

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO MATEMATIČKI FAKULTET

TOMISLAV ŠEVA

POZICIJSKI OSJETLJIVE KOMORE U EKSPERIMENTU
ELEKTROPRODUKCIJE HIPERJEZGRI

DIPLOMSKI RAD



ZAGREB, 2004

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

SMJER: DIPLOMIRANI INŽENJER FIZIKE

Tomislav Ševa

DIPLOMSKI RAD

POZICIJSKI OSJETLJIVE KOMORE U EKSPERIMENTU
ELEKTROPRODUKCIJE HIPERJEZGRI

Voditelj diplomskog rada: Doc. dr. Darko Androić

Ocjena diplomskog rada: _____

Povjerenstvo:

1. _____
2. _____
3. _____

Datum polaganja: _____

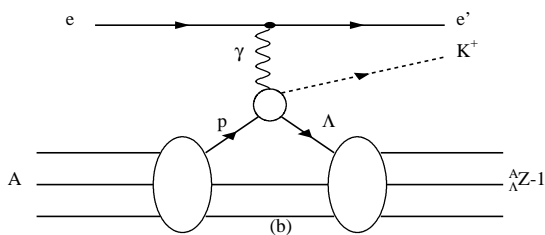
Zagreb, 2004.

MOJIM RODITELJIMA
NJIMA POSVEĆUJEM OVU DIPLOMU ZBOG SVIH GODINA RADA
PROVEDENIH IZVAN HRVATSKE, ZBOG NJIHOVIH ODRICANJA I
ZBOG PRUŽANJA TOLIKIH PRILIKA SVOJIM SINOVIMA.
HVALA.

ZAHVALJUJEM SVOM MENTORU DR. DARKU ANDROIĆU NA
POMOĆI I TRUDU KOJI JE ULOŽIO U IZRADI OVOG
DIPLOMSKOG RADA. PROFESORU MIROSLAVU FURIĆU
HVALA ŠTO MI JE PRUŽIO PRILIKU I OMOGUĆIO DA RADIM
FIZIKU NA JLAB-U.

Uvod

Cilj eksperimenta je spektroskopsko istraživanje Λ -hiperjezgri nastalih u procesu raspršenja elektrona energije 1.8 GeV-a. Grana koja se proučava u ovom elektromagnetskom procesu je produkcija pozitivno nabijenih kaona (K^+), pri čemu u jezgri dolazi do pretvorbe jednog protona u Λ česticu, što se shematski može prikazati slikom 1.



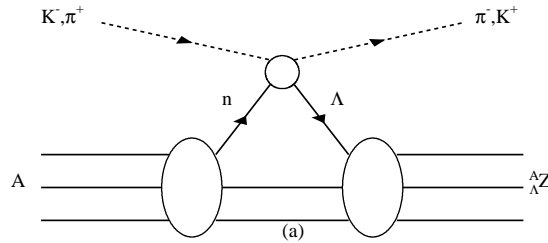
SLIKA 1: SHEMATSKI PRIKAZ ELEKTROPRODUKCIJE HIPERJEZGARA.

Energija raspršenih elektrona je reda veličine 0.3 MeV, a to za energiju upadnih elektrona od 1.8 GeV znači da je izmijenjeni virtualni foton energije 1.5 GeV. Virtualni foton dane energije u međudjelovanju s protonom omogućuje stvaranje stranog kvarka (antikvarka) što dovodi do produkcije bariona i mezona čiji kvantni broj stranosti nije jednak nuli, kao u slučaju protona i neutrona.

Uvođenje novog stupnja slobode, stranosti, u nuklearni medij omogućava nam proučavanje jake sile između hiperona i ostatka nuklearnog medija koji nije sudjelovao u procesu raspršenja (*nuclear core*), između hiperona i nukleona, te proučavanje slabog raspada hiperjezgri.

Nukleoni su građeni od up(u) i down(d) kvarka, dok Λ -hiperon pored njih sadrži i strani(s) kvark. Zbog toga Λ čestica koja se nalazi unutar jezgre s novim stupnjem slobode, stranosti, nije blokirana Paulijevim principom. Budući da Paulijev princip ne vrijedi za nukleon-hiperon konfiguraciju čestica može okupirati bilo koju nuklearnu ljusku, pa i one popunjene nukleonima, a to daje novi pogled na spektroskopsko proučavanje mnogo-čestičnog sustava s mogućim simetrijama koje su zabranjene za normalne jezgre.

Hipernuklearna stanja do sada su bila proučavana sekundarnim hadronskim probama (K ili π -mezonima), slika 2, gdje je u procesu jake interakcije dolazilo do stvaranja Λ -hiperona.



SLIKA 2: HADRONSKI PROCES STVARANJA HIPERONA

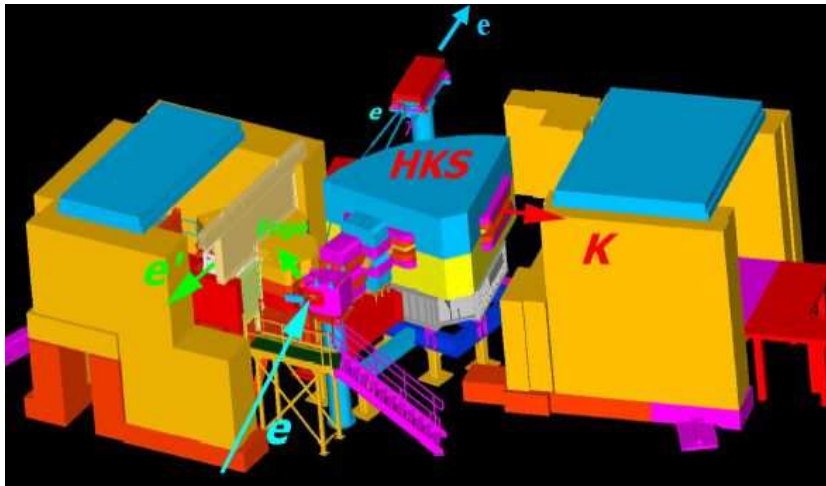
Međutim, zbog rezolucije, definirane kao poluširina raspodjele FWHM (*Full Width at Half Maximum*) veće od 2 MeV-a, trebalo je prijeći na eksperimente koji mogu dati bolju rezoluciju. Na JLAB-u (*Thomas Jefferson Nacional Accelerator Facility*) izvršen je eksperiment Λ -hipernuklearne spektroskopije E89-009 koji je dao rezoluciju bolju od 1 MeV, što se sadašnjim eksperimentom pokušava poboljšati.

Osim pokušaja poboljšanja rezolucije eksperimenta važan razlog prelaska na Λ -hipernuklearnu spektroskopiju korištenjem elektroprodukcije je i mnogo bolje poznavanje elektromagnetskih procesa od procesa s jakom interakcijom. Prednost pak hadronske produkcije hiperjezgre leži u činjenici da je udarni presjek ovih procesa dva reda veličine veći od elektromagnetskih. Taj nedostatak elektromagnetskih procesa uspijeva se kompenzirati mnogo većim intenzitetom elektronske zrake.

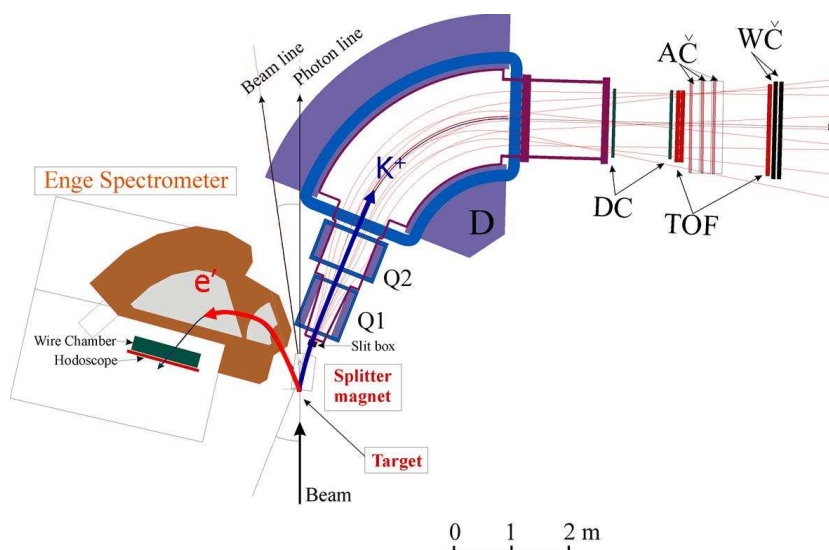
Poglavlje 1

Eksperimentalne postavke

Plan geometrije eksperimenta (E01-011) koja se sastoji od razdjelnog magneta (*splitter magnet*), spektrometra raspršenih elektrona (*ENGE spectrometer*), te visoko rezolucijskog kaonskog spektrometra (*high resolution kaon spectrometer*) HKS možemo vidjeti na slikama 1.1 i 1.2.



SLIKA 1.1: TRODIMENZINALNI PRIKAZ APARATURE ZA EKSPERIMENT E01-011 NA JLAB-U U KOJEM SE PROMATRAJU HIPERJEZGRE STVORENE REAKCIJAMA RASPRŠENJA VISOKO ENERGIJSKIH ELEKTRONA (1.8 GeV-A) NA LAKIM JEZGRAMA.



SLIKA 1.2: DVODIMENZIONALNI PRIKAZ APARATURE ZA EKSPERIMENT E01-011 NA JLAB-U. EKSPERIMENTALNE POSTAVKE OMOGUĆUJU DETEKCIJU ELEKTRONA U ENGE SPEKTROMETRU I DETEKCIJU KAONA U HKS SPEKTROMETRU.

1.1 Magnetski sustav eksperimenta

Magnetski sustav ovog eksperimenta sastoji se magnetskih dipola i kvadrupola čija je funkcija razdvajanje putanji čestica različitih naboja i impulsa odnosno njihovo fokusiranje. Sastoji se razdjelnog (*splitter*) magneta, dva kvadrupola i jednog dipola, tablica 1.1.

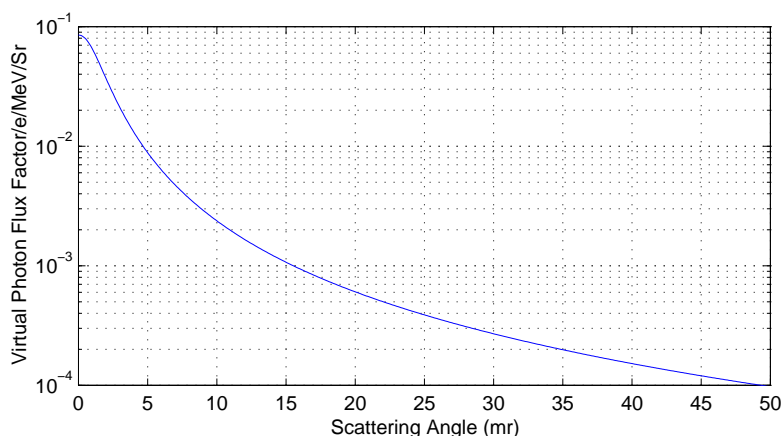
| MAGNETSKI SUSTAV EKSPERIMENTA | |
|-------------------------------|---|
| RAZDJELNI MAGNET | Razdvaja čestice različitih naboja |
| KVADRUPOLI | Fokusiranje snopa pozitivno nabijenih čestica u HKS grani |
| DIPOLI | Koriste se i kod ENGE i HKS spektrometra, a služe za razdvajanje čestica različitih impulsa |

TABLICA 1.1: KARAKTERISTIKE MAGNETA KORIŠTENIH U EKSPERIMENTU.

1.1.1 Razdjelni magnet

Nabijene čestice stvorene u procesu raspršenja elektrona na jezgrama (bora i ugljika) u polju razdjelnog magneta (*splitter magnet*) mijenjaju svoju putanju. Lorentzova sila ima različite predznake, suprotne smjerove djelovanja, za pozitivno i negativno nabijene čestice. Putanja pozitivno nabijenih čestica, u konfiguraciji magnetskog polja ovog eksperimenta, dobiva zakret na desnu stranu prema visoko rezolucijskom kaonskom spektrometru (HKS) dok negativno nabijene čestice skreću na lijevu stranu prema ENGE spektrometru.

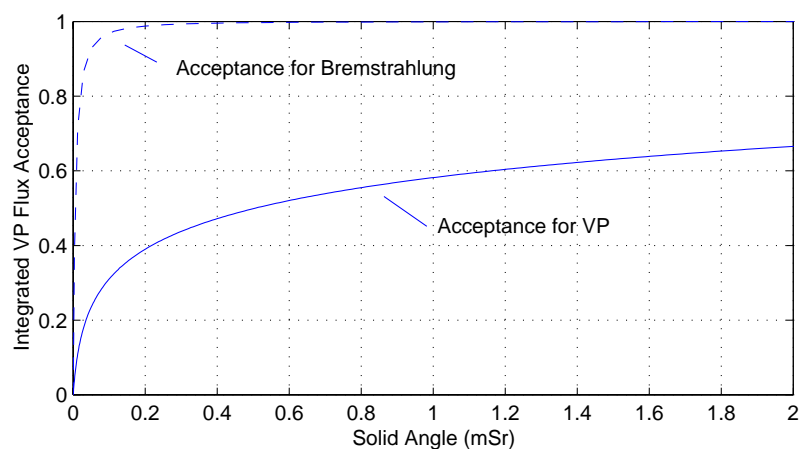
Treba napomenuti da su i visoko rezolucijski kaonski spektrometar (HKS) kao i Enge spektrometar postavljeni pod što manjim kutevima prema ulaznom elektronskom snopu jer u tom području imamo najveću produkciju virtualnih fotona.



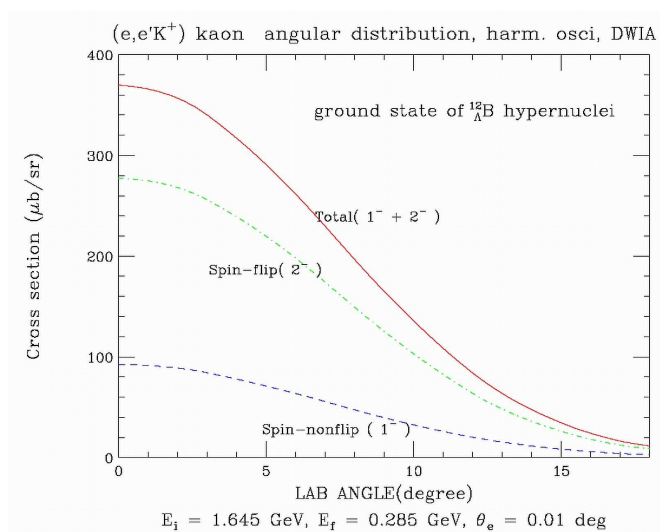
SLIKA 1.3: OVISNOST STVARANJA VIRTUALNIH FOTONA O KUTU RASPRŠENJA ELEKTRONA, ZA JEZGRU UGLJIKA ^{12}C . PRENESENO IZ [4].

1.2 Enge spektrometar

Enge spektrometar se koristi za detekciju elektrona raspršenih na jezgri koji nakon izmjene virtualnog fotona imaju energiju reda veličine 0.3 MeV-a.



SLIKA 1.4: PRORAČUN ZA INTEGRIRANI UDIO PRIHVAĆANJA ZAKOČNIH (BREMSTRAHLUNG) I VIRTUALNIH FOTONSKIH PROCESA (ELEKTRONA). ($P_0=1864$ MEV/c, $P_e=306.06$ MEV/c). PRENESENO IZ [4].



SLIKA 1.5: KUTNA DISTRIBUCIJA KAONA U REAKCIJI $^{12}\text{C}(e, e'K^+)^{12}\text{B}$. SPIN-FLIP STANJE OZNAČAVA DA STVORENA Λ -ČESTICA U JEZGRI IMA SUPROTNI SPIN OD PROTONA NA KOJEM JE DOŠLO DO RASPRŠENJA. PRIKAZANA JE DISTRIBUCIJA SVIH STVORENIH KAONA, TE DISTRIBUCIJE KAONA REAKCIJAMA U KOJIMA DOLAZI DO PROMJENE SPINA (SPIN-FLIP) I ONIH U KOJIMA NEMA PROMJENE (SPIN-NONFLIP). PRENESENO IZ REFERENCE [2].

Osnovi dijelovi dani su u slijedećoj tablici 1.2.

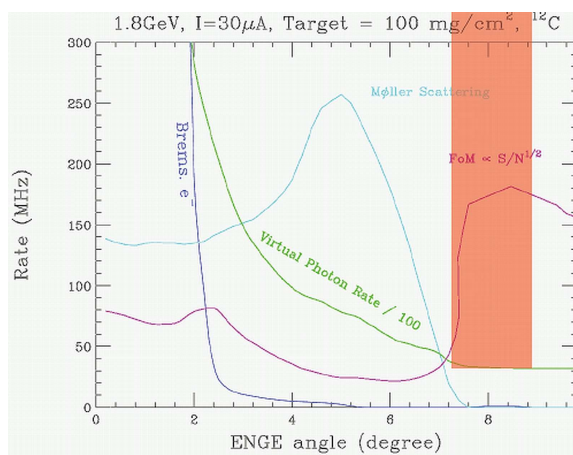
| ENGE SPEKTROMETAR | | |
|-------------------|-------------------------|---|
| | Nomenklatura | Komentar |
| MAGNETSKI DIPOL | D | Dva magnetska dipola osiguravaju razdvajanje putanji elektrona različitih impulsa |
| DRIFTNA KOMORA | EDC | Osređivanje putanje kaona |
| TOF HODOSKOP | EHOD1 EHOD2 EHOD3 | Služe za određivanje vremena leta (TOF) čestice |

TABLICA 1.2: DIJELOVI ENGE SPEKTROMETRA.

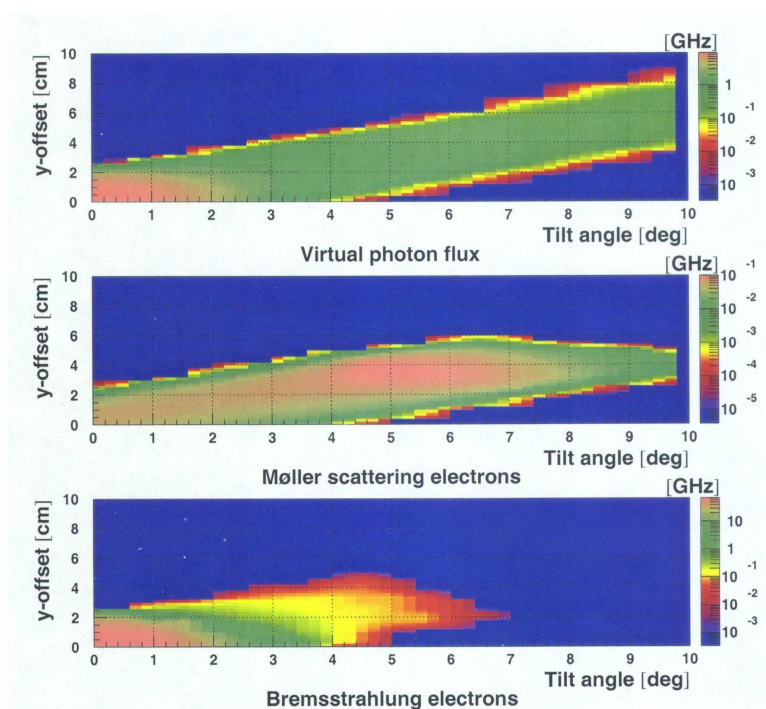
1.2.1 Nagibna metoda

U eksperimentu se koristi nova tehnika, nagibna metoda (*tilt method*), kod koje ENGE spektrometar zatvara vertikalni kut s ravninom razdjelnog magneta. Nagibna metoda omogućava da se najveći dio zakočnih i Möller-raspršenih elektrona koji izlaze pod kutem od nula stupnjeva izbjegne, a ipak omogućava detekciju raspršenih elektrona pod malim kutovima. Istodobnim korištenjem mogućnosti vertikalnog pomaka te nagibnog kuta ENGE spektrometra moguće je značajno reducirati broj zakočnih i Möller-raspršenih elektrona. Sa slika: 1.6 i 1.7 se vidi:

- 1) zakočni elektroni se pojavljuju pod najmanjim kutem
- 2) Möller-raspršeni elektroni imaju maksimum u području kuta $\theta=4-6^\circ$ te vertikalnog pomaka $off=2-6\text{cm}$. Stoga su odabrani ENGE nagibni parametri $\theta=7-9^\circ$ te pomak $off=5-6\text{cm}$ zbog redukcije Möllerovih elektrona i zbog što većeg broja stvorenih virtualnih fotona.



SLIKA 1.6: OVISNOST PRODUKATA REAKCIJE O KUTU NAGIBA ENGE SPEKTROMETRA. UZETO IZ REFERENCE [2].



SLIKA 1.7: OVISNOST BROJA ZAKOČNIH I MÖLLER-RASPRŠENIH ELEKTRONA TE VIRTUALNIH FOTONA O NAGIBNOM KUTU I VERTIKALNOM POMAKU ENGE SPEKTROMETRA. UZETO IZ REFERENCE [2].

1.3 Detekcija kaona u visoko rezolucijskom kaonskom spektrometru

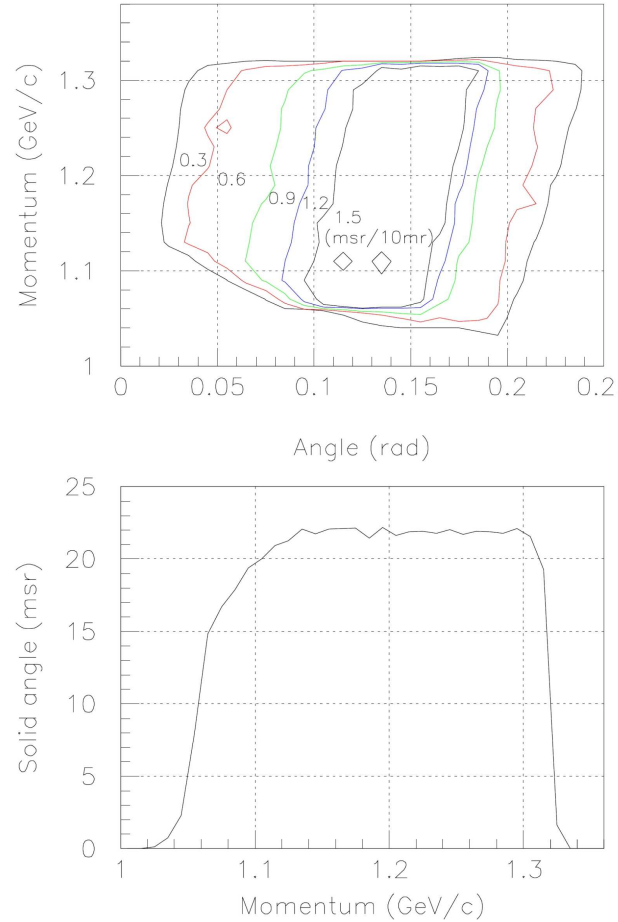
Visokorezolucijski kaonski spektrometar, HKS, služi za ispitivanje kaona u pozitivnoj grani čestica nastalih raspršenjem elektrona na jezgri. Glavni produkti reakcije raspršenja za pozitivnu granu su kaoni, pioni i protoni. Sustav se sastoji od pozicijski osjetljivih komora (u daljnjem tekstu drift-nih komora) (*drift chambers*), hodoskopa i Čerenkovljevih detektora. Hodoskopi i Čerenkovljevi detektori prije svega se koriste za detekciju vrste čestice koja prolazi detektorskim sustavom, a koriste činjenicu da kaoni, pioni i protoni imaju različite brzine. Driftne komore koriste se za određivanje impulsa čestice i njezine putanje s ciljem rekonstrukcije kinematike procesa raspršenja. Osnovni dijelovi su navedeni u tablici 1.3.

| DETEKCIJA KAONSKOG SPEKTROMETRA | | |
|---------------------------------|-------------------------|---|
| | Oznaka | Komentar |
| DRIFTNA KOMORA | HDC1 HDC2 | Određivanje putanje kaona |
| TOF HODOSKOP | HTF1X HTF1Y HTF2X | Služe za određivanje vremena leta (TOF) čestice |
| AEROGEL ČERENKOVA KOMORA | HAC1 HAC2 HAC3 | Punjene su aerogelom ($n=1.05$), služe za detekciju piona |
| VODA ČERENKOVA KOMORA | HWC1 HWC2 | Punjene vodom ($n=1.33$), služe za detekciju kaona |

TABLICA 1.3: DIJELOVI VISOKO REZOLUCIJSKOG KAONSKOG SPEKTROMETRA (HKS).

Kao što je već rečeno u uvodu, visoko rezolucijski kaonski spektrometar (HKS) koristi se za proučavanje kaona koji nastaju u procesu raspršenja elektrona. HKS je konstruiran tako da mu je centralni impuls 1.2GeV-a, što znači da prihvaća čestice impulsa $1.2\text{GeV} \pm 12.5\%$, pri čemu postoji kutna

ovisnost impulsa prikazana na slici 1.8.



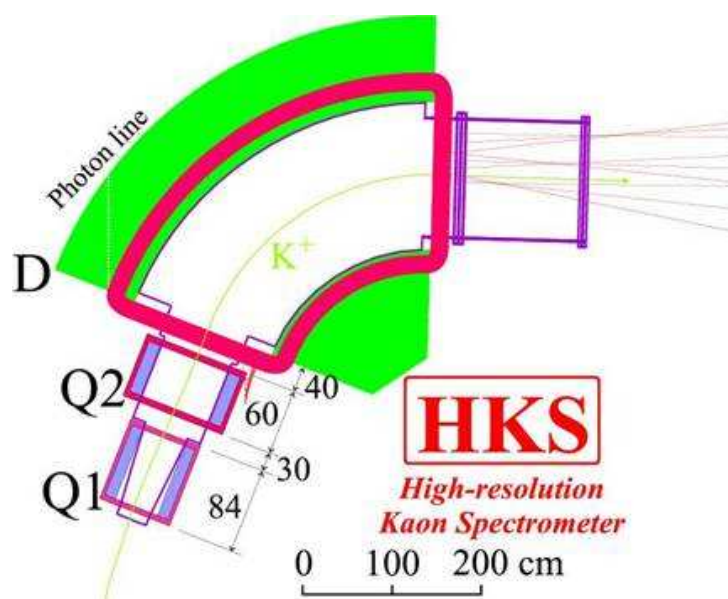
SLIKA 1.8: KUTNA I IMPULSNA OVISNOST PROSTORNOG KUTA HKS-A. GORNJI GRAF PRIKAZUJE KUTNU OVISNOST IMPULSA I PROSTORNOG KUTA. DONJI DIJAGRAM PRIKAZUJE IMPULSNU OVISNOST UKUPNOG PROSTORNOG KUTA, PROJEKCIJOM NA Y OS GORNJEG GRAFA. UZETO IZ REFERENCE [2].

Predstaviti ćemo detaljnije visoko rezolucijski kaonski spektrometar i njegove dijelove, a najviše ćemo se posvetiti driftnim komorama kao najvažnijem dijelu visoko rezolucijskog kaonskog spektrometra.

Visoko rezolucijski kaonski spektrometar, slika 1.9, građen je od dva kvadrupolna magneta (Q1 i Q2) te jednog dipolnog magneta. Dizajniran je tako da je rezolucija impulsa 2×10^{-4} , a sustav zajedno s razdjelnim magnetom

pokriva prostorni kut ulaza čestica u iznosu 16msr . Utjecaj magnetskog sustava na trajektoriju čestice shematski je prikazan na slici 1.10.

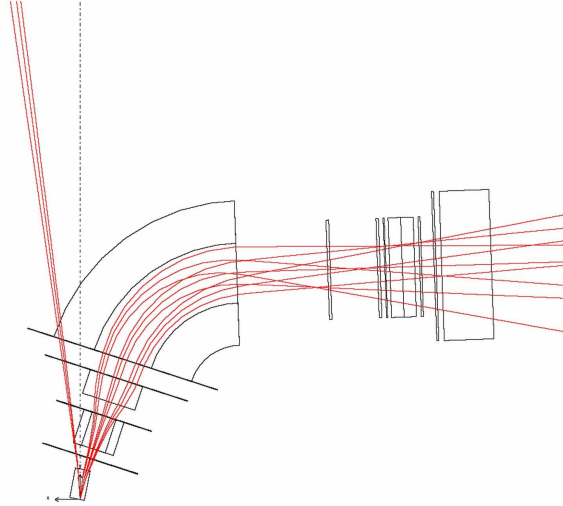
HKS spektrometar s česticama raspršenim pod kutem od nula stupnjeva zatvara kut od 7 stupnjeva, pa pokriva kuteve od 0-14 stupnjeva, da izbjegne pozitivno nabijene čestice raspršene pod kutem od nula stupnjeva, uglavnom pozitrone. Karakteristike visoko rezolucijskog kaonskog spektrometra dane su u tablici 1.4:



SLIKA 1.9: VISOKO REZOLUCIJSKI KAONSKI SPEKTROMETAR . SASTOJI SE OD DVA KVADRUPOLA Q1 S GRADIJENTOM POLJA U X-SMJERU, TE Q2 S GRADIJENTOM U Y-SMJERU I MAGNETSKOG DIPOLA KONSTANTNOG MAGNETSKOG POLJA OD 1.5 T. PRESLIKA IZ REFERENCE [2].

1.3.1 Magnetski kvadrupoli

Kao što je već navedeno u uvodu razdjelni magnet koristi se da razdvoji pozitivno i negativno nabijene čestice, tj. usmjeri negativno nabijene čestice prema dipolnom sustavu ENGE spektrometra (koji se koristi za proučavanje



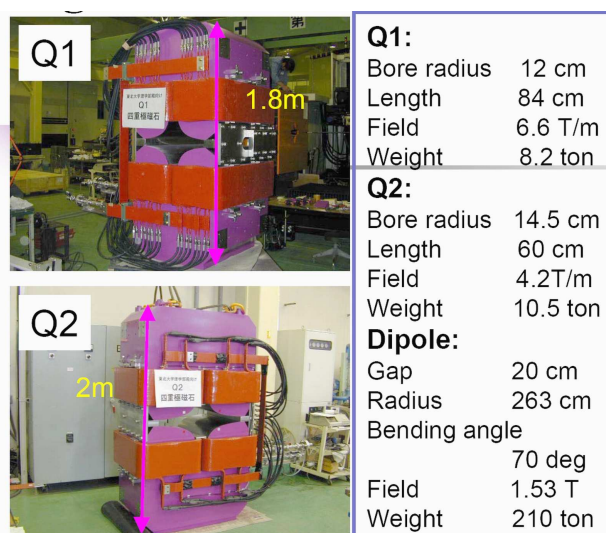
SLIKA 1.10: TRAJEKTORIJE ČESTICA U HORIZONTALNOJ RAVNINI ($\theta=0, \pm 75$ mR, $P=1.08, 1.20, 1.32$ GeV/c). TOČKASTA CRTA JE LINIJA ULAZNIH ELEKTRONA, A PUNA CRTA PREDSTAVLJA RASPRŠENU ZRAKU ($E=1.845$ GeV $\pm 10\%$). PRESLIKA IZ REFERENCE [2].

| HKS SPEKTROMETAR | |
|----------------------------|--|
| Konfiguracija | Q+Q+D |
| Centralni impuls | 1.2 GeV/c |
| Disperzija | 4.7 cm/% |
| Rezolucija impulsa | $2 \cdot 10^{-4}$ (FWHM) |
| Prostorni kut | 30 msr (bez splittera) 16 msr (sa splitterom) |
| Kut detekcije kaona | 1° - 13° (FWHM) |
| Kutno prihvaćanje | 12.5% |
| Maksimalno magnetsko polje | 1.6 T |

TABLICA 1.4: KARAKTERISTIKE VISOKO REZOLUCIJSKOG KAONSKOG SPEKTROMETRA.

elektrona), a pozitivno nabijene čestice prema magnetskom sustavu QQD (kvadrupol-kvadrupol-dipol).

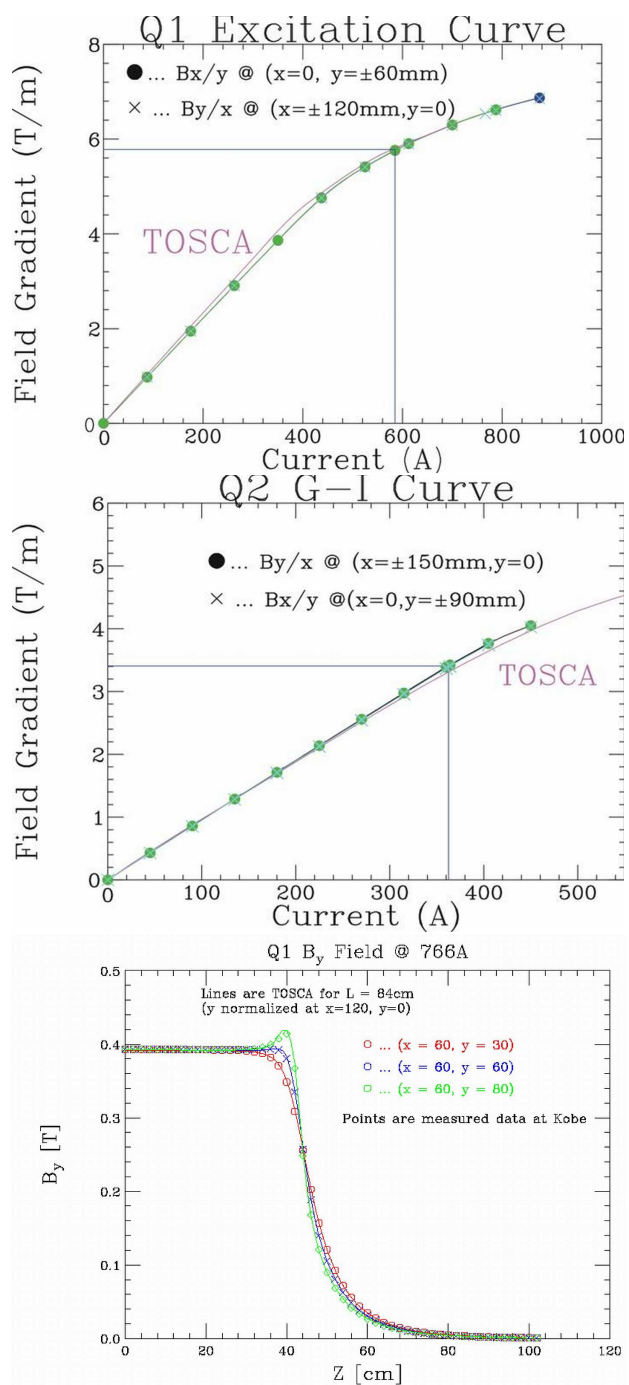
Glavna značajka magnetskih kvadrupola je činjenica da, za razliku od magnetskih dipola koji imaju konstantno magnetsko polje, kvadrupoli imaju gradijent polja što omogućava promjenu trajektorije čestica. Kvadrupolni sustav u HKS eksperimentu ima dva stupnja slobode kvadrupolnog dubleta. Prvi kvadrupol ima gradijent polja u x-smjeru, a drugi u y-smjeru (ako uzmemo da se čestica giba u z- smjeru). To nam omogućava istovremeno vertikalno i horizontalno fokusiranje. Na slici 1.11 su prikazani magnetski kvadrupoli i njihove osnovne karakteristike. Gradijent polja kao funkcije struje koja ga generira te polje unutar magnetskog kvadrupola Q1 prikazani su na slici 1.12.



SLIKA 1.11: MAGNETSKI KVADRUPOLI I OSNOVNE KARAKTERISTIKE. PRESLIKA IZ REFERENCE [2].

1.3.2 Magnetski dipol

Gibanja nabijene čestice u magnetskom polju ovisi o naboju i brzini čestice, tj. o masi i o impulsu. U ovom eksperimentu koristi se činjenica da



SLIKA 1.12: GRADIJENTI POLJA KVADRUPOLA Q1 I Q2 U OVISNOSTI STRUJE KOJA GENERIRA GRADIJENT. MAGNETSKO POLJE UNUTAR MAGNETSKOG KVADRUPOLA Q1. PRESLIKA IZ REFERENCE [2].

promatramo čestice, istog (pozitivnog) naboja, a različitih impulsa i masa. Pioni, kaoni i pozitroni su najizraženiji produkti raspršenja. Putanje razdvajamo magnetskim dipolom. To nam omogućava određivanje impulsa pojedinačnih čestica. Budući da u eksperimentu radimo rekonstrukciju raspršenja najvažnije su nam veličine impulsi i kutovi ulaznih i izlaznih čestica koje dobivamo iz podataka dobivenih preko driftne komore.

Utjecaj Lorentzove sile dipola i utjecaj kvadrupola trebaju biti dobro poznati jer se sva mjerenja vrše nakon što čestice prođu kroz sustav kvadrupol-kvadrupol-dipol (QQD). Utjecaji magnetna mogu se precizno mapirati, te su poznate korelacije izlaznih i ulaznih točaka trajektorije čestice u takvom sustavu. To nam omogućava određivanje kuta raspršenja čestica ako možemo odrediti smjer trajektorije čestica nakon prolaska kroz postavljene magnetski sustav. Magnetsko polje dipola u smjeru z-osi (smjer gravitacije) prikazano je na slici 1.13.

1.3.3 Sustav za detekciju

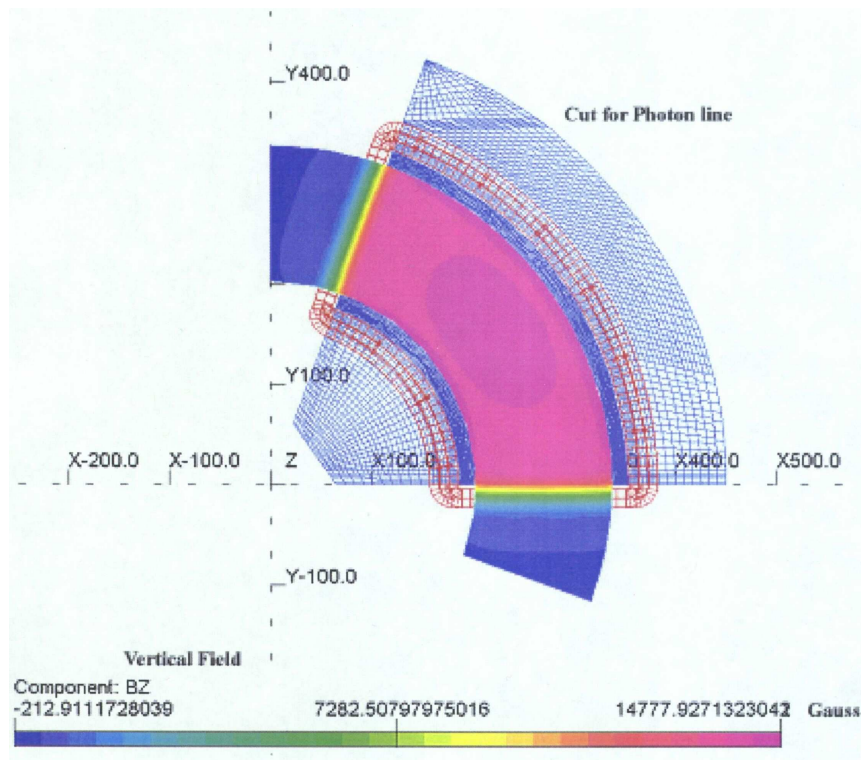
HKS spektrometrom razdvojeni je izlazni snop produkata raspršenja po iznosu njihovog impulsa. Slijedi sustav za detekciju trajektorija (dobivenim podacima radimo rekonstrukciju kinematike procesa raspršenja), te detektorija kojima određujemo vrstu čestica (udarni presjeci za raspršenje piona i protona su veći od onog za kaone pa moramo biti u stanju razlikovati čestice).

Kaon je nestabilna čestica. Vrijeme života u sustavu njegovog centra mase je $\tau_\kappa=12.4\text{ns}$ ($c\tau_\kappa=371.3\text{cm}$). Neki kaoni će se raspasti na svojoj putanji te neće biti detektirani. Vjerojatnost preživljavanja kaona nakon što kaon prođe udaljenost x dana je sljedećim izrazom:

$$P(x) = e^{-\frac{m_\kappa x}{p_\kappa c \tau_\kappa}} \quad (1.1)$$

pri čemu su m_κ masa kaona, a p_κ impuls kaona.

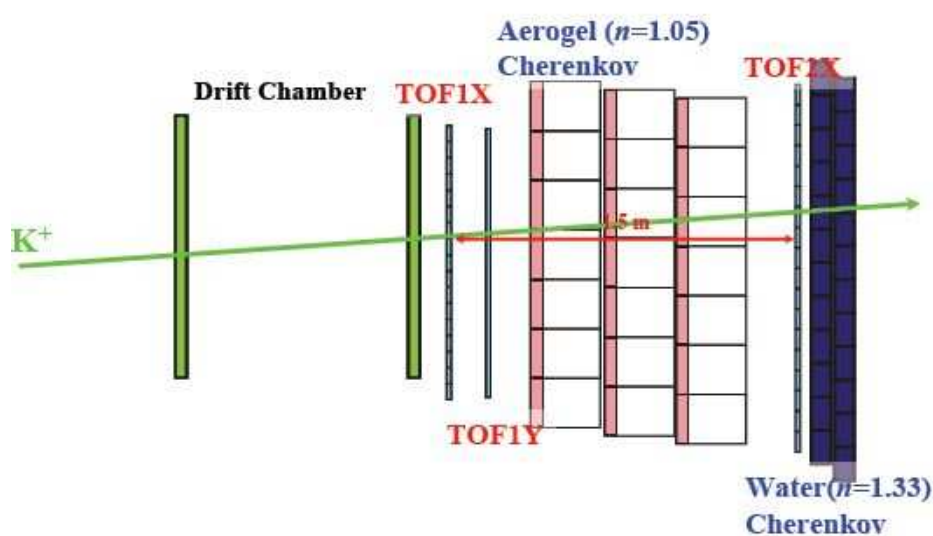
Zbog nestabilnosti kaona sva eksperimentalna oprema koja dolazi nakon magnetskog sustava postavlja se što bliže da bi što veći broj kaona prošao kroz sustav za detekciju. Detekcija trajektorija i njihova rekonstrukcija rade se s driftnim komorama, a preciznost dobivenih podataka ključna



SLIKA 1.13: MAGNETSKO POLJE MAGNETSKOG DIPOLA U SMJERU GRAVITACIJE U POLARNOJ RAVNINI U KOJOJ KUTNA DIMENZIJA DIPOLA IZNOSI 70° . PRESLIKA IZ REFERENCE [2].

je za uspješnost eksperimenta. Driftnim komorama našeg eksperimenta posvetit ćemo se više u idućim poglavljima.

Za određivanje vrste čestice koja je prošla kroz driftnu komoru koriste se sustav TOF (*time of flight*) hodoskopa, te dva Čerenkovljeva detektora (punjeni vodom i aerogelom). Cijeli sustav za detekciju, 1.14, smješten je neposredno iza HKS spektrometra.



SLIKA 1.14: SUSTAV ZA DETEKCIJU VISOKOREZOLUCIJSKOG KAONSKOG SPEKTROMETRA.

1.4 Određivanje vrste čestica

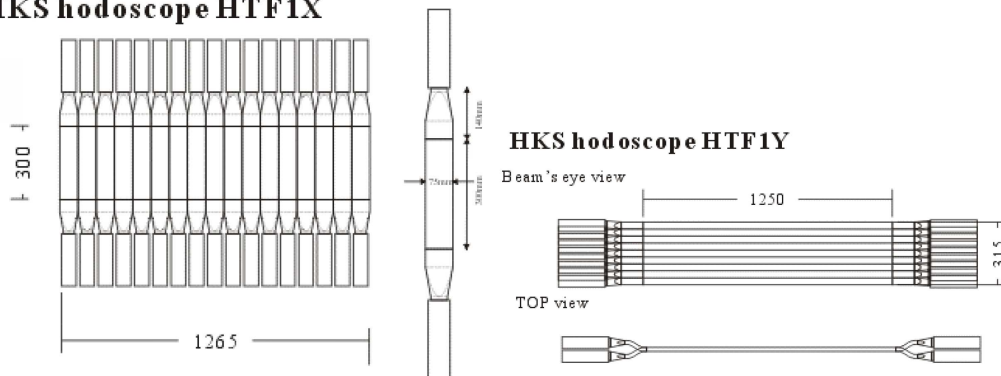
Od trajektorija detektiranih na driftnim komorama moraju se razlučiti one koje pripadaju kaonima. Konstruiran je sustav kojim je moguće razlučiti kaone, pione i protone. Sustav se sastoji od TOF hodoskopa te Čerenkovljevih detektora. Informacije dobivene s oba instrumenta služe za izlučivanje kaona u detektoru.

1.4.1 Hodoskop za određivanje vremena leta čestice

Hodoskop za određivanje vremena proleta dolazi neposredno nakon drift-nih komora, a mjeri vrijeme proleta čestice te služi kao ključni okidač (*trigger*) za elektroniku koja određuje vrijeme. Hodoskopi su izgrađeni od scintilatora koji na oba kraja imaju svjetlovod na koji se nastavlja fotomultiplikatorska cijev čiji digitalizirani signal predstavlja ključni podatak za daljnu analizu.

Koriste se tri hodoskopa s dvije konfiguracije položaja scintilatora. Odmah iza driftnih komora imamo TOF-1X (položaj scintilatora je u smjeru gravitacije), te TOF-1Y (scintilatori se nalaze u vodoravnoj ravnini). Slijedi aerogel Čerenkov nakon kojeg imamo treći hodoskop TOF-2X (scintilatori ponovo u smjeru gravitacije).

HKS hodoscope HTF1X

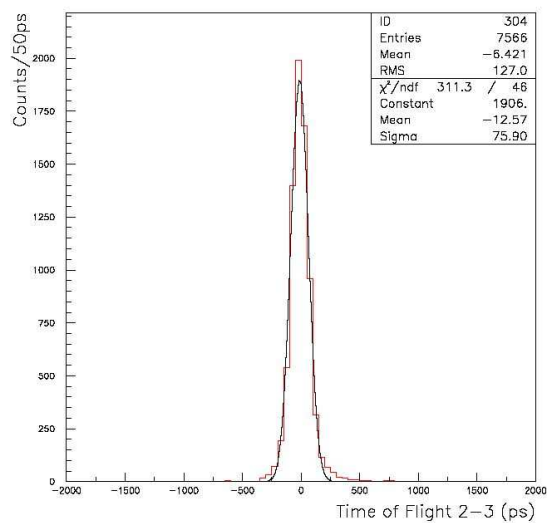


SLIKA 1.15: HODOSKOPI ZA ODREĐIVANJE VREMENA PROLETA ČESTICE. PRVA SLIKA PREDSTAVLJA TOF-1Y HODOSKOP (POGLED SA ZRAKE). DRUGA SLIKA JE TOF-1X HODOSKOP, S HODOSKOPIMA POLOŽENIM U SMJERU GRAVITACIJE.

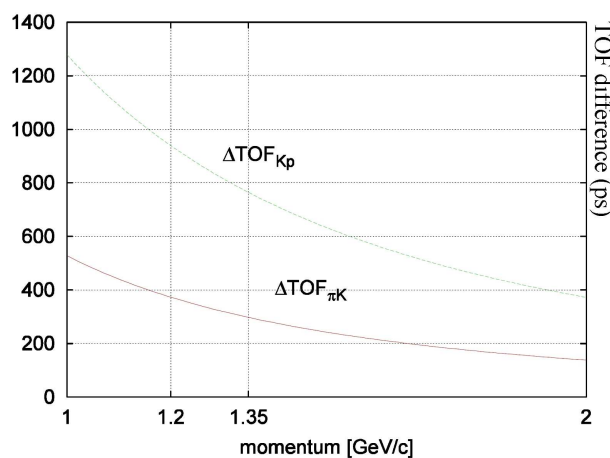
Signal s hodoskopa služi za određivanje brzine čestice. Ta informacija se koristi za određivanje vrste čestice. Za različite mase čestica koje prolaze kroz HKS detektorski sustav, a jednake impulse imati će različite brzine, tj. različita vremena proleta, slika 1.17. Raspon impulsa čestica koje možemo detektirati je velik $1.2 \text{ GeV} \pm 12.5\%$ što znači i da će svaka čestica imati velik raspon brzina, pa ne možemo samo s tom informacijom odrediti vrstu čestice jer će se rasponi brzina čestica preklopiti. Konačne rezolucijsko izmjereno vrijeme, slika 1.16 također unosi neodređenosti. Zbog te činjenice su

konstruirani Čerenkovljevi detektori pa zajedničkim korištenjem informacija s hodoskopa i Čerenkovljevih detektora možemo pouzdano razlučiti kaone od piona i protona.

Vremenska informacija dobivena s TOF hodoskopa konačne je preciznosti. S ovim sustavom hodoskopa može se dobiti rezolucija od 77ps, slika 1.16.



SLIKA 1.16: REZOLUCIJA VREMENA PROLETA IZMEĐU 1X I 2X HODOSKOPA. PRESLIKA IZ REFERENCE [2].



SLIKA 1.17: RAZLIKA VREMENA PROLETA KAONA-PROTONA TE PIONA-KAONA KAO FUNKCIJA IMPULSA ČESTICA. PRESLIKA IZ REFERENCE [2].

1.5 Čerenkovljevi detektori

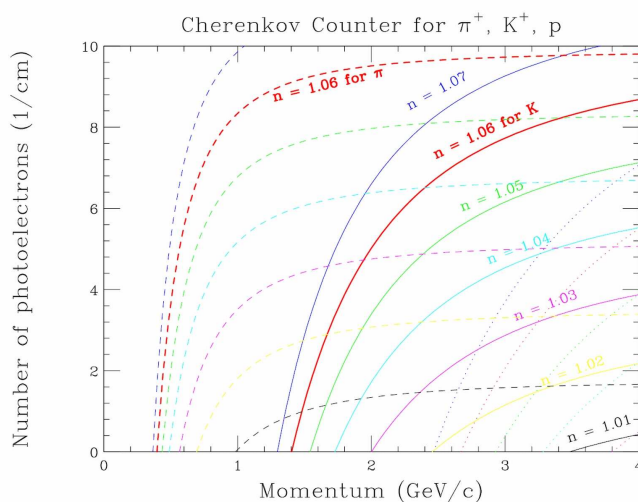
Produkti raspršenja u kaonskoj grani eksperimenta su kaoni, pioni te protoni, a frekvencije produkcije danih čestica, zajedno s podacima za ENGE granu (elektroni te negativni pioni), dane su u tablici 1.5.

| Meta | Intenzitet zrake (μA) | HKS | | | Enge | |
|------------------|------------------------------------|--------------------|------------------|--------------|------------------|--------------------|
| | | broj π^+ (kHz) | broj K^+ (kHz) | broj p (kHz) | broj e^- (kHz) | broj π^- (kHz) |
| ^{12}C | 30 | 420 | 0.38 | 150 | 1000 | 2.8 |
| ^{28}Si | 30 | 420 | 0.32 | 130 | 1000 | 2.8 |
| ^{51}V | 30 | 410 | 0.29 | 120 | 1000 | 3.0 |

TABLICA 1.5: BROJ ČESTICA STVORENIH U PROCESU RASPRŠENJA.

Pošto su produkcije piona i protona mnogo veće od kaona, pioni u HKS moraju biti potisnuti za faktor 10^{-4} dok protoni moraju biti potisnuti za faktor 5×10^{-4} . Čerenkovljevi brojači konstruirani su za razlikovanje kaona od piona i protona, a baziraju se na emisiji Čerenkovljeva zračenja koja se producira kada nabijena čestica prolazi kroz medij brže od brzine svjetlosti

u tom mediju. Emitirana svjetlost uzrokuje produkciju elektrona u mediju, a ovisno o vrsti čestice kao i o njezinoj brzini broj produciranih elektrona će biti različit, slika 1.18.

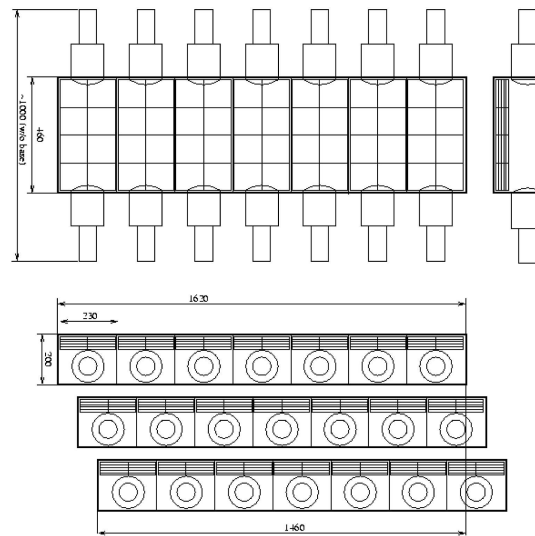


SLIKA 1.18: BROJ PRODUCIRANIH FOTOELEKTRONA, KAO FUNKCIJA IMPULSA ČESTICE ZA RAZLIČITE KOEFICIJENTE LOMA, ZA PROTONE, PIONE TE KAONE. PRESLIKA IZ REFERENCE [2].

Za identifikaciju kaona od pion i protona koristimo dvije vrste scintilatora, punjenih s aerogelom odnosno vodom. Aerogel Čerenkovljevi detektori koriste za identifikaciju kaona od piona, dok se Čerenkovljev detektor punjen vodom koristi za razlikovanje kaona od protona.

1.5.1 Aerogel Čerenkov detektor

Aerogel Čerenkov se koristi za identifikaciju kaona i piona, tj. za njihovo razlikovanje. Indeks loma aerogela (najlakše krute tvari na svijetu) je $n=1.05$, a pošto su pioni lakši od kaona pioni će općenito imati veće brzine pa će producirati više fotoelektrona u aerogel-Čerenkovljevom detektoru, slika 1.18. Shema osnovne konstrukcije aerogel Čerenkovljevog detektora prikazana je na slici 1.19.



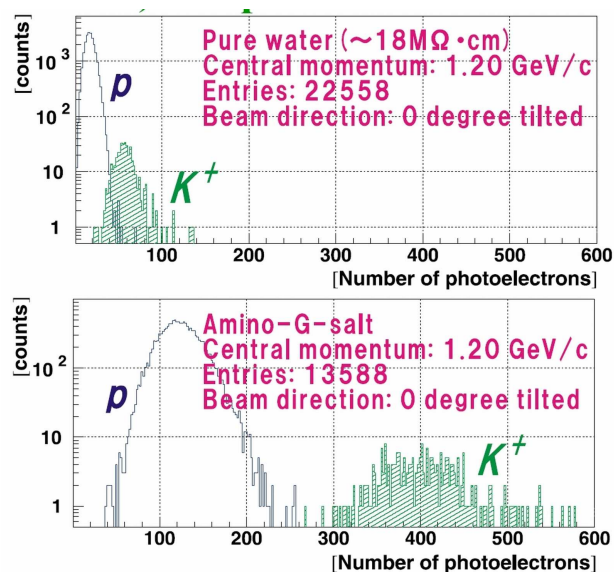
SLIKA 1.19: AEROGEL-ČERENKOVLJEV SUSTAV ZA DETEKCIJU PIONA; SREDIŠNJI DIO PREDSTAVLJA PODRUČJE AEROGELA, A S OBJE STRANE IMAMO FOTOMULTIPLIKATORE. PRESLIKA IZ [2].

Detekcija piona za jedan aerogel Čerenkov detektor iznosi 98-99%, pa su potrebna tri detektora za dosezanje 99.99% efikasnosti detekcije piona.

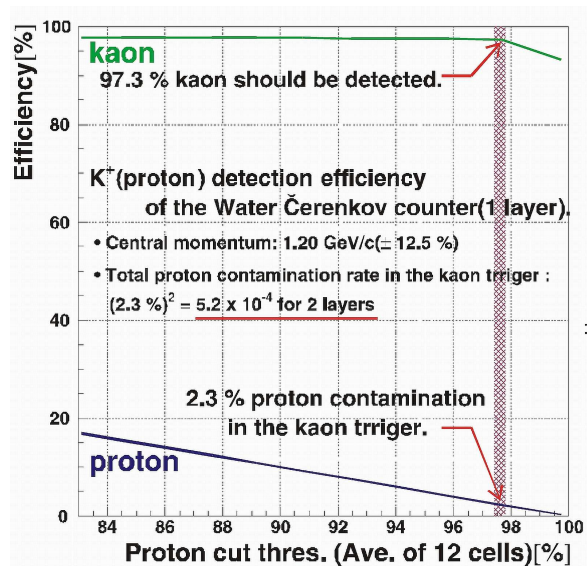
1.5.2 Voda Čerenkov detektor

Emisija Čerenkovljevog zračenja u vodi za područje impulsa 1.5-1.35 GeV je mnogo manja za protone nego za kaone zbog čega je i broj fotoelektrona produciranih od strane Čerenkovljevog zračenja veći za kaone nego za protone, slika 1.20.

Zbog mješavine kaonskih i protonskih uzroka trigeru (*trigger*-elektronski okidač valjanih događaja) u Čerenkovljevom detektoru, zbog prekrivanjem distribucija prikazanih na slici 1.20 za različite čestice. Zato je vjerojatnost detekcije kaona 97.3%, dok 2.3% elektrona uzrokuje kaonski triger za jedan detektor, slika 1.21. Za smanjenje udjela protonskih uzroka u kaonskom trigeru koriste se dva detektora pomoću kojih se reducira broj protona na 5×10^{-4} početnog broja.



SLIKA 1.20: PRODUKCIJA FOTOELEKTRONA ZA KAONE I PROTONE PRI PROLA-SKU KROZ VODA-ČERENKOV DETEKTOR, PUNJEN S VODOM TE S AMINO-G-SOLI. PRESLIKA IZ REFERENCE [2].



SLIKA 1.21: 2D PRIKAZ EFIKASNOSTI DETEKCIJE KAONA I REZANJA KONTA-MINACIJE PROTONA U KAONSKOM TRIGERU ZA JEDAN ČERENKOV DETEKTOR. PRESLIKA IZ REFERENCE [2].

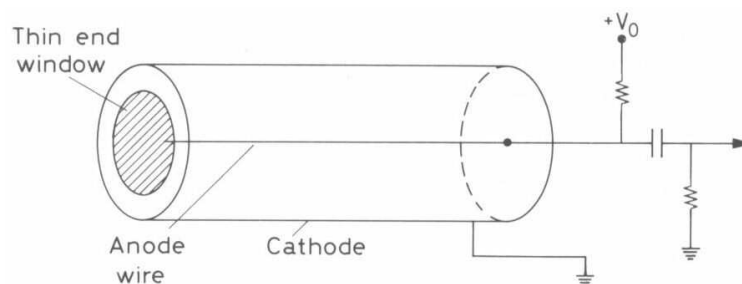
Poglavlje 2

Ionizacijski detektori

Rad ionizacijskih detektora se bazira na skupljanju elektrona i iona nastalih procesom ionizacije u mediju (plinovi ili tekućine), a stvorenih prolaskom zračenja. Njihova upotreba uglavnom se nalazi u nuklearnoj fizici i fizici visokih energija.

2.1 Plinoviti ionizacijski detektori

Jednostavni ionizacijski detektor možemo prikazati shemom danom na slici 2.1.



SLIKA 2.1: KONSTRUKCIJA JEDNOSTAVNOG PLINOVITOG IONIZACIJSKOG DETEKTORA. PRESLIKA IZ REFERENCE [1].

Plinoviti ionizacijski detektori se koriste zbog činjenice da u plinu elektroni i ioni imaju veću mobilnost. Ako postavimo sustav kao na slici 2.1, cilindar ispunimo plinom, te stavimo odgovarajuće napone unutar cilindra ćemo imati električno polje dano izrazom:

$$E(r) = \frac{1}{r} \frac{V_0}{\ln \frac{b}{a}} \quad (2.1)$$

gdje je V_0 napon anodne žice, a =radijus žice, b =radijus vanjskog cilindra.

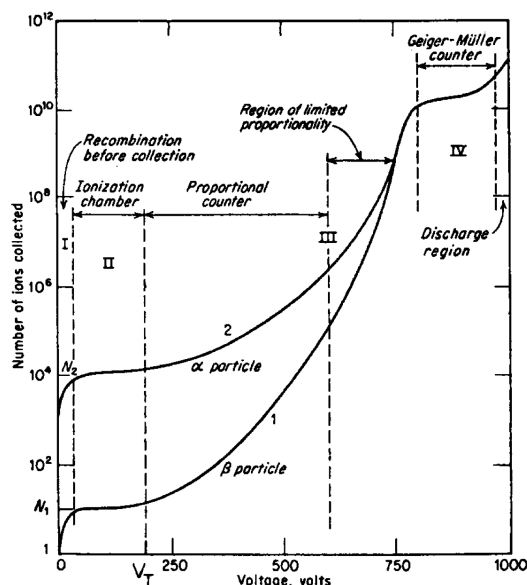
Kad nabijena čestica uđe u područje detektora ona uzrokuje stvaranje elektron-ion parova čiji je broj proporcionalan energiji koju zračenje depozira u detektoru. Tako stvoreni elektroni i ioni zbog utjecaja električnog polja, danog izrazom 2.1, u cilindru se kreću prema odgovarajućoj elektrodi (elektroni prema anodi, a pozitivni ioni prema katodi).

Međutim veza između napona i struje (ukupni prikupljeni naboj na elektrodama) dobivena eksperimentalnim mjerenjima nije jednostavna, a prikazana je na dijagramu 2.2. Za rad ionizacijskog detektora nije prikladno cijelo naponsko područje već se koriste područja na kojem vlada linearna veza između broja prikupljenih elektrona i napona na elektrodi.

Područje I: razlika potencijala je nedovoljna da stvoreni parovi budu i prikupljeni na elektrodama.

Područje II: uslijed dizanja napona doći će do saturacije struje jer će svi stvoreni parovi biti prikupljeni na elektrodama. Primjer detektor koji radi u tom području je ionizacijska komora.

Područje III: daljnjim dizanjem napona stvoreno električno polje je dovoljno jako da ubrza stvorene elektrone do energije na kojoj i oni mogu ionizirati plin. Sada se i ti sekundarni elektroni mogu ubrzati na dovoljno velike energije pa i oni mogu ionizirati plin. Rezultat tih procesa je ionizacijska lavina (*avalanche, cascade*). Pošto je električno polje dano izrazom 2.1, očito je da je polje najjače u blizini anodne žice te se lavina stvara neposredno oko žice. Važno je istaknuti da je broj elektrona stvorenih u lavini proporcionalan broju primarnih elektrona stvorenih zračenjem, te se stoga detektori koji rade unutar područja III zovu proporcionalne komore.



SLIKA 2.2: OVISNOST BROJA POKUPLJENIH IONA U OVISNOSTI O NAPONU ANODE IONIZACIJSKOG DETEKTORA. PRESLIKA IZ REFERENCE [1].

Područje iznad točke III: daljnjim dizanjem napona broj ionizacija u lavini je dovoljno velik da dođe do stvaranja prostornog naboja koji uzrokuje distorziju polja oko anode, pa se gubi proporcionalnost koja vrijedi do točke III. Ovo je područje limitirane proporcionalnosti.

Područje IV: daljnjim dizanjem napona umjesto lokalizirane lavine na nekoj točki anode imamo lančanu reakciju duž anodne žice, tj. imamo širenje lavine duž anode. Uzrok tih lavina duž anode su fotoni emitirani od pobuđenih molekula plina koje se deekscitiraju na taj način. Izlazna struja je pri tom uvijek saturirana bez obzira na energiju početnog zračenja. Detektori koji rade u tom području su Geiger-Müller (*breakdown*) detektori.

Daljnjim dizanjem napona dolazimo u područje kad je električno polje dovoljno jako da samo stvara ionizacijske parove bez obzira imamo li ili nemamo vanjsko zračenje.

2.2 Ionizacija u plinovima

Dva su osnovna mehanizma kroz koja nabijena čestica deponira svoju energiju u sustav kroz koji prolazi: a) pobuđenje molekula i atoma i b) ionizacija. Pobuđenje molekula i atoma je proces koji zahtjeva rezonanciju mogućih stanja molekula i atoma s energijom pobuđenja. U tom procesu ne dolazi do direktnog stvaranja elektron-ion parova, međutim pobuđena molekula može sudjelovati u daljnjim reakcijama. Ionizacijski proces ima donju graničnu energiju ispod koje neće doći do ionizacije, pa pošto su nisko energijski transferi vjerojatniji slijedi da su procesi pobuđena vjerojatniji.

Ako zračenje samo stvori elektrone i ione to zovemo primarnom ionizacijom. Ako u tom procesu primarni elektron dobije dovoljno energije da i on dalje stvori elektron-ion parove to zovemo sekundarnom ionizacijom. Energija koju zračenje deponira molekulama (atomima) plina neće ići samo kroz proces ionizacije pa će za stvaranje para elektron-ion trebati više energije nego što je ionizacijski potencijal. Neki podaci prikazani su u tablici 2.1.

| Ekscitacijske i ionizacijske karakteristike različitih plinova | | | |
|---|---------------------------------|--------------------------------|---|
| | Ekscitacijski potencijal[eV] | Ionizacijski potencijal[eV] | Srednja energija za produkciju para [eV] |
| H ₂ | 10.8 | 15.4 | 37 |
| He | 19.8 | 24.6 | 41 |
| N ₂ | 8.1 | 15.5 | 35 |
| O ₂ | 7.9 | 12.2 | 31 |
| Ne | 16.6 | 21.6 | 36 |
| Ar | 11.6 | 15.8 | 26 |
| Kr | 10.0 | 14.0 | 24 |
| Xe | 8.4 | 12.1 | 22 |
| CO ₂ | 10.0 | 13.7 | 33 |

TABLICA 2.1: IONIZACIJSKE KARAKTERISTIKE RAZLIČITIH PLINOVA IZ REFERENCE [1].

Podaci iz ove tablice su važni jer je očito da broj stvorenih elektrona nije maksimalan (gledajući ionizacijski potencijal), a njihov broj je veoma važan za efikasnost i rezoluciju detektora.

2.3 Rekombinacija i uhvat elektrona

Kao što je već napomenuto broj elektrona je izrazito važan za rezoluciju i efikasnost detektora, a na njihov broj osim procesa stvaranja utječu i procesi rekombinacije, te uhvata elektrona. Ono što se zahtjeva je da elektroni ostanu dovoljno dugo slobodni da se mogu prikupiti. Proces rekombinacije možemo prikazati na slijedeći način:



gdje dolazi do emisije fotona. Uхват elektrona je proces u kojem elektronegativni atom uhvati slobodni elektron te postane anion:



Taj proces je prisutan kod atoma kojima je vanjska elektronska ljuska gotovo puna pa uhvat elektrona uzrokuje da postanu stabilniji snižavanjem svoje energije. Oslobođena energija se zove elektronski afinitet. Očito je da će elektronegativni plin s ovim svojstvom utjecati na broj slobodnih elektrona što će imati negativni utjecaj na efikasnost i rezoluciju.

2.4 Transport elektrona i iona u plinovima

Kod ionizacijskih detektora od velike je važnosti dobro razumijevanje procesa koji utječu na transport iona i elektrona, prije svega difuzija i pomak u električnom polju. Već je napomenuta važnost broja elektrona za efikasnost i rezoluciju, pa sve što utječe na to ima direktnog utjecaja na ta dva izrazito važna faktora kod ionizacijskih detektora.

2.4.1 Difuzija

Koeficijent difuzije nam opisuje proces (u odsustvu vanjskog polja) u kojem se elektroni oslobođeni zračenjem šire radijalno od mjesta na kojem su stvoreni. U procesu širenja dolazi do mnogostrukih sudara s atomima i molekulama plina. Pri tom oni gube energiju. Ovim mehanizmom elektroni i molekule plina dolaze u termičku ravnotežu te se konačno rekombiniraju. Broj elektrona se smanjuje, a iz kinetičke teorije dobija se da je linearna distribucija elektrona nakon nekog vremena t dana s:

$$\frac{dN}{dX} = \frac{N_0}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-\frac{x^2}{4Dt}} \quad (2.4)$$

gdje je t proteklo vrijeme, a D koeficijent difuzije.

Iz ovog izraza vidljiva je velika važnost dobrog razumijevanja procesa difuzije u plinovima koji se koriste u detektorima. Valja napomenuti da se koriste i detektori s tekućim punjenjem umjesto plinskim, međutim svojstva tekućina slabije su poznata od plinskih.

2.4.2 Drift i mobilnost

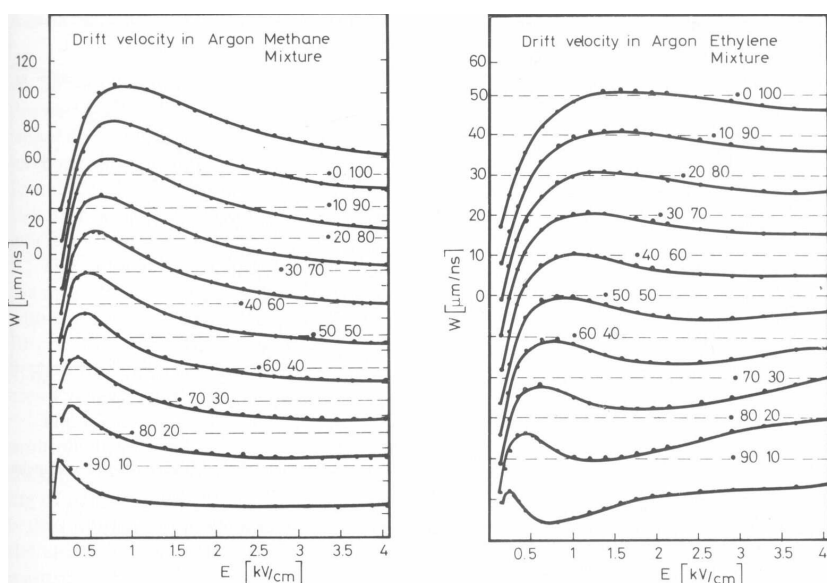
Situacija ja drugačija u prisustvu vanjskog polja. Za opis ponašanja elektrona i iona dva su važna faktora drift i mobilnost. Pod utjecajem vanjskog polja elektroni se ubrzano gibaju prema anodi, a ioni prema katodi. Njihovo kretanje je ometano raspršenjima na molekulama plina zbog čega je njihova brzina ograničena. Prosječna brzina koju elektroni i ioni imaju u vanjskom električnom polju nazivamo driftna brzina, koja se superponira na termičku

brzinu. Veza između mobilnosti i driftne brzine naboja u kinetičkoj teoriji dana je:

$$\vec{v}_{DRIFT} = \mu \vec{E} \quad (2.5)$$

gdje je \vec{E} =vanjsko električno polje, a μ =mobilnost.

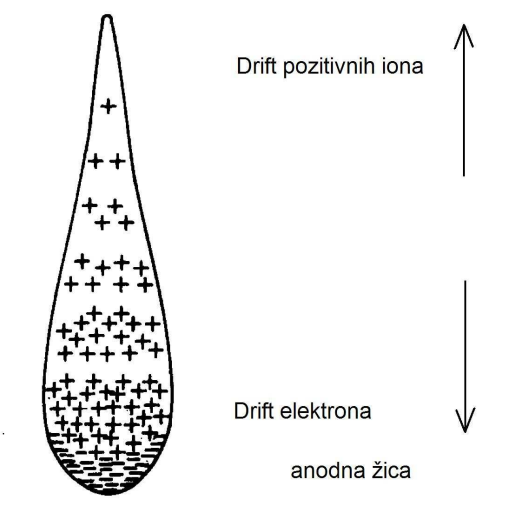
Obzirom da su elektroni lakši njihova mobilnost je manja i funkcija je električnog polja, što ćemo potkrijepiti slijedećim dijagramima:



SLIKA 2.3: DRIFTNE BRZINE ELEKTRONA U RAZLIČITIM MJEŠAVINAMA PLINOVA KAO FUNKCIJA ELEKTRIČNOG POLJA. PRESLIKA IZ REFERENCE [1].

2.5 Lavinasta multiplikacija

Nakon što zračenje uzrokuje ionizaciju plina i stvori primarne elektrone vanjsko električno polje u plinu ubrzava elektrona do energija na kojima i primarni elektroni mogu uzrokovati ionizaciju. Isti proces se događa i s tako nastalim sekundarnim elektronima. Posljedica je stvaranje lavine oblika danog na slici 2.4. Oblik lavine definira veća mobilnosti elektrona.



SLIKA 2.4: STVARANJE LAVINE. PRESLIKA IZ REFERENCE [1].

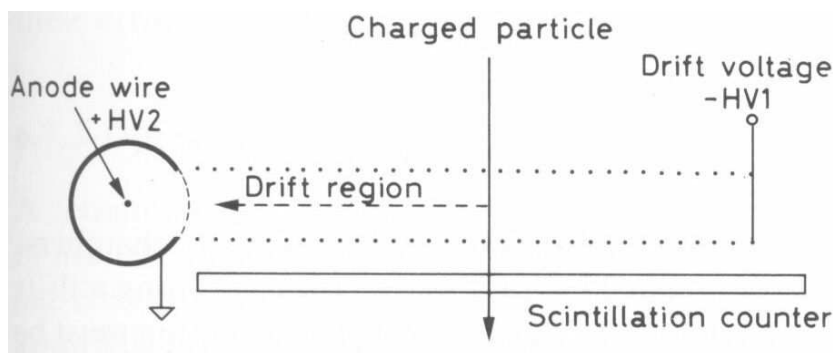
2.6 Osnove driftnih komora

Osnovni principi rada i najvažniji faktori kod ionizacijskih detektora već su navedeni i ukratko objašnjeni, a sad ćemo prijeći na objašnjenje rada driftnih komora koje su uz proporcionalne brojače, mnogožičane proporcionalne brojače, te komore s vremenskom projekcijom i najvažniji ionizacijski detektori.

2.6.1 Princip rada driftnih komora

Dizajn driftnih komora direktno je povezan s ranije proizvedenim mnogožičanim proporcionalnim komorama kod kojih je utvrđeno da se informacija o driftnom vremenu, koja se njima mjeri, može iskoristiti za dobivanje prostorne informacije ionizacijskog događaja. Prikažimo prvo driftnu komoru s jednom ćelijom (*single cell*):

Komora se sastoji od driftnog područja u kojem postoji električno polje stvoreno katodnim žicama na određenom potencijalu te single-wire proporcionalnog brojača na kraju driftnog područja. Elektroni stvoreni prolaskom



SLIKA 2.5: JEDNOSTAVNA DRIFTNA KOMORA S JEDNOM ČELIJOM (SINGLE CELL).
PRESLIKA IZ REFERENCE [1].

nabijene čestice, zbog polja koje vlada u driftnom području, ubrzavaju se u smjeru single-wire proporcionalnog brojača, tj. suprotno smjeru narinutog polja, gdje dolazi do formiranja lavinaste multiplikacije.

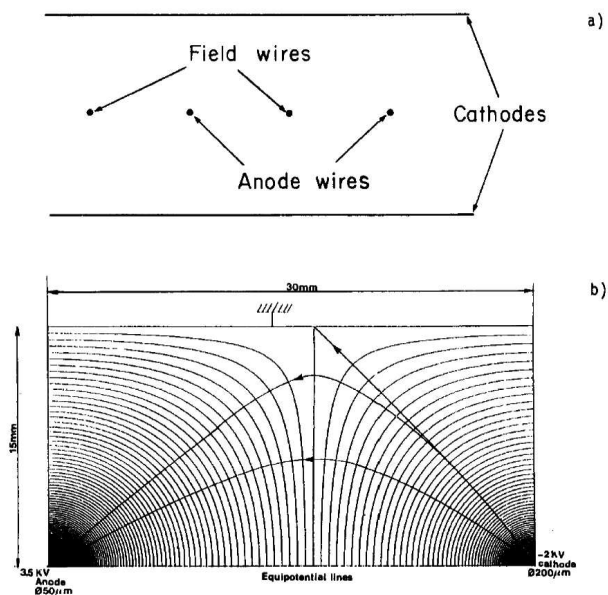
Koordinatu putanje nabijene čestice, tj. točku u kojoj je došlo do ionizacije te su stvoreni elektroni, možemo odrediti slijedećom relacijom:

$$x = \int_{t_0}^{t_1} v_{DRIFT}(t) dt \quad (2.6)$$

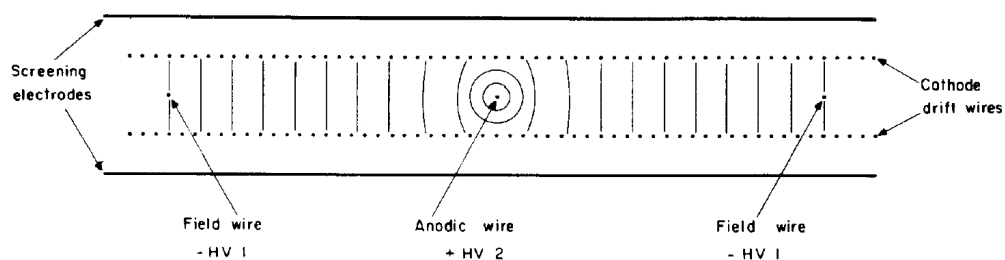
gdje je t_0 vrijeme kad su elektroni stvoreni, t_1 trenutak kad kreće lavinasta multiplikacija zbog čega imamo signal na žici, te \vec{v}_{DRIFT} driftna brzina elektrona. Očito bi linearna veza udaljenosti i vremena bila izrazito prikladna. Stoga se koriste strukture u kojima postoji uniformno električno polje. U ovom eksperimentu se koristi mnogožičana driftna komora čija je osnovna skica dana slikom 2.6.

Struktura se sastoji od naizmjenice postavljenih anodnih (sense) žica i žica polja (katode). Katodne žice su deblje od anodnih žica, a kad ih ne bi bilo u konstrukciji mnogožičane driftne komore između anodnih žica bi postojalo nejednoliko električno polje koje bi davalo jako nelinearnu vezu udaljenosti i vremena. Kad na tu osnovnu ideju dodamo još neke tehničke zahtjeve dobijemo slijedeći, model korišten u eksperimentu:

Ovaj model je korišten da bi imali relativno uniformno polje širine komore. Razmak između zaštitnih elektroda može biti manji od razmaka između



SLIKA 2.6: PRINCIP MNOGOŽIČANE DRIFTNE KOMORE S UNIFORMNIM KATODNIM RAVNINAMA: (A) BAZIČNA GEOMETRIJA TE (B) EKVIPOENCIJALE ELEKTRIČNOG POLJA. PRESLIKA IZ REFERENCE [3].



SLIKA 2.7: PRINCIP KONSTRUKCIJE KOMORE S PRILAGODLJIVIM POLJEM. PRESLIKA IZ REFERENCE [1].

anodnih žica. To je izrazito važno jer omogućuje brzo sakupljanje elektrona jedne putanje ulaznog zračenja (jedne čestice) zbog čega je moguće pratiti više putanja čestica odjednom.

Katodne žice driftne komore nalaze se na negativnom potencijalu koji raste od područja anodne žice prema žici polja, na obje strane, koja se nalazi na istom potencijalu kao i pripadne katodne žice neposredno ispod i iznad nje.

Napomenimo samo da zbog takve konstrukcija katodnih žica one nisu ekvipotencijale, zbog čega neke silnice električnog polja pobjegnu van konstrukcije. Anodna žica je naravno na pozitivnom potencijalu, dok zaštitne (*screening*) elektrode služe za zaštitu driftnog polja od vanjskih utjecaja.

Poglavlje 3

Komore kaonskog spektrometra

Kao što je napomenuto u uvodu driftne komore su najvažniji dio eksperimenta jer sve informacije o procesu raspršenja dobivamo analizom podataka iz njih. Analiza podataka s driftnih komora nam daje informacije o impulsima i kutovima raspršenih čestica, kako elektrona u ENGE spektrometru tako i kaona u HKS spektrometru. Preko zakona očuvanja dobivamo informacije o energijskoj bilanci događaja (*missing mass*), što je naš konačni cilj.

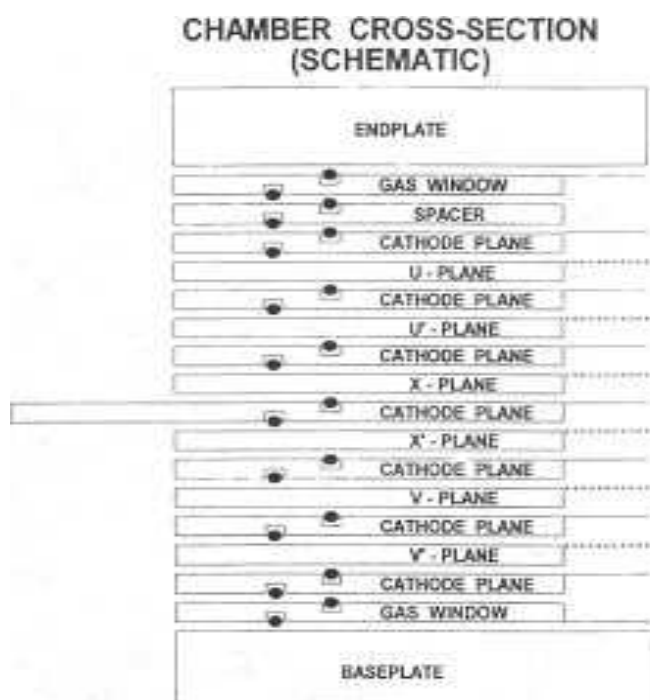
Čestice prolaze kroz magnetski sustav čija su funkcije fokusiranje putanji (QQ) da bi se što veći broj čestica detektirao i razdvajanja putanji čestica istih brzina i naboja (D). Potom kroz područje vakuuma čestica dolazi do driftnih komora. Područje kroz koje čestica prolazi je vakumirano da se spriječe dodatna raspršenja na molekulama zraka i prašine jer takva raspršenja smanjuju broj čestica koje dolaze do driftne komore.

3.1 Konstrukcija driftne komore

Osnovne strukture i procesi u driftnim komorama kao dijelu ionizacijskih detektora dane su u predhodnom poglavlju, a u ovom ćemo se posvetiti dizajnu driftnih komora napravljenih za ovaj eksperiment. U eksperimentu su korištene dvije jednake driftne komore (DC1 i DC2) postavljene tako da

zračenje (u sadašnjoj konstelaciji kozmičko zračenje, a u eksperimentu kaoni, pioni, protoni) ulazi pod određenim kutom (najbolje bi bilo pod kutem od 90) na ravnine komora, prvo na komoru jedan, a zatim na komoru dva koja je postavljena 50cm iza komore jedan.

Osnovna konstrukcija komora korištenih u eksperimentu hipernuklearne spektroskopije u visoko rezolucijskom kaonskom spektrometru prikazana je na sljedećim slikama: 3.1, 3.2 i 3.3.

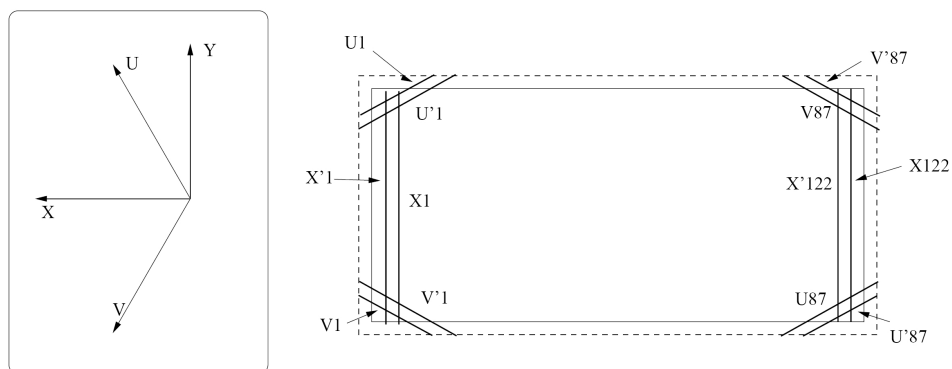


SLIKA 3.1: DIZAJN JEDNE DRIFTNE KOMORE KORIŠTENE U EKSPERIMENTU.

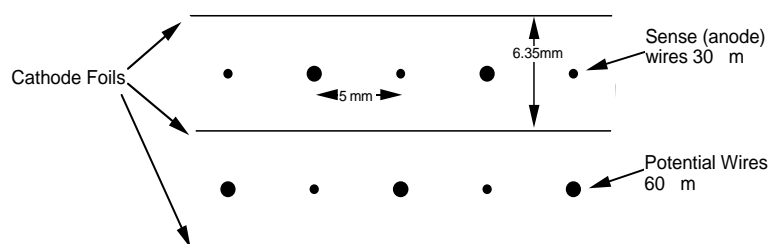
Dizajn komora je shematski prikazan na prijašnjim slikama. Svaka komora ima šest koordinatnih ravnina (u, u', x, x', v, v'), pa ćemo imati ukupno dvanaest koordinata, po jednu sa svake ravnine. Pogledaj sliku 3.1.

Važna osobina ravnina driftnih komora su kutovi među ravninama, tj. među žicama koje prolaze kroz ravnine, koji nam omogućuju povećanje rezolucije u x-smjeru.

Ravnine x i x' imaju žice postavljene u smjeru djelovanja gravitacije, dok žice u u i u' ravninama zatvaraju kut od 60° prema x i x' ravninama, a



SLIKA 3.2: AKTIVNO PODRUČJE DRIFTNE KOMORE: GEOMETRIJA RAVNINA, POLOŽAJI ŽICA U RAVNINAMA. GRAVITACIJA JE U SMJERU X-OSI. PRESLIKA IZ REFERENCE [2].

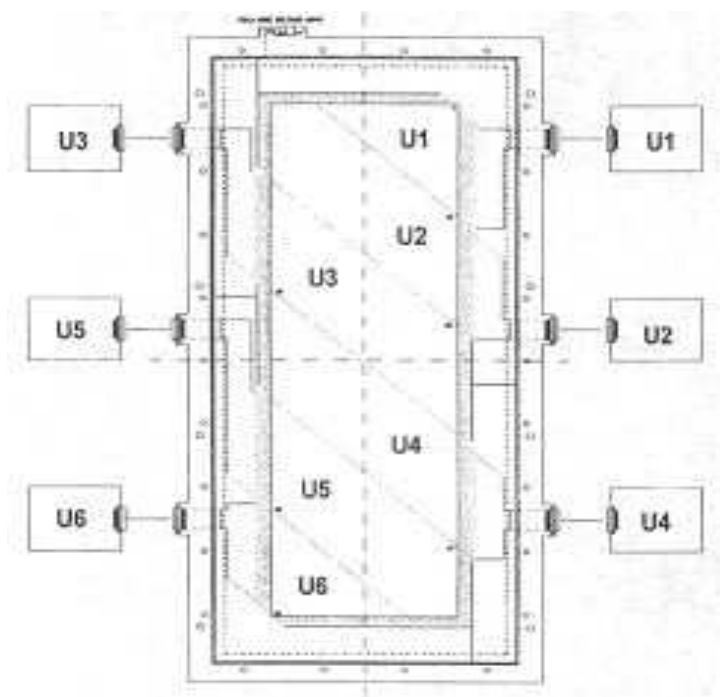


SLIKA 3.3: ČELIJA HKS DRIFTNE KOMORE. PRESLIKA IZ REFERENCE [4].

ravnine v i v' zatvaraju kut od -60° također s x i x' ravninama.

Ravnine u',x',v' su pomaknute prema u,x,v , ravninama za pola jedinične ćelije (dakle 0.5 cm) s namjerom rješavanja problema pozicije trajektorije lijevo-desno od žice s koje se mjeri signal (*sense wire*).

Svaka komora ima aktivno područje od 122×30 cm². Razmak između signalne žice i žice polja je 0.5 cm. Koordinatne ravnine su odvojene tankom folijom koja se nalazi na negativnom potencijalu (katodna ravnina). Razmak između dviju katodnih ravnina (folija) iznosi 0.635 centimetara. Između x i x' ravnine, kao i ostalih ravnina imamo stavljene dodatne distance debljine 0.635 centimetara. One nose kartica koje služe za pojačavanje i diskriminaciju signala sa žica ravnina (*amplifier-discriminator card*). Konfiguracija jedne od ravnina komore prikazana je na slici 3.4.



SLIKA 3.4: PRIKAZ RAVNINE S KARTICAMA ZA POJAČANJE I DISKRIMINACIJU SIGNALA SA ŽICA RAVNINE (*amplifier-discriminator card*). PRESLIKA IZ REFERENCE [2].

Svaka kartica za pojačanje i diskriminaciju ima šesnaest ulaznih kanala,

svaki odgovara jednoj žici dane ravnine, a imamo ih s obje strane komore. Pošto žice među ravninama zatvaraju određeni kut ravnine nemaju isti broj žica potrebnih za pokrivanje površine komore. Ravnine u, u', v, v' imaju 87 žica, a ravnine x, x' imaju 122 žice, što vrijedi za obje komore.

3.2 Naponski sustav i dobivanje signala

Naponski sustav driftnih komora sastoji se od visoko-naponske komponente (područje rada korišteno u ovom eksperimentu je oko 2kV) te nisko-naponske komponente (5V).

Visoki napon koristimo za multiplikaciju primarnih elektrona, tj. za uzrokovanje lavine. Visoko-naponski sustav se sastoji od negativnog napona primijenjenog na katodnim ravninama (baker-mylar folija) i katodnim žicama, te pozitivnog napona primijenjenog na anodnim žicama.

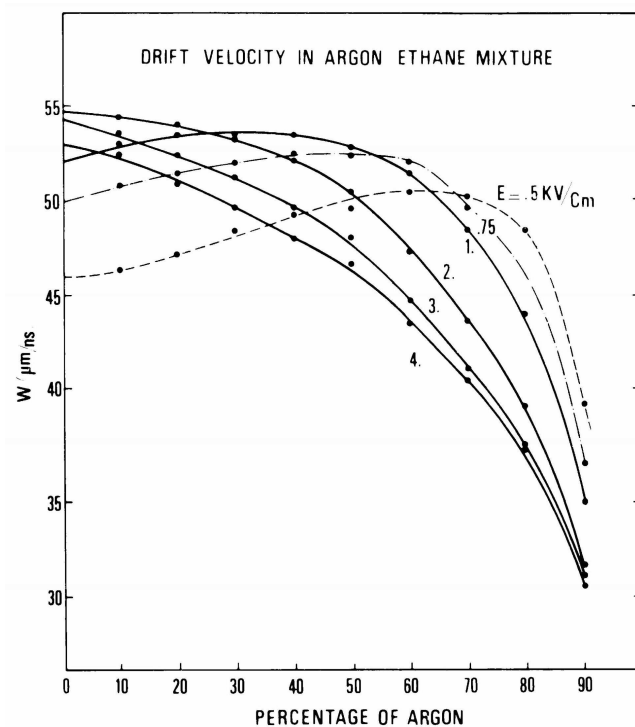
Nisko naponski sustav se koristi za napajanje kartica za pojačavanje i diskriminaciju signala koje se nalaze na ravninama. Pri tom možemo mijenjati i napon koji se koristi za pojačanje signala kao i visinu napona diskriminatora.

Osnovni proces dobivanja informacija iz driftnih komora, tj. sa žica ravnina driftnih komora počinje s ionizacijom plina koji se nalazi u komori. Korištena je smjesa argona-etana u omjeru 50%-50%. Ioni i elektroni stvoreni procesom ionizacije zbog postojanja gradijenta napona uzrokuju lavinu i stvaranje signala na žicama ravnine.

Dobiveni signal na žicama ravnine pojačava se i diskriminira. Kartice prvo pojačavaju signal jer je njegova visina veoma mala, a zatim diskriminiraju pojačani signal. Diskriminacijom pojačanog signala rješavamo se šuma i smetnji, a visina napona diskriminacije (*threshold*) određuje se tako da je dovoljno velik da nemamo smetnje u izlaznom signal, a dovoljno malen da imamo valjan izlazni signal.

3.3 Kalibracija efikasnosti komore

Efikasnost smo definirali kao omjer broja ionizacijskih događaja koje možemo pripisati određenoj trajektoriji i ukupnog broja ionizacijskih događaja evidentiranih na ravnini komore. Efikasnost detektora ovisi o sposobnosti zračenja da stvori ionizacijski događaj koji biva registriran od strane detektora. Važan faktor je odabir plinske smjese sa svojstvenim naponskim karakteristikama. Karakteristike koje nas interesiraju kod odabira plina su: niski radni napon, visoka multiplikacija primarne ionizacije, dobra proporcionalnost nakon multiplikacije, te što veća frekvencija prihvaćanja ulaznog zračenja. Za ovaj eksperiment odabrana je smjesa argona-ethana u omjeru 50%-50% koja je korištena i u prijašnjem eksperimentu te su njena svojstva dobro poznata. Pogledajmo karakteristike dane smjese plinova, slika 3.5.



SLIKA 3.5: DRIFTNA BRZINA U MJEŠAVINI PLINOVA ETANA I ARGONA ZA DANU VRIJEDNOST ELEKTRIČNOG POLJA I KAO FUNKCIJA UDJELA ARGONA U SMJESI. PRESLIKA IZ REFERENCE [6].

Plato efikasnosti komore određuje se mjereći efikasnosti za niz vrijednosti napona. Ovo područje je stabilno na fluktuacije. Pošto kontrolirano i visoki napon na žicama i napon diskriminacije signala (*threshold voltage*) za oba istodobno tražimo područje u kojem postoji plato efikasnosti. Ono će kasnije biti korišteno u eksperimentu kao radno područje.

3.3.1 Kalibracija visokog napona

Smjesa plinova argona i etana dobro je istražena i poznate su njene radne karakteristike. Stoga nije potrebno detaljno određivanje efikasnosti već samo približno određivanje radnog napona pomoću kojeg određujemo gdje se nalazi plato.

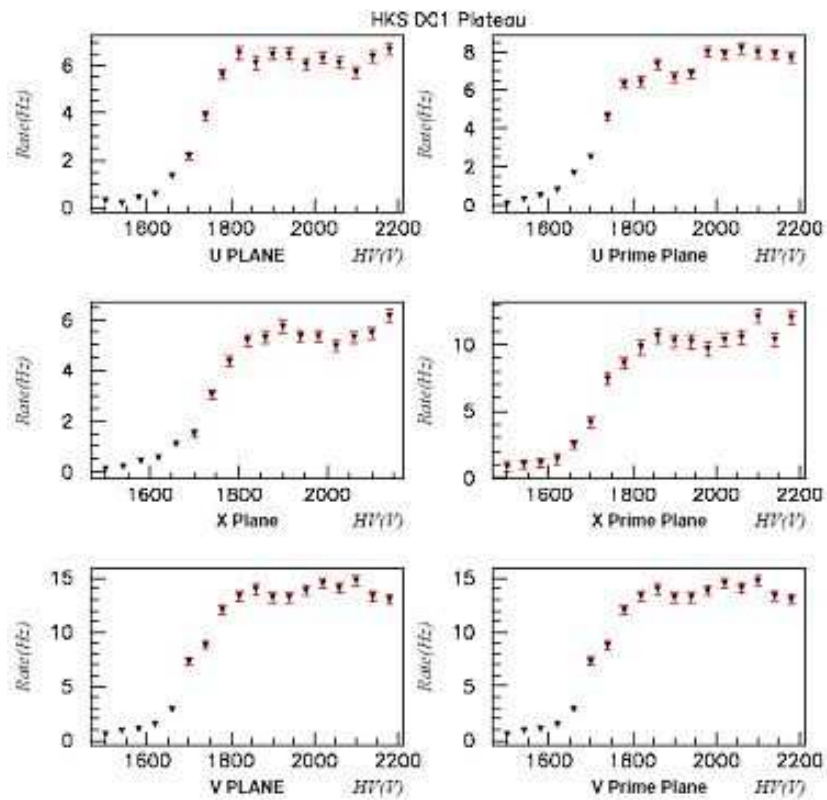
U području napona 2kV imamo plato širine 400V. Odstupanja postoje jer sustav fluktuiraju. Mali izbroji (*discharge*) naboja uvijek postoje i na njih je osjetljiv brojač koji mjeri frekvenciju signala s ravnina.

Samo radno područje odabire se tako da je efikasnost komore maksimalna. Efikasnost se određuje analizom dobivenih podataka s driftnih komora korištenjem softvera. Za komoru jedan rađeno je određivanje efikasnosti za tri napona, a za komoru dva na četiri napona, rezultati su prikazani na slikama 3.7 i 3.8.

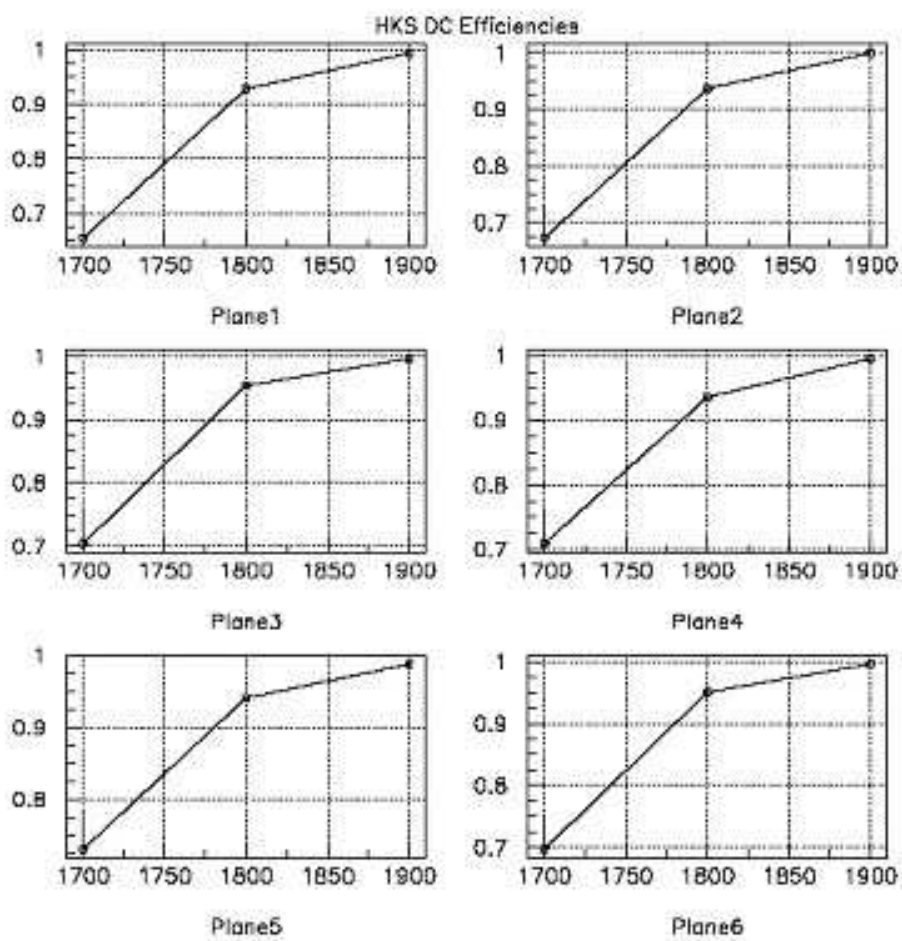
3.3.2 Kalibracija napona diskriminacije

Kao što je traženo optimalno područje visokog napona za rad driftnih komora, tako se i područje napona diskriminacije određuje uz uvjet dobivanja što veće efikasnosti.

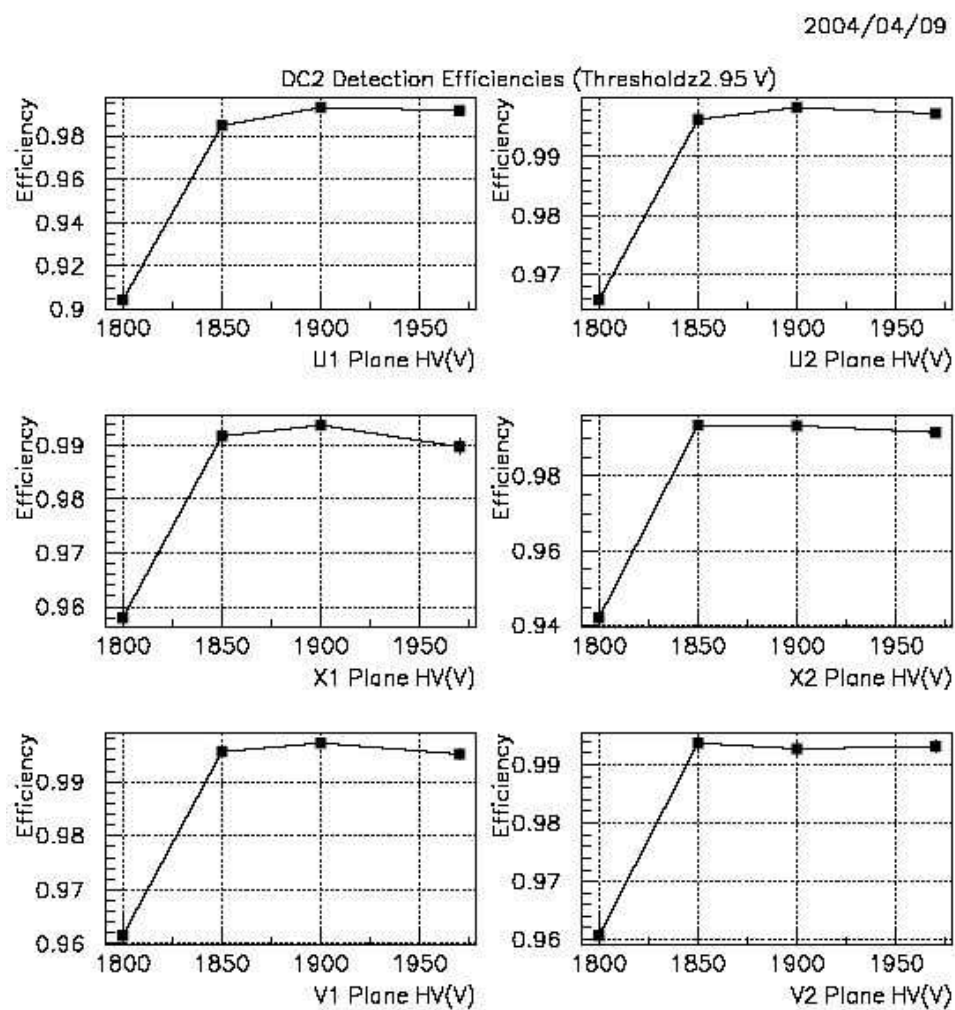
Zahtjevi na napon diskriminacije su: napon diskriminacije mora biti dovoljno nisko da ne izbacuje signal koji tražimo, a dovoljno velik da izbacuje smetnje, fluktuacije u komori. Napravljen je niz mjerenja na niskom naponu diskriminacije za područje 0-4V. Prikaz frekvencije evidentiranih događaja (*rate*) nalazi se na grafikonu 3.9, a analizom podataka s komore određena je njena efikasnost u ovisnosti o visini napona diskriminacije, dijagram 3.10.



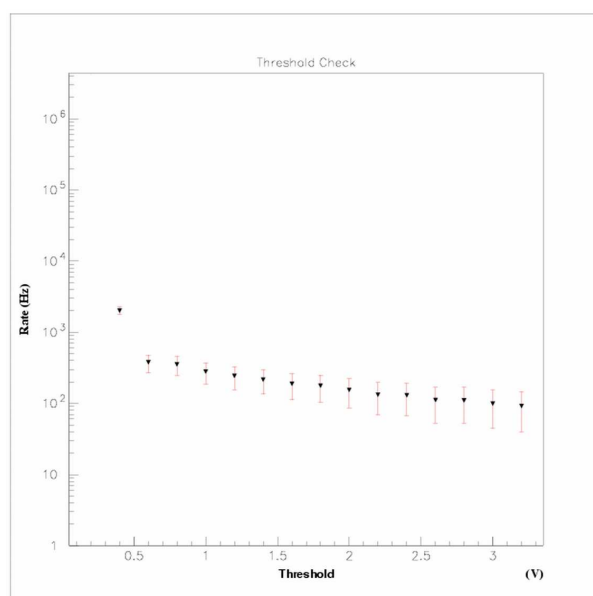
SLIKA 3.6: PLATO DRIFTNE KOMORE JEDAN (DC1). NA SVAKOM NAPONU MJERI SE BROJ EVIDENTIRANIH DOGAĐAJA (*rate*) U VREMENSKOM RAZDOBLJU OD 30 SEKUNDI.



SLIKA 3.7: EFIKASNOST DRIFTNE KOMORE JEDAN (DC1) MJERENA ZA SVAKU RAVNINU POSEBNO KAO FUNKCIJA NAPONA NA ŽICAMA KOMORE.



SLIKA 3.8: EFIKASNOST DRIFTNE KOMORE DVA (DC2) MJERENA ZA SVAKU RAVNINU POSEBNO KAO FUNKCIJA NAPONA NA ŽICAMA KOMORE.



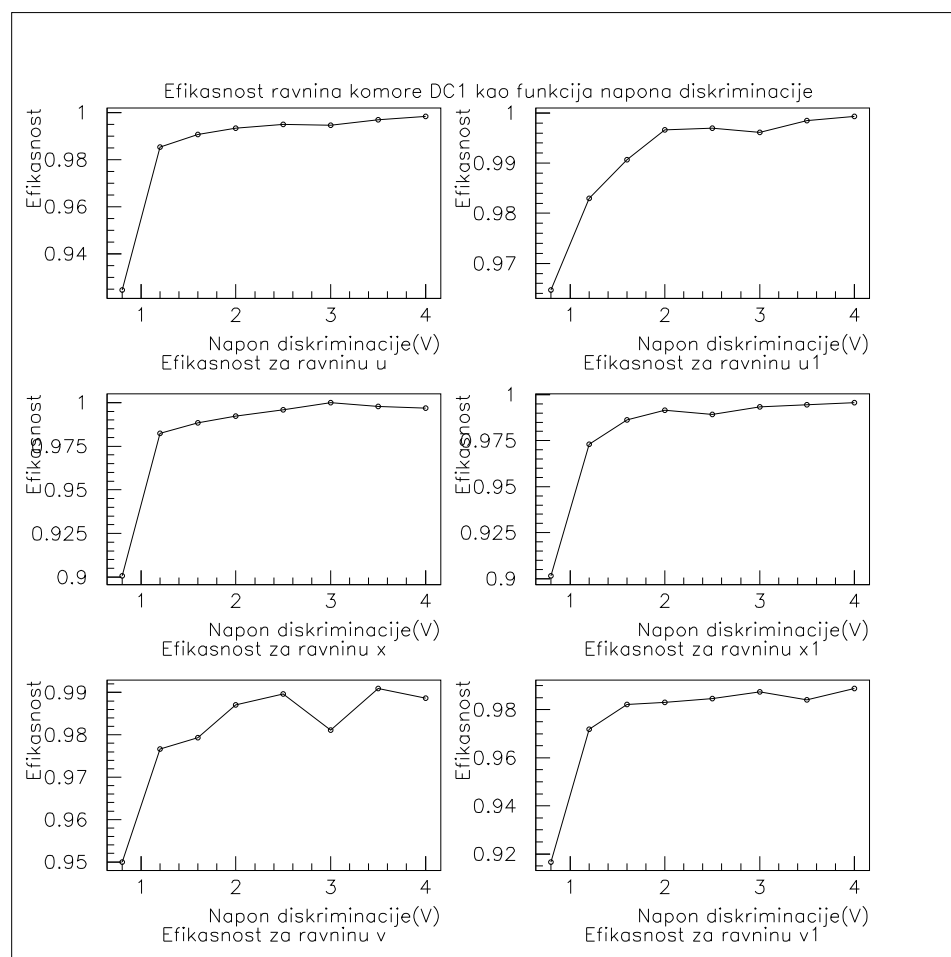
SLIKA 3.9: OVISNOST FREKVENCIJE EVIDENTIRANIH DOGAĐAJA O VISINI NAPONA DISKRIMINACIJE ZA KOMORU DC1.

Efikasnost ravnina komore raste s povećanjem napona diskriminacije, slika 3.10, međutim to isto povećanje uzrokuje smanjenje broja događaja, slika 3.9, pa je ukupan broj detektiranih događaja manji. Stoga se vodi račun i o postizanju platoa efikasnosti, zbog stabilnosti na fluktuacije, kao i o što većem broju događaja. Korišten napon diskriminacije stavljen je na 2.9V.

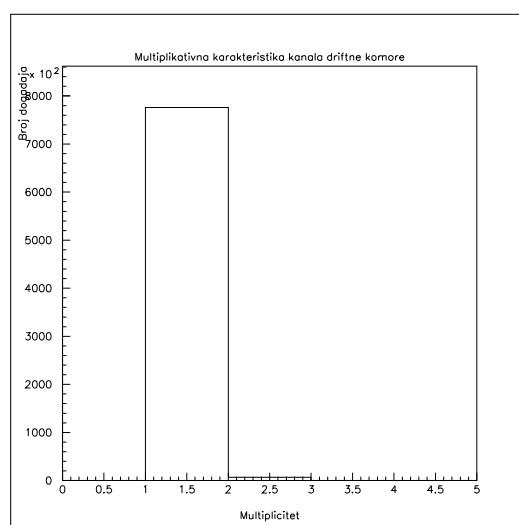
3.3.3 Multiplikativnost komore

Ako se vratimo na definiciju efikasnosti komore vidimo da će efikasnost biti to bolja što je broj događaja koje prolazeće zračenje izaziva u jednoj ravnini driftne komore ili jedne ćelije ravnine manji. Veći broj ionizacijskih događaja u jednoj ravnini (ćeliji) uzrokovanih istim ulaznim zračenjem uzrokuje gubljenje preciznosti u određivanju vremenske i prostorne informacije.

Određena je multiplikativnost, slika 3.11, a slijedi prikaz za jedan kanal, žicu driftne komore.



SLIKA 3.10: EFIKASNOST RAVNINA DRIFTNE KOMORE JEDAN (DC1) KAO FUNKCIJA GRANIČNOG NAPONA. EFIKASNOST KOMORE PRIKAZANA JE U POSTOCIMA. ($u, x, v \rightarrow u', x', v'$)



SLIKA 3.11: PRIKAZ BROJA TRAJEKTORIJA PREMA MULTIPLIKATIVNOSTI DANE TRAJEKTORIJE ZA JEDAN KANAL DRIFTNE KOMORE.

Velika većina događaja je multipliciteta jedan dok se zanemarivo mali dio pojavljuje s većim multiplicitetom. Upravo je to zahtijev koji se traži da bi pouzdanost podataka bila što bolja.

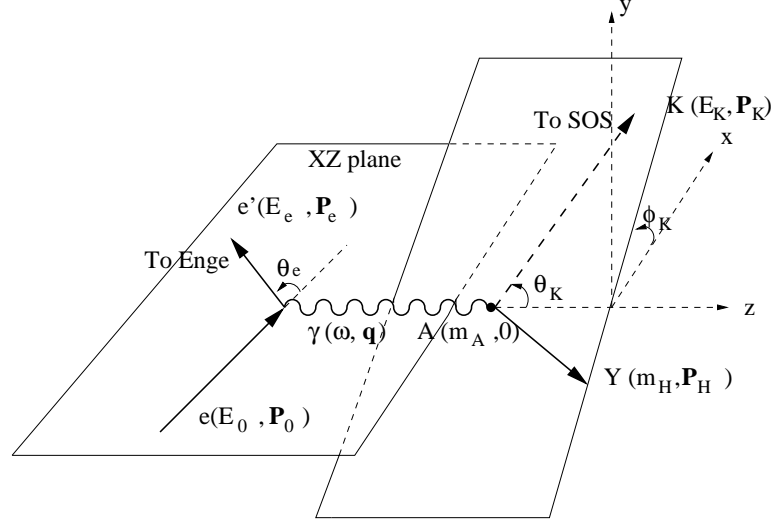
3.4 Kinematika raspršenja

Pozicijski osjetljive komore nam daju dvije ključne informacije potrebne za rekonstrukciju kinematike raspršenja, impuls čestice koji se određuje prema točki ulaska kaona na komoru, veći impuls kaona znači veći radijus putanje u magnetskom polju dipola, i smjer putanje.

Kada magnetski dipol razdvoji čestice različitih impulsa i masa pri čemu čestice veće brzine u magnetskom polju kreću se po kružnici većeg radijusa pa po mjestu udara čestice u driftnu komoru možemo odrediti impuls čestice dok smjer putanje određujemo iz podataka dobivenih s ravnina driftnih komora preko kojih je određena putanja.

Ključni proces u ovom eksperimentu je raspršenje elektrona na jezgri ugljika (silicija), pri čemu dolazi do elektromagnetske interakcije ulaznog

elektrona i protona izmjenom virtualnog fotona, koji prenosi dio energije i impulsa na proton. Proces možemo prikazati sljedećom shemom.



SLIKA 3.12: KINEMATIKA PROCESA RASPRŠENJA ELEKTRONA NA PROTONU

Cilj eksperimenta je određivanje mase Λ -hiperona koristeći činjenicu da je proces pretvorbe jednog u-kvarka u s-kvark, tj. stvaranje Λ -hiperona, rezonantni proces. Za određivanje mase Λ -hiperona moramo prvo izračunati enerzijsku bilancu (*missing mass*), koja je definirana kao kvadrat četverovektora impulsa prenesenog u raspršenju elektrona na jezgru. Mjerene veličine u eksperimentu su impuls i kut raspršenja elektrona (u ENGE spektrometru), impuls i kut raspršenja kaona (u HKS spektrometru) i energija koherentnog ulaznog elektronskog snopa.

Postavimo li zakone očuvanja impulsa i energije za ovaj sustav možemo odrediti veličine koje tražimo. Napravimo kratki račun:

ZAKON OČUVANJA IMPULSA

$$\vec{p}_e = \vec{p}_{e'} + \vec{p}_K + \vec{p}_\Lambda \quad (3.1)$$

ZAKON OČUVANJA ENERGIJE

$$E_e + E_p = E_{e'} + E_K + E_\Lambda \quad (3.2)$$

Koristi se sustav iz perspektive impulsa protona jednakog nuli jer je energija protona u jezgri zanemariva prema energiji ulaznog elektrona. Treba nam još samo relativistički izraz za energiju čestice:

$$E^2 = m^2 + p^2 \quad (3.3)$$

Izlučimo li iz izraza 3.2 i 3.1 energiju odnosno impuls Λ -hiperona, te ih zatim kvadriramo te definiramo energiju fotona kao razliku energija ulaznog i izlaznog elektrona:

$$\omega = E_e - E'_e \quad (3.4)$$

dobit ćemo slijedeće izraze:

$$\begin{aligned} E_\Lambda^2 &= m_p^2 + E_K^2 + \omega^2 - 2m_p E_K + 2m_p \omega - 2\omega E_K \\ \vec{p}_\Lambda^2 &= \vec{p}_K^2 + \vec{p}_e^2 + \vec{p}'_e^2 + 2|\vec{p}_K|(|\vec{p}_e| \cos\theta_{eK} - |\vec{p}'_e| \cos\theta'_{eK}) - 2|\vec{p}'_e| |\vec{p}_e| \cos\theta_{ee'} \end{aligned} \quad (3.5)$$

Uvrštavanjem izraza 3.5 dobivenih iz zakona sačuvanja u relativistički izraz 3.3 za energiju Λ -hiperona dobivamo izraz za masu Λ -hiperona:

$$\begin{aligned} m_\lambda^2 &= m_p^2 + m_K^2 + \omega^2 - 2E_K(m_p + \omega) + 2\omega m_p - \vec{p}_e^2 - \vec{p}'_e^2 + \\ &+ 2|\vec{p}_K|(|\vec{p}_e| \cos\theta_{eK} - |\vec{p}'_e| \cos\theta'_{eK}) + 2|\vec{p}'_e| |\vec{p}_e| \cos\theta_{ee'} \end{aligned} \quad (3.6)$$

Konačno uvrštavanjem poznatih i izmjerenih veličina u dani izraz dobivamo masu Λ -hiperona tj. preostalu (*missing*) masu. Treba napomenuti konačnu točnost izmjerenih veličina (kutova i impulsa i energija) koje zajedno uvode pogreške u dobiveni rezultat i utječu na preciznost (širinu) rezonancije.

Određivanje gubitka mase nas vodi k određivanju rezonancije, tj. vezanog stanja Λ -hiperona i ostatka jezgre koji ne sudjeluje u reakciji. Rezonancija je uočena na prijašnjem eksperimentu E89-009 također rađenom na JLAB-u međutim bila je niža i šira. To se novim eksperimentom (E01-011) pokušava popraviti radi preciznijeg određivanja energije danog stanja.

Kao što vidimo iz izraza 3.6 rezultat dobiven za gubitak mase ovisi o preciznosti svih ulaznih parametara te možemo očekivati greške u dobivenom rezultatu kao posljedicu ograničenja preciznosti pojedinih izmjerenih veličina.

Poglavlje 4

Kalibracije komora i određivanje putanje kaona

Svaki izmjereni signal uz signal koji mi tražimo kao i veličine koje s njim asociramo, sadrži i neželjene fluktuacije sustava kao i sistematske pogreške ako nismo u stanju locirati i izdvojiti izvore tih utjecaja. Driftne komore daju ključne informacije, a to su impuls elektrona (ENGE spektrometar) i impuls kaona (HKS). Za određivanje energijske bilance događaja (*missing mass*) pouzdanost informacija dobivenih iz komora je od ključne važnosti. Kalibracije su upravo koraci koje poduzimamo da smanjimo pogrešku mjerenih veličina hardverskim ili softverskim metodama.

4.1 Mjereni signal

Sva detektorska oprema mora proći provjeru i kalibraciju, koja je rađena i za HKS driftne komore. Driftne komore izdvojene su tijekom kalibracije, a proces mjerenja signala ostaje isti. Veličina koja se mjeri je vrijeme između trenutka prolaska čestice kroz ravninu i trenutka dobivanja signala na žici ravnine. Vremenski interval određuje se uz pomoć start i stop signala. Start signal je signal s žica ravnine; stop signal je signal s hodoskopa.

Kalibracija driftnih komora rađena je korištenjem kozmičkog zračenja, a

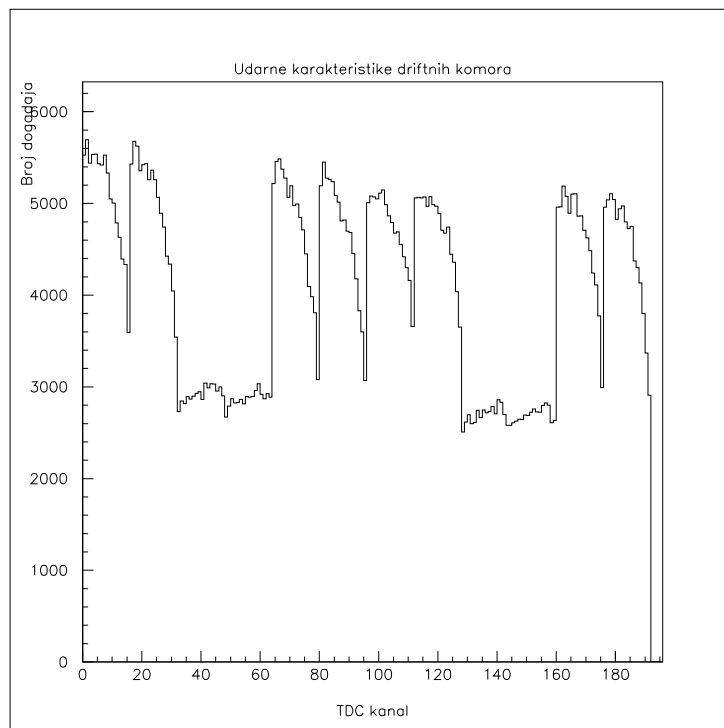
kao stop signal korišteni su signali s scintilatora. Kod kalibracije odabrana je površina u obliku trokuta na driftnim komorama pogodnim izborom kartica s kojih očitavamo signal. Sa svake komore korišteno je šest kartica, tj. svaka za jednu ravninu s presjekom prekrivanja žica u obliku trokuta. Odabrani trokut ima stranice u v , x i u smjerovima, a to za danu geometriju komora znači da su x i u stranice trokuta jednake i duže od stranice u v smjeru. Scintilatori su postavljeni točno ispod i iznad područja trokuta.



SLIKA 4.1: POSTAV ZA KALIBRACIJU DRIFTNIH KOMORA. KORISTE SE DVIJE DRIFTNE KOMORE, GORNJA JE DRIFTNA KOMORA 2 (DC2) NA NJOJ SE NALAZI SCINTILATOR. DRUGI SCINTILATOR JE SMJEŠTEN ISPOD KOMORE 1 (DC1). SCINTILATORI SU POSTAVLJENI TAKO DA SE NALAZE TOČNO ISPOD, TJ. IZNAD, ODABRANOG PODRUČJA ZA KALIBRACIJU KOMORA. KOINCIDENCIJA SIGNALA SA SCINTILATORA SLUŽI KAO STOP SIGNAL.

Signal s kartica ide prema NIM jedinicama, u pretvarač vremenske informacije u digitalni signal (*time to digital converter*, *TDC fastbus*), a koristi se kao start signal. Stop signal je koincidencija (3 od 4) signala scintilatora. Svaki scintilator ima svjetlovod i dva multiplikatora na krajevima pa daje dva signala. Primarno izmjerene, zabilježene su dvije karakteristike odabranog

područja promatranja, a to su broj detekcija čestica pojedine žice te vrijeme između start i stop signala.



SLIKA 4.2: UDARNA KARAKTERISTIKA IZABRANIH KARTICA. Y-OS ODGOVARA BROJU UDARA; X-OS JE INDEKS KANALA TDC. ŠIRINA DISTRIBUCIJE ODGOVARA UMNOŠKU BROJA KORIŠTENIH KARTICA I BROJA ŽICA NA NJIMA.

Svaka kartica ravnine ima 16 žica, a svaka žica daje signal koji odgovara jednom kanalu na TDC-u. Ako pomnožimo broj žica i kartica dobit ćemo upravo širinu distribucije na X-osi. Brojevi na X-osi označavaju koji su TDC utori korišteni za prikupljanje signala s driftne komore. Uočljivo je dvanaest distribucija, svaka za pojedinu ravninu koja odgovara broju kanala (žica) sa svake kartice. Prvih 96 kanala odgovara prvoj driftnoj komori, pri čemu ravnina v ima prvih 16 kanala, a zatim slijede kanali ravnina v' , x , x' , u i u' . Isti raspored je i za drugih 96 kanala druge driftne komore.

Postojanje distribucije posljedica je odabira promatranog područja u obliku trokuta. Žice ravnine nisu sve iste duljine u promatranom području, a to znači da neće registrirati jednak broj prolazaka kozmičkog zračenja. Kraće

žice će zabilježiti manji broj događaja. Isto vrijedi i za objašnjenje manjeg broja događaja za x i x' ravnine obiju komora u odnosu na ostale ravnine.

Distribucija dobivena vremena prikazana je na histogramima 4.3 i 4.4. Događaji koji su bliži ishodištu koordinatnog vremena stižu kasnije do žice ravnine, tj. događaju se dalje od žice nego oni koji su udaljeniji od ishodišta. Rezultat je upravo takav zbog definicije vremena koje se mjeri u eksperimentu. Sama raspodjela je pomaknuta i zbog činjenice da se signal sa scintilatora zakašnjuje 500ns. Jedan kanal s TDC-a odgovara vremenu od 0.5 ns.

4.2 Kalibracija driftnog vremena

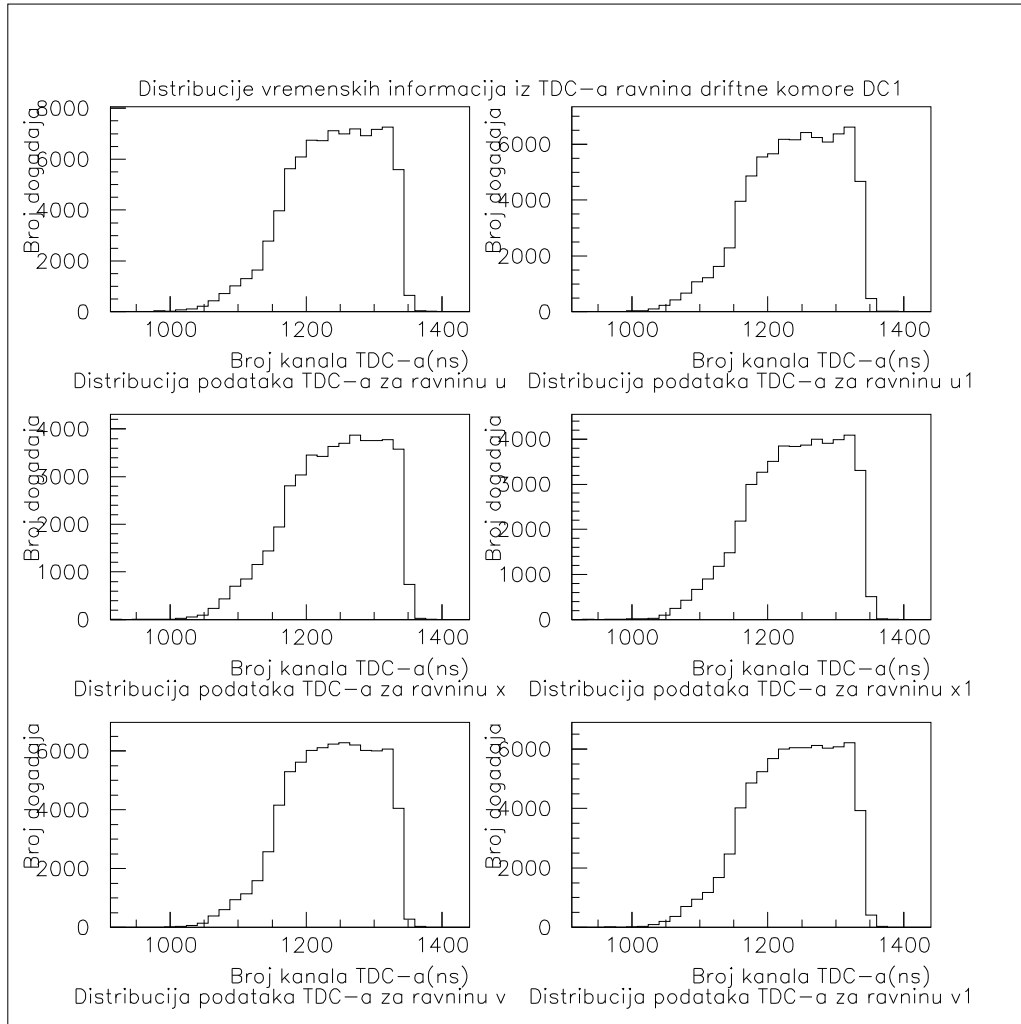
Driftno vrijeme je ono između trenutka ionizacije plina i trenutka dobivanja signala na žicama. Driftno vrijeme je upravo recipročna vrijednost izmjerene vremenske informacije s postavljenim početnim nagibom (vrhom) na ishodište da bi kompenzirali različita vremenska zakašnjenja zbog kablova i različitih udaljenosti do fokalne ravnine.

Program za analizu pretvara driftno vrijeme u driftnu udaljenost korištenjem mape vrijeme-udaljenost, a svaka ravnina ima svoju mapu koja se određuje korištenjem distribucija driftnog vremena sa svake žice ravnine.

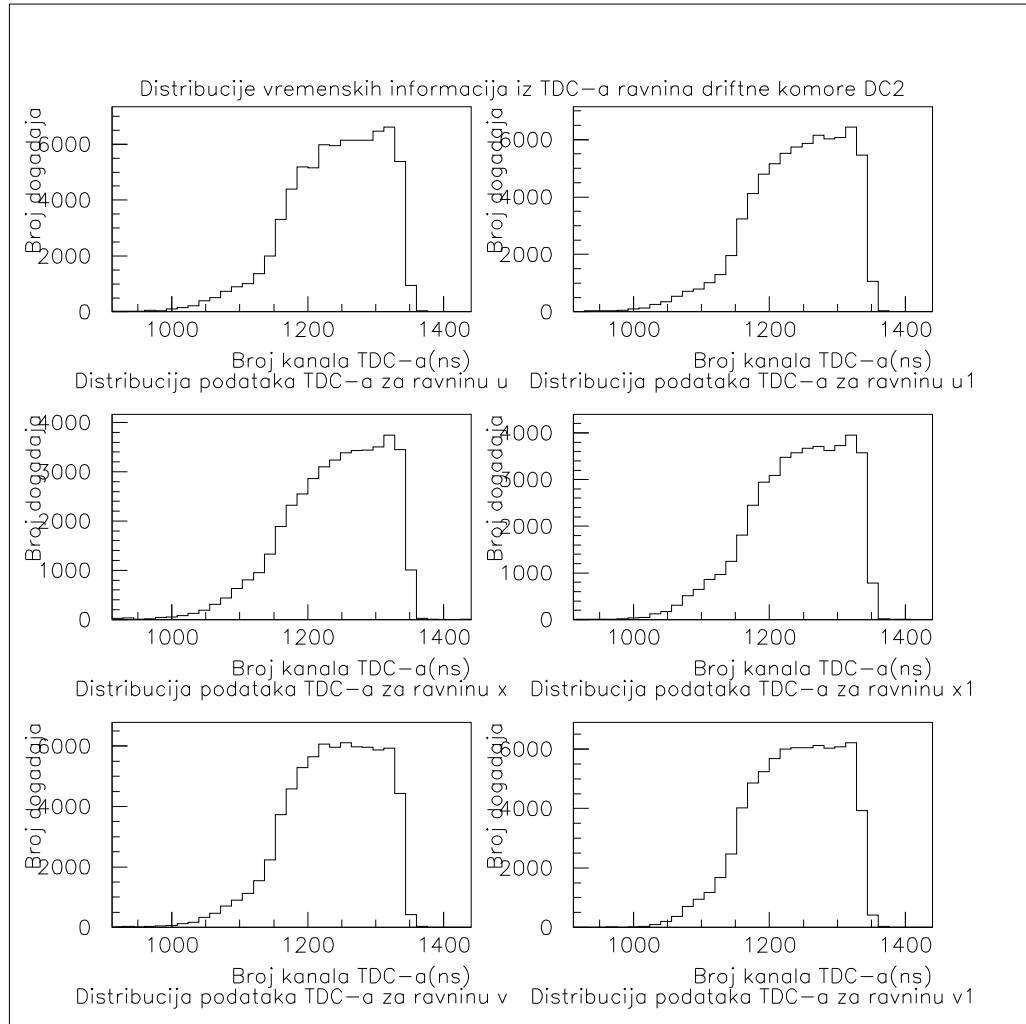
Distribucije za komore prikazane su na histogramima 4.5 i 4.6.

Promotrimo li raspodjelu vidimo da početni nagib raspodjele nije okomit, a trebao bi biti, jer on označava čestice čiji signal najbrže stigne do žica ravnine. Budući da je električno polje homogeno driftna brzina elektrona je konstantna (za ovaj odabir plina $v=50\mu\text{m/ns}$), a to znači da imamo neko minimalno vrijeme ispod kojeg ne može stići signal. To minimalno vrijeme zapravo je početni nagib distribucije. U idealnom slučaju nagib bi trebao biti okomit. Razloge postojanja nagiba, tj. kolebanja vremena (*time jitter*), možemo tražiti u slijedećim činjenicama:

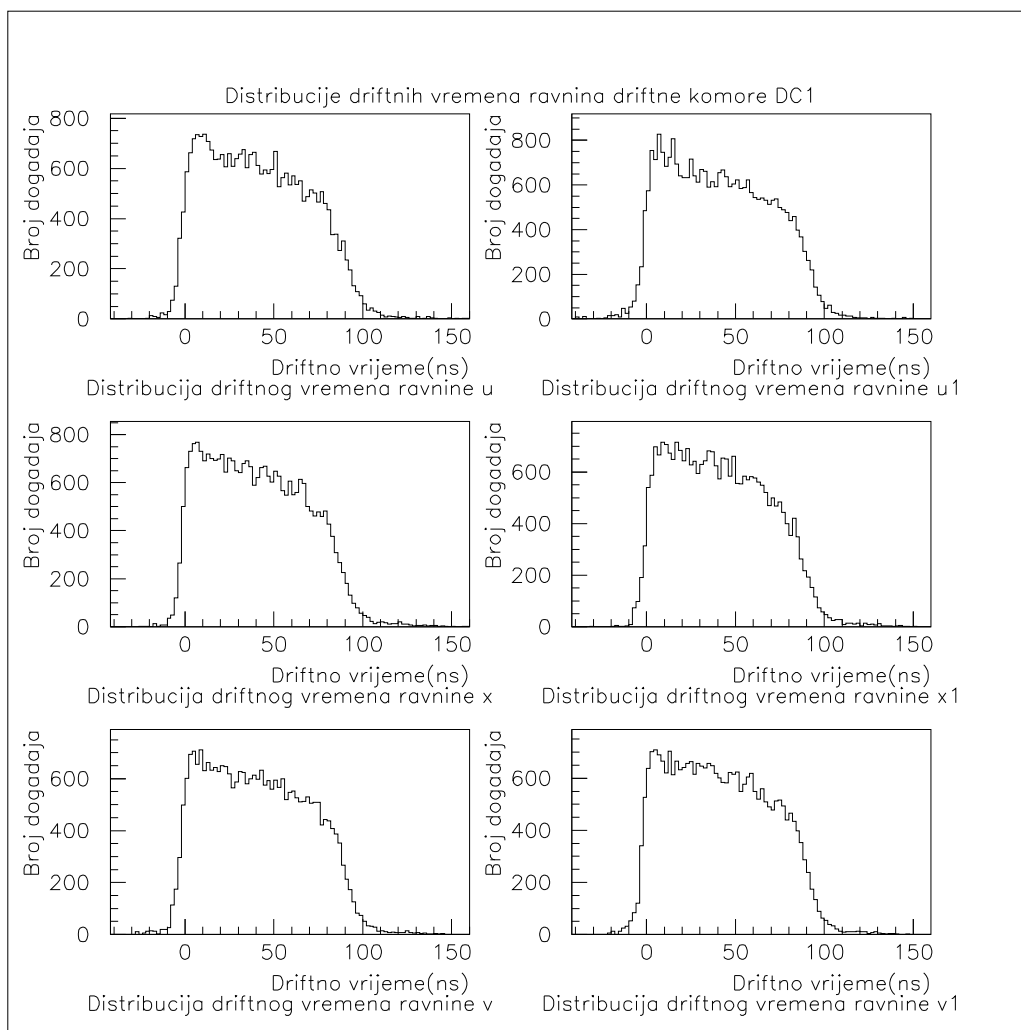
- **Kolebanje energije** *Energy jitter* Mjerenja su rađena s kozmičkim zračenjem koje ima neku distribuciju energija, tj. nije monoenergijsko,



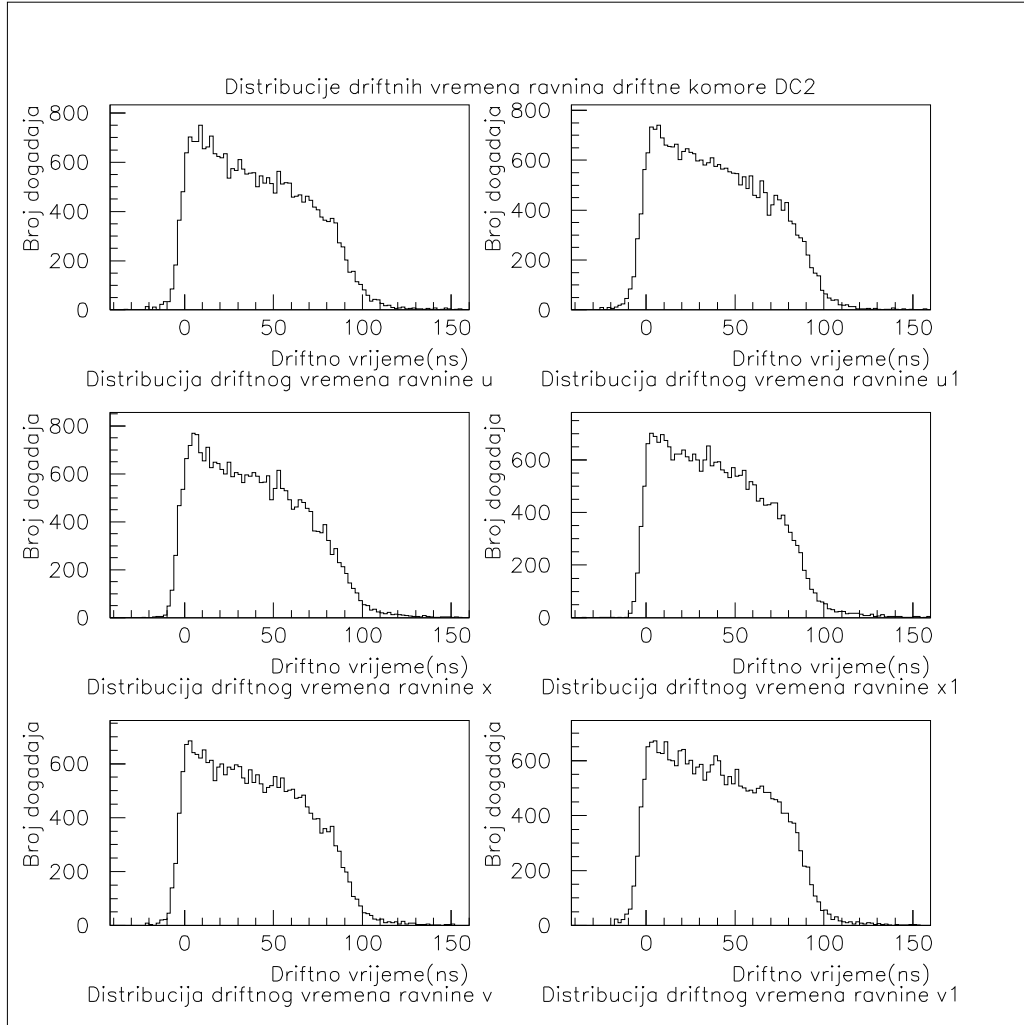
SLIKA 4.3: DISTRIBUCIJA VREMENSKE INFORMACIJE DOBIVENE S TDC-A ZA RAVNINE DRIFTNE KOMORE JEDAN (DC1). DISTRIBUCIJA JE DOBIVENA PRIKAZOM PODATAKA DOBIVENIH S TDC-A. NA Y-OSI SE NALAZI BROJ DOGAĐAJA, A NA X-OSI VREMENSKA INFORMACIJA S TDC-A. JEDAN KANAL S TDC-A ODGOVARA VREMENU OD 0.5 NS. ($u, x, v \rightarrow u', x', v'$)



SLIKA 4.4: DISTRIBUCIJA VREMENSKE INFORMACIJE DOBIVENE S TDC-A ZA RAVNINE DRIFTNE KOMORE JEDAN (DC2). DISTRIBUCIJA JE DOBIVENA PRIKAZOM PODATAKA DOBIVENIH S TDC-A. NA Y-OSI SE NALAZI BROJ DOGAĐAJA, A NA X-OSI VREMENSKA INFORMACIJA S TDC-A. JEDAN KANAL S TDC-A ODGOVARA VREMENU OD 0.5 NS. ($u, x, v \rightarrow u', x', v'$)



SLIKA 4.5: DISTRIBUCIJA DRIFTNOG VREMENA DRIFTNE KOMORE DC1. DOBIVENA JE KALIBRACIJOM VREMENSKE INFORMACIJE S TDC-A. NA Y-OSI JE PRIKAZAN BROJ DOGAĐAJA, A NA X-OSI SE NALAZI DRIFTNO VRIJEME DOGAĐAJA. $(U, X, V \rightarrow U', X', V')$



SLIKA 4.6: DISTRIBUCIJA DRIFTNOG VREMENA DRIFTNE KOMORE DC2. DOBIVENA JE KALIBRACIJOM VREMENSKE INFORMACIJE S TDC-A. NA Y-OSI JE PRIKAZAN BROJ DOGAĐAJA, A NA X-OSI SE NALAZI DRIFTNO VRIJEME DOGAĐAJA. ($U, X, V \rightarrow U', X', V'$)

pa će česticama različitih brzina trebati različito vrijeme da prođu kroz područje komora.

- **Kolebanje putanji** *Path jitter* Putanje nisu paralelne, tj. imamo putanje različitih kutova upada na ravnine komore. To znači da će duljine putanji biti različite, a vrijeme preleta neće biti jednako za sve putanje.
- **Veličina pulsa** Osim veličine pulsa zanima nas i trenutak, brzina kad puls dostiže napon diskriminacije (*threshold*) i bilježi se kao signal. Veza između te dvije veličine postoji utoliko što će pulsovi koji su veći, imaju veći nagib te će prije dosegnuti granični napon i stvoriti signal.

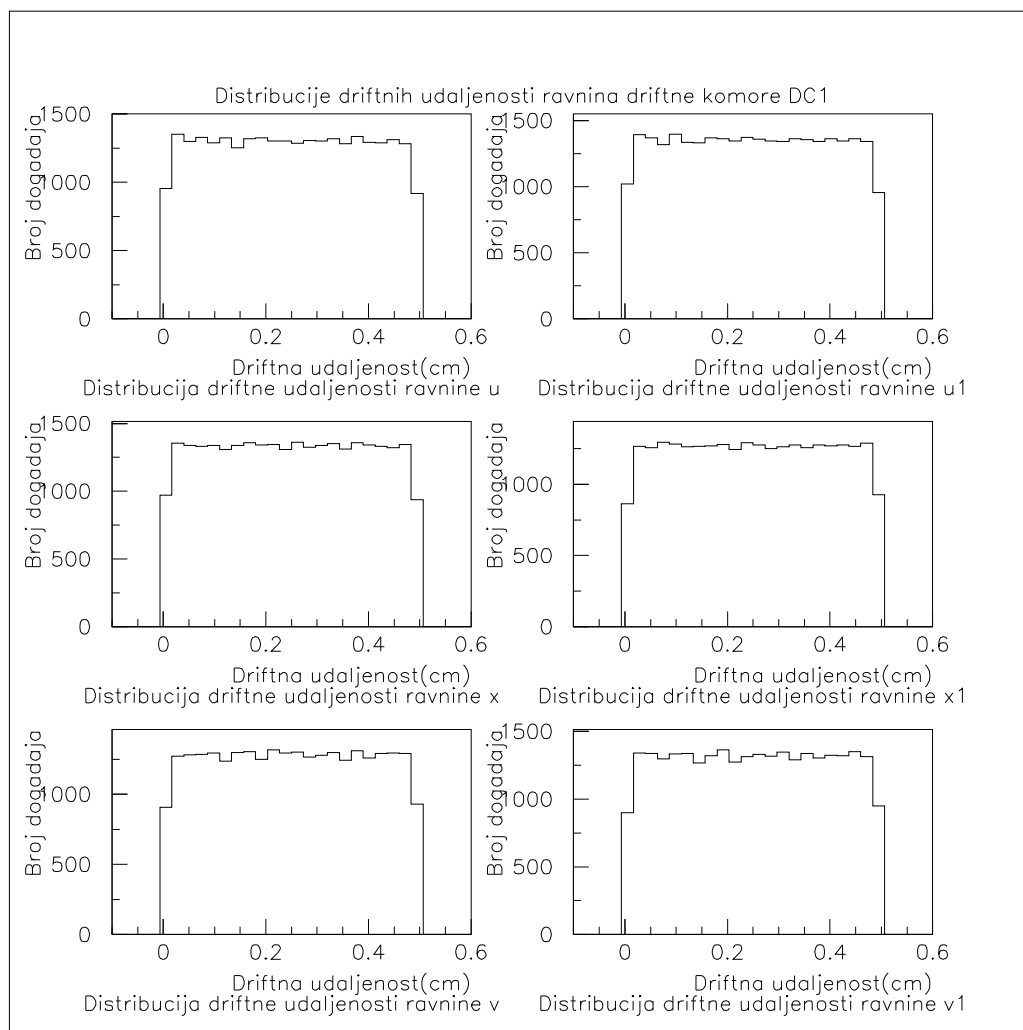
Kad se postavi sva aparatura u eksperimentu i budu dostupne informacije o brzini čestica (preko TOF hodoskopa i driftnih komora), te smjer putanji (driftne komore) one će ući u korekcije driftnog vremena te će se time kolebanje vremena (*time jitter*) smanjiti.

4.3 Kalibracija driftne udaljenosti

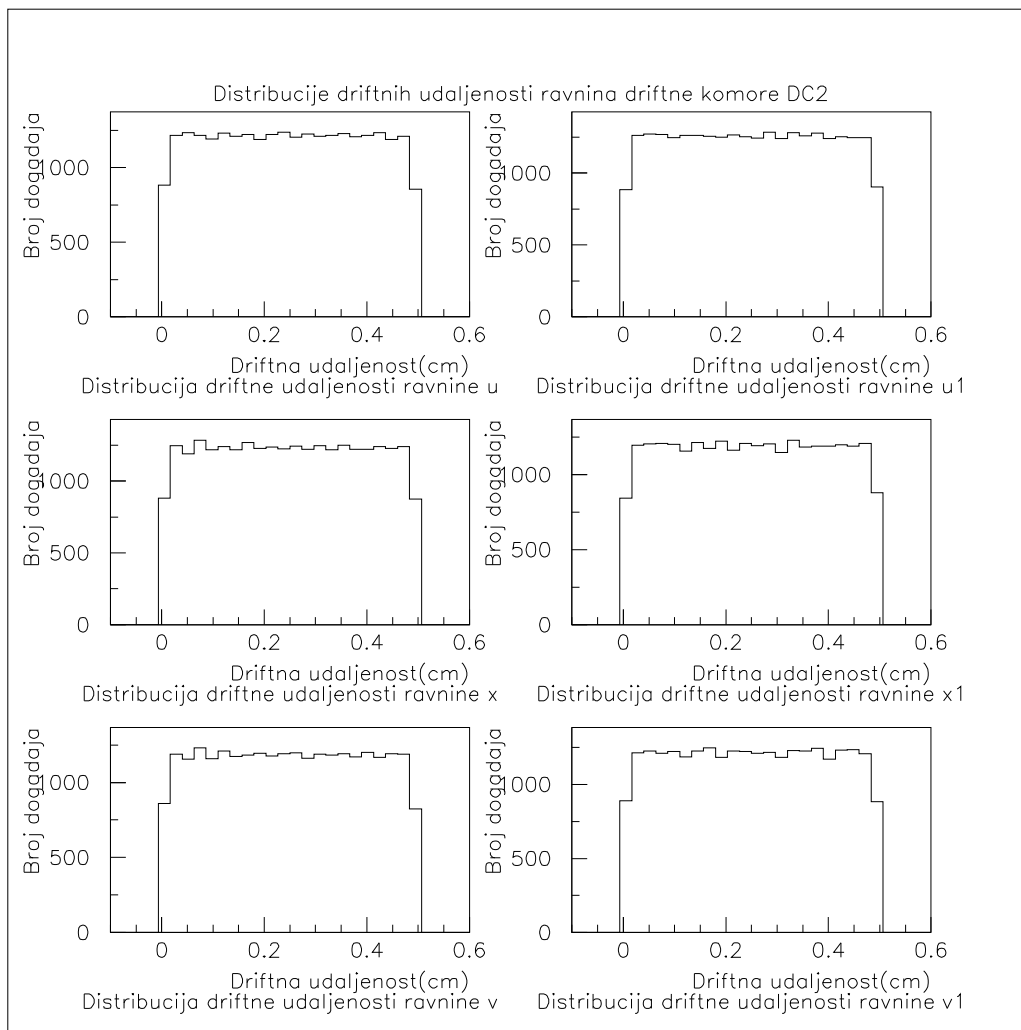
Da bi mogli odrediti putanju moramo odrediti poziciju točke trajektorije na ravnini komore, a to znači da moramo pretvoriti informaciju o driftnom vremenu u informaciju o driftnoj udaljenosti. To se radi pomoću mape vrijeme-udaljenost. Nakon kalibracije mape dobivene su slijedeće distribucije driftne udaljenosti, histogrami 4.7 i 4.8, za komore jedan i dva.

Budući da je vjerojatnost da kozmičko zračenje prođe kroz bilo koji dio komore jednaka nakon usrednjavanja preko svih žica dane ravnine očekujemo da će driftna komora biti jednoliko ozračena na pola driftnog područja ćelije (0.5cm). Zahtjev jednolike ozračenosti odgovara uniformnoj raspodjeli driftne udaljenosti, tj. jednolikoj driftnoj brzini. Mapa driftno vrijeme-driftna udaljenost koja stvara uniformnu distribuciju definirana je sa:

$$D(T) = D_{MAX} \frac{\int_{t_{min}}^T F(t) dt}{\int_{t_{min}}^{t_{max}} F(t) dt} \quad (4.1)$$



SLIKA 4.7: DISTRIBUCIJA DRIFTNE UDALJENOSTI DRIFTNE KOMORE DC1 NAKON SOFTVERSKJE KALIBRACIJE, ADAPTACIJOM MAPE VRIJEME-UDALJENOST. NA Y-OSI JE PRIKAZAN BROJ DOGAĐAJA, A NA X-OSI SE NALAZI DRIFTNA UDALJENOST. ($U, X, V \rightarrow U', X', V'$)



SLIKA 4.8: DISTRIBUCIJA DRIFTNE UDALJENOSTI DRIFTNE KOMORE DC2 NAKON SOFTVERSKJE KALIBRACIJE, ADAPTACIJOM MAPE VRIJEME-UDALJENOST. NA Y-OSI JE PRIKAZAN BROJ DOGAĐAJA, A NA X-OSI SE NALAZI DRIFTNA UDALJENOST. ($U, X, V \rightarrow U', X', V'$)

pri čemu je D driftna udaljenost, D_{MAX} maksimalna driftna udaljenost (veličina polovice jedinične driftne ćelije komore, $D_{MAX} = 0.5cm$), $F(t)$ distribucija driftnog vremena, a t_{MIN} i t_{MAX} je vremenski prozor u kojem prihvaćamo signal (sve izvan je šum).

Dobrom kalibracijom driftne udaljenosti, tj. dobrim određivanjem mape dobiveni su bolji rezultati kod određivanja točaka trajektorije. Time je i proces nalaženja putanje precizniji, a reziduali trajektorije su manji.

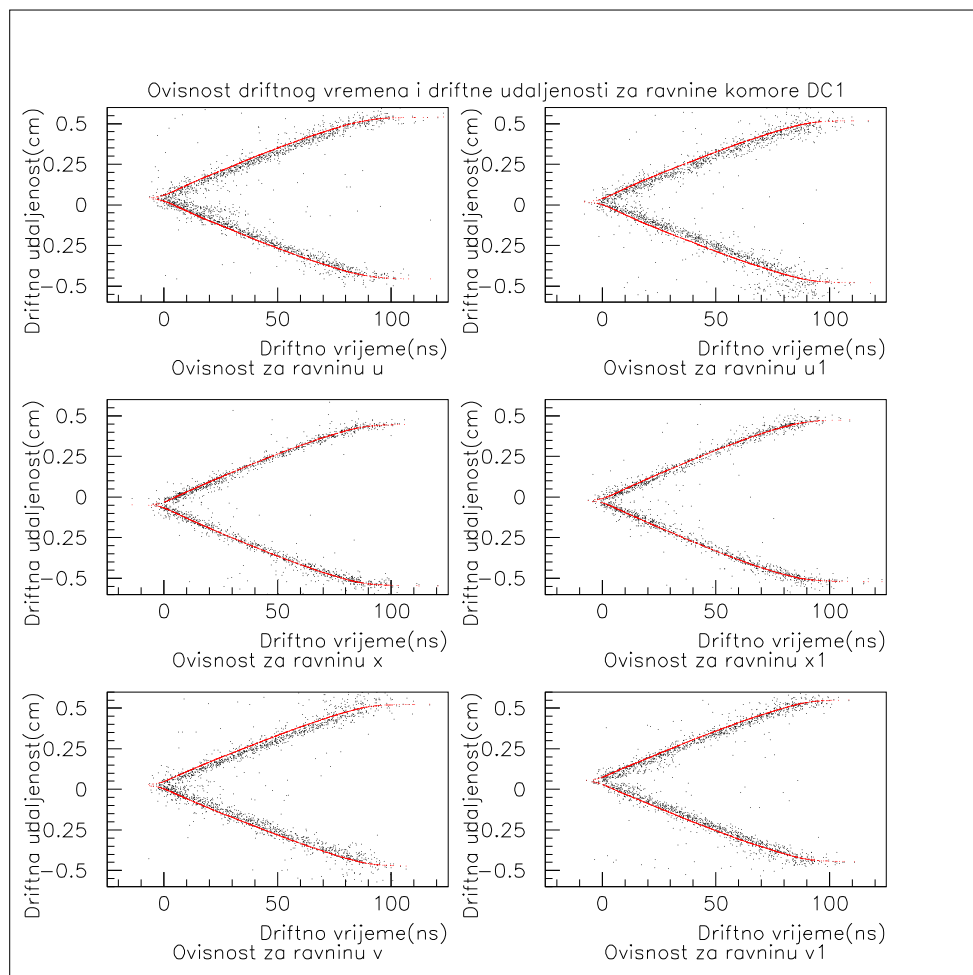
Zbog uniformnosti polja koje ubrzava ione i elektrone stvorene ionizacijom plina prolaskom zračenja driftna brzina je konstantna, relacija 2.5, pa se u grafičkom prikazu driftne udaljenosti prema driftnom vremenu očekuje linearna veza. To je i dobiveno, histogrami 4.9 i 4.10. Rezultati su bolji za komoru DC1 jer je ona duže u pogonu od komore DC2 pa je stabilnija zbog čega je polje unutar komore DC1 uniformnije.

4.4 Određivanje putanje kaona

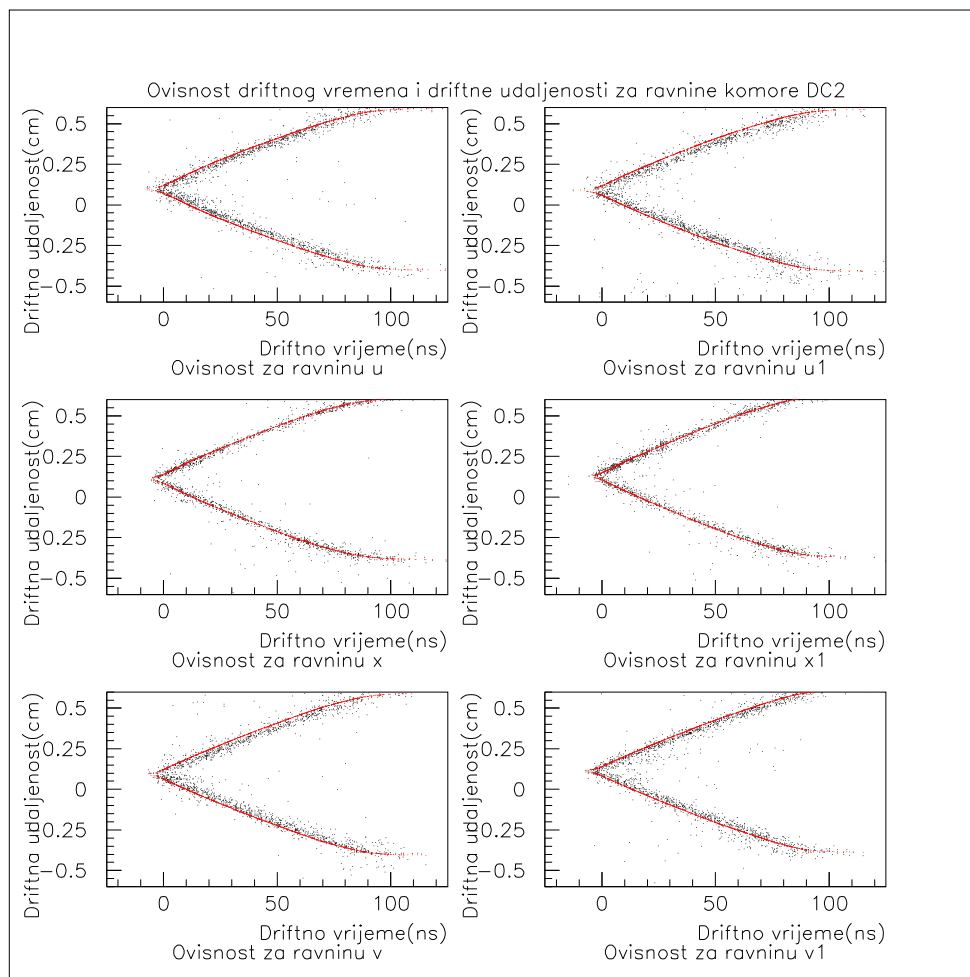
Do sada smo govorili samo o određivanju i kalibraciji driftnog vremena i driftne udaljenosti, međutim iz tih podataka ne možemo direktno odrediti putanje kaona. Ako zamislimo prolazak kaona i njegovu putanju kroz driftne komore očekujemo da će kaon na svakoj ravnini uzrokovati ionizaciju i signal na samo jednoj žici ravnine. Tada će sa žice dobiti signal i izmjeriti driftno vrijeme i odrediti driftnu udaljenost. Glavni problemi kod procesa prilagodbe su nerazlučivost lijevo-desno, određivanje točaka te problem visine šuma koji utječu na preciznost dobivenog rezultata.

4.4.1 Nerazlučivost lijevo-desno

Iz podataka o driftnom vremenu i driftnoj udaljenosti ne možemo odrediti s koje strane žice je prošao kaon (*left-right ambiguity*). Taj problem je riješen korištenjem dviju istovjetnih ravnina (npr. u i u' , x i x' , v i v') koje su identične strukture. Međutim, cijela konfiguracija je pomaknuta za pola jedinične ćelije, što omogućava određivanje s koje strane žice je prošao kaon.



SLIKA 4.9: OVISNOST DRIFTNOG VREMENA I DRIFTNE UDALJENOSTI DOBIVENA ZA DRIFTNU KOMORU DC1. ZBOG UNIFORMNOSTI ELEKTRIČNOG DRIFTNA BRZINA JE KONSTANTNA TE SLIJEDI LINEARNA VEZA IZMEĐU DRIFTNE UDALJENOSTI I DRIFTNOG VREMENA. $(u,x,v \rightarrow u',x',v')$



SLIKA 4.10: OVISNOST DRIFTNOG VREMENA I DRIFTNE UDALJENOSTI DOBIVENA ZA DRIFTNU KOMORU DC2. ZBOG UNIFORMNOSTI ELEKTRIČNOG DRIFTNA BRZINA JE KONSTANTNA TE SLIJEDI LINEARNA VEZA IZMEĐU DRIFTNE UDALJENOSTI I DRIFTNOG VREMENA. $(u,x,v \rightarrow u',x',v')$

U slučaju da nemamo signal sa svake ravnine pa za dani dublet (u i u' , x i x' , v i v') ravnina s koje nismo dobili dva signala koristimo obje mogućnosti (lijevo ili desno od žice) prolaska čestice, tj. uzimamo onaj rezultat koji ima bolji rezultat χ^2 testa. Ako od šest ravnina komora dobijemo signal s njih tri ili manje ne može se razriješiti problem neodređenosti trajektorije lijevo-desno pa se takvi podaci ne koriste za određivanje putanje.

4.4.2 Koordinatne transformacije

Svaka točka trajektorije ima u svakoj ravnini tri prostorne informacije (x, y, z). Budući da ravnine imaju različite položaje žice sve prostorne informacije s ravnina moramo transformirati u odabrani globalni koordinatni sustav, na slici 4.11 prikazane su koordinatne transformacije u-ravnine.

Driftna komora mjeri koordinatu u ravnini komore, pri čemu je ravnina definirana sa z-koordinatom intersekcije sa z-osi te s tri kuta:

β : rotacija oko y-osi prema z-osi

γ : rotacija oko x' -osi, definirane nakon γ -rotacije, od y' -osi prema z' -osi

α : rotacija u samoj ravnini oko z-osi (okomita na žice) ravnine

Transformacija lokalnih koordinata ravnine u koordinatni sistem fokalne ravnine dana je sljedećim izrazom:

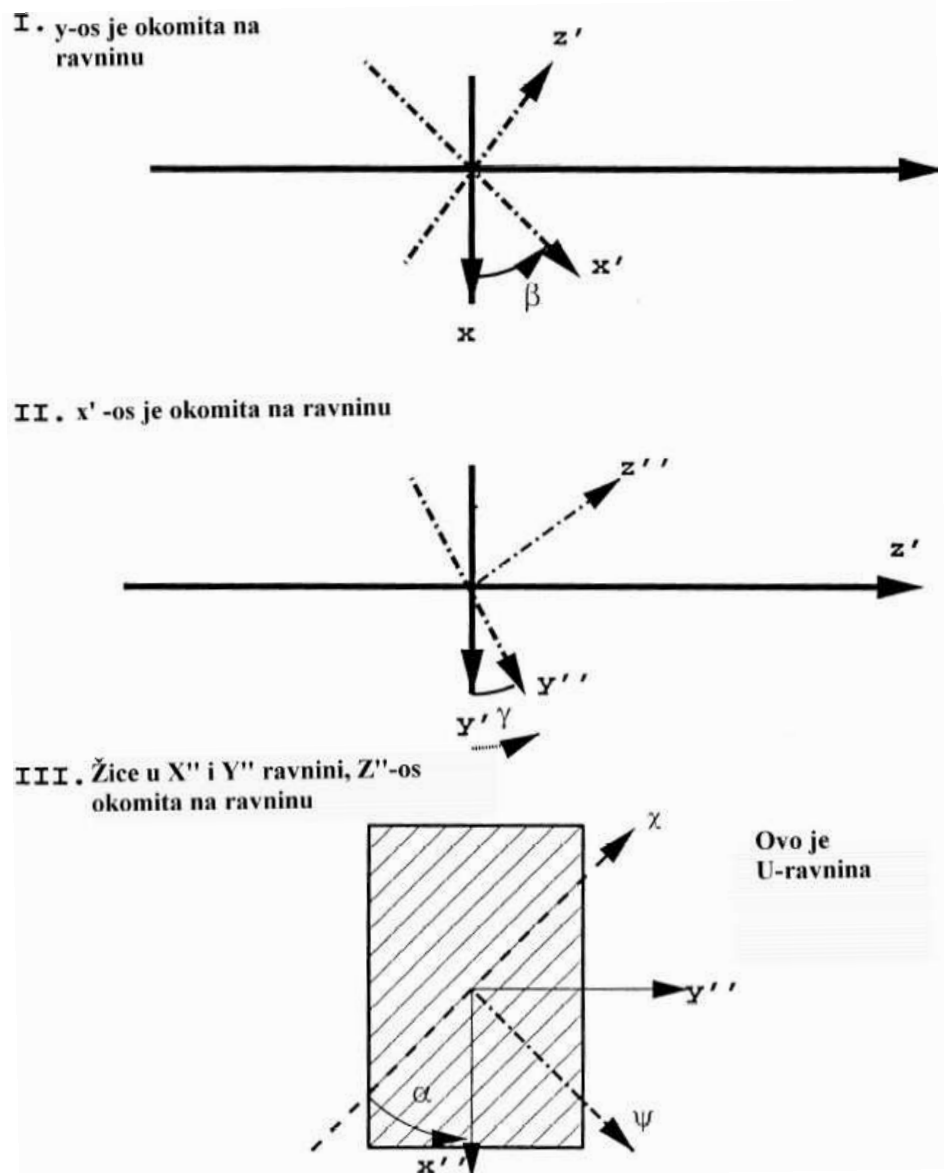
$$\begin{aligned} x &= \psi (\sin\alpha\cos\beta - \cos\alpha\sin\beta\sin\gamma) - \chi (\cos\alpha\cos\beta + \sin\alpha\sin\beta\sin\gamma) \\ y &= \psi\sin\alpha\cos\gamma + \chi\sin\alpha\cos\gamma \\ z &= z_0 + \psi (\sin\alpha\sin\beta + \cos\alpha\cos\beta\sin\gamma) + \chi (-\cos\alpha\sin\beta + \sin\alpha\cos\beta\sin\gamma) \end{aligned} \quad (4.2)$$

u slučaju da su ravnine komore okomite na z-os tada su kutevi $\beta=\gamma=0$ pa izraz 4.3 postaje.

$$\begin{aligned} x &= \psi\sin\alpha - \chi\cos\alpha \\ y &= \psi\cos\alpha + \chi\sin\alpha \\ z &= z_0 \end{aligned} \quad (4.3)$$

Generalni zapis gornjih transformacija:

$$x = \psi X_\psi + \chi X_\chi$$



SLIKA 4.11: KOORDINATNE TRANSFORMACIJE KOORDINATA RAVNINA U GLOBALNI KOORDINATNI SUSTAV

$$\begin{aligned} y &= \psi Y_\psi + \chi Y_\chi \\ z - z_0 &= \psi Z_\psi + \chi Z_\chi \end{aligned} \quad (4.4)$$

4.4.3 Prilagodba trajektorije

Transformirane koordinate dobivene s položaja žica driftnih komora koriste se za određivanje trajektorije koja je definirana s pet parametara (x_t , y_t , z_t , $\tan x'$ i $\tan y'$) dana je slijedećim izrazom:

$$x = (z - z_t) \tan x' + x_t \quad (4.5)$$

$$y = (z - z_t) \tan y' + y_t \quad (4.6)$$

pri čemu z_t odgovara poziciji fokalne ravnine. Iz zahtjeva da trajektorija, izraz (4.5, 4.6), prolazi kroz točke ravnine, izraz(4.5), slijedi da je vrijednost koordinate ravnine dobivena prilagodbom trajektorije:

$$\psi_i^{fit} = \frac{t_x y_t Z_\chi - t_y x_t Z_\chi + t_x (z_0 - z_t) Y_\chi + t_y (z_t - z_0) X_\chi + Y_\chi y_t - X_\chi y_t}{t_x (Y_\psi Z_\chi - Y_\chi Z_\psi) + t_y (Z_\psi X_\chi - Z_\chi X_\psi) + (X_\psi Y_\chi - X_\chi Y_\psi)} \quad (4.7)$$

Gdje se indeks i podrazumijeva za sve parametre ravnine z_0 , X_χ, X_ψ , Y_χ, Y_ψ , Z_χ, Z_ψ . Sada se trajektorija određuje korištenjem uvjeta minimizacije χ^2 koja je definirana kao:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N_{ravnina}} \frac{(\psi_i - \psi_i^{fit})^2}{\sigma_i^2} \quad (4.8)$$

A to nije linearan problem, osim u slučaju kad su $\beta=\gamma=0$, s okomitim ravninama.

4.5 Kalibracija residuala

U poglavlju 4.3 predstavljen je problem prilagodbe mjerenih veličina s namjerom da se odredi putanja kaona. Naša mjerena veličina je vrijeme

potrebno da produkti procesa ionizacije plina izazovu signal na žicama dane ravnine. To se koristi za određivanje točaka trajektorije kaona. Dobivene točke sa svake ravnine služe za određivanje putanje kaona.

Što je rezidual? Rezidual predstavlja odstupanje točke trajektorije dobivene iz mjenog driftnog vremena od trajektorije dobivene prilagodbom (*fit*). Cilj je točno odrediti putanju, dakle želimo imati što manje reziduale. Idealno bi bilo kad bi se točke trajektorije svih ravnina nalazile na putanji dobivenoj prilagodbom.

Dva su važna faktora za određivanje putanje kaona: točnost izmjenog driftnog vremena i kvaliteta izrađene komore. U poglavlju 4.2 vidjeli smo da izmjerena veličina nije pravo vrijeme. To znači da je potrebno ukloniti, ili barem smanjiti, navedene utjecaje da bi dobili pravo driftno vrijeme. Budući da su driftno vrijeme i karakteristike komore od ključne važnosti za određivanje točke trajektorije kaona u ravnini točnost vremena određuje pouzdanost određivanja trajektorije.

Preciznim mjerenjem driftnog vremena poboljšavamo rezultat prilagodbe. No i sama izrada driftne komore nije savršena, pa položaji unutar ravnina kao i položaji između nisu sasvim točni. Što to znači? Svaka ravnina ima određenu središnju točku, tj. središnju žicu koja predstavlja ishodište koordinatnog sustava korištenog za postavljanje ostalih žica ravnine. Kako se za svaku komoru koristi šest ravnina te točke se pokušavaju poklopiti. To je moguće izvesti samo na neku konačnu preciznost.

Na točnost položaja žica najviše utječu električno polje unutar ravnine, gravitacija i napetost žice. Napetost je važna jer ako je prevelika, žica će puknuti i morat će biti zamijenjena, a ako je premala zbog polja će se razmak između katodne i anodne (*sense*) žice promijeniti. Promijenit će se i položaj žice između katodnih ravnina zbog utjecaja gravitacije. Ako nemamo precizno postavljene ravnine i žice u njima ne možemo precizno odrediti ni točke trajektorije. To vodi pogreški pri prilagodbi trajektorije. Samo da se podsjetimo da se impuls kaona određuje direktno iz položaja ulaza kaona na prvu driftnu komoru. To je dodatni razlog zašto želimo povećati pouzdanost određivanja putanje.

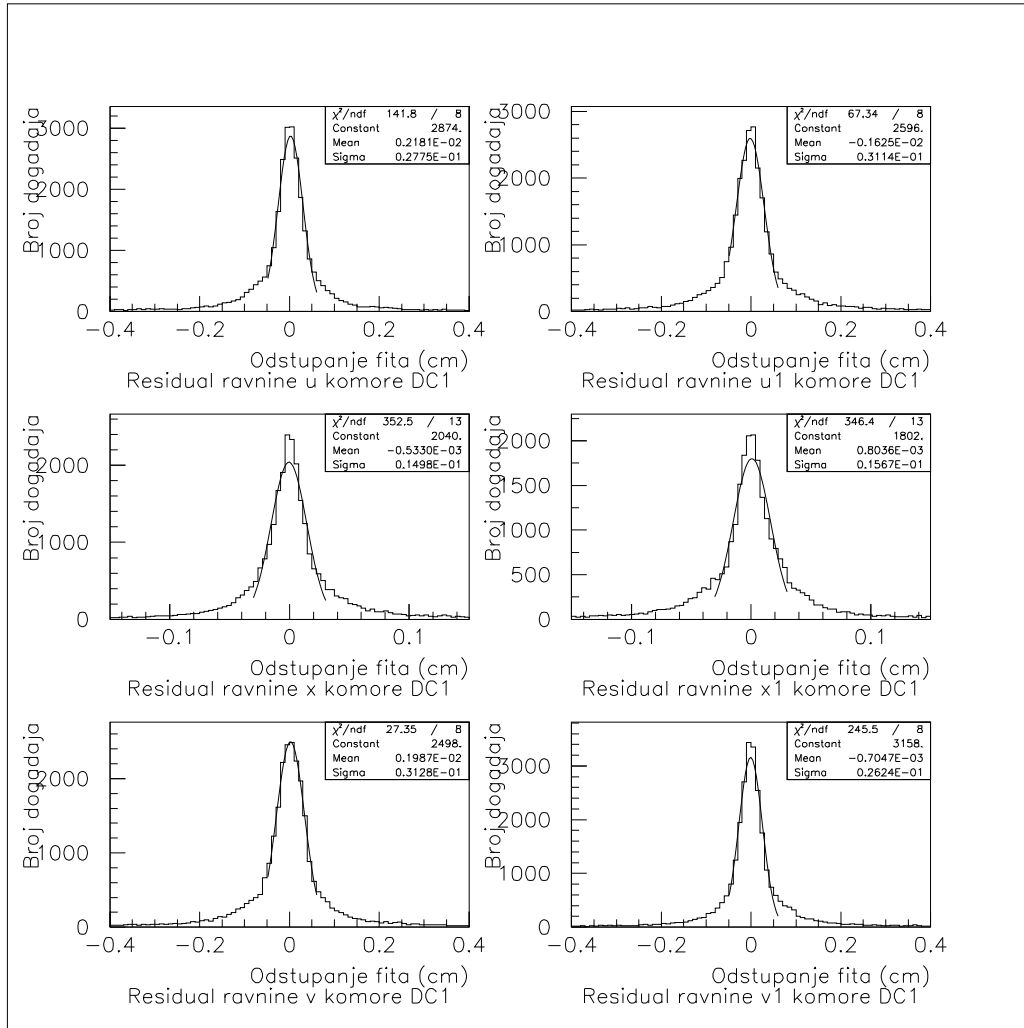
Budući da je preciznost postavljanja same aparature konačna, poboljšanja možemo napraviti korištenjem softvera. Svaki signal koji dolazi s pojedine žice odgovora jednom kanalu pa se zna koja žica daje signal. Međutim, za prilagodbu putanje su potrebne koordinate, a koordinate (položaji ravnine na z-os i centralne točke ravnine u x-y ravnini) svake ravnine i žice u ravnini dane su u parametarskoj datoteci (hdc.pos.1) programa za analizu i mogu se mijenjati.

Program za analizu daje niz histograma. Među njima i po šest histograma broja događaja prema njihovim rezidualima (*Count rate vs residual*) za svaku ravninu. Na distribucije prikazane na tim histogramima prilagođava se Gaussova raspodjela i promatra vrijednost sigme Gaussove raspodjele. Veličina sigme Gaussove raspodjele se uzima kao vrijednost pogreške, tj. neodređenost određivanja točke trajektorije u ravnini.

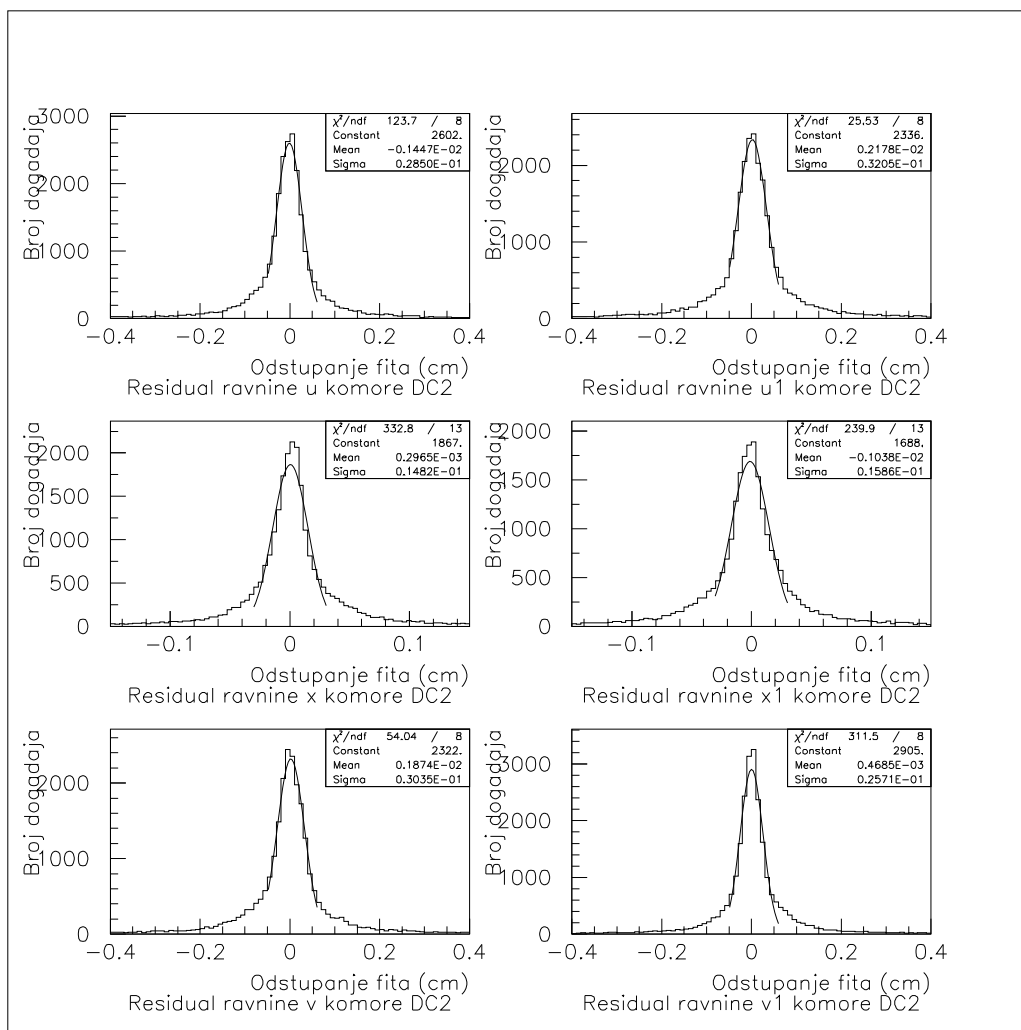
Dobar početak je promatranje položaja maksimuma (*mean value*) Gaussove raspodjele s ciljem da promjene položaja ravnina postavljaju tu vrijednost što bliže oko nule. Nakon toga malim promjenama pokušavamo naći minimum reziduala. Treba napomenuti da ravnine nisu međusobno nezavisne pa promjena položaja centralne točke jedne ravnine utječe na sve, s većim utjecajem na ravnine iste komore. Budući da ravnine nisu sve u istim smjerovima, a upravo je smjer ravnina jedini stupanj slobode koji možemo mijenjati, moramo paziti da projeciramo promjene položaja u danom smjeru na x i y os te njih unijeti u parametarsku datoteku.

Promjene koje su urađene na položajima centralnih točaka ravnina su reda veličine $100\mu\text{m}$ što je uvjetovalo poboljšanje reziduala od otprilike 6%.

Rezultati su prikazani na histogramima 4.12 i 4.13.



SLIKA 4.12: REZIDUALI RAVNINA KOMORE JEDAN (DC1). GRAF SADRŽI RASPODJELU ODSTUPANJA EKSPERIMENTALNIH TOČAKA TRAJEKTORIJE OD TRAJEKTORIJE DOBIVENE PRILAGODBOM, TE PRILAGODBA DISTRIBUCIJE TIH ODSTUPANJA NA GAUSSOVU RASPODJELU.



SLIKA 4.13: REZIDUALI RAVNINA KOMORE JEDAN (DC2).GRAF SADRŽI RASPODJELU ODSUPANJA EKSPERIMENTALNIH TOČAKA TRAJEKTORIJE OD TRAJEKTORIJE DOBIVENE PRILAGODBOM, TE PRILAGODBA DISTRIBUCIJE TIH ODSUPANJA NA GAUSSOVU RASPODJELU.

Zaključak

Prvi eksperiment u kojem je iskorišten proces elektroprodukcije hiperjezgri E89-009/HNSS pokazao je da reakcije u kojima dolazi do elektromagnetske produkcije stranosti zbog dobre rezolucije imaju budućnost. Bolja rezolucija omogućava dobivanje detaljnijih informacija o mnogočestičnom nuklearnom sustavu.

Proučavane su Λ -hiperjezgre stvorene u reakcijama (π^-, K^-) ili (K^+, π^+) u kojima je Λ -čestica stvorena u procesu jake interakcije. Međutim rezolucija dobivena u eksperimentima koji su koristili jaku silu za produkciju λ -čestice bila je slabija od 1.5 MeV.

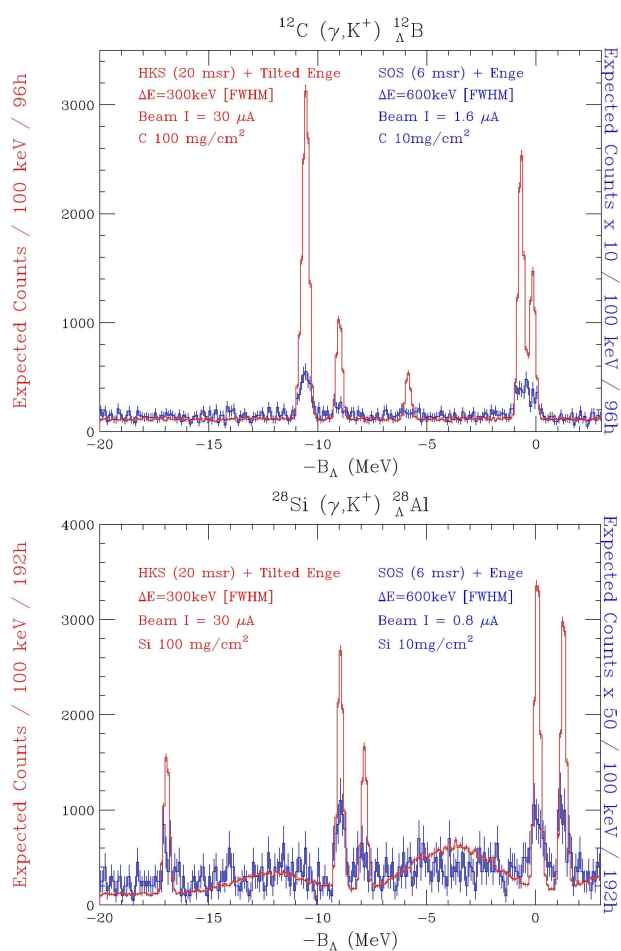
Rezultati prvog eksperimenta pokazali su mogućnost korištenja elektrona u produkciji hiperjezgri. S tehničkog aspekta broj stvorenih hiperjezgri (*yield rate*) te dobivene rezolucije zadovoljavaju. Rezolucija je bila 900keV/c, a dobivena je proučavanjem spektra jezgre ${}_{\Lambda}^{12}\text{B}$ usprkos visokom udjelu pozadinskog zračenja.

Dobri rezultati potaknuli su pokretanje novog eksperiment elektroprodukcije hiperjezgri na JLAB-u. Korištenjem rezultata i saznanja dobivenih na prvom eksperimentu napravljene su preinake sa svrhom poboljšanja rezolucije. Najvažnije promjene su visokorezolucijski kaonski spektrometar i nagibna metoda.

Visokorezolucijskim kaonskim spektrometrom poboljšava se kutno prihvaćanje kaona i smanjuje disperzija po impulsu kaona. Osigurava se veći broj detekcija u kaonskoj grani, te kvalitetnije rastavljanje putanji različitih momenata.

Korištenjem nagibne metode izbjegava se izrazito visok tok elektrona dobivenih u procesima zakočnog zračenja i Möllerovala raspršenja. Time je omogućeno povećanje intenziteta elektronske zrake čime se povećava produkcija hiperjezgri.

Rezultat svih promjena je poboljšanje rezolucije eksperimenta čija su očekivanja oko 300keV-a, što predstavlja poboljšanje za faktor tri. Spektar dobiven u eksperimentu E89-009 i očekivanja eksperimenta E01-011 prikazani su na slici 4.14.



SLIKA 4.14: SIMULIRANI SPEKTAR U HKS EKSPERIMENTU (CRVENO) I SPEKTAR DOBIVEN U PRIJAŠNJEM (SOS) EKSPERIMENTU ZA REAKCIJE $^{12}\text{C}(E, E'K^+)^{12}\text{B}$ TE $^{28}\text{Si}(E, E'K^+)^{28}\text{Al}$. PRESLIKA IZ REFERENCE [2].

Bibliografija

- [1] W. R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics, Springer-Verlag, 1987.
- [2] Status eksperimenta JLAB PAC19, Spectroscopic study of Λ hypernuclei up to medium-heavy mass region through the $(e,e'K^+)$ reaction, E01-011 Collaboration, 2003.
- [3] F. Sauli, Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers, Cern 1977.
- [4] Disertacija, Lulin Yuan, High Precision Hypernuclear Spectroscopy study by the $(e,e'K^+)$ Reaction, Hampton University, 2002.
- [5] HNSS Collaboration, High Resolution Spectroscopy of the $^{12}_{\Lambda}\text{B}$ Hypernucleus Produced by the $(e,e'K^+)$ Reaction, Physical Review Letters **90**, 23, 232502 2003.
- [6] B. Jean-Marie, W. Lepeltier, D. L'Hote, Systematic measurement of electron drift velocity and study of some properties of four gas mixtures, Nuclear Instruments and Methods **159**, 1979.
- [12] F.Dohrmann, et al., Proc. 9th International Conf. on the Structure of Baryons, Newport News, Virginia, USA, March 2002.
- [7] O.K.Baker, CEBAF Eksperimental Proposal 91-022, 1991.
- [8] Jlab Proposal E01-011, Spokepersons O.Hashimoto, L.Tang, J.Reinhold and S.Nakamura
- [9] O.Hashimoto, Hypernuclear Physics In The $S = -1$ Sector, 2003.
URL:http://lambda.phys.tohokku.ac.jp/hashimot/HYP2000/hyp2000_hashimot2.pdf

- [10] C. Bennhold, F.X. Lee, T. Mart, L.E. Wright, Kaon Electromagnetic Production on Nuclei, Nucl.Phys. **A639**, 1998.
- [11] J.Reinhold, et al.,Proc. 9th International Conf. on the Structure of Baryons, Newport News, Virginia, USA, March 2002.

Popis slika

| | | |
|------|--|----|
| 1 | Elektroprodukcija hiperona | 1 |
| 2 | Hadronski proces stvaranja hiperona | 2 |
| 1.1 | 3D prikaz aparature eksperimenta | 3 |
| 1.2 | 2D prikaz aparature eksperimenta | 4 |
| 1.3 | Ovisnost stvaranja virtualnih fotona o kutu raspršenja elektrona | 5 |
| 1.4 | Prihvatanje zakočnih i virtualnih fotonskih elektrona | 6 |
| 1.5 | Kutna distribucija kaona | 6 |
| 1.6 | Ovisnost produkata reakcije o kutu nagiba ENGE spektrometra | 8 |
| 1.7 | Utjecaj nagibne metode na detekciju | 8 |
| 1.8 | Kutna i impulsna ovisnost prostornog kuta HKS-a | 10 |
| 1.9 | Visoko rezolucijski kaonski spektrometar | 11 |
| 1.10 | Trajektorije čestica u magnetskom polju | 12 |
| 1.11 | Magnetski kvadrupoli i karakteristike | 13 |
| 1.12 | Gradijent polja kvadrupola | 14 |
| 1.13 | Magnetsko polje magnetskog dipola | 16 |
| 1.14 | Sustav za detekciju za HKS | 17 |
| 1.15 | TOF hodoskopi | 18 |
| 1.16 | Rezolucija vremena proleta | 19 |

| | | |
|------|---|----|
| 1.17 | Razlika vremena proleta | 20 |
| 1.18 | Produkcija elektrona u Čerenkovljevom detektoru | 21 |
| 1.19 | Aerogel-Čerenkovljev sustav za detekciju piona | 22 |
| 1.20 | Produkcija fotoelektrona za kaone i protone | 23 |
| 1.21 | Efikasnost detekcije kaona | 23 |
| 2.1 | Konstrukcija jednostavnog plinovitog ionizacijskog detektora | 25 |
| 2.2 | Ovisnost broja pokupljenih iona u ovisnosti o naponu anode ionizacijskog detektora | 27 |
| 2.3 | Driftne brzine elektrona u različitim mješavinama plinova | 31 |
| 2.4 | Stvaranje lavine | 32 |
| 2.5 | Jednostavna driftna komora s jednom ćelijom (single cell). | 33 |
| 2.6 | Princip mnogožičane driftne komore | 34 |
| 2.7 | Princip konstrukcije komore | 34 |
| 3.1 | Dizajn driftnih komora | 38 |
| 3.2 | Aktivno područje driftne komore | 39 |
| 3.3 | Ćelija HKS driftne komore | 39 |
| 3.4 | Dizajn jedne ravnine | 40 |
| 3.5 | Driftna brzina u mješavini plinova etana i argona | 42 |
| 3.6 | Plato driftne komore jedan | 44 |
| 3.7 | Efikasnost driftne komore DC1 kao funkcija visokog napona | 45 |
| 3.8 | Efikasnost driftne komore DC2 kao funkcija visokog napona | 46 |
| 3.9 | Ovisnost broja događaja o naponu diskriminacije | 47 |
| 3.10 | Efikasnost driftne komore jedan kao funkcija graničnog napona | 48 |
| 3.11 | Multiplikativnost jednog kanala driftne komore | 49 |
| 3.12 | Kinematika procesa raspršenja elektrona na protonu | 50 |

| | | |
|------|---|----|
| 4.1 | Postav za kalibraciju driftnih komora | 54 |
| 4.2 | Uzorak izabranih kartica | 55 |
| 4.3 | Distribucija vremenske informacije s TDC-a komore DC1 | 57 |
| 4.4 | Distribucija vremenske informacije s TDC-a komore DC2 | 58 |
| 4.5 | Driftno vrijeme komore DC1 | 59 |
| 4.6 | Driftno vrijeme komore DC2 | 60 |
| 4.7 | Distribucija driftne udaljenosti komore DC1 | 62 |
| 4.8 | Distribucija driftne udaljenosti komore DC2 | 63 |
| 4.9 | Grafički prikaz odnosa driftne udaljenosti i driftnog vremena . . | 65 |
| 4.10 | Grafički prikaz odnosa driftne udaljenosti i driftnog vremena . . | 66 |
| 4.11 | Koordinatane transformacije | 68 |
| 4.12 | Reziduali ravnina komore DC1 | 72 |
| 4.13 | Reziduali ravnina komore DC2 | 73 |
| 4.14 | Simulirani spektar za reakcije $^{51}\text{V}(e,e'\text{K}^+)^{51}\text{Ti}$ i $^{28}\text{Si}(e,e'\text{K}^+)^{28}\text{Al}$ | 76 |

Popis tablica

| | | |
|-----|---|----|
| 1.1 | Karakteristike magneta korištenih u eksperimentu | 4 |
| 1.2 | Dijelovi ENGE spektrometra | 7 |
| 1.3 | Dijelovi visoko rezolucijskog kaonskog spektrometra | 9 |
| 1.4 | Karakteristike visoko rezolucijskog kaonskog spektrometra . . . | 12 |
| 1.5 | Broj čestica stvorenih u procesu raspršenja | 20 |
| 2.1 | Ionizacijske karakteristike plinova | 28 |

Sadržaj

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | Eksperimentalne postavke | 3 |
| 1.1 | Magnetski sustav eksperimenta | 4 |
| 1.1.1 | Razdjelni magnet | 5 |
| 1.2 | Enge spektrometar | 5 |
| 1.2.1 | Nagibna metoda | 7 |
| 1.3 | Detekcija kaona u visoko rezolucijskom kaonskom spektrometru | 9 |
| 1.3.1 | Magnetski kvadrupoli | 11 |
| 1.3.2 | Magnetski dipol | 13 |
| 1.3.3 | Sustav za detekciju | 15 |
| 1.4 | Određivanje vrste čestica | 17 |
| 1.4.1 | Hodoskop za određivanje vremena leta čestice | 18 |
| 1.5 | Čerenkovljevi detektori | 20 |
| 1.5.1 | Aerogel Čerenkov detektor | 21 |
| 1.5.2 | Voda Čerenkov detektor | 22 |
| 2 | Ionizacijski detektori | 25 |
| 2.1 | Plinoviti ionizacijski detektori | 25 |
| 2.2 | Ionizacija u plinovima | 28 |
| 2.3 | Rekombinacija i uhvat elektrona | 29 |

| | | |
|----------|---|-----------|
| 2.4 | Transport elektrona i iona u plinovima | 30 |
| 2.4.1 | Difuzija | 30 |
| 2.4.2 | Drift i mobilnost | 30 |
| 2.5 | Lavinasta multiplikacija | 31 |
| 2.6 | Osnove driftnih komora | 32 |
| 2.6.1 | Princip rada driftnih komora | 32 |
| 3 | Komore kaonskog spektrometra | 37 |
| 3.1 | Konstrukcija driftne komore | 37 |
| 3.2 | Naponski sustav i dobivanje signala | 41 |
| 3.3 | Kalibracija efikasnosti komore | 42 |
| 3.3.1 | Kalibracija visokog napona | 43 |
| 3.3.2 | Kalibracija napona diskriminacije | 43 |
| 3.3.3 | Multiplikativnost komore | 47 |
| 3.4 | Kinematika raspršenja | 49 |
| 4 | Kalibracije komora i određivanje putanje kaona | 53 |
| 4.1 | Mjereni signal | 53 |
| 4.2 | Kalibracija driftnog vremena | 56 |
| 4.3 | Kalibracija driftne udaljenosti | 61 |
| 4.4 | Određivanje putanje kaona | 64 |
| 4.4.1 | Nerazlučivost lijevo-desno | 64 |
| 4.4.2 | Koordinatne transformacije | 67 |
| 4.4.3 | Prilagodba trajektorije | 69 |
| 4.5 | Kalibracija residuala | 69 |
| | Literatura | 77 |

| | |
|---------------|----|
| SADRŽAJ | 87 |
| <hr/> | |
| Popis slika | 79 |
| Popis tablica | 83 |
| Sadržaj | 85 |