

UNIVERZA V LJUBLJANI  
FAKULTETA ZA MATEMATIKO IN FIZIKO  
ODDELEK ZA FIZIKO

# MAGISTRSKO DELO

Matic Lubej

2014





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

Matic Lubej

**ŠTUDIJA MERITVE  
KRŠITVE SIMETRIJE  $CP$  V RAZPADIH  
 $D^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$   
Z DETEKTORJEM BELLE II**

MAGISTRSKO DELO

Mentor: doc. dr. Anže Zupanc

Ljubljana, 2014



## Izjava o avtorstvu in objavi elektronske oblike

izjavljam:

- da sem magistrsko delo izdelal samostojno pod mentorstvom doc. dr. Anžeta Zupanca,
- da je elektronska oblika dela identična s tiskano obliko in
- da Fakulteti za matematiko in fiziko Univerze v Ljubljani dovoljujem objavo elektronske oblike svojega dela na spletnih straneh Repozitorija Univerze v Ljubljani.

Ljubljana, dne

Podpis:



---

## Zahvala

Magistrsko delo posvečam svoji družini, brez katere mi ne bi uspelo. Za pomoč, podporo in spodbudo pri pisanju se predvsem zahvaljujem svojemu dekletu, prav tako pa njeni družini in najinim prijateljem.

Ogromne zasluge gredo mentorju Anžetu Zupancu za nasvete in vodenje pri pisanju magistrskega dela ter zelo prijetne izkušnje pri sodelovanju.

Rad bi se zahvalil tudi Vitomirju Babiču, profesorju fizike iz gimnazije, ki me je za fiziko navdušil že v zgodnjih letih. Po njegovi zaslugi je bila izbira študijske smeri ena izmed najlažjih odločitev mojega življenja.

Nazadnje gre zahvala vsem profesorjem in ostalim raziskovalcem iz Instituta „Jožef Stefan“, ki so mi pomagali narediti prve korake v sodelovanje z Oddelkom za eksperimentalno fiziko delcev F9.





---

## Izveček

V magistrskem delu smo opravili študijo meritve kršitve simetrije  $CP$  v razpadih  $D^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  z detektorjem Belle II na simuliranem vzorcu podatkov. Pri rekonstrukciji razpada smo si ogledali vplive ozadja na rekonstrukcijo ter opozorili na obstoječe probleme v simulaciji. Na podlagi naše študije ocenjujemo, da bomo parameter kršitve simetrije  $CP$ ,  $A_{CP}$ , izmerili s statistično natančnostjo 0.33 % oziroma 0.10 % na vzorcu podatkov zbranim z detektorjem Belle II, ki ustreza  $5 \text{ ab}^{-1}$  oziroma  $50 \text{ ab}^{-1}$ .

**Ključne besede:** SuperKEKB, Belle II, kršitev simetrije  $CP$ , simulacija, rekonstrukcija, nevtralni pioni, mezoni s kvarkom  $c$

**PACS:**

- 11.30.Er Konjugacija naboja, parnost, obrat časa in ostale diskretne simetrije
- 13.25.Ft Razpadi mezonov s kvarkom  $c$
- 14.40.Lb Mezoni s kvarkom  $c$  ( $|C\rangle > 0, B = 0$ )

## Abstract

In this master's thesis we performed a study of measurement of the  $CP$  symmetry violation in  $D^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  decays with the Belle II detector on a simulated data sample. We studied the background effects in the reconstruction of the decay chain and pointed out the existing problems in the simulation. Based on our study, the error estimation of the  $CP$  symmetry violence parameter,  $A_{CP}$ , is to be 0.33 % or 0.10 % using the data sample of  $5 \text{ ab}^{-1}$  or  $50 \text{ ab}^{-1}$  integrated luminosity, respectively, collected with the Belle II detector.

**Keywords:** SuperKEKB, Belle II,  $CP$  symmetry violence, simulation, reconstruction, neutral pions, charmed mesons

**PACS:**

- 11.30.Er Charge conjugation, parity, time reversal, and other discrete symmetries
- 13.25.Ft Decays of charmed mesons
- 14.40.Lb Charmed mesons ( $|C\rangle > 0, B = 0$ )



---

# Kratice

---

SM	Standardni Model
CP	Konjugacija-Parnost
NF	Nova Fizika
CKM	Cabibbo-Kobayashi-Maskawa
IR	interakcijska točka (ang. <i>Interaction Region</i> )
PXD	blazinasti detektorji verteksov (ang. <i>PiXel Detector</i> )
SVD	trakovni detektorji verteksov (ang. <i>Silicon Vertex Detector</i> )
CDC	osrednja potovalna komora (ang. <i>Central Drift Chamber</i> )
TOP	detektor časa propagacije (ang. <i>Time Of Propagation</i> )
ARICH	detektor obročev Čerenkova (ang. <i>Aerogel Ring Imaging CHerenkov</i> )
ECL	elektromagnetni kalorimeter (ang. <i>Electromagnetic CaLorimeter</i> )
EM	elektromagnetni (ang. <i>ElectroMagnetic</i> )
KLM	detektor nevtralnih kaonov in mionov (ang. $K_L^0$ and Muon detector)
BI	povzročeno s strani žarka (ang. <i>Beam Induced</i> )
MC	Monte Carlo
FSP	dolgo živeči delci (ang. <i>Final State Particles</i> )
BKG0x	brez ozadja ( $\times 0$ )
BKG1x	z ozadjem ( $\times 1$ )
gG	dobri fotonski kandidati („goodGamma“)
ROC	ROC krivulja (ang. <i>Reciever Operating Characteristic</i> )
FOM	merilo kvalitete (ang. <i>Figure Of Merit</i> )
BDT	spremenljivka BDT (ang. <i>Boosted Decision Trees</i> )
LR	spremenljivka LR (ang. <i>Likelihood Ratio</i> )



---

# Kazalo vsebine

---

<b>1</b>	<b>Uvod in motivacija</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Kršitev simetrije CP v čarobnem sektorju</b>	<b>3</b>
2.1	Sistem mezonov D . . . . .	4
2.2	Matrika CKM . . . . .	5
2.3	Kršitev simetrije CP . . . . .	6
2.3.1	Direktna kršitev simetrije CP . . . . .	6
2.3.2	Kršitev simetrije CP pri mešanju . . . . .	7
2.3.3	Kršitev simetrije CP pri interferenci . . . . .	8
<b>3</b>	<b>Eksperimentalna postavitve</b>	<b>9</b>
3.1	Trkalnik SuperKEKB . . . . .	9
3.2	Detektor Belle II . . . . .	10
3.2.1	Detektorja verteksov (PXD in SVD) . . . . .	11
3.2.2	Osrednja potovalna komora (CDC) . . . . .	12
3.2.3	Merilec časa propagacije (TOP) . . . . .	13
3.2.4	Detektor obročev Čerenkova (ARICH) . . . . .	14
3.2.5	Detektor mionov in kaonov KL0 (KLM) . . . . .	15
3.3	Elektromagnetni kalorimeter (ECL) . . . . .	16
3.3.1	Razvoj pljuskov v kalorimetru . . . . .	18
3.3.1.1	Elektromagnetni pljuski . . . . .	18
3.3.1.2	Hadronski pljuski . . . . .	18
3.3.1.3	Preprost model EM pljuska . . . . .	19
<b>4</b>	<b>Ozadje BI</b>	<b>21</b>
4.1	Tipi ozadja . . . . .	21
4.1.1	Sipanje tipa žarek – plin . . . . .	21
4.1.2	Touschekovo sipanje . . . . .	21
4.1.3	Sinhrotronsko sevanje . . . . .	22
4.1.4	Radiativno sipanje Bhabha . . . . .	22
4.2	Viri ozadja v kalorimetru ECL . . . . .	22
<b>5</b>	<b>Simulacija Monte Carlo</b>	<b>25</b>
5.1	Generacija dogodkov . . . . .	27
5.1.1	Generični Monte Carlo . . . . .	27
5.1.2	Signalni Monte Carlo . . . . .	27
<b>6</b>	<b>Rekonstrukcija</b>	<b>29</b>
6.1	Rekonstrukcija fotonov . . . . .	30
6.1.1	Opazljivka E <sub>9</sub> /E <sub>25</sub> . . . . .	30
6.1.2	Izkoristek in energijska ločljivost . . . . .	34
6.1.3	Kalibracija detektirane energije . . . . .	38
6.2	Rekonstrukcija nevtralnih pionov . . . . .	42

---

6.2.1	Izkoristek rekonstrukcije . . . . .	42
6.2.1.1	Pretvorjeni fotoni . . . . .	43
6.2.1.2	Združeni fotoni . . . . .	45
6.2.2	Masa piona s standardnimi rezi . . . . .	47
6.2.3	Masa piona iz treh pljuskov . . . . .	51
6.2.3.1	Rekonstrukcija združenega fotona . . . . .	53
6.2.3.2	Rekonstrukcija združenega nevtralnega piona . . . . .	53
6.2.3.3	Izbira najboljšega pionskega kandidata . . . . .	55
6.3	Rekonstrukcija nevtralnih mezonov $D^0$ in $D^{*+}$ . . . . .	59
6.3.1	Zbirka grobih rezov . . . . .	59
6.3.2	Zbirka končnih rezov . . . . .	61
6.3.2.1	Gibalna količina mezona $D^{*+}$ . . . . .	61
6.3.2.2	Masa mezona $D^0$ . . . . .	62
6.3.2.3	Rezi na nevtralnih pionih . . . . .	63
6.3.3	Upoštevanje nestandardne metode . . . . .	65
<b>7</b>	<b>Analiza in ocena asimetrije</b>	<b>69</b>
7.1	Ocena asimetrije na večjem vzorcu podatkov . . . . .	72
<b>8</b>	<b>Zaključek</b>	<b>75</b>

---

# Uvod in motivacija

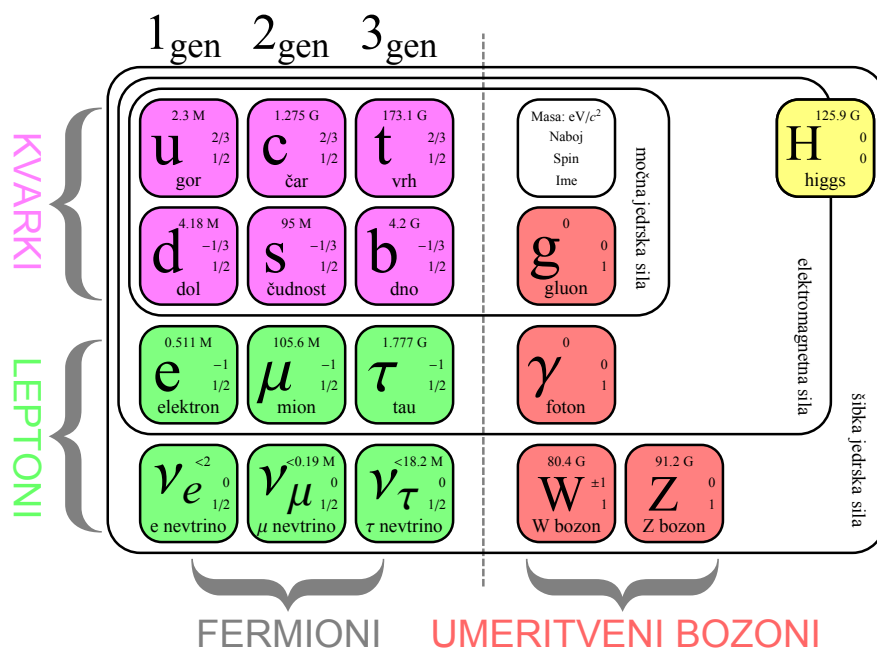
---

Standardni Model (SM) je fizikalna teorija, skonstruirana v drugi polovici 20. stoletja, ki opisuje osnovne gradnike snovi ter interakcije med njimi. Z izjemo gravitacijske sile, SM vključuje elektromagnetno, šibko ter močno interakcijo. Osnovni gradniki snovi v SM so fermioni s polovičnim spinom, interakcije med njimi pa posredujejo umeritveni bozoni, ki imajo celoštevilski spin. Glede na vrsto interakcij fermione delimo na leptone in kvarke, kjer leptoni, za razliko od kvarkov, ne interagirajo preko močne interakcije. Med nabite leptone z elektromagnetnim nabojem  $-1$  spadajo elektron  $e^-$ , mion  $\mu^-$  in lepton tau  $\tau^-$ , ki si tako sledijo tudi po masi od najlažjega do najtežjega, ustrezni nevtrini pa so  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$ ,  $\nu_\tau$ , ki so v SM brez mase in brez elektromagnetnega naboja. Kvarkov je v SM 6 in si po masi od najlažjega do najtežjega sledijo kot „gor“  $u$  (ang. *up*), „dol“  $d$  (ang. *down*), „čudnost“  $s$  (ang. *strange*), „čar“  $c$  (ang. *charm*), „dno“  $b$  (ang. *bottom*) in „vrh“  $t$  (ang. *top*). Medtem ko imajo „zgornji“ kvarki  $u$ ,  $c$ , in  $t$  elektromagnetni naboj  $1/3$ , je naboj „spodnjih“ kvarkov  $d$ ,  $s$ , in  $b$  enak  $-2/3$ . Vsi kvarki poleg elektromagnetnega naboja nosijo še enega od treh barvnih nabojev (rdeč  $R$ , zelen  $G$  ali moder  $B$ ). Gradnike snovi v SM sestavlja torej 6 leptonov in 6 kvarkov, ki jih lahko razvrstimo v 3 generacije, kjer v vsaki generaciji nastopa nabiti lepton, ustrezni nevtrino, ter zgornji in spodnji kvark. Vsakemu delcu  $V$  SM pripada tudi ustrezen par – antidelec.

SM se je l. 2013 razširil za eno mesto, ko je bil odkrit tudi Higgsov bozon  $H$ . Shema SM z vsemi osnovnimi delci prikazuje Slika 1.1. SM so potrdili številni eksperimenti, kljub temu pa teorija ni popolna, saj obstaja več problemov, ki jih ne zna pojasniti:

- ne vključuje gravitacijske sile,
- ne razloži pospešenega raztezanja vesolja,
- ne opisuje temne snovi,
- nevtrinom ne pripiše mase,
- ne opiše kršitve simetrije  $CP$  v zadostni meri.

Če zanemarimo dejstvo, da v SM obstajajo odprta vprašanja, je SM kot trenutna teorija uspešen fenomenološki opis subatomskih procesov na energijski skali do  $0.1$  TeV. Prihodnji eksperimenti so že zasnovani tako, da bodo poskusili odgovoriti na ta neodgovorjena vprašanja s komplementarnimi pristopi preko iskanja procesov izven SM. Takšne procese in delce izven SM pogosto imenujemo s skupnim imenom „nova fizika“ (NF).



Slika 1.1: Shema Standardnega Modela, kot ga poznamo danes. Z vijolično barvo so označeni kvarki, z zeleno leptoni, z rdečo umeritveni bozoni, z rumeno pa Higgsov bozon.

Prvi širše uporabljen pristop so eksperimenti skupine „energijsko obzorje“, katerega glavna zastopnika sta eksperimenta ATLAS in CMS pri velikem hadronskem trkalniku (LHC) v CERN-u [1]. Pri eksperimentih tega tipa poskušamo ustvariti nove delce pri trkih protonov z energijo težiščnega sistema do 14 TeV. Ker imamo na tej skali interakcije med kvarki, je masa novega delca navzgor omejena z  $\sim 1 \text{ TeV}/c^2$ . Drug pristop so eksperimenti skupine „obzorje natančnosti“, ki ga zastopajo eksperimenti LHCb, BESIII in Belle II [1]. Pri eksperimentih tega tipa navadno trkamo lažje delce, kot npr. elektrone in pozitrone, ter opazujemo „podpis“ novih delcev ali novih procesov preko pogostosti ustreznih razpadov, ki potekajo preko teh procesov. Masa opazovanih delcev v tem primeru ni omejena navzgor, potrebujemo le večji vzorec podatkov, če želimo opazovati redkejša procesa. Opažene diskrepance med meritvami in teorijo so lahko posledica NF, zato jih moramo skrbno preučiti, to pa je tudi gonilo eksperimenta Belle II.

SM napoveduje majhno kršitev simetrije  $CP$  v sistemu mezonov  $D$ , zato lahko večja odstopanja od teorije kažejo v smer novih procesov, ki v SM niso vključeni. Sistem mezonov  $D$  dodatno predstavlja unikatni test za iskanje procesov nove fizike izven SM, ker je edini sistem z zgornjimi kvarki ( $u, c, t$ ), pri katerem opazimo kršitev simetrije  $CP$ , za razliko od sistema mezonov  $K$  ali  $B$ , ki vsebujejo prehode spodnjih kvarkov ( $s, b$ ).

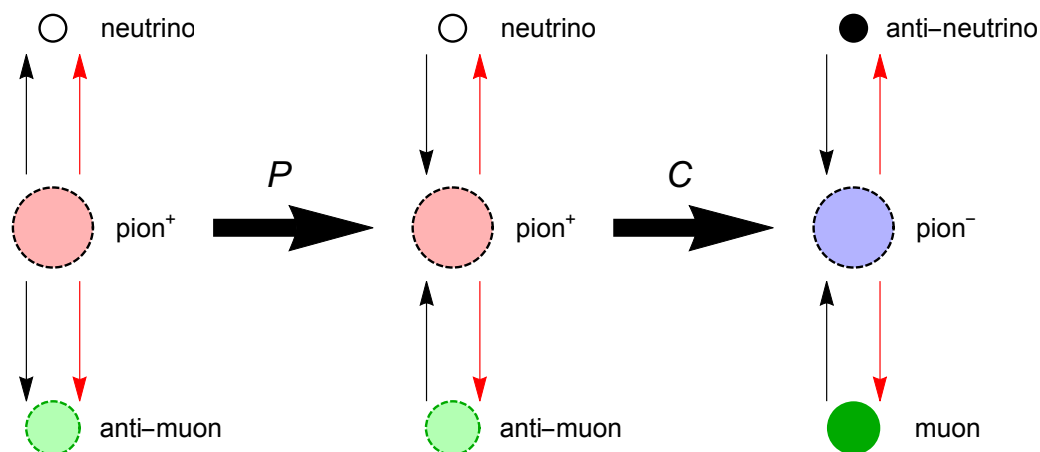
V magistrskem delu se zanimamo za mezone  $D^0$ , ki razpadejo kot  $D^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ ,  $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$ , in obravnavamo rekonstrukcijo posameznih nivojev razpadne verige od dna proti vrhu z uporabo analiznega okolja „basf2“, ki bo v uporabi pri eksperimentu Belle II.



# Kršitev simetrije $CP$ v čarobnem sektorju

Kvarki lahko prehajajo iz enega okusa v drugega, kar je prvič opisal Nicola Cabibbo l. 1963, ko je predstavil teoretičen model za prehode med kvarki  $u$ ,  $d$  in  $s$  [2]. Leta 1970 so Glashow, Iliopoulos in Maiani predstavili t. i. mehanizem GIM, ki je za svoje delovanje potreboval dodaten kvark, kvark  $c$  [3]. Teorija Kobayashija in Maskawe je l. 1973 še dodatno razširila SM s 3. generacijo kvarkov, da sta lahko razložila kršitev simetrije  $CP$ , ki je bila opažena v razpadih nevtralnih kaonov,  $K_L^0 \rightarrow \pi\pi$  [4, 5]. Predlagala sta obstoj dveh novih kvarkov in posplošila teorijo N. Cabibbe iz 2 na 3 generacije s t. i. CKM matriko (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa). Znotraj SM je mehanizem Kobayashija in Maskawe edini vir kršitve simetrije  $CP$ .

Simetrija  $CP$  pravi, da morajo zakoni fizike biti enaki, če delec zamenjamo z ustreznim antidelcem, tako da delcu spremenimo naboj ( $C$  simetrija) in če napravimo inverzijo prostora, kjer gibalni količini delcev spremenimo predznak ( $P$  simetrija). Slika 2.1 ilustrativno prikazuje transformacijo  $CP$  za primer razpada  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ , na katerem v prvem koraku naredimo transformacijo  $P$  in v drugem transformacijo  $C$ . V magistrskem delu se bomo osredotočili na kršitev simetrije  $CP$  v sistemu mezonov  $D$ .



Slika 2.1: Ilustracija transformacije  $CP$  za primer razpada  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ . V prvem koraku napravimo transformacijo  $P$ , v drugem pa  $C$ . Črna puščica prikazuje gibalno količino, ki pri transformaciji  $P$  spremeni predznak, za razliko od spina, označenega z rdečo puščico, ki se kot aksialni vektor pri transformaciji  $P$  ohranja.

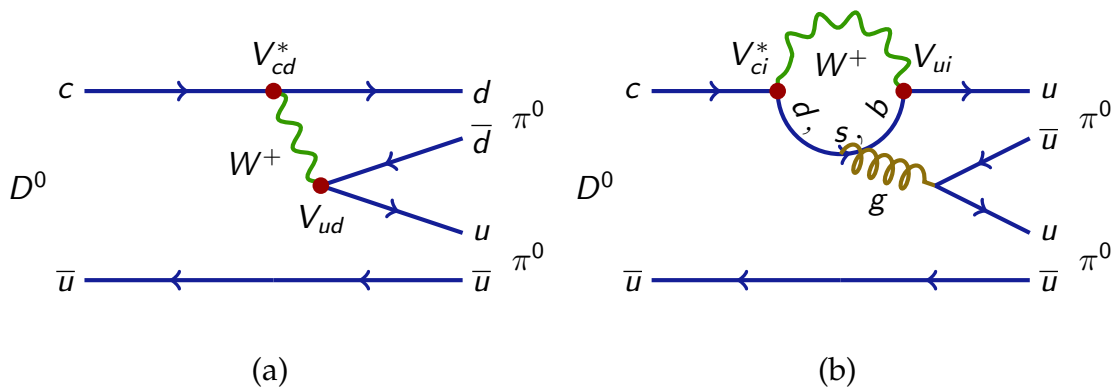
## 2.1 Sistem mezonov $D$

Mezoni  $D$  so najlažji mezoni v SM, ki vsebujejo kvark  $c$ . Odkriti so bili l. 1976 v Stanfordu na pospeševalniku SLAC. Tabela 2.1 prikazuje lastnosti za nekatere od prvih mezonov  $D$ . Ko mezoni  $D$  razpadejo, kvark  $c$  razpade v lažji kvark, pri tem pa pride do spremembe kvantnega števila „čudnost“  $C$ , ki je za kvark  $c$  enaka 1, za ostale okuse pa 0. Primer Feynmanovih diagramov takšnih procesov za mezone  $D^0$  prikazuje Slika 2.2, kjer sta prikazana proces prvega (drevesni diagram) in drugega reda (pingvinski diagram) za razpad  $D^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ . Procesi, ki spreminjajo okuse kvarkov, so dovoljeni le preko šibke interakcije.

Mezoni  $D$  lahko nastanejo pri trkih v pospeševalniku delcev, kjer so zaradi njihove velike mase potrebni trki pri visokih energijah. V „tovarnah“ mezonov  $B$  trkajo elektroni  $e^-$  in pozitroni  $e^+$ , ki pri ustrezni težiščni energiji tvorijo pare mezonov  $B$ , pogosto pa nastanejo tudi pari lažjih kvarkov, npr.  $c\bar{c}$ , ki hadronizirajo v mezone  $D$ .

Delec	Struktura	Mirovna masa [MeV/ $c^2$ ]	Življenjski čas [s]
$D^+$	$c\bar{d}$	$1\,869.57 \pm 0.16$	$(1.040 \pm 0.007) \times 10^{-12}$
$D^0$	$c\bar{u}$	$1\,864.80 \pm 0.14$	$(4.101 \pm 0.015) \times 10^{-13}$
$D_s^+$	$c\bar{s}$	$1\,968.49 \pm 0.34$	$(5.00 \pm 0.07) \times 10^{-13}$
$D^{*+}$	$c\bar{d}$	$2\,010.22 \pm 0.14$	$(6.9 \pm 1.9) \times 10^{-21}$
$D^{*0}$	$c\bar{u}$	$2\,006.93 \pm 0.16$	$> 3.1 \times 10^{-22}$

Table 2.1: Osnovne lastnosti mezonov  $D$ .



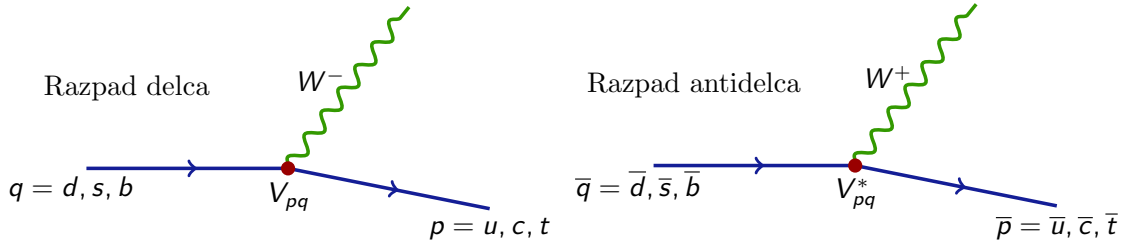
Slika 2.2: Slika prikazuje Feynmanova diagrama za (a) proces prvega (drevesni diagram) in (b) drugega reda (pingvinski diagram) za razpad  $D^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ .

## 2.2 Matrika CKM

V Standardnem Modelu je matrika CKM matrika, ki vsebuje informacijo o verjetnosti prehoda med kvarkoma  $q$  in  $p$  v obliki elementa  $V_{pq}$ , kjer v originalni amplitudi nastopa element  $V_{pq}$ , v konjugirani pa konjugiran element  $V_{pq}^*$ . V principu sta amplitudi različni, če je element matrike CKM kompleksen. Slika 2.3 prikazuje shemo prehoda med kvarki za originalen in kompleksno konjugiran razpad. Matriko CKM eksplicitno zapišemo kot

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}, \quad (2.1)$$

kjer elementi  $V_{ij}$  nosijo informacijo o mešanju med zgornjimi  $i = u, c, t$  in spodnjimi kvarki  $j = d, s, b$ .



Slika 2.3: Shematski prikaz razpada kvarka in antikvarka. Amplituda za prehod je sorazmerna ustreznemu matričnemu elementu matrike CKM.

V SM je matrika CKM unitarna in ima za primer  $n$  generacij  $(n - 1)^2$  fizikalnih parametrov. Od teh je  $n(n - 1) / 2$  rotacijskih kotov in  $(n - 1)(n - 2) / 2$  kompleksnih faz. V primeru dveh generacij kvarkov imamo opravka z enim kotom (Cabbibov kot  $\theta_c$ ) in nobeno fazo. Tak primer je opisal N. Cabibbo za prehode med kvarki  $u, d$  in  $s$  [2]. Ker v tem primeru nimamo kompleksne faze, tudi ne moremo opisati kršitve simetrije  $CP$ . Danes poznamo 3 generacije kvarkov, kar nam poleg treh rotacijskih kotov da še eno kompleksno fazo. Če obstaja več procesov, ki vodijo v isto končno stanje, pride tedaj do interference, kompleksnost matrike CKM pa povzroči razlike med interferenčnimi členi za originalen in konjugiran proces. Tako je prisotnost neničelne kompleksne faze potreben pogoj za kršitev simetrije  $CP$ .

Posebej značilna lastnost matrike CKM je izrazita hierarhija. Medtem ko imajo matrični elementi po diagonali vrednosti blizu 1, imajo ostali precej manjše vrednosti, tako da velja  $|V_{ud}| \gg |V_{us}| \gg |V_{ub}|$ . Ta lastnost je posebej izrazita pri Wolfensteinovi reprezentaciji matrike CKM, ki predstavlja razvoj matrike CKM do reda  $\lambda^3$ , kjer je  $\lambda = |V_{us}| \approx 0.22$ . Wolfensteinovo reprezentacijo matrike CKM zapišemo v obliki

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix}, \quad (2.2)$$

kjer so  $A$ ,  $\rho$  in  $\eta$  parametri reda velikosti 1. Rdeče obarvani elementi v En. (2.2) predstavljajo prehode med kvarki prvih dveh generacij, ki so v tej reprezentaciji realni do reda  $\mathcal{O}(\lambda^5)$ , modra barva pa označuje edine kompleksne elemente v tej reprezentaciji do tega reda razvoja. V dobrem približku velja, da so pri razpadih mezonov  $D$  relevantni le prehodi med kvarki prvih dveh generacij. Ker so ustrezni matrični elementi za te razpade skoraj realni in ker ni prisotne nobene kompleksne faze, pričakujemo zelo majhno kršitev simetrije  $CP$  v sistemu mezonov  $D$ . Zaradi tega dejstva predstavljajo mezoni  $D$  dober test za kršitev  $CP$ , saj lahko kakršno koli večje odstopanje pripišemo procesom NF izven SM.

## 2.3 Kršitev simetrije $CP$

Pred l. 1956 so znanstveniki verjeli, da se diskretne simetrije  $C$  (konjugacija naboja),  $P$  (parnost) in  $T$  (obrat časa) ohranjajo vsaka posamezno. Takšno prepričanje je sledilo iz dobro poznane elektromagnetne interakcije. Kršitev simetrije  $P$  je bila prvič eksperimentalno opažena l. 1956 v eksperimentu Wu na razpadih  $^{60}\text{Co}$  v magnetnem polju [6]. Za takšne „čudne“ procese je bilo predlagano, da se namesto simetrije  $P$  ohranja simetrija  $CP$ . Kasneje je bila opažena tudi kršitev te simetrije, in sicer pri redkih razpadih nevtralnih kaonov [4]. V zadnjih 40 letih so eksperimenti v fiziki delcev potrdili pravilnost Standardnega Modela, ki opisuje tudi kršitev simetrije  $CP$ . Izkaže pa se, da velikost kršitve simetrije  $CP$ , kot je izmerjena pri procesih preko šibke interakcije, ne zadošča za razvoj takšnega vesolja od Velikega poka do danes, ko v opazljivem vesolju snov (delci) povsem prevladujejo nad antismovjo (antidelci). Tu leži motivacija za iskanje dodatnih virov kršitve simetrije  $CP$ . Poleg tega, da mezoni  $D$  predstavljajo dober test pri iskanju novih virov kršitve  $CP$ , je še posebej pomembno dejstvo, da razpadi zgornjih kvarkov predstavljajo komplementarne rezultate ostalim meritvam, kjer so bili opazovani razpadi spodnjih kvarkov, pri čemer prevladujejo meritve procesov z mezoni  $B$ , ki vsebujejo kvarke  $b$ .

Kvantitativno merilo kršitve simetrije  $CP$  definiramo kot asimetrijo med razpadnimi širinami za delce in antidelce, kot

$$A_{CP} = \frac{\Gamma(D^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0) - \Gamma(\bar{D}^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)}{\Gamma(D^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0) + \Gamma(\bar{D}^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)} \propto \frac{|\mathcal{A}|^2 - |\bar{\mathcal{A}}|^2}{|\mathcal{A}|^2 + |\bar{\mathcal{A}}|^2}, \quad (2.3)$$

kjer  $\Gamma$  predstavlja razpadno širino za določen razpad,  $|\mathcal{A}|$  in  $|\bar{\mathcal{A}}|$  pa velikosti razpadnih amplitud za delčni in antidelčni razpad.

Asimetrijo  $A_{CP}$  lahko ločimo na več prispevkov

$$A_{CP} = A_{CP}^d + A_{CP}^m + A_{CP}^i, \quad (2.4)$$

ki so opisani v naslednjih podrazdelkih.

### 2.3.1 Direktna kršitev simetrije $CP$

Prispevek  $A_{CP}^d$  označuje prispevek direktne kršitve simetrije  $CP$  v En. (2.4) in je posledica interference med razpadi. Pri razpadih moramo upoštevati vse različne procese, ki dajo isto končno stanje, kar storimo preko vsote kompleksnih

amplitud razpadov. Dva različna procesa za primer razpada  $D^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ , ki vodita v isto končno stanje, smo že videli na Sliki 2.2.

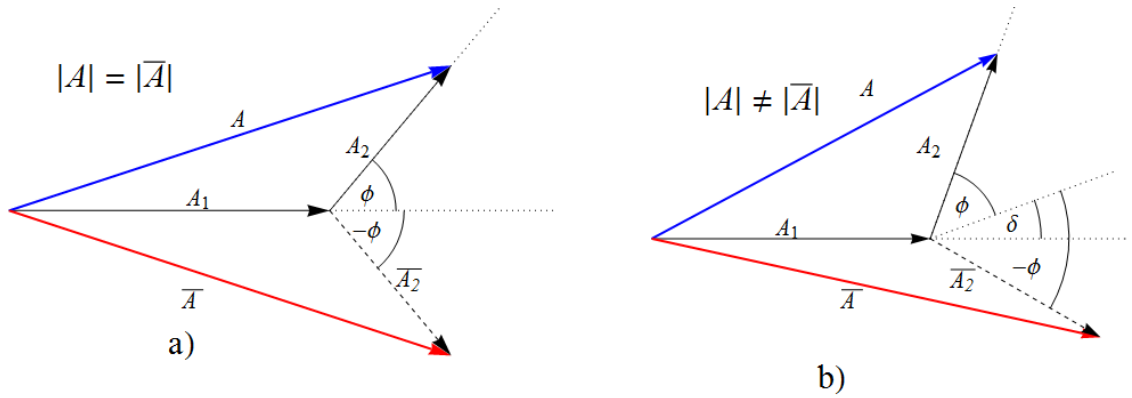
Razpadne amplitude različnih procesov imajo lahko različne medsebojne faze. V splošnem poznamo dva tipa faz, znana kot šibka ( $\phi$ ) in močna faza ( $\delta$ ). Šibka faza je lastnost šibke interakcije in je posledica ustreznih kompleksnih elementov CKM matrike, ki nastopajo v procesih. Ta faza spremeni predznak pri transformaciji  $CP$ , ker se element  $V_{ij}$  spremeni v konjugiran element  $V_{ij}^*$ . Močna faza izhaja iz močne interakcije in pri transformaciji  $CP$  ne spremeni predznaka oziroma je na njo simetrična. Kompleksno amplitudo lahko zapišemo kot

$$\mathcal{A} = |\mathcal{A}| e^{i\phi} e^{i\delta} \xrightarrow{CP} \bar{\mathcal{A}} = |\bar{\mathcal{A}}| e^{-i\phi} e^{i\delta}, \quad (2.5)$$

kjer  $\mathcal{A}$  označuje amplitudo razpada,  $|\mathcal{A}|$  pa njeno velikost. Na tej točki se pojavi vprašanje, če je neničelna šibka faza zadosten pogoj, da opazimo kršitev simetrije  $CP$ . Recimo, da opazujemo razpad, h kateremu prispevata dva procesa, med katerima je relativna šibka faza  $\phi$  in močna faza  $\delta$ . Amplitudo takšnega razpada zapišemo kot  $\mathcal{A} = |\mathcal{A}_1| + |\mathcal{A}_2| e^{i\phi} e^{i\delta}$ . Po transformaciji  $CP$  dobimo amplitudo za konjugiran razpad  $\bar{\mathcal{A}} = |\mathcal{A}_1| + |\mathcal{A}_2| e^{-i\phi} e^{i\delta}$ . Če vstavimo ti amplitudi v En. (2.3), dobimo

$$A_{CP} \propto 2 |\mathcal{A}_1| |\mathcal{A}_2| \sin(\phi) \sin(\delta). \quad (2.6)$$

Iz zgornje enačbe je razvidno, da torej za direktno kršitev simetrije  $CP$  potrebujemo vsaj dva procesa z različnimi močnimi in šibkimi fazami. Shematsko je to prikazano na Sliki 2.4.



Slika 2.4: Shematski prikaz kršitve simetrije  $CP$  z vektorji v 2D. Slika prikazuje razpad pred (modra črta) in po (rdeča črta) transformaciji  $CP$ . a) prikazuje primer, kjer imata procesa različno šibko fazo, b) pa primer z različno šibko in močno fazo.

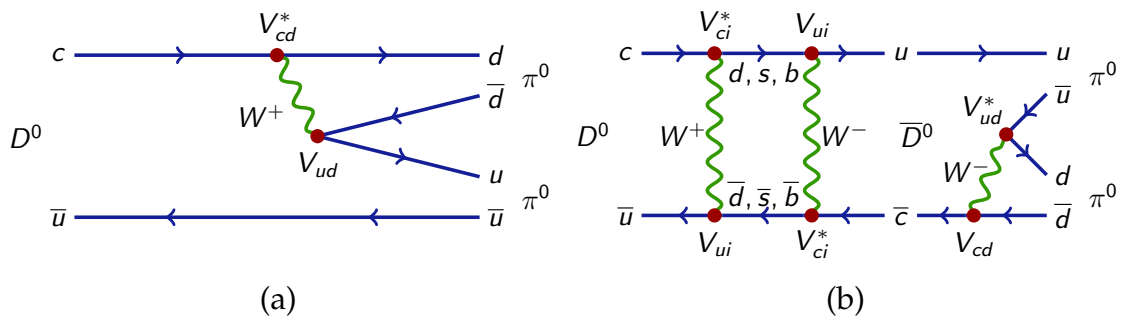
### 2.3.2 Kršitev simetrije $CP$ pri mešanju

$A_{CP}^m$  označuje prispevek kršitve simetrije  $CP$  pri mešanju v enačbi En. (2.4). V primeru mezonov  $D^0$  to pomeni, da verjetnost za mešanje delca v antidelec ni enaka verjetnosti za mešanje antidelca v delec, kar matematično zapišemo kot

$$P(D^0 \rightarrow \bar{D}^0) \neq P(\bar{D}^0 \rightarrow D^0). \quad (2.7)$$

### 2.3.3 Kršitev simetrije CP pri interferenci

Zadnji prispevek v En. (2.4),  $A_{CP}^i$ , označuje prispevek kršitve simetrije CP pri interferenci med mešanjem in razpadom. V tej situaciji lahko nevtralni mezon razpade neposredno v končno stanje ali pa se pred razpadom najprej z mešanjem pretvori v ustrezen antidelec. V primeru, da sta končni stanja enaki, lahko pride do interference med razpadnimi potmi. Primer takšnih poti za razpade  $D^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  prikazuje Slika 2.5.



Slika 2.5: Slika prikazuje Feynmanova diagrama za (a) neposredni in (b) posredni razpad z mešanjem v isto končno stanje pri razpadu  $D^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ .

---

## Eksperimentalna postavitve

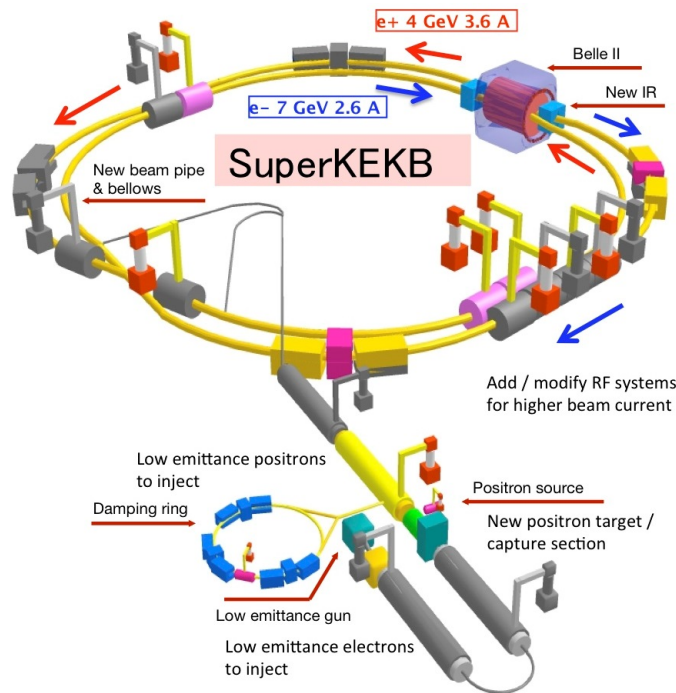
---

Večina eksperimentalnih rezultatov tovarn mezonov  $B$  se dobro ujema s teoretičnimi napovedmi SM. Kljub temu, da so eksperiment Belle in podobni prinesli izjemne dosežke v eksperimentalni fiziki delcev, je bil vzorec podatkov premajhen, da bi našli nove vire kršitve simetrije  $CP$ , ki bi jih lahko pripisali novim procesom. Za takšne analize potrebujemo precej večji vzorec podatkov, s katerim bodo omogočene meritve s težkimi kvarki, ki predstavljajo unikatni vir informacij o podrobnostih procesov NF. Med poglavitnimi cilji eksperimenta je iskanje procesov v sistemih mezonov  $B$ , ki kršijo simetrijo  $CP$  po mehanizmih NF. Za večji vzorec podatkov pri eksperimentu Belle II v ta namen poteka nadgradnja pospeševalnika KEKB in detektorja Belle [7].

### 3.1 Trkalnik SuperKEKB

Trkalnik oziroma pospeševalnik delcev je naprava, ki z elektromagnetnim poljem pospeši nabite delce k visokim hitrostim in energijam. Ti delci potujejo v dobro definiranih žarkih, ki se gibljejo po načrtovanih trajektorijah, nato pa trčijo. V primeru trkalnika SuperKEKB so ti delci elektroni  $e^-$  in pozitroni  $e^+$ . Medtem ko imajo elektronski žarki višjo energijo in potujejo po visokoenergijskem obroču HER (ang. *high energy ring*) z energijo 7 GeV in tokom 2.6 A, potujejo nizkoenergijski pozitroni v nizkoenergijskem obroču LER (ang. *low energy ring*) pri energiji 4 GeV in toku 3.6 A. Žarka trčita v točki, kjer se obroča križata pod kotom 83 mrad, okoli te točke pa je tudi postavljen detektor Belle II.

Trkalnik SuperKEKB bo postavljen v istem tunelu, kjer je bil njegov predhodnik, trkalnik KEKB. Z nadgradnjo pričakujemo  $\times 40$  večjo luminoznost, kar znese  $d\mathcal{L}/dt = 8 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Cilj je zbrati vzorec podatkov, ki ustreza integrirani luminoznosti  $50 \text{ ab}^{-1}$ , kar je  $\times 50$  večji vzorec, kot je bil zbran pri eksperimentu Belle. Slika 3.1 prikazuje skico trkalnika SuperKEKB skupaj z linearnim predpospeševalnikom, označena pa je tudi lokacija detektorja Belle II.



Slika 3.1: Slika prikazuje shemo trkalnika SuperKEKB. Z modrimi puščicami je označena smer elektronov z energijo 7 GeV in tokom 2.5 A, z rdeči pa smer pozitronov z energijo 4 GeV in tokom 3.6 A. Prikazan je tudi linearni predpospeševalnik. Na eni od točk, kjer se obroča sekata, je postavljen detektor Belle II [8].

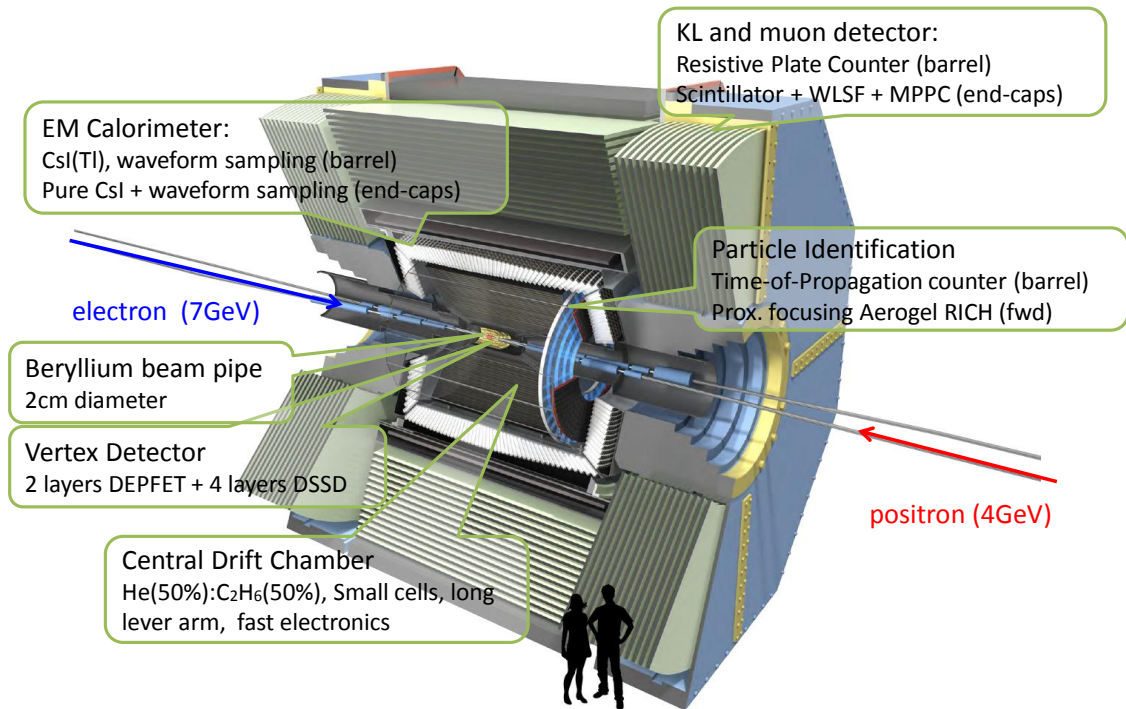
## 3.2 Detektor Belle II

Detektor je naprava, ki jo uporabljamo za detekcijo, določevanje verteksov razpadov, določevanje nabitih sledi, meritev energije ter določevanje ostalih lastnosti delcev in sevanja. Detektor Belle II in ostali detektorji, ki jih uporabljamo v kompleksnih eksperimentih, so sestavljeni iz več poddetektorjev, kjer vsak poddetektor opravlja posamezno nalogo, kateri je namenjen.

Detektor Belle II je približno 7 m visok in 7.5 m dolg. Postavljen je okoli interakcijske točke IR (ang. *interaction region*), kjer žarki nabitih delcev trčijo, da v čim večji meri pokrije prostorski kot okoli te točke. Nekateri od glavnih poddetektorjev so; detektorja verteksov PXD in SVD, osrednja potovalna komora za določevanje sledi nabitih delcev CDC, merilec časa propagacije TOP, detektor obročev Čerenkova ARICH, kalorimeter ECL in detektor dolgoživih nevtralnih mezonov  $K$  ter mionov KLM. V spodnjih podrazdelkih so ti poddetektorji podrobneje opisani. Slika 3.2 prikazuje skico detektorja Belle II, kjer so označeni razni poddetektorji, za primerjavo velikosti pa sta zraven narisani še 2 osebi v merilu 1:1.



# Belle II Detector



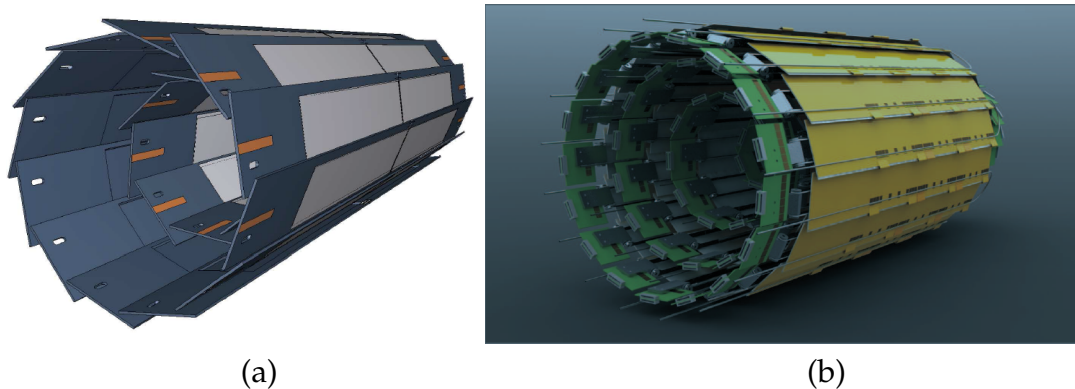
Slika 3.2: Slika prikazuje shemo detektorja Belle II. Z rdečo in modro sta prikazana trka pozitronov in elektronov. Označeni so posamezni deli detektorja, za primerjavo velikosti pa sta narisani še 2 osebi v merilu 1:1 [9].

## 3.2.1 Detektorja verteksov (PXD in SVD)

Glavni namen detektorjev verteksov PXD (ang. *pixel detector*) in SVD (ang. *silicon vertex detector*) je določitev točk razpadov (ang. *vertex*) mezonov  $B$  in  $D$  za časovno odvisne meritve kršitve simetrije  $CP$ . Poleg verteksov mezonov  $B$  in  $D$ , detektorja omogočata tudi meritve verteksov leptonov  $\tau$ , ki v detektorju tudi relativno hitro razpadejo. Z meritvijo sledi nabitih delcev lahko natančno določimo vertekse v bližini točke IR. Takšna informacija je zelo pomembna, saj vemo, da so težki delci nestabilni in razpadejo že znotraj cevi, v kateri potujejo žarki.

V trenutnem načrtu nadgradnje je radij cevi velik le okoli 10 mm, kar je zaradi majhne razdalje dobro za detekcijo verteksov, vendar pa predstavlja izziv za detektorje. Detektorji, ki so postavljeni blizu IR, so najbolj izpostavljeni sevanju, ki ga povzročajo interakcije žarkov. Količina ozadja je obratno sorazmerna s kvadratom razdalje od IR, zato je pri postavljanju detektorjev blizu interakcijske točke poznavanje ozadja izjemno pomembno. Zaradi velike pogostosti zadetkov delcev na majhnih razdaljah uporaba pasovnih detektorjev (ang. *strip detectors*) ni več mogoča, saj kanali postanejo hitro prezasedeni. Težavo rešimo s kombinacijo blazinastih detektorjev na prvih plasteh in trakovnih detektorjev na bolj oddaljenih plasteh, saj imajo blazinasti detektorji večje število kanalov in zato tudi manjšo zasedenost. Uporaba pasovnih detektorjev je smiselna na razdaljah

večjih od 40 mm pri luminoznosti reda velikosti trkalnika SuperKEKB. Skupaj detektorja verteksov sestavljajo 2 plasti blazinastih detektorjev (PXD) na radijih 14 in 22 mm ter 4 plasti pasovnih detektorjev (SVD) na radijih 38, 80, 115 in 140 mm. Območje polarnega kota, ki ga detektorja pokrivata, je  $17^\circ < \theta < 150^\circ$ , kjer  $\theta$  ustreza smeri, iz katere prihajajo elektroni. Informacijo detektorjev verteksov lahko ekstrapoliramo v območje osrednje potovalne komore (in obratno) ter tako preverimo, če se ustrezne sledi ujemajo. Slika 3.3 prikazuje shemi detektorjev (a) PXD in (b) SVD.



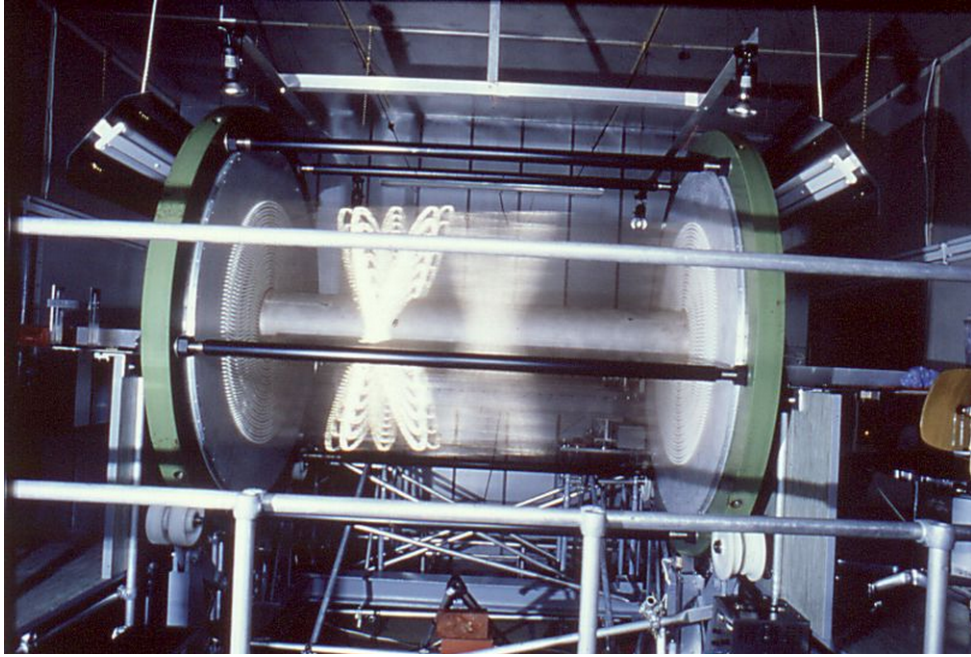
Slika 3.3: Shematski prikaz detektorjev (a) PXD in (b) SVD [7].

### 3.2.2 Osrednja potovalna komora (CDC)

Osrednja potovalna komora CDC (ang. *central drift chamber*) je tip proporcionalnega števca, ki detektira nabite delce preko ionizacije atomov plina. Pari elektronov in ionov po ionizaciji potujejo na elektrode, kar zaznamo kot signal. Potovalna komora igra 3 pomembne vloge:

- je ključna za rekonstrukcijo sledi nabitih delcev in za natančno meritev gibalne količine delca,
- predstavlja sistem za identifikacijo delcev preko energijskih izgub znotraj komore,
- predstavlja zanesljiv in efektiven sprožilec za nabite delce.

Komora CDC, ki je načrtovana v Belle II, ohranja večino karakteristik komore pri Belle. Notranjost vsebuje mnogo žic dveh vrst. Žice, ki ustvarjajo električno polje (ang. *field wires*), so v obliki kvadratne celice postavljene okoli centralne anodne žice, s katero merimo signal (ang. *sense wires*). Potopljene so v skrbno izbrani mešanici plina He – C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> v razmerju 1:1. Za razliko od smeri vzporedno s centralno osjo so žice lahko postavljene tudi pod kotom glede na centralno os, z njimi pa dobimo informacijo tudi v smeri vzdolž osi detektorja. Zaradi več plasti detektorjev verteksov je potovalna komora pri Belle II premaknjena k večjim radijem med 160 mm in 1 130 mm. Število plasti žic se je povečalo iz 50 na 56, število žic samih pa se je potrojilo na  $\sim 60\,000$ . Slika 3.4 prikazuje žično komoro iz detektorja ARGUS na sinhrotronu DESY z „aksialnimi“ in „stereo“ žicami, kjer prve ležijo v smeri osi detektorja, druge pa pod kotom glede na centralno os.

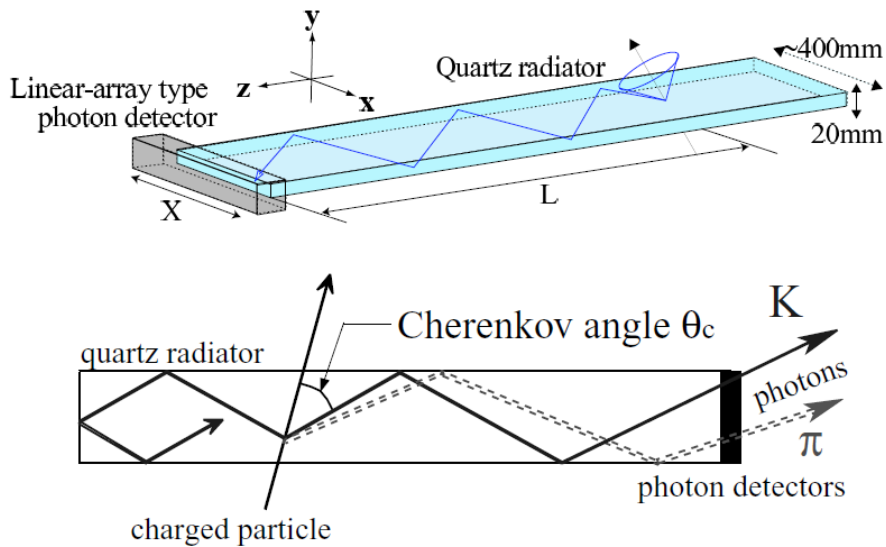


Slika 3.4: Žična komora iz detektorja ARGUS na sinhrotronu DESY. Komoro sestavljajo „aksialne“ žice, ki ležijo v osi detektorja, obroče, ki jih vidimo na sliki, pa povzročajo „stereo“ žice, ki ležijo pod kotom glede na smer osi detektorja. Medtem ko nam prvi tip žic da informacijo o poziciji nabitih delcev v radialni smeri, nam druge dajo informacijo o smeri vzdolž osi [10].

### 3.2.3 Merilec časa propagacije (TOP)

Merilec časa propagacije TOP (ang. *time of propagation*) je naprava, ki skupaj z detektorjem ARICH služi za identifikacijo delcev v detektorju. Specifično je namenjen za uspešno ločevanje med nabitimi kaoni in pioni, ki imajo sicer precej podobne lastnosti. Z identifikacijo delcev se rešimo morebitnih lažnih kandidatov, kjer so eni delci prepoznani kot drugi in obratno. Pri eksperimentu Belle sta nalogo identifikacije delcev opravljala detektor časa preleta TOF (ang. *time of flight detector*) in Čerenkov števec ACC (ang. *aerogel Cherenkov counter*), vendar njuna zmogljivost pri eksperimentu Belle II zaradi večje luminoznosti ni več zadostna, zato ju je nadomestil detektor TOP.

TOP pokriva območje plašča detektorja Belle II (ang. *barrel region*). Sestavljen je iz 16 kvarčnih plošč velikosti  $440 \times 1200 \times 20 \text{ mm}^3$ , katere delci preletijo in pri tem izsevajo Čerenkove fotone. Fotoni se v ploščah interno odbijajo in potujejo do roba detektorja, kjer jih zaznamo s fotopomnoževalkami. Mikrokanalne fotopomnoževalke izmerijo tudi pozicijo ( $x, y$ ) in čas preleta  $t$  fotonov, ki nam dajo informacijo o delcu. Slika 3.5 prikazuje koncept detektorja TOP in shemo stranskega prereza.



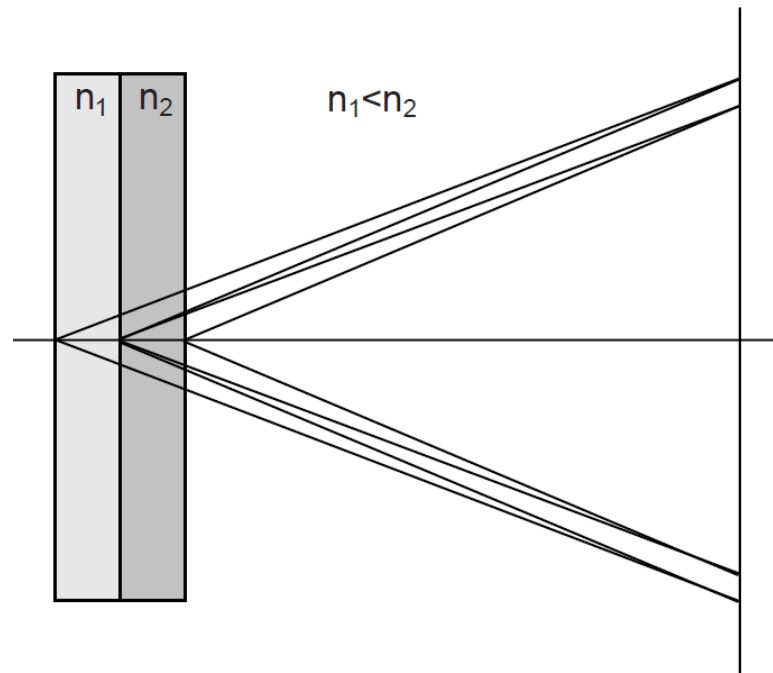
Slika 3.5: Slika zgoraj prikazuje koncept zgradbe detektorja TOP, kjer je trajektorija delca označena s črno, trajektorija Čerenkovega fotona pa z modro črto. Spodaj je prikazan stranski pogled detektorja, kjer je vidimo separacijo Čerenkovih fotonov, ki ustrezajo različnim delcem [7].

### 3.2.4 Detektor obročev Čerenkova (ARICH)

Detektor obročev Čerenkova ARICH (ang. *aerogel ring imaging Cherenkov detector*) je tako kot detektor TOP namenjen identifikaciji delcev, njegova naloga pa je, da pokrije prostorski kot, ki ga detektor TOP ne. Detektor je zasnovan za separacijo kaonov od pionov po večini območja spektra njune gibalne količine in separacijo pionov, mionov ter elektronov na območju gibalne količine  $< 1 \text{ GeV}/c$ . Nabiti delci pri preletu skozi plast aerogela sevajo fotone Čerenkova pod ustreznim kotom  $\theta_c = \arccos(1/(n\beta))$ , kjer je  $\beta$  hitrost nabitega delca v enotah svetlobne hitrosti v vakuumu  $c_0$ ,  $n$  pa je optični lomni količnik aerogela. Fotoni nato do zaslona potujejo v praznem prostoru, da obroč Čerenkova zraste do primerne velikosti. Zaslona je detektor fotonov, ki jih je sposoben detektirati v visokem magnetnem polju in hkrati natančno določiti pozicijo zadetka v 2D.

Medtem ko TOP pokriva območje plašča detektorja Belle II, ARICH pokriva sprednji in zadnji del (ang. *forward and backward endcaps*). Optimalno delovanje detektorja dobimo pri uporabi dveh zaporednih 2 cm debelih plasteh sevalca iz aerogela z lomnima količnikoma 1.055 in 1.065. Predvidena velikost plošč aerogela je  $160 \times 160 \times 20 \text{ mm}^3$ , za pokritje celotnega področja pa je potrebnih 600 plošč, 300 za vsak lomni količnik. Slika 3.6 prikazuje postavitev plošč aerogela in trajektorije fotonov Čerenkova v detektorju.



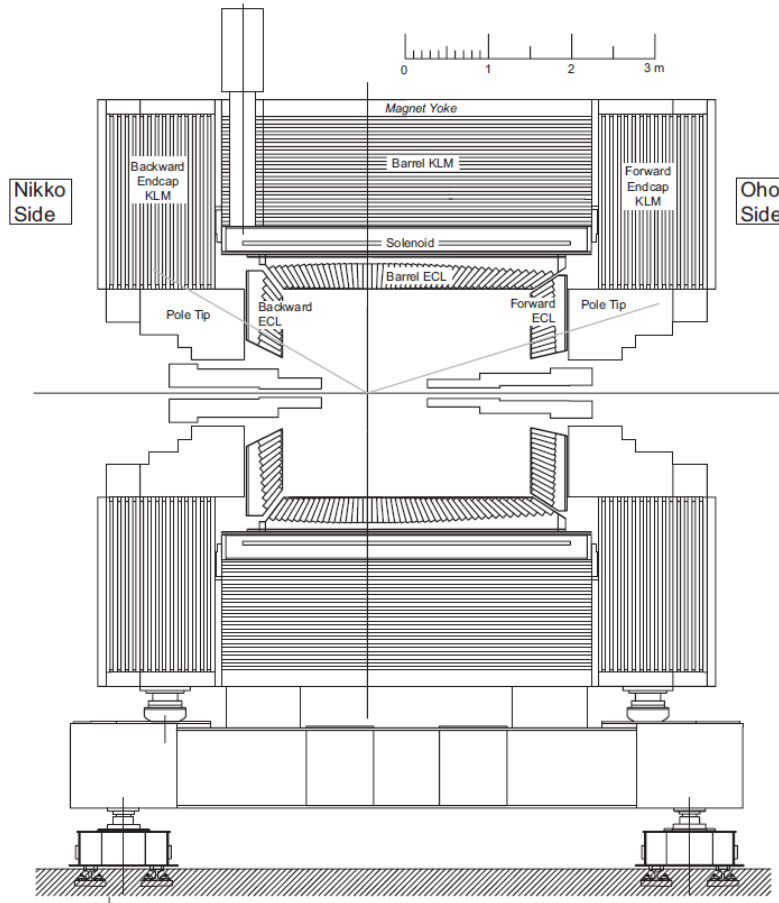


Slika 3.6: Shematski prikaz potovanja fotonov skozi plasti aerogela v detektorju ARICH. Nabiti delci preletijo dve plasti sevalca iz aerogela z lomnima količnikoma  $n_1 = 1.055$  in  $n_2 = 1.065$ . Čerenkov obroč se na poti do zaslona razširi na ustrezno velikost, preden fotone detektiramo [7].

### 3.2.5 Detektor mionov in kaonov $K_L^0$ (KLM)

Detektor KLM (ang. *K-zero-long and muon detector*) omogoča detekcijo delcev  $K_L^0$  in  $\mu$  preko meritve penetracijske globine v detektorju. Mioni lahko v detektorju KLM prepotujejo veliko daljše razdalje kot pioni ali kaoni, lahko pa detektor tudi preletijo, če je njihova gibalna količina večja od  $1.5 \text{ GeV}/c$ , saj ne reagirajo preko močne interakcije, prav tako pa zaradi ogromne mase v primerjavi z maso elektrona ne izgubljajo veliko energije z zavornim sevanjem. Mezoni  $K_L^0$  po drugi strani v detektorju povzročajo hadronske pljuske in se tako hitreje ustavijo. Njihovo prisotnost lahko opazimo že prej, in sicer v elektromagnetnem kalorimetru ECL.

Detektor KLM je sestavljen iz zaporednih plasti železa in detektorja, kjer železne plošče služijo kot magnetna jedra, hkrati pa tudi kot materialno sredstvo z nekaj interakcijskimi dolžinami, kjer lahko delci močno interagirajo in povzročijo hadronske pljuske. Sestavljen je iz treh delov; prvi del, sestavljen iz 15 detektorskih in 14 železnih plasti, je postavljen okoli plašča detektorja, spredaj in zadaj pa detektor KLM služi še kot „pokrov“ (ang. *endcap*), sestavljen iz 14 detektorskih in 14 železnih plasti. V detektorskih plasteh okoli plašča je predvidena uporaba uporovnih komor RPC (ang. *resistive plate chamber*), na pokrovnih delih detektorja KLM pa so v načrtu za uporabo scintilatorji, ker se RPC komponentam pri močnem ozadju, kot je pričakovano pri trkalniku SuperKEKB, učinkovitost zelo poslabša. Slika 3.7 prikazuje stranski prerez detektorja KLM.



Slika 3.7: Stranski prerez detektorja KLM, ki je postavljen zunaj kalorimetra ECL in okoli elektromagneta. Sive črte označujejo območje pokritja polarnega kota  $\theta$  [7].

### 3.3 Elektromagnetni kalorimeter (ECL)

Kalorimeter ECL (ang. *electromagnetic calorimeter*) je v magistrski nalogi osrednjega pomena, zato je v ločenem poglavju podrobneje predstavljen.

V fiziki delcev je kalorimeter naprava, ki meri energijo delcev. Delci interagirajo z materialom v kalorimetru in povzročijo elektromagnetne pljuske, katerim kalorimeter izmeri energijo. Poznamo dva tipa kalorimetrov:

- **Homogeni kalorimetri** so kalorimetri iz enega kosa materiala, navadno scintilatorskega kristala ali sevalca fotonov Čerenkova. Uporabljamo jih za meritev energije elektromagnetnih pljuskov. Zanje velja, da imajo dobro energijsko, vendar omejeno prostorsko resolucijo.
- **Vzorčevalni kalorimetri** so kalorimetri z ločenimi plastmi detektorja in absorberja. Zaradi le delno izmerjene energije je energijska ločljivost omejena, boljša pa je prostorska ločljivost. S kalorimetri tega tipa lahko merimo tako elektromagnetne kot hadronske pljuske.

Kalorimeter ECL pri eksperimentu Belle II je kalorimeter prvega tipa, ki je predviden za opravljanje naslednjih nalog:

- detekcija fotonov z visokim izkoristkom,
- natančna določitev energije in koordinat fotona v sferičnem koordinatnem sistemu,
- identifikacija elektronov,
- detekcija delcev  $K_L^0$  skupaj z detektorjem KLM.

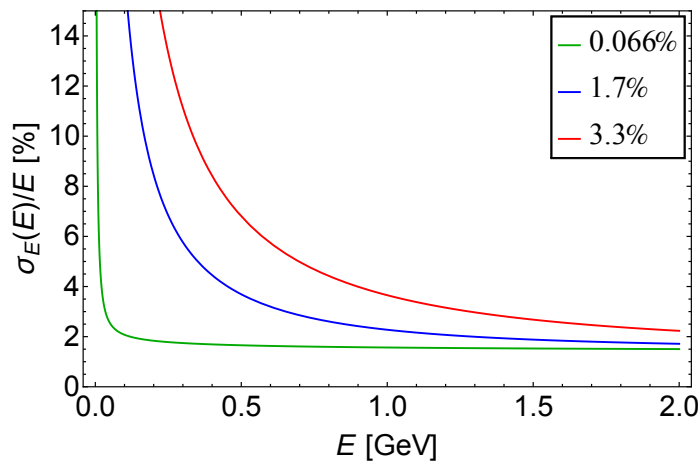
Ker so pri tovarnah  $B$  nevtralni pioni  $\pi^0$  in drugi nevtralni delci, ki povzročijo nastanek fotonov iz energijskega območja med 20 MeV in 4 GeV, zelo pogosti, potrebujemo pri Belle II visoko ločljiv elektromagnetni kalorimeter. Zaradi velike količine izhodne svetlobe, relativno kratke radiacijske dolžine, dobrih mehanskih lastnosti in zmerne cene je bil izbran scintilatorski kristal CsI(Tl).

Kalorimeter je sestavljen iz 3 m dolgega plašča z notranjim radijem 1.25 m ter pokrova spredaj pri  $z = 1.96$  m in zadaj pri  $z = -1.02$  m. Območje pokritja polarnega kota  $\theta$  je  $12.4^\circ < \theta < 155.1^\circ$ , razen pri delih med plaščem in pokrovoma, kjer je nepokrito območje širine  $\sim 1^\circ$ . Plašč sestavlja 6 624 CsI(Tl) kristalov, ki imajo obliko prirezane piramide velikosti cca.  $6 \times 6 \text{ cm}^2$  v prerezu in dolžine 30 cm. Pokrova skupaj sestavlja 2 112 kristalov. Vse skupaj je v kalorimetru ECL 8 736 kristalov, ki jim ustreza masa približno 43 ton.

Intrinzično energijsko resolucijo kalorimetra [7] lahko aproksimiramo kot

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\left(\frac{0.066\%}{E}\right)^2 + \left(\frac{0.81\%}{\sqrt[4]{E}}\right)^2 + (1.34\%)^2}, \quad (3.1)$$

kjer je energija  $E$  v enotah GeV. Prvi člen v enačbi predstavlja prispevek elektronskega šuma, na drugem mestu je stohastični člen, konstantni člen pa predstavlja efekte nehomogenosti, nelinearnosti, slabe kalibracije, torej kvalitativne popravke. Slika 3.8 prikazuje funkcijo  $\sigma(E)/E$  za različne jakosti prvega člena.



Slika 3.8: Odvisnost energijske resolucije od energije za različne jakosti prvega člena v En. (3.1). Z večjo energijo se efekti elektronskega šuma izgubijo.

### 3.3.1 Razvoj pljuskov v kalorimetru

Pljusk je kaskada sekundarnih delcev, ki nastanejo pri interakciji visokoenergijskih delcev s snovjo. Vstopni delci interagirajo s snovjo in tvorijo nove delce z manjšo energijo, ti pa nato spet interagirajo s snovjo na isti način. Postopek se nadaljuje, dokler se celotna energija vstopnega delca ne pretvori v sekundarne delce in absorbira v snovi. Pri pljuskih dobimo energije v obliki toplote, ionizacije, ekscitacije atomov ali Čerenkove svetlobe, različni detektorji pa uporabljajo različne vrste te energije za meritev celotne energije vstopnega delca.

#### 3.3.1.1 Elektromagnetni pljuski

Elektromagnetne (EM) pljuske povzročijo delci, ki interagirajo večinoma ali izključno z elektromagnetno interakcijo. Začnejo se tako, da visokoenergijski elektron, pozitron ali foton vstopi v snov. Pri energijah, ki so višje od 1 MeV [11], fotoni s snovjo interagirajo večinoma preko procesa znanega kot produkcija parov  $e^+e^-$ , visokoenergijski elektroni in pozitroni pa pri interakciji sevajo fotone, kar poznamo kot zavorno sevanje (ang. *bremstrahlung*). Ta dva procesa se pri elektromagnetnih pljuskih izmenjujeta. Izguba energije, ki jo delec pušča v snovi, narašča do kritične energije  $E_C$ , ki je definirana kot energija, kjer procesa zavorno sevanje in ionizacija enako prispevata, nato pa začne padati, dokler se delec ne ustavi ali pa preleti detektor.

Karakteristično prepotovano pot delca v snovi označimo z radiacijsko dolžino  $X_0$ , ki je definirana kot povprečna razdalja, na kateri energija elektrona pade na  $1/e$  začetne. Dolžina pljuska je sorazmerna z radiacijsko dolžino

$$X = X_0 \frac{\ln(E_0/E_c(Z))}{\ln 2}, \quad (3.2)$$

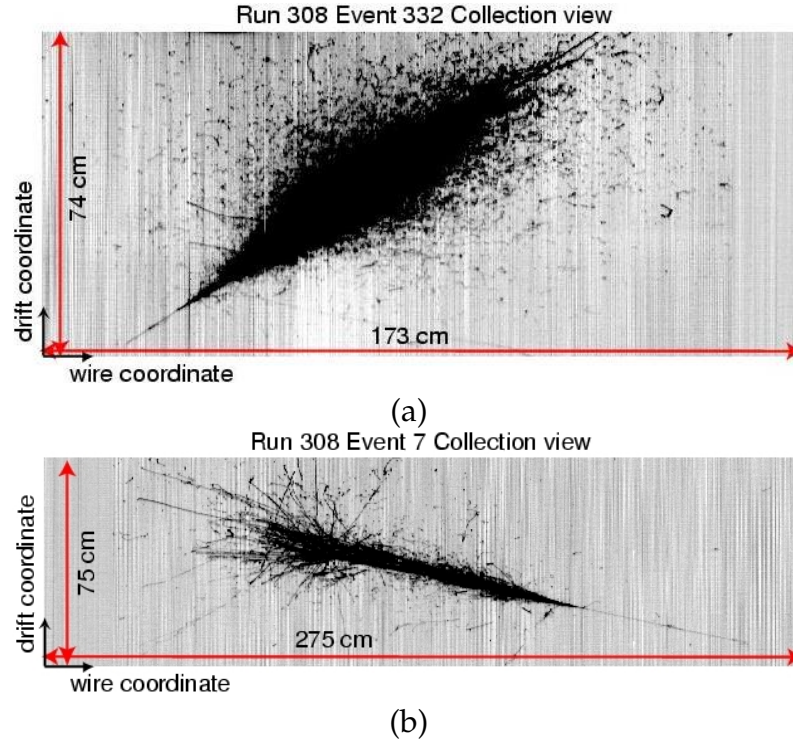
kjer je  $Z$  vrstno število atomov v materialu. Longitudinalna dolžina pljuska ima logaritmčno odvisnost, transverzalna pa je le posledica večkratnega sipanja elektronov. Slika 3.9 (a) prikazuje primer EM pljuska izmerjenega v eksperimentu ICARUS.

#### 3.3.1.2 Hadronski pljuski

Pri hadronskih pljuskih je prisotna tudi močna interakcija, kar nam oteži delo pri iskanju matematičnega opisa pljuska. V pljuskih lahko nastanejo novi delci, kot npr. mioni  $\mu^\pm$  in pioni  $\pi^{0,\pm}$ , kjer nekateri od njih tvorijo tudi elektromagnetne pljuske. Medtem ko se pri EM pljuskih vsa energija začetnega delca pretvori v ionizacijo, je določen del energije pri hadronskih pljuskih nemogoče detektirati, saj so prisotne še jedrske reakcije in nevidne energije, kot npr. vezavna energija.

Tudi hadronske pljuske lahko opišemo s karakteristično dolžino, v tem primeru interakcijsko dolžino  $\lambda$ , ki je definirana kot povprečna dolžina, ki jo mora visokoenergijski hadron prepotovati v snovi, preden pride do jedrskih reakcij, vendar pa zaradi kompleksnosti hadronskega pljuska njegova dolžina ni enostavna funkcija  $\lambda$ . Tipično je interakcijska dolžina  $\lambda$  v neki snovi nekje  $\times 10 - \times 20$  daljša od radiacijske dolžine  $X_0$ . Slika 3.9 (b) prikazuje primer izmerjenega hadronskega pljuska v eksperimentu ICARUS.





Slika 3.9: Slika prikazuje elektromagnetni (a) in hadronski (b) pljuski v potovalni komori detektorja ICARUS LAr [12].

### 3.3.1.3 Preprost model EM pljuska

Preprost model EM pljuska opišemo samo s procesoma zavornega sevanja  $e^\pm \rightarrow e^\pm X \gamma$  in produkcije parov  $\gamma X \rightarrow X e^+ e^-$ . Uporabimo predpostavko, da pri energijah večjih od  $E_c$  ne pride do nobenih izgub energije, pri  $E < E_c$  pa izgublamo energijo samo preko zgoraj omenjenih procesov. Razvoj pljuska poenostavimo tako, da v vsakem koraku nastaneta 2 nova delca, kot je shematsko prikazano na Sliki 3.10. Število delcev parametriziramo s formulo

$$N(t) = 2^t, \quad (3.3)$$

kjer je  $t = x/X_0$  dolžina pljuska v enotah radiacijske dolžine  $X_0$ . Energijo delca po  $t$  korakih zapišemo kot

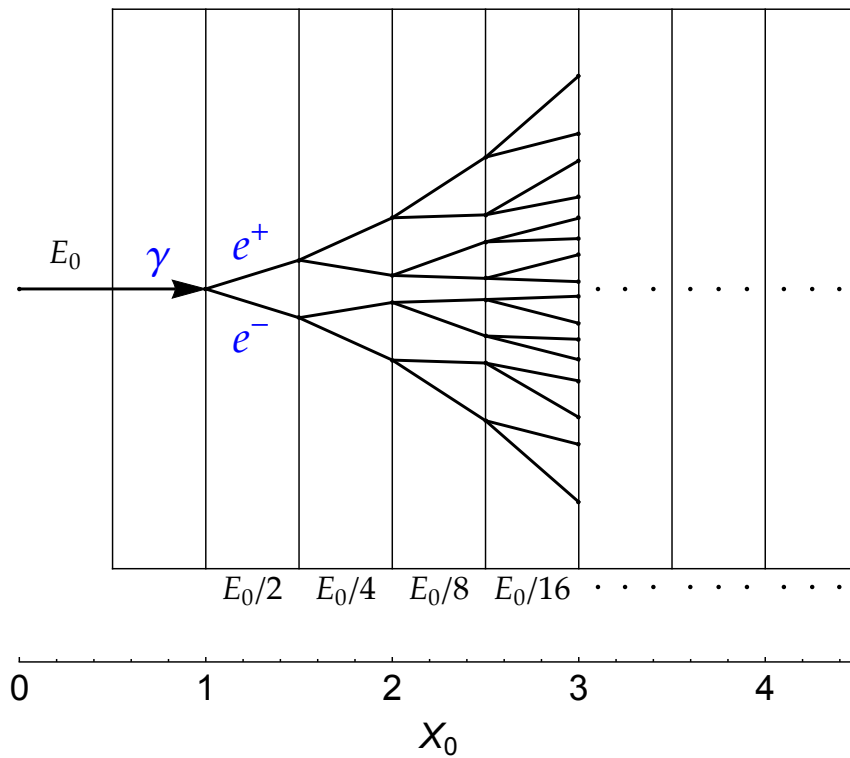
$$E = \frac{E_0}{N(t)} = 2^{-t} E_0, \quad (3.4)$$

iz česar lahko določimo  $t = \log_2 (E_0/E)$ , od tu pa dobimo En. (3.2).

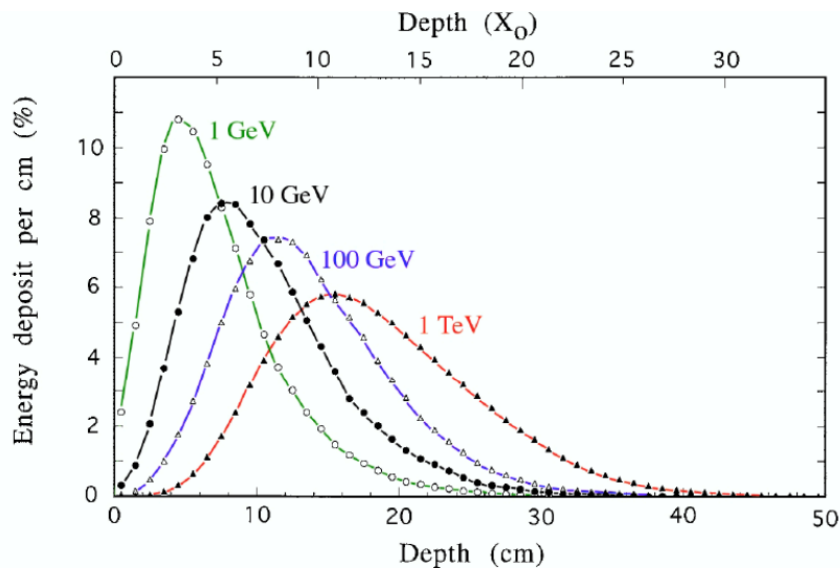
Karakteristična lastnost pljuska je tudi število delcev pri maksimumu pljuska pri energiji  $E_c$

$$N_{\max} = 2^{t_{\max}} = \frac{E_0}{E_c},$$

kjer je  $t_{\max} \propto \ln (E_0/E_c)$ . Maksimum pljuska in energijo v odvisnosti od njegove dolžine za različne začetne energije elektrona v bakru prikazuje graf na Sliki 3.11.



Slika 3.10: Shema razvoja enostavnega EM pljuska. Začetni fotoni tvorijo par elektrona in pozitrona, ti pa naprej z zavornim sevanjem tvorijo nove fotone, ki postopek ponavljajo.



Slika 3.11: Energija pljuska v odvisnosti od njegove dolžine, prikazana za različne začetne energije elektrona, ki potujejo v bakru. V namen primerjave profilov so bile zgornje porazdelitve normirane [13].

## Ozadje BI

Luminoznost pri trkalniku SuperKEKB bo povečana zaradi večjega števila elektronskih in pozitronskih gruč, ojačanega toka ter izboljšane optike žarkov v IR. Poleg povečanja luminoznosti pa te spremembe povečajo tudi jakost ozadja BI (ang. *beam induced*), ki ga povzročijo interakcije žarkov s cevjo, v kateri potujejo delci. Poznavanje teh efektov je pomembno za učinkovito ločevanje signala od ozadja.

### 4.1 Tipi ozadja

K ozadju BI najbolj prispevajo naslednji procesi: sipanje tipa žarek – plin, Touschekovo sipanje, sinhrotronsko sevanje in radiativno sipanje Bhabha. Posamezni tipi ozadja so bolj podrobno opisani v naslednjih podrazdelkih.

#### 4.1.1 Sipanje tipa žarek – plin

Eden najpomembnejših delov pospeševalnika, ki vplivajo na njegovo delovanje, je vakuumski sistem. V ceveh, kjer potujejo elektronske in pozitronske gruče, je prisoten plin, saj nikoli ne moremo imeti popolnega vakuumu. Interakcije pospešenih delcev s plinom v cevi slabšajo kvaliteto žarka, zato je potrebno pritisk v ceveh znižati na takšno vrednost, da bodo ti efekti zanemarljivi. Najbolj pogosta procesa, preko katerih te interakcije potekajo, sta zavorno sevanje in Coulombsko sipanje. Takšni procesi spreminjajo energijo in gibalno količino delcev, to pa povzroči, da se delci zaletijo v steno cevi ali v magnetne ter tako povzročijo pljuske novih delcev. Ti delci lahko zaidejo v notranjost detektorja in povzročijo lažne zadetke, kar pri rekonstrukciji predstavlja del ozadja. Ta efekt je sorazmeren s tokom delcev  $I$  in s tlakom v cevi  $P$

$$\frac{dN_{\text{žarek-plin}}}{dt} \propto IP,$$

torej visokoenergijski obroč prispeva v manjši meri kot nizkoenergijski obroč, saj velja  $I_{HER} < I_{LER}$ .

#### 4.1.2 Touschekovo sipanje

Touschekovo sipanje je sipanje delcev znotraj gruče, kjer Coulombsko sipanje pod velikimi koti vodi do spremembe v energiji delcev. Takšno sipanje povzroči, da delec pridobi ali izgubi nekaj energije in se s tem odmakne od optimalne poti v pospeševalniku, kar pa vodi do izgube delcev. Pogostost tega efekta je sorazmerna toku delcev  $I$ , številu gruč  $N$  in obratno sorazmerna širini žarka  $\sigma_y$  ter tretji potenci energije žarka  $E^3$

$$\frac{dN_{\text{Touschek}}}{dt} \propto \frac{IN}{\sigma_y E^3}.$$

Prispevek visokoenergijskega obroča lahko tudi v tem primeru zanemarimo, saj je ta efekt še dodatno oslabšan zaradi tretje potence energije v imenovalcu, zaradi katere velja  $E_{HER}^{-3} \ll E_{LER}^{-3}$ .

### 4.1.3 Sinhrotronsko sevanje

Sinhrotronsko sevanje je elektromagnetno sevanje, ki ga sevajo nabiti ultrarelativistični delci, ko pospešujejo v elektromagnetnem polju. Sevanje izvira v bližini magnetov, ki so uporabljeni za ukrivljanje tirnic žarkov v pospeševalniku. V primeru sinhrotronov je takšno sevanje glavni predmet obravnave, sicer pa predstavlja težavo zaradi kontaminacije v detektorju. V primeru pospeševalnika SuperKEKB je energija sevanja reda velikosti  $\sim 1$  keV, zato je prispevek zanemarljiv povsod, razen pri detektorjih verteksov. Jakost sevanja je sorazmerna toku delcev, moč sevanja pa je sorazmerna produktu  $E^2 B^2$ , kjer  $E$  predstavlja energijo žarka,  $B$  pa jakost magnetnega polja. Zaradi nižje energije je prispevek pozitronskega žarka k sinhrotronskemu sevanju zanemarljiv.

### 4.1.4 Radiativno sipanje Bhabha

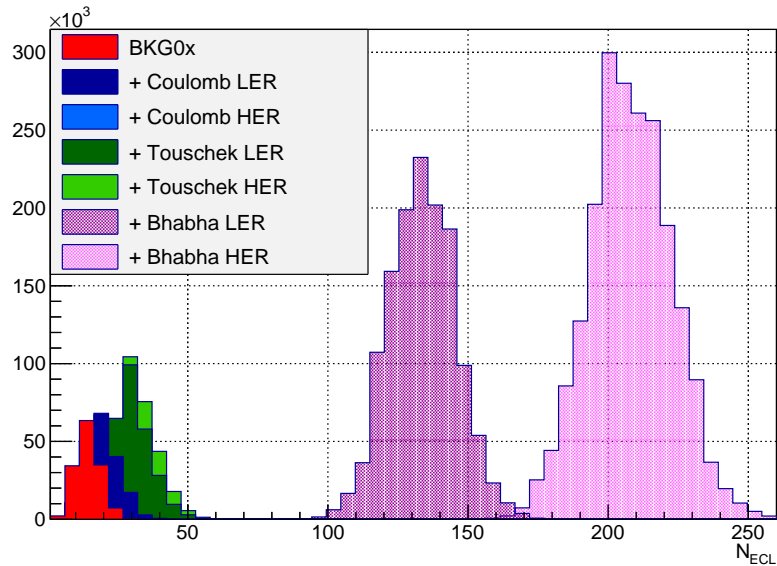
V kvantni elektrodinamiki sipanje Bhabha predstavlja proces  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ , h kateremu prispevata sipanje in anihilacija elektronov ter pozitronov. Radiativno sipanje Bhabha se od navadnega razlikuje po tem, da pri procesu nastane še en ali več fotonov  $\gamma$ . Eden od efektov sipanja Bhabha je nižanje energije elektronov in pozitronov, kar zopet povzroči odmik od optimalne trajektorije. Elektroni in pozitroni, ki zadenejo magnetne, povzročijo elektromagnetne pljuske novih delcev, fotoni iz sipanja Bhabha pa preko interakcij z železom iz magnetov povzročijo nastanek velikega števila nevtronov, ki predstavljajo glavni vir ozadja v detektorju KLM. Pogostost tega efekta je sorazmerna z luminoznostjo  $\mathcal{L}$ . Pri trkalniku SuperKEKB bodo potrebni močni ukrepi zoper radiativno sipanje Bhabha, saj pričakujemo  $\times 40$  večjo luminoznost kot pri trkalniku KEKB

$$\frac{dN_{Bhabha}}{dt} \propto \mathcal{L}.$$

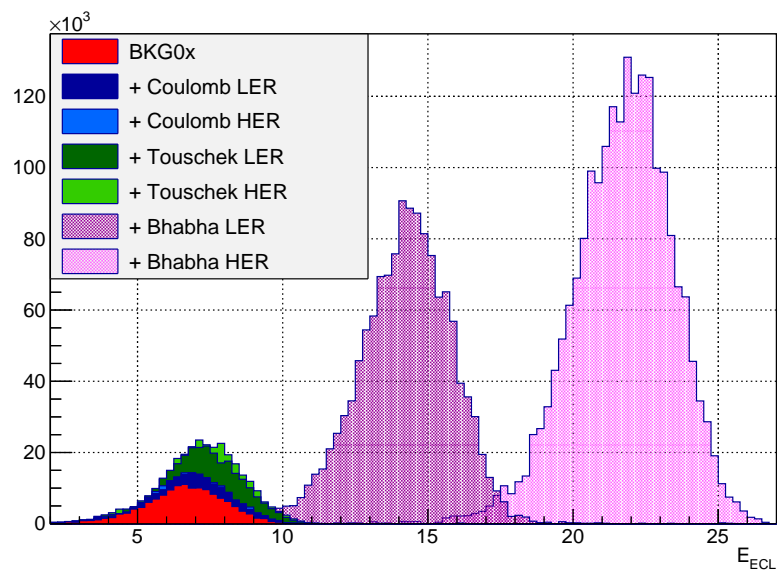
## 4.2 Viri ozadja v kalorimetru ECL

Trenutne simulacije nam omogočajo študijo Coulombskega sipanja, radiativnega sipanja Bhabha ter Touschekovega efekta za nizko- in visokoenergijski obroč kot posameznih virov ozadja. Vplive smo si ogledali kot porazdelitev po številu rekonstruiranih gruč v kalorimetru ECL in kot porazdelitev po njihovi skupni energiji znotraj dogodka trka  $e^+e^-$ . Študijo ozadja smo naredili na arbitrarnem vzorcu podatkov brez ozadja BI, kateremu pa smo nato ozadje postopoma dodajali. Izkazuje se, da dodano ozadje poveča število vseh rekonstruiranih pljuskov v kalorimetru ECL, poleg tega pa poveča tudi celotno energijo trka. Zaradi teh efektov je izmerjena energija v kalorimetru lahko popačena, kar pa vodi do slabe rekonstrukcije dogodka. Na podlagi dobljenih porazdelitev, ki so prikazane na Sliki 4.1 (a) in (b), se lahko bralec sam prepriča, da na meritve energije v kalorimetru ECL najbolj vpliva proces radiativnega sipanja Bhabha. Prav tako se lahko

prepričamo, da so prispevki iz visokoenergijskih obročev za ostale omenjene procese res zanemarljivi. Da bi torej izboljšali delovanje kalorimetra ECL, so potrebni ukrepi, ki zmanjšajo prispevke radiativnega sipanja Bhabha iz ozadja BI.



(a)



(b)

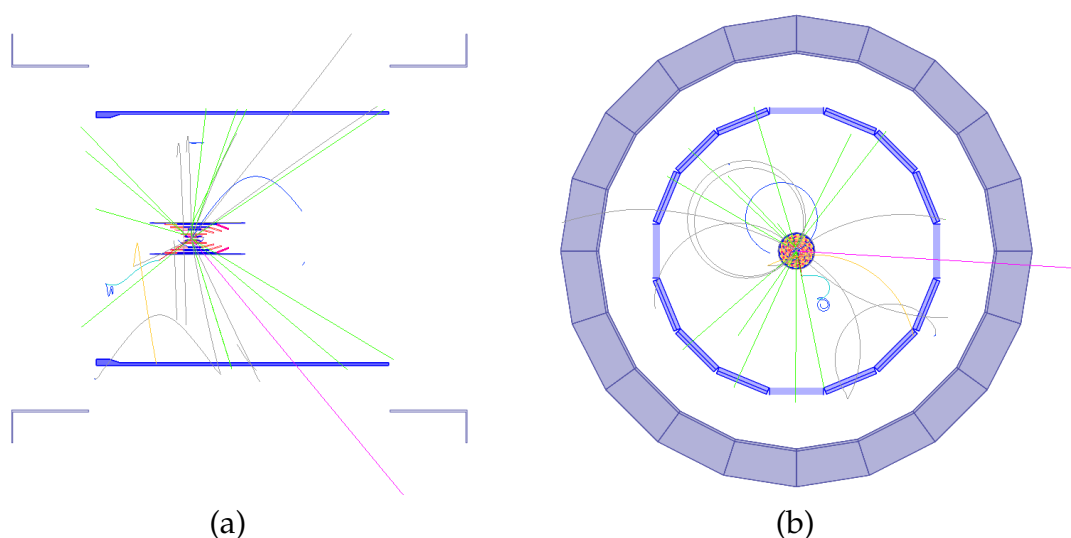
Slika 4.1: Porazdelitvi prikazujeta vplive posameznih virov ozadja v kalorimetru ECL. Slika (a) prikazuje porazdelitev po številu rekonstruiranih pljuskov v kalorimetru, (b) pa porazdelitev po njihovi skupni energiji. Medtem ko največ prispeva radiativno ozadje BI, lahko prispevke iz visokoenergijskih obročev ostalih procesov zanemarimo.



## Simulacija Monte Carlo

Simulacije Monte Carlo (MC) so širok razred računskih algoritmov, ki za svoje delovanje uporabljajo naključna števila. Z njimi lahko modeliramo stohastične procese ali pa deterministične procese, ki jih lahko aproksimiramo s stohastičnimi. Tipično ponavljamo isti fizikalni proces večkrat zaporedoma z naključnimi začetnimi parametri, da dobimo porazdelitev po neki verjetnostni količini, za katero se zanimamo. Nekateri od glavnih problemov v fiziki, kjer so metode MC najbolj uporabne, so problemi z velikim številom prostostnih stopenj, študije stohastičnih problemov, integracija v večdimenzionalnih ( $d > 4$ ) problemih ipd., kjer jih odlikuje hitra konvergenca.

V eksperimentalni fiziki delcev metode MC predstavljajo nepogrešljiv del vsake analize podatkov. Uporabljajo se za načrtovanje detektorjev in poznavanje njihovega odziva ter primerjavo med eksperimentalnimi podatki in teorijo. S simulacijo ustvarimo „lažne“ dogodke, ki so osnovani na poznanih fizikalnih procesih, te pa nato primerjamo s tistimi, ki jih izmerimo v dejanskih eksperimentih. Za znane procese mora simulacija opisati realno stanje, kar se da identično. Preko razlik med eksperimentalnimi podatki in simulacijo iščemo nestrinjanja med naravo in modelom, ki naravo opisuje. V primeru, da je simulacija pravilno izvedena, nas takšne razlike lahko pripeljejo do odkritja novih procesov. V eksperimentalni fiziki delcev simuliranje razpadov v grobem poteka po naslednjih korakih:



Slika 5.1: Simulacija naključnega dogodka v detektorju. Prikazane so sledi delcev, ki nastanejo pri trku  $e^+e^-$ . Slika (a) prikazuje stranski pogled, (b) pa prečni prerez detektorja.

### 1. Generacija dogodkov

V prvem koraku implementiramo fizikalno teorijo in modele, mase delcev, sipalne preseke itd. Vstavimo tudi informacije o delcih, ki bodo trčili, kot npr. katere delce želimo uporabiti in kakšna je njihova energija ali porazdelitev po gibalni količini. Nato povemo, kakšne vrste procesov želimo obravnavati, kjer lahko izbiramo med generičnim ali pa točno določenim razpadom. Kot rezultat tega koraka dobimo izhodno datoteko, ki vsebuje vse informacije o generiranih dogodkih (začetni, vmesni in končni delci, njihove gibalne količine itd.). Dva bolj uporabljena generatorja dogodkov v fiziki osnovnih delcev sta generatorja Pythia in EvtGen, kjer je uporaba slednjega še posebej pogosta pri simulacijah trkov v tovarnah mezonov  $B$ .

### 2. Detektorska simulacija

Po generaciji dogodkov so delci kreirani v prazen prostor. Da te delce opazimo, potrebujemo detektor. Detektorska simulacija prav tako uporablja metode MC za opis dogajanja znotraj detektorja. Za uspešno simulacijo moramo navesti lastnosti detektorja, kot npr. geometrijo, uporabljen material in prisotna električna ter magnetna polja. Da se s simulacijo bolj približamo realni situaciji, lahko na tem mestu fizikalnim dogodkom dodamo tudi dogodke iz ozadja BI. V izhodno datoteko se na tem nivoju shranijo informacije o sledih delcev v detektorju, njihovo sipanje, absorbcija v materialu in detektirana energija. Slika 5.1 prikazuje simulacijo razpada  $B\bar{B}$ , kjer sledilni sistemi zaznajo sledi razpadnih delcev. Eden izmed najbolj popularnih orodij za detektorsko simulacijo, ki je v uporabi v fiziki osnovnih delcev, je orodje Geant4.

### 3. Rekonstrukcija

Na podlagi različnih informacij iz detektorja rekonstruiramo osnovne elemente, ki so potrebni za nadaljnjo rekonstrukcijo. To so npr. nabite sledi v sledilnih detektorjih, pljuski delcev, ki pustijo energijo v ECL, ali pa zadetki v detektorju KLM. S temi osnovnimi elementi sestavimo delce, ki jih nato v rekonstrukciji in kasneje v analizi uporabimo. Razpadno verigo, ki jo obravnavamo, rekonstruiramo po nivojih, kjer na posameznem nivoju napravimo kombinacije ustreznih delcev in ustvarimo njihove prednike v razpadni verigi. Direktna posledica kombinacij napačnih delcev je širok spekter napačnih kandidatov, ki tvorijo zvezno porazdeljeno kombinatorično ozadje, za razliko od signalnih kandidatov, ki v porazdelitvi prispevajo k vrhu z neko tipično širino. Za študijo lastnosti signalov navadno analiziramo vzorec brez ozadja BI, za realnejši opis meritev pa te dogodke upoštevamo. Zelo pomemben del rekonstrukcije so rezi, s katerimi želimo zavreči čim večji del ozadja in čim manjši del signala. Zaradi hitrejšega delovanja rekonstrukcije lahko grobe reze napravimo že tekom rekonstrukcije, na koncu pa se odločimo za optimalen set rezov, s katerimi zavržemo ozadje v največji možni meri.

Informacije o simuliranih dogodkih shranimo v enaki obliki kot informacije o izmerjenih dogodkih, zato da lahko uporabimo enaka orodja za rekonstrukcijo tako na simuliranih kot izmerjenih podatkih. Razlika med njima je le v tem, da



imamo v primeru simuliranih dogodkov na voljo tudi generirano resnico, ki hrani informacije o vseh lastnostih vseh delcev od njihove generacije vse do simulirane detekcije. Na podlagi te resnice lahko nato preverimo natančnost in izkoristek rekonstrukcije.

## 5.1 Generacija dogodkov

Manjše vzorce podatkov lahko generiramo sami, če pa je vzorec podatkov prevelik, pa so navadno na voljo tudi večji vzorci podatkov. Ker je sistematska napaka pri meritvah navadno odvisna od statistične zanesljivosti, določene s simulacijo, rabimo v splošnem večje število generiranih kot izmerjenih dogodkov. Vzorce podatkov v grobem delimo na generične in signalne, njihova uporaba pa je odvisna od primera. Za realnejše simulacije moramo generiranim dogodkom, tako iz generičnega kot signalnega MC, dodati ozadje BI, zato da naši podatki poleg fizikalno zanimivih procesov vsebujejo tudi ostale zabeležene dogodke, ki jih izmerimo v dejanskem eksperimentu.

### 5.1.1 Generični Monte Carlo

Pri generični simulaciji obravnavamo vse procese  $e^+e^- \rightarrow Y(4S) \rightarrow B\bar{B}$  ali  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ , kjer  $q$  predstavlja kvark  $u, d, s$  ali  $c$ . Generični MC služi predvsem študiji ozadja, saj vsebuje vse možne dogodke iz trka, če le-ti niso preredki, da bi jih v vzorec zajeli. Tipov razpadov je v tem vzorcu več, najbolj pogosti med njimi pa so:

- Razpadi v par mezonov  $B : e^+e^- \rightarrow B\bar{B}$ 
  - Nabiti mezoni (12.16 %):  $Y(4S) \rightarrow B^+B^-$
  - Nevtralni mezoni z mešanjem (12.16 %):  $Y(4S) \rightarrow B^0\bar{B}^0$
- Razpadi v kontinuum  $qq : e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ 
  - $q = u, d, s$  v razmerju 1:1:1 (vsak 15.55 %)
  - $c\bar{c}$  (29.03 %)

### 5.1.2 Signalni Monte Carlo

Simulacija signalnih dogodkov se od simulacije generičnih dogodkov razlikuje po tem, da v tem primeru generiramo le tiste dogodke, ki jih želimo obravnavati. Tak postopek je precej uporaben v primerih, ko obravnavamo zelo redke razpade, za katere bi sicer morali uporabiti ogromen vzorec podatkov. Razvejitevno razmerje za procese, ki jih generiramo, je enako 100 %, saj ni prisotnih nobenih drugih razpadov. Takšna simulacija nam omogoča, da spoznamo lastnosti signalnih kandidatov brez vplivov vsakršnega ozadja. Na podlagi teh lastnosti lahko določimo območja opazljivk, ki jih zasedajo signalni kandidati, informacije o teh območjih pa v analizi uporabimo za uspešno ločevanje ozadja od signalnih kandidatov.



## Rekonstrukcija

Število dogodkov, ki jih želimo analizirati, je tipično zelo majhno v primerjavi s številom vseh dogodkov, ki se zgodijo pri trku elektrona in pozitrona. Pri rekonstrukciji razpadov imamo poleg pravilnih, t. i. signalnih kandidatov, tudi kandidate iz napačnih kombinacij (kombinatorično ozadje). Medtem ko ima v splošnem ozadje zvezno porazdelitev po rekonstruirani masi, tvorijo signalni kandidati karakteristični vrh. Za bolj realno analizo procesom dodamo ozadje BI, ki ga povzroči interakcija žarkov s cevjo, v kateri potujejo. To nam predstavlja dodaten izziv pri rekonstrukciji razpada. Če opazujemo zelo redke razpade, se lahko zgodi, da je količina signalnih dogodkov toliko manjša od ozadja, da signalnih vrhov v porazdelitvah različnih opazljivk ne opazimo. Količino ozadja lahko zmanjšamo z uporabo selekcijskih kriterijev na izbranih spremenljivkah, kjer uporabimo dejstvo, da se nekatere lastnosti razpadov (npr. kinematične) razlikujejo za kandidate iz signala in ozadja.

Razpadi potekajo po razpadnih verigah, na koncu pa ostanejo dolgo živeči, stabilni delci FSP (ang. *final state particles*). To so delci  $e^\pm$ ,  $\mu^\pm$ ,  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ ,  $K_L$ ,  $p^\pm$  ter  $\gamma$  in so edini delci, ki jih dejansko zaznamo z detektorjem. Rekonstrukcijo razpada pričnemo z delci FSP na dnu verige in rekonstruiramo vmesna stanja ter se premikamo po razpadni verigi navzgor, dokler ne dosežemo zelenega vrha verige. Rekonstrukcija razpada v praktičnem smislu pomeni, da sestavimo vektor četverec gibalne količine razpadajočega delca kot vsoto četvercev gibalnih količin razpadnih produktov tega delca, kar sledi iz enačb za ohranitev energije in gibalne količine

$$p_\mu p^\mu = \left( \sum_i \mathbf{q}_i \right)_\mu \left( \sum_i \mathbf{q}_i \right)^\mu = \left( \sum_i E_i \right)^2 - \left( \sum_i \mathbf{q}_i \right)^2 = m^2 = \text{inv.}, \quad (6.1)$$

kjer je  $p$  četverec gibalne količine prvotnega delca,  $q_i$  četverec gibalne količine  $i$ -tega razpadnega produkta,  $E_i$  in  $\mathbf{q}_i$  pa sta energija in navadni vektor gibalne količine  $i$ -tega razpadnega produkta. Tipično že pri rekonstrukciji uporabimo blage zahteve glede lastnosti delcev, ki zavrnejo večji del ozadja, hkrati pa ohranijo večino signalnih dogodkov.

V magistrskem delu obravnavamo razpad  $D^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ , kjer nevtralni pioni dalje razpadejo kot  $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$ . V našem primeru so torej vsi signalni delci FSP fotoni. V naslednjih razdelkih si bomo ogledali potek posameznih nivojev rekonstrukcije razpada, omenili pa bomo tudi možne izboljšave in si ogledali njihov vpliv.

## 6.1 Rekonstrukcija fotonov

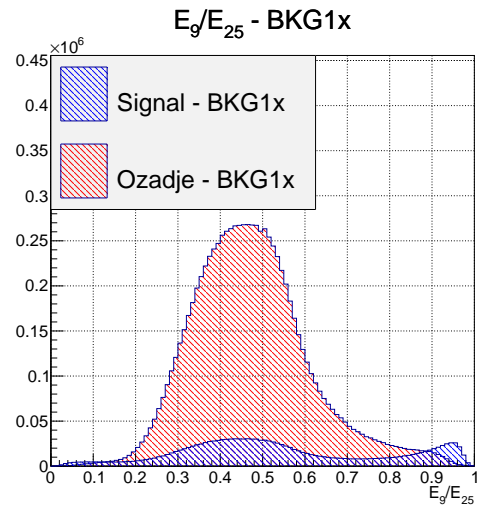
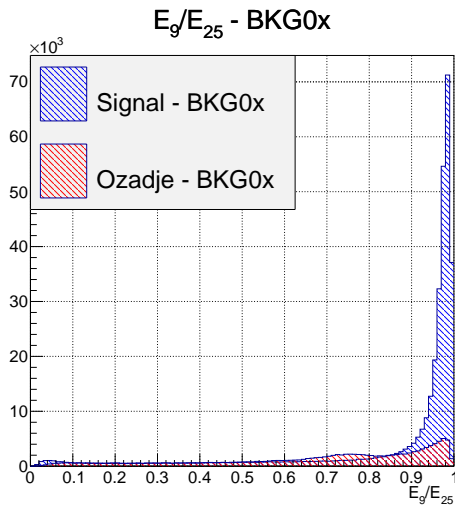
Kot smo omenili, so pri obravnavi našega razpada vsi končni delci fotoni  $\gamma$ , ki jih zaznamo v ECL kot elektromagnetne pljuske, ki nimajo relacije na nabito sled. V tem poglavju si bomo ogledali nekatere lastnosti, ki so značilne za fotone. Prav tako bomo preverili učinkovitost detekcije in ločljivosti značilnih količin fotona.

### 6.1.1 Opazljivka $E_9/E_{25}$

Opazljivka  $E_9/E_{25}$  je opazljivka, ki je značilna za opazovanje lastnosti pljuskov v detektorju. Opisuje razmerje med energijo, deponirano v bloku  $3 \times 3$  celic, in energijo, deponirano v bloku  $5 \times 5$  celic v kalorimetru ECL. Za fotone velja, da so povzročeni elektromagnetni pljuski relativno „kompaktni“ glede na blok  $3 \times 3$  celic, kar opazimo kot vrednost razmerja  $E_9/E_{25}$  blizu 1. Nabiti delci povzročijo večji interakcijski volumen, zato so elektromagnetni pljuski teh delcev bolj razširjeni in imajo vrednosti razmerja  $E_9/E_{25}$  pri nižjih vrednostih, saj se v območje  $5 \times 5$  celic deponira relativno več energije kot v območje  $3 \times 3$  celic. Podobno velja tudi za pljuske, ki jih povzročijo hadroni, kjer je efekt še večji, saj je prisotna tudi močna interakcija.

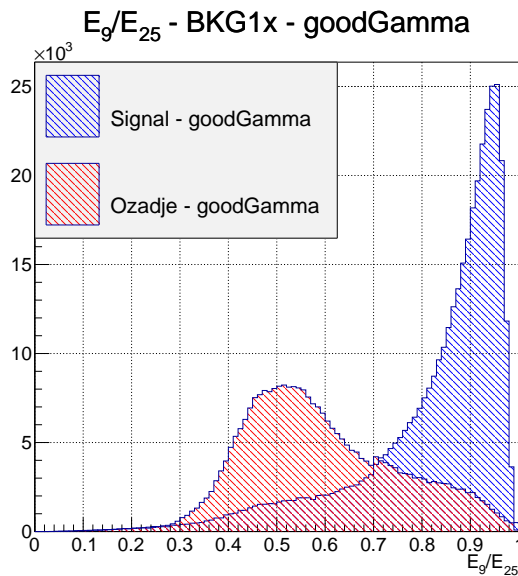
Za opazovanje lastnosti fotonov smo uporabili 2 signalna MC vzorca podatkov s 50 000 dogodki – enkrat z in enkrat brez dodanega ozadja BI. V primeru brez ozadja (BKGoX) je porazdelitev po opazljivki  $E_9/E_{25}$  za signalne fotone blizu 1, kot je prikazano na Sliki 6.1. Porazdelitev nam dokazuje, da so pljuski fotonov res kompaktni in da je večinski prispevek fotonov v območju  $E_9/E_{25} > 0.85$ , kar je v praksi tudi standardni rez za fotone.

Slika 6.2 prikazuje porazdelitev po opazljivki  $E_9/E_{25}$  v primeru z vključenim ozadjem (BKGIx). Situacija je v tem primeru slabša zaradi dveh razlogov. Zaradi ozadja imamo več interakcij in posledično več delcev, v katere nismo zainteresirani. Prepoznamo jih kot grbo na porazdelitvi s centrom okoli vrednosti  $E_9/E_{25} \approx 0.5$  na Sliki 6.2. Poleg tega se spremeni tudi porazdelitev signalnih fotonov, kar pa je nefizikalen pojav. Ozadje nam v resnici ne prinese nobenih novih signalnih kandidatov, zgodi pa se, da so nekateri fotoni iz ozadja prepoznani kot signalni fotoni, kar nam popači originalno signalno porazdelitev. Potrebno je izpostaviti, da je to napaka v simulaciji, saj se generirana resnica ne bi smela spremeniti. Na tem koraku smo s kombinacijo grobih rezov energije fotona  $E$ , razmerja  $E_9/E_{25}$  in upoštevanjem regije, v kateri je bil foton detektiran, definirali selekcijske kriterije za izbiro „dobrih“ fotonovskih kandidatov (goodGamma – „gG“) iz vzorca BKGIx. Porazdelitev fotonov po  $E_9/E_{25}$  za ta primer prikazuje Slika 6.3. Ker delovanje ECL še ni optimalno, smo se odločili, da v naslednjih študijah izključimo obravnavo podatkov BKGIx, saj nam selekcija dobrih fotonovskih kandidatov z zgoraj opisanimi pogoji nudi večji vpogled v trenutno delovanje simulacij.



Slika 6.1: Porazdelitev fotonov po opazljivki  $E_9/E_{25}$  za vzorec podatkov brez ozadja BI (BKG0x). Prikazana je porazdelitev za signalne fotone in za ostale delce. Večinski del porazdelitve je vključen na območju  $E_9/E_{25} > 0.85$ , kar potrjuje kompaktnost pljuskov fotonov.

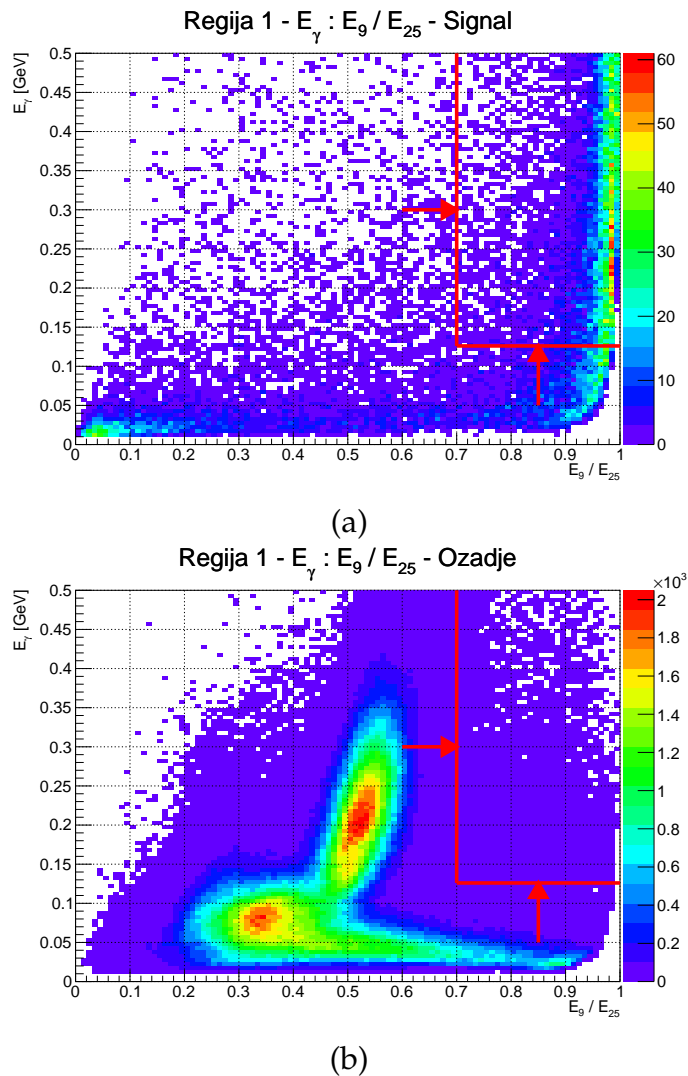
Slika 6.2: Porazdelitev fotonov po opazljivki  $E_9/E_{25}$  za vzorec podatkov z vključenim ozadjem BI (BKG1x). Prikazana je porazdelitev za signalne fotone in za ostale delce. Zaradi ozadja imamo več nabitih delcev, ki napravijo grbo okoli  $E_9/E_{25} \approx 0.5$ , prav tako pa povzročijo popačenje signalne porazdelitve fotonov.



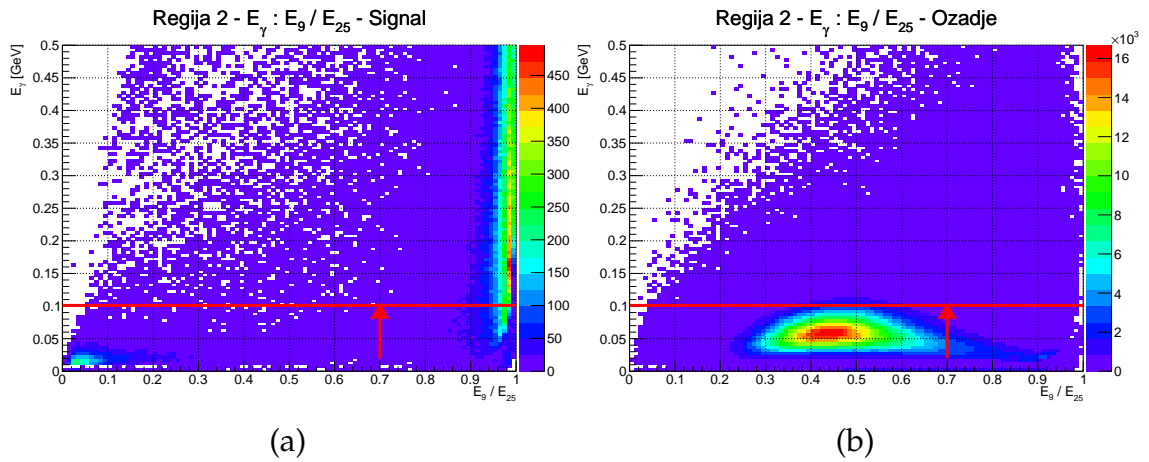
Slika 6.3: Porazdelitev fotonov po opazljivki  $E_9/E_{25}$  za vzorec podatkov z vključenim ozadjem BI in optimizirano selekcijo dobrih fotonov (gG). S pravilno kombinacijo grobih rezov spremenljivke  $E_9/E_{25}$  in upoštevanjem regij, v katerih so bili fotoni detektirani, lahko izberemo le dobre kandidate za fotone.

Pri študiji kriterijev za izbiro dobrih fotonских kandidatov smo si ogledali primerjavo med 2D porazdelitvijo zgoraj omenjenih količin za signalne kandidate in kandidate iz ozadja iz posameznih regij. Območje detektorja je razdeljeno na 3 regije: naprej (1), plašč (2) in nazaj (3). Slike 6.4, 6.5 in 6.6 prikazujejo omenjene porazdelitve za posamezne regije v istem vrstnem redu, kjer (a) prikazuje signalne dogodke, (b) pa dogodke iz ozadja. Večina fotonских kandidatov v obeh primerih prihaja iz območja plašča detektorja (regija 2), kot prikazuje Slika 6.7. Dober fotonский kandidat je moral izpolnjevati enega od naslednjih pogojev:

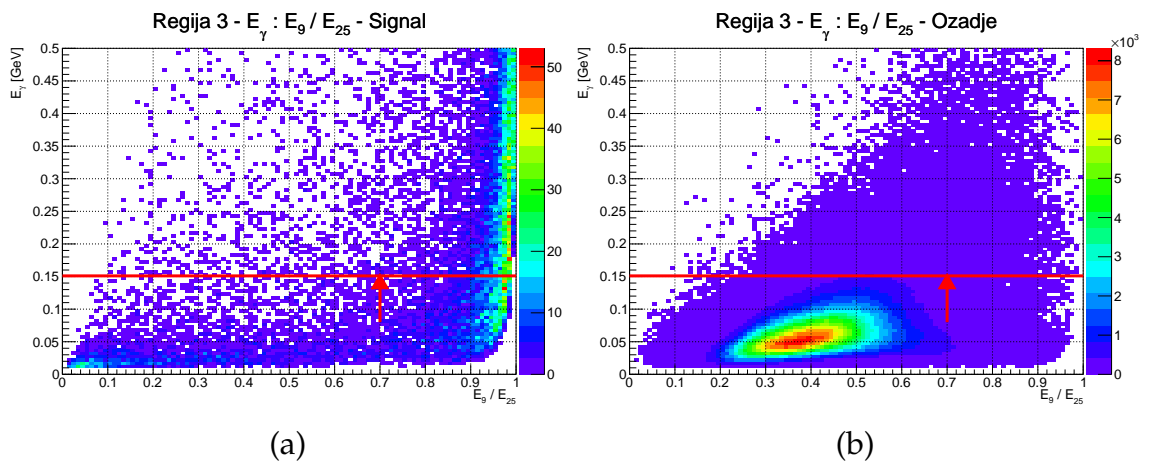
- Regija 1:  $E > 0.125 \text{ GeV}$ ,  $E_9/E_{25} > 0.7$ ,
- Regija 2:  $E > 0.100 \text{ GeV}$ ,
- Regija 3:  $E > 0.150 \text{ GeV}$ .



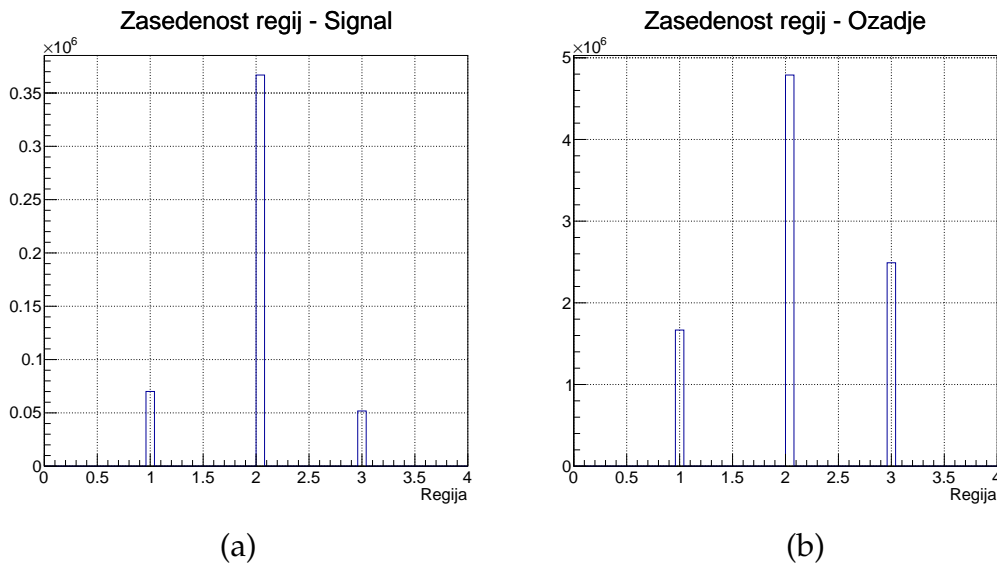
Slika 6.4: 2D histogram energije in razmerja  $E_9/E_{25}$  za regijo 1. (a) predstavlja porazdelitev po signalnih dogodkih, (b) pa po dogodkih iz ozadja. Rdeče črte prikazujejo reze, ki jih napravimo za to območje. Obdržimo le območje zgoraj desno.



Slika 6.5: 2D histogram energije in razmerja  $E_9/E_{25}$  za regijo 2. (a) predstavlja porazdelitev po signalnih dogodkih, (b) pa po dogodkih iz ozadja. Rdeča črta prikazuje rez, ki ga napravimo za to območje. Obdržimo le zgornje območje.



Slika 6.6: 2D histogram energije in razmerja  $E_9/E_{25}$  za regijo 3. (a) predstavlja porazdelitev po signalnih dogodkih, (b) pa po dogodkih iz ozadja. Rdeče črte prikazujejo rez, ki ga napravimo za to območje. Obdržimo le zgornje območje.



Slika 6.7: Porazdelitev fotonov po opazljivki  $E_9/E_{25}$  za vzorec podatkov brez ozadja. Prikazani sta porazdelitvi za (a) signalne fotone in (b) ostale delce. Večina fotonov zadane območje plašča (regija 2).

### 6.1.2 Izkoristek in energijska ločljivost

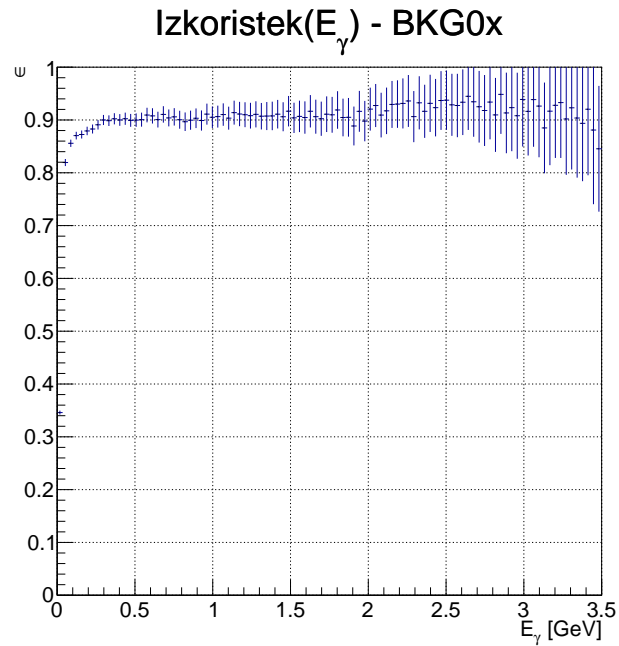
Generirani fotoni pred detekcijo potujejo skozi material detektorja, kjer lahko z njim interagirajo in se uničijo, ali pa jim interakcija spremeni lastnosti. Informacije o kvaliteti neke količine pri simulaciji skozi detektor nam nudita izkoristek (ang. *efficiency*) in ločljivost/resolucija (ang. *resolution*).

Izkoristek je definiran kot razmerje med detektiranimi in generiranimi fotoni  $\epsilon = N_{det}/N_{gen}$ . Bolj informativen je izkoristek kot funkcija neke količine  $\epsilon = \epsilon(f)$ , ki ga predstavimo kot razmerje med porazdelitvama po generirani količini pred in po simulaciji detekcije. Po definiciji vrednost takšnega razmerja ne sme presegati 1.

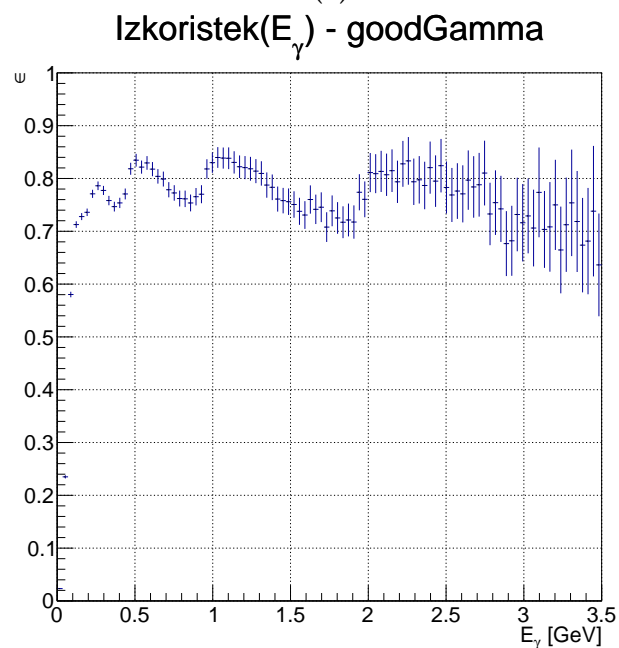
Resolucija je definirana kot razlika med vrednostjo detektirane in generirane količine  $R = f_{rec} - f_{gen}$ . V idealnem primeru je resolucija funkcija delta s širino 0, vendar imamo zaradi izgub pri detekciji neničelno širino. S takšnimi količinami dobimo informacijo o kvaliteti rekonstruiranih opazljivk.

Slike 6.8, 6.9 in 6.10 prikazujejo izkoristek v odvisnosti od generiranih energij fotona  $E$ , polarnega kota  $\theta$  in azimutalnega kota  $\phi$  v istem vrstnem redu, kjer (a) prikazuje porazdelitve za primer brez ozadja BI, (b) pa z ozadjem in selekcijo dobrih fotonov kandidatov. Izkoristek detekcije fotonov v odvisnosti od energije  $E$  je enak 90 % po skoraj celotnem območju za primer brez ozadja. V primeru z ozadjem BI in selekcijo dobrih fotonov kandidatov ta vrednost pade na 80 %. Podobno situacijo imamo tudi pri izkoristku kot funkciji polarnega kota  $\theta$ , kjer je porazdelitev enaka 90 % po skoraj celotnem območju za primer brez ozadja in 80 % za primer z ozadjem. Razlika nastopi le v primerih skrajno naprej ( $12.4^\circ$ ) in skrajno nazaj ( $155.1^\circ$ ), saj tam geometrija detektorja ne omogoča učinkovite detekcije. Opazimo tudi padce pri delih med plaščem in pokrovoma, kjer je nepokrito območje širine  $\sim 1^\circ$ . Če opazujemo izkoristek kot funkcijo azimutalnega kota  $\phi$  opazimo, da je v obeh primerih ozadja porazdelitev približno konstantna po celem območju; v prvem primeru je enaka 85 % v drugem pa približno 67 %.



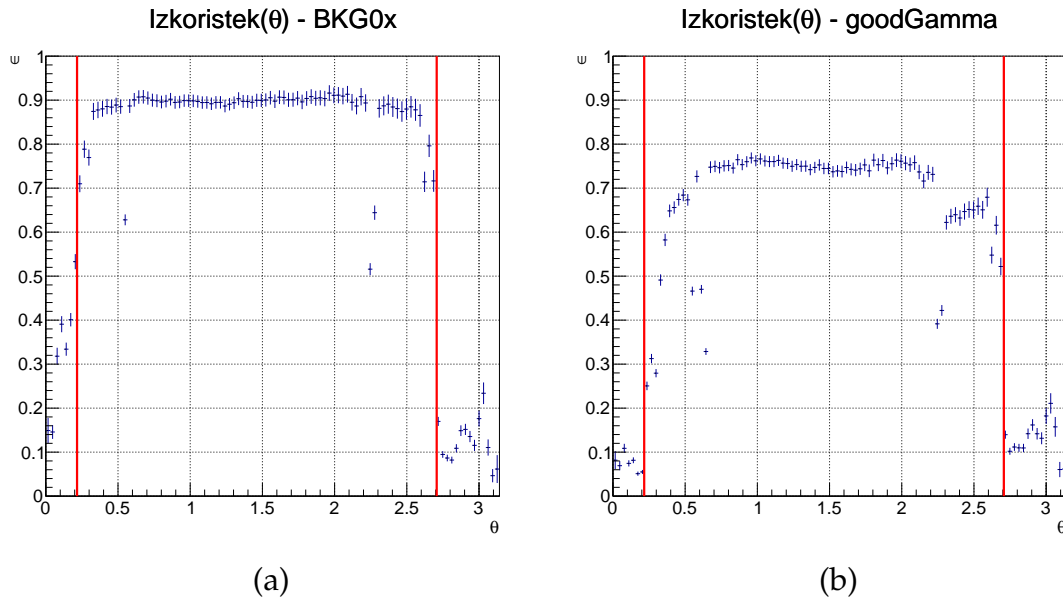


(a)

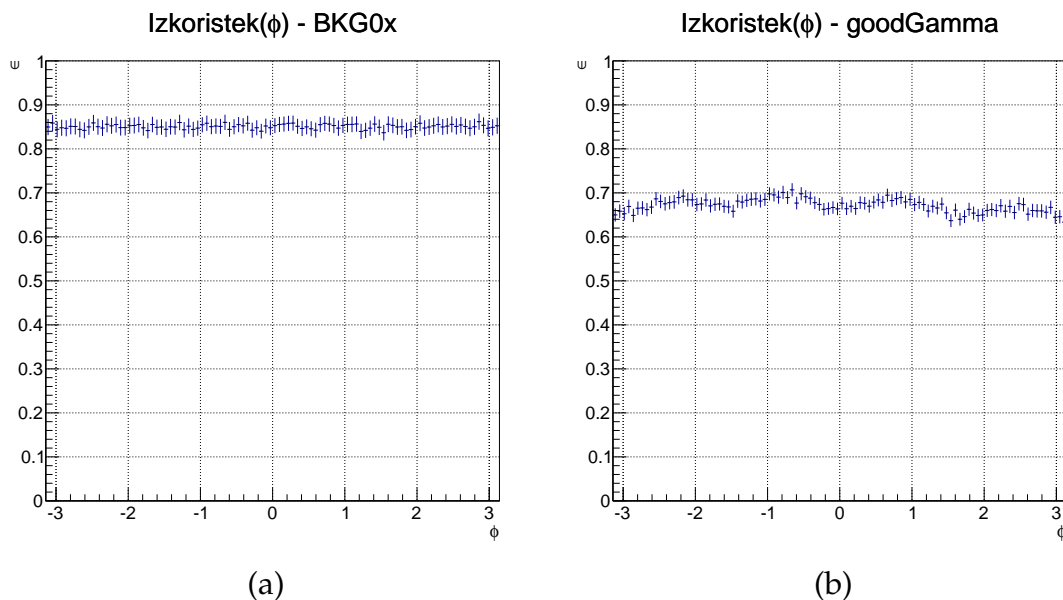


(b)

Slika 6.8: Slika prikazuje izkoristek detekcije fotonov kot funkcijo energije fotona  $E$ . V primeru brez ozadja (a) je vrednost po celotnem območju približno enaka 90 %, v primeru z ozadjem in selekcijo dobrih fotonovskih kandidatov (b) pa ta vrednost upade na 80 %.

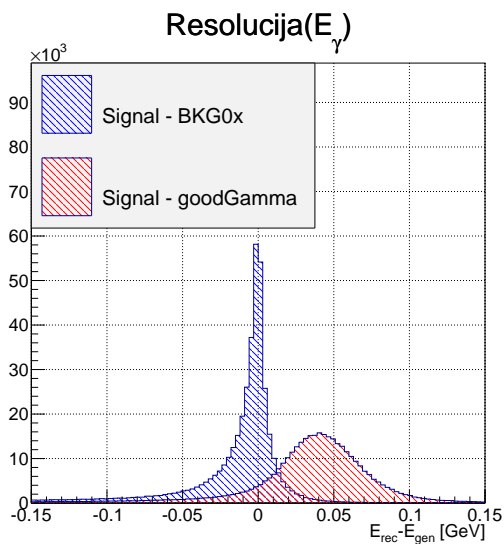


Slika 6.9: Slika prikazuje izkoristek detekcije fotonov kot funkcijo polarnega kota fotona  $\theta$ . V primeru brez ozadja (a) je vrednost po celotnem območju približno enaka 90 %, v primeru z ozadjem in selekcijo dobrih fotonovskih kandidatov (b) pa ta vrednost upade na 80 %. Razlika nastopi v primeru skrajno naprej ( $12.4^\circ$ ) in skrajno nazaj ( $155.1^\circ$ ) zaradi geometrije detektorja. Opazimo tudi padce pri delih med plaščem in pokrovoma, kjer je nepokrito območje širine  $\sim 1^\circ$ .

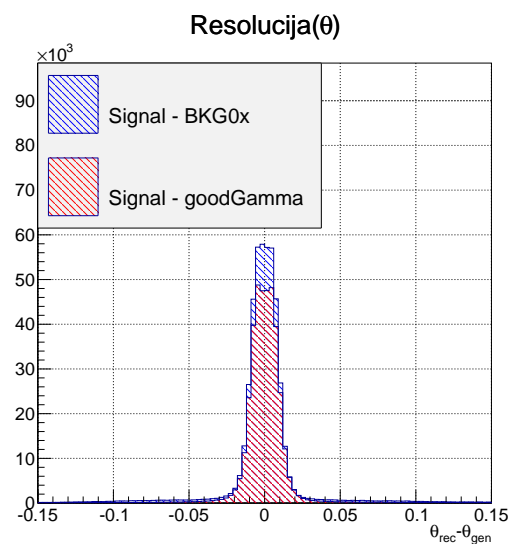


Slika 6.10: Slika prikazuje izkoristek detekcije fotonov kot funkcijo azimutalnega kota fotona  $\phi$ . V primeru brez ozadja (a) je vrednost po celotnem območju približno enaka 85 %, v primeru z ozadjem in selekcijo dobrih fotonovskih kandidatov (b) pa ta vrednost upade na približno 67 %.

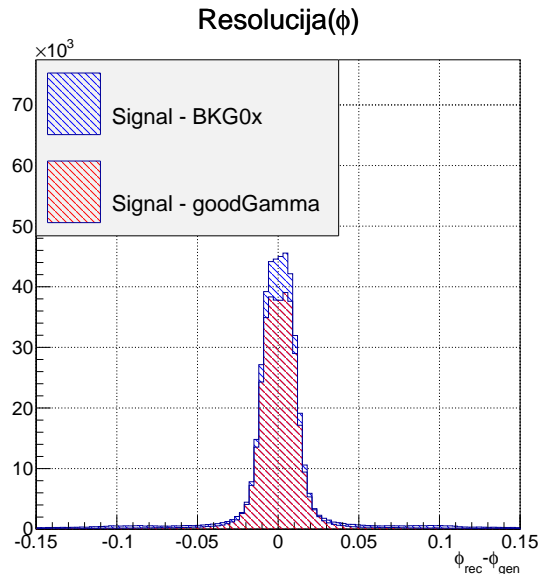
Slike 6.11, 6.12 in 6.13 prikazujejo porazdelitve po resoluciji istih količin fotona kot pri obravnavi izkoristka za primer z in brez ozadja BI. V primeru brez ozadja ima resolucija energije fotona relativno ostro porazdelitev z vrhom okoli 0. Na desni strani porazdelitev hitro pade, na levi pa imamo podolgovat rep, ki nakazuje na izgube energije pri detekciji. V primeru z vključenim ozadjem in selekcijo dobrih fotonov vidimo, da je širina resolucije večja, torej je vrednost energije fotona po simulaciji slabše definirana. Poleg tega je prisoten še premik v desno, kar pomeni, da je razlika med vrednostjo detektirane in generirane količine enaka konstanti, kar pa je nefizikalen pojav. Vzrok za to se skriva v ozadju, saj je sevanje iz ozadja tako močno, da je ECL detektor praktično konstantno aktiven. Pri rekonstrukciji se ta deponirana energija ozadja BI prišteje k energiji fizikalnih fotonov, kar vodi do omenjenega premika. Za nadaljnjo obravnavo je potrebno energijo fotonov kalibrirati. Porazdelitvi po ločljivosti polarnega kota  $\theta$  in azimutalnega kota  $\phi$  sta dobro definirani, saj sta porazdeljeni okoli ničle in imata relativno majhno širino tudi v primeru z vključenim ozadjem BI.



Slika 6.11: Porazdelitev po ločljivosti energije fotona za primer brez (modro) in z ozadjem (rdeče). V primeru brez ozadja imamo oster vrh okoli ničle, v primeru z ozadjem pa je širina porazdelitve večja, prisoten pa je tudi nefizikalen premik v desno.



Slika 6.12: Porazdelitev po ločljivosti polarnega kota fotona za primer brez (modra) in z ozadjem (rdeča). Ločljivost ima v obeh primerih majhno širino, centrirana pa je okoli ničle.

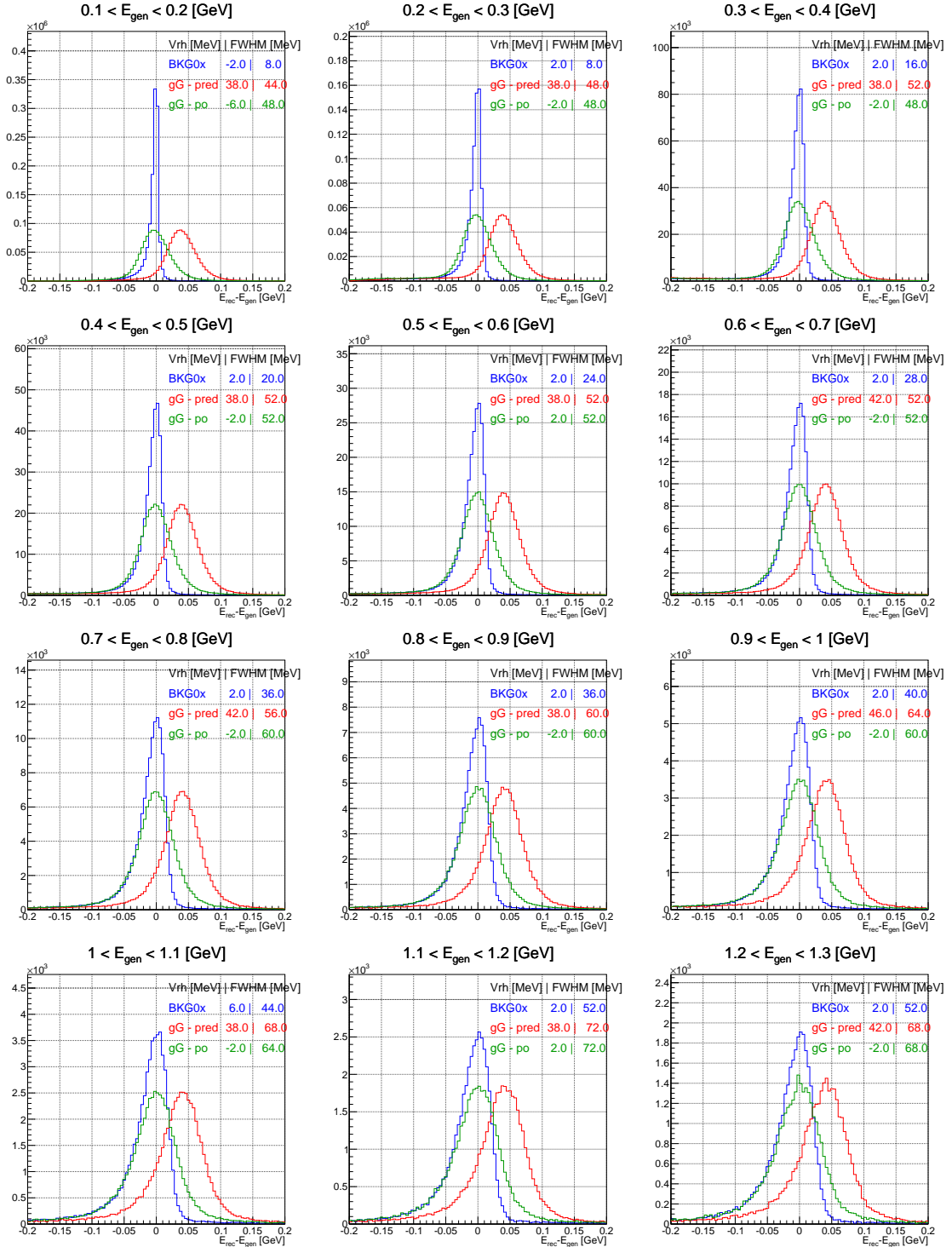


Slika 6.13: Porazdelitev po ločljivosti azimutalnega kota fotona za primer brez (modra) in z ozadjem (rdeča). Ločljivost ima v obeh primerih majhno širino, centrirana pa je okoli ničle.

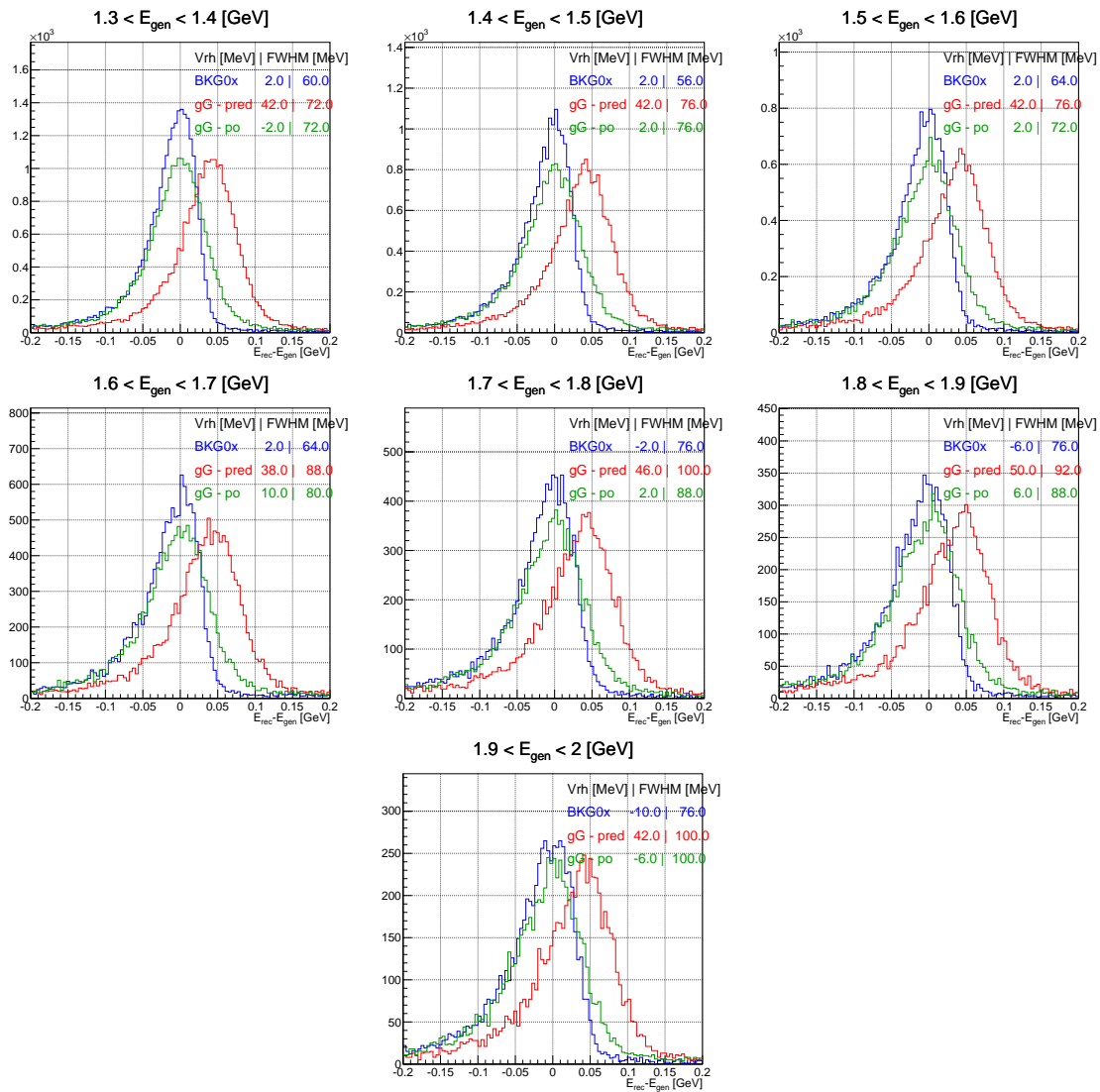
### 6.1.3 Kalibracija detektirane energije

V prejšnjem podrazdelku smo videli, da se rekonstruirana energija fotonov od generirane razlikuje za neko konstantno vrednost. Ker je tak pojav nefizikalen, moramo energijo fotonov kalibrirati. Najprej je potrebno preveriti, da je ta razlika res konstantna in neodvisna od energije. V ta namen smo napravili študijo na obsegu podatkov velikosti 813 781 dogodkov, ki je dosegljiv na KEK-u. Kalibracijo smo napravili tako, da smo rekonstruirani energiji  $E_{rec}$  odšteli energijo 0.041 GeV, ki smo jo določili na podlagi podatkov. Po tem je bil potreben še popravek četverca gibalne količine z zahtevo po ničelni masi fotona. Sliki 6.14 in 6.15 prikazujeta serijo porazdelitev po energijski ločljivosti v različnih energijskih območjih med 0.1 GeV in 2 GeV za primera brez in z ozadjem pred in po kalibraciji. S kalibracijo smo popravili rekonstruirano energijo fotonov, tako da se sklada z energijami pri izključenem ozadju BI, kar lahko vidimo na Sliki 6.16, ki prikazuje mesto vrha porazdelitve energijske ločljivosti v odvisnosti od energije fotona. Iz podatkov opazimo, da premik porazdelitve ni odvisen od energije fotona, njegovo vrednost pa ocenimo na  $\Delta E = 0.041$  GeV. Kalibracija je na širino porazdelitve energijske ločljivosti vplivala zanemarljivo, kar je prikazano na Sliki 6.17. Opazimo, da je razlika med širinama porazdelitve za primer brez in z ozadjem večja pri nižjih energijah, pri višjih energijah pa se razmik manjša. To razložimo z upadanjem občutljivosti kalorimetra pri povečani obsevanosti, kar opisuje En. (3.1) in prikazuje Slika 3.8 iz poglavja o kalorimetru ECL. Na Sliki 6.17 smo simuliran odziv kalorimetra modelirali s funkcijo  $\sigma_E/E = \sqrt{(a/E)^2 + (b/E^{1/4})^2} + c^2$ , kjer prvi člen predstavlja elektronski šum, stohastični člen je na drugem mestu, s tretjim členom pa opišemo kvalitativne popravke zaradi efektov nelinearnosti, nehomogenosti in slabe kalibracije. Pri modeliranju smo stohastični parameter

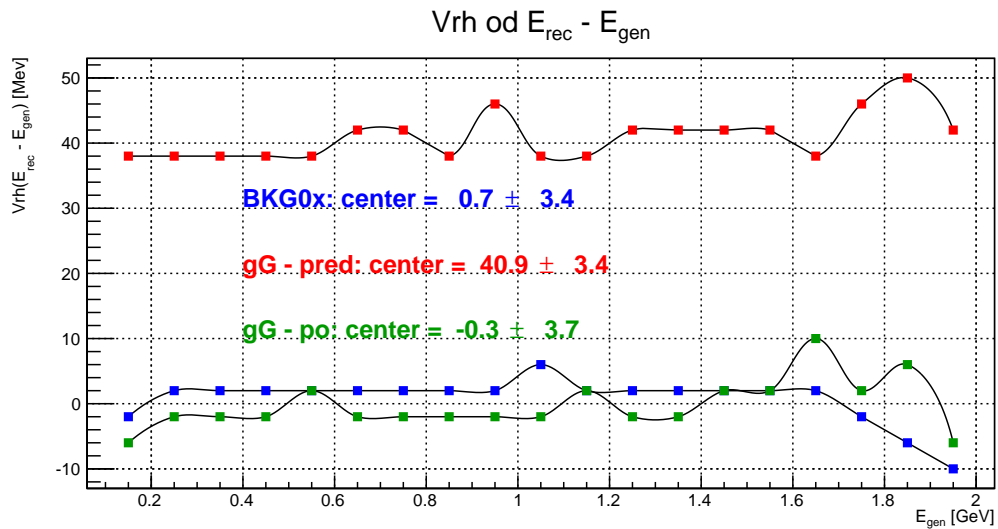
nastavili na fiksno vrednost, ki je enaka tisti v En. (3.1). Spremenjena parametra  $a$  in  $c$  v primeru z ozadjem BI ustrežata povečani jakosti elektronskega šuma in efektom slabe kalibracije kalorimetra.



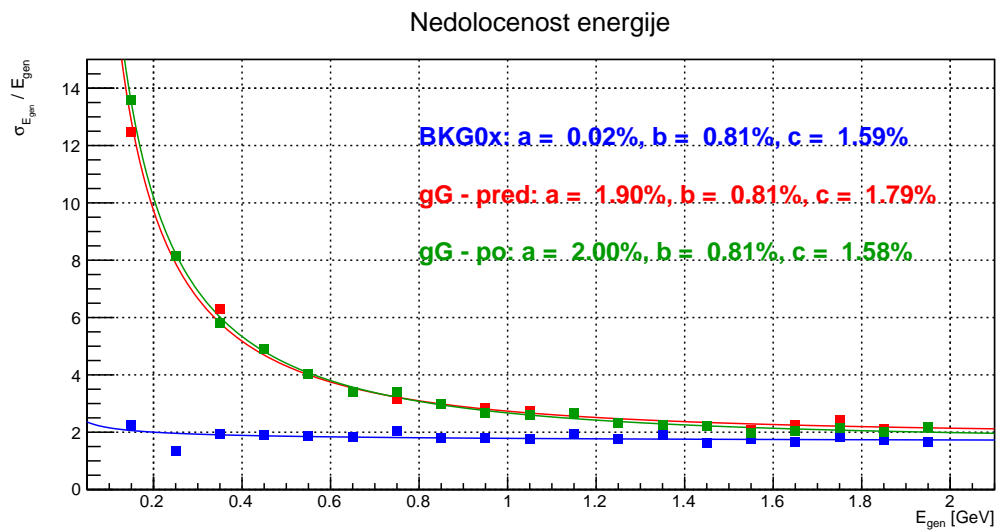
Slika 6.14: Porazdelitve po energijski ločljivosti za primer brez ozadja in z ozadjem pred in po kalibraciji na energijskem območju od 0.1 GeV do 1.3 GeV.



Slika 6.15: Porazdelitve po energijski ločljivosti za primer brez ozadja in z ozadjem pred in po kalibraciji v energijskem območju od 1.3 GeV do 2 GeV.



Slika 6.16: Pozicija vrha porazdelitve po energijski ločljivosti v odvisnosti od energije fotone za primer brez ozadja in za primera z ozadjem pred in po kalibraciji. Po kalibraciji se pozicija vrha porazdelitve sklada s primerom, kjer je bilo ozadje izključeno.



Slika 6.17: Energijska ločljivost v odvisnosti od energije fotona za primer brez ozadja in za primera z ozadjem pred in po kalibraciji. Kalibracija ne vpliva na energijsko resolucijo. Podatke smo modelirali z nastavkom  $\sigma_E/E = \sqrt{(a/E)^2 + (b/E^{1/4})^2 + c^2}$ , kjer prvi člen predstavlja elektronski šum, stohastični člen je na drugem mestu, s tretjim členom pa opišemo kvalitativne popravke zaradi efektov nelinearnosti, nehomogenosti in slabe kalibracije.

## 6.2 Rekonstrukcija nevtralnih pionov

Naslednji korak v rekonstrukciji verige  $D^0 \rightarrow (\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) (\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$  je rekonstrukcija nevtralnih pionov  $\pi^0$ . Kot je razvidno iz razpadne verige, za pionske kandidate uporabimo 2 fotonska kandidata. Za fotonske kandidate v primeru vključenega ozadja izberemo tiste, ki so preživeli pogoje za dobre fotone („gG“), predstavljene v prejšnjem razdelku. Poleg ozadja BI dobimo pri rekonstrukciji pionskih kandidatov tudi kombinatorično ozadje, saj imamo zaradi velikega števila fotonskih kandidatov možnih tudi veliko napačnih kombinacij. Pravilnost rekonstrukcije pionskih kandidatov smo preverili na vzorcu podatkov 73 981 dogodkov, kjer so pri rekonstrukciji bili uporabljeni dobri fotonski kandidati s prej definiranimi rezi „goodGamma“. Prve grobe reze, ki so bolj kvalitativne narave, smo napravili že na tem mestu. Zavrgli smo vse dobljene pionske kandidate, katerih masa je bila zunaj masnega okna  $0.110 \text{ GeV}/c^2 < M_{\pi^0} < 0.160 \text{ GeV}/c^2$ , zato da pohitrimo delovanje rekonstrukcije in da odstranimo del kombinatoričnega ozadja. V prvem delu tega razdelka smo si ogledali izgube izkoristka pri rekonstrukciji nevtralnih pionov in spoznali glavne efekte, ki te izgube povzročajo. V drugem delu smo obravnavali standardno rekonstrukcijo nevtralnih pionov, kjer je vsak uporabljen fotonski kandidat bil rekonstruiran kot posamezen pljus v kalorimetru ECL. V zadnjem delu smo preverili možne izboljšave standardne rekonstrukcije, kjer smo v postopek vključili tudi tiste fotonske kandidate, ki so v kalorimetru ECL povzročili več kot en pljus.

### 6.2.1 Izkoristek rekonstrukcije

Izkoristek rekonstrukcije je pomemben tudi na nivoju pionov, saj nam efekti, ki povzročajo izgube izkoristka, redčijo število možnih kombinacij pionskih kandidatov, tako pravilnih kot nepravilnih. Za fotonske kandidate, ki vstopajo v proces rekonstrukcije, zahtevamo, da so detektirani kot izolirani pljuski v kalorimetru ECL. To se **ne** zgodi v primeru, ko:

- foton interagira z materialom detektorja in se spremeni v par  $e^+e^-$ ,
- visokoenergijski nevtralni pion razpade na dva fotona, ki sta skupaj detektirana kot en sam elektromagnetni pljus.

V teh primerih se ne moremo poslužiti standardnih rekonstrukcijskih metod, saj je foton izgubljen ali pa ima popačene lastnosti.



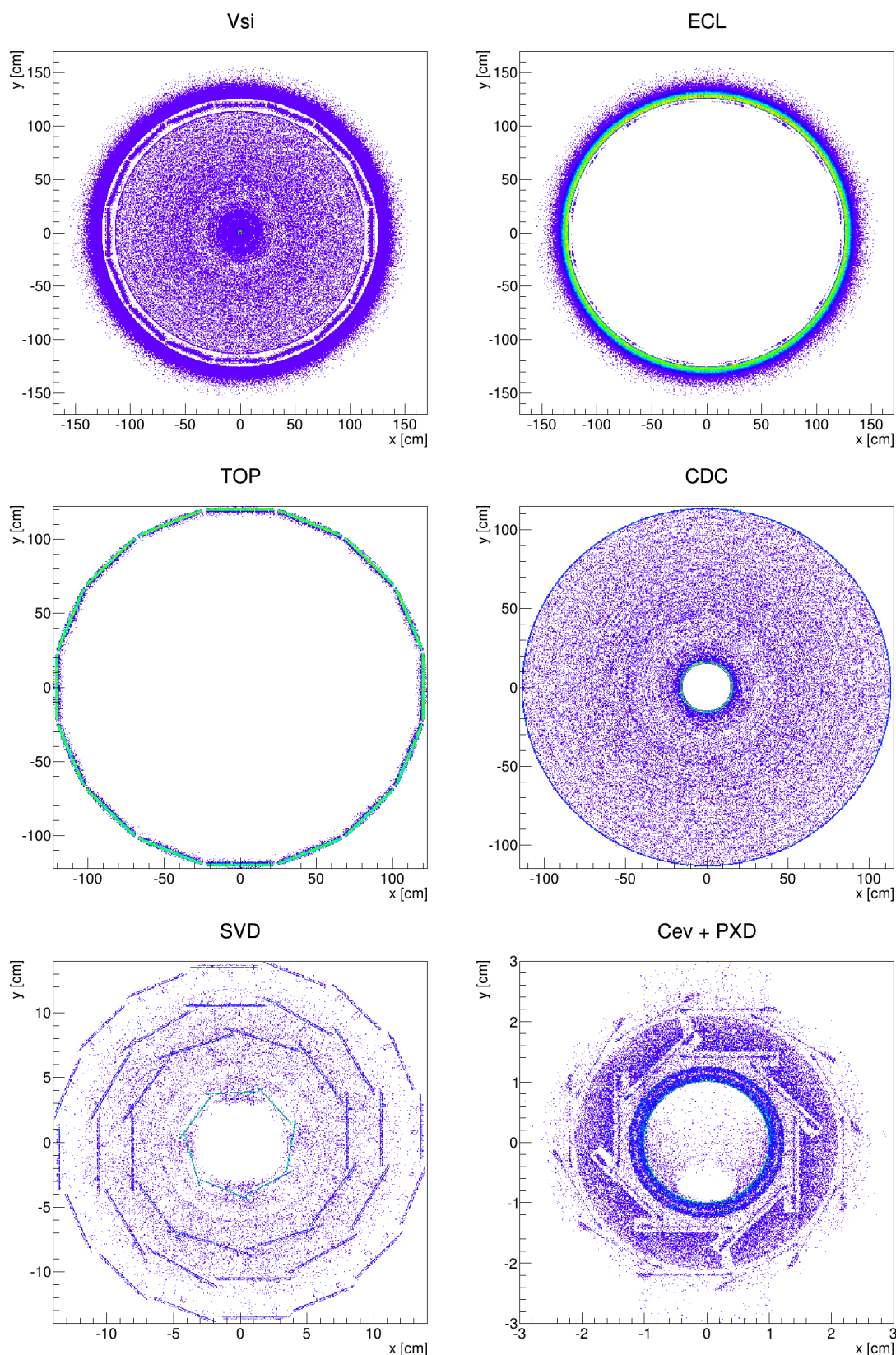
### 6.2.1.1 Pretvorjeni fotoni

Pretvorba (ang. *conversion*) fotona v par  $e^+e^-$  zaradi interakcij z materialom je eden od procesov, ki povzročajo izgubo izkoristka rekonstrukcije pionov. Takšni pioni, od katerih se eden ali oba fotona pretvorita, niso rekonstruirani, saj njihov končni rezultat nista dva izolirana pljuska v kalorimetru ECL. V takšnem primeru lahko pion povzroči mnogo več pljuskov, ki jim je pripisana različna energija, to pa nam povzroča težave pri rekonstrukciji. Ker je teh pljuskov mnogo, je ustvarjenih tudi več fotonских kandidatov, ti kandidati pa imajo premajhno energijo, da bi njihove kombinacije tvorile dobre pionske kandidate. V večini primerov, kjer pride do pretvorbe fotona, imamo situacijo, kjer je več manjših pljuskov porazdeljenih okoli enega večjega, ta pa ima še vseeno zadostno energijo, da dobljen pionski kandidat zadošča kriterijem. Potrebno je omeniti, da ozadje BI v resnici ne prispeva k verjetnosti za pretvorbo fotona, saj je pretvorba odvisna le od količine materiala, ki ga foton na svoji poti „vidi“. Efekti, ki jih vidimo pri obravnavi podatkov z vključenim ozadjem BI, so posledica napake v delovanju algoritma v simulaciji. Zgodi se, da detektirani pljuski, ki izhajajo iz ozadja BI, dobijo relacijo na fizikalen foton, kar pa je napačno. Da se tem efektom izognemo, smo v nadaljnji obravnavi uporabili vzorec signalnih dogodkov brez ozadja. Na Sliki 6.18 je prikazana porazdelitev po številu signalnih zadetkov, kjer se v največ primerih zgodi, da pion tvori 2 izolirana pljuska v kalorimetru.

Z informacijo o številu verteksov  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  in njihovi poziciji lahko ocenimo izgube izkoristka za posamezne detektorje. Celotne izgube smo ocenili na  $\sim 27\%$ , kjer do območja detektorja PXD izgubimo  $6.3\%$ , v detektorju SVD  $3.3\%$ , v komori CDC  $8.0\%$  in v detektorju TOP  $9.3\%$ . Glede na dobljene ocene sklepamo, da je verjetnost za pretvorbo fotona odvisna od količine materiala, ki jo potujoči foton vidi. Na Sliki 6.19 so prikazane 2D porazdelitve verteksov pretvorjenih fotonov, kjer verteksi grobo izrišejo strukturo detektorja. Pri študiji kršitve simetrije  $CP$  pri eksperimentu Belle v ref. [14] so ocenili izgube izkoristka na račun pretvorjenih fotonov na  $\sim 25\%$ , kar se sklada z našimi ugotovitvami.



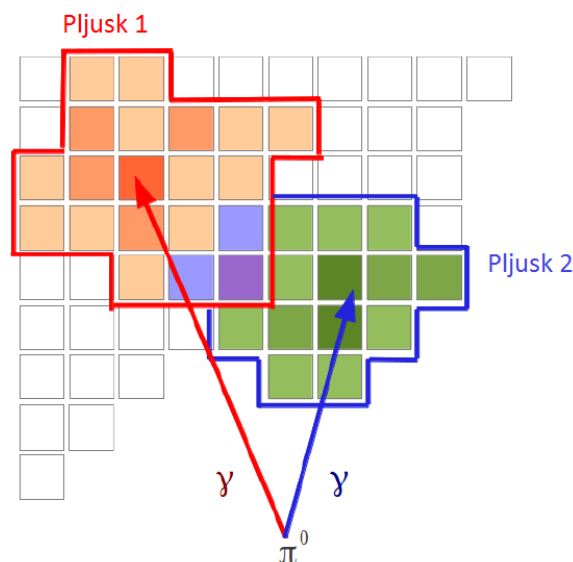
Slika 6.18: Porazdelitev po številu zadetkov v kalorimetru ECL. V največ primerih se zgodi, da pion tvori 2 izolirana pljuska v kalorimetru.



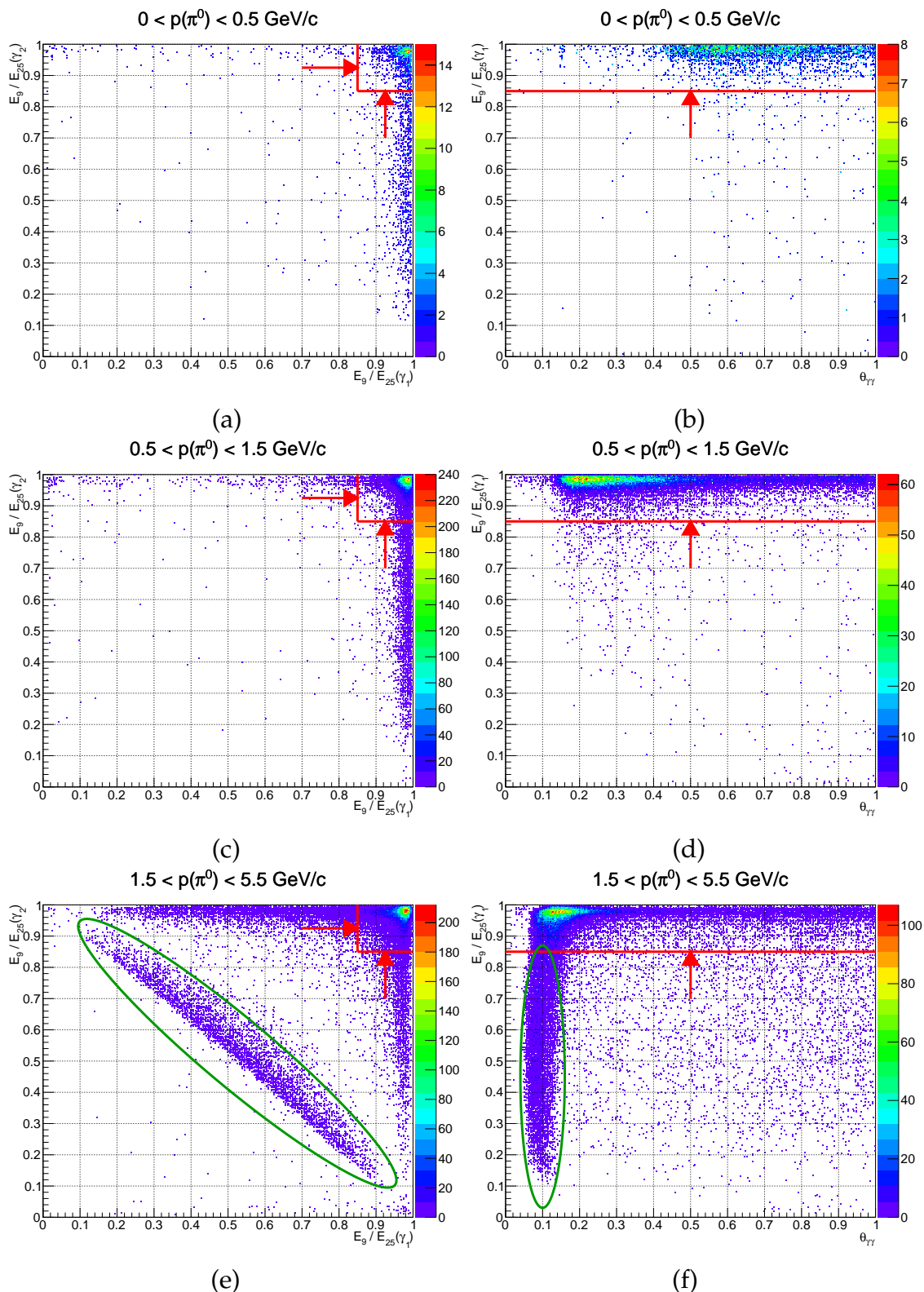
Slika 6.19: 2D porazdelitev verteksov  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  za posamezne detektorje. V ECL fotoni ustvarijo pljuske, ki so kratki v primerjavi z debelino kalorimetra, zato struktura ECL ni v celoti vidna. Pri TOP opazimo vseh 16 modulov, pri SVD vse 4 plasti in pri PXD 2 plasti detektorja. V CDC dobimo zaradi enakomerne porazdelitve žic po detektorju tudi enakomerno porazdelitev verteksov.

### 6.2.1.2 Združeni fotoni

Drug vir izgube izkoristka rekonstrukcije je združitev dveh fotonov v en sam elektromagnetni pljusk. Z večanjem gibalne količine nevtralnega piona se kot med razpadnima fotonoma manjša. Na neki točki je kot med njima majhen do te mere, da sta detektirana kot ena večja gruča z večjo energijo. Algoritem za prepoznavanje gruč v takem primeru sicer prepozna dva pljuska, vendar pa prekrivalno območje pripiše pljuskju z večjo energijo. Takšno delovanje algoritma vpliva tudi na opazljivko  $E_9/E_{25}$ , ki smo jo definirali v prejšnjem razdelku. Opazljivka  $E_9/E_{25}$  se v tem primeru popači za oba fotona, saj je enemu fotonu pripisana večja energija in manjše razmerje  $E_9/E_{25}$  ter drugemu obratno. Skico tega efekta vidimo na Sliki 6.20, kjer se pljuska dveh fotonov združita v enega, vmesno področje pa se pripiše večjemu. Efekt združenih fotonov je najbolj očiten pri obravnavi korelacij med lastnostmi obeh fotonov. Pri korelaciji med razmerjem  $E_9/E_{25}$  za oba fotona imamo v splošnem vrh porazdelitve pri  $E_9/E_{25} > 0.85$ , vendar se zaradi omenjenega efekta na porazdelitvi pojavi pas, ki ustreza fotonom iz visokoenergijskih pionov, kot je prikazano na Sliki 6.21. Obravnavamo lahko tudi korelacijo med razmerjem  $E_9/E_{25}$  in kotom  $\theta_{\gamma\gamma}$ , pod katerim sta bila fotona izsevana. V tem primeru najdemo fotone visokoenergijskih pionov pri manjših kotih  $\theta_{\gamma\gamma}$ . Do izgube izkoristka na račun tega efekta pride, ko na vzorcu napravimo standardni rez  $E_9/E_{25} > 0.85$ , saj s tem odstranimo večino visokoenergijskih pionov. Celotne izgube na račun tega efekta smo ocenili na  $\sim 12\%$ . Pri študiji kršitve simetrije  $CP$  pri eksperimentu Belle v ref. [14] so te izgube ocenili na  $\sim 38\%$ , kar ni povsem enak rezultat kot v našem primeru. Do razlik pride zaradi različnih rezov. Medtem ko smo v magistrskem delu opazovali izgubo izkoristka zaradi izključno visokoenergijskih pionov, so v omenjeni študiji opazovali izgube, ki jih dobijo pri splošnih rezih  $E_9/E_{25} > 0.85$ . Naš podatek je tako bolj specifičen.



Slika 6.20: Shema razpada visokoenergijskega nevtralnega piona v dva fotona, ki odletita pod majhnim kotom in povzročita skupen pljusk v kalorimetru ECL. Algoritem prepozna dva posamezna pljuska, vmesno področje pa pripiše tistemu pljuskju, ki ima večjo energijo [14].

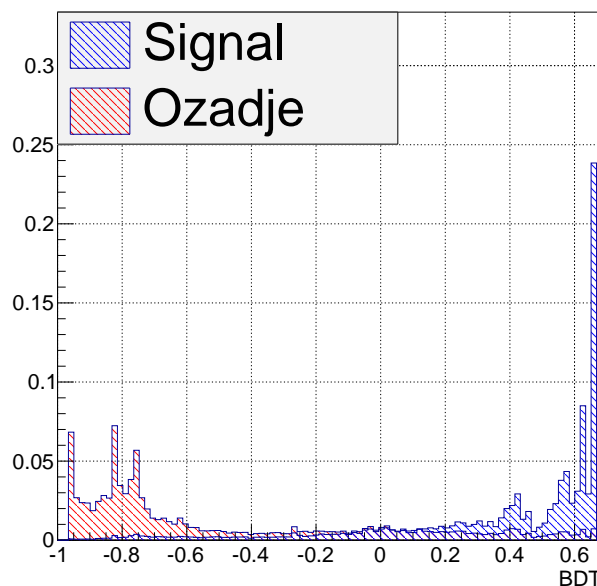


Slika 6.21: Korelacija med (a) razmerjem  $E_9/E_{25}$  za pione z gibalno količino iz območja  $p(\pi^0) < 0.5 \text{ GeV}/c$  in korelacija med (b)  $E_9/E_{25}$  ter razpadnim kotom  $\theta_{\gamma\gamma}$  pionov iz istega območja. (c) in (d) prikazujeta enaki količini za pione iz območja  $0.5 \text{ GeV}/c < p(\pi^0) < 1.5 \text{ GeV}/c$  ter (e) in (f) za pione iz območja  $p(\pi^0) > 1.5 \text{ GeV}/c$ . Večina dobrih fotonov se nahaja v območju  $E_9/E_{25} > 0.85$  (rdeča). Ti preživijo standardne reze, ostale, vključno z visokoenergijskimi pioni (zeleni), pa zavržemo.

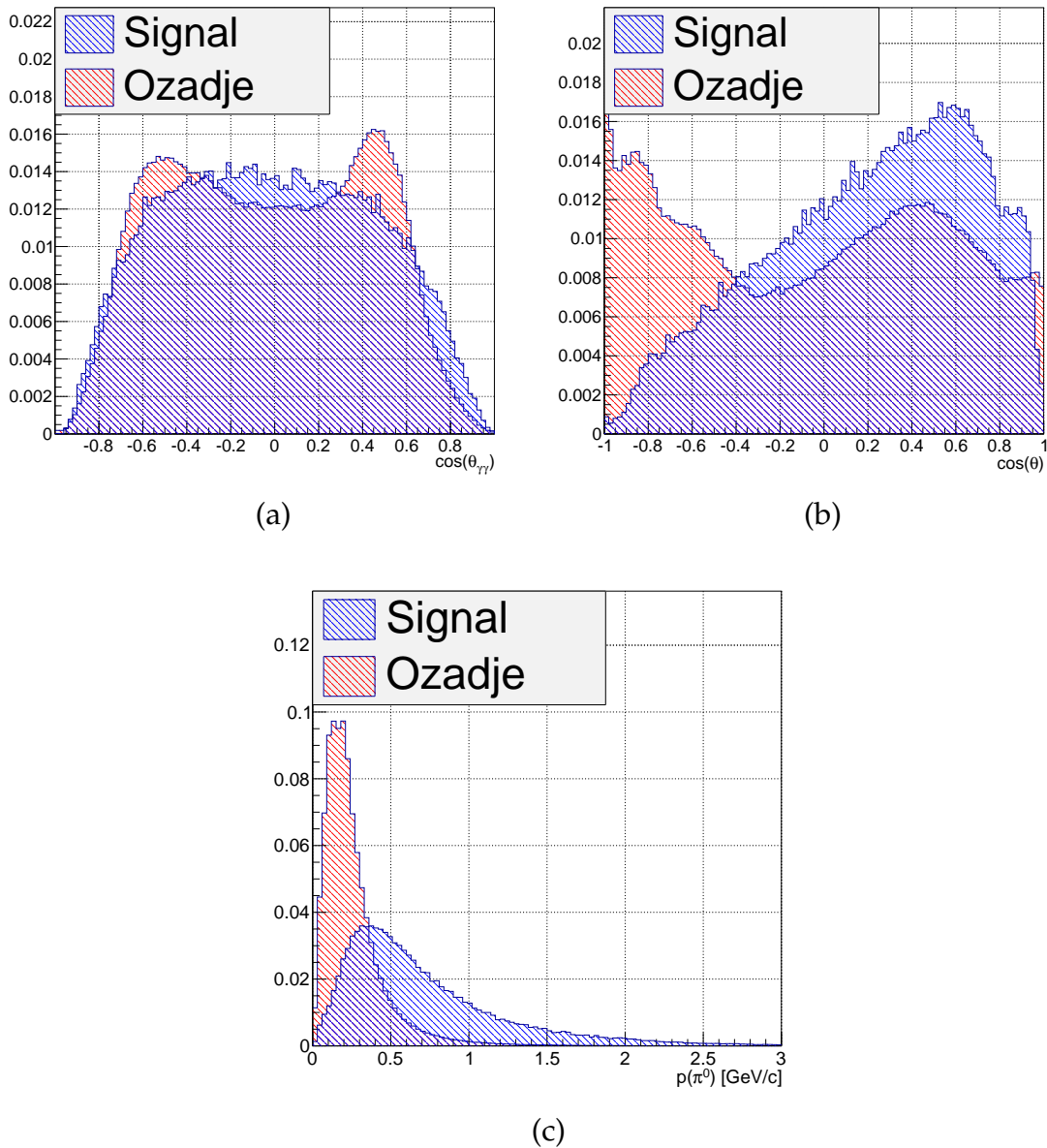
### 6.2.2 Masa piona s standardnimi rezi

V praktičnem delu rekonstrukcije pionskih kandidatov se moramo prvič konkretno poslužiti rezov na spremenljivkah, saj imamo v nasprotnem primeru preveč kombinatoričnega ozadja zaradi napačnih kombinacij fotonских kandidatov, prav tako pa nam težave povzroča ozadje BI. Za uporabo optimalnih rezov je potrebna večja priprava. V fiziki visokih energij, kjer je signalnih dogodkov zelo malo v primerjavi s številom vseh, je ekstrakcija maksimalne količine relevantnih informacij nujna. V ta namen se je razvila uporaba multivariatnih metod, katerih uporaba je zelo pogosta v analizah. V magistrskem delu smo se poslužili orodja TMVA, ki je integriran v prav tako uporabljenem analiznem okolju ROOT. TMVA ponuja široko izbiro multivariatnih metod, izmed katerih smo se v magistrskem delu odločili za metodo BDT (ang. *boosted decision trees*). Metoda BDT sprejme več opazljivk, ki služijo kot diskriminatorji med signalom in ozadjem, in ustvari združeno spremenljivko *BDT* iz območja  $[-1, 1]$ , ki je pomaknjena v desno za signalne kandidate in v levo za kandidate iz ozadja. Preko te spremenljivke v analizi določimo optimalno mejno vrednost, na podlagi katere nekatere podatke zavržemo, da dobimo podatke s čim več signalnih dogodkov in čim manj ozadja.

Izbira opazljivke pri uporabi metode BDT temelji na podlagi razlik med signalno porazdelitvijo in porazdelitvijo za ozadje. Večja kot je razlika med porazdelitvama za neko opazljivko, večja je njena ločljivostna moč in bolj je koristna pri uporabi multivariatnih metod. Slika 6.22 prikazuje porazdelitev po združeni spremenljivki *BDT*, Sliki 6.23 in 6.24 pa prikazujeta funkcije verjetnostne gostote za opazljivke, ki smo jih uporabili za inicializacijo metode BDT. Potrebno je opomniti, da sama oblika porazdelitve po *BDT* nima fizikalne vrednosti, zanima nas le optimalna mejna vrednost *BDT*, pri kateri obdržimo čim več signalnih dogodkov in zavržemo čim več dogodkov iz ozadja.

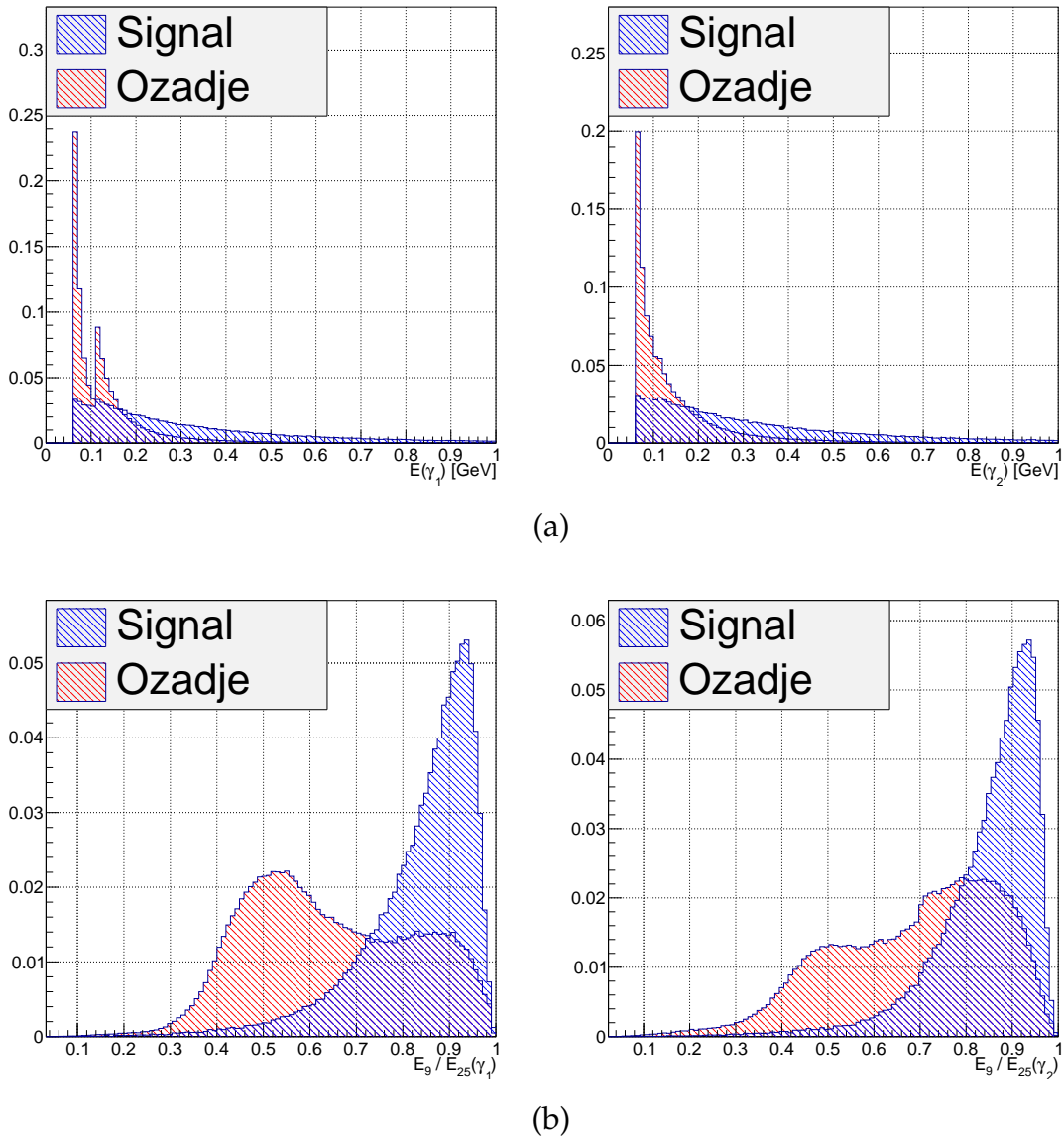


Slika 6.22: Spremenljivka *BDT*, ki je rezultat multivariatne metode BDT iz orodja TMVA. Metoda je sprejela vrsto opazljivk in iz njih naredila eno združeno, ki ima najboljšo možno ločljivostno moč na podlagi danih opazljivk.



Slika 6.23: Funkcije verjetnostih gostot opazljivk, ki smo jih uporabili za trening multivariatne metode BDT iz orodja TMVA. (a) prikazuje porazdelitev po razpadnem kotu piona v razpadu  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ , (b) porazdelitev po kosinusu polarnega kota  $\theta$ , pod katerim je bil izsevan nevtralni pion, (c) pa porazdelitev po magnitudi gibalne količine piona v težiščnem sistemu. Z modro barvo je označen signal, z rdečo pa ozadje.

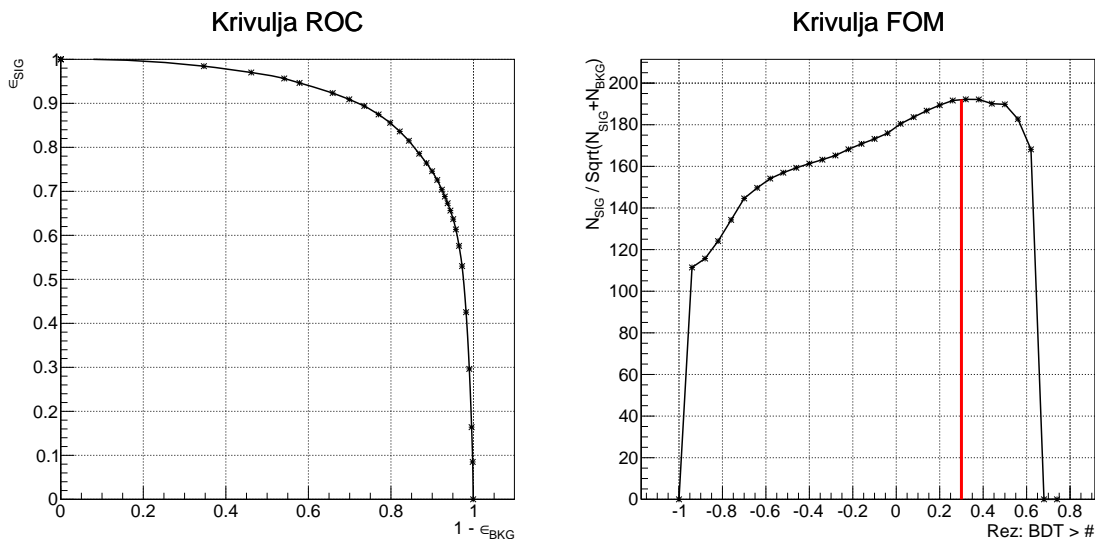




Slika 6.24: Funkcije verjetnostnih gostot opazljivk, ki smo jih uporabili za trening multivariatne metode BDT iz orodja TMVA. (a) prikazuje porazdelitvi po energiji obeh fotonov iz razpada  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ , (b) pa porazdelitvi po razmerju  $E_9/E_{25}$  obeh fotonov. Z modro barvo je označen signal, z rdečo pa ozadje. Porazdelitev količin za kandidate iz ozadja ni enaka za oba fotona, saj je v rekonstrukciji upoštevan vrstni red, v katerem so izbrani fotoni.

Z različnimi rezi spremenljivke *BDT* lahko prikažemo t. i. krivuljo ROC, ki podaja odvisnost med izkoristkom signala  $\epsilon_{SIG} = N_{SIG}/N_{SIG0}$  in zavrnitvijo ozadja  $1 - \epsilon_{BKG} = 1 - N_{BKG}/N_{BKG0}$  pri različnih vrednostih reza *BDT* spremenljivke. Če ima določena opazljivka veliko ločljivostno moč, je za njeno ROC krivuljo značilno, da je bližje točki  $(1, 1)$ , v nasprotnem primeru pa krivulja leži na diagonalni. Bolj informativno je t. i. merilo kakovosti FOM (ang. *figure of merit*), preko katerega določimo vrednost optimalnega reza. Krivulja FOM je definirana kot  $FOM = N_{SIG}/\sqrt{N_{SIG} + N_{BKG}}$ . Zanima nas tista vrednost reza, pri kateri je vrednost FOM maksimalna. Za zgoraj uporabljene spremenljivke

dobimo maksimalno ločitev med signalom in ozadjem pri rezu  $BDT > 0.3$ . Slika 6.25 prikazuje krivuljo ROC, merilo kakovosti FOM pa prikazuje Slika 6.26. Če definirane kvantitativne reze uporabimo na vzorcu pionskih kandidatov, zavržemo 90.5 % ozadja, izgubimo pa 28.7 % signala. Slika 6.27 prikazuje porazdelitev po masi nevtralnih pionov, kjer smo v prvem primeru uporabili celotno zbirko podatkov, v drugem pa smo uporabili optimalni rez, ki smo ga definirali zgoraj. Informativno je prikazana še porazdelitev tistih signalnih pionskih kandidatov, ki smo jih pri tem rezu zavrgli.

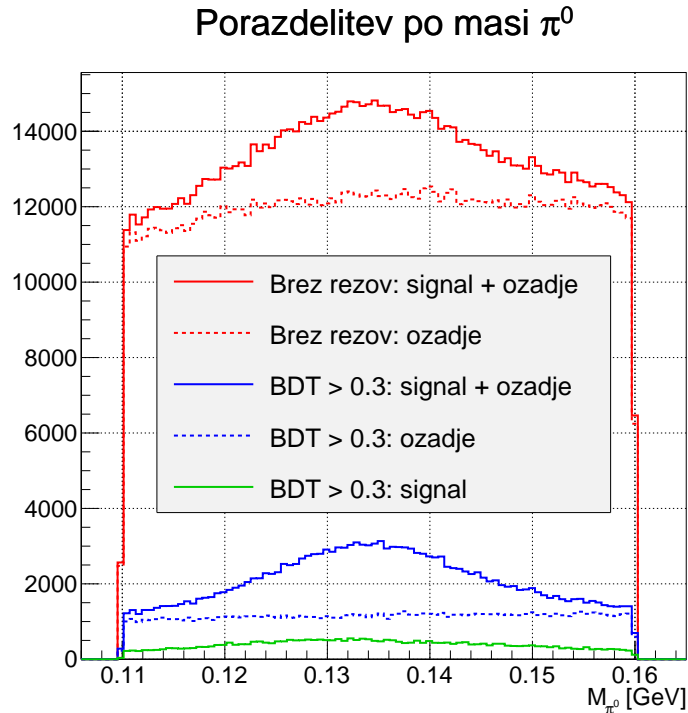


Slika 6.25: ROC krivulja, ki podaja razmerje med senzitivnostjo in specifičnostjo v odvisnosti od reza spremenljivke BDT. Spremenljivka ima veliko ločljivostno moč, če je čim bližje točki  $(1, 1)$ , v nasprotnem primeru pa leži na diagonali.

Slika 6.26: FOM krivulja predstavlja merilo kakovosti v odvisnosti od reza spremenljivke BDT. Preko te odvisnosti ugotovimo kakšen je optimalen rez. Za naše podatke je maksimum pri  $BDT > 0.3$ .

V praksi nas navadno masna porazdelitev vmesnih rekonstruiranih delcev ne zanima, zainteresirani smo le v zbirko najboljših kandidatov, ki jih uporabimo za višje nivoje rekonstrukcije. Masno porazdelitev obravnavamo šele v zadnjem koraku, ko pridemo do rekonstrukcije delca, ki je za analizo relevanten. V ta namen smo četverce nevtralnih pionov kalibrirali tako, da smo maso piona premaknili proti teoretični vrednosti  $m_{\pi^0} = 134.9766 \pm 0.0006 \text{ MeV}/c^2$  [1] znotraj okvira napake na energiji fotonov. Obravnavamo torej najbolj optimistično verzijo, ki na višjih nivojih rekonstrukcije le popravi ločljivost opazljivk.





Slika 6.27: Porazdelitev po masi nevtralnih pionov. Rdeča krivulja prikazuje celoten obseg podatkov znotraj masnega okna, rdeča črtkana krivulja pa celotno ozadje. Modra in modra črtkana krivulja predstavljata enako za obseg podatkov, na katerih smo uporabili rez  $\text{BDT} > 0.3$ . Zelena črta prikazuje signalne dogodke, ki ga pri tem rezu zavržemo. Z izbiro tega reza na podatkih zavržemo 90.5 % ozadja in izgubimo 28.7 % signalnih dogodkov.

### 6.2.3 Masa piona iz treh pljuskov

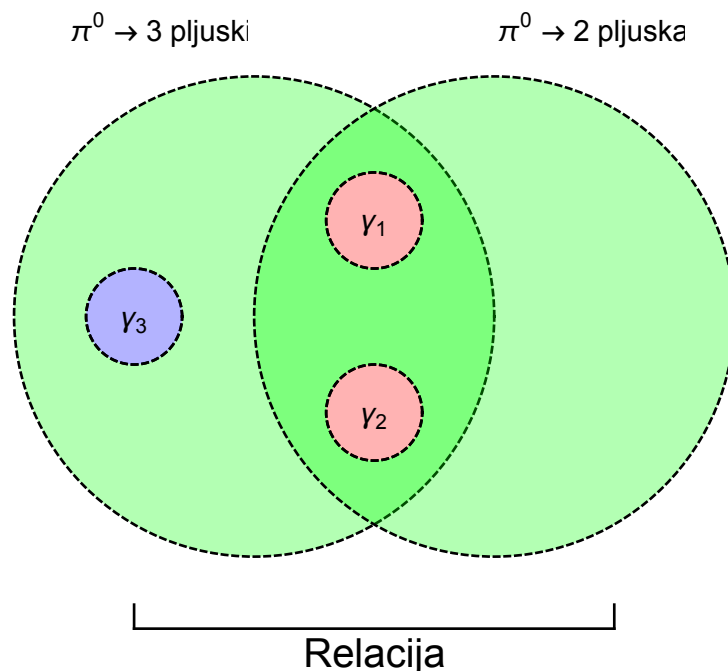
V magistrskem delu smo se lotili tudi rekonstrukcije piona na nestandarden način. Na podlagi dejstva, da v detektorju prihaja do pretvorbe fotonov  $\gamma \rightarrow e^+e^-$  in posledično več detektiranih ločenih pljuskov, ki originalno pripadajo fotonu, lahko napravimo takšno rekonstrukcijo piona, ki upošteva več kot 2 izolirana pljuska v kalorimetru ECL. V primeru uspešne rekonstrukcije sklepamo na možne izboljšave v dveh pogledih:

- Rekonstruiranim pionom se na novo pridružijo tisti, katerih fotoni imajo premajhno energijo, da bi preživeli selekcijske kriterije. V primeru, da je ta prispevek znaten, se vrh porazdelitve po masi zviša, izkaže pa se, da imamo v kalorimetru večinoma pljuske z relativno enakomerno porazdeljeno energijo.
- Rekonstruiranim pionom popravimo obstoječe lastnosti, saj v rekonstrukciji prej ni bila uporabljena prava energija fotona. V primeru, da je ta prispevek znaten, se resolucija porazdelitve zmanjša, izkaže pa se, da imamo v kalorimetru pljuske z relativno majhno energijo, ki so posejani okoli glavnega, z relativno veliko energijo.

V resnici se izkaže, da takšni popravki že v primeru brez ozadja BI ne pripomorejo bistveno k rekonstrukciji, zato v primeru z vključenim ozadjem ne pride do velikih sprememb.

Pri tej metodi smo uporabili multivariatno metodo LR (ang. *likelihood ratio*), ki deluje na podoben način kot zgoraj opisana metoda BDT, vrne pa združeno spremenljivko  $LR$  iz območja  $[0, 1]$ . Metodo smo uporabili na nivoju rekonstrukcije združenega fotona  $\gamma_2 \rightarrow \gamma\gamma$  in na nivoju rekonstrukcije piona  $\pi^0 \rightarrow \gamma_2\gamma$ . V namene študije smo rekonstruirali pione po standardni in nestandardni metodi, kjer smo pri prvi metodi pione rekonstruirali iz dveh pljuskov, pri drugi pa iz treh. Pravilno rekonstruirane pione obeh metod lahko razdelimo v 3 razrede:

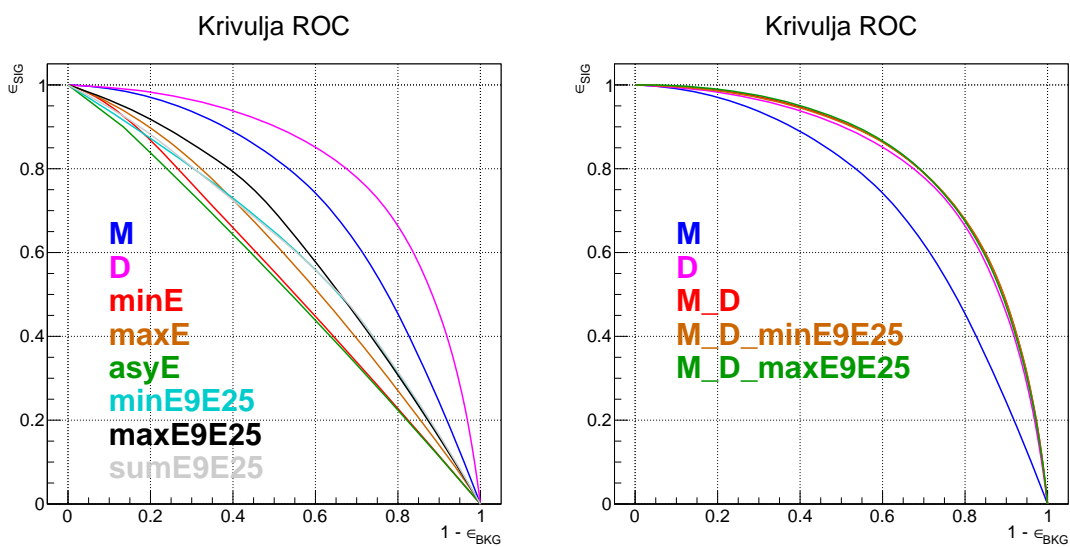
1. Na **standardne pione**, pri katerih ni prišlo do pretvorbe fotona in so bili rekonstruirani iz dveh izoliranih pljuskov. Ti pioni ne prinašajo sprememb k porazdelitvi po masi pionov.
2. Na **nestandardne pione**, za katere velja, da je bila za pravilno rekonstrukcijo potrebna kombinacija treh pljuskov. Ti pioni prispevajo k večjemu vrhu porazdelitve po masi.
3. Na **sorodne pione**, ki so dobri kandidati tako po prvi kot drugi metodi. Takšni standardni in nestandardni kandidati si delijo po 2 pljuska, zato lahko med njimi vzpostavimo relacijo, kasneje pa se na podlagi selekcijskih kriterijev odločimo za uporabo tistega, ki je bolje definiran. Ti pioni prispevajo k zmanjšanju resolucije porazdelitve po masi pionov. Slika 6.28 prikazuje primer standardnega in nestandardnega piona, med katerima ustvarimo relacijo, ker si delita 2 pljuska.



Slika 6.28: Prikaz relacije med dvema nevtralnima pionoma. Nestandardni pion (levo) in standardni pion (desno), si delita 2 pljuska. Na podlagi selekcijskih kriterijev se odločimo za tistega, ki je bolje definiran.

### 6.2.3.1 Rekonstrukcija združenega fotona

Na tem nivoju smo izbrali več opazljivk, ki smo jih uporabili za ločevanje med signalom in ozadjem. Med njimi so bile masa fotona („M“), razdalja med pljuskoma obeh fotonov  $\gamma$  („D“), minimalna („minE“) ter maksimalna („maxE“) energija pljuskov, asimetrija med energijama („asyE“) in minimalna („minE<sub>9E25</sub>“) ter maksimalna („maxE<sub>9E25</sub>“) vrednost razmerja  $E_9/E_{25}$  in pa njuna vsota („sumE<sub>9E25</sub>“). Funkcije gostot verjetnosti teh količin za obravnavo ne predstavljajo bistvenih novih informacij, zato jih nismo prikazali. Po analizi krivulj ROC za posamezne in kombinirane opazljivke, ki so prikazane na Sliki 6.29, ugotovimo, da ima največjo moč separacije spremenljivka LR, ki je sestavljena iz mase fotona („M“) in razdalje med pljuskoma („D“).

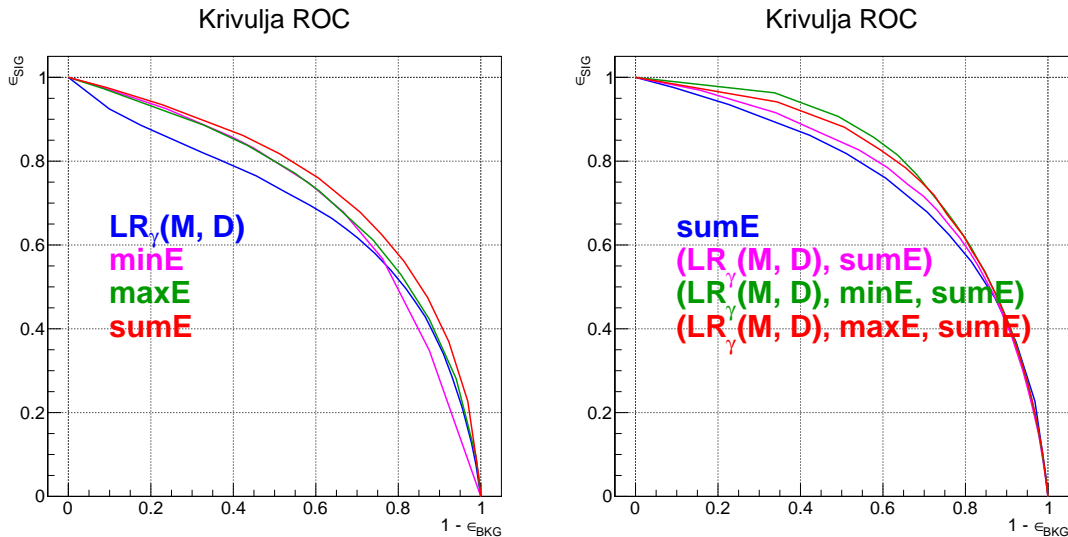


Slika 6.29: Krivulji ROC za posamezne opazljivke nestandardnih fotonov in njihove kombinacije. Na podlagi teh krivulj iščemo kombinacijo opazljivk, ki ima največjo separacijsko moč za ločevanje signala od ozadja na prvem nivoju rekonstrukcije, kjer rekonstruiramo  $\gamma_2 \rightarrow \gamma\gamma$ . Določimo, da ima največjo separacijsko moč kombinacija spremenljivk „M“ in „D“.

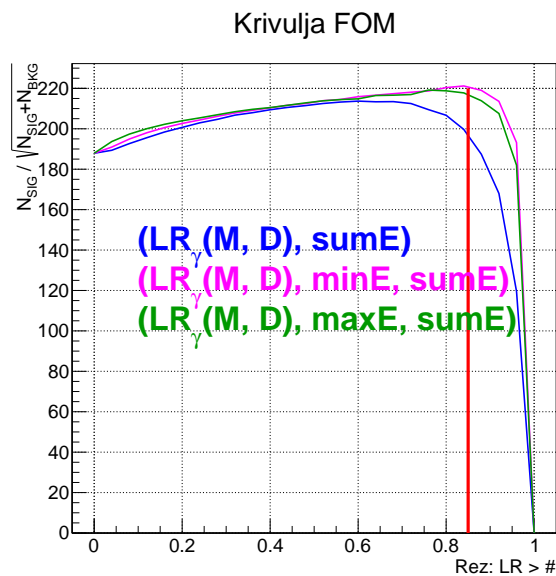
### 6.2.3.2 Rekonstrukcija združenega nevtralnega piona

Na tem nivoju ponovimo postopek z multivariatno metodo LR, kjer je ena od uporabljenih spremenljivk tudi spremenljivka  $LR_\gamma$ , ki je bila ustvarjena na nivoju rekonstrukcije fotona. Ostale spremenljivke, ki smo jih uporabili na tem nivoju, so minimalna („minE“) in maksimalna („maxE“) energija fotonov  $\gamma_2$  in  $\gamma$  ter vsota energij („sumE“). Metoda vrne novo spremenljivko LR, ki ni enaka prejšnji in vsebuje informacije o separaciji med signalom in ozadjem za pionske kandidate. Potrebno je opomniti, da imamo v tej obravnavi opravka samo s tistimi pioni, ki imajo obstoječe relacije, saj iščemo kriterije, glede na katere bomo izbrali enega ali drugega. Po analizi krivulj ROC za posamezne in kombinirane opazljivke, ki so prikazane na Slikah 6.30, ugotovimo, da ima največjo moč separacije spremenljivka LR, ki je kombinacija prejšnje spremenljivke

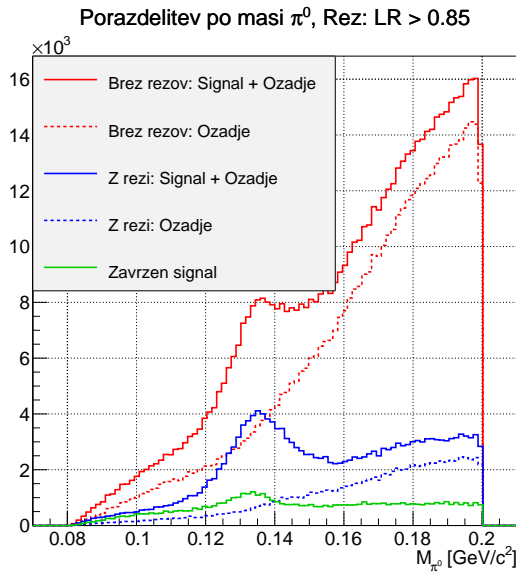
$LR_\gamma$  („ $LR_\gamma$ “), minimalne energije („ $minE$ “) ter vsote energij fotonov („ $sumE$ “). Kot pri standardni rekonstrukciji pionov, tudi v tem primeru določimo optimalno vrednost reza spremenljivke  $LR$  preko krivulje FOM, ki znaša  $LR > 0.85$ , kot je prikazano na Sliki 6.31. Z rezom  $LR > 0.85$  zavržemo 82.2 % dogodkov iz ozadja in 37.7 % signalnih dogodkov, kot lahko vidimo na Sliki 6.32.



Slika 6.30: Krivulji ROC za posamezne opazljivke nestandardnih pionov in njihove kombinacije. Na podlagi teh krivulj iščemo kombinacijo opazljivk, ki ima največjo separacijsko moč, za ločevanje signala od ozadja na drugem nivoju rekonstrukcije, kjer rekonstruiramo  $\pi^0 \rightarrow \gamma_2\gamma$ . Določimo, da ima največjo separacijsko moč kombinacija spremenljivk „ $LR_\gamma$ “, „ $minE$ “ in „ $sumE$ “.



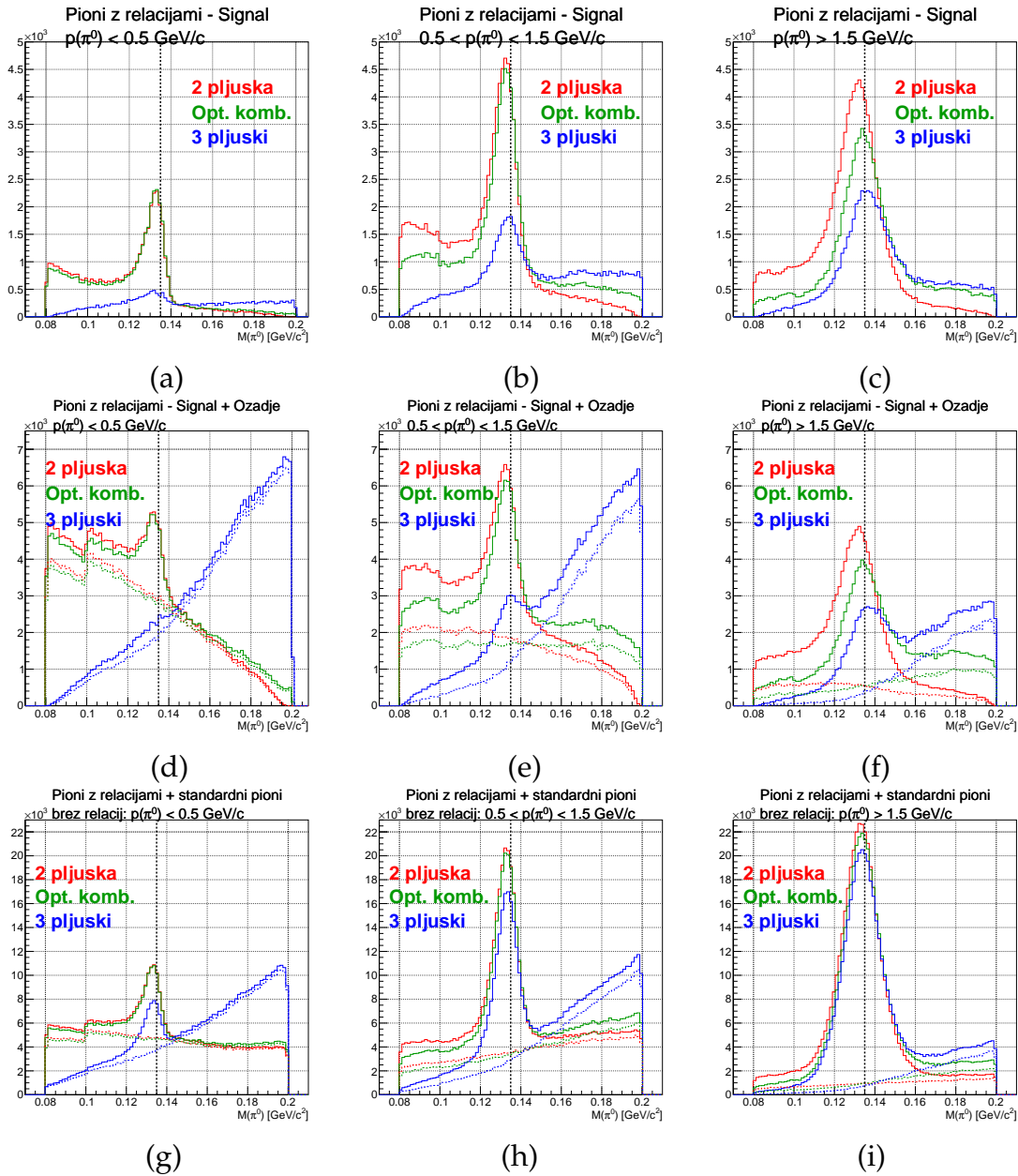
Slika 6.31: Slika prikazuje krivuljo FOM za nekaj kombinacij opazljivk nestandardnih pionov, ki imajo skupaj največjo separacijsko moč. Na podlagi teh krivulj določimo optimalno vrednost reza po spremenljivki  $LR$  za ločevanje signala od ozadja. Določimo vrednost reza  $LR > 0.85$ .



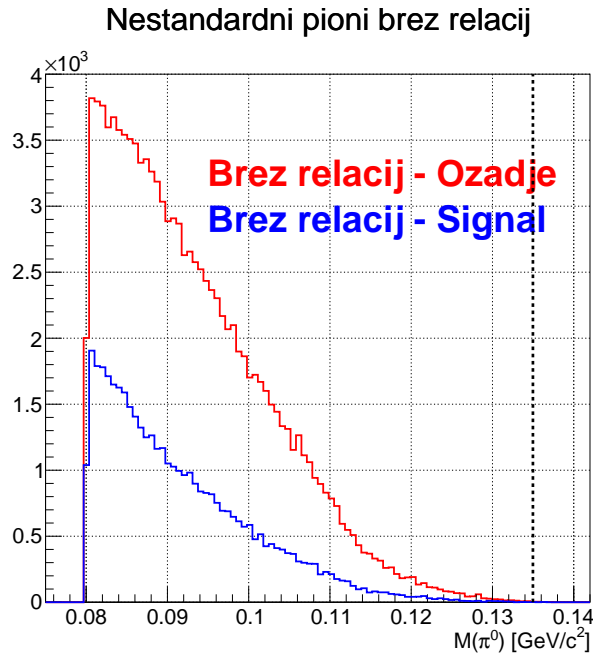
Slika 6.32: Porazdelitev po masi nestandardnih pionov, ki imajo relacijo na standardne pione. Rdeč histogram prikazuje celotno porazdelitev brez rezov, rdeč črtkan histogram pa ozadje za ta primer. Moder in moder črtkan histogram prikazujeta enako za primer z rezom  $LR > 0.85$ . Zelen histogram prikazuje zavržen del signalnih dogodkov. S takšnim rezom zavržemo 82.2 % dogodkov iz ozadja in 37.7 % signalnih dogodkov.

### 6.2.3.3 Izbira najboljšega pionskega kandidata

V končni fazi si želimo enotne zbirke pionskih kandidatov, ki jo sestavljajo pioni iz vseh treh razredov, ki smo jih definirali zgoraj. To dosežemo tako, da slabo definirane standardne pione zamenjamo z dobro definiranimi nestandardnimi, v kolikor med njima obstaja relacija. Zamenjavo realiziramo glede na vrednost spremenljivke  $LR$ . Slike v 6.33 prikazujejo porazdelitve po masi nevtralnih pionov za različna območja njihove gibalne količine, kjer (a), (b) in (c) prikazujejo signalne kandidate v območjih gibalnih količin  $p(\pi^0) < 0.5 \text{ GeV}/c$ ,  $0.5 \text{ GeV}/c < p(\pi^0) < 1.5 \text{ GeV}/c$  in  $1.5 \text{ GeV}/c < p(\pi^0) < 5.5 \text{ GeV}/c$ . Pri optimalni zamenjavi opazimo, da dobljena porazdelitev v nobenem primeru ne odstopa daleč od masne porazdelitve za samo standardne pione, ima pa nekoliko nižji vrh, ki je premaknjen v desno, in manjšo resolucijo. Takšen premik vrha je pričakovan, očitno pa lastnosti nekaterih pionov s takšno metodo tudi pokvarimo. Pri obravnavi slik (d), (e) in (f) imamo opravka z vsemi pioni (signalni dogodki in ozadje) z relacijo iz istih območij gibalne količine. V tem primeru opazimo, da optimalna zamenjava naredi porazdelitve bolj simetrične. Na slikah (g), (h) in (i) opazujemo vse pionske kandidate razen nestandardnih brez relacije. Ker imamo opravka s tolikšnim številom pionov, vpliv popravkov ne pride toliko do izraza. Ne smemo pozabiti na nestandardne pione brez relacij, od katerih naj bi pravilno rekonstruirani prispevali k višini vrha v porazdelitvi. Izkaže se, da vrha v porazdelitvi za te pione ne opazimo, kot je prikazano Sliki 6.34. To nakazuje na dejstvo, da imamo v večini primerov nizkoenergijske pljuske, ki so razkropljeni okoli glavnega z večjo energijo.

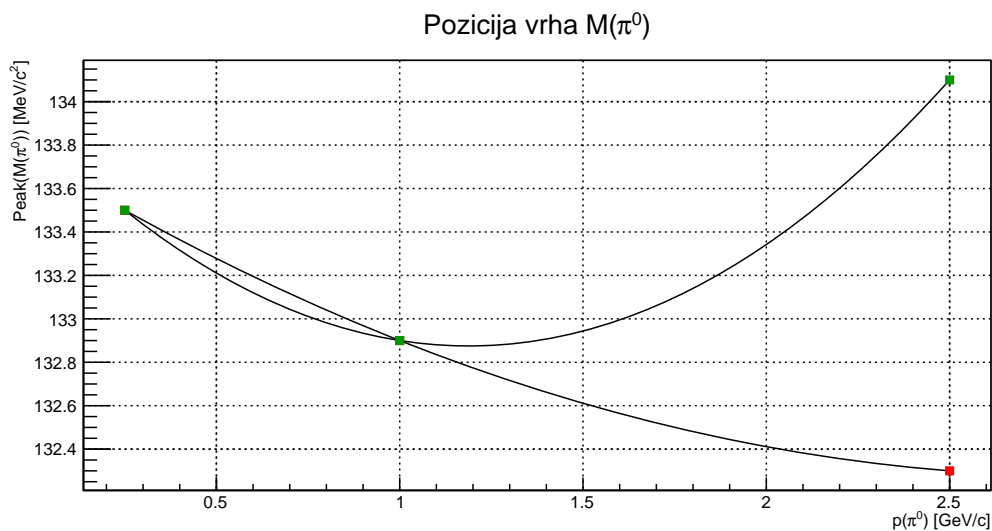


Slika 6.33: Slika (a) prikazuje porazdelitev po masi pionov za signalne kandidate z obstoječo relacijo za pione z gibalno količino iz območja  $p(\pi^0) < 0.5 \text{ GeV}/c$ , (b)  $0.5 \text{ GeV}/c < p(\pi^0) < 1.5 \text{ GeV}/c$  in (c)  $p(\pi^0) > 1.5 \text{ GeV}/c$ . Za enake delitve po gibalni količini pionov (d), (e) in (f) prikazujejo porazdelitve po masi za signalne kandidate in kandidate iz ozadja, (g), (h) in (i) pa porazdelitve po masi pionov za celoten seznam pionov, razen nestandardnih brez relacije (3. razred). Nezveznosti v porazdelitvah pripadajo pionom, ki se zaradi relacije pojavijo večkrat. Rdeč histogram prikazuje porazdelitev za standardne pione, moder za nestandardne fotone, zelen pa za optimalno kombinacijo obeh glede na rez  $LR > 0.85$ . Črtkane porazdelitve predstavljajo ozadje, črna črta pa nominalno maso nevtralnega piona.

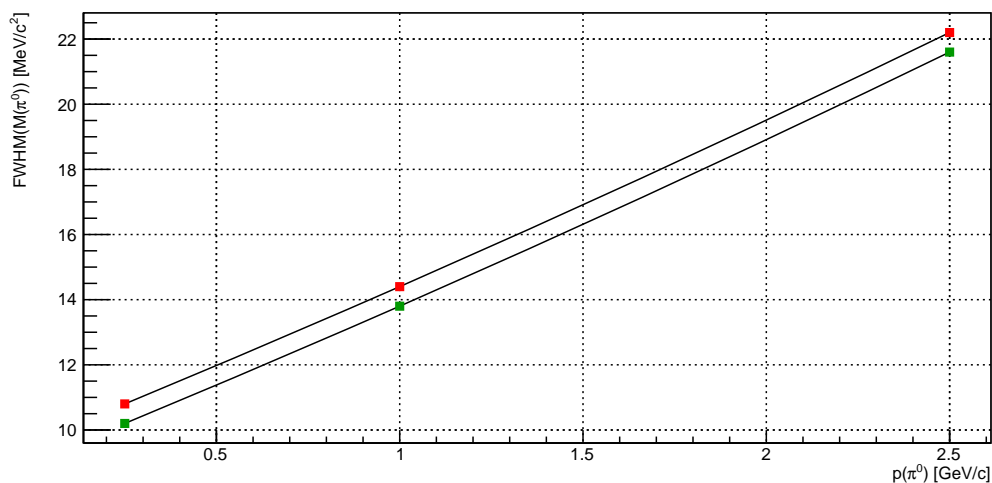


Slika 6.34: Porazdelitev po masi nestandardnih pionov brez relacije. Rdeč histogram prikazuje ozadje, moder pa signalne dogodke. V nobenem primeru ne vidimo vrha pri pravi vrednosti, zato sklepamo, da pri nestandardni rekonstrukciji ne dobimo novih dobrih pionskih kandidatov.

Zaključimo z ugotovitvijo, da z nestandardno rekonstrukcijo ne dobimo novih pionskih kandidatov, vendar pa nam uspe zmanjšati resolucijo porazdelitve. Porazdelitev postane predvsem bolj simetrična, kar pozitivno vpliva na nadaljnjo rekonstrukcijo. Iz Slike 6.33 je razvidno, da je večina pravilno rekonstruiranih nestandardnih pionov visokoenergijskih. Ta opazka je smiselna, saj je pri večjih energijah verjetnost za interakcijo z materialom večja, te pa, kot vemo, povzročijo pretvorbe fotonov. Sliki 6.35 (a) in (b) prikazujeta pozicijo vrha in širino porazdelitve  $M(\pi^0)$  na polovični širini, s katerima lahko kvantitativno ocenimo vplive nestandardne rekonstrukcije. Slika (a) jasno nakazuje na zmanjšanje širine porazdelitve, pri (b) pa opazimo premik vrha porazdelitve v smeri proti pravilnejši vrednosti mase nevtralnega piona  $m_{\pi^0} = 134.9766 \pm 0.0006 \text{ MeV}/c^2$  [1]. Širina porazdelitve na polovični širini se tako zmanjša za  $\sim 1 \text{ MeV}/c^2$ . Spomnimo se, da ta premik povzroči pretvorba fotonov v materialu, saj se energija tega fotona porazdeli na več pljuskov. Ker v rekonstrukciji ne upoštevamo vseh pljuskov, pride do primankljaja energije, ki ga nestandardno metodo vsaj delno izničimo.



(a)

FWHM od  $M(\pi^0)$ 

(b)

Slika 6.35: Slika (a) prikazuje pozicijo vrha porazdelitve po masi piona v odvisnosti od njihove gibalne količine, (b) pa širino porazdelitve na polovični višini. Rdeča krivulja prikazuje izključno standardne pione z relacijo, zelena pa optimalno kombinacijo standardnih in nestandardnih, izbranih glede na optimalni rez po spremenljivki  $LR$ .



### 6.3 Rekonstrukcija mezonov $D^0$ in $D^{*+}$

V zadnjem razdelku tega poglavja bomo rekonstruirali mezone  $D^0$  in  $D^{*+}$  in tako zaključili rekonstrukcijo razpadne verige. Mezioni  $D^0$ , v katere smo zainteresirani, prihajajo iz mezonov  $D^{*+}$ , ki so nastali v procesu  $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$  in nato razpadli kot  $D^{*+} \rightarrow D^0\pi_s^+$ . V tem razpadu  $\pi_s^+$  označuje „počasen“ pion, ki je počasen zaradi majhne energije  $\sim 6$  MeV, ki se sprosti pri razpadu mezona  $D^{*+}$ . Zaradi tega dejstva nedoločenost četverca gibalne količine mezona  $D^{*+}$  izhaja neposredno iz nedoločenosti četverca gibalne količine mezona  $D^0$ , kar med obema mezonoma vzpostavi močno korelacijo. Izkaže se, da se nedoločenosti zaradi teh korelacij odštejejo, če opazujemo masno razliko mezonov  $\Delta M = M(D^{*+}) - M(D^0)$ . Količina  $\Delta M$  predstavlja zelo uporabno opazljivko, saj ima precej boljšo ločljivost kot pa masa posameznih mezonov.

Rekonstrukcije se lotimo v naslednjih korakih:

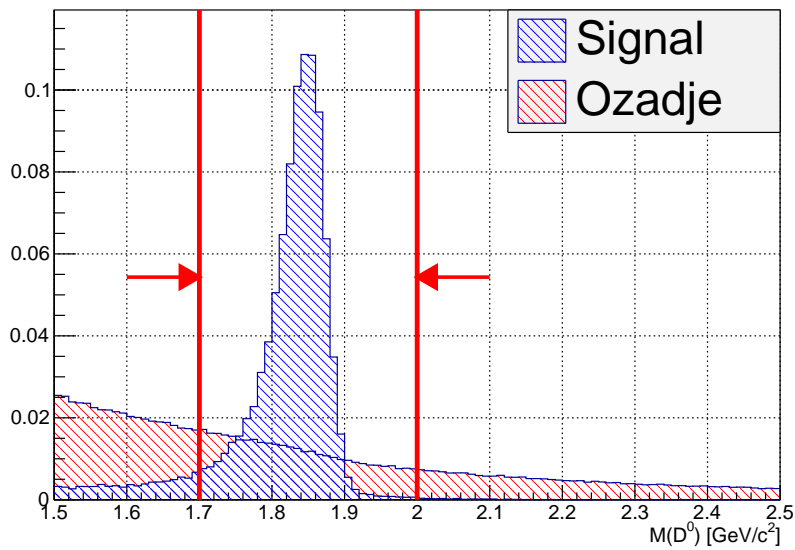
1. rekonstrukcija vseh  $D^0$  kandidatov znotraj nominalnega masnega okna  $M(D^0)$ ,
2. rekonstrukcija vseh  $D^{*+}$  kandidatov znotraj nominalnega masnega okna  $\Delta M$ ,
3. optimizacija rezov.

#### 6.3.1 Zbirka grobih rezov

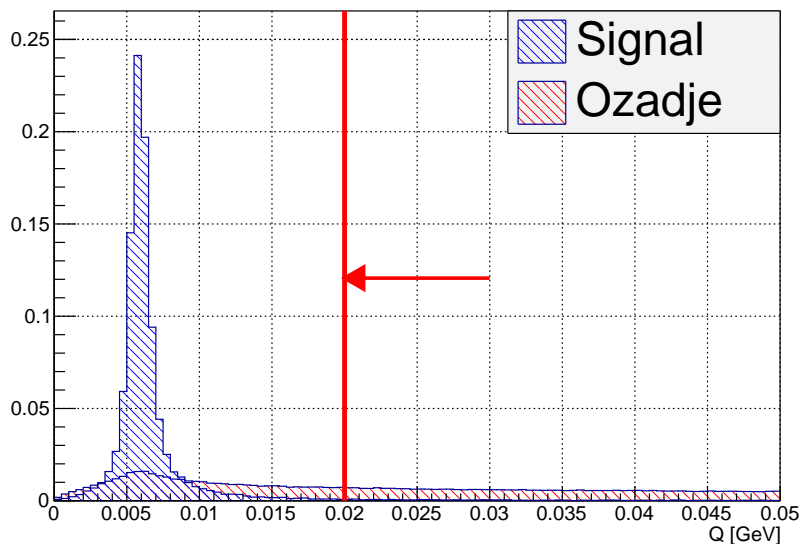
Grobe širine masnih oken določimo na podlagi signalnega MC vzorca 100 000 dogodkov. Izberemo takšne grobe reze, ki bodo omogočili hitrejše računanje na večjem generičnem vzorcu podatkov. Na podlagi informacij iz vzorca podatkov s signalnimi dogodki se odločimo za naslednje grobe reze:

- $1.7 \text{ GeV}/c^2 < M(D^0) < 2.0 \text{ GeV}/c^2$ ,
- $0 \text{ MeV} < Q < 20 \text{ MeV}$ ,

kjer opazljivka  $Q$  predstavlja energijo, ki se sprosti v razpadu. Motivacijo za izbrane vrednosti rezov prepoznamo na porazdelitvi po opazljivki  $M(D^0)$  za prvi in  $Q$  za drugi rez. Porazdelitvi z grobimi rezi sta prikazani na Sliki 6.36 in 6.37.



Slika 6.36: Prikaz grobih rezov na funkciji verjetnostne gostote za maso mezona  $D^0$ . Rdeč histogram prikazuje normirano porazdelitev za ozadje, moder pa za signal. Z grobim rezom  $1.7 \text{ GeV}/c^2 < M(D^0) < 2.0 \text{ GeV}/c^2$  optimiziramo postopek rekonstrukcije.



Slika 6.37: Prikaz grobih rezov na funkciji verjetnostne gostote za sproščeno energijo v razpadu  $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$ . Rdeč histogram prikazuje normirano porazdelitev za ozadje, moder pa za signal. Z grobim rezom  $0 \text{ MeV} < Q < 20 \text{ MeV}$  optimiziramo postopek rekonstrukcije.

### 6.3.2 Zbirka končnih rezov

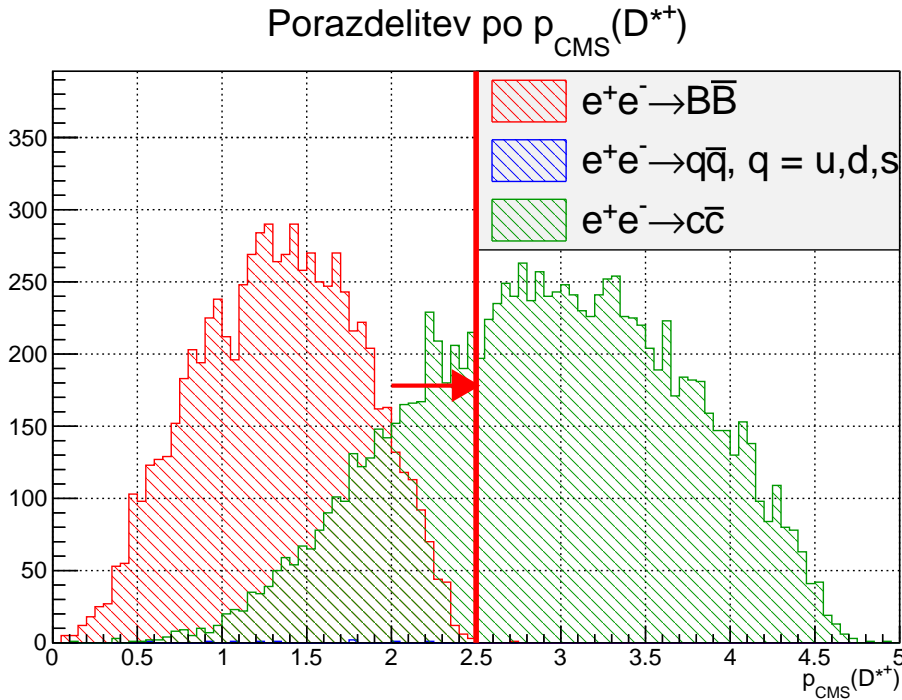
Grobe reze uporabimo pri rekonstrukciji na generičnem vzorcu podatkov, opisanim v podrazdelku 5.1.1, s katerimi pohitrimo delovanje, saj večji del kombinatoričnega ozadja zavržemo že na začetku. Celoten vzorec generičnih dogodkov vsebuje 411 000 000 dogodkov, kar ustreza 10 % vzorca, ki je bil zajet pri eksperimentu Belle ( $966 \text{ fb}^{-1}$  integrirane luminoznosti). Na podlagi teh podatkov izberemo končne reze, ki so prikazani v Tabeli 6.1. V tabeli je tudi informacija o zavrženem signalu in ozadju za vsak rez, ki ga napravimo ločeno od drugih.

Opazljivka	Vrednost	Zavr. ozadje [%]	Zavr. signal [%]
$p_{CMS}(D^{*+})$	$> 2.5 \text{ GeV}/c$	61.85	24.49
$M(D^0)$	$(1.758, 1.930) \text{ GeV}/c^2$	61.26	16.52
$p(\pi^0)$	$> 0.64 \text{ GeV}/c$	88.13	19.15
$BDT(\pi^0)$	$> 0.2$	50.46	3.91
Vsi		98.60	46.84

Tabela 6.1: Tabela prikazuje končne reze, ki jih uporabimo na generičnem vzorcu podatkov. Prikazani so tudi podatki o zavrženem signalu in ozadju.

#### 6.3.2.1 Gibalna količina mezona $D^{*+}$

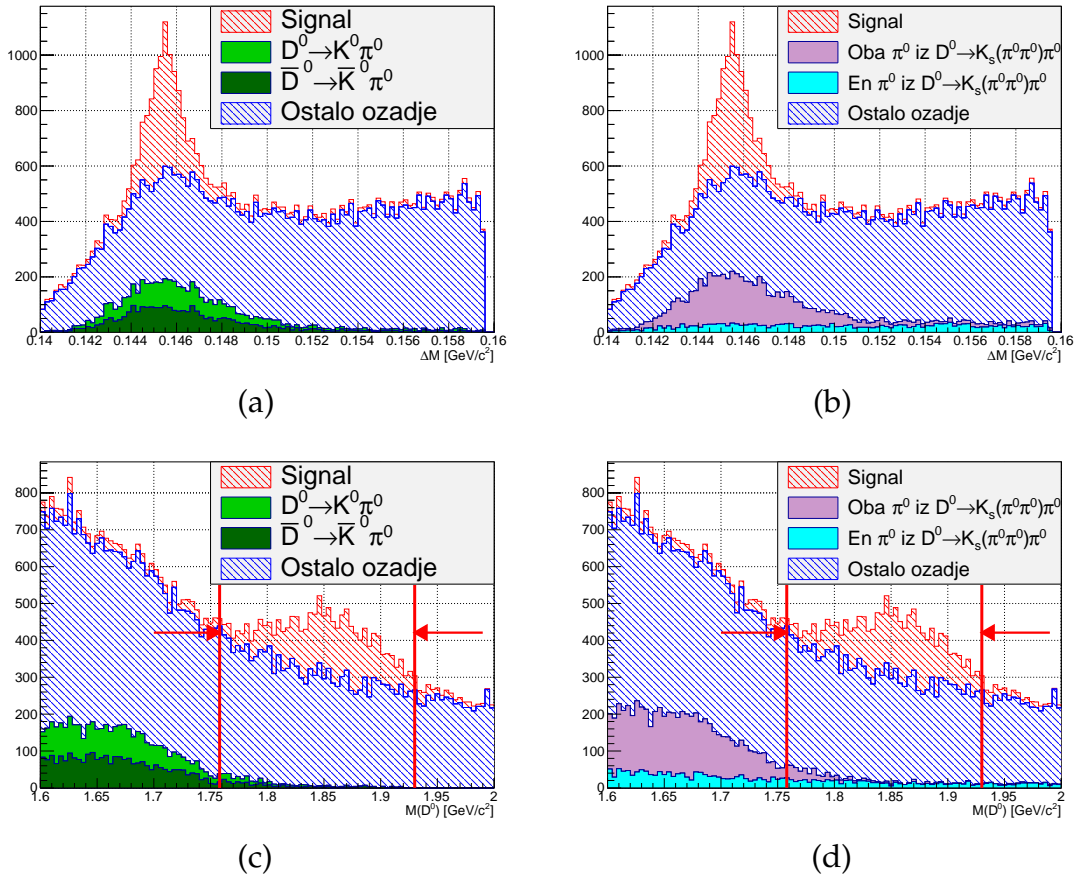
Pri trkih tipa  $e^+e^-$  nastane več možnih stanj, katere lahko v splošnem razdelimo na  $B\bar{B}$ ,  $c\bar{c}$  in  $q\bar{q}$ , kjer je  $q$  kvark v stanju  $u$ ,  $d$  ali  $s$ . Mezioni  $D^{*+}$  iz različnih stanj imajo različne kinematične lastnosti, na podlagi katerih lahko naredimo reze. Medtem ko imajo mezioni  $D^{*+}$ , ki izhajajo iz stanj  $B\bar{B}$ , nizko gibalno količino, ki se razteza od 0 do  $2.5 \text{ GeV}/c$ , imajo mezioni  $D^{*+}$  iz stanj  $c\bar{c}$  gibalno količino porazdeljeno na območju  $p_{CMS}(D^{*+}) > 1 \text{ GeV}/c$ . Stanja  $u\bar{u}$ ,  $d\bar{d}$  in  $s\bar{s}$  mezonov  $D^{*+}$  ne ustvarijo. Ker se zanimamo le za mezone  $D^{*+}$ , ki izhajajo iz stanj  $c\bar{c}$ , izberemo tiste, ki imajo gibalno količino v težiščnem sistemu večjo od  $2.5 \text{ GeV}/c$ . Pri tem se znebimo vseh mezonov  $D^{*+}$ , ki izvirajo iz stanj  $B\bar{B}$ , a tudi nekaj takih, ki izvirajo iz  $c\bar{c}$ . Slika 6.38 prikazuje porazdelitev po gibalni količini v težiščnem sistemu za mezone  $D^{*+}$ , ki izhajajo iz različnih stanj.



Slika 6.38: Porazdelitev po gibalni količini mezona  $D^{*+}$  v sistemu CMS. Rdeč histogram pripada kandidatom iz procesa  $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}$ , zeleni iz  $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ , kandidatov iz procesov  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ,  $q = u, d, s$  pa skoraj ne prispevajo. Da se znebimo prispevkov iz  $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}$ , napravimo rez po gibalni količini mezona  $D^{*+}$  v sistemu CMS,  $p_{\text{CMS}}(D^{*+}) > 2.5 \text{ GeV}/c$ .

### 6.3.2.2 Masa mezona $D^0$

Ozadje opazljivke  $\Delta M$  ima vrh v območju signala. Da ugotovimo naravo teh prispevkov, moramo uporabiti informacijo o delcih na generatorskem nivoju. Izkaže se, da vrh v ozadju izvira iz razpadov  $D^0 \rightarrow K_s^0\pi^0$ ,  $K_s^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ , kot lahko vidimo na Sliki 6.39. Pri obravnavi mase mezona  $D^0$  se ti prispevki nahajajo pri nižjih energijah. Razlog tiči v tem, da v rekonstrukciji upoštevamo samo dva nevtralna piona, ki pripadata razpadni verigi  $D^0 \rightarrow K_s^0\pi^0$ ,  $K_s^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ , v resnici pa nastanejo trije. Ker pri rekonstrukciji tretjega ne upoštevamo, je vrh premaknjen k nižjim energijam v porazdelitvi po  $M(D^0)$ . Zaradi korelacij med mezonoma  $D^0$  in  $D^{*+}$  se pri razliki mas  $\Delta M$  ti premiki odštejejo, kandidati pa posledično ležijo v območju signala. Na Sliki 6.39 so prikazane porazdelitve po opazljivkah  $\Delta M$  in  $M(D^0)$ , kjer so označeni različni prispevki k porazdelitvam. Študija ozadja razpada  $D^0 \rightarrow K_s^0\pi^0$ ,  $K_s^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$  nam pove, da k ozadju prispevata del z vrhom in enakomerno porazdeljen del. Vrh pripada kandidatom, ki so rekonstruirani iz obeh nevtralnih pionov iz razpada  $D^0 \rightarrow K_s^0\pi^0$ ,  $K_s^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ , enakomerno porazdeljen del pa sestavljajo kandidati rekonstruirani s samo enim pionom iz tega razpada. Da te prispevke odstranimo, napravimo ostrejši rez na masi rekonstruiranega mezona  $D^0$ ,  $1.758 \text{ GeV}/c^2 < M(D^0) < 1.930 \text{ GeV}/c^2$ .

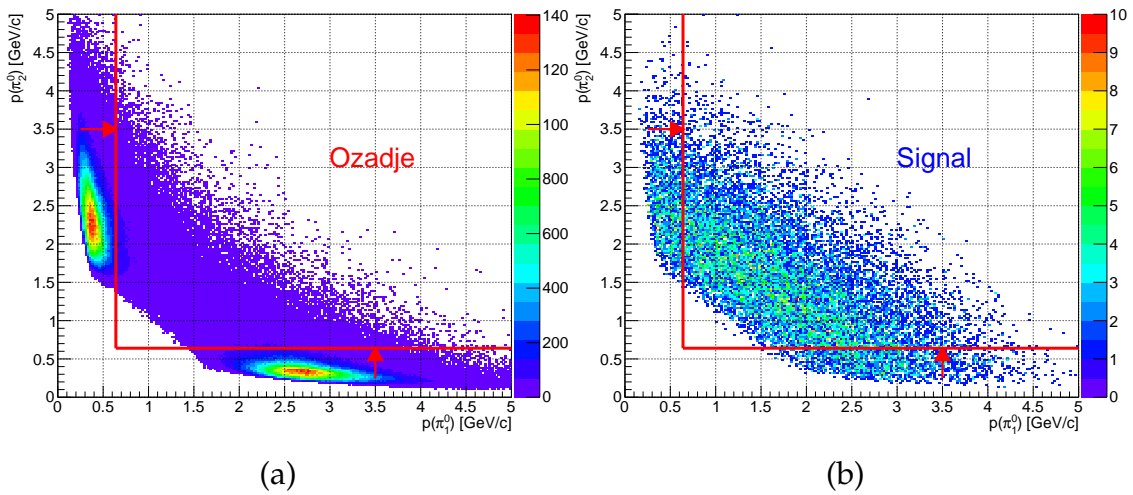


Slika 6.39: Porazdelitve za razpad  $D^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ : (a)  $\Delta M$  porazdelitev s prispevki iz  $D^0 \rightarrow K^0 \pi^0$  in  $\bar{D}^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^0$ , (b)  $\Delta M$  porazdelitev, kjer so prispevki  $D^0 \rightarrow K_S^0 \pi^0$  nadaljnje razdeljeni na prispevke, kjer oba nevtralna piona v rekonstrukciji prihajata iz  $D^0 \rightarrow K_S^0 \pi^0$  in prispevke, kjer iz tega razpada prihaja le en nevtralni pion, drugi pa je naključen. (c) in (d) prikazujeta isto za porazdelitev  $M(D^0)$ .

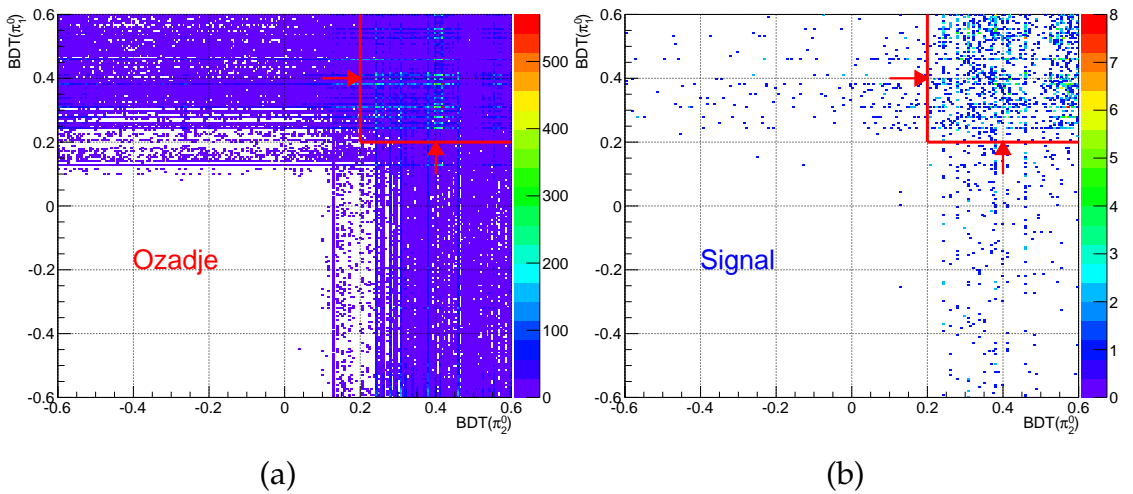
### 6.3.2.3 Rezi na nevtralnih pionih

Precejšnji del ozadja izgubimo tudi s pravilno selekcijo pionskih kandidatov. Slika 6.40 prikazuje 2D porazdelitev po gibalni količini obeh pionov za primer signala in ozadja. Vrhovi, ki jih opazimo, ne pripadajo signalnim dogodkom, zato se jih z ustreznim rezom znebimo.

Uporabimo lahko tudi multivariatno metodo BDT, ki smo jo uporabili pri rekonstrukciji pionov. Kot smo omenili, metoda BDT dobre kandidate premakne na desno stran porazdelitve iz območja  $[-1, 1]$ , slabe pa na levo. Slika 6.41 prikazuje 2D porazdelitev po vrednosti BDT nevtralnih pionov, kjer opazimo, da se v vseh primerih vsaj eden od pionov nahaja pri višjih vrednostih porazdelitve BDT. Ker zahtevamo 2 dobra kandidata, napravimo rez na spremenljivki BDT,  $BDT(\pi^0) > 0.2$ .



Slika 6.40: 2D porazdelitev po gibalni količini obeh pionov za (a) ozadje in (b) signal. Da se znebimo vrhov, ki ne pripadajo signalnim kandidatom, napravimo rez na gibalni količini nevtralnega piona,  $p(\pi^0) > 0.64 \text{ GeV}/c$ .



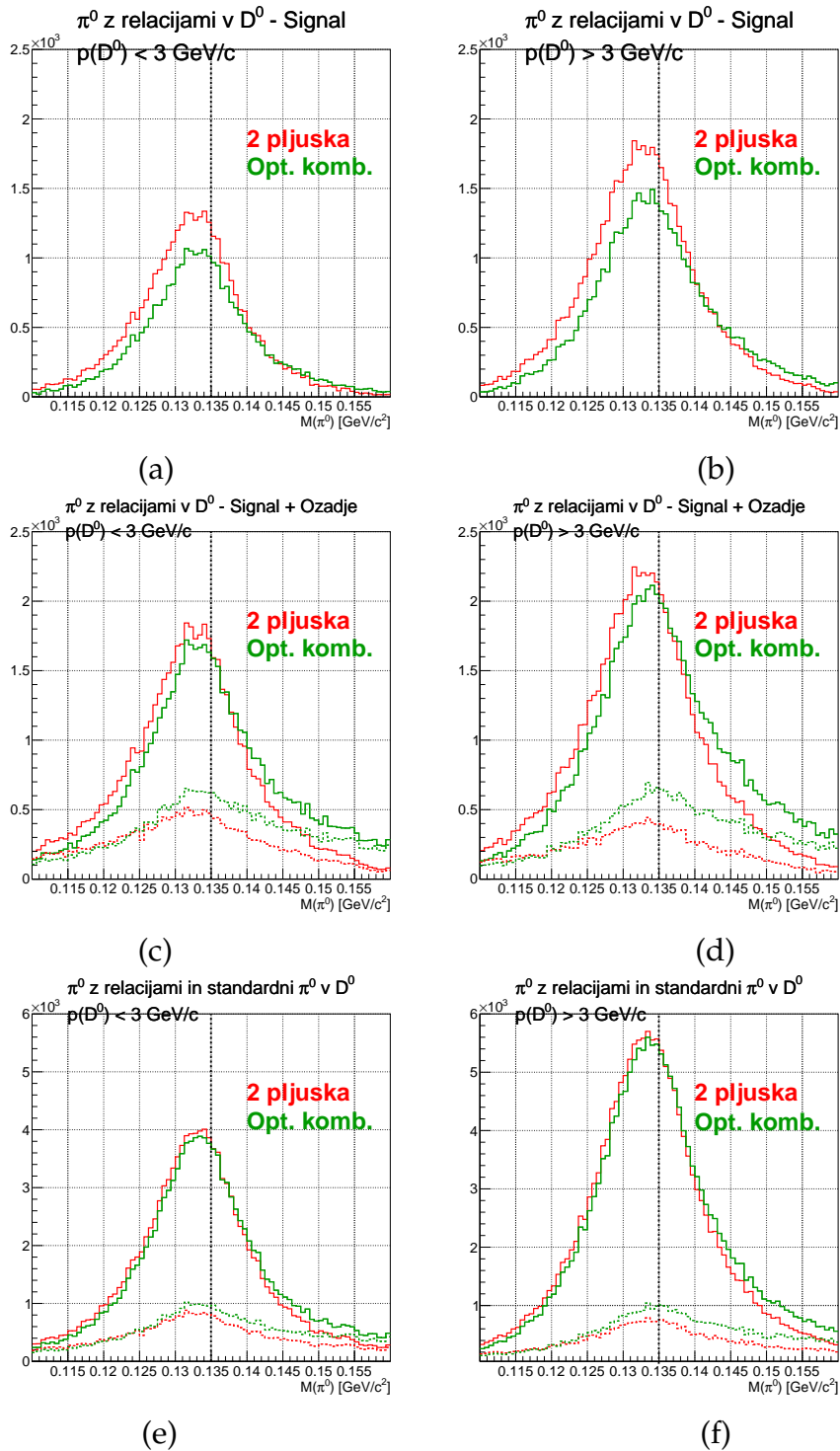
Slika 6.41: 2D porazdelitev po spremenljivki  $BDT$  za nevtralne pione za (a) ozadje in (b) signal. Multivariatna metoda dobre kandidate premakne na desno stran, slabe pa na levo. V večini primerih je vsaj eden od pionov pri višjih vrednostih porazdelitve  $BDT$ . Ker zahtevamo 2 dobra kandidata, napravimo rez na spremenljivki  $BDT$ ,  $BDT(\pi^0) > 0.2$ .

### 6.3.3 Upoštevanje nestandardne metode

Tako kot v razdelku rekonstrukcije pionov, lahko tudi tu pri rekonstrukciji mezonov  $D^0$  uporabimo tiste pione, ki so bili rekonstruirani z nestandardno metodo. Spomnimo se, da pri nestandardni metodi upoštevamo dejstvo, da foton ne povzroči enega izoliranega elektromagnetnega pljuska v kalorimetru ECL, ampak zaradi pretvorbe fotona v par  $e^+e^-$  pride do plazu delcev, ki povzroči več manjših pljuskov v kalorimetru. Masa takšnega posameznega pljuska ustreza deležu začetne energije fotona. Z nestandardno metodo rekonstruiramo foton iz dveh takšnih pljuskov in se na tak način bolj približamo dejanski situaciji v detektorju.

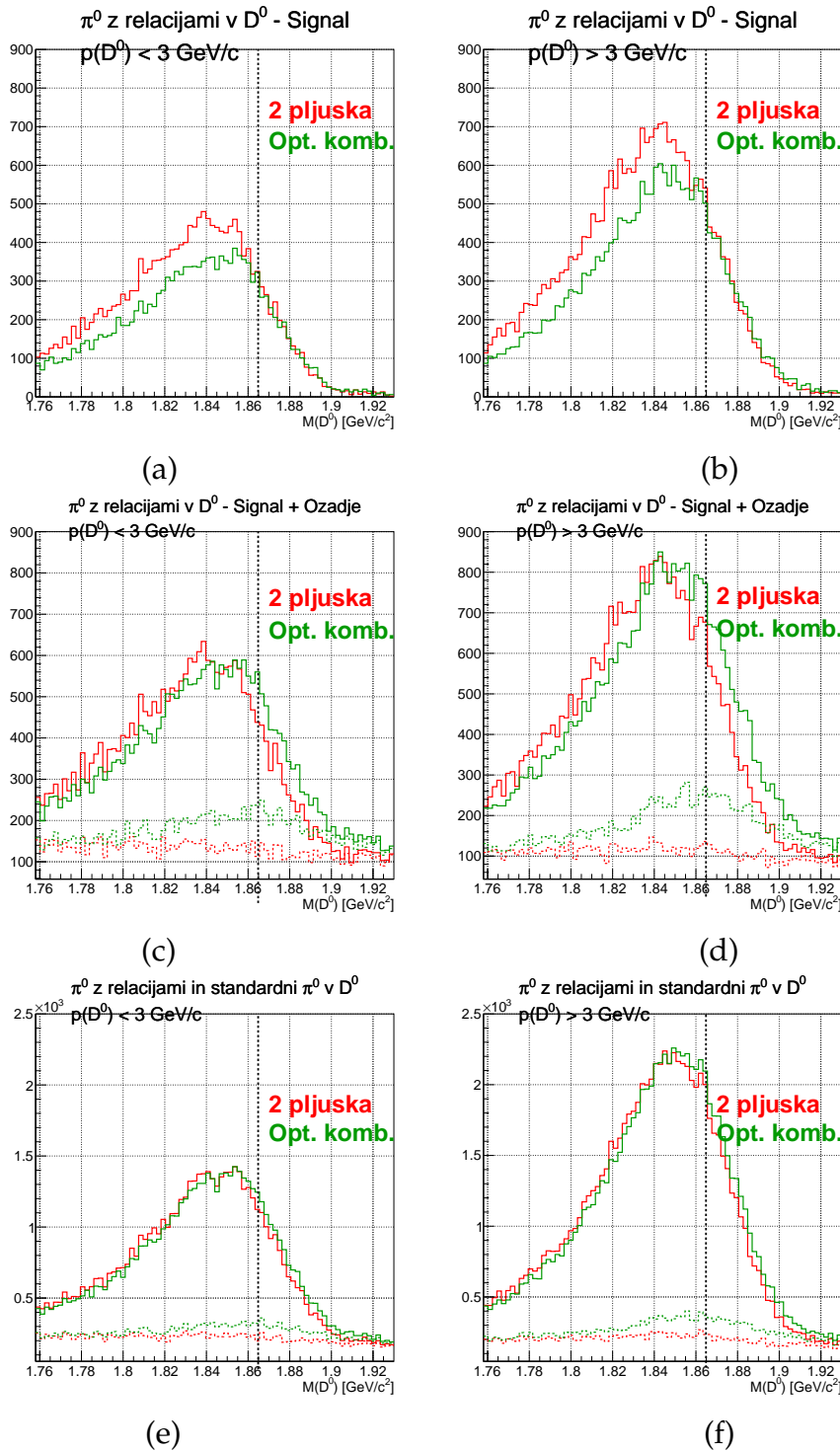
Na nivoju rekonstrukcije nevtralnih pionov je situacija enaka tisti iz podrazdelka 6.2.3. Na podlagi mase fotona in razdlje med pljuskoma v kalorimetru ECL definiramo spremenljivko  $LR_\gamma$ , to pa nato skupaj z minimalno energijo fotonov in njuno vsoto uporabimo za definicijo spremenljivke  $LR$ , preko katere ločujemo med optimalnimi standardnimi in nestandardnimi fotoni. Optimalna kombinacija obeh je nato uporabljena v nadaljnji rekonstrukciji. Slika 6.42 prikazuje podobno informacijo kot Slika 6.33. Vidimo, da nestandardna metoda ne pripomore v takšni moči, kot smo videli v podrazdelku 6.2.3, vseeno pa vpliva na resolucijo masne porazdelitve nevtralnih pionov. Vidimo, da se, tako kot prej, izboljša resolucija, vrh se nekoliko premakne k pravilnejši vrednosti, porazdelitev pa postane bolj simetrična.

Ti popravki se izražajo tudi na masni porazdelitvi mezona  $D^0$ , kjer smo pri rekonstrukciji uporabili en ali dva nestandardna piona. Na Sliki 6.43 vidimo porazdelitev po masi mezona  $D^0$ , kjer je precej očiten premik vrha, vendar pa pri končni zbirki kandidatov ti efekti ne pridejo več do izraza.



Slika 6.42: Slika (a) prikazuje porazdelitev po masi pionov za signalne kandidate z obstoječo relacijo, ki so vsebovani v mezonu  $D^0$  z gibalno količino iz območja  $p(D^0) < 3 \text{ GeV}/c$  in (b)  $p(D^0) > 3 \text{ GeV}/c$ . Za enake delitve po gibalni količini pionov (c) in (d) prikazujeta porazdelitvi po masi za signalne kandidate in kandidate iz ozadja, (e) in (f) pa porazdelitvi po masi pionov za celoten seznam pionov, razen nestandardnih brez relacije (3. razred). Rdeč histogram prikazuje porazdelitev za standardne pione, zelen pa za optimalno kombinacijo standardnih in nestandardnih glede na rez  $LR > 0.85$ . Črtkane porazdelitve predstavljajo ozadje, črna črta pa nominalno maso nevtralnega piona.



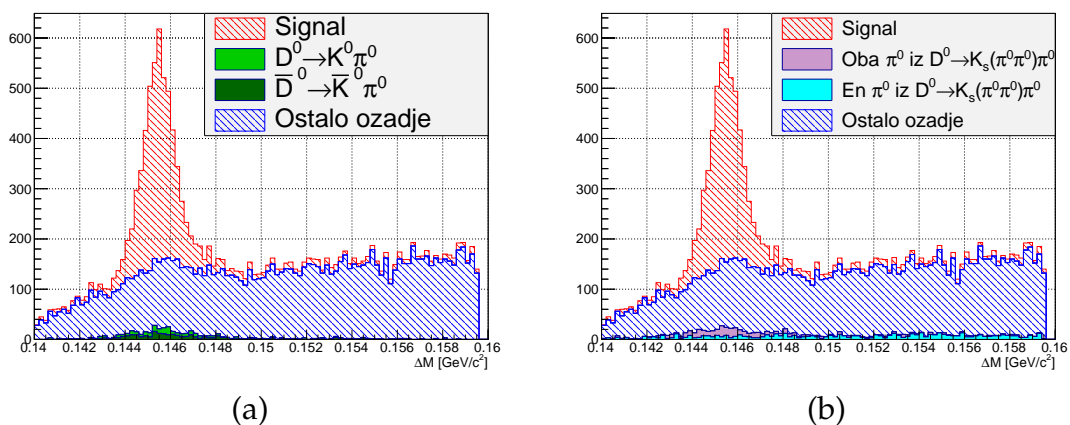


Slika 6.43: Slika (a) prikazuje porazdelitev po masi mezonov  $D^0$  za signalne kandidate, ki vsebujejo pione z obstoječo relacijo, za mezone  $D^0$  z gibalno količino iz območja  $p(D^0) < 3 \text{ GeV}/c$  in (b)  $p(D^0) > 3 \text{ GeV}/c$ . Za enake delitve po gibalni količini mezona  $D^0$  (c) in (d) prikazujeta porazdelitvi po masi  $D^0$  za signalne kandidate in kandidate iz ozadja, (e) in (f) pa porazdelitvi po masi za celoten seznam  $D^0$ , razen tistih, ki vsebujejo nestandardne pione brez relacij (3. razred). Rdeč histogram prikazuje porazdelitev za standardne pione, zelen pa za optimalno kombinacijo standardnih in nestandardnih glede na rez  $LR > 0.85$ . Črtkane porazdelitve predstavljajo ozadje, črna črta pa nominalno maso nevtralnega mezona  $D^0$ .



## Analiza in ocena asimetrije

Z upoštevanjem vseh rezov zavržemo večino ozadja, dobljen obseg podatkov pa uporabimo za nadaljnjo analizo. Slika 7.1 prikazuje porazdelitve po  $\Delta M$  z vsemi rezi, kjer smo odstranili večino kandidatov iz razpada  $D^0 \rightarrow K_S^0 \pi^0$ .



Slika 7.1: Porazdelitve za razpad  $D^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  z vsemi upoštevanimi rezi: (a)  $\Delta M$  porazdelitev s prispevki iz  $D^0 \rightarrow K^0 \pi^0$  in  $\bar{D}^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^0$ , (b)  $\Delta M$  porazdelitev, kjer so prispevki  $D^0 \rightarrow K_S^0 \pi^0$  nadaljnje razdeljeni na prispevke, kjer oba nevtralna piona v rekonstrukciji prihajata iz  $D^0 \rightarrow K_S^0 \pi^0$  in prispevke, kjer iz tega razpada prihaja le en nevtralni pion, drugi pa je naključen.

Preden se lotimo ocene asimetrije, moramo podatke modelirati s primerno funkcijo. Signal modeliramo z vsoto dveh navadnih in ene asimetrične Gaussove funkcije, kjer imajo vse porazdelitve skupno pozicijo vrha. Parametrizacija signalne porazdelitve je prikazana na Sliki 7.2 (a), kjer vidimo tudi posamezne komponente modelske funkcije. Ozadje smo parametrizirali z vsoto navadne Gaussove funkcije in funkcije  $H(x) = (x - m_\pi)^\alpha \exp(-\beta(x - m_\pi))$  [14], kjer sta  $\alpha$  in  $\beta$  oblikovna parametra,  $m_\pi = 139.57018 \pm 0.00035 \text{ MeV}/c^2$  pa nominalna masa nabitega piona [1]. Slika 7.2 (b) prikazuje parametrizacijo ozadja in posamezne komponente modelske funkcije, (c) pa za signal in ozadje skupaj. Iz modelirane porazdelitve lahko tako kvantitativno določimo signalni donos. Obliko celotne porazdelitve parametriziramo kot

$$F(x) = f_{BKG} F_{BKG}(x) + (1 - f_{BKG}) F_{SIG}(x), \quad (7.1)$$

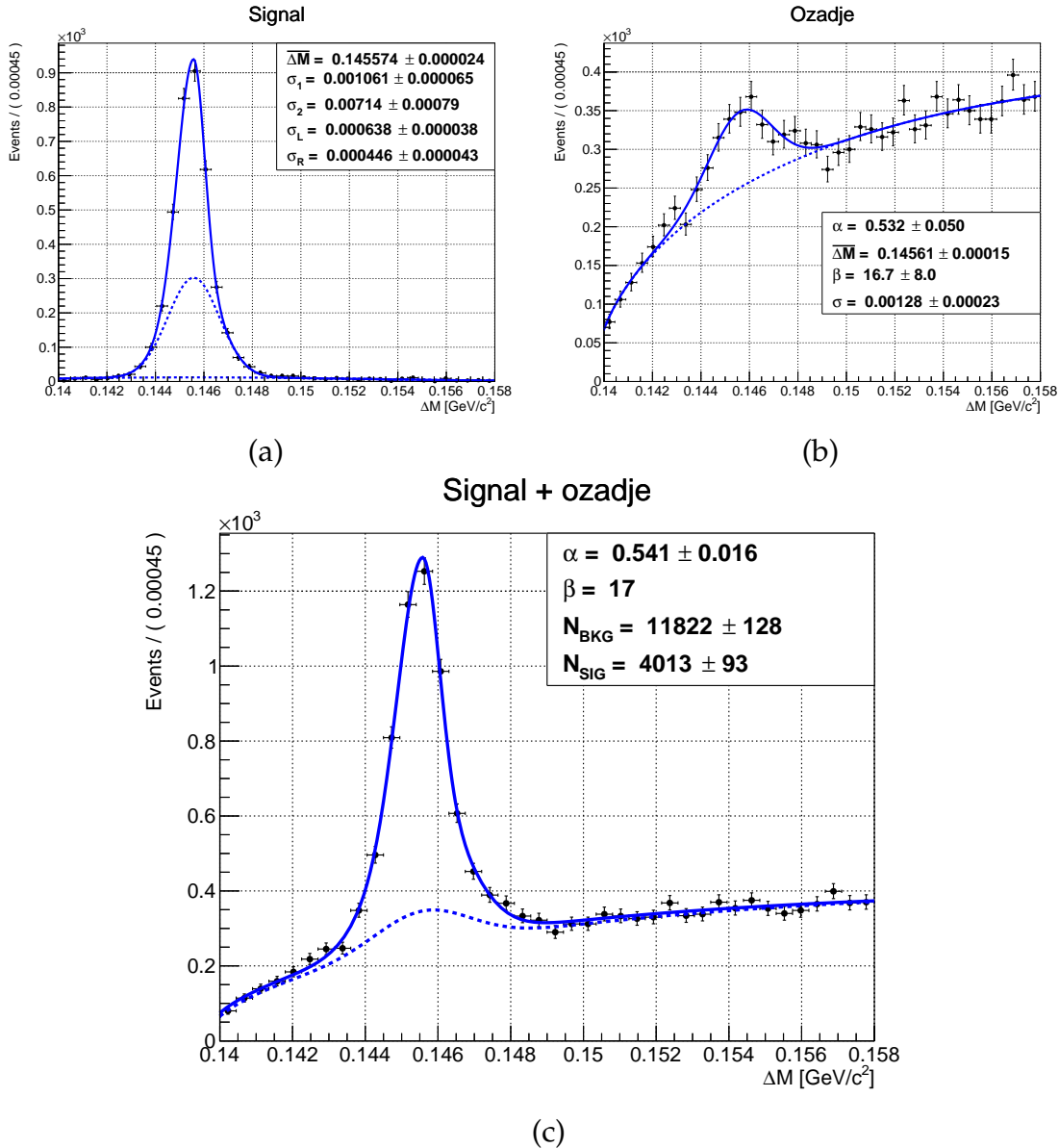
kjer sta modelski funkciji za signal in ozadje definirani kot

$$\begin{aligned} F_{SIG}(x) &= f_{SIG_1} G_{SIG_1}(x; \bar{x}, \sigma) + \\ &+ (1 - f_{SIG_1}) (f_{SIG_2} G_{SIG_2}(x; \bar{x}, \sigma) + \\ &+ (1 - f_{SIG_2}) G_{SIG_3}(x; \bar{x}, \sigma_L, \sigma_R)), \end{aligned} \quad (7.2)$$

$$F_{BKG}(x) = f_{BKG_1} H(x) + (1 - f_{BKG_1}) G_{BKG_1}(x; \bar{x}, \sigma). \quad (7.3)$$

Spremenljivke  $f$  v enačbah od En. (7.1)-(7.2) predstavljajo deleže komponent v določeni funkciji, funkcije  $G$  pa navadne ali asimetrične Gaussove funkcije.

Celoten donos signala za razpad  $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ , ki ga določimo na podlagi modelske funkcije, znaša  $N_{SIG} = 4013 \pm 93$ , kar lahko odčitamo iz Slike 7.2. Za izračun asimetrije moramo določiti signalna donosa posamezno za razpad  $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$  in  $\bar{D}^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ , ki ju ločimo na podlagi predznaka naboja nabitega piona v razpadu  $D^{*+} \rightarrow D^0\pi_s^+$ . Ti dve porazdelitvi sta prikazani na Sliki 7.3 (a) in (b).

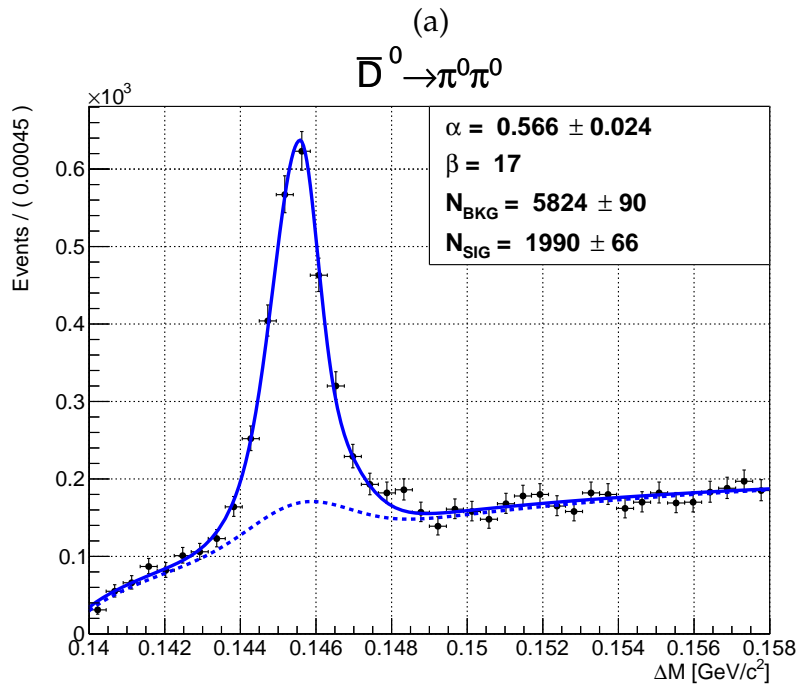
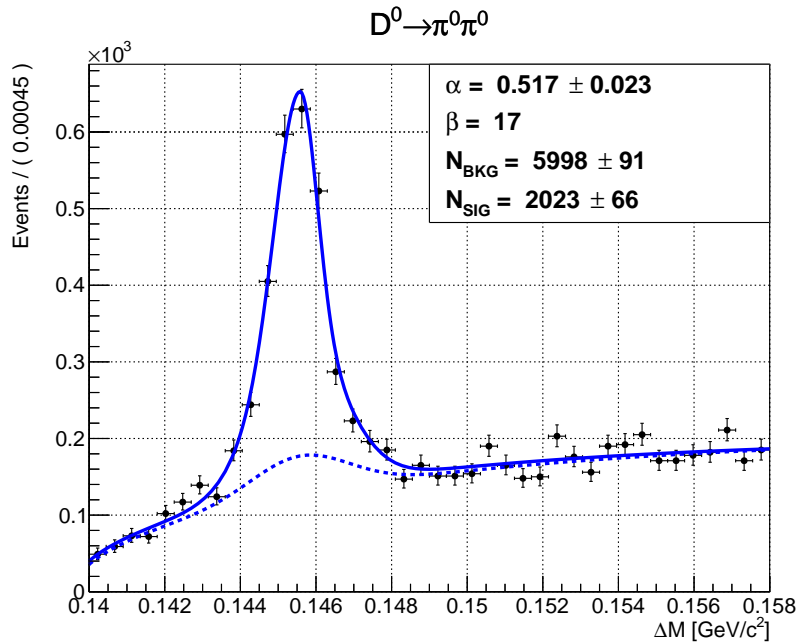


Slika 7.2: Porazdelitev po  $\Delta M$  za (a) signal, (b) ozadje ter (c) signal in ozadje skupaj, ko uporabimo vse reze na opazljivkah. Iz modelirane porazdelitve lahko kvantitativno določimo signalni donos.

Asimetrijo izračunamo preko enačbe En. (2.3) in jo ocenimo na

$$A_{CP} = \frac{N(D^0) - N(\bar{D}^0)}{N(D^0) + N(\bar{D}^0)} = [0.8 \pm 2.3] \%$$

za vzorec simuliranih podatkov velikosti  $0.1 \text{ ab}^{-1}$ . Ocena je konsistentna z ohranitvijo simetrije  $CP$  v teh razpadih v okviru statistične napake.



Slika 7.3: Porazdelitev po  $\Delta M$  za razpade mezonov (a)  $D^0$  in (b)  $\bar{D}^0$ .

## 7.1 Ocena asimetrije na večjem vzorcu podatkov

Vzorec podatkov, uporabljen v naši simulaciji, je po velikosti manjši od vzorca, ki je bil zajet z detektorjem Belle in precej manjši od vzorca, ki ga pričakujemo pri Belle II. To pomeni, da dejanska vrednost asimetrije v našem primeru ne predstavlja pomembnega rezultata. Pomenljivejše rezultate dobimo šele pri večjih vzorcih podatkov, ki bi morali biti na voljo v prihodnosti.

Statistična napaka na signalnem donosu se z večjim vzorcem povečuje, saj velja, da za vzorec z luminoznostjo  $\mathcal{L}$  pričakujemo signalni donos  $N_{SIG} \pm \sigma(N_{SIG})$ , za vzorec z luminoznostjo  $c\mathcal{L}$  pa  $cN_{SIG} \pm \sqrt{c}\sigma(N_{SIG})$ . Za razliko od napake na signalnem donosu se napaka na asimetriji  $A_{CP}$  z večanjem vzorca manjša. Napako na asimetriji  $A_{CP}$  lahko za luminoznost  $\mathcal{L}$  zapišemo kot

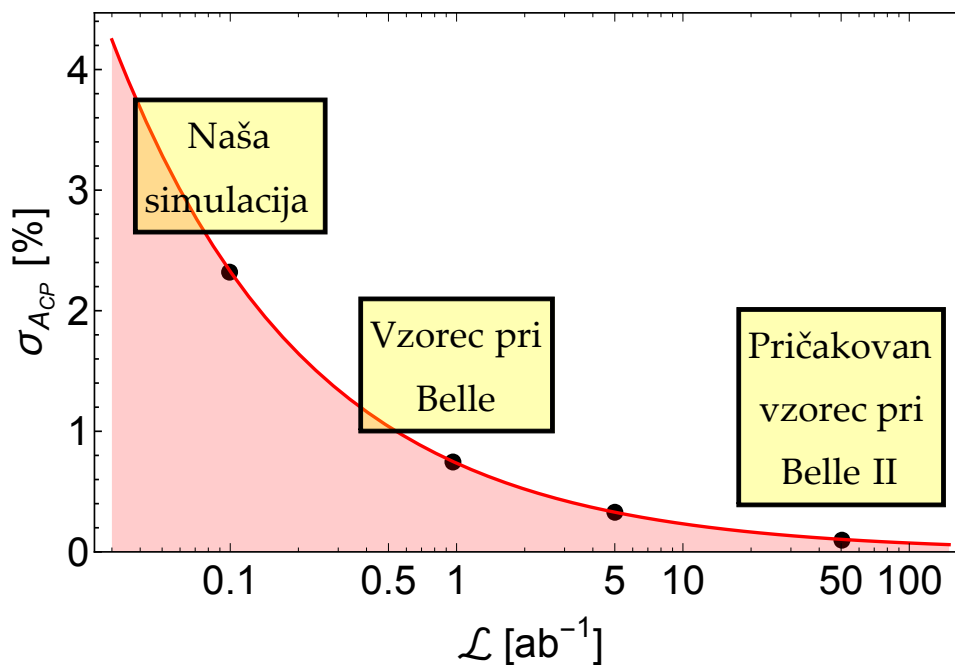
$$\sigma_{A_{CP}}(\mathcal{L}) = \frac{\sigma(N_{SIG})}{N_{SIG}}, \quad (7.4)$$

za luminoznost  $c\mathcal{L}$  pa

$$\sigma_{A_{CP}}(c\mathcal{L}) = \frac{\sqrt{c}\sigma(N_{SIG})}{cN_{SIG}} = \frac{1}{\sqrt{c}} \frac{\sigma(N_{SIG})}{N_{SIG}} \propto \frac{1}{\sqrt{\mathcal{L}}}. \quad (7.5)$$

Večji vzorci podatkov tako prinašajo natančnejše meritve, ki ponujajo vpogled v nove fizikalne procese. Slika 7.4 prikazuje, kako se vrednost napake asimetrije  $\sigma_{A_{CP}}$  skalira z večjo vrednostjo integrirane luminoznosti  $\mathcal{L}$ , v primeru, da v simulacijah ne pride do nobenih nadaljnjih sprememb. Potrebno je omeniti, da takšno skaliranje velja le za statistično napako, ne pa tudi za sistematično, ki nastopi v analizah pravih meritev. Na sliki sta označeni tudi pričakovani vrednosti napake  $\sigma_{A_{CP}}$  za vzorca podatkov pri Belle in Belle II. V tem primeru je torej napaka na asimetriji  $\sigma_{A_{CP}}$  na  $\times 500$  večjem vzorcu manjša za faktor  $\frac{1}{\sqrt{500}} \approx \frac{1}{20}$ . Ocenimo, da bomo asimetrijo  $A_{CP}$  izmerili s statistično natančnostjo  $\sigma_{A_{CP}} = 0.33\%$  oziroma  $0.10\%$  na vzorcu podatkov zbranim z detektorjem Belle II, ki ustreza  $5 \text{ ab}^{-1}$  oziroma  $50 \text{ ab}^{-1}$ .

Kljub temu, da analizna orodja, ki smo jih uporabili v magistrskem delu, še niso popolna, je izkoristek rekonstrukcije pri Belle II večji kot pri Belle. Medtem ko smo pri Belle rekonstruirali  $\sim 35 \text{ sig. dog./fb}^{-1}$ , pri Belle II rekonstruiramo  $\sim 42 \text{ sig. dog./fb}^{-1}$ , kar ustreza  $20\%$  večjemu izkoristku. Poleg tega so v načrtu še podrobnejše študije ozadja in izboljšave obstoječih metod, kot npr. meritev časovne odvisnosti amplitude zadetkov v kalorimetru, zato v prihodnosti pričakujemo še večje izkoriske.



Slika 7.4: Vrednost napake na asimetriji  $A_{CP}$  v odvisnosti od integrirane luminoznosti  $\mathcal{L}$ , v primeru da v simulacijah ne pride nobenih nadaljnjih sprememb. Na sliki sta označeni tudi pričakovani vrednosti napake  $\sigma_{A_{CP}}$  za vzorca podatkov pri Belle in Belle II.





## Zaključek

V Standardnem modelu pričakujemo, da je kršitev simetrije  $CP$  v razpadih mezonov s kvarkom  $c$  zelo majhna, zato so meritve kršitve te simetrije občutljive na prispevke procesov in delcev zunaj Standardnega Modela. Raziskovalna skupina Belle je pred kratkim objavila meritev kršitve simetrije  $CP$  v razpadih  $D^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  z detektorjem Belle,  $A_{CP} = [-0.03 \pm 0.64(\text{stat.}) \pm 0.1(\text{syst.})] \%$  na vzorcu podatkov  $966 \text{ fb}^{-1}$  integrirane luminoznosti, ki je konsistentna z ohranitvijo simetrije  $CP$  v teh razpadih v okviru napake. Trenutno v Tsukubi na Japonskem poteka nadgradnja v pospeševalnik SuperKEKB in detektor Belle II. Pričakujemo, da bomo zbrali vzorec podatkov, ki ustreza  $\times 50$  večji integrirani luminoznosti, kot smo ga zbrali z detektorjem Belle, ter tako bistveno izboljšali omenjeno meritev.

V magistrskem delu smo študirali meritev kršitve simetrije  $CP$  v razpadih  $D^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  na detektorju Belle II in preverili obnašanje simulacije ter rekonstrukcije. Opazili smo, da ozadje BI, natančneje proces radiativnega sipanja Bhabha, zelo negativno vpliva na detektirano energijo fotonov, zato je za natančnejše meritve v prihodnje potrebno ukrepati v tej smeri. V ostalih pogledih sta bili simulacija in rekonstrukcija zadovoljivi oziroma boljši kot pa pri eksperimentu Belle.

Rekonstruirali smo razpadno verigo  $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$ ,  $D^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ ,  $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$ . V prvem koraku smo zbrali vse fotonske kandidate, ki so v primeru ozadja BI ustrezali kriterijem dobrih fotonov. V drugem koraku smo iz fotonov ustvarili kandidate  $\pi^0$ , na katerih smo uporabili prve reze za uspešno ločevanje signala od ozadja. V zadnjem koraku smo napravili rekonstrukcijo mezonov  $D^{*+}$  in  $D^0$ , med katerima obstajajo velike korelacije zaradi majhne energije, ki se sprosti v razpadu. V končni fazi smo obravnavali masno razliko  $\Delta M = M(D^{*+}) - M(D^0)$ , kjer se korelacije izničijo, in poiskali končno zbirko rezov, s katerimi optimiziramo ekstrakcijo signalnih kandidatov. Signal in ozadje smo parametrizirali z analitičnimi funkcijami ter določili število mezonov  $D^0$  in  $\bar{D}^0$ . Preko razlik v teh številih smo na vzorcu podatkov  $0.1 \text{ ab}^{-1}$  integrirane luminoznosti izračunali asimetrijo  $A_{CP} = [0.8 \pm 2.3] \%$ , ki je konsistentna z ohranitvijo simetrije  $CP$  v teh razpadih v okviru statistične napake.

Kot pove naslov, je v magistrskem delu pomembna študija meritve kršitve simetrije  $CP$  in ne njena končna vrednost. Ker so trenutno tako analizna orodja kot sam detektor Belle II še v nadgradnji, je testiranje v zgodnjih fazah razvoja izjemno pomembno za odkrivanje napak in drugih možnih sprememb, ki niso bile upoštevane pri načrtovanju. Dejanska vrednost asimetrije, za razliko od njene napake, tako nima neposredne fizikalne vrednosti. V končni fazi pričakujemo, da bomo z detektorjem Belle II izmerili vzorec podatkov, ki ustreza  $\times 50$  večji integrirani luminoznosti kot pri Belle. Na podlagi naše študije ocenjujemo, da bomo parameter kršitve simetrije  $CP$ ,  $A_{CP}$ , izmerili s statistično natančnostjo  $0.33 \%$  oziroma  $0.10 \%$  na vzorcu podatkov zbranim z detektorjem Belle II, ki ustreza  $5 \text{ ab}^{-1}$  oziroma  $50 \text{ ab}^{-1}$ .



---

# Literatura

---

- [1] J. Beringer et al. Review of particle physics. *Phys. Rev. D*, 86:010001, 2012.
- [2] Nicola Cabibbo. Unitary symmetry and leptonic decays. *Physical Review L*, 10(12):531, 1963.
- [3] Sheldon L. Glashow, Jean Iliopoulos, and Luciano Maiani. Weak interactions with lepton-hadron symmetry. *Physical Review D*, 2(7):1285, 1970.
- [4] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, and R. Turlay. Evidence for the  $2\pi$  decay of the  $K_2^0$  meson. *Physical Review L*, 13:138–140, Jul 1964.
- [5] Makoto Kobayashi and Toshihide Maskawa. CP-violation in the renormalizable theory of weak interaction. *Progress of Theoretical Physics*, 49(2):652–657, 1973.
- [6] C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes, and R. P. Hudson. Experimental test of parity conservation in beta decay. *Physical Review*, 104:1315, 1956.
- [7] T Abe, I Adachi, K Adamczyk, S Ahn, H Aihara, K Akai, M Aloï, L Andrićek, K Aoki, Y Arai, et al. Belle II technical design report. *arXiv preprint arXiv:1011.0352*, 2010.
- [8] Super KEKB and Belle II. <http://belle2.desy.de/e103206/>, 2014. [Internetni dostop: 9-August-2014].
- [9] Belle II Collaboration. Belle II Detector 3D model. <http://belle2.kek.jp/>, 2014. [Internetni dostop: 9-August-2014].
- [10] Leif Joensson. Argus drift chamber. <http://www.hep.lu.se/staff/mjornmark/history/argus/driftchamber-1.jpg>, 2014. [Internetni dostop: 9-August-2014].
- [11] William R Leo. Techniques for nuclear and particle physics experiments. *American Journal of Physics*, 58(12):1216–1217, 1990.
- [12] Showers observed with in the ICARUS LAr drift chamber. [http://static.sif.it:8080/SIF/resources/public/files/va2009/gaudio\\_0724-2.pdf](http://static.sif.it:8080/SIF/resources/public/files/va2009/gaudio_0724-2.pdf), 2014. [Internetni dostop: 12-August-2014].
- [13] G. Gaudio and M. Livan. The Art of Calorimetry, Lecture II. [http://static.sif.it:8080/SIF/resources/public/files/va2009/gaudio\\_0724-2.pdf](http://static.sif.it:8080/SIF/resources/public/files/va2009/gaudio_0724-2.pdf), 2014. [Internetni dostop: 12-August-2014].
- [14] K. Nisar, N. K. Trabelsi, B. Mohanty, G. T. Aziz, et al. Search for CP violation in  $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$  decays. *Phys. Rev. Lett.*, 112:211601, May 2014.



---

# Kazalo slik

---

1.1	Shema Standardnega Modela . . . . .	2
2.1	Ilustracija transformacije CP . . . . .	3
2.2	Drevesni in pingvinski Feynmanov diagram . . . . .	4
2.3	Shematski prikaz prehodov kvarkov . . . . .	5
2.4	Analogija kršitve simetrije CP v 2D vektorskem prostoru . . . . .	7
2.5	Feynmanov razpad za direktni in indirektni razpad . . . . .	8
3.1	Shema trkalnika SuperKEKB . . . . .	10
3.2	Shema detektorja Belle II . . . . .	11
3.3	Shema detektorjev PXD in SVD . . . . .	12
3.4	Žična komora detektorja ARGUS . . . . .	13
3.5	Shema detektorja TOP . . . . .	14
3.6	Shematski prikaz potovanja fotonov skozi plasti aerogela v detektorju ARICH . . . . .	15
3.7	Stranski prerez detektorja KLM . . . . .	16
3.8	Odvisnost energijske resolucije od energije za različne jakosti elektronskega šuma . . . . .	17
3.9	Elektromagnetni in hadronski pljuski . . . . .	19
3.10	Shema razvoja enostavnega EM pljuska . . . . .	20
3.11	Energija pljuska v odvisnosti od njegove dolžine . . . . .	20
4.1	Vplivi ozadja BI v kalorimetru ECL . . . . .	23
5.1	Simulacija naključnega dogodka v detektorju . . . . .	25
6.1	Porazdelitev po $E_9/E_{25}$ – brez ozadja . . . . .	31
6.2	Porazdelitev po $E_9/E_{25}$ – z ozadjem . . . . .	31
6.3	Porazdelitev po $E_9/E_{25}$ – dobri fotoni . . . . .	31
6.4	Rezi za dobre fotone – Regija 1 . . . . .	32
6.5	Rezi za dobre fotone – Regija 2 . . . . .	33
6.6	Rezi za dobre fotone – Regija 3 . . . . .	33
6.7	Zasedenost regij za signal in ozadje . . . . .	34
6.8	Izkoristek kot funkcija energije fotona . . . . .	35
6.9	Izkoristek kot funkcija polarnega kota . . . . .	36
6.10	Izkoristek kot funkcija azimutalnega kota . . . . .	36
6.11	Resolucija kot funkcija energije . . . . .	37
6.12	Resolucija kot funkcija polarnega kota . . . . .	37
6.13	Resolucija kot funkcija azimutalnega kota . . . . .	38
6.14	Porazdelitev po energijski ločljivosti na območju od 0.1 GeV do 1.3 GeV . . . . .	39
6.15	Porazdelitev po energijski ločljivosti na območju od 1.3 GeV do 2 GeV . . . . .	40
6.16	Odvisnost pozicije vrha porazdelitve od energije fotona . . . . .	41

6.17	Odvisnost energijske ločljivosti od energije fotona . . . . .	41
6.18	Porazdelitev po številu zadetkov v kalorimetru ECL. . . . .	43
6.19	2D porazdelitev verteksov za posamezne detektorje . . . . .	44
6.20	Shema razpada visokoenergijskega nevtralnega piona v dva fotona	45
6.21	Korelacija med razmerjema $E_9E_{25}$ ter korelacija med $E_9E_{25}$ in razadnim kotom za pione iz različnega območja gibalne količine .	46
6.22	Spremenljivka BDT za standardne pione . . . . .	47
6.23	Funkcije verjetnostnih gostot različnih pionskih opazljivk 1 . . . . .	48
6.24	Funkcije verjetnostnih gostot opazljivk 2 . . . . .	49
6.25	ROC krivulja za standardne fotone . . . . .	50
6.26	FOM krivulja za standardne fotone . . . . .	50
6.27	Porazdelitev po masi standardnih nevtralnih pionov . . . . .	51
6.28	Prikaz dveh različno konstruiranih pionov, med katerima vzposta- vimo relacijo . . . . .	52
6.29	ROC krivulji za nestandardne fotone . . . . .	53
6.30	ROC krivulji za nestandardne pione . . . . .	54
6.31	FOM krivulja za nestandardne pione . . . . .	54
6.32	Porazdelitev po masi nestandardnih pionov . . . . .	55
6.33	Porazdelitve po masi različnih zbirk pionov iz različnih območij gibalne količine. . . . .	56
6.34	Porazdelitev po masi nestandardnih pionov brez relacije . . . . .	57
6.35	Pozicija vrha in širina porazdelitve po masi piona v odvisnosti od gibalne količine pionov . . . . .	58
6.36	Prikaz grobih rezov na masi mezona $D_0$ . . . . .	60
6.37	Prikaz grobih rezov na masni razliki $M(D^{*+}) - M(D_0)$ . . . . .	60
6.38	Porazdelitev po gibalni količini mezona $D^{*+}$ v sistemu CMS . . . . .	62
6.39	Študija ozadja na porazdelitvah po masni razliki $M(D^{*+}) - M(D_0)$ in po masi mezona $D_0$ . . . . .	63
6.40	2D porazdelitev po gibalni količini obeh pionov . . . . .	64
6.41	2D porazdelitev po spremenljivki BDT za nevtralne pione . . . . .	64
6.42	Porazdelitve po masi različnih zbirk pionov iz različnih območij gibalne količine, ki so uporabljeni v rekonstrukciji mezona $D_0$ . . .	66
6.43	Porazdelitve po masi različnih zbirk mezonov $D_0$ iz različnih ob- močij gibalne količine . . . . .	67
7.1	Študija ozadja na porazdelitvah po masni razliki $M(D^{*+}) - M(D_0)$ z vsemi upoštevanimi rezi. . . . .	69
7.2	Modeliranje porazdelitve po masni razliki $M(D^{*+}) - M(D_0)$ z vsemi rezi za signal, ozadje ter signal in ozadje skupaj. . . . .	70
7.3	Modeliranje porazdelitve po masni razliki $M(D^{*+}) - M(D_0)$ z vsemi rezi posamezno za delce in antidelce . . . . .	71
7.4	Vrednost napake na asimetriji v odvisnosti od integrirane lumino- znosti. . . . .	73