

Tvorba V0 čestica na SPS energijama

Maras, Ante

Master's thesis / Diplomski rad

2022

Degree Grantor / Ustanova koja je dodijelila akademski / stručni stupanj: **University of Rijeka / Sveučilište u Rijeci**

Permanent link / Trajna poveznica: <https://um.nsk.hr/um:nbn:hr:194:265309>

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

Download date / Datum preuzimanja: **2025-01-03**



Repository / Repozitorij:

[Repository of the University of Rijeka, Faculty of Physics - PHYRI Repository](#)



Tvorba V_0 čestica na SPS energijama

Ante Maras

Diplomski rad

Sveučilište u Rijeci

Fakultet za fiziku

Rijeka, 2022.

Sveučilište u Rijeci

Fakultet za fiziku

Tvorba V_0 čestica na SPS energijama

Ante Maras

Mentor: **dr. sc. Tatjana Šuša**

Komentor: **doc. dr. sc. Darko Mekterović**

Astrofizika i fizika elementarnih čestica

Diplomski rad

Rijeka, 2022.

Sažetak

U radu su prikazani rezultati produkcije $\bar{\Lambda}$ bariona u $p + p$ sudarima pri impulsu projektila 80 GeV/c. Mjerenja i analiza podataka rađeni su u okviru NA61/SHINE eksperimenta, čiji je primarni cilj istraživanje kvarkovsko-gluonske plazme i potraga za kritičnom točkom u faznom dijagramu jako interagirajuće tvari. Jedan od predviđenih signala nastanka kvarkovsko-gluonske plazme je povećana produkcija stranih čestica u jezgara+jezgra sudarima.

$\bar{\Lambda}$ barioni identificirani su preko nabijenog kanala raspada $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} + \pi^+$. U okviru diplomskog rada određen je multiplicitet $\bar{\Lambda}$ bariona u ovisnosti o rapiditetu i transverzalnom impulsu kao i ukupni multiplicitet $\bar{\Lambda}$ bariona. Dobiveni rezultati, zajedno s rezultatima mjerenja produkcije drugih stranih čestica u $p + p$ i p+jezgra sudarima doprinjet će razumijevanju mehanizma njihovog nastanka u elementarnim reakcijama u kojim se ne očekuje formiranje kvarkovsko-gluonske plazme, a time i interpretaciji i razumijevanju rezultata dobivenih u jezgra+jezgra sudarima.

Ključne riječi: NA61/SHINE, CERN, kvarkovsko-gluonska plazma, $\bar{\Lambda}$

Abstract

The thesis presents the results of the $\bar{\Lambda}$ production in $p + p$ collisions at 80 GeV/c. Measurements and analysis of data are conducted within the NA61/SHINE experiment. Its main goals are investigation of quark-gluon plasma state and search for the critical point of strongly interacting matter. One of the predicted signals of quark-gluon plasma formation in nucleus+nucleus collisions is the enhanced production of strange particles.

$\bar{\Lambda}$ baryons are identified by the charged decay channel $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} + \pi^+$. In the thesis, $\bar{\Lambda}$ yield in transverse momentum and rapidity bins as well as total $\bar{\Lambda}$ multiplicity are obtained. These results, together with the measurements of other strange particles in $p+p$ and p +nucleus collisions will contribute to the understanding of their production mechanisms in elementary reactions in which the formation of quark-gluon plasma is not expected, and therefore the interpretation and understanding of the results obtained in the nucleus+nucleus collisions.

Keywords: NA61/SHINE, CERN, quark-gluon plasma, $\bar{\Lambda}$

Sadržaj

1	Uvod	6
2	Kvantna kromodinamika	8
2.1	Standardni model	8
2.2	Svojstva kvarkova i jake sile	10
2.3	Kvarkovsko-gluonska plazma	11
3	Ekperimentalni postav	14
3.1	Snop protona	14
3.2	NA61/SHINE eksperiment	16
3.2.1	Čerenkovljevi brojači	17
3.2.2	Sustav za okidanje	17
3.2.3	BPD	18
3.2.4	Meta	19
3.2.5	TPC	19
4	Rekonstrukcija događaja	22
4.1	Rekonstrukcijski lanac	22
4.2	Rekonstrukcija V^0 čestica	23
4.3	Simulacijski lanac	24
5	Analiza podataka	25
5.1	Selekcija događaja	25
5.2	Invarijantna masa	26
5.3	Selekcija $\bar{\Lambda}$ kandidata	27
5.4	Određivanje signala i pozadine	33
5.5	Nekorigirani broj $\bar{\Lambda}$ bariona	34

5.6	Korekcijski faktori	35
5.7	Diferencijalni multiplicitet	38
6	Rezultati	40
6.1	Spektri $\bar{\Lambda}$ bariona	40
6.2	Ukupni multiplicitet $\bar{\Lambda}$ bariona	43
6.3	Provjera rezultata	44
7	Zaključak	48
A	Koordinatni sustav i kinematske varijable	49
B	Raspodjele invarijantne mase	50

Popis slika

1	Kvarkovi i leptoni.	10
2	Fazni dijagram hadronske tvari.	12
3	Sustav akceleratora u CERN-u	15
4	Shematski prikaz detektora	16
5	Shematski prikaz rada TPC detektora	20
6	Dijagram rekonstrukcije događaja	22
7	Raspodjela invarijantne mase za sve rekonstruirane $\bar{\Lambda}$ kandidate.	27
8	Rezultat optimizacije varijable Δz	30
9	Definicije kuteva Φ i $dir A$	31
10	Raspodjela invarijantne mase nakon primjene selekcijskih uvjeta	32
11	Raspodjela invarijantne mase	34
12	Broj detektiranih $\bar{\Lambda}$ bariona	36
13	Korekcijski faktori	39
14	Dvodimenzionalna raspodjela $\bar{\Lambda}$ bariona	41
15	Raspodjela transverzalnog impulsa $\bar{\Lambda}$ bariona u y intervalima	42
16	Vrijednosti parametra T	43
17	dn/dy raspodjela $\bar{\Lambda}$ bariona	44
18	Usporedba rezultata	45
19	Simetrična p_T raspodjela	46
20	Raspodjela vremena života $\bar{\Lambda}$ bariona	47
21	Raspodjela inv. mase - min. broj točaka	50
22	Raspodjela inv. mase - dE/dx	51
23	Raspodjela inv. mase - Δz	51
24	Raspodjela inv. mase - $ \cos \Phi $	52
25	Raspodjela inv. mase - $dir A$	52

1 Uvod

NA61/SHINE [1] je eksperiment s fiksnom metom čiji je cilj istraživanje kvarkovsko-gluonske plazme i potraga za kritičnom točkom u faznom dijagramu jako interagirajuće tvari. U relativističkim jezgra+jezgra sudarima očekuje se prelazak hadronske tvari u stanje kvarkovsko-gluonske plazme (QGP od eng. quark-gluon plasma). QGP je stanje tvari u kojem kvarkovi i gluoni nisu više vezani u hadrone nego se slobodno kreću unutar volumena plazme. Jedan od signala nastanka kvarkovsko-gluonske plazme je povećana produkcija stranih čestica kao što je $\bar{\Lambda}$ barion [2]. U radu su prikazani rezultati analize produkcije $\bar{\Lambda}$ bariona u proton-proton sudarima pri impulsu projektila 80 GeV/c.

2. poglavlje sadrži teorijski uvod u standardni model fizike elementarnih čestica. U poglavlju 2.1 ukratko je opisan standardnog modela i podjele elementarnih čestica. Nakon toga, u poglavlju 2.2 opisana su glavna svojstva kvarkova i jake sile kojom interagiraju s posebnim naglaskom na strane kvarkove. Na kraju, u poglavlju 2.3 opisana je kvarkovsko-gluonske plazme, uvjeti pod kojim nastaje i signali nastanka koje možemo mjeriti.

3. poglavlje posvećeno je eksperimentalnom postavu NA61/SHINE eksperimenta. Postupak ubrzavanja protona opisan je u poglavlju 3.1, dok su komponente NA61/SHINE eksperimenta opisane u poglavlju 3.2.

U 4. poglavlju opisan je postupak rekonstrukcije događaja. Rekonstrukcijski lanac prikazan je u poglavlju 4.1, dok je postupak rekonstrukcije V^0 kandidata opisan u poglavlju 4.2. U poglavlju 4.3 ukratko su opisani dijelovi simulacijskog lanca NA61/SHINE eksperimenta.

U 5. poglavlju detaljno su opisani svi koraci primijenjeni tijekom analize podataka. U poglavlju 5.1 opisani su uvjeti primijenjeni pri selekciji p+p sudara. Poglavlje 5.2 sadrži kratak opis invarijantne mase, dok su u poglavlju 5.3 detaljno opisani selekcijski uvjeti kojima se poboljšava omjer signala i pozadine u raspodjelama invarijantne mase. U poglavljima 5.4., 5.5., 5.6. i 5.7 opisan je postupak dobivanja nekorigiranog broja $\bar{\Lambda}$ bariona, korekcijskih faktora te kinematskih raspodjela $\bar{\Lambda}$ bariona.

U poglavlju 6. prikazani su rezultati analize, dok su u 7. poglavlju izneseni zaključci rada.

2 Kvantna kromodinamika

U fizici elementarnih čestica razlikujemo četiri sile: gravitacijska, elektromagnetska, jaka i slaba.

Gravitacijska sila djeluje između svih vrsta čestica i daleko je najslabija te se zbog toga u eksperimentima fizike elementarnih čestica najčešće zanemaruje. Nositelj gravitacijske sile je graviton.

Elektromagnetska sila opisuje interakciju između nabijenih čestica, odgovorna je za vezana stanja elektrona u elektronskom omotaču atoma kao i za interakcije između atoma i molekula. Teorija koja opisuje elektromagnetsku interakciju zove se kvantna elektrodinamika (QED od eng. Quantum ElectroDynamics), a nositelj elektromagnetske sile je foton.

Slaba sila odgovorna je za radioaktivni raspad atoma i jedina je sila koja uzrokuje narušenje kvantnog broja parnosti te omogućuje promjenu okusa kvarkova u interakcijama. Nositelji slabe sile su W^\pm i Z^0 bozoni.

Jaka sila omogućuje postojanje hadrona i atomskih jezgara. Teorija koja opisuje jaku silu zove se kvantna kromodinamika (QCD od eng. Quantum ChromoDynamics), a nositelji jake sile su gluoni.

2.1 Standardni model

Fizika elementarnih čestica počinje krajem 19. st. i početkom 20. st. s otkrićem elektrona (J. J. Thomson 1897.g. [3]), protona (E. Rutherford 1917.g. [4]) i neutrona (J. Chadwick 1932. g. [5]). Znanje o elementarnim česticama

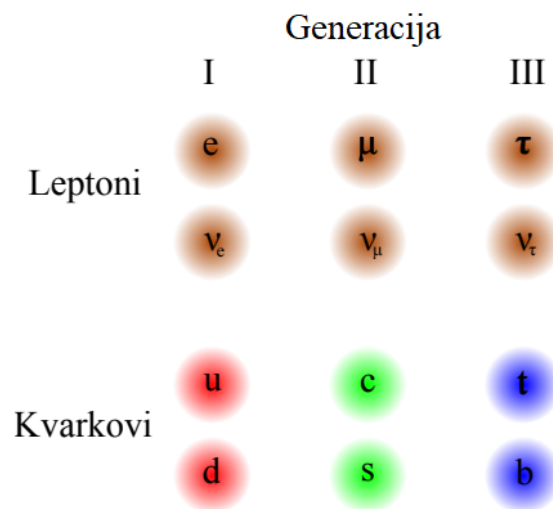
proširuje se sredinom 20. st. s razvojem kvantne mehanike i otkrićem mezona, antimaterije i neutrina.

Standardni model nastaje 60-ih godina 20. st. kada su M. Gell-Mann [6] i G. Zweig [7] neovisno predložili *kvarkovski model* hadrona koji nalaže da su svi hadroni sastavljeni od manjih, osnovnijih čestica koje nazivaju *kvarkovi*. Daljnja istraživanja oblikuju standardni model u teoriju koja nam je danas poznata.

Standardni model dijeli materiju na dvije skupine: leptone i kvarkove. Leptoni su elementarne čestice koje nadalje možemo podijeliti na 3 generacije nabijenih leptona (elektron, mion i tau) i njima pripadne neutralne leptone (elektron-, mion- i tau-neutrino).

Kvarkove, kao i leptone, dijelimo na 3 generacije po 2 kvarka: up (u), down (d), charm (c), strange (s), top (t) i bottom (b). Kvarkovi imaju naboj $-\frac{1}{3}e^-$ ili $\frac{2}{3}e^-$ te osim naboja posjeduju i svojstvo "boje" koje im omogućuje djelovanje jakom interakcijom. Kvarkovi tvore veće čestice koje zovemo hadroni ako se sastoje od 3 kvarka (ili antikvarka) ili mezoni ako se sastoje od kombinacije kvark-antikvark. Najstabilnije čestice, protoni i neutroni, sastoje se od najlakših kvarkova, uud za proton i udd za neutron, dok teži kvarkovi tvore teže čestice koje su nestabilne i brzo se raspadaju na kombinacije lakših kvarkova. Na slici 1 prikazana je podjela kvarkova i leptona po generacijama.

Standardni model jedan je od najznačajnijih uspjeha znanosti i moderne fizike, međutim nije bez nedostataka. Neki od većih problema ovog modela su nedostatak gravitacijske interakcije, objašnjenje odnosa tamne i hadronske



Slika 1: Kvarkovi i leptoni.

materije i masa neutrina, koji bi po modelu trebali biti bezmaseni dok brojni eksperimenti ukazuju da imaju malu masu.

2.2 Svojstva kvarkova i jake sile

Kao što je prije spomenuto, kvarkovi dolaze u 3 generacije, postojanje *up* i *down* kvarkova pretpostavljeno je i prije kvarkovskog modela hadrona zbog jednakih masa protona i neutrona. *Strange* kvark otkriven je 50-ih godina 20. st. preko eksperimenata s kozmičkim zračenjem te je kasnije otkriveno da strane čestice nastaju u parovima suprotne stranosti kao posljedica jake interakcije. *Charm* i *bottom* kvarkovi otkriveni su preko J/Ψ ($c\bar{c}$) i Υ ($b\bar{b}$) mezona, a *top* kvark je otkriven 1995. u Fermilab-u.

S kvarkovima povezujemo jedinstvenu pojavu koja se javlja samo u jakoj interakciji među kvarkovima i gluonima, a to je zatočenje boje. Zatočenje boje zahtjeva da se kvarkovi u prirodi nalaze isključivo u "bezbojnim" kombi-

nacijama, odnosno svi kvarkovi moraju biti vezani u hadrone ili mezone tako da im je ukupna boja jednaka bijeloj (npr. rgb ili $r\bar{r}$). Zbog ove pojave nikada nije ostvaren eksperiment u kojem je rezultat bio slobodan kvark. Osim zatočenja boje, bitna pojava koja se javlja samo kod jake sile je asimptotska sloboda koja nam govori da se privlačna sila između kvarkova povećava što je njihova udaljenost veća.

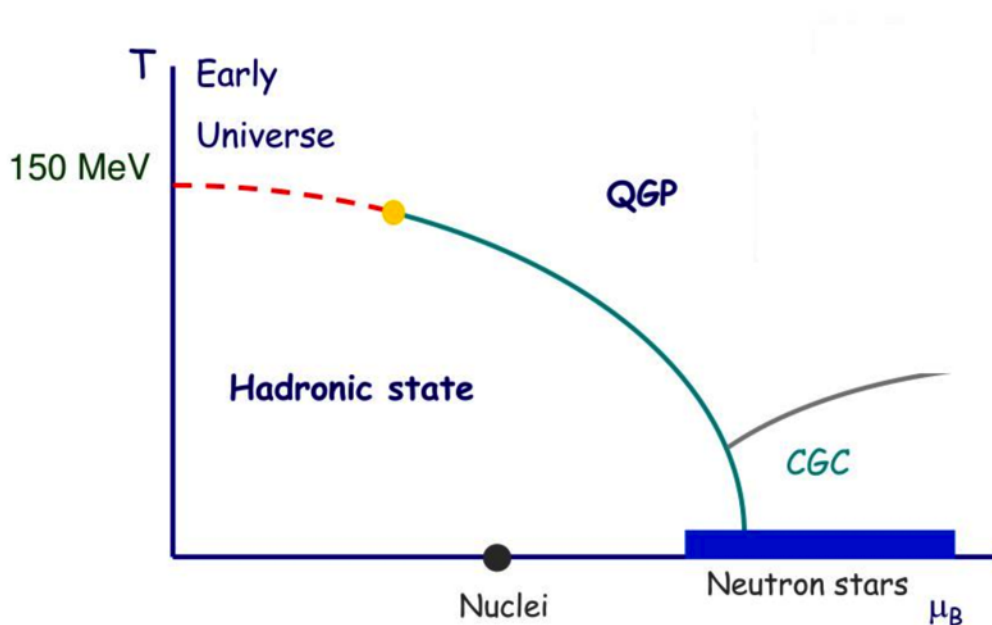
Kvarkovi međusobno interagiraju jakom silom. Teorija koja opisuje jaku silu zove se kvantna kromodinamika i slična je kvantnoj elektrodinamici. U obje teorije prijenosnici interakcija su bezmasene vektorske čestice (fotoni i gluoni).

Kod jake interakcije među kvarkovima očuvani su kvantni brojevi izospina, stranosti, šarmantnosti, itd. što znači da u sudaru hadrona koji se sastojе od u i d kvarka može nastati s kvark, ali samo kao par kvark-antikvark. Kod slabih interakcija stranost nije očuvana tako da raspadom stranog hadrona mogu nastati hadroni koji ne sadrže s kvark kao što je to slučaj kod $\bar{\Lambda}$ bariona:

$$\bar{\Lambda}[\bar{u} \bar{d} \bar{s}] \rightarrow p^-[\bar{u} \bar{u} \bar{d}] + \pi^+[u \bar{d}]. \quad (1)$$

2.3 Kvarkovsko-gluonska plazma

Baždarna teorija rešetke predviđa prijelaz hadronske tvari u stanje kvarkovsko-gluonske plazme (QGP) na dovoljno visokoj gustoći energije [8]. U takvom stanju, kvarkovi i gluoni nisu više vezani u hadronima nego se mogu slobodno kretati unutar volumena plazme. Stanje QGP prvi je predložio Shuryak 1978. godine kada je, proučavajući neutronske zvijezde, primijetio da mora doći do preklapanja hadrona unutar neutronske zvijezde s obzirom na danu gustoću



Slika 2: Shematski prikaz faznog dijagrama hadronske tvari. Na dovoljno visokoj temperaturi i/ili gustoći tvari (kemijskom potencijalu) dolazi do prijelaza hadronska tvari u stanje kvarkovsko-gluonske plazme.

zvijezde [9]. Također smatra se da je svemir u ranoj fazi razvoja ($t = 10^{-5} \text{ s}$) bio u stanju QGP [10].

Prijelaz u stanje kvarkovsko-gluonske plazme može se postići povećanjem gustoće i/ili temperature hadronske tvari (slika 2). U laboratoriju, uvjete potrebne za prijelaz u stanje plazme moguće je postići u relativističkim sudarima iona. Plazma stvorena u sudarima iona relativističkih energija traje jako kratko i njezin razvoj može se podijeliti u četiri faze. U prvoj fazi koja traje $\approx 1 \text{ fm}/c$, nukleoni iz jezgre prvog iona interagiraju s nukleonima iz jezgre drugog iona. Ako je gustoća energije dovoljno velike, dolazi do formiranja kvarkovsko-gluonske plazme. Nakon toga, plazma se počinje širiti i hladiti te dolazi do formiranja hadrona. Sustav prvo prolazi kroz miješanu, a zatim pre-

lazi u hadronsku fazi. Kada sustav dosegne temperature od $150 - 175 \text{ MeV}$ prestaju neelastične interakcije i dolazi do tzv. kemijskog zamrzavanja (od eng. chemical freeze-out). Konačno na temperaturama od $110 - 130 \text{ MeV}$ prestaju i elastični procesi i dolazi do kinetičkog zamrzavanja (od eng. kinetic freeze-out).

Teorijski modeli predviđaju nekoliko signala faznog prijelaza tvari u kvarkovsko-gluonsku plazmu. Jedan od signala je i povećana produkcija stranih čestica. U sudarima hadrona produkcija stranih čestica je energijski nepovoljnija od nastanka čestica koje sadrže lakše u i d kvarkove. U kvarkovsko-gluonskoj plazmi energijski prag za formiranje stranih čestica znatno je niži nego u hadronskom plinu što rezultira povećanom produkcijom stranih čestica [2].

Kvarkovsko-gluonska plazma prvi put je opažena 2000. godine na CERN-u u centralnim $Pb + Pb$ sudarima pri impulsu projektila od $158 \text{ AGeV}/c$ [11]. Ubrzo nakon otkrića kvarkovsko-gluonske plazme započinje program istraživanja centralnih $Pb+Pb$ sudara na nižim energijama s ciljem određivanja energije na kojoj dolazi do prestanka zatočenja kvarkova. Vodeći u tim istraživanjima bio je NA49 eksperiment, prethodnik NA61/SHINE eksperimenta. Rezultati NA49 eksperimenta ukazali su da do prestanka zatočenja dolazi u energijskom području od 30 do 60 AGeV. NA61/SHINE eksperiment pokrenut je s namjerom sustavnog istraživanja sudara nukleona različitih masa ($p + p$, $p + Pb$, $Be + Be$, $Ar + Sc$, $Xe + La$, $Pb + Pb$) u širokom rasponu energija ($13 - 80 \text{ GeV}$). Glavni cilj NA61/SHINE eksperimenta je istraživanje kvarkovsko-gluonske plazme te potraga za kritičnom točkom u faznom dijagramu jako interagirajuće tvari.

3 Eksperimentalni postav

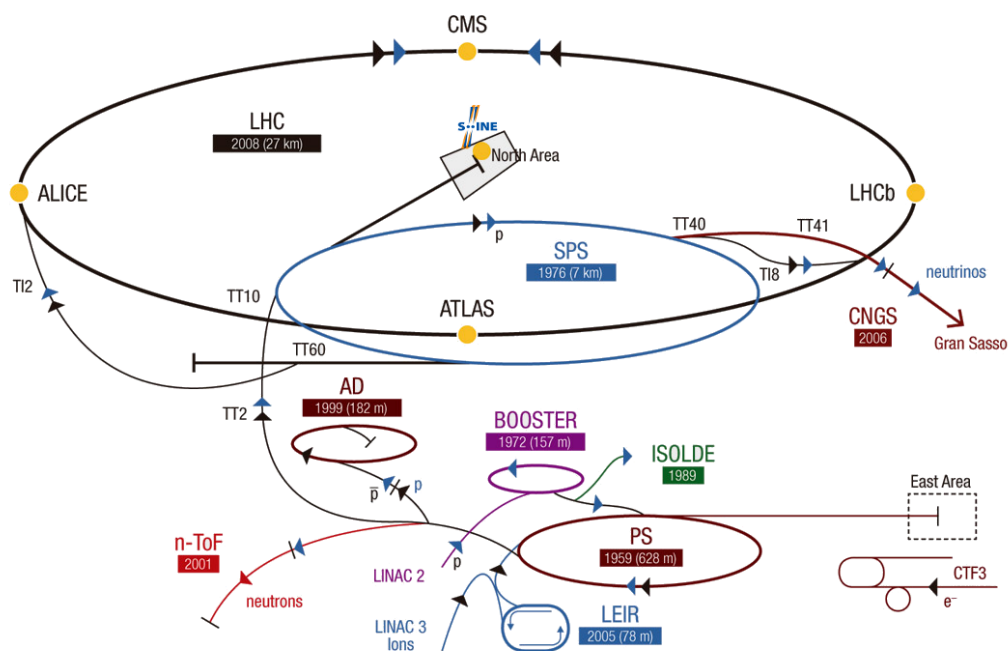
NA61/SHINE je eksperiment s fiksnom metom na Super Proton Sinkrotronu (SPS) ubrzivaču u CERN-u. Eksperiment se nalazi u Sjevernoj zoni (NA od eng. North Area) SPS akceleratorškog kompleksa. Primarni ciljevi NA61/SHINE eksperimenta su proučavanje svojstava kvarkovsko-gluonske plazme i potraga za kritičnom točkom u faznom dijagramu jako interagirajuće tvari. Program eksperimenta uključuje i mjerenja potrebna za precizno određivanje toka neutrina u T2K eksperimentu [12], te za simuliranje pljuska čestica nastalih prolaskom kozmičkog zračenja kroz atmosferu za KASCADE [13] i Pierre Auger eksperimente [14].

U ovom poglavlju ukratko ćemo opisati SPS akceleratorski sustav, te detaljnije razmotriti dijelove NA61/SHINE eksperimenta bitne pri proučavanju $p + p$ sudara.

3.1 Snop protona

Sustav ubrzivača u CERN-u shematski je prikazan na slici 3. Na ubrzivaču SPS primarni snopovi iona ubrzavaju se do maksimalne energije od 158 GeV/nukleonu, dok se snopovi protona ubrzavaju do 400 GeV. Moguće je dobiti i sekundarne snopove elektrona, miona i hadrona u intervalu energija od 10 do 350 GeV. U mjerenjima prikazanim u ovom radu korišten je sekundarni snop protona impulsa 80 GeV/c.

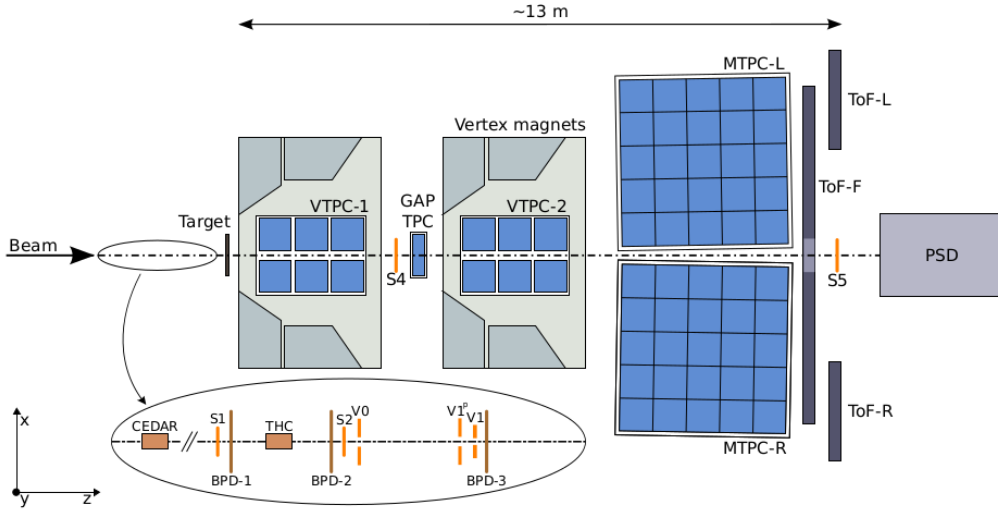
Ubrzavanje protona odvija se u nekoliko stupnjeva. Snop protona, nastao ionizacijom vodikovog plina, prvo prolazi kroz Radio frekventni kvadrupol



Slika 3: Sustav akceleratora u CERN-u. NA61/SHINE eksperiment nalazi se u sjevernoj zoni SPS akceleratorakog kompleksa [15].

(RFQ od engleskog Radio Frequency Quadrupole) gdje se skuplja, fokusira i ubrzava do energije od 750 keV. Iz RFQ-a, protoni prelaze u linearni akcelerator LINAC2, dugačak 33,3 m kojim se ubrzavaju do 50 MeV. Sljedeći u lancu je PSB (od eng. Proton Synchrotron Booster) koji se sastoji od četiri sinkrotrona i čija je svrha nagomilavanje i dodatno ubrzavanje protona. Snop iz PSB-a koji se sastoji od preko $4 \cdot 10^{13}$ protona ubrzanih do energije od 1,4 GeV ulazi u veći ubrzivač PS (od eng. Proton Synchrotron). PS je sinkrotron promjera 628 m koji ubrzava protone do energije od 14 GeV. Na kraju snop ulazi u SPS koji ga ubrzava do konačne energije od 400 GeV. Dobiveni primarni snop protona usmjerava se potom na berilijevu metu. Nakon selekcije impulsa i naboja, snop protona, piona i kaona usmjerava se prema NA61/SHINE eksperimentu. Protoni se, iz dobivenog snopa, selek-

tiraju Čerenkovljevim brojačima. Udio piona i kaona u protonskom snopu manji je od 0.8%.



Slika 4: Shematski prikaz NA61/SHINE eksperimenta.

3.2 NA61/SHINE eksperiment

NA61/SHINE eksperiment shematski je prikazan na slici 4. Glavni dio eksperimenta su dva supravodljiva dipolna magneta te pet TPC (od engl. Time Projection Chamber) komora: dvije VTPC komore (od engl. Vertex TPC) smještene unutar magneta, dvije MTPC komore (engl. Main TPC) postavljene iza magneta i jednog GAP-TPC detektora koji se nalazi između VTPC-a. Ispred mete, u liniji snopa smještene su tri višežičane proporcionalne komore, BPD-1/2/3, koje služe za rekonstruiranje putanje protona snopa. U liniji snopa nalazi se i nekoliko scintilacijskih brojača (S1, S2, V0, V1 i V1p), te dva Čerenkovljeva detektora (CEDAR i THC) koji s scintilacijskim brojačem S4, smještenim između VTPC komora, čine sustav za

okidanje.

3.2.1 Čerenkovljevi brojači

U eksperimentu se koriste dva Čerenkovljeva brojača, CEDAR (Cherenkov Differential Counter with Achromatic Ring Focus [16]) i THC (Threshold Cherenkov Counter [17]). CEDAR je spremnik ispunjen plinom (helij za impulse iznad 60 GeV/c i dušik za niže impulse snopa) koji nam omogućava da razlikujemo čestice ovisno o promjeru Čerenkovljevih prstena nastalih u detektoru. U slučaju mjerenja pri impulsima snopa u intervalu 20–40 GeV/c dodatno se koristi i THC brojač.

3.2.2 Sustav za okidanje

Sustav za okidanje koji se koristi pri mjerenju $p + p$ sudara sastoji se od Čerenkovljevog detektora CEDAR i šest scintilacijskih brojača (S1, S2, V0, V1, V1p, S4) sljedećih karakteristika:

- S1: kvadratnog oblika, dimenzija 60x60 mm i debljine 5 mm,
- S2: kružnog oblika, promjera 28 mm,
- V0: kružnog oblika, promjera 80 mm i debljine 5 mm s otvorom promjera 10 mm u sredini,
- V1: kvadratnog oblika, dimenzija 10x10 cm, debljine 5 mm s otvorom promjera 8 mm u sredini,
- V1p: kvadratnog oblika, dimenzija 30x30 cm s otvorom promjera 20 mm
- S4: kružnog oblika, promjera 20 mm i debljine 5 mm.

Brojači S1, S2, V0, V1, V1p smješteni su ispred mete i služe za definiranje čestica snopa. Čestice snopa definiraju se pozitivnim signalima u brojačima S1 i S2 i Čerenkovljevom detektoru CEDAR te izostankom signala u brojačima V0, V1 i V1p:

$$\text{snop protona} \equiv S1 \wedge S2 \wedge \overline{V0} \wedge \overline{V1} \wedge \overline{V1'} \wedge \text{CEDAR}.$$

Međudjelovanje u meti definira se kroz antikoincidenciju upadnog snopa s brojačem S4, smještenim iza VTPC-1 detektora:

$$\text{interakcija} \equiv \text{snop protona} \wedge \overline{S4}.$$

3.2.3 BPD

BPD1/2/3 (od eng. Beam Position Detector) su višežičane proporcionalne komore koje se koriste za rekonstruiranje putanja čestica snopa te određivanje transverzalnih koordinata glavnog verteksa. Detektori BPD postavljeni su u liniji snopa, 3,3 m (BPD1), 1,1 cm (BPD2) i 0.7 m (BPD3) ispred mete.

Aktivna površina detektora iznosi $48 \times 48 \text{ mm}^2$, a ispunjeni su mješavinom Ar i CO_2 u omjeru 85%:15%. Detektori se sastoje od triju katodnih i dviju anodnih ravnina. Signali se očitavaju s vanjskih katoda podijeljenih u trake širine 1.6 mm. Prolaskom čestice snopa kroz BPD detektor, induciraju se signali na 5-6 traka katode. Na temelju ovih signala, određuju se x i y koordinate čestice snopa u trima točkama. Prilagodbom linearne funkcije na dobivene koordinate, određuje se putanja čestice snopa. Transverzalne (x i y) koordinate glavnog verteksa dobivaju se ekstrapoliranjem rekonstruirane putanje do mete. Ovom metodom, x i y koordinate glavnog verteksa određuju se s točnošću od $100 \mu\text{m}$.

3.2.4 Meta

Prilikom mjerenja $p + p$ sudara koristi se cilindrična meta dužine 20.29 cm i promjera 3 cm ispunjen tekućim vodikom. Meta je postavljena 88.4 cm ispred prve TPC komore.

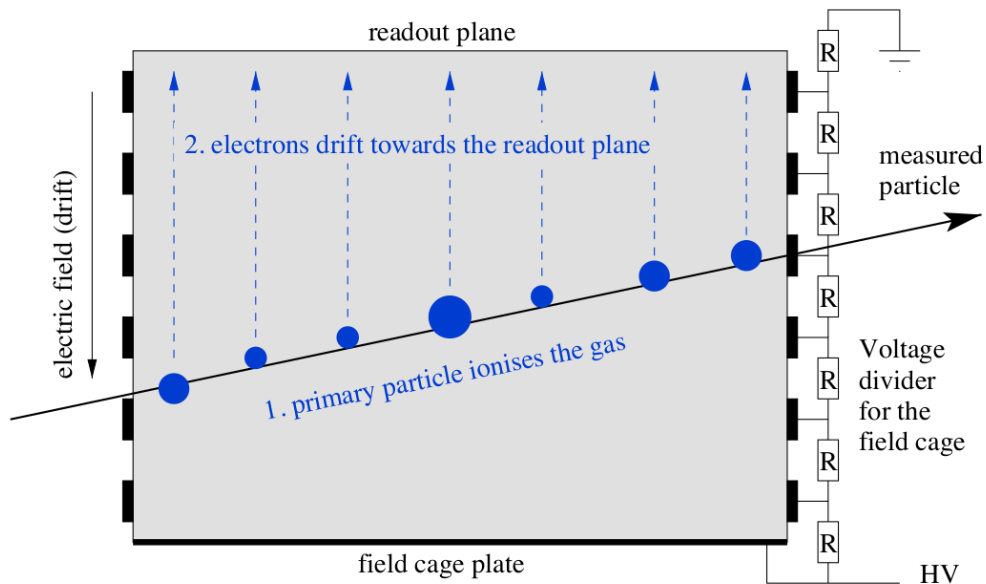
3.2.5 TPC

Glavni dio eksperimentalnog postava NA61/SHINE eksperimenta je sustav TPC (od eng. Time Projection Chamber) detektora koji se sastoji od dva VTPC (Vertex TPC) uređaja unutar magneta, dva MTPC (Main TPC) uređaja iza magnetskog i jednog GAP-TPC uređaja koji se nalazi između VTPC-a. Sustav TPC detektora omogućuje rekonstrukciju trodimenzionalne putanje nabijenih čestica i identifikaciju čestica mj specifične energije ionizacije (dE/dx).

Rad TPC detektora temelji se na principu rada driftnih komora i višežičanih proporcionalnih brojača. VTPC detektor sastoji se od spremnika ispunjenog plinom, komora za očitavanje signala i dva električna kaveza postavljena simetrično u odnosu na smjer snopa. MTPC komore imaju samo jedan električni kavez. Ovakvom konfiguracijom električnog kaveza kod detektora VTPC sprječava se prolazak čestica upadnog snopa kroz aktivni dio detektora što bi u slučaju teških iona dovelo do zasićenja elektronike za očitavanje. MTPC komore postavljene su s lijeve i desne strane snopa pa kod njih nema rizika od zasićenja.

Prolaskom kroz detektor, nabijene čestice ioniziraju plin te ostavljaju trag elektrona nastalih ionizacijom. Pod utjecajem električnog polja elektroni se gibaju prema komorama za očitavanje signala driftnom brzinom v_D . Plin u

spremniku sastoji se od plemenitog plina (Ne , Ar) osjetljivog na ionizaciju i "zarobljavajućih" plinova (CO_2 , CH_4) koji sprječavaju nastanak nekontroliranih lavina elektrona. Ionizirani elektroni detektiraju se preko sustava katodnih i anodnih rešetki koji ujedno i pojačavaju signal. Tijekom skupljanja podatka, aktivno se prati brzina drifta v_D , temperatura i tlak plina kako bi se osigurala kvalitetna rekonstrukcija podataka. Princip rada TPC detektora shematski je prikazan na slici 5.



Slika 5: Shematski prikaz rada TPC detektora. Crnom linijom prikazana je nabijena čestica koja prolazi kroz detektor. Plave točke predstavljaju područje ionizacije elektrona. Plave isprekidane crte prikazuju gibanje elektrona prema komorama za očitavanje. [18]

TPC detektori omogućavaju identifikaciju čestica mjerenjem energije koju čestice izgube ionizacijom plina. Prolaskom kroz TPC detektor nabijena čestica gubi energiju i taj gubitak energije ovisi o materijalu kroz koji čestica prolazi kao i o naboju i brzini čestice (β). Gubitak energije opisan je Bethe-

Bloch-ovom formulom:

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = k \frac{z^2 Z}{\beta^2 A} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 E_k^{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right]. \quad (2)$$

$k = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \approx 0,307 \text{ MeV} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{cm}^2$, N_A je Avogadrov broj, r_e je polumjer elektrona, m_e je masa elektrona, Z i A su atomski i maseni broj sredstva, β i γ su Lorentzove varijable, I je minimalna ionizacijska energija sredstva, E_k^{max} je maksimalna prenesena energija u sudaru upadne čestice s elektronom sredstva, a δ je faktor za korekciju gustoće energije.

Kako specifična ionizacija ovisi samo o svojstvima plina, naboju i brzini čestice, mjerenjem specifične ionizacije dobiva se informacija o brzini čestice. Impuls čestice određuje se iz zakrivljenosti njezine putanje u magnetskom polju. Poznavanjem impulsa i brzine te korištenjem relacije

$$v = \frac{c^2 p}{E} = \frac{c^2 p}{\sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4}}, \quad (3)$$

može se odrediti masa (identitet) čestice.

4 Rekonstrukcija događaja

U ovom poglavlju bit će opisan postupak rekonstrukcije događaja prikupljenih u NA61/SHINE eksperimentu.

4.1 Rekonstrukcijski lanac

Postupak rekonstrukcije događaja shematski je prikazana dijagramom na slici 6.



Slika 6: Dijagram procesa rekonstrukcije događaja prikupljenih u NA61/SHINE eksperimentu.

U prvom koraku, rekonstruiraju se prostorne točke u TPC detektorima. Iz dobivenih točaka prvo se rekonstruiraju lokalni tragovi u pojedinim TPC detektorima, a potom se spajanjem lokalnih tragova formiraju globalni tragovi. Nakon toga, određuje se impuls globalnih tragova u prvoj mjerenoj točki. U sljedećem koraku rekonstruiraju se signali u BPD detektorima i određuje se putanja snopa. Transverzalne (x i y) koordinate glavnog verteksa dobivaju se ekstrapoliranjem rekonstruirane putanje snopa do mete, dok se z koordinata određuje ekstrapoliranjem globalnih tragova u smjeru mete. Potom se određuju impulsi tragova u točki glavnog verteksa. Nakon toga rekonstruiraju se V^0 čestice te se određuje specifični gubitak energije u TPC detektorima $\langle dE/dx \rangle$. Postupak rekonstrukcije V^0 čestice detaljnije je opisan u sljedećem poglavlju.

4.2 Rekonstrukcija V^0 čestica

Posljednji korak rekonstrukcije događaja je pronalaženje i identificiranje V^0 čestica. Neutralne strane čestice koje se raspadaju slabim raspadom ($\bar{\Lambda}$, Λ , K_S^0) detektiraju se preko raspada u nabijene čestice suprotnog naboja ($\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} + \pi^+$, $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$, $K_S^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$). Zbog karakterističnog oblika ovih raspada (slovo V) ove strane čestice nazivaju se V^0 česticama.

V^0 kandidati formiraju se kombiniranjem svih pozitivnih i negativnih čestica. Tragovi ovih parova čestica ekstrapoliraju se u smjeru mete te se određuje točka u kojoj je udaljenost između tragova najmanja. Ta točka je tzv. *sekundarni verteks*, odnosno točka raspada V^0 čestice. Svi tragovi, čija je udaljenost u x i y smjeru manja od 2,5 cm, postaju kandidati raspada V^0 čestice.

4.3 Simulacijski lanac

Monte-Carlo (MC) uzorci koriste se za određivanje gubitaka do kojih dolazi zbog konačne veličine TPC detektora, (ne) efikasnosti rekonstrukcije te primjene selekcijskih uvjeta tijekom analize.

Produkcija Monte-Carlo uzoraka odvija se u nekoliko koraka. U prvom koraku proton+proton sudari simuliraju se Monte-Carlo generatorom. U analizi prikaznoj u ovom radu $p+p$ događaji simulirani su EPOS1.99 generatorom događaja [19]. Prolazak čestica kroz NA61/SHINE detektore simulira se programskim paketom GEANT [20] koji prilikom propagiranja čestica uzima u obzir sve relevantne fizikalne procese. Dobivene prostorne točke transformiraju se u signale istovjetne odzivu detektora. Simulirani događaji potom se rekonstruiraju na isti način kao i mjereni podatci uz izuzetak dE/dx identifikacije, koja se ne simulira. U posljednjem koraku, uspoređuje se simulirane i rekonstruirane veličine, te se simulirani tragovi povezuju s rekonstruiranim.

5 Analiza podataka

U ovom poglavlju detaljno su opisani svi koraci kojima se polazeći od rekonstruiranih V^0 kandidata dobivaju korigirane kinematske raspodjele $\bar{\Lambda}$ bariona. U prvom koraku selektiraju se neelastični $p + p$ sudari, a zatim se određuje nekorigirani broj $\bar{\Lambda}$ bariona. Za određivanje nekorigiranog broja $\bar{\Lambda}$ bariona služimo se raspodjelama invarijantne mase. Detaljno je opisan postupak selekcije kojim se poboljšava omjer signala i pozadine u raspodjelama invarijantne mase. Za određivanje konačnih kinematskih raspodjela, detektirani broj $\bar{\Lambda}$ bariona potrebno je korigirati za niz gubitaka. Korekcijski faktori određuju se korištenjem simuliranih uzoraka.

5.1 Selekcija događaja

Rezultati prikazani u diplomskom radu dobiveni su analizom uzorka od 4,71 M p+p događaja. Osim događaja u kojima protoni snopa interagiraju s protonima mete, u uzorku se nalaze i pozadinski događaji nastali interakcijom protona snopa s materijalom u liniji snopa i/ili ulaznim i izlaznim prozorom mete.

Stvarni p+p događaji selektiraju se postavljanjem sljedećih uvjeta:

- rekonstruirana je putanja upadne čestice snopa,
- u događaju je rekonstruiran položaj glavnog verteksa,
- rekonstruirani položaj glavnog verteksa nalazi se unutar ± 9 cm oko centra mete.

Osim toga, iz preostalog uzorka uklanjaju se p+p događaji u kojima je došlo do elastičnog raspršenja. Nakon primjene svih selekcijskih uvjeta u

uzorku je preostalo 1,31 M događaja koji se koriste u daljnjoj analizi.

5.2 Invarijantna masa

$\bar{\Lambda}$ kandidati rekonstruirani postupkom opisanim u prethodnom poglavlju mogu biti stvarni $\bar{\Lambda}$ barioni, Λ barioni, K_S^0 mezoni ili pozadina. Kako se za rekonstruirane kandidate ne može točno utvrditi njihov identitet, za određivanje nekorigiranog broja $\bar{\Lambda}$ bariona služimo se raspodjelama invarijantne mase.

Invarijantna masa, m , definirana je izrazom:

$$m = \sqrt{E^2 - p^2}. \quad (4)$$

gdje su E i p , energija odnosno impuls čestice. Zbog zakona sačuvanja energije i impulsa invarijantnu masu V^0 čestice moguće je izraziti preko masa, energija i impulsa njezinih produkata raspada:

$$E_{V^0} = E_1 + E_2, \quad (5)$$

$$\mathbf{p}_{V^0} = \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2, \quad (6)$$

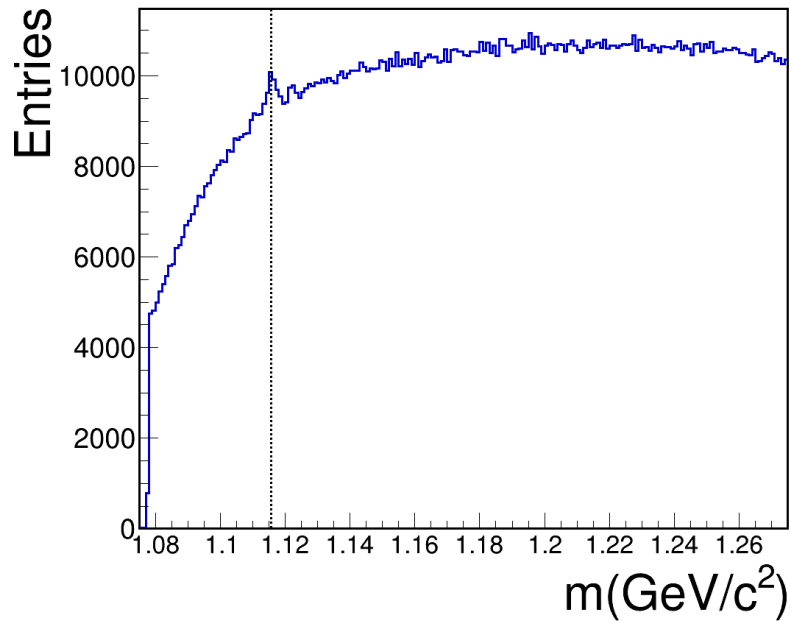
$$m_{V^0} = \sqrt{m_1^2 + m_2^2 + 2(E_1 E_2 - \mathbf{p}_1 \mathbf{p}_2)} \quad (7)$$

gdje se indeksi 1 i 2 odnose na produkte raspada. U slučaju $\bar{\Lambda}$ bariona to su \bar{p} i π^+ te jednadžba 7 postaje:

$$m_{V^0} = \sqrt{m_{\bar{p}}^2 + m_{\pi^+}^2 + 2(E_{\bar{p}} E_{\pi^+} - \mathbf{p}_{\bar{p}} \mathbf{p}_{\pi^+})} \quad (8)$$

gdje su $E_{\bar{p}}$ (E_{π^+}) i $\mathbf{p}_{\bar{p}}$ (\mathbf{p}_{π^+}) energija odnosno impuls antiprotona (piona) nastalih raspadom $\bar{\Lambda}$ bariona, dok je $m_{\bar{p}}$ (m_{π^+}) mase antiprotona (pozitivnog

piona) navedena u PDB-u (od engl. Particle Data Booklet) [21].



Slika 7: Raspodjela invarijantne mase za sve rekonstruirane $\bar{\Lambda}$ kandidate. Isprekidanom vertikalnom linijom naznačena je masa $\bar{\Lambda}$ bariona.

Na slici 7 prikazana je raspodjela invarijantne mase za sve pronađene $\bar{\Lambda}$ kandidate. Isprekidanom vertikalnom linijom naznačena je masa $\bar{\Lambda}$ bariona navedena u PDB-u. U raspodjeli se uočava vrh koji odgovara $\bar{\Lambda}$ barionu, međutim na ovom stupnju analizi udio pozadinskih kandidata je dominantan. Udio pozadinskih kandidata smanjuje se uvođenjem nekoliko selekcijskih uvjeta.

5.3 Selekcija $\bar{\Lambda}$ kandidata

U ovom poglavlju detaljno ćemo opisati selekcijske uvjete kojima se smanjuje udio pozadine u raspodjelama invarijantne mase $\bar{\Lambda}$ kandidata. Osim uvjeta

kojima se potiskuje pozadina, uvodi se dodatni uvjet kojim se iz analize isključuju kratki tragovi za koje je neodređenost impulsa veća. Na tragove koji tvore $\bar{\Lambda}$ kandidate postavlja se uvjet na minimalan broj točaka u VTPC komorama (N_{VTPC}):

$$N_{VTPC} \geq 10. \quad (9)$$

Udio pozadinskih kandidata smanjuje se postavljanjem sljedećih uvjeta:

1. Identifikacija čestica. Tijekom rekonstrukcije V^0 kandidata, čestice su identificirane samo na temelju njihovog naboja. Stoga se udio pozadine može smanjiti njihovom boljom identifikacijom korištenjem specifične ionizacije, $\langle dE/dx \rangle$. \bar{p} odnosno π^+ čestice identificiraju se postavljanjem $\pm 3\sigma$ uvjeta na razliku između mjerene $\langle dE/dx \rangle$ vrijednosti specifične ionizacije i Bethe-Bloch vrijednosti:

$$|\langle dE/dx \rangle - BB_{\bar{p}}| < 3\sigma, \quad (10)$$

$$|\langle dE/dx \rangle - BB_{\pi^+}| < 3\sigma, \quad (11)$$

gdje su $BB_{\bar{p}}$ i BB_{π^+} vrijednosti Bethe-Blochove funkcije za antiproton i pozitivne pione. Ovaj uvjet primjenjuje se samo u stvarnim p+p podacima jer ne postoji precizna simulacija specifične ionizacije u Monte-Carlo uzorcima.

2. Veliki dio pozadinskih kandidata nastaje slučajnim križanjem tragova primarno produciranih čestica. Ovaj tip pozadine koncentriran je u blizini glavnog verteksa pa se veliki dio pozadine može eliminirati postavljanjem uvjeta na razliku z -koordinate glavnog i V^0 verteksa (Δz).

U okviru diplomskog rada određene su optimalne vrijednosti varijable Δz u funkciji rapiditeta. U postupku optimizacije korišten je statistički značaj signala, s , definiran izrazom $s = S/\sqrt{S+B}$, gdje S označava $\bar{\Lambda}$ signal, a B pozadinu. Vrijednosti signala i pozadine određene su postupkom opisanim u poglavlju 5.4. U prvom koraku fazni prostor podijeljen je u pet intervala rapiditeta: $[-1.25, -0.55)$, $[-0.75, -0.25)$, $[-0.25, 0.25)$, $[0.25, 0.75)$. U svakom od navedenih intervala ispitana je ovisnost statističkog značaja signala o vrijednosti varijable Δz , te je određena vrijednost za koju statistički značaj signala poprima maksimalnu vrijednost:

- $\Delta z = 10$; za $y \leq -0,25$,
- $\Delta z = 12$; za $-0,25 < y \leq 0,25$,
- $\Delta z = 14$; za $0,25 < y \leq 0,75$,
- $\Delta z = 20$; za $0,75 < y$

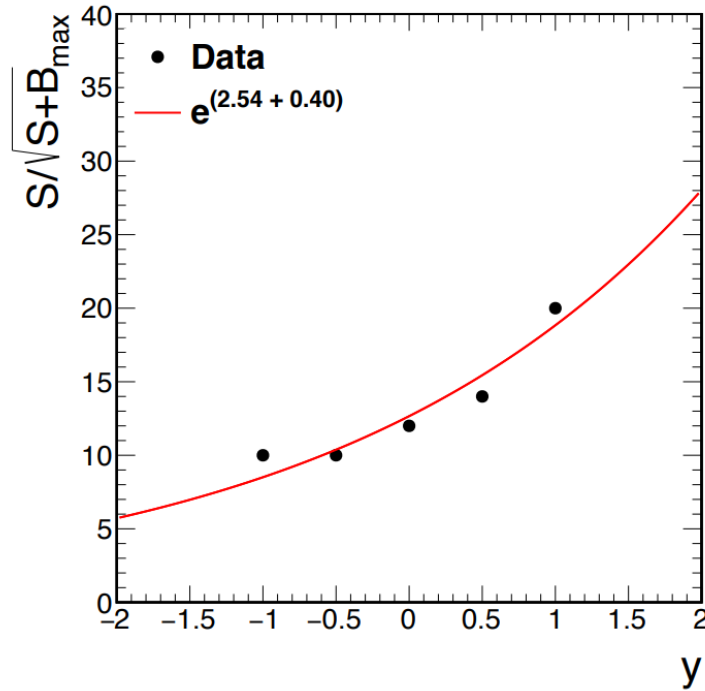
Dobivene vrijednosti grafički su prikazana na slici 8. Na slici je crvenom linijom prikazan rezultat prilagodbe eksponencijalne funkcije:

$$\Delta z = e^{a+by}, \quad (12)$$

gdje y označava rapiditet. Za parametara a i b prilagodbom su dobivene vrijednosti $a = 2,54$ i $b = 0,40$. Na temelju dobivenih rezultata iz analize su isključeni kandidati koji ne zadovoljavaju uvjet

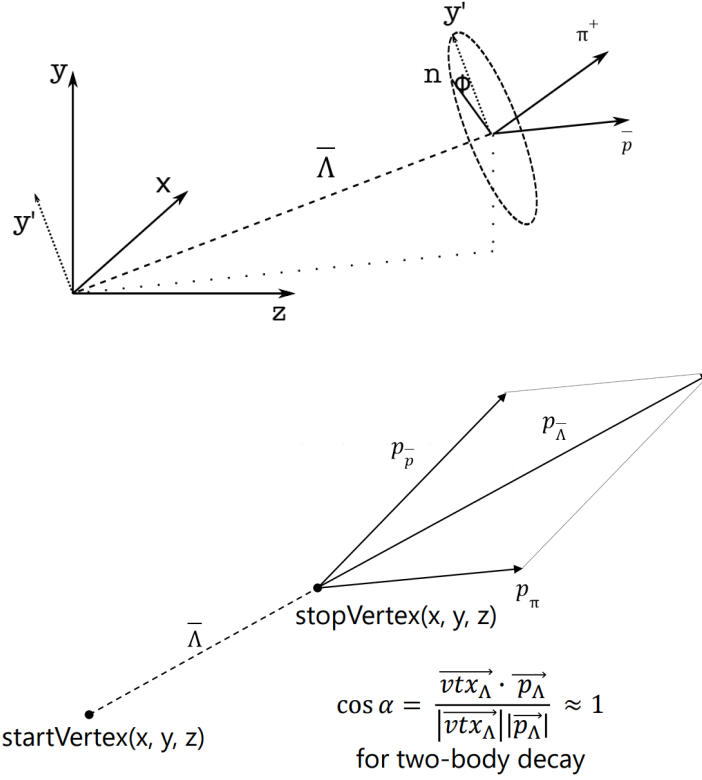
$$\Delta z > e^{2,54+0,40 \cdot y}. \quad (13)$$

Prilikom optimizacije korišten je Monte-Carlo uzorak koji je prije same optimizacije skaliran tako da se dobije isti broj događaja signala i pozadine kao i u mjerenim podacima.



Slika 8: Rezultat optimizacije varijable Δz . Crnim točkama prikazane su vrijednosti varijable Δz za koje se dobiva maksimalna vrijednost statističkog značaja signala, $S/\sqrt{S+B}$, u promatranim intervalima rapiditeta, dok je crvenom linijom prikazan rezultat prilagodbe eksponencijalne funkcije.

3. Seleksijski uvjeti postavljaju se i na vrijednosti kuta Φ čija je definicija prikazana na slici 9. Φ je kut koji zatvaraju vektori \vec{y}' i \vec{n} , gdje je \vec{y}' vektor okomit na vektor impulsa $\vec{\Lambda}$ kandidata u ravnini koju tvore y os i vektor impulsa $\vec{\Lambda}$ kandidata, dok je \vec{n} vektor koji je okomit na ravninu koju tvore produkti raspada. Optimizacija ovog seleksijskog uvjeta provedena je na sličan način kao i optimizacija varijable Δz . Fazni prostor podijeljen je u pet intervala rapiditeta te je u svakom intervalu određena vrijednost varijable $|\cos \Phi|$ za koju statistički značaj signala doseže maksimalnu vrijednosti:

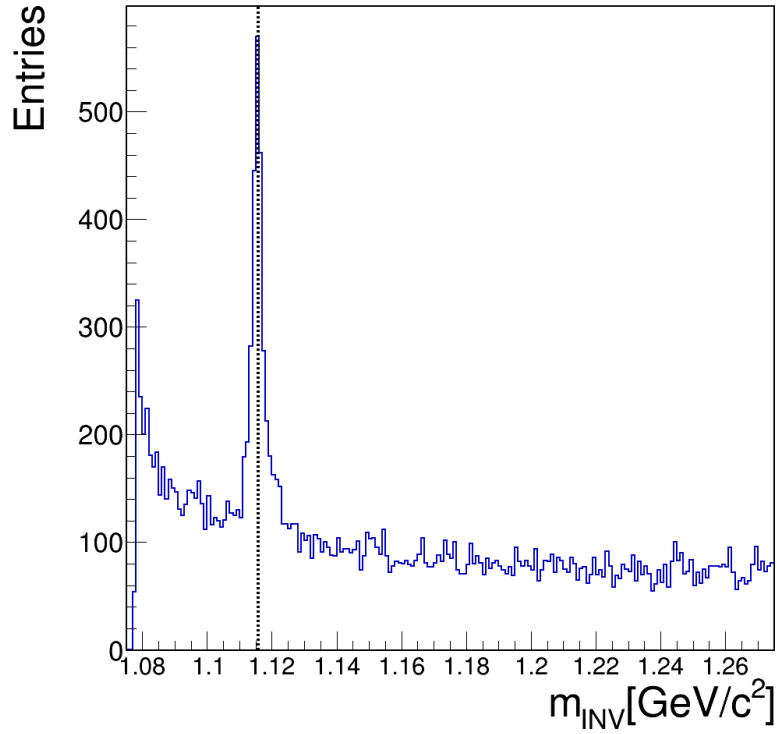


Slika 9: Definicija kuta Φ (gore) i definicija kuta $dirA$ (dolje).

- $|\cos \Phi| = 1,00$; za $y \leq 0,25$,
- $|\cos \Phi| = 0,95$; za $0,25 < y \leq 0,75$,
- $|\cos \Phi| = 0,80$; za $0,75 < y$.

Kandidati za koje je vrijednost varijable $|\cos \Phi|$ veća od gore navedenih vrijednosti isključuju se iz daljnje analize.

4. Posljednji uvjet kojim se potiskuje pozadina u raspodjelama invarijantne mase, postavlja se na vrijednost kuta $dirA$ (od eng. *Directional angle*) koji zatvaraju vektor impulsa $\bar{\Lambda}$ čestice i ukupni vektor impulsa produkata raspada (slika 9 dolje). Optimizacija kuta $dirA$ napravljena



Slika 10: Raspodjela invarijantne mase nakon primjena selekcijskih uvjeta.

je na isti način kao i optimizacija kuta Φ , određivanjem maksimalne vrijednosti $S/\sqrt{S+B}$ za različite vrijednosti kuta, u pet intervala rapiditeta. Uvjet koji kandidati moraju zadovoljavati da bi se zadržali u daljnjoj analizi ovisi o rapiditetu i iznosi:

- $dirA > 0,9995$; za $y \leq 0,25$
- $dirA > 0,9999$; za $0,25 < y \leq 0,75$
- $dirA > 0,99995$; za $0,75 < y$

Sa slike 10 koja prikazuje raspodjelu invarijantne mase $\bar{\Lambda}$ kandidata nakon primjene opisanih selekcijskih uvjeta, vidljivo je da je pozadina uspješno smanjena.

5.4 Određivanje signala i pozadine

Broj detektiranih $\bar{\Lambda}$ bariona određuje se prilagodbom funkcije koja opisuje signal i pozadinu na raspodjele invarijantne mase. Za opis signala koristi se Lorentzova funkcija oblika

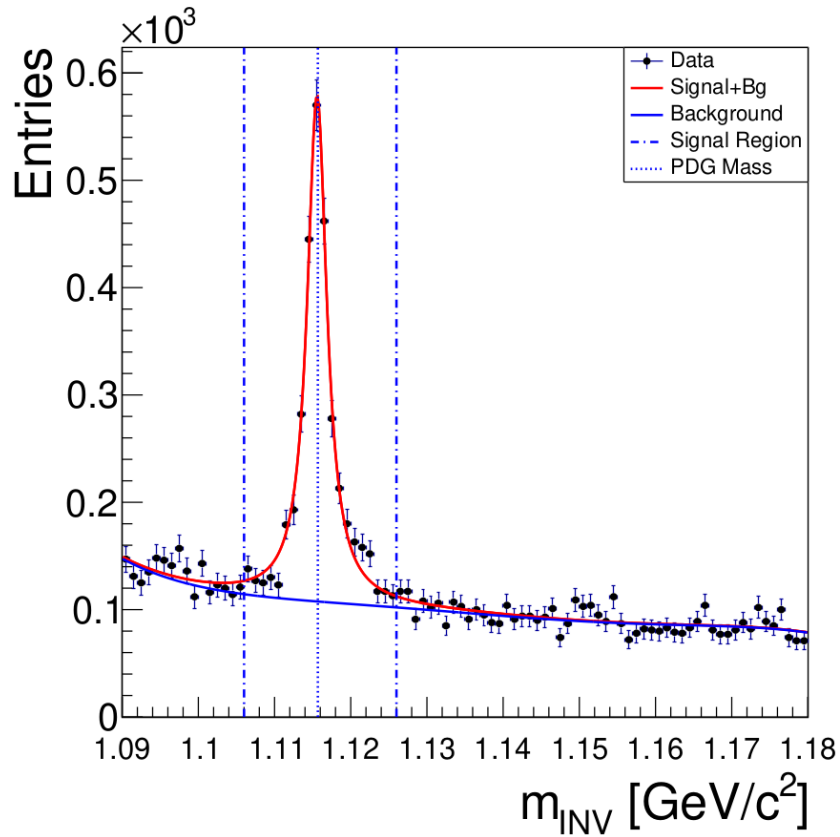
$$L(m) = A \frac{1}{\pi} \frac{\frac{1}{2}\Gamma}{(m - m_0)^2 + (\frac{1}{2}\Gamma)^2} \quad (14)$$

gdje je A faktor normalizacije, Γ je širina signala, dok je m_0 masa $\bar{\Lambda}$ čestice. Za opis pozadine koriste se Chebyshevi polinomi [referenca na definiciju](#) $P(m)$.

Postupak prilagodbe provodi se u tri koraka. U prvom koraku, iz raspodjele invarijantne mase isključuje se područje signal ($1.107 < m < 1.127$ GeV/ c^2) te se na dobivenu raspodjelu prilagođavaju samo Chebyshevi polinomi. Na taj način preciznije se određuju početne vrijednosti parametara Chebyshevih polinoma. U drugom koraku vrši se istodobna prilagodba signala i pozadine, ali se u ovom koraku dva parametra Lorentzove funkcije, širina Γ i masa m_0 , fiksiraju na vrijednosti $\Gamma = 3\text{MeV}/c^2$, odnosno na tabličnu vrijednost mase $\bar{\Lambda}$ bariona koja po PDG-u iznosi $m_0 = 1,115683\text{GeV}/c^2$, dok se za početne vrijednosti parametara Chebyshevih polinoma uzimaju vrijednosti iz prethodnog koraka. U ovom koraku preciznije se određuje početna vrijednost parametra normalizacije A , kao i početne vrijednosti Chebyshevih polinoma. U trećem koraku prilagođavaju se svi parametri.

Broj $\bar{\Lambda}$ bariona dobiva se integriranjem Lorentzove funkcije u intervalu $m_0 \pm 3\Gamma$, dok se broj pozadinskih kandidata određuje integriranjem Chebyshevih polinoma u istom masenom području.

Na slici 11 prikazan je primjer raspodjele invarijantne mase zajedno s rezultatom prilagodbe Chebyshevih polinoma i Lorenzove funkcije (crvena linija). Plavom linijom prikazan su samo Chebyshevi polinomi kojima se opisuje pozadina.



Slika 11: Raspodjela invarijantne mase zajedno s rezultatom istodobne prilagodbe Lorenzove funkcije i Chebyshevog polinoma (crvena linija). Plavom linijom prikazan je polinom kojim opisujemo pozadinu.

5.5 Nekorrigirani broj $\bar{\Lambda}$ bariona

Za dobivanje kinematskih raspodjela $\bar{\Lambda}$ bariona potrebno je analizirati podatke u različitim intervalima rapiditeta y i transverzalnog impulsa p_T . Fazni

prostor podijeljen je u četiri intervala rapiditeta $[-0.75, -0.25)$, $[-0.25, 0.25)$, $[0.25, 0.75)$. Svaki interval rapiditeta podijeljen je zatim na intervale transverzalnog impulsa širine $p_T = 0.2$ GeV. U svakom y - p_T intervalu formirane su raspodjele invarijantne mase te je nekorigirani broj $\bar{\Lambda}$ bariona određen postupkom opisanim u prethodnom poglavlju. Dobivene vrijednosti, zajedno sa statističkom pogreškom prikazane su na slici 12.

5.6 Korekcijski faktori

Za određivanje broja $\bar{\Lambda}$ bariona produciranih u neelastičnim $p + p$ sudarima detektirani broj $\bar{\Lambda}$ bariona potrebno je korigirati za gubitke do kojih dolazi zbog konačne veličine detektora, (ne) učinkovitosti programa za rekonstrukciju kao i za gubitke nastale uvođenjem selekcijskih uvjeta.

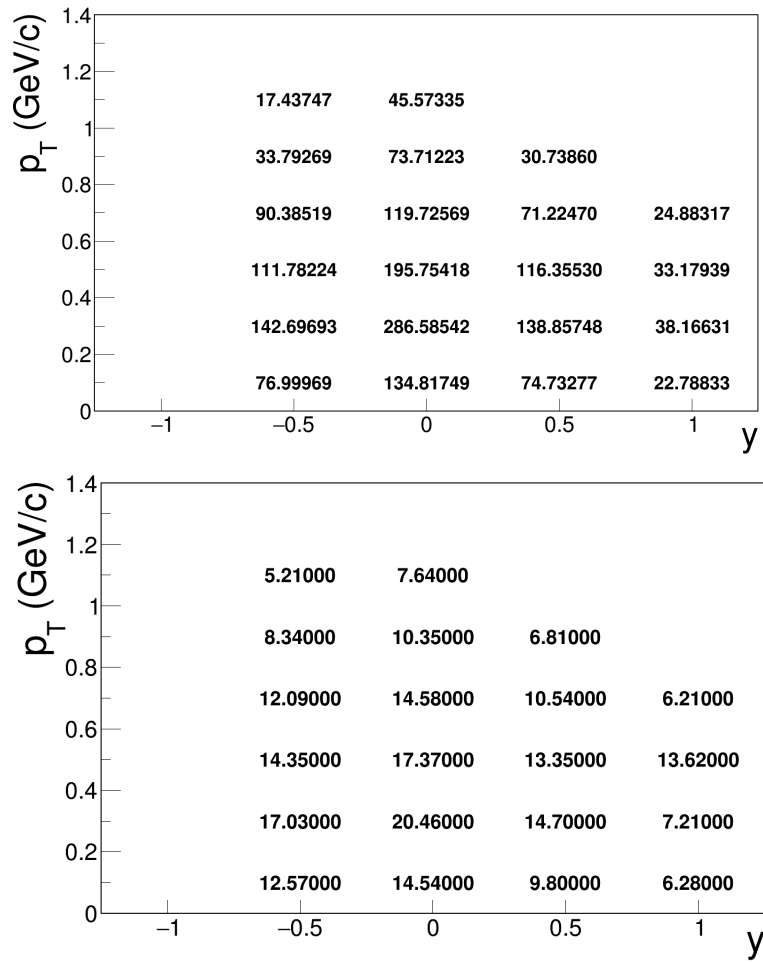
Korekcijski faktori $c_{MC}(y, p_T)$ u pojedinim intervalima rapiditeta i transverzalnog impulsa određuju se korištenjem Monte-Carlo simulacija i definirani su izrazom:

$$c_{MC}(y, p_T) = \frac{N_{\bar{\Lambda}}^{gen}(y, p_T) / N_{events}^{gen}}{N_{\bar{\Lambda}}^{rec}(y, p_T) / N_{events}^{rec}} \quad (15)$$

$$= \frac{N_{events}^{rec} / N_{events}^{gen}}{N_{\bar{\Lambda}}^{rec}(y, p_T) / N_{\bar{\Lambda}}^{gen}(y, p_T)} \quad (16)$$

$$= \frac{\alpha}{\beta(y, p_T)} \quad (17)$$

$N_{\bar{\Lambda}}^{gen}(y, p_T)$ je broj generiranih $\bar{\Lambda}$ bariona u pojedinom (y, p_T) intervalu, $N_{\bar{\Lambda}}^{rec}(y, p_T)$ je nekorigirani broj $\bar{\Lambda}$ bariona, N_{events}^{gen} je broj simuliranih neelastičnih $p+p$ događaja, a N_{events}^{rec} broj rekonstruiranih događaja preostalih u Monte-Carlo uzorku nakon selekcije.



Slika 12: Broj detektiranih $\bar{\Lambda}$ bariona u intervalima rapiditeta i transverzalnog impulsa (gore) i pripadne statističke pogreške (dolje).

Korekcijski faktor $c_{MC}(y, p_T)$ može se podijeliti na dva dijela: dio koji uzima u obzir gubitke u broju događaja (α) i dio koji uzima u obzir gubitke u broju $\bar{\Lambda}$ bariona (β). Korekcijski faktor α definiran je izrazom:

$$\alpha = \frac{N_{events}^{gen}}{N_{events}^{rec}}, \quad (18)$$

a faktor β :

$$\alpha = \frac{N_{\bar{\Lambda}}^{gen}(y, p_T)}{N_{\bar{\Lambda}}^{rec}(y, p_T)}, \quad (19)$$

Statistička pogreška korekcijskog faktora α dobivena je pod pretpostavkom da se radi o binomnoj raspodjeli:

$$\Delta\alpha = \sqrt{\frac{\alpha(1-\alpha)}{N_{events}^{gen}}}, \quad (20)$$

dok je pogreška za β određena izrazom :

$$\Delta\beta(y, p_T) = \sqrt{\left(\frac{\Delta N_{\bar{\Lambda}}^{rec}(y, p_T)}{N_{\bar{\Lambda}}^{gen}(y, p_T)}\right)^2 + \left(\frac{N_{\bar{\Lambda}}^{rec}(y, p_T) \cdot \Delta N_{\bar{\Lambda}}^{gen}(y, p_T)}{N_{\bar{\Lambda}}^{gen}(y, p_T)}\right)^2}, \quad (21)$$

$\Delta N_{\bar{\Lambda}}^{rec}$ je greška u broju rekonstruiranih $\bar{\Lambda}$ bariona dobivena prilagodbom, a $\Delta N_{\bar{\Lambda}}^{gen}(y, p_T) = \sqrt{N_{\bar{\Lambda}}^{gen}(y, p_T)}$.

Konačni izraz za grešku korekcijskog faktora time poprima oblik:

$$\Delta c_{MC}(y, p_T) = \sqrt{\left(\frac{\Delta\alpha}{\beta}\right)^2 + \left(-\frac{\alpha \cdot \Delta\beta}{\beta^2}\right)^2}. \quad (22)$$

Na slici 13 prikazane su vrijednosti korekcijskih faktora (gore) i pripadne statističke pogreške (dolje).

Kako u simuliranim uzorcima ne postoji informacija o gubitku energije dE/dx , uvodi se dodatni konstantni korekcijski faktor kojim se uzimaju u obzir gubitci nastali primjenom selekcijski uvjeta za identifikaciju čestica:

$$c_{dE/dx} = \frac{1}{\epsilon^2} = 1,005, \quad (23)$$

gdje je $\epsilon = 0,9973$ vjerojatnost da se produkti raspada detektiraju u intervalu $\pm 3\sigma$ oko Bete-Blohove krivulje.

5.7 Diferencijalni multiplicitet

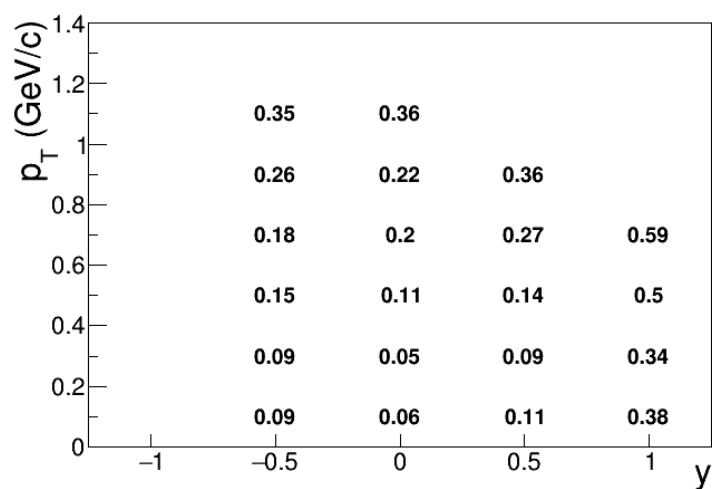
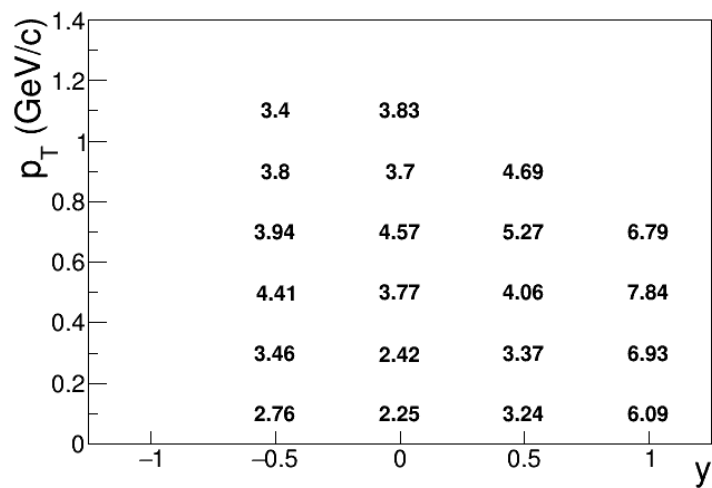
Diferencijalni multiplicitet $\bar{\Lambda}$ bariona u (y, p_T) intervalima računa se prema izrazu:

$$\frac{d^2n}{dydp_T}(y, p_T) = \frac{c_{dE/dx} \cdot c_{MC}(y, p_T)}{\Delta y \Delta p_T} \cdot \frac{N_{\bar{\Lambda}}(y, p_T)}{N_{events}}. \quad (24)$$

$N_{\bar{\Lambda}}(y, p_T)$ je nekorigirani broj $\bar{\Lambda}$ bariona, N_{events} je broj događaja u p+p uzorku nakon primjene selekcijskih kriterija, c_{MC} i $c_{dE/dx}$ su korekcijski faktori dok su Δy i Δp_T širine y i p_T intervala. Uzimajući u obzir statističku pogrešku MC korekcijskih faktora ($c_{MC}(y, p_T)$) i nekorigiranog broja $\bar{\Lambda}$ bariona ($\Delta N_{\bar{\Lambda}}(y, p_T)$) za statističku pogrešku diferencijalnog multipliciteta dobiva se:

$$\Delta \frac{d^2n}{dydp_T} = \sqrt{\left(\frac{c_{dE/dx} \cdot c_{MC}}{N_{events} \Delta y \Delta p_T} \right)^2 \Delta N_{\bar{\Lambda}}^2 + \left(\frac{c_{dE/dx} N_{\bar{\Lambda}}}{N_{events} \Delta y \Delta p_T} \right)^2 \Delta c_{MC}^2}. \quad (25)$$

Rezultati dobiveni za diferencijalni multiplicitet $\bar{\Lambda}$ bariona, kao i rezultati za ukupni multiplicitet $\bar{\Lambda}$ bariona bit će predstavljeni u poglavlju 6.



Slika 13: Korekcijski faktori u intervalima rapiditeta i transverznog impulsa (gore) i pripadne statističke pogreške (dolje).

6 Rezultati

U ovom poglavlju predstavljani su glavni rezultati diplomskog rada. U poglavlju 6.1 prikazani su diferencijalni spektri $\bar{\Lambda}$ bariona u ovisnosti o rapiditetu i transverzalnom impulsu, dok je u poglavlju 6.2 opisan postupak određivanja ukupnog multipliciteta $\bar{\Lambda}$ bariona, a potom je dobiveni ukupni multiplicitet $\bar{\Lambda}$ bariona uspoređen s rezultatima drugih eksperimenata. U poglavlju 6.3 predstavljani su rezultati provjere kvalitete i konzistentnosti dobivenih spektara.

6.1 Spektri $\bar{\Lambda}$ bariona

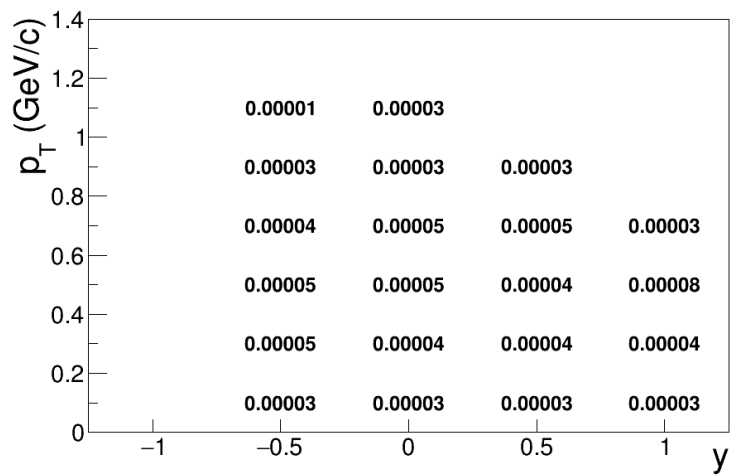
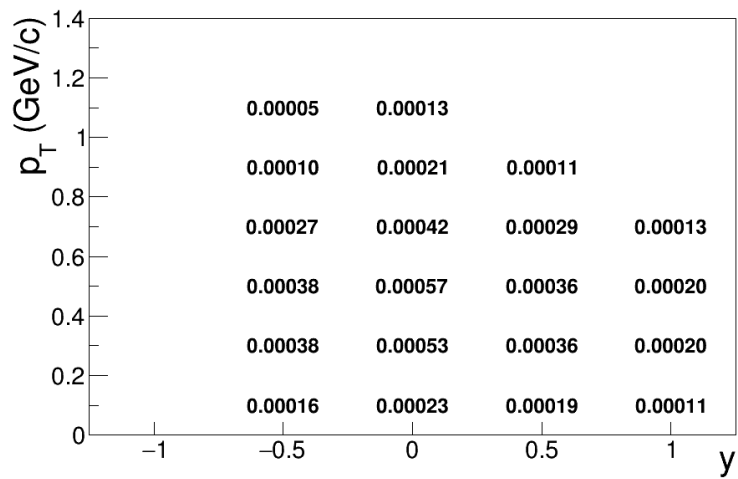
Dvodimenzionalne raspodjele multipliciteta $\bar{\Lambda}$ bariona u ovisnosti o rapiditetu i transverzalnom impulsu prikazane su na slici 14. Fazni prostor podijeljen je u četiri intervala rapiditeta (od $-0,75$ do $1,25$ širine $0,5$). Svaki interval rapiditeta podijeljen je zatim na intervale transverznog impulsa širine $\Delta p_T = 0,2 \text{ GeV}/c$.

Raspodjele transverznog impulsa $\bar{\Lambda}$ bariona u y intervalima predstavljene su na slici 15. Na slikama je crvenom bojom prikazan rezultat prilagodbe eksponencijalne funkciju:

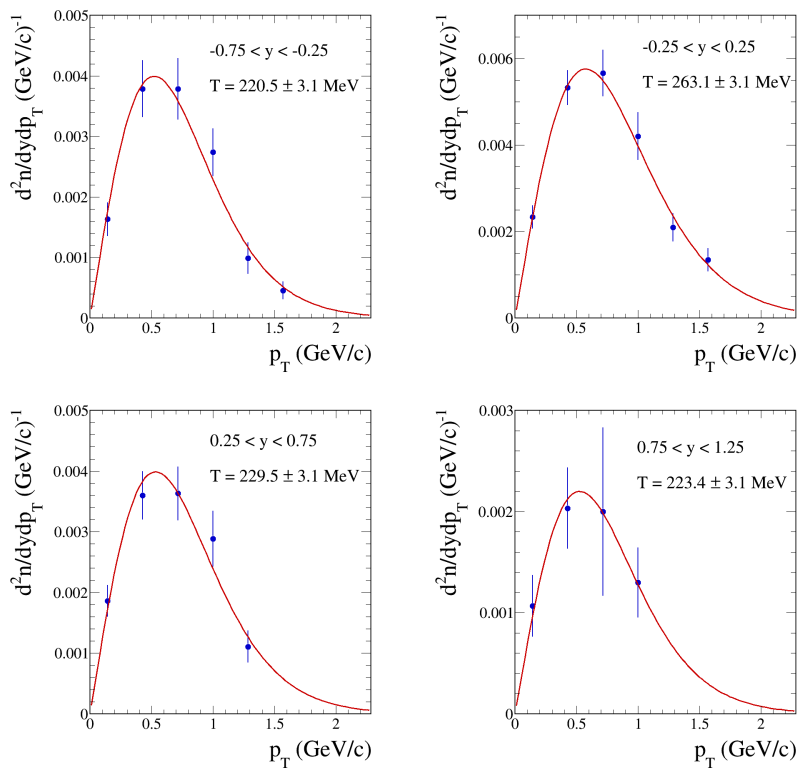
$$f(p_T) = A \cdot P_T \cdot \exp\left(-\frac{\sqrt{p_T^2 + m_{PDG}^2}}{T}\right). \quad (26)$$

m_{PDG} je masa $\bar{\Lambda}$ bariona navedena u PDG-u, dok su A i T parametri koji se određuju prilagodbom. Vrijednosti dobivene za parametar T iznose $\approx 120 - 140 \text{ MeV}$ i grafički su prikazane na slici .

$\frac{dn}{dy}$ raspodjela dobivena je integriranjem mjerenih raspodjela transverznog impulsa te zbrajanjem doprinosa dobivenog ekstrapoliranjem funkcije 26 u područja transverznog impulsa koja nisu pokrivena eksperimentom. Re-

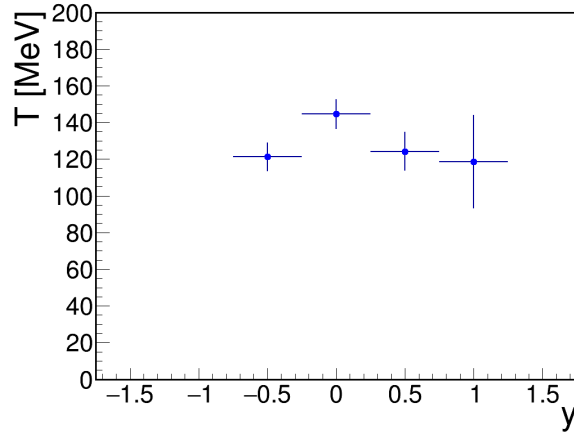


Slika 14: Dvodimenzionalna raspodjela $\bar{\Lambda}$ bariona u ovisnosti o rapiditetu y i transverzalnom impulsu p_T .



Slika 15: Raspodjela transverzalnog impulsa $\bar{\Lambda}$ bariona u y intervalima. Crvenom bojom prikazan je rezultat prilagodbe funkcije 24.

zultirajuća $\frac{dn}{dy}$ raspodjela prikazana je na slici 17. Sa slike je vidljivo da su $\bar{\Lambda}$ barioni producirani uglavnom u području centralnog rapiditeta. Taj rezultat je očekivan jer u tvorbi $\bar{\Lambda}$ bariona sudjeluju antikvarkovi iz mora koji imaju male impulse u sustavu centra masa dvaju protona.



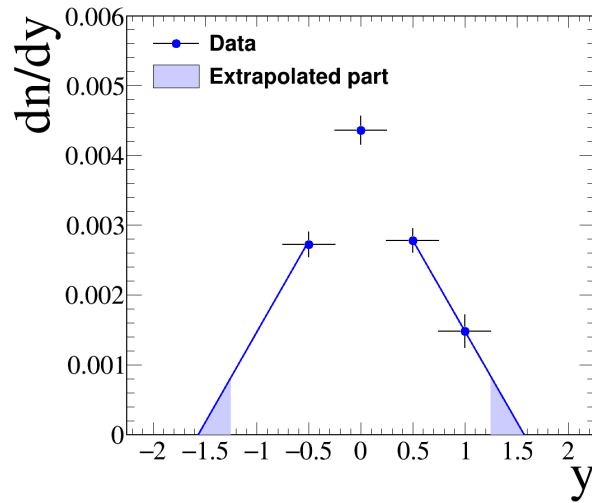
Slika 16: Vrijednosti parametra T iz jednadžbe 26.

6.2 Ukupni multiplicitet $\bar{\Lambda}$ bariona

Zbog konačne veličine NA61/SHINE detektora kao i konačne statistike $p + p$ uzorka, dn/dy raspodjela mjerena je u ograničenom dijelu faznog prostora. Stoga je prilikom proračuna ukupnog multipliciteta $\bar{\Lambda}$ bariona potrebno procijeniti doprinos ovog dijela faznog prostora. U tu svrhu je diferencijalni multiplicitet $\bar{\Lambda}$ bariona u područjima rapiditeta $y > 1.25$ i $y < -1.25$ aproksimiran linearnim funkcijama prikazanim plavim linijama na slici 17. Zbrajanjem mjerenog i procijenjenog doprinosa, za ukupni multiplicitet $\bar{\Lambda}$ dobiva se vrijednost:

$$\langle \bar{\Lambda} \rangle = 0,0068 \pm 0,0002 \quad (27)$$

Za usporedbu dobivenog rezultata s rezultatima drugih eksperimenata ([22], [23], [24], [25], [26], [27], [28], [29], [30]) određen je udarni presjek za tvorbu

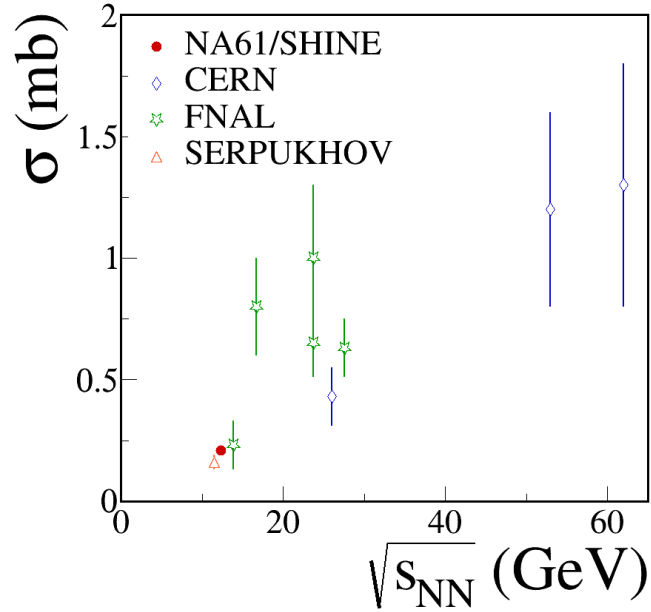


Slika 17: dn/dy raspodjela $\bar{\Lambda}$ bariona.

$\bar{\Lambda}$ bariona. Udarni presjek za produkciju $\bar{\Lambda}$ bariona, dobiven je množenjem multipliciteta $\bar{\Lambda}$ bariona s ukupnim neelastičnim udarnim presjekom koji iznosi 30,5 mb. Rezultat usporedbe prikazan je na slici 18. Rezultati drugih eksperimenata grupirani su prema ubrzivačima na kojim su vršena mjerenja, dok je rezultat ovog rada označen crvenom bojom. Sa slike je vidljivo da udarni presjek $\bar{\Lambda}$ bariona slijedi opaženi trend porasta tvorbe s povećanjem energije sudara, te da je statistička pogreška NA61/SHINE rezultata manja od pogrešaka ostalih eksperimenata.

6.3 Provjera rezultata

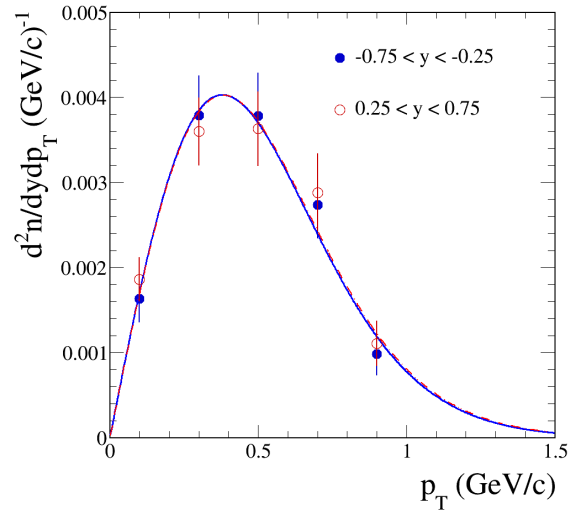
Zbog simetrije p+p sustava, očekuje se da je dn/dy raspodjela simetrična, te da su raspodjele transverzalnog impulsa u simetričnim intervalima rapiditeta iste. Na slici 19 uspoređene su p_T raspodjele u intervalima rapiditeta: $0,75 < y < 0,25$ (plava boja) i $0,25 < y < 0,75$ (crvena boja). Sa slike je vidljivo da se rezultati slažu unutar statističkih pogrešaka.



Slika 18: Usporedba rezultata dobivenih u ovom radu s rezultatima eksperimenata [22], [23], [24], [25], [26], [27], [28], [29], [30]. Rezultat ovog rada označen je crvenom bojom, dok su rezultati ostalih eksperimenata grupirani prema ubrzivačima.

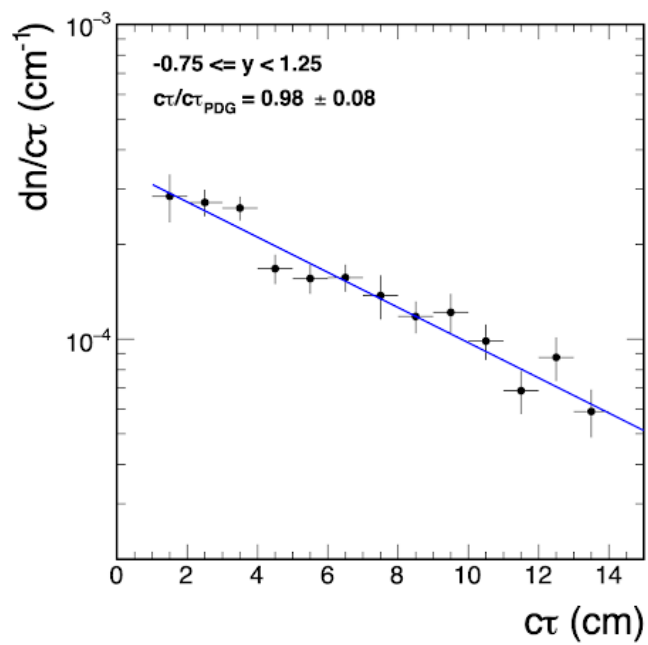
Točnost rekonstrukcije $\bar{\Lambda}$ bariona kao i same analize može se provjeriti proučavanjem raspodjele vremena života $\bar{\Lambda}$ bariona. Raspodjela vremena života $\bar{\Lambda}$ bariona dobivena je na istovjetan način kao i raspodjele multipliciteta: formirane su raspodjele invarijantne mase $\bar{\Lambda}$ bariona u različitim intervalima vremena života iz kojih je određen nekorigirani broj $\bar{\Lambda}$ bariona. Dobiveni broj zatim je korigiran korištenjem Monte-Carlo uzorka. Na dobivenu raspodjelu vremena života $\bar{\Lambda}$ bariona (slika 20) prilagođena je eksponencijalna funkcija oblika:

$$\frac{dn}{d\tau} = A \cdot e^{\frac{x}{c\tau}}. \quad (28)$$



Slika 19: p_T raspodjela za simetrične intervale rapiditeta: $-0,75 < y < -0,25$ (plava boja) i $0,25 < y < 0,75$ (crvena boja).

A je normalizacijski parametar, a $c\tau$ srednje vrijeme života $\bar{\Lambda}$ bariona. Rezultat prilagodbe prikazan je plavom linijom na slici 20. Srednje vrijeme života $\bar{\Lambda}$ bariona dobiveno prilagodbom slaže se sa srednjim vremenom života $\bar{\Lambda}$ bariona navedenim u PDB-u unutar 2%.



Slika 20: Raspodjela vremena života $\bar{\Lambda}$ bariona. Plavom linijom prikazan je rezultat prilagodbe funkcije 28.

7 Zaključak

U radu su prikazani rezultati analize produkcije $\bar{\Lambda}$ bariona u p+p sudarima pri impulsu projektila 80 GeV/c. Mjerenja i analiza podataka napravljeni su u okviru NA61/SHINE eksperimenta na Super Proton Synchrotron ubrzivaču na CERN-u. $\bar{\Lambda}$ bariona identificirani su preko nabijenog kanala raspada $\bar{\Lambda} \rightarrow p + \pi^+$. Dizajn NA61/SHINE eksperimenata omogućava mjerenje produkcije $\bar{\Lambda}$ bariona u širokom području rapiditeta i transverzalnog impulsa.

U diplomskog radu određen je diferencijalni multiplicitet $\bar{\Lambda}$ barion u ovisnosti o rapiditetu i transverzalnom impulsu te ukupni multiplicitet $\bar{\Lambda}$ bariona. Rezultati pokazuju da su $\bar{\Lambda}$ barioni producirani uglavnom u području centralnog rapiditeta, što je očekivano jer u njihovoj tvorbi sudjeluju antikvarkovi iz mora. Ukupni multiplicitet $\bar{\Lambda}$ bariona, $\langle \bar{\Lambda} \rangle = 0,0068 \pm 0,0002$, uspoređen je s rezultatima drugih eksperimenata. Dobiveni rezultat za ukupni multiplicitet slijedi opaženi trend porasta tvorbe $\bar{\Lambda}$ bariona s porastom energije.

Mjerenje tvorbe $\bar{\Lambda}$ bariona u $p + p$ sudarima pri impulsu projektila 80 GeV/c dio je šireg eksperimentalnog programa NA61/SHINE eksperimenta kojim se sustavno istražuje produkcija stranih čestica u sudarima nukleona i iona različitih masa ($p + p$, $p + Pb$, $Be + Be$, $Ar + Sc$, $Xe + La$, $Pb + Pb$) u širokom rasponu energija (13 – 150 GeV).

A Koordinatni sustav i kinematske varijable

Ishodište koordinatnog sustava NA61/SHINE eksperimenta nalazi se u centru VPTC-2 detekora. U eksperimentu se koristi desni koordinatni sustav: z -os definirana je smjerom upadnog snopa, y -os je usmjerena vertikalno gore, a x -os je usmjerena u lijevo ako gledamo iz pozitivnog smjera osi z .

Kinematske raspodjele $\bar{\Lambda}$ bariona prikazane su kao funkcija rapiditeta y i transverzalnog impulsa p_T .

Rapiditet y definiran je izrazom

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + cp_z}{E - cp_z} \quad (29)$$

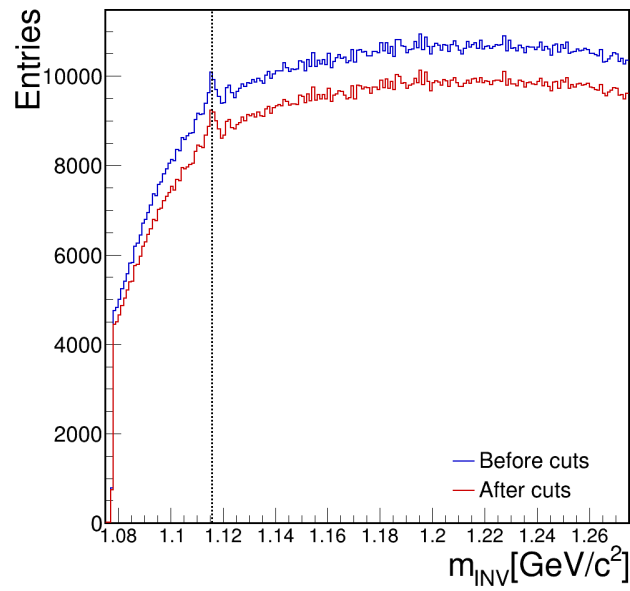
gdje je E energija, a p_z z koordinata impulsa.

Transverzalni impuls p_T dan je izrazom

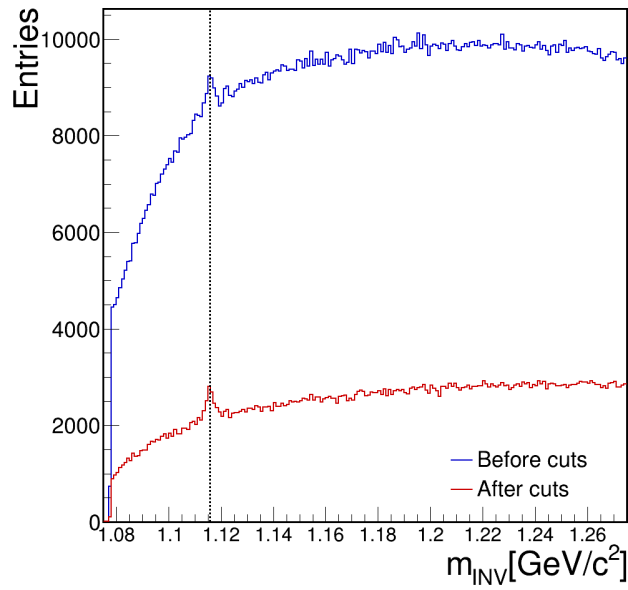
$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}, \quad (30)$$

gdje su p_x i p_y x odnosno y koordinata impulsa.

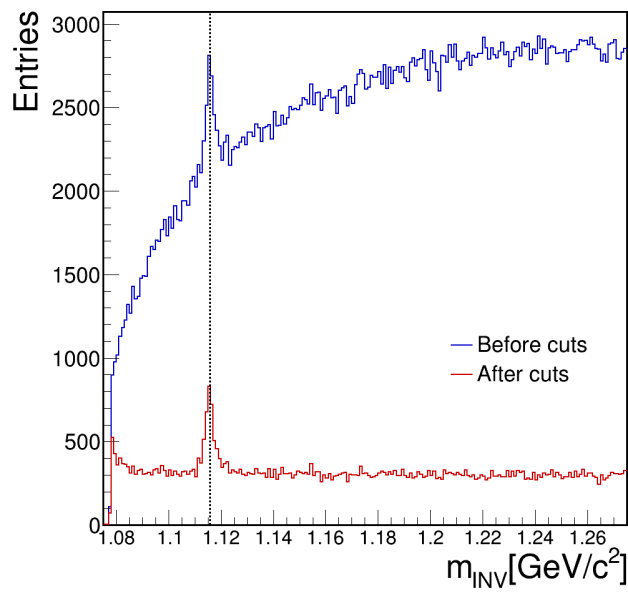
B Raspodjele invarijantne mase



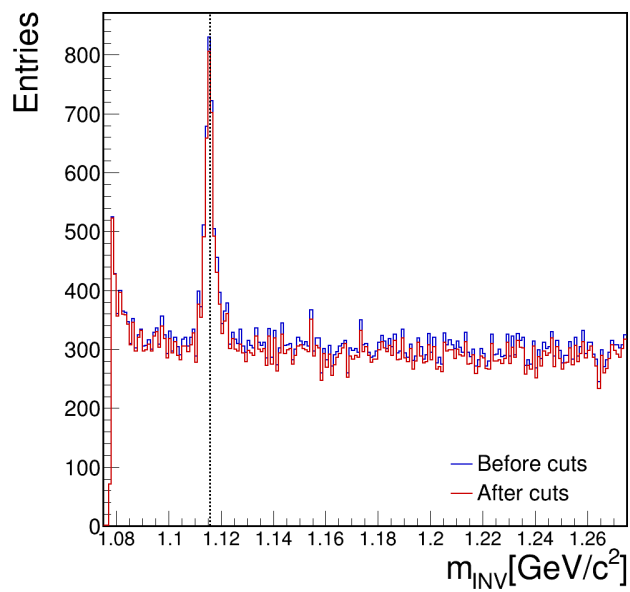
Slika 21: Usporedba raspodjela invarijantne mase prije i nakon primjene uvjeta na minimalan broj točaka u VTPC komorama.



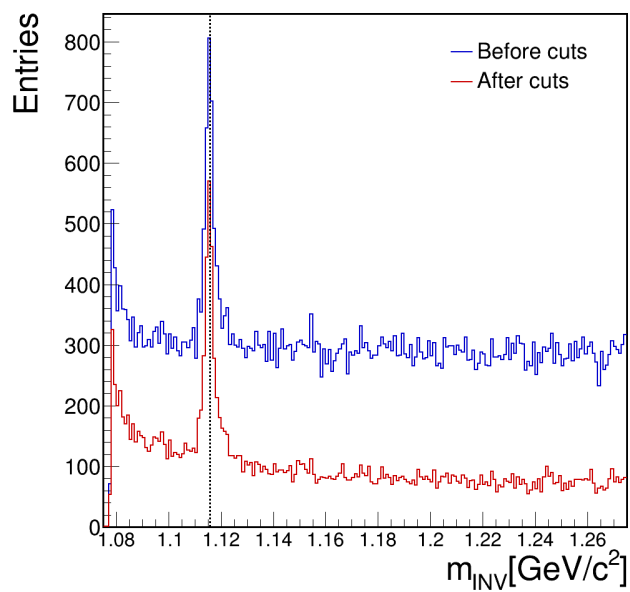
Slika 22: Usporedba raspodjela invarijantne mase prije i nakon primjene dE/dx uvjeta.



Slika 23: Usporedba raspodjela invarijantne mase prije i nakon primjene Δz uvjeta.



Slika 24: Usporedba raspodjela invarijantne mase prije i nakon primjene $|\cos \Phi|$ uvjeta.



Slika 25: Usporedba raspodjela invarijantne mase prije i nakon primjene $dirA$ uvjeta.

Literatura

- [1] N. Abgrall et al. NA61/SHINE facility at the CERN SPS: beams and detector system. *JINST*, 9:P06005, 2014.
- [2] Johann Rafelski and Berndt Müller. Strangeness production in the quark-gluon plasma. *Phys. Rev. Lett.*, 48:1066–1069, Apr 1982.
- [3] J. J. Thomson M.A. F.R.S. XI. cathode rays. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 44(269):293–316, 1897.
- [4] E. Rutherford. Collision of α particles with light atoms. IV. An anomalous effect in nitrogen. *Phil. Mag. Ser. 6*, 37:581–587, 1919.
- [5] J. Chadwick. The Existence of a Neutron. *Proceedings of the Royal Society of London Series A*, 136(830):692–708, June 1932.
- [6] Murray Gell-Mann. A Schematic Model of Baryons and Mesons. *Phys. Lett.*, 8:214–215, 1964.
- [7] G. Zweig. *An $SU(3)$ model for strong interaction symmetry and its breaking. Version 2*, pages 22–101. 2 1964.
- [8] S.S.M. Wong. *Introductory Nuclear Physics*. A Wiley-Interscience publication. Wiley, 1998.
- [9] Edward V. Shuryak. Quark-Gluon Plasma and Hadronic Production of Leptons, Photons and Psions. *Sov. J. Nucl. Phys.*, 28:408, 1978.
- [10] Viatcheslav Mukhanov. *Physical Foundations of Cosmology*. Cambridge University Press, 2005.

- [11] Ulrich W. Heinz and Maurice Jacob. Evidence for a new state of matter: An Assessment of the results from the CERN lead beam program. 1 2000.
- [12] Y. et al. Itow. The JHF-Kamioka neutrino project. In *3rd Workshop on Neutrino Oscillations and Their Origin (NOON 2001)*, pages 239–248, 6 2001.
- [13] T Antoni et al. The cosmic-ray experiment cascade. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 513(3):490–510, 2003.
- [14] J. Abraham et al. Properties and performance of the prototype instrument for the pierre auger observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment*, pages 50–95, 05 2004.
- [15] N Abgrall et. al. NA61/SHINE facility at the CERN SPS: beams and detector system. *Journal of Instrumentation*, 9(06):P06005–P06005, jun 2014.
- [16] C. Bovet, R. Maleyran, A. Placci, and M. Placidi. The cedar (cerenkov differential counters with achromatic ring focus) project. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 25(1):572–576, 1978.
- [17] M. Vivargent, G. Von Dardel, R. Mermoud, G. Weber, and K. Winter. A threshold gas Čerenkov counter. *Nuclear Instruments and Methods*, 22:165–168, 1963.
- [18] Antoni Aduszkiewicz. *Energy dependence of negatively charged pion production in proton-proton interactions at the CERN SPS*. PhD thesis, Warsaw U., 2016.

- [19] Klaus Werner, Fu-Ming Liu, and Tanguy Pierog. Parton ladder splitting and the rapidity dependence of transverse momentum spectra in deuteron-gold collisions at rhic. *Physical Review C - PHYS REV C*, 74:044902–044902, 10 2006.
- [20] S. Agostinelli et al. [GEANT4 Collaboration]. Geant4: A simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Meth., A* 506:250, 2003.
- [21] R. L. Workman and Others. Review of Particle Physics. *PTEP*, 2022:083C01, 2022.
- [22] V.V. Ammosov, V.A. Gapienko, P.F. Ermolov, V.I. Koreshev, A.M. Moiseev, V.I. Sirotenko, E.A. Sloboduk, J. Derre, M.A. Jabiol, E. Paoli, M. Boratav, J. Loskiewicz, and A.M. Touchard. Neutral strange particle production in pp interactions at 69 gev/c. *Nuclear Physics B*, 115(2):269–286, 1976.
- [23] F. Lopinto et al. INCLUSIVE K₀, LAMBDA₀, K*₊₋ (890), AND SIGMA*₊₋ (1385) PRODUCTION IN P P COLLISIONS AT 300-GEV/C. *Phys. Rev. D*, 22:573–581, 1980.
- [24] D. Brick et al. INCLUSIVE PRODUCTION OF NEUTRAL STRANGE PARTICLES BY 147-GeV/c PI+ K+ p INTERACTIONS IN HYDROGEN. *Nucl. Phys. B*, 164:1, 1980.
- [25] J.W. Chapman, J. Cooper, N. Green, B.P. Roe, A.A. Seidl, J.C. Vander Velde, C.M. Bromberg, D. Cohen, T. Ferbel, and P. Slattery. Production of Λ , Σ^0 , Λ^0 , Σ^+ and Σ^0 in pp collisions at 102 gev/c. *Physics Letters B*, 47(5):465–468, 1973.
- [26] S. Erhan, William S. Lockman, T. Meyer, J. Rander, P. Schlein,

- R. Webb, and J. Zsembery. HYPERON PRODUCTION IN P P INTERACTIONS AT $S^{*}(1/2) = 53\text{-GEV}$ AND 62-GEV . *Phys. Lett. B*, 85:447–451, 1979.
- [27] H. Kichimi et al. Inclusive Lambda, anti-Lambda and Sigma+- (1385) Production in $405\text{-GeV}/c$ p p Interactions. *Phys. Lett. B*, 72:411–414, 1978.
- [28] A. Sheng, V. Davidson, A. Firestone, F. Nagy, C. Peck, F. T. Dao, R. Hanft, J. Lach, E. Malamud, F. Nezirick, A. Dzierba, and R. Poster. pp interactions at $300\text{ geV}/c$: γ and neutral-strange-particle production. *Phys. Rev. D*, 11:1733–1742, Apr 1975.
- [29] M. Asai et al. Inclusive K_S^0 , Λ and $\bar{\Lambda}$ Production in $360\text{-GeV}/c$ pp Interactions Using the European Hybrid Spectrometer. *Z. Phys. C*, 27:11, 1985.
- [30] J. L. Bailly et al. Test of a Quark - Diquark Fragmentation Mechanism in Proton Proton Interactions at $360\text{-GeV}/c$. *Z. Phys. C*, 31:367–373, 1986.