

Poglavje 1

Povzetek doktorskega dela

1.1 Uvod

Fizika delcev je eden od stebrov fizike, z močnimi koreninami, ki segajo vse do začetka 20. stoletja. Natančni eksperimenti in preverljiva teorija so pokazali, da vesolje sestoji iz osnovnih delcev in nosilcev interakcij. Osnovne delce delimo na kvarke (u, d, s, c, b, t) in leptone, ki so nadaljnje razdeljeni na nabite leptone (e, μ, τ) in pa nevtrine (ν_e, ν_μ, ν_τ). Nosilci treh (od štirih) osnovnih interakcij, s katerimi se ukvarjamo na tem področju, so fotoni (γ) za elektromagnetno, gluoni (g) za močno in nabiti- (W^\pm) ter nevtralni (Z^0) bozoni za šibko interakcijo. Vsi delci in njihovi zrcalni partnerji, antidelci (označeni z $^-$), imajo maso, ki jim jo določa Higgsov bozon (H). Vse delce ter interakcije med njimi opisuje Standardni model, ki je osrednja teorije fizike visokih energij. Kvarke lahko združujemo v kombinacije oblike $q_1 q_2 q_3$ (hadroni) ali pa $q_1 \bar{q}_2$ (mezoni), med katere sodijo tudi protoni in nevtroni, ki jih opazimo v naravi. Poleg omenjenih dolgo-živečih delcev pa obstajajo tudi težji, manj stabilni delci, ki preko zgoraj naštetih interakcij razpadejo v lažje, stabilnejše. Raziskovanje takšnih procesov s pomočjo pospeševalnikov in trkalnikov nam omogoča spoznavanje zakonov vesolja danes pa vse do njegovega začetka.

Osrednji del doktorske disertacije predstavlja meritve razpadov mezonov B , delcev, ki so sestavljeni iz težkega kvarka b in enega od lahkkih kvarkov u ali d . Ena bolj presegajočih lastnosti vesolja je kršitev simetrije CP , t.j. kombinacije simetrij konjugacije naboja (C) in prostorske inverzije (P). Simetrija CP nakazuje, da so fizikalni procesi delcev in zrcalni procesi antidelcev enaki, kar pa danes vemo, da ne drži v celoti in poznamo procese, ki to simetrijo kršijo. Kršitev simetrije CP je tesno povezana s šibko interakcijo, to pa predstavlja našo motivacijo za študijo mezonov B , saj šibki razpadi predstavljajo večji del vseh razpadov mezonov B .

Edinstvena lastnost šibke interakcije je, da lahko spreminja tip oziroma t.i. okus kvarkov, medtem ko ga ostale interakcije ohranjajo. Takšni procesi so opisani s prehodno matriko

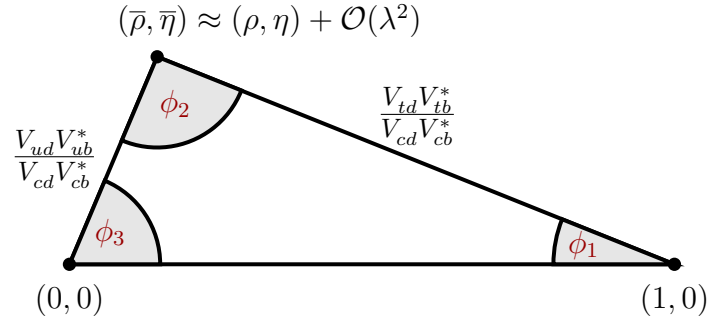
27 CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa) [1, 2]

$$V_{CKM} = \begin{bmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{bmatrix}. \quad (1.1)$$

28 Unitarnost matrike CKM nam omogoča, da iz nje izluščimo matematične identitete, od
29 katerih je ena pomembnejših

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0, \quad (1.2)$$

30 poznana pod imenom unitarni trikotnik, saj predstavlja zaključen vektor treh točk v
31 kompleksni ravnini, kot prikazuje Slika 1.1. Parametri matrike CKM niso določljivi
32 s strani teorije, temveč jih moramo določiti z eksperimentalnimi meritvami tako, da
33 najdemo procese, ki so tesno povezani s stranicami in koti unitarnega trikotnika. Na
34 tak način lahko preverimo, če je oblika trikotnika konsistentna, kar predstavlja dober
35 test Standardnega modela, oziroma če so potencialno prisotni kakšni novi procesi, ki
36 jih še ne poznamo, in jih kolektivno imenujemo "nova fizika". Dodatna motivacija za
37 študijo mezonov B je ta, da velik delež njihovih razpadov predstavlja koristne procese
38 za meritev unitarnega trikotnika.



Slika 1.1: Unitarni trikotnik s parametri λ , η , ρ and A (slednji ni prikazan), ki predstavlja proste parametre matrike CKM.

39 Procesi, ki jih študiramo v tej analizi, so tesno povezani z elementom V_{ub} matrike CKM,
40 saj le-ta opisuje prehode kvarkov $b \rightarrow c$. Od vseh elementov, je absolutna vrednost tega
41 elementa najmanjša, relativna napaka pa največja, zato meritve iz tega področja po-
42 tencialno omogočajo največ izboljšave. Takšni prehodi kvarkov so prisotni v nečarobnih
43 (t.j. brez kvarkov c) semi-leptonskih razpadih mezonov B oblike

$$B^+ \rightarrow X_u^0 \ell^+ \nu_\ell, \quad (1.3)$$

44 kjer X_u^0 predstavlja nečarnobne mezone, ℓ pa je eden od nabitih leptonov. Frekvenco
45 razpadov, ki je tesno povezana z elementom V_{ub} , opišemo z enačbo

$$d\Gamma \propto G_F^2 |V_{ub}|^2 |L^\mu \langle X_u | \bar{u} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) b | B \rangle|^2, \quad (1.4)$$

46 kjer G_F predstavlja Fermijevo konstanto, L^μ leptonski tok, izraz v Diracovih oklepajih
 47 pa hadronski tok. V takšnih prehodih $|V_{ub}|^2$ predstavlja verjetnost za prehod $b \rightarrow u$.

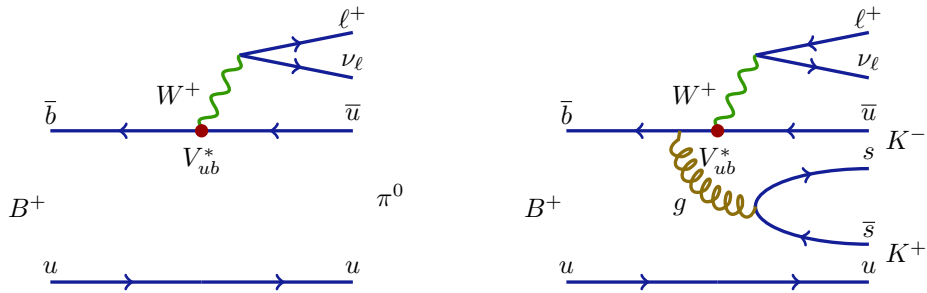
Meritev elementa V_{ub} je možna na ekskluziven in inkluziven način, kjer pri prvi metodi opravljamo meritve v specifično definirana končna stanja, kot na primer $B \rightarrow \pi \ell \nu$, pri drugi metodi pa opravljamo meritev s kupno končno stanje oblike $B \rightarrow X_u \ell \nu$. Obe metodi potekata preko različnih pristopov in se soočata z različnimi težavami, kar pomeni, da sta oba končna rezultata nekorelirana. Rezultata obeh meritev imata tudi zelo podobno natančnost, medtem ko se srednja vrednost le deloma ujema. Rezultata se razlikujeta s signifikanco 3σ , kar predstavlja večjo težavo znotraj področja. Trenutni svetovni povprečji [3] ekskluzivne (iz razpadov $B^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu$) in inkluzivne meritve (GGOU kolaboracija [4]) sta

$$|V_{ub}|_{\text{e.}} = (3.65 \pm 0.09 \pm 0.11) \times 10^{-3}, \quad (1.5)$$

$$|V_{ub}|_{\text{i.}}^{\text{GGOU}} = (4.52 \pm 0.15 \pm_{-0.14}^{+0.11}) \times 10^{-3}, \quad (1.6)$$

48 kjer prva in druga napaka predstavljata eksperimentalno in teoretsko napako. Rezultati
 49 inkluzivnih meritev so praviloma večji kot rezultati ekskluzivnih. Razlogov za neujema-
 50 nje je lahko več, od nepoznanih napak pri eksperimentu ali teoriji, do prispevkov nove
 51 fizike.

52 V tej analizi se osredotočamo na enega od možnih razlogov za zgoraj omenjeno neujema-
 53 nje, konkretnije za razpad $B^+ \rightarrow K^+ K^- \ell^+ \nu$, ki je strukturno precej podoben razpadu
 54 $B \rightarrow \pi \ell \nu$ za razliko produkcije para kvarkov $s\bar{s}$ ki se potem hadronizira v nove delce, kot
 55 prikazuje Slika 1.2. V inkluzivnih meritvah nečarobnih semi-leptonskih razpadov me-
 56 zonov B se standardno uporablja K -veto, t.j. selekcija, kjer zahtevamo, da v končnem
 57 stanju nimamo mezonov K (sestava $q\bar{s}$, $q \in [u, d]$), poznanih tudi pod imenom kaoni.
 58 Kaoni v končnem stanju nakazujejo na pogost prehod kvarkov $b \rightarrow c \rightarrow s$, ki pa jih
 59 hočemo v analizah prehodov $b \rightarrow u$ zatreti. V primeru naše analize imamo v končnem
 60 stanju 2 kaona s preходом $b \rightarrow u$, kar pomeni, da takšni razpadi niso upoštevani v
 61 inkluzivnih meritvah, čeprav bi morali biti. Cilj študije je določiti pogostost razpadov
 62 $B^+ \rightarrow K^+ K^- \ell^+ \nu$ s preходом $b \rightarrow u$ in s tem oceniti, kakšen potencialen efekt ima
 63 lahko neupoštevanje teh razpadov na inkluzivno meritev elementa V_{ub} . V nadaljevanju
 64 bo razpad $B^+ \rightarrow K^+ K^- \ell^+ \nu$ zaradi enostavnosti zapisan kot $B \rightarrow K K \ell \nu$.



Slika 1.2: Feynmanovi diagrami za razpada $B^+ \rightarrow \pi^0 \ell^+ \nu_\ell$ (levo) in $B^+ \rightarrow K^- K^+ \ell^+ \nu_\ell$ (desno).

1.2 Experimentalna postavitve

Podatki, uporabljeni v tej analizi, so bili ustvarjeni pri trkih elektronov e^- in pozitronov e^+ v pospeševalniku KEKB in zajeti z detektorjem Belle. Eksperiment je trajal od leta 1999 do 2010 pod okriljem znanstvene organizacije KEK v mestu Tsukuba na Japonskem. Trki delcev so se dogajali pri energiji, ki je ustrezala masi resonance $\Upsilon(4S)$, (sestava $b\bar{b}$). V tem delu disertacije sta opisana pospeševalnik in detektor, podrobnejši opis pa se nahaja v literaturah [5] in [6].

1.2.1 Trkalnik KEKB

KEKB je asimetričen trkalnik delcev e^+e^- , ki potujejo po obročih s premerom 3 km v gručah. V središču detektorja gruči elektronov z energijo 8 GeV in pozitronov z energijo 3.5 GeV trčita pod kotom 22 mrad. Skupna invariantna masa trka ustreza masi resonance $\Upsilon(4S)$

$$E_{CM} = 2\sqrt{E_{e^+}E_{e^-}} = m_{\Upsilon(4S)}c^2 \approx 10.58 \text{ GeV}. \quad (1.7)$$

Delež mezonov $\Upsilon(4S)$ razpade preko zelo čistega kanala v dva praktično mirujoča mezona B , kar tej in v podobnih analizah pogosto izkoriščamo, saj je začetno stanje dobro poznano.

Trkalnik je v času obratovanja zajel količino podatkov, ki ustreza integrirani luminoznosti 1041 fb^{-1} , od katere okoli 711 fb^{-1} predstavlja podatke, zajete pri energiji 10.58 GeV, t.j. masi resonance $\Upsilon(4S)$. Slednja vrednost integrirane luminoznosti ustreza številu 771×10^6 parov $B\bar{B}$ mezonov.

1.2.2 Detektor Belle

Detektor Belle je magnetni masni spektrometer, ki pokriva večji del prostorskega kota. Njegov namen je, da detektira delce, ki se gibljejo v magnetnem polju 1.5 T in so potomci trkov e^+e^- . Cilj je določiti energijo in gibalno količino delcev, kar dosežemo preko detektorskih podsistemov, ki so okoli interakcijske točke postavljeni v plasteh. Detektor pokriva polarni kot med $17^\circ \leq \theta \leq 150^\circ$, med tem ko je azimutni kot pokrit v celoti, kar skupaj predstavlja 92% pokritost polnega prostorskega kota.

Silikonski detektor verteksov

Silikonski detektor verteksov je postavljen najbližje interakcijski točki. Sestavljen je iz dvostranskih silikonskih detektorjev, ki podajajo 2D informacijo o prehodih nabitih

94 delcev z natančnostjo okoli $100 \mu\text{m}$. To nam omogoča določitev točk razpada (verteksov)
95 kratko-živecih delcev.

96 Osrednja potovalna komora

97 Osrednja potovalna komora je sestavljena iz mnogo žic, napeljanih skozi mešanico plina.
98 Komora tako meri sledi nabitih delcev, ki potujejo skozi magnetno polje v detektorju.
99 Preko sledi lahko določimo informacijo o gibalni količini delca, hkrati pa v območju
100 gibalne količine pod $0.8 \text{ GeV}/c$ služi tudi za njihovo identifikacijo.

101 Merilec časa preleta

102 Merilec časa preleta meri časovno razliko od trka pa do preleta delca skozi enega od
103 scintilatorjev tega podsistema. Namen je identifikacija delcev v območju gibalnih količin
104 $0.8 \text{ GeV}/c < p < 1.2 \text{ GeV}/c$, še posebej kaonov K^\pm in pionov π^\pm . Pri isti gibalni
105 količini zaradi različnih mas delcev dobimo različne case preleta, kar lahko uporabimo
106 za določitev njihove mase. Časovna resolucija tega podsistema je boljša kot ali enaka
107 100 ps .

108 Pragovni števec sevanja Čerenkova

109 Števec sevanja Čerenkova se prav tako uporablja za identifikacijo delcev, deluje pa v
110 višjih območjih gibalne količine, kjer merilec časa preleta ni več zadosten, t.j. v območju
111 $1.0 \text{ GeV}/c < 4.0 \text{ GeV}/c$. Silikatni aerogel z dobro določenim lomnim količnikom pred-
112 stavlja osrednjo strukturo podsistema, seva Čerenkovo svetlobo, če ga preletijo delci, ki
113 se gibljejo hitreje od svetlobne hitrosti v tej snovi. Pragovni števec deluje na osnovi, da
114 prelet lažjih delcev povzroči sevanje Čerenkova, prelet težjih delcev pa ne.

115 Elektromagnetni kalorimeter

116 Elektromagnetni kalorimeter služi za detekcijo delcev, ki interagirajo elektromagnetno,
117 predvsem elektronov in fotonov. Z njim lahko izmerimo pozicijo in energijo delca, ko
118 zadane kalorimeter. Ko elektroni ali fotoni zadanejo kristalne celice kalorimetra, pov-
119 zročijo t.i. elektromagnetni tuš, medtem ko drugi, težji delci, ne interagirajo na enak
120 način in v kalorimetru pustijo le majhen delež energije. Energijska ločljivost kalorimetra
121 je približno 1.7% .

122 Detektor mezonov K_L^0 in mionov

123 Za elektromagnetnim kalorimetrom, na drugi strani magnetnega jedra, je postavljen
124 detektor mezonov K_L^0 in mionov za gibalno količino večjo od $0.6 \text{ GeV}/c$. Ti delci so
125 so visoko penetrirajoči, saj lahko preletijo vse do sedaj opisane podsisteme. Prvi so
126 nevtralni in jih lahko določimo preko hadronske interakcije v detektorju in preko manj-
127 kajoče nabite sledi, medtem ko so drugi nabiti in jih identificiramo že samo z njihovo
128 prisotnostjo.

1.3 Analizni postopek

Analizni postopek je določen na podlagi simuliranih podatkov, oziroma Monte Carlo (MC) simulacije. Ta nam omogoča, da na podlagi teoretičnega modela razpadov, dobro opiemo realnost, dodatno pa nam je na voljo "resnica", kot na primer generirane lastnosti delcev in njihova identiteta, ki je bila določena ob generaciji.

Za pripravo analiznega postopka imamo na voljo $6 - 10\times$ več podatkov kot jih je izmerjenih, s čimer povečamo natančnost analiznih korakov in zmanjšamo možnost statističnih fluktuacij.

Poleg signalnega razpada $B^+ \rightarrow K^+ K^- \ell^+ \nu$, v tudiji rekonstruiramo tudi t.i. kontrolni razpad $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \ell^+ \nu$, $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ K^-$. Drugi ima enako končno stanje kot prvi, le da se zgodi pri prehodu kvarkov $b \rightarrow c$, za razliko prehoda $b \rightarrow u$ pri prvem razpadu. Loimo jih lahko zelo dobro preko invariantne mase dveh kaonov, ki je v primeru kontrolnega razpada zelo omejena okoli mase mezona D^0 , v primeru signalnega razpada pa je razporejena po celotnem območju, kot prikazuje Slika X.

PLOT

1.3.1 Rekonstrukcija razpada

Postopek rekonstrukcije primemo z izbiro dolgo-iveih stabilnih delcev, ki so v našem primeru elektroni e^\pm , mioni μ^\pm ter kaoni K^\pm . Vsi so nabiti in v detektorju pustijo sled. Nevtrino ν je nevtralen in interagira le preko ibke interakcije, zato jih s taknim detektorjem ne moremo opaziti, kar predstavlja manjkajočo energijo in gibalno količino v dogodku trka e^+e^- .

Selekcija poteka na podlagi reza spremenljivk, kjer je izbrano območje določeno na podlagi optimizacije metrike FOM (ang. *figure of merit*), definirane kot

$$FOM = \frac{N_S}{\sqrt{N_S + N_O}}, \quad (1.8)$$

kjer N_S predstavlja pravilno rekonstruirane kandidate (signal), N_O pa nepravilno rekonstruirane (ozadje).

Povzeta selekcija dolgo-iveih stabilnih delcev je

- elektroni: $|d_0| < 0.1$ cm, $|z_0| < 1.5$ cm, $p_{CMS} \in [0.4, 2.6]$ GeV/c, $PID_e > 0.9$,
- mioni: $|d_0| < 0.1$ cm, $|z_0| < 1.5$ cm, $p_{CMS} \in [0.6, 2.6]$ GeV/c, $PID_\mu > 0.97$,
- kaoni: $|d_0| < 0.15$ cm, $|z_0| < 1.5$ cm, $p_{CMS} \in [0, 2.5]$ GeV/c, $PID_{K/\pi} > 0.6$,

158 kjer d_0 in z_0 predstavljata vpadne parametre nabitih delcev, p_{CMS} gibalno koliino v
 159 teinem koordinatnem sistemu, PID_e in PID_μ metriko identifikacije delcev za elektrone
 160 in mione, $PID_{K/\pi}$ pa metriko separacije med kaoni in pioni.

Iz izbranih kandidatov nato naredimo kombinacije $Y = KKe$, $KK\mu$, ki sluijo kot kan-
 didati mezonov B , z izjemo manjkajoih nevtrinov. Na podlagi dejstva, da je detektor
 Belle hermetino zaprt in pokriva veino prostorskega kota, in da dobro poznamo zaetno
 stanje $\Upsilon(4S)$, lahko doloimo etverec manjkajoe (ang. *missing*) gibalne koliine kot

$$p_{miss} = p_{\Upsilon(4S)} - \sum_i^{\text{Dogodek}} (E_i, \vec{p}_i), \quad (1.9)$$

$$p_{miss} = p_{\Upsilon(4S)} - \left(p_Y - \sum_i^{\text{ROE}} (E_i, \vec{p}_i) \right), \quad (1.10)$$

161 kjer p predstavlja etverec gibalne koliine, indeks i tee po vseh delcih znotraj mnoice,
 162 ROE (ang. *rest of event*) pa predstavlja podmnoico celotnega dogodka, ki vsebuje vse
 163 delce, ki niso bili uporabljeni v rekonstrukciji kandidata Y .

164 Tudi na tej stopnji je prisotnih veliko napanih kombinacij kandidatov Y , zato po enakem
 165 postopku optimiziramo nadaljnjo selekcijo

- 166 • mezoni B : $P(\chi^2, NDF) > 6.0 \times 10^{-3}$, $|\cos \theta_{BY}| < 1.05$, $m_{miss}^2 < 0.975 \text{ GeV}/c^2$,
 167 $5.1 \text{ GeV}/c^2 < M_{BC} < 5.295 \text{ GeV}/c^2$, $-1.0 \text{ GeV} < \Delta E < 1.3 \text{ GeV}$,

kjer $P(\chi^2, NDF)$ predstavlja kvaliteto razpadne toke mezona B , m_{miss}^2 pa invariantno
 maso etverca manjkajoe gibalne koliine v dogodku. Ostali izrazi za $\cos \theta_{BY}$, M_{BC} in ΔE
 so

$$\cos(\theta_{BY}) = \frac{2E_BE_Y - m_B^2 - m_Y^2}{2|\vec{p}_B||\vec{p}_Y|}, \quad (1.11)$$

$$M_{BC} = \sqrt{(E_{CMS}/2)^2 - |\vec{p}_B|^2}, \quad (1.12)$$

$$\Delta E = E_B - E_{CMS}/2 \quad (1.13)$$

168 in po vrsti predstavljajo kot med nominalnim (B) in rekonstruiranim (Y) mezonom
 169 B , maso, vezano na energijo arka v teinem koordinatnem sistemu, in razliko energije
 170 kandidata in polovice teine energije E_{CMS} . Za pravilne kombinacije mezonov B ima
 171 porazdelitev po M_{BC} vrh pri m_B , porazdelitev ΔE pa okoli $\Delta E \approx 0 \text{ GeV}$.

172 Potrebno je omeniti, da so v posameznem dogodku lahko prisotni tako nevtralni kot na-
 173 biti delci, ki ne prihajajo neposredno iz trka, temve so lahko bodisi produkti sekundarnih
 174 interakcij v detektorju, bodisi delci, ki izhajajo iz ozadja na raun potovanja arkov po
 175 obroih pospeevalnika. Takne delce je potrebno odstraniti iz En. (1.10), emur pravimo
 176 "ienje dogodka". V tej analizi je bilo opravljeno temeljito ienje tako nevtralnih kot na-
 177 bitih delcev, ki so terjali razline pristope, pri tem pa smo uporabili zelo uspešne metode

strojnega uenja za prepoznavanje taknih neelenih delcev. Slika X prikazuje primerjavo med oienim in neoienim dogodkom, kjer primerjamo porazdelitvi ΔE and M_{BC} .

PLOT

1.3.2 Odstranjevanje ozadja

Ozadje v takni analizi predstavlja napani kombinacije razpadne verige signalnega kandidata. Napana kombinacija lahko pomeni v smislu napane kombinatorike ali pa konno stanje drugih razpadnih kanalov posnema konno stanje signalnega razpada, z izjemo potencialnih manjkajoih delcev. Takne kombinacije v splonem nimajo enakih lastnosti kot signalne kombinacije, zato skuamo najti naine, kako takno ozadje odstraniti na najbolj optimalen nain.

Odstranjevanja ozadja se lotimo v treh korakih, v prvem koraku uporabimo enostavne reze na invariantni masi kaonskega para, saj priakujemo, da veliko parov KK pride iz resonancam podobnih struktur, kot na primer $\phi \rightarrow KK$ ali $D^0 \rightarrow KK$, kjer za slednjo e vemo, da je prisotna v kontrolnem razpadu. Prav tako se lahko zgodi, da je eden od pionov napano identificiran kot kaon. Slika X prikazuje vse reze, ki jih uporabimo za odstranjevanje omenjenih kandidatov, rezi pa so

- signalni razpad: $|m_{KK} - m_\phi| > \Delta_\phi$, $|m_{KK} - m_{D^0}| > \Delta_{D^0}$, $|m_{K\pi} - m_{D^0}| > \Delta_{D^0}$,

kjer m_{KK} predstavlja invariantno maso kaonskega para KK , $m_{K\pi}$ pa invariantno maso kaonskega para $K\pi$, kjer je bila masa kaona, katerega naboj je nasproten naboju B mezona, zamenjana z maso delca π^0 . Ostali parametri so $m_\phi \approx 1.019 \text{ GeV}/c^2$, $m_{D^0} \approx 1.864 \text{ GeV}/c^2$, $\Delta_\phi \approx 8 \times 10^{-3} \text{ GeV}/c^2$ in $\Delta_{D^0} \approx 1.5 \times 10^{-2} \text{ GeV}/c^2$. V primeru tudije kontrolnega razpada je bil uporabljen drugaen rez

- kontrolni razpad: $|m_{KK} - m_{D^0}| < \Delta_{D^0}$, $|m_{K\pi} - m_{D^0}| > \Delta_{D^0}$,

kjer se osredotoimo na ozko okno okoli mase mezona D^0 .

V drugem koraku se lotimo odstranjevanja t.i. kontinuumskega ozadja, kjer kandidati prihajajo iz procesov $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, $q \in [u, d, s, c]$. Posluimo se metod strojnega uenja, ki prepoznajo kandidate iz kontinuumskih procesov od signalnih kandidatov. Za ta namen potrebujemo spremenljivke, ki opazujejo sferine momente fizikalnih dogodkov, saj so le-ti zelo razlini med procesi $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ in $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}$.

V tretjem koraku se na podoben nain lotimo odstranjevanja ostalih kandidatov iz procesov $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}$, za kar uporabimo vse ostale lastnosti kandidatov, razen ΔE and M_{BC} , ker le-te potrebujemo za luenje tevila signalnih kandidatov. Pri odstranjevanju ozadja te vrste uporabimo posebno metodo strojnega uenja, ki ohranja obliko porazdelitve spremenljivke M_{BC} za ozadje, kar prepreuje, da bi optimizacija preoblikovala obliko

212 porazdelitve ozadja tisti od signala.

213 Kot v prejšnjih optimizacijah optimiziramo metriko FOM za odstranjevanje ozadja v
214 drugem in tretjem koraku. Konni vzorec za signalni razpad je prikazan na Sliki X, za
215 kontrolni razpad pa na Sliki X.

216 PLOT

217 PLOT

218 **1.3.3 Luščenje fizikalnih parametrov**

219 Po selekciji konnega vzorca lahko zanemo luiti fizikalne parametre iz podatkov.

220 **Kontrolni razpad**

221 **Signalni razpad**

222 **1.4 Sistematske negotovosti**

223 **1.5 Končni rezultat**