

UNIVERZA V LJUBLJANI
FAKULTETA ZA MATEMATIKO IN FIZIKO
ODDELEK ZA FIZIKO
FIZIKA JEDRA IN OSNOVNIH DELCEV

Luka Senekovič

**Izboljšava metode za identifikacijo delcev z detektorjem obročev
Čerenkova pri spektrometru Belle II**

Magistrsko delo

MENTOR: prof. dr. Peter Križan

Ljubljana, 2020

Izjava o avtorstvu

Zahvala

Za priložnost in mentorstvo pri izdelavi magistrske naloge ter mentorstva pri Seminarjih I in II se iskreno zahvaljujem svojemu mentorju prof. dr. Petru Križanu. Ta me je s svojimi razlagami in pogovori pri predmetih navdušil za teme iz eksperimentalne fizike osnovnih delcev, tako pri magistrskem delu, kot tudi pri seminarjih v preteklih letih.

Za obilo pomoči pri izdelavi magistrskega dela se iskreno zahvaljujemo svojemu delovnemu mentorju dr. Luki Šantlju. Iskrena hvala za vse ure posvetov, pomoči, srečanj. Iskrena hvala tudi za predloge in popravke pri nastajanju magistrske naloge.

Dodatno se iskreno zahvaljujem prof. dr. Svjetlani Fajfer za vse dodatne razlage in obrazložitve teorije osnovnih delcev.

Zahvaljujem se tudi svoji družini za vso pomoč in podporo tekom mojega študija.

Izvleček

Pri eksperimentu Belle II v Cukubi na Japonskem iščemo signale t.i. nove fizike v redkih razpadih mezonov B, mezonov D in leptona tau. Pri rekonstrukciji iskanih razpadov iz nastalih končnih produktov, ki jih zaznamo v detektorju Belle II, ima zelo pomembno vlogo identifikacija nabitih delcev, predvsem učinkovito ločevanje med pioni in kaoni v njihovem celotnem kinematskem območju. Eden izmed sistemov v detektorju Belle II, ki je namenjen identifikaciji delcev, je detektor obročev Čerenkova ARICH. Delovanje detektorja ARICH temelji na znani odvisnosti velikosti Čerenkovega kota (t.j. kota med smerjo nabitega delca in smerjo izsevanega fotona) od hitrosti nabitega delca. Z detekcijo Čerenkovih fotonov in rekonstrukcijo Čerenkovega kota tako posredno

izmerimo hitrost delca, preko katere lahko ob znani gibalni količini pridemo do njegove mase, ter posledično identitete. Iz detektorskih simulacij in tudi študij na merjenih podatkih se je pokazalo, da pomembno omejitev v učinkovitosti identifikacije povzročajo delci, ki v centralni potovalni komori sicer pustijo sled, vendar zaradi razpada v letu ali sipanja v snovi ne pridejo do detektorja ARICH. V nalogi izboljšamo obstoječo metodo identifikacije delcev, tako, da na podlagi odziva drugih detektorskih sistemov v Belle II (elektronskega kalorimetra) ter števila Čerenkovih fotonov izsevanih v kvarčnem oknu foto-detektorjev ocenimo verjetnost, da delec ni dosegel detektorja ARICH in to možnost vključimo v izračun pričakovanega odziva detektorja pri preletu delca posameznega tipa. Na vzorcu simuliranih podatkov pokažemo, da metoda vidno izboljša učinkovitost identifikacije pionov in kaonov pri gibalnih količinah pod Čerenkovim pragom kaonov ($< 1.5 \text{ GeV}/c$).

Ključne besede: Čerenkovo sevanje, identifikacija delcev, fizika detektorjev, Belle II, B-tovarna, okusna fizika, standardni model, nova fizika, CP kršitev, LFU kršitev.

Abstract

In the Belle II experiment we are searching for signals of phenomena related to the so called new physics, based on the B meson, D meson and tau lepton decays. Particle identification, in the whole kinematic range, plays a major role in the reconstruction of decays, especially the efficient separation of kaons and pions. One of the particle identification key systems is the (Aerogel) Ring Imaging Cherenkov Counter, or ARICH. Its working principle is the known relation between the Cherenkov angle (i.e. the angle between particle trajectory and emitted photon direction) and particle velocity. With the detection of Cherenkov photons and subsequent Cherenkov angle reconstruction indirect measurements of particle velocity are performed. Known velocity and momentum measurement information provide means of particle mass determination, based on which particle identity is determined. Simulations and previous studies of sample data have shown the problematic decays of particles, for which a track is measured in the Central Drift Chamber (CDC), but subsequently fail to reach the ARICH detector, on account of scattering phenomena and in-flight decays. In this thesis the enhancement of current methods, based on information provided by other detector system (ECL calorimeter) and the number of Cherenkov photons emitted in the HAPD detector window, will be discussed. Such information is used to construct a probability criteria that is incorporated into the expected detector response calculation (for a given mass hypothesis). On a simulation data sample a major improvement in identification/separation of kaons and pions is subsequently show in the kinematic area below the kaon Cherenkov threshold of $< 1.5 \text{ GeV}/c$.

Keywords: Cherenkov radiation, Particle identification, Detector physics, Belle II, B-factory, Flavor physics, Standard model, New physics, CP violation, LFU violation

Kazalo

Seznam slik	iv
Seznam tabel	vii
1. Belle II.....	9
1.1. Uvod in motivacija.....	9
• Kršitev leptonske okusne univerzalnosti (ang. lepton flavor universality LFU)	9
• <i>P5'</i> anomalija.....	11
1.2. Pospeševalnik SuperKEKB.....	12
1.3. Detektor Belle II.....	15
1.4. Sestavni deli detektorja:	16
• Detektorji verteksov (slika 1.8: SVD in PXD).....	16
• Centralna potovalna komora-CDC (slika 1.8: CDC)	18
• TOP detektor (ang. Time of Propagation (TOP) Counters, slika 1.8)	19
• Detektor obročev Čerenkova z aerogelskim sevalcem (ang. Aerogel Ring Imaging Cherenkov counter ARICH, slika 1.8).....	20
• Elektromagnetni kalorimeter (EM, slika 1.8).....	20
• Detektor mionov in dolgoživih kaonov (KLM, slika 1.8).....	20
2. Identifikacija delcev	21
2.1. Identifikacija delcev	21
2.2. Verjetnost masnih hipotez	22
2.3. Učinkovitost, napaka identifikacije.....	23
3. Detektor ARICH	25
3.1. Čerenkovo sevanje	25
Čerenkov spekter	27
3.2. Zgradba in delovanje.....	28
• Aerogelski sevalec:	32
• Fotonski detektor.....	33
3.3. Konstrukcija verjetnostne cenilke, po [24]	35
4. Izboljšava metode identifikacije delcev z detektorjem ARICH...38	
4.1. Predstavitev problema – Sipanje in razpad delcev.....	38
4.2. Izboljšava metode.....	45

Kriterij ECL pljuska.....	45
Kriterij Čerenkovih fotonov iz kvarčnega okna.....	47
4.3. Določanje verjetnosti razpada/sipanja.....	52
4.4. Določanje PDF.....	58
4.5. Končna metoda.....	62
5. Zaključek.....	65
6. Dodatek: Prvi popravek z ECL kriterijem.....	66
Literatura.....	69

Seznam slik

Slika 1.1: Primerjava razmerij $R(D^*)$ in RD , povprečje napovedi SM (črn križ-Average of SM Predictions), povprečje vseh meritev (rdeča-Average), izposojeno [27].	69
Slika 1.2: Razpad B mezonov v okviru SM, preko W^- bozona (zgoraj), razpad B mezonov preko pojavov NF z leptokvarki (LQ) (spodaj), [13].	10
Slika 1.3: Porazdelitev spremenljivke $P5'$ kot funkcije kvadrirane invariantne mase mionskega para (q^2), podatki iz prvega zagona LCHb (rdeča), dodatni nabor podatkov iz 2016 (morda), združeni podatki iz prvega zagona in 2016 (črna), po [25].	11
Slika 1.4: Shematski prikaz anihilacije pozitronskega in elektronskega curka v SuperKEKB, prirejeno po [9].	12
Slika 1.5: Trkalnik SuperKEKB z detektorjem Belle II, [8].	12
Slika 1.6: Energije visokoenergijskega (HER) in nizkoenergijskega (LER) curka potrebe za doseganje težiščne energije $Y(4S), Y(6S), 11.24 \text{ GeV}$ in 12 GeV . Vodoravna os predstavlja energijo curka LER, navpična pa energijo curka HER, [7].	13
Slika 1.7: Razpad $J/\psi \rightarrow \mu^- \mu^+$, vrh (rdeča) ustreza masi $J/\psi \sim 3.1 \text{ GeV}$.	15
Slika 1.8: Detektor Belle II, izposojeno v [16].	16
Slika 1.9: Shema PXD detektorja, [15].	17
Slika 1.10: Shema DSSD SVD detektorja, [15].	17
Slika 1.11: Položaj PXD detektorjev (rdeča) znotraj 4 plasti SVD detektorjev.	17
Slika 1.12: primerjava Belle-Belle II plasti elektrodnih žic, [17].	18
Slika 1.13: Specifične ionizacijske izgube π, K, p , x-os: $\log pMc$, prirejeno po [15].	18
Slika 1.14: TOP in Detektor ARICHji v prečnem prerezu, prirejeno po [18].	19
Slika 1.15: Shema delovanja TOP števca, [19].	20
Slika 2.1: Tovarna B: Zmanjšanje kombinatornega ozadja, zaradi napačne identifikacije $K\pi$ za faktor $\sim 5x$, [19], zgoraj z PID, spodaj brez.	21
Slika 2.2: HERA-B: meritev $K^+ K^-$ invariantne mase, razpad $\phi \rightarrow K^+ K^-$ postane viden šele ob uporabi PID (spodaj), [19].	21
Slika 2.3: Razmerje $RK\pi$.	23
Slika 2.4: Primer določanja K-izkoristka (K Efficiency) in π -napake (π Fake rate).	24
Slika 3.1: Prikaz nastanka valovne fronte pri Čerenkovem sevanju, Levo: $\beta < cn$, desno $\beta > cn$. Vzeto iz: [1].	25
Slika 3.2: Polarizacija medija ob preletu nabitega delca, [10].	25
Slika 3.3: Smer Čerenkovega sevanja [2].	26
Slika 3.4: Interakcija nabitega delca, Čerenkov kot θ je označen z ϑ , prirejeno po [4].	26
Slika 3.5: Primer Čerenkovega spektra, izposojeno v [6].	28
Slika 3.6: Shema Detektor ARICHja, prirejeno po [24].	29
Slika 3.7: Čerenkov kot (y-os) v odvisnosti od gibalne količine (x-os).	30
Slika 3.8: Shema Detektor ARICHja, [24].	31
Slika 3.9: Delovanje Detektor ARICHja, izposojeno v [31].	32
Slika 3.10, fokusiranje žarkov z obeh plasti aerogela, iz [29].	33
Slika 3.11: Shema delovanja HAPD detektorja, prirejeno po [28].	34
Slika 3.12: Testiranje HAPD detektorjev, prikazani sta tudi plasti aerogelskega sevalca, prirejeno po [15].	34
Slika 3.13: Lasten sistem sledi, prirejeno po [24].	37
Slika 4.1: Zgoraj: slika položajev razpadnih verteksov simuliranih delcev, s prostorskim kotom iz katerega izhajajo delci, spodaj: slika položajev razpadnih verteksov, verteksi delcev, ki razpadejo pred Detektor ARICHjem so obarvani rdeče.	38
Slika 4.2: Zgoraj: porazdelitev razpadnih verteksov po prečni dimenziji Belle II (z), spodaj: kumulativna porazdelitev verteksov.	39

Slika 4.3: porazdelitev deleža sipanih delcev $dN(\text{sipani})/dN(\text{vsi})$ po gibalni količini.....	39
Slika 4.4: Primerjava: učinkovitost identifikacije kaonov (ang. K -efficiency) proti napaki identifikacije pionov (ang. π fake-rate), za sipane (razpadle) ter ne-sipane skupaj in nesipane.....	40
Slika 4.6: (Napačno) Zaznan Čerenkov stožec fotonov s položaji posameznih zadetkov fotonov (modra, črna) v Čerenkovem prostoru (3.13), zgoraj levo so prikazani ekstrapolirani zadetki sledi in zadetki fotonov na detektorski ravnini.....	41
Slika 4.5: Zaznan Čerenkov stožec fotonov s položaji posameznih zadetkov fotonov (modra, črna) v Čerenkovem prostoru (3.13), zgoraj levo so prikazani ekstrapolirani zadetki sledi in zadetki fotonov na detektorski ravnini.....	41
Slika 4.7: Porazdelitev fotonov po Čerenkovem kotu, normirano s številom sledi, kaoni.	43
Slika 4.8: Porazdelitev fotonov po Čerenkovem kotu, normirano s številom sledi, pioni.	44
Slika 4.9: Delež sipanih sledi, ki so brez ECL pljuska (kategorija 1) in delež nesipanih, ki so brez ECL pljuska (kategorija 0).	45
Slika 4.10: Porazdelitev fotonov po Čerenkovem kotu, normirano s številom sledi, označen (prvi) vrh ustreza zadetkom HAPD okna.	47
Slika 4.11: Porazdelitev dN/dr , kaoni, normirano na število sledi.	48
Slika 4.12: Porazdelitev dN/dr , pioni, normirano na število sledi.	49
Slika 4.13: Učinkovitost (y-os) in napaka (x-os) določanja sipanosti.....	50
Slika 4.14: Verjetnosti sipanja, navpična os predstavlja verjetnost, kaoni.	53
Slika 4.15: Verjetnosti sipanja, navpična os predstavlja verjetnost, pioni.	54
Slika 4.16: Primer določanja verjetnosti kot funkcije gibalne količine, kaoni.	55
Slika 4.17: Primer določanja verjetnosti kot funkcije gibalne količine, pioni.	55
Slika 4.18: Verjetnostna porazdelitev (PDF) fotonov po Čerenkovem kotu. Črna (PDF_ExpBkg)- prispevek ozadja, rdeča (PDF_ExpSig)- prispevek signala.	58
Slika 4.19: Končna verjetnostna porazdelitev z združitvijo ozadja in signala.....	58
Slika 4.20: Primerjava PDF s podatkov simulacij (rdeča) in trenutne, nepopravljene PDF (modra), sledi nesipanih/nerazpadlih delcev.....	59
Slika 4.21: Primerjava PDF s podatkov simulacij (rdeča) in trenutne, nepopravljene PDF (modra), sledi sipanih/razpadlih delcev.	60
Slika 4.22: Primerjava popravljenih PDF (modra) s PDF določenimi na podlagi podatkov simulacije, PDFsip(zgoraj), PDFnesip (spodaj).	61
Slika 4.23: K-učinkovitost in π -napaka za različne metode ločevanja.	63
Slika 4.24: Primerjava K-napake za končno in prvotno metodo pri 5% π -napaki ločevanja.	64
Slika 6.1: Učinkovitost in napaka ločevanja na podlagi kriterija z ECL zadetkom, za kaonske sledi..	67
Slika 6.2: Učinkovitost in napaka ločevanja na podlagi kriterija z ECL zadetkom, za pionske sledi. .	67
Slika 6.3: K-izkoristek (K Efficiency) in π -napaka (π Fake Rate) za neposredno ločevanje delcev preko kriterija z ECL zadetkom, privzeta metoda (črna), omenjen popravek (rdeča).	68

Seznam tabel

Tabela 1-1: Parametri nizkoenergijskega $e +$ (LER) in visokoenergijskega $e -$ (HER) obroča SuperKEKB, vzeto iz [7].	13
Tabela 1-2: Teoretična (levo) in eksperimentalno izmerjena (desno) razvejitevna razmerja za razpad Y_4S , izposojeno v [22].	14
Tabela 4-1: Vrednosti parametrov polinoma, pioni (sledi brez zadetka v oknu).	56
Tabela 4-2: Vrednosti parametrov polinoma, kaoni (sledi brez zadetka v oknu).	56
Tabela 4-3: Vrednosti parametrov polinoma, pioni.	56
Tabela 4-4: Vrednosti parametrov polinoma, kaoni.	56
Tabela 4-5: Koeficienti PDFsip, PDFnesip, kaoni	60
Tabela 4-6: Koeficienti PDFsip, PDFnesip, pioni	61

1. Belle II

1.1. Uvod in motivacija

Eksperiment Belle II sestavlja trkalnik elektronov in pozitronov SuperKEKB in detektor Belle II, ki stojita v Cukubi na Japonskem. Predstavlja nova generacija t.i. tovarne mezonov B, katere glavni cilj je iskanje pojavov "nove fizike" (NF), to je fizike onkraj standardnega modela (SM) fizike osnovnih delcev.

Pri Belle II poskušamo pojave NF zaznati preko zelo natančnih meritev redkih razpadov mezonov B, mezonov D in leptona tau (τ). Obstoj novih delcev in/ali interakcij, četudi pri mnogo višjih energijskih skalah, bi se pri teh meritvah pokazal kot odstopanje izmerjenih lastnosti razpadov (razvejitevno razmerje, kotne porazdelitve razpadnih produktov, itd.) od teoretično izračunanih v okviru SM. Ta način je komplementaren raziskavam na Velikem hadronskem trkalniku (LHC) v CERN-u, kjer poskušajo z direktno produkcijo novih delcev v zelo visoko-energijskih trkih protonov.

Eksperimenti na Velikem hadronskem trkalniku (LHC): ATLAS, CMS, LHCb dajejo vse od zagona (2009) izjemne rezultate. Na to kaže primer odkritja Higgsovega bozona leta 2012, kot eden najpomembnejših dogodkov fizike zadnjih let. Vse takšne direktne meritve na LHC so, vključno z odkritjem Higgsovega bozona, skladne z napovedmi SM. Kljub temu pa, kot vemo, mnoga vprašanja nimajo odgovora v okviru SM, npr. gravitacija, temna snov, kršitev simetrije naboj-parnost (CP), kar kaže na njegovo nepopolnost in s tem obstoj NF.

Medtem, ko pri visokoenergijskih trkih zaenkrat ne opazijo signifikantnih odstopanj od napovedi SM, se je v zadnjih letih nabralo kar nekaj znakov, ki kažejo na potencialno prisotnost NF v razpadih težkih mezonov, predvsem mezonov B. Primerih takšnih odstopanj vključujejo:

- **Kršitev leptonske okusne univerzalnosti (ang. lepton flavor universality LFU)**

Kot vemo je leptonska okusna univerzalnost eden ključnih gradnikov SM. Znotraj tega elektro-šibke interakcije opisuje umeritvena grupa $SU(2) \times U(1)$, kot prenašalci interakcije pa nastopajo trije šibki bozoni: W^+ , W^- , Z^0 , ter foton γ . Ti imajo, po LFU, z leptoni različnih generacij enake sklopitve. Ker predstavlja LFU temeljni princip SM, bi kršitev nedvomno nakazovala na obstoj NF onkraj SM. Ena izmed opazljivk, katere meritve predstavlja preizkus LFU, je razmerje:

$$R(D^*) = \frac{R(B \rightarrow D^* \tau \bar{\nu}_\tau)}{R(B \rightarrow D^* \mu \bar{\nu}_\mu)}, \quad (1.1)$$

podobno razmerje $R(D)$ pa lahko tvorimo tudi za razpade z mezonom D v končnem stanju. Tukaj $R(_)$ označuje razvejitevno razmerje danega razpada.

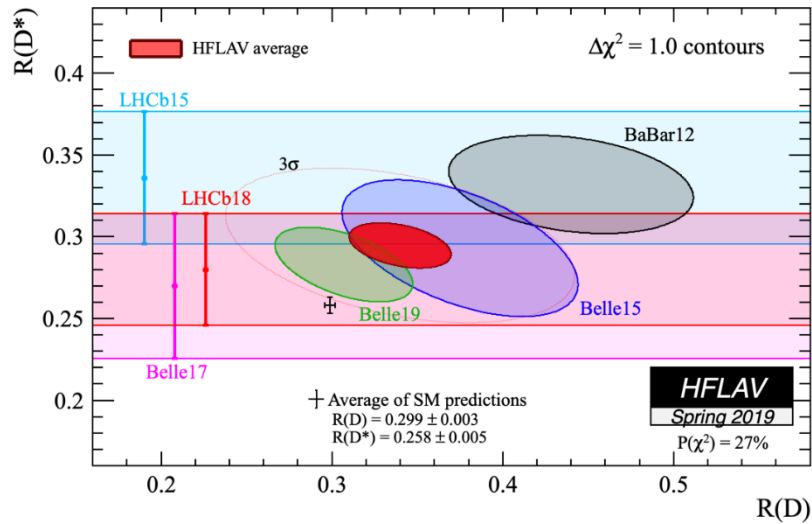
Teoretično pričakovani vrednosti, izračunani v okviru SM sta, [26]:

$$\begin{aligned} R(D) &= 0.299 \pm 0.003 \\ R(D^*) &= 0.258 \pm 0.005. \end{aligned} \quad (1.2)$$

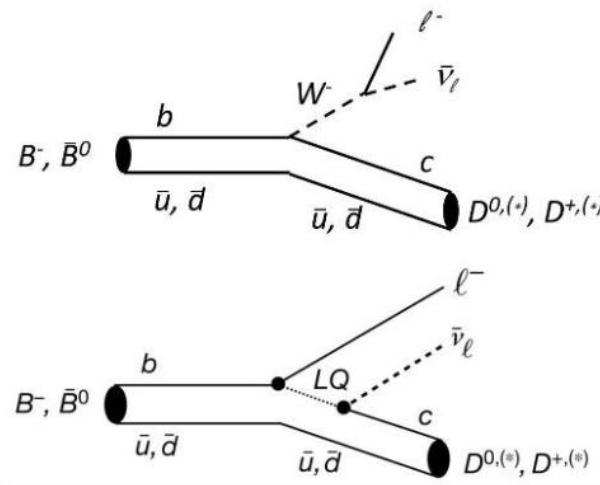
Medtem dobimo iz izmerjenih vrednosti pri eksperimentih Belle, BaBar, LHCb, [26]:

$$\begin{aligned} R(D) &= 0.340 \pm 0.027(\text{stat.}) \pm 0.013(\text{syst.}) \\ R(D^*) &= 0.295 \pm 0.011(\text{stat.}) \pm 0.087(\text{syst.}). \end{aligned} \quad (1.3)$$

Dosedanje meritve so povzete na sliki 1.1, kjer vidimo, da povprečje meritev odstopa od napovedi s statistično signifikanco več kot 3σ . V zadnjih letih se je pojavila vrsta modelov NF, ki skušajo teoretično opredeliti opažena odstopanja. Ti, med drugim, vključujejo: leptokvarke in mediacijo nabitih Higsovih bozonov.



Slika 1.1: Primerjava razmerij $R(D^*)$ in $R(D)$, povprečje napovedi SM (črn križ-Average of SM Predictions), povprečje vseh meritev (rdeča-Average), izposojeno [27].



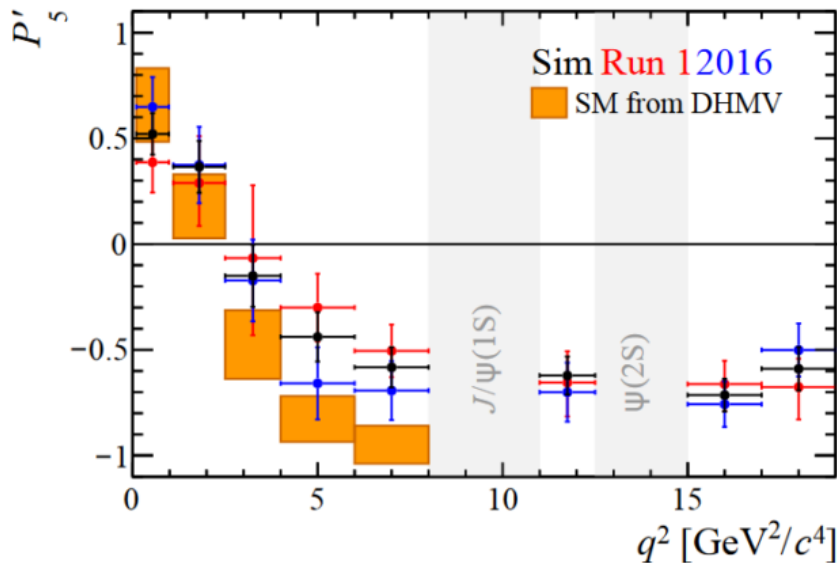
Slika 1.2: Razpad B mezonov v okviru SM, preko W^- bozona (zgoraj), razpad B mezonov preko pojavov NF z leptokvarki (LQ) (spodaj), [13].

Primer razpada preko leptokvarkov prikazuje slika 1.2. Poleg omenjene anomalije, na kršitev LFU kažejo tudi meritve razmerja $R(K)$ pogostosti razpadov, ki potekajo preko prehoda $b \rightarrow sll$ z mionom ali elektronom v končnem stanju. Tudi tu meritve kažejo na odstopanje od teoretičnih napovedi s podobno signifikanco ($\sim 3\sigma$).

- P'_5 anomalija

Poleg zgoraj omenjenih preizkusov LFU, je bilo v razpadih, ki potekajo preko prehoda $b \rightarrow s$, opaženih še kar nekaj odstopanj od teoretičnih napovedi. Ti razpadi so posebej občutljivi na potencialne prispevke nove fizike, saj so v SM prepovedani v drevesnem redu in potekajo le preko zank. Trenutno največje odstopanje, s statistično signifikanco ~ 3.3 , je bilo opaženo pri meritvi kotne porazdelitve mionov v razpadu $B \rightarrow K^{0*} \mu^+ \mu^-$. Izmerjeno in teoretično pričakovano vrednost spremenljivke P'_5 ene izmed opazljivk izpeljanih iz kotne porazdelitve mionov prikazuje slika 1.3., v odvisnosti od kvadrata invariantne mase obeh leptonov (q^2).

Dodatno težo je odkritje dobilo zato, ker razpad $B \rightarrow K^{0*} \mu^+ \mu^-$ poteka preko enakega prehoda $b \rightarrow s$ kot razpadi zajeti v R_K zgoraj. To je sprožilo plaz ugibanj, da stojijo za obema anomalijama isti procesi NF.



Slika 1.3: Porazdelitev spremenljivke P'_5 kot funkcije kvadrirane invariantne mase mionskega para (q^2), podatki iz prvega zagona LCHb (rdeča), dodatni nabor podatkov iz 2016 (morda), združeni podatki iz prvega zagona in 2016 (črna), po [25].

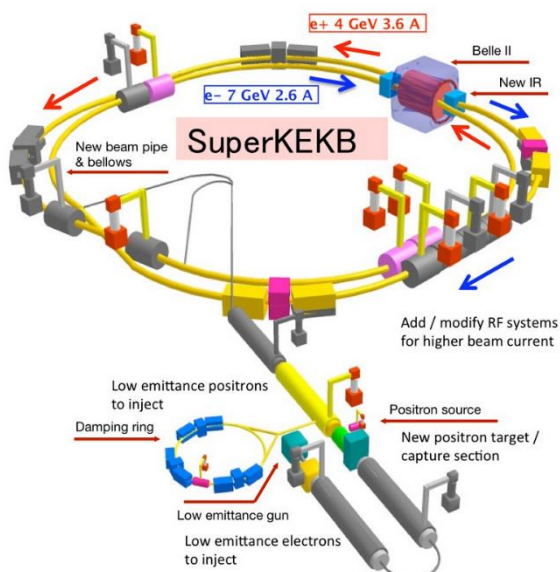
Trenutno je statistična pomembnost zgornjih opažanj še premajhna, da bi lahko govorili o odkritju NF. Tako so potrebne dodatne meritve, h katerim bo ključno prispeval tudi Belle II.

Poleg iskanja signalov NF v razpadih težkih mezonov ima Belle II še bogat program meritev povezanih z izboljšanjem natančnosti poznavanja prostih parametrov okusnega dela SM (elementov matrike CKM), iskanje NF v tako imenovanem temnem sektorju, razumevanje narave močne interakcije (hadronska spektroskopija).

1.2. Pospeševalnik SuperKEKB

Tako občutljivost na potencialne prispevke NF kot tudi natančnost meritev sta v večini primerov odvisni od števila razpadov, ki jih uspemo zbrati pri eksperimentu. Slednje pa je odvisno od luminoznosti trkalnika, časa zbiranja podatkov ter učinkovitosti detektorja.

Trkalnik SuperKEKB trka curek elektronov z energijo 7GeV in pozitronov z energijo 4GeV. Težiščna energija takih trkov ustreza energiji resonance $\Upsilon(4S)$, ki je vezano stanje kvarkov b, \bar{b} in v skoraj 100% primerov razpade na par mezonov B.

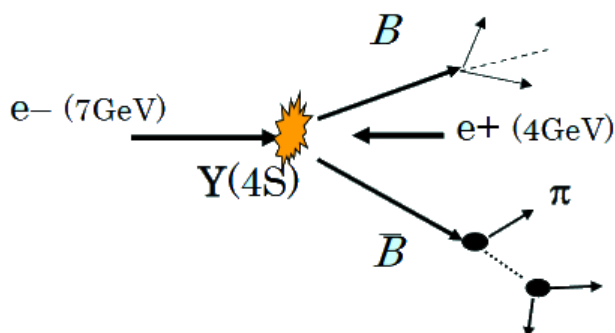


Slika 1.5: Trkalnik SuperKEKB z detektorjem Belle II, [8]

Trkalnik je načrtovan z nesimetričnimi energijami elektronskega in pozitronskega curka, kar težiščnemu sistemu prinese potisk, ki nam omogoča meritev razpadnega časa mezonov B preko meritve mesta njihovega razpada¹. Meritev razlik v porazdelitvi razpadnih časov nevtralnih mezonov B in \bar{B} , t.i. časovno odvisna kršitev simetrije naboja (CP) pa je ena ključnih meritev v sistemu mezonov B.

Načrtovana luminoznost SuperKEKB znaša $8 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, kar je približno 40 krat več kot največja zabeležena luminoznost predhodnika KEKB. V obdobju predvidenega delovanja (naslednjih 8 let) pa nameravajo zbrati približno 50x večji vzorec razpadov mezonov B, mezonov D in leptonov tau kot je na voljo sedaj.

Za doseganje večje luminoznosti je bilo sprejetih nekaj tehničnih rešitev glede na eksperiment Belle: zmanjšanje premera curkov z $1 \mu\text{m}$ na 50 nm , ter povečana jakost tokov za faktor 2, skupaj znano tudi kot ang. »nano-beam scheme« .



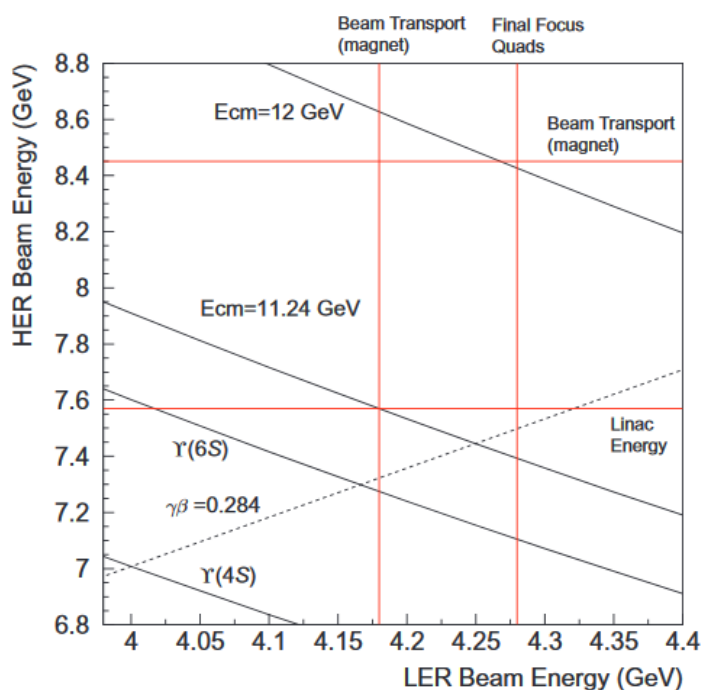
Slika 1.4: Shematski prikaz trka elektrona in pozitrona v SuperKEKB z nastankom para mezonov B, prirejeno po [9].

¹ Ker mezona B v težiščnem sistemu trka praktično mirujeta in je hitrost težiščnega sistema znana, lahko preko meritve dolžine leta pridemo do razpadnega časa.

V primerjavi s KEKB curka elektronov in pozitronov trkata pod večjim kotom 83 mrad (22 mrad Belle) in nekoliko zmanjšano asimetrijo curkov $\sim 7\text{GeV}$ (elektroni) in $\sim 4\text{GeV}$ (pozitroni). To sicer zmanjša separacijo med mezoni B v študijah časovno odvisne kršitve CP, prinese pa izboljšave pri prostorskem kotu za detekcijo (trenutno) manjkajočih razpadov. Možne energije obeh curkov prikazuje spodnja slika 1.6 .

	LER (e^+)	HER (e^-)	
Energy	4.000	7.007	GeV
Half crossing angle		41.5	mrad
Horizontal emittance	3.2	4.6	nm
Emittance ratio	0.27	0.25	%
Beta functions at IP (x/y)	32 / 0.27	25 / 0.30	mm
Beam currents	3.6	2.6	A
Beam-beam parameter	0.0881	0.0807	
Luminosity		8×10^{35}	$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$

Tabela 1-1: Parametri nizkoenergijskega e^+ (LER) in visokoenergijskega e^- (HER) obroča SuperKEKB, vzeto iz [7].



Slika 1.6: Energije visokoenergijskega (HER) in nizkoenergijskega (LER) curka potrebe za doseganje težiščne energije $\Upsilon(4S)$, $\Upsilon(6S)$, 11.24 GeV in 12 GeV. Vodoravna os predstavlja energijo curka LER, navpična pa energijo curka HER, [7].

TABLE III. Branching ratios for $\Upsilon(4s)$ decay.

Channel	BR _{Theo.}	BR _{Exp.}
$B^0 \bar{B}^0$	48.9%	$(48.6 \pm 0.6)\%$
$B^+ B^-$	51.1%	$(51.4 \pm 0.6)\%$

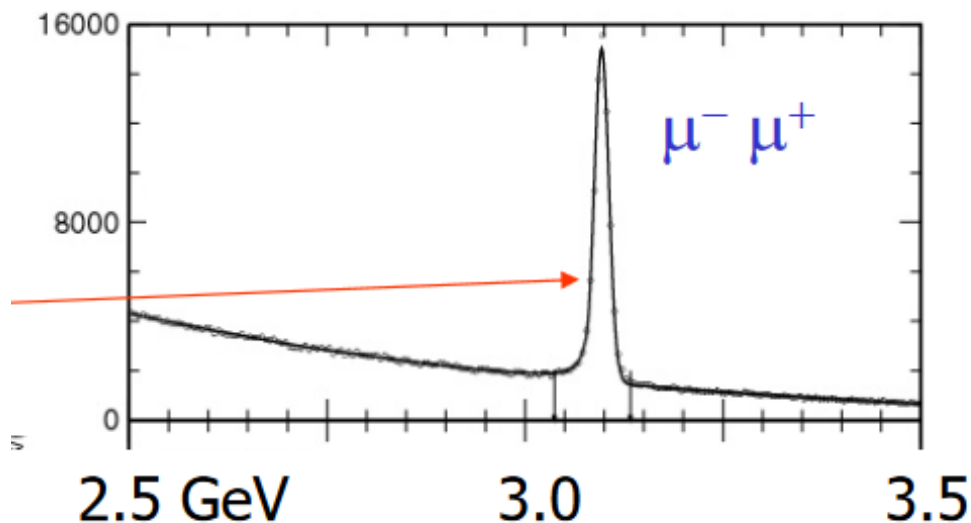
Tabela 1-2: Teoretična (levo) in eksperimentalno izmerjena (desno) razvejivna razmerja za razpad $\Upsilon(4S)$, izposojeno v [22].

1.3. Detektor Belle II

Interakcijsko točko (IP) v kateri trčita curka elektronov in pozitronov, obdaja detektor Belle II. Belle II je v osnovi magnetni spektrometer, s katerim zaznamo dovolj dolgožive delce, ki nastanejo kot razpadni produkti trkov, običajno preko razpadov kratkoživih vmesnih stanj (mezonov B, D, ...). V detektorju zaznamo sledi nabitih delcev, izmerimo njihovo gibalno količino, ter jim skušamo določiti identiteto. Ti delci so v večini elektroni, mioni, pioni, kaoni in protoni. Hkrati merimo tudi energije visokoenergijskih žarkov gama, ter dolgoživih nevtralnih kaonov.

Iz omenjenih sledi skušamo s kombiniranjem četvercev gibalne količine rekonstruirati iskani razpad, oziroma razpadno verigo. Število iskanih razpadov v zbranem vzorcu nato določimo s študijem porazdelitev spremenljivk v katerih se pravilno rekonstruirani kandidati (t.j. tisti, ki res izhajajo iz iskanega razpada) ločijo od napačno rekonstruiranih. Najbolj tipičen primer takšne opazljivke je invariantna masa vmesnih resonanc, kjer pravilno rekonstruirani kandidati tvorijo značilen vrh pri masi resonance. Ta je tipično naložen na ozadje, ki je posledica napačno kombiniranih delcev, ki ne izhajajo iz iskanega razpada. Na primer, za dvodelčni razpad $X \rightarrow 1 + 2$ je invariantna masa podana z relacijo:

$$M c^2 = \sqrt{\left(\sum_{i=1,2} E_i\right)^2 - \left(\sum_{i=1,2} \vec{p}_i\right)^2} c^2. \quad (1.4)$$

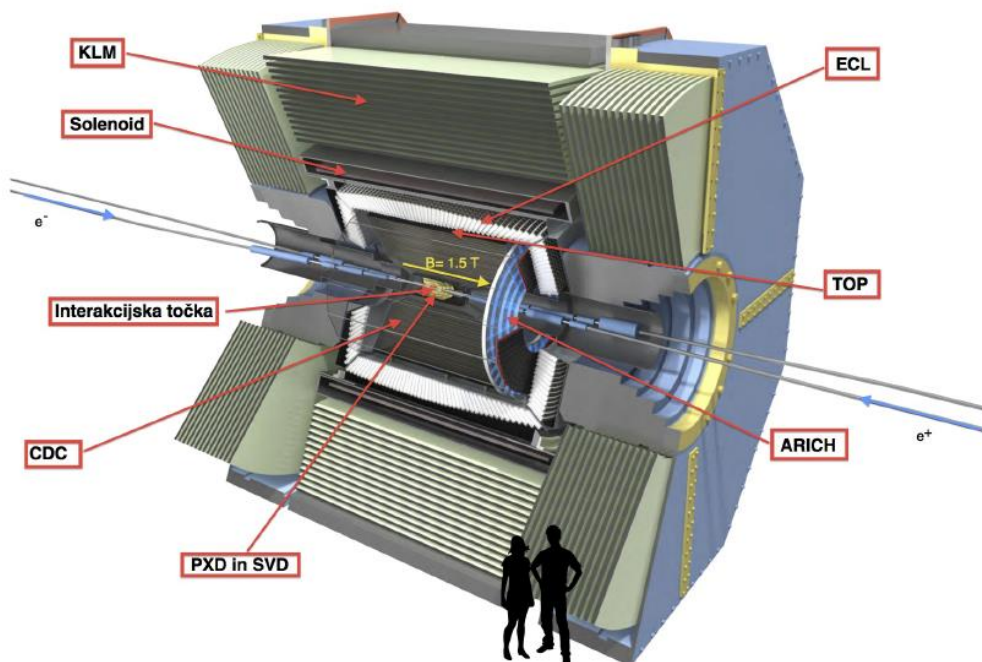


Slika 1.7: Razpad $J/\psi \rightarrow \mu^- \mu^+$, vrh (rdeča) ustreza masi $J/\psi \sim 3.1$ GeV

Pri vseh meritvah, ki jih izvajamo, je za njihovo natančnost ključno, da uspemo zavreči kar se da veliko dogodkov ozadja. Pri tem ima, kot bomo še pokazali v nadaljevanju, eno izmed najpomembnejših vlog tudi učinkovita identifikacija delcev, ki je predmet tega dela

1.4. Sestavni deli detektorja:

Detektor je zgrajen iz številnih komponent, te lahko v grobem razdelimo na tri skupine: sistemi za sledenje nabitih delcev in določanje mesta razpada (ang. tracking and vertexing systems), sistemi za identifikacijo delcev (ang. particle identification-PID) in kalorimetri. Poglejmo si komponente, ki sestavljajo različne sisteme, od notranjih proti zunanjim:



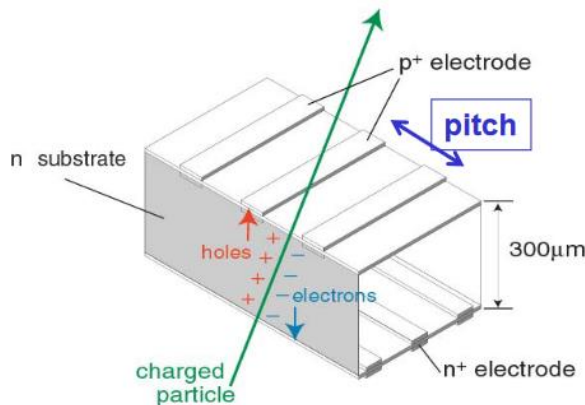
Slika 1.8: Detektor Belle II, izposojeno v [16].

- **Detektorji verteksov (slika 1.8: SVD in PXD)**

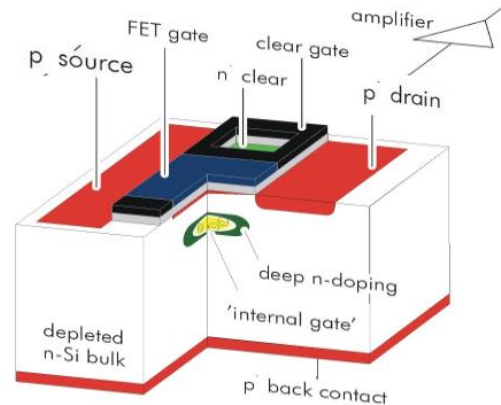
Glavni namen tega dela detektorja so natančne meritve lokacije verteksov različnih razpadov. Uporabljamo 4 koncentrične plasti polprevodniških SVD (ang. Silicon Vertex Detector) detektorjev in 2 plasti PXD DEPFET (ang. Pixelated Depleted P-Channel FET) detektorjev. Delec ob preletu polprevodniškega dela detektorja v tem pusti pare elektron-vrzel. Pod vplivom električne napetosti, oziroma polja, se ti razdružijo in se pričnejo premikati v nasprotnih smereh, kar na elektrodah inducira naboj, ki ga pretvorimo v napetostni sunek in oblikujemo v signal. Ker so detektorji dvostransko prepredeni z elektrodami, nam to omogoča dvodimenzionalno reprodukcijo smeri delca. Sestavljeni so iz osrednjega substrata med dvema plastema elektrod, ena je p-dopirana, druga pa n-dopirana, plasti sta segmentirani na tanke trakove, ki ležijo v pravokotni konfiguraciji.

Omenjene 4 plasti SVD detektorjev vsebujejo 172 DSSD (ang. Double Sided Strip Detectors) detektorjev, ki ležijo na različnih radijih od središča žarkovne cevi, $r = 3.8/8.0/11.5/14\text{ cm}$. Senzorji so relativno tanki, debelina znaša $\sim 300\mu\text{m}$.

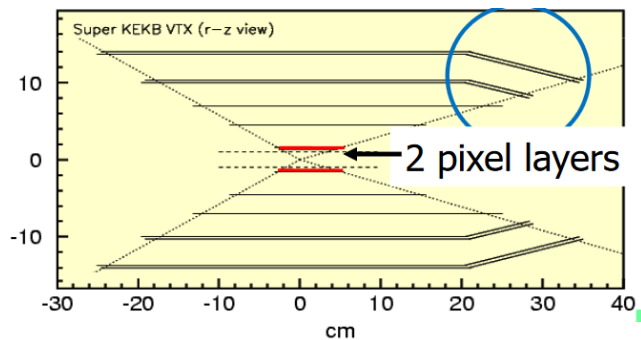
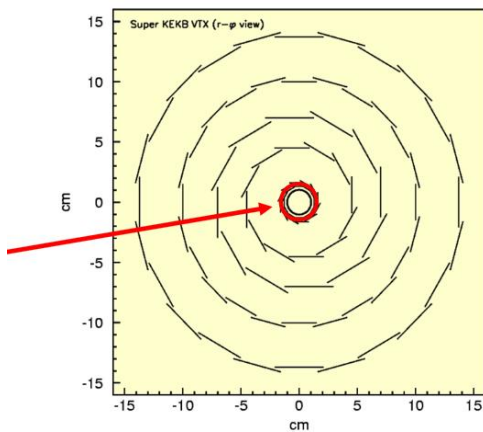
Znotraj plasti SVD detektorjev ležita dve plasti PXD detektorjev na $r = 14/22\text{mm}$, sestavljeni iz 40 DEPFET modulov, vsak z 250×768 piksli na modul in velikostjo posameznega piksla $50 \times 55 - 58 \text{ mm}^2$. Njihova sestava je nekoliko bolj zapletena, vredno je omeniti, da omogočajo hitro zbiranje signala, malo količino šuma, signale velike jakosti². Dodatek PXD detektorjev v Belle II prinaša veliko izboljšavo v detekciji vpadnega parametra (ang. impact parameter), z natančnostjo $20\mu\text{m}$, napram $40\mu\text{m}$ na detektorju Belle.



Slika 1.10: Shema DSSD SVD detektorja, [15]



Slika 1.9: Shema PXD detektorja, [15]



Slika 1.11: Položaj PXD detektorjev (rdeča) znotraj 4 plasti SVD detektorjev

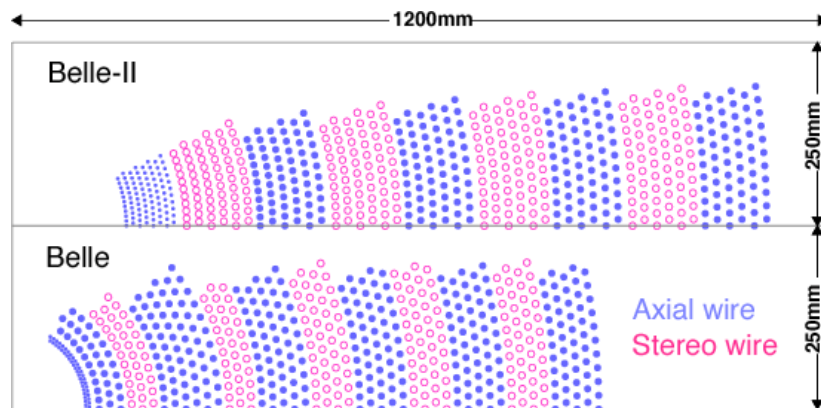
² In posledično veliko razmerje signala proti šumu (SNR).

- **Centralna potovalna komora-CDC (slika 1.8: CDC)**

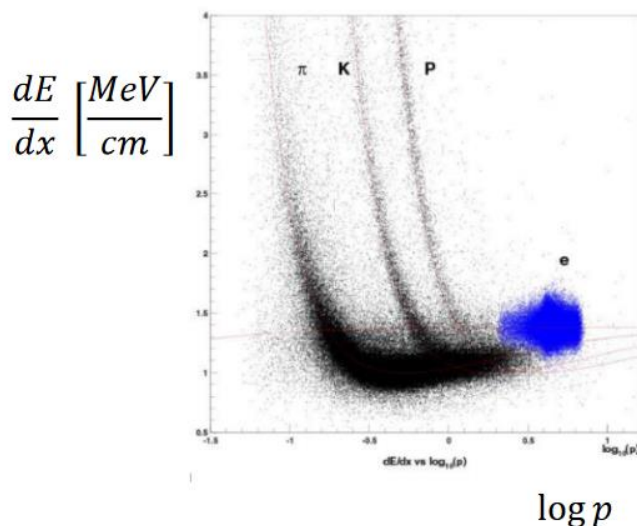
Centralno potovalno komoro (ang. Central Drift Chamber-CDC), napolnjeno z mešanico helija in etana, sestavlja 50 plasti žic v magnetnem polju z gostoto 1.5 T. Glavni namen komore je meritev gibalne količine delcev preko meritve ukrivljenosti sledi. Poleg tega pomaga pri identifikaciji delcev s pomočjo meritve specifičnih ionizacijskih izgub. Osnovni princip delovanja je dokaj preprost. Nabiti delec preleti komoro, v tej ionizira plin. Tako dobljeni elektroni se pod vplivom električnega polja pričnejo gibati s specifično hitrostjo k najbližji elektrodi. Z meritvijo časa potovanja (do najbližje elektrode) dobimo informacijo o oddaljenosti sledi od elektrode, iz česar rekonstruiramo ukrivljenost.

Gibalne količine delcev se potem določajo preko osnovne fizikalne relacije:

$\vec{p} = e \vec{r} \times \vec{B}$, kjer so: \vec{p} , \vec{r} , \vec{B} vektor gibalne količine, vektor položaja, ter vektor gostote magnetnega polja, e predstavlja naboj delca. Identifikacija poteka preko meritve specifičnih ionizacijskih izgub $\frac{dE}{dx}$, te so dane z enačbo Betheja in Blocha. Omogoča učinkovito identifikacijo delcev pri nižjih gibalnih količinah (ločevanje med pioni in kaoni nekje do $\sim 0.5 \text{ GeV}/c$), kot kaže slika 1.13.



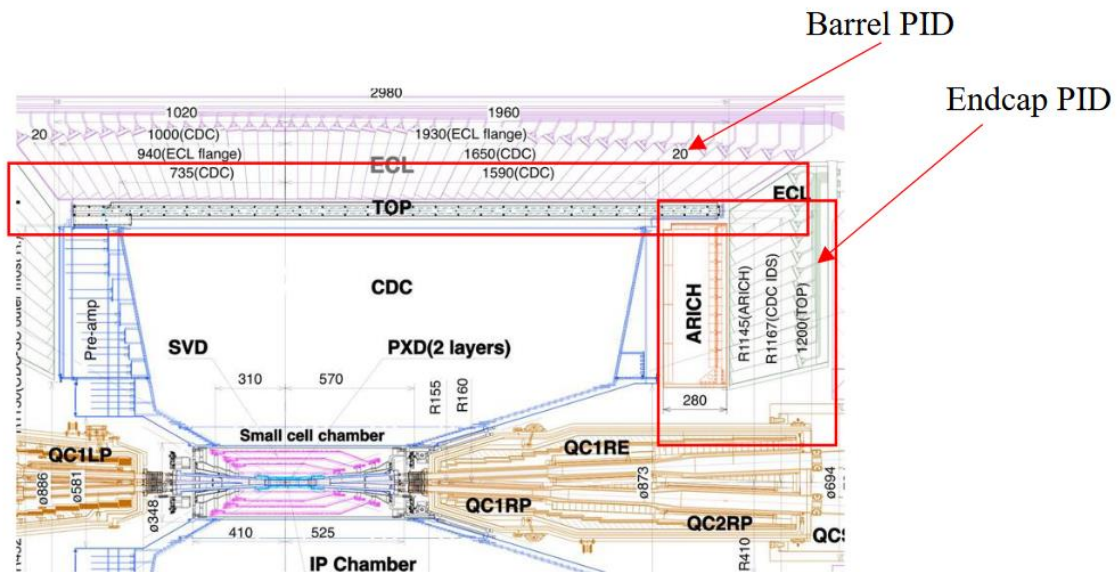
Slika 1.12: primerjava Belle-Belle II plasti elektrodnih žic, [17].



Slika 1.13: Specifične ionizacijske izgube π, K, p , x-os: $\log \frac{p}{Mc}$, prirejeno po [15].

- **TOP detektor (ang. Time of Propagation (TOP) Counters, slika 1.8)**

Ko delci z dovolj veliko hitrostjo βc vstopijo v material z lomnim količnikom n , pričnejo sevati Čerenkove fotone. Ti so izsevani pod Čerenkovim kotom $\cos \theta_c = \frac{1}{n\beta}$. Kot je odvisen le od hitrosti delca. Ker imata delca z različnimi masami pri dani gibalni količini različni hitrosti, nam meritev Čerenkovega kota omogoča njuno identifikacijo. Število fotonov je pri dani valovni dolžini odvisno od θ_c^3 , $\frac{dN}{d\lambda} \propto L \sin^2 \theta_c$. To dejstvo izkoriščata dva glavna sistema za identifikacijo delcev, detektor TOP in detektor obročev Čerenkova (ARICH). Nameščena sta v valjasti konfiguraciji (ang. Barrel PID) in v območju za interakcijsko točko, v smeri potiska (ang. Endcap PID), slika 1.14 .



Slika 1.14: TOP in Detektor ARICHji v prečnem prerezu, prirejeno po [18].

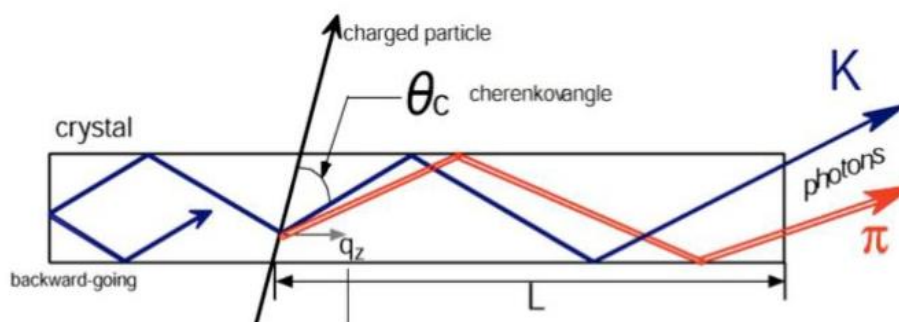
Valjasti del detektorjev (ang. Barrel PID) obdaja centralno potovalno komoro in je sestavljen iz 16 modulov TOP. Vsak izmed teh je sestavljen iz kvarčne sevalne plošče, ki je na koncu sklopljena z visoko-odzivnim svetlobnim detektorjem, tipično je to večkanalna fotopomnoževalka skupaj z odzivno čitalno elektroniko.

Fotoni, ki jih v sevalni plošči izseva potujoč delec, se znotraj te odbijajo dokler ne prispejo do detektorja na koncu plošče in so tam zaznani, ob tem se zabeležita relativni⁴ koordinati (x,y) skupaj s časom potovanja fotonov od vstopa delca (t). Iz zabeleženih parametrov nato rekonstruiramo Čerenkov kot, ki nam omogoča identifikacijo različnih delcev.

³ L označuje debelino prepotovanega medija.

⁴ Glede na detektor.

Identifikacija potem temelji na primerjavi izmerjenega in pričakovanega vzorca fotonov v prostoru (x,y,t) za vsak tip delca.



Slika 1.15: Shema delovanja TOP števec, [19].

- **Detektor obročev Čerenkova z aerogelskim sevalcem (ang. Aerogel Ring Imaging Cherenkov counter ARICH, slika 1.8)**

Je detektor v območju za interakcijsko točko. Za identifikacijo delcev, tako kot detektor TOP, izkorišča odvisnost Čerenkovega kota od hitrosti delca.

- **Elektromagnetni kalorimeter (EM, slika 1.8)**

Kalorimeter tega tipa omogoča zaznavo ter meritev energije žarkov gama in elektronov. Omogoča torej meritev fotonov v širšem energijskem območju od nekaj MeV do več GeV. Sestavljen je iz 43 ton scintilacijskih kristalov. Ob vstopu v kalorimeter delci sprožijo elektromagnetni (EM) plaz, katerega energija se pretvori v scintilacijsko svetlobo. Nameščeni so tako, da popolnoma obdajajo detektor. Med drugim omogočajo tudi razlikovanje med elektroni in hadroni, visoko učinkovitost zaznavanja fotonov, ter natančno meritev položaja in energije fotonov.

- **Detektor mionov in dolgoživih kaonov (KLM, slika 1.8)**

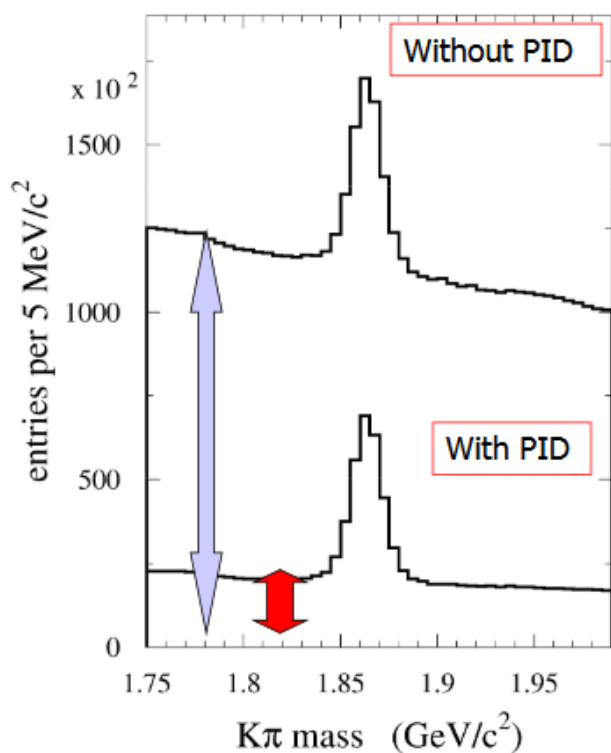
Tudi ta detektor, podobno kot elektromagnetni kalorimeter, obdaja detektor. Omogoča identifikacijo mionov in detekcijo dolgoživih kaonov (K_L). Sestavljen je iz izmenjujočih se plošč železa in detektorskega materiala. Ta je sestavljen iz steklenih uporabnih plošč in scintilacijskih vlaken. Ob preletu miona dobimo sled zadetkov, medtem dolgoživi kaon K_L interagira v plošči železa kar pusti strjen skupek zadetkov v občutljivem delu detektorja.

2. Identifikacija delcev

2.1. Identifikacija delcev

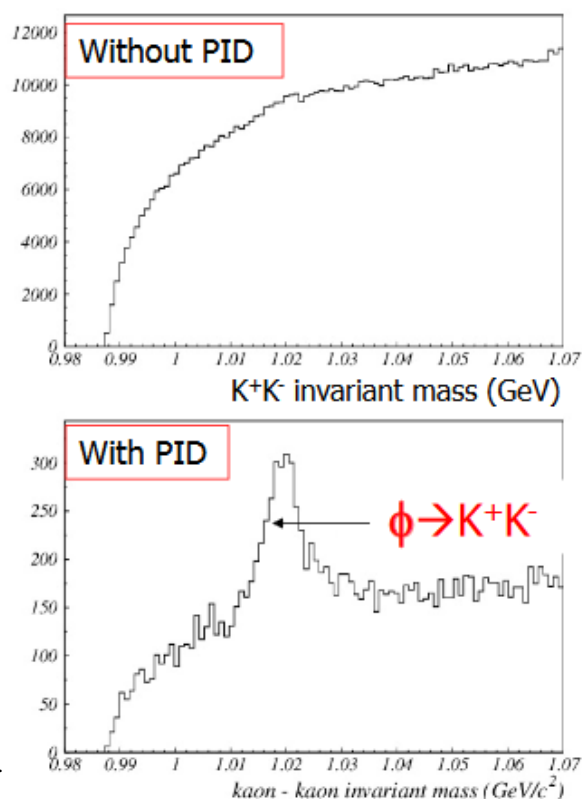
Zanesljiva identifikacija delcev (ang. particle identification PID) je zelo pomembna za vsak eksperiment povezan s fiziko visokih energij, še posebej pa za uspeh B-tovarn, kot je Belle II. Poleg tega, da je nujna za izolacijo končnih hadronskih stanj preko zmanjšanja kombinatornega ozadja, je potrebna tudi za označevanje okusa mezonov B v študijah kršitve simetrije CP znotraj nevtralnega sektorja mezonov B.

Spodaj prikazana primera rekonstrukcije razpadov $D^0 \rightarrow K\pi$ in $\phi \rightarrow K^+K^-$ prikazujeta porazdelitev invariantne mase, ki jo dobimo s kombinacijo dveh nasprotno nabitih sledi, enkrat brez, drugič pa z informacijo o identiteti delcev. V obeh primerih vidimo, da se število dogodkov ozadja, ki nastanejo ob kombinaciji sledi, ki ne izhajajo iz iskanih razpadov, ob uporabi identifikacije delcev drastično zmanjša. Z manjšim številom dogodkov ozadja povečamo občutljivost za detekcijo redkih razpadov, ali pa zmanjšamo statistično negotovost meritev lastnosti opaženih razpadov.



Slika 2.2: HERA-B: meritev K^+K^- invariantne mase, razpad $\phi \rightarrow K^+K^-$ postane viden šele ob uporabi PID (spodaj), [19].

Slika 2.1: Tovarna B: Zmanjšanje kombinatornega ozadja, zaradi napačne identifikacije $K\pi$ za faktor $\sim 5x$, [19], zgoraj z PID, spodaj brez.



V tovarnah mezonov B je posebej pomembno ločevanje med kaoni in pioni, saj so pioni najbolj pogosti v končnih stanjih razpadov mezonov B. Poleg tega je identifikacija kaonov, kot že omenjeno, nujna za označevanje okusa nevtralnih mezonov (razpad B_0 ali \bar{B}_0).

V Belle II za ločevanje med pioni in kaoni v največji meri skrbita detektor obročev Čerenkova (ARICH) in TOP števec, ki pokrivata vsak svoj del prostorskega kota. Njuno informacijo dopolnjuje meritev specifičnih ionizacijskih izgub v potovalni komori, ki je uporabna in zelo učinkovita predvsem za identifikacijo nizko-energijskih hadronov, pri gibalnih količinah manjših od 0.5 GeV. Identifikacija leptonov pa v največji meri temelji na odzivu elektronskega kalorimetra in detektorjev KLM.

2.2. Verjetnost masnih hipotez

Identiteto nabitih delcev določimo s pomočjo primerjave izmerjenega odziva detektorja s pričakovanim za vsako izmed masnih/delčnih hipotez (e, μ, π, K ali p). Do slednjega običajno pridemo s študijami na t.i. kontrolnih vzorcih, pri katerih lahko s pomočjo neodvisnih kriterijev (npr. kinematike) pridobimo čisti vzorec delcev določenega tipa. Pomagamo pa si tudi z natančnimi simulacijami detektorja in teoretičnimi izračuni. Bolj formalno, za vsako izmed hipotez H izračunamo vrednost verjetnostne cenilke $\mathcal{L}(\mathbf{x}|H)$, ki predstavlja verjetnost, da delec tipa H povzroči izmerjen odziv \mathbf{x} .

Cenilko \mathcal{L} najprej izračunamo za vsak detektor posebej⁵, nato pa ob privzetku, da so posamezni detektorji med seboj neodvisni, določimo skupen \mathcal{L} kot produkt:

$$\mathcal{L}_i = \mathcal{L}(\mathbf{x}|H_i) = \prod_{det=\{SVD,CDC,ARICH,\dots\}} \mathcal{L}^{det}(\mathbf{x}|H_i), \quad i = \{e, \mu, \pi, K, p\}. \quad (2.5)$$

Končno v vzorcu delcev določenega tipa, potrebnem za rekonstrukcijo izbranega razpada, izberemo le delce, ki zadostijo izbranemu kriteriju na vrednosti R^{PID} , ki jo glede na potrebe meritve lahko definiramo kot:

- Globalni R^{PID} :
Tukaj primerjamo i -to masno hipotezo z vsemi ostalimi, razmerje verjetnosti je tako dano kot:

$$R_i^{PID} = \frac{\mathcal{L}_i}{\sum_{i,k} \mathcal{L}_k}, \quad i, k = \{e, \mu, \pi, K, p\}. \quad (2.6)$$

- Binarni R^{PID} :
Primerjamo dve masni hipotezi: i, j , razmerje verjetnosti je tako dano kot:

$$R_{i/j}^{PID} = \frac{\mathcal{L}_i}{\mathcal{L}_i + \mathcal{L}_j}, \quad i, k = \{e, \mu, \pi, K, p\}. \quad (2.7)$$

⁵ Primer določanja za ARICH je predstavljen v naslednjem poglavju.

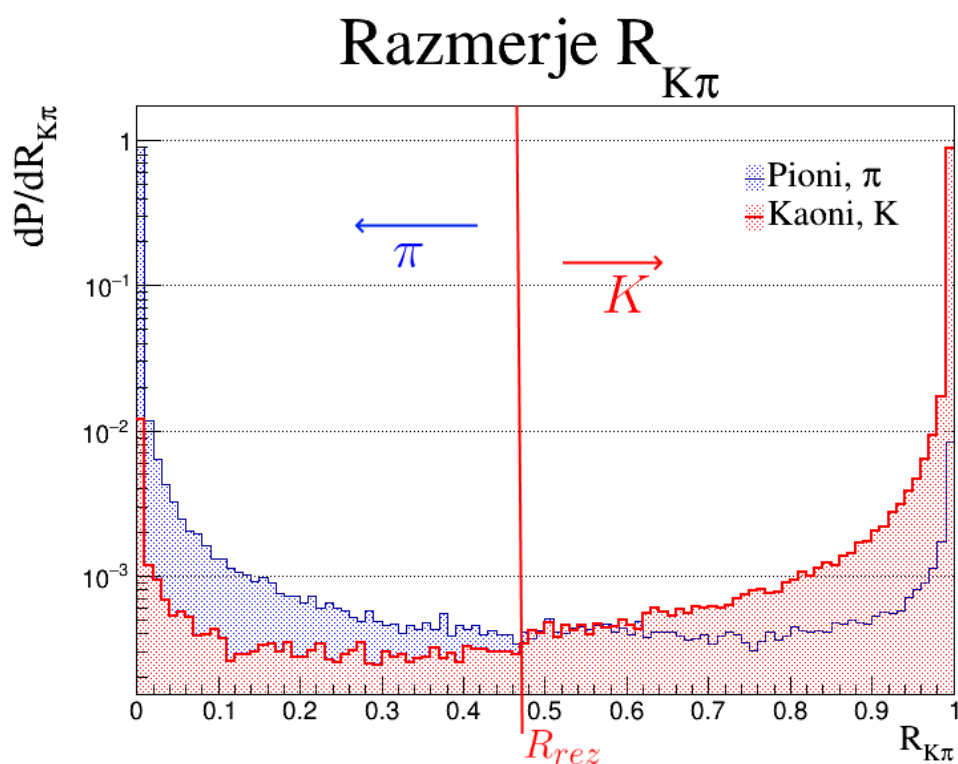
2.3. Učinkovitost, napaka identifikacije

Zbrane podatke iz sistemov za identifikacijo (CDC, TOP, ARICH,...) zberemo, analiziramo in tvorimo verjetnosti za določeno masno hipotezo \mathcal{L} . Ker se osredotočamo na separacijo pionov in kaonov, se omejimo na:

$$R_{K\pi} = \frac{\mathcal{L}_K}{\mathcal{L}_K + \mathcal{L}_\pi}, \quad (2.8)$$

iz česar določamo identiteto delcev. Delce z $R_{K\pi}$ manjšim od izbrane mejne vrednosti R_{rez} označimo kot pione, delce z večjim pa kot kaone.

Slika 2.3 prikazuje porazdelitev vrednosti $R_{K\pi}$ za pione in kaone iz detektorske simulacije (tu namreč pravo identiteto delcev poznamo).



Slika 2.3: Razmerje $R_{K\pi}$ in primer reza R_{rez}

Ob tem nas zanima učinkovitost identifikacije, za kar potrebujemo neko mero. Tako vpeljemo izkoristek identifikacije kaonov K -izkoristek (ang. K -efficiency) kot:

$$K\text{-izkoristek} = \frac{\text{število kaonskih sledi, ki so identificirane kot kaon}}{\text{število vseh kaonskih sledi}} \quad (2.9)$$

in napako identifikacije pionov π -napaka (ang. π fake-rate):

$$\pi\text{-napaka} = \frac{\text{število pionskih sledi identificiranih kot kaon}}{\text{število vseh pionskih sledi}}. \quad (2.10)$$

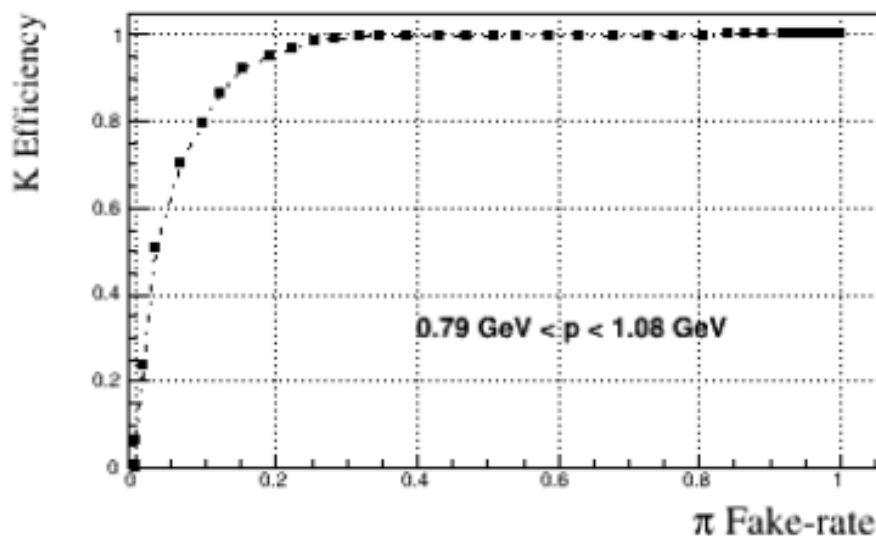
Učinkovitost identifikacije običajno ponazorimo s krivuljo odvisnosti K -eff od π -fake, primer prikazuje slika 2.4, pri čemer vsaka točka na tej krivulji ustreza neki vrednosti R_{rez} .

Primer izračuna bi, glede na zgornjo sliko 2.3, tako izgledal:

$$K\text{-izkoristek}(R_{rez}) = \int_{R_{rez}}^1 \frac{dP}{dR_{K\pi}}(K) dR_{K\pi}, \quad (2.11)$$

$$\pi\text{-napaka}(R_{rez}) = \int_{R_{rez}}^1 \frac{dP}{dR_{K\pi}}(\pi) dR_{K\pi},$$

kjer sta $\frac{dP}{dR_{K\pi}}(K)$ (slika 2.3-rdeča), $\frac{dP}{dR_{K\pi}}(\pi)$ (slika 2.3-modra) porazdelitev razmerja $R_{K\pi}$ za kaone in pione.



Slika 2.4: Primer določanja K -izkoristka (K Efficiency) in π -napake (π Fake rate).

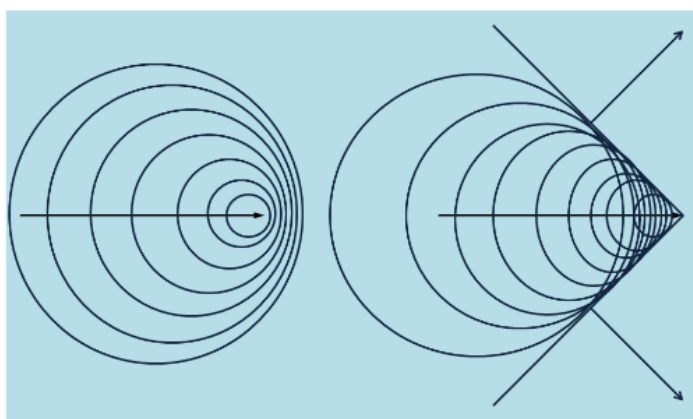
V praksi izbrana vrednost R_{rez} zavisi od posamezne meritve, včasih želimo čistejši vzorec in smo zato pripravljene žrtvovati nekaj učinkovitosti, včasih pa obratno.⁶

3. Detektor ARICH

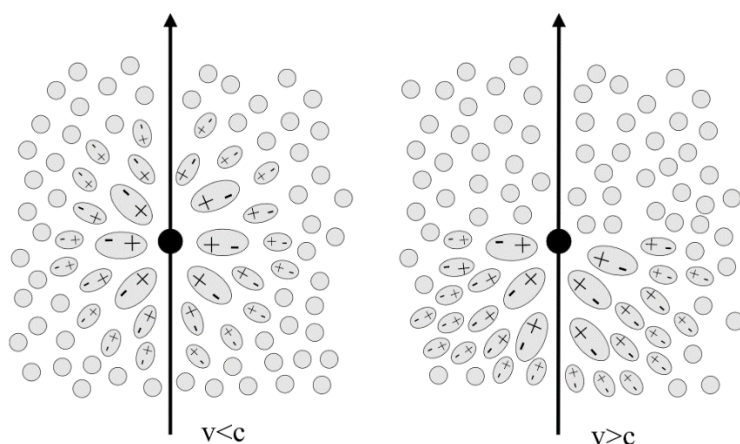
3.1. Čerenkovo sevanje

Čerenkovo sevanje je elektromagnetno valovanje, ki ga seva nabit delec ob potovanju skozi dielektrični medij, če je njegova hitrost večja od hitrosti svetlobe v tem mediju.

Ko nabiti delci potujejo skozi dielektrik z danim lomnim količnikom n , se ta polarizira zaradi elektromagnetnega sevanja, ki ga povzroča prelet nabitega delca. Tipično te polarizacije interagirajo destruktivno, motnja se na mediju tako izgubi in je ne opazimo. Če pa je hitrost delca βc , večja kot fazna hitrost elektromagnetnega valovanja $c_n = \frac{c_0}{n}$, potem snov ne uspe dohajati naglih sprememb polarizacije, saj reakcijski čas medija ni dovolj kratek. Ko se omenjene motnje združijo, nastane zaradi Huygensovega načela za $\beta > c_n$ valovna fronta. Medtem dobimo za $\beta < c_n$ posamične sferične valove.

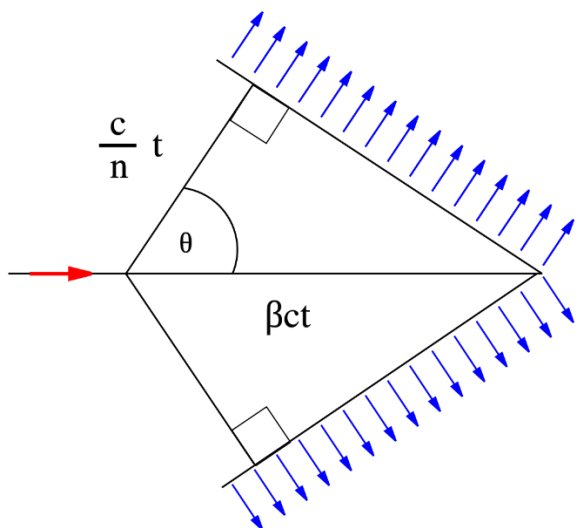


Slika 3.1: Prikaz nastanka valovne fronte pri Čerenkovem sevanju, Levo: $\beta < c_n$, desno $\beta > c_n$. Vzeto iz: [1].



Slika 3.2: Polarizacija medija ob preletu nabitega delca, [10]

⁶ Običajno R_{rez} določimo s postopkom optimizacije, tako, da poiščemo vrednost, pri kateri ima končni rezultat najmanjšo napako.



Kot je shematko prikazano na sliki 3.1, se valovne fronte Čerenkovega sevanja razširjajo v obliki stožca.

Na sliki 2.3 rdeča puščica označuje smer gibanja nabitega delca. V času t ta prepotuje razdaljo βct , medtem elektromagnetna motnja, oziroma polarizacija, prepotuje razdaljo $\frac{c}{n}t$, kjer c označuje hitrost svetlobe v vakuumu. Pravi kot je posledica tega, da valovna fronta predstavlja tangento na krožno, oziroma sferično, širjenje motnje.

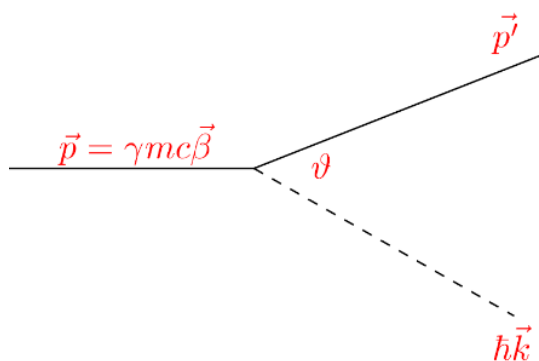
Slika 3.3: Smer Čerenkovega sevanja [2]

Iz navedenega je trivialno izračunat Čerenkov kot:

$$\cos(\theta_c) = \frac{1}{\beta n}.$$

**(Napaka!
Vira
sklicevanja
ni bilo
mogoče
najti..12)**

Teoretična opredelitev Čerenkovega sevanja sledi po naslednjem premisleku. Nabiti delec mase m interagira elektromagnetno z medijem preko izmenjave fotona. Foton nosi energijo $\hbar\omega$ in gibalno količino $\hbar\vec{k}$.



Ohranitev energije in gibalne količine narekuje:

$$\hbar\omega \left(1 - \frac{\hbar\omega}{2\gamma mc^2}\right) = \hbar\vec{k} \cdot \vec{\beta}c - \frac{\hbar^2 k^2}{2\gamma m}.$$

Ker imamo tipično vrednosti $\hbar\omega \ll \gamma mc^2$ in $\hbar k \ll \gamma mc$, lahko pišemo kar:

$$\omega = \vec{k} \cdot \vec{\beta}c = \beta ck \cos \theta.$$

Foton mora zadoščati tudi disperzijski relaciji za omenjen medij, z dielektrično konstanto ϵ :

$$\omega^2 - \frac{k^2 c^2}{\epsilon} = 0.$$

Slika 3.4: Interakcija nabitega delca, Čerenkov kot θ je označen z ϑ , prirejeno po [4].

Iz zadnjih enačb izpeljemo:

$$\sqrt{\epsilon}\beta \cos \theta = 1.$$

Enačba ima rešitev z realno vrednostjo θ , če velja⁷:

$$\sqrt{\epsilon}\beta = n\beta > 1,$$

v tem primeru dobimo Čerenkove fotone, θ pa imenujemo Čerenkov kot.

Čerenkov spekter

Frekvenčni spekter Čerenkovega sevanja nabitega delca je dan s formulo Franka in Tamma:

$$\frac{d^2N}{dx d\omega} = \frac{q^2}{4\pi} \mu(\omega) \omega \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\omega)} \right),$$

**(Napaka!
Vira
sklicevanja
ni bilo
mogoče
najti..13)**

Kjer je $q = Ze_0$ naboj delca, x prepotovano pot, μ permeabilnost, z $n = n(\omega)$ dopuščamo disperzijo.

Za $n(\omega) = \sqrt{\epsilon(\omega)\mu(\omega)}$ in konstanten n , imamo približek⁸:

$$\frac{d^2N}{dx d\lambda} = \frac{4\pi^2 q^2}{hc \lambda^2} \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2} \right) = \frac{2\pi Z^2}{\lambda^2} \alpha \sin^2 \theta_c, \text{ z } \alpha = \frac{2\pi e_0^2}{hc}.$$

**(Napaka!
Vira
sklicevanja
ni bilo
mogoče
najti..14)**

Oziroma, ker je število izsevanih fotonov N v vzorcu sorazmerno z izsevano energijo E , lahko zapišemo tudi:

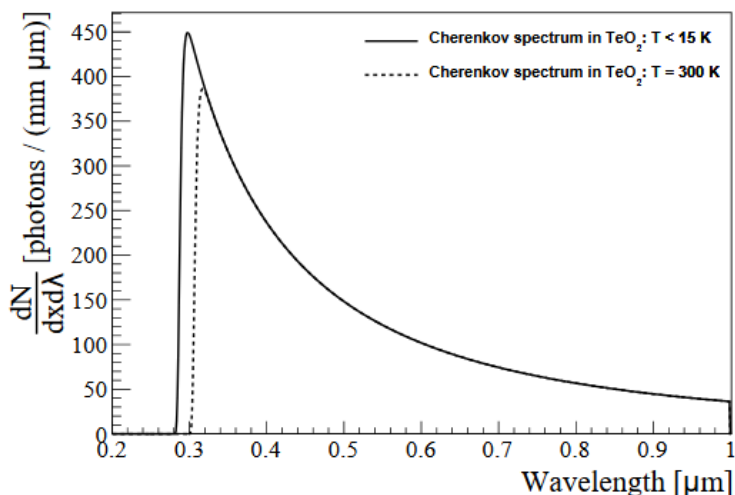
$$\frac{d^2E}{dx d\lambda} \sim \frac{d^2N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi Z^2}{\lambda^2} \alpha \sin^2 \theta_c, \text{ z } \alpha = \frac{2\pi e_0^2}{hc}.$$

**(Napaka!
Vira
sklicevanja
ni bilo
mogoče
najti..15)**

Za razliko od fluorescence in emisijskih spektrov, je spekter Čerenkovega sevanja zvezen. Na sliki 3.5 je vidna značilna sorazmernost z $\sim \frac{1}{\lambda^2}$.

⁷ V nezveznih medijih difrakcija povzroči emisijo fotonov, tudi če pogoj ni izpolnjen. Takrat dobimo t.i. prehodno sevanje.

⁸ $\frac{\partial}{\partial \omega} f = -\frac{\partial}{\partial \lambda} f \frac{2\pi c}{\lambda^2}$



Slika 3.5: Primer Čerenkovega spektra, izposojeno v [6].

Zgornjo enačbo **Napaka! Vira sklicevanja ni bilo mogoče najti.**14 lahko integriramo v območju $\lambda = 400 - 700\text{nm}$, kar predstavlja občutljivosti tipičnih svetlobnih detektorjev: fotopomnoževalk. Tako dobimo:

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dx} &= \int_{\lambda_1=400\text{nm}}^{\lambda_2=700\text{nm}} \frac{d^2N}{dx d\lambda} d\lambda = 2\pi Z^2 \alpha \sin^2 \theta_c \int_{\lambda_1=400\text{nm}}^{\lambda_2=700\text{nm}} \frac{d\lambda}{\lambda^2} \\ &= 2\pi Z^2 \alpha \sin^2 \theta_c \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \\ &= 490 Z^2 \sin^2 \theta_c \frac{\text{fotonov}}{\text{cm}}. \end{aligned}$$

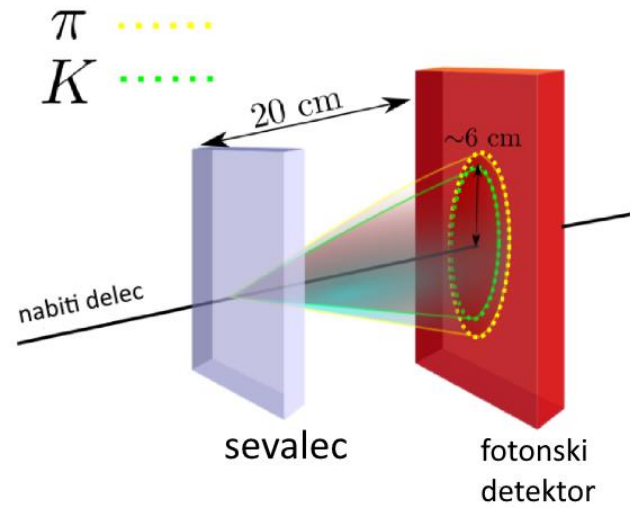
**(Napaka!
Vira
sklicevanja
ni bilo
mogoče
najti..16)**

To je število Čerenkovih fotonov, ki jih izmerimo na svetlobnem detektorju ob 100% izkoristku.

3.2. Zgradba in delovanje

Detektor ARICH ali detektor obročev Čerenkova z aerogelskim sevalcem izkorišča pojav Čerenkovega sevanja za identifikacijo nabitih delcev. Njegov glavni namen je ločevanje kaonov in pionov z ločljivostjo boljšo od 4σ v območju gibalnih količin od $0.5 \text{ GeV}/c$ do $4 \text{ GeV}/c$. Poleg tega ARICH pomembno prispeva tudi k identifikaciji mionov, ki nimajo dovolj visoke energije, da bi dosegli detektor KLM.

Njegovi glavni sestavni deli so: aerogelski sevalec, v katerem so izsevani Čerenkovi fotoni, prostor za razširjanje Čerenkovih obročev (20 cm), pozicijsko občutljivi fotonski detektorji, ogledala na zunanji steni detektorja, ter čitalna elektronika.



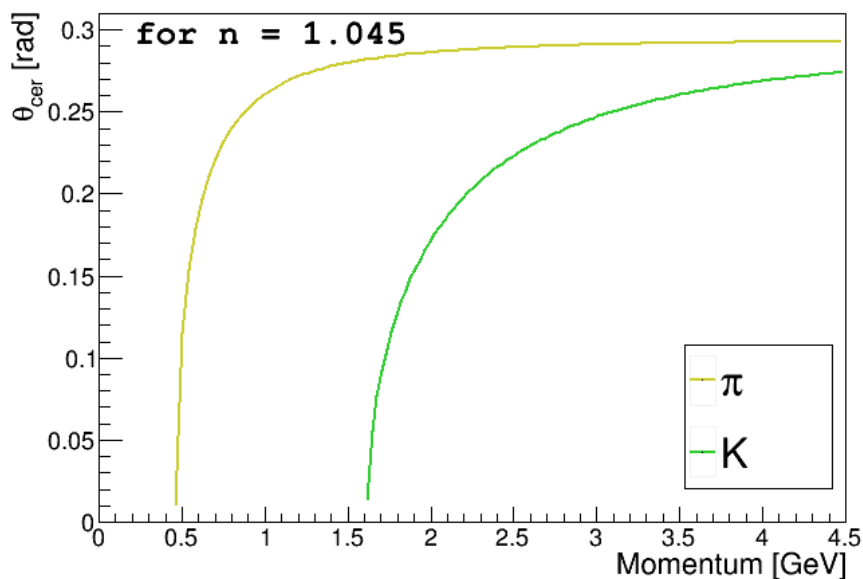
Slika 3.6: Shema Detektor ARICHja, prirejeno po [24].

Dovolj hiter nabit delec ob potovanju skozi plast aerogela seva svetlobo v Čerenkov stožec. Ta se preko praznega prostora med aerogelom in ravnino detektorja razširi, nakar zadane detektorsko ravnino, opremljeno z fotskimi detektorji. Na teh Čerenkovi fotoni povzročijo odziv, oziroma signal, ki ga naprej pretvorimo v napetostni sunek in primerno obdelamo. Identifikacija delcev temelji na dejstvu, da imajo delci z različno maso, pri dani gibalni količini (izmerjeni v potovalni komori CDC), različno velikost Čerenkovega kota (**Napaka! Vira sklicevanja ni bilo mogoče najti.**12). Velikost tega, v aerogelu, za pione in kaone, v odvisnosti od gibalne količine prikazuje slika 3.7. Ob znanem položaju, smeri, ter gibalni količini delca na ravnini sevalca⁹, izračunamo pričakovano sliko fotskih zadetkov za vsako izmed masnih hipotez in jo primerjamo z izmerjenim vzorcem. Bolj podroben izračun cenilke \mathcal{L} opišemo v naslednjem poglavju.

Napaka meritve Čerenkovega kota posamezne sledi je sestavljena iz napak meritev Čerenkovega kota posameznih fotonov in pada s številom zadetkov, dana je kot:

$$\sigma_{\text{sled}} = \frac{\sigma_{\theta}}{\sqrt{N_{\text{det}}}}, \quad (3.17)$$

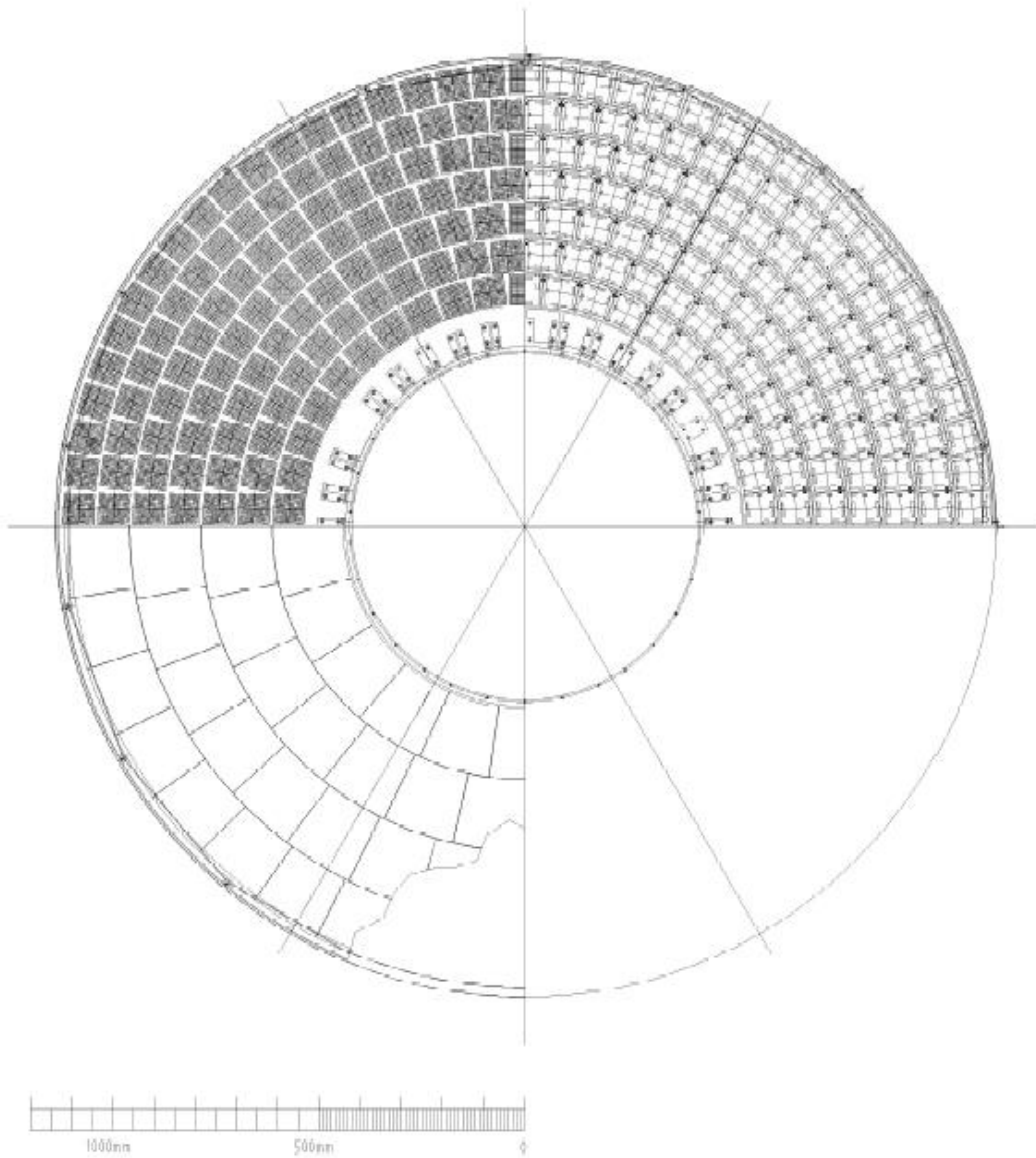
kjer je σ_{θ} napaka meritve Čerenkovega kota posameznega fotona, N_{det} je število zaznanih fotonov. Za zmanjševanje napake želimo tako fotske detektorje z veliko učinkovitostjo zaznave fotonov, tipično jih zaznajo (v povprečju) ~ 12 na obroč.



Slika 3.7: Čerenkov kot (y-os) v odvisnosti od gibalne količine (x-os).

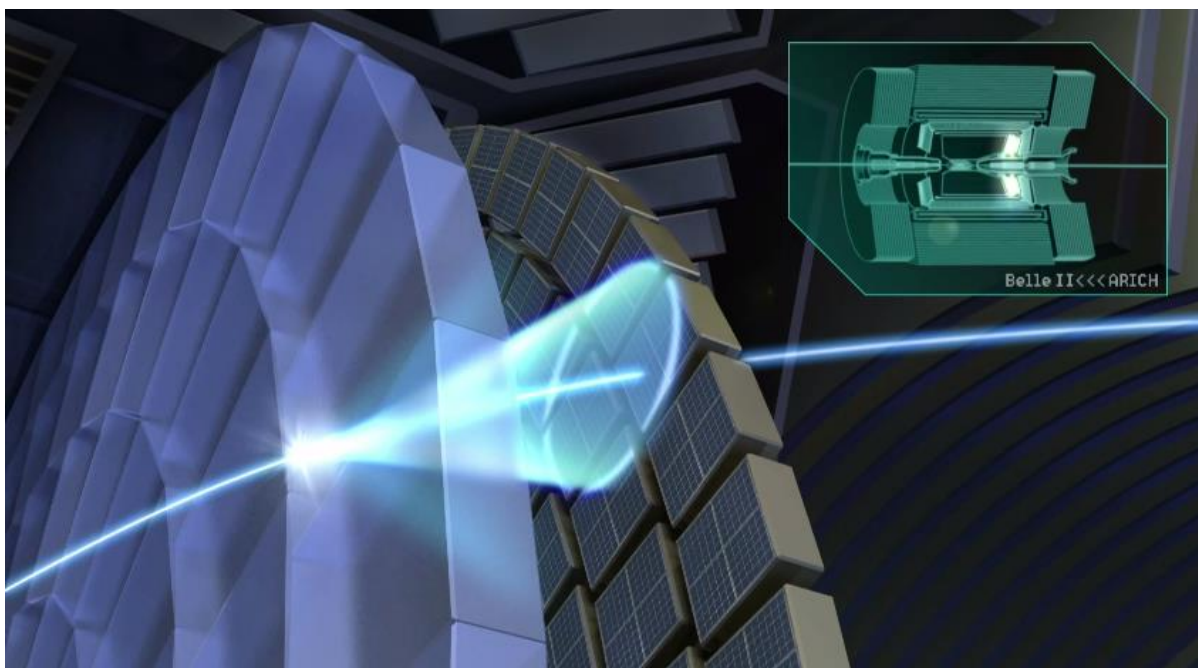
⁹ Slednje dobimo z ekstrapolacijo sledi delca iz potovalne komore do ravnine detektorja ARICH.

Detektor je nameščen v notranjosti votlega valja, z zunanjim radijem 114 cm, notranjim radijem 42 cm, ter dolžino 28 cm. Sprednjo ravnino pokriva 4 cm debela plast aerogela, zadnjo pa 420 fotonskih detektorjev razvrščenih v sedem koncentričnih obročev, kot je prikazano spodaj, na robu so vidna tudi zrcala¹⁰.



Slika 3.8: Shema detektorja ARICH, [24].

¹⁰ Skrbijo za odboj fotonov, ki bi sicer padli iz detektorja.



Slika 3.9: Delovanje detektorja ARICH, izposojeno v [31] .

Bolj podroben opis sestavnih komponent:

- **Aerogelski sevalec:**

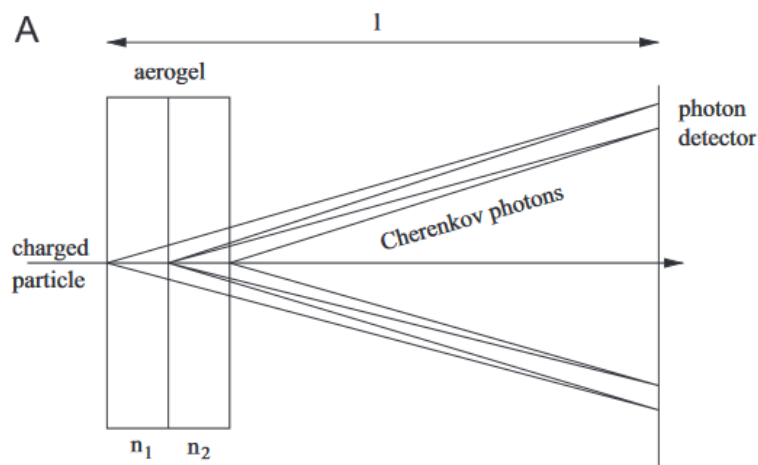
Aerogel je ultralahek material z dobro optično prepustnostjo, struktura je podobna gelu, pri kateremu je tekoči del zamenjan s plinom. Aerogeli se razlikujejo na podlagi molekularne strukture, gostote, itd.

Vrednost lomnega količnika n , tipično zavzame vrednosti med 1.003 in 1.11, lahko pa jo, v okviru sinteze prilagodimo na poljubno vrednost, ki nam ustreza, na primer za uporabo v detektorjih Čerenkovega sevanja. Za uporabo potrebujemo lomni količnik v območju $n \sim 1.04 - 1.06$ kar omogoča dobro ločevanje med kaoni in pioni (slika 3.7).

Za doseganje dobre učinkovitosti identifikacije delcev želimo čim večje število fotonov, kar sicer lahko dosežemo z večjo debelino sevalca¹¹, po drugi strani pa s tem zmanjšamo ločljivost Čerenkovega kota, saj so fotoni enakomerno izsevani po celotni dolžini sevalca. Problem nekoliko omilimo z uporabo dveh plasti aerogela z različnima lomnima količnikoma, ki ju izberemo tako, da se obroča Čerenkovih fotonov is prve in druge plasti na detektorski ravnini prekrivata (fokusiranje). Z razdelitvijo na dve plasti s tako izbranimi lomnima količnikoma fokusiramo žarka Čerenkovih fotonov iz obeh plasti, ter dosežemo večje število fotonov brez popačenja prostorske ločljivosti obročev na detektorski ravnini. Skozi proces optimizacije¹² detektorja nato izberemo dve plasti debeline 20 mm z lomnima količnikoma 1.045 in 1.055.

¹¹ Velja namreč, da je število izsevanih fotonov približno sorazmerno z debelino sevalca.

¹² S pomočjo simulacije in laboratorijskih poskusov.



Slika 3.10, fokusiranje žarkov z obeh plasti aerogela, iz [29].

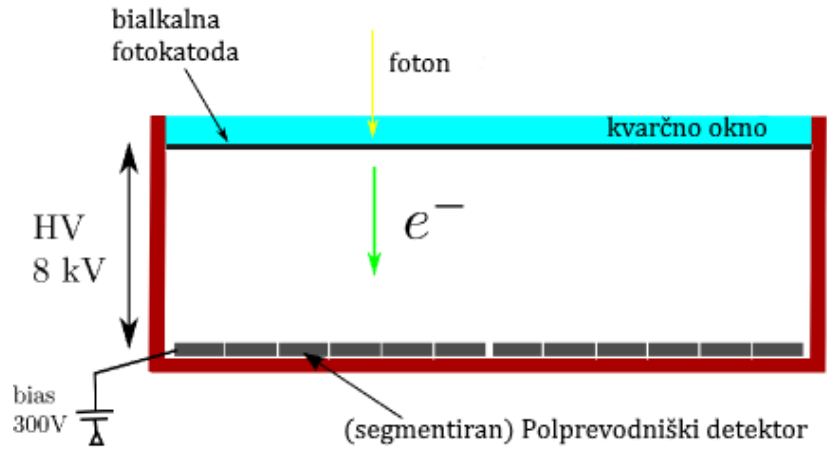
Dimenzija aerogelskih plošč s katerimi je pokrit detektor znaša $160 \times 160 \times 20 \text{ mm}^3$, za pokritje potrebujemo 124 plošč za posamezno plast, torej skupno 248 plošč.

- **Fotonski detektor**

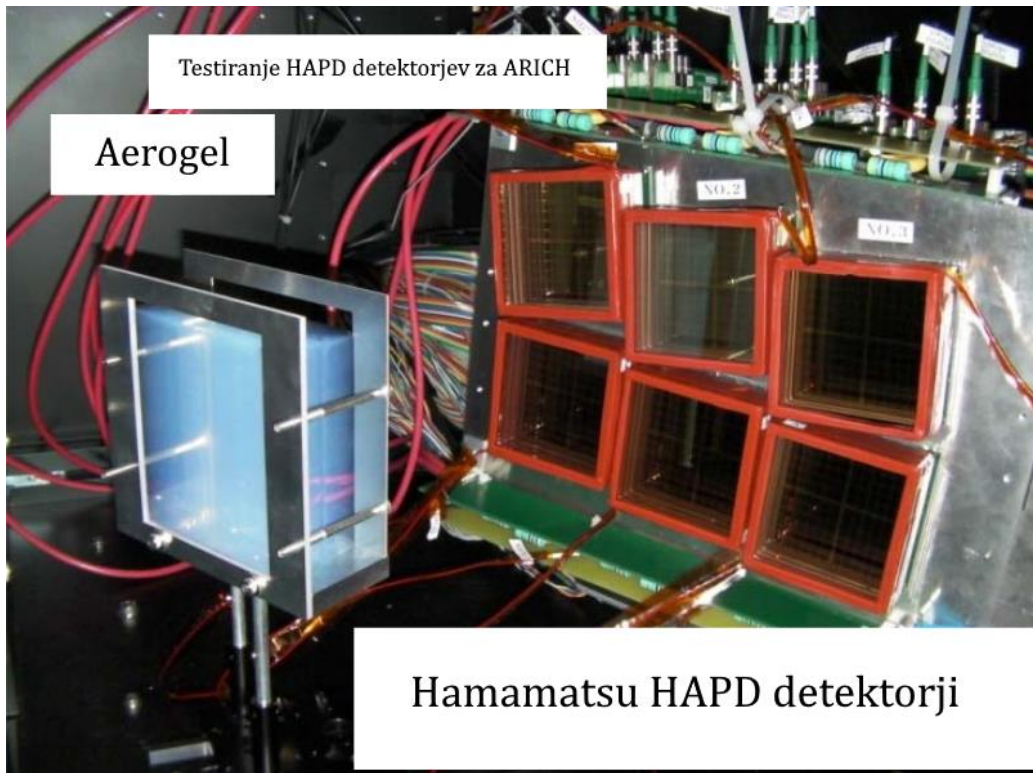
Fotonski detektorji pokrivajo 3.5 m^2 celotne površine detektorja ARICH. Zadostiti morajo štirim osnovnim kriterijem delovanja: imunost na magnetno polje 1.5 T , imeti dovoljšno občutljivost za učinkovito zaznavo posameznih fotonov, ter pozicijska ločljivost (vsaj) $\sim 2 \text{ mm}$, dodatno morajo preživeti predvideno dozo ionizirajočega ter nevtronskega sevanja.

Tako uporabljamo hibridne plazovne fotonske detektorje (HAPD). Sestojijo iz vakuumske cevi, oziroma evakuiranega prostora, znotraj katerega se nahaja polprevodniški detektor (APD). Evakuiran prostor je prekrit s kvarčnim oknom, na katerega je naperjena bialkalna fotokatoda, ki vpadi foton pretvori v fotoelektron, s kvantnim izkoristkom $\sim 30\%$ pri valovni dolžini $\lambda = 400 \text{ nm}$. Nastali fotoelektroni so nato pospešeni z zunanjo napetost 8 kV in na polprevodniškem detektorju, t.i. plazovni fotodiodi rodijo plazove elektronov, ki jih nato pretvorimo v tokovni, oziroma napetostni sunek, ta nam predstavlja zaznan foton.

Posamezen polprevodniški detektor, površine $72 \times 72 \text{ mm}^2$ je razdeljen na štiri blazinice, kjer je vsaka dodatno razdeljena na 6×6 pikselov velikosti $4.9 \times 4.9 \text{ mm}^2$ za boljšo pozicijsko občutljivost.



Slika 3.11: Shema delovanja HAPD detektorja, prirejeno po [28].



Slika 3.12: Testiranje HAPD detektorjev, prikazani sta tudi plasti aerogelskega sevalca, prirejeno po [15].

3.3. Konstrukcija verjetnostne cenilke, po [24]

Za določanje identitete delcev uporabljamo v detektorju ARICH (maksimalno) verjetnostno cenilko \mathcal{L} (ang. maximum likelihood function). Njena konstrukcija sledi preko treh korakov:

- i. Ekstrapolacija rekonstruiranih sledi iz potovalne komore (CDC) do ravnine sevalca v detektorju ARICH.
- ii. Pretvorba signalov iz fotonских detektorjev v zbirko fotonских zadetkov na detektorski ravnini.
- iii. Za vsako ekstrapolirano sled, na podlagi njenih parametrov (položaj, smer, gibalna količina) in zbirke fotonских zadetkov iz vrednotimo vrednost \mathcal{L} za vsako izmed masnih hipotez.

Za vsako izmed masnih hipotez e, μ, K, π, p definiramo \mathcal{L} kot produkt:

$$\mathcal{L} = \prod_{\text{vsi piksli}} p_i, \quad (3.18)$$

kjer je p_i verjetnost, da na i -tem pikslu zaznamo izmerjeno število zadetkov. Ta sledi Poissonovi porazdelitvi:

$$p_i = \frac{e^{-n_i} n_i^{m_i}}{m_i!}, \quad (3.19)$$

kjer je n_i pričakovano (t.j. izračunano) število zadetkov na i -tem pikslu za dano masno hipotezo, m_i pa zaznano število zadetkov.

Fotonски detektorji ARICH delujejo po binarnem principu, torej ne ločijo med zadetki enega ali večih fotonov na posameznem pikslu. Edina informacija, ki jo imamo iz posameznega piksla, je tako ali je zadet ali ne. Tako se zgornje pričakovane vrednosti poenostavijo:

$$p_i = \begin{cases} e^{-n_i}, & \text{za piksle brez zadetka} \\ 1 - e^{-n_i}, & \text{za piksle z zadetkom} \end{cases} \quad (3.20)$$

S tem, se 3.18 izračuna kot¹³:

$$\mathcal{L}^h = \prod_{\text{vsi kanali}} p_i = \prod_{\text{brez zadetka}} e^{-n_i} \times \prod_{\text{zadetek}} (1 - e^{-n_i}). \quad (3.21)$$

Oziroma logaritem:

$$\begin{aligned} \ln \mathcal{L}^h &= \sum_{\text{brez zadetka}} (-n_i^h) + \sum_{\text{zadetek}} \ln(1 - e^{-n_i^h}) = \\ &= \sum_{\text{brez zadetka}} (-n_i^h) + \sum_{\text{zadetek}} (-n_i^h) - \sum_{\text{zadetek}} (-n_i^h) + \sum_{\text{zadetek}} (1 - e^{-n_i^h}) = \\ &= \sum_{\text{brez zadetka}} (-n_i^h) + \sum_{\text{zadetek}} (-n_i^h) + \left(\sum_{\text{zadetek}} (-n_i^h) + \sum_{\text{zadetek}} \ln(1 - e^{-n_i^h}) \right) = \\ &= - \left(\sum_{\text{brez zadetka}} n_i^h + \sum_{\text{zadetek}} n_i^h \right) + \sum_{\text{zadetek}} \ln(e^{n_i^h} - 1). \end{aligned} \quad (3.22)$$

Prvi člen v vsoti ni nič druga kot celotno število pričakovanih zadetkov N^h , ki je odvisno od masne hipoteze. Torej:

$$\left(\sum_{\text{brez zadetka}} n_i^h + \sum_{\text{zadetek}} n_i^h \right) = N^h. \quad (3.23)$$

Končno imamo:

$$\ln \mathcal{L}^h = -N^h + \sum_{\text{zadetek}} \ln(e^{n_i^h} - 1), \quad (3.24)$$

Z indeksom h smo poudarili, da sta n_i^h in N^h odvisna od masne hipoteze h . Tukaj bo n_i^h vsota prispevka signala $n_i^{h,s}$ (t.j. nesipanih Čerenkovih fotonov iz aerogela) in ozadja $n_i^{h,b}$ (t.j. sipanih fotonov iz aerogela, Čerenkovih fotonov iz kvarčnega okna, šuma fotonovskih detektorjev,...) .

¹³ Kanale z zadetkom označimo kar kot "zadetek", tiste brez pa "brez zadetka".

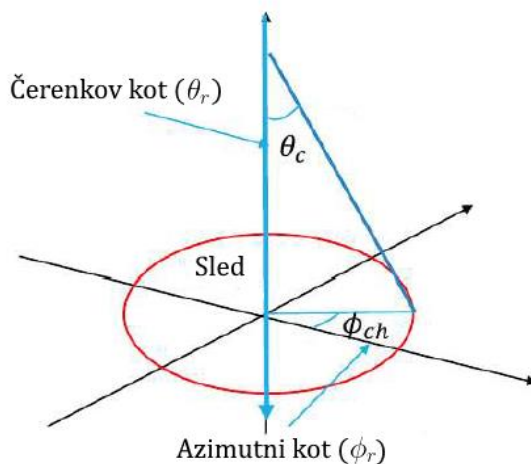
Prispevek signala je vsota prispevka posameznih plasti sevalca¹⁴ $n_i^S = \sum_r n_{i,r}^S$. Pričakovano število zadetkov na posameznem kanalu lahko izračunamo za vsak kanal in plast sevalca analitično:

$$n_{i,r}^S = \epsilon_i n_{t,r} \int_{\Omega_i} S_r(\theta_r, \phi_r) d\theta_r d\phi_r, \quad (3.25)$$

tukaj je ϵ_i kvantna učinkovitost, $n_{t,r}$ je število vseh fotonov izsevanih v omenjeni plasti sevalca. $S_r(\theta_r, \phi_r)$ je porazdelitev zadetkov po Čerenkovem obroču, pričakujemo normalno porazdelitev:

$$S_r(\theta_r, \phi_r) = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_{\theta_r}} e^{-\frac{(\theta_r - \theta_r^h)^2}{2\sigma_{\theta_r}^2}}, \quad (3.26)$$

kjer je θ_r^h pričakovani Čerenkov kot za določeno masno hipotezo, ter plast sevalca, θ_r je Čerenkov kot, σ_{θ_r} pa njegova varianca. Dodatno sta ϕ_r in Ω_i azimutni kot in prostorski kot, ki ga pokriva i -ti piksel¹⁵. Oboje je definirano v lastnem sistemu sledi, kot prikazano spodaj na sliki 3.13. Integral 3.25 nam da pričakovano število zadetkov na posameznem kanalu, za fotone izsevane v posamezni plasti aerogela.



Slika 3.13: Lasten sistem sledi, prirejeno po [24].

Pričakovano število zadetkov ozadja sestavimo kot vsoto omenjenih prispevkov, pri čemer nekatere določimo analitično, druge pa dobimo iz kontrolnih vzorcev merjenih podatkov. Primer konstrukcije verjetnostne porazdelitev po Čerenkovem kotu θ_r (PDF) je predstavljen v poglavju 4.4 Določanje PDF .

¹⁴ $r = 1,2$ za obe plasti.

¹⁵ Torej i -ti "piksel".

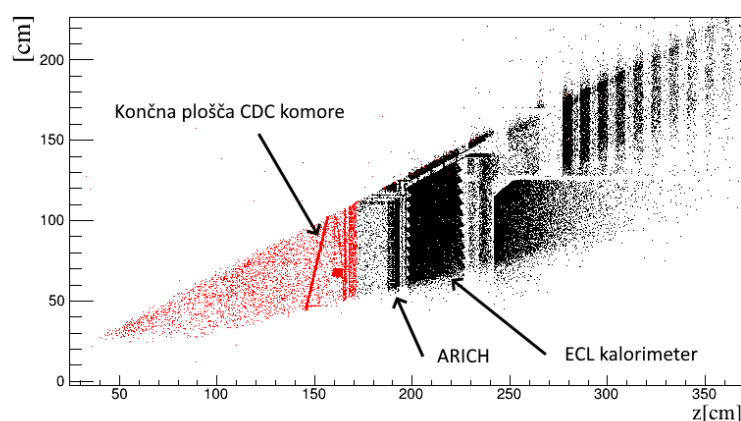
4. Izboljšava metode identifikacije delcev z detektorjem ARICH

V okviru te magistrske naloge se bomo omejili na izboljšavo metode identifikacije pionov in kaonov, pri nižjih gibalnih količinah. Vse ugotovitve temeljijo na simulaciji Monte-Carlo, kjer simuliramo prelete kaonov in pionov skozi spektrometer Belle II. Delci izhajajo iz interakcijske točke in letijo v prostorski kot, ki ga pokriva detektor ARICH, generirani so z gibalnimi količinami od 0.5 GeV do 4 GeV. Ker gre za simulacijo imamo poleg informacij iz odziva detektorjev, tudi prave informacije o identiteti, gibalni količini, preletu delcev.

Geometrija celotnega detektorja Belle II je implementirana v simulacijskem orodju GEANT4, ki omogoča simulacijo potovanja delcev skozi snov. Simulacija vključuje vse relevantne procese interakcije delcev s snovjo, kot so npr. ionizacija, neelastično sipanje, Čerenkovo sevanje, razpadi delcev. V zadnjem koraku, t.i. digitizaciji, pretvorimo nastale efekte (npr. odloženo energijo, zadetke fotonov) v odziv detektorjev, ki je zapisan v povsem enaki obliki kot pravi merjeni podatki. Tako simulacija kot tudi poznejša obdelava podatkov sta implementirani v programsko okolje BASF2 (Belle Analysis Software Framework 2), ki je bilo razvito posebej za potrebe eksperimenta Belle II.

4.1. Predstavitev problema – Sipanje in razpad delcev

Tako iz detektorske simulacije, kot tudi iz merjenih podatkov je razvidno, da relativno velik delež k napačni identifikaciji prispevajo delci, za katere sicer na podlagi ekstrapolacije njihove sledi iz sledilne komore pričakujemo, da so preleteli detektor ARICH, ampak ga v resnici niso dosegli. Do tega lahko pride zaradi razpada delca v letu¹⁶, kar je še posebej izrazito pri kaonih, ali pa sipanja v materialu, ki ga delec preleti preden doseže ARICH. Že intuicija narekuje, da bodo hitrejši delci prepotovali daljšo pot pred njihovim razpadom, tako pričakujemo, da bodo večino razpadov, ki se zgodijo pred detektorjem ARICH, prispevali ravno delci nižjih gibalnih količin. Dodatno tudi presek za neelastično sipanje pada z večjo gibalno količino.

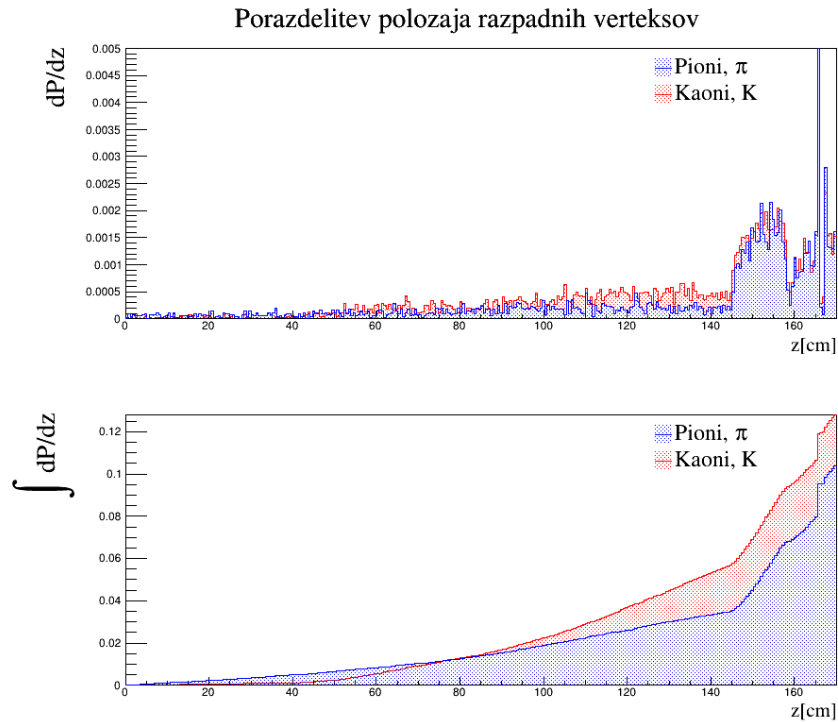


Slika 4.1: porazdelitev položajev razpadnih verteksov simuliranih delcev, s prostorskim kotom, iz katerega izhajajo delci, spodaj: slika položajev razpadnih verteksov, verteksi delcev, ki razpadejo pred detektor ARICH so obarvani rdeče.

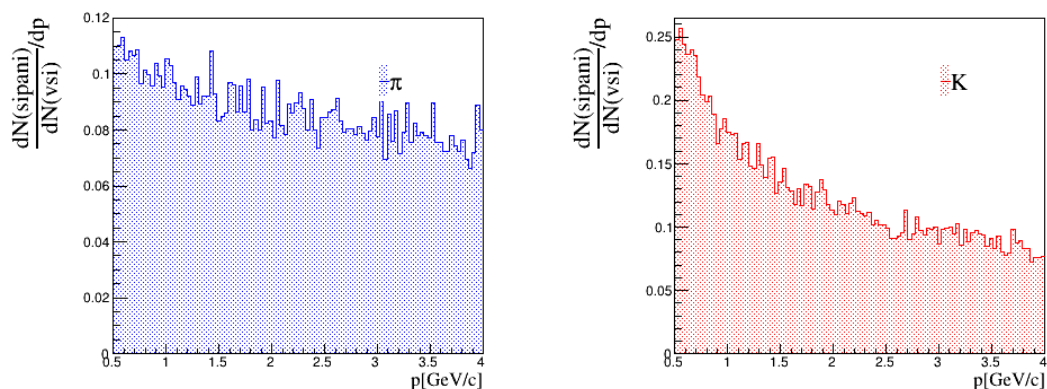
¹⁶ $\tau(K^\pm) = 1.2 \times 10^{-8}\text{s}$, $\tau(\pi^\pm) = 2.6 \times 10^{-8}\text{s}$

Slika 4.1 prikazuje (r, z) ¹⁷ porazdelitev mest razpada/sipanja za vzorec delcev iz simulacije, slika 4.2 pa njeno projekcijo na z os. Vidimo, da detektorja ARICH (pri $z = 164$ cm) ne doseže približno 10% pionov in nekaj več kaonov našega vzorca. Slika 4.3 prikazuje še odvisnost deleža pionov in kaonov sipanih pred detektorjem ARICH od gibalne količine.

Slika 4.4 prikazuje učinkovitost identifikacije kaonov pri različnih deležih napačno identificiranih pionov, kot jo dobimo iz detektorske simulacije, ko upoštevamo vse sledi ekstrapolirane v ARICH, in pa, ko odstranimo sledi pripadajoče delcem, ki v resnici niso dosegli detektorja ARICH.



Slika 4.2: Zgoraj: porazdelitev razpadnih verteksov, oziroma položaja sipanja po prečni dimenziji Belle II (z), spodaj: kumulativna porazdelitev verteksov.



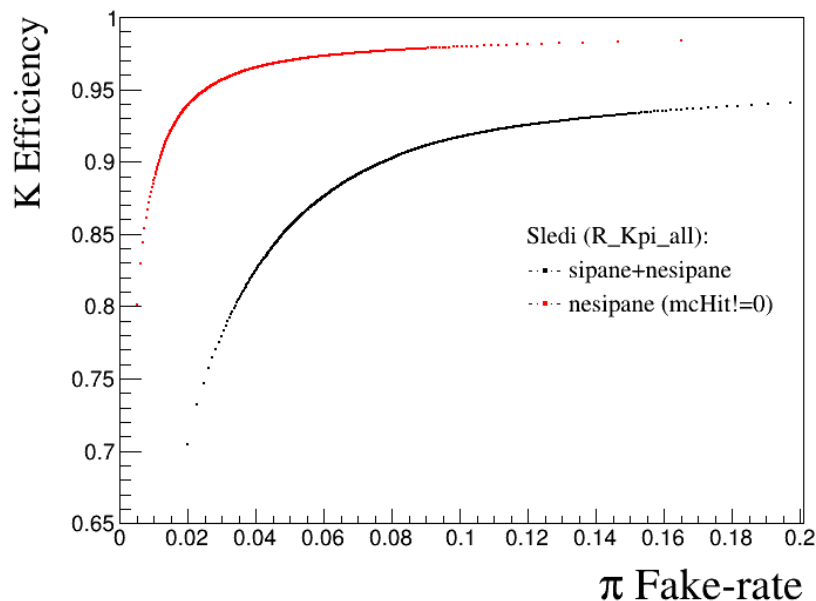
Slika 4.3: Porazdelitev deleža sipanih delcev $dN(\text{sipani})/dN(\text{vsi})$ po gibalni količini.

¹⁷ z -os predstavlja smer vzdolž žarka, z začetkom v interakcijski točki, iz katere so generirane sledi, r predstavlja razdaljo od osi z

Kljub temu, da delec razpade, oziroma se siplje pred detektorjem ARICH, tega dosežejo njegovi razpadni produkti (npr. mioni) ali delci, ki so posledica interakcije s snovjo. Ti izsevajo Čerenkove fotone, ki jih zaznamo, ker pa je njihova smer le šibko korelirana z ekstrapolirano sledjo razpadlega/sipanega delca, ti fotoni ne tvorijo značilnega obroča, ampak so razporejeni naključno, kot prikazano na sliki 4.5.

Ker je odziv detektorja ARICH za sipane/razpadle pione in kaone zelo podoben, s tem v veliki meri izgubimo moč ločevanja med njimi, česar pa v obstoječi konstrukciji pričakovanega odziva detektorja za prelet piona/kaona ne upoštevamo. Za sipane delce to vodi do močno napačne vrednosti $\mathcal{L}_{\text{arich}}$, ki lahko v določenih primerih tudi "pokvari" sicer pravilno identifikacijo iz $\mathcal{L}_{\text{dE/dx}}$ ¹⁸. Problem je posebej očit en za sipane pione z gibalno količino pod Čerenkovim pragom kaonov ($\sim 1.5 \text{ GeV}/c$). V tem primeru, v območju pričakovanega Čerenkovega obroča piona, dobimo mnogo manjše število fotonov od pričakovanega, ker pa pri teh gibalnih količinah za kaon pričakujemo le zadetke ozadja, bo za tak pion veljalo $\mathcal{L}_K \gg \mathcal{L}_\pi$.

Tukaj velja pripomnit, da v okviru tega magistrskega dela sledi delcev označujemo tudi preko parametra simulacije »mcHit«. ¹⁹Ta zavzame za delce, katerih ekstrapolirana sled (iz CDC) sicer zadane ARICH, ampak ti pred tem razpadejo, oziroma se sipljejo vrednost mcHit=0, za ostale zavzame vrednosti mcHit!=0. Vse delce, ki zaradi sipanja ali razpada ne dosežejo detektorja v nadaljevanju označujemo s skupnim izrazom "sipani".

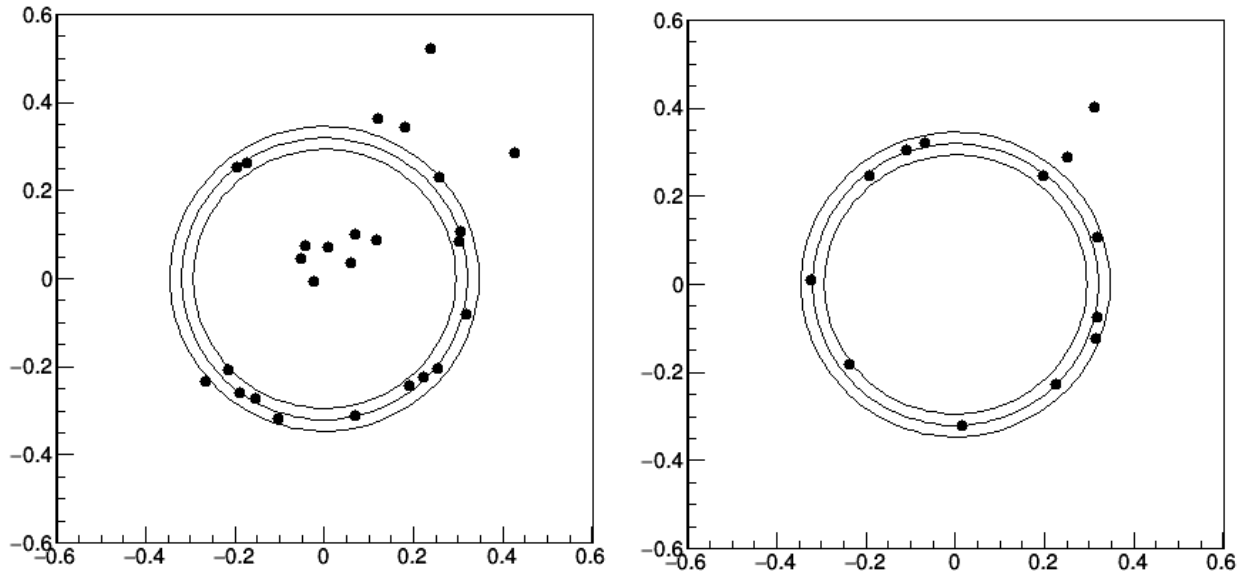


Slika 4.4: Primerjava: učinkovitost identifikacije kaonov (ang. K -efficiency) proti napaki identifikacije pionov (ang. π fake-rate) za sipane (razpadle) ter nesipane skupaj in nesipane.

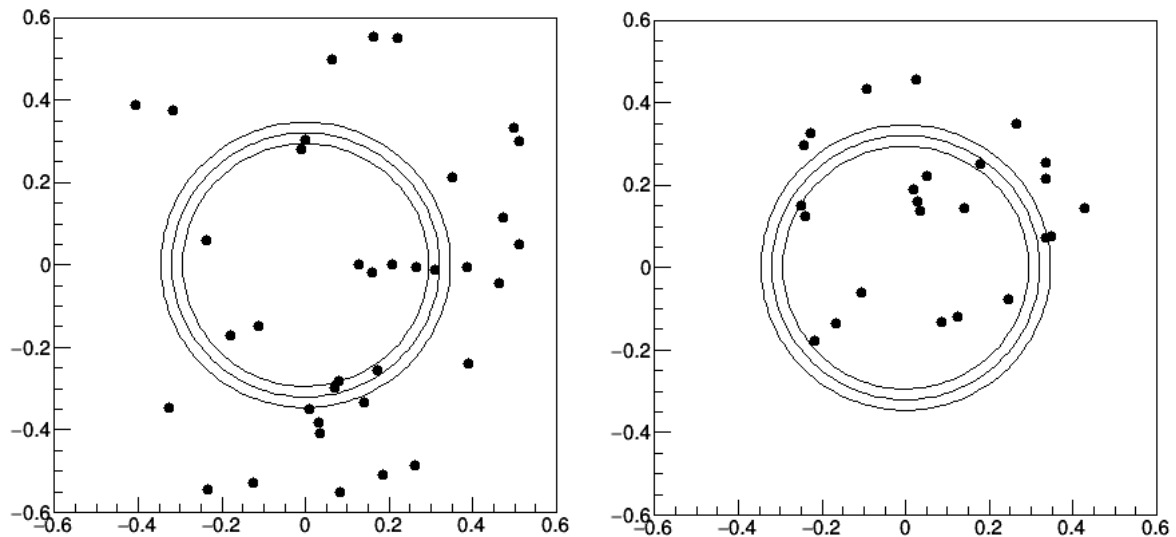
¹⁸ $\mathcal{L}_{\text{arich}}$ predstavlja verjetnostno cenilko na podlagi podatkov iz ARICH, $\mathcal{L}_{\text{dE/dx}}$ na podlagi meritev specifičnih ionizacijskih izgub.

¹⁹ V smislu programske kode pomeni "=" logični "je enako", medtem "!=" označuje vrednost "ni enako".

Spodnja slika 4.6 prikazuje nekaj odzivov detektorja pri preletu nesipanih delcev, opazimo lahko krožne porazdelitve fotonov (črna), ki jih pričakujemo v Čerenkovem prostoru, medtem so na sliki 4.5 vidni še odzivi pri preletu sipanega/razpadlega delca, oziroma rezultati napačnih kombinacij sledi delcev z zaznanimi fotoni.



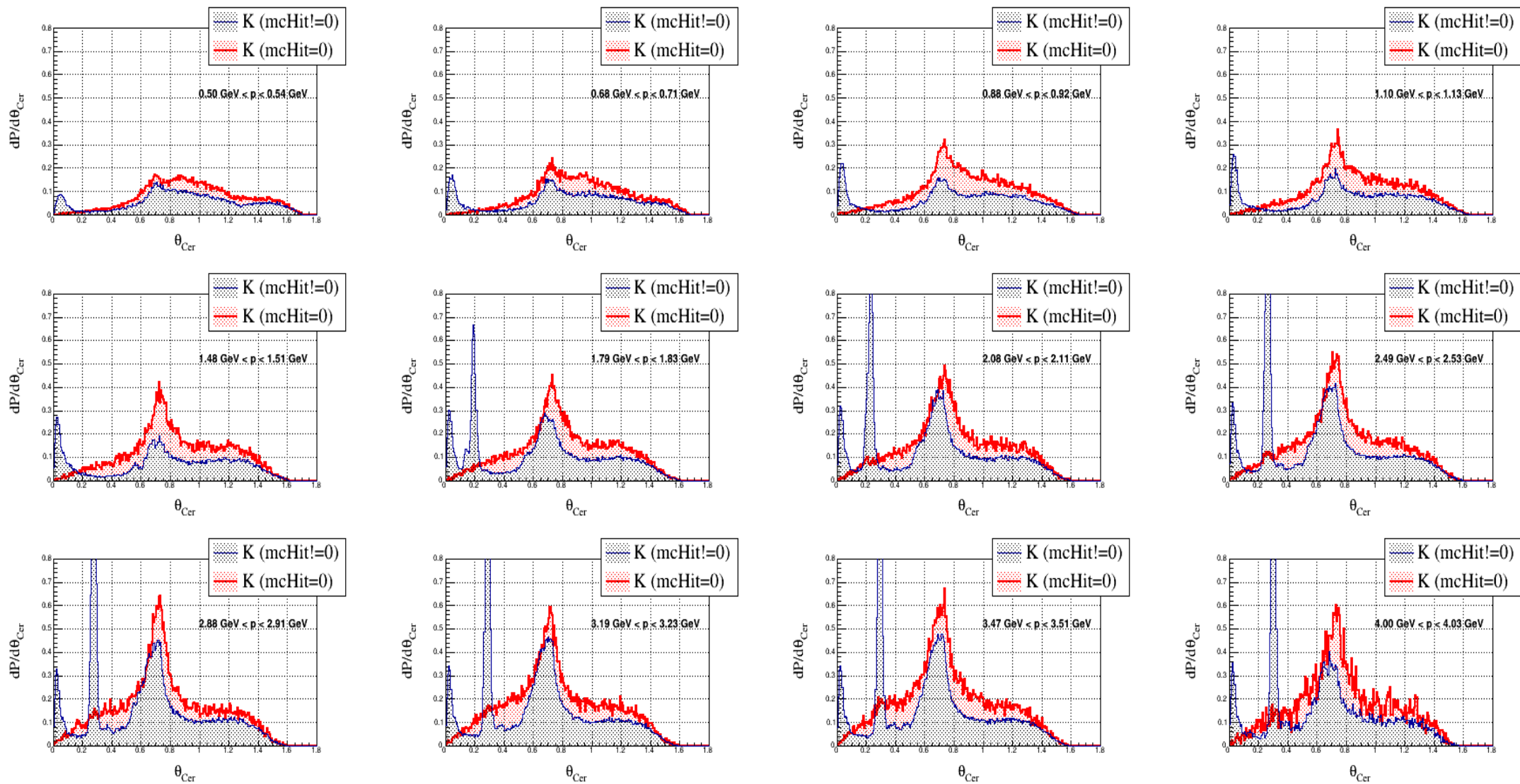
Slika 4.6: Zaznan Čerenkov stožec fotonov s položaji posameznih zadetkov fotonov (modra, črna) v Čerenkovem prostoru (3.13), polna črta prikazuje pričakovan obroč.



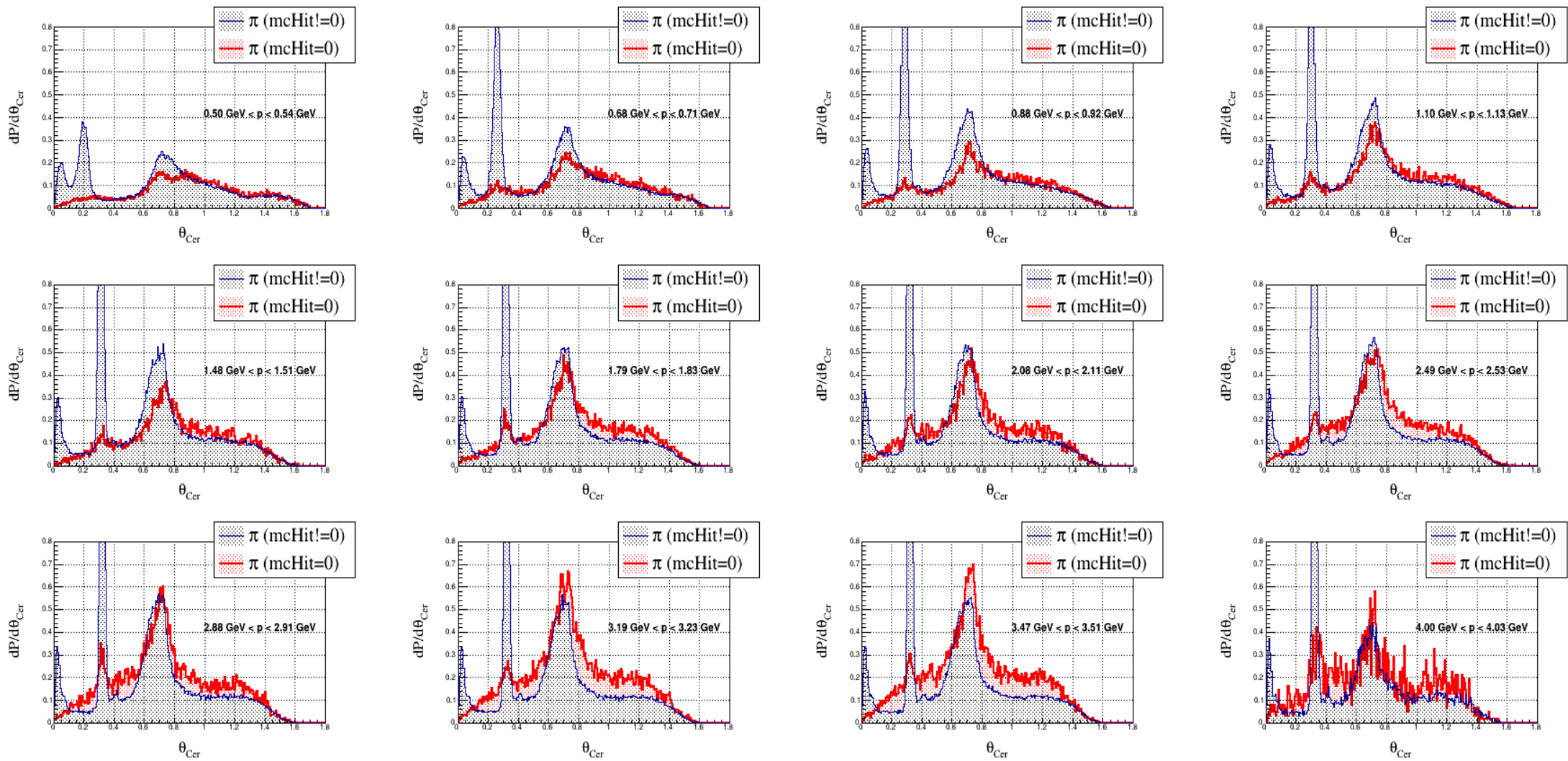
Slika 4.5: (Napačno) Zaznan Čerenkov stožec fotonov s položaji posameznih zadetkov fotonov (modra, črna) v Čerenkovem prostoru (3.13), polna črta prikazuje pričakovan obroč.

Na spodnjih je prikazana primerjava porazdelitev fotonov po Čerenkovem kotu za sipane/razpadle ($mcHit=0$) in ne-sipane/ne-razpadle delce ($mcHit!=0$). Imamo tri značilne vrhove, prvi vrh ustreza zadetkom kvarčnega okna HAPD detektorjev, drug vrh ustreza stožcu Čerenkovih fotonov iz aerogela in tretji vrh, ki je posledica geometrijske kompozicije detektorja in nima uporabne fizikalne vsebine. Pri rekonstrukciji kaonov lahko opazimo, da omenjen drugi vrh manjka pri nižjih gibalnih količinah, kar je posledica sevalne meje aerogela za kaone pri $p_k \sim 1.6 \text{ GeV}/c$.

Kot vidimo, pri sipanih delcih ne dobimo signalnega vrha (fotonov iz aerogela), na katerem temelji identifikacija, prav tako kot ne vrha Čerenkovih fotonov iz okna HAPD detektorjev. Pri sipanih pionih vseeno opazimo majhen vrh blizu pričakovanega za signalne fotone. Ta je posledica preleta miona, ki nastane pri razpadu $\pi \rightarrow \mu \nu$. V tem primeru je namreč (pri znatni gibalni količini) kot med smerjo piona in miona zanemarljivo majhen.



Slika 4.7: Porazdelitev fotonov po Čerenkovem kotu, normirano s številom sledi, kaoni.



Slika 4.8: Porazdelitev fotonov po Čerenkovem kotu, normirano s številom sledi, pioni.

4.2. Izboljšava metode

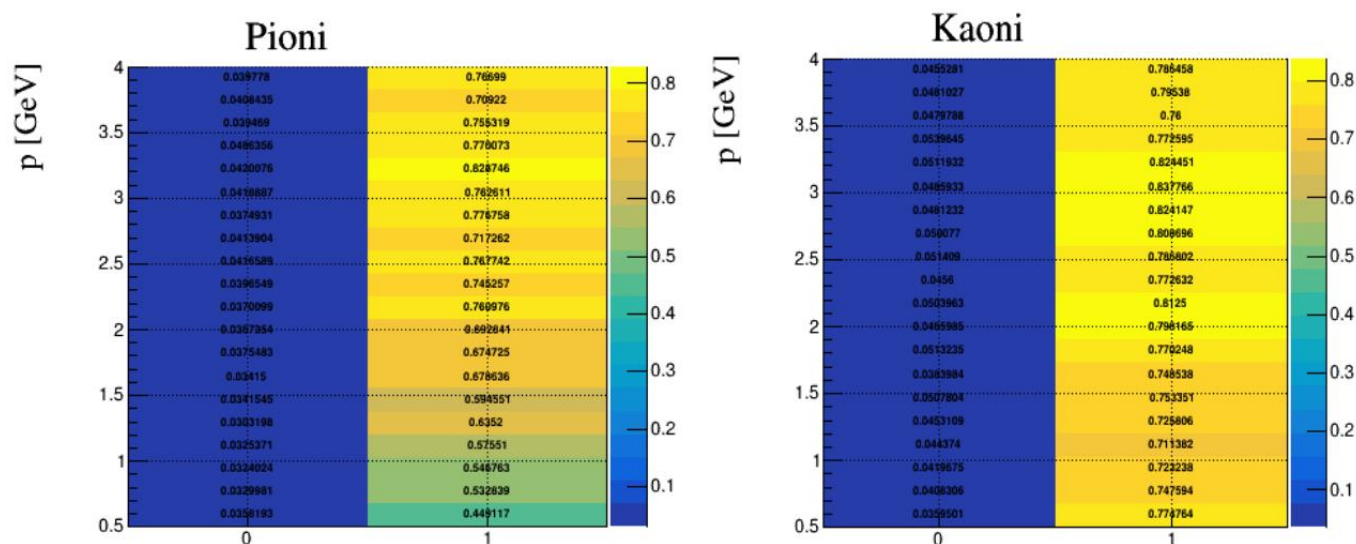
Kot smo pokazali v prejšnjem poglavju, lahko vzorec pionov in kaonov razdelimo na dva podvzorca, z drastično različno porazdelitvijo fotonov po Čerenkovem kotu. Domnevamo, da bi lahko s pravilnim upoštevanjem tega dejstva v izračunu pričakovanega odziva detektorja, ob zmožnosti, da posameznemu delcu pripišemo verjetnost v katero kategorijo spada, znatno izboljšali učinkovitost identifikacije.

V prejšnjem poglavju smo sipane/nesipane delce ločili na podlagi poznavanja generirane informacije v simulaciji. Pri merjenih podatkih ta seveda ni na voljo, zato moramo poiskati opazljivke, ki so s to informacijo korelirane in potem na podlagi njihovih vrednosti določiti verjetnost, da gre za sipan delec. Pričakovan odziv detektorja ARICH potem sestavimo kot ustrezno obteženo vsoto pričakovanih odzivov za nesipan in sipan delec.

Kriterij ECL pljuska

Najbolj očitna opazljivka, zagotovo korelirana z sipanjem delca pred detektorjem ARICH, je obstoj pljuska v kalorimetru ECL, neposredno za detektorjem ARICH. Predvidevamo, da delci za katere zabeležimo zadetek znotraj ECL kalorimetra, zelo verjetno preletijo tudi detektor ARICH. Medtem delci brez zadetka v ECL, z veliko gotovostjo tega ne preletijo.

V vzorcu delcev iz simulacije lahko omenjeno hitro preverimo. Slika 4.9 prikazuje delež sipanih delcev v vzorcu sledi brez pripadajočega ECL pljuska (kategorija 1) in vzorcu sledi s pripadajočim ECL pljuskom (kategorija 0), v odvisnosti od gibalne količine.

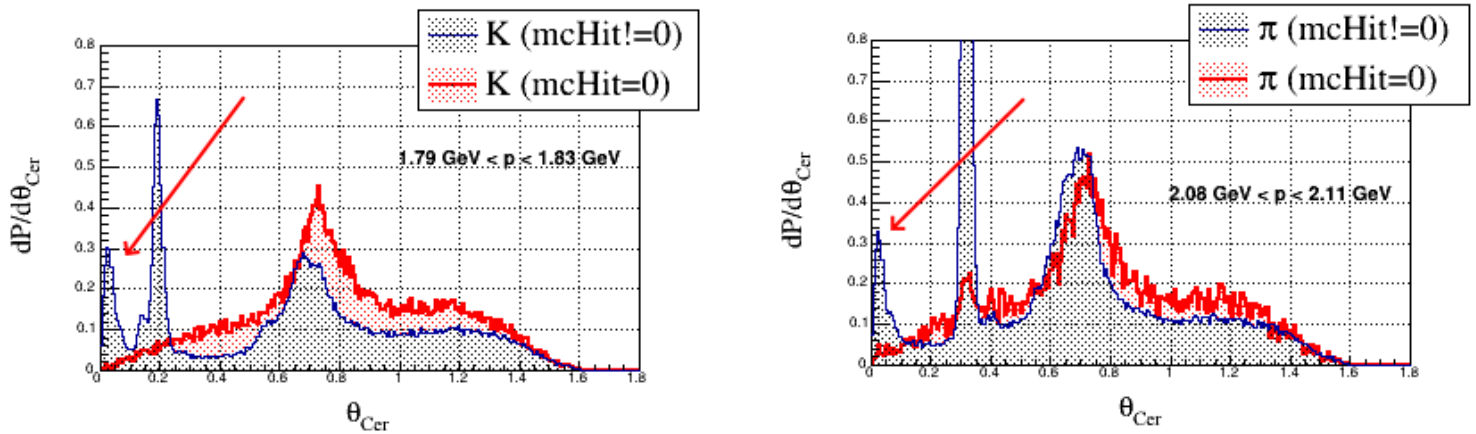


Slika 4.9: Delež sipanih sledi, ki so brez ECL pljuska (kategorija 1) in delež nesipanih, ki so brez ECL pljuska (kategorija 0).

Kot je razvidno iz slike 4.9, je v vzorcu sledi brez ECL pljuska $> 70\%$ delcev sipanih. Ker gre za znaten delež, najprej preizkusimo najpreprostejši popravek k obstoječi metodi identifikacije. Za sledi brez pripadajočega ECL pljuska $\mathcal{L}_{\text{arich}}$ enostavno zavržemo in za identifikacijo uporabimo le $\mathcal{L}_{dE/dx}$. Kot je opisano v dodatku, ta metoda precej izboljša učinkovitost identifikacije kaonov pri majhnih deležih napačno identificiranih pionov, vendar po drugi strani tudi nekoliko zmanjša učinkovitost pri večjih (ker imamo v vzorcu sledi brez ECL pljuska tudi delež takih, ki v resnici preletijo ARICH in bi jih sicer dobro identificirali).

Kriterij Čerenkovih fotonov iz kvarčnega okna

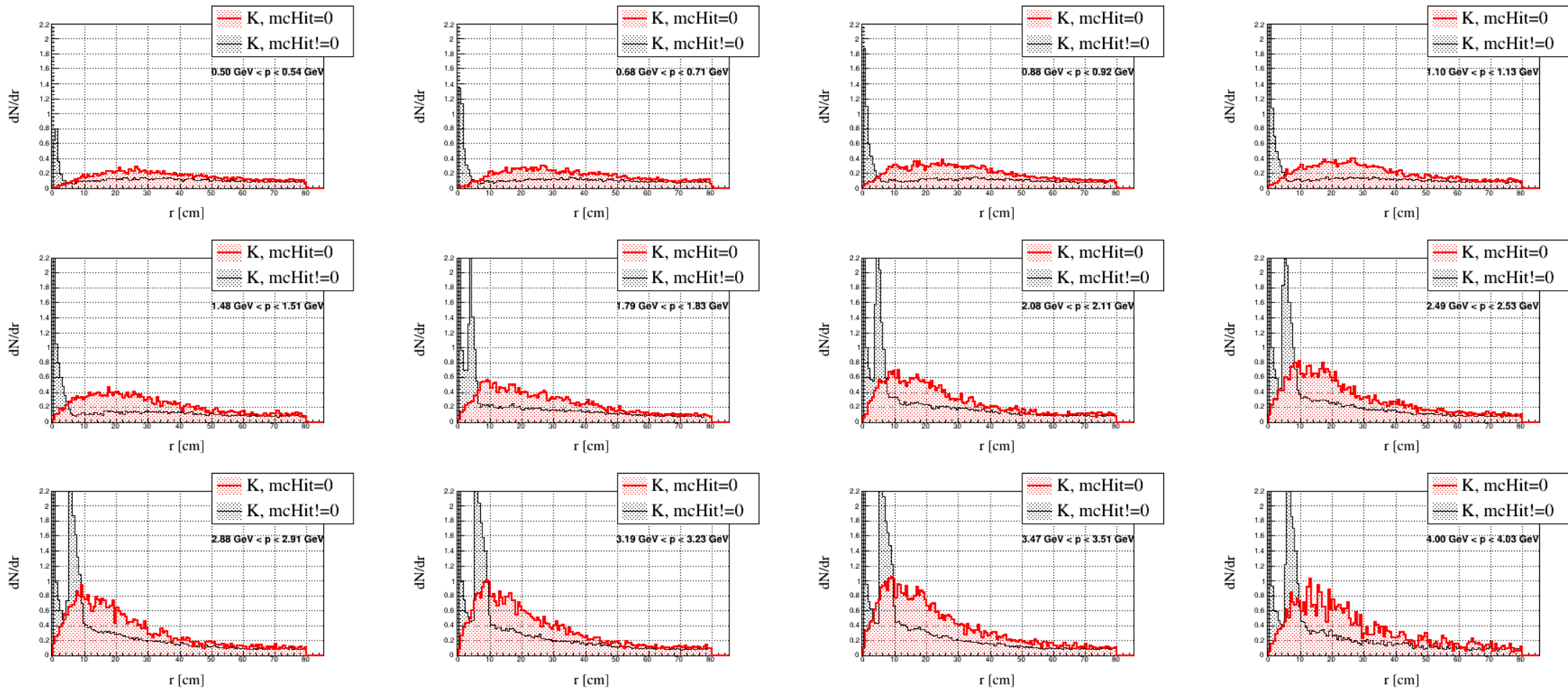
Dodaten možen kriterij za ločevanje sipanih in nesipanih delcev se ponudi ob preučevanju zgornjih grafov. Kot omenjeno, opazimo, znotraj porazdelitve Čerenkovih fotonov, tri vrhove. Za konstrukcijo kriterija ločevanja sledi sipanih/nesipanih delcev tukaj uporabimo prvi vrh, ta ustreza zadetku delcev (pionov in kaonov) v kvarčno okno HAPD detektorja. Zaradi prosojnosti okna, ti namreč v temu sevajo Čerenkove fotone.



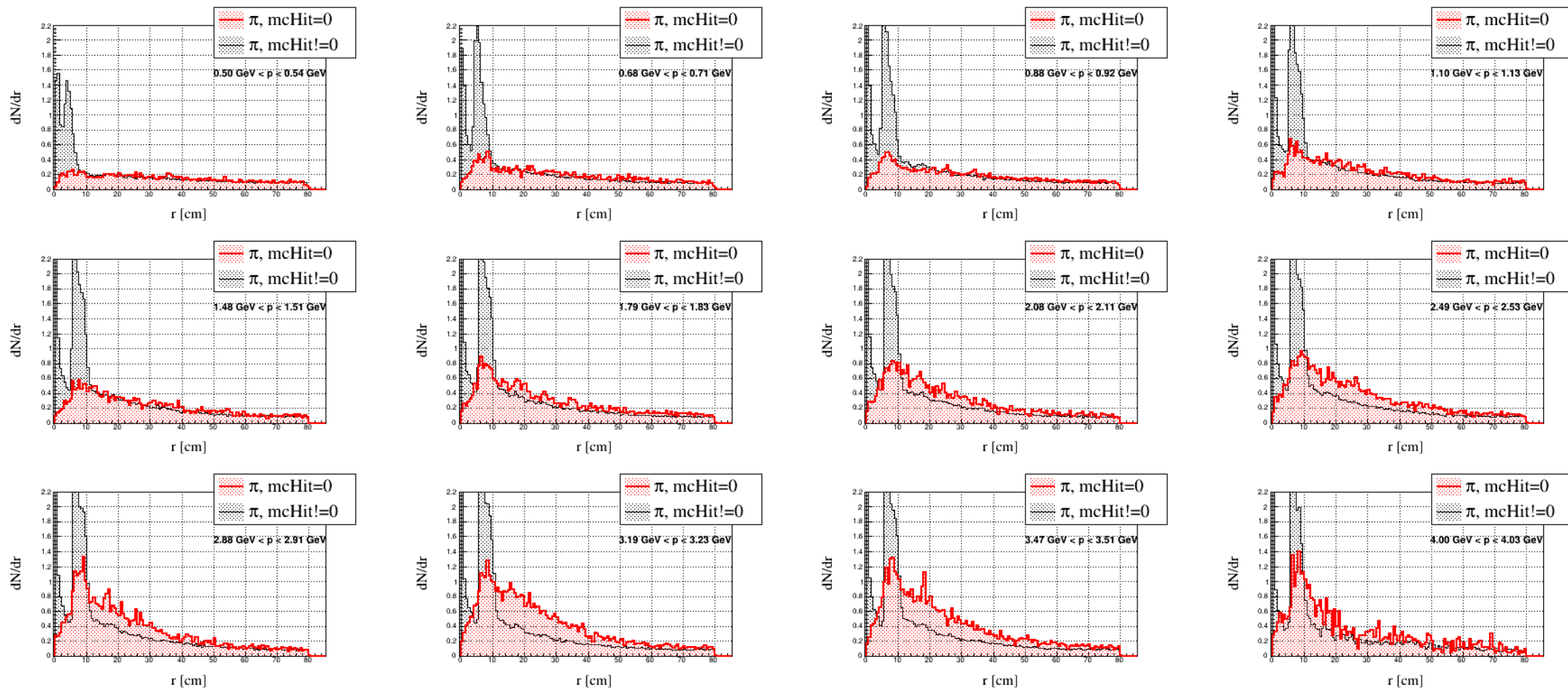
Slika 4.10: Porazdelitev fotonov po Čerenkovem kotu, normirano s številom sledi, označen (prvi) vrh ustreza zadetkom HAPD okna.

Če se delec siplje, oziroma razpade pred preletom detektor ARICH, potem ne pričakujemo Čerenkovih fotonov iz okna, sicer pa. To predstavlja idejo omenjenega kriterija, ki pa je uporaben zgolj za $\sim 60\%$ delcev, ki letijo v ARICH, saj je s fotonskimi detektorji prekrit le tolikšen delež površine.

Bolj smiselno, kot porazdelitev v Čerenkovem prostoru, je upoštevati razdaljo med zadetkom ekstrapolirane sledi na kvarčnem oknu in fotoni. Porazdelitev slednje za vzorec sipanih in nesipanih kaonov in pionov je prikazana na slikah 4.11 in 4.12 (tu so vključeni le delci, ki zadanejo kvarčno okno).

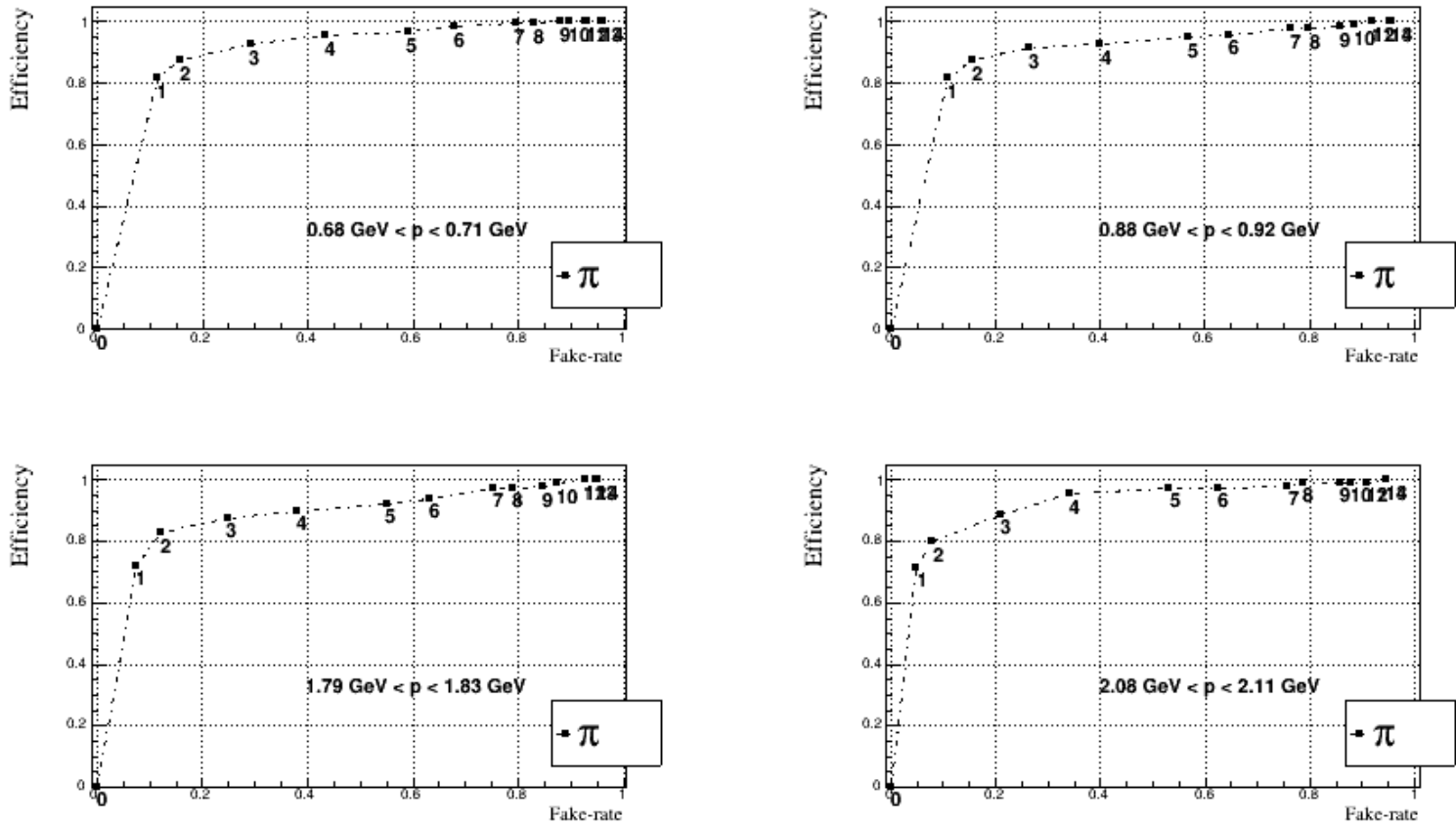


Slika 4.11: Porazdelitev dN/dr , kaoni, normirano na število sledi.



Slika 4.12: Porazdelitev dN/dr , pioni, normirano na število sledi.

Iz slik 4.11 in 4.12 vidimo, da imajo nesipani delci oster vrh blizu $r = 0$, ki ustreza fotonom iz kvarčnega okna HAPD-jev, medtem, ko sipani delci tega nimajo. To izkoristimo za konstrukcijo sipalnega kriterija. Ta temelji na številu fotonov z $r < 2.5 \text{ cm}$ ²⁰.



Slika 4.13: Učinkovitost (y-os) in napaka (x-os) določanja sipanosti

Slika 4.13 prikazuje delež sipanih delcev, ki jih prepoznamo kot sipane z zahtevo, da imajo manj kot "n" fotonov z $r < 2.5 \text{ cm}$ v odvisnosti od števila nesipanih delcev, ki jih pri tem istem kriteriju prepoznamo kot sipane. Točke na grafih ustrezajo različnim vrednostim "n", ki so pripisane. Vidimo, da pri kriteriju $n = 1$ prepoznamo kot sipane ~80% sipanih delcev in 5-10% nesipanih. Tako kriterij z $n = 1$ izberemo za uporabo v nadaljevanju.

²⁰ 90% fotonov iz okna pade znotraj tega območja.

Sledi delcev, katerih ekstrapolirana sled zadane okno HAPD torej nadalje ločimo na dve kategoriji:

- Sledi, ki imajo znotraj območja $r < 2.5\text{cm}$ nič fotonov, označimo jih z vrednostjo parametra `Photon_Count=0`. Gre večinoma za sledi sipanih/razpadlih delcev (`mcHit=0`).
- Sledi, ki imajo znotraj območja $r < 2.5\text{cm}$ več fotonov, označimo jih z vrednostjo parametra `Photon_Count!=0`. Gre večinoma za sledi nesipanih/nerazpadlih delcev (`mcHit!=0`).

Tukaj bo, podobno kot zgoraj parametra `mcHit` ali `ECL`, parameter `Photon_Count` opredeljeval dan kriterij.

4.3. Določanje verjetnosti razpada/sipanja

Sledi delcev razdelimo najprej na sledi, ki imajo zadetek v oknu in tiste, ki ga nimajo. Nadalje tiste z zadetkom razdelimo v naslednje štiri kategorije²¹:

- Sledi, ki imajo znotraj območja $r < 2.5\text{cm}$ nič fotonov in nimajo ECL pljuska; (**Photon_Count=0 + ECL=0**)
- Sledi, ki imajo znotraj območja $r < 2.5\text{cm}$ več fotonov in nimajo ECL pljuska; (**Photon_Count!=0 + ECL=0**)
- Sledi, ki imajo znotraj območja $r < 2.5\text{cm}$ nič fotonov in imajo ECL pljusk; (**Photon_Count=0 + ECL=1**)
- Sledi, ki imajo znotraj območja $r < 2.5\text{cm}$ več fotonov in imajo ECL pljusk; (**Photon_Count!=0 + ECL=1**) .

Tiste brez, pa na dve kategoriji:

- Sledi z ECL pljuskom (**winHit=0 + ECL=1**);
- Sledi brez ECL pljuska (**winHit=0 + ECL=0**),

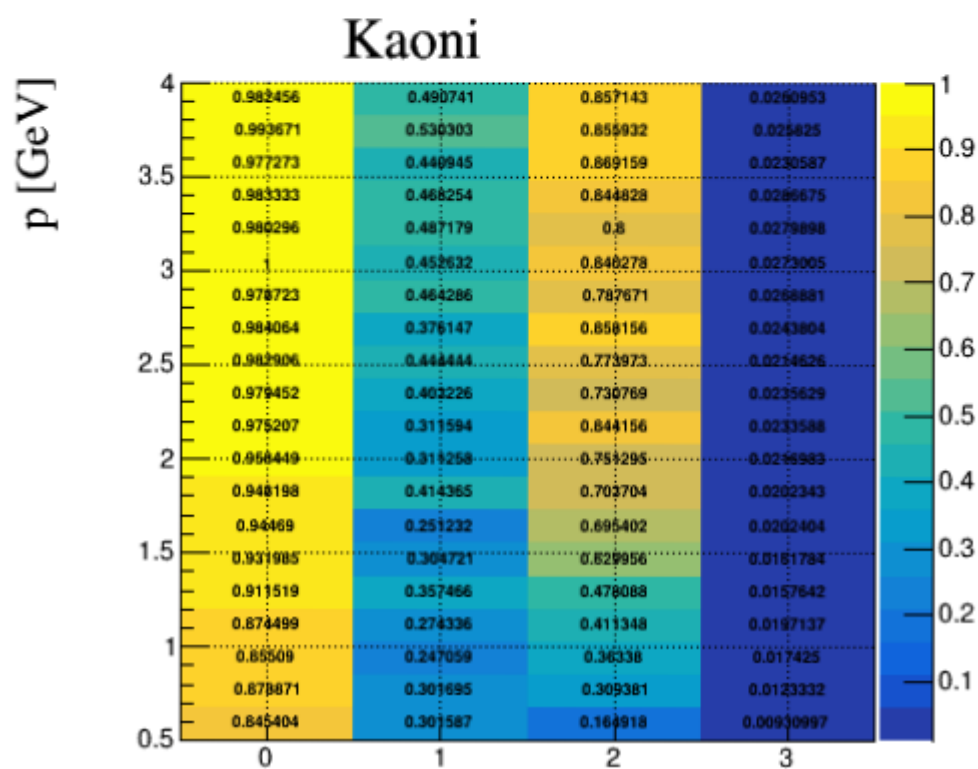
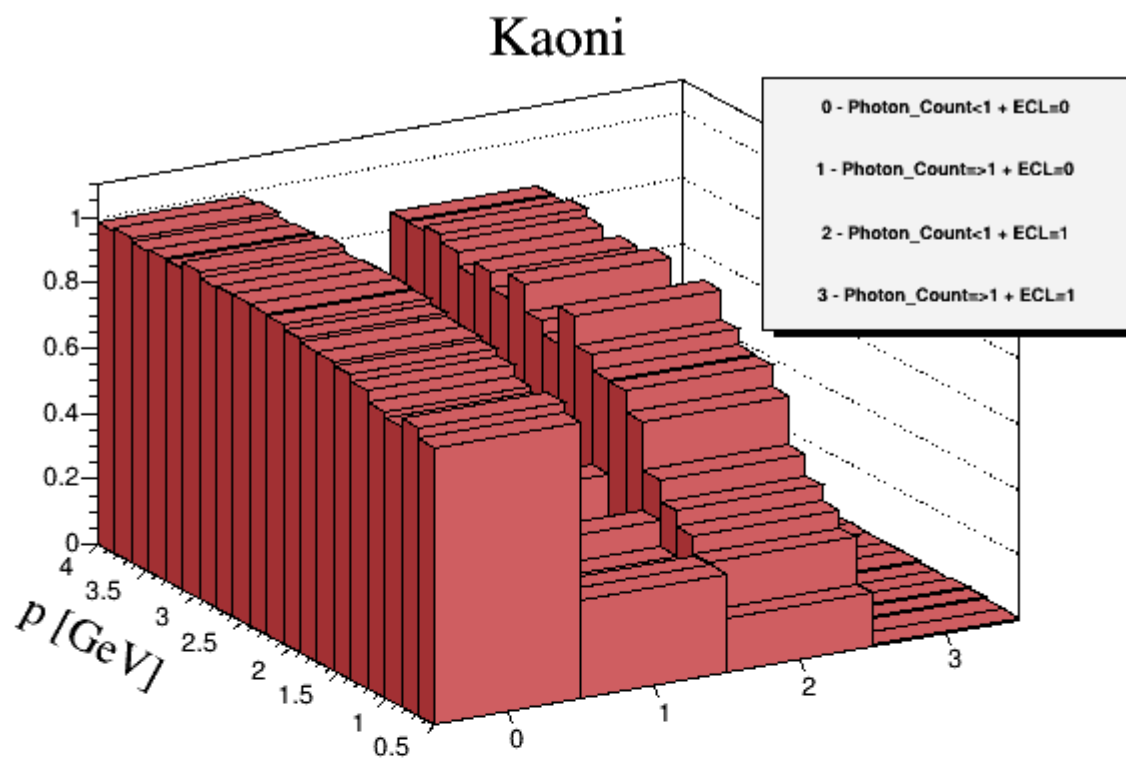
Za vsako izmed kategorij s pomočjo simulacije v razdelkih gibalne količine določimo delež sipanih sledi v njej, katerega pozneje uporabimo kot verjetnost, da je delec sipan, če se nahaja v dani kategoriji. Torej:

$$\text{Verjetnost sipanja} = \frac{\text{sipane sledi v dani kategoriji}}{\text{vse sledi v dani kategoriji}}. \quad (4.27)$$

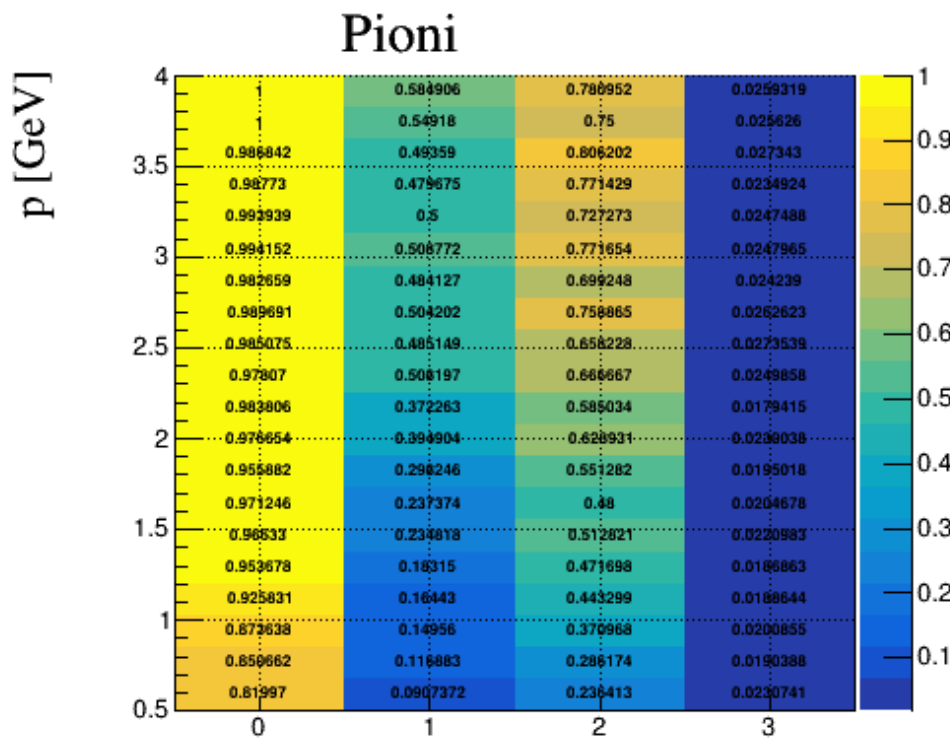
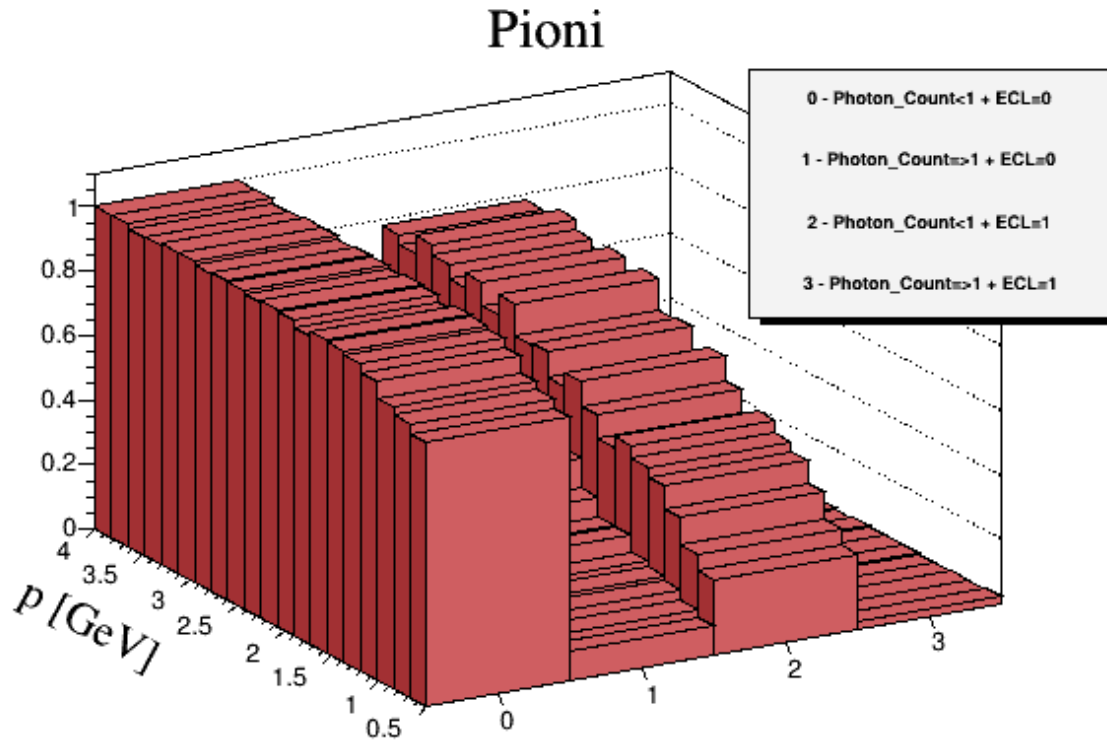
Tako dobimo spodnja histograma verjetnosti sipanja za posamezne, zgoraj omenjene, kategorije, označene z 0,1,2,3, ter kategoriji z in brez ECL pljuska.

Za sledi brez zadetka v oknu so verjetnosti, oziroma odvisnost, prikazani na zgornji sliki 4.9, pod poglavjem Kriterij ECL pljuska

²¹ Na grafih uporabljamo tudi oznaki Photon_Count<1 in Photon_Count=>1 za Photon_Count=0, ter Photon_Count!=0.

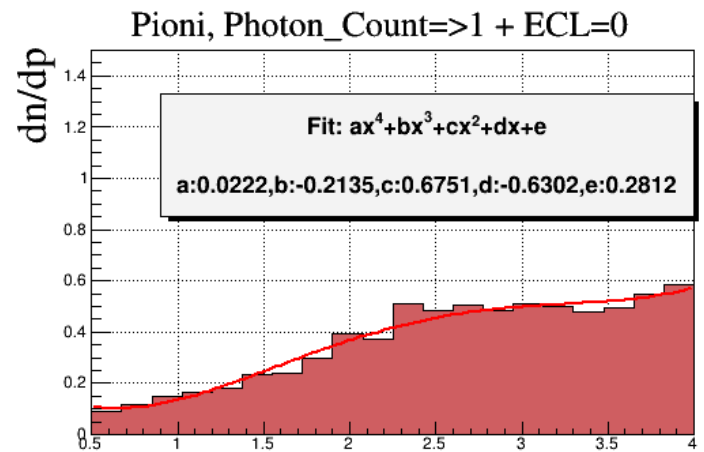
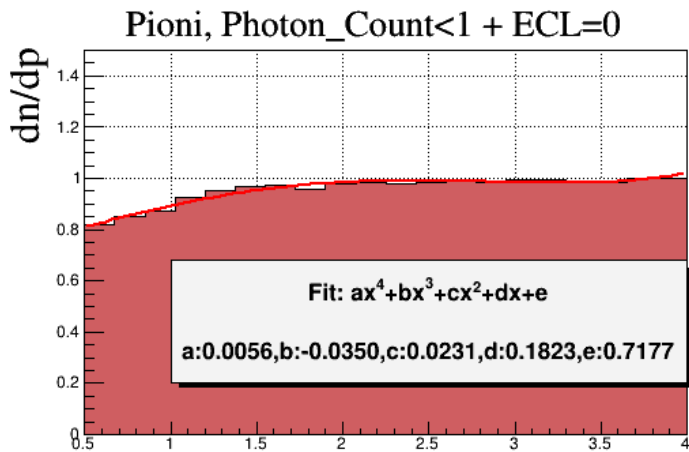


Slika 4.14: Verjetnosti sipanja, navpična os predstavlja verjetnost, kaoni.

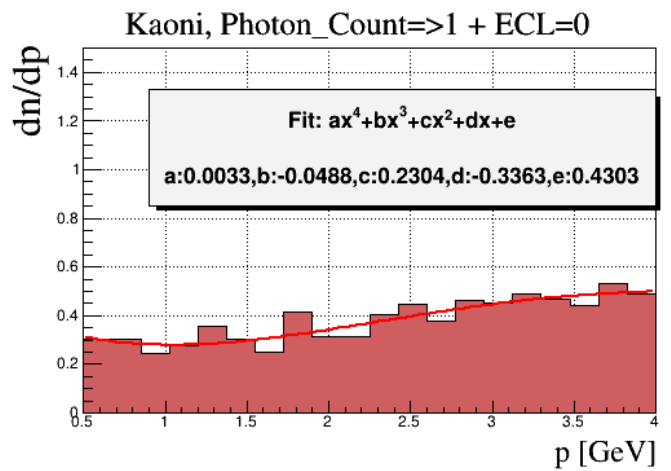
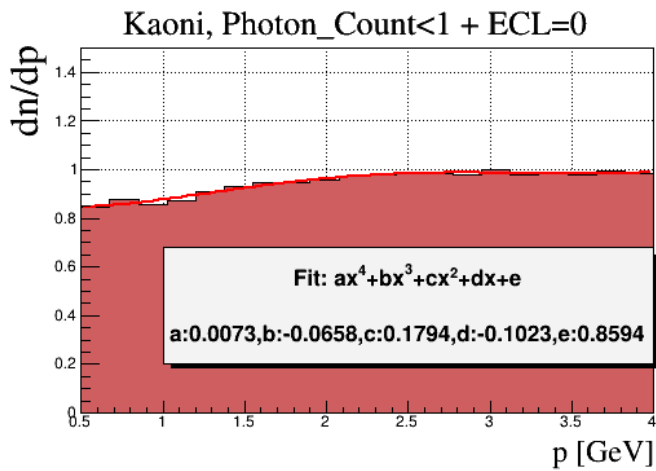


Slika 4.15: Verjetnosti sipanja, navpična os predstavlja verjetnost, pioni.

Odvisnost verjetnosti sipanja od gibalne količine, v posamezni kategoriji, parametriziramo s polinomom četrte stopnje²², katerega koeficiente določimo s prilagajanjem podatkom (z metodo najmanjših kvadratov).



Slika 4.17: Primer določanja verjetnosti kot funkcije gibalne količine, pioni.



Slika 4.16: Primer določanja verjetnosti kot funkcije gibalne količine, kaoni.

²² Za namen tega magistrskega dela, ta dovolj dobro opiše opažene porazdelitve.

Tako dobimo šest množic parametrov, za kaone in pione, ter za vsako izmed zgoraj omenjenih kategorij.

Pioni (brez zadetka v oknu):

Vrednost kriterija \ parameter	a	b	c	d	e
winHit=0 + ECL=1	0.0027	-0.0266	0.0896	-0.1157	0.0805
winHit=0 + ECL=0	-0.0028	0.0236	-0.1137	0.3680	0.2828

Tabela 4-1: Vrednosti parametrov polinoma, pioni (sledi brez zadetka v oknu).

Kaoni (brez zadetka v oknu):

Vrednost kriterija \ parameter	a	b	c	d	e
winHit=0 + ECL=1	0.0030	-0.0274	0.0838	-0.0939	0.0736
winHit=0 + ECL=0	0.0003	-0.0200	0.1140	-0.1707	0.8144

Tabela 4-2: Vrednosti parametrov polinoma, kaoni (sledi brez zadetka v oknu).

Pioni (z zadetkom v oknu):

Vrednost kriterija \ parameter	a	b	c	d	e
Photon_Count=0 + ECL=1	-0.0142	0.1293	-0.4514	0.8696	-0.1479
Photon_Count!=0 + ECL=1	0.0007	-0.0074	0.0273	-0.0380	0.0366
Photon_Count=0 + ECL=0	0.0056	-0.0350	0.0231	0.1823	0.7177
Photon_Count!=0 + ECL=0	0.0222	-0.2135	0.6751	-0.6302	0.2812

Tabela 4-3: Vrednosti parametrov polinoma, pioni.

Kaoni (brez zadetka v oknu):

Vrednost kriterija \ parameter	a	b	c	d	e
Photon_Count=0 + ECL=1	0.0127	-0.0845	0.0538	0.5879	-0.1753
Photon_Count!=0 + ECL=1	-0.0011	0.0094	-0.0303	0.0463	-0.0088
Photon_Count=0 + ECL=0	0.0073	-0.0658	0.1794	-0.1023	0.8594
Photon_Count!=0 + ECL=0	0.0033	-0.0488	0.2304	-0.3363	0.4303

Tabela 4-4: Vrednosti parametrov polinoma, kaoni.

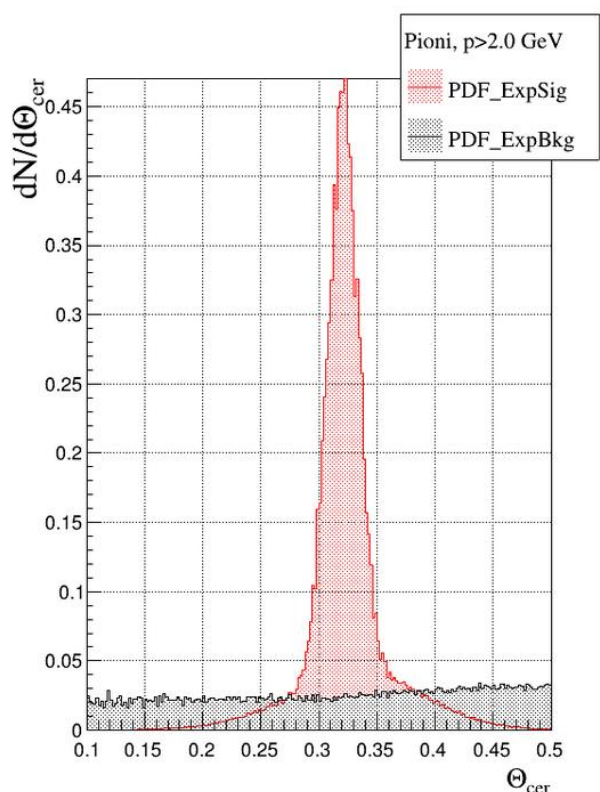
Ti nam določajo odvisnost verjetnosti sipanja od gibalne količine, za različne kategorije:

$$p_{sip}(p) = a \cdot p^4 + b \cdot p^3 + c \cdot p^2 + d \cdot p + e , \quad (4.28)$$

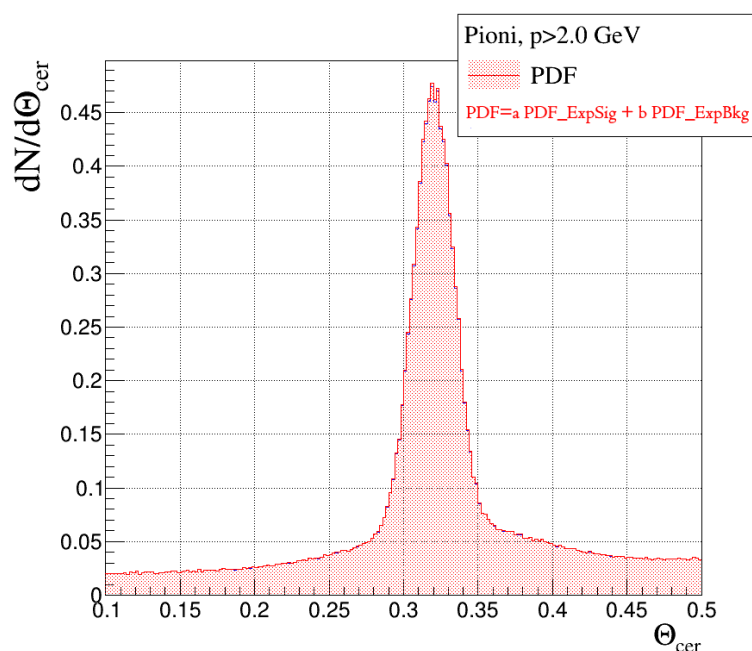
parametre a, b, c, d, e izberemo glede na to kateri izmed štirih kategorij sled določenega delca ustreza.

4.4. Določanje PDF

Določanje verjetnostne cenilke \mathcal{L} na detektorju ARICH izhaja iz verjetnostne porazdelitve fotonov (PDF) po Čerenkovem kotu. Pričakovano verjetnostno porazdelitev, ki jo uporabljamo pri identifikaciji, sestavimo na podlagi simulacije, nakar jo potem s pomočjo opaženih razlik med simulacijo in merjenimi podatki še popravimo. Ta je v okviru detektorja ARICH, poenostavljeno kar vrh s končno širino pri pričakovanem Čerenkovem kotu, naložen na ozadje. Vrh opisuje porazdelitev fotonov izsevanih v aerogelu, medtem ko ozadje izhaja iz fotonov, nastalih v kvarčnem oknu HAPD, sipanih fotonov iz aerogela in šuma HAPD.



Slika 4.18: Verjetnostna porazdelitev (PDF) fotonov po Čerenkovem kotu. Črna (PDF_ExpBkg)- prispevek ozadja, rdeča (PDF_ExpSig)- prispevek signala.



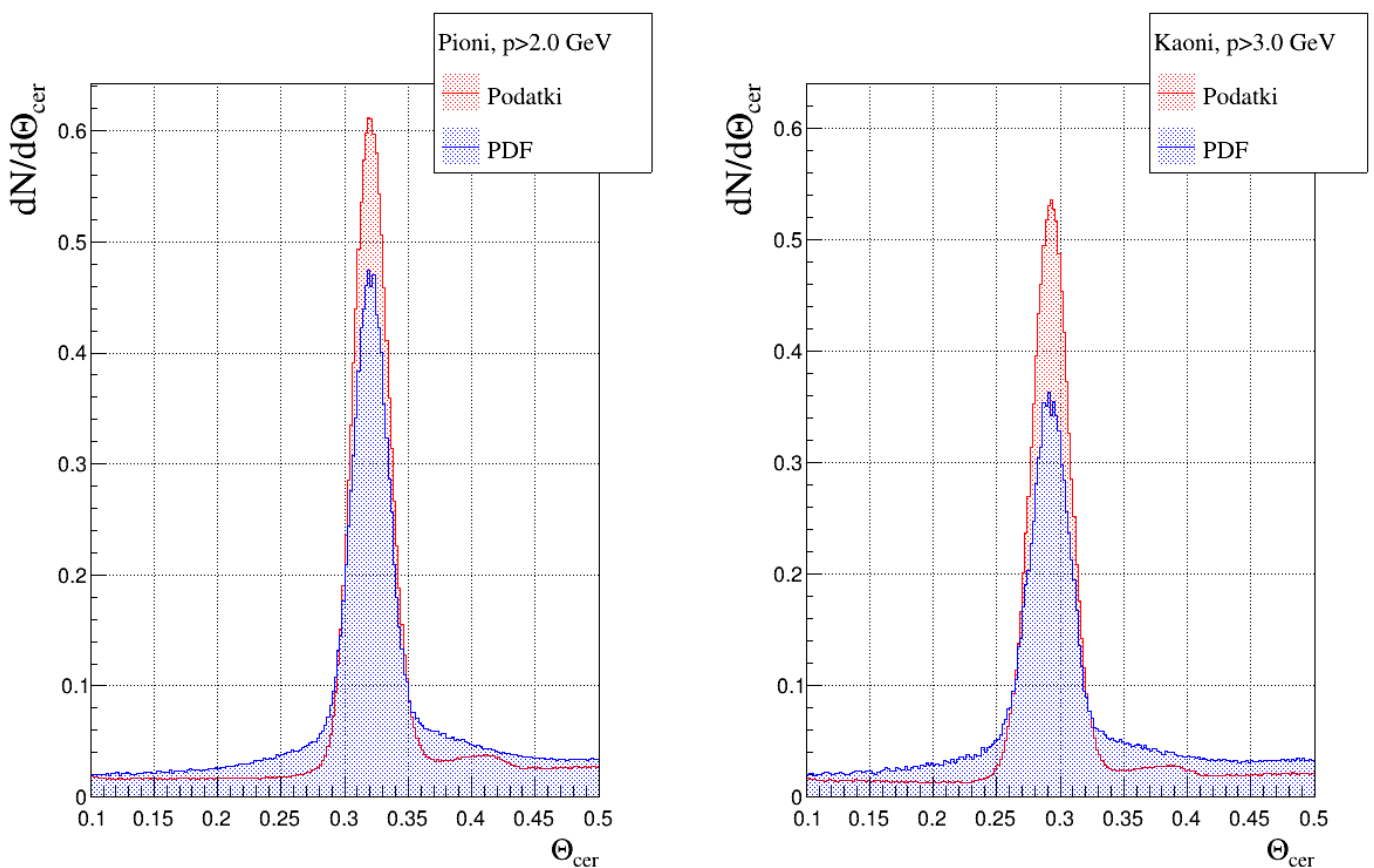
Slika 4.19: Končna verjetnostna porazdelitev z združitvijo ozadja in signala.

Z linearno združitvijo obeh prispevkov dobimo nato končno verjetnostno porazdelitev (PDF) kot:

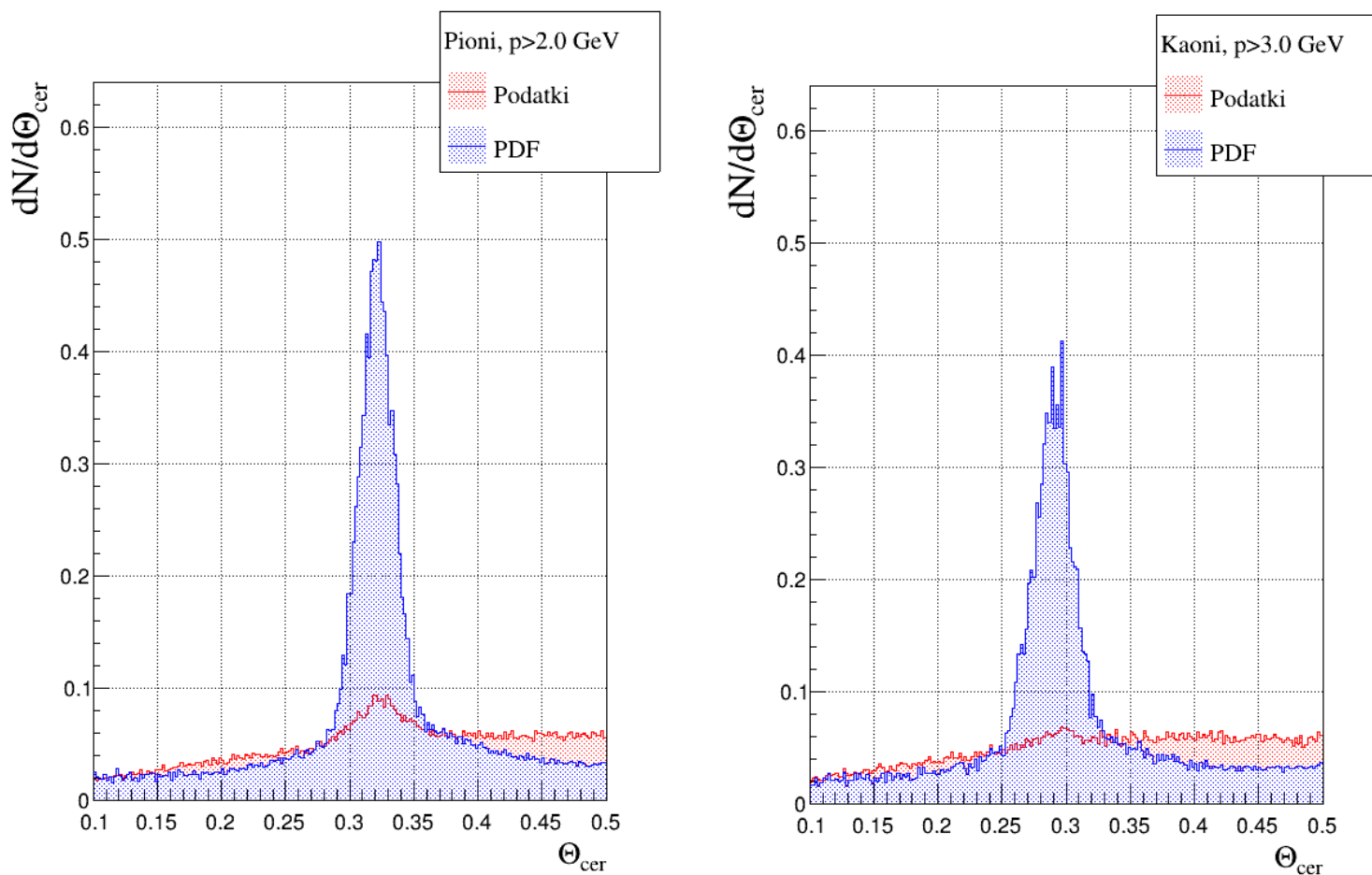
$$\text{PDF} = a \cdot \text{PDF}(\text{signal}) + b \cdot \text{PDF}(\text{ozadje}) . \quad (4.29)$$

V obstoječi metodi sta vrednosti parametrov a in b za vse delce enaki 1, kar predstavlja povprečen odziv detektorja za vse ekstrapolirane sledi, tako sipanih, kot nesipanih delcev. Če se omejimo le na podvzorec enih ali drugih, pričakovano opazimo, da trenutni PDF podceni število signalnih fotonov za nesipane delce (slika 4.23), ter močno preceni njihovo število za sipane delce (slika 4.20). Glede na to, da lahko sedaj na podlagi obstoja ECL pljuska in fotonov iz HAPD okna delcem pripišemo verjetnost za sipanje, določimo dva nabora koeficientov a in b , posebej za sipane in za nesipane delce. To storimo z metodo najmanjših kvadratov, kjer variramo vrednosti a in b tako, da minimiziramo razliko med izmerjeno porazdelitvijo in PDF. Rezultate povzemata tabeli 4-5 in 4-6, ter slika 4.22.

Tako smo sestavili verjetnostno porazdelitev, ki dobro opisuje odziv detektorja pri preletu nesipane delca (PDF_{nesip}), ter verjetnostno porazdelitev, ki dobro opisuje odziv detektorja pri "preletu" sipane delca (PDF_{sip}).



Slika 4.20: Primerjava PDF s podatkov simulacij (rdeča) in trenutne, nepopravljene PDF (modra), sledi nesipanih/nerazpadlih delcev



Slika 4.21: Primerjava PDF s podatkov simulacij (rdeča) in trenutne, nepopravljene PDF (modra), sledi sipanih/razpadlih delcev.

Dobimo torej dve množici parametrov za kaone in pione:

Kaoni:

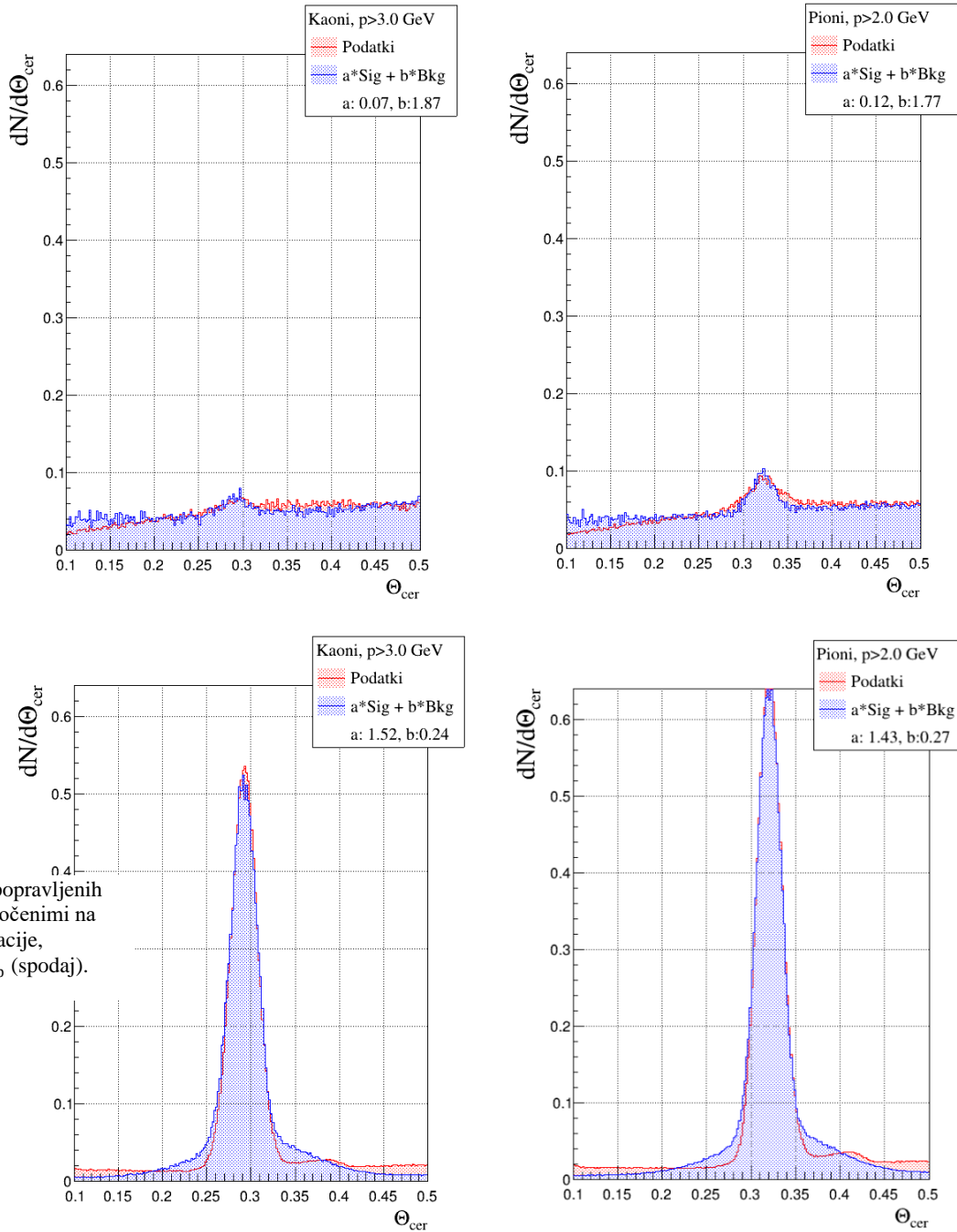
	a (Sig)	b (Bkg)
sipana sled (mcHit=0) (PDF _{sip})	0.07	1.87
nesipana sled (mcHit!=0) (PDF _{nesip})	1.52	0.24

Tabela 4-5: Koeficienti PDF_{sip}, PDF_{nesip}, kaoni

Pioni:

	a (Sig)	b (Bkg)
sipana sled (mcHit=0) (PDF _{sip})	0.12	1.77
nesipana sled (mcHit!=0) (PDF _{nesip})	1.43	0.27

Tabela 4-6: Koeficienti PDF_{sip}, PDF_{nesip}, pioni



Slika 4.22: Primerjava popravljenih PDF (modra) s PDF določenimi na podlagi podatkov simulacije, PDF_{sip} (zgoraj), PDF_{nesip} (spodaj).

4.5. Končna metoda

Sedaj uporabimo rezultate poglavij 4.3 in 4.4 v končni metodi identifikacije in ločevanja kaonov in pionov. Za vsako sled ekstrapolirano v ARICH izračunamo vrednost cenilke \mathcal{L}^h za vsako masno hipotezo h . Pri računu uporabimo verjetnostno porazdelitev fotonov po Čerenkovem kotu, ki jo dobimo kot: :

$$\text{PDF} = p_{sip}^{i,h}(p) \cdot \text{PDF}_{sip}^h + (1 - p_{sip}^{i,h}(p)) \cdot \text{PDF}_{nesip}^h, \quad (4.30)$$

kjer i označuje kategorijo kateri sled pripada, $p_{sip}^{i,h}(p)$ pa nam podaja enačba (4.28) z ustreznim naborom koeficientov. Tako popravljena verjetnostna porazdelitev predstavlja naš končni popravek k metodi ločevanja pionov in kaonov.

Primerjavo učinkovitosti identifikacije tako izboljšane metode z osnovno metodo prikazuje slika 4.23. Na sliki primerjamo še učinkovitost nekaj preprostejših popravkov:

- Rdeča (R_Kpi_woarich):

Tukaj v računu skupne verjetnostne cenilke \mathcal{L} ne uporabimo informacije iz detektorja ARICH za sledi brez ECL pljuska.

- Modra (R_Kpi_all+ECL krit):

Tukaj uporabimo za ločevanje med sipanimi in nesipanimi delci le kriterij ECL pljuska. Tako razvrstimo vse sledi v kategoriji Photon_Count=0 + ECL=1 in Photon_Count=0 + ECL=0 iz tabel 4-3, 4-4 .

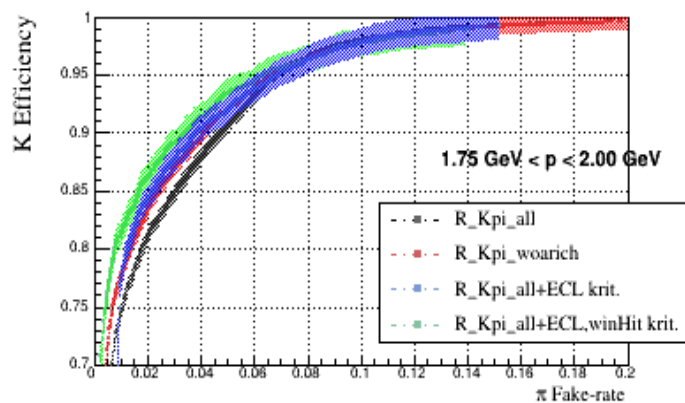
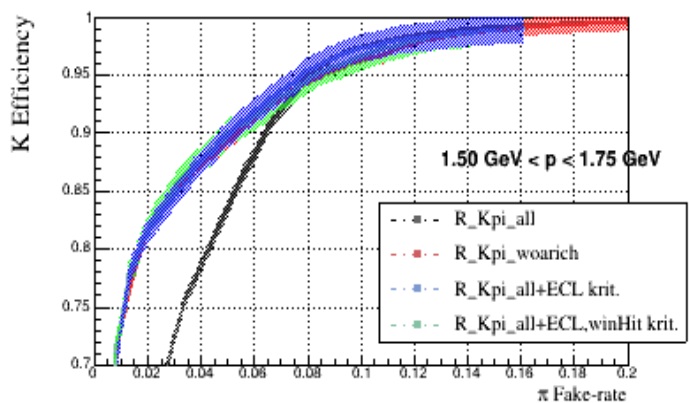
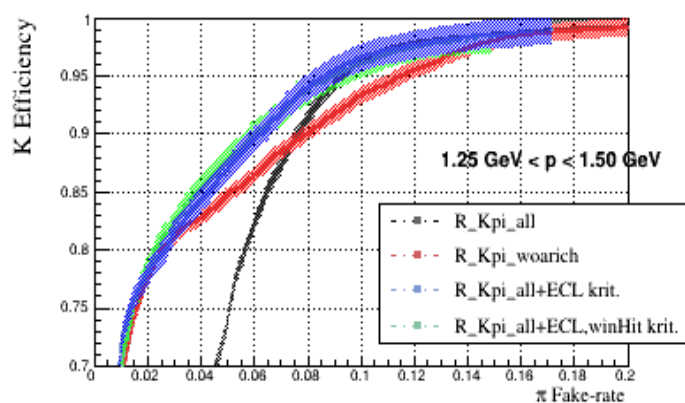
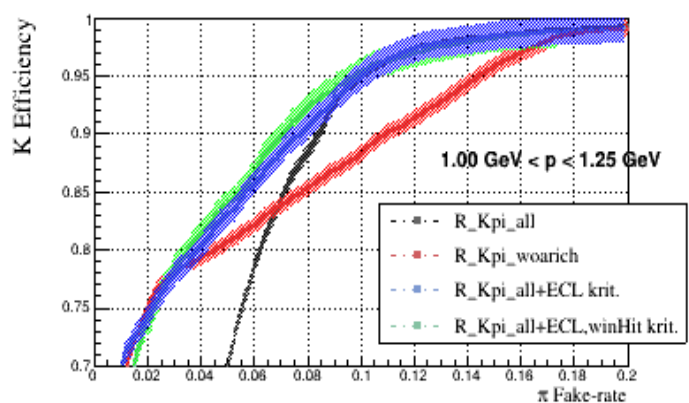
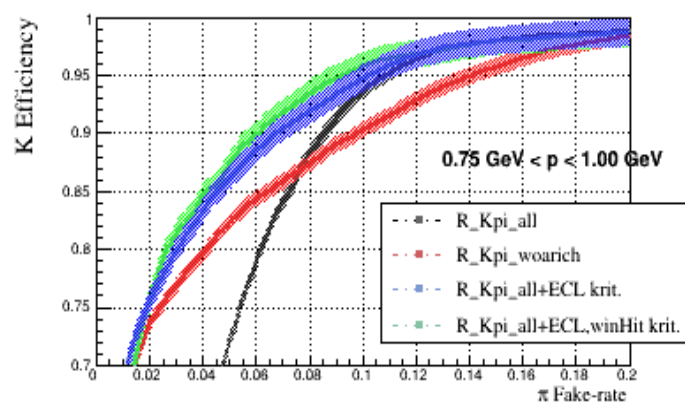
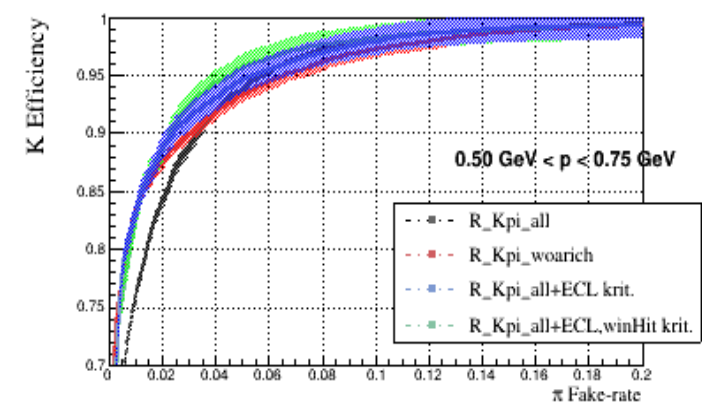
- Zelena (R_Kpi_all+ECL, winHit krit.):

Ta krivulja predstavlja končno, izboljšano metodo, z vsemi štirimi kriteriji ločevanja, kot je opisana zgoraj.

- Črna (R_Kpi_all):

Gre za prvotno, privzeto metodo ločevanja, brez popravkov.

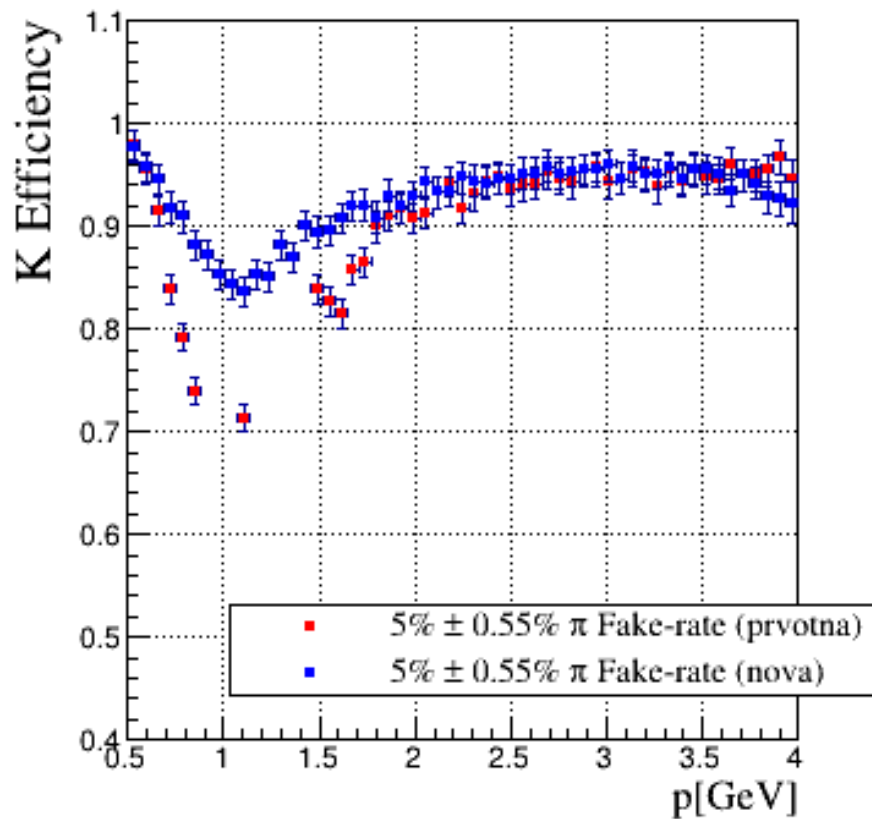
Odebelitev krivulj predstavlja ovojnico napake na posamezni krivulji.



Slika 4.23: K-učinkovitost in π -napaka za različne metode ločevanja.

Opazimo znatno izboljšanje napram osnovni metodi. Dobro učinkovitost ločevanja sicer dosežemo že, če za identifikacijo sipanih delcev uporabimo le kriterij ECL pljuska, vseeno pa dodatek kriterija Čerenkovih fotonov iz okna učinkovitost se nekoliko izboljša.

Slika 4.24 prikazuje še primerjavo učinkovitosti identifikacije kaonov v odvisnosti od gibalne količine pri 5% deležu napačno identificiranih pionov, pri slednji je vidno znatno izboljšanje pri vseh gibalnih količinah.



Slika 4.24: Primerjava K-napake za novo (končno) in prvotno metodo pri 5% π -napaki ločevanja.

5. Zaključek

Eksperiment Belle II bo v prihodnjih nekaj letih z izjemno natančnimi meritvami razpadov mezonov B, mezonov D in leptona tau, pomembno prispeval k oblikovanju našega razumevanja osnovnih delcev in interakcij. Dobra identifikacija nabitih delcev je ena izmed ključnih zahtev detektorja Belle II, saj dosegljiva natančnost večine meritev zavisi od njene učinkovitosti. Posebej pomembno je ločevanje med pioni in kaoni, za katerega v Belle II skrbita detektorja ARICH in TOP.

V okviru magistrske naloge smo se lotili problema, ki ga za učinkovitost identifikacije z detektorjem obročev Čerenkova (ARICH) predstavljajo delci, ki razpadejo ali se sipljejo, preden ga dosežejo. Ta pojav je predvsem bistven za delce z gibalno količino pod $1,5 \text{ GeV}/c$. Temelj metode, ki je bila razvita v tem delu, je ločena obravnava delcev, za katere vemo, da so se sipali ali so razpadli, preden so dosegli detektor ARICH, od delcev, ki so neovirano prileteli do detektorja.

Ločevanje med obema kategorijama delcev temelji na dveh pomožnih meritvah, zadetku v elektromagnetem kalorimetru za detektorjem ARICH in na detekciji fotonov Čerenkova iz okna svetlobnega senzorja v detektorju ARICH. Izkaže se, da takšna metoda vodi do znatnega izboljšanja identifikacije, kot smo pokazali na primeru ločevanja pionov in kaonov. Za dokončno potrditev uspešnosti metode, ki smo jo razvili v tem delu, bo potrebno raziskati njeno delovanje na podatkih, ki smo jih zajeli pri meritvah ob pospeševalniku.

6. Dodatek: Prvi popravek z ECL kriterijem

Ideja prvega, enostavnega popravka je tako, za delce brez ECL zadetka zavreči informacijo iz detektorja ARICH. Pri računu skupne, globalne verjetnostne cenilke \mathcal{L} , tako del, ki se nanaša na detektor ARICH preprosto izpustimo.

Najprej pa si oglejmo pričakovano učinkovitost (ang. Efficiency) in napako (ang. Fake-Rate) preprostega ločevanja, kjer za sledi brez ECL pluska kar zavržemo informacijo iz detektorja ARICH. Definiramo:

$$\text{Učinkovitost} = \frac{\text{število sipanih sledi, identificiranih kot sipane}}{\text{število vseh sipanih sledi}} \quad (6.31)$$

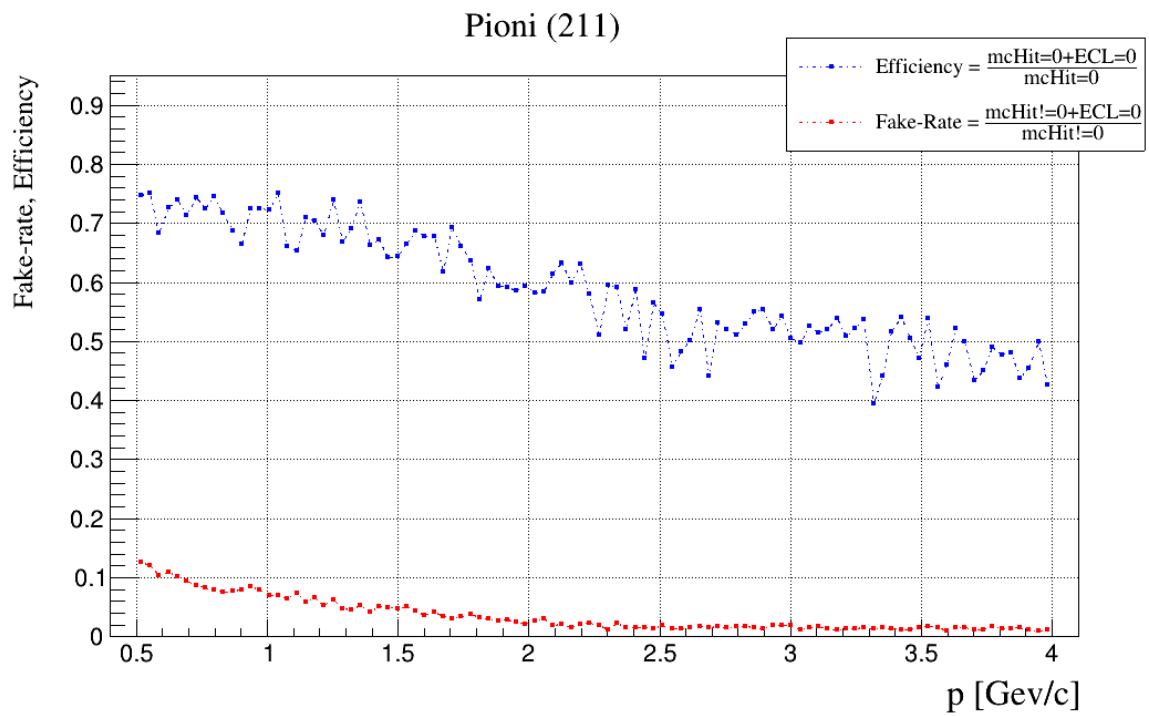
$$\text{Napaka} = \frac{\text{število nesipanih sledi, idenficirane kot sipane}}{\text{število vseh nesipanih sledi}}.$$

Oziroma v jeziku simulacije, kjer sledem z zadetkom v ECL kalorimetru, priredimo vrednost simulacijskega parametra $\text{ECL}!=0$, tistim brez pa $\text{ECL}=0$:

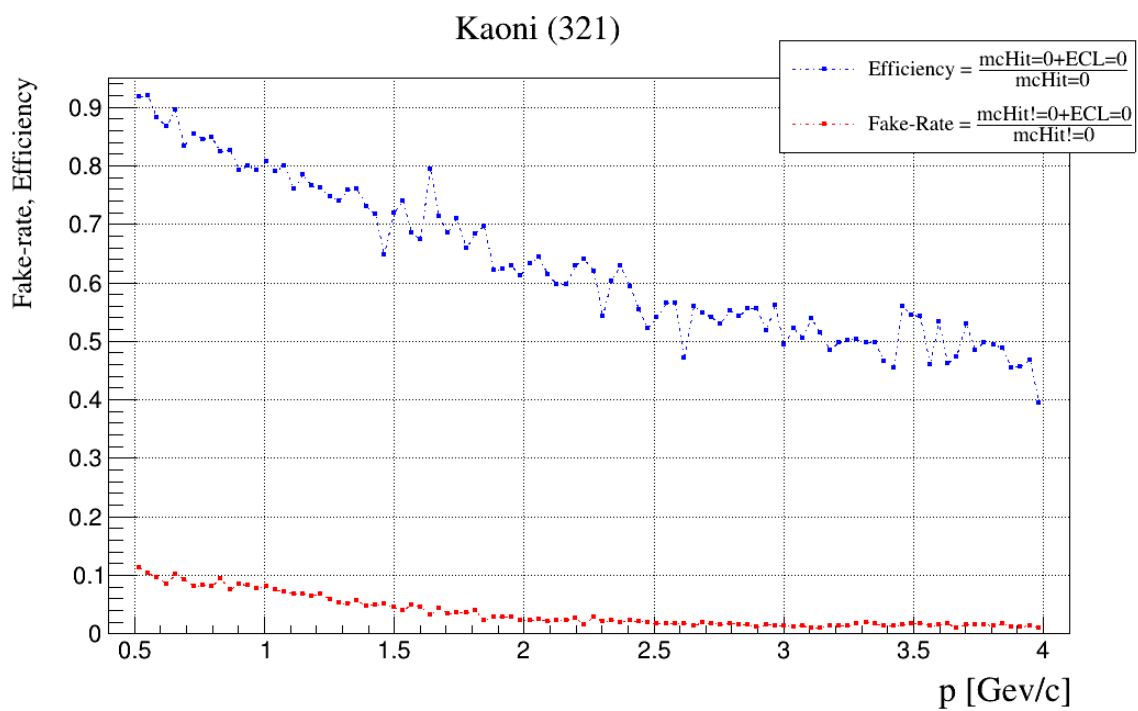
$$\text{Učinkovitost} = \frac{\text{mcHit}=0 + \text{ECL}=0}{\text{mcHit}=0} \quad (6.32)$$

$$\text{Napaka} = \frac{\text{mcHit}!=0 + \text{ECL}=0}{\text{mcHit}!=0}.$$

Za pione, ter kaone, je oboje, ločeno prikazano spodaj (slika 6.1 in slika 6.2), kjer lahko opazimo, da največja učinkovitost, za takšno metodo, ravno pri nižjih gibalnih količinah. Na žalost pa je pri teh, hkrati, največja tudi napaka.

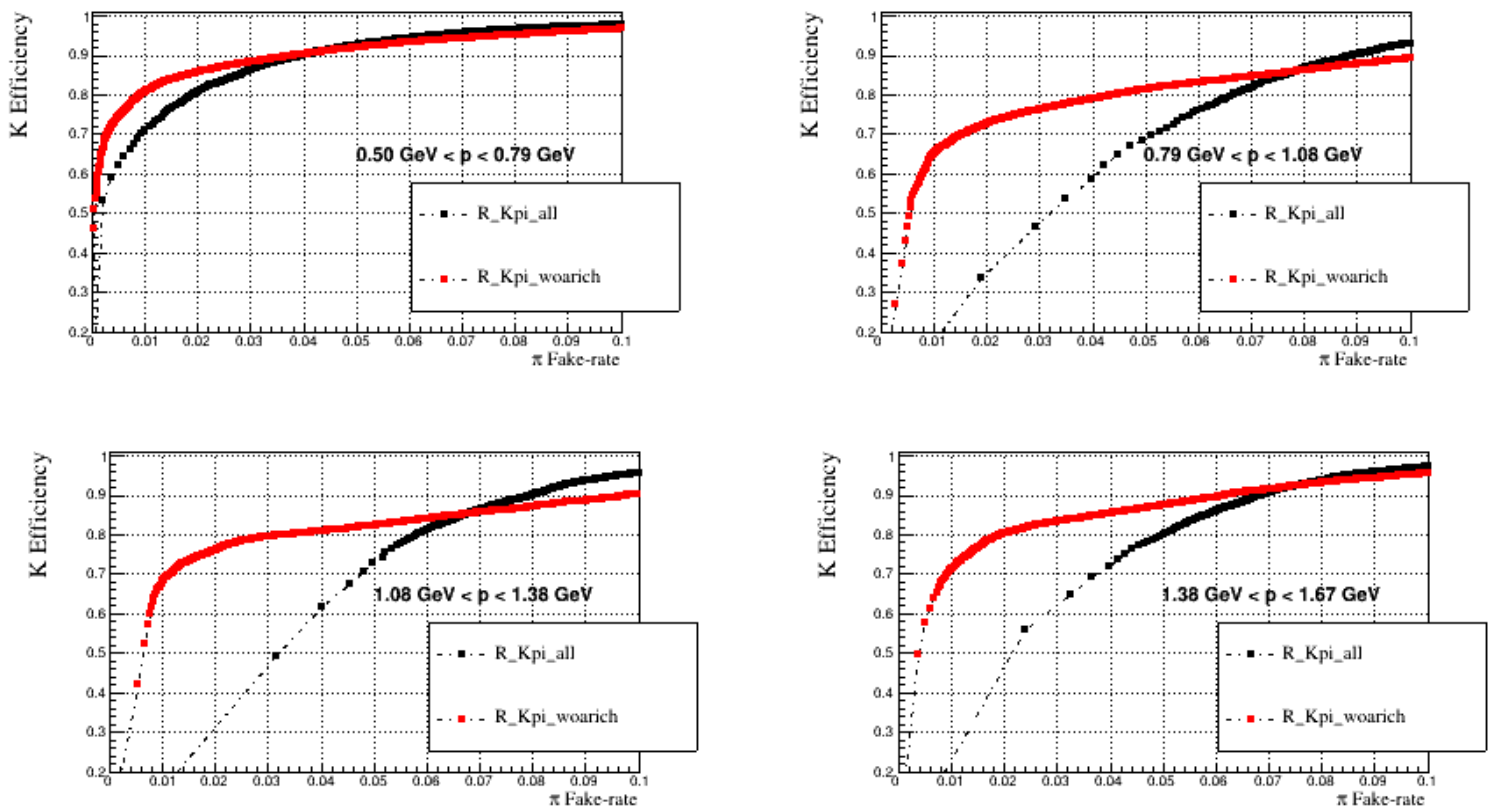


Slika 6.2: Učinkovitost in napaka ločevanja na podlagi kriterija z ECL zadetkom, za pionske sledi.



Slika 6.1: Učinkovitost in napaka ločevanja na podlagi kriterija z ECL zadetkom, za kaonske sledi.

Poskusimo še z izračunom učinkovitosti in napake, kot definirane v (2.9) in (2.10).



Slika 6.3: K-izkoristek (K Efficiency) in π -napaka (π Fake Rate) za neposredno ločevanje delcev preko kriterija z ECL zadetkom, privzeta metoda (črna), omenjen popravek (rdeča).

Kljub napaki, ki zaznamuje našo metodo ločevanja, opazimo, napram privzeti metodi, izboljšanje (slika 6.3).

Grafi so tukaj prikazani brez potrebnih napak, gre namreč zgolj za kvalitativno predstavitev, oziroma ilustracijo ideje.

Literatura

- [1] J. Eckhard, *Cherenkov radiation* (2014), view 7.8.2020, https://www.thphys.uni-heidelberg.de/~wolschin/eds14_3s.pdf.
- [2] Wikipedia, *Cherenkov radiation*, view 7.8.2020, https://en.wikipedia.org/wiki/Cherenkov_radiation .
- [3] Uni Freiburg, *Interaction of Charged Particle with Matter*, view. 7.8.2020, <http://www.particles.uni-freiburg.de/dateien/vorlesungsdateien/particledetectors/chapter2> .
- [4] P. Križan, *Dodatek k Requirements on detectors: example 1 B factory*, view 7.8.2020, <http://www-f9.ijs.si/~krizan/sola/efjod/slides/interact-matter-krizan.pdf> .
- [5] icecube.wisc.edu, *lect1*, view. 7.8.2020, <https://icecube.wisc.edu/~tmontaruli/801/lect10.pdf> .
- [6] N.Casali, *Model for the Cherenkov light emission of TeO₂ cryogenic calorimeters*, arxiv.org (2016), doi: 10.1016/j.astropartphys.2017.03.004 .
- [7] Več avtorjev, *The Belle II Physics Book*, arxiv.org (2019), doi: 10.1093/ptep/ptz106 .
- [8] Belle2.org, view. 8.8.2020, https://www.belle2.org/sites/sites_custom/site_belle2/content/e21593/e21642/e21643/infobox_Content21645/SuperKEKB-BelleII.jpg.
- [9] P. Križan, *Belle II-status and potential*, view 7.8.2020, <http://www-f9.ijs.si/~krizan/talks/marseille-belle2-121118-krizan.pdf> .
- [10] M. de Naurois, D. Mazin, *Ground-based detectors in very-high-energy gamma-ray astronomy*, arxiv.org (2015), doi: 10.1016/j.crhy.2015.08.011 .
- [11] The Belle Collaboration, *Difference in direct charge-parity violation between charged and neutral B meson decay*, Nature 452, 332 (2009).
- [12] Yee B. Hsiung, *Penguin Dominated CP Violation, DCPV and Search for New Physics*, view 9.8.2020, <https://slideplayer.com/slide/14494373/> .
- [13] S. Choudhury, *Measurement of Lepton Flavor Universality in B decays at Belle(2019)*, view 16.12.2019, https://indico.cern.ch/event/577856/contributions/3419952/attachments/1879480/3096405/seema_EPSHEP_2019.pdf.
- [14] I. Adachi in dr., *Detectors for extreme luminosity: Belle II*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research 907, (Elsevier, 2018),46-59 .
- [15] P. Križan, *Requirements on detectors: example 1 B factory*, view 7.8.2020, <http://www-f9.ijs.si/~krizan/sola/nddop/slides/example1-bfactory.pdf> .
- [16] A. Medved, *Karakterizacija čitalne elektronike za detektor obročev Čerenkova pri Belle II*, Magistrsko delo, Fakulteta za matematiko in fiziko, Univerza v Ljubljani (2016) .

- [17] T.V. Dong in dr., *Calibration and alignment of the Belle II central drift chamber*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research 930, (Elsevier, 2019), 132-141 .
- [18] S. Iwata in dr., *Particle identification performance of the prototype Aerogel RICH counter for the Belle II experiment*, Progress of Theoretical and Experimental Physics 3, (Oxford University Press, 2016), 23-34.
- [19] P. Križan, *Particle Identification*, view 10.8.2020, <http://www-f9.ijs.si/~krizan/talks/icfa2013-pid-krizan.pdf> .
- [20] Desy.de, *ARICH WebHome*, view 12.8.2020, https://confluence.desy.de/display/BI/ARICH+WebHome?preview=/34029173/148816626/rings_good_inner.pdf .
- [21] G. Edenhofer, *Optimization of Particle Identification* ,Faculty of Physics, Ludwig-Maximilians-University Munich (2018) .
- [22] W.H. Liang in dr., *$Y(nl)$ decay into B^* , \bar{B}^** , arxiv.org (2020), doi: 10.1016/j.physletb.2020.135340 .
- [23] Wikipedia, *Kaon*, view 23.8.2020, <https://en.wikipedia.org/wiki/Kaon> .
- [24] M. Mrvar, *Calibration of Aerogel Ring-Imaging Cherenkov Detector in Belle II Spectrometer*, Doktorsko delo, Fakulteta za matematiko in fiziko, Univerza v Ljubljani (2018) .
- [25] Cerncourier, *Anomalies persist in flavour-changing B decays*, view 24.8.2020, <https://cerncourier.com/a/anomalies-persist-in-flavour-changing-b-decays/> .
- [26] S. Fajfer, *Theory Status – Puzzles in B Meson Decays and LFU?*, Scipost (2018).
- [27] CERN, view. 27.8.2020, https://hflav-eos.web.cern.ch/hflav-eos/semi/spring19/r_dtaunu/rdrds_spring2019.png .
- [28] F9 (IJS), *ARICH in a Nutshell*, view. 28.8.2020, <http://www-f9.ijs.si/wiki/Main/ARICHDescription> .
- [29] R. Pestotnik in dr., *Design optimization of the proximity focusing RICH with dual aerogelradiator using a maximum-likelihood analysis of Cherenkov rings*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 595, (Elsevier, 2008), 256-259 .
- [30] L. Šantelj, *ARICH software developers school* (2017).
- [31] ARICH WebHome (desy.de), *ARICH in a Nutshell*, view. 31.8.2020, <https://confluence.desy.de/display/BI/ARICH+NutShell> .