



UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI
FAKULTET
DEPARTMAN ZA FIZIKU



Merenje luminoznosti na ATLAS eksperimentu

- diplomski rad -

Mentori: dr Nenad Vranješ
doc. dr Jovana Nikolov

Student: Olivera Vujinović

Novi Sad, Oktobar 2018.

Iskreno se zahvaljujem svojim mentorima, dr Nenadu Vranješu i doc. dr Jovani Nikolov, na svim pruženim savetima i prenesenom znanju, bez kojih realizacija ovog rada ne bi bila moguća. Takođe, zahvaljujem se na ukazanom poverenju, motivaciji i strpljenju.

Veliku zahvalnost dugujem svojoj porodici, kao i prijateljima, na bezuslovnoj podršci i razumevanju.

Sadržaj

Uvod	3
1 Veliki hadronski sudarač. Eksperiment ATLAS	5
1.1 Veliki hadronski sudarač	5
1.2 Eksperiment ATLAS	8
1.2.1 Unutrašnji detektor	9
1.2.2 Kalorimetri	9
1.2.3 Mionski spektrometar	10
1.2.4 Triger	11
1.3 Veliki hadronski sudarač sa visokom luminoznosću - HL-LHC	11
1.3.1 <i>Upgrade</i> detektora ATLAS na HL-LHC-u	12
2 Merenje i kalibracija luminoznosti na LHC-u	13
2.1 Pojam luminoznosti	13
2.2 Detektor LUCID	15
2.3 Algoritmi za merenje luminoznosti	15
2.4 Kalibracija izmerene luminoznosti	17
2.4.1 Apsolutna luminoznost dobijena iz parametara snopa	17
2.4.2 Kalibracija vdm <i>scan</i> -ova	18
3 Rezultati	19
3.1 Podaci	19
3.2 <i>Fit</i> modeli	19
3.2.1 Gausova <i>scan</i> kriva	19
3.2.2 Dvostruka Gausova <i>scan</i> kriva	20
3.2.3 Super-Gausova <i>scan</i> kriva	20
3.2.4 <i>Scan</i> kriva kao proizvod Gausove i polinomne funkcije	20
3.3 Efekat različitih <i>fitting</i> modela	21
3.3.1 Kvalitet fita	23
3.3.2 Osetljivost Σ na <i>fitting</i> modele	25
3.3.3 Osetljivost pika na <i>fitting</i> modele	27
3.3.4 Efekat <i>fitting</i> modela na kalibracionu konstantu (σ_{vis})	30
3.4 Zaključak	32
Bibliografija	33

Uvod

Luminoznost, kao fizička veličina, daje meru koliko se sudara odigra u datom akceleratoru čestica [1]. Na osnovu ove definicije postavlja se razumno pitanje - zašto se u tom slučaju ta veličina ne naziva jednostavno stopa sudara? Odgovor leži u činjenici da luminoznost ne daje strogo tu informaciju, već takođe uzima u obzir i faktor koji opisuje koliko čestica je moguće „upakovati” u određeni prostor za dato vreme. To ne znači da će sve čestice učestvovati u sudarima, već da sa povećanjem broja „upakovanih” čestica raste i verovatnoća njihovog sudara.

Kako bi se shvatio pojam luminoznosti, neophodno je definisati poprečni (efikasni) presek. U fizici elementarnih čestica, on predstavlja meru verovatnoće nekog procesa i izražava se u jedinici koja se naziva barn¹. Ukoliko presek za dati proces ima malu vrednost, za njega možemo da kažemo da je malo verovatan. Iz tog razloga, kada je u toku potraga za veoma retkim procesom, potrebno je obezbediti veći broj sudara nakon čega je verovatnije da se takav proces desi. U pojednostavljenom objašnjenju bi to značilo da ukoliko se luminoznost nekog snopa pomnoži sa presekom za neki proces, dobija se vrednost koja nam govori sa kolikom stopom možemo da očekujemo da se dati proces desi. Takođe, ako se luminoznost pomnoži sa sumom svih preseka za sve moguće procese, dobija se ukupan broj sudara.

Koncept luminoznosti je pozajmljen iz oblasti astrofizike [2], i tamo se koristi kada se misli na energiju koju zvezda izrači. Da bi se izračunala *trenutna luminoznost*, potrebno je izmeriti koliko energije „protekne” kroz neku površinu u datom intervalu vremena. Kada se isti pojam koristi u fizici čestica, energiju je potrebno zameniti brojem čestica. Međutim, otežavajuća okolnost je ta što u Velikom hadronskom sudaruču postoje dva sudarajuća snopa, te je neophodno izmeriti protok čestica u oba snopa. Sama po sebi, trenutna luminoznost nam nije od velike koristi i zbog toga ju je potrebno dovesti u vezu sa presekom. Pošto veća trenutna luminoznost znači i veći broj događaja, fizičari rade na tome da značajno povećaju njenu vrednost. To se najčešće postiže povećanjem broja protona u snopu. Kako svaki proton ima svoju (veoma malu) metu, i kako je presek za dati proces isti za svaki proton, moguće je povećati ukupnu veličinu mete povećavajući broj protona. Drugi način za povećanje trenutne luminoznosti jeste „pakovanje” istog broja protona u uži snop. Međutim, u tom slučaju nailazimo na fizička ograničenja koja se tiču parametara snopova, pa je iz tog razloga praktičnije primeniti neke jednostavnije metode. Jedna od praktičnijih jeste povećanje broja paketa (skupina) protona u LHC prstenu, gde umesto ubacivanja više protona u isti deo prstena, sada stavljamo više protona u prazne regije prstena.

Međutim, pored trenutne luminoznosti postoji veličina koja se mnogo više koristi prilikom prikazavanja rezultata, a to je *integralna luminoznost*. Za njen izračunavanje je potrebno pomnožiti trenutnu luminoznost sa vremenskim intervalom u kome je trenutna luminoznost

¹1 barn = $1 \cdot 10^{-28} \text{ m}^2$

dobijena. Daljim množenjem sa presekom, dobija se broj sudara. Odavde vidimo značaj luminoznosti - njenim merenjem, kao i poznavanjem vrednosti preseka za date procese, u mogućnosti smo da uporedimo izmereni broj događaja sa očekivanim. To nam govori kada možemo da očekujemo otkriće, i kada smo na pragu da saznamo nešto novo o posmatranim procesima!

Pojam luminoznosti će biti detaljnije objasnjen u samom radu, kao i neke od najznačajnijih metoda njenog merenja. Takođe, prikazano je na koji način se vrši kalibracija izmerene luminoznosti na eksperimentu ATLAS uz priložene rezultate dobijene na osnovu podataka prikupljenih tokom 2015. i 2016. godine.

Glava 1

Veliki hadronski sudarač. Eksperiment ATLAS

Posle Drugog svetskog rata, evropska nauka nije više bila prvoklasna. Prateći primer međunarodne organizacije, nekolicina naučnika vizionara želela je da stvori evropsku laboratoriju za atomsku fiziku [3]. *Raoul Dautry, Pierre Auger i Lew Kowarski* iz Francuske, *Edoardo Amaldi* iz Italije i *Niels Bohr* iz Danske su bili među tim pionirima. Takva laboratorijska postrojenja ne bi samo ujedinila evropske naučnike, već bi im dozvolila da podele rastuće troškove postrojenja za nuklearnu fiziku.

Francuski fizičar *Louis de Broglie* izneo je prvi zvanični predlog za stvaranje Evropske laboratorijske infrastrukture na Evropskoj Kulturnoj Konferenciji, u Laganu 9. decembra 1949. godine. Dalji napredak je došao na petom UNESKO-vom zasedanju 1950. godine u Firenci, gde je američki fizičar i Nobelovac *Isidor Rabi* izložio rezoluciju dajući tako ovlašćenje UNESCO-u da „asistira i ohrabri formiranje regionalnih istraživačkih laboratorijskih postrojenja u cilju povećanja međunarodne naučne saradnje.“ Na međuvladinom sastanku UNESCO-a u Parizu decembra 1951. usvojena je prva rezolucija o uspostavljanju Evropskog Saveta za Nuklearna Istraživanja. Nakon dva meseca, 11 zemalja je potpisalo ugovor čime je CERN¹ počeo da postoji. Ženeva je izabrana kao mesto za izgradnju CERN-ove laboratorijske infrastrukture. CERN, evropska organizacija za nuklearna istraživanja, i danas predstavlja simbol savremene fizike, ali i nauke uopšte.

1.1 Veliki hadronski sudarač

Prvi akceleratori čestica u CERN-u su proradili 1957. godine, odnosno 1959. Najsnažniji akcelerator danas je Veliki hadronski sudarač - LHC (*Large Hadron Collider*). U njemu se ubrzavaju protoni, i ima obim 27 km. Smešten je u kružnom tunelu na oko 100 m ispod zemlje. Dva protonska snopa se kreću u suprotnim smerovima u ultra-visokom vakuumu kroz kružne cevi, i nakon dostizanja odgovarajuće energije oni se sudaraju, pri čemu dolazi do kreiranja ogromnog broja različitih čestica. Istraživački rad LHC-a je počeo 2010. godine, nakon perioda testiranja. Započeo je rad sa energijama protona od 7 TeV, što znači da je na raspolaganju bilo 7 TeV po svakom paru sudarajućih protona. Prvi radni ciklus je završio 2013. godine. Nakon servisiranja, novi ciklus je započeo 2015. godine, sa energijama od 13 TeV. Prednost kolajderskih eksperimenata u odnosu na sudare čestica sa fiksnom metom je

¹*Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*

ta da se može iskoristiti celokupna energija zbira kinetičkih energija sudarajućih čestica za kreiranje novih. Ukupan impuls dve čestice koje se kreću jedna ka drugoj je jednak nuli, a onda i ukupan impuls nastalih čestica mora biti takav nakon sudara.

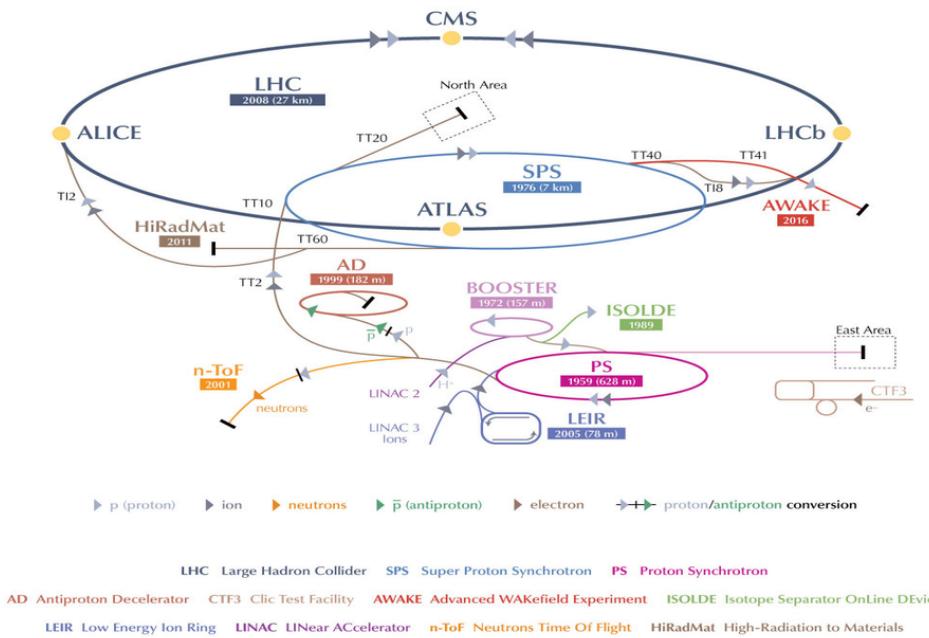
Visoka kinetička energija u LHC-u se ostvaruje primenom električnih polja u akceleratoru na pojedinim delovima putanje protona, putem, tzv. radio-frekventnih šupljina [4, 5], tako da proton prilikom svakog prolaska kroz ovakav segment dobija određeni iznos energije, dok magnetna polja duž putanje obezbeđuju preciznost njihove kružne putanje upotrebom magnetnih dipola i fokusiranjem snopova, pomoću magnetnih kvadrupola. Tako jaka magnetna polja obezbeđuju superprovodni elektromagneti koji veoma efikasno provode elektricitet bez otpora ili gubitka energije. Da bi se proizvela jaka magnetna polja, potrebno je ostvariti protok veoma jakih struja kroz pomenute superprovodnike. Struja jačine 11 850 A protiče kroz dipole kako bi se kreirala magnetna polja indukcije 8.33 T. Da bi ovo bilo moguće, neophodno je ohladiti magnete do izuzetno niskih temperatura, čineći njihovo okruženje hladnjim od svemira - one iznose i do -271.3°C . Iz tog razloga, veći deo akceleratora je povezan sa sistemom koji distribuira hladni helijum koji tako hlađi magnete. Maksimalna energija koju protoni konačno dostižu u LHC-u (7 TeV po svakom protonu u jednom snopu) ostvaruje se postupno, prethodnim ubrazavanjima u manjim akceleratorima velikog akceleratorskog kompleksa u CERN-u.

Važan aspekt koji se mora razmotriti prilikom konstrukcije akceleratora kod kojih se čestice kreću po kružnoj putanji jeste emisija sinhrotronskog zračenja. Dakle, ovaj pojam se generalno odnosi na elektromagnetno zračenje koje se emituje kada se nanelektrisane čestice kreću kružnom ili nekom drugom zakriviljenom putanjom. Tada se vektor brzine menja po pravcu, što predstavlja ubrzano kretanje. Ova vrsta zračenja predstavlja energijski gubitak za čestice, što dalje znači da se dodatna energija mora obezbediti od strane akceleratora, kako bi se energija snopa održala konstantnom. Međutim, u kružnim akceleratorima, kao što je LHC, teške čestice poput protona imaju mnogo manji energijski gubitak putem sinhrotronskog zračenja nego lake čestice kao što su elektroni.

Cilj protonskih sudara u LHC-u je reprodukcija i istraživanje uslova koji su vladali u ranom kosmosu: 10^{-12} s posle Velikog praska, kada je odgovarajuća temperatura kosmosa bila $\approx 10^{16}$ K.

Protoni su u snopovima tokom kretanja po obimu LHC-a grupisani u „pakete”, gde u jednom paketu ima $\approx 10^{11}$ protona. Luminoznost svakog snopa iznosi 10^{34} protona/(cm²s), dok se paketi protona sudaraju svakih 25 ns. Pri tome se odigrava oko 600 miliona proton-proton sudara svake sekunde, dok se po jednoj sekundi selektuje samo oko 100 događaja radi čuvanja podataka i nakadne analize. Inače, protoni se kreću u ultra-visokom vakuumu koji iznosi $\approx 10^{-9}$ Pa.

Najveći tehnički izazov za dizajniranje LHC predstavljali su magnetni dipoli, postavljeni duž kružne putanje protona, tj. po obimu snopova, čiji je cilj da jakim magnetnim poljima savijaju snop protona energije 7 TeV i održe ih na kružnoj putanji. LHC dipoli koriste niobijum-titanijum provodnike (kablove) koji postaju superprovodni na temperaturama ispod 10 K. Ustvari, ovi dipoli bivaju ohlađeni pomoću tečnog helijuma na temperaturu od 1.9 K. Može se primetiti da je ovo temperatura niža od današnje temperature kosmosa (2.7 K), pa je interesantno da su to najhladnija područja u kosmosu.



Slika 1.1: CERN-ov akceleratorski kompleks [6]

Na mestima koja su predviđena za interakciju snopova (mesta sudara protona) nalaze se moćni detektori: CMS (*Compact Muon Solenoid*) i ATLAS (*A Toroidal LHC ApparatuS*) čiji je zadatak da registruju putanje novoformiranih čestica i mere njihovu energiju, kako bi mogao da se utvrdi njihov identitet. Osim navedenih detektora, operativna su još 4 manja detektora specijalne namene. Detektori CMS i ATLAS imaju približno cilindričan oblik i veoma složenu, slojevitu unutrašnju strukturu, a unutar njih se generišu jaka magnetna polja i tako utiče na putanje kreiranih čestica kroz detektore. Na osnovu karakteristika putanja u magnetnom polju može se odrediti impuls čestice. Detektori predstavljaju kombinaciju velikog broja pojedinačnih manjih detektora koji čine aktivne slojeve i pasivnih slojeva materijala velike gustine (kao što su gvožđe i olovo), gde čestice deponuju deo svoje energije. Upravo se iznos deponovane energije u pojedinim apsorbujućim slojevima koristi da bi se utvrdila energija kojoj su čestice posedovale.

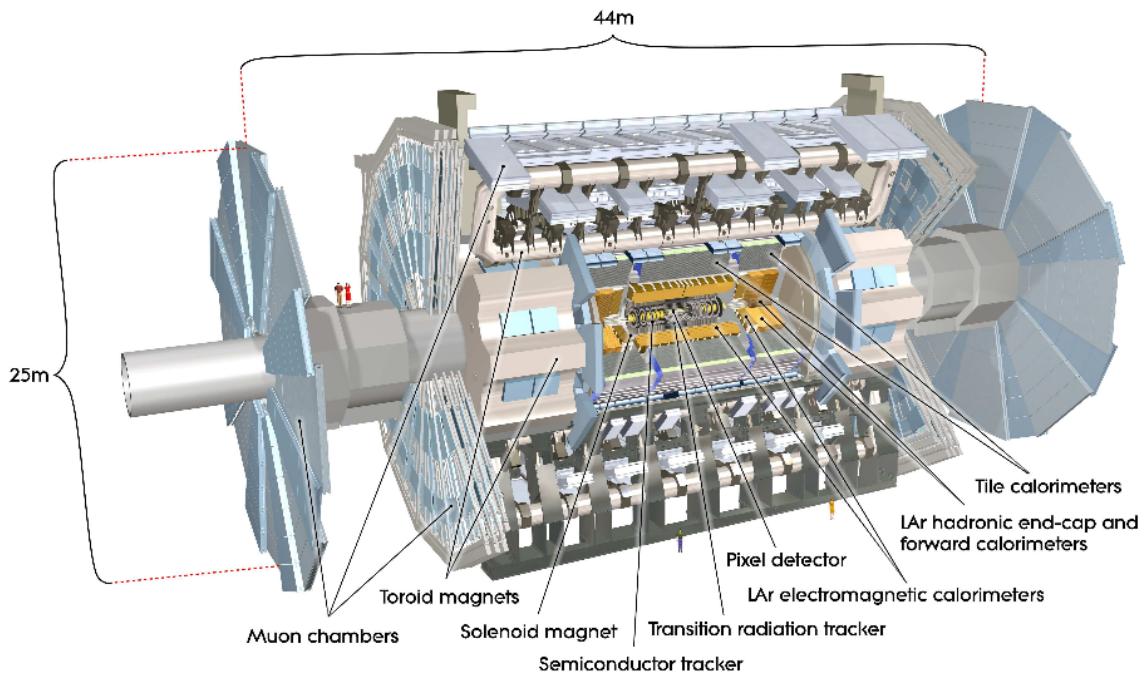
Veliko otkriće od strane kolaboracija CMS i ATLAS usledilo je u julu 2012. godine, kada je objavljeno otkriće Higsovog bozona, što je predstavljalo veliki trijumf fizike visokih energija i izvrsnu potvrdu da su teorijska predviđanja korektna. Postoje neka značajna pitanja na koja se čekaju odgovori, a tiču se supersimetrije, ekstra dimenzija, tamne materije i tamne energije, narušenja simetrije između materije i antimaterije itd. Veliki izazov kod analize susedarnih procesa je uočavanje nekolicine događaja za kojima tragamo među milijardama drugih. Razvijena je posebna, snažna računarska mreža za preuzimanje i čuvanje ogromne količine prethodno filtriranih podataka, kako bi se oni mogli naknadno analizirati.

Znanja stečena pri realizaciji ovog velikog eksperimenta i tehnologije koje su razvijene pri rešavanju brojnih problema, nalaze svoju primenu u najrazličitijim oblastima ljudske delatnosti, i doprinose opštem napretku civilizacije.

1.2 Eksperiment ATLAS

ATLAS [7, 8] je detektor namenjen za istraživanja u fizici elementarnih čestica, proveravajući predviđanja Standardnog modela koji obuhvata naše trenutno razumevanje gradivnih blokova materije i njihovu međusobnu interakciju. Njegov zadatak je da registruje sve čestice koje nastanu prilikom neelastičnih protonskih sudara na veoma visokoj energiji LHC-a i pri velikom broju istovremenih interakcija. Kako bi to postigao, mora posedovati sledeće karakteristike:

- Efikasno praćenje tragova čestica pri visokoj luminoznosti;
- Identifikacija elektrona i fotona elektromagnetskim kalorimetrom; identifikacija džetova i merenje nedostajuće transverzalne energije hadronskim kalorimetrom;
- Precizna merenja impulsa miona za koja je pri visokoj luminoznosti dovoljan samo mionski spektrometar;
- Velika pokrivenost oblasti prostornog ugla;
- Trigerovanje i merenja vezana za čestice sa niskim transverzalnim impulsom, što obezbeđuje visoku efikasnost za većinu fizičkih procesa.

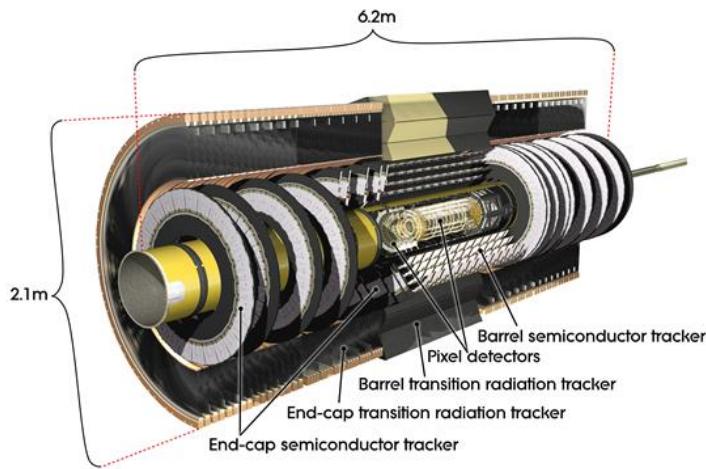


Slika 1.2: Trodimenzionalni presek ATLAS detektora [7]

ATLAS detektor je dužine 44 m i prečnika 22 m, dok mu je masa oko 7000 tona (slika 1.2). Čine ga sledeće komponente, konstruisane tako da zadovoljavaju prethodno navedene uslove: unutrašnji detektor, elektromagnetski i hadronski kalorimetarski sistem, mionski spektrometar i magnetni sistem.

1.2.1 Unutrašnji detektor

Unutrašnji detektor (*Inner detector*) [9] je smešten najbliže tački interakcije. To je prvi deo ATLAS detektora koji ima kontakt sa produktima interakcije, te je neophodno da on bude veoma kompaktan i visoke osetljivosti. Sačinjen je iz tri različita sistema senzora (*Pixel Detector*, *Semiconductor Tracker* (SCT) i *Transition Radiation Tracker* (TRT)), koji se nalaze u magnetnom polju usmerenom paralelno osi snopa jačine 2 T. Cilindrične je geometrije, dužine od 7 m ograničene *end-cap* delovima kalorimetra, i radijusa 1.15 m određenog unutrašnjom površinom kriostata u kome se nalazi LAr (*Liquid Argon*) elektromagnetski kalorimetar.



Slika 1.3: Trodimenzionalni prikaz unutrašnjeg detektora [9]

S obzirom na mesto na kome se nalazi unutrašnji detektor, njegovi delovi moraju da ispunjavaju uslov visoke granularnosti kako bi se obezbedila dobra rezolucija u merenjima. Iz tog razloga njega čine fini silikonski objekti (*silicon pixels*) koji leže uz samu osu snopa i silikonske tračice (*silicon strips*) - ova dva dela čine SCT. Pored toga, tu su i cevčice u spoljašnjoj oblasti unutrašnjeg detektora. Prostorna oblast unutrašnjeg detektora se, međutim, može podeliti na tri dela: *barrel* deo koji pokriva oko 80 cm radijusa oko mesta interakcije i dva *end-cup* dela koja se nalaze na krajevima detektora. Ono što je karakteristično za *barrel* deo jeste to što su detektorski slojevi raspoređeni cilindrično oko linije snopa, dok su u *end-cup* delovima oni poređani normalno na istu liniju. Unutrašnji detektor daje informacije o pravcu, impulsu i električnom naboju nanelektrisanih čestica koje se proizvedu u svakom *pp* sudaru.

1.2.2 Kalorimetri

ATLAS-ov kalorimetarski sistem se nalazi između unutrašnjeg detektora i mionskog sistema. Sastoји се из:

1. elektromagnetskog kalorimetra i
2. hadronskog kalorimetra

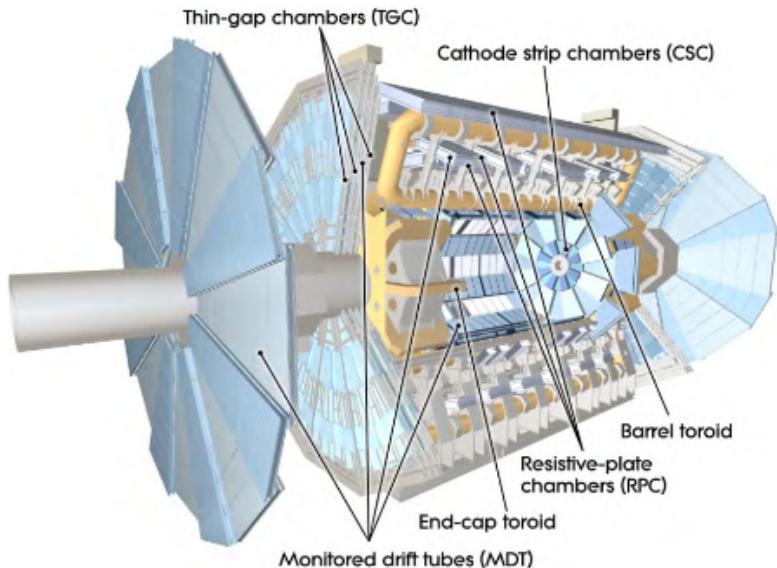
Elektromagnetski kalorimetar je podeljen je na *barrel* i *end-cup* deo. Po svojoj konstrukciji može se okarakterisati kao tečni sampling kalorimetar, sa tečnim argonom kao aktivnom

sredinom i olovom kao apsorberom. Neke od glavnih odlika ovakvih kalorimetara je visoka uniformnost odgovora, jednostavna kalibracija i visoka radijaciona izdržljivost. Što se tiče geometrije ovog kalorimetra, slojevi aktivne sredine apsorbera su raspoređeni tako da formiraju oblik harmonike, čime je smanjeno vreme sakupljanja signala što je jedan od kritičnih parametara za rad u okruženju LHC-a. Takođe poseduje visoku granularnost.

Hadronski kalorimetar se sastoji iz tri dela - *barrel*, *end-cup* i *forward* regiona. Poslednja dva, kao i elektromagnetični kalorimetri, spadaju u sampling kalorimetre sa tečnim argonom kao aktivnom sredinom ali sa gvožđem kao apsorberom. *Barrel* oblast predstavlja scintilačioni kalorimetar sa gvozdenim pločama (*TileCal*), koje su orijentisane paralelno osi. Time se postiže longitudinalna i transverzalna segmentacija i omogućava dobra energetska rezolucija hadronskog kalorimetra. Dimenzije hadronskog kalorimetra su mnogo veće od dimenzija elektromagnetičnog kako ne bi došlo do probaja hadronskih pljuskova u mionski sistem.

1.2.3 Mionski spektrometar

ATLAS-ov mionski sistem [10] je dizajniran tako da je u mogućnosti da obezbedi merenja impulsa miona potpuno nezavisno od unutrašnjeg detektora. Sastoji se iz dve oblasti - *barrel* i *end-cup*. Princip rada ovog dela detektora se zasniva na tome što superprovodni toroidni magneti sa vazdušnim jezgrom stvaraju jako magnetno polje, u kome mioni skreću, čime se omogućava merenje njihovog impulsa. Komponente čiji je to zadatak su MDT (*Monitored Drift Tubes*) i CSC (*Cathode Strip Chambers*) komorama), pri čemu CS komore imaju veću granularnost jer se nalaze bliže tački interakcije (slika 1.4). Pored ovih merenja, ovaj sistem vrši nezavisno i trigerovanje događaja sa mionima pa se u te svrhe koriste sledeće komponente: TGC (*Thin Gap Chambers*) i RPC (*Resistive Plate Chambers*).



Slika 1.4: Trodimenzionalni prikaz ATLAS-ovog mionskog sistema [10]

1.2.4 Triger

S obzirom na ogromnu količinu podataka koja se proizvede prilikom sudara u LHC-u, od čega ne tako malo broj događaja se mora odbaciti, potreban je sistem koji će na osnovu određenih kriterijuma birati podatke koji će biti trajno upisani i potom korišćeni za analizu. Za opisanu selekciju događaja je zadužen ATLAS-ov triger i DAQ (*Data Acquisition*) sistem [?]. On tu selekciju događaja vrši u tri nivoa, pri čemu se poslednja dva mogu grupisati u HLT (*High Level Trigger*):

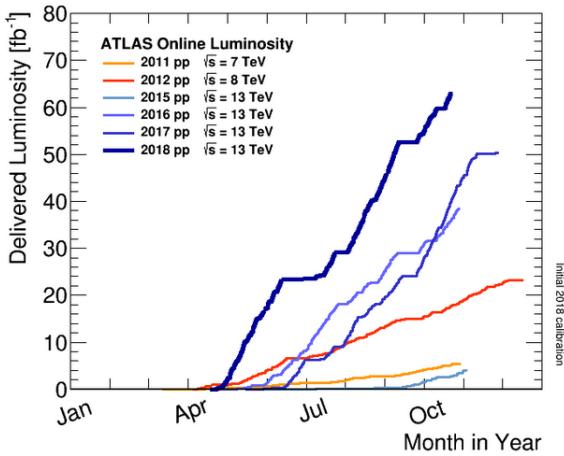
- L1 - početnu frekvencu događaja od 40 MHz svodi na 100 kHz;
- L2 - sa 100 kHz na 1 kHz;
- EH - sa 1 kHz na ~ 100 događaja trajno zapisanih svake sekunde.

Neophodno je da vreme potrebno L1 trigeru za procesiranje bude što kraće zbog zahtevnog LHC okruženja i ono stoga iznosi $2.5 \mu\text{s}$. Upravo toliko vremena se informacija zadržava u *pipeline* memoriji koju čine integrisana elektronska kola, te se iz tog razloga L1 naziva hradverskim trigerom. Događaji ostaju tu sve dok ne budu ili odbačeni ili prihvaćeni od strane L2 nivoa trigera. Na kraju, poslednji korak u selekciji vrši EF nivo, koji koristi i informacije o kalibraciji, poravnanju detektorskih sistema i mapi magnetnog polja.

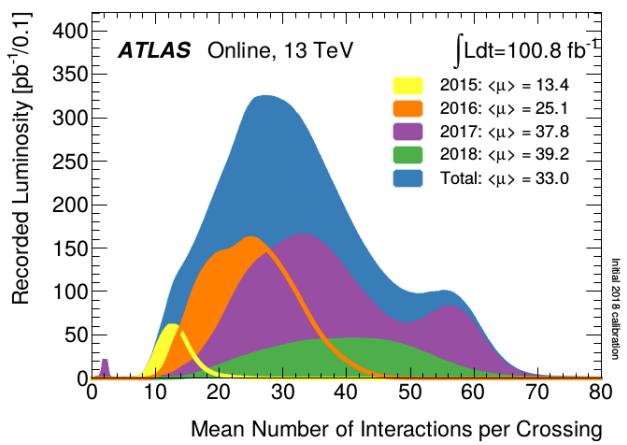
1.3 Veliki hadronski sudarač sa visokom luminoznošću - HL-LHC

Projekat HL-LHC [12] ima za cilj poboljšanje performansa LHC-a a samim tim i povećanje potencijala za naredna otkrića nakon 2025. godine. Da bi to bilo moguće, potrebno je povećati luminoznost za faktor 10 iznad predviđene vrednosti luminoznosti na LHC-u. Luminoznost je važan indikator performansa akceleratora i proporcionalna je broju sudara u nekom vremenskom intervalu. Veća luminoznost omogućava detektoru da prikupi više podataka i tako registruje retke procese. HL-LHC projekat, koji će postati operativan 2026. godine, će dozvoliti naučnicima detaljnije proučavanje poznatih procesa, kao što je to dobijanje Higsovog bozona. Na primer, HL-LHC će stvarati 15 miliona Higsovih bozona godišnje dok je 2017. godine LHC stvarao 3 miliona Higsovih bozona.

LHC je sa radom započeo 2009. godine i do sada najveća vrednost energije koju su sudarajući protoni dostigli iznosi $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$, dok maksimalna luminoznost iznosi $2.09 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ što je već dvostruko veća vrednost od predviđene. Sada je maksimalan broj interakcija po jednom ukrštanju snopova dostigao 80, dok je srednji broj interakcija u 2017. godini bio oko 38. Osim navedenih podataka, može se dodati da trenutno prikupljeni podaci odgovaraju integralnoj luminoznosti $\sim 120 \text{ fb}^{-1}$. Porast u pomenutim vrednostima je prikazana na slikama ispod.



Slika 1.5: Integralna luminoznost prikazana po godinama rada LHC-a (prikljicanje podataka u 2018. godini još nije završeno) [13]



Slika 1.6: Luminoznost po srednjem broju interakcija po jednom ukrštanju snopova [13]

Nakon dva perioda označena kao *Run-1* (2009-2013. godine) i *Run-2* (završava se krajem 2018. godine) između kojih je bila pauza od godinu dana, sledi još jedna duža pauza kojoj sledi treći period: *Run-3* u trajanju od 2021-2023. godine. Planirano je da energija protonskih sudara tada dostigne svoju predviđenu vrednost od $\sqrt{s} = 14$ TeV, kao i da se prikupe podaci koji odgovaraju integralnoj luminoznosti od $\sim 300 \text{ fb}^{-1}$. Sa projektom HL-LHC predviđene su još dve faze: *Run-4* i *Run-5*, u kojima bi se postigla sedam puta veća luminoznost od početne ($7.5 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) i čak $\sim 3000 \text{ fb}^{-1}$ podataka [16]. Srednji broj interakcija po jednom ukrštanju snopova će iznositi 140-200. Sve ovo su veoma zahtevni ciljevi, koji da bi bili ostvareni zahtevaju unapređenje samih eksperimenata.

1.3.1 Upgrade detektora ATLAS na HL-LHC-u

Kao i svi ostali eksperimenti, i ATLAS mora da prođe kroz određene modifikacije [14, 15] kako bi maksimalno iskoristio unapređenje na LHC-u. Jedna od značajnijih promena jeste dodavanje jojednog triger nivoa - L0, čije vreme procesiranja treba da duže u odnosu na ono potrebno L1 trigeru. Ono bi iznosilo oko $6 \mu\text{s}$ i redukovalo učestanost događaja na 1 MHz. Osim toga, planirana je instalacija novih komora u mionskom spektrometru, uz uspostavljanje i dodatnog mionskog sistema za trigerovanje.

Jednu značajniju novinu predstavljaće *Internal Tracker* (ITk) - novi silikonski detektor trugova koji će imati dve komponente bazirane na piksel tehnologiji i tehnologiji silikonskih traka. Planirano je da središnji deo piksel detektora ima pomicnu komponentu (*insertable layer*), kako bi bilo moguće zameniti deo detektora najbliži tački interakcije nakon desetak godina rada HL-LHC-a, jer će usled radijacije biti oštećen. Što se kalorimetara tiče, oni bi trebalo da zadrže svoje sadašnje karakteristike i nakon početka rada HL-LHC-a. S obzirom na to da će doza zračenja biti znatno veća, biće potrebna zamena propratne elektronike kalorimetara. Kako će se prilikom ovog projekta povećati i *pile-up* potrebno je dodati još jedan detektor visoke rezolucije - HGTD (*High Granularity Timing Detector*).

Glava 2

Merenje i kalibracija luminoznosti na LHC-u

2.1 Pojam luminoznosti

Luminoznost \mathcal{L} pp sudarača [17] se može izraziti kao

$$\mathcal{L} = \frac{R_{inel}}{\sigma_{inel}} \quad (2.1)$$

gde je R_{inel} stopa neelastičnih sudara, a σ_{inel} je pp presek za neelastično rasejanje. Za sudarače u kojima se sudara n_b parova skupina čestica (*bunch pairs*), pri čemu je frekvenca orbite f_r , prethodni izraz se može zapisati kao:

$$\mathcal{L} = \frac{\mu n_b f_r}{\sigma_{inel}} \quad (2.2)$$

gde je μ prosečan broj neelastičnih interakcija po jednom ukrštanju snopova.

ATLAS prati dobijenu luminoznost merenjem posmatrane stope interakcije po jednom ukrštanju snopova, μ_{vis} , koristeći razne detektore i nekoliko različitih algoritama nezavisno. Tada se luminoznost može napisati na sledeći način:

$$\mathcal{L} = \frac{\mu_{vis} n_b f_r}{\sigma_{vis}} \quad (2.3)$$

pri čemu je $\sigma_{vis} = \epsilon \sigma_{inel}$ ukupni poprečni presek za neelastično rasejanje pomnožen sa efikasnošću ϵ datog detektora i algoritma. Slično, $\mu_{vis} = \epsilon \mu$. Pošto je σ_{vis} eksperimentalno merljiva veličina, kalibracija izmerene luminoznosti za dati detektor i algoritam se svodi na određivanje vidljivog preseka σ_{vis} .

Većina algoritama koji se koriste prilikom određivanja luminoznosti na ATLAS eksperimentu jesu *event counting* algoritmi, gde se svako ukrštanje snopova ponaosob kategorizuje prema tome da li zadovoljava ili ne određeni skup kriterijuma, osmišljen tako da detektuje prisustvo makar jednog neelastičnog pp sudara. Za $\mu_{vis} \ll 1$, prosečan broj vidljivih neelastičnih sudara po ukrštanju snopova se može izraziti kao $\mu_{vis} \approx N/N_{BC}$, gde je N broj ukrštanja snopova (ili događaja) koji zadovoljavaju date kriterijume, dok je N_{BC} ukupan broj ukrštanja snopova za isti vremenski interval. Kako μ_{vis} raste, verovatnoća da se dogode dve ili više pp

interakcije nije više zanemarljiva (tzv. *pile up*¹). To znači da μ_{vis} više nije linearno sa odbrojem N , te je potrebno uzeti i Poasonovu statistiku u obzir, kao i razmotriti efekte koji se javljaju kao posledica pile up-a. Kada dođe do toga da svako ukrštanje snopova sadrži događaj u datom vremenskom intervalu, ovaj algoritam više ne daje korisne informacije o stopi interakcije.

Alternativni pristup kojim se obuhvata linearnost odbroja događaja sa višim vrednostima μ_{vis} jesu *hit counting* algoritmi. Za razliku od prethodnih, ovi algoritmi prebrojavaju detektorske *readout* kanale sa signalima čija je vrednost iznad nekog prethodno definisanog praga. Ovim se obezbeđuje više informacija po događaju, i takođe povećava vrednost gornje granice μ_{vis} na kojoj dolazi do „saturacije“ ovog tipa algoritama. Na toj vrednosti μ_{vis} , koja je moguća samo kod detektora sa dobrom segmentacijom, rade *particle counting* algoritmi, gde se direktno prebrojavaju čestice koje dospevaju u detektor.

Kalibracija σ_{vis} se vrši upotrebom *beam-separation scan-ova*, koji su poznati još i kao *van der Meer* (vdM) *scan-ovi*. Dobijena luminoznost se može zapisati i preko parametara akceleratora kao

$$\mathcal{L} = \frac{n_b f_r n_1 n_2}{2\pi \Sigma_x \Sigma_y} \quad (2.4)$$

gde su n_1 i n_2 populacije *bunch*-eva (broj protona po *bunch*-u) u snopu 1 i snopu 2, respektivno (zajedno formiraju proizvod *bunch* populacija). Σ_x i Σ_y karakterišu horizontalnu i vertikalnu konvoluiranu širinu snopa. U vdM *scan-u*, snopovi su razdvojeni određenim kracima poznatog rastojanja, što dozvoljava direktno merenje Σ_x i Σ_y . Kombinujući ovaj scan sa spoljašnjim merenjem proizvoda populacije skupina čestica $n_1 n_2$, obezbeđuje se direktno određivanje luminoznosti u slučaju nerazdvojenih snopova.

Fundamentalna komponenta strategije eksperimenta ATLAS za procenu i kontrolu sistematskih neodređenosti koje utiču na određivanje apsolutne luminoznosti jeste poređenje izmerenih rezultata nekoliko detektora luminoznosti, od kojih većina koristi više od jednog algoritma za opisanu procenu. Ovi detektori i algoritmi su okarakterisani značajno različitom efikasnošću, odgovorom detektora na veliki *pile-up* i osetljivošću na instrumentalne efekte, kao i na snopom izazvane pozadinske efekte. Posebno, s obzirom na to da se kalibracija skale apsolutne luminoznosti uspostavlja u datim vdM *scan-ovima* koji se vrše relativno retko (2011. godine je napravljen samo jedan set vdM *scan-ova* na $\sqrt{s} = 7$ TeV za celu godinu), mora se prepostaviti da je ova kalibracija konstantna u toku dužih vremenskih perioda i pod različitim konstrukcijskim uslovima. Stepen konzistencije između različitih metoda, preko širokog raspona luminoznosti za jednu skupinu čestica i uslova snopa, i tokom nekoliko meseci rada LHC-a, obezbeđuje vredne provere, kao i procenu sistematskih neodređenosti koje se tiču samog detektora.

Informacija neophodna za većinu analiza fizičkih karakteristika jeste integralna luminoznost za neki dobro definisani uzorak podataka. Osnovna vremenska jedinica za skladištenje informacija o luminoznosti, koja ima upotrebu u fizici, jeste *Luminosity Block* (LB) čije granice definiše *ATLAS Central Trigger Processor* (CTP). Generalno, trajanje svakog LB je jedan

¹Primena statistike je krucijalna za detekciju retkih događaja. Da bi se stvorila takva mogućnost, potrebno je dostići visoku stopu sudara, npr. visokom luminoznosću. LHC je osmišljen tako da dostigne luminoznost od $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ [18], čime se prikuplja velika količina podataka svake godine. To zahteva skladištenje velikog broja protona u svaki *bunch*, kao i optimizaciju optičkih karakteristika snopa. Kao posledica ova dva zahteva, dolazi do nekoliko istovremenih pp sudara prilikom jednog ukrštanja snopova. Upravo ovaj efekat se naziva *pile up*.

minut. Rezultati se tada analiziraju pod pretpostavkom da svaki LB sadrži podatke nastale pod uniformnim uslovima, uključujući i luminoznost. Prosečna luminoznost za svaki detektor i algoritam, uz mnoštvo generalnih informacija o kvalitetu podataka ATLAS-a, je skladištena za svaki LB u odgovarajuću bazu podataka. Kako bi se utvrdio uzorak podataka za fiziku, primenjuju se kriterijumi za kvalitet prema kojima se biraju luminozni blokovi koji ih zadovoljavaju, a zatim se prosečna luminoznost za dati blok množi vremenom trajanja bloka čime se dobija integralna luminoznost dobijena u tom bloku. Sabiranjem integralne luminoznosti dobijene za set luminoznih blokova dobija se integralna luminoznost celog uzorka podataka.

2.2 Detektor LUCID

Prvi set detektora koristi ili *event* ili *hit counting* algoritme za merenje luminoznosti po principu *bunch-by-bunch*. Drugi set je namenjen za totalnu luminoznost (sumiranu po svim skupinama čestica). U oba slučaja, detektori su osmišljeni tako da povećavaju vrednost pseudorapiditeta². Postoje unutrašnji detektor (*Inner Detector*) čiji je glavni zadatak prilikom merenja luminoznosti detekcija primarnih verteksa proizvedenih u neelastičnim pp interakcijama; MBTS detektori (*Minimum Bias Trigger Scintillators*) koji su se koristili primarno za merenja luminoznosti u toku 2010. godine sa svrhom obezbeđivanja okidanja sa minimumom sudsarne aktivnosti prilikom pp ukrštanja snopova; BCM (Beam Conditions Monitor) je veoma brz uređaj namenjen za praćenje nivoa pozadinskih efekata kao i problema koji se mogu javiti usled raznih gubitaka snopa koji mogu dovesti do oštećenja unutrašnjeg detektora.

LUCID predstavlja Čerenkovljev detektor koji je posebno dizajniran za merenje luminoznosti. Cev kroz koju prolazi snop okružuje 16 mehanički poliranih aluminijumskih cevi ispunjenih gasom C_4F_{10} , i to sa svake strane tačke interakcije na udaljenosti od 17 m, pokrivajući interval pseudorapiditeta $5.6 \leq |\eta| \leq 6.0$. Naelektrisane čestice u gasu stvaraju Čerenkovljeve fotone koji se reflektuju o zidove cevi, sve dok ne dospeju u cevi fotomultiplikatora (PMT), smeštenje u zadnjem delu cevi. Dodatni Čerenkovljevi fotoni nastaju u kvarcnom prostoru koji odvaja aluminijumske cevi od PMT-ova. Čerenkovljeva svetlost stvorena u gasu tipično proizvodi 60-70 fotoelektrona po upadnoj naelektrisanoj čestici, dok spomenuti kvarjni prozor dodaje još 40 fotoelektrona signalu. Ako jedna od fotomultiplikatorskih cevi LUCID-a proizvede signal iznad prethodno podešenog praga (≈ 15 fotoelektrona), onda se za datu cev i dato ukrštanje snopova snima *hit*. On se obrađuje ugrađenom elektronskom karticom koja sadrži FPG nizove (Field Programmable Gate Arrays - FPGAs). Ova kartica se može programirati pomoću različitih algoritama, i omogućuje merenje luminoznosti za svako LHC ukrštanje snopova ponaosob.

2.3 Algoritmi za merenje luminoznosti

ATLAS primarno koristi *event counting* algoritme za merenje luminoznosti, gde se smatra da jedno ukrštanje snopova sadrži jedan događaj (*event*), ukoliko su kriterijumi datog algoritma

²ATLAS se služi desnim koordinatnim sistemom, čiji početak je smešten u nominalnu (onu koja je predviđena dizajnom eksperimenta) tačku interakcije (IP) u centru detektora, dok je z-osa usmerena duž pravca snopa. Duž prave koja spaja IP sa centrom prstena LHC-a leži x-osa, dok je y-osa upravljena ka gore. Cilindrične koordinate (r, ϕ) su korišćene u poprečnoj ravni, s tim da je ϕ azimutni ugao oko pravca snopa. Pseudorapiditet je definisan preko polarnog ugla θ kao $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$.

za praćenje jedne ili više interakcija zadovoljeni. Dva glavna tipa algoritma koji se koriste su EventOR (*inclusive counting*) i EventOR (*coincidence counting*). Dodatni algoritmi se razvijaju korišćenjem *hit counting-a* i *average particle rate counting-om*, što obezbeđuje proveru linearnosti *event counting* tehnika. Većina osnovnih detektora za luminoznost se sastoji iz dva simetrična detektorska elementa postavljeni tako da je jedan usmeren ka napred („A”), a drugi unazad („C”) u odnosu na tačku interakcije (IP). Kod LUCID, BCM I MBTS detektora svaka strana je dalje izdeljena na diskretan broj *readout* segmenata koji su obično raspoređeni oko cevi sa snopom, tako da svaki ima sopstveni *readout* kanal. Kod *event counting* algoritama postoji određeni prag na koji nailazi izlazni analogni signal iz svakog *readout* kanala, pri čemu se svaki kanal čiji signal prelazi dati prag broji, s obzirom na to da sadrži tzv. *hit*.

Kod EventOR algoritma, ukrštanje snopova se broji ukoliko postoji makar jedan *hit* bilo na A strani, bilo na C strani. Pretpostavljajući da se broj interakcija prilikom jednog ukrštanja snopova može opisati Poasonovom raspodelom, verovatnoća da se uoči jedan OR događaj se može izračunati kao:

$$P_{Event-OR}(\mu_{vis}^{OR}) = \frac{N_{OR}}{N_{BC}} = 1 - e^{-\mu_{vis}^{OR}} \quad (2.5)$$

Ovde je odbroj N_{OR} broj ukrštanja snopova, tokom datog vremenskog intervala, u kojima bar jedna pp interakcija zadovoljava kriterijume za odabir događaja OR algoritma koji se razmatra, dok je N_{BC} ukupan broj ukrštanja snopova za isti vremenski interval. Ako se odatle izrazi μ_{vis}^{OR} dobija se

$$\mu_{vis}^{OR} = -\ln \left(1 - \frac{N_{OR}}{N_{BC}} \right) \quad (2.6)$$

U slučaju EventAND algoritma, ukrštanje snopova se broji ukoliko postoji barem po jedan *hit* na svakoj strani detektora. Ovaj uslov može biti zadovoljen ili prilikom jedne pp interakcije ili prilikom individualnih *hit-ova* sa svake strane detektora ponaosob koji potiču od različitih pp interakcija tokom istog ukrštanja snopova. Pretpostavljajući da važi jednakost efikasnosti za obe strane (A i C) može se izraziti verovatnoća zapisivanja AND događaja kao

$$P_{Event-AND}(\mu_{vis}^{AND}) = \frac{N_{AND}}{N_{BC}} \quad (2.7)$$

$$= 1 - 2e^{-(1 + \sigma_{vis}^{OR}/\sigma_{vis}^{AND})\mu_{vis}^{AND}/2} + e^{-(\sigma_{vis}^{OR}/\sigma_{vis}^{AND})\mu_{vis}^{AND}}. \quad (2.8)$$

S obzirom na to da odavde nije moguće izvesti analitički izraz za određivanje μ_{vis}^{AND} kao funkciju N_{AND}/N_{BC} , potrebno je izvršiti to numeričkim putem.

U slučaju da je $\mu_{vis} \gg 1$, *event counting* algoritmi gube na osetljivosti jer sve manje događaja u datom vremenskom intervalu ima ukrštanja snopova bez uočenih interakcija. U graničnom slučaju gde je $N/N_{BC} = 1$, više nije moguće primenjivati *event counting* za određivanje stope interakcije μ_{VIS} i stoga je potrebno uvesti nešto više sofisticirane metode. Jedan primer jeste *hit counting* algoritam, gde se prati broj *hit-ova* u datom detektoru umesto samo ukupnog broja događaja. Ovim putem se dobija više informacija o stopi interakcija po događaju, i povećava luminoznost na kojoj dolazi do saturacije za dati algoritam.

Pod pretpostavkom da broj *hit-ova* u jednoj pp interakciji prati binomnu raspodelu, kao i da se broj interakcija po ukrštanju snopova pokorava Poasonovoj distribuciji, može se izračunati

prosečna verovatnoća za jedan *hit* u jednom od detektorskih kanala po ukrštanju snopova kao

$$P_{HIT}(\mu_{vis}^{HIT}) = \frac{N_{HIT}}{N_{BC}N_{CH}} = 1 - e^{-\mu_{vis}^{HIT}} \quad (2.9)$$

gde su N_{HIT} i N_{BC} ukupni brojevi *hit*-ova i ukrštanja snopova tokom istog vremenskog intervala, dok je N_{CH} broj detektorskih kanala. Prethodni izraz omogućava izračunavanje μ_{vis}^{HIT} iz broja *hit*-ova kao

$$\mu_{vis}^{HIT} = -\ln \left(1 - \frac{N_{HIT}}{N_{BC}N_{CH}} \right) \quad (2.10)$$

Hit counting se koristi za analizu rezultata dobijenih LUCID detektorom za slučaj visoke luminoznosti 2011. godine. Neto nia efikasnost BCM detektora dozovljava upotrebu *event counting*-a za celu 2011. godinu. Pretpostavka o binomnoj raspodeli koja je iskorišćena u izvođenju prethodne relacije je istinita samo ukoliko je verovatnoća posmatranja *hit*-a u jednom kanalu nezavisna od broja *hit*-ova u ostalim kanalima.

2.4 Kalibracija izmerene luminoznosti

Da bi se izmerena stopa interakcija μ_{vis} koristila za opis luminoznosti, svaki detektor i algoritam mora biti kalibriran određivanjem vidljivog preseka σ_{vis} . Osnovna kalibraciona tehnika za određivanje merila apsolutne luminoznosti svakog detektora za luminoznost i algoritma uključuje odgovarajuće vdM *scan*-ove kako bi se dobila vrednost luminoznosti u jednom trenutku iz izmerenih parametara sudačajućih *bunch*-eva. Poređenjem poznate vrednosti luminoznosti dobijene na osnovu vdM *scan*-ova sa vrednošću μ_{vis} može se utvrditi σ_{vis} . Da bi se postigla željena preciznost prilikom utvrđivanja apsolutne luminoznosti, ovi *scan*-ovi se ne izvode pod normalnim fizičkim uslovima, već strogo kontrolisanim i sa konačnim brojem sudačajućih *bunch*-eva i skromnim pikom stope interakcije ($\mu < 2$). Na $\sqrt{s} = 7$ TeV su izvršena tri seta *scan*-ova pod ovakvim uslovima tokom 2010. i jedan set tokom 2011. godine.

2.4.1 Apsolutna luminoznost dobijena iz parametara snopa

U skladu sa parametrima sudačajućih snopova, luminoznost \mathcal{L} je definisana³ kao

$$\mathcal{L} = n_b f_r n_1 n_2 \int \hat{\rho}_1(x, y) \hat{\rho}_2(x, y) dx dy \quad (2.11)$$

gde su n_b broj sudačajućih parova *bunch*-eva, f_r frekvencija obrtaja (za LHC iznosi 11 245.5 Hz), $n_1 n_2$ je proizvod populacija *bunch*-eva, dok su $\hat{\rho}_1(x, y)$ i $\hat{\rho}_2(x, y)$ normirane gustine čestica u poprečnoj *xy*-ravni zraka 1 i 2 u IP, respektivno. Pod generalnom pretpostavkom da se gustina čestica može faktorisati u nezavisne komponente - horizontalnu i vertikalnu ($\hat{\rho}(x, y) = \rho_x(x)\rho_y(y)$), prethodna relacija se može zapisati na sledeći način

$$\mathcal{L} = n_b f_r n_1 n_2 \Omega_x(\rho_{x1}, \rho_{x2}) \Omega_y(\rho_{y1}, \rho_{y2}) \quad (2.12)$$

³za dva snopa koji se sudačaju pod uglom ukrštanja jednakim nuli

pri čemu je

$$\Omega_x(\rho_{x1}, \rho_{x2}) = \int \rho_{x1}(x) \rho_{x2}(x) dx \quad (2.13)$$

integral preklapanja snopova u pravcu x -ose (definicija je analogna i za preklapanje snopova duž y -ose). Prema *van der Meerovoj*-ovoj metodi integral preklapanja (uzmimo slučaj x -ose) se može računati kao

$$\Omega_x(\rho_{x1}, \rho_{x2}) = \frac{R_x(0)}{\int R_x(\delta) d\delta}, \quad (2.14)$$

gde je $R_x(\delta)$ luminoznost (odnosno μ_{vis}) - trenutno u proizvoljnim jedinicama - merena tokom horizontalnog *scan*-a u trenutku kada su snopovi bili na međusobnom rastojanju δ , pri čemu bi u slučaju u kome je $\delta = 0$ separacija snopova bila jednaka nuli. Definišući parametar Σ_x kao

$$\Sigma_x = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{\int R_x(\delta) d\delta}{R_x(0)}. \quad (2.15)$$

Odavde se vidi da Σ_x zavisi samo od površine ispod krive luminoznosti $R_x(\delta)$. Nakon što se i Σ_y definiše na isti način, luminoznost se može zapisati kao

$$\mathcal{L} = \frac{n_b f_r n_1 n_2}{2\pi \Sigma_x \Sigma_y}, \quad (2.16)$$

što omogućuje dobijanje luminoznosti iz eksperimentalnih parametara vršenjem vdM *scan*-a (razdvajanje snopova). Za slučaj gde kriva luminoznosti $R_x(\delta)$ odgovara Gausovoj distribuciji, Σ_x se poklapa sa standardnom devijacijom date raspodele.

2.4.2 Kalibracija vdM *scan*-ova

Da bi se kalibrisao dati algoritam za luminoznost, potrebno je izjednačiti apsolutnu luminoznost računatu prema relaciji 2.16 sa luminoznošću izmerenom pomoću određenog algoritma pri vrhu krive datog *scan*-a što je prikazano jednačinom 2.3, čime se dobija

$$\sigma_{vis} = \mu_{vis}^{MAX} \frac{2\pi \Sigma_x \Sigma_y}{n_1 n_2}, \quad (2.17)$$

gde je μ_{vis}^{MAX} stopa vidljivih interakcija po ukrštanju snopova posmatrana na vrhu krive *scan*-a prema merenjima datog algoritma. Relacija 2.17 obezbeđuje direktnu kalibraciju vidljivog preseka σ_{vis} za svaki algoritam u skladu sa pikom stopa vidljivih interakcija μ_{vis}^{MAX} , proizvoda konvoluiranih širina snopova $\Sigma_x \Sigma_y$ i proizvodom populacija *bunch*-eva $n_1 n_2$. Poslednji faktor se mora odrediti spoljašnjom analizom struha snopa u LHC-u, dok se ostali mogu naći direktno analizom podataka iz vdM *scan*-a.

Glava 3

Rezultati

3.1 Podaci

Tema projekta čiji rezultati će biti prikazani jeste kalibracija izmerene luminoznosti na detektoru ATLAS, korišćenjem podataka prikupljenih tokom 2015. i 2016. godine. Ispituje se zavisnost kalibracije luminoznosti od različitih *fit* modela, a algoritam koji je korišćen jeste LUCID *event counting* algoritam - lucBiEvtA.

3.2 *Fit* modeli

Proces kalibracije apsolutne luminoznosti [19] tokom vdM *scan*-a uključuje određivanje kalibracione konstante σ_{vis} za dati detektor i algoritam na osnovu relacije 2.17. Prema relaciji 2.15, horizontalna konvoluirana širina se može zapisati kao

$$\Sigma_x = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{\int \mu_{vis,spec}(\delta_x) d\delta_x}{\mu_{vis,spec}(0)}. \quad (3.1)$$

Kao što je već pomenuto, δ_x predstavlja relativno rastojanje između snopa 1 i snopa 2 u horizontalnoj ravni, pri čemu je Σ_y definisano na sličan način.

Dakle, da bi se odredila kalibraciona konstanta, potrebno je prvo proceniti pik krive datog *scan*-a, kao njen integral koji daje oblast ispod nje. vdM *scan* ima konačan broj koraka i tako konačan broj tačaka koje predstavljaju podatke. Integral i pik krive se mogu naći fitovanjem tačaka sa *scan*-a odgovarajućom funkcijom, čiji analitički oblik se bira tako da dâ najbolji opis podataka. Ispod su navedeni i ukratko opisani neki od različitih *fit* modela koji se mogu primeniti u ovoj analizi.

3.2.1 Gausova *scan* kriva

Najjednostavniji model za opis *scan* krive predstavlja Gausova funkcija. U ovom slučaju je specifična stopa vidljivih interakcija $\mu_{vis,spec}$ po BCID -u¹ data kao

$$\mu_{vis,spec} = \frac{A}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\delta_x - x_0)^2}{2\sigma^2}\right) + p_0. \quad (3.2)$$

¹bunch-crossing identification

Odavde se vidi da je σ širina Gausove krive, A amplituda, x_0 pozicija snopa koja odgovara piku luminoznosti i p_0 konstantan član za koji se smatra da doprinosi luminoznosti. Σ je tada

$$\Sigma_x = \frac{A\sigma\sqrt{2\pi} + p_0(x_{last} - x_{first})}{(A + p_0)\sqrt{2\pi}}, \quad (3.3)$$

gde je $x_{last} - x_{first}$ razlika između poslednje i prve tačke u separaciji snopova.

3.2.2 Dvostruka Gausova *scan* kriva

Prethodno opisani model može biti proširen tako da nastane model koji daje zapravo sumu dve Gausove funkcije koje dele srednju (*mean*) vrednost ali imaju različite širine, i ta funkcija se zapisuje kao

$$\mu_{vis,spec}(\delta_x) = A \cdot \left[f_a \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_a} \exp\left(-\frac{(\delta_x - x_0)^2}{2\sigma_a^2}\right) + (1 - f_a) \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_b} \exp\left(-\frac{(\delta_x - x_0)^2}{2\sigma_b^2}\right) \right] + p_0 \quad (3.4)$$

Ovde važi $f_a \in [0, 1]$ i ta veličina predstavlja udeo koji pripada prvoj Gausovoj krivi širine σ_a , dok $1 - f_a$ predstavlja udeo kojim doprinosi druga Gausova kriva širine σ_b . A je amplituda, a p_0 konstantan član. Ukoliko p_0 doprinosi luminoznosti, tada se Σ može zapisati kao

$$\Sigma_x = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot \frac{A + p_0(x_{last} - x_{first})}{\frac{A}{\sqrt{2\pi}} \left(\frac{f_a}{\sigma_a} + \frac{1-f_a}{\sigma_b} \right) + p_0}. \quad (3.5)$$

3.2.3 Super-Gausova *scan* kriva

Još jedna modifikacija Gausove funkcije javlja se u obliku tzv. super-Gausove (SG) krive koja je data kao

$$\mu_{vis,spec}(\delta_x) = A \frac{2^{-\frac{3+\epsilon}{2+\epsilon}}}{\sigma \Gamma\left(1 + \frac{1}{2+\epsilon}\right)} \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{(\delta_x - x_0)^2}{\sigma^2}\right)^{1+\frac{\epsilon}{2}}\right) + p_0, \quad (3.6)$$

gde je Γ gama funkcija, a $\epsilon > -1$. Ukoliko se p_0 smatra takođe luminoznošću, Σ je dato kao

$$\Sigma_x = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot \frac{A + p_0(x_{last} - x_{first})}{A \frac{2^{-\frac{3+\epsilon}{2+\epsilon}}}{\sigma \Gamma\left(1 + \frac{1}{2+\epsilon}\right)}} + p_0. \quad (3.7)$$

3.2.4 *Scan* kriva kao proizvod Gausove i polinomne funkcije

Dakle, ovde je Gausova funkcija pomnožena polinomom. Navedena su dva modela - GP4 i GP6, respektivno.

$$\mu_{vis,spec}(\delta_x) = \frac{A}{\sqrt{2\pi}} \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{\delta_x - x_0}{\sigma - c_2 - 3c_4} \right)^2 \right). \quad (3.8)$$

$$\cdot [1 + \frac{c_2}{\sigma - c_2 - 3c_4} \left(\frac{\delta_x - x_0}{\sigma - c_2 - 3c_4} \right)^2] \quad (3.9)$$

$$+ \frac{c_3}{\sigma - c_2 - 3c_4} \left(\frac{\delta_x - x_0}{\sigma - c_2 - 3c_4} \right)^3 \quad (3.10)$$

$$+ \frac{c_4}{\sigma - c_2 - 3c_4} \left(\frac{\delta_x - x_0}{\sigma - c_2 - 3c_4} \right)^4] + p_0 \quad (3.11)$$

$$\mu_{vis,spec}(\delta_x) = \frac{A}{\sqrt{2\pi}} \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{\delta_x - x_0}{\sigma - c_2 - 3c_4 - 15c_6} \right)^2 \right). \quad (3.12)$$

$$\cdot [1 + \frac{c_2}{\sigma - c_2 - 3c_4 - 15c_6} \left(\frac{\delta_x - x_0}{\sigma - c_2 - 3c_4 - 15c_6} \right)^2] \quad (3.13)$$

$$+ \frac{c_3}{\sigma - c_2 - 3c_4 - 15c_6} \left(\frac{\delta_x - x_0}{\sigma - c_2 - 3c_4 - 15c_6} \right)^3 \quad (3.14)$$

$$+ \frac{c_4}{\sigma - c_2 - 3c_4 - 15c_6} \left(\frac{\delta_x - x_0}{\sigma - c_2 - 3c_4 - 15c_6} \right)^4 \quad (3.15)$$

$$+ \frac{c_6}{\sigma - c_2 - 3c_4 - 15c_6} \left(\frac{\delta_x - x_0}{\sigma - c_2 - 3c_4 - 15c_6} \right)^6] + p_0. \quad (3.16)$$

Ukoliko se p_0 smatra luminoznošću, Σ za obe *fit* funkcije će biti

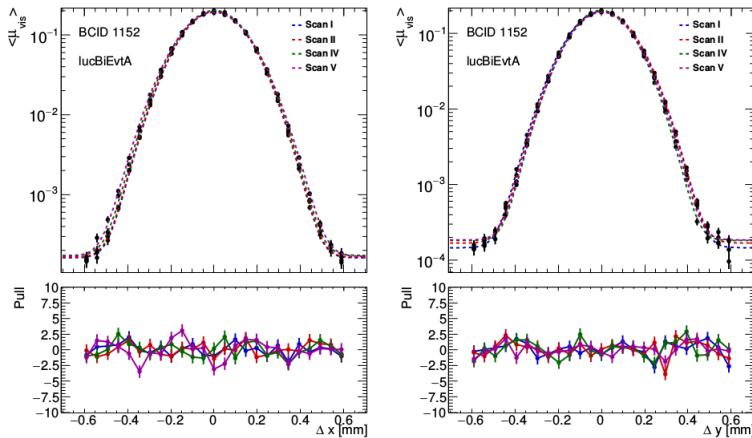
$$\Sigma_x = \frac{A\sigma\sqrt{2\pi} + p_0(x_{last} - x_{first})}{(A + p_0)\sqrt{2\pi}}. \quad (3.17)$$

Treba primetiti da se opisanom modelu ne javljaju članovi prvog i petog stepena. Razlog za njihovo nepostojanje jeste stabilnost fita. Takođe, na taj način je moguće izbeći korelaciju između pika i konstantnog člana. Član trećeg stepena se ipak zadržava u *fit* funkciji, upravo zbog pomenute stabilnosti.

3.3 Efekat različitih *fitting* modela

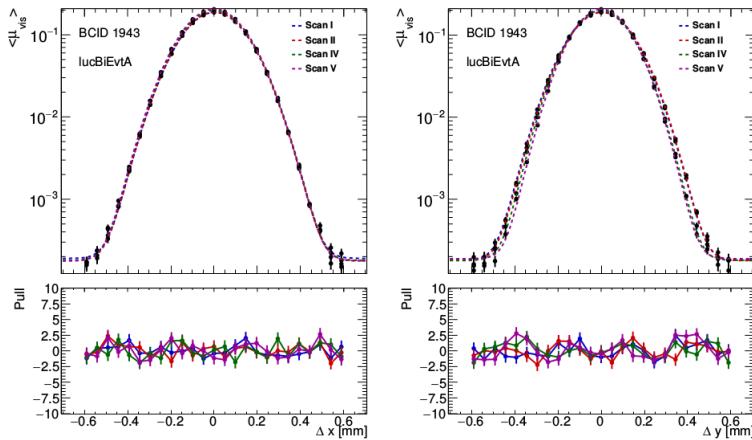
Ispod prikazani rezultati dobijeni su za tri različite funkcije:

- *GausBkgd* - Gausova funkcija, u kojoj fon nije oduzet, već je parametrizovan sa p_0 kao što se vidi u relaciji 3.2. Na slici ispod je prikazano kako ova fit funkcija opisuje eksperimentalno dobijene vrednosti;



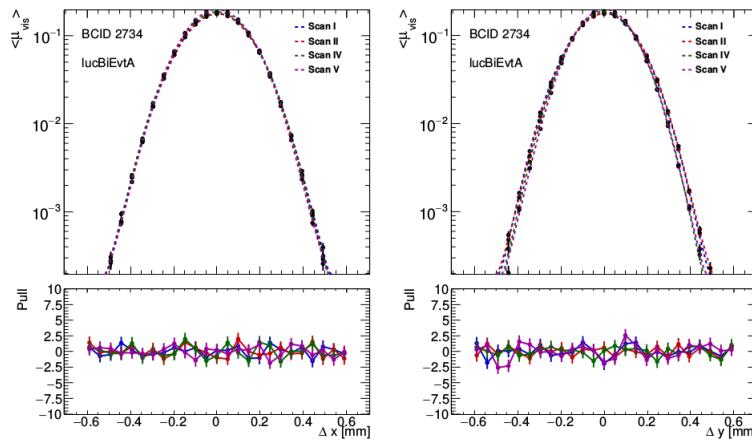
Slika 3.1: Vrednosti μ_{vis} prikazane za sva 4 scan-a pri korišćenju fit funkcije *GausBkgd*

- *GausConst* - Gausova funkcija gde je p_0 deo luminoznosti;



Slika 3.2: Vrednosti μ_{vis} prikazane za sva 4 scan-a pri korišćenju fit funkcije *GausConst*

- *GausPolyConst* - funkcija oblika opisanog u 3.2.4.



Slika 3.3: Vrednosti μ_{vis} prikazane za sva 4 scan-a pri korišćenju fit funkcije *GausPolyConst*

Kao što je napomenuto na početku poglavlja, korišćen je algoritam lucBiEvtA i 4 *scan-a* (I, II, IV, V). Prikazani su plotovi za χ^2 , Σ_x , Σ_y , Pk_x , Pk_y i σ_{vis} . Na kraju je urađeno poređenje rezultata računanjem odnosa ovih veličina za date funkcije, kako bismo uporedili njihove efekte (odnos *GausConst/GausBkgd* i *GausPolyConst/GausBkgd*).

3.3.1 Kvalitet fita

Ukoliko se pri proceni vrednosti nekih parametara koristi metod najmanjih kvadrata [20], potrebno je odrediti minimum veličine χ^2 . Posmatrajmo skup N nezavisnih izmerenih vrednosti y_i u poznatim tačkama x_i . Smatramo da se vrednosti y_i mogu opisati Gausovom raspodelom određenom sa $\mu(x_i; \theta)$ i σ_i^2 . Cilj je odrediti parametre kojim će se proceniti θ . χ^2 se definiše kao:

$$\chi^2(\theta) = -2\ln L(\theta) + \text{constant} = \sum_{i=1}^N \frac{(y_i - \mu(x_i; \theta))^2}{\sigma_i^2} \quad (3.18)$$

gde su $\mu(x_i; \theta)$ očekivana vrednost (*mean value*) i σ_i^2 varijansa. Oni se mogu proceniti u slučaju Gausove raspodele na osnovu parametara definisanih na sledeći način. Ako imamo n nezavisnih merenja x_1, x_2, \dots, x_n , pri čemu svaka tačka prati neku raspodelu sa nepoznatom očekivanom vrednošću μ i varijansom σ^2 , tada se potrebni parametri mogu definisati kao:

$$\hat{\mu} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i \quad (3.19)$$

$$\hat{\sigma}^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \hat{\mu})^2 \quad (3.20)$$

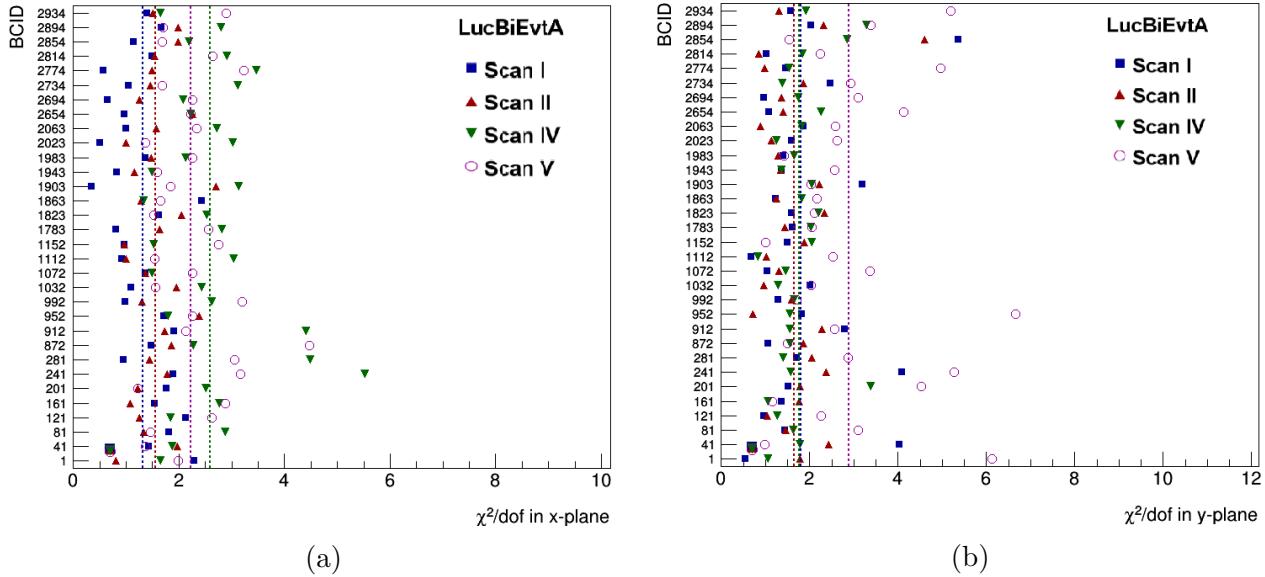
Još jedna veličina koja se javlja u izrazu 3.18 je $\ln L(\theta)$ i ona predstavlja logaritam funkcije verovatnoće, koja je u slučaju zadatog skupa vrednosti \mathbf{x} data kao $L(\theta) = P(\mathbf{x}|\theta)$ za skup parametara $\theta = (\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_N)$. Maksimum verovatnoće L se može dobiti pronalaskom maksimuma za $\ln L$ rešavanjem jednačina oblika:

$$\frac{\partial \ln L}{\partial \theta_i} = 0, \quad i = 1, 2, \dots, N. \quad (3.21)$$

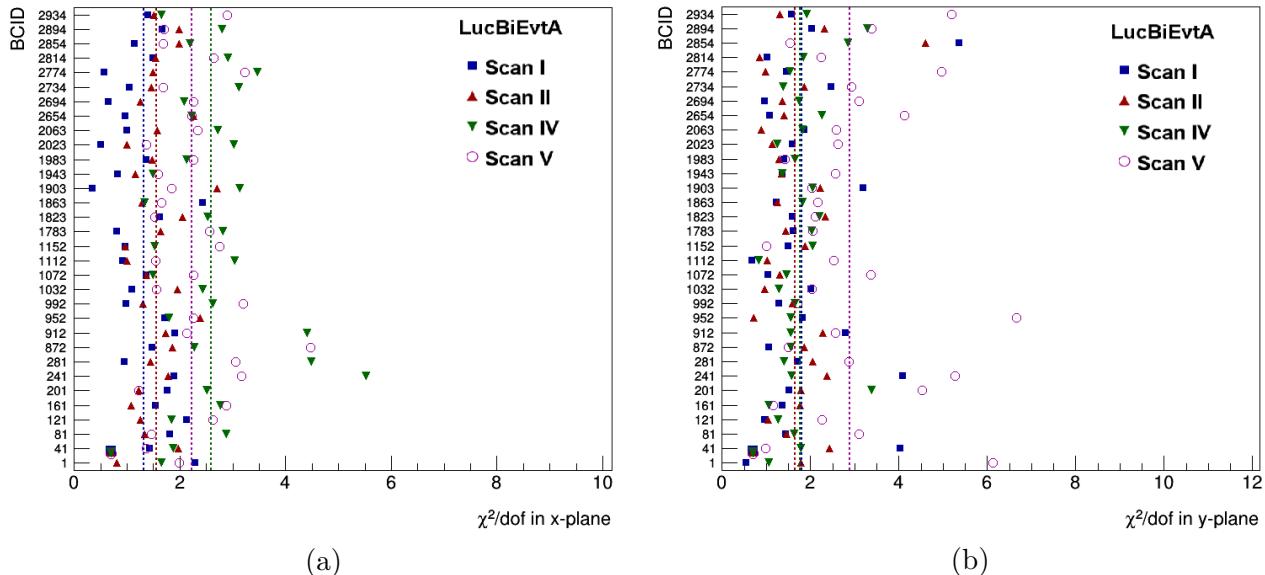
Na ovaj način se primenjuje metod najveće verovatnoće.

Sada vidimo da u relaciji 3.18, vrednosti parametara za koje dobijamo najveće L nam daju minimalnu vrednost χ^2 . Na ovaj način se takođe proverava kvalitet fita, pri čemu ta provera daje meru značaja nesaglasnosti između eksperimentalno dobijenih rezultata i pretpostavljenog oblika funkcije korišćene u fitu.

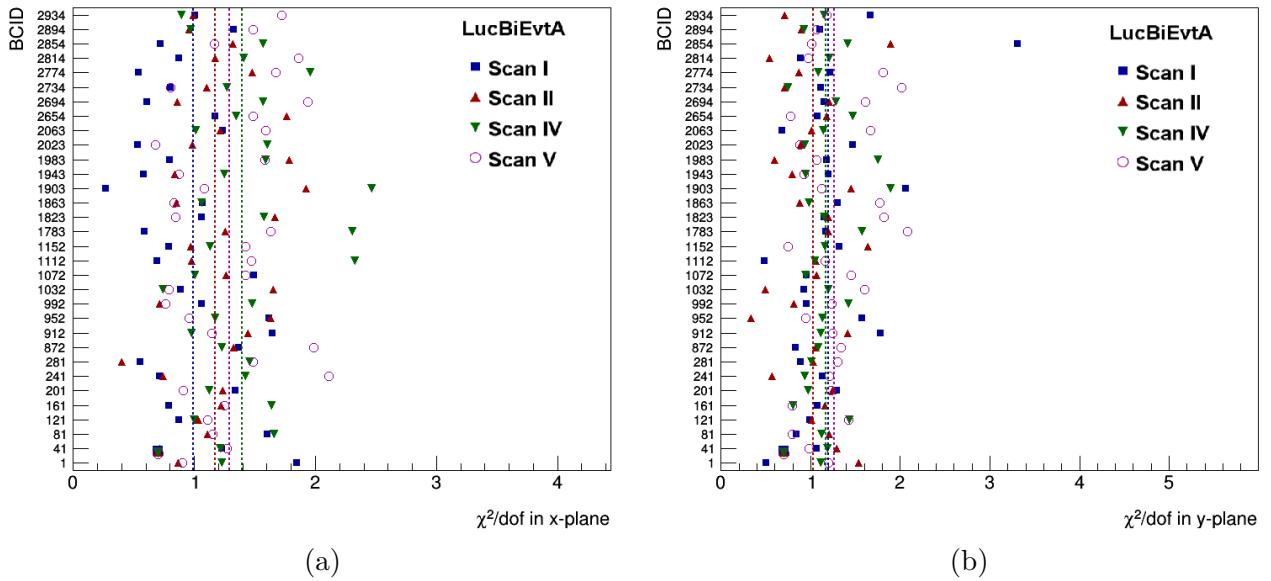
Ispod su prikazani rezultati dobijeni za vrednosti χ^2 , odnosno za χ^2/dof (χ^2 podeljeno sa brojem stepeni slobode).



Slika 3.4: Funkcija $GausBkgd$: Scan I: $\chi^2/dof = 0.803361$, Scan II: $\chi^2 = 1.878826$, Scan IV: $\chi^2 = 1.2186$, Scan V: $\chi^2 = 1.733548$



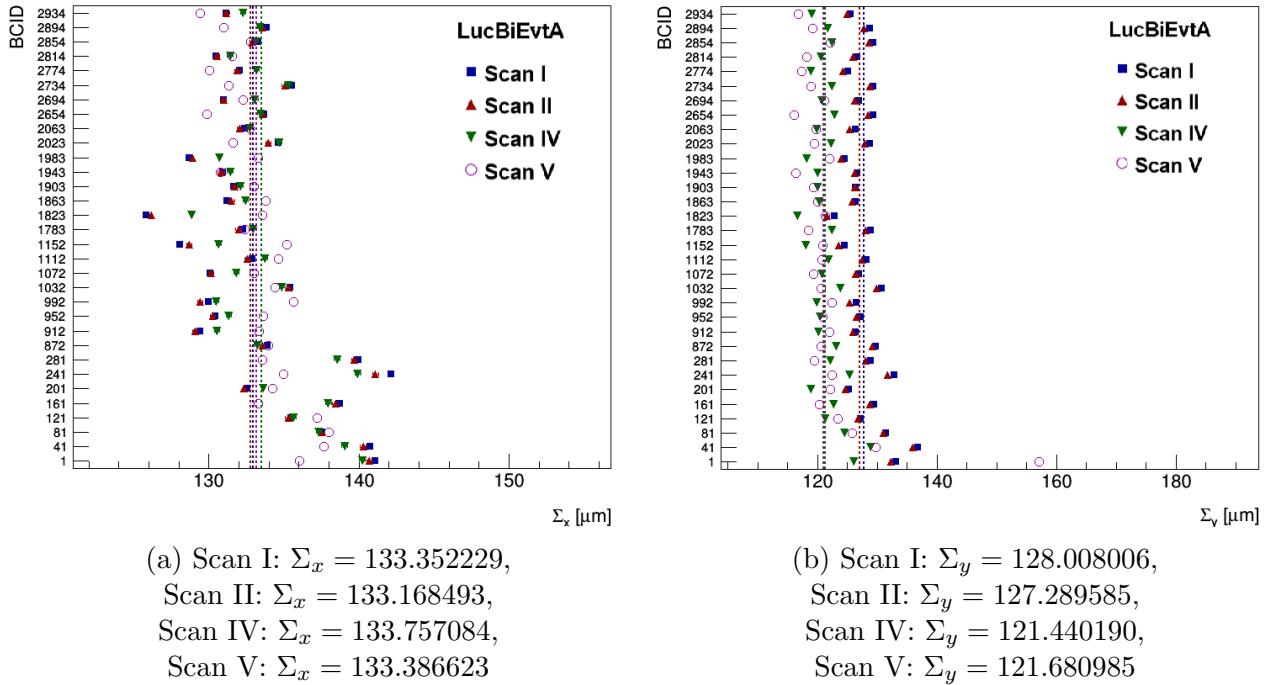
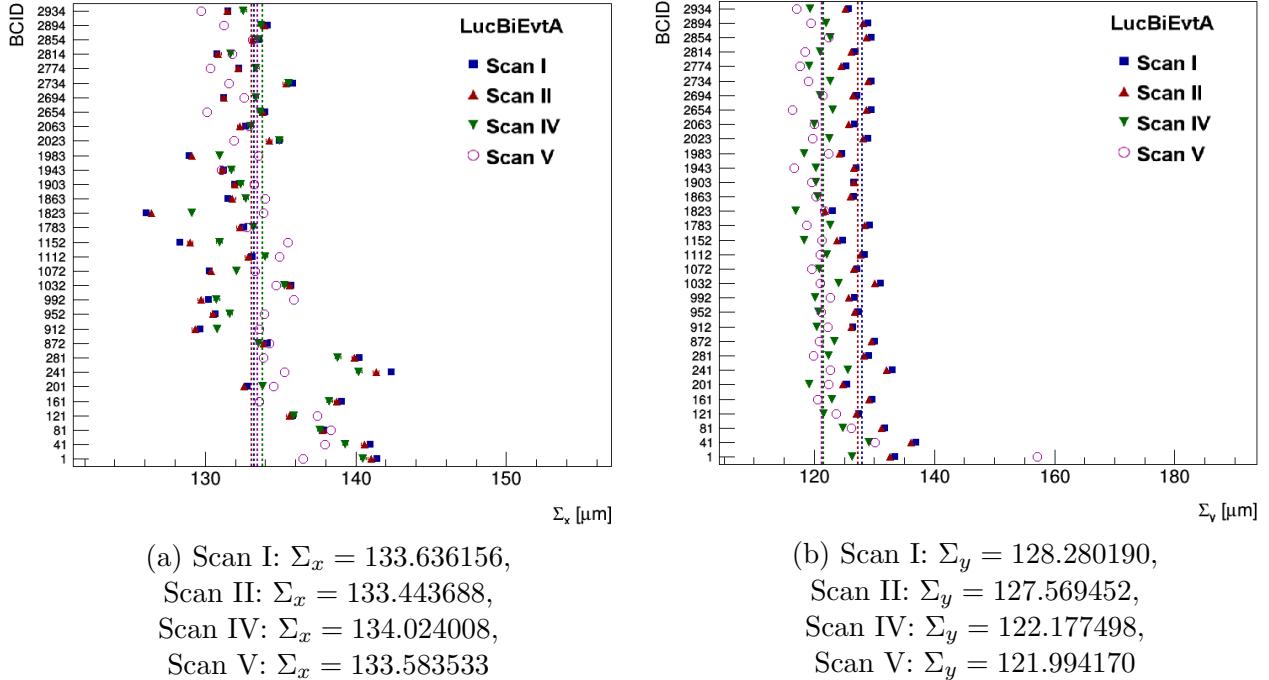
Slika 3.5: Funkcija $GausConst$: Scan I: $\chi^2 = 1.094441$, Scan II: $\chi^2 = 2.19836$, Scan IV: $\chi^2 = 1.185908$, Scan V: $\chi^2 = 1.892463$

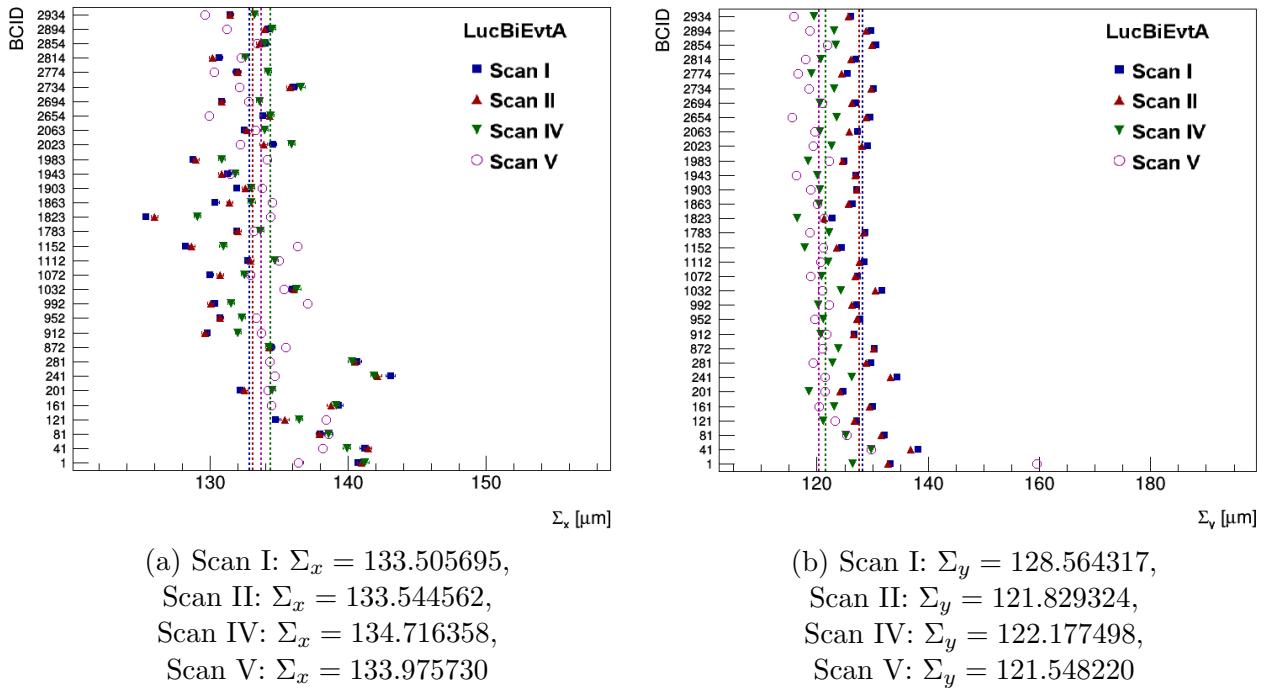


Slika 3.6: Funkcija $GausPolyConst$: Scan I: $\chi^2 = 2.91493$, Scan II: $\chi^2 = 3.720128$, Scan IV: $\chi^2 = 2.719963$, Scan V: $\chi^2 = 4.958634$

3.3.2 Osetljivost Σ na *fitting* modele

U ovom odeljku je prikazano kako se vrednosti Σ_x i Σ_y menjaju u odnosu na primjenjeni fit model odnosno funkciju. Ove vrednosti su definisane relacijama iz odgovarajućih fit modela koji su opisani u odeljku 3.2.

Slika 3.7: Funkcija *GausBkgd*Slika 3.8: Funkcija *GausPolyConst*

Slika 3.9: Funkcija *GausPolyConst*

Poređenjem datih vrednosti za funkcije *GausConst* i *GausBkgd*, dobijaju se odnosi:

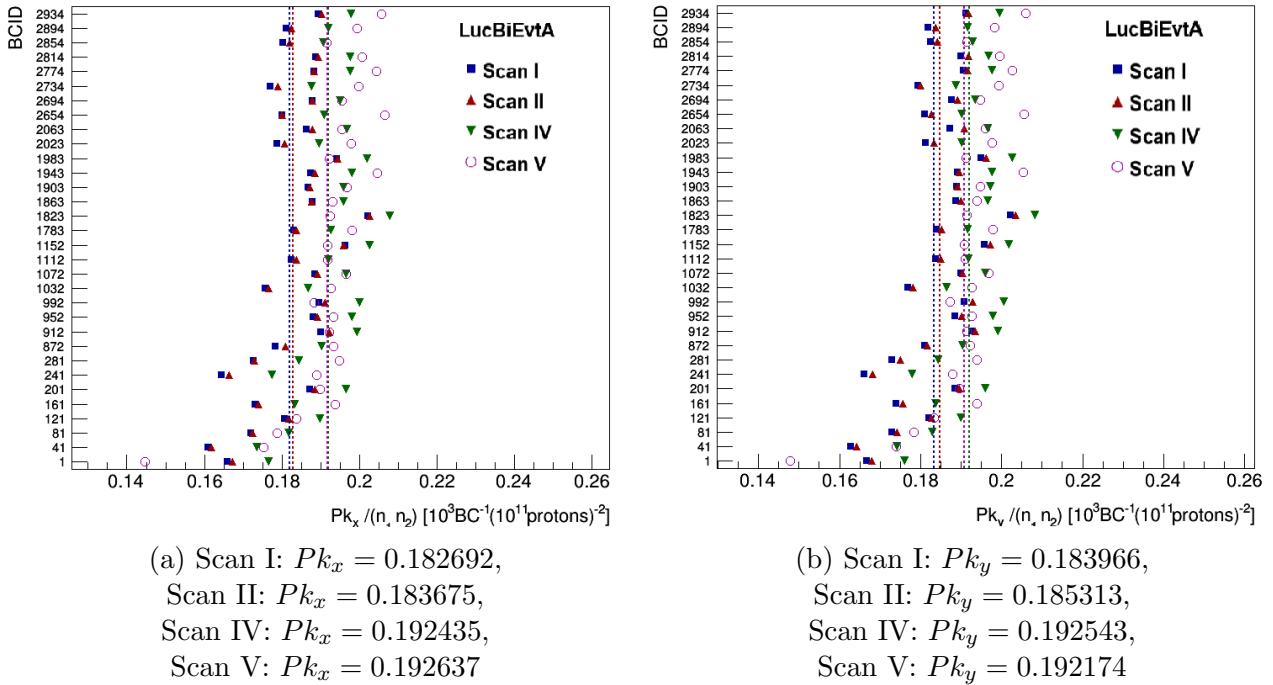
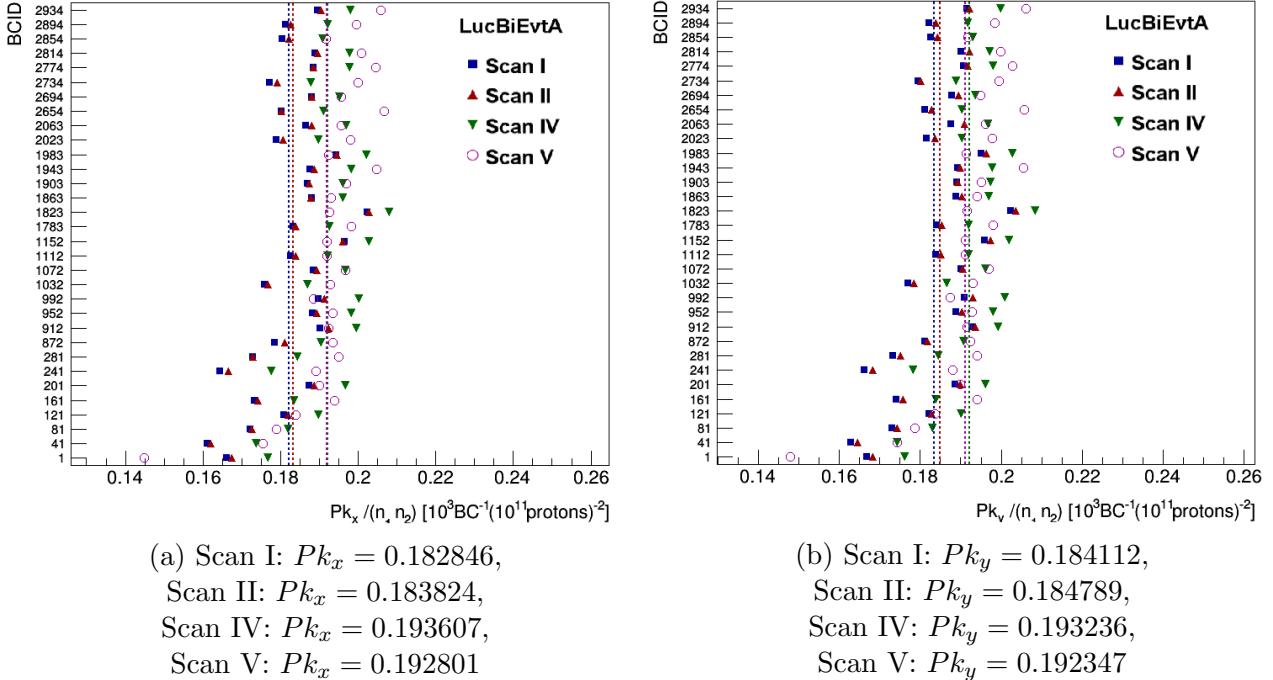
- $\frac{\Sigma_x(\text{GausConst})}{\Sigma_x(\text{GausBkgd})}$ sa vrednostima: Scan I: 1.002129, Scan II: 1.002067, Scan IV: 1.001996, Scan V: 1.001476;
- $\frac{\Sigma_y(\text{GausConst})}{\Sigma_y(\text{GausBkgd})}$ sa vrednostima: Scan I: 1.002126, Scan II: 1.002199, Scan IV: 1.006071, Scan V: 1.002574.

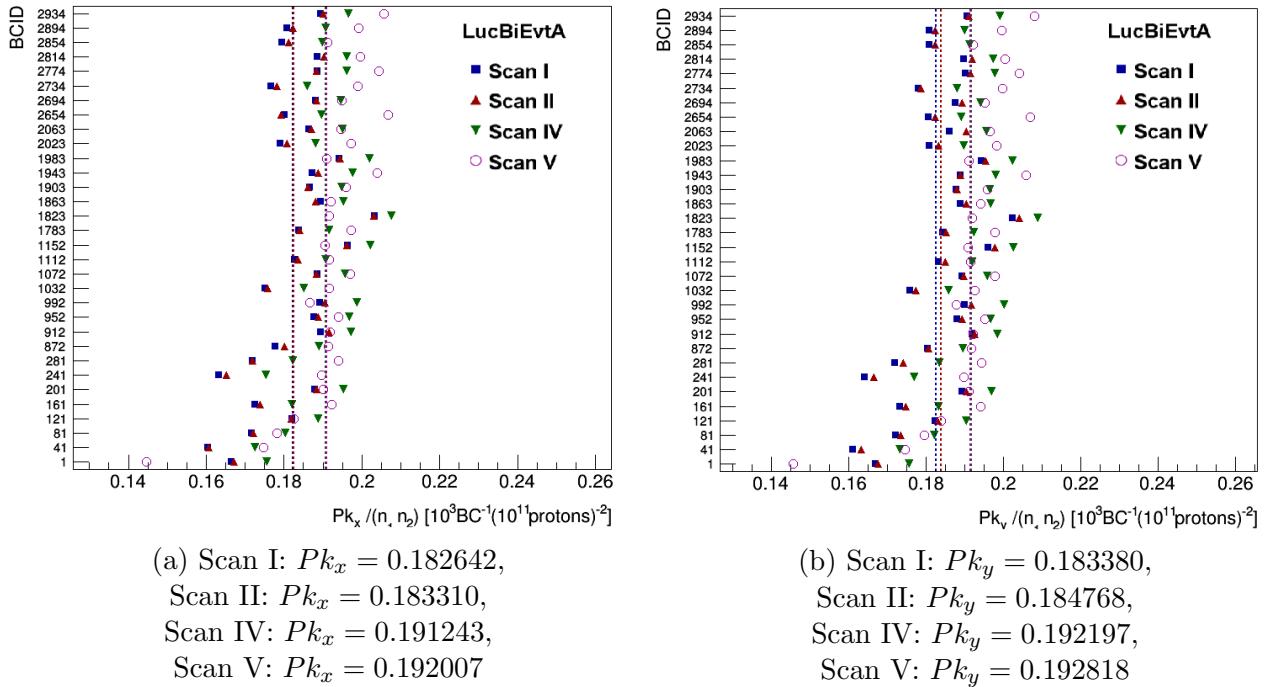
Poređenjem istih vrednosti za funkcije *GausPolyConst* i *GausBkgd*, dobijaju se odnosi:

- $\frac{\Sigma_x(\text{GausPolyConst})}{\Sigma_x(\text{GausBkgd})}$ sa vrednostima: Scan I: 1.001151, Scan II: 1.002824, Scan IV: 1.007172, Scan V: 1.004417;
- $\frac{\Sigma_y(\text{GausPolyConst})}{\Sigma_y(\text{GausBkgd})}$ sa vrednostima: Scan I: 1.004346, Scan II: 1.004183, Scan IV: 1.003204, Scan V: 0.998909.

3.3.3 Osetljivost pika na *fitting* modele

Pod pikom koji je ovde označen sa Pk_x se podrazumeva μ_{vis}^{MAX} , iz relacije 2.17.

Slika 3.10: Funkcija *GausBkgd*Slika 3.11: Funkcija *GausConst*

Slika 3.12: Funkcija *GausPolyConst*

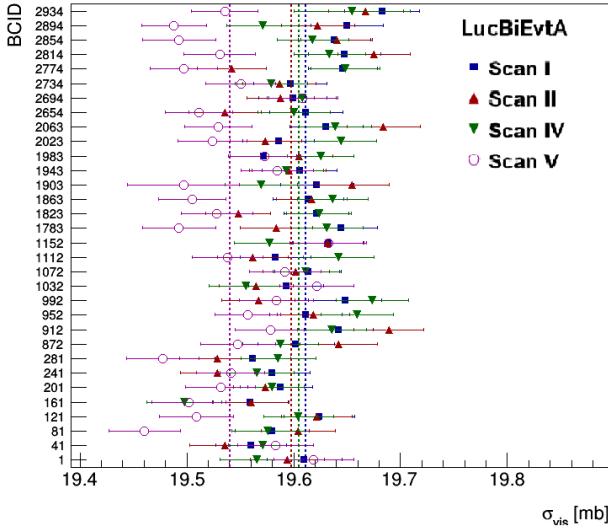
Poređenjem datih vrednosti za funkcije *GausConst* i *GausBkgd*, dobijaju se odnosi:

- $\frac{Pk_x(\text{GausConst})}{Pk_x(\text{GausBkgd})}$ sa vrednostima: Scan I: 1.000843, Scan II: 1.000814, Scan IV: 0.993950, Scan V: 1.000849;
- $\frac{Pk_y(\text{GausConst})}{Pk_y(\text{GausBkgd})}$ sa vrednostima: Scan I: 1.000793, Scan II: 0.997175, Scan IV: 1.003603, Scan V: 1.000900.

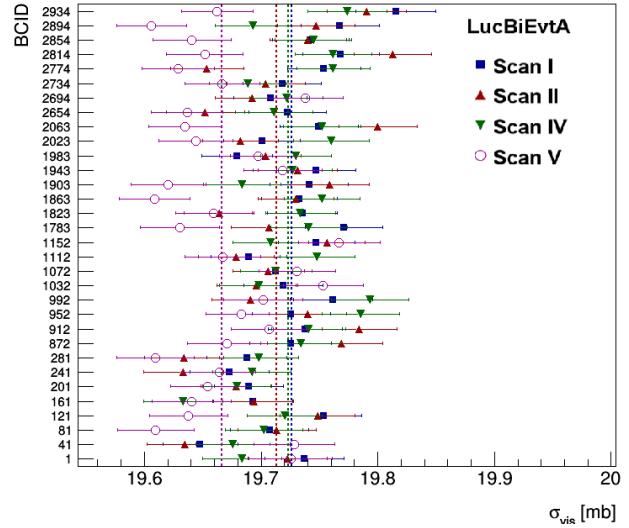
Poređenjem istih vrednosti za funkcije *GausPolyConst* i *GausBkgd*, dobijaju se odnosi:

- $\frac{Pk_x(\text{GausPolyConst})}{Pk_x(\text{GausBkgd})}$ sa vrednostima: Scan I: 0.999727, Scan II: 0.998018, Scan IV: 0.993805, Scan V: 0.995886;
- $\frac{Pk_y(\text{GausPolyConst})}{Pk_y(\text{GausBkgd})}$ sa vrednostima: Scan I: 0.996814, Scan II: 0.997059, Scan IV: 0.998207, Scan V: 1.003355.

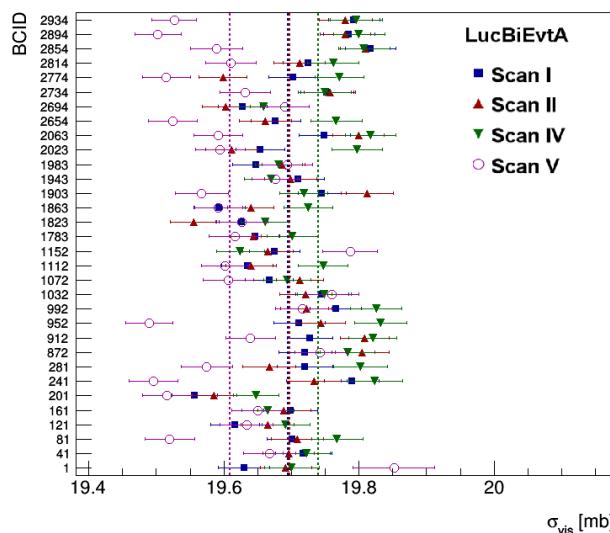
3.3.4 Efekat *fitting* modela na kalibracionu konstantu (σ_{vis})

Slika 3.13: Funkcija *GausBkgd*:

Scan I: $\sigma_{vis} = 19.611156$,
 Scan II: $\sigma_{vis} = 19.597835$,
 Scan IV: $\sigma_{vis} = 19.605130$,
 Scan V: $\sigma_{vis} = 19.540353$

Slika 3.14: Funkcija *GausConst*:

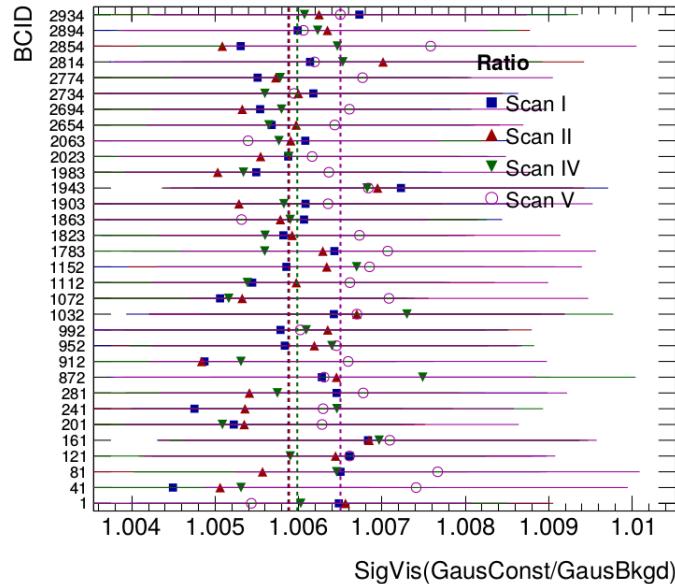
Scan I: $\sigma_{vis} = 19.726292$,
 Scan II: $\sigma_{vis} = 19.713073$,
 Scan IV: $\sigma_{vis} = 19.723211$,
 Scan V: $\sigma_{vis} = 19.666727$

Slika 3.15: Funkcija *GausPolyConst*:

Scan I: $\sigma_{vis} = 19.694585$,
 Scan II: $\sigma_{vis} = 19.697178$,
 Scan IV: $\sigma_{vis} = 19.740209$,
 Scan V: $\sigma_{vis} = 19.609713$

Poređenjem datih vrednosti za funkcije $GausConst$ i $GausBkgd$, dobijaju se odnosi:

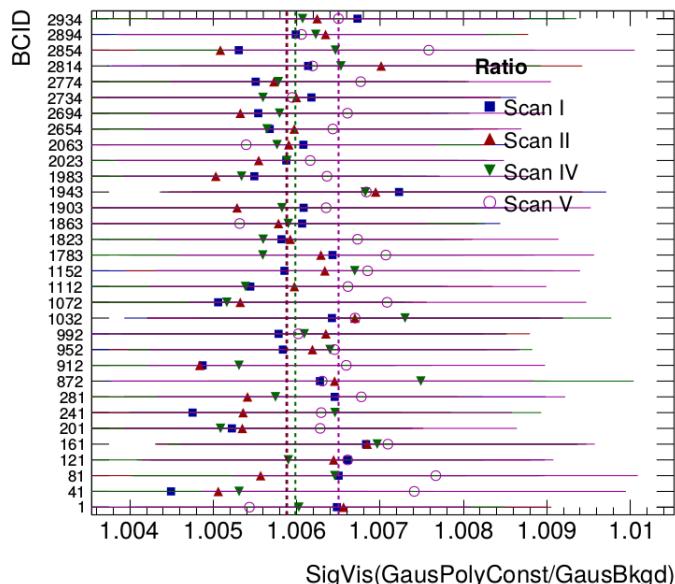
- $\frac{\sigma_{vis}(GausConst)}{\sigma_{vis}(GausBkgd)}$ sa vrednostima: Scan I: 1.005871, Scan II: 1.005880, Scan IV: 1.006023, Scan V: 1.006467.



Slika 3.16: Odnos $\frac{\sigma_{vis}(GausConst)}{\sigma_{vis}(GausBkgd)}$

Poređenjem istih vrednosti za funkcije $GausPolyConst$ i $GausBkgd$, dobijaju se odnosi:

- $\frac{\sigma_{vis}(GausPolyConst)}{\sigma_{vis}(GausBkgd)}$ sa vrednostima: Scan I: 1.005762, Scan II: 1.005940, Scan IV: 1.005918, Scan V: 1.006327.



Slika 3.17: Odnos $\frac{\sigma_{vis}(GausPolyConst)}{\sigma_{vis}(GausBkgd)}$

Cilj dobijenih rezultata jeste da se pokaže koliko i na koji način parametri koji opisuju σ_{vis} prema relaciji 2.17. Dakle, dva parametra koja određuju kalibracionu konstantu σ_{vis} su ključna: pik krive korišćene kao fit model μ_{vis}^{MAX} (što je u našem slučaju Pk_x , odnosno Pk_y) i širina snopa Σ_x (uz, naravno, i Σ_y). Na osnovu dobijenih plotova, može se zaključiti da iako postoje odstupanja kod svakog od ovih parametara ponaosob u slučaju primene različitih *fit* modela, ono što je jedino bitno da se održi jeste konzistentnost u vrednostima σ_{vis} . Na finalnim graficima (slike 3.16 i 3.17) koji prikazuju upravo odnose tih vrednosti za različite *fit* modele može se primetiti da nema većih odstupanja, odnosno da se vrednosti tih odnosa razlikuju od 1 tek na trećoj decimali. Najveće odstupanje od 1 javlja se u odnosu $\frac{\sigma_{vis}(GausConst)}{\sigma_{vis}(GausBkgd)}$, i to za Scan I, i ono iznosi 0.6%. Iako nisu uzeti u obzir svi efekti za koje postoji mogućnost da naruše dobijanje odgovarajućih vrednosti, u krajnjem postupku je računat relativan odnos u kome ti efekti nisu toliko relevantni, jer su bili prisutni tokom primene sva tri *fit* modela.

3.4 Zaključak

U ovom radu izloženi su neki od *fit* modela korišćeni u ATLAS eksperimentu prilikom kalibracije luminoznosti. Kako ne postoji idealna univerzalna funkcija kojom bi se dati rezultati opisali, potrebno je pronaći one koje bi ih opisale sa najmanjim odstupanjem. Razlog za to jeste činjenica da je precizno merenje dobijene luminoznosti je ključna komponenta ATLAS programa koji se odnosi na fiziku. Za merenja efikasnog preseka, neodređenost dobijene luminoznosti je često jedna od najvećih sistematskih neodređenosti. Potrage, ali i eventualna otkrića, novih fizičkih fenomena izvan Standardnog modela takođe se oslanjaju na preciznost informacija o dobijenoj luminoznosti kako bi se procenio nivo fonskih procesa i statistički značaj signala novih fenomena.

Veliki hadronski sudarač (LHC) je jedan od najvećih naučnih poduhvata, u kome učestvuju 7 000 naučnika širom sveta i koji se još od 2010. godine bavi istraživanjima u različitim oblastima fizike. Kako bi se povećao njegov potencijal za nova naučna otkrića, potreban mu je *upgrade* kojim će se značajno povećati luminoznost. S obzirom na složenost konstrukcije LHC-a, ovakav *upgrade* je neophodno isplanirati i izvšiti sa velikom posvećenošću, zbog čega bi taj proces trajao oko 10 godina. Tako osmišljeni projekat uključuje ogroman broj inovativnih, ali i zahtevnih, tehnologija, koje se tiču superprovodnih magneta, kolimacije snopova itd.

Osim znatno preciznijih merenja, značaj dobro kalibrисane luminoznosti se ogleda i u pripremi Velikog hadronskog sudarača za veoma važnu transformaciju pred kojom će se uskoro naći.

Bibliografija

- [1] J. Gillies: Luminosity? Why dont we just say collision rate?
<https://home.cern/cern-people/opinion/2011/03/luminosity-why-dont-we-just-say-collision-rate>
- [2] A. Randle-Conde: What the L?!
<https://www.quantumdiaries.org/2011/04/19/what-the-l/>
- [3] The history of CERN.
<https://timeline.web.cern.ch/timelines/the-history-of-cern/>
- [4] D. Mrđa, I. Bikit. *Osnove fizike čestica i nuklearne fizike*. Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu, 2016.
- [5] Large Hadron Collider.
<https://home.cern/topics/large-hadron-collider>
- [6] CERN's Accelerator Complex.
<https://cds.cern.ch/record/1621583>
- [7] G. Aad et al. *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*. JINST, 3:S08003, 2008.
- [8] About the ATLAS Experiment.
<https://atlas.cern/discover/about>
- [9] The Inner Detector.
<https://atlas.cern/discover/detector/inner-detector>
- [10] S. Jakobsen. *Commissioning of the Absolute Luminosity For ATLAS detector at the LHC*. Niels Bohr Institute, University of Copenhagen, 2013.
- [11] Trigger and Data Acquisition System.
<https://atlas.cern/discover/detector/trigger-daq>
- [12] The High-Luminosity LHC.
<https://home.cern/topics/high-luminosity-lhc>
- [13] Luminosity Public Results Run2.
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResultsRun2>
- [14] The ATLAS Collaboration. *Physics at a High-Luminosity LHC with ATLAS*. (ATL-PHYS-PUB-2012-001), 2012.

- [15] The ATLAS Collaboration. *Expected performance for an upgraded ATLAS detector at High-Luminosity LHC.* (ATL-PHYS-PUB-2016-026), 2016.
- [16] B. Heinemann. *Future of LHC.* Lawrence Berkeley National Laboratory, University of California, 2013.
- [17] The ATLAS Collaboration. *Improved luminosity determination in p p collisions at the ATLAS detector at the LHC $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector at the LHC.* (CERN-PH-EP-2013-026), 2013.
- [18] G. Soyez. *Pileup mitigation at the LHC.* Institut de Physique Théorique, CEA Saclay, CNRS UMR 3681, 2018.
- [19] H. Pirumov. *Fit model dependence of 2012 van der Meer calibrations.* ATLAS NOTE, 2015.
- [20] C. Patrignani et al. (Particle Data Group). *Particle Physics Booklet.* (Chin. Phys. C, 40, 100001), 2016.

Biografija



Olivera Vujinović rođena je 3. decembra 1995. godine u Novom Sadu. Završila je osnovnu školu „Miroslav Antić“ kao đak generacije i gimnaziju „Svetozar Marković“ u Novom Sadu sa Vukovom diplomom. 2014. godine upisala je osnovne akademske studije fizike - istraživački smer, na Prirodno-Matematičkom fakultetu u Novom Sadu. Prisustvovala je na nekoliko konferencija namenjenih studentima fizike, od kojih su najznačajnije konferencije u CERN-u i Torinu, gde je prezentovala i svoj rad. Pored toga, bila je i jedan od studenata koji su učestvovali u dvomesečnom CERN-ovom letnjem programu namenjenom studentima zainteresovanim za oblast fizike elementarnih čestica. Dobitnik je stipendije Ministarstva prosvete, kao i Fonda za mlade talente Republike Srbije - Dositeja.

**UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO - MATEMATIČKI FAKULTET
KLJUČNA DOKUMENTACIJSKA INFORMACIJA**

Redni broj:

RBR

Identifikacioni broj:

IBR

Tip dokumentacije: Monografska dokumentacija

TD

Tip zapisa: Tekstualni štampani materijal

TZ

Vrsta rada: Diplomski rad

VR

Autor: Olivera Vujinović

AU

Mentor: doc.dr Jovana Nikolov, dr Nenad Vranješ

MN

Naslov rada: Merenje luminoznosti na ATLAS eksperimentu

NR

Jezik publikacije: srpski (latinica)

JP

Jezik izvoda: srpski/engleski

JI

Zemlja publikovanja: Republika Srbija

ZP

Uže geografsko područje: Vojvodina

UGP

Godina: 2018.

GO

Izdavač: Autorski reprint

IZ

Mesto i adresa: Prirodno-matematički fakultet, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad

MA

Fizički opis rada: 3 poglavlja/35 strana/20 referenci/33 slike

FO

Naučna oblast: Fizika

NO

Naučna disciplina: Fizika visokih energija

ND

Predmetna odrednica/ ključne reči: ATLAS eksperiment, Luminoznost

PO

UDK

Čuva se: Biblioteka departmana za fiziku, PMF-a u Novom Sadu

ČU

Važna napomena: nema

VN

Izvod: Precizno merenje dobijene luminoznosti je ključna komponenta ATLAS programa koji se odnosi na fiziku. Za merenja efikasnog preseka, neodređenost dobijene luminoznosti je često jedna od najvećih sistematskih neodređenosti. Potrage, ali i eventualna otkrića, novih fizičkih fenomena izvan Standardnog modela takođe se oslanjaju na preciznost informacija o dobijenoj luminoznosti kako bi se procenio nivo fonskih procesa i statistički značaj signala novih fenomena.

IZ

Datum prihvatanja teme od NN veća: Septembar, 2018.

DP

Datum odbrane: 24.10.2018.

DO

Članovi komisije:

KO

Predsednik: dr Dušan Mrđa, redovni profesor

član: dr Milan Pantić, redovni profesor

član: dr Jovana Nikolov, docent, mentor

član: dr Nenad Vranješ, viši naučni saradnik, mentor

**UNIVERSITY OF NOVI SAD
FACULTY OF SCIENCE AND MATHEMATICS
KEY WORDS DOCUMENTATION**

Accession number:

ANO

Identification number:

INO

Document type: Monograph publication

DT

Type of record: Textual printed material

TR

Content code: Final paper

CC

Author: Olivera Vujinović

AU

Mentor: doc. dr Jovana Nikolov, dr Nenad Vranješ

MN

Title: Luminosity Measurement on ATLAS Experiment

TI

Language of text: srpski (latinica)

LT

Language of abstract: English

LA

Country of publication: Republika Srbija

CP

Locality of publication: Vojvodina

LP

Publication year: 2016.

PY

Publisher: Author's reprint

PU

Publication place: Faculty of Science and Mathematics, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad

PP

Physical description: 3 chapters/35 pages/20 references/33 pictures

PD

Scientific field: Physics

SF

Scientific discipline: High Energy Physics

SD

Subject/Key words: ATLAS Experiment, Luminosity

SKW

UDK

Holding data: Library of Department of Physics, Trg Dositeja Obradovića 4

HD

Note: none

N

Abstract: An accurate measurement of the delivered luminosity is a key component of the ATLAS physics programme. For cross-section measurements, the uncertainty on the delivered luminosity is often one of the major systematic uncertainties. Searches for, and eventual discoveries of, new physical phenomena beyond the Standard Model also rely on accurate information about the delivered luminosity to evaluate background levels and determine sensitivity to the signatures of new phenomena.

AB

Accepted by the Scientific Board: September, 2018.

ASB

Defended on: 24.10.2018

DO

Thesis defend board:

DB

President: dr Dušan Mrđa, Full Professor

Member: dr Milan Pantić, Full Professor

Member: dr Jovana Nikolov, Assistant Professor, mentor

Member: dr Nenad Vranješ, Senior Research Associate, mentor