Univerza v Ljubljani
Fakulteta za Matematiko in Fiziko

Urban Bitenc

Meritev razvejitvenega razmerja $Br(D^0 \to \pi^- \ell^+ \nu)$ z detektorjem BELLE

Diplomsko delo

Mentor: prof. dr. P. Križan
Komentor: doc. dr. B. Golob

Ljubljana, september 2002

Zahvala

Diplomsko delo sem opravil na Odseku za eksperimentalno fiziko osnovnih delcev Instituta Jožef Stefan v Ljubljani. Vsem sodelavcem odseka se iskreno zahvaljujem za pomoč in prijaznost ter prijetno delovno vzdušje, ki so ga ustvarili. (To mislim zalo zares, ne samo zato, ker mi je Marko poslal tako predlogo :-))

Prva zahvala gre mentorju, prof. dr. Petru Križanu, ki me je z veseljem sprejel v svojo delovno skupino, bdel nad mojim delom, skrbel, da bom pravočasno končal (in mi kljub časovni stiski privoščil cel teden morja!) in na koncu skrbno pregledal "rokopis" ter predlagal pomembne popravke.

Še posebej se zahvaljujem delovnemu mentorju, doc. dr. Boštjanu Golobu, s katerim sva si v zadnjih mesecih skupaj belila glavi ob neštetih težavah, ki so naju spremljale, se skupaj veselila manjših in večjih delovnih zmag in navsezadnje več ali manj skupaj naračunala, kar je opisano na naslednjih nekaj deset straneh. Neskončno mnogo mi je pomagal tudi pri samem pisanju diplomskega dela. V veliko veselje mi je bilo sodelovati z obema, mentorjem in komentorjem.

Brez števila praktičnih nasvetov, napotkov, navodil in drobnih programčkov, ki olajšajo delo na računalniku, sem dobil od dr. Marka Bračka, za kar se mu zares iz srca zahvaljujem. Kadarkoli sem ga kaj vprašal, si je vedno vzel čas, postregel s temeljitim odgovorom in z veseljem pomagal. Ogromno popravkov je prispeval tudi k tekstu diplomskega dela, a žal ni bilo časa, da bi vse upošteval. Tudi dr. Matevž Tadel mi je vedno z veseljem priskočil na pomoč, kadar z računalnikom nisva našla skupnega jezika. Hvala! Za kakšen nasvet in prijetno družbo hvala tudi Andreju Gorišku, Roku Pestotniku in sošolcu Iliji Bizjaku.

(P)osebna zahvala gre tudi moji Jerneji za njeno potrpežljivost in razumevanje v teh napornih mesecih, še posebej pa za vse lepe trenutke, ki sva jih doživela skupaj. $\heartsuit$!!

Izvleček

V diplomskem delu je opisana meritev razvejitvenega razmerja $Br(D^0 \to \pi^- \ell^+ \nu)$ iz meritve kvocienta $R_0 = \frac{Br(D^0 \to \pi^- \ell^+ \nu)}{Br(D^0 \to K^- \ell^+ \nu)}$ in znanega razvejitvenega razmerja $Br(D^0 \to K^- \ell^+ \nu)$. Analizirani so podatki, zbrani z detektorjem BELLE na trkalniku KEKB v Tsukubi na Japonskem. Rezultata $R_0 = 0,100 \pm 0,037(stat.) \pm 0,012(sist.)$ in $Br(D^0 \to \pi^- \ell^+ \nu) = (3,50 \pm 1,37) \cdot 10^{-3}$ se ujemata z dosedanjimi meritvami.

Ključne besede: nevtralni mezon D^0, semileptonski razpad, detektor BELLE

PACS: 13.20.Fc Leptonski in semileptonski razpadi mezonov s kvarkom c.

Abstract

Ratio $R_0 = \frac{Br(D^0 \to \pi^- \ell^+ \nu)}{Br(D^0 \to K^- \ell^+ \nu)}$ was measured using the data collected by the BELLE spectrometer, operating at the KEKB collider in Tsukuba, Japan. Given the value of $Br(D^0 \to K^- \ell^+ \nu)$, branching ratio $Br(D^0 \to \pi^- \ell^+ \nu) = R_0 Br(D^0 \to K^- \ell^+ \nu)$ was extracted. The obtained values $R_0 = 0.100 \pm 0.037 \pm 0.012$ and $Br(D^0 \to \pi^- \ell^+ \nu) = (3.50 \pm 1.37) \cdot 10^{-3}$ are in good agreement with results from other experiments.

Keywords: neutral charmed meson, semileptonic decays, the BELLE Detector

PACS: 13.20.Fc Leptonic and semileptonic decays of charmed mesons.

Kazalo

Uvod

V okviru diplomskega dela sem meril količnik razvejitvenih razmerij semileptonskih razpadov mezona D^0

$$R_0 = \frac{Br(D^0 \to \pi^- \ell^+ \nu)}{Br(D^0 \to K^- \ell^+ \nu)}.$$

Upoštevaje razmeroma natančno znano razvejitveno razmerje $Br(D^0 \to K^- \ell^+ \nu)$ [1] lahko s to meritvijo izboljšamo natančnost določitve razvejitvenega razmerja $Br(D^0 \to \pi^- \ell^+ \nu)$ v primerjavi z dosedanjimi meritvami.

Diplomsko delo je bilo opravljeno na Odseku za eksperimentalno fiziko osnovnih delcev Instituta Jožef Stefan pod mentorstvom prof. dr. Petra Križana in komentorstvom doc. dr. Boštjana Goloba. Obdelal sem podatke, zajete z detektorjem BELLE, ki je postavljen na trkalniku KEKB v Tsukubi na Japonskem. Kolaboracijo BELLE sestavlja okrog 280 fizikov s 54 institucij. Med njimi je tudi pet fizikov z Instituta Jožef Stefan in s Fakultete za matematiko in fiziko Univerze v Ljubljani.

Motivacije za merjenje količnika R_0 so vsaj tri:

- Svetovno povprečje meritev je $Br(D^0 \to \pi^- e^+ \nu_e) = (3,7 \pm 0,6) \cdot 10^-3$. Najnatančneje je razvejitveno razmerje $Br(D^0 \to \pi^- e^+ \nu_e)$ izmerjeno v eksperimentu E687, in sicer z 20% relativno napako [2].

  Zahtevnejšo meritev[†] razmerja R_0 je opravila skupina CLEO, katere rezultat ima 40% relativno napako [3]. Ta meritev je bila opravljena na podatkih z integrirano luminoznostjo $3,0 fb^{-1}$. Pri eksperimentu BELLE že sedaj razpolagamo z integrirano luminoznostjo $76,1 fb^{-1}$, zato pričakujemo, da bomo dobili rezultat s precej manjšo napako.

- Z znanim razmerjem ustreznih elementov matrike CKM, $|V_{cd}/V_{cs}|^2$, lahko iz meritve kvocienta določimo razmerje oblikovnih faktorjev $f_+^\pi(0)/f_+^K(0)$, kar bo pojasnjeno v nadaljevanju.

- Analiza razpadnega kanala $D^0 \to \pi^- \ell^+ \nu$ je začetni korak pri določanju pogostosti mešanja nevtralnih mezonov D^0. Mešanje je pojav, pri katerem se D^0 spremeni v svoj antidelec $\overline{D^0}$, in ga do sedaj v tem sistemu še niso uspeli zaznati.

Pri vseh procesih med osnovnimi delci, omenjenih in opisanih v diplomskem delu, je mišljen tudi nabojno konjugiran proces. Ob $D^0 \to \pi^- \ell^+ \nu$ je tako vedno mišljen tudi $\overline{D^0} \to \pi^+ \ell^- \overline{\nu}$.

[†]Zahtevnejša je zaradi slabše identifikacije mionov.

V enačbah povsod uporabljam sistem enot $c = \hbar = 1$, kar pomeni, da maso, gibalno količino in energijo merimo v eV.

V naslednjem poglavju bom predstavil teoretično ozadje opravljene meritve. Sledi opis pospeševalnika KEKB, na katerem poteka eksperiment, in detektorja BELLE, ki zaznava produkte reakcij. Sledi poglavje, v katerem predstavim računalniško simulacijo odziva spektrometra. Osrednji del diplome predstavlja obravnava posebnosti opazovanega razpadnega kanala, oris pristopa, ki ga ta posebna značilnost narekuje in opis rekonstrukcije razpadnega kanala iz izmerjenih podatkov. Nato navedem rezultat, opišem pot do njega in obravnavam možne izboljšave. V predzadnjem poglavju določim napako meritve razmerja R_0 in izračunam velikost razvejitvenega razmerja za semileptonski razpad s pionom v končnem stanju, v zaključku pa povzamem rezultate dela.

1. poglavje

Teoretična napoved

V Standardnem modelu [4] elektrošibke in močne interakcije opišemo osnovne delce s tremi družinami kvarkov in leptonov, ki so si med sabo podobne po naboju delcev:

KVARKI

naboj $[e_0]$	1	2	3
$2/3$	u	c	t
$-1/3$	d	s	b

LEPTONI

naboj $[e_0]$	1	2	3
1	e^-	μ^-	τ^-
0	ν_e	ν_μ	ν_τ

Tabela: osnovni delci snovi.

Kvarki tvorijo hadrone, ki se delijo na mezone in barione. Mezoni so delci, sestavljeni iz kvarka in antikvarka, barioni pa iz treh kvarkov. Mezoni D, o katerih bom govoril v diplomski nalogi, so sestavljeni iz kvarka c in enega od kvarkov iz prve družine. Tako poznamo nevtralni in nabiti mezon D:

$$D^0 = c\overline{u}, \qquad D^+ = c\overline{d}.$$

Tema pripadata njuna antidelca: $\overline{D^0} = \overline{c}u$ in $D^- = \overline{c}d$.

Obravnavali bomo razpade nevtralnega mezona D^0, katerega masa je $m_{D^0} = 1,865\,\mathrm{GeV}$, razpadni čas pa $\tau_{D^0} = 0,415 \cdot 10^{-12}s$ [1]. Nevtralni mezon D^0 razpade na tri načine. Kadar imamo v končnem stanju samo hadrone ali leptone, govorimo o hadronskem ali leptonskem razpadu, kadar pa so med končnimi produkti tako leptoni kot hadroni, gre za semileptonski razpad. Primeri hadronskih razpadov so

$$D^0 \longrightarrow K^-\pi^+, \ \ \overline{K^0}\pi^0, \ \ \overline{K^0}\pi^+\pi^-, \ \ K^+K^-, \ \ \pi^+\pi^-,$$

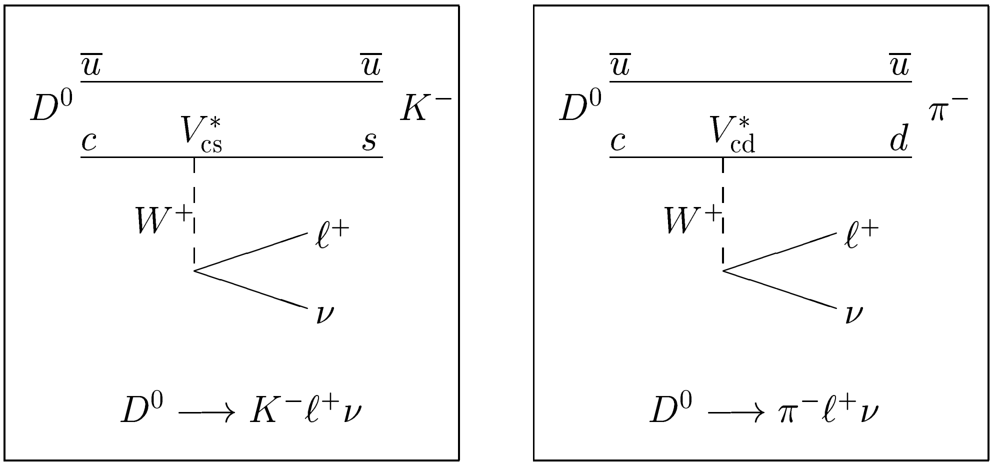
primeri semileptonskih pa

$$D^0 \longrightarrow K^-e^+\nu_e, \ \ K^-\mu^+\nu_\mu, \ \ \pi^-e^+\nu_e, \ \ \pi^-\mu^+\nu_\mu.$$

Čisti leptonski razpadi so tako malo verjetni, da še niso bili izmerjeni.

Pri semileptonskih razpadih zaradi ohranitve leptonskega števila poleg nabitega leptona nastane še ustrezen nevtrino. Poleg zgoraj navedenih semileptonskih razpadov so možni tudi taki, ko nastane več hadronov, na primer $D^0 \rightarrow K^-\pi^0e^+\nu_e$ ali $\overline{K^0}\pi^-e^+\nu_e$. Kadar v diplomski nalogi govorim o semileptonskih razpadih delca D^0, imam običajno v mislih samo zgornje štiri tridelčne razpade.

Obravnavali bomo semileptonske razpade mezona D^0. Zaradi enostavnosti bomo elektrone in mione* označevali s skupno črko ℓ, pripadajoča nevtrina ν_e in ν_μ pa s skupno oznako ν. Najverjetnejši semileptonski razpad je razpad $D^0 \to K^-\ell^+\nu$, pri katerem se kvark c spremeni v kvark s. Verjetnost tega razpada bomo primerjali z verjetnostjo razpada $D^0 \to \pi^-\ell^+\nu$, pri katerem se kvark c spremeni v kvark d. Razpad $D^0 \to K^-\ell^+\nu$ bomo imenovali kaonski, $D^0 \to \pi^-\ell^+\nu$ pa pionski razpad. Merjena količina bo razmerje varjetnosti za oba razpada. Iz znanega razvejitvenega razmerja $Br(D^0 \to K^-\ell^+\nu)$ tedaj izračunamo $Br(D^0 \to \pi^-\ell^+\nu)$.



Slika 1.1: Feynmanova diagrama za semileptonska razpada mezona D^0, katerih razmerje verjetnosti računam v tej diplomski nalogi. Pri razpadu pride do prehoda enega kvarka v drugega, zato v matričnih elementih nastopata elementa matrike CKM.

Iz Feynmanovih diagramov obeh semileptonskih razpadov, prikazanih na sliki 1.1, vidimo, da imamo opraviti s prehodi med kvarki. Prehodi so najverjetnejši, kadar sta oba kvarka iz iste družine: $u \leftrightarrow d$, $c \leftrightarrow s$, $t \leftrightarrow b$. Prehodi, pri katerih se kvark spremeni v kvark iz sosednje družine, $u \leftrightarrow s$, $c \leftrightarrow d$, $c \leftrightarrow b$ ali $t \leftrightarrow s$, so že manj verjetni. Najmanj verjetni pa so prehodi $u \leftrightarrow b$ in $t \leftrightarrow d$, ko kvark "preskoči" kar za dve družini. V standardnem modelu opišemo verjetnosti za prehode med kvarki z matriko Cabibba, Kobayashija in Maskawe (matrika CKM, [1]):

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{\mathrm{ud}} & V_{\mathrm{us}} & V_{\mathrm{ub}} \\ V_{\mathrm{cd}} & V_{\mathrm{cs}} & V_{\mathrm{cb}} \\ V_{\mathrm{td}} & V_{\mathrm{ts}} & V_{\mathrm{tb}} \end{pmatrix}.$$

Razpadna širina za proces $D^0 \to \pi^-\ell^+\nu$, verjetnost za tak razpad na časovno enoto, je tako sorazmerna z $|V_{cd}|^2$, za razpad $D^0 \to K^-\ell^+\nu$ pa z $|V_{cs}|^2$. Večdelčni razpad, s kakršnim imamo opraviti, ni enolično določen s kinematičnimi zakoni. Nastali delci si lahko razpoložljivo energijo "razdelijo" na različne načine, ob upoštevanju zakona o ohranitvi energije in zakona o ohranitvi gibalne količine. Ker je verjetnost za razpad odvisna od tega, na kakšen

*Lepton τ ima maso $1,777\,\mathrm{GeV}$, tako da D^0 vanj ne more razpasti semileptonsko.

način se to zgodi, moramo zapisati verjetnostno porazdelitev ali gostoto verjetnosti. Ta je za razpad $D^0 \to \pi^- \ell^+ \nu$ enaka [3]

$$\frac{d\Gamma}{dq^2} = \frac{G^2}{24\pi^3} |V_{cd}|^2 P_\pi^3 \left[f_+^\pi \left(q^2 \right) \right]^2, \tag{1.1}$$

kjer je q^2 invariantna masa leptonskega para, $q^2 = m^2(\ell\nu) = \sqrt{(E_\nu + E_\ell)^2 - |\vec{p}_\nu + \vec{p}_\ell|^2}$, če sta E in $\vec{p}$ ustrezni energiji in gibalni količini. P_π je gibalna količina piona v težiščnem sistemu delca D^0, G Fermijeva sklopitvena konstanta šibke interakcije, $f_+^\pi(q^2)$ pa je tako imenovani oblikovni faktor. Ta faktor uvedemo kot funkcijo, s katero opišemo dejstvo, da sta kvarka c in $\overline{u}$ pred razpadom vezana v mezon D^0 in njuni valovni funkciji nista ravna valova. $\Gamma_{D^0 \to \pi\ell\nu}$ je razpadna širina mezona D^0 za razpadni kanal $D^0 \to \pi^- \ell^+ \nu$ in je enaka

$$\Gamma_{D^0 \to \pi\ell\nu} = \int \left(\frac{d\Gamma}{dq^2} \right) dq^2 = Br(D^0 \to \pi\ell\nu)\Gamma_{tot} = \frac{Br(D^0 \to \pi\ell\nu)}{\tau_{D^0}}, \tag{1.2}$$

kjer smo z $Br(D^0 \to \pi\ell\nu)$ označili razvejitveno razmerje (v angleščini branching ratio). Analogen izraz kot v enačbi 1.1 dobimo še za kaonski razpad. Oblikovna faktorja $f_+^\pi(q^2)$ in $f_+^K(q^2)$ sta izračunljiva le v okviru vnaprej predpostavljenega modela, ki opiše vezana stanja kvarkov v mezonu. Pogosto se za fenomenološki opis uporabi nastavek $f_+^{\pi,K}(q^2) = \frac{f_+^{\pi,K}(0)}{1-q^2/m_v^2}$ [3], ki popisuje odvisnost oblikovnega faktorja od q^2. m_v je parameter v nastavku. Z integriranjem po celotnem območju q^2 tedaj dobimo razmerje [3]

$$R_0 = \frac{Br(D^0 \to \pi^- \ell^+ \nu)}{Br(D^0 \to K^- \ell^+ \nu)} = C_{\pi K} \frac{|V_{cd} f_+^\pi(0)|^2}{|V_{cs} f_+^K(0)|^2}, \tag{1.3}$$

kjer je $C_{\pi K} = 1,97$ [3] razmerje konstant, ki ju dobimo po integraciji.

Elementi matrike CKM so z določeno zanesljivostjo izmerjeni iz različnih procesov. Dodatno so omejeni z zahtevo po unitarnosti te matrike [4], tako da razmerje $|V_{cd}/V_{cs}|^2 = 0,051 \pm 0,001$ dokaj natančno poznamo.

Iz izmerjenega količnika razvejitvenih razmerij $R_0 = Br(D^0 \to \pi^- \ell^+ \nu)/Br(D^0 \to K^- \ell^+ \nu)$ lahko torej izračunamo razmerje oblikovnih faktorjev $f_+^\pi(0)/f_+^K(0)$.

Teoretične napovedi za količnik R_0 se nekoliko razlikujejo med seboj v odvisnosti od modela, uporabljenega pri izračunu oblikovnih faktorjev. Njihove vrednosti se gibljejo med $0,05$ in $0,1$ na primer $R_0 = 0,086 \pm 0,035$ [5] ali $R_0 = 0,078 \pm 0,034$ [6].

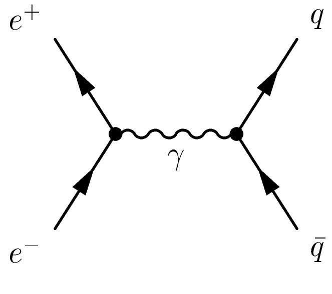
2. poglavje

Eksperimentalno okolje

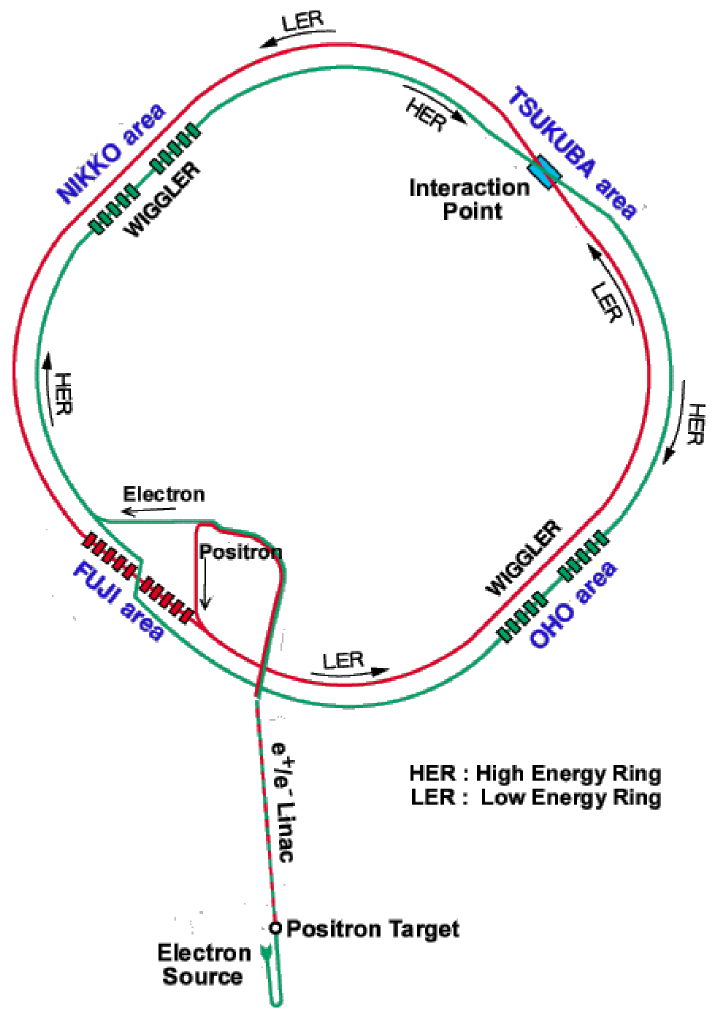
Podatki, ki sem jih analiziral v diplomski nalogi, so bili zajeti s spektrometrom BELLE ob pospeševalniku KEKB v Institutu za raziskave v fiziki visokih energij (KEK) v Tsukubi na Japonskem. Pospeševalnik (slika 2.2) in spektrometer (slika 2.3) sta bila zgrajena z namenom, da bi merili kršitev parnosti CP pri mešanju nevtralnih mezonov B^0. Mezoni B nastajajo pri trkih elektronov in pozitronov pri težiščni energiji okoli $10,6\,\mathrm{GeV}$. V tem energijskem področju pa je možna še vrsta drugih meritev.

2.1 Pospeševalnik KEKB

Pospeševalnik KEKB je sestavljen iz dveh obročev: v prvem krožijo elektroni z energijo $8,0\,\mathrm{GeV}$, v drugem pa v nasprotni smeri pozitroni z energijo $3,5\,\mathrm{GeV}$. Težiščna energija znaša tedaj $10,58\,\mathrm{GeV}$, kar ustreza masi vezanega stanja kvarkov $b\,\bar{b}$, resonanci $\Upsilon(4s)$. Ta v veliki večini primerov nemudoma razpade v par nabitih ali nevtralnih mezonov B, sestavljenih iz kvarka b in lahkega antikvarka u ali d. Poleg tega pa trkalnik zajema del podatkov tudi pri težiščni energiji, ki je okoli $0,06\,\mathrm{GeV}$ nižja od mase resonance $\Upsilon(4s)$. Pri tej energiji poteče proces, prikazan na sliki 2.1. Elektron in pozitron se anihilirata v foton, iz katerega se rodi par kvarkov $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$ ali $c\bar{c}$, ki so lažji od kvarka b. Meritve teh procesov so pomembne za ocenjevanje ozadja pri meritvah v sistemu mezonov B, omogočajo pa tudi študij mezonov,



Slika 2.1: Feynmanov diagram, ki ponazarja anihilacijo elektrona in pozitrona v najnižjem redu. Pri anihilaciji nastane virtualni foton, ki rodi par kvarkov $q\,\bar{q}$. Pri težiščnih energijah pod $10,58\,\mathrm{GeV}$ nastanejo le kvarki, ki so lažji od kvarka b, to so u, d, s in c. Primarna kvarka se nato v procesu hadronizacije oblečeta s pari sekundarnih kvarkov ter antikvarkov in tako nastanejo hadroni.

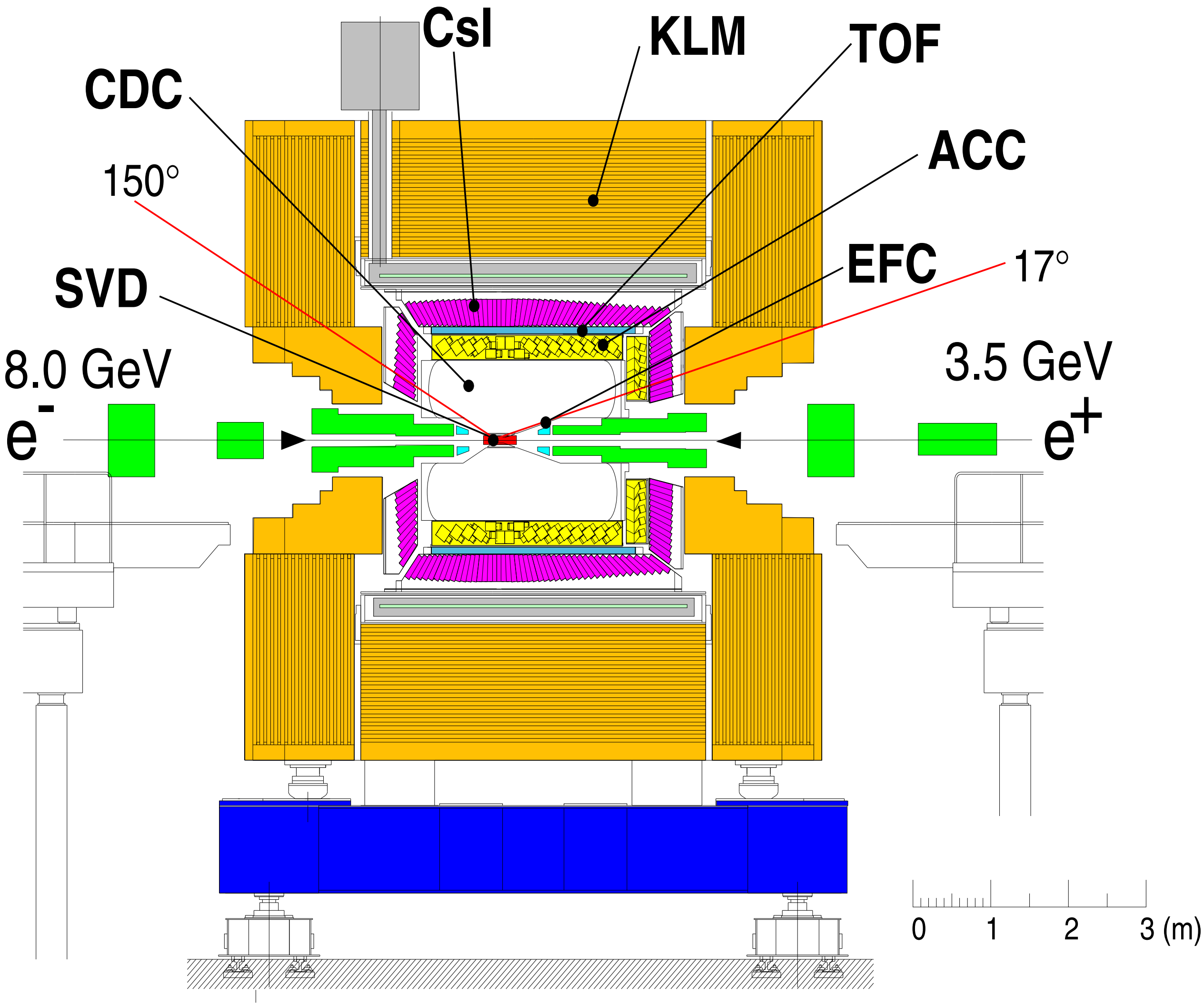


Slika 2.2: Pospeševalnik KEKB, na katerem smo zajemali podatke, uporabljene za analizo, je sestavljen iz dveh obročev s premerom približno 3 km. Po enem krožijo elektroni, po drugem pa pozitroni. Na mestu, kjer trkajo (*Interaction Point*), je nameščen detektor BELLE.

sestavljenih iz lažjih kvarkov.

2.2 Detektor BELLE

Za merjenje kršitve parnosti CP pri mešanju mezonov B^0 je bistveno, da se težiščni sistem e^+ in e^- giblje glede na laboratorijski sistem. Zato imata elektron in pozitron različni energiji in zato je tudi detektor BELLE (slika 2.3) asimetričen v vzdolžni smeri. Natančen opis detektorja je moč najti v [7]. Za meritev, opisano v diplomskem delu, so najpomembnejše naslednje komponente: osrednja potovalna komora, merilec časa preleta, števec Čerenkova, elektromagnetni kalorimeter ter detektor mionov in K_L.



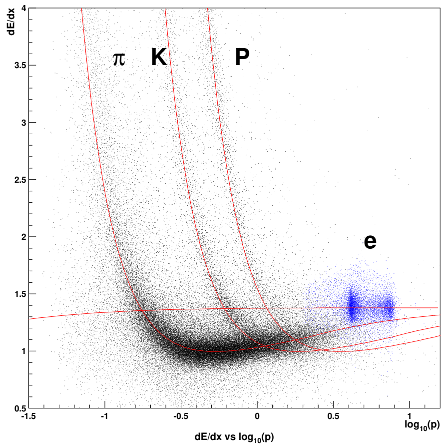
Slika 2.3: Detektor BELLE, ki detektira razpadne produkte trka e^+e^-. Sestavni deli, ki so pomembni za našo analizo, so: CDC, osrednja potovalna komora, kjer potekajo meritve gibalnih količin in identifikacija delcev, TOF, merilec časa preleta, ki služi za razločevanje med kaoni in pioni, ACC, števec Čerenkova, tudi za razločevanje med kaoni in pioni, CsI, elektromagnetni kalorimeter za identifikacijo elektronov in KLM, detektor mionov in dolgoživih mezonov K_L.

2.2.1 Osrednja potovalna komora

Glavna naloga osrednje potovalne komore (Central Drift Chamber, CDC) je čim natančnejše merjenje gibalnih količin nabitih delcev, poleg tega pa tudi merjenje dE/dx (količina energije, ki jo nabit delec izgubi na enoto poti), ki nam pomaga pri identifikaciji delca.

Komora pokrije kot od 17° do 150° glede na smer vpadnih elektronov (slika 2.3), kar pomeni 92% prostorskega kota v težiščnem sistemu delcev elektron-pozitron. Napolnjena je s plinom, ki se pri prehodu delca ionizira. To na signalnih žicah, ki so pod visoko napetostjo, povzroči tokovni sunek, ki nam označi mesto prehoda. Na ta način določimo tir nabitega delca, iz njegove ukrivljenosti v magnetnem polju gostote 1,5 T pa transverzalno gibalno količino delca. Relativna napaka pri merjenju transverzalne komponente gibalne količine je izmerjena za mione iz procesa $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ in znaša $1,6\%$. Magnetno polje povzroča superprevodni magnet, ki ga hladijo s tekočim helijem. Gostota magnetnega polja je homogena na 2% natančno.

Meritev količine dE/dx omogoča precej dobro razločevanje delcev pri nižjih gibalnih količinah (pod $0,8\,\mathrm{GeV}$). Pioni in kaoni se po tej količini ločijo za 3 standardne deviacije, elektroni in pioni pa celo za 4. Kako iz meritve dE/dx določimo identiteto delca, lahko razumemo ob sliki 2.4.



Slika 2.4: Količina dE/dx v odvisnosti od gibalne količine delca. Zaradi različnih mas je pri enaki gibalni količini lahko dE/dx za različne delce precej različna. To nam pomaga pri identifikaciji.

2.2.2 Merilec časa preleta

Iz izmerjene hitrosti in gibalne količine delca lahko določimo njegovo maso in s tem identiteto. Iz $s = \beta t$ in $p = m\beta/\sqrt{1-\beta^2}$ sledi

$$m = p\sqrt{(t/s)^2 - 1} \quad \text{ali} \quad t = s\sqrt{1 + (m/p)^2}, \tag{2.1}$$

kjer je m masa delca, p njegova gibalna količina, s pot, ki jo preleti delec v času t in β hitrost delca, izražena s svetlobno hitrostjo.

Merilec časa preleta je plastični scintilator, nameščen na oddaljenosti $1,2$m v radialni smeri od interakcijske točke. V scintilatorju nabit delec povzroči scintilacijo, fotone pa zaznamo ob robu scintilatorja s fotopomnoževalkami.

Iz pospeševalnika dobimo časovno natančno umerjen signal, ko skupini elektronov in pozitronov, ki krožita po pospeševalniku, prideta do detektorja. To sproži uro, signal v scintilatorju pa jo ustavi. Glavna prednost scintilatorja je hitrost: njegova ločljivost je 95 ps. Zaradi različnih mas piona in kaona se njuna časa preletov razlikujeta za približno 300 ps, tako da je razločljivost med njimi za gibalne količine pod $1,2\,\mathrm{G}e\mathrm{V}$ okrog 3 standardne deivacije.

2.2.3 Števec Čerenkova

Za razločevanje med pioni in kaoni z gibalnimi količinami nad $1,2\,\mathrm{G}e\mathrm{V}$ uporabljamo števec Čerenkova. Če delec skozi snov potuje hitreje od hitrosti svetlobe v tej snovi, opazimo sevanje Čerenkova. Mejna hitrost je podana z $\beta = 1/n$, kjer je β hitrost delca, izražena s hitrostjo svetlobe v vakuumu, n pa lomni količnik snovi. Izraženo z maso in gibalno količino delca bo delec seval, če lomni kvocient ustreza pogoju

$$n > 1/\beta = \sqrt{1 + (m/p)^2}. \tag{2.2}$$

Glede na povprečno pričakovano gibalno količino delcev v različnih procesih, ki potekajo pri trku e^+e^-, nastavimo lomni količnik tako, da pioni ($m_{\pi^+} = 0,14\,\mathrm{G}e\mathrm{V}$) sevajo Čerenkovo svetlobo, kaoni ($m_{K^+} = 0,494\,\mathrm{G}e\mathrm{V}$) pa ne.

Ker se težiščni sistem elektronov in pozitronov giblje, so gibalne količine delcev, ki pri trku nastanejo, odvisne od kote ϑ med smerjo vpadnih elektronov in smerjo, pod katero odleti delec, zato se tudi lomni količnik po detektorju spreminja. Sevalec v števcu Čerenkova je iz aerogela, katerega lomni količnik je odvisen od načina izdelave. Uporabljenih je šest različnih vrednosti: $n = 1,01,\ 1,013,\ 1,015,\ 1,02,\ 1,028$ in $1,03$, kar ustreza hitrostim od $\beta = 0,9901$ do $\beta = 0,9709$.

Ta metoda zagotavlja ločevanje med pioni in kaoni z vsaj tremi standardnimi deviacijami pri gibalnih količinah med $1,2$ in $3,6\,\mathrm{G}e\mathrm{V}$.

2.2.4 Elektromagnetni kalorimeter

Glavna naloga elektromagnetnega kalorimetra je merjenje energije fotonov in elektronov. V naši analizi fotoni niso prisotni, pri elektronih pa je pomembna njihova identifikacija in ne meritev energije. Elektroni povzročijo v elektromagnetnem kalorimetru elektromagnetni pljusk specifične oblike, ki je posledica zavornega sevanja ($e^- \to \gamma e^-$) in produkcije parov ($\gamma \to e^- e^+$). Preko teh procesov začetni elektron izgubi v kalorimetru vso energijo, to pa lahko izmerimo.

Elektrone identificiramo po treh poteh:

- S primerjavo energije in gibalne količine. Energijo E_{kal} izmerimo v kalorimetru, gibalno količino p pa v CDC. Če velja $E_{kal} = p$, je delec z veliko verjetnostjo elektron, če pa je $E_{kal} < p$, gre verjetno za pion ali kaon.

- Če do detektiranega pljuska v kalorimetru vodi nabita sled, verjetno ne gre za foton, kajti ta v CDC ne pusti nabite sledi.

- Oblika pljuska, ki ga pusti elektron, se nekoliko razlikuje od pljuska, ki ga pusti foton.

Pri gibalni količini nad $1\,\mathrm{G}e\mathrm{V}$ je izkoritek identifikacije elektronov nad 90%, verjetnost, da drug delec identificiramo kot elektron, pa je pod $0,5\%$.

2.2.5 Detektor mionov in K_L (KLM)

V tem detektorju identificiramo mione. Sestavljen je iz plasti železa z vmesnimi detektorji. Mioni so zelo prodorni, ker so to leptoni in ne interagirajo močno z nukleoni v atomskih jedrih, pa tudi zavorno sevanje je zaradi njihove velike mase (v primerjavi z elektronom) majhno. Tako preletijo plasti železa, ki služi kot absorpcijski material, v vmesnih detektorjih ionizirajo plin in s tem pustijo signal, nato pa zapustijo spektrometer. Medtem pa pioni in kaoni v železu večinoma močno interagirajo in povzročijo t.i. hadronski plaz.

Identificiranje miona je v grobem torej naslednje: če nek delec prileti v KLM in se v njem ustavi, je to verjetno pion ali kaon, če pa preleti cel KLM, je to verjetno mion. Elektroni se ustavijo že v elektromagnetnem kalorimetru. Na ta način identificiramo mione pri gibalnih količinah nad $1,5\,\mathrm{G}e\mathrm{V}$ z izkoristkom nad 90%, verjetnost, da drug delec identificiramo kot mion, pa je pod 5%.

Tabela: sestavni deli detektorja BELLE in njihova funkcija, ki je pri opisani analizi najpomembnejša:

naprava	naloga
osrednja potovalna komora	merjenje gibalnih količin, identifikacija delcev
superprevodni magnet	magnetno polje za merjenje gibalnih količin
merilec časa preleta	razločevanje med K in π
števec Čerenkova	razločevanje med K in π
EM kalorimeter	ločevanje e od K in π
detektor K_L in miona	ločevanje μ od K in π

2.3 MC simulacija

Meritve različnih procesov, ki potekajo po trku e^+e^- pri dani težiščni energiji, želimo primerjati s teoretičnimi napovedmi. V ta namen z obstoječimi teoretičnimi napovedmi simuliramo procese in odziv detektorja. Simulacija poteka v treh korakih:

- V prvem koraku uporabimo obstoječe teoretične napovedi za pogostost posameznih procesov ter porazdelitev končnih produktov po različnih kinematičnih spremenljivkah (na primer po gibalni količini). V skladu z njimi generiramo veliko število dogodkov tistih procesov, ki jih analiziramo. Podatke, ki jih proizvedemo na ta način, imenujemo generirana informacija.

- V drugem koraku simuliramo odziv detektorja na delce, ki se nahajajo v končnem stanju generiranih procesov. V ta namen moramo v simulacijskem programu natančno opisati sestavo detektorja ter zopet uporabiti teoretične napovedi za interakcijo med delci, nastalimi v trku e^+e^-, ter deli snovi v detektorju. Pri tem si pogosto pomagamo s poskusnimi meritvami, ki jih vključimo v simulacijo v obliki fenomenoloških nastavkov. Simulirane podatke na tem nivoju imenujemo simulirana informacija.

- Nazadnje preverimo delovanje simulacije na vzorcu procesov, ki so teoretično natančno napovedljivi in eksperimentalno izmerjeni z zadostno natančnostjo; tipičen primer je proces $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$. Po potrebi simulacijo dodatno popravimo ali dopolnimo, da kar najnatančneje popiše dejansko izmerjene količine.

Na ta način dobimo vzorec simuliranih dogodkov, pri katerih vemo, iz kakšnega fizikalnega procesa izvirajo (generirana informacija), pa tudi približno ugotovimo, kakšen bo rezultat določanja kinematičnih količin (gibalne količine, energije, mase delcev) v detektorju (simulirana informacija). Ker bo statistična napaka meritve odvisna tudi od števila simuliranih dogodkov, poskrbimo, da simuliramo veliko število dogodkov tistih procesov, ki jih analiziramo. Število generiranih dogodkov je tipično nekajkrat večje od števila izmerjenih.

3. poglavje

Metoda

Mezone D dobimo s trkanjem elektronov in pozitronov v pospeševalniku. Pri trku nastane par kvark-antikvark, ki imata v težiščnem sistemu nasprotni gibalni količini. V procesu hadronizacije nastanejo novi pari kvark-antikvark, s katerimi začetna kvarka tvorita hadrone, ki jih lahko opazimo v detektorju. Mezona D^0 z detektorjem ne moremo zaznati neposredno, saj ta razpade tipično po dobrih 100μm od mesta, kjer je nastal. Zaznamo lahko le njegove razpadne produkte - pione, kaone, elektrone, mione. Vendar pa pioni, kaoni, elektroni in mioni, ki jih zazna detektor, nastajajo v mnogih različnih procesih in le manjši del jih prihaja iz D^0. Ko analiziramo podatke iz detektorja, je naša glavna naloga, da ločimo delce, ki prihajajo iz razpada D^0 (signal) od tistih, ki prihajajo iz ostalih reakcij in razpadov (ozadje).

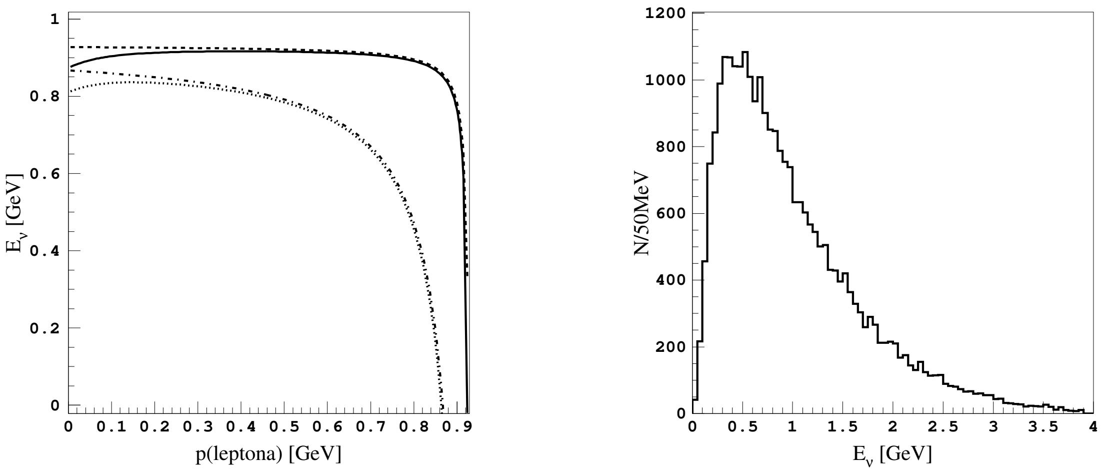
Za primer si oglejmo rekonstrukcijo kakega hadronskega razpada, npr. $D^0 \to K^-\pi^+$. V tem primeru bi upoštevali vse sledi, ki predstavljajo možno sled negativno nabitih kaonov, in vse sledi, ki predstavljajo možno sled pozitivnih pionov, ki jih detektiramo v nekem dogodku*. Napravili bi vse možne kombinacije med njimi in tako dobili več kandidatov za delec D^0. Iz izmerjenih gibalnih količin in poznanih mas obeh delcev bi izračunali njuno invariantno maso:

$$m(\pi K) = \sqrt{(E_\pi + E_K)^2 - |\vec{p}_\pi + \vec{p}_K|^2},$$

kjer sta $E_{\pi,K} = \sqrt{|\vec{p}_{\pi,K}|^2 + m^2_{\pi,K}}$. Če bi bila izračunana invariantna masa dovolj blizu mase D^0, sta ta delca najverjetneje res produkta razpada $D^0 \to K^-\pi^+$. Možno pa je tudi, da gre za kombinacijo kaona in piona, ki sta prišla iz drugih reakcij, a imata po naključju ravno pravo invariantno maso. Ker je gibalna količina izmerjena s končno natančnostjo, tudi porazdelitev tako izračunane invariantne mase ni ostra, pač pa razširjena zaradi končne ločljivosti. Z izbiro razpadov, kjer je invariantna masa dovolj blizu nominalni masi mezonov D^0, dobimo vzorec, ki ga sestavljajo pravi razpadi in t.i. kombinatorično ozadje, to so tiste kombinacije delcev, ki ne izvirajo iz opazovanega razpada. Z dodatnimi zahtevami, na primer po velikosti gibalne količine ali kake druge količine, lahko zmanjšamo delež ozadja v izbranem vzorcu.

V pričujoči analizi proučujem semileptonski razpad D^0, pri katerem nastane tudi nevtrino, ki pa ga detektor ne zazna. Nevtrino lahko odnese poljubno energijo v kinametično določenih

*Dogodek je trk elektrona s pozitronom. Ob vsakem dogodku detektor zazna nekaj sledi delcev, ki nastanejo po trku.



Slika 3.1: **Levo:** energija nevtrina v razpadu $D^0 \to h^-\ell^+\nu$ kot funkcija gibalne količine nabitega leptona v mirovnem sistemu D^0 v primeru, da hadron in lepton odletita v isto smer. V tem primeru lahko nevtrino odnese največ energije - tudi do $0,93\,\mathrm{G}e\mathrm{V}$. Narisane so štiri krivulje za štiri razpade, od spodaj navzgor: (pikčasto) $D^0 \to K^-\mu^+\nu_\mu$, (pika-črta) $D^0 \to K^-e^+\nu_e$, (polna črta) $D^0 \to \pi^-\mu^+\nu_\mu$ in (črtkano) $D^0 \to \pi^-e^+\nu_e$. **Desno:** Simulirana porazdelitev nevtrinov iz razpada $D^0 \to h^-\ell^+\nu$ po energiji nevtrina v laboratorijskem sistemu. Ker se delec D^0 v laboratorijskem sistemu giba s hitrostjo, ki je blizu svetlobni, so energije nevtrina v tem sistemu lahko tudi znatno večje kot v sistemu delca D^0, za katerega je narisan levi graf.

mejah. Naslednja funkcija, katere graf je na sliki 3.1, podaja energijo nevtrina v težiščnem sistemu delca D^0 za poseben primer razpada $D^0 \to h^-\ell^+\nu$, ko hadron in lepton odletita v isto smer; tedaj lahko nevtrino odnese največ energije:

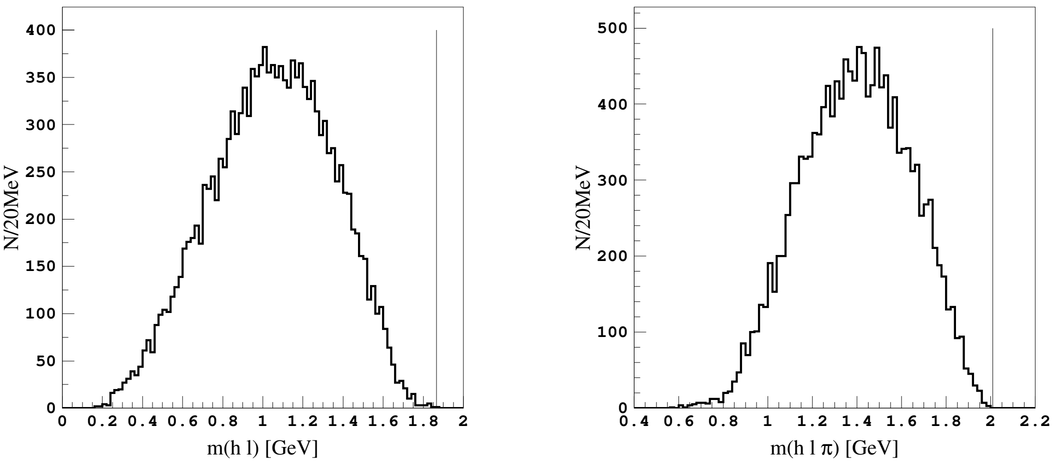
$$E_\nu(p_\ell) = \frac{(m_{D^0}^2 + m_\ell^2 - m_h^2)/2 - m_{D^0}\sqrt{p_\ell^2 + m_\ell^2}}{m_{D^0} - p_\ell - \sqrt{p_\ell^2 + m_\ell^2}}. \tag{3.1}$$

Indeks h pomeni hadron, torej pion ali kaon, indeks ℓ pa lepton, torej elektron ali mion. Na sliki 3.1 vidimo, da lahko v sistemu delca D^0 nevtrino odnese od 0 do $0,93\,\mathrm{GeV}$ energije.

Energije nevtrina torej z detektorjem ne izmerimo, lahko pa iz gibalnih količin leptona in hadrona vseeno sestavimo količino, ki nam služi kot opazljivka. V izrazu za invariantno maso mezona D^0, $m(D^0) = \sqrt{(E_\nu + E_h + E_\ell)^2 - |\vec{p}_\nu + \vec{p}_h + \vec{p}_\ell|^2}$ izpustimo neznani E_ν in $\vec{p}_\nu$ ter izračunamo invariantno maso para lepton-hadron:

$$m(h^-\ell^+) = \sqrt{(E_h + E_\ell)^2 - |\vec{p}_h + \vec{p}_\ell|^2} \tag{3.2}$$

Če bi nevtrino odnesel zanemarljivo malo energije, bi tudi na ta način dobili približno $m(D^0)$. To vidimo tudi sliki 3.2, ki kaže simulirano vrednost $m(h^-\ell^+)$. Zgornji del porazdelitve sovpada z maso mezona D^0, v razpadih, kjer nevtrino odnese znaten del energije, pa je vrednost $m(h^-\ell^+)$ nižja.



Slika 3.2: **Levo:** Porazdelitev simuliranih semileptonskih razpadov po $m(h^- l^+)$ (enačba 3.2). Zgornja meja te porazdelitve ustreza nevtrinu z ničelno energijo in je pri masi mezona D^0. **Desno:** Porazdelitev po $m(h^- l^+ \pi^+)$, ki smo jo dobili podobno kot $m(h^- l^+)$: v izrazu za maso D^{*+} izpustimo neznano energijo in gibalno količino nevtrina. Zgornja meja te porazdelitve tudi ustreza nevtrinu z ničelno energijo in je pri masi mezona D^{*+}. Porazdelitvi sta si podobni, le nekoliko premaknjeni vzdolž abscise. Masi mezonov D^0 in D^{*+} sta označeni z navpičnima črtama.

S posebno izbiro mezonov D^0 lahko njihove razpade razločimo od ostalih procesov v detektorju kljub temu, da gibalne količine nevtrina ne izmerimo. Za opazovanje izberemo le tiste D^0, ki nastanejo ob razpadu mezona D^{*+}:

$$D^{*+} \to D^0 \pi^+,$$

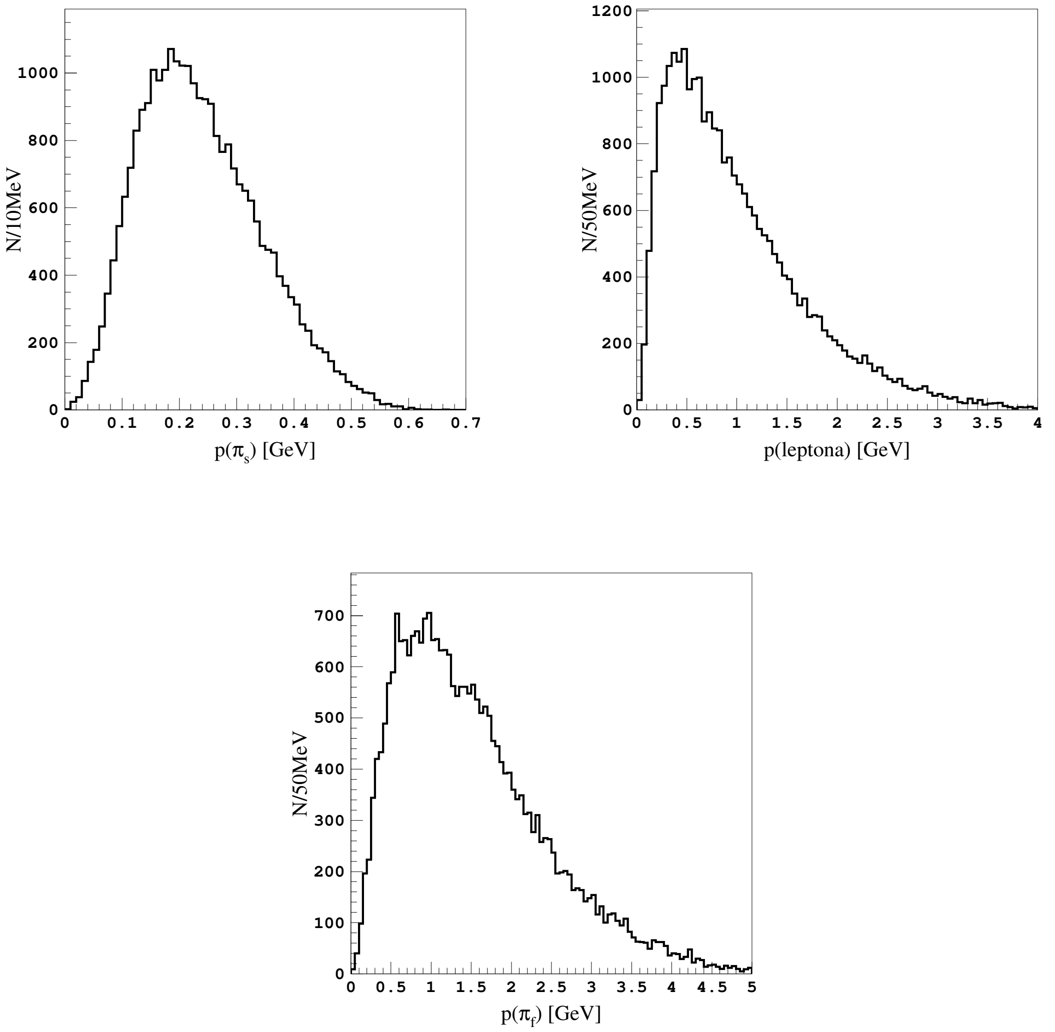
pri čemer je D^{*+} prvo vzbujeno stanje mezona D^+.[†] Gibalna količina piona iz razpada D^{*+} znaša v sistemu delca D^{*+} le $0,036\,\mathrm{G}e\mathrm{V}$. Ker se nastali mezon D^{*+} v laboratorijskem sistemu giblje, imajo gibalne količine počasnih pionov v tem sistemu vrednosti večje od $0,036\,\mathrm{G}e\mathrm{V}$, vseeno pa so dosti nižje od gibalnih količin ostalih delcev, ki nastanejo v tem procesu. To je razvidno s slike 3.3. Skoraj noben pion iz razpada $D^{*+} \to D^0 \pi^+$ nima gibalne količine večje od $0,6\,\mathrm{G}e\mathrm{V}$ (takih je le $0,05\%$). Zato temu pionu rečemo počasni pion in ga označimo s π_s[‡].

Gibalna količina hadrona (π ali K), ki nastane ob semileptonskem razpadu D^0, pa je tipično večja od $0,6\,\mathrm{G}e\mathrm{V}$ - manjša je le v 15% primerov (slika 3.3). Ker bomo izmed teh delcev poskušali dobiti čim več pionov in čim manj kaonov, bomo temu hitremu hadronu rekli kar hitri pion in ga označili s π_f[§].

[†] Spina kvarkov sta v D^+ nasprotno vzporedna, v D^{*+} pa vzporedna, zato ima ta višjo energijo.

[‡] Po angleški besedi slow.

[§] Po angleški besedi fast.



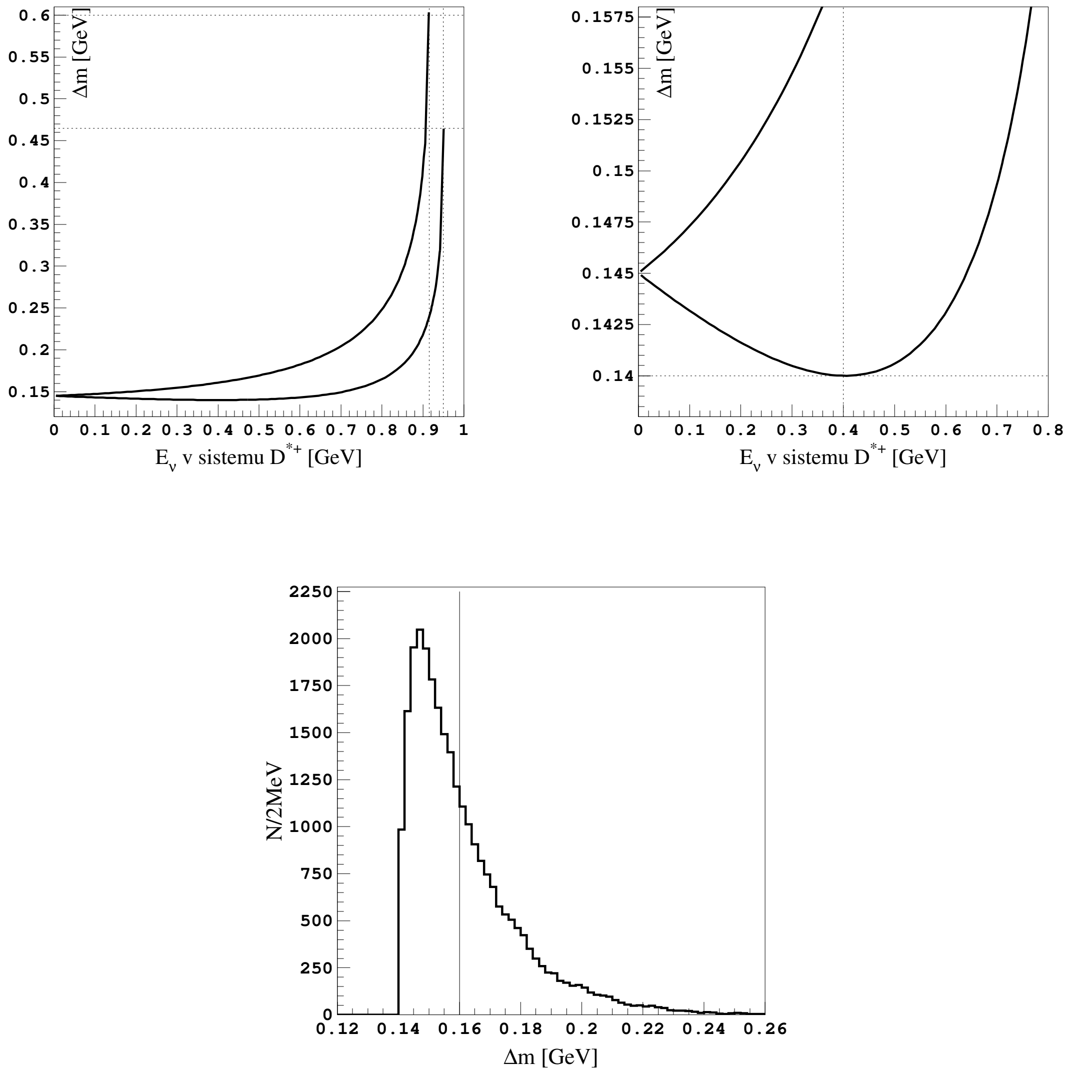
Slika 3.3: Simulirana porazdelitev delcev po gibalni količini za počasni pion iz razpada $D^{*+} \to D^0\pi^+$ (levo) ter lepton (desno) in hitri pion (spodaj) iz razpada $D^0 \to \pi^-\ell^+\nu$.

Konstruiramo naslednji količini, ki ju lahko izračunamo iz izmerjenih podatkov:

$$m(\pi_f^-\ell^+) = \sqrt{(E(\pi_f) + E(\ell))^2 - |\vec{p}(\pi_f) + \vec{p}(\ell)|^2}, \tag{3.3}$$

$$m(\pi_f^-\ell^+\pi_s^+) = \sqrt{(E(\pi_f) + E(\ell) + E(\pi_s))^2 - |\vec{p}(\pi_f) + \vec{p}(\ell) + \vec{p}(\pi_s)|^2}, \tag{3.4}$$

kjer je $E(\pi_{f,s}) = \sqrt{|\vec{p}_{\pi_{f,s}}|^2 + m_\pi^2}$ in $E(\ell) = \sqrt{|\vec{p}_\ell|^2 + m_\ell^2}$. Gibalne količine izmerimo, o masah delcev pa se odločimo na podlagi informacije o identifikaciji. V primeru, da nevtrino ne odnese energije, je $m(\pi_f^-\ell^+)$ natanko masa mezona D^0, $m(\pi_f^-\ell^+\pi_s^+)$ pa natanko masa mezona D^{*+}; v nasprotnem primeru sta obe spremenljivki manjši od pripadajočih mas. Simulirana



Slika 3.4: **Levo in desno** (enaki sliki, skali na oseh različni): $\Delta m = m(\pi_f^- \ell^+ \pi_s^+) - m(\pi_f^- \ell^+)$ v odvisnosti od energije nevtrina v sistemu delca D^{*+} za posebna primera, ko v sistemu delca D^{*+} razpade D^0 tako, da odleti nevtrino v isti smeri, kot se giba delec D^0 (spodnja krivulja), in v nasprotni smeri (zgornja krivulja). To sta primera, ko Δm doseže ekstrema: $0,14\,\mathrm{GeV}$ in $0,603\,\mathrm{GeV}$. Če je energija nevtrina majhna, je $\Delta m \approx 0,145\,\mathrm{GeV}$, kar je razlika mas D^{*+} in D^0. V minimumu ima Δm vrednost $0,14\,\mathrm{GeV}$, torej vrednost mase nabitega piona. Ker je Δm Lorentzova invarianta, sta ekstremni vrednosti enaki tudi v laboratorijskem sistemu, funkcijska odvisnost od energije nevtrina pa bi bila v tem sistemu drugačna. **Spodaj:** Simulirana porazdelitev razpadov po Δm. Dogodki z vrednostjo Δm pod $0,16\,\mathrm{GeV}$ (navpična črta) predstavljajo vzorec, ki ga uporabimo za meritev.

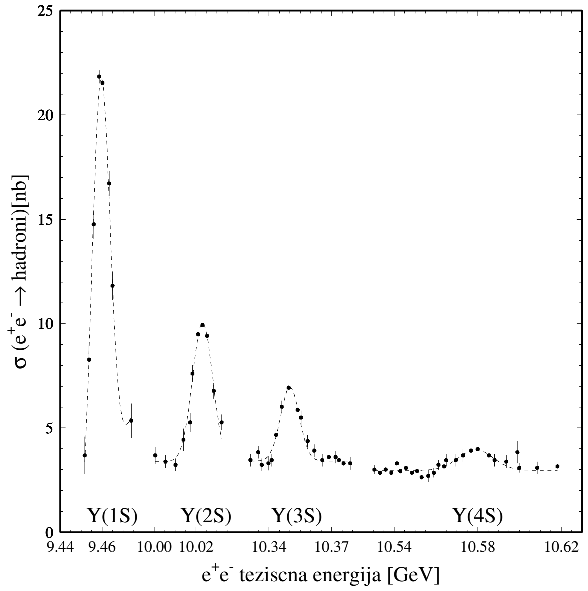
porazdelitev razpadov $D^{*+} \to \pi_s^+ D^0 \to \pi_s^+ \pi_f^- \ell^+ \nu$ po $m(\pi_f^- \ell^+ \pi_s^+)$ je prikazana na sliki 3.2 desno.

Kot opazljivki v nadaljnji analizi bomo uporabili $m(\pi_f^- \ell^+)$ in razliko $\Delta m = m(\pi_f^- l^+ \pi_s^+) - m(\pi_f^- \ell^+)$. Za razpade, pri katerih nevtrino odnese zanemarljivo energijo, je Δm kar enaka razliki mas D^{*+} in D^0, to je $0,145\,\mathrm{G}e\mathrm{V}$. V bližini te vrednosti ostane za razmeroma velik interval energije nevtrina. To je opazno tudi na simuliranih vrednostih Δm, prikazanih na sliki 3.4. Iz izmerjene porazdelitve po $m(\pi_f^- \ell^+)$ bomo dobili rezultat R_0, spremenljivka Δm pa nam bo pomagala bistveno zmanjšati delež ozadja v izmerjeni porazdelitvi števila razpadov po $m(\pi_f^- \ell^+)$.

4. poglavje

Rekonstrukcija

V svoji analizi sem uporabil podatke, zajete z detektorjem BELLE med 20. januarjem 2001 in 1. julijem 2002. Integrirana luminoznost* trkalnika KEKB za to obdobje v energijskem območju, kjer zajemamo podatke, znaša $8,243\text{fb}^{-1}$, kar usteza več kot 26 milijonom analiziranih dogodkov.



Slika 4.1: Odvisnost sipalnega preseka za reakcijo $e^+e^- \to hadroni$ v odvisnosti od težiščne energije elektrona in pozitrona. Prikazane so štiri resonance. Meritve, ki sem jih obdelal za diplomsko delo, so zajete pri energiji $10,052\,\text{G}e\text{V}$, malo pred resonanco $\Upsilon(4s)$.

*Integrirana luminoznost L je parameter, ki je odvisen od intenzitete žarkov, in je povezana s številom reakcij N in reakcijskim presekom σ preko zveze $N = L\sigma$.

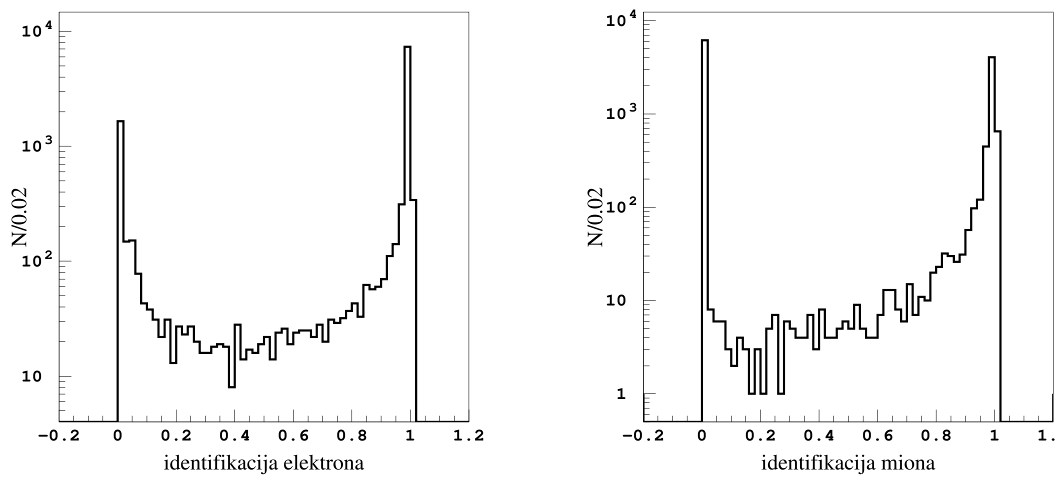
4.1 Izbira delcev

Za analizo uporabimo dogodke, ko je težiščna energija elektrona in pozitrona za $0,06\,\mathrm{GeV}$ manjša od resonančne energije $10,58\,\mathrm{GeV}$ (slika 4.1). S tem si zagotovimo, da imamo opraviti samo z dogodki, ko pri trku elektrona in pozitrona nastane kvark u, d, s ali c s pripadajočim antikvarkom, ne pa tudi par $b\bar{b}$, katerega razpadni produkti bi predstavljali dodaten vir ozadja.

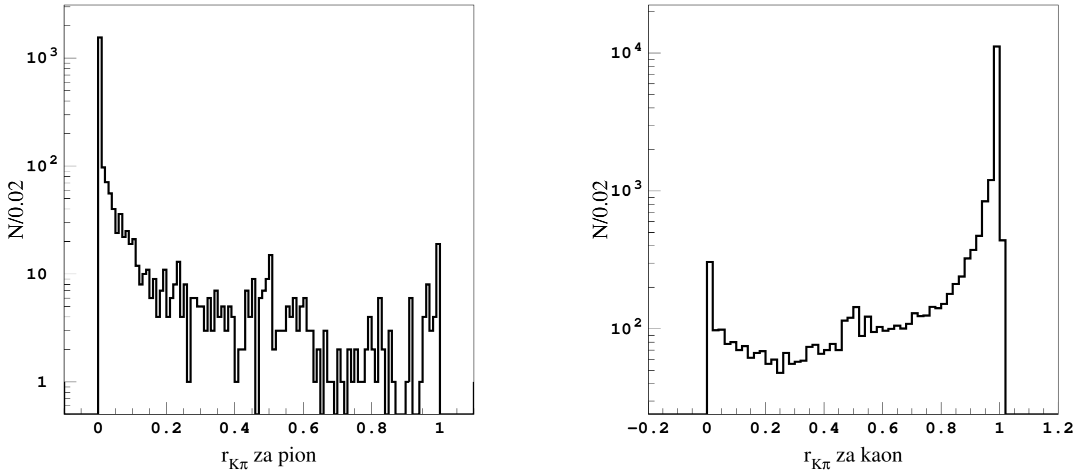
Rekonstruirati želimo razpadno verigo $D^{*+} \to D^0\pi_s^+$, $\quad D^0 \to \pi_f^-\ell^+\nu$. Detektor zazna π_s^+, π_f^- in ℓ^+, delce končnega stanja. V banki zajetih podatkov imamo za vsako sled, ki jo kak delec pusti v detektorju, zapisano gibalno količino, predznak naboja in podatke, iz katerih izračunamo verjetnosti, da je sled zapustil določen delec: število fotoelektronov za števec Čerenkova, vrednost dE/dx in čas preleta detektorja. Elektronska verjetnost $prob(e)$ je verjetnost, da je neko sled v detektorju zapustil elektron; analogno definiramo tudi $prob(\mu)$, $prob(\pi)$ in $prob(K)$. S simulacijo preverimo, kakšne so elektronske verjetnosti sledi, ki jih v detektorju pustijo elektroni. Če bi bil detektor idealen, bi bila porazdelitev elektronov po elektronski verjetnosti δ-funkcija pri 1. Na sliki 4.2 vidimo, da ni tako. 12% elektronov iz semileptonskih razpadov D^0 ima celo elektronsko verjetnost 0 in 52% mionov iz teh razpadov ima mionsko verjetnost 0. To pomeni, da ima elektronska identifikacija boljši izkoristek.

Iz kaonske in pionske verjetnosti sestavimo kvocient

$$r_{K\pi} = \frac{prob(K)}{prob(K) + prob(\pi)}.$$



Slika 4.2: Simulirana porazdelitev elektronov po elektronski verjetnosti (levo) in simulirana porazdelitev mionov po mionski verjetnosti (desno). 75% elektronov pusti v detektorju sled, katere elektronska verjetnost je večja od 0,8. Mionov, ki pustijo sled z mionsko verjetnostjo nad 0,8, pa je 46%. Elektronska identifikacija ima boljši izkoristek od mionske. Grafa sta v logaritemski skali.



Slika 4.3: Simulirana porazdelitev po kvocientu $r_{K\pi}$ za pione (levo) in kaone (desno). Z zahtevo $r_{K\pi} < 0,2$ zavrnemo 13% vseh pionov in 95% vseh kaonov iz obravnavanih semileptonskih razpadov mezona D^0. Prepuščene delce tako sestavlja okrog 65% pionov in 35% kaonov. (To drži, če upoštevamo le pione in kaone. Lahko pa tudi elektron in še zlasti mion napačno identificiramo kot pion.) Grafa sta v logaritemski skali.

Če bi bil detektor idealen, bi bila porazdelitev delcev po kvocientu $r_{K\pi}$ za pione δ-funkcija z vrhom pri 0, porazdelitev za kaone pa pri 1. Na sliki 4.3 pa vidimo, da je verjetnost, da pion identificiramo kot kaon, kar znatna, pa tudi obratno.

Ob vsakem dogodku izberemo kandidate za tri delce končnega stanja našega procesa po naslednjih kriterijih.

Kandidati za π_s^+ so vse sledi z gibalno količino $p < 0,6\,\mathrm{GeV}$ in pozitivnim nabojem. Identifikacija tako počasnih delcev je slaba, zato ne postavimo nobenih zahtev na $r_{K\pi}$.

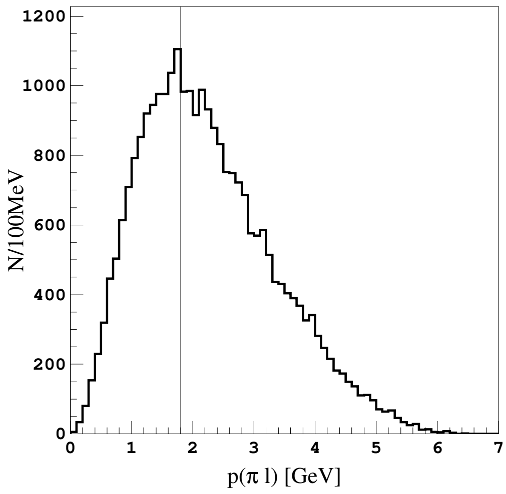
Izmed preostalih sledi izberemo za kandidate za pozitrone tiste, ki imajo elektronsko verjetnost večjo od 0,8 in pozitiven naboj. Kandidati za mione so sledi pozitivno nabitih delcev z mionsko verjetnostjo večjo od 0,8. Oba kriterija si izberemo na podlagi simulirane identifikacijske verjetnosti za elektron in mion, prikazane na sliki 4.2.

Izmed preostalih sledi so kandidati za π_f^- tisti, ki imajo kvocient $r_{K\pi} < 0,2$ in so negativno nabiti. Zaradi razmeroma visoke meje na $r_{K\pi} < 0,2$ je med hitrimi pioni kar nekaj kaonov, izkaže se celo, da kar okrog tretjina: slika 4.3. Ker je vseh kaonskih razpadov okrog desetkrat† več kot pionskih, je ta rez razmeroma učinkovit. Obenem ne želimo zavrniti prevelikega števila kaonskih razpadov. Razvejitveno razmerje za $D^0 \to \pi^-\ell^+\nu$ bomo namreč določili iz razmerja $Br(D^0 \to \pi^-\ell^+\nu)/Br(D^0 \to K^-\ell^+\nu)$. Zanesljivost določitve le-tega pa je odvisna tudi od števila kaonov v izbranem vzorcu.

Ena od količin, ki nam bodo pomagale izboljšati razmerje med signalom in kombinatoričnim ozadjem (oba izraza bom podrobneje razložil kasneje), je skupna gibalna količina hitrega piona in leptona $p(\pi_f^-\ell^+)$. Simulirana porazdelitev obravnavanih razpadov po tej

†Natančnejša vrednost za to razmerje je natanko tisto, kar bi radi izmerili z našo analizo.

količini je na sliki 4.4. Za sledi, ki jih izbiramo, zahtevamo $p(\pi_f^- \ell^+) > 1,8\,\mathrm{GeV}$. S tem rezom prepustimo znatno večji delež signala kot ozadja. Podrobnejša utemeljitev sledi v naslednjem podpoglavju.

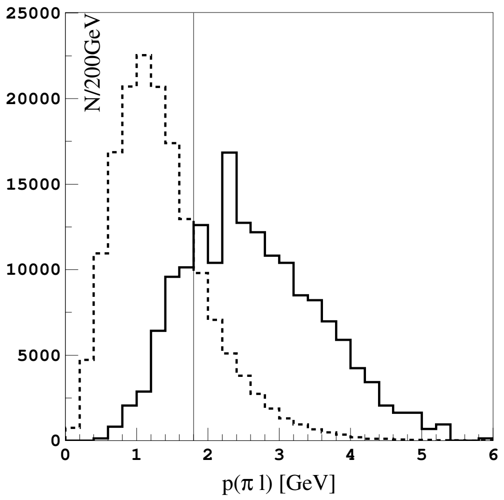


Slika 4.4: Porazdelitev po gibalni količini sistema $\pi_f^- \ell^+$ za simulirane semileptonske razpade mezona D^0. Navpična črta označuje vrednost $1,8\,\mathrm{GeV}$, najnižjo vrednost, ki jo zahtevamo pri selekciji dogodkov.

Še znatno večji delež ozadja zavrnemo z rezom na Δm. Kinematična limita za $m(\pi_f^- \ell^+)$ je $1,865\,\mathrm{GeV}$, to je masa delca D^0: slika 3.2. Vrednosti $m(\pi_f^- \ell^+)$ blizu $1,865\,\mathrm{GeV}$ ustrezajo razpadom, pri katerih nevtrino odnese zelo malo energije. Nižje vrednosti $m(\pi_f^- \ell^+)$ dobimo, ko nevtrino odnese več energije. Za $m(\pi_f^- \ell^+ \pi_s^+)$ je sklep enak: njena zgornja meja je $m(D^{*+})$ in je dosežena, ko nevtrino ne odnese energije. Razlika obeh količin $\Delta m = m(\pi_f^- \ell^+ \pi_s^+) - m(\pi_f^- \ell^+)$ je odvisna od smeri in energije nevtrina, zavzema pa vrednosti v intervalu $0,14\,\mathrm{GeV} < \Delta m < 0,603\,\mathrm{GeV}$ (levi graf slike 3.4). Spodnji graf slike 3.4 kaže, da je porazdelitev po Δm razmeroma ostra, kar je zelo ugodno za zmanjšanje deleža ozadja. Za končen vzorec bomo izbrali razpade z $\Delta m < 0,16\,\mathrm{GeV}$, kar bomo utemeljili v naslednjem podpoglavju.

4.2 Kombiniranje sledi in izločanje ozadja

Ko smo po opisanih kriterijih določili kandidate za π_s^+, π_f^- in ℓ^+, napravimo vse možne kombinacije izbranih sledi. V vsakem dogodku je lahko največ ena kombinacija prava, taka, katere delci res izvirajo iz naše razpadne verige. Te kombinacije imenujemo signalne kombinacije ali na kratko signal. Tipično pa dobimo več kombinacij sledi, kajti zgoraj navedenim kriterijem za vsakega od delcev v končnem stanju našega procesa lahko ustreza tudi več kandidatov. Kombinacije, katerih delci ne izvirajo iz našega procesa, bomo imenovali kombinatorično ozadje.



Slika 4.5: Porazdelitev po skupni gibalni količini delcev $\pi_f^- \ell^+$. Črtkana črta predstavlja ozadje, polna pa signal normiran tako, kot če bi bilo signalnih kombinacij enako kot ozadja. V resnici je brez upoštevanja selekcijskih kriterijev signala okoli 0,1%.

Dogodke, ki jih analiziramo, lahko razdelimo v tri skupine:

1.) Dogodki s parom kvarkov $c\,\overline{c}$ v začetnem stanju (po anihilaciji e^+e^-), ki vsebujejo iskani razpadni kanal. Takih je okoli 3% vseh dogodkov s parom $c\overline{c}$ v začetnem stanju.

2.) Ostali dogodki s parom kvarkov $c\,\overline{c}$ v začetnem stanju, ki našega razpadnega kanala ne vsebujejo. Takih je okoli 97% vseh dogodkov s parom $c\,\overline{c}$ v začetnem stanju.

3.) Dogodki s parom kvarkov $u\,\overline{u}$, $d\,\overline{d}$ ali $s\,\overline{s}$ v začetnem stanju. Teh dogodkov je 1,6-krat več kot dogodkov s parom kvarkov $c\,\overline{c}$ in ne vsebujejo našega razpadnega kanala.

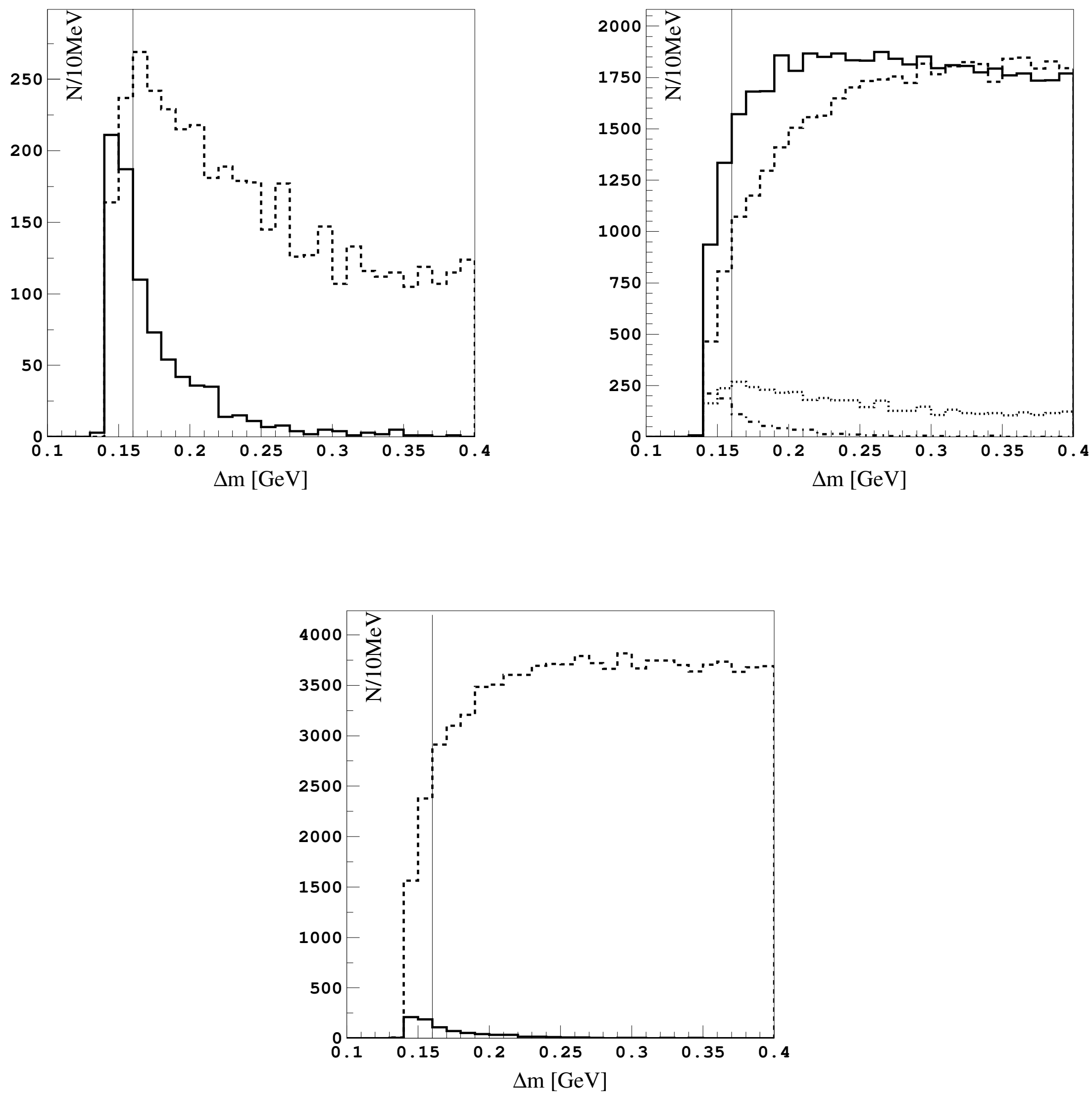
Signal dobimo samo iz dogodkov pod točko 1.), ki jih je precej manj kot dogodkov pod točkama 2.) in 3.). H kombinatoričnemu ozadju pa prispevajo seveda vse vrste dogodkov, zato ga je mnogo več kot signala. Da dobimo čim natančnejši rezultat, moramo delež ozadja v celotnem vzorcu čim bolj zmanjšati.

V ta namen smo si v prejšnjem podpoglavju ogledali simulirano porazdelitev signala po $p(\pi_f^- l^+)$ in Δm. Porazdelitvi na slikah 3.4 in 4.4 sta dobljeni iz generirane informacije, ki jo dobimo v prvem koraku Monte Carlo simulacije. Pri tem še niso upoštevane karakteristike detektorja ali kakršni koli kriteriji o izbiri sledi za kandidate razpadnih produktov obravnavanega razpada.

Sedaj si ogledamo še porazdelitev po $p(\pi_f^- \ell^+)$ in Δm za rekonstruirano informacijo, to je drugi korak Monte Carlo simulacije, ko simuliramo odziv detektorja. Sledi izberemo po navedenih kriterijih, ne upoštevamo le rezov na $p(\pi_f^- \ell^+)$ in Δm, ki ju bomo sedaj upravičili. Napravimo vse možne kombinacije sledi in jih razdelimo na signal in ozadje. Tako dobljeni simulirani porazdelitvi obravnavanih razpadov D^0 in kombinatoričnega ozadja po $p(\pi_f^- \ell^+)$

kaže slika 4.5. Porazdelitvi se močno razlikujeta. Gibalne količine parov $\pi_f^- \ell^+$ so za signal tipično višje kot za ozadje.

Če sprejemamo le kombinacije, kjer je skupna gibalna količina leptona in piona večja od $1,8\,\mathrm{G}e\mathrm{V}$, se znebimo 80% ozadja, signala pa izgubimo le 21% (slika 4.5). Razmerje med



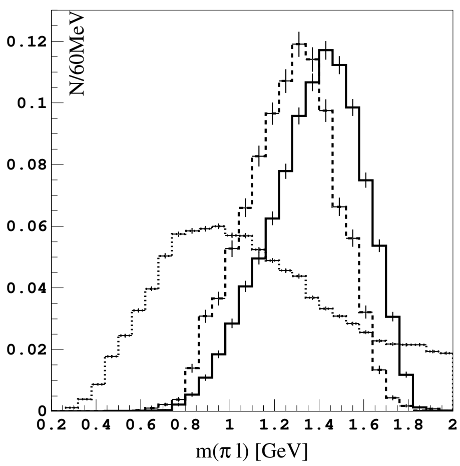
Slika 4.6: Primerjava porazdelitev po Δm za signal in ozadje. **Levo:** polna črta - signal; črtkano - ozadje, ki pride iz dogodkov, ki vsebujejo naš razpad. **Desno:** polna črta - ozadje iz tistih dogodkov s kvarkom c v začetnem stanju, ki ne vsebujejo našega razpada; črtkano - ozadje iz dogodkov s kvarkom u, d ali s v začetnem stanju. Pri dnu slike sta (za primerjavo velikosti) še obe krivulji z levega grafa. **Spodaj:** polna črta - signal; črtkano - celotno ozadje. S tega grafa razberemo, kako majhen je delež signala tudi po rezu pri $\Delta m = 0,16\,\mathrm{G}e\mathrm{V}$.

deležem prepuščenega signala in deležem prepuščenega ozadja je $79/20 \approx 4$. Če režemo pri višjih vrednostih gibalne količine $\pi_f^- \ell^+$, se to razmerje povečuje lahko tudi do precej velikih vrednosti, kar je na prvi pogled ugodno, a v tem primeru lahko izgubimo preveč signala in se natančnost spet zmanjšuje.

Nazadnje si ogledamo porazdelitev signala in ozadja po $\Delta m = m(\pi_f^- \ell^+ \pi_s^+) - m(\pi_f^- \ell^+)$. Z grafov na sliki 4.6 je razvidno, da ima signal razmeroma ozek in visok vrh ravno v območju, kjer je ozadja najmanj. To je zelo ugodno: z zahtevo $\Delta m < 0,16\,\mathrm{GeV}$ zajamemo 52% signala in le nekaj odstotkov ozadja. Z spodnjega grafa slike 4.6 pa razberemo, da bo tudi po tem rezu ozadja še vedno mnogo več kot signala.

4.3 $m(\pi_f^- \ell^+)$

Količina, z opazovanjem katere bomo iz izmerjenih podatkov izluščili rezultat, bo $m(\pi_f^- \ell^+)$, definirana v enačbi 3.3.

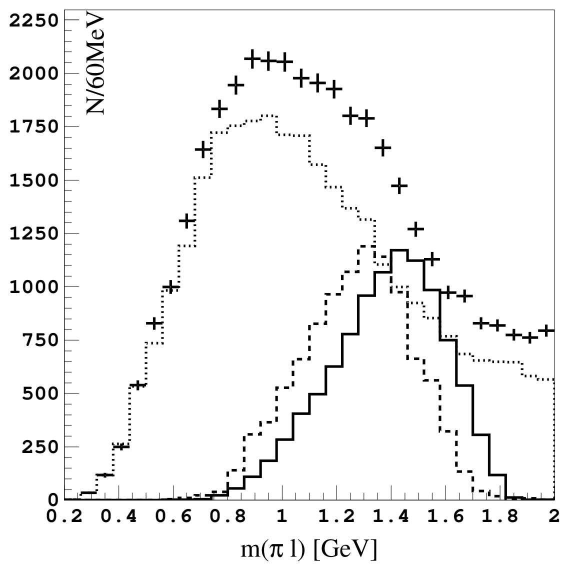


Slika 4.7: Količina $m(\pi_f^- \ell^+)$ za pionski signal (polna črta), kaonski signal (črtkano) in kombinatorično ozadje (pikčasto). Označene so tudi statistične napake na posameznih kanalih porazdelitev. Porazdelitve so normirane tako, da je njihova ploščina enaka 1.

Slika 3.2 prikazuje simulirano porazdelitev po $m(\pi_f^- \ell^+)$ za generirano informacijo, slika 4.7 pa za rekonstruirano informacijo in le za tiste dogodke (obravnavane pionske in kaonske razpade ter dogodke ozadja), ki ustrezajo našim selekcijskim kriterijem, vključno z rezoma na $p(\pi_f^- \ell^+)$ in Δm.

Signal razdelimo na dva dela: pionski signal in kaonski signal. Pionski signal imenujemo tiste kombinacije $\pi_f^- \ell^+ \pi_s^+$, ki izvirajo iz razpadne verige $D^{*+} \to \pi^+ D^0 \to \pi^+ \boxed{\pi^-} \ell^+ \nu$, kaonski signal pa tiste, ki izvirajo iz $D^{*+} \to \pi^+ D^0 \to \pi^+ \boxed{K^-} \ell^+ \nu$.

Vsaka vrsta dogodkov (pionski signal, kaonski signal in kombinatorično ozadje) ima značilno porazdelitev po $m(\pi_f^- \ell^+)$: slika 4.7. Porazdelitvi za pionski in kaonski signal sta



Slika 4.8: Na realnih podatkih izmerjena porazdelitev po $m(\pi_f^- \ell^+)$ (križci). Poleg so narisane še simulirane porazdelitve po $m(\pi_f^- \ell^+)$ za pionski signal (polna črta), kaonski signal (črtkano) in kombinatorično ozadje (pikčasto), podobno kot na sliki 4.7.

si precej podobni, le da je kaonska pomaknjena proti nižjim vrednostim $m(\pi_f^- \ell^+)$. To je posledica izračuna $m(\pi_f^- \ell^+)$ po enačbi 3.3, kjer vsem sledem, ki zadoščajo izbirnim kriterijem, pripišemo maso piona. Ker imajo kaoni v resnici višjo maso, je rezultat izračuna nižja invariantna masa para $\pi_f^- \ell^+$. Oblika porazdelitve ozadja se razlikuje od obeh porazdelitev za semileptonske razpade. Tako v intervalu pod $0,6\,\mathrm{GeV}$, kot tudi nad $1,8\,\mathrm{GeV}$ je prisotno skoraj samo ozadje, kar nam v končnem prilagajanju omogoča dokaj natančno določitev deleža ozadja v vzorcu. Zaradi razlike med kaonsko in pionsko porazdelitvijo je celotna porazdelitev po $m(\pi_f^- \ell^+)$ občutljiva na deleža vsake posamezne komponente.

V naslednjem koraku določimo količnik razvejitvenih razmerij $Br(D^0 \to \pi^- \ell^+ \nu)/Br(D^0 \to K^- \ell^+ \nu)$ s prilagajanjem opisanih simuliranih porazdelitev na porazdelitev izbranega vzorca izmerjenih podatkov, ki je prikazana na sliki 4.8.

5. poglavje

Določitev količnika R_0

Porazdelitev kombinacij po $m(\pi_f^- \ell^+)$ za realne podatke vsebuje pionski signal, kaonski signal in ozadje. Zanima nas količnik razvejitvenih razmerij

$$R_0 = \frac{Br(D^0 \to \pi^- \ell^+ \nu)}{Br(D^0 \to K^- \ell^+ \nu)} = \frac{N_{tot}(\pi)}{N_{tot}(K)} = \frac{N(\pi)}{N(K)} \frac{\varepsilon_K}{\varepsilon_\pi} = \frac{f_\pi}{f_K} \frac{\varepsilon_K}{\varepsilon_\pi}. \tag{5.1}$$

Z f_π in f_K sem označil deleža pionskega in kaonskega signala v izmerjeni porazdelitvi po $m(\pi_f^- \ell^+)$. $N_{tot}(\pi)$ je število vseh pionskih razpadov v izmerjenih podatkih, $N(\pi)$ pa število tistih pionskih razpadov iz izmerjenih podatkov, ki ustrezajo vsem kriterijem, po katerih smo izbirali razpade. Med obema številoma velja zveza $N(\pi) = \varepsilon_\pi N_{tot}(\pi)$, kjer je ε_π izkoristek izbirnih kriterijev za pionske razpade. Izkoristek določimo s pomočjo simuliranih razpadov kot delež vseh generiranih razpadov $Br(D^0 \to \pi^- \ell^+ \nu)$, ki ostanejo v vzorcu po končni izbiri dogodkov. Če z $N_{tot}^{sim}(\pi)$ označim število vseh generiranih pionskih razpadov, in z $N^{sim}(\pi)$ število tistih, ki ustrezajo postavljenim kriterijem, je $\varepsilon_\pi = N^{sim}(\pi)/N_{tot}^{sim}(\pi)$. Analogno velja tudi za kaonske razpade.

5.1 Prilagajanje

Deleža pionskega in kaonskega signala v izmerjeni porazdelitvi po $m(\pi_f^- \ell^+)$ določimo s prilagajanjem simuliranih porazdelitev izmerjeni. Prilagajanje izvedemo tako, da minimiziramo funkcijo

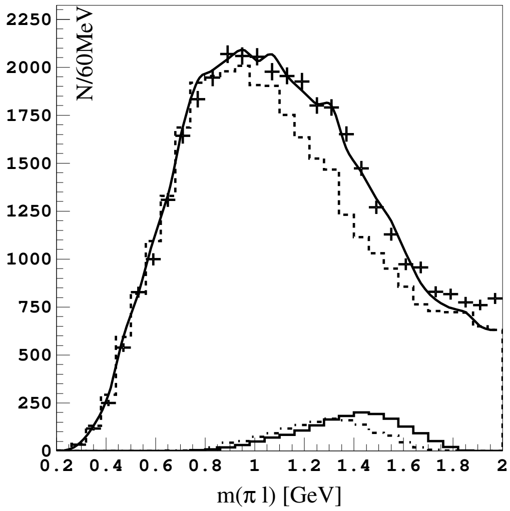
$$\chi^2 = \frac{1}{N_{bin} - N_{par} - 1} \sum_{i=1}^{N_{bin}} \frac{(N(m_i) - N_t(m_i))^2}{\sigma^2(N(m_i))}, \tag{5.2}$$

kjer je $N(m_i)$ število dogodkov v $i-$tem kanalu izmerjene porazdelitve po $m(\pi_f^- \ell^+)$, $N_t(m_i)$ teoretična napoved, to je število simuliranih dogodkov v $i-$tem kanalu porazdelitve po $m(\pi_f^- \ell^+)$, $\sigma(N(m_i))$ pa napaka na številu izmerjenih dogodkov v $i-$tem kanalu. Napaka na številu dogodkov v posameznem kanalu histograma je določena s Poissonsko porazdelitvijo, $\sigma(N(m_i)) = \sqrt{N(m_i)}$. N_{bin} je število kanalov porazdelitve po $m(\pi_f^- \ell^+)$ (izbrali smo $N_{bin} = 30$), N_{par} pa število prostih parametrov prilagajanja, v našem primeru $N_{par} = 3$.

Ker je vzorec je sestavljen iz treh prispevkov, pionskega signala, kaonskega signala in ozadja, nastavimo $N_t(m_i)$ v obliki

$$N_t(m_i) = f_{norm}\left[f_\pi n_\pi(m_i) + f_K n_K(m_i) + (1 - f_\pi - f_K)\, n_{oz}(m_i)\right]. \tag{5.3}$$

Pri tem so f_{norm}, f_π in f_K prosti parametri prilagajanja, $n_\pi(m_i)$, $n_K(m_i)$ in $n_{oz}(m_i)$ pa število dogodkov v $i-$tem kanalu ustrezne normirane porazdelitve; normalizacija je taka, da je vsota vseh vnosov v histogram enaka 1, kot je prikazano na sliki 4.7.



Slika 5.1: Izmerjena porazdelitev po $m(\pi_f^- \ell^+)$ (križci), posamezni simulirani prispevki k tej porazdelitvi v razmerjih, kakršna nam da prilagajanje izmerjeni porazdelitvi (polna črta - pionski signal, pika-črta kaonski signal, črtkano - ozadje) in rezultat prilagajanja (gladka krivulja).

Iz analiziranih $26\cdot 10^6$ izmerjenih dogodkov dobimo 36 559 kombinacij $\pi_f^- \ell^+ \pi_s^+$ in nabojno konjugiranih kombinacij, ki ustrezajo našim selekcijskim kriterijem. Rezultat prilagajanja, prikazan tudi na sliki 5.1, je:

$$f_\pi = 0,0468 \pm 0,0082$$
$$f_K = 0,0386 \pm 0,0095$$
$$f_{norm} = 36\,560 \pm 191$$

Velikost χ^2, preračunana na prostostno stopnjo, znaša 4,46.

5.2 Rezultat

Z upoštevanjem izkoristkov, izvrednotenih na simuliranih dogodkih, $\varepsilon_\pi = (10,3 \pm 0,6)\%$ in $\varepsilon_K = (0,47 \pm 0,04)\%$, dobimo iz prilagajanih parametrov in enačbe 5.1 rezultat

$$R_0 = 0,055 \pm 0,017.$$

Pri pregledu rezultatov prilagajanja (slika 5.1) lahko ugotovimo, da je ujemanje med podatki in prilagajano krivuljo slabo v območju $m(\pi_f^- \ell^+)$ nad $1,8\,\mathrm{GeV}$. To je tudi razlog za dokaj slabo vrednost $\chi^2 = 4,46$. Ker je ta interval vrednosti $m(\pi_f^- \ell^+)$ populiran skoraj izključno z dogodki ozadja, lahko posumimo, da teoretična napoved (simulirani razpadi) za ozadje ne popiše zadovoljivo izmerjenih podatkov. Zaradi velikega deleža ozadja v izbranem vzorcu (91%) lahko tako neujemanje privede do precejšnje napake pri vrednosti deleža pionskega in kaonskega signala. Omenjenim težavam se izognemo na način, opisan v naslednjem razdelku.

5.3 Izboljšave

V tem podpoglavju poskušamo porazdelitev po $m(\pi_f^- \ell^+)$ za ozadje dobiti iz izmerjenih dogodkov namesto iz simulacije. Nato poskusimo še z ostrejšim rezom na Δm. Ob koncu poglavja navajam nekaj idej za nadaljnje izboljšanje rezultata.

5.3.1 Napačne nabojne kombinacije

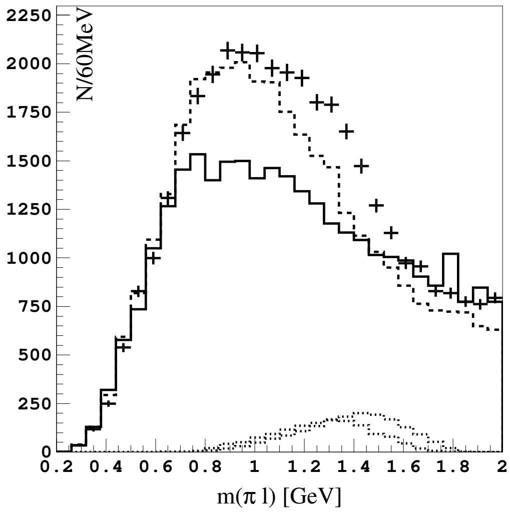
Domnevamo, da so tiste kombinacije $\pi_f^- \ell^+ \pi_s^+$, ki predstavljajo ozadje, v večini sestavljene iz delcev, ki prihajajo iz različnih procesov in njihove gibalne količine in energije niso korelirane. Pri realnih podatkih seveda ne vemo, katere kombinacije $\pi_f^- \ell^+ \pi_s^+$ so prišle iz obravnavanega razpada, katere pa so ozadje. Če pa pri realnih podatkih vzamemo kombinacije $\pi_f^- \ell^- \pi_s^+$, $\pi_f^+ \ell^- \pi_s^+$ in $\pi_f^+ \ell^+ \pi_s^+$, zanje zagotovo vemo, da ne prihajajo iz našega razpada, ker so naboji posameznih delcev napačni. Če so te t.i. napačne nabojne kombinacije tudi sestavljene iz povsem naključno izbranih nekoreliranih delcev, sklepamo, da bo porazdelitev po $m(\pi_f^- \ell^+)$ teh napačnih nabojnih kombinacij enaka kot porazdelitev za tiste prave nabojne kombinacije, ki predstavljajo ozadje. Z drugimi besedami, iz realnih podatkov bi lahko obliko porazdelitve za kombinatorično ozadje dobili tako, da bi vzeli kar porazdelitev napačnih nabojnih kombinacij. Predvidevamo, da bo oblika porazdelitve za napačne nabojne kombinacije podobna tisti, ki jo dobimo za ozadje iz Monte Carlo simulacije, želimo pa si, da bi se bolje prilegala izmerjeni porazdelitvi za prave nabojne kombinacije v tistem območju $m(\pi_f^- \ell^+)$, kjer simulirana porazdelitev ozadja odpove, to je v območju $1,8 < m(\pi_f^- \ell^+)$. Primerjava vseh treh porazdelitev je na sliki 5.2.

S slike 5.2 je razvidno, da se porazdelitev napačnih nabojnih kombinacij ne ujema s simulirano porazdelitvijo ozadja. Navkljub pričakovanjem ta porazdelitev neustrezno popiše izbrane podatke.

Dejstva, da napačne nabojne kombinacije tako slabo opišejo kombinatorično ozadje za prave nabojne kombinacije, ne uspem pojasniti niti z upoštevanjem nekaterih razpadnih kanalov mezona D^0, ki prispevajo k ozadju pravih nabojnih kombinacij. Ti razpadni kanali so:

$$D^0 \to K^+\pi^-, \quad K^{*-}\ell^+\nu, \quad K^-\pi^+\pi^0.$$

Gibalne količine delcev, ki pridejo iz teh razpadov, so korelirane, zato ti razpadi v Monte Carlo simuliranem ozadju in v ozadju pravih nabojnih kombinacij prispevajo neko obliko, ki



Slika 5.2: Porazdelitev po $m(\pi_f^- \ell^+)$ za prave nabojne kombinacije (križci), napačne nabojne kombinacije (polna črta) in simulirano ozadje (črtkano). Pikčasto sta narisani porazdelitvi za pionski in kaonski signal.

je v porazdelitvni napačnih nabojnih kombinacij ni. A izkaže se, da je prispevek teh kanalov zanemarljiv.

Veljalo bi še preveriti, kateri razpadi bi lahko prispevali kako značilno obliko pri porazdelitvi po $m(\pi_f^- \ell^+)$ za napačne nabojne kombinacije, in jih nato s primernimi kriteriji izločiti iz nadaljne analize. Da imamo v tej porazdelitvi tudi neke posebne prispevke, sklepamo po zelo opaznem vrhu pri $m(\pi_f^- \ell^+) = 1,8\,\mathrm{GeV}$ (slika 5.2, porazdelitev za napačne nabojne kombinacije).

5.3.2 Ostrejši rez na Δm

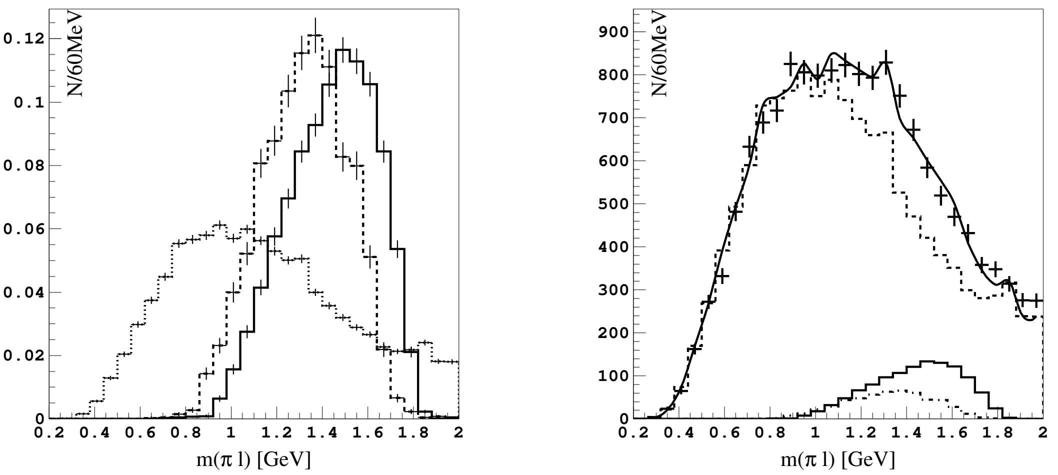
S slike 4.6 je razvidno, da se bo razmerje med prepuščenim ozadjem in signalom izboljšalo, če postavimo še ostrejšo mejo za Δm. Namesto $\Delta m < 0,16\,\mathrm{GeV}$ zahtevamo $0,14 < \Delta m < 0,15\,\mathrm{G}e\mathrm{V}$.

Čeprav je delež ozadja po tej zaostritvi še vedno velik (88%), je rezultat prilagajanja tu bistveno boljši. S slike 5.3 je razvidno, da simulirano ozadje v tem primeru zadovoljivo opiše izmerjeno porazdelitev.

Rezultat prilagajanja zopet prevedemo v izračun R_0, kjer upoštevamo izkoristka za pionski in kaonski signal. Ta sta sedaj nižja zaradi ostrejše zahteve na Δm in znašata $\varepsilon_\pi = (5,2 \pm 0,4)\%$ in $\varepsilon_K = (0,268 \pm 0,011)\%$. Rezultat je

$$R_0 = 0,100 \pm 0,037.$$

Preverimo lahko še vpliv biniranja porazdelitev. Prilagajanje ponovimo za različne širine kanalov v histogramu $m(\pi_f^- \ell^+)$. Spodnja tabela kaže, da se vsi rezultati ujemajo v okviru



Slika 5.3: **Levo:** Simulirana porazdelitev kombinacij po $m(\pi_f^- \ell^+)$ za kombinacije z $0,14\,\mathrm{GeV} < \Delta m < 0,15\,\mathrm{GeV}$: polna črta - pionski signal, črtkano kaonski signal, pikčasto - ozadje. Porazdelitve so normirane tako, da je ploščina pod krivuljami 1. **Desno:** Izmerjena porazdelitev po $m(\pi_f^- \ell^+)$ (križci), posamezni simulirani prispevki k tej porazdelitvi v razmerjih, kakršna nam da prilagajanje izmerjeni porazdelitvi (polna črta - kaonski signal, pika-črta kaonski signal, črtkano - ozadje) in rezultat prilagajanja (gladka krivulja).

statistične napake:

število kanalov	R_0	χ^2
30	0,100 ± 0,037	2,0
40	0,100 ± 0,038	2,1
50	0,111 ± 0,044	1,5
60	0,101 ± 0,038	1,3
75	0,086 ± 0,029	1,4
100	0,105 ± 0,040	1,1

S pomočjo Monte Carlo simulacije smo ugotovili, da je resolucija detektorja na $m(\pi_f^- \ell^+)$ $3\,\mathrm{MeV}$, razen za manjši delež slabše izmerjenih sledi, kjer znaša $12\,\mathrm{MeV}$. Z delitvijo intervala $[0,2\,\mathrm{GeV} - 2\,\mathrm{GeV}]$ na 100 kanalov torej še nismo dosegli zgornje meje za število kanalov, saj je širina kanala $18\,\mathrm{MeV}$. Druga omejitev za število kanalov je, naj bo v vsakem dovolj dogodkov, da je statistična napaka dovolj majhna. Po tem kriteriju je 100 kanalov verjetno kar zgornja meja glede na število dogodkov, ki jih imamo na voljo. Za kaonski signal, za katerega imamo najmanj simuliranih dogodkov, vsebujejo tedaj kanali povprečno okrog 80 dogodkov.

5.3.3 Nadaljnje izboljšave

Ena izmed možnih izboljšav, ki veliko obetajo, je zmanjšanje deleža ozadja v izbranem vzorcu. V ta namen sem si že okvirno ogledal sestavo ozadja na tistih simuliranih dogodkih s parom kvarkov $c\,\overline{c}$ v začetnem stanju, ki ne vsebujejo našega razpada, in ugotovil naslednje:

- Med kandidati za π_s je 85% pionov, 40% jih prihaja iz D^{*+}.
- Med kandidati za leptone je le 60% pravih leptonov, ostalo pa so pioni. Večinoma so mionski kandidati tisti, ki so v resnici pioni. Z zaostritvijo mionske selekcije bomo poskrbeli, da bo teh pionov manj.
- Med kandidati za π_f je 95% pionov, 10% jih prihaja iz D^0. Kar 25% jih prihaja iz K_s, ki razpade na dva piona. Zato bomo iz kandidatov za π_f izločili vse pione, ki dajo skupaj s še enim pionom maso K_s.

Navedeno velja za dogodke, ki ustrezajo aktualnim selekcijskim kriterijem z $\Delta m < 0,16$. Poleg tega bi verjetno veljalo zaostriti tudi rez na skupni gibalni količini leptona in hitrega piona.

Ob zmanjšanjem ozadju bi lahko izvedli prilagajenje po več intervalih Δm hkrati. V posameznih intervalih Δm je namreč razlika med obliko porazdelitve po $m(\pi_f^- \ell^+)$ za kaonske in pionske semileptonske razpade znatnejša, s tem pa lahko natančneje določimo delež pionskih in kaonskih razpadov v vzorcu.

Veliko možnosti za izboljšave pa nudijo podatki zabeleženi v vrhu resonance $\Upsilon(4s)$. Teh je namreč občutno več: integrirana luminoznost je približno $67,8\text{fb}^{-1}$. Ob ustreznih selekcijskih kriterijih lahko torej upamo na kar okoli 8 do 9 krat večjo statistično moč izbranega vzorca, s tem pa na relativno statistično napako okoli 15%. Taka analiza bo predstavljala trenutno najnatančnejšo meritev razmerja R_0.

6. poglavje

Določitev razvejitvenega razmerja $Br(D^0 \to \pi^- \ell^+ \nu)$

V nadaljevanju bomo kot rezultat meritve R_0 uporabili rezultat prilagajanja na vzorcu z ostrejšim rezom na Δm, $R_0 = 0,100 \pm 0,037$. Prilagajanje smo v tem primeru sicer izvedli na manjšem vzorcu, kar je povečalo statistično napako, vendar zaradi boljšega ujemanja prilagojene porazdelitve pričakujemo, da bodo prispevki sistematskih napak manjši.

Napaka ob navedenem rezultatu za R_0 je le posledica statistične napake, ki jo dobimo iz napake na parametrih prilagajanja. Upoštevati pa moramo še sistematično napako. Ker je vzorec simuliranih razpadov končno velik, sta izkoristka ε_π in ε_K znana s končno natančnostjo. Relativna napaka njunega kvocienta znaša 10%. Upoštevati moramo še sistematične napake, ki izvirajo iz tega, da simulacija opiše detektor le s končno natančnostjo. Ker merimo količnik razvejitvenih razmerij, se vse te napake pokrajšajo, razen napake na izkoristku pionske identifikacije, ki relativna znaša 2,2%. Tretji vir sistematične napake izhaja iz dejstva, da simulacija temelji na sedanjem teoretičnem modelu, v katerem oblikovna faktorja $f_+^{\pi,K}(q^2)$ nista natančno znana. Ta faktor do neke mere vpliva na porazdelitve $m(\pi_f^- \ell^+)$ in Δm. Napako ocenimo [3] na 6%. Skupna ocena za sistematično napako je tedaj 12%:

$$R_0 = 0,100 \pm 0,037 \pm 0,012.$$

Dobljeni rezultat se ujema s svetovnim povprečjem, $R_0 = 0,101 \pm 0,017$ [1], ki pa je znano le za elektrone. Ujema se tudi z meritvijo z detektorjem Cleo in ima podobno zanesljivost: $R_0 = 0,103 \pm 0,039 \pm 0,013$ [3]. Če upoštevamo že izmerjeno velikost razvejitvenega razmerja $Br(D^0 \to K^- \ell^+ \nu) = (3,50 \pm 0,17)\%$ [1], od tod določimo razvejitveno razmerje

$$\boxed{Br(D^0 \to \pi^- \ell^+ \nu) = (3,50 \pm 1,37) \cdot 10^{-3}}.$$

7. poglavje

Povzetek

V diplomskem delu sem na podatkih, zajetih z detektorjem BELLE, meril količnik $R_0 = \frac{Br(D^0 \to \pi^- \ell^+ \nu)}{Br(D^0 \to K^- \ell^+ \nu)}$ razvejitvenih razmerij semileptonskih razpadov mezona D^0. Obravnaval sem trke med elektroni in pozitroni s težiščno energijo $10,52\,\mathrm{G}e\mathrm{V}$. Integrirana luminoznost znaša $8,244 fb^{-1}$, kar ustreza približno 26 milijonom dogodkov.

Ker nevtrina, ki odnese neznano količino energije, v detektorju ne zaznamo, je te razpade težko ločiti od kombinatoričnega ozadja. Delež ozadja zmanjšamo z rezom na skupni gibalni količini hadrona in leptona iz razpada D^0, $p(\pi^- \ell^+)$, in rezom na količini $\Delta m = m(\pi_f^- \ell^+ \nu) - m(\pi_f^- \ell^+)$. Iz končnega vzorca, v katerem je okrog 90% ozadja in 10% signala, dobimo rezultat

$$R_0 = 0,100 \pm 0,037 \pm 0,012,$$

ki se zelo dobro ujema z ostalimi dosedanjimi meritvami. Ob znanem razvejitvenem razmerju $Br(D^0 \to K^- \ell^+ \nu) = (3,50 \pm 0,17)\%$ izračunamo

$$Br(D^0 \to \pi^- \ell^+ \nu) = (3,50 \pm 1,37) 10^{-3}.$$

Relativna napaka znaša okrog 40%. Pričakujem, da se bo napaka meritve razvejitvenega razmerja bistveno zmanjšala (pod 20%) z izboljšavo izbirnih kriterijev, posebno ko bo analiza zajela večji vzorec podatkov.

Literatura

[1] D.E.Groom et al, Particle Data Group, Eur.Phys.Jour. C15, 1 (2000).

[2] P.L.Frabetti et al., FNAL E687 Collab., Phys.Lett. B382 (1996) 112.

[3] F.Butler et al, Cleo Collab., Phys.Rev. D52, 2656 (1995).

[4] F.Halzen in A.Martin, Quarks and Leptons, Wiley, 1984.

[5] V.Lubicz et al., Phys.Lett. B 274, 415 (1992).

[6] C.A.Dominguez and N.Paver, Phys.Lett. B 207, 499 (1988).

[7] A.Abashian et al., Belle Collab., NIM A 479 (2002) 117-232.