functions which could be an indicator of the formation of quark-gluon plasma. In this thesis, two-particle correlations in proton-proton collisions measured by the ALICE detector will be analysed. The analysis have been done by using cuts on transverse sphericity, which is an event shape variable, to remove the background from jet-like events. The goal of the thesis is to study the way that transverse sphericity affects the correlation function and its structures. Measurements have reproduced known structures, however some new structures have emerged in high sphericity events.

Sadržaj

1	Uvod	1
2	Teorijska podloga	3
2.1	Jaka interakcija i Kvantna kromodinamika (QCD)	3
2.2	Kvarkovsko-gluonska plazma (QGP)	4
2.3	QGP u sudarima teških iona	5
2.3.1	Direktni fotoni	6
2.3.2	Potisnuće čestica visoke transversalne količine gibanja (p_T)	6
2.3.3	Jet quenching	7
2.3.4	Potisnuće kvarkonija	7
2.3.5	Pojačana detekcija stranih hadrona	7
2.3.6	Tok (flow)	7
2.4	Dvočestična korelacijska funkcija	8
2.4.1	Koordinatni sustav	9
2.4.2	Definicija	9
2.4.3	Karakteristične strukture	10
2.5	Transverzalni sfericitet S_T	11
3	Eksperimentalni postav	13
3.1	Veliki hadronski sudarivač (LHC) na CERN-u	13
3.1.1	LHC ubrzivač čestica	13
3.1.2	Eksperimenti na LHC-u	14
3.2	ALICE	15
3.2.1	Inner Tracking System (ITS)	16
3.2.2	Time Projection Chamber (TPC)	17
3.2.3	Time Of Flight (TOF)	18
3.2.4	Kombinirana identifikacija čestica	19
3.2.5	VZERO detektori	20
4	Analiza podataka	21
5	Rezultati	22
5.1	Pt-spektar	23
5.2	Korelacijske funkcije za različite intervale transversalnog sfericiteta (S_T)	25
6	Zaključak	31
	Dodaci	32
A	Kôd za reprodukciju korelacijske funkcije	32

1 Uvod

Teorija koja opisuje interakciju između kvarkova i gluona naziva se kvantna kromodinamika. Jedno od najvažnijih svojstava te teorije je asimptotska sloboda koja uzrokuje da interakcija među česticama postaje asimptotski slabija povećanjem energije te smanjenjem udaljenosti među njima. Kao posljedica toga pretpostavljeno je novo stanje materije ekstremno visoke temperature ili gustoće koje bi bilo sastavljeno od asimptotski slobodnih kvarkova i gluona. Takvo stanje nazivamo kvarkovsko-gluonska plazma (QGP). Smatra se da je QGP bilo prevladavajuće stanje u razdoblju do nekoliko milisekundi nakon Velikog praska [1]. Proučavanje QGP i njenih svojstava iznimno je važno za razumijevanje ranog svemira kao i za razumijevanje temeljnih aspekata kvantne kromodinamike.

Da bi postigli uvjete potrebne za stvaranje kvarkovsko-gluonske plazme veliki eksperimenti poput LHC-a (Large Hadron Collider) na CERN-u (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) i RHIC-a (Relativistic Heavy Ion Collider) na BNL-u (Brookhaven National Laboratory) sudaraju teške ione pri ultra-relativističkim brzinama. Nakon što se navedeni sudari dogode stvori se "vatrena kugla" koja ima dovoljnu temperaturu (dovoljno visoka energija) i pritisak (dovoljno mala udaljenost među česticama) da se stvori QGP. Dobiveno stanje se pod vlastitim tlakom hidrodinamički širi te se ohladi ispod temperature potrebne za formiranje QGP pa se kvarkovi i gluoni ponovo spoje u hadrone. Oni se detektiraju i koriste za indirektno proučavanje kvarkovsko-gluonske plazme.

Sastav i raspodjela hadrona mogu se koristiti za prepoznavanje i analizu svojstava QGP. Trenutni model koji najbolje opisuje QGP je hidrodinamički model koji ju opisuje kao neku vrstu tekućine [2]. Pošto su svi hadroni stvoreni u istoj hidrodinamički ekspanzirajućoj tekućini, proizlazi njihova specifična prostorna koreliranost koja se manifestira kao kutna korelacija među proizvedenim česticama. Dvo-čestične korelacije općenito su se pokazale kao moćan alat za karakterizaciju kvantne kromodinamike. Njihova mjerenja mogu pojasniti osnovne mehanizme proizvodnje čestica te moguća kolektivna ponašanja.

Nedavna mjerenja ALICE (A Large Ion Collider Experiment) i CMS (Compact Muon Solenoid) kolaboracija ukazala su na postojanje grebenastih struktura u dvo-čestičnim korelacijskim funkcijama u Pb-Pb sudarima. O pojavi tih struktura još se uvijek teoretski raspravlja, ali se obično pripisuju interakciji mlazova s QGP, fluktuacijama gustoće početnog stanja te razvoju kolektivnih gibanja u QGP-fazi [3]. Međutim, slične strukture se pojavljuju i u dvo-čestičnim korelacijama u manjim sustavima kao što su sudari p-p ili p-A. Pojava takvih struktura je iznenađujuća jer nije poznato stvara li se uopće QGP u takvim sustavima. Grebenaste strukture u manjim se sustavima pojavljuju samo u događajima s velikim multiplicitetom (broj proizvedenih čestica). To bi moglo značiti da se pri dovoljno visokim energijama te pod određenim uvjetima zaista stvara QGP u manjim sustavima.

Potaknuti otkrićem CMS kolaboracije [4], cilj ovog istraživanja je analiza grebenastih korelacija na najnovijim podacima prikupljenima ALICE detektorom na proton-proton sudarima. Umjesto uobičajenih rezova na multiplicitet koristit će se rezovi na transverzalni sfericitet, varijablu koja opisuje oblik događaja. Analiza bi bila napravljena koristeći CERN-ov programski paket ROOT koji pruža svu funkcionalnost potrebnu za velike obrade podataka. ROOT se može koristiti za pristup podacima prikupljenim ALICE detektorom i za analizirati ih na CERN-ovom Gridu (CERN-ova računalna mreža).

2 Teorijska podloga

Kvantna kromodinamika kao interakcija gluona i kvarkova jedan je od sastavnih dijelova Standardnog modela koji je danas temeljna teorija koja opisuje međudjelovanje materije. U ovom poglavlju pojasnit će se priroda kvantne kromodinamike uz njezina važna svojstva, opisat će se pojava kvarkovsko-gluonske plazme QGP, kolektivna stanja koja se ponašaju po zakonima kvantne kromodinamike, analizirat će se kako se QGP manifestira u današnjim eksperimentima te će se detaljno opisati dvo-čestična angularna korelacijska funkcija kao oruđe u izučavanju QGP u eksperimentima pa tako i u ovom istraživanju.

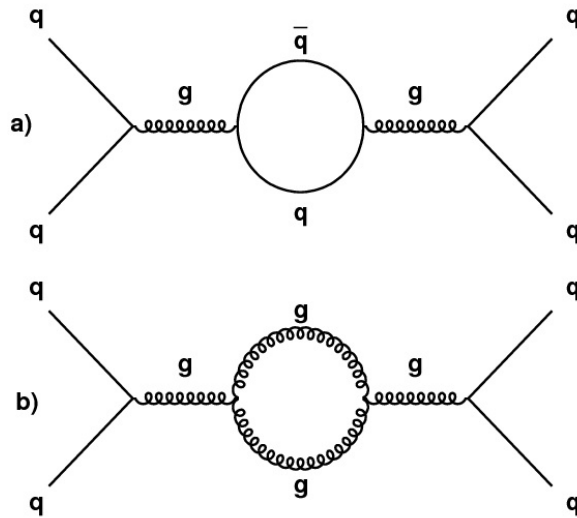
2.1 Jaka interakcija i Kvantna kromodinamika (QCD)

Sila kojom međudjeluju kvarkovi i gluoni unutar jezgri materije naziva se jaka interakcija. Kvarkovi dolaze u 6 *okusa*: gore(u), dolje(d), strani (s), šarm (c), vrh (t) i dno (b) od kojih u, c, t imaju električni naboj $+\frac{2}{3}e$, a d, s, b imaju električni naboj $-\frac{1}{3}e$. Kvarkovi također posjeduju dodatni kvantni broj nazvan *boja* koji može poprimiti tri vrijednosti poznate kao crveno, plavo i zeleno. Antikvarkovi mogu biti anticrveni, antiplavi i antizeleni. Gluoni također imaju boju. No, oni nemaju samo jednu boju nego kombinaciju boje i antiboje. Posljedica toga je da se teorija koja opisuje jaku interakciju zove Kvantna kromodinamika (QCD).

QCD je $SU(3)$ baždarna teorija te samim tim ima 8 gluona kao medijatorskih čestica. Pošto gluoni imaju *boju* mogu međusobno interagirati. Ovdje vidimo razliku u odnosu na QED gdje prenosioc međudjelovanja (foton) nema naboj. Zbog toga Feynmanovi dijagrami u QCD sadrže kvarkovske i gluonske petlje koje se mogu vidjeti na slici 2.1. Kvarkovske petlje uzrokuju *zasjenjenje* naboja koje uzrokuje pojavu slabljenja interakcije na većim udaljenostima, dok gluonske petlje uzrokuju *anti-zasjenjenje* naboja koje uzrokuje jačanje interakcije na većim udaljenostima. U QCD se pokazalo da je *anti-zasjenjenje* dominantno pa tako imamo različito ponašanje u odnosu na QED gdje je interakcija slabija na većim udaljenostima. Režim kvantne kromodinamike povezan s velikom konstantom vezanja nazivamo *zatočenje boje*, dok režim povezan s malom konstantom vezanja zovemo *asimptotska sloboda*.

Posljedica *zatočenja boje* je grupiranje kvarkova u "bezbojne" strukture poznate kao hadroni. Oni mogu biti sustavi od tri kvarka koji se nazivaju barioni, ili mogu biti sustavi kvark-antikvark kada se nazivaju mezoni. Pošto interakcija postaje jača kako razdvajamo kvarkove, u jednom trenutku, na kritičnoj energiji, postaje energetski povoljnije stvoriti novi par kvark-antikvark nego dalje razdvajati kvarkove. Novi kvarkovi zajedno s postojećim tad se vežu u nove hadrone. Kao posljedica, u eksperimentima se mogu detektirati samo hadroni, a ne slobodni kvarkovi.

Koncept *asimptotske slobode* u kvantnoj kromodinamici omogućava primjenu perturbativnih tehnika u teorijskim predviđanjima. Također, kako se radi o maloj kons-



Slika 2.1: Kvarkovska i gluonska petlja

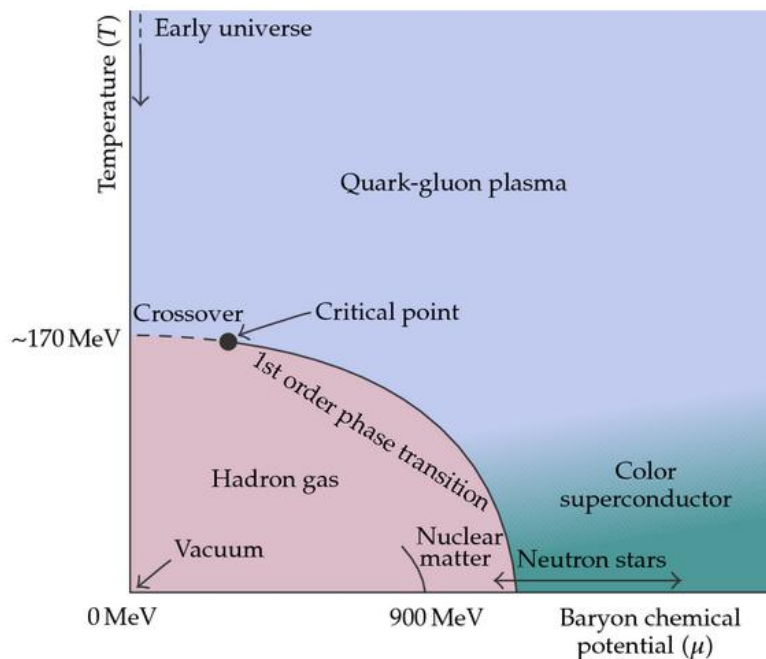
tanti vezanja na visokim energijama i malim udaljenostima pretpostavljeno je da bi se sustav mnoštva kvarkova i gluona visoke temperature i gustoće ponašao kao slabo-interagirajući plin. Takvo stanje se naziva kvarkovsko-gluonska plazma.

2.2 Kvarkovsko-gluonska plazma (QGP)

Ime kvarkovsko-gluonska plazma dolazi iz analogije s elektromagnetskom plazmom disociranih elektrona i iona. Postojanje takvog stanja je potvrđeno u sudarima teških iona na RHIC-u i LHC-u. U tim eksperimentima se pokazalo da se asimptotski slobodni kvarkovi i gluoni ponašaju kao hidrodinamički sustav, pokazujući svojstva gotovo idealne tekućine ekstremno niske viskoznosti.

Danas postoje uvjerljivi dokazi da je prvim trenucima nakon Velikog praska vladala visoka temperatura i gustoća energije. U dovoljno ranim trenucima, temperatura je bila dovoljno visoka ($T > 100$ GeV) da su sve poznate elementarne čestice bile ekstremno relativističke. U tim uvjetima kvarkovi i gluoni su slabo međudjelovali zbog asimptotske slobode te su među ostalim vrstama "plazme" tvorili QGP. Kako se svemir širio i hladio, kvarkovi, antikvarkovi i gluoni se se povezivali u barionsku tvar. Taj prijelaz je vrlo teško objasniti te je predmet mnogih istraživanja. Postavlja se pitanje kakav je taj fazni prijelaz, je li gladak ili postoji diskontinuitet u nekom parametru te pri kojoj energiji ili temperaturi se isti pojavljuje. Proračuni iz Lattice QCD govore da bi kritična temperatura bila $T_c \sim 155 - 175$ MeV, što odgovara kritičnoj gustoći energije od $\epsilon_c \sim 1$ GeV fm⁻³ [6]. Određivanje vrste prijelaza nepouzdanost je s Lattice QCD jer rezultati ovise o parametrima koji se koriste. Na slici 2.2 se može vidjeti fazni dijagram QCD tvari.

Vrsta i red faznog prijelaza su ključni elementi u razumijevanju mehanizma stvaranja čestica u sudarima teških iona. U takvim eksperimentima moguće je izučavati koncepte kvantne kromodinamike koji se odnose na takve prijelaze kao što je spon-



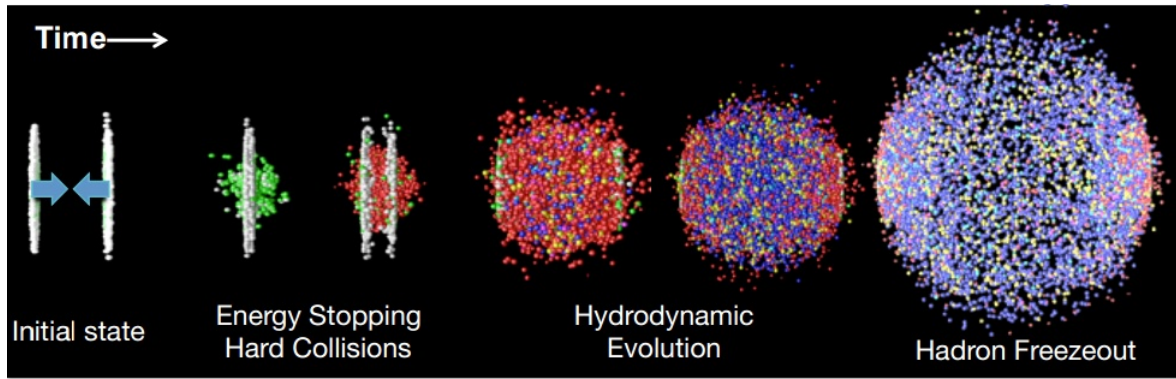
Slika 2.2: Fazni dijagram

tano lomljenje kiralne simetrije. Također, moguće je istraživanje svojstava kvarkovsko-gluonske plazme koji su vrlo važni za razumijevanje fizike ranog svemira.

2.3 QGP u sudarima teških iona

Na visokim energijama na kojima se događaju sudari teških iona nukleoni se zapravo sastoje od mnoštva kvarkova i gluona, jednim imenom partona. Broj gluona uglavnom dominira nad brojem kvarkova. Sastavom kvarkova dominiraju parovi kvark-antikvark koji su nastali vakuumskim fluktuacijama. Ovako veliki broj partona komplicira proračune u teorijskim modelima koji opisuju navedene sudare. Jezgre, kako prolaze jedna kroz drugu, deponiraju energiju u prostoru između njih te stvaraju nakupinu partona, "vatrene kuglu", koja će termalizirati u QGP. Ovaj proces se ne može tretirati perturbativno te se mehanizam stvaranja ili oslobađanja partona u takve nakupine ne razumije u potpunosti. Vrijeme nakon stvaranja "vatrene kugle" dok partoni ne počnu međudjelovati dovoljno da se termaliziraju se naziva *predravnotežna faza*.

Sekundarni sudari partona se događaju nakon sudara jezgri pa se sustav termalizira u QGP. Eksperimenti pokazuju da se QGP ponaša kao gotovo idealna tekućina veoma niske viskoznosti. Termalizirani sustav će ekspandirati prema hidrodinamičkim zakonima zbog gradijenta tlaka između vrućeg, gustog sustava i vakuuma izvana. Kako se sustav širi, temperatura i gustoća energije padaju do kritičnih vrijednosti prijelaza iz QGP u "zatočene" hadronske sustave. Partoni se kombiniraju u mezone s dva, ili u barione s tri kvarka. To se događa na predviđenim vrijednostima od



Slika 2.3: Evolucija sudara teških iona [5]

$T_c \approx 155 - 175 \text{ MeV}$ i $\epsilon_c \approx 1 \text{ GeV fm}^{-3}$. Nastali hadroni i dalje međudjeluju. Mnogi se raspadaju u stabilnije produkte.

Napokon, nakon što se rezonance raspadnu te se prestanu događati neelastični sudari multipliciteti pojedinih hadrona će biti fiksni. Ta pojava se naziva *kemijsko smrzavanje* i događa se nedugo nakon hadronizacije. Temperatura *kemijskog smrzavanja* se razlikuje za različite vrste hadrona te otprilike iznosi $T_{chem} \approx 150 - 160 \text{ MeV}$ [7]. Na kraju se događa *kinetičko smrzavanje* nakon kojeg se hadroni više ne sudaraju ni elastično. Temperatura također varira za različite vrste hadrona te iznosi oko $T_{kin} \approx 100 - 150 \text{ MeV}$ [8]. U eksperimentima se detektiraju hadroni s impulsima koje su imali nakon *kinetičkog smrzavanja*.

Kako QGP unutar sudara teških iona postoji samo oko 10^{-23} s nije ju moguće izravno opaziti. Međutim, QGP ostavlja nekoliko potpisa preko kojih može biti identificirana u eksperimentima. U sljedećim potpoglavljima će biti opisani neki od njih.

2.3.1 Direktni fotoni

Direktni fotoni dolaze iz komptonskog raspršenja kvarkova i gluona te anihilacije parova kvark-antikvark. Ako je QGP formirana u eksperimentu, očekuje se dodatni fotonski signal iz raspršenja termaliziranih partona.

Iz dobivenih podataka može se ekstrapolirati temperatura termaliziranog sustava iz kojeg su emitirani detektirani fotoni. Dobivena temperatura je efektivna i može se značajno razlikovati od prave temperature zbog pojave snažnog radijalnog toka.

2.3.2 Potisnuće čestica visoke transverzalne količine gibanja (p_T)

Transverzalni moment p_T neke čestice predstavlja komponentu momenta koja je okomita na upadni snop. Važnost takve opservable u visokoenergetskim eksperimentima dolazi od toga što paralelnu komponentu momenta neke čestice koja je nastala u sudaru ne možemo odvojiti od momenata čestica preostalih u snopu. Transverzalni moment je uvijek povezan s fizikom koja se dogodila u sudaru.

Visokoenergetski partoni u sudarima gube energiju kako se propagiraju kroz QGP

medij. To se događa zbog mnogobrojnih elastičnih raspršenja s ostalim termaliziranim česticama i zbog radijacije gluona. Gubitak energije pojedinih partona ne može biti izmjereno, ali se može manifestirati u raspodjeli detektiranih hadrona. Često korištena eksperimentalna metoda je usporedba p_T spektra iz jezgra-jezgra te proton-proton sudara.

2.3.3 Jet quenching

Efekt sličan potisnuću visokog p_T . Kad se tvrdo raspršeni parton udaljava iz hadrona u kojem je prethodno postojao, fragmentirat će u mnogo novih hadrona koji zajedno putuju. Takva se struktura naziva mlaz. Učinak na njih će biti sličan učinku na individualne hadrone. Očekuje se potisnuće broja "jetova" visokog transversalnog momenta zbog gubitka energije partona u QGP mediju.

2.3.4 Potisnuće kvarkonija

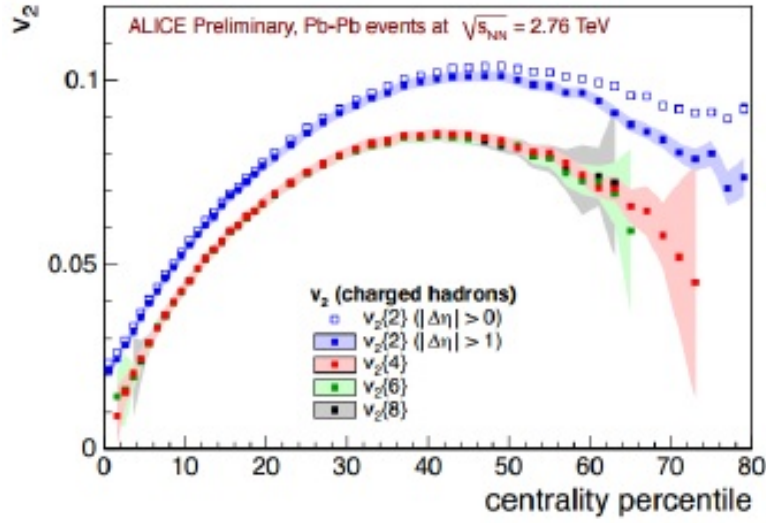
Još jedna metoda proučavanja QGP je analiza vezanih stanja kvark-antikvark. Takvo stanje se naziva kvarkonij. Postoji vezano stanje $c\bar{c}$ koje predstavlja česticu J/ψ (šarmonij). Stanje $b\bar{b}$ predstavlja česticu Υ . QGP, medij sastavljen od nezatočenih nosioca boje, uzrokuje zasjenjenje koje efektivno oslabljuje vezanje između para kvark-antikvark u kvarkoniju. Ako duljina zasjenjenja postane manja nego radijus vezanja $q\bar{q}$ sustava kvarkonij će se raspasti. Kao posljedica toga opaža se manje dokaza postojanja kvarkonija u sudarima teških iona.

2.3.5 Pojačana detekcija stranih hadrona

Nukleoni u sudarima se uglavnom sastoje od u i d kvarkova. Strani kvarkovi s mogu biti stvoreni u čvrstim raspršenjima te je njihova detekcija potisnuta u odnosu na lakše kvarkove u i d . Međutim, u QGP parovi $s\bar{s}$ mogu biti stvoreni fuzijom gluona. Nezatočeni partoni u , d , s i g mogu postići kemijsku ravnotežu što rezultira pojačanom detekcijom stranih hadrona.

2.3.6 Tok (flow)

Još jedan od potpisa QGP je hidrodinamički tok čestica, pogotovo u smjeru okomitom na smjer osi sudara gdje je tok uzrokovan razlikom tlaka u središtu sustava i vakuuma izvan granica sustava. Pojava toka ne garantira činjenicu da je QGP bila prisutna. No, modeli koji sadrže ranu hidrodinamičku fazu iz koje proizlazi hadronska faza vrlo dobro opisuju mjerenja. Proučavanje toka čestica može dati vrlo dobar uvid u početne uvjete, jednadžbu stanja, viskoznost te specifične doprinose iz hadronskih i partonskih faza.



Slika 2.4: Ovisnost koeficijenta toka v_2 o postotku centralnosti sudara [9]

Najčešće se izučava anizotropični tok koji mjeri anizotropiju raspodjele momenta detektiranih čestica u ovisnosti o azimutalnom kutu. Parametri kojima se to opisuje nazivaju se koeficijenti toka. Definiraju se kao:

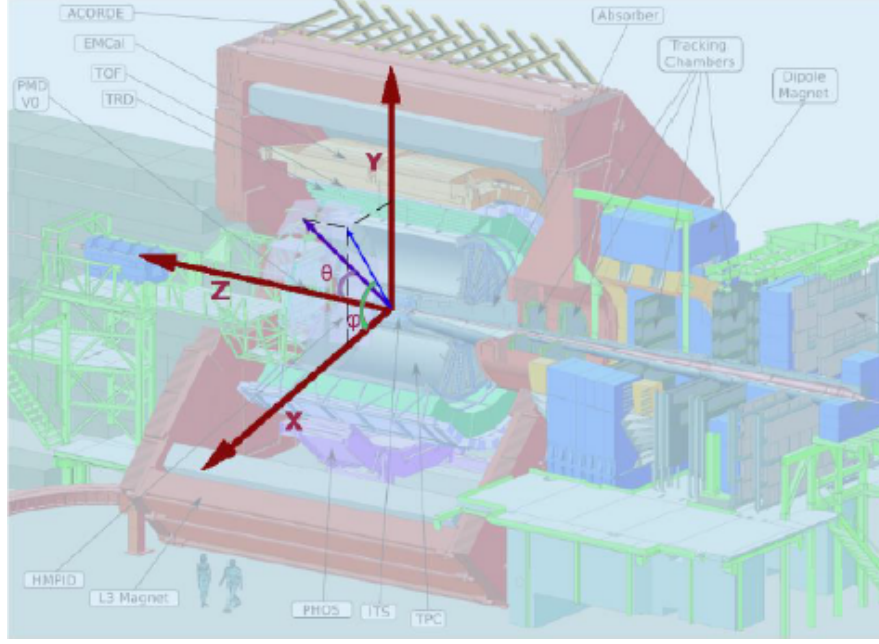
$$v_n = \langle \cos[n(\phi - \psi_n)] \rangle. \quad (2.1)$$

pri čemu je ϕ azimutalni kut, n red harmonika toka, ψ_n je reakcijska ravnina n -tog reda. Izraz je usrednjen po svim česticama i događajima. Na slici 2.4 je prikazana ovisnost koeficijenta v_2 u ovisnosti o postotku centralnosti sudara na ALICE-u. Centralnost se definira kao omjer udaljenosti središta jezgri i zbroja njihovih radijusa. Koeficijent v_2 se često naziva eliptički tok.

Osim v_2 proučavaju se i koeficijenti višeg reda. Za sve koeficijente neparnog reda je očekivana iščezavajuća vrijednost zbog simetrija u područjima preklapanja sudara. Međutim, fluktuacije u početnim položajima partona u sudarajućim jezgrama mogu uzrokovati neeliptične oblike područja preklapanja i tako uzrokovati neiščezavajuće koeficijente toka neparnog reda. Cilj ovih istraživanja je bolji uvid u geometriju početnog stanja i preciznije mjerenje viskoznosti.

2.4 Dvočestična korelacijska funkcija

Predmet ovog istraživanja je pojava grebenastih struktura u dvočestičnoj korelacijskoj funkciji u sudarima teških iona na ALICE eksperimentu. U ovom potpoglavlju definirana je dvočestična korelacijska funkcija koja je bitna za nastavak istraživanja. Također, opisane su karakteristične strukture koje se pojavljuju.



Slika 2.5: ALICE koordinatni sustav

2.4.1 Koordinatni sustav

ALICE koordinatni sustav je desno orijentirani kartezijev sustav s ishodištem u točki interakcije kao što se vidi na slici 2.5. Također, na slici su definirani azimutalni kut ϕ i polarni kut θ . ϕ raste obrnuto smjeru kazaljke na satu od x -osi prema y -osi, dok θ raste od z -osi (upadni snop) prema xy -ravnini. Umjesto polarnog kuta θ često se koristi pseudorapiditet koji se definira kao $\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}$.

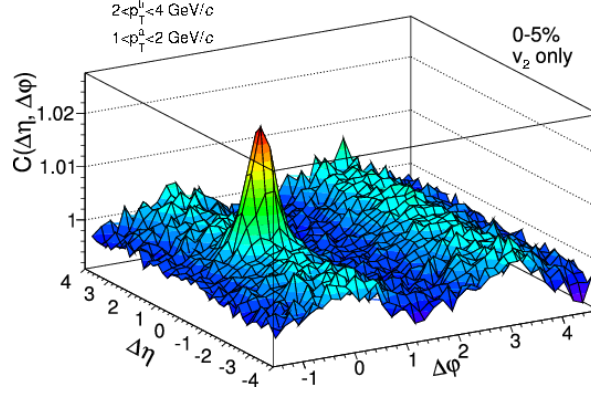
2.4.2 Definicija

Korelacijska mjerenja se provode na dvodimenzionalnom prostoru kao funkcije $\Delta\phi$ i $\Delta\eta$. Ovdje $\Delta\phi$ predstavlja razliku u azimutalnom kutu dviju čestica $\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1$ dok $\Delta\eta$ predstavlja razliku u pseudorapiditetima $\Delta\eta = \eta_2 - \eta_1$.

Korelacije se mjere promatrajući kutni razmak $(\Delta\eta, \Delta\phi)$ među parovima izlaznih čestica u sudaru. Može se napraviti distribucija navedenog kutnog razmaka za svaki par čestica u pojedinom događaju, a ukupni doprinos se može dobiti integracijom po svim događajima. U ovom istraživanju će biti korištena dvočestična korelacijska funkcija $C(\Delta\eta, \Delta\phi)$ definirana s:

$$C(\Delta\eta, \Delta\phi) = \frac{S(\Delta\eta, \Delta\phi)}{B(\Delta\eta, \Delta\phi)}. \quad (2.2)$$

$S(\Delta\eta, \Delta\phi)$ predstavlja standardnu, događaj po događaj, dvočestičnu raspodjelu među parovima čestica unutar istog događaja. $B(\Delta\eta, \Delta\phi)$ je također dvočestična $(\Delta\eta, \Delta\phi)$ raspodjela stvorena na isti način, ali za parove čestica iz različitih događaja. Definicija $S(\Delta\eta, \Delta\phi)$ i $B(\Delta\eta, \Delta\phi)$ može se napisati kao:



Slika 2.6: Dvočestična korelacijska funkcija u sudarima Pb-Pb [10]

$$S(\Delta\eta, \Delta\phi) = \frac{1}{N_{trig}} \frac{d^2 N_{isti}}{d\Delta\phi d\Delta\eta}, \quad B(\Delta\eta, \Delta\phi) = \frac{1}{N_{trig}} \frac{d^2 N_{mjesani}}{d\Delta\phi d\Delta\eta}. \quad (2.3)$$

$B(\Delta\eta, \Delta\phi)$ čuva sve informacije o jednočestičnim impulsnim spektrima, ali ne sadrži više-čestične korelacije koje postoje u $S(\Delta\eta, \Delta\phi)$. Dijeljenjem ove dvije raspodjele omogućuje se odvajanje kvantno statističkih učinaka od efekata pozadine. N_{trig} označava broj okidačkih čestica. One se definiraju kao nabijene čestice koje potječu iz primarnog sudara u određenom rasponu transverznog momenta p_T . U analizi su u pojedinom događaju izabrane okidačke čestice te su povezane s preostalim nabijenim česticama iz nekog intervala transverznog momenta.

2.4.3 Karakteristične strukture

U sudarima teških iona u kojima se stvara QGP dvočestična korelacijska funkcija pokazuje određene karakteristične strukture. Postoji oštar vrh na $(\Delta\eta, \Delta\phi) = (0, 0)$. Naziva se "near-side jet peak". Pokazuje sklonost čestica da se nakupe i odlete u stožac malog prostornog kuta oko vodeće čestice nekog mlaza. Rezultat je korelacija čestica unutar mlaza kao i korelacija koje dolaze zbog raspada rezonancija.

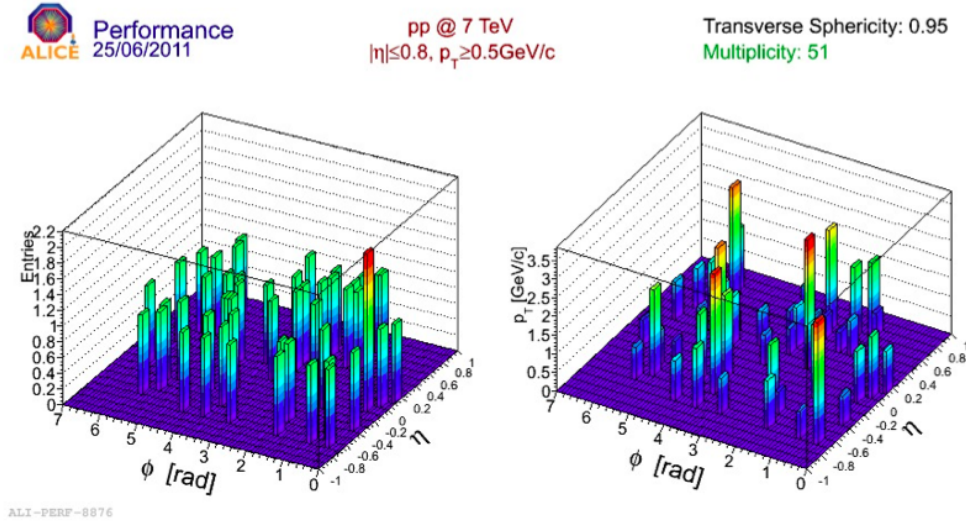
Druga karakteristična struktura je izdužena grebenasta struktura koja se nalazi na $\Delta\phi = \pi$ te se prostire na širokom rasponu $\Delta\eta$. Naziva se "away-side ridge". Ona pokazuje sklonost čestica da odlete u suprotnim smjerovima neovisno o pseudorapiditetu. Takva struktura se pojavljuje zbog očuvanja količine gibanja. Odgovara korelacijama čestica koje se nalaze "back to back" mlazovima. Zbog raspršenja unutar mlazova dolazi do širokog raspona u pseudorapiditetu.

Treća karakteristična je greben na $\Delta\phi = 0$ te se uglavnom povezuje sa sustavima u kojima je nastala QGP. Međutim, mjerenja CMS kolaboracije [4] su pokazala da se takva struktura može vidjeti i u proton-proton sudarima. Uglavnom se pripisuje interakciji mlazova s QGP, ali porijeklo takve strukture se i dalje teoretski raspravlja.

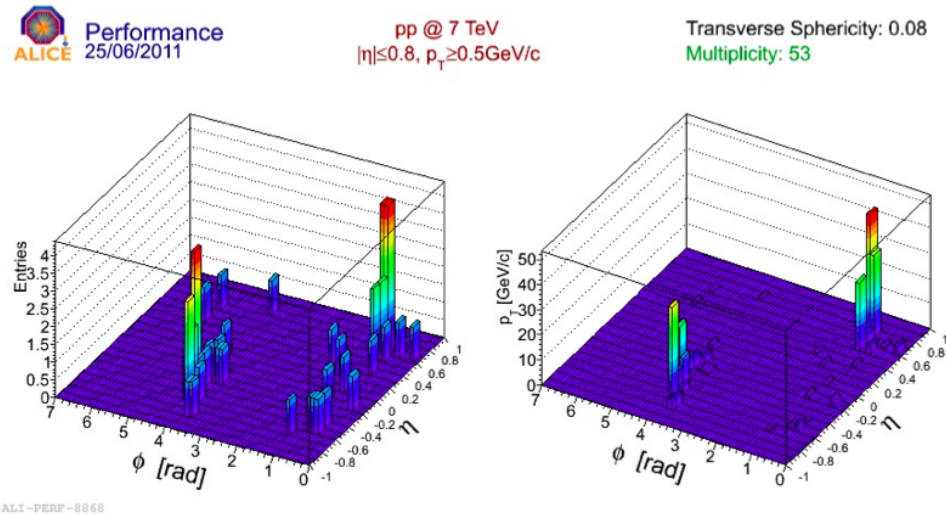
2.5 Transverzalni sfericitet S_T

U ovom istraživanju će biti potrebno karakterizirati "oblik" događaja kako bi uključili rezove na određeni tip događaja. U sudarima hadrona oblici događaja se izračunavaju u transverzalnoj ravni kako na oblik događaja ne bi utjecao potisak snopova. Jedna od opservabli koja daje informacije o obliku događaja je transverzalni sfericitet S_T . Definira se preko svojstvenih vrijednosti $\lambda_1 > \lambda_2$ matrice transverznog impulsa:

$$S_{xy} = \frac{1}{\sum_i p_{T_i}} \sum_i \frac{1}{p_{T_i}} \begin{pmatrix} p_{x_i}^2 & p_{x_i}p_{y_i} \\ p_{x_i}p_{y_i} & p_{y_i}^2 \end{pmatrix}. \quad (2.4)$$



Slika 2.7: Kutna raspodjela (broja čestica i transverznog impulsa) u pp sudaru ($S_T = 0.95$, $N = 51$)



Slika 2.8: Kutna raspodjela (broja čestica i transverznog impulsa) u pp sudaru ($S_T = 0.08$, $N = 53$)

na sljedeći način:

$$S_T = \frac{2\lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2}. \quad (2.5)$$

Granične vrijednosti ove opservable opisuju specifične konfiguracije u transverznoj ravnini. $S_T = 0$ predstavlja limes mlazolikih događaja, dok $S_T = 1$ predstavlja limes izotropnih "sferičnih" događaja.

Korištenjem reza na transverzalni sfericitet možemo izbaci mlazove koje sfericitet jako dobro prepoznaje. Na taj način ne moramo koristiti multiplicitet kao rez, već se možemo fokusirati specifično na mlazolike ili sferične događaje. Na slikama 2.7 i 2.8 su prikazane kutne raspodjele čestica za dva događaja sličnih multipliciteta, ali različitih sfericiteta. Sa slika je moguće zaključiti da bi u slučaju reza na multiplicitet oba prikazana događaja ušla u istu korelacijsku funkciju. No, jedan događaj je sferičan, a drugi mlazolik.

3 Eksperimentalni postav

Podaci korišteni u ovom istraživanju su prikupljeni na ALICE (A Large Ion Collider Experiment) detektoru koji je dio Velikog hadronskog sudarača (LHC) na CERN-u. U ovom poglavlju se nalazi kratak osvrt na LHC, akcelerator i sudarivač čestica koji omogućava eksperimente na ekstremno visokim energijama. Podrobnije je opisan ALICE (A Large Ion Collider Experiment), jedan od četiri glavna eksperimenta na LHC-u, sa svojim sustavom detektora kojim su prikupljeni potrebni podaci.

3.1 Veliki hadronski sudarivač (LHC) na CERN-u

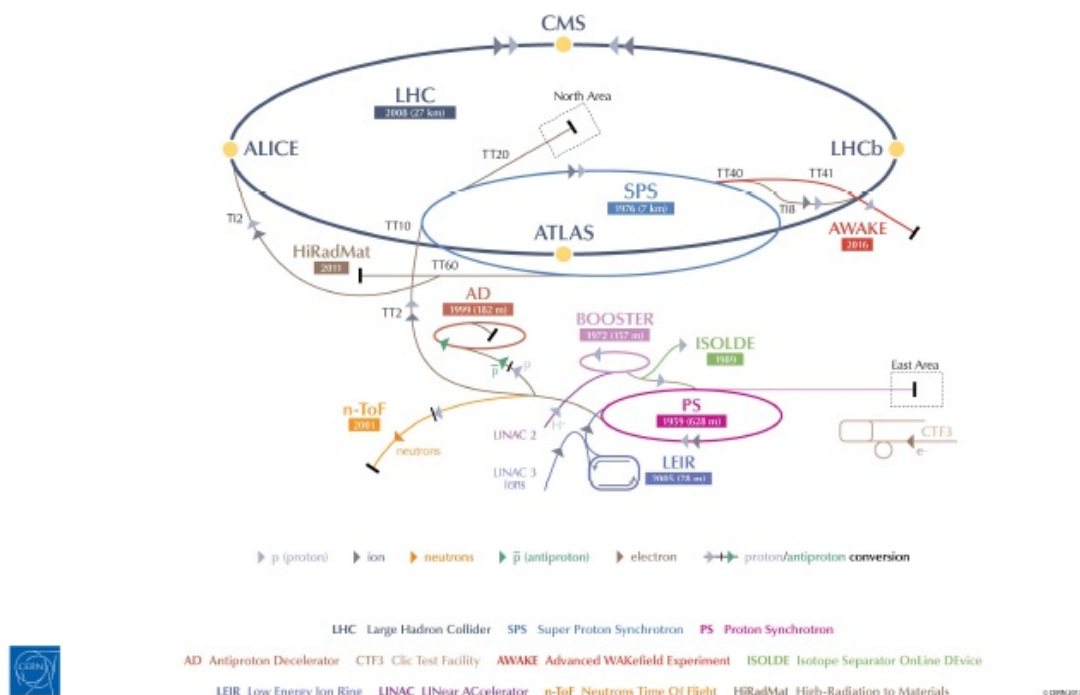
Veliki hadronski sudarivač je najveći i najsnažniji akcelerator čestica na svijetu. Konstruiran je za proton-proton sudare do 14 TeV energije centra mase. Također, može ubrzavati i teške ione do dosad najviših energija. Projekt je odobren 1994., a pušten je u rad 2008. od strane Europskog Centra za Nuklearna Istraživanja (CERN). Čestice se ubrzavaju u tunelu opsega 26.7 km koji se nalazi od 45 m do 175 m ispod površine. Smješten je na švicarsko-francuskoj granici blizu Ženeve. Istraživanja na LHC-u su usmjerena na precizno ispitivanje točnosti Standardnog modela, istraživanje spontanog loma simetrije, potragu za Higgsovim bozonom, traženje supersimetričnih čestica te ispitivanje kvarkovsko-gluonske plazme.

3.1.1 LHC ubrzivač čestica

LHC se sastoji od dva suprotno rotirajuća snopa protona ili iona olova. Svaki od snopova ima osam zakrivljenih i osam ravnih dijelova. Na četiri ravna dijela su smješteni detektori četiriju glavnih eksperimenata: ATLAS, CMS, ALICE i LHCb. To su mjesta sjecišta snopova. Na jednom od ostalih ravnih dijelova se nalaze radiofrekventne šupljine korištene za ubrzavanje snopova. Za zakrivljavanje snopova se koriste snažni dipolni supravodljivi magneti. Kvadrupolni magneti služe za fokusiranje snopova. Magnetni se hlade superfluidnim helijem na temperaturi ispod 2 K te mogu stvoriti magnetsko polje od 8 T.

Čestice ulaze u LHC kroz niz manjih ubrzivača. Protonski injekcijski lanac počinje s linearnim ubrzivačem Linac2 gdje se protoni ubrzavaju do energije od 50 MeV. Proton Synchrotron Booster povisuje energiju do 1.4 GeV. Nadalje, Proton Synchrotron (PS) ih ubrzava do energije od 25 GeV. Prije ulaska u LHC protoni su kroz Super Proton Synchrotron ubrzani do 450 GeV. Pb injekcijski lanac počinje stvaranjem Pb^{+27} iona. Za to je zaslužan Electron Cyclotron Resonance Ion Source (ECRIS). Tada Linac3 ubrzava ione do 4.2 MeV po nukleonu. Također, ionima oduzima elektrone te stvara Pb^{+54} ione. Do energije od 72.2 MeV/n ih dovodi Low Energy Ion Ring (LEIR). Tad im PS povisuje energiju do 4.9 GeV/n oduzimajući im preostale elektrone. SPS ubrzava jezgre olova do 176.4 GeV/n nakon čega ulaze u LHC.

CERN's Accelerator Complex



Slika 3.1: Shema ubrzivača na CERN-u

Snopovi protona i teških iona se sastoje od nakupina čestica. LHC je konstruiran da ubrzava oko 2800 nakupina protona s vremenskim razmakom od 25 ns. Svaka nakupina ima oko 10^{11} protona. Kad se govori o teškim ionima, LHC može ubrzavati 600 nakupina od 7×10^7 jezgri s vremenskim razmakom od 100 ns.

3.1.2 Eksperimenti na LHC-u

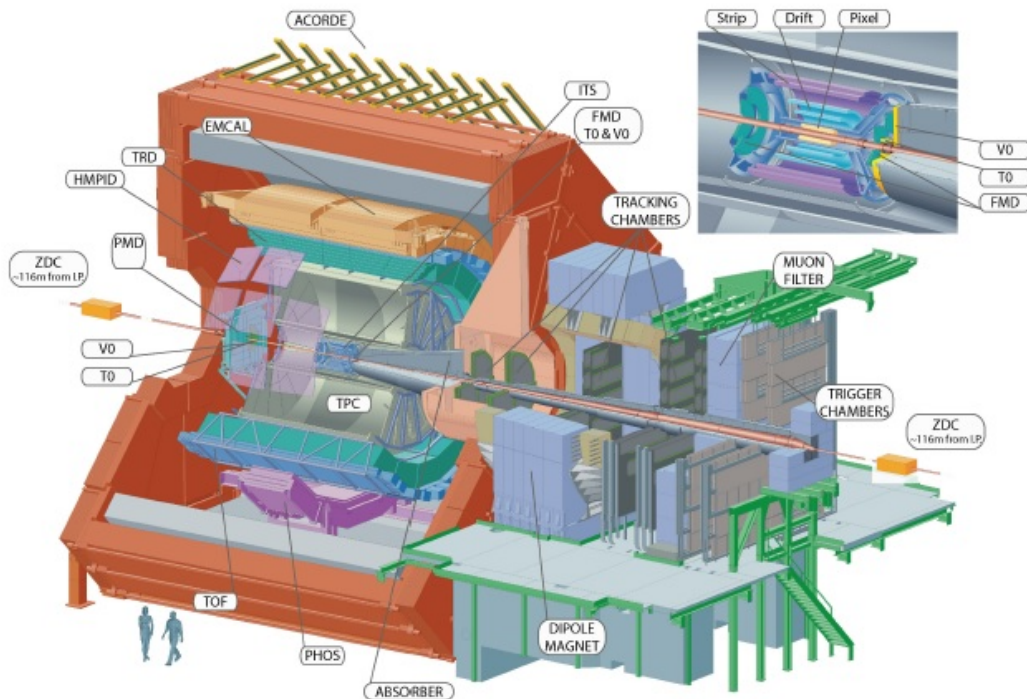
Na LHC-u postoji sedam eksperimenata koji su smješteni na četiri točke interakcije. Najveći, ATLAS i CMS su smješteni na suprotnim stranama tunela dok se ALICE i LHCb nalaze na točkama injekcije. Manji eksperimenti, TOTEM, LHCf i MoEDAL se nalaze uz CMS, ATLAS i LHCb tim redoslijedom. Dvije najveće kolaboracije, ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) i CMS (Compact Muon Solenoid) su eksperimenti koji proučavaju razne aspekte fizike visokih energija kao što su vrlo precizna ispitivanja Standardnog modela, tamna tvar te supersimetrične čestice. Obje kolaboracije su pridonijele otkriću Higgsovog bozona. ALICE je posvećen potrazi i izučavanju QGP. Posljednja velika kolaboracija je LHCb koja proučava narušenje CP -simetrije te rijetke raspade B mezona. TOTEM (TOTal Elastic and diffractive cross section Measurement) mjeri ukupni p-p udarni presjek te proučava elastična i difrakcijska raspršenja. LHCf mjeri naprijed raspršene čestice. Kao cilj ima simulaciju kozmičkih zraka. MoEDAL (Monopole and Exotics Detektor at the LHC) je posvećen potrazi za magnet-skim monopolima i visoko ionizirajućim stabilnim masivnim česticama (SMPs).

3.2 ALICE

ALICE (A Large Ion Collider Experiment) proučava fiziku sudara teških iona, u ovom slučaju sudara olovo-olovo. Kako bi razumjeli tako kompleksne sustave proučavaju se i sudari proton-proton te proton-olovo. ALICE je eksperiment čiji su detektori jedinstveno konstruirani u svrhu što bolje identifikacije čestica. ALICE detaljno izučava QGP, fazu koja se sastoji od nezatočenih kvarkova i gluona za koju se pretpostavlja da je postojala u ranom svemiru.

Na slici 3.2 može se vidjeti ALICE detektor. Sastoji se od središnjeg dijela koji mjeri svojstva hadrona, elektrona i fotona te vanjskog detektora miona. Središnji dio pokriva raspon pseudorapiditeta od $|\eta| < 0.9$ te puni azimutalni kut $0 < \phi < 2\pi$. Na čestice djeluje magnetsko polje od 0.5 T. Mioni se mjere u rasponu pseudorapiditeta $-4 < \eta < 2.4$.

Središnji dio detektora se sastoji od više manjih detektora. Najbliži snopu je Inner Tracking System (ITS). Zaslužan je za preciznu rekonstrukciju putanja te pomaže u identificiranju točke sudara. Time Projection Chamber (TPC) je glavni detektor zaslužan za praćenje putanja čestica te pomaže u njihovoj identifikaciji (PID). Transition-Radiation Detector (TRD) se koristi za identifikaciju elektrona visokog impulsa. Time-Of-Flight (TOF) detektor je vrlo važan za PID. High-Momentum Particle Identification Detector (HMPID) provodi PID na česticama impulsa i do nekoliko GeV. PHOton Spectrometer (PHOS) je elektromagnetski spektrometar koji identificira fotone i neutralne mezone kroz raspade na dva fotona. ElectroMagnetic Calorimeter (EMCal) pomaže u mjerenju fotona i elektrona visokog impulsa.



Slika 3.2: ALICE detektor

Nekoliko manjih detektora je smješteno izvan središnjeg dijela te se uglavnom koriste za okidanje ili mjerenje globalnih karakteristika sudara. Zero Degree Calorimeter (ZDC) pomaže u utvrđivanju centralnosti događaja. Forward Multiplicity Detector pomaže pri određivanju multipliciteta. VZERO detektor, smješten na obje strane točke interakcije, se sastoji od niza scintilatorskih brojača čija su mjerenja multipliciteteta vrlo korisna za okidanje i utvrđivanje centralnosti. T0 detektor koristi Cherenkovljeve brojače kako bi utvrdio početno vrijeme za TOF.

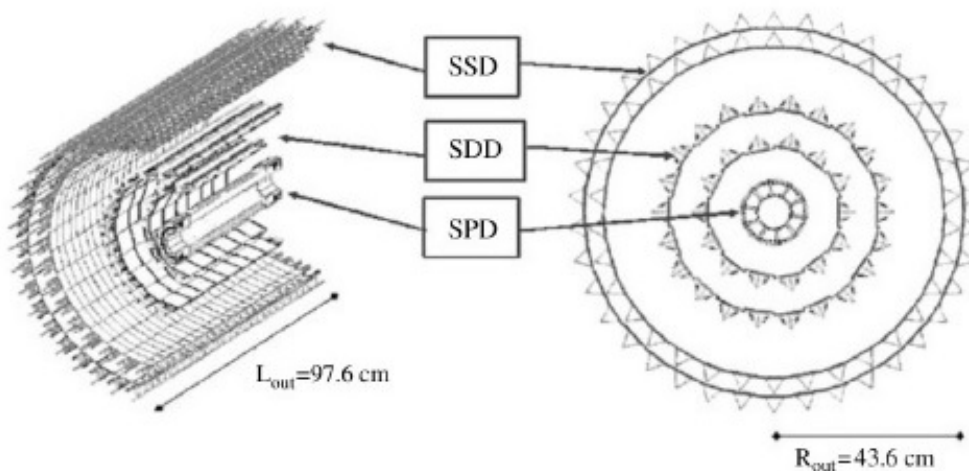
ALICE ima dva glavna magneta, zavojnicu oko središnjeg detektora na sobnoj temperaturi koja zakrivljuje putanje nabijenih čestica, te dipolni magnet koji je dio mionskog spektrometra.

U sljedećim potpoglavljima su detaljno opisani ITS, TPC, TOF i VZERO detektori kao najvažnije komponente ALICE detektora.

3.2.1 Inner Tracking System (ITS)

ITS, detektor najbliži snopu, se sastoji od šest cilindričnih slojeva koji su prikazani na slici 3.3. Svaki sloj ima hermetičnu strukturu te je postavljen koaksijalno u odnosu na snop. Najbliži sloj je udaljen 3.9 cm od snopa, dok je najdalji udaljen 43.6 cm. ITS pokriva raspon pseudorapiditeta od $|\eta| < 0.9$ [11].

Dva sloja SPD-a (Silicon Pixel Detector) su zaslužni za vrlo precino određivanje primarnog verteksa sudara (točke interakcije) s razlučivosti manjom od $100 \mu\text{m}$. Također, mogu rekonstruirati sekundarne vertekse nastale od raspada kratkoživućih čestica. Po dva sloja SDD-a (Silicon Drift Detector) i SSD-a (Silicon Strip Detector) daju dodatne informacije o putanji čestica te pomažu u identifikaciji čestica malog impulsa tako što mjere specifični gubitak energije po jedinici prijeđenog puta. Nadalje, vanjski slojevi ITS-a povećavaju impulsnu i kutnu razlučivost susjednog detektora, TPC-a.



Slika 3.3: Inner Tracking System (ITS)

3.2.2 Time Projection Chamber (TPC)

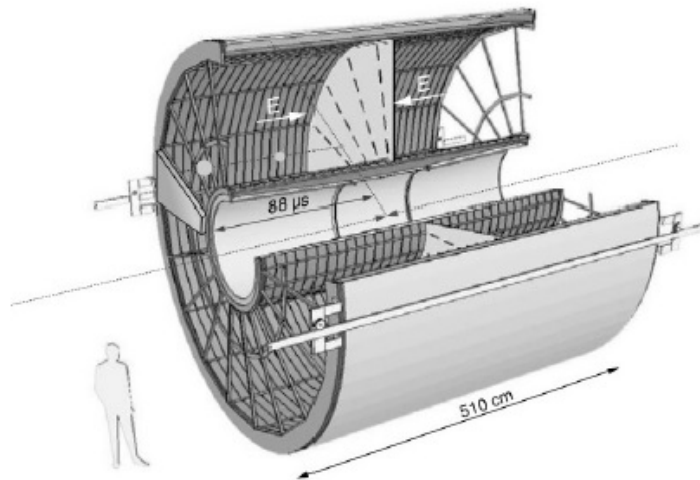
TPC [12] je smješten u središnjem cilindru ALICE detektora te okružuje ITS. Unutarnji radijus TPC-a je 85 cm dok je vanjski radijus 250 cm. Proteže se 510 cm duž osi snopa. Pokriva raspon pseudorapiditeta $|\eta| < 0.9$ kao i puni azimutalni kut. Ispunjen je plinskom mješavinom na bazi neona. Središnja elektroda visokog napona dijeli TPC na dva dijela s homogenim električnim poljem. Na slici 3.4 je prikazana shema TPC-a.

TPC je driftna komora u kojoj nabijene čestice ioniziraju plin. Oslobođeni elektroni imaju driftnu brzinu zbog električnog polja od katoda smještenih na krajnjim pločama koje su podijeljene na približno 560000 dijelova. Svaki dio može registrirati udarac ioniziranih elektrona. Komponenta putanje u z -smjeru se određuje tako da se mjeri vrijeme potrebno da elektroni dođu do ploča dok se r -komponenta i ϕ -komponenta utvrđuju preko položaja "udarca" elektrona na ploče. Na taj je način moguće rekonstruirati 3D putanju nabijene čestice. Princip rada TPC-a je prikazan na slici 3.5.

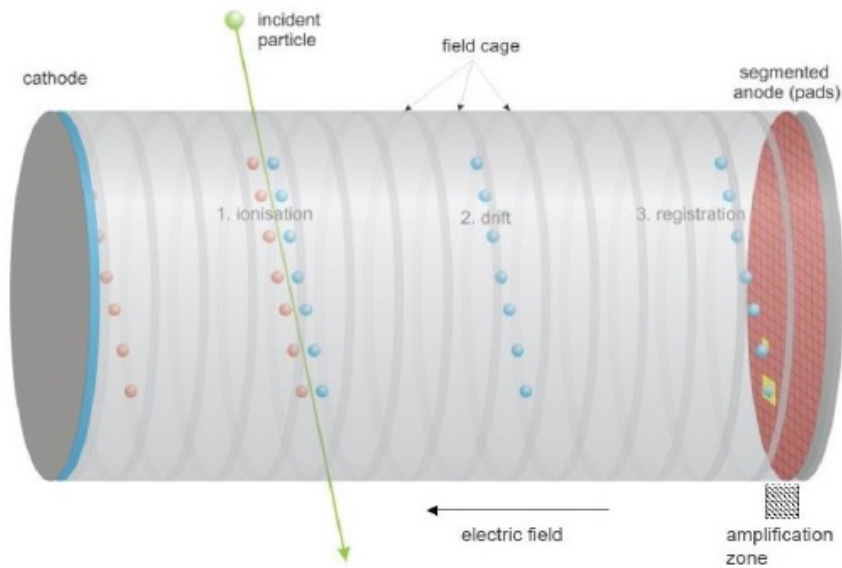
Poznavajući putanju čestice u magnetskom polju moguće je odrediti naboj čestice kao i pripadni impuls. Također, moguće je mjeriti specifični gubitak energije čestice po jedinici prijeđenog puta preko amplitude signala na svakom od dijelova TPC elektrode. Iz takvih mjerenja moguće je odrediti tzv. *truncated mean value* $\langle \frac{dE}{dx} \rangle$. Prosječni gubitak energije po jedinici prijeđenog puta može se opisati Bethe-Blochovom formulom:

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = \frac{C_1}{\beta^2} (\ln(C_2 \beta^2 \gamma^2) - \beta^2 + C_3) \quad (3.1)$$

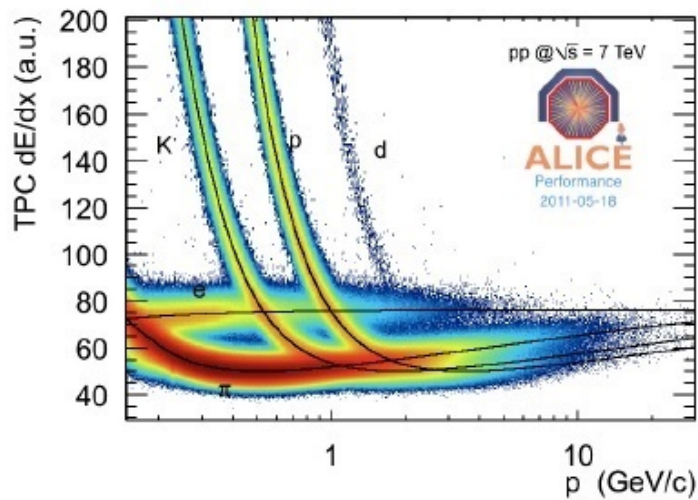
C_1 , C_2 i C_3 predstavljaju parametre detektora. Bethe-Blochove krivulje zajedno s izmjerenim vrijednostima su prikazane na slici 3.6. Povezujući mjerenja gubitka



Slika 3.4: Shema TPC-a



Slika 3.5: Princip rada TPC-a



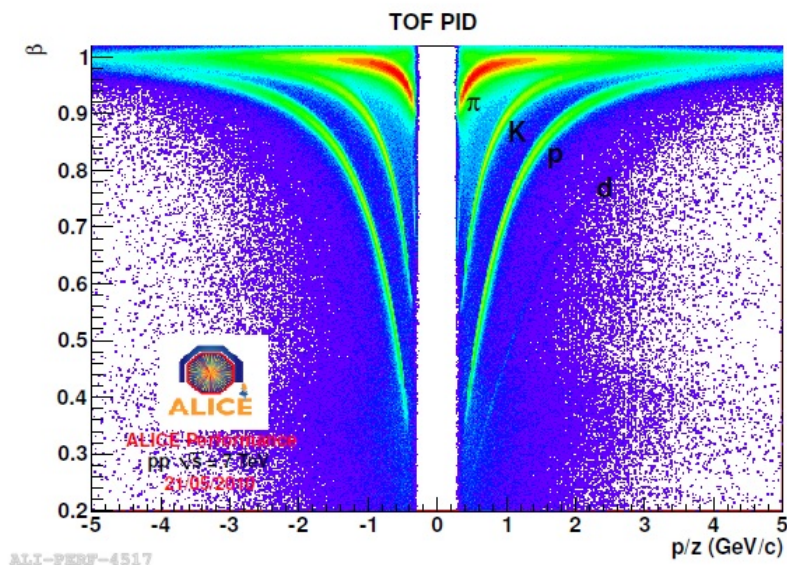
Slika 3.6: Specifični gubitak energije u ovisnosti o impulsu u ALICE TPC za proton-proton sudare na 7 TeV [13]

energije s karakterističnim Bethe-Blochovim krivuljama moguće je djelomično identificirati čestice.

3.2.3 Time Of Flight (TOF)

Time-Of-Flight detektor [14] okružuje TPC te se nalazi na radijusu od 3.7 m od osi snopa. Sastoji se od 18 azimutalnih sektora koji su podijeljeni na 5 modula duž osi snopa. Ukupni broj kanala za detekciju čestica je 160000.

TOF mjeri vrijeme t koje česticama treba da dođu do njegovih modula. Početno

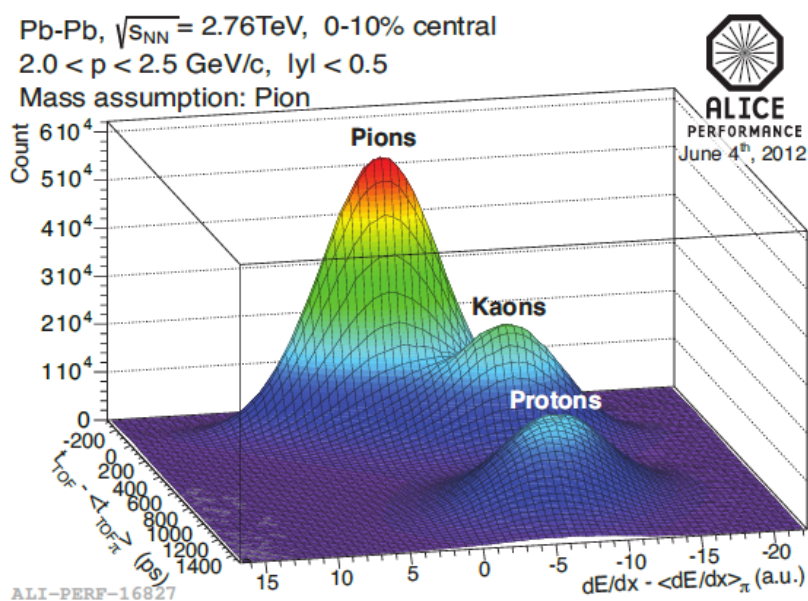


Slika 3.7: Izmjerene vrijednosti β u ovisnosti o impulsu za p-p sudare na 7 TeV [15]

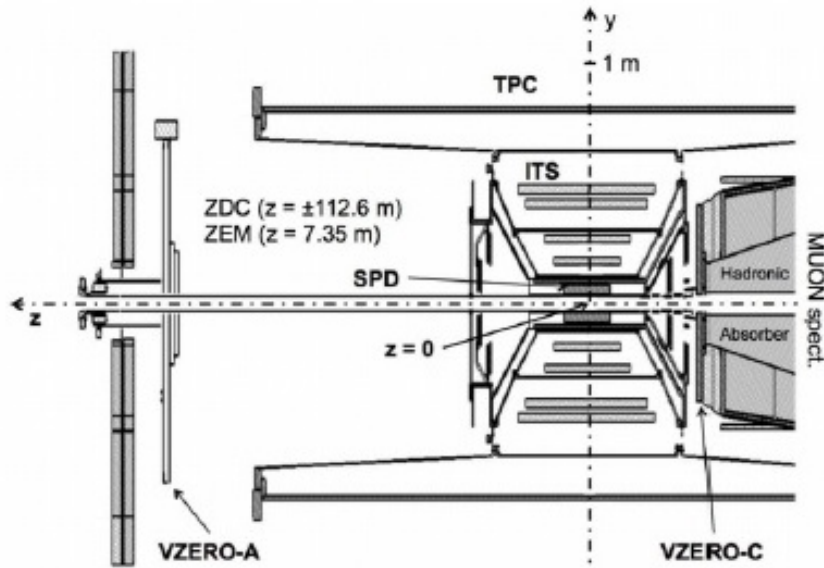
vrijeme se određuje okidajućim detektorima. Poznavajući putanju L moguće je izračunati brzinu čestice. Tad se uz izmjereni impuls može odrediti masa čestice te ju samim time identificirati. Na slici 3.7 je prikazan primjer takvih mjerenja.

3.2.4 Kombinirana identifikacija čestica

Kombinacija podataka o prosječnom gubitku energije iz TPC-a i vremena leta iz Time-Of-Flight detektora zajedno s informacijama iz TRD-a rezultira iznimno pouzdanim sustavom za identifikaciju čestica kao što se vidi na slici 3.8.



Slika 3.8: TPC i TOF PID histogram [16]



Slika 3.9: Položaj VZERO detektora unutar ALICE-a

3.2.5 VZERO detektori

VZERO detektori [17] se sastoje od kružnog polja scintilatorskih brojača te su smješteni na krajevima ALICE detektora. Postoje dva takva detektora, VZERO-A i VZERO-C te su udaljeni 329 cm odnosno -86 cm od točke interakcije kao što se može vidjeti na slici 3.9. VZERO-A pokriva raspon pseudorapiditeta od $2.8 < \eta < 5.1$ dok VZERO-C pokriva $-3.7 < \eta < -1.7$. VZERO detektori daju informacije o multiplicitetu događaja (u Pb-Pb i p-Pb sudarima daju podatke i o centralnosti). Također, sudjeluju u ALICE okidačkom sustavu.

4 Analiza podataka

Kako bi bilo moguće analizirati ogromnu količinu podataka koji dolaze iz sudara ALICE kolaboracija je razvila nekoliko alata koji omogućuju relativno jednostavnu manipulaciju tim podacima. *ALICE Enviroment (AliEn)* je sučelje koje dozvoljava transparentan pristup mnogim računalnim resursima raširenima po svijetu. Analiza podataka je izvršena na računalnom paketu AliROOT koji je nastao iz ROOT računalnog okvira za potrebe ALICE eksperimenta (ROOT je objektno orijentiran računalni paket razvijen na CERN-u u svrhu manipulacije velikom količinom podataka dobivenih iz visokoenergetskih sudara).

Podaci koji su analizirani u ovom istraživanju su s ALICE servera dobavljeni u ESD (Event Summary Data) formatu. Uz osnovne informacije o događaju i tragovima čestica kao što su transverzalni impuls, azimutalni kut ili pseudorapiditet, takav format sadrži i konkretne podatke o signalima u pojedinim komponentama ALICE detektora. Za potrebe ovog istraživanja dovoljni su podaci o transverzalnog impulsu, azimutalnom kutu, pseudorapiditetu i naboju čestica uz informaciju o multiplicitetu događaja. Iz tih podataka konstruirana je korelacijska funkcija za pojedini događaj kao i korelacijska funkcija za miješane događaje. Korelacijska funkcija za pojedini događaj je konstruirana preko dvije ugniježdene petlje po tragovima čestica. Prva petlja ide po svim česticama i bira okidačke čestice iz nekog intervala transverzalnog impulsa. Druga petlja ide po svim česticama i bira pridružene čestice iz nekog intervala transverzalnog impulsa. Unutar petlji su se izračunavale razlike azimutalnog kuta i pseudorapiditeta. Pri konstrukciji korelacijske funkcije za miješane događaje korišten je tzv. bazen događaja, objekt koji pamti događaje određenih karakteristika. Tad se svaki događaj korelirao s događajima iz bazena (njih maksimalno 50) te se nakon toga puni bazen tim događajem, a najstariji događaj iz bazena se izbacuje. Korelacije između različitih događaja su se konstruirale analogno kao i korelacije unutar pojedinog događaja, samo što bi okidačke čestice bile birane iz jednog, a pridružene iz drugog događaja. Kôd koji izračunava i vraća transverzalni sfericitet napisan je u zasebnoj funkciji. U petlji po tragovima čestica izračunava se matrica transverzalnog momenta (2.4). Nakon toga se računaju svojstvene vrijednosti iz kojih se preko (2.5) određuje transverzalni sfericitet događaja.

Podaci su se spremali u objekt tipa THnSparse koji je zapravo polje. U kôdu su definirani takvi objekti s 4 dimenzije. U prve dvije dimenzije spremali su se podaci o $\Delta\eta$ i $\Delta\phi$, dok su se u treću i četvrtu dimenziju spremali podaci o sfericitetu odnosno multiplicitetu događaja. Kako bi se prikazali 2D histogrami korelacijskih funkcija, potrebno je napraviti projekciju prve dvije osi. Pogodnost ovakvog prikaza je što je moguće odrediti u kojem rasponu preostalih osi će se projicirati prve dvije osi. Na taj je način moguće nakon spremanja podataka staviti rez na transverzalni sfericitet. Nakon toga, dva histograma se dijele te se dobije dvočestična korelacijska funkcija. Primjer kôda je u Dodatku. Računi su se izvršavali na CERN-ovoj računalnoj mreži.

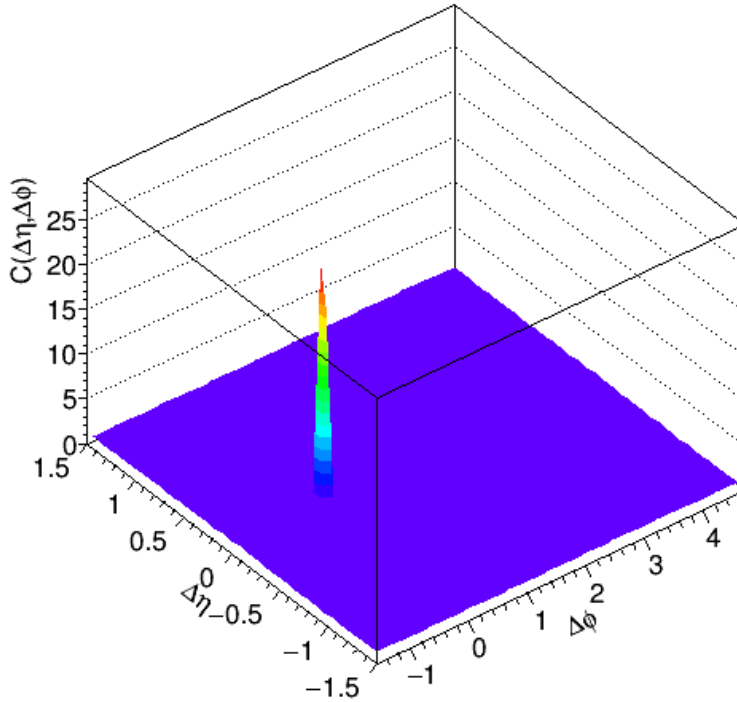
5 Rezultati

U ovom istraživanju korišteni su podaci dobiveni na proton-proton sudarima energije 13 TeV u sustavu centra mase. Obrađeno je oko 8 milijuna događaja. Budući da događaji s multiplicitetom (brojem nastalih čestica) manjim od 3 nemaju smisla za korelacijska mjerenja nisu uzeti u obzir. Također, obrađene su samo nastale čestice koje pripadaju intervalu $|\eta| < 0.75$.

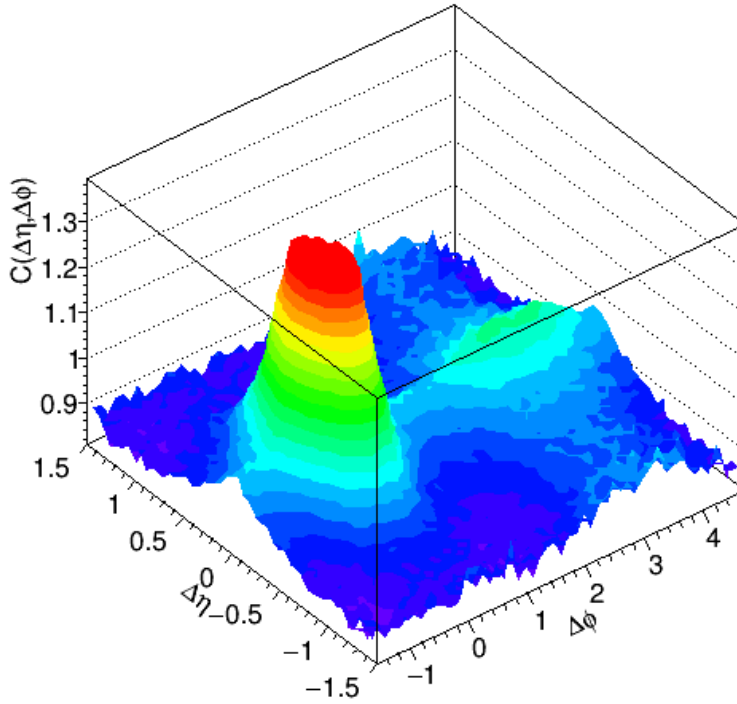
Središnji objekt ovog istraživanja je dvo-čestična korelacijska funkcija $C(\Delta\eta, \Delta\phi)$ definirana u drugom poglavlju (2.2). Na slici 5.1 se nalazi $C(\Delta\eta, \Delta\phi)$ usrednjena po svim obrađenim događajima. U analizi su korištene okidačke i pridružene čestice iz intervala transverzalnog impulsa od $1 \text{ GeV}/c < p_T < 3 \text{ GeV}/c$. U tom intervalu transverzalnog impulsa je "near side ridge" najizraženiji u mjerenjima CMS kolaboracije [4].

Jedina vidljiva struktura je dominantan "near-side jet peak" na $(\Delta\eta, \Delta\phi) = (0,0)$. Kako bi se bolje opazile ostale strukture na slici 5.2 su vrijednosti korelacijske funkcije iz intervala od 0 do 1.4. Grebenasta struktura $\Delta\phi = \pi$ je vidljiva kao što je očekivano. Međutim, moguće je opaziti i longitudinalnu grebenastu strukturu na $\Delta\eta = 0$ za širok raspon $\Delta\phi$. Greben na $\Delta\phi=0$ nije vidljiv. No, i u prijašnjim se istraživanjima pojavljivao sa značajno nižom amplitudom u odnosu na greben na $\Delta\phi = \pi$.

Također, "near-side jet peak" dodatno otežava njegovo opažanje. Kako bi se lakše



Slika 5.1: Dvočestična korelacija svih obrađenih događaja

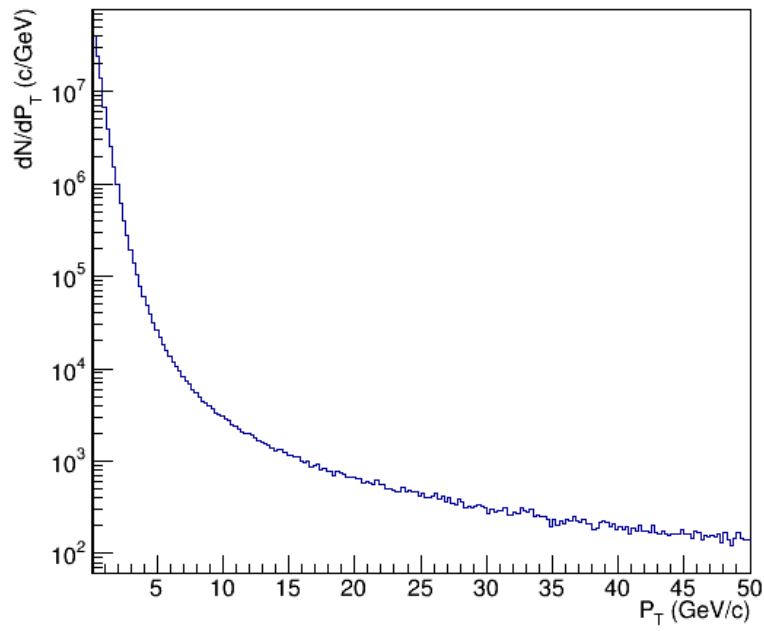


Slika 5.2: Područje vrijednosti korelacijske funkcije od 0 do 1.4

opazile grebenaste korelacije, a pogotovo "near-side ridge" ovo istraživanje je usmjereno smanjenje utjecaja tog vrha. Da bi se to učinilo potrebno je odbaciti događaje u kojima su izraženi mlazovi. U svrhu toga korišten je rez na transverzalni sfericitet koji je definiran u drugom poglavlju (2.5). No, potrebno je provjeriti opravdanost takvog postupka.

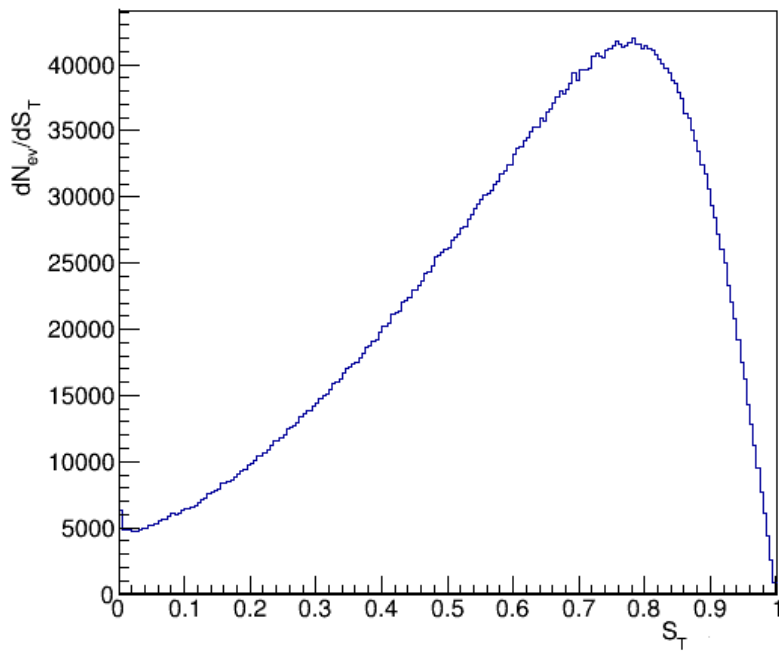
5.1 *Pt-spektar*

Značajnu važnost u analizi visokoenergetskih sudara ima raspodjela transveralnog impulsa p_T . Takav spektar daje informacije o raspodjeli energije dostupne česticama u sudaru. Pomoću p_T spektra moguće je prepoznati kolektivne efekte, pa tako potisnuće visokog p_T može biti znak stvaranja kvarkovsko-gluonske plazme. Na slici 5.3 je prikazan p_T -spektar integriran po svim obrađenim događajima. Prikazana je logaritamska skala broja događaja. U limesu visokog transveralnog sfericiteta transverzalni impulsi čestica su ravnomjernije raspoređeni po pseudorapiditetu i azimutalnom kutu. Samim time se očekuje smanjen broj čestica visokog p_T te bi se trebalo očitovati na p_T -spektu. U limesu niskog sfericiteta koji predstavlja mlazolike događaje čestice u mlazovima mogu postići visoke transverzne impulse. Tad se očekuje veći broj čestica visokog p_T . Raspodjela transveralnog sfericiteta po događajima se vidi na 5.4. Može se vidjeti da se najveći broj događaja nalazi u intervalu između $0.7 < S_T < 0.8$. Na 5.5 je prikazan normaliziran p_T -spektar za sve

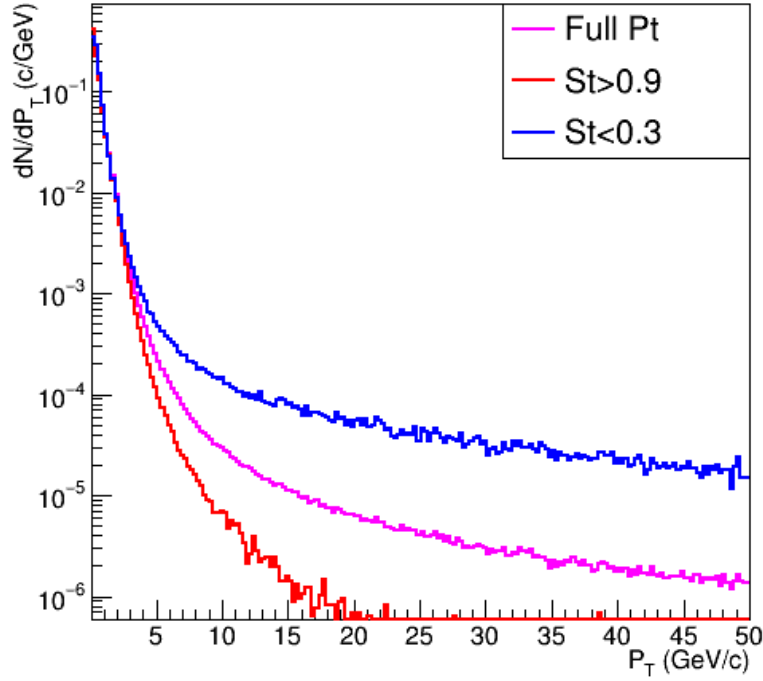


Slika 5.3: Izmjereni p_T spektar

događaje, za događaje niskog transversalnog sfericiteta ($S_T < 0.3$) te za događaje visokog transversalnog sfericiteta ($S_T > 0.9$). Može se primijetiti kako p_T -spektar za događaje visokog sfericiteta brže trne u odnosu na p_T -spektar svih događaja. S druge strane spektar transversalnog impulsa za događaje niskog sfericiteta ima dodatni



Slika 5.4: Izmjereni S_T spektar

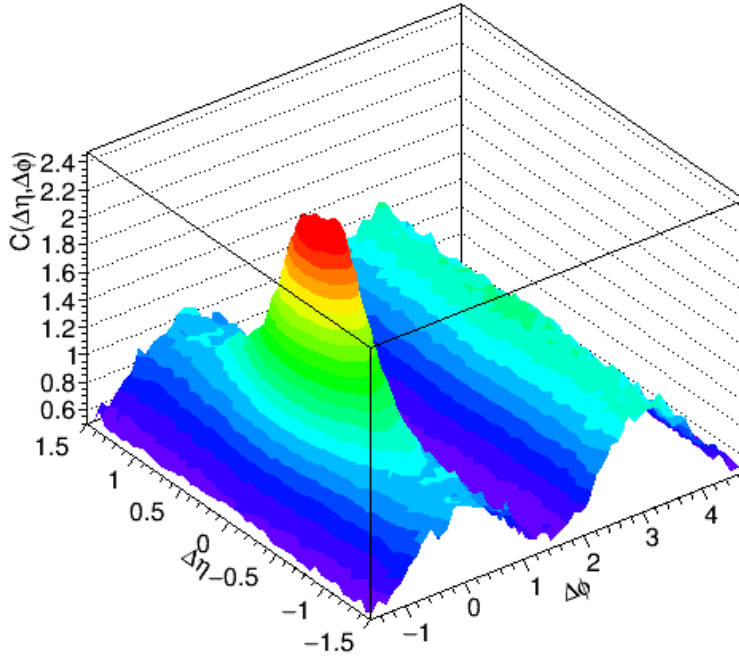


Slika 5.5: Izmjereni p_T spektri za područja visokog i niskog sfericiteta u usporedbi s ukupnim p_T spektrom

”rep”. Izmjereni rezultati se slažu s očekivanjima. Nadalje, može se pretpostaviti da bi uvođenje reza u kojem bi zadržali događaje s visokim sfericitetom smanjilo broj korelacija koje ulaze u ”near-side jet peak” zbog smanjenog broja čestica u mlazovima. Kao posljedica toga vrh bi se suzio te bi ostale korelacije koje bi mogle biti pokazatelj nekih kvantnih i kolektivnih efekata bile vidljivije. U nastavku će biti analizirane dvočestične korelacijske funkcije za različite intervale transverznog sfericiteta.

5.2 Korelacijske funkcije za različite intervale transverznog sfericiteta (S_T)

Sljedeći korak je izračunavanje dvočestične korelacijske funkcije za događaje koji pripadaju određenom intervalu transverznog sfericiteta S_T . Na slikama 5.6 i 5.7 se vidi $C(\Delta\eta, \Delta\phi)$ za $S_T < 0.593$ i $S_T > 0.9$ tim redoslijedom. Navedeni intervali su odabrani kako bi $S(\Delta\eta, \Delta\phi)$ za $S_T < 0.593$ i $S(\Delta\eta, \Delta\phi)$ za $S_T > 0.9$ imali isti broj korelacija. Na taj način je lakše usporediti broj korelacija koje ulaze u ”near-side jet peak” za oba intervala. Da bi se vrhovi kvantitativno usporedili promatramo vrijednosti $C(\Delta\eta, \Delta\phi)$ u intervalu između 1.5 i 2. Na 5.8 i 5.9 se vide korelacijske funkcije u tom intervalu. Središnji vrh je vidljivo širi na niskom transverznom sfericitetu. Može se pretpostaviti da se unutar navedenog intervala nalaze korelacije koje potječu isključivo od čestica unutar mlazova. U svrhu usporedbe središnjih vrhova izračunate su površine presjeka $C(\Delta\eta, \Delta\phi)$ s ravninama $z = 1.5$ i $z = 2$. Pret-



Slika 5.6: Dvočestična korelacijska funkcija za $S_T < 0.593$

postavljeno je da presjeci imaju oblik elipse sa središtem u $(\Delta\eta, \Delta\phi) = (0, 0)$. Za izračunavanje površine potrebno je odrediti poluosi elipse, tj. udaljenost od središta elipse na kojoj $C(\Delta\eta, \Delta\phi)$ siječe ravninu $z = 1.5$ (također i $z = 2$) za $\Delta\phi = 0$, odnosno za $\Delta\eta = 0$. U izrazima (5.1) i (5.2) su prikazani rezultati za $S_T < 0.593$ dok su u izrazima (5.3) i (5.4) prikazani rezultati za $S_T > 0.9$.

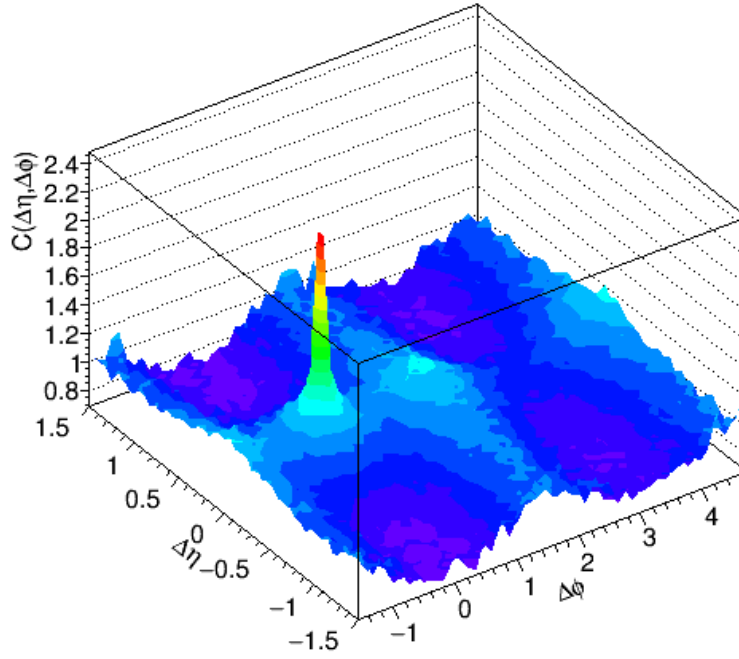
$$\int_{C \cap z=1.5} d\Delta\eta d\Delta\phi = \Delta\eta \Delta\phi \pi = 1.021 \quad (5.1)$$

$$\int_{C \cap z=2} d\Delta\eta d\Delta\phi = \Delta\eta \Delta\phi \pi = 0.37 \quad (5.2)$$

$$\int_{C \cap z=1.5} d\Delta\eta d\Delta\phi = \Delta\eta \Delta\phi \pi = 0.012 \quad (5.3)$$

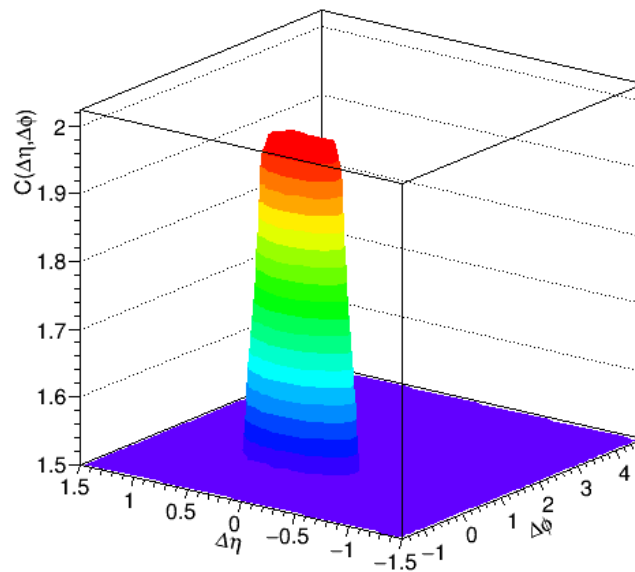
$$\int_{C \cap z=2} d\Delta\eta d\Delta\phi = \Delta\eta \Delta\phi \pi = 0.012 \quad (5.4)$$

Iz dobivenih površina može se zaključiti kako je vrh na niskom sfericitetu širi te sadrži veći broj korelacija. Također, plašt stošca središnjeg vrha ima manji nagib na niskim sfericitetima, dok se površina presjeka na visokim sfericitetima gotovo i ne mijenja na intervalu između 1.5 i 2. Moguće je zaključiti da rez na visoki S_T smanjuje broj mlazolikih događaja u analizi što se očituje smanjenjem broja korelacija koje pripadaju središnjem vrhu te tako potvrditi opravdanost takvog postupka. Na taj način ostale korelacije postaju vidljivije.

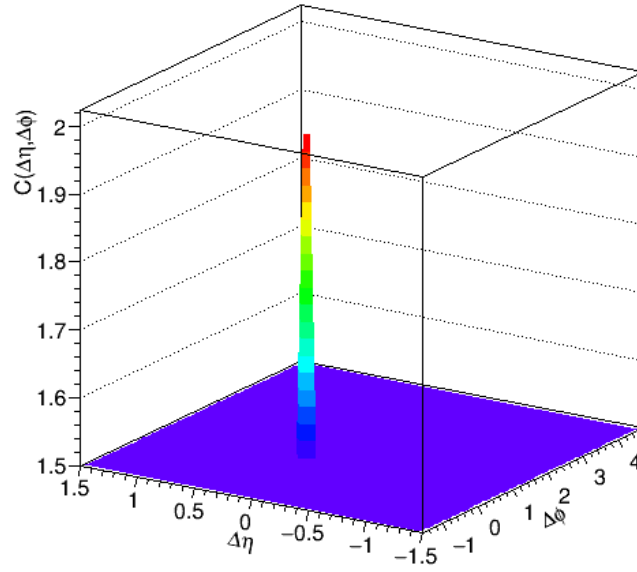


Slika 5.7: Dvočestična korelacijska funkcija za $S_T > 0.9$

Na 5.6 je prikazana dvočestična korelacijska funkcija za događaje iz intervala $S_T < 0.593$. Vidi se veliki središnji vrh koji je razmazan po pseudorapiditetu. Također, vidljiv je i "away-side ridge". Korelacije unutar tog grebena odgovaraju "back to back" mlazovima. Ako visokoenergetski mlaz putuje u određenom smjeru za očekivati je



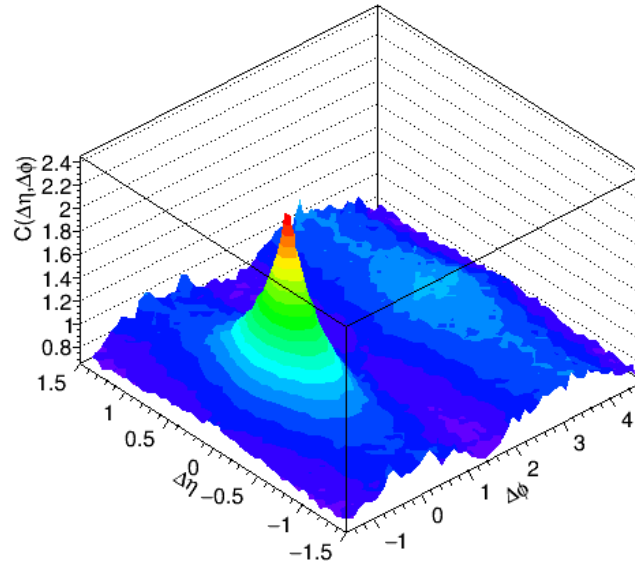
Slika 5.8: Središnji vrh u intervalu od 1.5 do 2 za niske sfericitete



Slika 5.9: Središnji vrh u intervalu od 1.5 do 2 za visoke sfericitete

da postoje mlaz ili skup čestica koji će putovati u suprotnom smjeru zbog očuvanja količine gibanja. Razmazanost u pseudorapiditetu se pojavljuje zbog dodatnih raspršenja unutar mlazova. Kod korelacijske funkcije za visoke sfericitete 5.7 pojavljuju se iznenađujuće strukture. Grebeni na $\Delta\phi = \pi$ i $\Delta\phi = 0$ ne postoje. U događajima visokog sfericiteta zbog manje izraženih mlazova ne očekujemo ni "back to back" mlazove. Tada "away-side ridge" ne bi ni trebao biti izražen kao što se događa kod mlazolikih događaja te bi korelacijska funkcija trebala biti relativno jednoliko raspoređena po razlikama kutova. No, pojavljuju se grebenaste strukture na $\Delta\phi = -\frac{\pi}{2}$ i $\Delta\phi = \frac{\pi}{2}$. To znači da postoji veliki broj čestica koje se raspršuje pod pravim kutem. Mogući uzrok nastanka takvih korelacija su tročestična raspršenja. Slične strukture su dobivene na simulacijama proton-proton sudara [18] i nisu razjašnjene. Također, vidljiv je longitudinalni greben ali nije izražen kao u korelacijskoj funkciji za sve događaje, dok u korelacijskoj funkciji za niske sfericitete nije vidljiv.

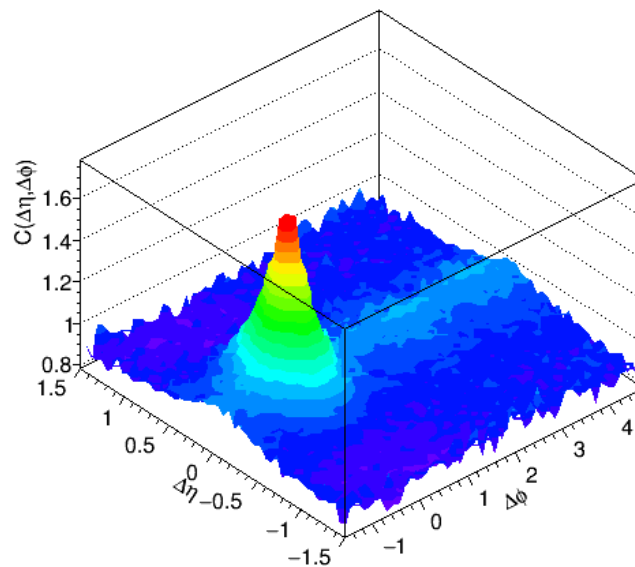
Kako bi pojava longitudinalnog grebena te prijelaza između dobivenih struktura na visokim i niskim sfericitetima bila bolje opažena analizirana je korelacijska funkcija za srednje sfericitete. Promatrana su tri intervala, $0.593 < S_T < 0.73$, $0.73 < S_T < 0.81$ i $0.81 < S_T < 0.9$. Na 5.10 je prikazana $C(\Delta\eta, \Delta\phi)$ za događaje iz intervala $0.593 < S_T < 0.73$. Struktura je slična korelacijskoj funkciji na nižim sfericitetima ali se može opaziti smanjenje amplitude grebena na $\Delta\phi = \pi$. Također, moguće je primjetiti i slabo vidljivu longitudinalnu strukturu koja je superponirana na "away-side ridge". Na 5.11 je prikazana $C(\Delta\eta, \Delta\phi)$ za događaje iz intervala $0.73 < S_T < 0.81$. Vidi se kako uopće nema transverzalnih struktura te je jasno prepoznatljiv longitudinalni greben. U [19] se pojavljuje slična struktura u dvočestičnoj korelacijskoj funkciji te je jače izražena u korelacijama u kojima su okidačke i pri-



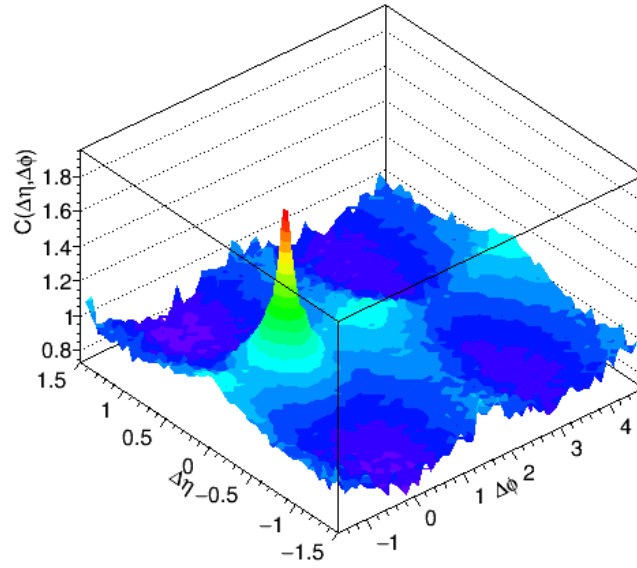
Slika 5.10: Dvočestična korelacijska funkcija za $0.593 < S_T < 0.73$

družene čestice imale različiti predznak. Moguće je da takve korelacije predstavljaju parovi čestica i antičestica nastali u nekom energetsom mediju. Konačno, na ?? je prikazana $C(\Delta\eta, \Delta\phi)$ za $0.81 < S_T < 0.9$. Vidljive su strukture koje su dobivene za visoki sfericitet. Prisutan je i longitudinalni greben koji je superponiran na navedene transverzalne strukture te je veće amplitude nego u događajima s najvišim sfericitetima.

Uz pretpostavku da zanemarimo središnji vrh korelacijsku funkciju koja obuhvaća



Slika 5.11: Dvočestična korelacijska funkcija za $0.73 < S_T < 0.81$



Slika 5.12: Dvočestična korelacijska funkcija za $0.81 < S_T < 0.9$

sve događaje možemo shvatiti kao linearnu kombinaciju triju opaženih struktura: transversalnog grebena na $\Delta\phi = 0$ za niske sfericitete, dva transversalna grebena na $\Delta\phi = -\frac{\pi}{2}$ i $\Delta\phi = \frac{\pi}{2}$ za visoke sfericitete te longitudinalnog grebena na $\Delta\eta = 0$ za srednje sfericitete. Najizraženija struktura u ukupnoj korelacijskoj funkciji je transversalni greben zbog toga što se pojavljuje u intervalu u kojem S_T -spektar ima maksimum. Kao posljedica toga prisutna je u prilično velikom broju događaja. Transverzalni greben $\Delta\phi = 0$ je prisutan u događajima sfericiteta manjeg od 0.7. Prema S_T spektru bi se moglo zaključiti da bi ova struktura trebala biti zastupljenija od longitudinalnog grebena. No, događaji s višim sfericitetom uglavnom imaju viši multiplicitet, dok broj korelacija raste kvadratno s multiplicitetom. Strukture koje se pojavljuju na najvišim sfericitetima nisu vidljive u ukupnoj korelacijskoj funkciji zbog toga što se pojavljuju u najmanjem broju događaja.

6 Zaključak

U ovom diplomskom radu analizirani su proton-proton sudari na energiji od 13 TeV u sustavu centra mase. Istraživane su korelacije između parova čestica nastalih u sudarima. Središnji objekt istraživanja bila je dvočestična korelacijska funkcija definirana u drugom poglavlju. U analizi su korišteni rezovi na transversalni sfericitet, opservablu koja jako dobro prepoznaje oblik događaja. Korelacijska funkcija analizirana je za događaje koji pripadaju različitim intervalima transversalnog sfericiteta. Primijećene su prilično različite strukture korelacijskih funkcija za visoke sfericitete u odnosu na niske sfericitete. Korelacijska funkcija za događaje niskih sfericiteta, tj. mlazolike događaje ponaša se u skladu s očekivanjima. Postoji dominantan središnji vrh na $(\Delta\eta, \Delta\phi) = (0, 0)$ čije podnožje ima širok raspon u pseudorapiditetu. Također, vidljiv je i "away-side ridge" koji se očekuje u mlazolikim događajima zbog očuvanja količine gibanja. No, na korelacijskim funkcijama u koje ulaze događaji visokih sfericiteta pojavljuju se grebenaste strukture na $\Delta\phi = -\frac{\pi}{2}$ i $\Delta\phi = \frac{\pi}{2}$. Takav oblik korelacija moguće ukazuje na raspršenja tri čestice [18]. U tom slučaju zanimljivo je istražiti tročestične korelacije u događajima s visokim sfericitetom. Na srednjim sfericitetima izražen je longitudinalni greben na $\Delta\eta = 0$ dok je utjecaj navedenih transversalnih grebena smanjen. Za nastanak longitudinalnog grebena pretpostavlja se da nastaje zbog očuvanja lokalnog naboja [19]. Tad bi korelacije koje ulaze taj greben bile parovi čestica i antičestica. Takav greben prilično je izražen u korelacijama čestica različitog predznaka naboja [19]. Korelacijska funkcija koja obuhvaća događaje svih sfericiteta je linearna kombinacija navedenih struktura. Dominantna struktura u ukupnoj korelaciji je longitudinalni greben zbog toga što se pojavljuje u relativno velikom broju događaja. Transverzalni greben na $\Delta\phi = \pi$ također se pojavljuje u velikom broju događaja, međutim događaji nižeg sfericiteta uglavnom imaju niži multiplicitet, a time i kvadratno manji broj korelacija. Strukture koje se pojavljuju na visokom sfericitetu ne vide se u ukupnoj korelacijskoj funkciji. Korištenjem rezova na transversalni sfericitet pojavljuju se nove strukture koje nisu vidljive u ukupnim korelacijama. Strukture kojima je poznato porijeklo te potječu od tvrdih rasprešenja kao što su središnji vrh i "away-side ridge" nisu toliko izražene, a nove strukture mogu biti vidljivije. Predmet daljnjeg istraživanja bi mogla biti detaljnija analiza korelacija na visokim sfericitetima. To bi, uz analizu na većem broju podataka, uključivalo i usporedbu s rezovima na multiplicitet. Nisu uočeni znakovi stvaranja QGP.

Dodaci

Dodatak A Kôd za reprodukciju korelacijske funkcije

```
#include "TChain.h"
#include "TTree.h"
#include "TH1F.h"
#include "TCanvas.h"

#include "AliAnalysisTask.h"
#include "AliAnalysisManager.h"

#include "AliESDEvent.h"
#include "AliESDInputHandler.h"
#include "AliCentrality.h"
#include "PtTask_sphericity.h"
#include "AliPool.h"

ClassImp(PtTask_sphericity)

//
-----

PtTask_sphericity::PtTask_sphericity(const char *name) :
AliAnalysisTaskSE(name), fESD(0), fOutputList(0), fHistPt(0),
    fHistSt(0), fHistPt1(0), fHistPt2(0), /*fHistCollS(0),
    fHistCollB(0),*/ fPoolMgr(0), fHistMult(0), fSparse1(0),
    fSparse2(0)
{
    // Constructor
    // Define input and output slots here
    // Input slot #0 works with a TChain
    DefineInput(0, TChain::Class());
    DefineOutput(0, TTree::Class());

    // Output slot #0 id reserved by the base class for AOD
    // Output slot #1 writes into a TH1 container
    DefineOutput(1, TList::Class());
}
```

//

```
-----  
  
void PtTask_sphericity::UserCreateOutputObjects()  
{  
    // Create histograms  
    // Called once  
  
    fOutputList = new TList();  
  
    fHistPt = new TH1F("fHistPt", "P_{T}_distribution", 200,  
        0.1, 50);  
    fHistPt->GetXaxis()->SetTitle("P_{T}_ (GeV/c)");  
    fHistPt->GetYaxis()->SetTitle("dN/dP_{T}_ (c/GeV)");  
    fHistPt->SetMarkerStyle(kFullCircle);  
  
    fHistSt = new TH1F("fHistSt", "S_{T}_distribution", 200, 0,  
        1.0);  
    fHistSt->GetXaxis()->SetTitle("S_{T}_ (GeV/c)");  
    fHistSt->GetYaxis()->SetTitle("dN_{ev}/dS_{T}_ (c/GeV)");  
    fHistSt->SetMarkerStyle(kFullCircle);  
  
    fHistPt1 = new TH1F("fHistPt1", "P_{T}_distribution", 200,  
        0.1, 50);  
    fHistPt1->GetXaxis()->SetTitle("P_{T}_ (GeV/c)");  
    fHistPt1->GetYaxis()->SetTitle("dN/dP_{T}_ (c/GeV)");  
    fHistPt1->SetMarkerStyle(kFullCircle);  
  
    fHistPt2 = new TH1F("fHistPt2", "P_{T}_distribution", 200,  
        0.1, 50);  
    fHistPt2->GetXaxis()->SetTitle("P_{T}_ (GeV/c)");  
    fHistPt2->GetYaxis()->SetTitle("dN/dP_{T}_ (c/GeV)");  
    fHistPt2->SetMarkerStyle(kFullCircle);  
  
    fHistMult = new TH1F("fHistMult", "Multiplicity_  
        distribution", 150, 0, 150);  
    fHistMult->GetXaxis()->SetTitle("mult");  
    fHistMult->GetYaxis()->SetTitle("dN/dmult_ (c/)");  
    fHistMult->SetMarkerStyle(kFullCircle);
```



```

Int_t bins[4]={200,200,200,150};
Double_t xmin[4] = {-1.5, -3.142/2, 0., 0.};
Double_t xmax[4] = {1.5, 3*3.142/2, 1., 150.};

fSparse1= new THnSparseF("fSparse1","fSparse1",4,bins,xmin,
    xmax);
fOutputList->Add(fSparse1);

fSparse2= new THnSparseF("fSparse2","fSparse2",4,bins,xmin,
    xmax);
fOutputList->Add(fSparse2);

fOutputList->Add(fHistPt);
fOutputList->Add(fHistSt);
fOutputList->Add(fHistPt1);
fOutputList->Add(fHistPt2);
fOutputList->Add(fHistMult);

InitEventMixer();
PostData(1, fOutputList);

}

void PtTask_sphericity::InitEventMixer()
{

    Int_t MaxNEvents = 50;
    Int_t MaxNTracks = 200;
    Int_t nMultBins = 5;
    Double_t multBins[] = {3,9,19,29,70,150};

    Int_t nZvtxBins = 4;
    Double_t vertexBins [] = { 0, 0.2, 0.55, 0.9, 1};

    fPoolMgr = new AliEvtPoolManager(MaxNEvents, MaxNTracks,
        nMultBins, multBins, nZvtxBins, vertexBins);

}

```

//

```
void PtTask_sphericity::UserExec(Option_t *)
{
    // Main loop
    // Called for each event

    // Post output data.
    fESD = dynamic_cast<AliESDEvent*>(InputEvent());
    if (!fESD) {
        printf("ERROR: _fESD_not_available\n");
        return;
    }
    printf("There _are _%d _tracks _in _this _event\n", fESD->
        GetNumberOfTracks());

    Double_t St = Sphericity(*fESD);
    fHistSt->Fill(St);

    // Track loop to fill a pT spectrum
    for (Int_t iTracks = 0; iTracks < fESD->GetNumberOfTracks()
        ; iTracks++) {
        AliESDtrack* track = fESD->GetTrack(iTracks);
        if (!track) {
            printf("ERROR: _Could_not_receive_track_%d\n", iTracks);
            continue;
        }
        if (TMath::Abs(track->Eta()) > 0.8) { continue; }

        fHistPt->Fill(track->Pt());
        if (St > 0.9)
        {
            fHistPt1->Fill(track->Pt());
        }
        if (St < 0.2)
        {
            fHistPt2->Fill(track->Pt());
        }
    } //track loop
}
```

```

Int_t mult = fESD->GetNumberOfTracks();
fHistMult->Fill(mult);
Double_t fZVertex = St;
MiniEvent* MiniEvt = new MiniEvent();

for (Int_t i = 0; i < fESD->GetNumberOfTracks(); ++i)
{
    AliESDtrack* track = fESD->GetTrack(i);
    Double_t pt = track->Pt();
    Double_t eta = track->Eta();
    Double_t phi = track->Phi();
    Int_t sign = track->Charge();

    MiniEvt->push_back(AliMiniTrack(pt, eta, phi,
        sign));
}

Correlate(*MiniEvt,*MiniEvt,0, mult, St);

AliEvtPool* pool = fPoolMgr->GetEventPool(mult,
    fZVertex);
if (!pool) {
    AliWarning(Form("No pool found. mult=%d, ZVertex=%f",
        mult, fZVertex));
    return;
}

if (pool->IsReady()) {

    Int_t nMix = pool->GetCurrentNEvents
        ();
    for (Int_t jMix=0; jMix<nMix; ++jMix)
    {
        MiniEvent* bgTracks = pool->GetEvent(
            jMix);
        Correlate(*MiniEvt, *bgTracks, 1,mult,
            St);
    }
}

pool->UpdatePool(MiniEvt);

```

```

    PostData(1, fOutputList);

}
//
-----

void PtTask_sphericity::Correlate(const MiniEvent &evt1,
    const MiniEvent &evt2, Int_t pairing, Int_t mult, Double_t
    St)
{

    Double_t fillS1[4];
    Double_t fillS2[4];

    fillS1[2] = St;
    fillS1[3] = mult;

    fillS2[2] = St;
    fillS2[3] = mult;

    // pairing = 0 for correlating in same event (signal) and = 1
    // for different events (background)

    //code for signal, same events
    if(pairing==0 && mult >2)
    {
        Int_t iMax = evt1.size();
        Int_t jMax = evt2.size();
        for(Int_t i=0; i < iMax; ++i)
        {

            const AliMiniTrack &a(evt1.at(i));

            Double_t pta = a.Pt();
            Double_t etaa = a.Eta();
            Double_t phia = a.Phi();
            Int_t sgn = a.Sign();

            if(pta>1 && pta<3 && TMath::Abs(etaa)<0.8 && sgn
                !=0)

```

```

{
    for(Int_t j=0;j < iMax;++j)
    {
        if(i==j)
        {continue;}

        const AliMiniTrack &b(evt1.at(j));

        Double_t ptb = b.Pt();
        Double_t etab = b.Eta();
        Double_t phib = b.Phi();
        Int_t sgnb = b.Sign();
        if(ptb>1 && ptb<3 && TMath::Abs(etab)<0.8
            && sgnb!=0)
        {

            Double_t deta = etaa - etab;
            Double_t dphi = -999;
            Double_t pi = TMath::Pi();

            if (phia < 0)          phia += 2*pi;
            else if (phia > 2*pi) phia -= 2*pi;
            if (phib < 0)          phib += 2*pi;
            else if (phib > 2*pi) phib -= 2*pi;
            dphi = phib - phia;
            if (dphi < -pi/2)      dphi += 2*pi;
            else if (dphi > 3*pi/2) dphi -= 2*pi;

            fillS1[0]=deta;
            fillS1[1]=dphi;
            fSparse1->Fill(fillS1);

        }
    }
}

}

else if (pairing == 1 && mult >2)
{
    //code for mixing, background
    Int_t iMax = evt1.size();

```

```

        Int_t jMax = evt2.size();
    for(Int_t i=0;i < iMax;i++)
    {

        const AliMiniTrack &a(evt1.at(i));

        Double_t pta = a.Pt();
        Double_t etaa = a.Eta();
        Double_t phia = a.Phi();
        Int_t     sgn = a.Sign();

        if(pta>1 && pta<3 && TMath::Abs(etaa)<0.8 && sgn!=0)
        {
            for(Int_t j=0;j < jMax;j++)
            {
                const AliMiniTrack &b(evt2.at(j));

                Double_t ptb = b.Pt();
                Double_t etab = b.Eta();
                Double_t phib = b.Phi();
                Int_t     sgnb = b.Sign();
                if(ptb>1 && ptb<3 && TMath::Abs(etab)<0.8 &&
                    sgnb!=0)
                {

                    Double_t deta = etaa - etab;
                    Double_t dphi = -999;
                    Double_t pi = TMath::Pi();

                    if (phia < 0)          phia += 2*pi;
                    else if (phia > 2*pi) phia -= 2*pi;
                    if (phib < 0)          phib += 2*pi;
                    else if (phib > 2*pi) phib -= 2*pi;
                    dphi = phib - phia;
                    if (dphi < -pi/2)      dphi += 2*pi;
                    else if (dphi > 3*pi/2) dphi -= 2*pi;

                    fillS2[0]=deta;
                    fillS2[1]=dphi;
                    fSparse2->Fill(fillS2);
                }
            }
        }
    }

```

```

    }
    }
}
return;
}
//

```

```

Double_t PtTask_sphericity::Sphericity(AliESDEvent &evt)
{
    Int_t ParticleNumber = 0;
    Double_t SumPt = 0;
    Double_t S00=0;
    Double_t S11=0;
    Double_t S10=0;
    Double_t Lambda1 = 0;
    Double_t Lambda2 = 0;
    Double_t St = 0;
    for (Int_t i = 0; i < evt.GetNumberOfTracks(); i++)
    {
        AliESDtrack* iter = evt.GetTrack(i);

        Double_t NewPhi = iter->Phi();
        Double_t NewPt = iter->Pt();
        Double_t NewEta = iter->Eta();

        if (TMath::Abs(NewEta)>0.8 && NewPt<0.5){continue;}

        Double_t Px;
        Double_t Py;
        Px= NewPt * TMath::Cos(NewPhi);
        Py= NewPt * TMath::Sin(NewPhi);

        S00 = S00 + Px*Px/(NewPt);
        S11 = S11 + Py*Py/(NewPt);
        S10 = S10 + Px*Py/(NewPt);
        SumPt = SumPt + NewPt;
        ParticleNumber++;
    }
}

```

```

    }
    if (SumPt==0){return -1;}

    S00 = S00/SumPt;
    S11 = S11/SumPt;
    S10 = S10/SumPt;

    Lambda1 = (S00 + S11 + TMath::Sqrt((S00+S11)*(S00+S11)
        -4.0*(S00*S11-S10*S10)))/2.0;
    Lambda2 = (S00 + S11 - TMath::Sqrt((S00+S11)*(S00+S11)
        -4.0*(S00*S11-S10*S10)))/2.0;

    if (Lambda1+Lambda2!=0 && ParticleNumber>2)
    {
        St = 2*Lambda2/(Lambda1+Lambda2);
    }
    else{return -1;};
    return St;
}
//

```

```

void PtTask_sphericity::Terminate(Option_t *)
{
    // Draw result to the screen
    // Called once at the end of the query

    fOutputList = dynamic_cast<TList*> (GetOutputData(1));
    if (!fOutputList) {
        printf("ERROR: _Output_list_not_available\n");
        return;
    }

    fHistPt = dynamic_cast<TH1F*> (fOutputList->At(0));
    if (!fHistPt) {
        printf("ERROR: _fHistPt_not_available\n");
        return;
    }

    fHistSt = dynamic_cast<TH1F*> (fOutputList->At(0));
    if (!fHistSt) {

```



```

    printf("ERROR: _fHistSt_not_available\n");
    return;
}

fHistPt1 = dynamic_cast<TH1F*> (fOutputList->At(0));
if (!fHistPt1) {
    printf("ERROR: _fHistPt1_not_available\n");
    return;
}

fHistPt2 = dynamic_cast<TH1F*> (fOutputList->At(0));
if (!fHistPt2) {
    printf("ERROR: _fHistPt2_not_available\n");
    return;
}

fHistMult = dynamic_cast<TH1F*> (fOutputList->At(0));
if (!fHistMult) {
    printf("ERROR: _fHistMult_not_available\n");
    return;
}

fSparse1 = dynamic_cast<THnSparseF*> (fOutputList->At(0));
if (!fSparse1) {
    printf("ERROR: _fSparse1_not_available\n");
    return;
}

fSparse2 = dynamic_cast<THnSparseF*> (fOutputList->At(0));
if (!fSparse2) {
    printf("ERROR: _fSparse2_not_available\n");
    return;
}

TCanvas *c1 = new TCanvas("PtTask_sphericity","Pt"
    ,10,10,510,510);

c1->cd(1)->SetLogy();
fHistPt->DrawCopy("E");
}

```

Literatura

- [1] Bohr, H., Nielsen, H.B. : Hadron production from a boiling quark soup: quark model predicting particle ratios in hadronic collisions. //Nuclear Physics B. 128 (2) (1977)
- [2] Bozek, P., Broniowski, W. : Universal fluctuation-driven eccentricities in proton-proton, proton-nucleus and nucleus-nucleus collisions. //Phys. Lett. B. 718 (2013)
- [3] ALICE Collaboration : Multiplicity and transverse momentum evolution of charge-dependent correlations in pp, p-Pb i Pb-Pb collisions at the LHC //Phys. Lett. B. 718 (2013)
- [4] The CMS Collaboration : Observation of Long-Range, Near-Side Angular Correlations in Proton-Proton Collisions at the LHC. //JHEP 1009, 091 (2010)
- [5] Nayak, T. : Heavy Ions: Results from the Large Hadron Collider. //Pramana 79, 719-735 (2012)
- [6] Yagi, K., Hatsuda, T., Miake, Y. : Quark Gluon Plasma. //Cambridge University Press, (2015)
- [7] Andronic, A., Braun-Munzinger, P., Redlich, K., Stachel, J. : The statistical model in Pb-Pb collisions at the LHC. // Nucl. Phys. A. 904-905, 535c-538c (2013)
- [8] Abelev, B. : Centrality dependence of π , K, p production in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ TeV}$. // Phys. Rev. C 88, 044910 (2013)
- [9] Bilandzic, A. : Anisotropic flow of charged particles at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ TeV}$ measured with the ALICE detector. //J.Phys. G 38, 124052 (2011)
- [10] Eyyubova, G. : Angular dihadron correlation as an interplay between elliptic and triangular flows. // et. al. Phys. Rev. 091 (2015)
- [11] <http://alipub.web.cern.ch/detectors/more-details-alice-its/>, 27.5.2016.
- [12] ALICE Collaboration : ALICE Time Projection Chamber: Technical Design Report. //Technical Report CERN-LHCC-2000-001, CERN, (2001)
- [13] Contin, G. : Performance of the present ALICE Inner Tracking System and the studies for the upgrade. JINST 7, C06007 (2012)
- [14] ALICE Collaboration : ALICE Time-Of-Flight System: Technical Design Report. //Technical Report CERN-LHCC-2000-012, CERN, (2001)

- [15] TOF measured particle beta vs. signed momentum in pp collisions <http://aliceinfo.cern.ch/Figure/node/919/>, 28.5.2016.
- [16] TPC and TOF PID histogram at 2 to 2.5 GeV/c with mass assumption Pion <http://aliceinfo.cern.ch/Figure/node/2657/>, 28.5.2016.
- [17] ALICE Collaboration : ALICE forward detectors: FMD, T0 and V0: Technical Design Report. //Technical Report CERN-LHCC-99-032, CERN, (1999)
- [18] Perez Lezama, E., Paić, G., Cuautle Flores, E., Ortiz Velasquez, A. : Study of the PYTHIA $\Delta\eta\Delta\phi$ correlation as a function of multiplicity and transverse sphericity in proton-proton collisions at 7 TeV. //2015 J. Phys.: Conf. Ser. 578 01 (2015)
- [19] Janik, M. : $\Delta\eta\Delta\phi$ angular correlations in pp collisions at the LHC registered by the ALICE experiment. //PoS WPCF2011 (2011) 026