Univerza v Ljubljani
Fakulteta za matematiko in fiziko
Oddelek za fiziko

Mateja Celcer

Metoda za identifikacijo hadronov z detektorjem Čerenkovih obročev v spektrometru HERA-B

Diplomsko delo

Mentor: prof. dr. Peter Križan

Ljubljana, 1999

Iskreno se zahvaljujem mentorju Petru Križanu, ki mi je omogočil in me vodil skozi to delo, bil vedno pripravljen pomagati in je večkrat skrbno prebral besedilo.

Matevžu Tadlu, Andreju Filipčiču in Samu Staniču se zahvaljujem za njhovo pomoč in potrpljenje pri spoznavanju sveta računalnikov.

Za ves trud in čas, ki si ga je vzel za lovljenje delcev, gre zahvala Roku Pestotniku.

Vsem sodelavcem odseka se želim zahvaliti za mnoge nasvete, vzpodbudo in prijetno delovno vzdušje, ki so ga ustvarili.

Nazadnje bi se rada zahvalila tudi mojim staršem za podporo in zaupanje.

Povzetek

V diplomskem delu je predstavljena metoda za identifikacijo hadronov z detektorjem Čerenkovih obročev pri eksperimentu HERA-B. Zaradi znatnega prekrivanja obročev v ravnini fotonskega detektorja prispevajo pretežni del ozadja Čerenkovi fotoni ostalih sledi. V algoritmu rekonstrukcije vse sledi v dogodku upoštevamo istočasno. Iz znanih trajektorij delcev izračunamo pričakovano porazdelitev zadetkov na fotonskem detektorju pri dani izbiri masnih hipotez. Identitete delcev določimo tako, da je za izmerjeno porazdelitev zadetkov na fotonskem detektorju funkcija zanesljivosti največja.

Ključne besede: eksperimentalna fizika osnovnih delcev, detektorji osnovnih delcev, Čerenkovo sevanje, spektrometer HERA-B, detektor Čerenkovih obročev.

Abstract

An algorithm for identification of hadrons in the ring imaging Cherenkov counter of the HERA-B experiment is described. Because rings in the detector plane overlap considerably, the main background to the signal from a given track is mostly due to the signal photons from other tracks in the event. In the algorithm all particles in the event are considered simultaneuosly. With the knowledge of particle trajectories in the detector we can predict where photons are expected on the photodetector plane for a given choice of particle mass hypotheses. The particle type is determined by using a maximum-likelihood technique, comparing the predicted and observed distribution of detected photons.

Keywords: elementary particles - experiments, elementary particles - detectors, Cherenkov radiation, spectrometer HERA-B, ring imaging Cherenkov counter.

PACS: 29.40.Ka
29.85.+c
02.70.Lq

Kazalo

Uvod

Detektor Čerenkovih obročev (RICH) meri hitrost nabitih delcev preko meritve kota, pod katerim se izsevajo fotoni pri preletu delca skozi dielektrik. Optični sistem preslika svetlobni stožec v obroč na ravnini fotonskega detektorja, katerega polmer je odvisen od hitrosti delca. Delec lahko identificiramo tako, da določimo njegovo maso, če neodvisno izmerimo še njegovo gibalno količino.

Namen diplomskega dela je bilo razviti in preizkusiti novo metodo za identifikacijo hadronov z detektorjem Čerenkova. Ločevanje med pioni, kaoni in protoni oteži pri eksperimentu HERA-B veliko število delcev, ki vstopajo v detektor, kar povzroči prekrivanje obročev v ravnini fotonskega detektorja. Pretežni del ozadja k signalu posamezne sledi prispevajo v takšnem primeru signali ostalih sledi. Pri običajnem pristopu poskušamo za vsak nabit delec posebej določiti, katera masna hipoteza je najbolj verjetna, medtem ko pripišemo fotone, izsevane od drugih nabitih delcev, k ozadju.

Pri metodi identifikacije hadronov, predstavljeni v tem delu, sem postopala drugače. Vse sledi v dogodku sem upoštevla istočasno in sicer tako, da sem za vse delce hkrati zapisala pričakovano verjetnostno porazdelitev zadetkov na fotonskem detektorju. Identitete delcev sem določila tako, da je bila za dano porazdelitev zadetkov po celem detektorju funkcija zanesljivosti največja.

V prvem poglavju sem na kratko predstavila poskus HERA-B. Sledi opis Čerenkovega sevanja in nato detektorja Čerenkovih obročev v spektrometru HERA-B. Opisala sem prispevke k napaki meritve in ocenila število detektiranih fotonov. V naslednjih dveh poglavjih sem opisala metodo identifikacije in računalniško simulacijo, s katero sem metodo preizkusila. Metoda je bila preizkušena na simuliranih dogodkih, najprej na primeru posameznih delcev z enakomernim ozadjem, nato na poenostavljenem modelu detektorja in nazadnje s porazdelitvijo nabitih delcev, kot jih pričakujemo v spektrometru HERA-B. Rezultati so zbrani v petem poglavju.

1

Eksperiment HERA-B

Pri eksperimentu HERA-B želijo načrtovalci opazovati kršitev simetrije CP v sistemu nevtralnih mezonov B [1]. Eksperiment HERA-B je eden izmed štirih eksperimentov, postavljenih ob obroč trkalnika HERA v institutu DESY v Hamburgu, po katerem v nasprotnih smereh krožijo gruče protonov in elektronov. Izkorišča samo protonski žarek, ki se siplje na mirujoči žičnati tarči. Tarča je postavljena ob rob žarka in prestreže le protone, ki so za centralni žarek izgubljeni. Tako ne moti poteka ostalih poskusov ob trkalniku.

Pri interakciji protonskega žarka z gibalno količino 920 GeV in tarče nastane z majhno verjetnostjo par kvarkov $b\bar{b}$. Za nas zanimiv je nastanek nevtralnih mezonov B^0 in $\overline{\mathrm{B}^0}$ in njun razpad v kanal:

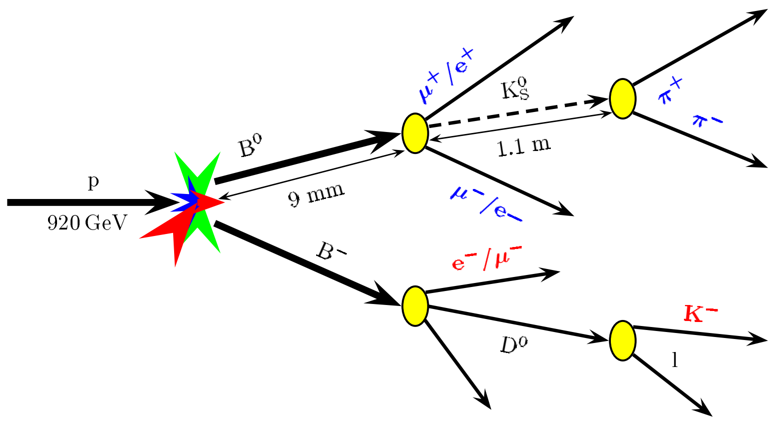
$$\mathrm{B}^0 \text{ ali } \overline{\mathrm{B}^0} \longrightarrow J/\psi\, \mathrm{K}^0_S \longrightarrow l^+l^-\, \pi^+\pi^- \,. \tag{1.1}$$

Razlika v verjetnosti za tak razpad med B^0 in $\overline{\mathrm{B}^0}$ bi kazala na kršitev simetrije CP.

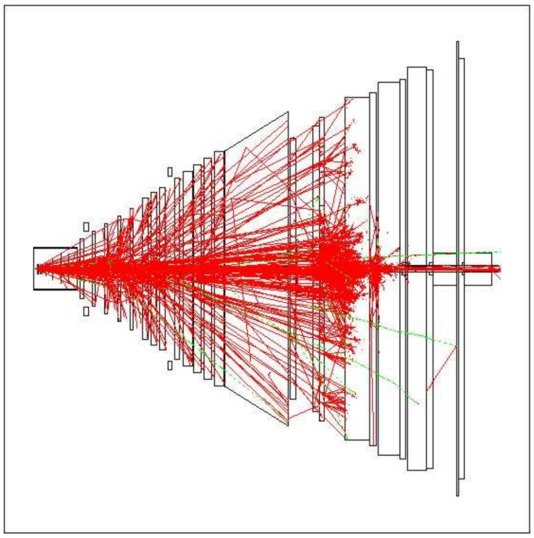
Začetno stanje nevtralnega mezona B določimo iz okusa kvarka b v mezonu, ki je nastal skupaj z njim. Ker nastaneta kvarka $b\,\overline{b}$ v paru, vsebuje spremljevalni mezon nasprotni kvark. Če je med razpadnimi produkti slednjega tudi nabiti kaon, določimo iz izmerjenega naboja kaona okus kvarka v spremljevalnem mezonu B. Te kaone imenujemo označevalne kaone, ker označujejo začetno stanje nevtralnega mezona.

Nalogo zaplete dejstvo, da je verjetnost za nastanek para kvarkov $b\bar{b}$ zelo majhna, reda velikosti 10^{-6}. Razpad mezonov B, ki je primeren za meritev kršitve simetrije CP (1.1), ima razvejitveno razmerje $\approx 10^{-5}$. Če hočemo izmeriti dovolj veliko število dogodkov željenega tipa (približno tisoč v enem letu), moramo dopustiti, da pride v povprečju pri vsakem preletu gruče, to je približno vsakih 96 ns, do štirih interakcij. Posledica je zelo velika gostota decev, ki vstopajo v posamezne dele detektorja.

Celotni spekrometer sestoji iz večih detektorskih podsistemov, ki služijo sledenju in razpoznavanju delcev (slika 1.3). Sledilni sistem sestavljajo magnet, detektor verteksov ter notranji in zunanji sledilni sistem. Detektor verteksov je postavljen za tarčo in služi določanju koordinat razpada J/ψ. Magnet omogoča meritev velikosti gibalne količine in predznaka naboja delca

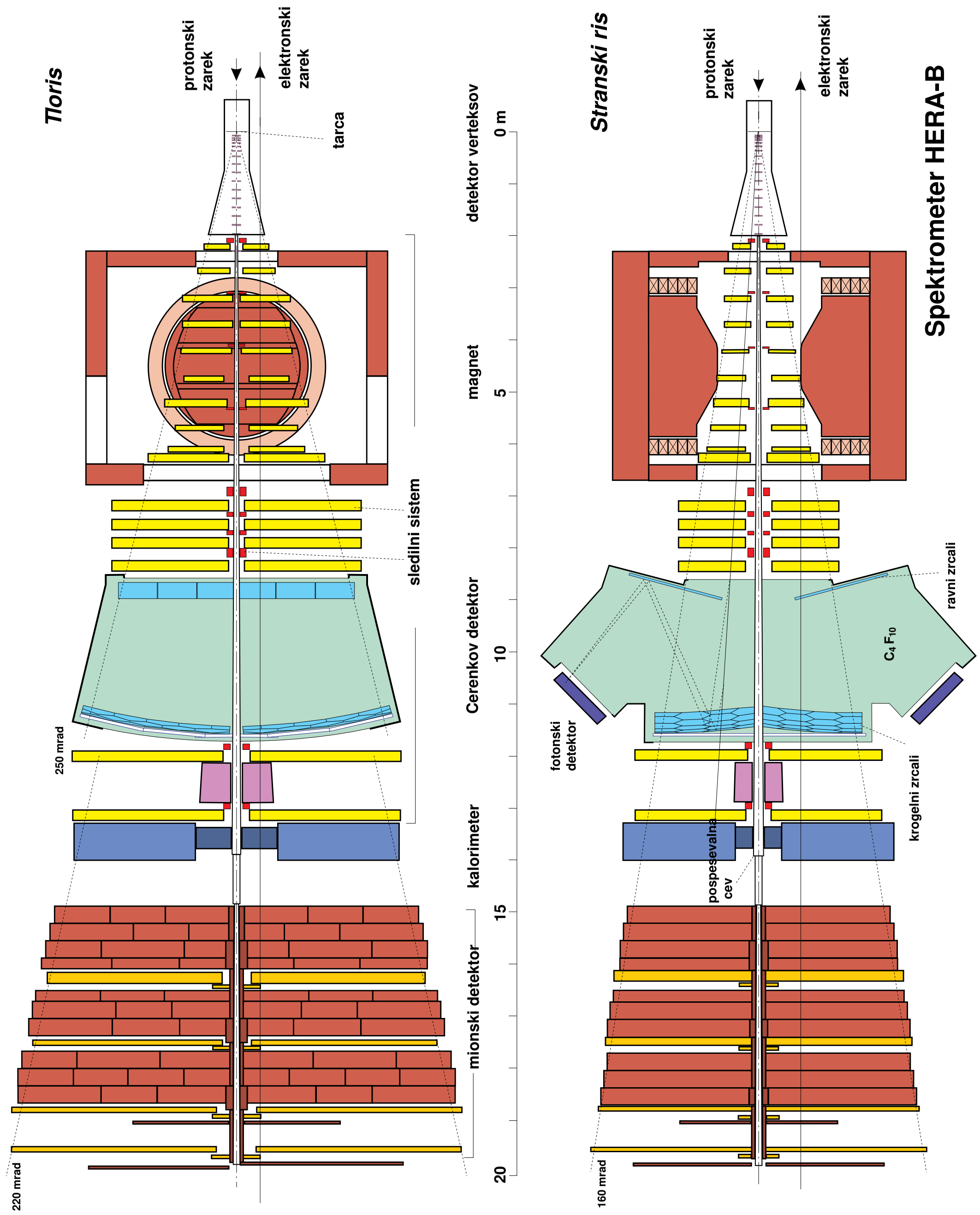


Slika 1.1: Shematski prikaz interakcije, kjer mezon B^0 razpade v opazovani kanal. Okus kvarka b v nevtralnem mezonu določimo iz naboja označevalnega kaona, ki je nastal pri razpadu spremljevalnega mezona (v tem primeru B^-).



Slika 1.2: Simulirane trajektorije delcev, ki nastanejo pri enem preletu gruče.

iz ukrivljenosti njegovega tira v magnetnem polju. Sledilni sistem meri trajektorije delcev pri preletu le-teh skozi magnet, pred vstopom v detektor Čerenkovih obročev ter pred vstopom v elektromagnetni kalorimeter. Identifikacija delcev poteka v detektorju Čerenkovih obročev, v elektromagnetnem kalorimetru in v mionskih komorah. Detektor Čerenkovih obročev služi identifikaciji hadronov, medtem ko sta elektromagnetni kalorimeter in mionski detektor namenjena razpoznavanju elektronov ter mionov.

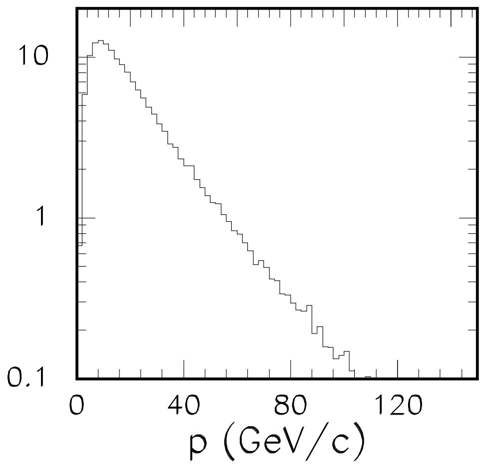


Slika 1.3: Prikaz spektrometra HERA-B v vodoravnem in navpičnem prerezu.

2

Detektor Čerenkovih obročev

Naloga detektorja Čerenkovih obročev je ločevanje kaonov od pionov in protonov na kinematičnem območju, ki ga pokrivajo označevalni kaoni [1] (slika 2.1). Prepoznavanje delcev temelji na pojavu sevanja Čerenkova, do katerega pride pri letu nabitega delca skozi dielektrično sredstvo.

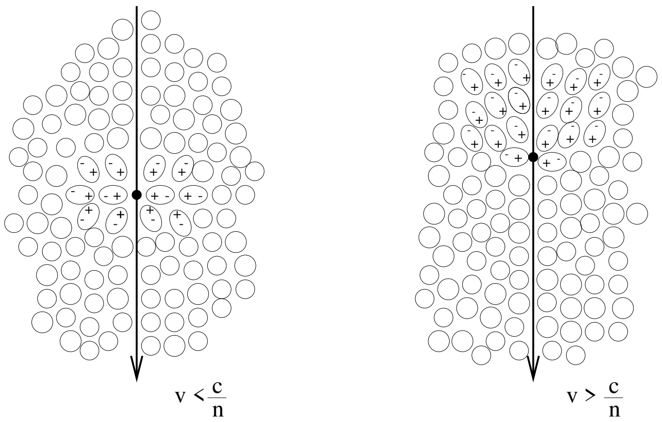


Slika 2.1: Porazdelitev označevalnih kaonov po gibalni količini, ki nastanejo pri razpadu spremljevalnega mezona B v spektrometru HERA-B.

2.1 Čerenkovo sevanje

V sredstvu z lomnim količnikom večjim od 1 se lahko delci gibljejo s hitrostjo, ki je večja od hitrosti svetlobe v tem sredstvu (c/n). Pri preletu polarizirajo nabiti delci bližnje molekule sredstva. Te se obnašajo kot dipoli, z negativnimi poli usmerjenimi stran od poti delca, če ima ta negativen naboj in obratno, če je njegov naboj pozitiven.

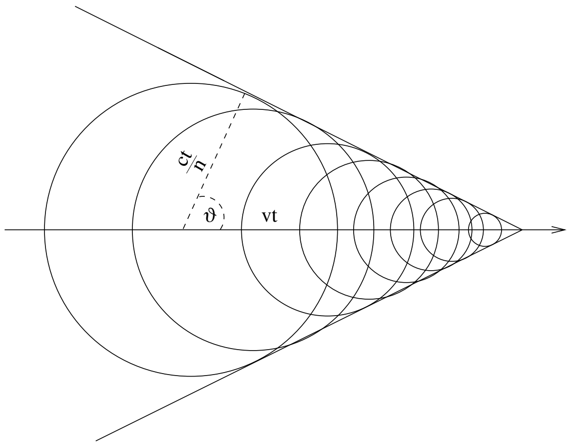
Če je hitrost delca majhna, so dipoli simetrično urejeni tako v azimutu kot vzdolž poti delca. Kadar pa se delec giblje s hitrostjo, večjo od hitrosti svetlobe v sredstvu, se simetrija vzdolž osi podre in pojavi se dipolno polje, zaznavno tudi daleč stran od delca (slika 2.2).



Slika 2.2: Polarizacija v dielektriku pri preletu nabitega delca.

Iz Huygensove konstrukcije (slika 2.3) lahko vidimo, da je radiacija opazna le pod določenim kotom glede na smer delca. Delec prepotuje v času t razdaljo βct, medtem ko prepotuje svetloba razdaljo $(c/n)t$. Kot izsevanja ϑ je podan z enačbo:

$$\cos\vartheta = \frac{(c/n)t}{\beta ct} = \frac{1}{\beta n}\,. \tag{2.1}$$



Slika 2.3: Konstrukcija Čerenkove valovne fronte s superpozicijo Huygensovih valov.

Ker je $\cos\vartheta \leq 1$, pride do Čerenkovega sevanja le, če je hitrost delca večja od tako imenovane hitrosti praga $\beta_{\mathrm{pr}} = (1/n)$. Z večanjem hitrosti delca narašča Čerenkov kot ϑ vse do maksimalnega kota pri ultrarelativističnih hitrostih $\beta \approx 1$, $\vartheta_{\mathrm{maks}} = \arccos(1/n)$.

Število izsevanih fotonov na energijski interval podaja enačba [3]:

$$\frac{\mathrm{dN}}{\mathrm{dE}} = \Big(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar^2c^2}\Big)Z^2\mathrm{L}\,\sin^2\vartheta\,, \tag{2.2}$$

kjer je L dolžina poti delca v sevalcu in Ze naboj delca. Če izrazimo Čerenkov kot iz enačbe 2.1, dobimo namesto zgornje enačbe izraz:

$$\frac{\mathrm{dN}}{\mathrm{dE}} = \frac{\alpha}{\hbar c}\,Z^2\mathrm{L}\,\Big(1-\Big(\frac{1}{\beta n(\mathrm{E})}\Big)^2\Big)\,, \tag{2.3}$$

kjer smo zapisali konstanto fine strukture $\alpha = e^2/4\pi\epsilon_0\hbar c = 1/137$ in upoštevali disperzijo optičnega sredstva s funkcijo $n = n(\mathrm{E})$. Numerična vrednost koeficienta $\alpha/\hbar c$ je 370 $\mathrm{cm}^{-1}\mathrm{eV}^{-1}$.

2.2 Detektor Čerenkovih obročev v spektrometru HERA-B

Vrsto delca določimo, če poznamo njegovo maso. Za to moramo poleg njegove gibalne količine izmeriti tudi njegovo energijo ali hitost,

$$\begin{aligned} mc^2 &= \sqrt{\mathrm{E}^2 - p^2c^2} \qquad \text{oziroma} \\ mc^2 &= pc\sqrt{\frac{1}{\beta^2}-1}\,. \end{aligned} \tag{2.4}$$

Detektor Čerenkovih obročev meri hitrosti delcev preko meritve Čerenkovega kota in števila izsevanih fotonov. Osnovni sestavni deli detektorja so sevalec, optični sistem in fotonski detektor.

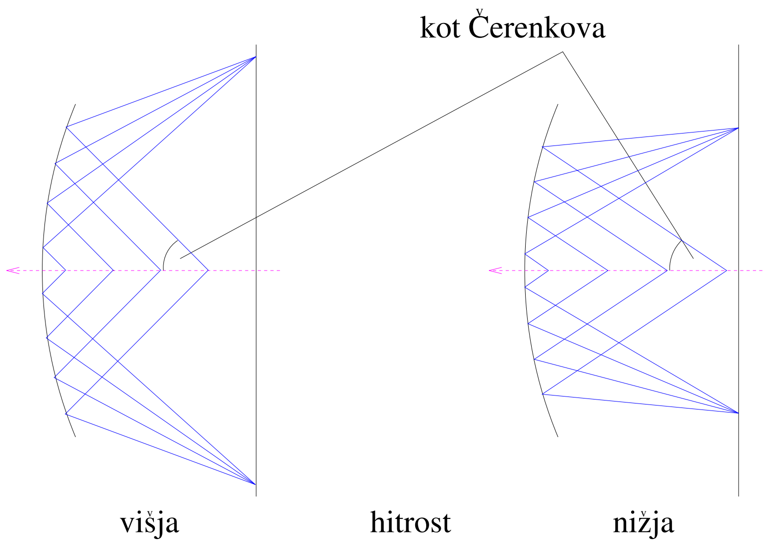
Ker lahko na fotonskem detektorju zaznamo le koordinato na trajektoriji fotona, ne pa tudi njegove smeri, potrebujemo optični sistem (običajno kar krogelno zrcalo), ki smer pretvori v koordinato. Kot je razvidno iz slike 2.4, je za majhne velikosti Čerenkovega kota zveza med polmerom Čerenkovega obroča in Čerenkovim kotom kar $\vartheta = r/f$, kjer je $2f$ polmer krogelnega zrcala.

Pri izbiri sevalca je potrebno upoštevati, da se razlika v hitrostih dveh delcev manjša s kvadratom gibalne količine

$$\Delta\beta \approx \frac{{m_1}^2c^2 - {m_2}^2c^2}{2p^2}\,, \tag{2.5}$$

razlika v velikosti Čerenkovih kotov za delce z $\beta \approx 1$ pa je

$$\Delta\vartheta \approx \frac{1}{n^2\vartheta}\Delta\beta\,. \tag{2.6}$$



Slika 2.4: Krogelno zrcalo preslika Čerenkov stožec v obroč v goriščni ravnini. Polmer obroča je $r = f \tan\vartheta$, kjer je f goriščna razdalja.

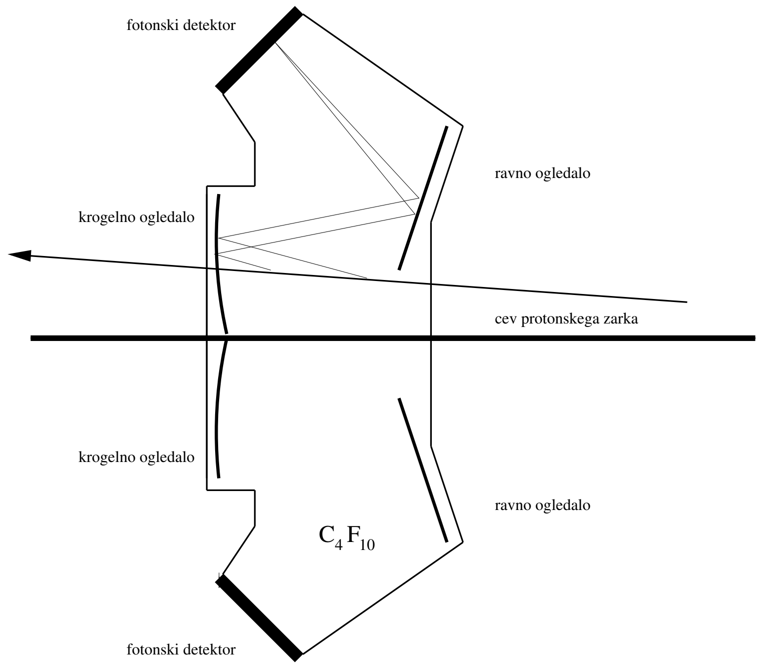
Pri gibalni količini 50 GeV/c je tako razlika med Čerenkovimi koti za pione in kaone približno 0,04 mrad pri $n = 1,5$ (tipična trdna snov) in 1 mrad pri $n = 1,001$ (tipičen plin). Ker lahko kot izmerimo na 0,5 mrad natančno (poglavje 2.4), moramo za sevalec izbrati plin, da lahko razločujemo pione in kaone tudi pri večjih gibalnih količinah.

Po drugi strani mora biti lomni količnik vseeno dovolj velik, da ni hitrost praga previsoka, kar bi otežilo identifikacijo kaonov z majhnimi gibalnimi količinami. Med komercialno dosegljivimi plini imajo najvišji lomni količnik freoni (ogljikovodiki, pri katerih vodik zamenjamo s fluorom). Za sevalec so izbrali plin perfluorobutan (C_4F_{10}) z lomnim količnikom $n(370\,\mathrm{nm}) - 1 = 1,33 \cdot 10^{-3}$. Pri danem lomnem količniku sta gibalni količini praga za pione in kaone

$$p_{\mathrm{pr},\pi} = \frac{m_\pi c}{\sqrt{n^2-1}} = 2,7\,\mathrm{GeV}/c \qquad \text{in} \qquad p_{\mathrm{pr,K}} = \frac{m_{\mathrm{K}} c}{\sqrt{n^2-1}} = 9,6\,\mathrm{GeV}/c\,. \tag{2.7}$$

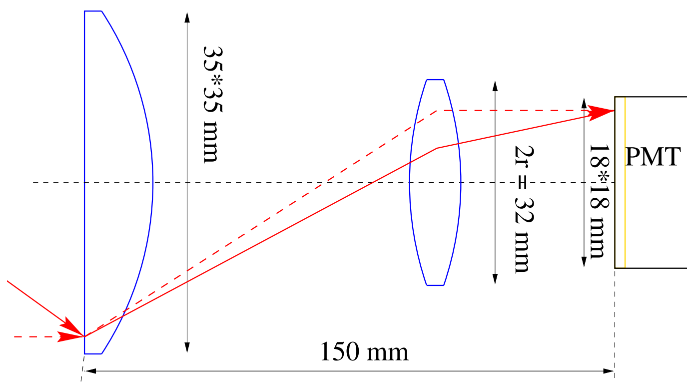
Dodatna prednost perfluorobutana je majhna disperzija, ki znaša $\Delta n/\Delta \mathrm{E}\,(370\,\mathrm{nm}) = 3 \cdot 10^{-5}\mathrm{eV}^{-1}$ [5].

Shematski prerez detektorja je prikazan na sliki 2.5. Ogrodje detektorja je posoda s sevalcem dolžine 2,7 m. Optični sistem in sistem za detekcijo fotonov sta razdeljena na zgornjo in na spodnjo polovico, ki sta nameščeni nad in pod pospeševalno cevjo. Vsaka polovica vsebuje krogelno zrcalo, ravno zrcalo in fotonski detektor. Krogelno zrcalo preslika svetlobni stožec, ki ga izseva delec na svoji poti skozi sevalec, v obroč v goriščni ravnini. Ker geometrija detektorja ne dopušča, da bi v goriščno ravnino krogelnega zrcala postavili fotonski detektor, prestrežemo fotone z ravnim zrcalom. Delno so fotoni usmerjeni že z nagibom krogelnih zrcal (9°), tako da ležita ravni zrcali izven poti delcev. Ravno zrcalo usmeri fotone proti fotonskemu detektorju.

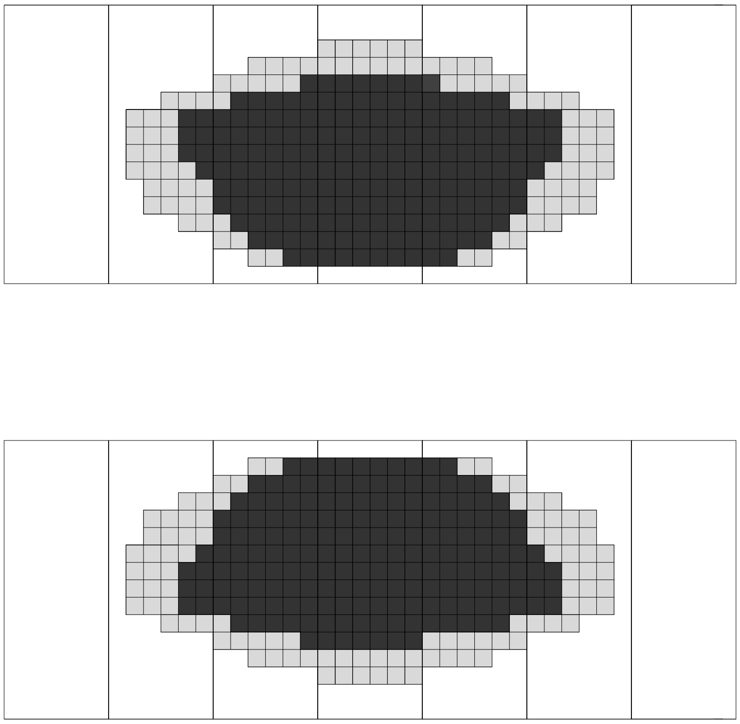


Slika 2.5: Shematski prerez detektorja Čerenkovih obročev v spektrometru HERA-B.

Fotonski detektor je sestavljen iz fotopomnoževalk z visoko učinkovitostjo detekcije in dobro ločljivostjo v dveh dimenzijah. Osnovna celica fotopomnoževalke je opremljena z večanodno fotopomnoževalko. V uporabi sta dva tipa fotopomnoževalk. Na mestih, kjer je gostota zadetkov večja, se uporabljajo šestnajst-kanalne fotopomnoževalke z zrnatostjo 4,5 x 4,5 mm^2. Na mestih z manjšo gostoto zadetkov so vgrajene štiri-kanalne fotopomnoževalke z zrnatostjo 9 x 9 mm^2.



Slika 2.6: Sistem leč pravino preslika površino v goriščni ravnini v štirikrat manjšo površino v detektorski ravnini.



Slika 2.7: Detektorski ravnini fotonskega detektorja v spektrometru HERA-B. Na osrednjem delu so vgrajene šestnajst-kanalne fotopomnoževalke (na sliki so narisane temneje), ob robu, kjer je gostota delcev manjša, pa štiri-kanalne fotopomnoževalke (označene so svetleje). Vsaka detektorska ravnina je razdeljena na 7 supermodulov dimenzije 1210 x 436.5 mm^2.

Ker pokriva aktivna površina fotokatode le okoli 23% površine osnovne celice [5], je vsaka osnovna celica opremljena s sistemom zbiralnih leč. Sistem leč sestoji iz kvadratne plankonveksne leče in okrogle bikonveksne leče, postavljene v njeno goriščno ravnino. Tak optični sistem pravilno preslika površinski element v goriščni ravnini v ustrezni kvadratek na fotokatodi fotopomnoževalke (slika 2.6).

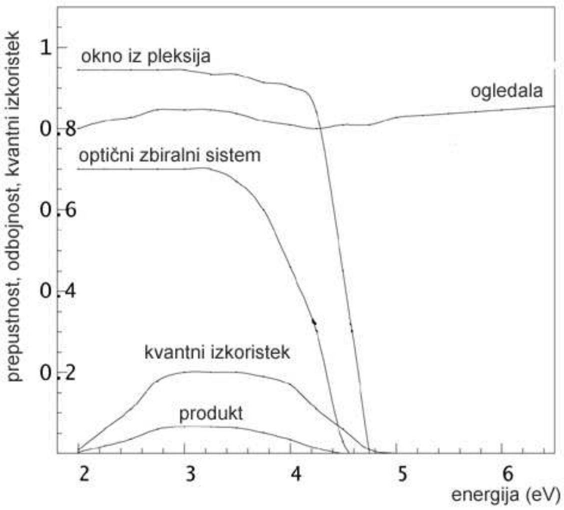
2.3 Povprečno število detektiranih fotonov

Povprečno število detektiranih fotonov lahko zapišemo kot

$$\mathrm{N_{det}} = \int \mathrm{T(E)} \cdot \mathrm{R(E)} \cdot \epsilon(E) \cdot \frac{\mathrm{dN}}{\mathrm{dE}}\,\mathrm{dE}\,, \tag{2.8}$$

kjer je T(E) prepustnost sevalca, R(E) odbojnost zrcal in ϵ(E) izkoristek za detekcijo fotonov fotonskega detektorja.

Prepustnost sevalca je T(E) ≈ 1 [9]. Odbojnost zrcal ocenimo iz slike 2.8. Izkoristek fotonskega detektorja $\epsilon(\mathrm{E})$ je odvisen od kvantnega izkoristka fotopomnoževalk (slika 2.8), prepustnosti optičnega sistema (slika 2.8), deleža aktivne površine fotonskega detektorja ($\approx 0,9$) [5] in izkoristka zbiranja fotoelektronov ($\approx 0,75$) [8].



Slika 2.8: Odbojnost zrcal, prepustnost okna iz pleksija, prepustnost optičnega zbiralnega sistema in kvantni izkoristek fotopomnoževalk ter skupni produkt naštetih prispevkov v odvisnosti od energije fotona.

Če zanemarimo disperzijo v sevalcu, lahko z upoštevanjem enačb 2.8 in 2.3 ocenimo število detektiranih fotonov za delec z enotskim nabojem in hitrostjo $\beta \approx 1$:

$$\mathrm{N_{det}} = \mathrm{N_0} L \sin^2 \vartheta = 31 \,, \tag{2.9}$$

kjer smo z $\mathrm{N_0}$ zapisali integral

$$\mathrm{N_0} = \frac{\alpha}{\hbar c} \int \mathrm{T(E)}\, \mathrm{R(E)}\, \epsilon(E)\, \mathrm{dE} \,, \tag{2.10}$$

in vstavili $L =$ dolžina sevalca = 2,7 m in maksimalen Čerenkov kot $\vartheta_{\max} =$ 51,5 mrad. Ocena se zelo dobro ujema z izmerjeno vrednostjo (30,2 $\pm$ 3,6) [5].

2.4 Pričakovana ločljivost detektorja Čerenkovih obročev

Natančnost, s katero lahko izmerimo hitrost delca, je omejena z natančnostjo meritve Čerenkovega kota.

- K napaki meritve Čerenkovega kota prispeva disperzija v sevalcu, ki je posledica spreminjanja lomnega količnika z energijo fotona:

$$\sigma_\vartheta^{\mathrm{dis}} = \frac{1}{n\sqrt{n^2\beta^2 - 1}} \cdot \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{dE}} \sigma_{\mathrm{E}} \approx \frac{1}{\tan(\vartheta) n} \cdot \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{dE}} \sigma_{\mathrm{E}} = 0.2\,\mathrm{mrad} \,, \tag{2.11}$$

kjer je σ_{E} standardna deviacija energijske porazdelitve detektiranih fotonov (0,32 eV) in jo določimo iz slike 2.8.

- Osnovna površinska enota fotonskega detektorja je kvadratek s stranico 9 mm na osrednjem delu in kvadratek s stranico 18 mm na obrobju (slika 2.7). Prispevek k napaki meritve koordinate zadetka izračunamo iz enačbe:

$$\sigma_{\vartheta}^{\mathrm{zr}} = \frac{a}{f\sqrt{12}} = \begin{cases} 0,46\,\mathrm{mrad} & \mathrm{v\ osrednjem\ delu} \\ 0,92\,\mathrm{mrad} & \mathrm{na\ obrobju}\ . \end{cases} \tag{2.12}$$

  Za gorišćno razdaljo vzamemo $f = 5,7$ m.

- Ker sta krogelni zrcali nagnjeni, se smer delca ne pokriva z optično osjo zrcala. Položaj slike je zato odvisen od točke izsevanja fotona, prispevek k napaki pa zapišemo v obliki [6]:

$$\sigma_{\vartheta}^{\mathrm{sa}} \approx \frac{\sqrt{3}L}{16f}(\theta+\vartheta)^2\vartheta \ = 0,12\,\mathrm{mrad}\ . \tag{2.13}$$

  Pri tem je θ vpadni kot delcev na krogelno zrcalo, ki je tipično 9°. Za Čerenkov kot ϑ sem vstavila maksimalen kot za delce z $\beta \approx 1$.

- Napako zaradi večkratnega Coulombskega sipanja v sevalcu ocenimo [7]:

$$\sigma_{\vartheta}^{\mathrm{sip}} = \frac{13,6\,\mathrm{MeV}}{\beta cp}\sqrt{\frac{x}{X_0}}(1+0,038\cdot\ln(\frac{x}{X_0})) \ = 0,1\,\mathrm{mrad}\ , \tag{2.14}$$

  kjer je $X_0 = 35$ m radiacijska dolžina, x pa je debelina sipalnega medija (v našem primeru kar dolžina sevalca, 2,7 m). Numerična ocena je narejena za gibalno količino 50 GeV/c.

- Nepopolnost površine zrcal in napaka v nastavitvi zrcal bosta po pričakovanjih prispevali [1]:

$$\begin{aligned} \sigma_{\vartheta}^{\mathrm{pov}} &= 0,15\,\mathrm{mrad} \\ \sigma_{\vartheta}^{\mathrm{nas}} &= 0,18\,\mathrm{mrad}\ . \end{aligned} \tag{2.15}$$

- Smer delca določimo iz sledi, ki jo ta pusti v sledilnih detektorjih pred in za Čerenkovim števcem. Napako pri določitvi smeri ocenimo [1]:

$$\sigma_{\vartheta}^{\mathrm{tr}} = 0,06\,\mathrm{mrad}\ . \tag{2.16}$$

Napake so med seboj neodvisne, zato je celotna napaka koren vsote kvadratov posameznih prispevkov:

$$\sigma_{\vartheta} = \sqrt{\sum_i \sigma_{\vartheta_i}^2} = \begin{cases} 0,58\,\mathrm{mrad} & \mathrm{v\ osrednjem\ delu} \\ 0.98\,\mathrm{mrad} & \mathrm{na\ obrobju}\ . \end{cases} \tag{2.17}$$

Napako pri meritvi hitrosti delca ocenimo za delce z $\beta \approx 1$:

$$\sigma_\beta = \tan(\vartheta)\beta\,\sigma_\vartheta \;= \begin{cases} 3,0 \cdot 10^{-5} & \text{v osrednjem delu} \\ 5,0 \cdot 10^{-5} & \text{na obrobju .} \end{cases} \tag{2.18}$$

Ker za vsak delec zaznamo več kot en foton, lahko povprečni Čerenkov kot določimo natančneje. Napaki (enačbi 2.17 in 2.18) se zmanjšata za koren števila detektiranih fotonov.

$$\sigma_\vartheta^N = \frac{\sigma_\vartheta}{\sqrt{N}} \;= \begin{cases} 0,10\,\mathrm{mrad} & \text{v osrednjem delu} \\ 0,17\,\mathrm{mrad} & \text{na obrobju .} \end{cases} \tag{2.19}$$

$$\sigma_\beta^N = \frac{\sigma_\beta}{\sqrt{N}} \;= \begin{cases} 5,4 \cdot 10^{-6} & \text{v osrednjem delu} \\ 9,0 \cdot 10^{-6} & \text{na obrobju .} \end{cases} \tag{2.20}$$

3

Rekonstrukcija Čerenkovih obročev

Vzorec, ki ga povzroči posamezni dogodek na fotonskem detektorju, je skupina obročev, ki se na predelih z veliko gostoto delcev med seboj močno prekrivajo. Naloga rekonstrukcijske metode je analizirati vzorec detektiranih fotonov in določiti tip (maso) delca, če poznamo njegovo trajektorijo in gibalno količino.

Težava se pojavi na mestih, kjer je prekrivanje Čerenkovih krogov znatno. Največji del ozadja k signalu iz posamezne sledi prispevajo v takšnem primeru signali iz ostalih sledi. V algoritmu rekonstrukcije je torej bolje upoštevati vse sledi v dogodku hkrati.

Pri analizi vzorca na fotonskem detektorju zato sledim pristopu, ki je bil razvit za eksperiment LHC-b [12]. Za vse izmerjene trajektorije delcev z znanimi gibalnimi količinami določimo porazdelitev zadetkov na fotonskem detektorju, ki bi ustrezala dani izbiri masnih hipotez. Izračunano porazdelitev primerjamo z izmerjeno porazdelitvijo zadetkov na fotonskem detektorju tako, da za vsako izbiro masnih hipotez izračunamo funkcijo zanesljivosti in izberemo največjo.

3.1 Metoda največje zanesljivosti

Naj bo N^{sl} število sledi, ki vstopajo v Čerenkov detektor in N^{oz} število različnih prispevkov k ozadju, ki jih moramo upoštevati. Naj bo $\vec{h} = (h_1, \dots, h_N)$ hipoteza enega dogodka, ki vsebuje $N = N^{\mathrm{sl}} + N^{\mathrm{oz}}$ hipotez posameznih izvorov h_j. Hipoteza h_j je ali predpostavljena masa (masna hipoteza) za sled j (za $j \leq N^{\mathrm{sl}}$) ali parameter, ki določa ozadje (za $j > N^{\mathrm{sl}}$).

Iz podane dogodkovne hipoteze $\vec{h}$ lahko izračunamo povprečno število zadetkov $\nu_i(\vec{h})$ v vsakem kvadratku i detektorske ravnine, ki je vsota prispevkov iz posameznih hipotez,

$$\nu_i(\vec{h}) = \sum_{j=1}^{N} a_{ij}(h_j) \, , \tag{3.1}$$

kjer je $a_{ij}(h_j)$ pričakovano število zadetkov v kvadratku i iz izvora j s hipotezo h_j.

Označimo z M celotno število kanalov v detektorski ravnini. Od tega naj bo M^z kanalov zadetih. Število zadetkov v i-tem kanalu označimo z n_i. V preostalih $M - M^z$ kanalih je število zadetkov enako nič.

Izračunano število zadetkov v danem kanalu primerjamo z izmerjenimi zadetki v tem kanalu. Ker je število zadetkov porazdeljeno po Poissonu, je verjetnost $P_{\nu_i(\vec{h})}(n_i)$, da dobimo v kanalu i n_i zadetkov, če smo predpostavili, da je pričakovano število zadetkov v tem kanalu $\nu_i(\vec{h})$,

$$P_{\nu_i(\vec{h})}(n_i) = \frac{e^{-\nu_i(\vec{h})}\nu_i(\vec{h})^{n_i}}{n_i!} . \tag{3.2}$$

Fotonski detektor števca Čerenkovih obročev spektrometra HERA-B ne meri števila zadetkov preko višine signala, ampak poda le binarno informacijo, ali je bil kanal zadet ali ne. Ker je povsod $\nu_i(\vec{h}) < 0,2$, nismo na ta način bistveno osiromašili informacije o dogodku. Enačbo 3.2 za naš primer zapišemo:

$$P_{\nu_i(\vec{h})}(n_i) = \begin{cases} 1-e^{-\nu_i(\vec{h})} & \text{za } n_i > 1 \\ e^{-\nu_i(\vec{h})} & \text{za } n_i = 0 . \end{cases} \tag{3.3}$$

Funkcija zanesljivosti $\mathcal{L}$ je produkt verjetnosti za posamezne kvadratke:

$$\mathcal{L}(\vec{h}) = \prod_{i=1}^{M} P_{\nu_i(\vec{h})}(n_i) . \tag{3.4}$$

Priročneje je računati z logaritmom te funkcije. Če označimo zadete kvadratke z indeksom $i = (1, \dots, M^z)$ in nezadete kvadratke z indeksom $i = (M^z{+}1, \dots, M)$, lahko z upoštevanjem zgornje enačbe in enačbe 3.3 zapišemo logaritem funkcije zanesljivosti

$$\ln \mathcal{L}(\vec{h}) = \sum_{i=1}^{M^z} \ln(1-e^{-\nu_i(\vec{h})}) - \sum_{i=M^z+1}^{M} \nu_i(\vec{h}) . \tag{3.5}$$

3.2 Ocena števila zadetkov v posameznem kvadratku

Povprečno število zadetkov $\nu_i(\vec{h})$ v kanalu i je vsota prispevkov $a_{ij}(h_j)$ iz posameznih hipotez (enačba 3.1). Kadar hipoteza h_j opisuje ozadje ($j > N^{\mathrm{sl}}$), je prispevek $a_{ij}(h_j)$ kar povprečno število fotonov ozadja v kanalu i, ki ga ocenimo iz porazdelitve in velikosti ozadja različnih izvorov.

Prispevek k skupnemu številu zadetkov v kanalu i iz sledi j ($j \leq N^{\mathrm{sl}}$) pa lahko zapišemo v obliki:

$$a_{ij} = \mathrm{N}_{\mathrm{det}}(h_j) \int_{\mathrm{kvad.}\, i} \mathcal{F}_{h_j}(\theta, \phi) \,\mathrm{d}\theta \,\mathrm{d}\phi , \tag{3.6}$$

kjer je $\mathrm{N}_{\mathrm{det}}(h_j)$ pričakovano število fotonov, izsevanih iz sledi j, ki zadanejo fotonski detektor (enačba 2.9). S funkcijo $\mathcal{F}_{h_j}(\theta, \phi)$ smo označili verjetnostno gostoto za izsevane fotone po kotu ϕ in θ relativno glede na smer delca.

Verjetnostna porazdelitev za Čerenkove fotone $\mathcal{F}_{h_j}(\theta, \phi)$ je Gaussova v kotu θ in enakomerna v kotu ϕ:

$$\mathcal{F}_{h_j} = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}\,\sigma_{\theta_0}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\theta - \theta_0(h_j)}{\sigma_{\theta_0}}\right)^2\right]. \tag{3.7}$$

S $\theta_0(h_j)$ smo označili Čerenkov kot, ki ustreza masni hipotezi j in s σ_{θ_0} celotno napako v določitvi Čerenkovega kota (poglavje 2.4). K celotni napaki (enačba 2.17) tokrat ne štejemo napake zaradi zrnatosti detektorja (enačba 2.12).

Za fotonski detektor z dovolj dobro zrnatostjo je verjetnostna gostota $\mathcal{F}_{h_j}(\theta, \phi)$ na posameznem kanalu kvadratne oblike s stranico a približno konstantna. Enačbo 3.6 lahko zapišemo

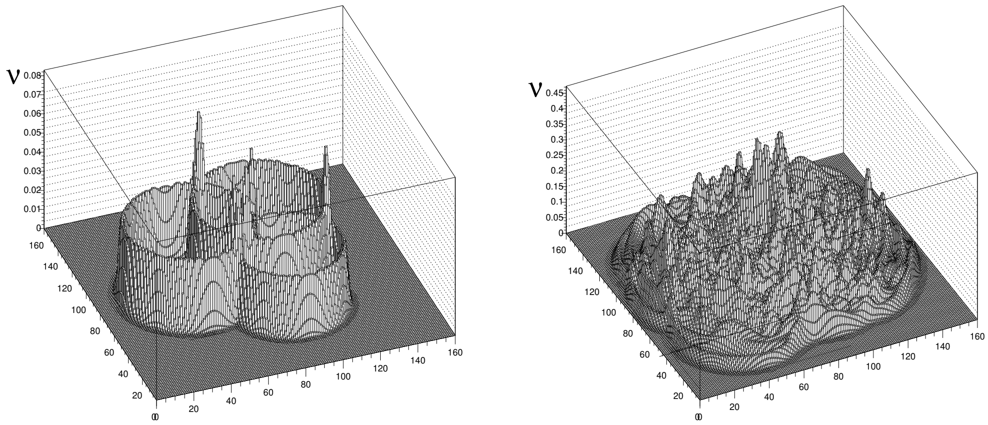
$$a_{ij} = \mathrm{N}_{\mathrm{det}}(h_j)\mathcal{F}_{h_j}(\theta_{ij}, \phi_{ij}) \int_{\mathtt{kvad.}\,i} \mathrm{d}\theta\, \mathrm{d}\phi\,, \tag{3.8}$$

kjer sta ϕ_{ij} in θ_{ij} rekonstruirana kota glede na smer delca j, izračunana v sredini kanala i. Vrednost integrala ocenimo z velikostjo površine osnovne celice kvadratka s stranico a, $A = a^2$,

$$\int_{\mathtt{kvad.}\,i} \mathrm{d}\theta\, \mathrm{d}\phi \approx A/f^2\theta_{ij}\,, \tag{3.9}$$

kjer je $2f$ polmer krogelnega zrcala.

Na sliki 3.1 je prikazano povprečno število zadetkov v posameznem kanalu na detektorju za primer treh delcev in za primer večih delcev.



Slika 3.1: Pričakovano število zadetkov v posameznem kanalu za primer treh generiranih delcev (levo) in petdesetih generiranih delcev (desno).

3.3 Največja funkcija zanesljivosti

Če primerjamo med seboj pet najbolj pogostih tipov delcev (e, μ, π, K in p), je število kombinacij, ki jih lahko sestavimo iz N^{sl} sledi, $5^{N^{\mathrm{sl}}}$. Če bi preizkusili vsako izmed kombinacij, bi bila ta številka kmalu prevelika. Zato pri iskanju največje vrednosti funkcije zanesljivosti postopamo drugače.

Ker so pioni najbolj pogosti, predpostavimo najprej, da vse sledi pripadajo pionom. Za takšno izbiro masnih hipotez izračunamo logaritem funkcije zanesljivosti. Nato masno hipotezo posamezne sledi spremenimo v e, μ, K in p ter spet za vsako izbiro izračunamo logaritem funkcije zanesljivosti. Obdržimo tisto masno hipotezo, pri kateri je logaritem največji. Medtem drugih hipotez ne spreminjamo. Računanje ponovimo za vse ostale sledi. Celotni postopek nato ponavljamo, vse dokler ne doseže logaritem funkcije zanesljivosti največje vrednosti. Tipično je dovolj že nekaj iteracij.

Po zadnji iteraciji smo za vse sledi izbrali najbolj verjetne masne hipoteze, logaritem funkcije zanesljivosti pa je dosegel največjo vrednost $\ln \mathcal{L}_{\max}$. Izkaže se, da je smiselno definirati še cenilko P_h za posamezno hipotezo. Za dan delec hipotezo spreminjamo še enkrat po vseh možnih hipotezah, medtem pa obdržimo za vse ostale sledi hipoteze, ki so najbolj verjetne. Novo funkcijo zanesljivosti za hipotezo h nato primerjamo s prej izračunano največjo funkcijo zanesljivosti:

$$\Delta \ln \mathcal{L}_i = \ln \mathcal{L}_{\max} - \ln \mathcal{L}_i \ . \tag{3.10}$$

Cenilko P_h za hipotezo h nato definiramo kot

$$\mathrm{P}_h = \frac{e^{-\Delta \ln \mathcal{L}_h}}{\sum_{i=1}^{5} e^{-\Delta \ln \mathcal{L}_i}} \ . \tag{3.11}$$

4

Računalniška simulacija

Za preizkus metode sem izdelala računalniško simulacijo. Program za simulacijo sem napisala v programskem jeziku C++ in testirala v linux okolju.

Čerenkove kroge sem generirala na plošči dimenzije 160 x 160 kvadratkov, kar približno ustreza realni dimenziji detektorja. Za stranico kvadratka sem vzela 9 mm, kar ustreza zrnatosti detektorja na večjem delu področja. Pri simulaciji zadetkov sem upoštevala napako v Čerenkovem kotu z Gaussovo porazdelitvijo zadetkov po radiju kroga. Po polarnem kotu sem zadetke razporedila naključno. Povprečno število detektiranih fotonov sem določila iz enačbe 2.9, kjer sem za delce z $\beta \approx 1$ privzela v povprečju 30 fotonov. Število simuliranih fotonov je bilo porazdeljeno okoli povprečnega števila po Poissonovi porazdelitvi. Za lomni količnik sevalca sem vzela vrednost lomnega količnika C_4F_{10}, $n = 1,00151$. Delci s hitrostjo $\beta \approx 1$ sevajo pri tem lomnem količniku Čerenkove fotone pod kotom 55 mrad. Delce sem identificirala po opisanem pristopu (poglavje 3.1). Hipoteze sem spreminjala toliko časa, da se v naslednji iteraciji funkcija zanesljivosti ni več spremenila. Tipično število iteracij je bilo med 1 (za posamezne delce) in 4 (za velike gostote delcev).

Predpostavila sem, da izmerjena trajektorija in gibalna količina delca, ki ju uporabljam pri rekonstrukciji, ne odstopata od pravih. Ker elektrone in mione posebej detektiramo še v kalorimetru in mionskem detektorju, sem upoštevala, da sta ti dve masni hipotezi znani že vnaprej. Odločala sem se torej le med tremi masnimi hipotezami, po katerih je delec lahko pion, kaon ali proton. Za te tri delce je gibalna količina praga pri upoštevanem lomnem količniku

$$p_{\min} = m\gamma v = \frac{mc}{\sqrt{n^2-1}} = \begin{cases} 2,54\,\mathrm{GeV}/c & \text{za } \pi \\ 8,98\,\mathrm{GeV}/c & \text{za K} \\ 17,7\,\mathrm{GeV}/c & \text{za p} \,. \end{cases} \tag{4.1}$$

Ker leži fotonski detektor izven prostorskega kota, v katerega letijo nabiti delci in je opremljen z nizkošumno elektroniko, bodo glavni prispevek k ozadju fotoni, ki pripadajo tistim nabitim delcem istega dogodka, ki jih v sledilnem sistemu ne detektiramo [1]. To so delci, ki nastanejo kasneje v sekundarnih razpadih in njihove trajektorije ne moremo določiti. Pogosti so elektroni, ki nastanejo pri konverziji fotonov v materialu pred detektorjem Čerenkova in v sevalcu samem. Pri simulaciji ozadja kot tudi pri rekonstrukciji sem torej upoštevala majhen enakomeren prispevek zaradi šuma elektronike in prispevek zaradi nezaznanih delcev. Porazdelitev slednjega ustreza po obliki kar porazdelitvi fotonov na detektorju.

Najprej sem generirala posamezne delce pri enakomernem ozadju. Izkoristek za najdene delce sem izračunala pri različnih vrednostih gibalne količine in različnih velikostih ozadja. Postopek sem ponovila za posamezne delce, pri katerih sem na detektorju zazanala samo polovico obroča.

Na poenostavljenem modelu detektorja sem simulacijo ponovila za večje število delcev. Izkoristek za najdene delce sem ocenila pri različnih gibalnih količinah in različnih velikostih ozadja. Vse delce sem generirala tako, da so njihovi krogi v celoti ležali na detektorski ravnini.

Izkoristek ločevanja kaonov od pionov sem nato določila še pri verjetnostih 5% in 20%, da pion identificiramo kot kaon in pri verjetnosti 5%, da proton identificiramo kot kaon.

Nazadnje sem ocenila izkoristek za pione in kaone v primeru realistične porazdelitve delcev v spektrometru HERA-B, kot sem jo dobila iz simulacije trkov protonov z jedri tarče.

5

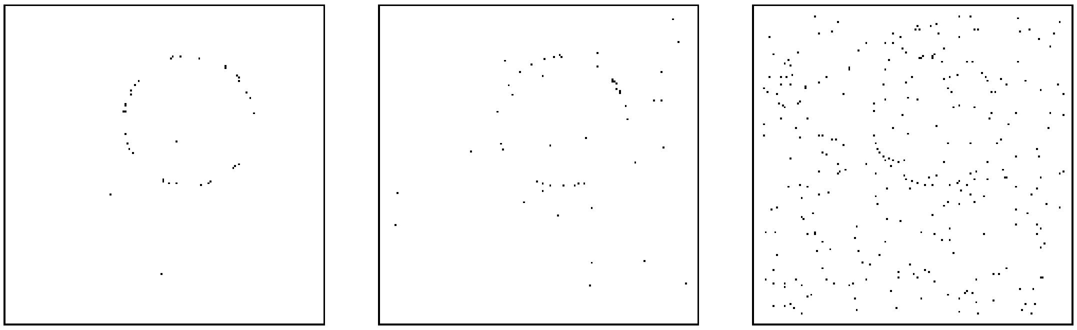
Rezultati

5.1 Identifikacija posameznih delcev

Metodo rekonstrukcije sem najprej preizkusila tako, da sem generirala samo en delec (pion, kaon ali proton). Izkoristek ϵ_{tt} za delec tipa t sem definirala kot razmerje števila pravilno rekonstruiranih delcev in števila vseh delcev tipa t:

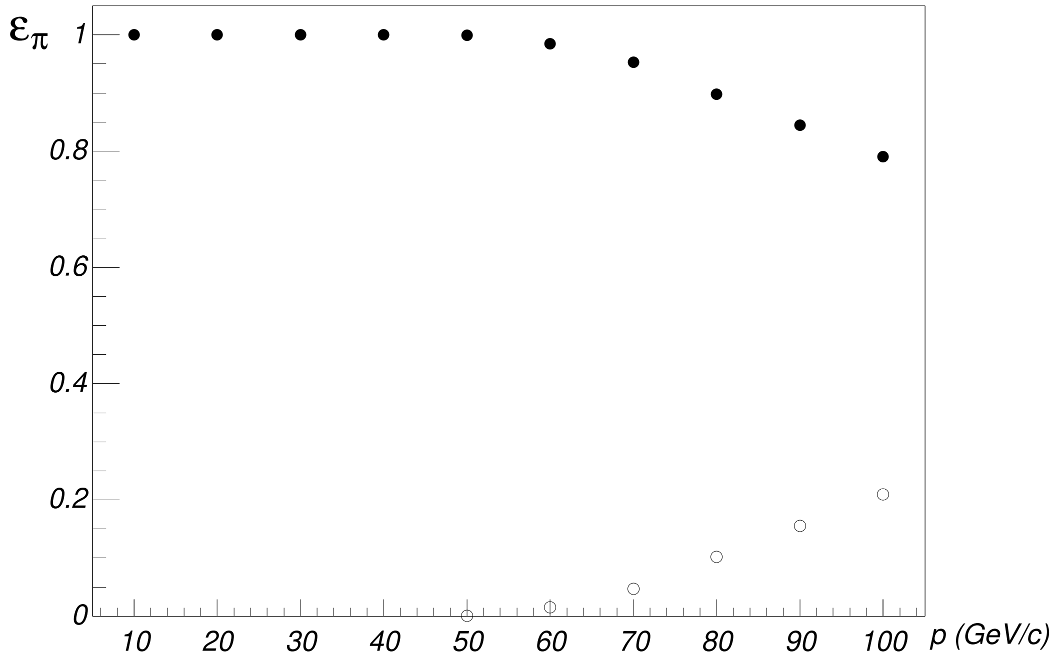
$$\epsilon_{tt} = \frac{N_t^{\mathrm{rek}}}{N_t^{\mathrm{gen}}} \,. \tag{5.1}$$

Najprej sem ocenila izkoristek pri različnih gibalnih količinah delca. V ta namen sem generirala delce z gibalnimi količinami od 10 do 100 GeV/c v korakih po 10 GeV/c. Dodala sem tudi nekaj naključno razporejenih fotonov enakomernega ozadja. Te sem v algoritmu rekonstrukcije upoštevala kot dodaten prispevek k povprečnemu številu zadetkov, enak za vse kanale. Petindvajset fotonov enakomernega ozadja tako na primer prispeva v vsakem kanalu k povprečnemu številu zadetkov vrednost $a_{ij}(h_j^{\mathrm{oz}}) = 10^{-3}$. Velikost ozadja v nadaljevanju pomeni povprečno število fotonov ozadja v vsakem kanalu fotonskega detektorja.

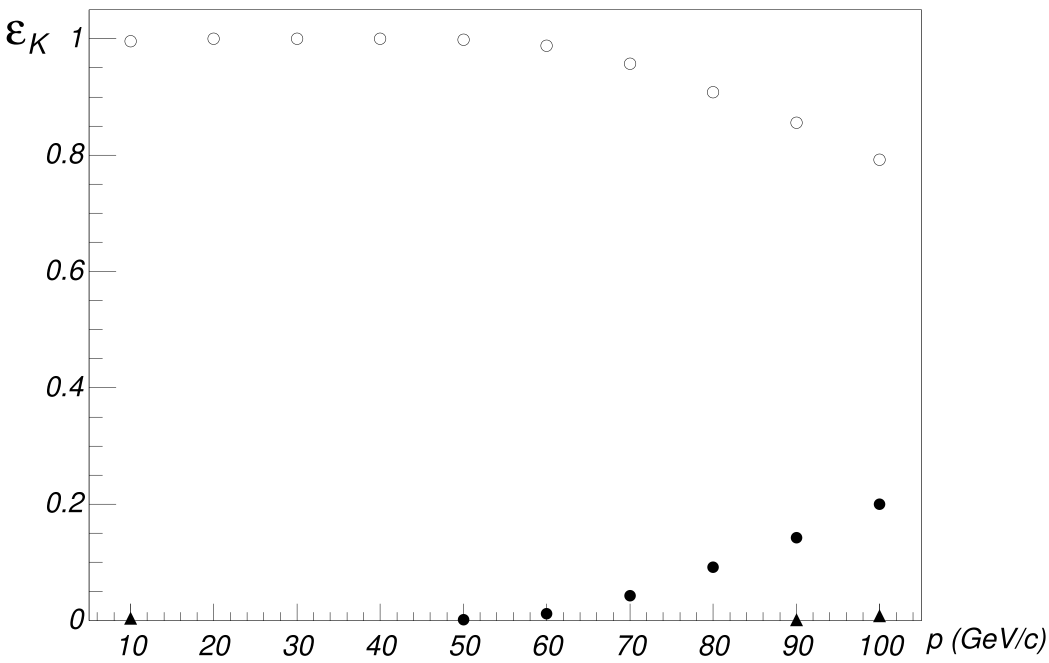


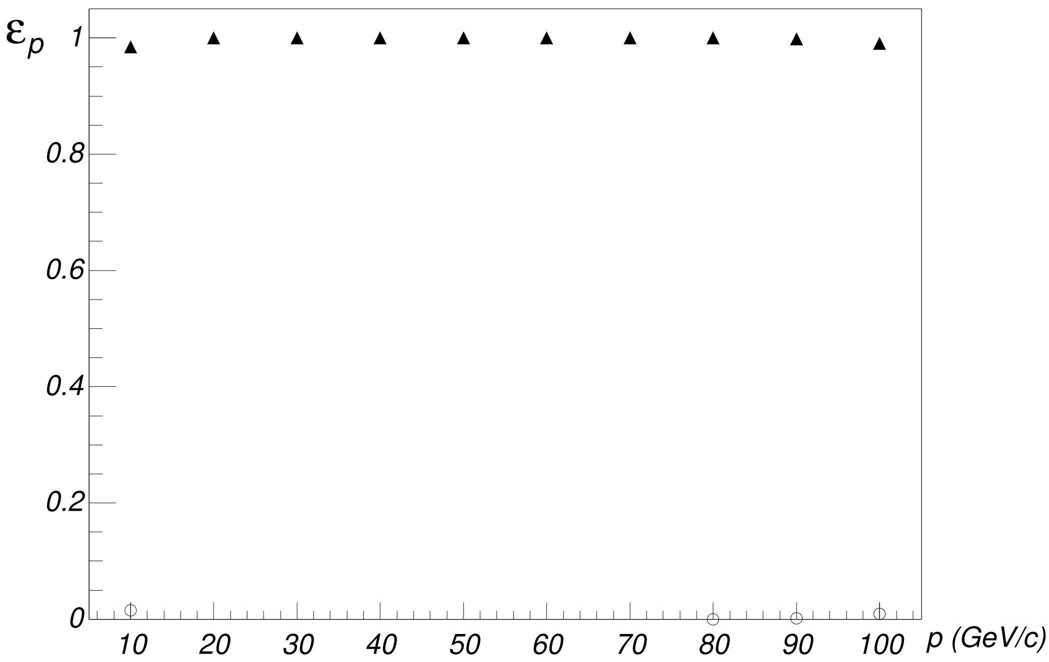
Slika 5.1: Simuliran vzorec na detektorski ravnini, ki ga je povzročil en delec in fotoni ozadja. Velikost ozadja ustreza na levi sliki v povprečju 10^{-4} fotonom ozadja v vsakem kanalu detektorske ravnine, na sliki v sredini 10^{-3} in na desni sliki 10^{-2}.

V histogramih na slikah 5.2 in 5.3 je prikazan izkoristek za posamezne pione, kaone in protone pri različnih gibalnih količinah in ozadju 10^{-4} . Prikazan je še delež napačno identificiranih delcev.



Slika 5.2: Delež identificiranih pionov pri različnih gibalnih količinah. S polnim krogcem so označeni pravilno identificirani pioni in s praznim krogcem pioni, ki smo jih identificirali kot kaone. Ocena je bila narejena pri ozadju, ki je ustrezalo 10^{-4} fotonov ozadja v vsakem kanalu detektorske ravnine.





Slika 5.3: Zgornja slika: Delež identificiranih kaonov pri različnih gibalnih količinah. S praznim krogcem so označeni (pravilno identificirani) kaoni, s polnim krogcem kaoni, identificirani kot pioni in s trikotnikom kaoni, ki smo jih identificirali kot protone. **Spodnja slika:** Delež identificiranih protonov pri različnih gibalnih količinah. S trikotnikom so označeni pravilno identificirani protoni in s praznim krogcem protoni, ki smo jih identificirali kot kaone. Ocena je bila narejena pri ozadju 10^{-4}.

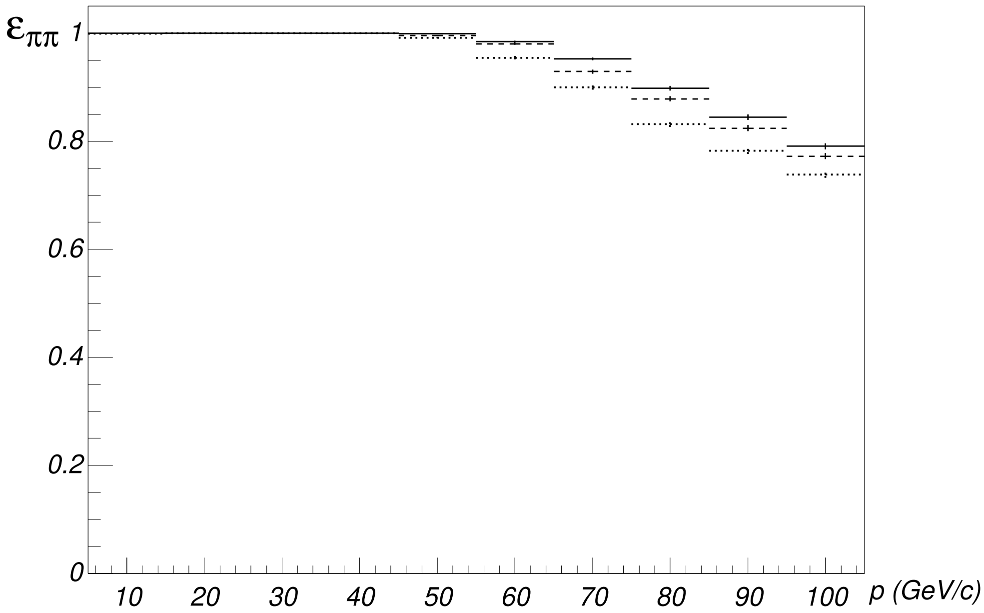
Primerjava izkoristkov za posamezne delce pri različnih velikostih ozadja (10^{-4}, 10^{-3} in 10^{-2}, slika 5.1) je prikazana za različne gibalne količine na slikah 5.4 in 5.5.

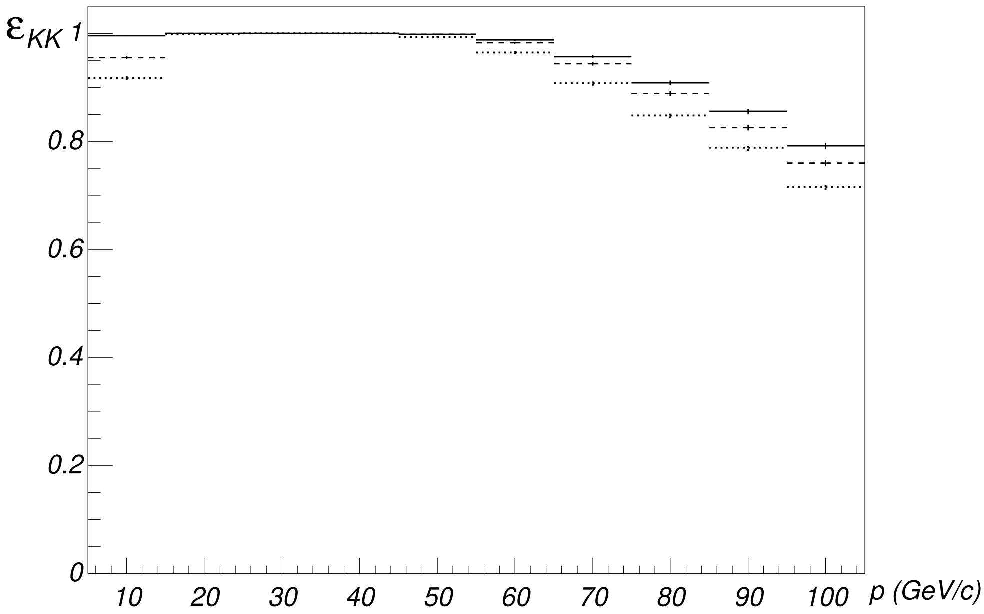
Pri gibalnih količinah, večjih od 50 GeV/c, se ločevanje pionov in kaonov poslabša (slika 5.6) zaradi zmanjševanja razlike med Čerenkovima kotoma (enačbi 2.5 in 2.6), ki znaša pri tej gibalni količini le še $\Delta\vartheta = 0,87$ mrad in postaja primerljiva s kotno ločljivostjo detektorja.

Pri gibalni količini 10 GeV/c je uspešnost rekonstrukcije kaonov in protonov nekoliko manjša (slika 5.6; izkoristek za kaone pri ozadju 10^{-2} znaša $\epsilon_{KK} \approx 0,92$) Hitrost kaona je tedaj tik nad pragom (enačba 4.1) in število izsevanih fotonov je precej majhno ($\overline{\mathrm{N}} = 5,7$), zato algoritem rekonstrukcije včasih te fotone prepozna kot ozadje in ne kot del kroga. Hitrost protona z gibalno količino 10 GeV/c pa je še pod pragom in proton ne izseva nobenega fotona. Obratno lahko v tem primeru napačno identificiramo fotone ozadja kot fotone, ki pripadajo kaonu.

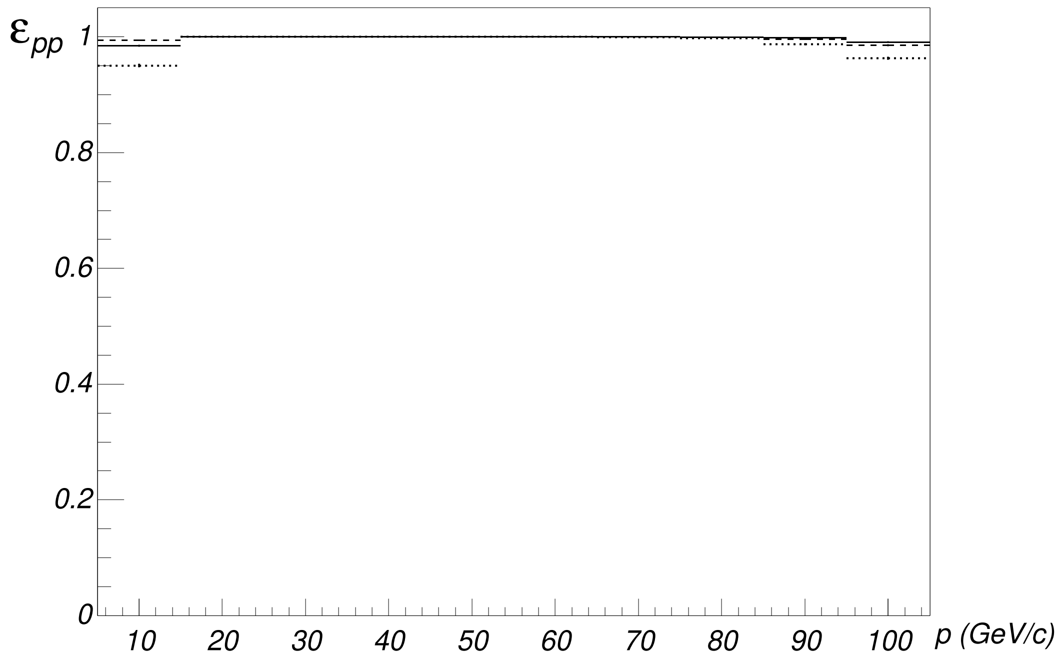
Pri še manjših gibalnih količinah, ko je tudi hitrost kaona pod pragom, kaonov in protonov z metodo rekonstrukcije ne moremo razločiti. Cenilka P_h je enaka za obe hipotezi.

Zaradi končne velikosti fotonskega detektorja se lahko zgodi, da so krogi nepopolni. Ker detektiramo samo del zadetkov z obroča, je izkoristek za takšne delce nekoliko manjši. Pri različnih gibalnih količinah in različnih velikostih ozadja sem generirala kroge, pri katerih je samo polovica ležala znotraj detektorske ravnine. Rezultati so predstavljeni za različne vrednosti ozadja na slikah 5.7 za pione, 5.8 za kaone in 5.9 za protone.

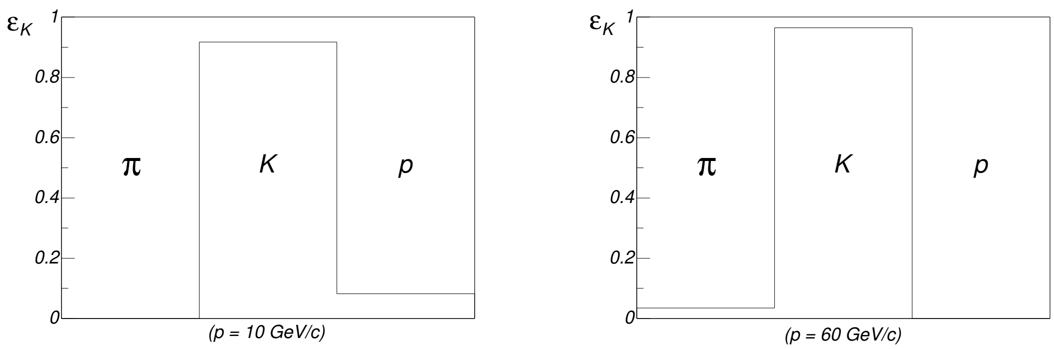




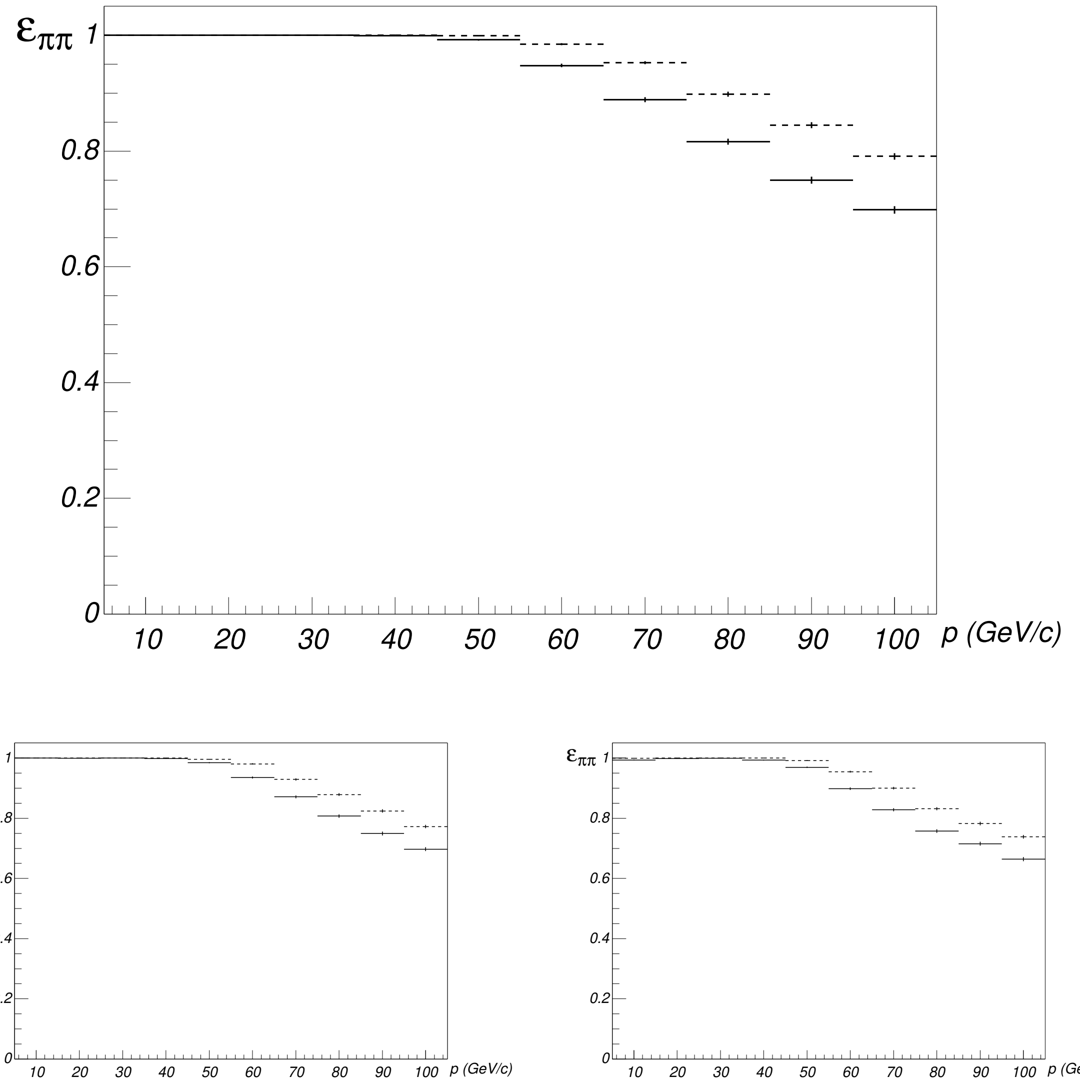
Slika 5.4: Izkoristek za posamezne pione (zgornja slika) in za kaone (spodnja slika) v odvisnosti od gibalne količine. Rezultati so dobljeni pri treh velikostih ozadja: 10^{-4} (polna črta), 10^{-3} (prekinjena črta) in 10^{-2} (s pikami).



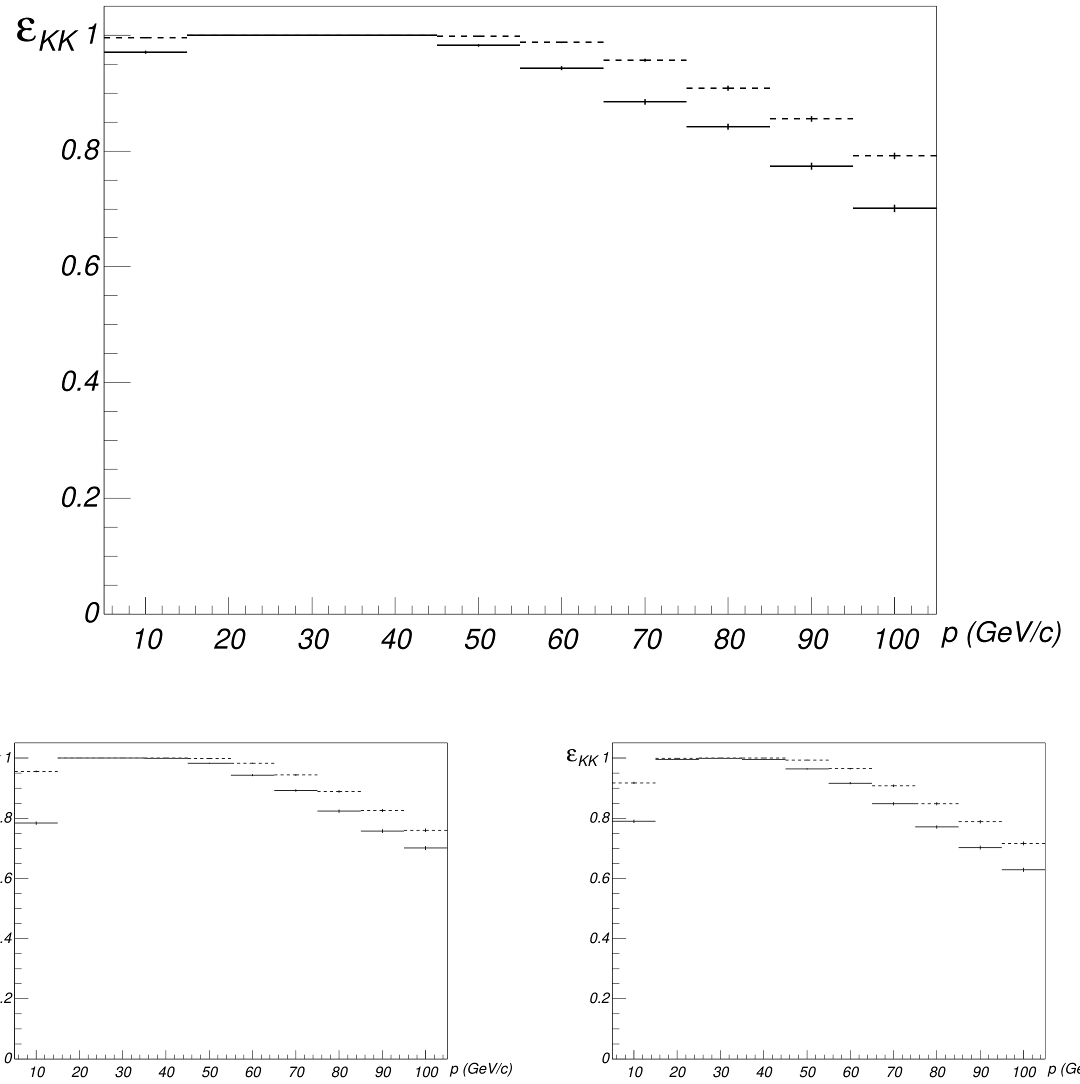
Slika 5.5: Izkoristek za posamezne protone v odvisnosti od gibalne količine. Rezultati so dobljeni pri treh velikostih ozadja: 10^{-4} (polna črta), 10^{-3} (prekinjena črta) in 10^{-2} (s pikami).



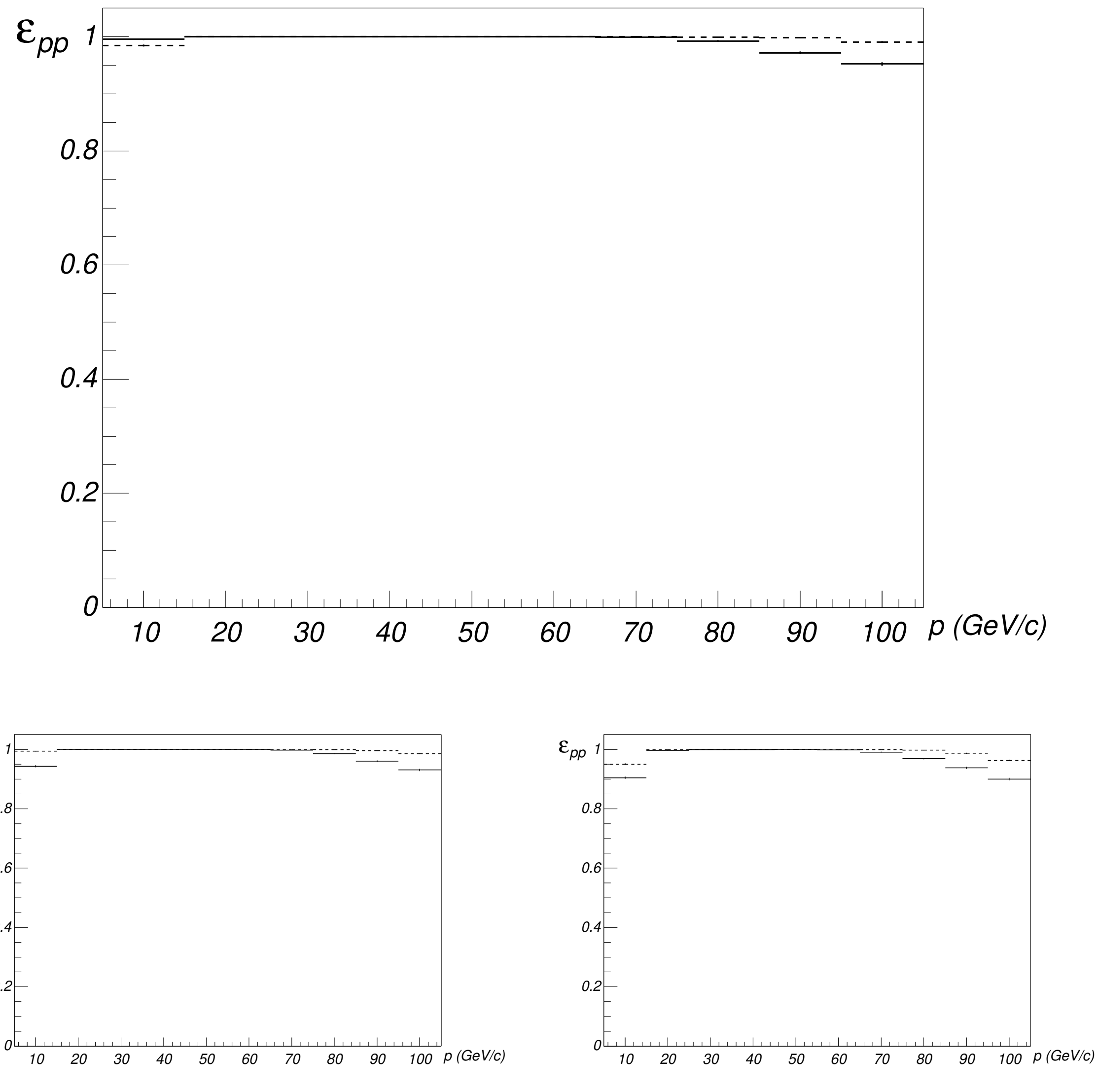
Slika 5.6: Delež različnih identificiranih delcev v primeru generiranega kaona z gibalno količino 10 GeV/c (levo) in z gibalno količino 60 GeV/c (desno) pri ozadju 10^{-2}. V prvem primeru napačno identificiramo kaon kot proton zaradi premajhnega števila izsevanih fotonov. V drugem primeru je razločevanje od pionov slabše zaradi majhne razlike v Čerenkovih kotih.



Slika 5.7: Izkoristek za posamezne pione, pri katerih je samo polovica obroča ležala na detektorju, pri različnih gibalnih količinah. Črtkano je za primerjavo označen izkoristek, kadar obroč v celoti leži na detektorju. Na zgornji sliki je izkoristek izračunan pri ozadju 10^{-4}, na spodnjih pa pri ozadju 10^{-3} (levo) in 10^{-2} (desno).



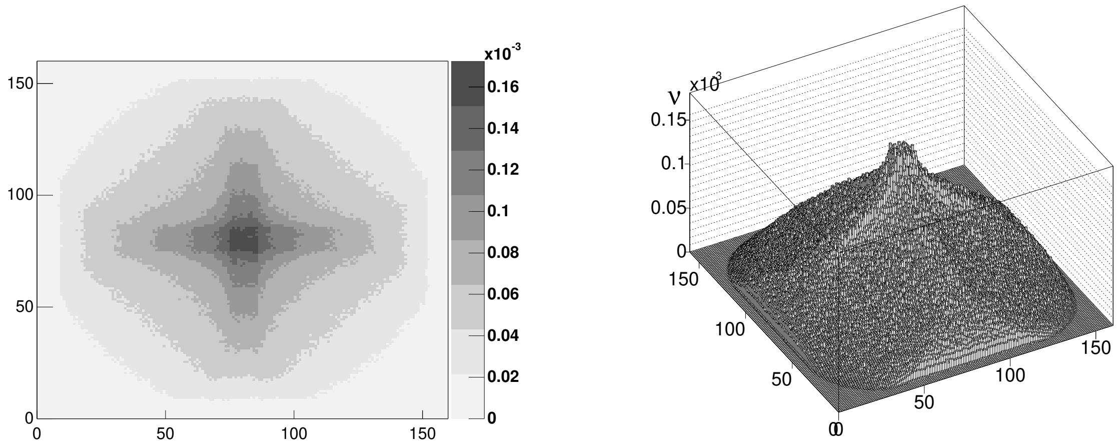
Slika 5.8: Izkoristek za posamezne kaone, pri katerih je samo polovica obroča ležala na detektorju, pri različnih gibalnih količinah. Črtkano je za primerjavo označen izkoristek, kadar obroč v celoti leži na detektorju. Na zgornji sliki je izkoristek izračunan pri ozadju 10^{-4}, na spodnjih pa pri ozadju 10^{-3} (levo) in 10^{-2} (desno).



Slika 5.9: Izkoristek za posamezne protone, pri katerih je samo polovica obroča ležala na detektorju, pri različnih gibalnih količinah. Črtkano je za primerjavo označen izkoristek, kadar obroč v celoti leži na detektorju. Na zgornji sliki je izkoristek izračunan pri ozadju 10^{-4}, na spodnjih pa pri ozadju 10^{-3} (levo) in 10^{-2} (desno).

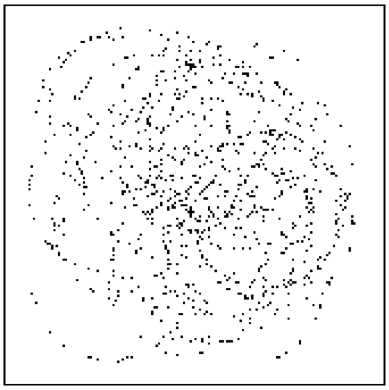
5.2 Identifikacija pri veliki gostoti delcev

Zaradi velikega števila delcev, ki prispejo v detektor Čerenkova, pričakujem, da bo delež pravilno identificiranih delcev manjši, kot ga prikazujejo rezultati za posamezne delce. Pomemben je vpliv ozadja, ki ga povzročijo fotoni tistih delcev, ki jih sledilni sistem ne detektira. Ker pričakujem, da so nezaznane sledi približno enako porazdeljene kot zaznane sledi, je tudi porazdelitev tega ozadja po obliki enaka porazdelitvi zadetkov na fotonskem detektorju.

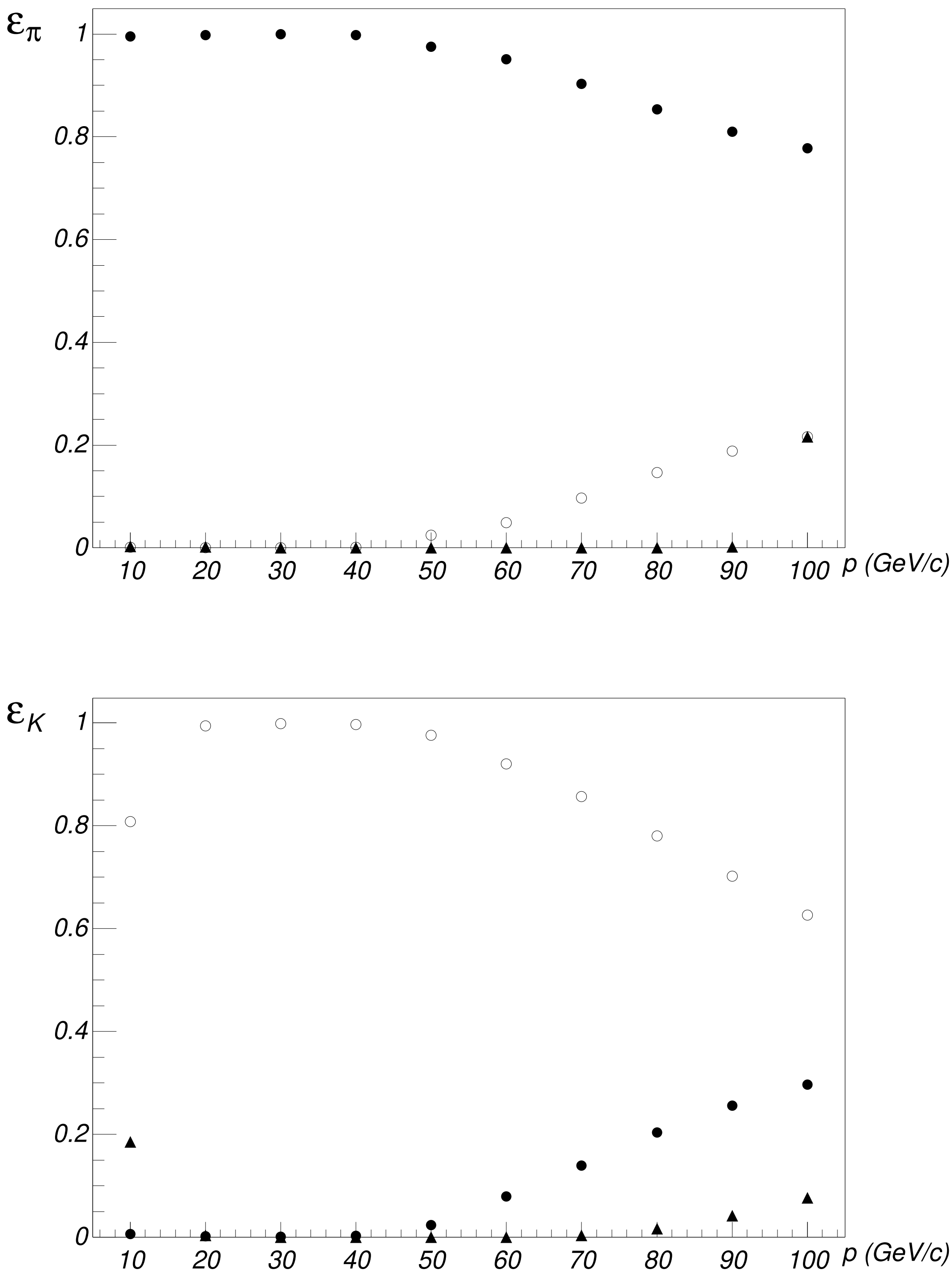


Slika 5.10: Porazdelitev ozadja zaradi nedetektiranih delcev, ki sem jo uporabila v simulaciji. Porazdelitev je normirana na en foton.

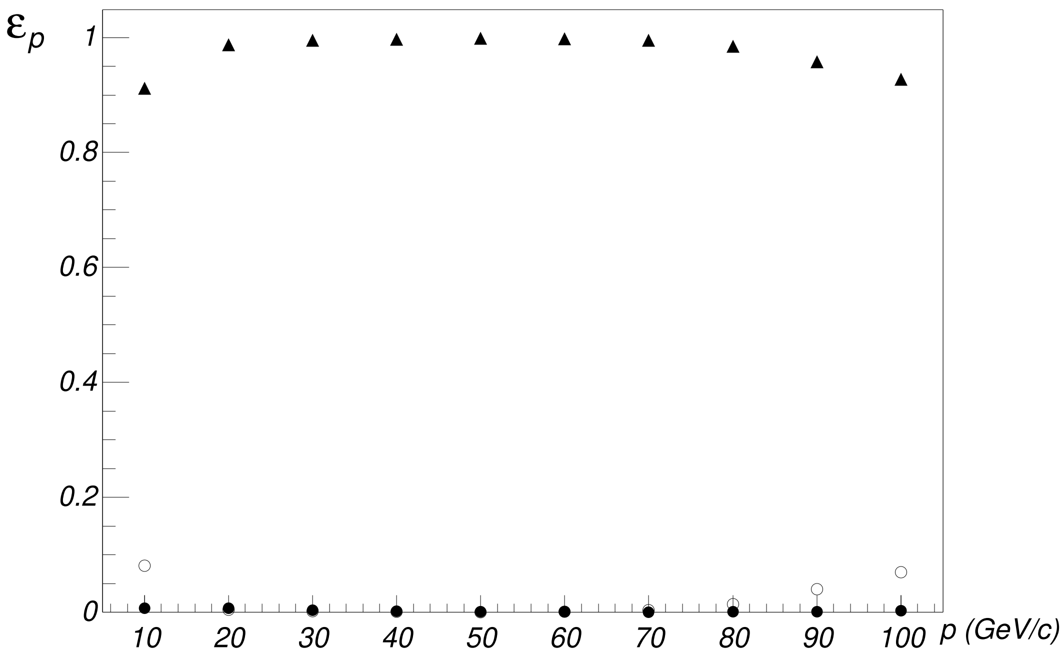
Izkoristek za pione, kaone in protone sem najprej izračunala za primer petindvajsetih detektiranih delcev in desetih delcev ozadja. Centre krogov sem razporedila naključno, a z zahtevo, da so krogi na detektorski ravnini celi. Primer porazdelitve fotonov na detektorski ravnini za takšen primer prikazuje slika 5.11. Delež pravilno in napačno identificiranih pionov, kaonov in protonov pri različnih gibalnih količinah je predstavljen na slikah 5.12 in 5.13.



Slika 5.11: Simuliran vzorec 35 Čerenkovih obročev na detektorski ravnini.

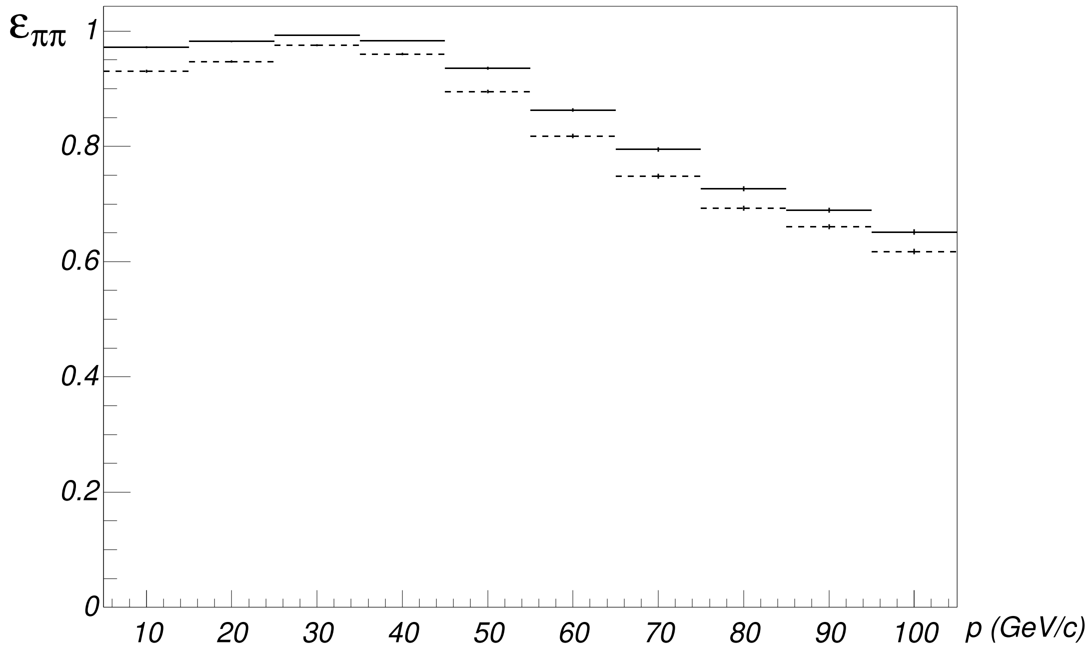


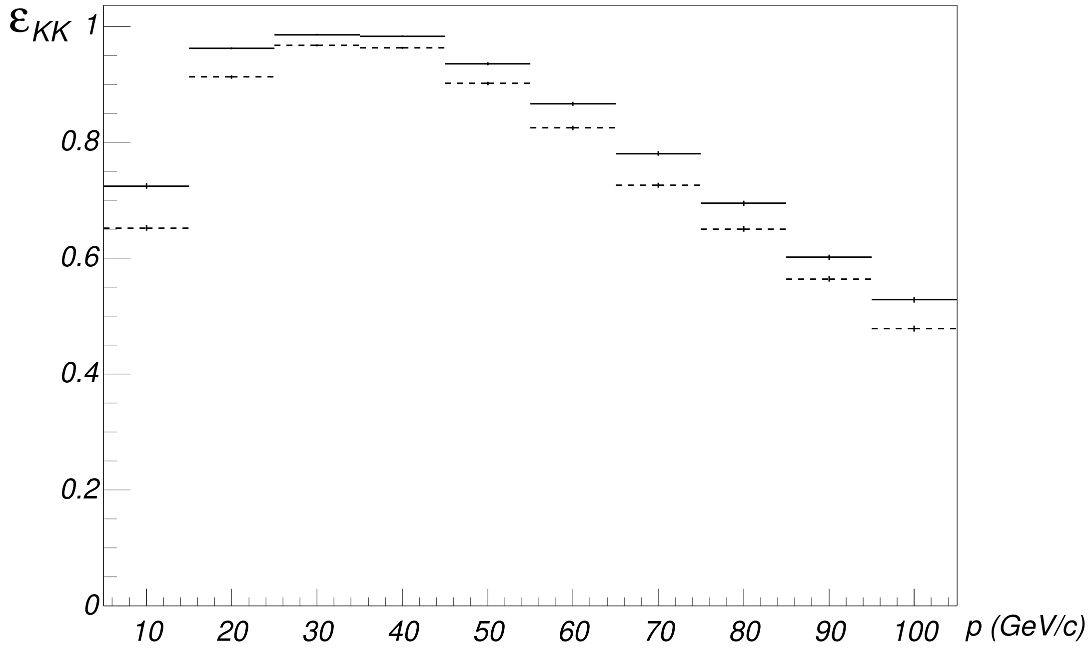
Slika 5.12: Delež identificiranih pionov (zgornja slika) in kaonov (spodnja slika) pri različnih gibalnih količinah. S polnim krogcem so označeni identificirani pioni, s praznim krogcem identificirani kaoni in s trikotnikom identificirani protoni. Ocena je bila narejena za 35 detektiranih delcev in 10 nedetektiranih delcev ozadja.



Slika 5.13: Delež identificiranih protonov pri različnih gibalnih količinah. S trikotnikom so označeni pravilno identificirani protoni, s praznim krogcem protoni, identificirani kot kaoni in s polnim krogcem protoni, ki smo jih identificirali kot pione. Ocena je bila narejena za 35 detektiranih delcev in 10 nedetektiranih delcev ozadja.

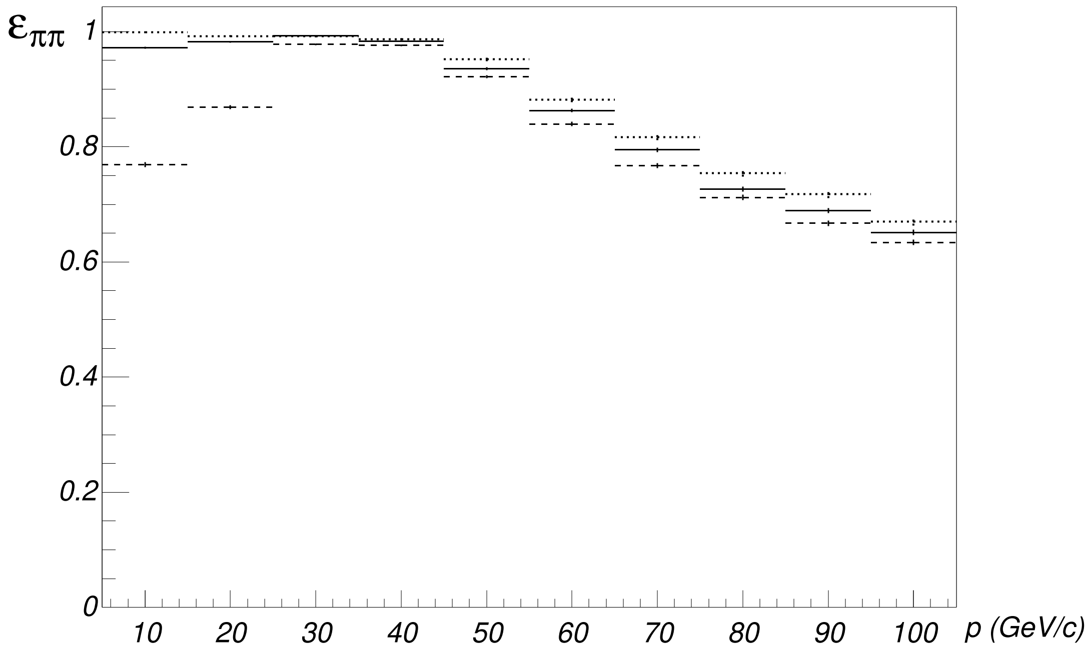
Vpliv velikosti ozadja na identifikacijo delcev sem ocenila na primeru petdesetih detektiranih delcev. V prvem primeru je bilo število obročev ozadja polovica števila detektiranih obročev (25 sledi), v drugem primeru pa je bilo ozadje enako številu detektiranih obročev (50 sledi). Primerjava izkoristkov rekonstruiranih delcev pri različnih gibalnih količinah je predstavljena za pione in kaone (slika 5.14).





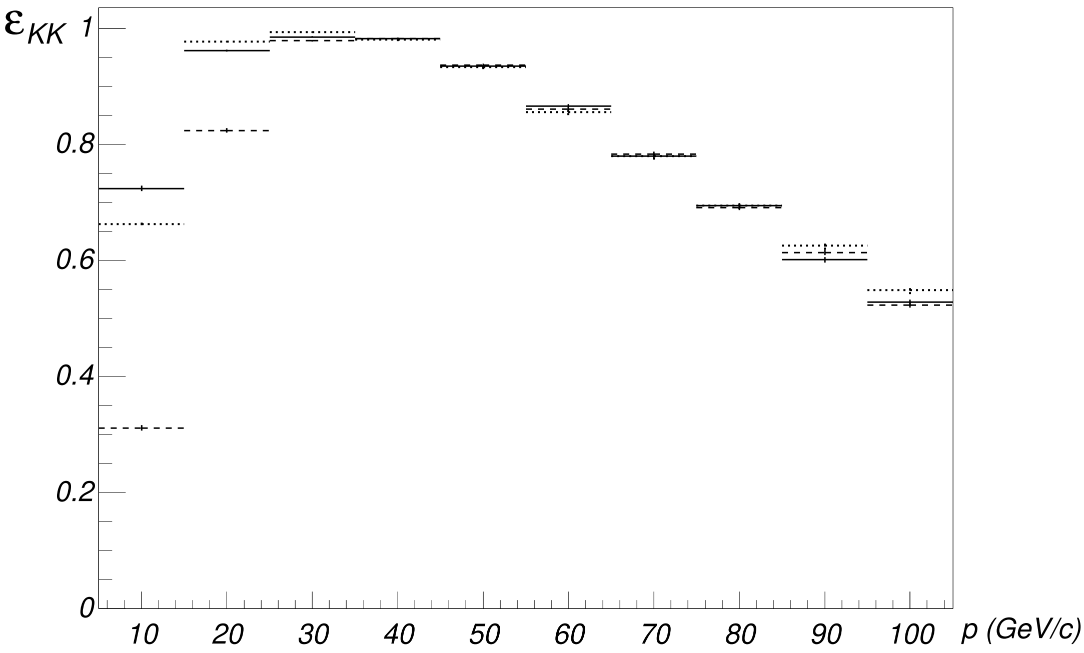
Slika 5.14: Izkoristek za pione (zgornja slika) in za kaone (spodnja slika) pri različnih gibalnih količinah za 50 detektiranih delcev. S polno črto je prikazan izkoristek pri manjšem ozadju (25 sledi) in s prekinjeno črto pri večjem ozadju (50 sledi).

Ker lahko velikost ozadja zaradi nezaznanih delcev samo približno ocenimo, nas zanima, kako na identifikacijo delcev vpliva napačna ocena velikosti ozadja v algoritmu rekonstrukcije. Za zgornji primer petdesetih detektiranih delcev in petindvajsetih delcev ozadja sem v rekonstrukcijskem programu ozadje ocenila različno: v prvem primeru ozadja sploh nisem upoštevala, v drugem primeru sem izbrala pravilno ozadje in v tretjem primeru sem ozadje ocenila dvakrat preveliko. Rezultati pokažejo (sliki 5.15 in 5.16), da napačna ocena velikosti ozadja močno vpliva na izkoristek pri manjših gibalnih količinah, ko je hitrost delcev le malo višja od hitrosti praga in je število izsevanih fotonov majhno, medtem ko pri večjih gibalnih količinah izbira ozadja ne vpliva bistveno.

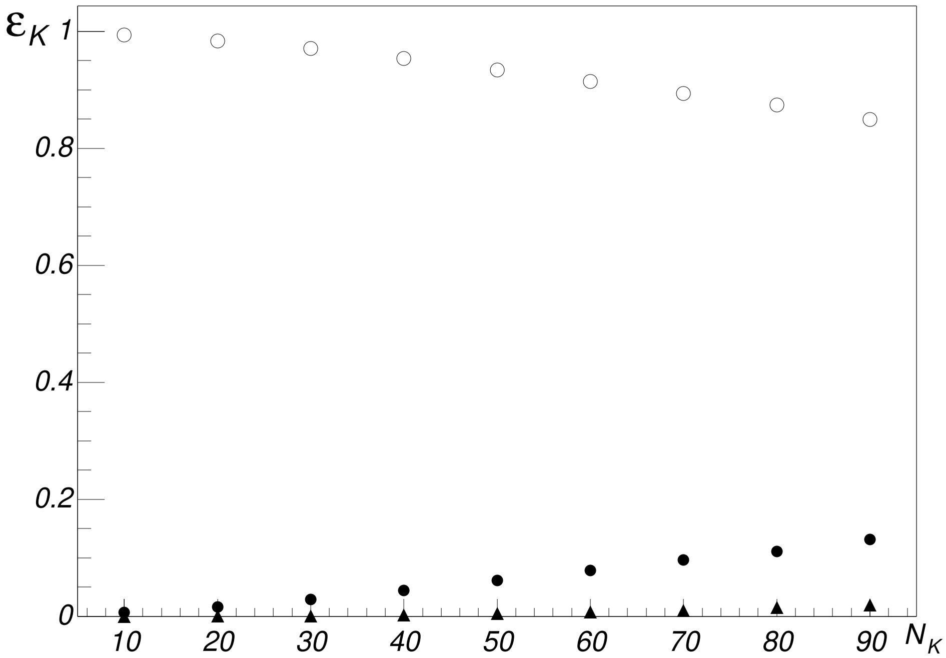


Slika 5.15: Izkoristek za pione v primeru 50 detektiranih delcev in 25 delcev ozadja pri različnih gibalnih količinah. Na isti sliki so prikazani izkoristki za pravilno oceno velikosti ozadja (s polno črto), za dvakrat preveliko oceno velikosti ozadja (s prekinjeno črto) in izkoristki, če ozadja sploh ne upoštevamo (s pikami).

Na osnovi histogramov (slike 5.12 do 5.16) lahko zaključim, da večja velikost ozadja poslabša izkoristek za posamezne tipe delcev. Prav tako napačna ocena velikosti ozadja močno poslabša izkoristek za delce z majhnimi gibalnimi količinami. Tudi gostota delcev vpliva na identifikacijo, kar vidimo iz histograma 5.17, kjer je je prikazan izkoristek za kaone z gibalno količino 50 GeV/c v odvisnosti od števila detektiranih delcev. Število delcev iz ozadja je ves čas ustrezalo polovici detektiranih delcev.



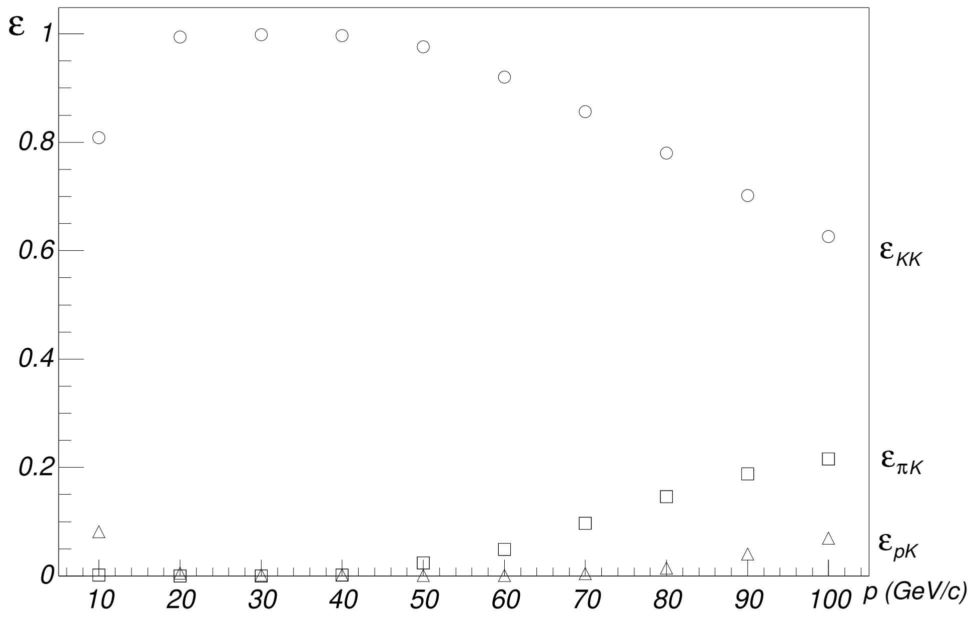
Slika 5.16: Izkoristek za kaone v primeru 50 detektiranih delcev in 25 delcev ozadja pri različnih gibalnih količinah. Na isti sliki so prikazani izkoristki za pravilno oceno velikosti ozadja (s polno črto), za dvakrat preveliko oceno velikosti ozadja (s prekinjeno črto) in izkoristki, če ozadja sploh ne upoštevamo (s pikami).



Slika 5.17: Izkoristek za kaone z gibalno količino 50 GeV/c v odvisnosti od števila detektiranih delcev. S praznim krogcem je označen izkoristek za pravilno rekonstruirane kaone, s polnim krogcem so označeni kaoni, ki smo jih identificirali kot pione in s trikotnikom kaoni, identificirani kot protoni. Število delcev iz ozadja je bilo enako polovici detektiranih delcev.

5.3 Izkoristek ločevanja kaonov od pionov

V prejšnjih poglavjih sem ocenila izkoristek ϵ_{tt} za delec tipa t na osnovi največje funkcije zanesljivosti. Tako izračunan izkoristek (enačba 5.1) pa ne vsebuje informacije o tem, kako čist je identifikacijski kriterij, torej kakšna je verjetnost, da smo se pri identifikaciji zmotili. Da dobimo popolno sliko, moramo istočasno opazovati tri količine, v primeru kaonov ob ϵ_{KK} še verjetnosti, da pion oziroma proton proglasimo za kaon, $\epsilon_{\pi\mathrm{K}}$ in ϵ_{pK} (slika 5.18).



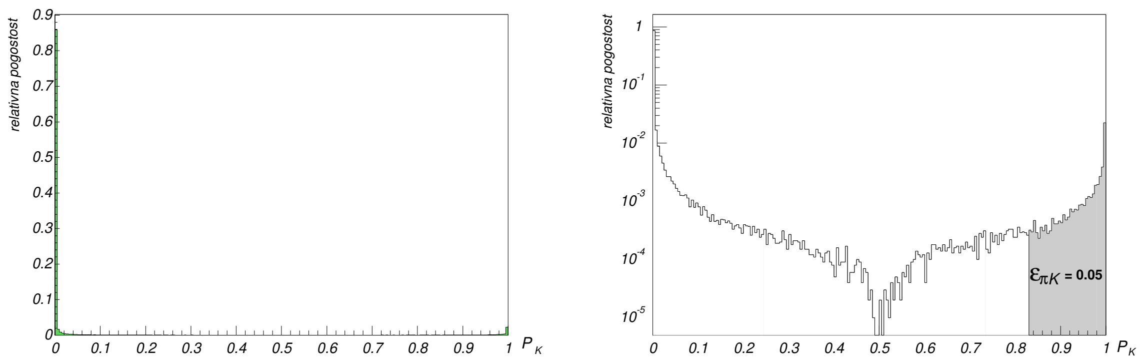
Slika 5.18: Primerjava izkoristka za kaone, izračunanega na osnovi največje funkcije zanesljivosti z deležem pionov, napačno rekonstruiranih kot kaoni in z deležem protonov, napačno rekonstruiranih kot kaoni. Vsi deleži so bili izračunani za 25 detektiranih delcev in 10 delcev ozadja.

Zato je ugodno definirati izkoristek za identifikacijo kaonov pri dani konstantni verjetnosti, da smo pion oziroma proton proglasili za kaon, $\epsilon_{\mathrm{KK}}(\epsilon_{\pi\mathrm{K}})$ oziroma $\epsilon_{\mathrm{KK}}(\epsilon_{\mathrm{pK}})$.

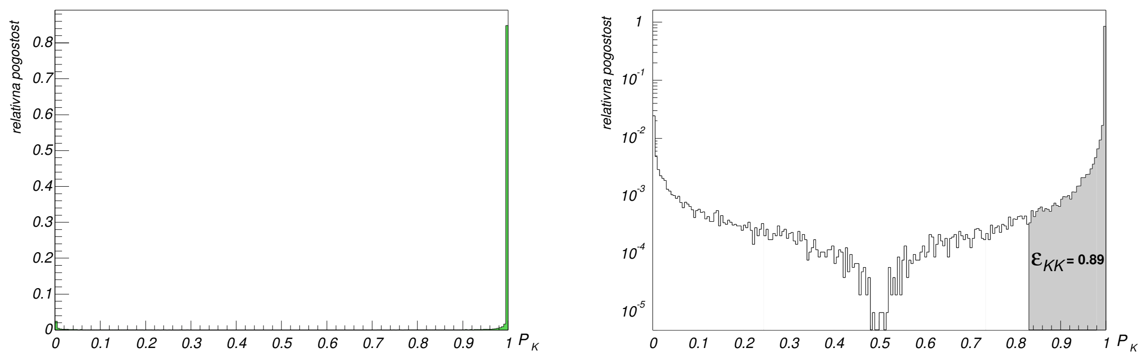
Ta izkoristek določimo tako, da najprej za vzorec generiranih pionov narišemo porazdelitev po vrednosti cenilke $\mathrm{P_K}$ za hipotezo, da je identificirani delec kaon. Iz tako dobljene porazdelitve (slika 5.19) izračunamo mejno vrednost cenilke (rez), pri kateri je delež pionov z $\mathrm{P_K} > \mathrm{P_K}(\mathrm{rez})$ enak $\epsilon_{\pi\mathrm{K}}$. Postopek ponovimo še za protone.

Iz porazdelitve kaonov po vrednosti cenilke $\mathrm{P_K}$ za kaone (slika 5.20) izračunamo nato izkoristek za kaone $\epsilon_{\mathrm{KK}}(\epsilon_{\pi\mathrm{K}})$ in $\epsilon_{\mathrm{KK}}(\epsilon_{\mathrm{pK}})$ pri istem kriteriju.

Izkoristek za kaone sem izračunala pri dveh vrednostih $\epsilon_{\pi\mathrm{K}}$, 5% in 20%, za primer petindvajsetih detektiranih delcev in desetih delcev ozadja. Izračunan izkoristek za različne gibalne količine pri omenjenih verjetnostih je prikazan na sliki 5.21.

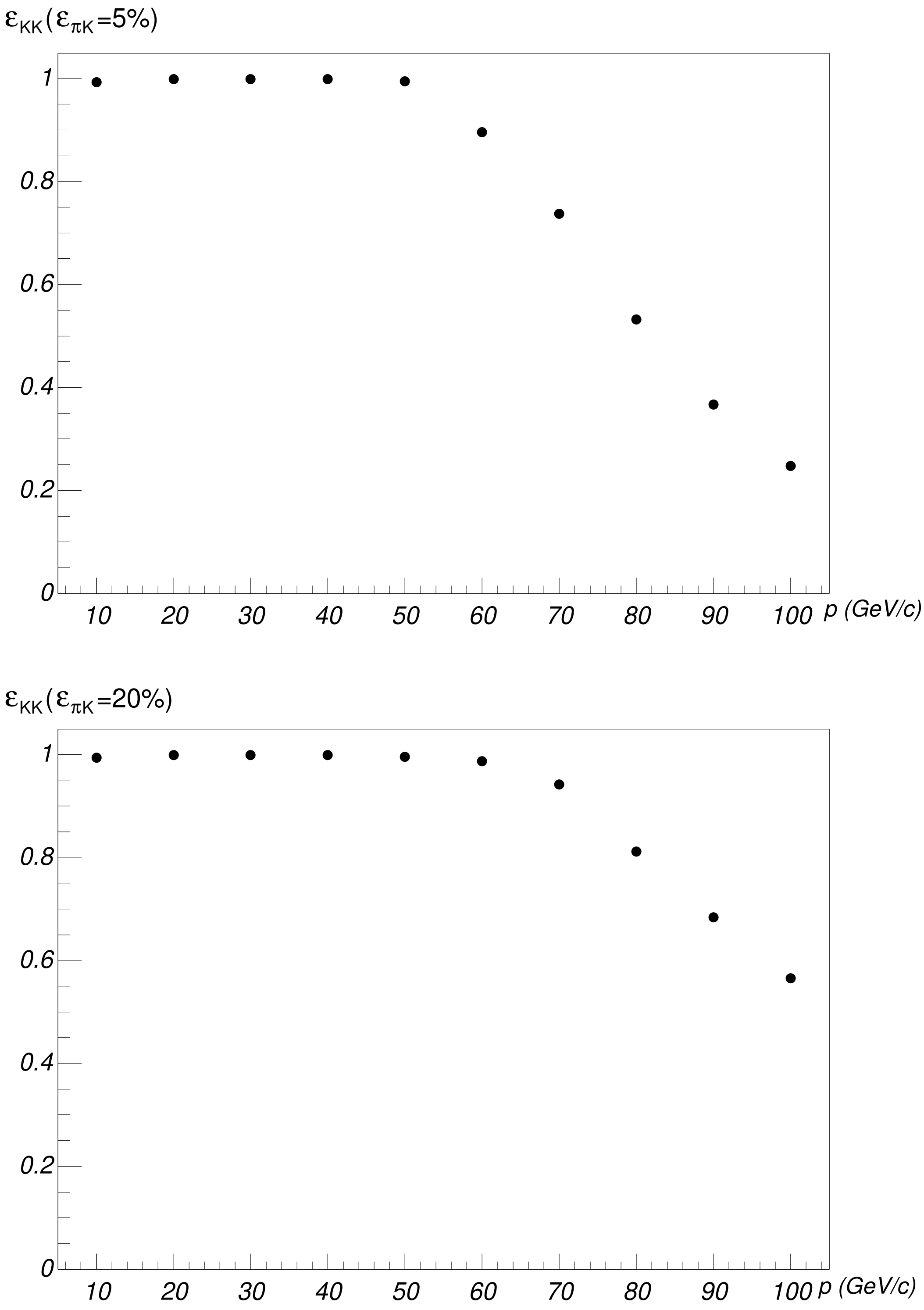


Slika 5.19: Porazdelitev pionov po cenilki za kaone pri gibalni količini 60 GeV/c za 25 detektiranih delcev in 10 delcev ozadja. Na levi sliki je linearna, na desni pa logaritemska skala za relativno pogostost. V zasenčenem delu je 5% vseh pionov.

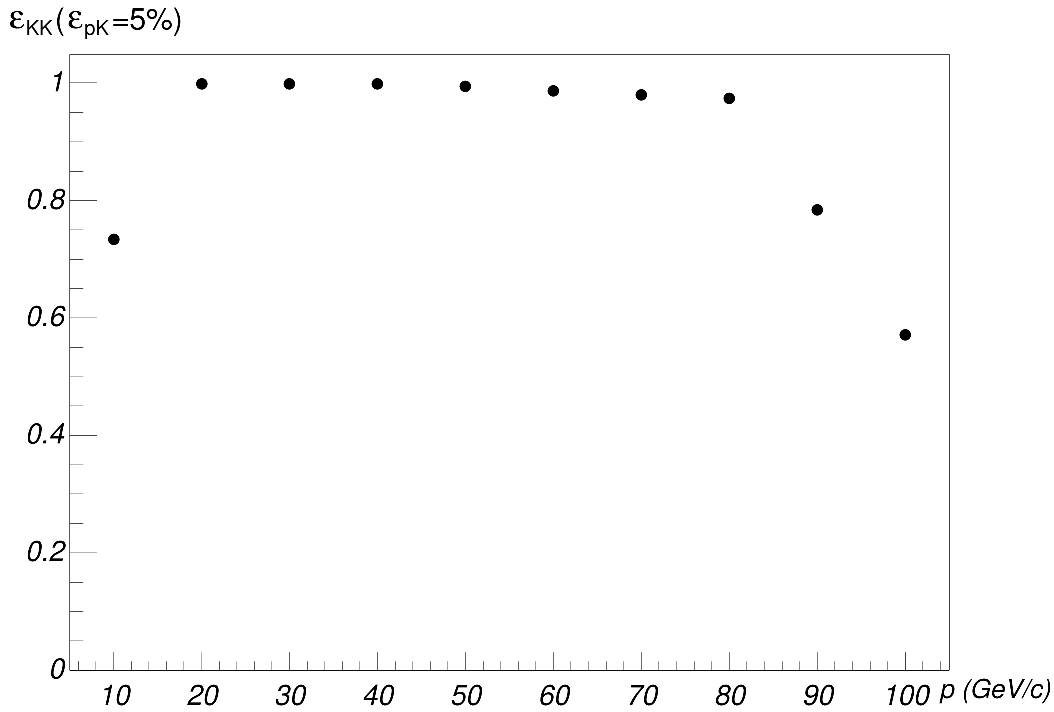


Slika 5.20: Porazdelitev kaonov po cenilki za kaone pri gibalni količini 60 GeV/c za 25 detektiranih delcev in 10 delcev ozadja. Na levi sliki je linearna, na desni pa logaritemska skala za relativno pogostost. Pri istem rezu kot na sliki 5.19 je delež kaonov v zasenčenem delu $\epsilon_{\rm KK} = 89\%$.

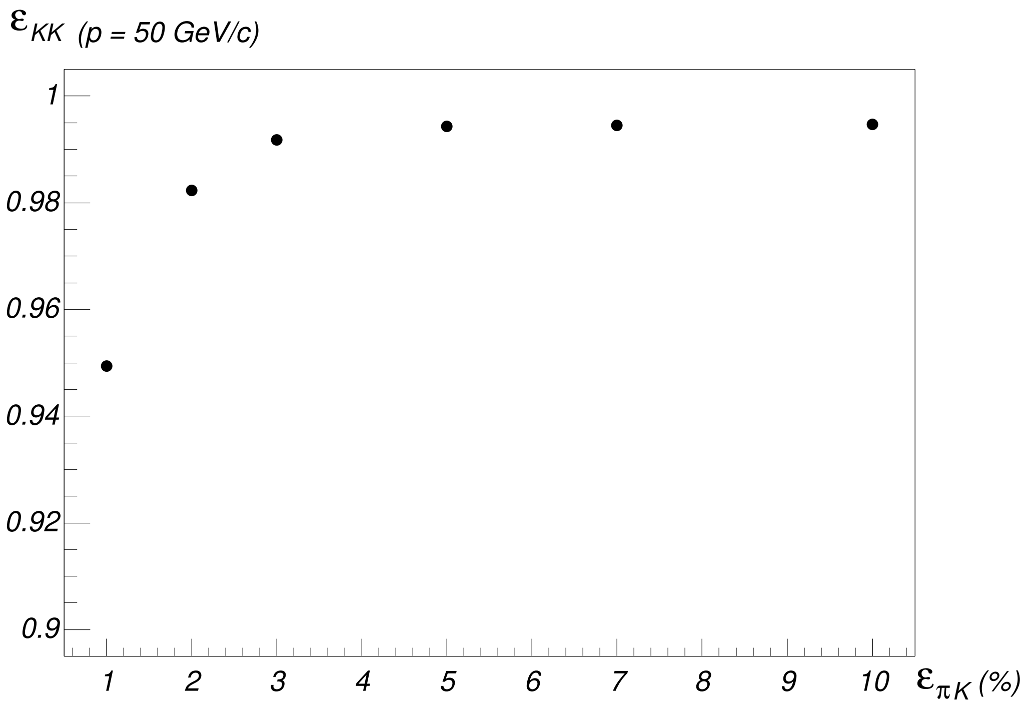
Na sliki 5.22 je, prav tako za različne gibalne količine, prikazan izkoristek za kaone pri 5% verjetnosti, da proton identificiramo kot kaon. Slika 5.23 pa prikazuje odvisnost izkoristka za kaone od verjetnosti $\epsilon_{\pi \rm K}$, da pion identificiramo kot kaon, pri gibalnih količinah 50 Gev/c in 70 GeV/c.

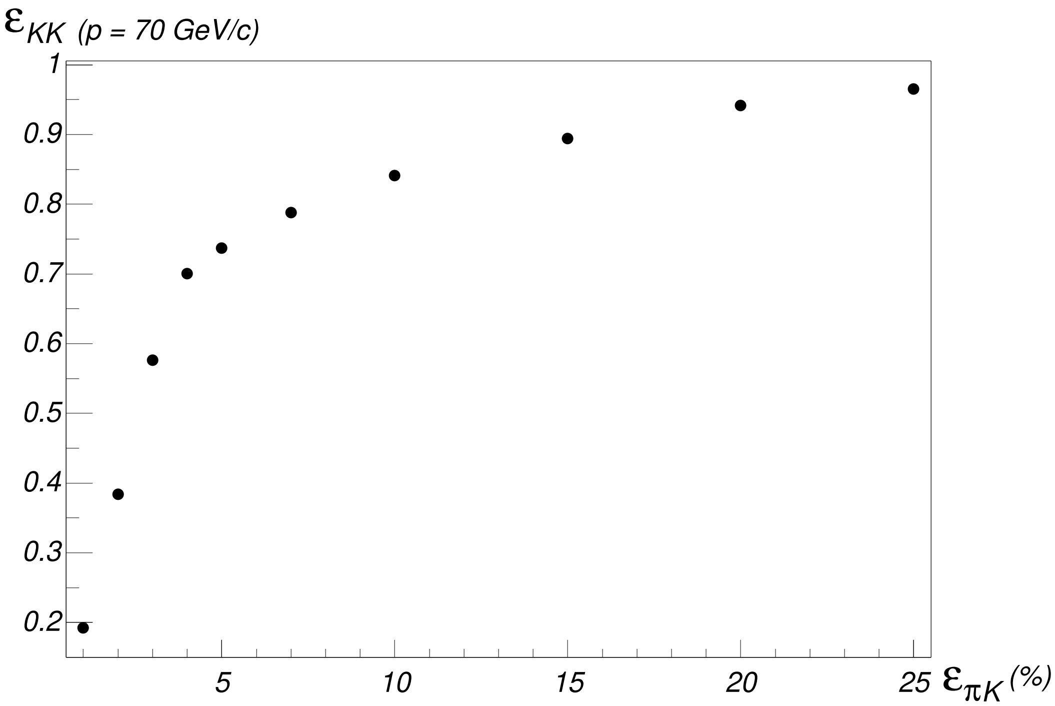


Slika 5.21: Izkoristek za kaone pri verjetnosti 5%, da pion identificiramo kot kaon (zgornja slika) in pri verjetnosti 20%, da pion identificiramo kot kaon (spodnja slika). Izkoristek je izračunan za primer 25 detektiranih delcev in 10 delcev ozadja.



Slika 5.22: Izkoristek za kaone pri verjetnosti 5%, da proton identificiramo kot kaon. Izkoristek je izračunan za primer 25 detektiranih delcev in 10 delcev ozadja.

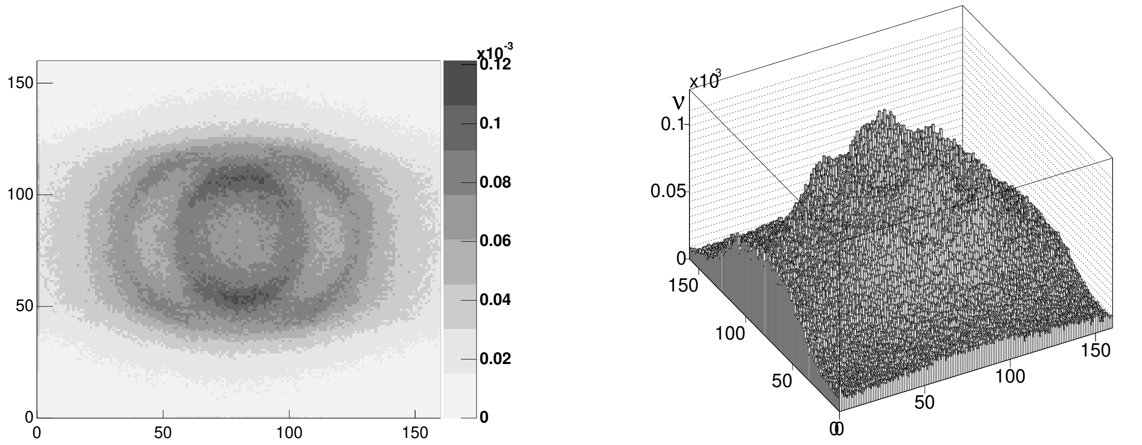




Slika 5.23: Izkoristek za kaone v odvisnosti od verjetnosti, da pion identificiramo kot kaon. Izkoristek je izračunan pri gibalni količini 50 GeV/c (zgornja slika) in gibalni količini 70 GeV/c (spodnja slika).

5.4 Identifikacija pri realistični porazdelitvi delcev

Porazdelitev delcev kot tudi ozadja je v primeru reakcij protonov s tarčo v eksperimentu HERA-B nekoliko drugačna, kot sem jo simulirala v poglavju 5.2. Obliko ozadja v realističnem primeru prikazuje slika 5.24. Realistični primer se razlikuje tudi v tem, da so tu zastopani v enem dogodku različni tipi delcev z različnimi gibalnimi količinami. Prevladujejo pioni in elektroni, zelo malo pa je mionov, kaonov in protonov. Razmerje med detektiranimi kaoni in pioni je približno 0,16. Delež protonov je še nekoliko manjši.



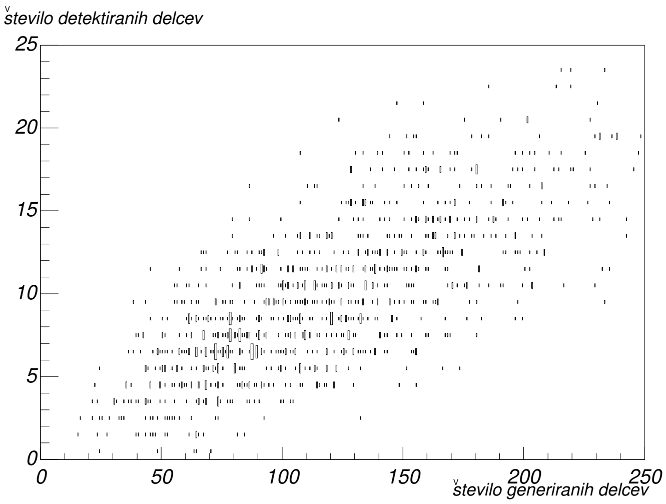
Slika 5.24: Porazdelitev ozadja zaradi nedetektiranih delcev, ki ustreza realistični porazdelitvi delcev. Porazdelitev je normirana na en foton.

Metodo sem preizkusila na dogodkih, ki so bili simulirani s programskim paketom ARTE [15]. Obravnavala sem 1000 dogodkov. Za vsak dogodek sem dobila podatke o vseh delcih, ki so vstopili v detektor Čerenkova (smer in velikost gibalne količine, položaj vstopa v detektor, tip delca) in podatke o detektiranih delcih. Število detektiranih delcev je bilo precej majhno v primerjavi s številom delcev ozadja (število delcev ozadja je bilo v povprečju desetkrat večje od števila detektiranih delcev, slika 5.25). Vzrok za tako veliko število nedetektiranih delcev je v trenutno še precej nepopolnem delovanju algoritmov za iskanje sledi v posameznih delih spektrometra.

Povprečno razmerje med detektiranimi in nedetektiranimi delci sem ocenila iz celotnega vzorca dogodkov. Za posamezen dogodek sem ocenila ozadje kot produkt povprečnega razmerja in števila detektiranih delcev tega dogodka.

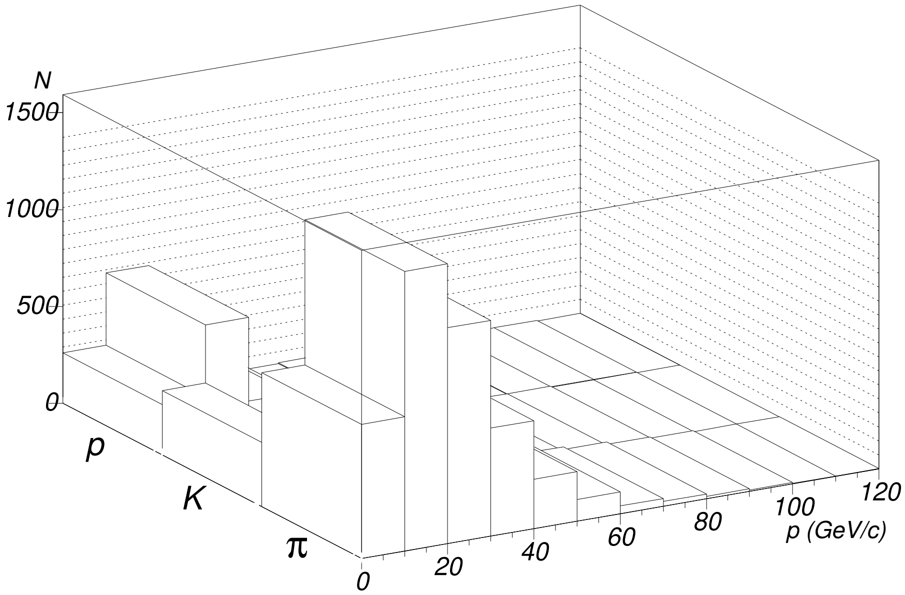
Histogrami 5.26, 5.27 in 5.28 prikazujejo število rekonstruiranih pionov, kaonov in protonov za tri različne tipe generiranih delcev (π, K, p).

Izkoristke za posamezne tipe delcev sem ocenila kot povprečni izkoristek na danem intervalu gibalne količine preko vseh dogodkov. Na sliki 5.29 je prikazan izkoristek za pione in na sliki 5.30 izkoristek za kaone pri različnih gibalnih količinah. Izkoristki so precej dobri

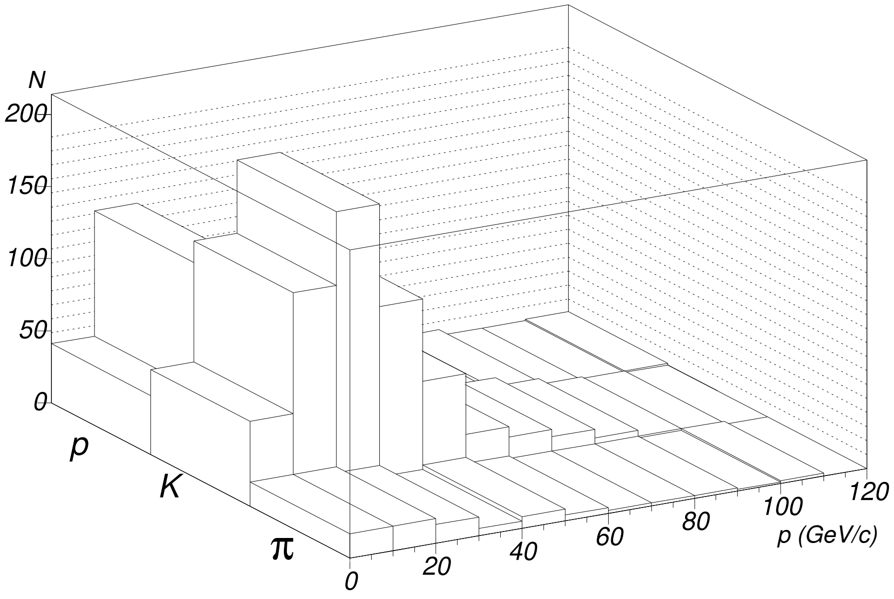


Slika 5.25: Korelacija med detektiranimi in vsemi generiranimi delci pri realističnih dogodkih.

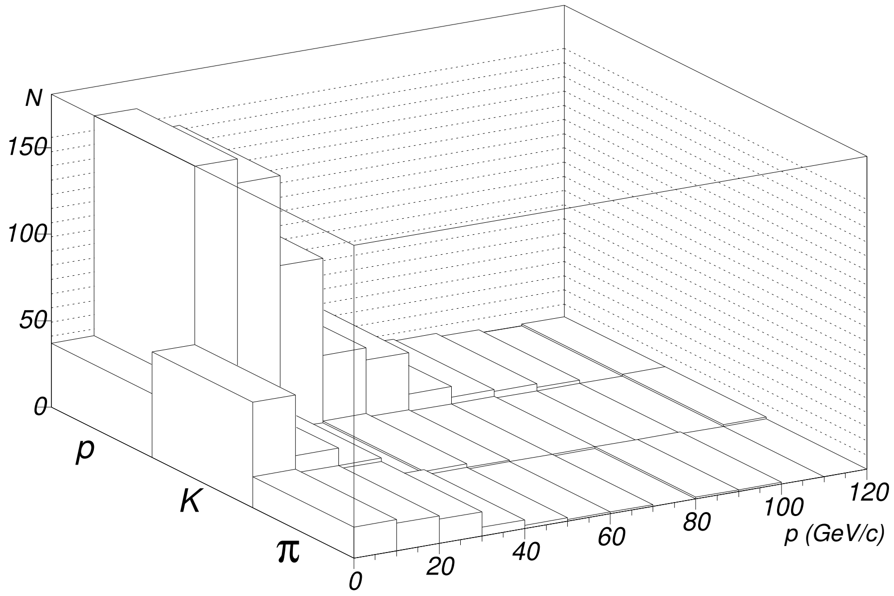
pri gibalnih količinah, večjih od 20 GeV/c. Zaznavno slabši je izkoristek pri manjših gibalnih količinah delcev, ker je tedaj število Čerenkovih fotonov manjše in je zato vpliv ozadja pomemben. Na podlagi rezultatov v poglavju 5.2 lahko predvsem v tem območju pričakujemo znatno izboljšanje v izkoristku za identifikacijo po tem, ko se bo povečal izkoristek za iskanje sledi.



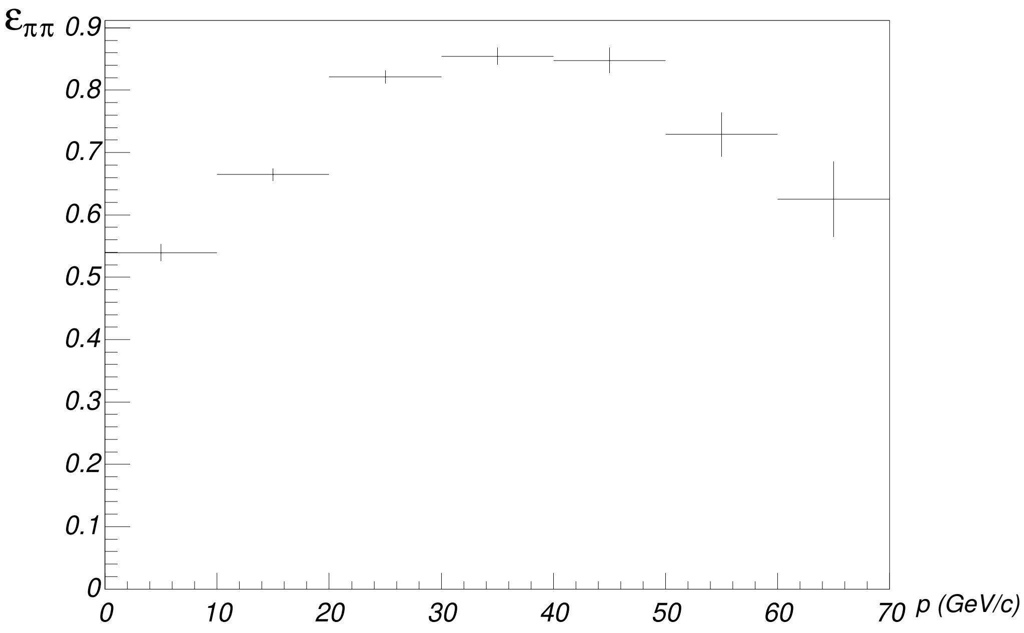
Slika 5.26: Število rekonstruiranih pionov (prva vrsta), kaonov (druga vrsta) in protonov (tretja vrsta) pri različnih gibalnih količinah, pri čemer je bil pravi tip delca pion.



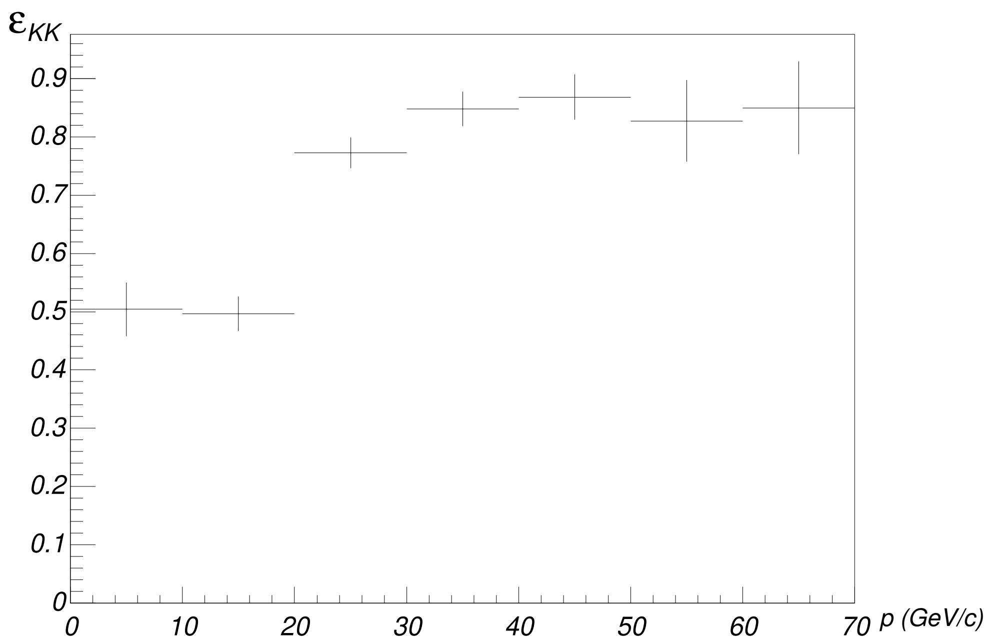
Slika 5.27: Število rekonstruiranih pionov (prva vrsta), kaonov (druga vrsta) in protonov (tretja vrsta) pri različnih gibalnih količinah, pri čemer je bil pravi tip delca kaon.



Slika 5.28: Število rekonstruiranih pionov (prva vrsta), kaonov (druga vrsta) in protonov (tretja vrsta) pri različnih gibalnih količinah, pri čemer je bil pravi tip delca proton.



Slika 5.29: Izkoristek za pione pri različnih gibalnih količinah.



Slika 5.30: Izkoristek za kaone pri različnih gibalnih količinah.

6

Zaključek

Naloga detektorja Čerenkovih obročev v spektrometru HERA-B je ločevanje kaonov od pionov in protonov na intervalu gibalnih količin od nekaj GeV/c do 50 GeV/c in več.

Zaradi velikega števila delcev v končnem stanju pričakujemo precejšnje prekrivanje obročev v ravnini fotonskega detektorja. Poleg tega pričakujemo še znatno ozadje zaradi Čerenkovih fotonov delcev, katerih sledi ne uspemo detektirati. V diplomskem delu sem razvila in preizkusila metodo, ki jo lahko uporabim za rekonstrukcijo Čerenkovih obročev tudi v primeru, ko je gostota delcev velika.

Metodo sem najprej preizkusila na primeru posameznih delcev z enakomernim ozadjem. Izkoristek je za vse tipe delcev večji od devetdeset odstotkov celo pri relativno velikem ozadju vključno do gibalne količine 50 GeV/c. Prav tako je izkoristek zelo dober za delce, pri katerih detektiramo samo polovico obroča.

Pri večjem številu delcev je izkoristek nekoliko slabši. Izkoristek poslabša tudi veliko ozadje zaradi nedetektiranih delcev, predvsem za delce z majhnimi gibalnimi količinami. Pri teh gibalnih količinah lahko izkoristek izboljšamo, če pravilno ocenimo velikost ozadja. Pri večjih gibalnih količinah pravilna ocena ozadja v algoritmu rekonstrukcije ni več tako nujna.

Poseben problem predstavlja identifikacija delcev s hitrostmi v bližini praga za Čerenkovo sevanje. Pri gibalni količini 10 GeV/c je tako izkoristek za kaone približno 0.8 za primer petindvajsetih detektiranih delcev in desetih delcev ozadja ter samo še 0.65 za primer petdesetih detektiranih delcev in petdesetih delcev ozadja.

Pri velikih gibalnih količinah, okoli 50 GeV/c, daje ta rekonstrukcijska metoda zelo dobre rezultate. Izkoristek za kaone z gibalno količino 50 GeV/c je večji od 90 odstotkov celo v primeru petdesetih detektiranih kaonov in enakega števila delcev ozadja, kar ustreza pričakovani gostoti delcev na najbolj izpostavljenih delih detektorja.

Literatura

[1] HERA-B Proposal, DESY-PRC 94/02 (1994)

[2] T. Oest: A Study of a RICH Photon Detector Design (1996)

[3] J.V. Jelley: Čerenkov Radiation, Pergamon Press, London, 1958

[4] S. Korpar: Razvoj, izdelava in preizkus detektorja Čerenkovih obročev, disertacija, Ljubljana, 1997

[5] D. Škrk: Calibration of the Ring Imaging Čerenkov Counter of the HERA-B Spectrometer, disertacija, Ljubljana, 1999

[6] P. Križan in M. Starič: The optimal detector surface of a fixed target RICH with tilted mirror, Nucl. Instr. and Meth. **A379** (1996) 124

[7] Physical Review D, particles and fields, part 1 (1994)

[8] Hamamatsu, Hamamatsu Photomultiplier Tube, Tentative Specification for DESY/HERA-B/RICH (1996)

[9] D. Broemmelsiek: HB RICH Radiator Gas Sistem Report (1997)

[10] J. Pyrlik: The HERA-B Ring Imaging Cherenkov System - Design and Performance (1999)

[11] D. Broemmelsiek: Aspherical Lens Design for HERA-B RICH Light Collection (1997)

[12] R. Forty, O. Schneider: RICH pattern recognition, LHCB/98-040 (1998)

[13] G. Močnik:: Particle Identification in the HERA-B RICH Detector (1994)

[14] W. R. Leo: Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer-Verlag, 1994

[15] H. Albrecht: ARTE, The Event Reconstruction and Analysis Tool for HERA-B (1996)