

UNIVERZA V LJUBLJANI  
FAKULTETA ZA MATEMATIKO IN FIZIKO

Samo Korpar

Razvoj, izdelava in preizkus  
detektorja  
Čerenkovih obročev

DISERTACIJA

MENTOR: prof. dr. Gvido Pregl

*Ljubljana, 1997*



Zahvaljujem se mentorju prof. dr. Gvidu Preglu, doc. dr. Petru Križanu, dr. Marku Stariču in prof. dr. Alešu Stanovniku za nasvete in pomoč pri načrtovanju, izvedbi in opisu doktorskega dela. Mag. Damjanu Škrku in Michelu Cindru se zahvaljujem za pomoč pri izdelavi in testiranju CsI fotokatod, mag. Marku Zavrtaniku za pomoč pri izdelavi predojačevalnikov, Juretu Erženu za tehnično podporo ter dr. Thomasu Hamacherju in Eckartu Michelu za pomoč pri izvedbi testov v elektronskem žarku.



## IZVLEČEK

V delu sta opisana izdelava in preizkus detektorja Čerenkovih obročev. Motiv za razvoj detektorja je načrtovanje poskusa HERA-B za meritve kršitve simetrije CP pri razpadih nevtralnih mezonov  $B$ . Detektor Čerenkovih obročev sestavljajo plinski sevalec, krogelno zrcalo z goriščno razdaljo  $5\text{ m}$  in večžična proporcionalna komora z odbojno fotokatodo iz CsI. Testi so bili opravljeni v žarku elektronov z energijo  $3\text{ GeV}$  v raziskovalnem centru DESY v Hamburgu. Namen testov je bil pokazati uporabnost takšnega tipa detektorja za ločevanje kaonov in pionov z gibalno količino od  $5\text{ GeV}/c$  do  $50\text{ GeV}/c$  pri pogojih delovanja, ki jih pričakujemo pri poskusu HERA-B.

Ključne besede: detektor Čerenkovih obročev, VŽPK, CsI, HERA-B

## ABSTRACT

The construction and tests of a Ring Imaging Cherenkov detector (RICH) is described. The work was motivated by the proposal for the HERA-B experiment to measure CP violation in decays of neutral B mesons. The building blocks of the RICH counter are a gas radiator, a spherical mirror with  $5\text{ m}$  focal length and a multiwire proportional chamber with reflective CsI photo-cathode. The detector was tested in the electron beam with an energy of  $3\text{ GeV}$  at the DESY institute in Hamburg. The purpose of the tests was to check whether the detector can be used for separation of kaons and pions with momenta from  $5\text{ GeV}/c$  to  $50\text{ GeV}/c$  in the environment as expected for the HERA-B experiment.

Keywords: RICH, MWPC, CsI, HERA-B

PACS:

- 20. NUCLEAR PHYSICS
- 29. Experimental methods and instrumentation for elementary particle and nuclear physics
- 29.40.-n Radiation detectors
- 29.40.Ka Cherenkov detectors



## Kazalo

<b>1</b>	<b>Uvod</b>	<b>9</b>
<b>2</b>	<b>HERA-B</b>	<b>11</b>
2.1	Meritev kršitve simetrije CP . . . . .	11
2.2	Spektrometer HERA-B . . . . .	14
<b>3</b>	<b>Detektor Čerenkovih obročev</b>	<b>19</b>
3.1	Čerenkovo sevanje . . . . .	19
3.2	Čerenkovi števci . . . . .	20
3.3	Detektor Čerenkovih obročev v spektrometru HERA-B . . . . .	23
<b>4</b>	<b>Fotonski detektor</b>	<b>29</b>
4.1	Izbira fotonskega detektorja . . . . .	29
4.2	Detekcija fotoelektronov z VŽPK . . . . .	32
4.3	VŽPK . . . . .	33
4.4	Priprava fotokatod iz $CsI$ . . . . .	35
4.5	Predojačevalnik . . . . .	36
4.6	Test VŽPK . . . . .	39
<b>5</b>	<b>Testi v elektronskem žarku</b>	<b>45</b>
5.1	Postavitev za teste z elektronskim žarkom . . . . .	45
5.2	Detektor Čerenkovih obročev . . . . .	47
5.3	Sledilni sistem . . . . .	49
5.4	Sistem za zajemanje podatkov . . . . .	51
5.5	Večkratni zadetki . . . . .	54
5.6	Časovna ločljivost fotonskega detektorja . . . . .	59
5.7	Meritev Čerenkovega kota . . . . .	62
5.8	Število zaznanih fotonov v obroču . . . . .	70
<b>6</b>	<b>Testi s <math>^{90}Sr</math></b>	<b>77</b>
6.1	Postavitev za teste s $^{90}Sr$ . . . . .	77
6.2	Meritve . . . . .	78
<b>7</b>	<b>Zaključek</b>	<b>81</b>
<b>A</b>	<b>Sheme tiskanin</b>	<b>85</b>

**B Tehniške risbe**

**93**



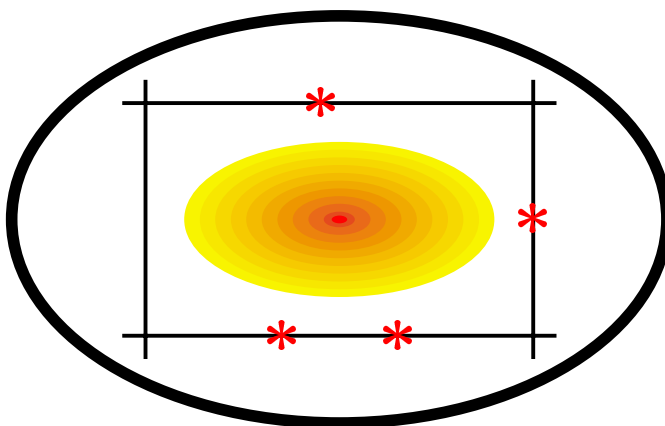
---

# 1 Uvod

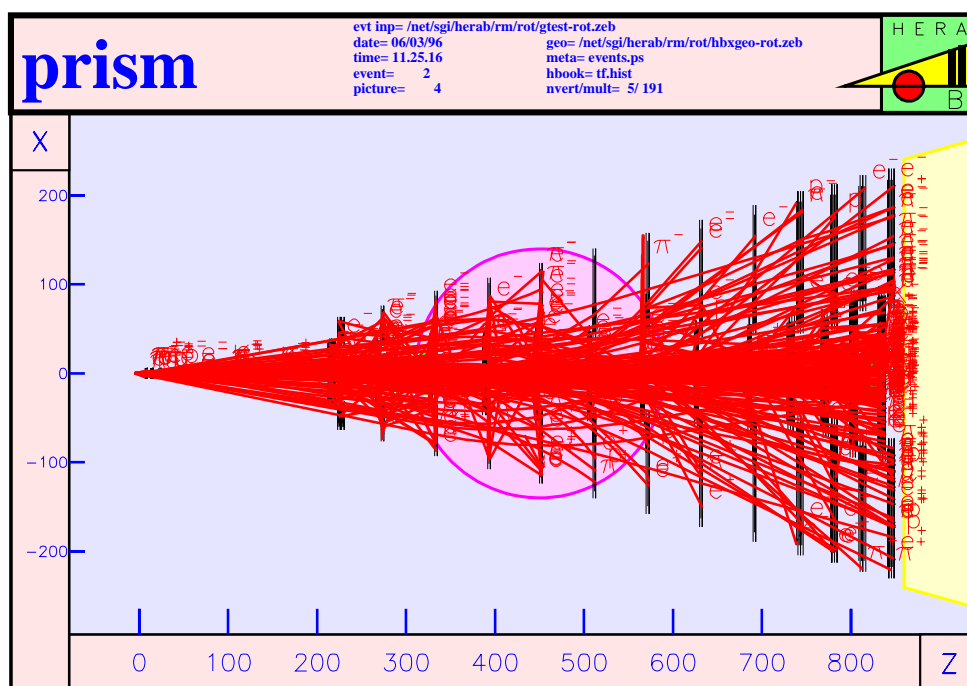
Eden najbolj zanimivih pojavov v fiziki osnovnih delcev je kršitev simetrije CP, ki so jo do zdaj opazili le v sistemu nevtralnih kaonov. Novo možnost raziskovanja tega pojava nam nudi sistem nevtralnih mezonov  $B$ .

Za raziskovanje mezonov  $B$  je primeren tudi trkalnik HERA v inštitutu DESY v Hamburgu. Obroč je namenjen predvsem raziskavam trkov hitrih pozitronov in protonov. Za produkcijo mezonov  $B$  bo uporabljen le protonski žarek. Predlog za izvedbo eksperimenta je pripravila mednarodna kolaboracija HERA-B [1]. V vakuumsko cev bo postavljenih več žičnih tarč (slika 1), ki bodo na obrobju žarka. Pri taki postavitvi tarče je vpliv na ostale poskuse na trkalniku HERA minimalen, saj izkoristimo le protone, ki so za centralni žarek izgubljeni.

Pri interakciji protona z energijo  $820\text{ GeV}$  in tarče je verjetnost za nastanek para kvarkov  $b$  okrog  $10^{-6}$ . Razpadi mezonov  $B$ , ki so primerni za meritev kršitve simetrije CP, imajo razvejitevno razmerje med  $10^{-4}$  in  $10^{-5}$ . Če upoštevamo še učinkovitost njihove detekcije, potrebujemo  $\approx 10^{12}$  interakcij za en izmerjen razpad. Izkoriščanje izgubljenega dela protonskega žarka pri trkalniku HERA omogoča uporabo okrog  $6 \cdot 10^{14}$  protonov v enem obratovnem letu, ki traja  $\approx 10^7\text{ s}$ . To zadošča za uspešno meritev kršitve CP, saj zato potrebujemo nekaj tisoč izmerjenih razpadov. Potrebna pogostost



Slika 1: Shematski prikaz tarče v cevi protonskega žarka.



Slika 2: Prikaz tipičnega dogodka kot ga pričakujemo v spektrometru HERA-B. Koordinate so označene v *cm*.

interakcij protonov s tarčo je  $\approx 30 \text{ MHz}$ .

Po cevi shranjevalnega obroča se gibljejo protoni v gručah, ki preletijo mesto interakcije vsakih  $96 \text{ ns}$ . Da dosežemo pogostost interakcij  $30 \text{ MHz}$ , potrebujemo v povprečju tri interakcije na prehod gruče. Pri vsaki interakciji tako nastane veliko število delcev, ki kot ozadje spremljajo iskane razpade (slika 2). Poseben izziv eksperimenta je zaradi tega razvoj detektorjev, ki delujejo pri visokih pogostostih štetja, in priprava učinkovitega prožilnega sistema za sprotno zavračanje nezanimivih dogodkov.

Najprej bom opisal osnovni cilj poskusa HERA-B in spektrometer, ki ga skupina gradi za dosego tega cilja. Nato bom opisal delovanje detektorja Čerenkovih obročev in uporabo te metode za identifikacijo delcev pri poskusu HERA-B. Sledil bo opis izdelave in testov fotonskega detektorja in detektorja Čerenkovih obročev. V zaključku bom ocenil uporabnost izdelanega detektorja Čerenkovih obročev za poskus HERA-B.

---

## 2 HERA-B

### 2.1 Meritev kršitve simetrije CP

Pri opisu fizikalnih pojavov si pomagamo s preslikavami, ki ne spreminjajo enačb stanja. Take preslikave imenujemo simetrije. V fiziki osnovnih delcev je simetrija sestavljena preslikava CPT, ki združuje konjugacijo naboja (C), zrcaljenje prostora (P) in obrat časa (T). Dolgo je veljala za simetrijo tudi preslikava CP, vendar se je izkazalo, da se ne ohranja pri nekaterih šibkih procesih. Kršitev simetrije so opazili leta 1964 [2] pri razpadu nevtralnih mezonov K.

Do kršitve simetrije CP pride pri šibkih prehodih med kvarki. Verjetnost za te procese opiše v standardnem modelu unitarna matrika CKM (Cabbibo-Kobayashi-Maskawa), ki ima pri treh generacijah kvarkov naslednjo obliko

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Ker lahko pet od šestih nemerljivih faz kvarkovskih polj prosto izberemo, je število parametrov, ki določajo matriko, štiri. Za parametrizacijo tako potrebujemo tri kote in eno fazo. Kršitev CP je možna, če je faza različna od nič, torej v primeru, ko matrika ni realna.

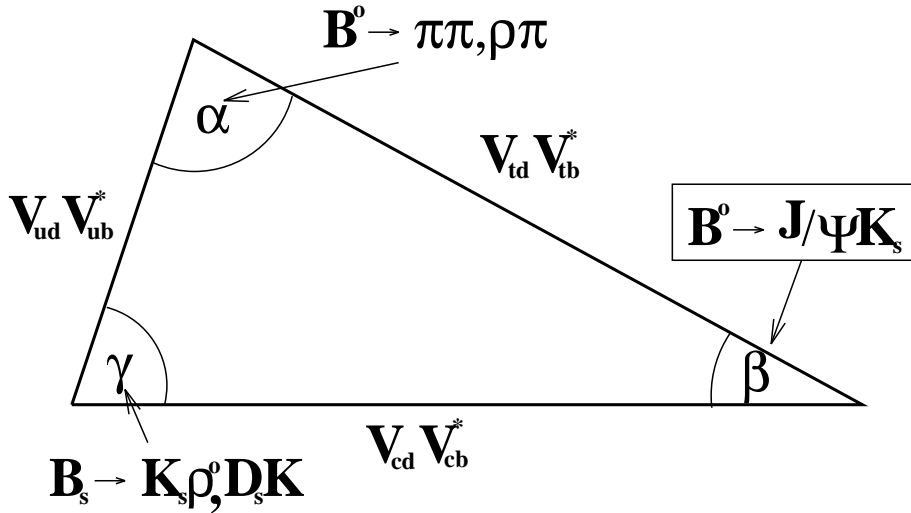
Meritev elementov te matrike je dober test veljavnosti standardnega modela. Zaradi unitarnosti so elementi matrike povezani z relacijami tipa

$$\sum_k V_{ki}^* V_{kj} = \delta_{ij}. \quad (2)$$

Posebno zanimiva med njimi je

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0, \quad (3)$$

kjer so absolutne vrednosti vseh treh členov istega velikostnega reda. Relacijo lahko upodobimo kot trikotnik v kompleksni ravnini (slika 3). Verjetnosti za prehode med kvarki je povezana s stranicami unitarnega trikotnika, kršitev simetrije pa je povezana s ploščino trikotnika.



Slika 3: Ponazoritev unitarnostnega pogoja (3) v kompleksni ravnini. Prikazani so tudi razpadi nevtralnega mezona  $B$ , pri katerih lahko z meritvijo kršitve simetrije CP izmerimo kote unitarnega trikotnika.

Pri posebni vrsti razpadov mezona  $B$ , kjer ta razpade z enim prehodom v končno stanje z določeno parnostjo CP, je velikost razlike med verjetnostima razpadov  $B^0$  in  $\bar{B}^0$  povezana z enim izmed kotov unitarnega trikotnika. Primer takega razpada je

$$B^0 \rightarrow J/\Psi K_S^0 \rightarrow l^+ l^- \pi^+ \pi^- .$$

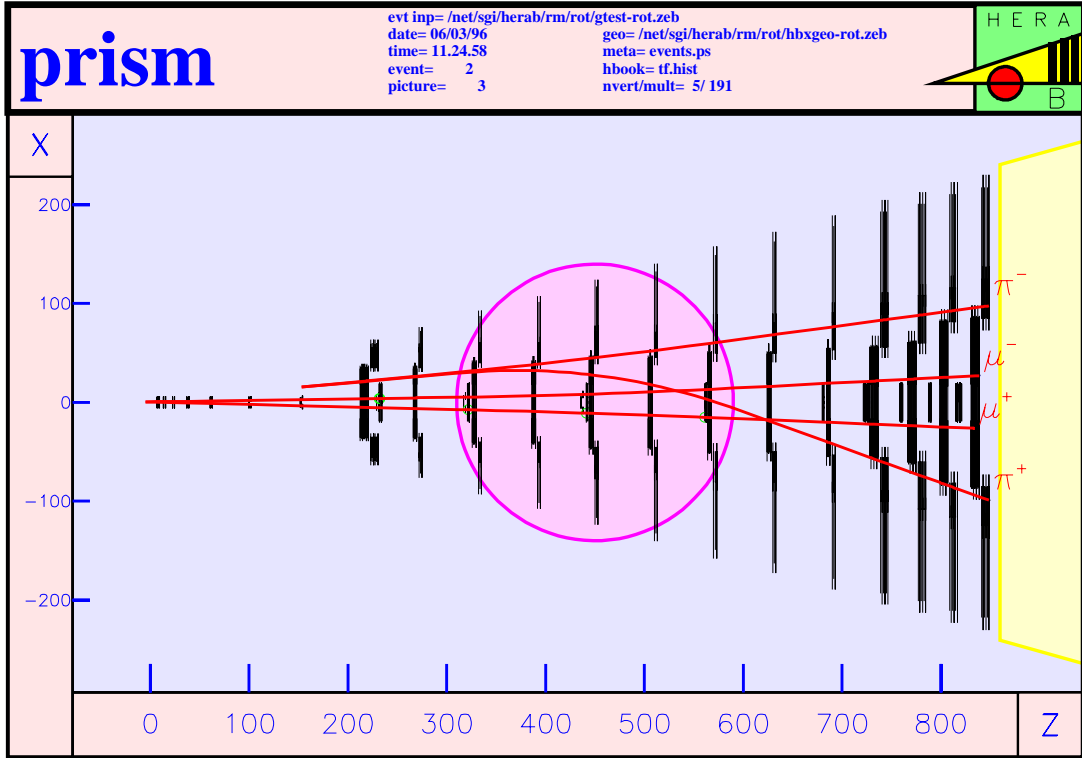
Ta razpad pusti v spektrometru značilno sled (slika 4), ki jo sestavljata par visokoenergijskih leptonov z invariantno maso  $m_{J/\Psi}$  in par nabitih pionov z invariantno maso  $m_{K^0}$  in premaknjenim mestom nastanka za tipično  $1 m$ . Zaradi te značilne slike je razpad najprimernejši za eksperimentalno zaznavanje.

Časovni potek verjetnost za razpad v  $J/\Psi K_S^0$  [3] ima za začetni stanji  $B^0$  in  $\bar{B}^0$  naslednjo obliko

$$\begin{aligned} n(t) &\propto e^{-\frac{t}{\tau}} \left( 1 + \sin 2\beta \sin x \frac{t}{\tau} \right) \\ \bar{n}(t) &\propto e^{-\frac{t}{\tau}} \left( 1 - \sin 2\beta \sin x \frac{t}{\tau} \right), \end{aligned} \quad (4)$$

kjer je  $\beta$  eden izmed kotov v unitarnem trikotniku in  $x$  parameter mešanja

## 2.1 Meritev kršitve simetrije CP



Slika 4: Prikaz sledi, ki jo pusti v spektrometru razpad  $B^0 \rightarrow J/\Psi K_S^0 \rightarrow l^+ l^- \pi^+ \pi^-$ . Koordinate so označene v *cm*.

[4], ki je določen z razliko mas in razpadnim časom nevtralnih mezonov  $B$

$$x = \frac{\Delta M c^2 \tau}{\hbar} . \quad (5)$$

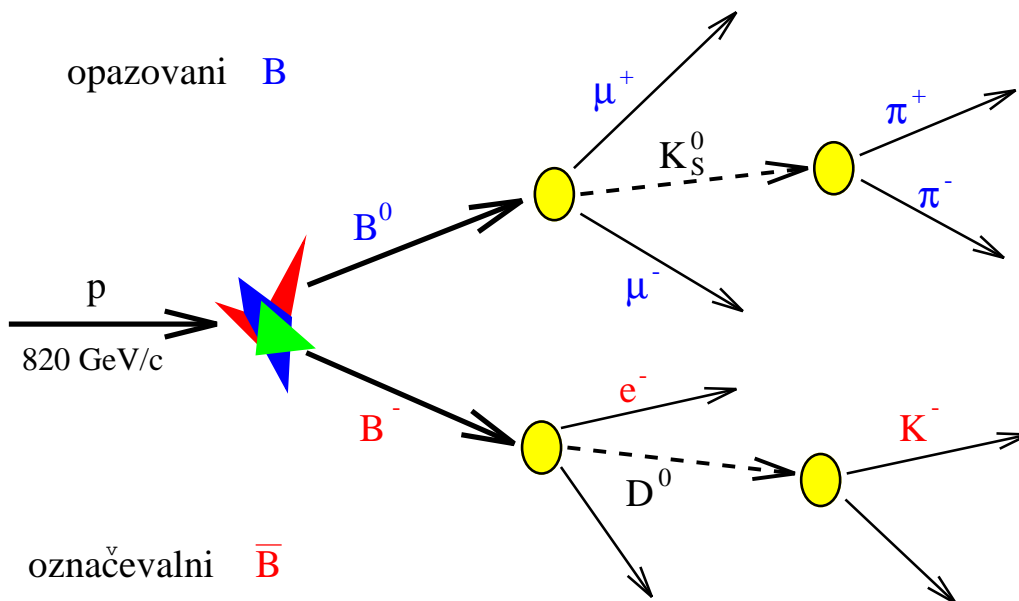
Za merilo časovnega poteka razlike v verjetnosti razpada definiramo asimetrijo

$$a(t) = \frac{n(t) - \bar{n}(t)}{n(t) + \bar{n}(t)} = \sin 2\beta \sin xt \quad (6)$$

in asimetrijo integralov verjetnosti razpada

$$A_{int} = \frac{\int n(t) dt - \int \bar{n}(t) dt}{\int n(t) dt + \int \bar{n}(t) dt} = \frac{x}{1+x^2} \sin 2\beta \quad (7)$$

Ker se sorazmernostne konstante pokrajšajo, lahko z meritvijo asimetrije in parametra mešanja določimo kot  $\beta$  unitarnega trikotnika.



Slika 5: Shematski prikaz interakcije protona s tarčo, pri kateri nastali mezon  $B^0$  razpade v opazovani kanal. Identifikacija nevtralnega mezona  $B$  sloni na meritvi para mionov in pionov. Okus kvarka v nevtralnem mezonu  $B$  določimo z meritvijo naboja spremljajočega nabitega mezona  $B$ .

Za meritev torej potrebujemo nevtralne mezone  $B$  z znanim začetnim stanjem  $B^0$  ali  $\bar{B}^0$ . Ker nastaneta kvarka  $b$  in  $\bar{b}$  v paru, lahko določimo začetno stanje nevtralnega mezona  $B$  tako, da določimo okus kvarka  $b$  v mezonu, ki je nastal skupaj z njim. V primeru, ko je med razpadnimi produkti spremljajočega mezona  $B$  tudi nabiti kaon, mu lahko z gotovostjo okrog 80% določimo okus s pomočjo izmerjenega naboja nastalega kaona [5, 6]. Te kaone imenujemo označevalne, ker označujejo začetno stanje nevtralnega mezona  $B$ . Na sliki 5 je prikazana reakcija, za detekcijo katere bo optimiziran spektrometer HERA-B.

## 2.2 Spektrometer HERA-B

Za izvedbo opisane meritve je kolaboracija HERA-B pričela graditi spektrometer v zahodni hali trkalnika HERA v raziskovalnem centru DESY. Pri

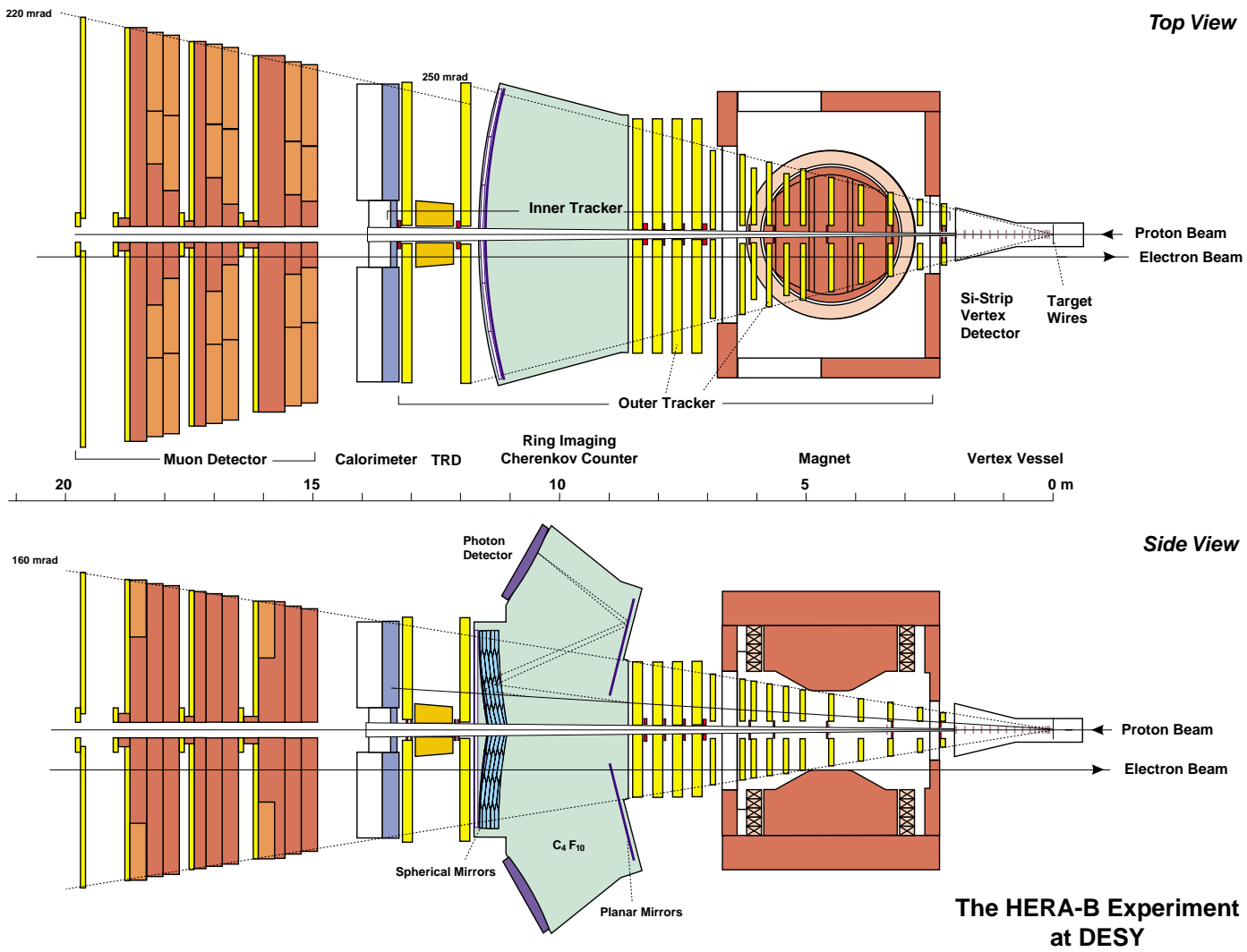
## 2.2 Spektrometer HERA-B

---

poskusu bo uporabljen žarek protonov z energijo  $820\text{ GeV}$  in mirujoča tarča. Tarča bo postavljena tako, da izkorišča le protone na obrobju žarka in tako ne moti ostalih poskusov na istem obroču.

Zaradi velike energije protonov leti večina produktov interakcije z tarčo v isto smer kot protoni in pod majhnim kotom glede na smer žarka. Zato je spektrometer načrtovan tako (slika 6), da pokriva le  $220\text{ mrad} \times 160\text{ mrad}$  prostorskega kota. To zadošča za 90 % geometrijski izkoristek pri detekciji razpadnih produktov. Spektrometer je sestavljen iz večih detektorjev [7]:

- V cevi protonskega žarka je neposredno za tarčo postavljen **detektor verteksov**. Detektor sestavljajo pasovni silicijevi števcji, ki so postavljeni  $1\text{ cm}$  od centra žarka. Naloga detektorja je natančno merjenje poti nastalih delcev in s tem mesta njihovega nastanka. To omogoča lažje ločevanje med označevalnimi kaoni, ki nastanejo z razpadom mezona B izven tarče in velikim številom pionov, ki nastanejo ob primarni interakciji v tarči.
- Za določanje gibalne količine nastalih nabitih delcev je v spektrometru **dipolni magnet**. Magnet je postavljen tako, da je njegov center oddaljen  $4.5\text{ m}$  od mesta interakcije, integral polja pa znaša  $2\text{ Tm}$ .
- **Glavni sledilni sistem** je razdeljen na dve področji. Notranji sledilni sistem je nameščen okrog cevi žarka, in ga sestavljajo mikro pasovne plinske celice. Okrog tega je postavljen zunanji sledilni sistem, ki je sestavljen iz potovalnih celic. Največji del sledilnega sistema se nahaja v magnetu in neposredno za njim, del pa je tudi za detektorjem Čerenkovih obročev. Detektor omogoča obnovitev poti delcev in v povezavi z magnetom določanje njihove gibalne količine.
- Identifikacija označevalnih kaonov sloni na **detektorju Čerenkovih obročev** kot edini metodi, ki omogoča ločevanje pionov in kaonov z gibalno količino v intervalu  $\approx 5\text{ GeV}/c - 50\text{ GeV}/c$ .
- Za identifikacijo elektronov je v spektrometer vgrajen **elektromagnetni kalorimeter**. V okolici cevi žarka, kjer je velika gostota delcev, je kalorimeter sestavljen iz plasti volfram/scintilator, drugje pa je namesto volframa uporabljen svinec.



Slika 6: Priraz vodoravnega in navpičnega vzdolžnega prereza detektorja HERA-B.



## 2.2 Spektrometer HERA-B

---

- **Detektor prehodnega sevanja** je postavljen v območju sledilnega sistema med detektorjem Čerenkovih obročev in elektromagnetnim kalorimetrom. Detektor omogoča zanesljivejše ločevanje elektronov in pionov v območju gibalnih količin med  $5 \text{ GeV}/c$  in  $150 \text{ GeV}/c$ . Na območju, ki ga pokriva, dopolnjuje informacijo, ki jo dobimo iz kalorimetra.
- Zadnji v verigi detektorjev je **mionski sistem** za določanje mionov. Sestavljajo ga štiri ravnine mionskih komor, ki so postavljene na različni globini absorberja - blokov železa in betona.



---

## 3 Detektor Čerenkovih obročev

### 3.1 Čerenkovo sevanje

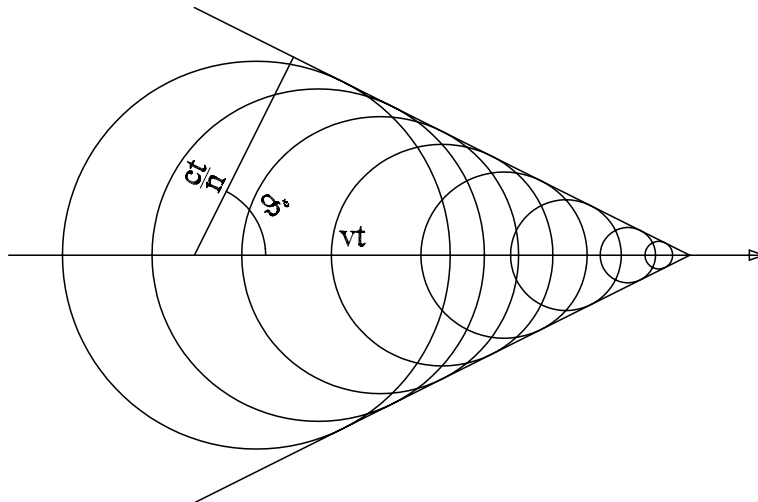
Čerenkovo svetlobo sevajo nabiti delci, ko se gibljejo v dielektriku s hitrostjo, ki je večja od hitrosti svetlobe v tem dielektriku

$$v > \frac{c}{n} \text{ ali } \beta > \frac{1}{n}. \quad (8)$$

Podobna pojava sta nastanek udarnega vala pri gibanju čolna na vodni gladini in pri gibanju nadzvočnega letala v zraku. Slika na osnovi Huygensovega valovnega načela (slika 7) nam pokaže, da je kot med smerjo poti delca in smerjo izsevanih fotonov odvisen od hitrosti delca

$$\cos \vartheta_c = \frac{1}{\beta n}. \quad (9)$$

Zgornjo mejo za Čerenkov kot v snovi dobimo, če vstavimo v enačbo (9)



Slika 7: Shematski prikaz nastanka udarnega vala. Povzroči ga izvor valovanja, ki se giblje hitreje kot valovi.

zgornjo mejo za hitrost nabitega delca  $\beta = 1$

$$\cos \vartheta_M = \frac{1}{n} . \quad (10)$$

S podrobnejšim računom [8] dobimo tudi izsevano energijo na enoto poti delca in krožne frekvence Čerenkove svetlobe

$$\frac{d^2 E_{iz}}{d\omega dl} = \frac{z^2 e^2}{4\pi\epsilon_0 c^2} \omega \sin^2 \vartheta_c = \frac{z^2 e^2}{4\pi\epsilon_0 c^2} \omega \left[ 1 - \frac{1}{(\beta n(\omega))^2} \right] , \quad (11)$$

kjer je  $z$  število osnovnih nabojev gibajočega delca. To enačbo lahko z upoštevanjem izraza za energijo fotona  $E = h\nu = \hbar\omega$  prevedemo v enačbo za število izsevanih Čerenkovih fotonov na enoto energije fotona in dolžine poti

$$\frac{d^2 N}{dE dl} = \frac{\alpha z^2}{\hbar c} \sin^2 \vartheta_c = \frac{\alpha z^2}{\hbar c} \left[ 1 - \frac{1}{(\beta n(E))^2} \right] , \quad (12)$$

kjer je  $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c}$  konstanta fine strukture. Za delce z osnovnim nabojem tako dobimo

$$\frac{d^2 N}{dE dl} \approx \frac{370}{eV \text{ cm}} \left[ 1 - \frac{1}{(\beta n(E))^2} \right] . \quad (13)$$

### 3.2 Čerenkovi števci

Čerenkovo sevanje nam v fiziki osnovnih delcev omogoča razpoznavanje delcev. Vrsto delca lahko določimo, če poznamo njegovo lastno energijo. Ker je meritev gibalne količine delcev sestavni del poskusa, pomeni identifikacija delcev dodatno meritev njihove energije (14) ali hitrosti (15)

$$mc^2 = \sqrt{E^2 - p^2 c^2} \quad (14)$$

$$mc^2 = pc \sqrt{\frac{1}{\beta^2} - 1} . \quad (15)$$

Lastnosti Čerenkove svetlobe nam omogočajo meritev hitrosti delca.

Prvi Čerenkovi števci so bili sestavljeni iz sevalca, optičnega sistema in fotopomnoževalke. Narejeni so bili tako, da so zaznali le delce, ki so imeli izbrano hitrost in so se gibali po optični osi števca.

Za pokrivanje večjega prostorskega kota so v spektrometrih najprej uporabljali pragovne Čerenkove števce. Sestavljeni so iz fotopomnoževalke in

## 3.2 Čerenkovi števc

---

sevalca tako, da čim več fotonov zadene fotopomnoževalko. Ti števc izkoriščajo lastnost, da se Čerenkovo sevanje pojavi šele pri neki mejni hitrosti delca, ki je odvisna od lomnega količnika sevalca (8). Gibalna količina, pri kateri doseže delec mejno hitrost

$$p_{prag} = \frac{mc}{\sqrt{n^2 - 1}}, \quad (16)$$

je za različne delce različna. Pri ločevanju med dvema delcema se tako pojavijo trije intervali gibalnih količin:

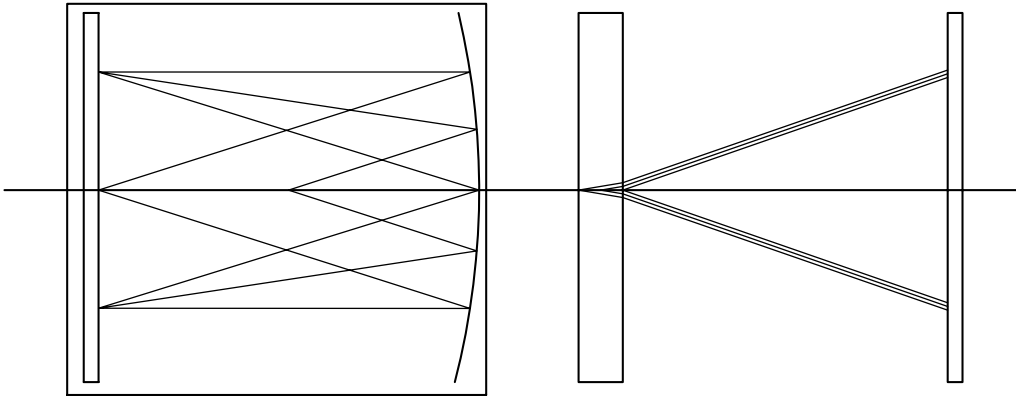
- Pri nizkih gibalnih količinah nobeden izmed delcev ne seva Čerenkove svetlobe.
- Interval v katerem lažji delec že seva Čerenkovo svetlobo težji pa še ne.
- Pri visokih gibalnih količinah oba delca sevata Čerenkovo svetlobo.

Pragovni števc so uporabni v srednjem intervalu, področje uporabnosti pa določimo z izbiro materiala s primernim lomnim količnikom.

Detektor na osnovi meritve Čerenkovega kota, ki je uporaben v spektrometrih za pokrivanje velikih prostorskih kotov, sta leta 1977 predlagala T. Ypsilantis in J. Seguinot [9]. Za detekcijo Čerenkovih fotonov sta namesto fotopomnoževalk predlagala uporabo krajevno občutljive večžične proporcionalne komore. Tak fotonski detektor omogoča pokrivanje velikih površin, malo mrtvega prostora in dobro krajevno ločljivost.

Glavni sestavni deli detektorja Čerenkovih obročev (RICH-Ring Imaging CHerenkov detector) so sevalec, optični sistem in fotonski detektor. Na poti skozi sevalec nabiti delci izsevajo Čerenkove fotone, ki se s pomočjo optičnega sistema zberejo na površini fotonskega detektorja. Optični sistem prevede informacijo o kotu, pod katerim je bil izsevan foton, v lego zadetka na fotonem detektorju. Tak optični sistem dobimo, če postavimo fotonski detektor v goriščno ravnino zbiralne leče ali zrcala. Pri idealnem optičnem sistemu je torej izmerjena lega odvisna le od kota izsevanja in ne od mesta na poti delca, kjer je bil foton izsevan in ki ga ne moremo izmeriti. Naloga fotonskega detektorja je meritev kraja vpada posameznega fotona. Iz znanih leg zadetkov fotonov na fotonem detektorju in znane poti delca skozi sevalec lahko izračunamo Čerenkov kot in s tem hitrost delca.

Glede na uporabo različnega sevalca ločimo dva tipa detektorjev Čerenkovih obročev (slika 8):



Slika 8: Osnovna tipa detektorjev Čerenkovih obročev v prerezu skozi ravnino v kateri leži pot nabitega delca. Levi detektor uporablja plinski sevalec in krogelno zrcalo za zbiranje Čerenkovih fotonov na površino fotonskega detektorja, ki leži v goriščni ravnini zrcala. Desno je detektor s trdnim ali kapljevinnastim sevalcem, kjer kot optični sistem zadošča že razmik med sevalcem in fotonskim detektorjem.

- Pri uporabi **plinskega** sevalca mora biti pot delca skozi njega dolga nekaj metrov, da dobimo zadostno število fotonov. Kot optični sistem uporabimo zbiralno zrcalo in postavimo fotonski detektor v njegovo gorišče.
- Lomni količnik pri **trdnem ali kapljevinnastem** sevalcu je dovolj velik, da za zadostno število fotonov zadošča že dolžina poti  $\approx 1 \text{ cm}$ . Pri takem detektorju lahko postavimo fotonski detektor na razdalji do sevalca, ki je precej večja kot njegova debelina. S tem postane prispevek k napaki meritve Čerenkovega kota zaradi debeline sevalca majhen.

Natančnost, s katero lahko izmerimo hitrost delca, je omejena z disperzijo v sevalcu in natančnostjo meritve Čerenkovega kota

$$\frac{\sigma_{\beta}^2}{\beta^2} = \tan^2 \vartheta_c \sigma_{\vartheta_c}^2 + \frac{\sigma_n^2}{n^2}. \quad (17)$$

Omejitev postavi predvsem disperzija, saj energije fotona ne morem izmeriti in tako ne moremo upoštevati znane disperzije v sevalcu. K napaki meritve kota prispevajo:

### 3.3 Detektor Čerenkovih obročev v spektrometru HERA-B

---

- meritev kraja zadetka fotona na fotonskem detektorju,
- nenatančnost optičnega sistema,
- napaka pri meritvi poti delca in
- večkratno sipanje.

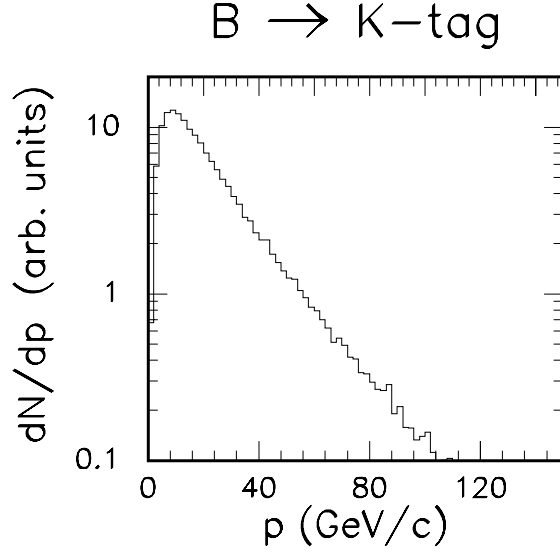
Ker so napake za posamezne fotone istega delca neodvisne, se kvadrat napake manjša obratno sorazmerno s številom izmerjenih fotonov.

Razlika med Čerenkovim kotom za dva različna delca se manjša z večanjem gibalne količine. Ker lahko izmerimo Čerenkov kot le z določeno natančnostjo, je tudi uporabno področje teh števecv omejeno. Pri nizkih gibalnih količinah ga omejuje lomni količnik sevalca in z njim določena gibalna količina praga, pri visokih pa ločljivost pri meritvi kota izsevanja posameznega fotona in izkoristek za detekcijo fotonov. Detektorji s trdnim sevalcem omogočajo identifikacijo lahkih delcev v področju  $1 \text{ GeV} - 10 \text{ GeV}$ , uporaba plinskega sevalca z nižjim  $n$  pa pomakne to mejo do  $100 \text{ GeV}$  in več.

### 3.3 Detektor Čerenkovih obročev v spektrometru HERA-B

Osnovna naloga detektorja Čerenkovih obročev pri poskusu HERA-B bo identifikacija označevalnih kaonov, ki nam določajo tip razpadlega mezona  $B$  v opazovanem kanalu. Porazdelitev teh kaonov po gibalni količini, ki je rezultat simulacije poskusa [1], je prikazana na sliki 9 in kaže, da potrebujemo identifikacijo kaonov do gibalne količine  $\approx 50 \text{ GeV}/c$ .

Na sliki 10 vidimo, da je razlika v Čerenkovem kotu pionov in kaonov z isto gibalno količino večja in torej lažje merljiva pri sevalcu z nižjim lomnim količnikom. Pričakovana ločljivost merjenja Čerenkovega kota  $\approx 1 \text{ mrad}$  omeji izbiro na sevalce z  $n - 1 \lesssim 10^{-3}$ . Tako nizke lomne količnike imajo le plini. Na isti sliki vidimo tudi, da z nižanjem lomnega količnika raste gibalna količina praga za sevanje Čerenkovih fotonov. Da bo detektor uporaben za gibalne količine večje od  $\approx 3 \text{ GeV}/c$  moramo izbrati sevalec z  $n - 1 \gtrsim 10^{-3}$ . Izbira sevalca je torej omejena na pline z  $n - 1 \approx 10^{-3}$ . Lastnosti nekaterih plinov so prikazane v preglednici 1.



Slika 9: Porazdelitev označevalnih kaonov po njihovi gibalni količini.

Za sevalec detektorja Čerenkovih obročev pri HERA-B smo izbrali  $C_4F_{10}$ , ki ima primeren lomni količnik

$$n(7eV) - 1 = 1510 \cdot 10^{-6}, \quad (18)$$

tako da je gibalna količina praga pionov za sevanje Čerenkove svetlobe

$$p_{prag,\pi} \approx \frac{m_\pi c}{\sqrt{2(n-1)}} = 2.54 GeV/c. \quad (19)$$

Prednost pred  $C_4H_{10}$  je neeksplozivnost in manjša disperzija, ki znaša

$$\frac{\Delta n}{\Delta E}(7 eV) = 53 \cdot 10^{-6} \frac{1}{eV}. \quad (20)$$

Upošteval sem, da se enačbe poenostavijo, ker veljajo naslednje relacije

$$n - 1 \ll 1, \quad \frac{mc}{p} \ll 1 \text{ in } \vartheta_c \ll 1. \quad (21)$$

Napaka pri meritvi  $\beta$  zaradi disperzije v sevalcu je enaka

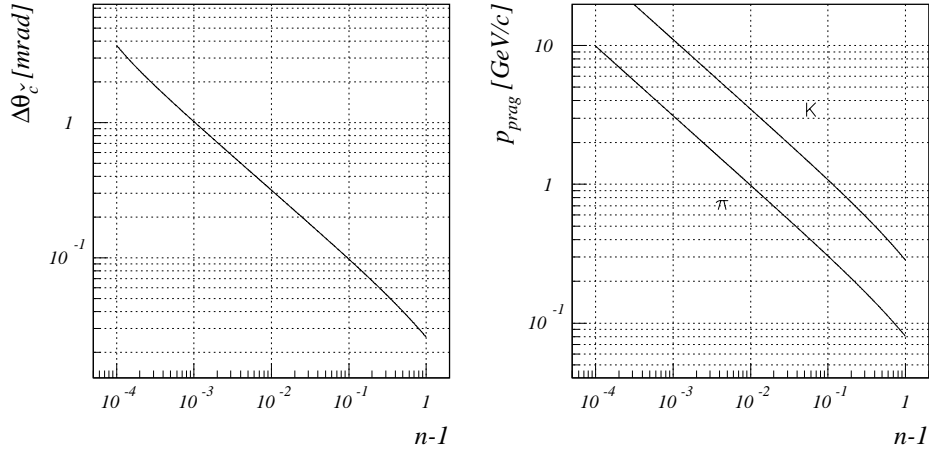
$$\sigma_{\beta,dis} \approx \frac{1}{n^2 \cos \vartheta_c} \frac{dn}{dE} \sigma_E \approx \frac{dn}{dE} \sigma_E = 2.2 \cdot 10^{-5}, \quad (22)$$

kar ustreza napaki v Čerenkovem kotu

$$\sigma_{\vartheta_c,dis} \approx \frac{1}{\sqrt{2(n-1)}} \frac{dn}{dE} \sigma_E = 0.39 mrad. \quad (23)$$



### 3.3 Detektor Čerenkovih obročev v spektrometru HERA-B



Slika 10: Levi graf prikazuje odvisnost razlike v Čerenkovem kotu med pioni in kaoni z gibalno količino  $50 \text{ GeV}/c$  od vrednosti  $n-1$ . Na desni je v odvisnosti od  $n-1$  prikazana gibalna količina praga, pri kateri pričnejo pioni oz. kaoni sevati Čerenkove fotone.

	$(n-1) \cdot 10^6$ (7 eV)	$\Delta n \cdot 10^6$ (6.5 eV – 7.5 eV)	$p_{prag,\pi}$ (GeV/c)	$p_{prag,K}$ (GeV/c)
Ar	315	21	5.70	20.15
CH <sub>4</sub>	510	49	4.37	15.46
C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>	898	90	3.29	11.65
C <sub>4</sub> H <sub>10</sub>	1500	160	2.55	9.01
CF <sub>4</sub>	488	10	4.47	15.80
C <sub>2</sub> F <sub>6</sub>	793	23	3.51	12.39
C <sub>4</sub> F <sub>10</sub>	1510	53	2.54	8.98

Tabela 1: Preglednica prikazuje lastnosti nekaterih plinskih sevalcev v energijskem intervalu  $6.5 \text{ eV} - 7.5 \text{ eV}$  [10, 11]. Prikazani sta tudi gibalni količini praga za pione in kaone.

Ker je ta napaka odvisna od spektralne občutljivosti fotonskega detektorja, sem pri izračunu upošteval občutljivost večžične proporcionalne komore z odbojno fotokatodo iz *CsI* (slika 12).

K napaki meritve  $\beta$  prispeva še napačna meritev Čerenkovega kota, katere glavni prispevek je napačno izmerjena koordinata zadetka fotona na fotonskem detektorju. To napako lahko zmanjšamo z izboljšano ločljivostjo za detekcijo fotonov. Smiselna je takšna izbira parametrov, da je prispevek ostalih napak enak napaki zaradi disperzije. Celotna napaka pri meritvi  $\beta$  je torej  $\sqrt{2}$  krat večja od napake zaradi disperzije in znaša

$$\sigma_{\beta,1} \approx 3 \cdot 10^{-5} . \quad (24)$$

Za mejno vrednost gibalne količine, pri kateri še ločimo pione od kaonov, izberemo tisto, kjer se  $\beta$  pionov in kaonov razlikuje za  $3\sigma_\beta$ . Največja dovoljena napaka meritve  $\beta$  pri mejni gibalni količini  $50 \text{ GeV}$  je torej

$$\sigma_\beta = \frac{\Delta\beta}{3} \approx \frac{m_K^2 c^2 - m_\pi^2 c^2}{6p^2} = 1.5 \cdot 10^{-5} . \quad (25)$$

Ker omogoča vsak zaznani foton neodvisno meritev hitrosti, velja za  $N_\gamma$  zaznanih fotonov

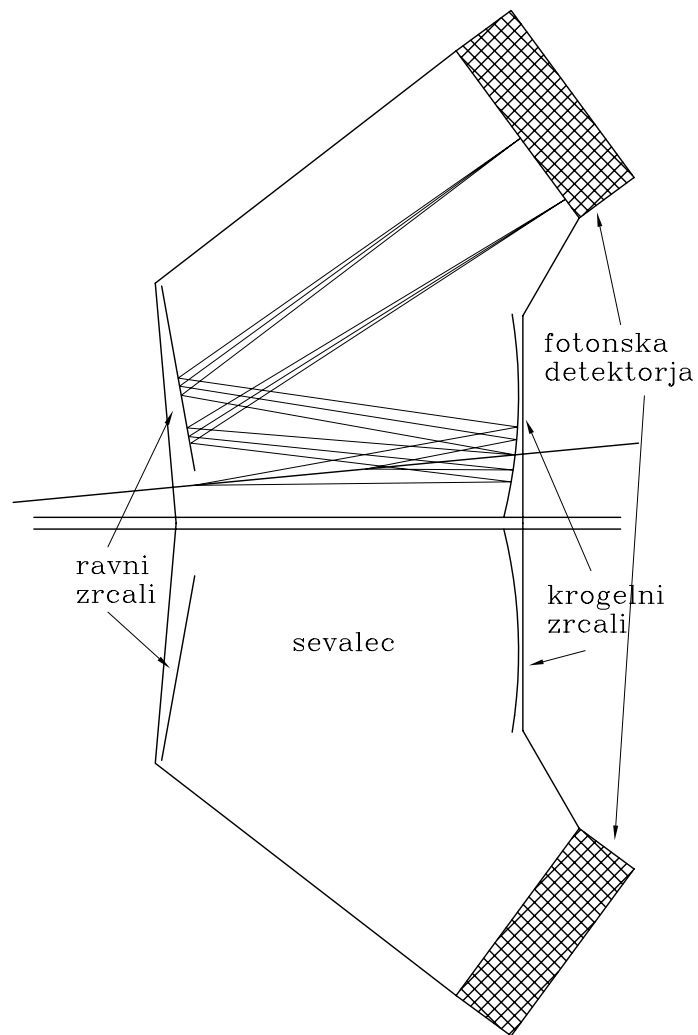
$$\sigma_\beta = \frac{\sigma_{\beta,1}}{\sqrt{N_\gamma}} . \quad (26)$$

Napako  $1.5 \cdot 10^{-5}$  torej dobimo z detekcijo štirih Čerenkovih fotonov na obroč. Potrebno število fotonov ni odvisno le od zahtevane ločljivosti, ampak tudi od zmožnosti, da v primeru, ko se Čerenkovi krogi prekrivajo, pripišemo izmerjeni foton pravemu delcu. S simulacijo dogajanja v detektorju ugotovimo [12], da je potrebno povprečno število zaznanih fotonov v Čerenkovem obroču ultrarelativističnega delca  $\approx 20$ .

Shematski prerez načrtovanega detektorja Čerenkovih obročev za spektrometer HERA-B je prikazan na sliki 11. Ogrodje detektorja je plinska posoda za sevalec. Ostali deli detektorja so razdeljeni na gornjo in spodnjo polovico, ki sta enaki. Vsaka polovica vsebuje krogelno zrcalo, ravno zrcalo in fotonski detektor. Naloga ravnih zrcal je usmerjanje fotonov proti fotonskemu detektorju, katerega ena polovica je nameščena nad in druga pod pospeševalno cevjo. Delno so fotoni usmerjeni že z nagibom krogelnih zrcal, tako da ravna zrcala ležijo izven poti delcev. Detektor bo postavljen tako, da je razdalja od krogelnega zrcala do točke interakcije enaka krivinskemu radiju zrcala, ki je  $11.4 \text{ m}$ . Dolžina poti, na kateri delci sevajo Čerenkove fotone, je  $2.5 \text{ m}$ .

### 3.3 Detektor Čerenkovih obročev v spektrometru HERA-B

---



Slika 11: Shematski prerez načrtovanega detektorja Čerenkovih obročev za spektrometer HERA-B.



---

## 4 Fotonski detektor

### 4.1 Izbira fotonskega detektorja

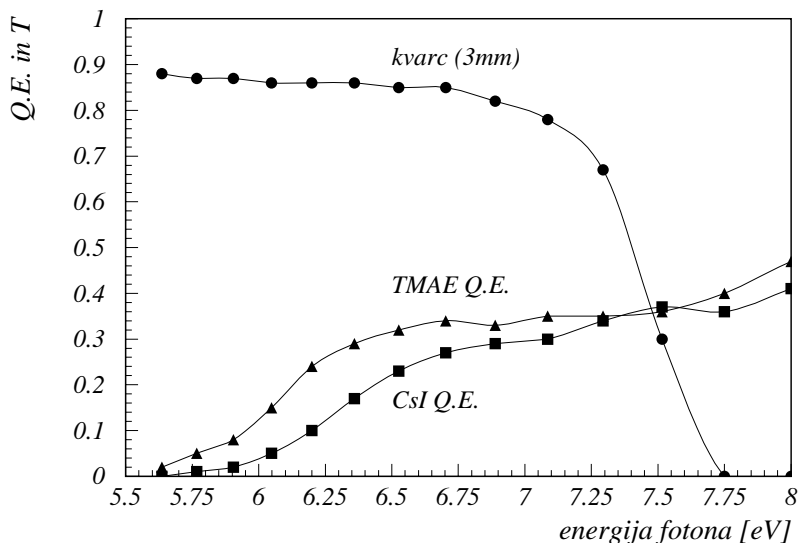
V delujočih detektorjih Čerenkovih obročev uporabljajo za krajevno občutljivo detekcijo fotonov večžične proporcionalne komore (VŽPK). Občutljivost na svetlobo pri VŽPK lahko učinkovito dosežemo na dva načina:

- Svetlobno občutljivo snov lahko dodamo nosilnemu plinu v komori. Kot dodatek k nosilnemu plinu se najpogosteje uporablja TMAE ( $C_2[(CH_3)_2N]_4$ ).
- Druga možnost je uporaba odbojne fotokatode. Dobimo jo tako, da na eno katodo VŽPK naparimo  $CsI$ .

Merilo za uporabnost svetlobno občutljive snovi je kvantni izkoristek, ki nam pove delež absorbiranih fotonov, ki izbijejo foton. Slika 12 prikazuje odvisnost kvantnega izkoristka TMAE in  $CsI$  od energije fotona.

Večžična proporcionalna komora za detekcijo fotonov v detektorju Čerenkovih obročev spektrometra HERA-B mora zadoščati naslednjim zahtevam:

- zadosten izkoristek komore za detekcijo 20 fotonov v obroču ultrarelativističnega delca,
- enolična detekcija več istočasnih fotonov s krajevno ločljivostjo, ki prispeva k meritvi hitrosti delca približno enak delež kot disperzija v sevalcu,
- časovna ločljivost, ki preprečuje časovno prekrivanje fotonov iz dveh dogodkov zamaknjenih za  $96\text{ ns}$  in
- počasno staranje, saj znaša v najbolj obremenjenem delu fotonskega detektorja pričakovana pogostost zadetkov Čerenovih fotonov na  $1\text{ cm}^2$  okrog  $3\text{ MHz}$ .



Slika 12: Grafični prikaz kvantnega izkoristka TMAE [13] in  $CsI$  [14, 15] v odvisnosti od energije fotona. Prikazana je tudi prepustnost kvarčnega okna debeline  $3\text{ mm}$  [16], ki omeji uporabno področje detekcije UV fotonov.

Število zaznanih fotonov v obroču delca, katerega pot skozi sevalec je dolga  $l$ , je enako

$$N_{det} = l \cdot \int T_S(E) \cdot R_Z(E) \cdot \epsilon(E) \cdot \frac{d^2 N_{\check{c}}}{dE dl}(E) \cdot dE, \quad (27)$$

kjer je  $T_S(E)$  prepustnost sevalca,  $R_Z(E)$  odbojnost zrcal,  $\epsilon(E)$  izkoristek VŽPK za detekcijo fotonov in  $\frac{d^2 N_{\check{c}}}{dE dl}(E)$  število izsevanih fotonov na enoto energije in dolžine poti (enačba (12)). Če pri izračunu števila zaznanih fotonov ne upoštevamo disperzije, lahko enačbo (27) prepisemo v obliki

$$N_{det} = N_0 l \sin^2 \vartheta_{\check{c}}, \quad (28)$$

kjer smo parametre detektorja Čerenkovih obročev združili v konstanto

$$N_0 = \frac{370}{eV\text{ cm}} \int T_S(E) \cdot R_Z(E) \cdot \epsilon(E) \cdot dE. \quad (29)$$

Izkoristek VŽPK za detekcijo fotonov je produkt prepustnosti vstopnega okna (slika 12), deleža absorbiranih fotonov v aktivnem delu ( $\approx 0.7 - 0.9$ ),

## 4.1 Izbira fotonskega detektorja

---

kvantnega izkoristka (slika 12) in izkoristka za detekcijo fotoelektronov ( $\approx 0.9$ ). Povprečna prepustnost čistega  $C_4F_{10}$  na intervalu od  $5.5 eV$  do  $7.75 eV$  znaša  $\approx 0.75$  [17] in pričakovana povprečna odbojnost zrcal je  $0.75$  [18].

Z navedenimi podatki, znano dolžino sevalne poti  $2.5 m$  in enačbo za število izsevanih Čerenkovih fotonov (12)

$$\frac{d^2 N_{\check{c}}}{dE dl}(E) \approx \frac{740}{eV cm}(n-1) \approx \frac{112}{eV m} \quad (30)$$

lahko ocenimo pričakovano število izmerjenih fotonov. Za detektor s TMAE pričakujemo v obroču ultrarelativističnega delca 39 fotonov ( $N_0 = 51 cm^{-1}$ ) in za detektor s fotokatodo iz  $CsI$  38 ( $N_0 = 50 cm^{-1}$ ). Pričakovano število zaznanih Čerenkovih fotonov je pri obeh fotonskih detektorjih približno enako in zadošča potrebam detektorja Čerenkovih obročev spektrometra HERA-B.

Za enolično krajevno detekcijo istočasnih fotonov moramo razdeliti površino fotonskega detektorja na enote, ki so samostojni elektronski kanali. Velikost enega kanala je navzgor omejena z dopustno napako meritve Čerenkovega kota, ki znaša  $0.39 mrad$  (23). Pri goriščni razdalji  $5.7 m$  je torej potrebna krajevna ločljivost  $2.2 mm$ . Pri razdelitvi površine na kvadratke s stranico  $a$  znaša napaka pri meritvi koordinate

$$\sigma_a = \frac{a}{\sqrt{12}} \quad (31)$$

in to pomeni, da mora biti stranica manjša od  $\approx 8 mm$ . Takšna razdelitev je mogoča pri obeh tipih VŽPK.

Oba tipa VŽPK sta torej možna kandidata za fotonski detektor. Prednost TMAE je boljše poznana tehnologija, saj detektorji Čerenkovih obročev s takšnim fotonskim detektorjem že delujejo. Težava tega tipa detektorjev je hitro staranje anodnih žic, ki bi privedlo do znižanja učinkovitosti pod željeno raven že po nekaj dneh delovanja spektrometra HERA-B [19]. Detektor s fotokatodo iz  $CsI$  se stara nekoliko počasneje [14], tako da bi bila življenska doba fotokatode v najbolj obremenjenem delu fotonskega detektorja en mesec. Prednost je predvsem v hitrejši izdelavi, lažji zamenjavi postaranih delov in boljši časovni ločljivosti.

## 4.2 Detekcija fotoelektronov z VŽPK

Večzična proporcionalna komora je namenjena detekciji ionizirajočih sevanj. Najpogosteje je sestavljena iz treh ravnin elektrod. Srednja, anodna ravnina je sestavljena iz tankih enakomerno razmaknjenih žic, katodni ravnini pa sta lahko iz žic, mreže ali prevodne plošče. Prostor med anodo in katodama je napolnjen s plinom. Anoda je priključena na električni potencial, ki je bolj pozitiven, kot potencial na katodah.

Ionizirajoče sevanje povzroči v komori nastanek prostih elektronov, ki se pod vplivom polja gibljejo proti anodni žici. Ko se elektroni dovolj približajo anodni žici, postane električno polje dovolj močno, da pridobijo med zaporednima trkoma dovolj energije za ionizacijo molekule nosilnega plina. Število elektronov v plazmu narašča, dokler vsi elektroni ne dosežejo anodne žice. Povprečno končno število v plazmu opišemo z enačbo [20]

$$N = N_p e^{\int_{s_1}^{s_2} \alpha ds} , \quad (32)$$

kjer je  $N_p$  število primarnih elektronov in  $\alpha$  prvi Townsendov koeficient. Odvisnost koeficienta od električnega polja in tlaka v plinu pri konstantni temperaturi je

$$\alpha = A p e^{-\frac{B p}{E}} . \quad (33)$$

Vrednost koeficientov A in B za različne pline določimo eksperimentalno.

Porazdelitev končnega števila elektronov v plazmu, ki je nastal iz enega primarnega elektrona, opiše porazdelitev Polya [21]

$$\frac{dN}{dn} = \frac{1 + \theta}{\bar{n}\Gamma(1 + \theta)} \left[ \frac{(1 + \theta)n}{\bar{n}} \right]^\theta e^{-\frac{(1+\theta)n}{\bar{n}}} . \quad (34)$$

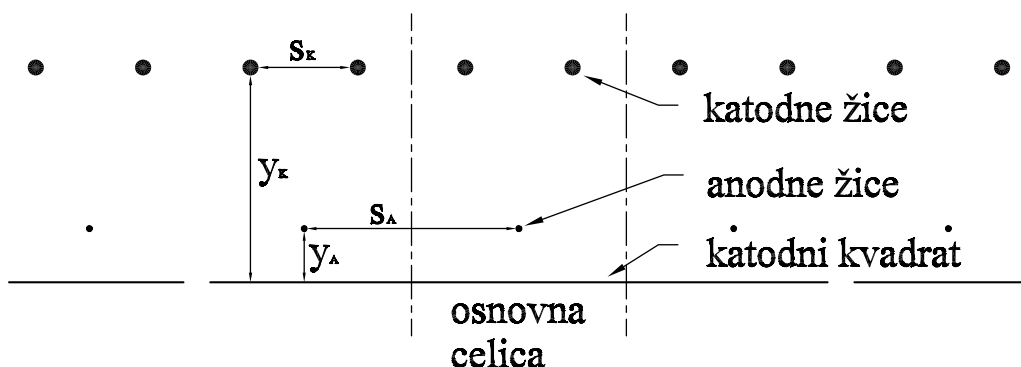
Parameter  $\theta$  je različen od nič za pomnoževanja okrog  $10^6$  in več, pri nižjih pa je enak nič. V tem primeru je porazdelitev eksponentna

$$\frac{dN}{dn} = \frac{1}{\bar{n}} e^{-\frac{n}{\bar{n}}} . \quad (35)$$

Največje pomnoževanje, ki ga lahko dosežemo v komori, je omejeno z verjetnostjo za nastanek povratnih fotoelektronov. To so elektroni, ki jih iz katode ali molekul nosilnega plina izbijajo fotoni, nastali v procesu pomnoževanja. Zaradi dodajanja fotoobčutljive snovi v komoro se meja stabilnega pomnoževanja zniža in delovanje je omejeno na področje z eksponentno porazdelitvijo.



### 4.3 VŽPK



Slika 13: Shematski prikaz elektrod v VŽPK.

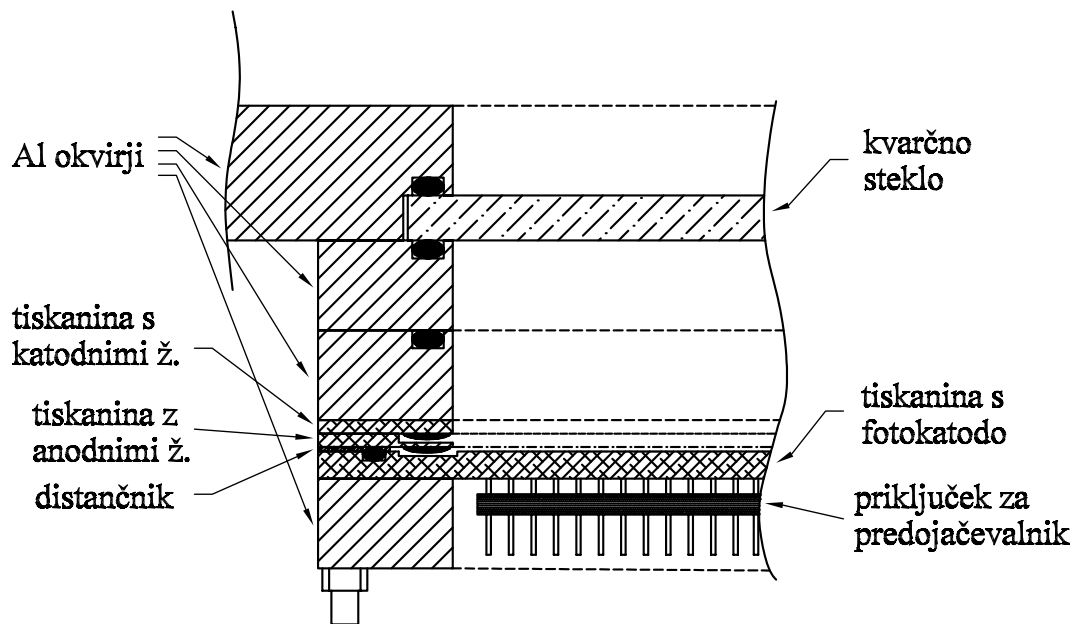
### 4.3 VŽPK

Pri konstrukciji večžične proporcionalne komore za detektor Čerenkovih obročev moramo upoštevati naslednje zahteve:

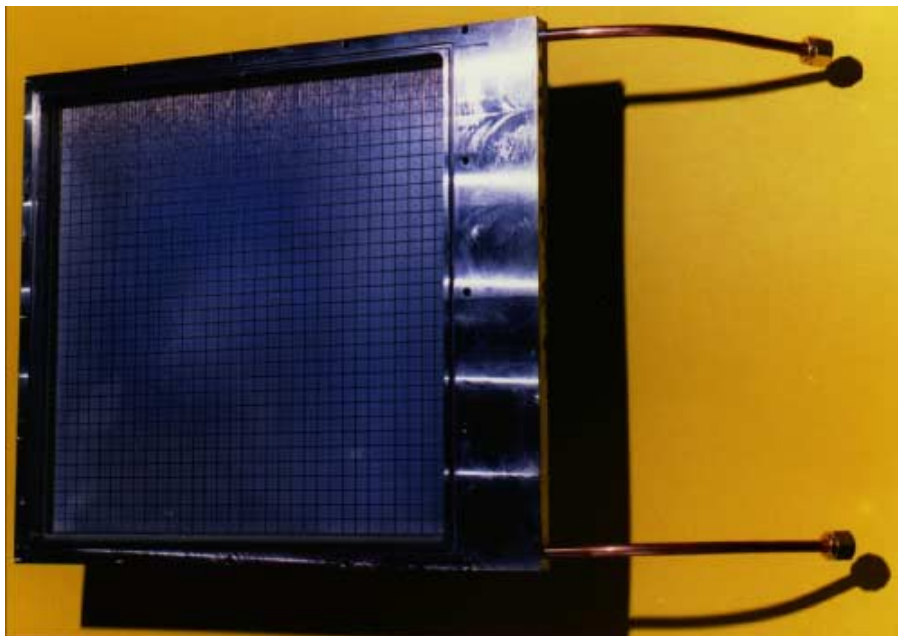
- visok elektronski izkoristek za zaznavanje enoelektronskih sunkov,
- sposobnost krajevne detekcije večih istočasnih zadetkov in
- lahka zamenjava postaranih katod.

Asimetrična geometrija elektrod, ki zadošča tem zahtevam, je prikazana na sliki 13. Vstopna katodna ravnina je iz žic, kar omogoča fotonom dostop do fotokatode. Površina druge katode je razdeljena na kvadratke, ki so samostojni elektronski kanali. To omogoča enolično krajevno detekcijo večih istočasnih zadetkov. Majhna razdalja med anodo in merilno katodo zmanjša verjetnost za delitev inducirane signala med več kvadratkov na merilni katodi. Neenaka razdalja obeh katod do anodne ravnine omogoča, da se večji del signala inducira na merilni katodi. To omogoča delovanje komore pri nižjem pomnoževanju in s tem počasnejše staranje fotokatode in anodnih žic.

Glavni sestavni deli komore so nosilno ogrodje s kvarčnim oknom, okvir z žičnimi ravninami in plinskima priključkoma in katodna tiskanina (slika 14).



Slika 14: Prerez skozi VŽPK.



Slika 15: Fotografija VŽPK.

#### 4.4 Priprava fotokatod iz $CsI$

---

- Nosilni okvir MWPC je iz aluminija debeline  $10\text{ mm}$ . Vodilo pri njegovi izdelavi je bila potreba po čim večjem deležu aktivne površine detektorja, ki znaša  $80\%$ . Okvir je nosilec za tiskanine z žičnimi ravninami. V okvirju so kanali za pretok plina, ob robu sta prilepljeni cevi za dovod in odvod plina (slika 15).
- Na nosilni okvir je najprej prilepljena tiskanina za katodno ravnino, ki je debela  $1.5\text{ mm}$ . Nato so na tiskanino pricinjene katodne žice iz zlitine  $95\%$  bakra in  $5\%$  berilija, katerih premer je  $100\ \mu\text{m}$  ( $50\ \mu\text{m}$ ). Katodnih žic je 192, razmaknjene so za  $1.25\text{ mm}$  in napete s silo  $0.35\text{ N}$ . Takšna razporeditev katodnih žic zastira pri pravokotnem vpadu fotonov  $8\%$  ( $4\%$ ) površine fotokatode.
- Anodna tiskanina je prilepljena na katodno in je prav tako debela  $1.5\text{ mm}$ . Na njo je pricinjnih 96 anodnih žic iz volframa, prekritega z  $1\ \mu\text{m}$  debelo plastjo zlata. Robni žici imata premer  $20\ \mu\text{m}$ , ostale pa  $15\ \mu\text{m}$ . Razmik med žicami je  $2.5\text{ mm}$  in so postavljene tako, da leži vsaka anodna žica v sredini med pripadajočima katodnima žicama (slika 13). Anodne žice so napete s silo  $0.2\text{ N}$ .
- Katodna ravnina je tiskanina debeline  $3\text{ mm}$ . Bakrena površina je razdeljena na  $32 \times 32$  kvadratkov velikosti  $7 \times 7\text{ mm}^2$ , ki so razvrščeni v mrežo z razmikom  $7.5\text{ mm}$ . Bakrena površina katode je prevlečena s tanko plastjo kovine, ki je primerna podlaga za  $CsI$ . Na sredini kvadrata je prevodna luknja premera  $0.4\text{ mm}$ , ki povezuje kvadrat s priključkom za predojačevalnik na hrbtni strani katodne tiskanine. Na aktivni strani je na tiskanino nalepljen okvir iz vetronita, ki zagotavlja pravilen razmik med anodno in katodno ravnino.

#### 4.4 Priprava fotokatod iz $CsI$

Kvantni izkoristek fotokatode iz  $CsI$  je odvisen od strukture podlage, na katero je  $CsI$  neparjen. Rezultati meritev z manjšimi prototipi kažejo, da sta najprimernejši podlagi kositer [14] in nikelj [22]. Pri testih sem uporabljal tri različne podlage, ki so bile galvansko nanešene na bakreno površino plošče za tiskana vezja. Te so kositer, nikelj in zlitina  $63\%$  kositra in  $37\%$  svinca, kar je običajna prevleka ploščic za tiskana vezja.

Pred naparitvijo  $CsI$  je bila površina katodne tiskanine spolirana z di-  
amantno pasto  $DP-Paste, P 1 \mu m$  (DEP0B) proizvajalca STRUERS. Sledilo  
je čiščenje s čistilom za posodo in nato večkratno splakovanje z navadno in  
destilirano vodo.

Tako pripravljena katodna tiskanina je bila postavljena v vakuumsko ko-  
moro napařevalnika. Tlak v komori je po nekaj urah delovanja difuzijske  
vakuumске črpalke padel pod  $2 \cdot 10^{-5} mbar$ . Po tem ko je bila katoda en dan  
v vakuumu, je bil na njo napařen  $CsI$ . Uporabljen je bil en sam čolnicek,  
v katerem je bil košček kristala  $CsI$ , ki je zadoščal za povprečno debelino  
napařene plasti  $1 \mu m$ . Zaradi napařevanja iz enega samega mesta se je de-  
belina nanešenega  $CsI$  manjšala proti robu katode. Izmerjena porazdelitev  
je prikazana na sliki 16. Upadanje debeline plasti  $CsI$  je razvidno tudi iz  
interferenčnih krogov svetlobe odbite od napařene katode na sliki 17

Ker je večina testov potekala v institutu DESY v Hamburgu, je bila za  
prevoz napařenih katod iz Ljubljane izdelana škatla iz pleksi stekla (slika 17).  
Pred prevozom z železnico je bila škatla napolnjena z argonom. Prevoz je  
trajal en dan, nato pa je bila škatla priključena na stalen pretok argona.

## 4.5 Predojačevalnik

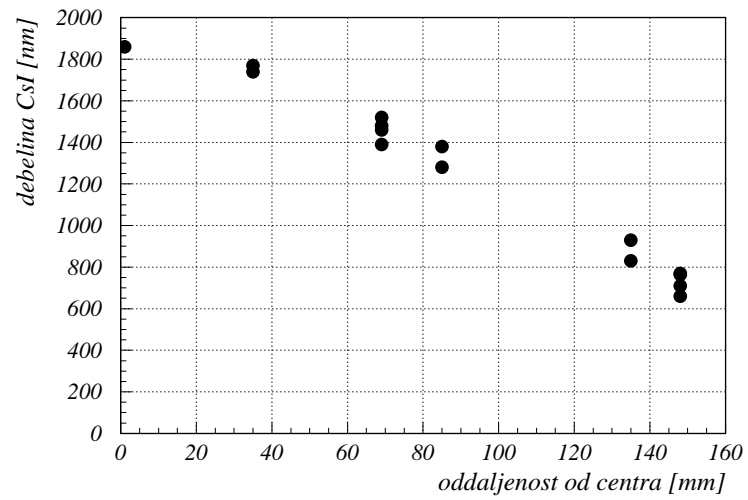
Predojačevalnik je nabožno občutljiv in prilagojen signalom, ki nastanejo pri  
detekciji fotonov z VŽPK [23]. Signalu z nabojem  $1 fC$  ustreza višina nape-  
tostnega signala  $8 mV$ . Lastni šum predojačevalnika je ekvivalenten sunku  
710 elektronov. Predojačevalnik sestavljajo tranzistor s skupno bazo, emi-  
torski sledilec in operacijski ojačevalnik (slika 19). Vezje predojačevalnika je  
narejeno tako, da omogoča povezavo sosednjih kanalov v sklop za diferenc-  
ialno eliminiranje interferenc. S tem se zmanjša občutljivost predojačevalnika  
na RF motnje, vendar se za  $\sqrt{2}$  poveča njegov šum.

Za priključitev predojačevalnikov na MWPC sem izdelal osnovno ploščo,  
ki nosi 16 predojačevalnikov (slika 18). Razvrščeni so tako, da je presek  
manjši od površine  $2 \times 8$  katodnih kvadratkov. To omogoča neposredno  
priključitev na hrbtno stran komore.

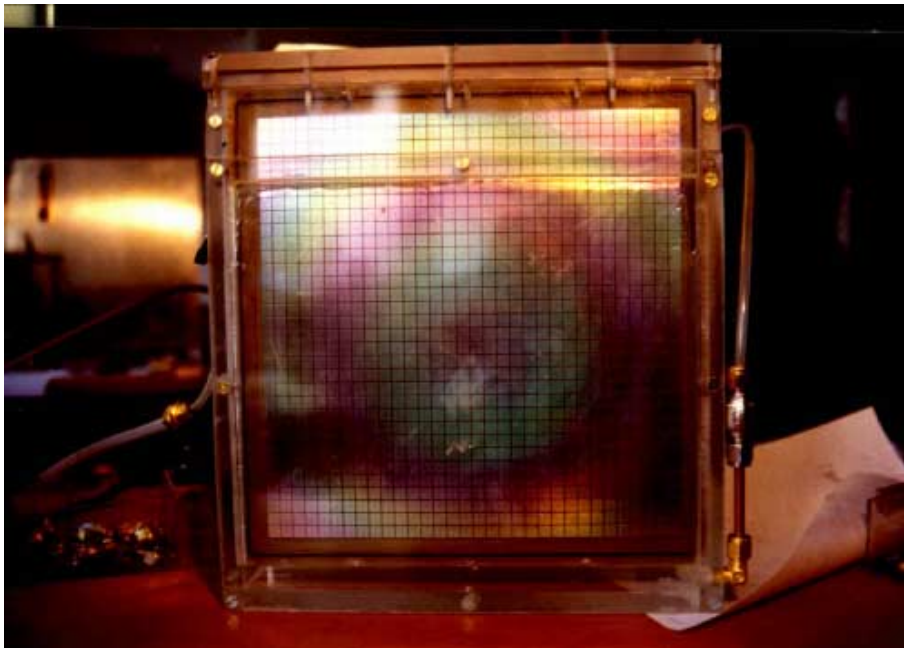
Možnost povezave v sklop za diferencialno eliminiranje interferenc sem iz-  
koristil tako, da sem medsebojno povezal kanala, ki ležita v smeri pravokotno  
na potek žic (slika 20). Taka povezava zmanjša verjetnost za izničenje signala

## 4.5 Predojačevalnik

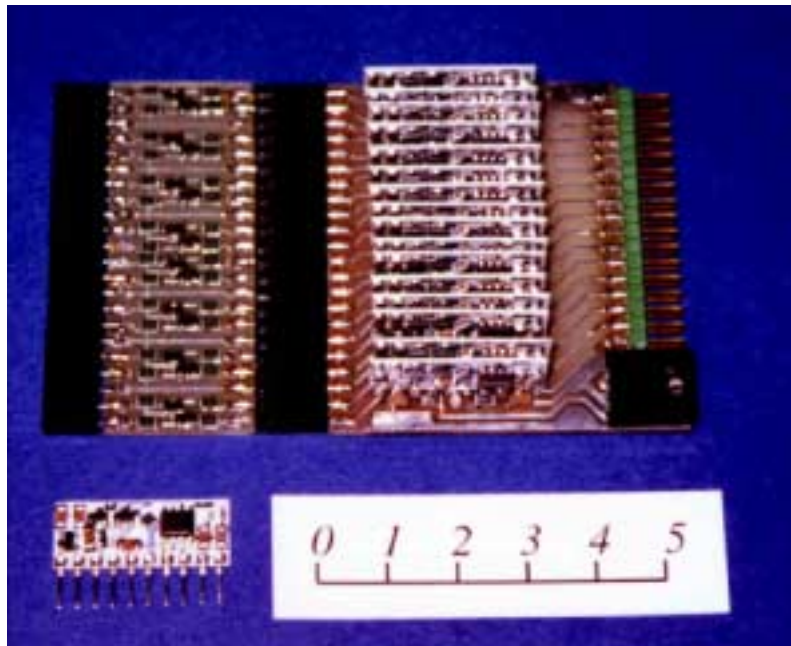
---



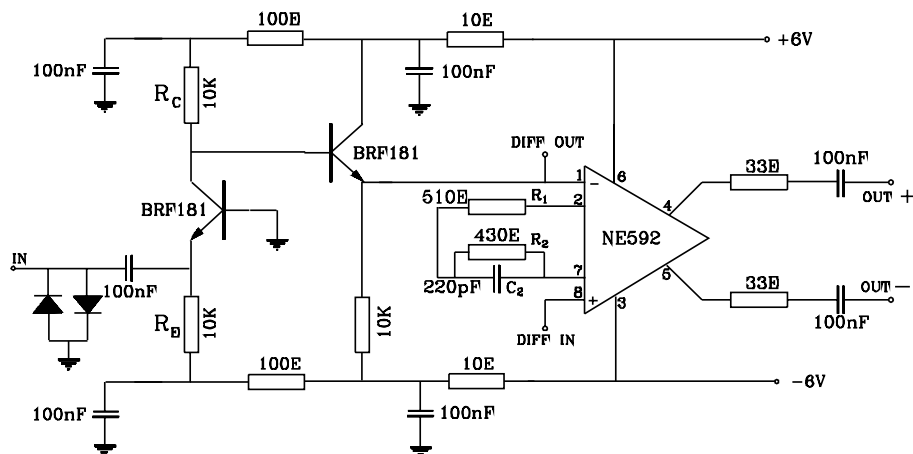
Slika 16: Izmerjena debelina naparjene plasti  $CsI$  v odvisnosti od razdalje do točke, ki je med naparjevanjem najbliže čolničku.



Slika 17: Posnetek naparjene fotokatode v škatli za transport v raziskovalni center DESY v Hamburgu.



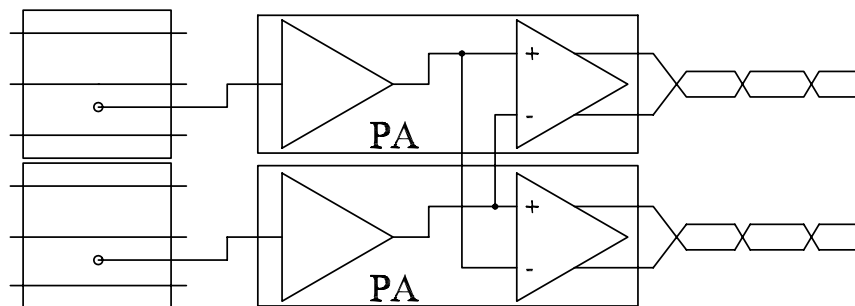
Slika 18: Fotografija hibrida predojačevalnika in osnovne plošče, ki nosi šestnajst predojačevalnikov.



Slika 19: Shema elektronskega vezja nabojno občutljivega predojačevalnika. Z DIFF IN in DIFF OUT sta označena priključka za diferencialno eliminiranje interferenc.

## 4.6 Test VŽPK

---



Slika 20: Povezava dveh sosednjih kanalov, ki omogoča diferencialno eliminiranje interferenc.

zaradi delitve inducirane naboja med sosednja kanala. Ker nastanejo pomnoževalni plazovi le ob anodni žici, ki poteka nad enim izmed kanalov, je inducirani naboj na enem izmed povezanih kanalov vedno precej večji kot na drugem.

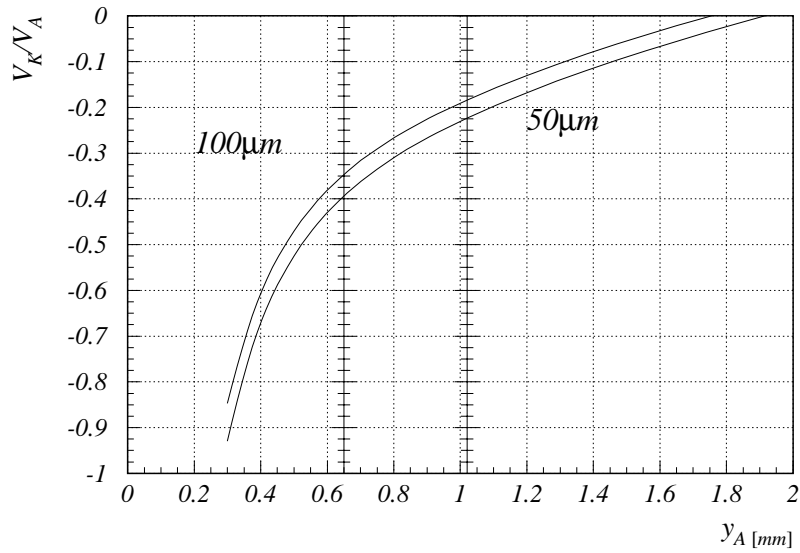
## 4.6 Test VŽPK

Pred uporabo VŽPK v detektorju Čerenkovih obročev sem preizkusil njeno delovanje. Testiral sem odziv komore na enoelektronske sunke. Zanimala me je odvisnost ojačanja od napetosti na elektrodah in enakomernost ojačanja po površini komore.

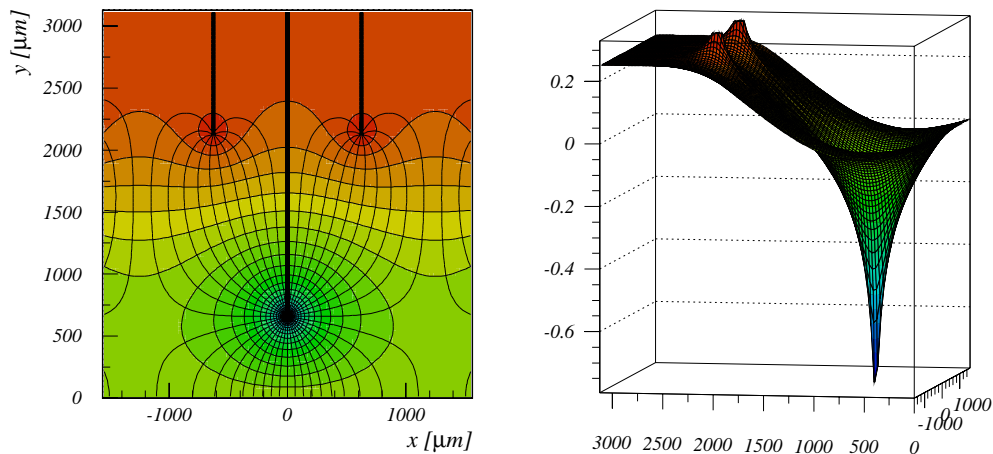
Kot izvor svetlobe pri testnih meritvah sem uporabil UV žarnico. Postavil sem jo tako, da je bila komora enakomerno osvetljena in je bila pogostost sunkov na posameznem kanalu okrog  $1\text{ kHz}$ .

Zaradi asimetrične zgradbe VŽPK potrebujemo dva izvora visoke napetosti. Eden izvor priključimo na anodo in drugega na žično katodo. Razmerje med obema napetostima izberemo tako, da je pomnoževanje v komori neodvisno od smeri prihoda plazu na anodno žico [24]. Optimalno razmerje napetosti v odvisnosti od razdalje med anodo in fotokatodo je prikazano na sliki 21. Izračunan električni potencial v komori, pri izbiri optimalnega razmerja napetosti, prikazuje slika 22.

Ojačanje komore lahko določimo iz izmerjene porazdelitve enoelektron-  
skih sunkov po njihovi višini, ki jo izmerimo z enoto ADC. Ker je porazdelitev



Slika 21: Graf povezave najugodnejšega razmerja med katodno in anodno napetostjo in razdalje anodne ravnine do fotokatode za dve debelini katodnih žic.



Slika 22: Izračunani električni potencial v komori z manjšo razdaljo med anodo in fotokatodo, ko je razmerje med katodno in anodno napetostjo  $-0.33$  [24].



## 4.6 Test VŽPK

---

eksponentna (35), je integralna porazdelitev

$$P(n_p) = \frac{1}{\bar{n}} \int_{n_p}^{\infty} e^{-\frac{n}{\bar{n}}} dn = e^{-\frac{n_p}{\bar{n}}} , \quad (36)$$

ki podaja odvisnost izkoristka štetja enoelektronskih sunkov od nivoja diskriminiranja, prav tako eksponentna. Z  $n_p$  je označeno število elektronov v plazmu, ki povzroči napetostni sunek višine praga diskriminacije in z  $\bar{n}$  povprečno število elektronov v plazmu. Ojačanje lahko torej določimo tudi iz diskriminatorske krivulje, ki jo dobimo tako, da izmerimo pogostost zadetkov pri različnih nivojih diskriminiranja. Ta meritev je enostavnejša kot meritev ADC spektra, saj ne potrebujemo prožilnega signala za vsak posamezen sunek in tako lahko izmerimo več kanalov hkrati.

Za teste VŽPK sem uporabil eno osnovno ploščico s 16 predojačevalniki. Signal iz vsakega predojačevalnika sem najprej ojačil z enoto, ki je bila uporabljena v čitalnem sistemu detektorja verteksov v spektrometru ARGUS [25]. Enota vsebuje osem kanalov z ojačevalnikom in diskriminatorjem. Napetostno ojačanje enote je 8.8. Izmeril sem ga tako, da sem primerjal z osciloskopom izmerjeno višino napetostnega sunka pred in po ojačanju.

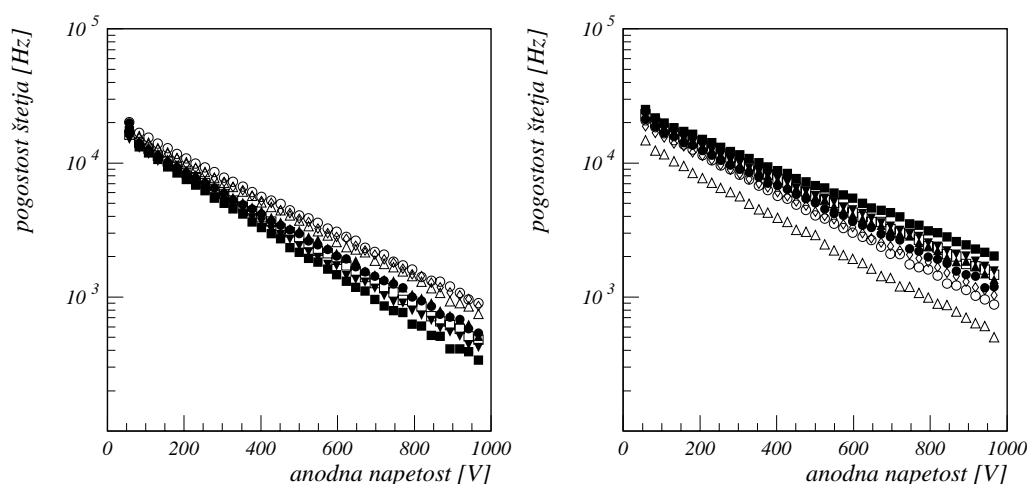
Tako ojačan signal sem nato priključil na diskriminator PHILLIPS 7106, ki je enota sistema CAMAC. Izhode iz diskriminatorja sem priključil na štirikanalne števec BORER, ki so prav tako enote sistema CAMAC. Preko tega sistema lahko nastavljamo nivo diskriminacije in odčitamo števec. To nam omogoča samodejno meritev diskriminatorske krivulje.

Za računalniški nadzor nad meritvijo sem uporabil programski paket LabView, ki se je izvajal na osebнем računalniku. Komunikacija med računalnikom in sistemom CAMAC poteka po vodilu GPIB. V prvem koraku program nastavi nivo diskriminiranja in izbriše števec. Nato sproži signal, ki omogoči štetje števec v trajanju 1 s. Izmerjena števila sunkov prenesemo v računalnik in ponovimo postopek pri različnih nivojih diskriminiranja. Dobljene krivulje so prikazane na sliki 23.

S prilagajanjem funkcije

$$N(U_d) = N(0)e^{-\frac{U_d}{\bar{U}}} \quad (37)$$

izmerjenim podatkom dobimo povprečno višino sunka  $\bar{U}$  in pogostost zadetkov posameznega kanala  $N(0)$ . Iz izmerjene povprečne višine sunka in



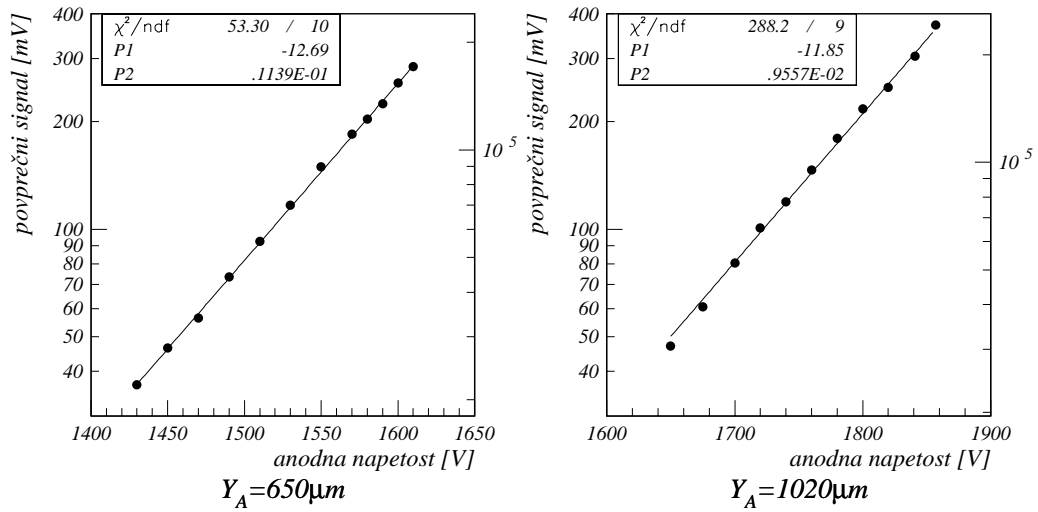
Slika 23: Prikazana je izmerjena odvisnost pogostosti štetja od nivoja diskriminiranja za šestnajst katodnih kvadratkov. Razdalja med anodo in fotokatodo je  $650 \mu\text{m}$ . Napetost na anodi je  $1600 \text{ V}$  in na katodi  $-530 \text{ V}$ .

znanega ojačanja predojačevalnika in ojačevalnika lahko izračunamo stopnjo pomnoževanja v komori. Odvisnost pomnoževanja od napetosti na anodi je prikazana na sliki 24. Dosegljivo ojačanje v komori je  $\approx 2 \cdot 10^5$ . Za delovno anodno napetost komore z razmikom med anodo in fotokatodo  $650 \mu\text{m}$  ( $1020 \mu\text{m}$ ) sem izbral  $1600 \text{ V}$  ( $1800 \text{ V}$ ). Pri tej napetosti je povprečni izkoristek za štetje enoelektronskih sunkov 0.8.

Zaradi nenatančne izdelave in deformacije fotokatode pri pritrditvi na nosilni okvir, se razdalja med anodo in fotokatodo po površini komore spreminja in s tem se spreminja tudi pomnoževanje. Najpogosteje se fotokatoda zaradi pritiska tesnilne gume na sredini komore izboči in je razdalja med anodo in fotokatodo na sredini večja kot na robu, pomnoževanje pa manjše. To lahko popravimo z dodatno podporo, ki s hrbtni strani pritisne na sredino katode in jo premakne v pravilno lego. Izmerjeno spreminjanje pomnoževanja po površini komore je prikazano na sliki 25. Največje pomnoževanje v komori je lahko tudi do štirikrat večje od najmanjšega. Pri delovnih pogojih se torej izkoristek štetja enoelektronskih sunkov giblje med 0.65 in 0.9.

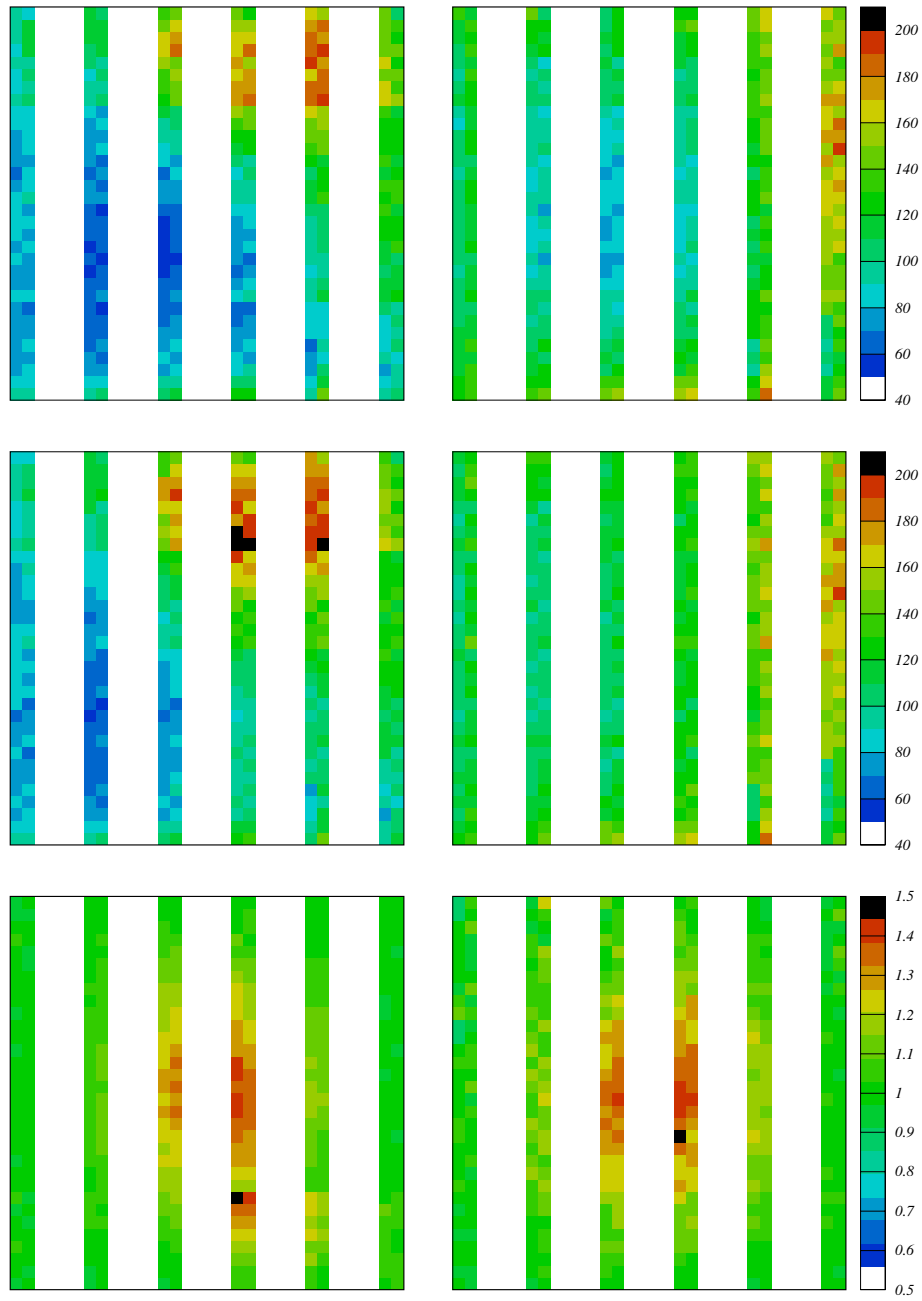
Pri testih sem tudi opazil, da postane delovanje komore pri močnejših

## 4.6 Test VŽPK



Slika 24: Odvisnos povprečne višine signal od napetosti na anodi za obe geometriji VŽPK. Merskim točkam je prilagojena funkcija  $U_S = e^{P1+P2 \cdot V_A}$ . Katodna napetost je bila pri tanjši komori  $-530 \text{ V}$  in pri debelejši  $-320 \text{ V}$ .

osvetlitvah, kjer je pogostost zadetkov v enem kanalu  $10 \text{ kHz}$  in več, nestabilno. Po krajšem času delovanja se v komori sproži samovzdržujoči tok, ki ga lahko ustavimo le s prekinitvijo visoke napetosti. Testi z manjšo VŽPK, ki ima aktivno površino  $50 \times 50 \text{ mm}^2$ , so pokazali, da ta nestabilnost ni povezana z uporabo katode  $\text{CsI}$ , saj se pojavi tudi v komori, kjer na katodo ni bil napačen  $\text{CsI}$  [26].



Slika 25: Neenakomernost ojačanja po površini komore. Levo je meritev s katodo s tanjšim distančnikom in desno z debelejším. Zgoraj je meritev brez podpore v sredini katode, v sredini je meritev s podporo in spodaj razmerje obeh. Meritev je bila opravljena le na delu površine komore.

---

## 5 Testi v elektronskem žarku

### 5.1 Postavitev za teste z elektronskim žarkom

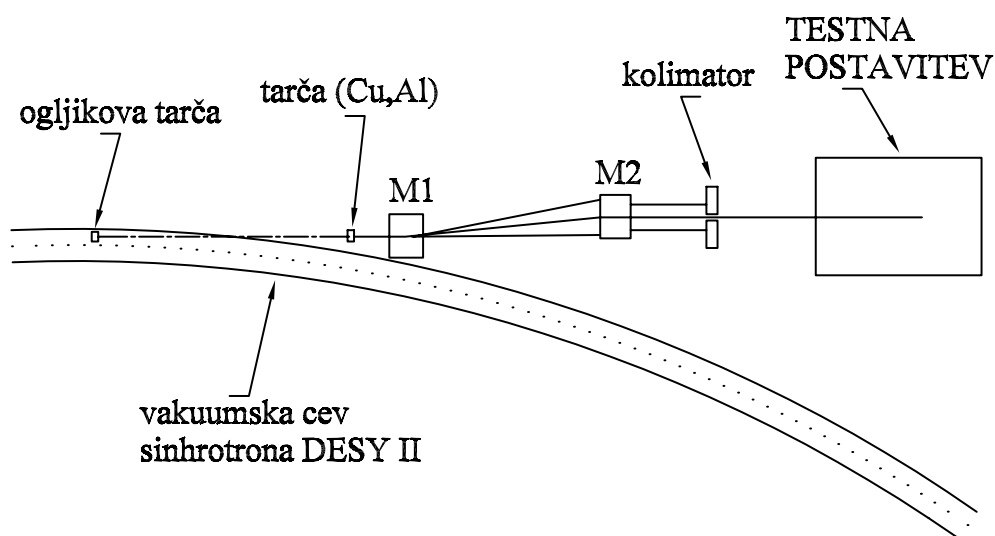
V testnem žarku lahko preizkusimo delovanje celotnega detektorja Čerenkovih obročev. Zanimajo nas:

- časovna ločljivost detektorja,
- ločljivost detektorja za merjenje Čerenkovega kota posameznih fotonov in
- povprečno število zaznanih Čerenkovih fotonov v obroču posameznega ultrarelativističnega delca.

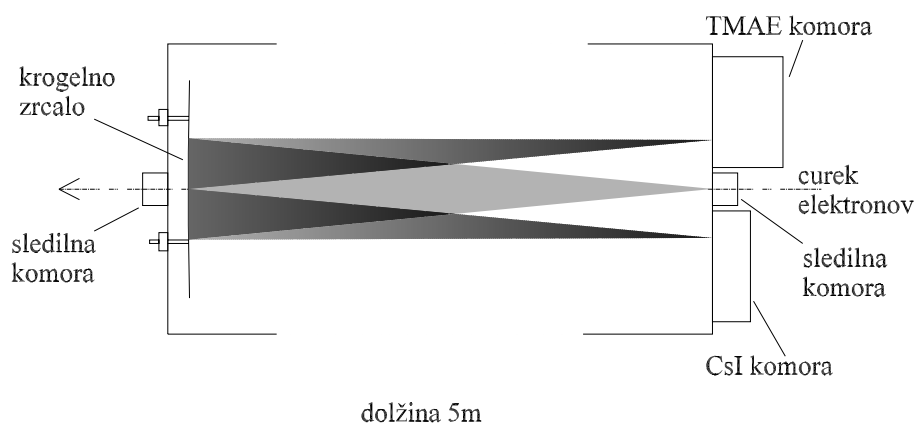
Testi v žarku so bili opravljeni v institutu DESY v Hamburgu na testnem mestu T-24. To testno mesto je ob sinhrotronu DESY II, ki oskrbuje trkalnika DORIS in PETRA z elektroni ali pozitroni. Sinhrotron periodično pospešuje in zavira gručo elektronov ali pozitronov s periodo 160 *ms*. Delci v gruči dosežejo maksimalno energijo 7 *GeV*.

V vakuumski cevi sinhrotrona je na obrobju žarka postavljena ogljikova tarča (slika 26), v kateri elektroni ali pozitroni zavorno sevajo. Tako nastali visokoenergijski fotoni zapustijo vakuumsko cev sinhrotrona skozi 0.5 *mm* debelo aluminijasto folijo in vstopijo v lasten vakuumski sistem skozi 0.5 *mm* debelo folijo iz kaptona. V bakreni tarči nastane iz žarka fotonov preko tvorbe parov žarek elektronov. Na svoji poti elektroni še dvakrat zamenjajo vakuumski sistem, ko morajo prečkati sinhrotron DESY III, in tako prepotujejo še dve kaptonski in dve aluminijasti foliji. Lasten vakuumski sistem dokončno zapustijo, ko prečkajo zaščitni zid in prispejo v testno področje. Elektrone na poti usmerjamo z dvema magnetoma in curek na koncu omejimo s kolimatorjem, kar nam omogoča izbiro gibalne količine elektronov. Za teste smo izbrali energijo elektronov 3 *GeV*.

Testno postavitev sestavljata detektor Čerenkovih obročev in sledilni sistem, ki vsebuje scintilacijski števec za natančnejše določanje trenutka prehoda elektrona skozi sevalec in dve pozicijsko občutljivi večžični proporcionalni komori za merjenje poti elektronov. Na sliki 27 vidimo razporeditev

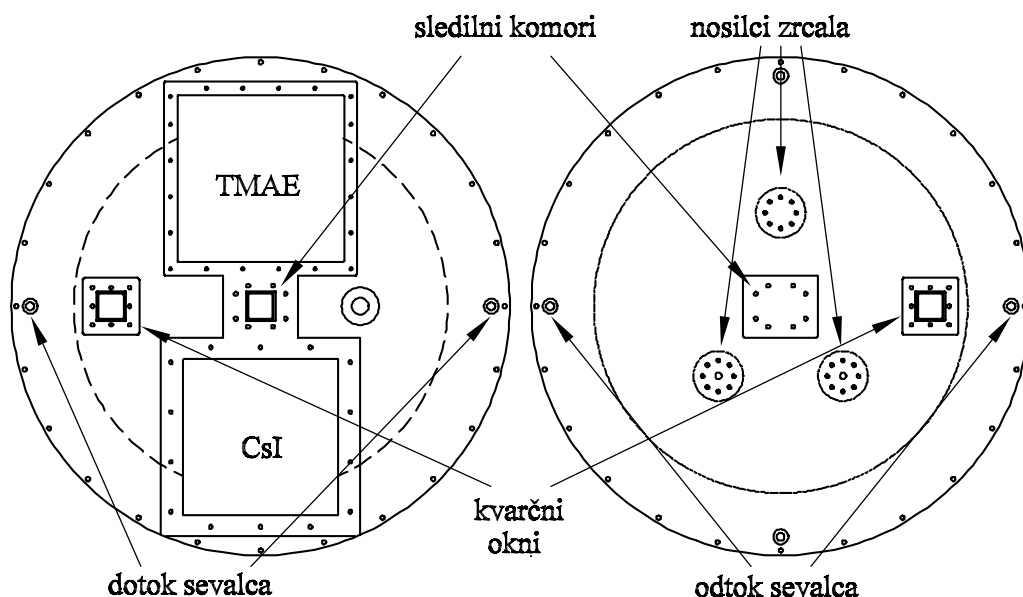


Slika 26: Shema izdvajanja testnega žarka iz vakuumske cevi sinhrotrona DESY II. Z zavornim sevanjem elektronov v notranji tarči nastane žarek fotonov, ki se na zunanji tarči preko tvorbe parov ponovno pretvori v elektronski žarek. M1 in M2 sta dipolna magneta, ki usmerjata elektronski žarek in skupaj s kolimatorjem omogočata izbiranje gibalne količine elektronov v testnem žarku.



Slika 27: Shema detektorja Čerenkovih obročev. Elektroni priletijo v detektor z desne strani in na poti skozi sevalec izsevajo fotone, ki jih s krogelnim zrcalom zberemo na obeh fotonjskih detektorjih.

## 5.2 Detektor Čerenkovih obročev



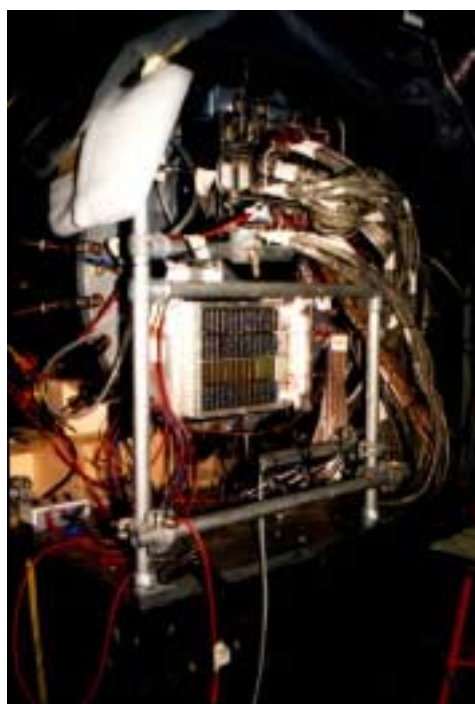
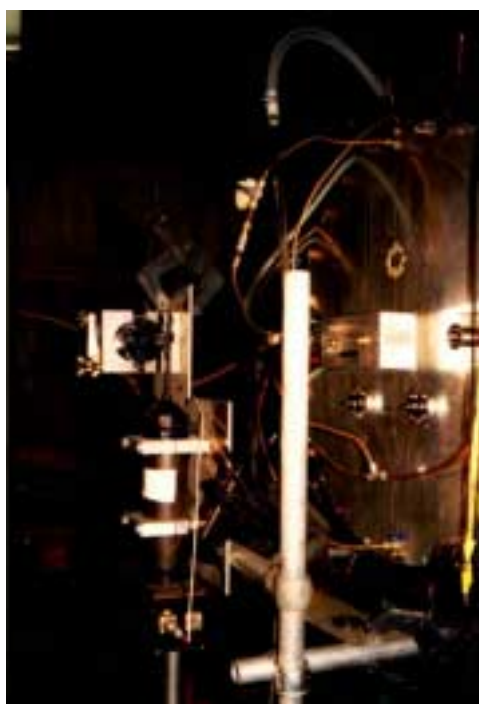
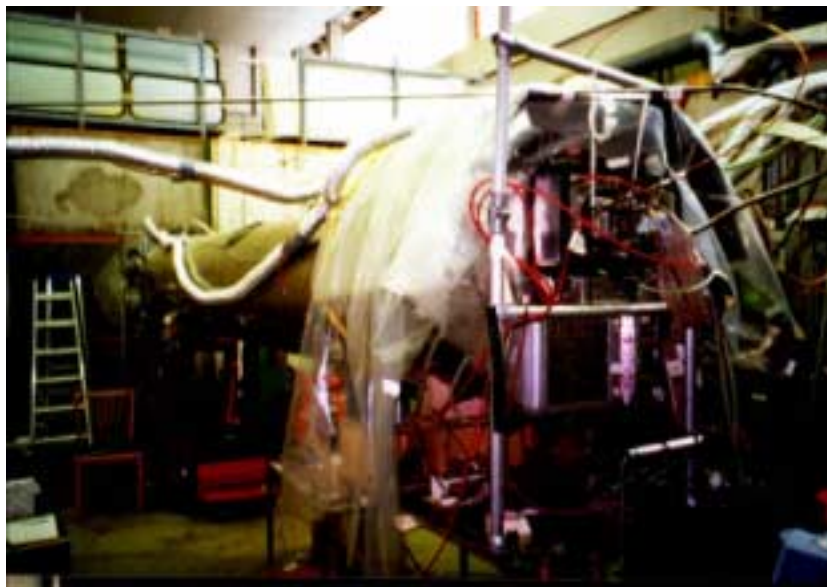
Slika 28: Razporeditev detektorjev na obeh pokrovih plinske posode. Levo je prikazan pokrov skozi katerega elektroni vstopajo in desno pokrov kjer izstopajo.

merilnikov glede na žarek. Z sistemom za računalniško zajemanje podatkov se meritve sprti zapisujejo v datoteke za kasnejšo obdelavo.

## 5.2 Detektor Čerenkovih obročev

Plinski sevalec detektorja Čerenkovih obročev je zaprt v aluminijastem valju premera  $80\text{ cm}$  in dolžine  $515\text{ cm}$ . Debelina stene valja je  $10\text{ mm}$ . Valj zapirata na obeh straneh  $12\text{ mm}$  debela aluminijasta pokrova, na katera so pritrjeni ostali deli detektorja (slika 28). Vstopni pokrov je nosilec fotskih detektorjev in vstopne sledilne komore. Izstopni pokrov nosi zrcalo in izhodno sledilno komoro. Zrcalo je pritrjeno na pokrov v treh točkah tako, da ga lahko vrtimo in s tem spreminjamo lego Čerenkovega obroča na fotskem detektorju. Na obeh pokrovi sta še dodatni kvarčni okni, ki omogočata osvetlitev in opazovanje notranjosti. Tesnenje med valjem in pokrovoma je zagotovljeno s tesnilno gumo.

V začetku je bilo pri testih uporabljeno ogledalo detektorja Čerenkovih



Slika 29: Fotografija detektorja Čerenkovih obročev v testnem žarku (zgoraj) in posnetka obeh pokrovov posode sevalca (spodaj).



### 5.3 Sledilni sistem

---

obročev spektrometra OMEGA [18], ki ima krivinski radij  $5\text{ m}$  in je izrezano v obliki šestkotnika z dolžino stranice  $215\text{ mm}$ . Kasneje so bili uporabljeni prototipi ogledala za spektrometer HERA-B.

Ker čistilni sistem za  $C_4F_{10}$  še ni bil narejen, so bili testi opravljeni z argonom. Čisti argon iz jeklenke priteka v posodo skozi dve odprtini na vstopnem pokrovu in odteka iz posode skozi tri odprtine na izstopnem pokrovu. Ena izmed odprtin na zadnjem pokrovu je uporabljena kot varovalo nadtlaka v posodi. Pretok argona skozi posodo je bil  $80\text{ l/uro}$ .

VŽPK s katodo iz  $CsI$  je pritrjena na posodo na spodnjem delu vstopnega pokrova. Najprej je na poklopec s posebnim aluminijastim okvirjem pritrjeno kvarčno okno tako, da menjava fotokatode ne vpliva na čistočo seva. V aluminijasti okvir so priviti vijaki, na katere se namestijo nosilni okvir z žičnima ravninama in plinskima priključkoma, fotokatoda in aluminijasti okvir, ki enakomerno pritisne komoro ob okvir na pokrovu. Nosilni plin za pomnoževanje v komori je metan, pretok pa je bil  $5\text{ l/h}$ .

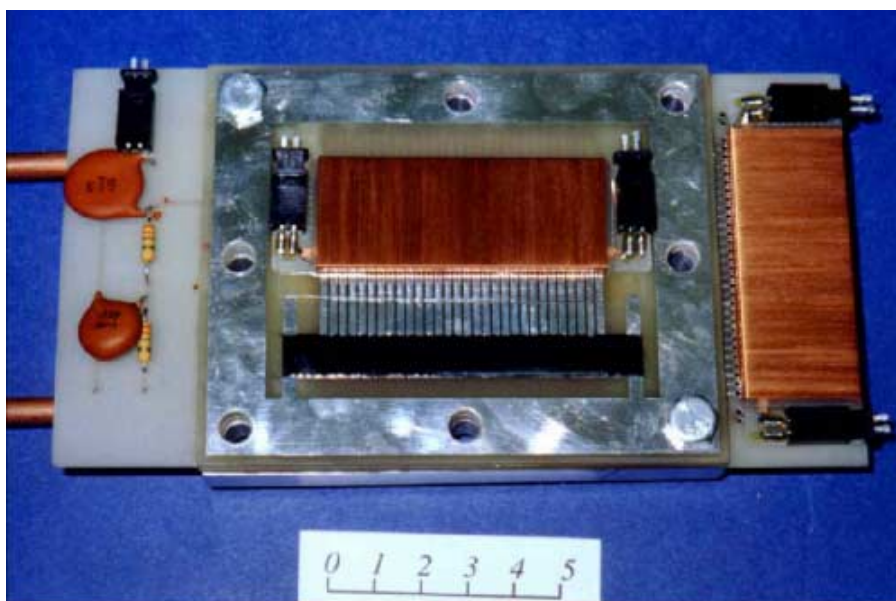
Na hrbtno stran katode so pritrjene ploščice s predojačevalniki. Signal iz predojačevalnikov je priključen s  $5\text{ m}$  dolgim, paroma prepletenim vodnikom na ojačevalnik in diskriminator. Logični signal iz te enote je priključen na merilnik časa LeCroy TDC 4291B, ki je del sistema LeCroy 4290 za digitalizacijo časa pri meritvah s potovalnimi komorami. Občutljivost TDC enote je  $1\text{ ns}$  z razponom 1024 korakov.

Vsporedno s testi komore s fotokatodo iz  $CsI$  je potekala še meritev s plinsko komoro, polnjeno s TMAE (slika 28). Ta komora je matrika  $32 \times 32$  proporcionalnih števecov velikosti  $8 \times 8 \times 100\text{ mm}^3$  [27].

### 5.3 Sledilni sistem

Jedro sledilnega sistema tvorita dve krajevno občutljivi večžični proporcionalni komori. Aktivna površina vsake komore je  $50 \times 50\text{ mm}^2$ . Anodno ravnino sestavlja 24 žic premera  $15\text{ }\mu\text{m}$  in 2 robni žici premera  $20\text{ }\mu\text{m}$ . Razmik med žicami je  $2\text{ mm}$ . Katodni ravnini sta razdeljeni na prevodne trakove širine  $1.6\text{ mm}$ , ki so postavljeni na razdalji  $2\text{ mm}$ . Trakovi so na eni katodi usmerjeni v smeri anodnih žic, na drugi pa pravokotno na to smer. Katodni ravnini sta oddaljeni od anodne  $1.5\text{ mm}$ .

Na tiskanino vsake katode je pritrjena kasnilna linija (slika 30), ki je



Slika 30: Fotografija sledilne VŽPK.

kapacitivno sklopljena s katodnimi trakovi [28]. Induciran signal v kasnilni liniji se razdeli v dva, ki potujeta proti obema koncema linije. Razlika v zakasnitvi signalov iz obeh koncev nam poda koordinato zadetka v komori.

Tiskanine z anodno in katodnima ravninama so pritjene na aluminijasti okvir, na katerega sta pritrjena tudi plinska priključka. Nosilni plin v sledilnih komorah je P10 (90%Ar + 10%CH<sub>4</sub>). Visoka napetost je priključena na anodo. Katodni pasovi so preko upora ozemljeni. Signal iz anodne ravnine je preko kondenzatorja priključen na nabožno občutljiv predojačevalnik.

Komori sta bili preizkušeni z izvoron <sup>55</sup>Fe, ki seva fotone z energijo 5.9 keV. Na sliki 31 je prikazana odvisnost povprečne višine sunka fotovrha od napetosti na anodi. Pri napetosti nad 1.2 kV postane delovanje komore nestabilno, zato je za delovno točko izbrana napetost 1.15kV.

Na čitalni sistem so priključeni vsi štirje konci kasnilnih linij in anoda. Vsi signali so najprej pretvorjeni v napetostne sunke z nabožno občutljivim predojačevalnikom in nato ojačani z ojačevalnikom ORTEC FTA820. Signali iz kasnilnih linij so nato priključeni na diskriminator ORTEC CF8000, ki sproži logični signal vedno pri enakem deležu končne višine sunka in tako

## 5.4 Sistem za zajemanje podatkov

---

omogoča natančno meritev časa neodvisno od višine sunka v komori. Časovna zakasnitev logičnih signalov je izmerjena z modulom TDC 4291B. Anodni signal je priključen na discriminator LeCroy 623B, katerega izhod je nato uporabljen v prožilni logiki.

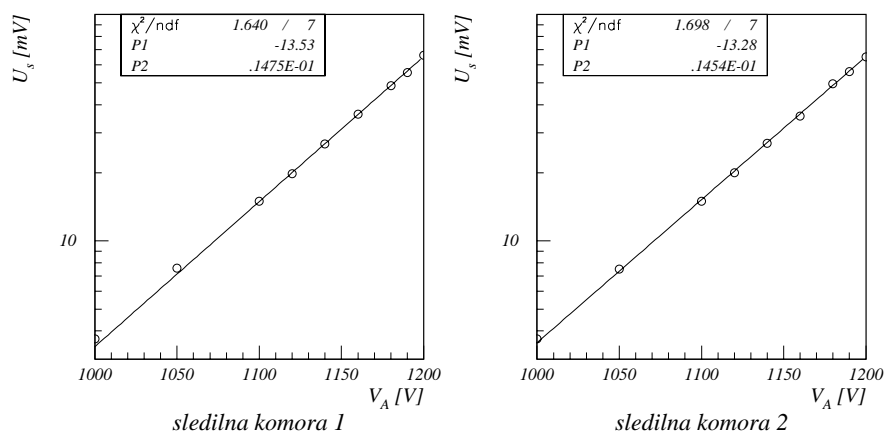
Obe komori sta bili umerjeni s pomočjo radioaktivnih izvorov (slika 32). Umeritev v smeri pravokotno na anodne žice je narejena z izvorom  $^{106}\text{Ru}$ , ki seva elektrone z zadostno energijo, da prodrejo v komoro skozi katodno tiskanino. Zadetki se v tej smeri zberejo ob pozicijah anodnih žic in dobimo strukturo vrhov, ki so razmaknjeni za  $2\text{ mm}$ . Za umerjanje v smeri anodnih žic so v katodni ravnini na sredini vsakega pasu narejene luknjice premera  $1\text{ mm}$ . Skozi te luknjice posvetimo z izvorom  $^{55}\text{Fe}$ . Tako dobimo podobno strukturo vrhov razmaknjenih za  $2\text{ mm}$ . V izmerjenih časovnih porazdelitvah določimo lego posameznega vrha, in narišemo graf odvisnosti razlike zakasnitev od lege žice ali luknjice. S prilagajanjem linearne funkcije dobljenemu grafu dobimo povezavo med zakasnitvijo in koordinato (slika 33).

Za natančno določanje časa preleta elektrona je sledilnemu sistemu dodan scintilacijski števec. Števec je sestavljen iz plastičnega scintilatorja, svetlobnega vodnika iz pleksi stekla in fotopomnoževalke. Signal iz scintilacijskega števca je najprej ojačan z ojačevalnikom ORTEC FTA820 in nato priključen na diskriminator LeCroy 623B. Števec je postavljen v žarek pred detektor Čerenkovih fotonov in sledilni komori.

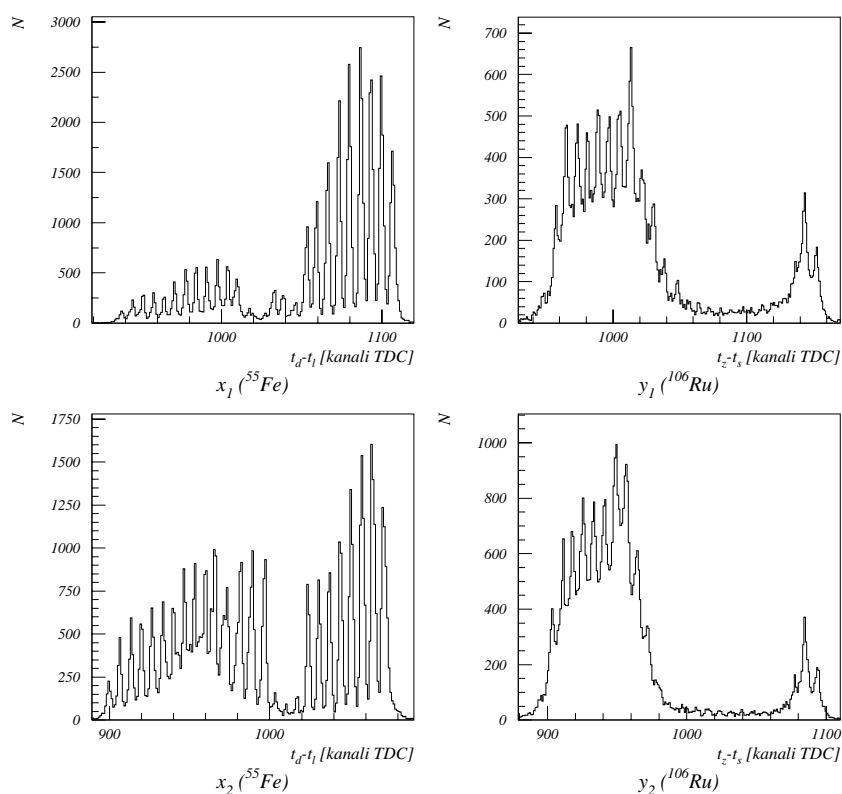
## 5.4 Sistem za zajemanje podatkov

Signali iz posameznih detektorjev so priključeni na merilni sistem LeCroy 4290. Sistem je namenjen digitalizaciji časa pri meritvah s potovalnimi komorami. Osnovni del sistema so TDC moduli LeCroy 4291B, ki vsebujejo 32 kanalov. Moduli so nastavljeni tako, da merijo čas v korakih po  $1\text{ ns}$ , imajo razpon  $1024\text{ ns}$  in delujejo v načinu s skupnim stop signalom. Pri tem načinu posamezni vhodni signali sprožijo začetek štetja čas, ki se konča, ko prispe skupni stop signal.

Skupni stop signal dobimo s koincenco anodnih signalov iz obeh sledilnih komor in signala iz scintilacijskega števca (slika 34). Signal scintilacijskega števca je zakasnen toliko, da pade v sredino koincidenčnega intervala signalov iz sledilnih komor in tako določa čas prožilnega signala. Preden pri-

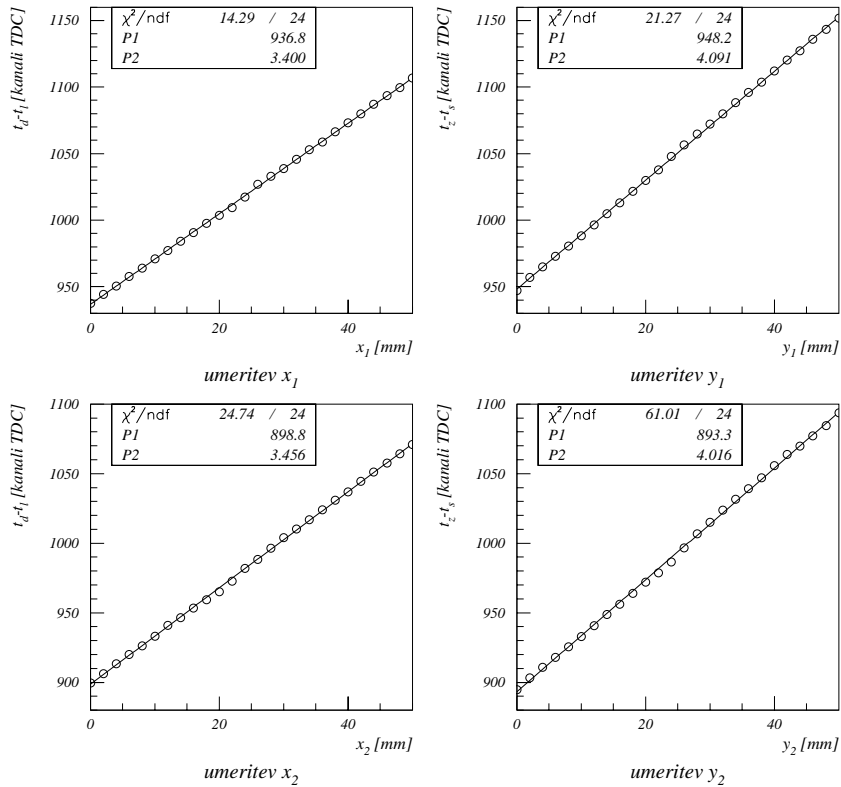


Slika 31: Odvisnost višine sunka od anodne napetosti za obe sledilni komori. Prikazan je tudi rezultat prilagajanja funkcije  $U_S = e^{P1+P2 \cdot V_A}$ .



Slika 32: Porazdelitve zadetkov pri umerjanju kasnilnih linij. Porazdelitev je neenakomerna zaradi absorpcije fotonov oz. elektronov v vodnikih in kasnilni liniji.

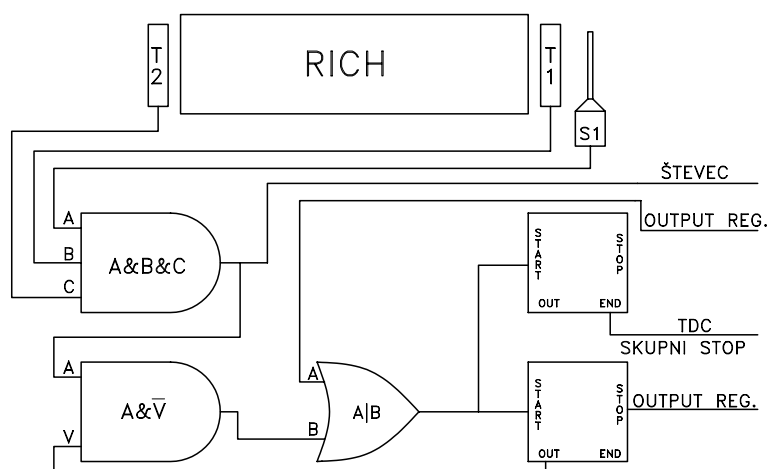
## 5.4 Sistem za zajemanje podatkov



Slika 33: Umeritvene krivulje za sledilni komori.

ključimo prožilni signal na skupni stop TDC sistema ga zakasnimo za  $\approx 1 \mu s$  z enoto LeCroy 222. Poskrbeti moramo tudi, da sprožimo TDC sistem le takrat, ko je pripravljen za nove podatke. To naredimo tako, da sestavimo stop signal iz koincidence prožilnega signala in veto signala. Veto signal se vključi ob vsakem stop signalu in izključi pod kontrolo programa za zajemanje podatkov. Koincidenčni signal je priključen tudi na CAMAC števec, kar nam omogoča meritev pogostosti elektronov.

Program za zajemanje podatkov se izvaja na računalniku  $\mu VAX$  II. Komunikacija s sistemom TDC enot poteka preko sistema CAMAC. Med potekom meritve lahko spremljamo histograme časovnih porazdelitev signalov iz posameznih detektorjev in histograme krajevne porazdelitev na fotonjskih detektorjih in sledilnih komorah. Za kasnejšo obdelavo se med meritvijo neničelni kanali TDC sistema zapišejo na datoteko. Tako imamo shranjeno informacijo o kraju in času zadetka na fotonjskem detektorju. Na sliki 35 je



Slika 34: Prikaz povezav prožilnega signala za zaznavanje elektronov iz žarka.

prikazana izmerjena porazdelitev fotonov na detektorjih pri eni izmed meritev. Vidimo, da je obroč hkrati izmerjen na obeh fotonških detektorjih, kar omogoča relativno primerjavo njunega delovanja.

## 5.5 Večkratni zadetki

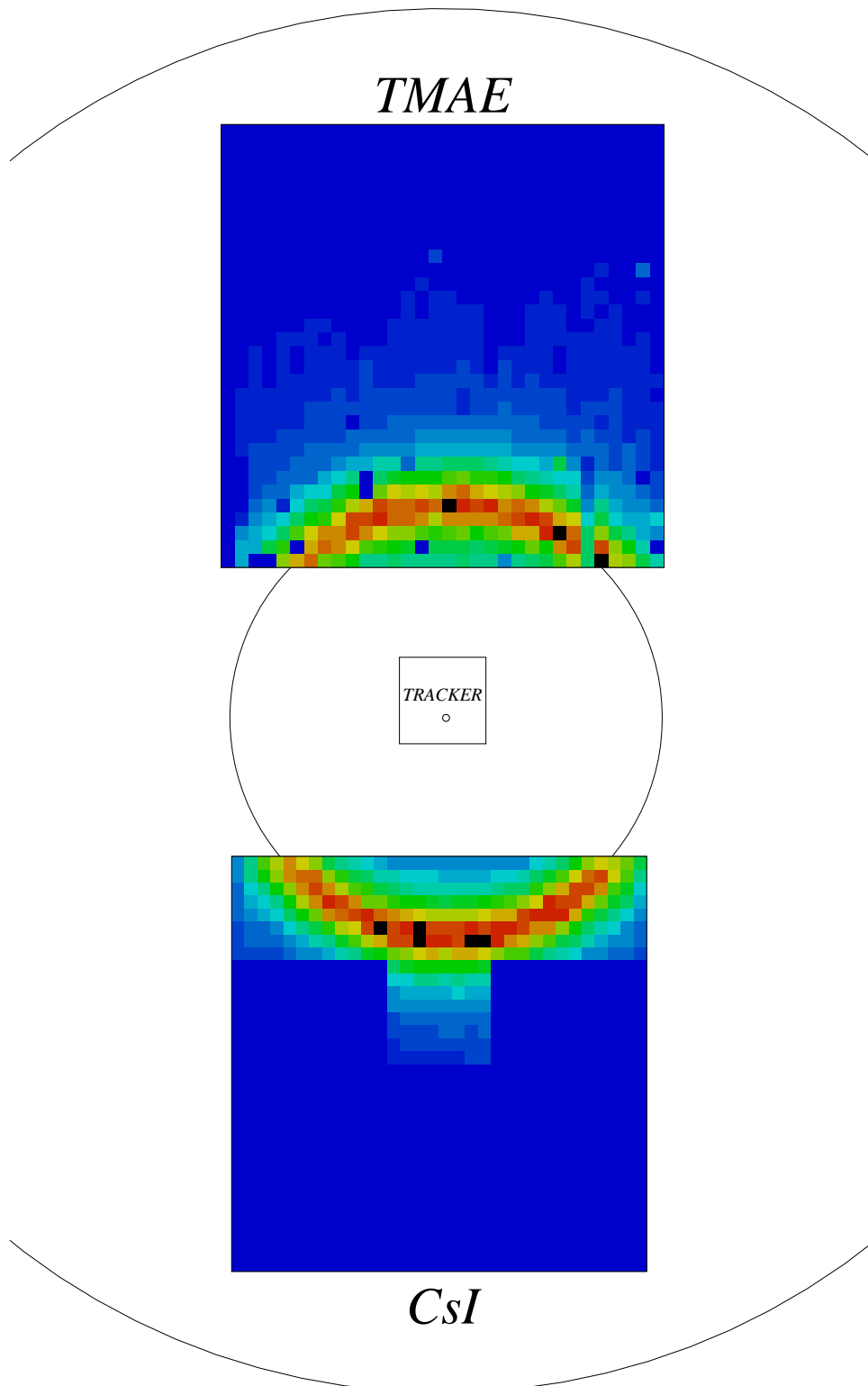
Pri obdelavi meritev moramo upoštevati, da lahko en foton povzroči signal na več katodnih kvadratkah. Mehanizmov za to je več:

- delitev inducirane signala na katodi med več sosednjih kvadratkov,
- pojav povratnih elektronov in
- presluh v elektroniki.

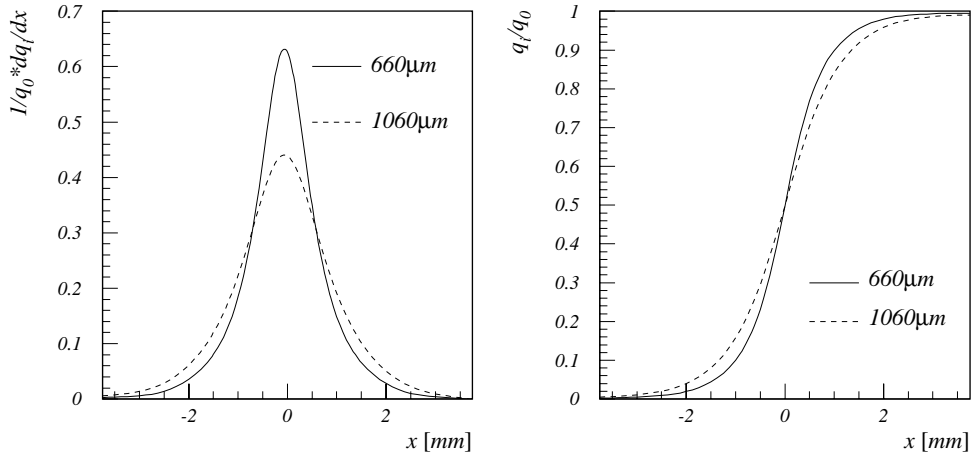
Najpogosteje je vzrok večkratnega zadetka porazdelitev inducirane naboja med sosednje katodne kvadratke. Signal, ki ga izmerimo, nastane v času, ko je gruča ionov še v bližini anodne žice. Širina porazdelitve naboja na katodi, ki ga povzroči gibanje gruče, je tako istega velikostnega reda kot razdalja med anodno in katodno ravnino. Porazdelitev naboja v smeri pravokotno na anodne žice, je prikazana na sliki 36 [24]. Ker je verjetnost za

## 5.5 Večkratni zadetki

---



Slika 35: Čerenkov obroč izmerjen na obeh fotonskih detektorjih hkrati.



Slika 36: Delež inducirane signala na katodnem kvadratu v odvisnosti od lege pomnoževalnega plazma za dve različni razdalji med anodo in fotokatodo [24].

večkratni zadetek znatna le ob robu kvadrata, lahko z upoštevanjem težišča večkratnega zadetka izboljšamo ločljivost detektorja. Negativni učinek deljenja naboja je v zmanjšanju velikosti signala na posameznem kanalu, kar zmanjša izkoristek za detekcijo enoelektronskih sunkov.

Druga možnost je, da nastane nov pomnoževalni plaz zaradi povratnega fotona, ki je nastal v prvotnem pomnoževalnem plaz. Zaradi majhne razdalje med anodo in katodno ravnino verjetnost za nov plaz hitro pojema z razdaljo od prvotnega plaz. Pri izračunu porazdelitve upoštevamo, da so fotoni v plaz izsevani izotropno in v bližini anodne žice. Oddaljenosti mesta izsevanja od katode, je tako enaka razdalji med anodo in katodo ( $y_a$ , slika 13). Za porazdelitev povratnih fotoelektronov po oddaljenosti od prvotnega dobimo

$$\frac{dN}{dx dy} = \frac{y_a}{2\pi} (y_a^2 + x^2 + y^2)^{-\frac{3}{2}} . \quad (38)$$

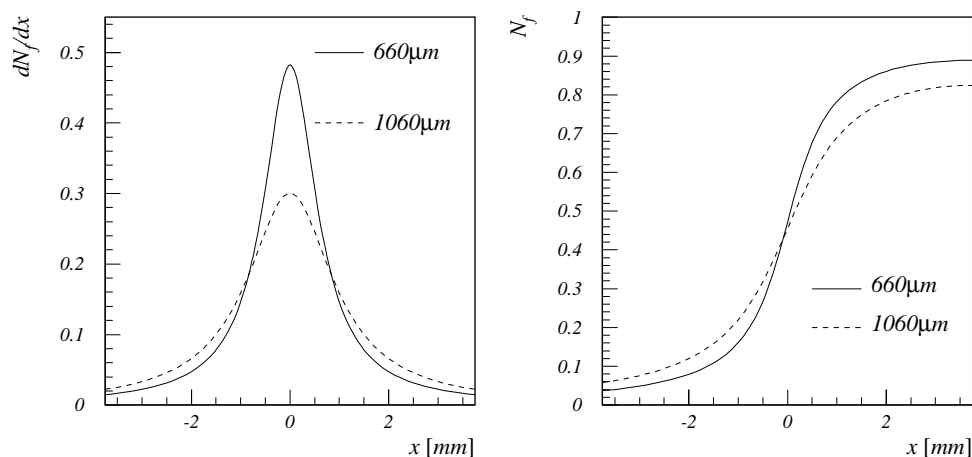
Za lažjo primerjavo izračunamo porazdelitev le v eni smeri

$$\frac{dN}{dx} = \frac{y_a}{\pi} \frac{1}{y_a^2 + x^2} . \quad (39)$$

Porazdelitev je grafično prikazana na sliki 37 in kaže, da je učinek povratnih fotonov sličen učinku delitve inducirane naboja. Za stabilno delovanje



## 5.5 Večkratni zadetki

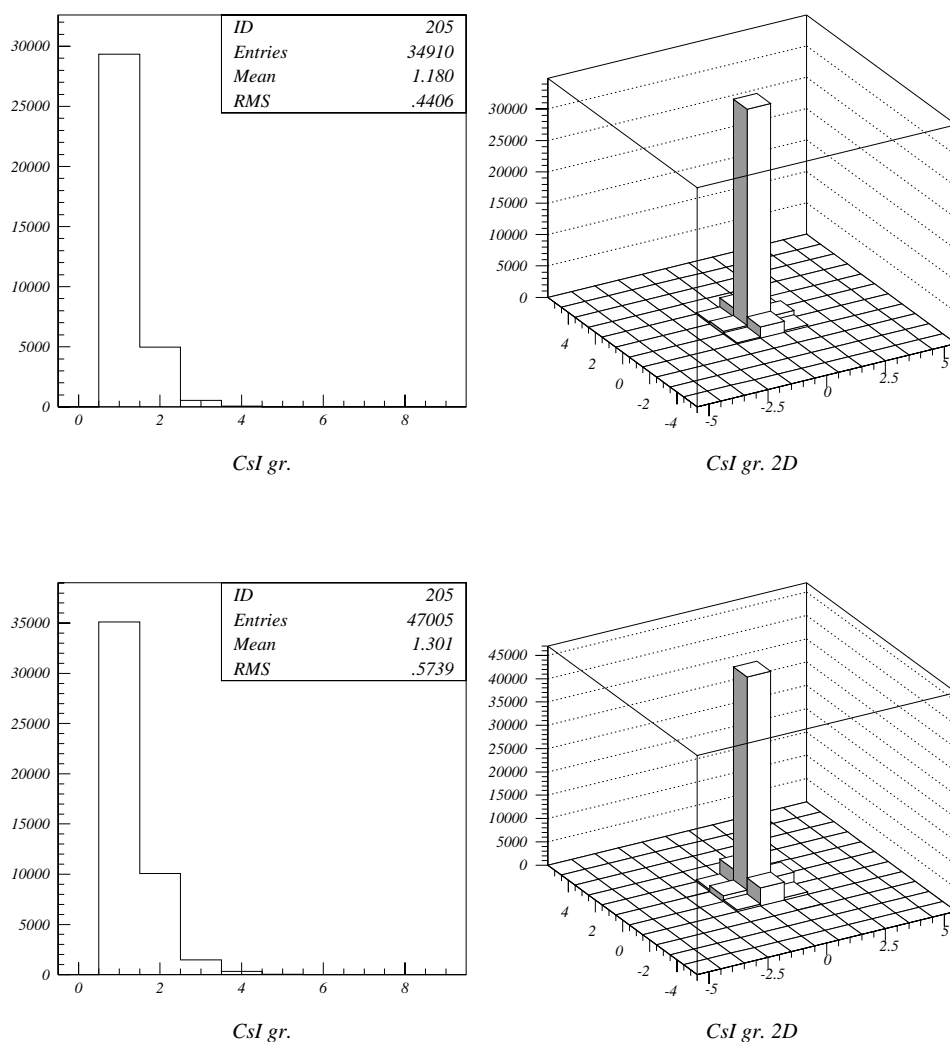


Slika 37: Verjetnost za nastanek povratnega fotoelektrona v odvisnosti od oddaljenosti od primarnega pomnoževalnega plazmu.

komore mora biti delež pomnoževalnih plazov, ki povzročijo povratni fotoelektron, majhen. Komora torej deluje v režimu, v katerem je delež večkratnih zadetkov, ki jih povzročijo povratni fotoni, precej manjši od deleža tistih, ki so posledica delitve naboja.

Pri večkratnih zadetkih, ki nastanejo zaradi presluha v elektroniki, je lega povzročenih kanalov neodvisna od lege plazmu, zato predstavljajo ozadje, ki kviri pozicijsko ločljivost. Elektronske povezave so izpeljane tako, da je takih zadetkov zanemarljivo malo.

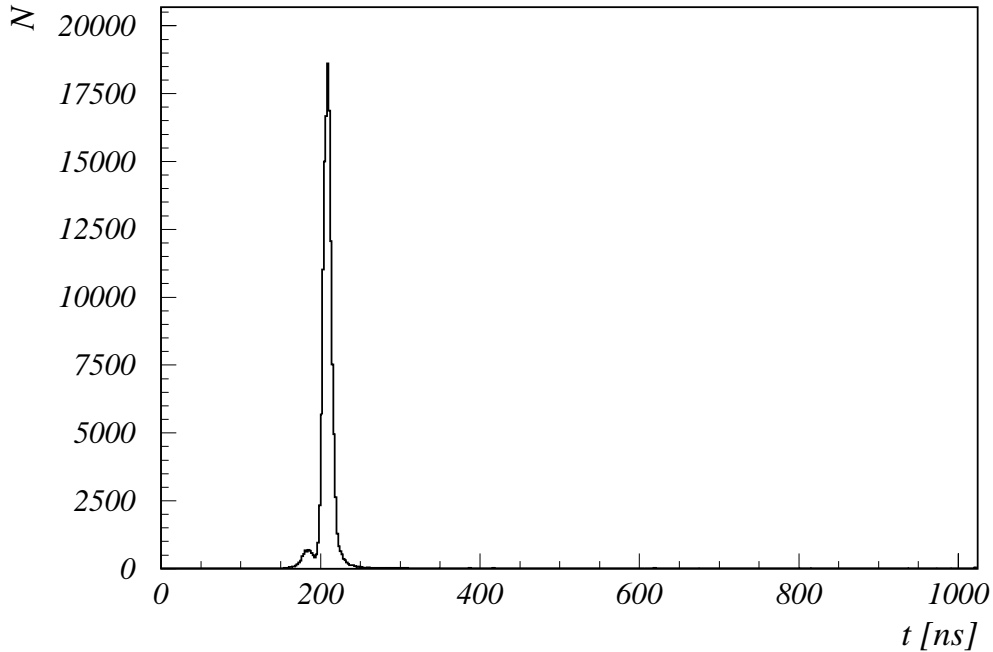
Pri analizi meritev sem posebej obravnaval gruče zadetih kvadratkov. V gručo štejem vse kvadratke, ki jih med seboj povezuje vsaj ogljišče. Na sliki 38 je prikazana porazdelitev gruč zadetkov fotonskega detektorja po številu kvadratkov, ki jo sestavljajo. Prikazana je tudi relativna porazdelitev kvadratkov v gruči glede na najhitrejši zadetek v gruči. Vidimo, da je več delitve naboja v smeri žic. Razloga za to sta medsebojno odštevanje signalov dveh sosednjih kvadratkov v predojačevalnikih in manjša delitev naboja zaradi oddaljenosti žice od meje med kvadratkoma.



Slika 38: Levo sta prikazani porazdelitvi gruč zadetkov po številu kvadratkov v gruči in desno relativna porazdelitev kvadratkov v gruči glede na najhitrejši kanal. Meritvi sta narejeni pri različnih napetostih na komori in s tem pri različnih izkoristkih za štetje enoelektronskih sunkov (75% zgoraj in 90% spodaj).

## 5.6 Časovna ločljivost fotonskega detektorja

---

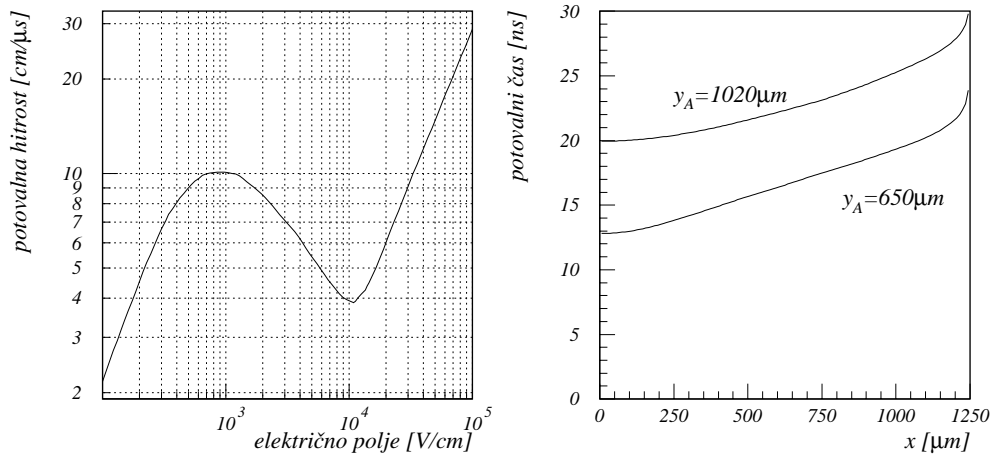


Slika 39: Porazdelitev zadetkov fotonskega detektorja po času. Prikazan je celoten interval  $1 \mu s$ , ki ga izmeri TDC sistem

## 5.6 Časovna ločljivost fotonskega detektorja

Meritev s testnim žarkom omogoča tudi določitev časovne ločljivosti fotonskega detektorja. Vsi fotoni, ki jih izseva en elektron padejo na detektor istočasno in imajo za vse elektrone enak zamik glede na prožilni signal. Tako nam porazdelitev zadetkov fotonskega detektorja po času pokaže njegovo časovno ločljivost.

Na sliki 39 je prikazan histogram časovne porazdelitve zadetkov fotonskega detektorja v celotnem oknu, ki ga izmeri TDC sistem. Sunki so zbrani v ozkem intervalu ob času preleta elektrona skozi detektor. Časovno porazdelitev sestavljata dva vrhova. Prvi manjši nastane v času, ko elektron potuje mimo fotonskega detektorja in ga povzročijo izbiti elektroni, fotoni zavrnega sevanja in scintilacijski fotoni iz argona. Čerenkovi fotoni so zbrani v drugem vrhu, ki zaostaja za prvim za  $\approx 30 ns$ , kar je čas potovanja svetlobe od fotonskega detektorja do ogledala in nazaj.



Slika 40: Graf na levi strani prikazuje odvisnost potovalne hitrosti elektrona v metanu od električnega polja [29]. Desno je graf odvisnosti potovalnega časa elektrona od fotokatode do anode v odvisnosti od mesta njegovega nastanka na katodi.

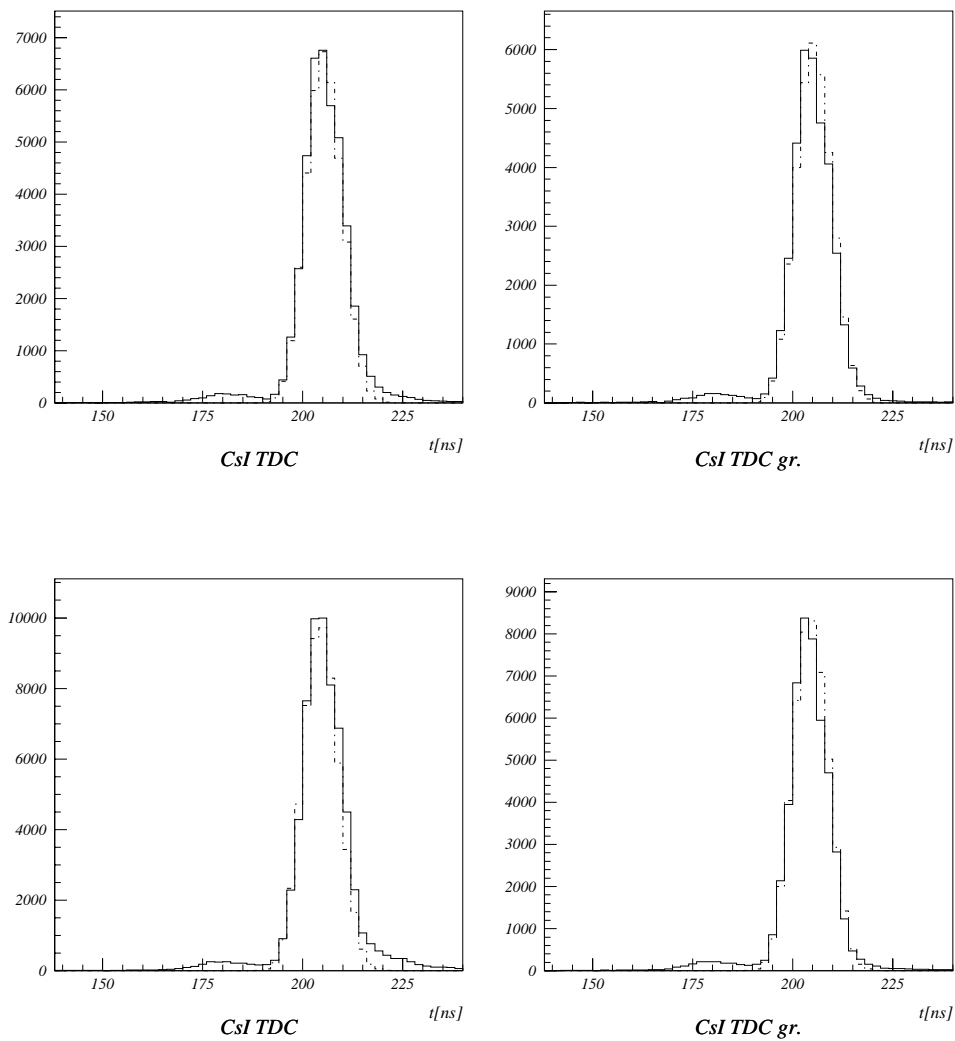
Časovna razlika med posameznimi enofotonskimi sunki Čerenkovih fotonov nastane predvsem zaradi različnih časov potovanja fotoelektrona od fotokatode do anode. Porazdelitev fotoelektronov po potovalnem času sem izračunal s simulacijo potovanja fotoelektrona v komori. Simulacija upošteva izračunano polje v komori [24] in odvisnost potovalne hitrosti elektrona v metanu od električne poljske jakosti [29] (slika 40).

V simulaciji najprej generiram fotoelektrone enakomerno po površini fotokatode. Nato spremljam elektron po korakih na poti po silnici do anode. Za vsak korak izračunam čas potovanja elektrona in ga prištejem celotnemu potovalnemu času. Tako dobljenemu času prištejem še napako pri meritvi, ki jo generiram po Gaussovi porazdelitvi.

Slika 41 prikazuje primerjavo generiranih porazdelitev z izmerjenimi za različna pomnoževanja v komori. Pri višji napetosti se večja število poznih zadetkov, ki se ne skladajo z generirano porazdelitvijo. To so povratni fotoelektroni, ki jih v porazdelitvi po najhitrejšem sunku v gruči skoraj ne opazimo.

Širina celotnega intervala v katerega padejo sunki, ki so jih sprožili Čerenkovi fotoni, je  $30 \text{ ns}$ , širina porazdelitve na polovični višini pa je  $10 \text{ ns}$ .

## 5.6 Časovna ločljivost fotonskega detektorja



Slika 41: Porazdelitvi vseh zadetkov (levo) in najhitrejšega v gruči (desno) po času za meritvi z različnim izkoristkom za štetje enoelektronskih sunkov (75% zgoraj in 90% spodaj). Prikazana je tudi primerjava s porazdelitvijo, dobljeno s simulacijo (črtkano). Rep porazdelitve, kjer so zbrani sunki povratnih fotoelektronov, skoraj izgine z upoštevanjem gruče, saj nastanejo sunki povratnih elektronov pretežno na sosednjih kvadratih.

Če upoštevamo še sunke povratnih fotoelektronov, dobimo širino intervala  $60 \text{ ns}$ , kar je manj kot  $96 \text{ ns}$  in tako zadošča časovnemu kriteriju poskusa HERA-B.

## 5.7 Meritev Čerenkovega kota

Naloga detektorja Čerenkovih obročev je določitev kota izsevanih Čerenkovih fotonov in s tem hitrosti nabitega delca. Zanima nas, s kolikšno napako lahko ta kot izmerimo.

Napako izmerimo tako, da narišemo porazdelitev vseh zadetkov v odvisnosti od izmerjenega Čerenkovega kota. Širina te porazdelitve ima več prispevkov:

- Velik delež k širini porazdelitve Čerenkovega kota izsevanih fotonov prispeva disperzija v sevalcu. Ta napaka je neodstranjiva, saj ne poznamo valovne dolžine posameznih izmerjenih fotonov. Na napako lahko vplivamo le z izbiro sevalca in območja občutljivosti fotonskega detektorja. Pri testnem detektorju Čerenkovih obročev je širina porazdelitve izsevanih fotonov po kotu zaradi disperzije enaka

$$\sigma_{\vartheta_{\epsilon,dis}} = \frac{1}{\sqrt{2(n-1)}} \frac{dn}{dE} \sigma_E = 0.34 \text{ mrad} . \quad (40)$$

Pri izračunu  $\sigma_E$  sem upošteval spektralno občutljivost fotonskega detektorja, ki je prikazana na sliki 12.

- Drug pomemben prispevek je nenatančnost pri meritvi koordinat zadetkov fotonov na površini fotonskega detektorja. Ker je aktivna površina razdeljena na kvadratke s stranico  $a$ , lahko koordinate zavzamejo le diskretne vrednosti centrov teh kvadratkov. Napaka pri meritvi kota je

$$\sigma_{\vartheta_{\epsilon,a}} = \frac{a}{f\sqrt{12}} = 0.43 \text{ mrad} . \quad (41)$$

- Meritev kota je odvisna tudi od natančnosti merjenja poti nabitih delcev oz. kota njihovega naklona. Ločljivost pri merjenju zadetka sledilne komore je v navpični smeri določena predvsem z razmikom med anodnimižicami  $s_a = 2 \text{ mm}$  in znaša

$$\sigma_{\vartheta_{\epsilon,y}} = \frac{s_a}{\sqrt{12}} = 0.58 \text{ mm} . \quad (42)$$

## 5.7 Meritev Čerenkovega kota

---

Napako izmerjenega naklona delca v navpični smeri je tako enaka

$$\sigma_{\vartheta_{\tilde{c}},sy} = \frac{\sqrt{2}\sigma_y}{l} = 0.16 \text{ mrad} , \quad (43)$$

kjer je  $l = 520 \text{ cm}$  razdalja med sledilnima komorama. V vodoravni smeri je napaka precej manjša in jo lahko zanemarimo.

- K širini porazdelitve prispeva tudi večkratno sipanje nabitega delca na poti skozi sevalec. Sledilni sistem nam izmeri le vstopno in izstopno točko na poti delca skozi sevalec, kar nam da povprečno smer gibanja delca. Odstopanja od te smeri prispevajo k nenatančnosti meritve Čerenkovega kota napako [30]

$$\sigma_{\vartheta_{\tilde{c}},sip} = \frac{2}{3} \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} \sqrt{\frac{x}{X_0}} = 0.62 \text{ mrad} , \quad (44)$$

kjer je  $x$  dolžina poti delca v sevalcu,  $X_0$  pa radiacijska dolžina sevalca.

- Del napake prispeva tudi nenatančnost optičnega sistema. Napaka je posledica odstopanja oblike zrcala od krogelne površine. Za oceno te napake upoštevam podatek o doseženi optični natančnosti ogledal pri spektrometru OMEGA [18]

$$\sigma_{\vartheta_{\tilde{c}},zrc} = 0.2 \text{ mrad} . \quad (45)$$

Ker so napake med seboj neodvisne, se seštejejo njihovi kvadrati in za oceno skupne napake pri testu dobimo

$$\sigma_{\vartheta_{\tilde{c}}} = 0.87 \text{ mrad} . \quad (46)$$

Da bi lahko določili napako pri meritvi Čerenkovega kota, ga moramo izračunati za vsak izmerjeni foton

$$\vartheta_{\tilde{c}} \approx \frac{|\vec{r} - \vec{r}_c|}{f} = \frac{r_{\tilde{c}}}{f} , \quad (47)$$

kjer je  $\vec{r}$  koordinata zadetka fotona na fotonski ravnini,  $\vec{r}_c$  središče Čerenkovega obroča in  $f$  razdalja med zrcalom in ravnino fotonskih detektorjev, ki je enaka goriščni razdalji zrcala. Pri računih upoštevam, da so razdalje zadetkov fotonov od simetrijske osi posode sevalca majhne v primerjavi z dolžino posode.

Lego središča obroča lahko izračunamo s pomočjo izmerjenih koordinat poti elektrona na vstopni in na izstopni sledilni komori

$$\vec{r}_c \approx \vec{r}_0 + \frac{f}{l}(\vec{r}_{t2} - \vec{r}_{t1}) , \quad (48)$$

kjer je  $\vec{r}_{t1}$  ( $\vec{r}_{t2}$ ) vektor od središča sledilne komore do mesta zadetka na njej. Z  $\vec{r}_0$  sem označil središče obroča delca, ki gre skozi središči sledilnih komor in ga dobimo z relativno umeritvijo sledilnega sistema, zrcala in fotonskega detektorja. Iz podatkov sledilnega sistema lahko torej brez umeritve  $\vec{r}_0$  določimo le relativni premik obročev posameznih delcev.

Z izmerjenim relativnim premikom lahko premaknemo fotone vseh delcev tako, da vsi sovpadajo z obročem centralnega delca

$$\vec{r}' = \vec{r} - \frac{f}{l}(\vec{r}_{t2} - \vec{r}_{t1}) . \quad (49)$$

Na slikah 42 in 43 vidimo spremembo porazdelitve Čerenkovih fotonov ob premiku vseh obročev na mesto obroča centralnega delca.

Iz dobljene porazdelitve zadetkov sem določil lego središča centralnega obroča. Najprej sem lego določil iz narisane porazdelitve. Lege vseh fotonov sem nato narisal v polarnem koordinatnem sistemu, ki ima središče v tako izbrani točki (slika 44). Izračunal sem tudi povprečno oddaljenost zadetkov od izbranega središča v odvisnosti od polarnega kot. Ker je središče obroča ( $r_0, \varphi_0$ ) blizu izhodišču polarnega sistem, nam povprečno oddaljenost opiše krivulja

$$r = \bar{r}_c - r_0 \cos(\varphi - \varphi_0) . \quad (50)$$

S prilagajanjem krivulje povprečni oddaljenosti sem dobil lego središča obroča in njegov povprečni radij.

Z znanim središčem centralnega obroča lahko izračunamo radij Čerenkovega kroga za vsak foton posebej

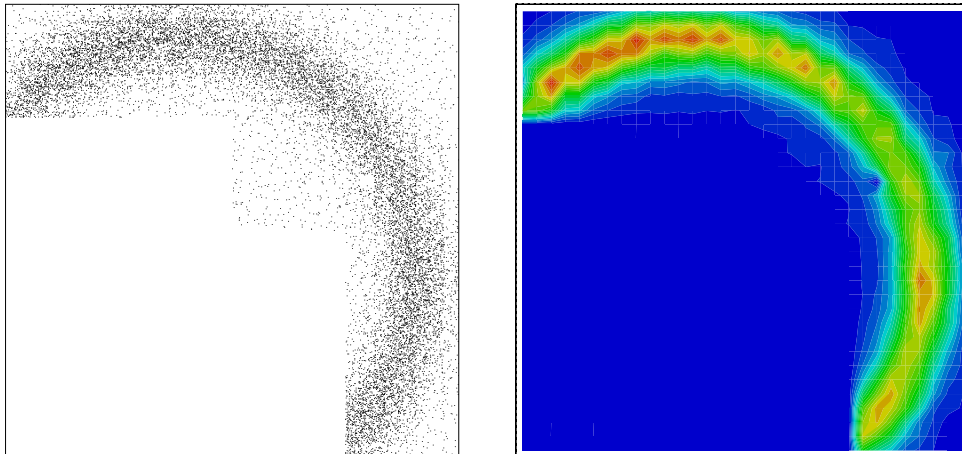
$$r_c = |\vec{r}' - \vec{r}_0| . \quad (51)$$

Tako dobimo porazdelitev fotonov po Čerenkovem radiju. Porazdelitev je prikazana na sliki 45. Na grafu vidimo ozek vrh, ki ima obliko Gaussove krivulje in leži na ozadju. To ozadje so predvsem Čerenkovi fotoni elektronov, katerih pot ni bila pravilno izmerjena in se je z uporabo podatkov sledilnega sistema njihova natančnost poslabšala (glej slike 46, 47 in 48). S

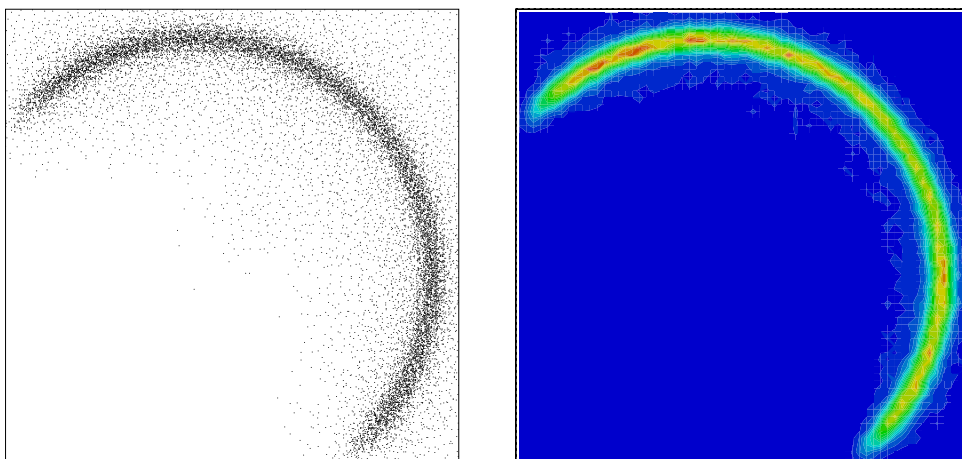


## 5.7 Meritev Čerenkovega kota

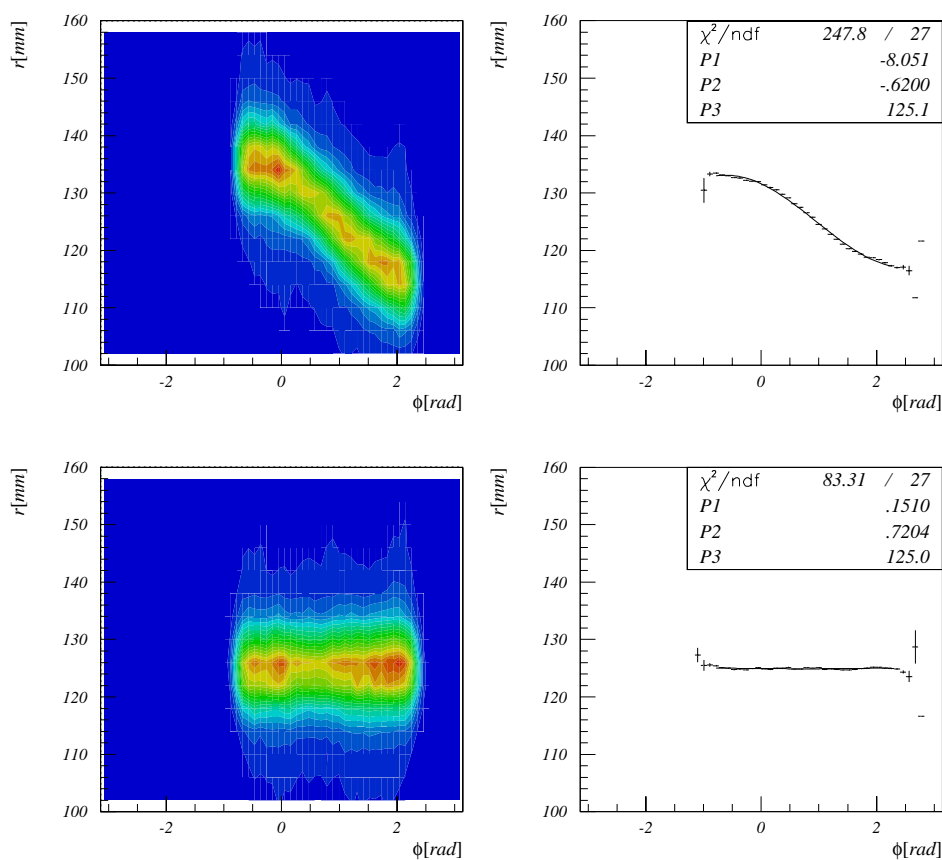
---



Slika 42: Izmerjena porazdelitev zadetkov fotonov na fotonskem detektorju.



Slika 43: Porazdelitev zadetkov fotonov na fotonskem detektorju popravljena s podatki iz sledilnega sistema.



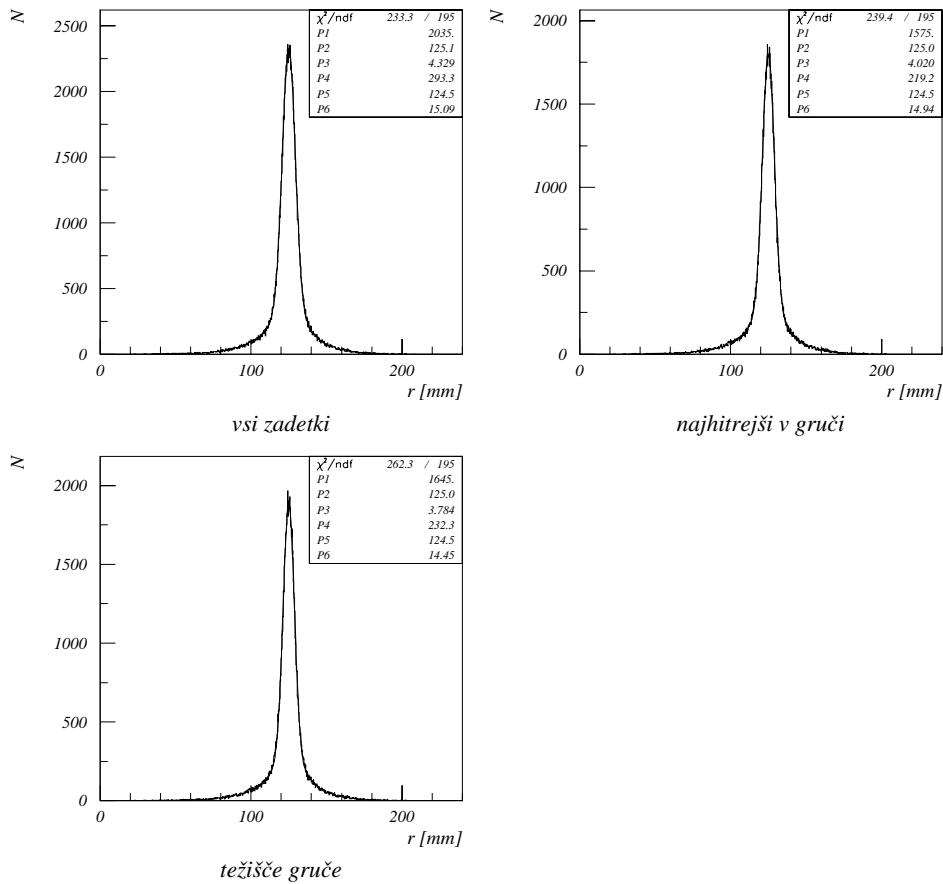
Slika 44: Levo je prikazana porazdelitev oddaljenosti fotonov od središča izbranega koordinatnega sistema v odvisnosti od polarnega kota. Desna grafa prikazujeta rezultat prilagajanja funkcije  $r = P3 - P1 \cdot \cos(\phi - P2)$  krivulji odvisnosti povprečnega radija obroča od polarnega kota.

prilagajanjem dvojne Gaussove krivulje (ena za fotone delcev s pravilno izmerjeno potjo in druga za opis ozadja) dobljeni porazdelitvi določimo širino ozkega vrha in s tem širino Čerenkovega obroča na fotonskem detektorju. S tem lahko izračunamo širino porazdelitve posameznih fotonov po izmerjenem Čerenkovem kotu

$$\sigma_{\vartheta_{\check{c}}} = \frac{\sigma_{r_{\check{c}}}}{f} . \quad (52)$$

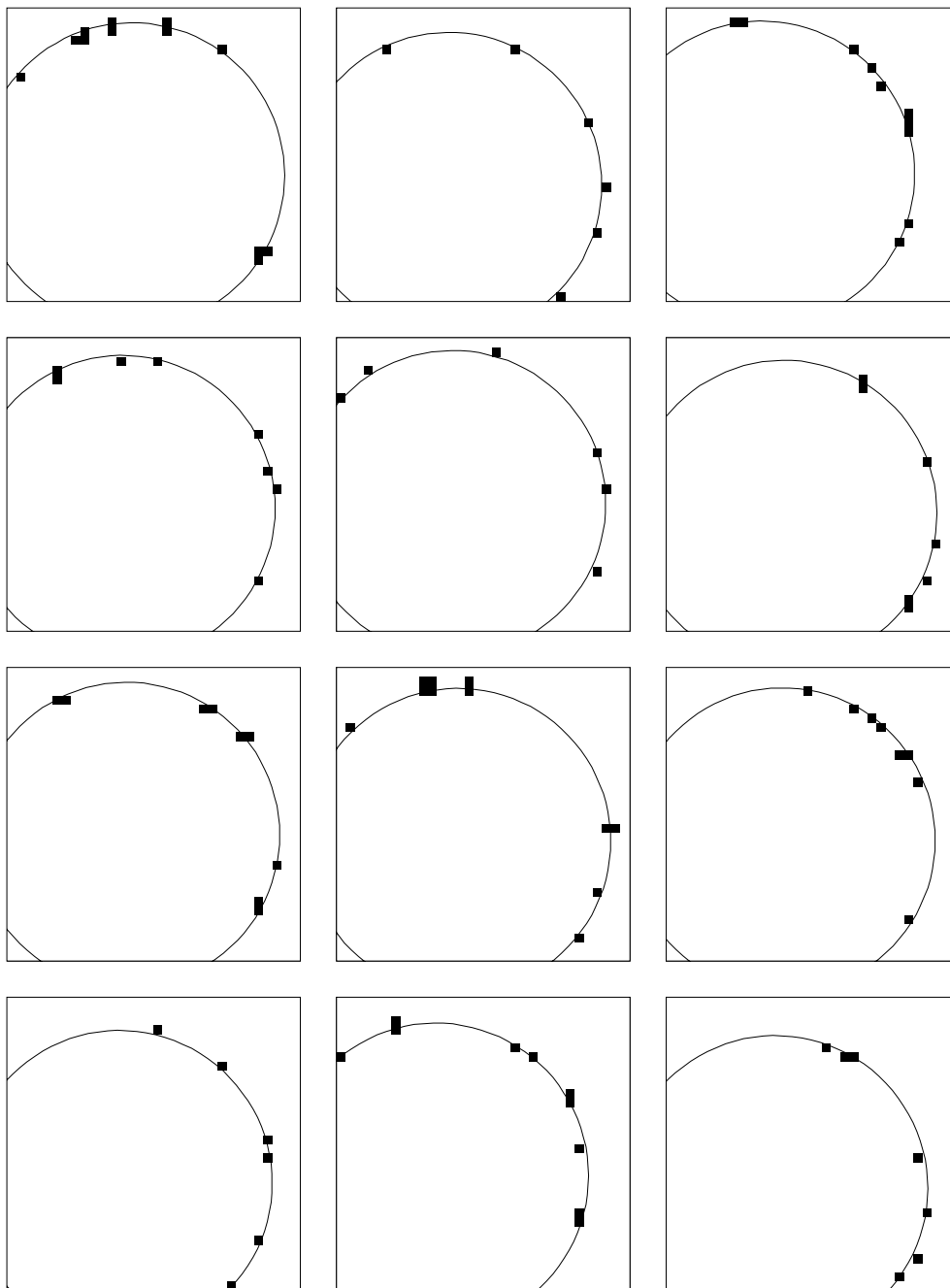
Širina porazdelitve je pri upoštevanju najhitrejših zadetkov v gruči enaka

## 5.7 Meritev Čerenkovega kota



Slika 45: Prikazane so porazdelitve po Čerenkovem radiju za vse zadetke fotonskega detektorja (zgoraj levo), najhitrejši zadetek v gruči (zgoraj desno) in težišče gruče (spodaj). Prikazani so tudi rezultati prilagajanja funkcije  $N = P1 \cdot e^{-\frac{(r-P2)^2}{2 P3^2}} + P4 \cdot e^{-\frac{(r-P5)^2}{2 P6^2}}$ .

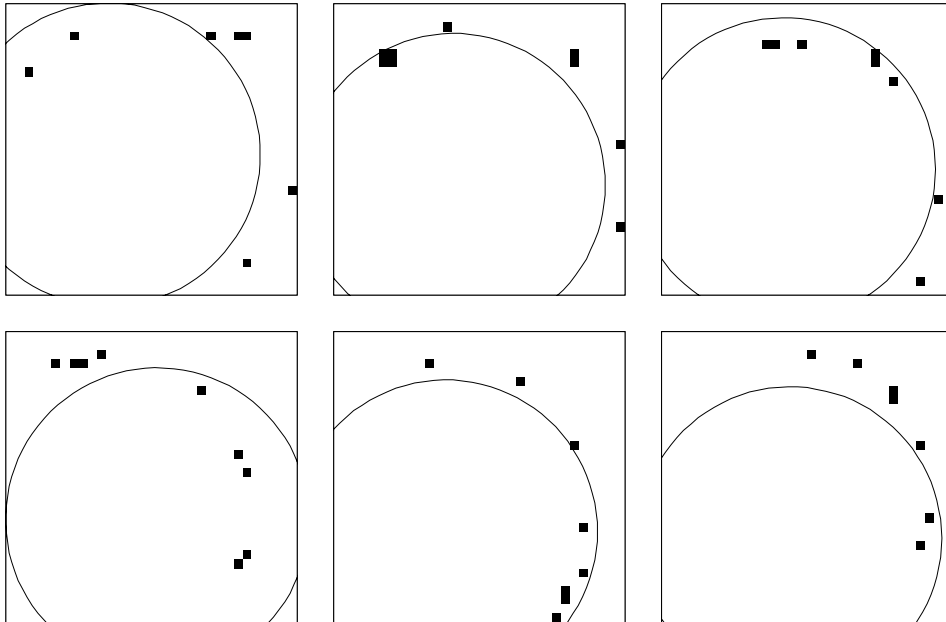
0.8  $mrad$ , kar se dobro ujema s predvideno širino. Porazdelitev z upoštevanjem vseh zadetkov je nekoliko širša (0.86  $mrad$ ) in pri upoštevanju težišč gruč nekoliko ožja (0.76  $mrad$ ). Dobro je tudi ujemanje med izmerjenim radijem Čerenkovega obroča 125 mm in izračunanim, ki pri normalnih pogojih znaša 125.3 mm. Pri izračunu sem upošteval spektralno občutljivost fotonskega detektorja in odvisnost lomnega količnika od energije fotona (slika 49).



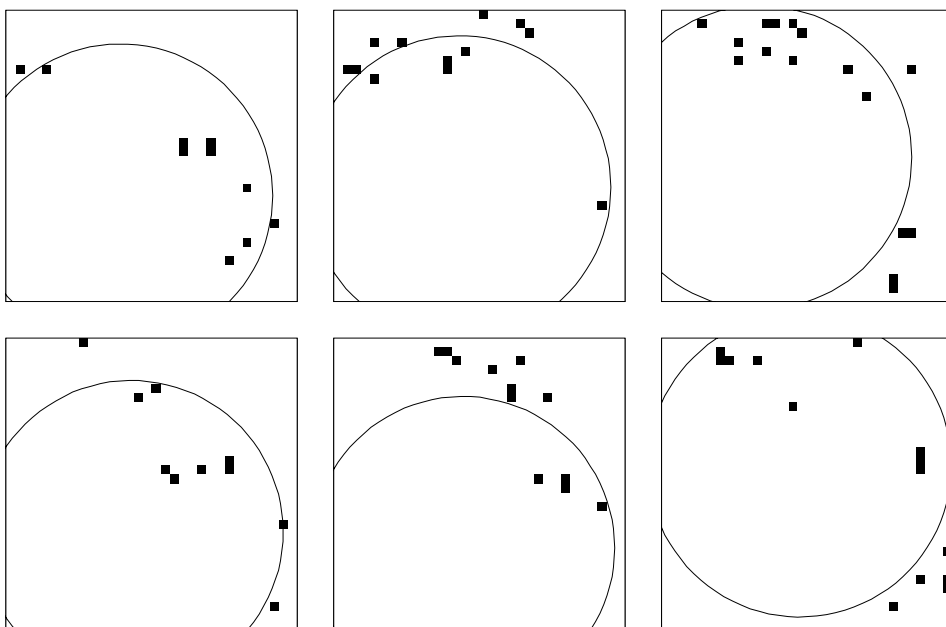
Slika 46: Nekaj izbranih dogodkov z obroči, ki se ujemajo s podatki iz sledilnega sistema.

## 5.7 Meritev Čerenkovega kota

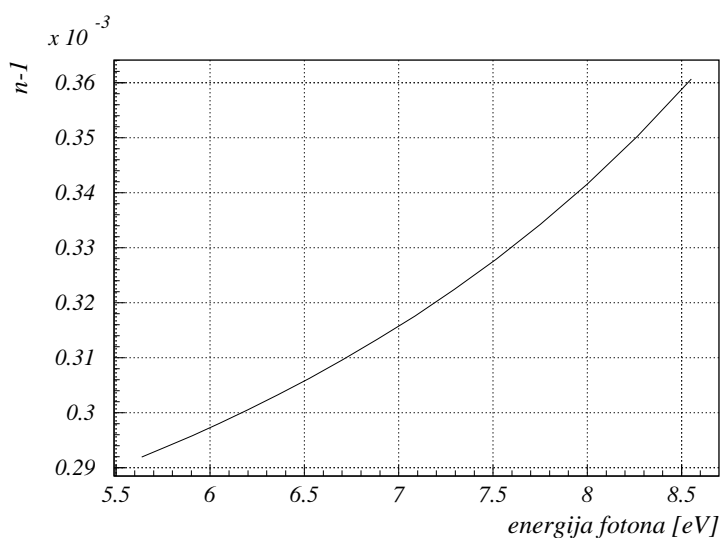
---



Slika 47: Izbrani dogodki pri katerih se obroči ne ujemajo s podatki iz sledilnega sistema.



Slika 48: Dogodki brez vidne strukture obroča.



Slika 49: Odvisnost lomnega količnika argona pri normalnih pogojih od energije fotona [11].

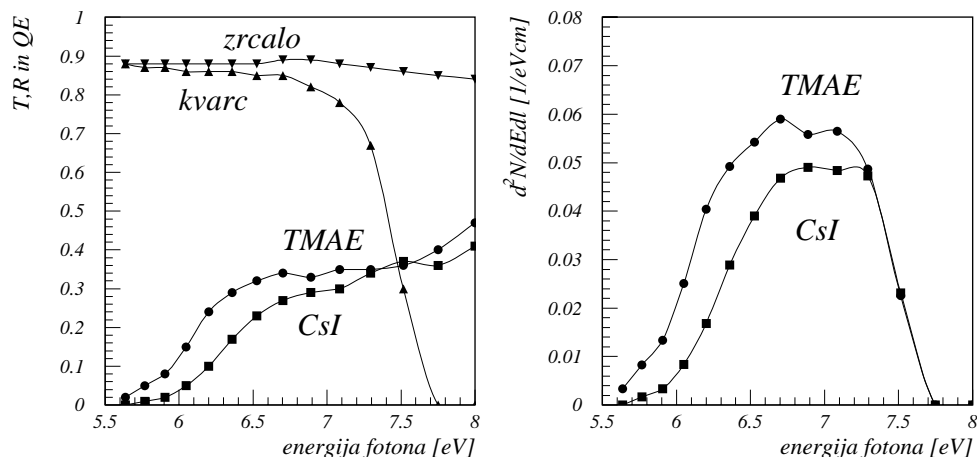
## 5.8 Število zaznanih fotonov v obroču

Za določitev ločljivosti detektorja Čerenkovih obročev pri meritvi hitrosti delca potrebujemo še povprečno število zaznanih fotonov v Čerenkovem obroču, saj se skupna napaka manjša s korenem iz tega števila.

Pričakovano število zaznanih fotonov je odvisno od:

- števila izsevanih Čerenkovih fotonov, ki ga izračunamo s pomočjo enačbe (12) z upoštevanjem lomnega količnika argona (slika 49),
- prepustnosti sevalca ( $\approx 1$ ),
- odbojnosti zrcala (slika 50),
- prepustnosti vstopnega okna fotonskega detektorja (slika 50),
- deleža absorbiranih fotonov v aktivnem delu fotonskega detektorja (0.91), ki je različen od 1 zaradi senčenja površine fotokatode z žičnimi ravninami,
- kvantnem izkoristku fotonskega detektorja (slika 50) in

## 5.8 Število zaznanih fotonov v obroču



Slika 50: Na levem grafu so prikazani odbojnost zrcala, prepustnost kvarčnega okna in kvantna izkoristka TMAE in *CsI*. Desni graf prikazuje porazdelitev zaznanih fotonov po energiji.

- izkoristka za detekcijo fotoelektronov (0.8).

Z upoštevanjem navedenih podatkov je pričakovano povprečno število izmerjenih fotonov v obroču enako 21 ( $N_0 = 68 \text{ cm}^{-1}$ ). Za fotonski detektor na osnovi TMAE je to število prav tako 21. [27].

Pri določanju števila fotonov na dogodek pri meritvi moramo upoštevati, da fotonski detektor pokriva le del Čerenkovega obroča. Iz izmerjenih podatkov sem najprej izračunal povprečno gostoto zadetkov fotonskega detektorja za en delec v odvisnosti od razdalje do centra Čerenkovega obroča (slika 51). Pri izračunu sem uporabil porazdelitev brez upoštevanja podatkov sledilnega sistema, ki ima enostavnejšo obliko. Dobljeni porazdelitvi sem prilagajal vsoto Gaussove krivulje  $G(r)$  za opis Čerenkovih fotonov in linearne funkcije za opis ozadja. Število zadetkov sem nato izračunal z integracijo

$$N = 2\pi \int_0^{\infty} G(r) r dr . \quad (53)$$

Dobljeni rezultati meritev z različnimi fotokatodami so prikazani v preglednici 2 in na sliki 53. Izračun sem napravil za vse zadetke ( $N_v$ ) in za najhitrejši zadetek v gruči ( $N_g$ ). Na sliki 52 so prikazani navpični prerezi porazdelitve zadetkov na obeh fotonških detektorjih za prvih pet fotokatod, iz česar je lepo vidna primerjava učinkovitosti obeh fotonških detektorjev.

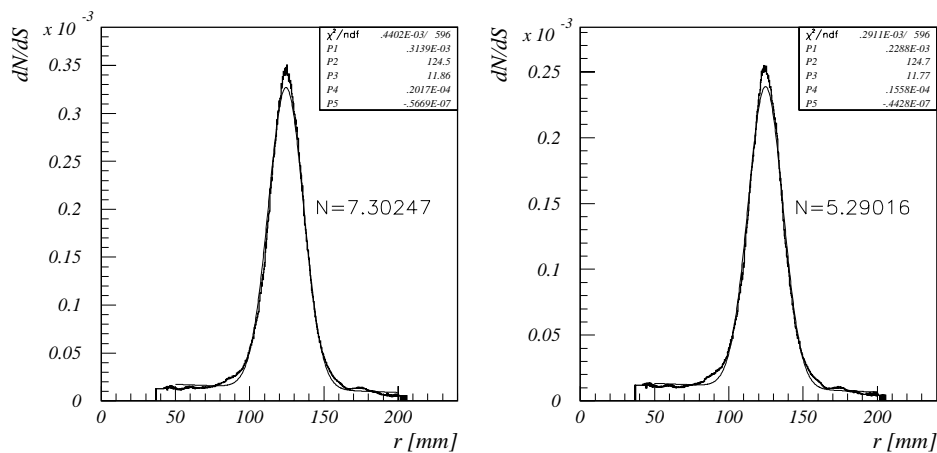
## Testi v elektronskem žarku

	$\bar{r}_{\tilde{c}}$	$\sigma_{r_{\tilde{c}}}$	$N_{v_{CsI}}$	$N_{g_{CsI}}$	$N_{v_{TMAE}}$	$N_{g_{TMAE}}$	$\frac{N_{g_{CsI}}}{N_{g_{TMAE}}}$	podlaga
1(32)	124.42	4.18	5.5	4.5	7.3	6.6	0.68	<i>SnPb</i>
2(39)	124.44	3.60	6.2	5.2	11.7	9.6	0.54	<i>SnPb</i>
2(48)	126.07	4.22	4.1	3.3	7.8	6.4	0.52	
3(49)	125.83	4.03	7.6	5.9	7.2	6.4	0.92	<i>SnPb</i>
4(62)	126.25	3.88	4.5	3.8	8.6	6.7	0.57	<i>SnPb</i>
5(63)	126.51	4.00	8.8	6.5	8.6	6.9	0.94	<i>Ni</i>
6(70)	123.26	4.20	2.9	1.9	4.2	3.3	0.58	<i>SnPb</i>
7(73)	123.65	3.74	3.1	2.3	5.9	4.8	0.48	<i>SnPb</i>
8(92)	122.99	3.89	3.2	2.6	8.3	7.4	0.35	<i>SnPb</i>
9(109)	123.43	3.94	2.7	2.2	12.2	10.1	0.22	<i>SnPb</i>
10(116)	123.85	4.13	4.1	3.4	10.7	8.9	0.38	<i>SnPb</i>
11(121)	124.50	3.98	2.4	2.0	11.7	9.9	0.20	<i>SnPb</i>
12(122)	123.60	4.01	4.1	3.5	11.5	9.2	0.38	<i>SnPb</i>
13(134)	124.51	3.98	6.8	4.8	-	-	-	<i>Sn</i>
14(136)	124.87	4.02	7.3	5.3	-	-	-	<i>Sn</i>

Tabela 2: V preglednici so rezultati meritev s posameznimi fotokatodami, ki so označene po vrstnem redu uporabe (številke v oklepajih označujejo zaporedno številko meritve). Prikazan je povprečni radij Čerenkovega obroča, širina porazdelitve povprečnega radija za najhitrejši zadetek v gruči, povprečno število zadetkov in gruč v obroču enega elektrona, relativna občutljivost glede na komoro, polnjeno s TMAE, in vrsta podlage pri fotokatodi. Dvojna vodoravna črta označuje menjavo ogledala. Pri fotokatodi 2 sta prikazani dve meritvi narejeni v časovnem razmiku 72 dni. V tem času je bil pretok metana skozi komoro 1 l/h.



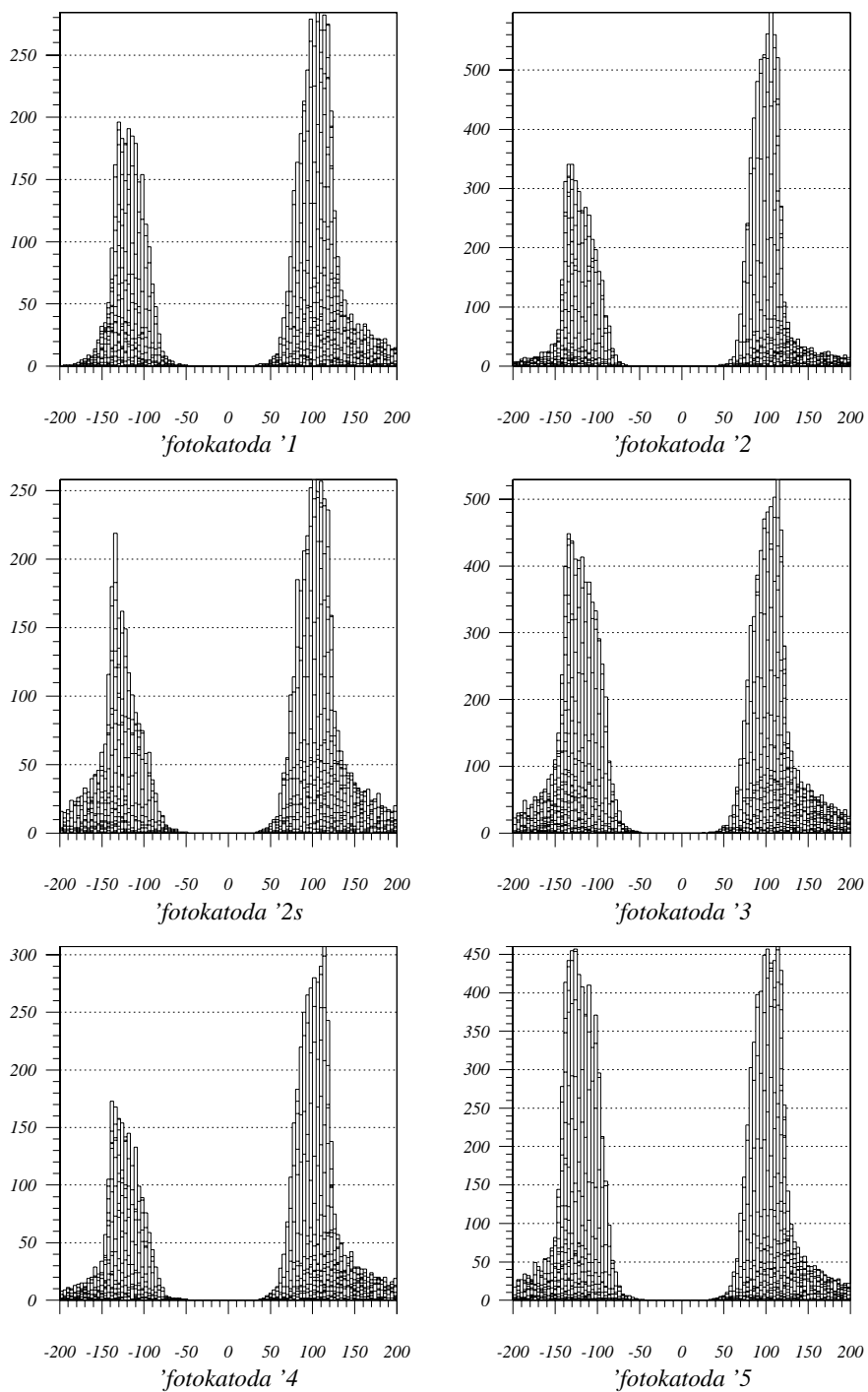
## 5.8 Število zaznanih fotonov v obroču



Slika 51: Prikazana je povprečna gostota zadetkov na en elektron v odvisnosti od oddaljenosti od središča obroča. Levo so upoštevani vsi zadetki in desno le najhitrejši v gruči. Na grafih je prikazan rezultat prilagajanja funkcije  $\frac{dN}{dS} = P1 \cdot e^{-\frac{(r-P2)^2}{2P3^2}} + P4 + P5 \cdot r$  in izračunano povprečno število zadetkov v obroču.

Direktna primerjava obeh tipov fotonских detektorjev (slika 52 in preglednica 2) pokaže, da je bilo pri večini fotokatod število zaznanih Čerenkovih fotonov v komori s katodo iz *CsI* zaznavno manjše kot v komori s TMAE. Le v primeru fotokatod št. 3 in št. 5 je bilo število zaznanih fotonov približno enako.

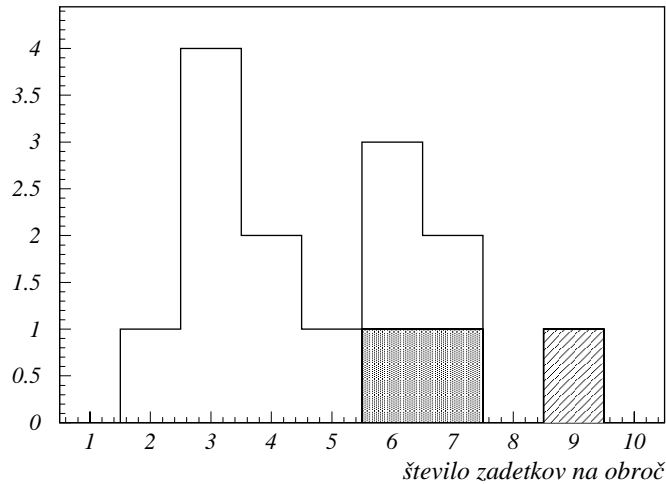
Del odstopanja izmerjenega števila Čerenkovih fotonov od pričakovanega števila (21) je povezano z nenatančnostjo vhodnih podatkov: prepustnosti sevalca in okna iz kvarčnega stekla ter odbojnosti zrcala. Na to kažeta tako podobno odstopanje pri komori s TMAE, kakor tudi razlika v številu zadetkov v primeru dveh različnih ogledal s podobno nominalno odbojnostjo (slika 54).



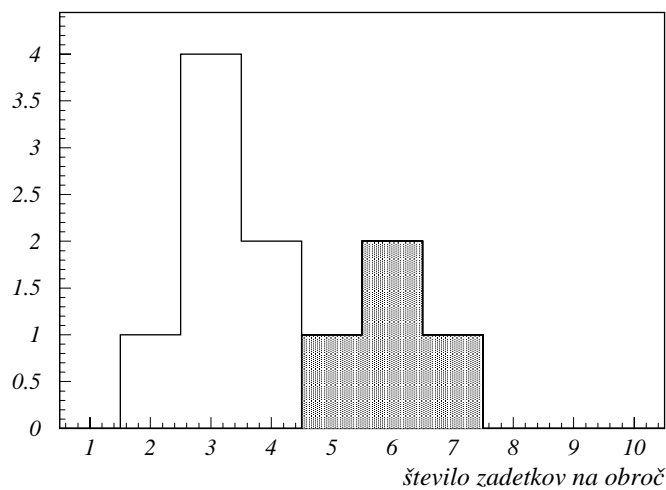
Slika 52: Primerjava učinkovitosti obeh fotonjskih detektorjev. Prikazani so projekcije porazdelitev zadetkov na obeh fotonjskih detektorjih. Levi vrh pripada komori s  $CsI$  in desni komori s TMAE.

## 5.8 Število zaznanih fotonov v obroču

---



Slika 53: Rezultati meritev s posameznimi fotokatodami: porazdelitev po številu zadetkov na obroč za vseh 14 fotokatod (polna črta), za fotokatodi s podlago iz  $Sn$  (pikčasto polnjeno) in za fotokatodo s podlago iz  $Ni$  (šrafirano).



Slika 54: Rezultati meritev s fotokatodami s podlago iz  $SnPb$ : porazdelitev po številu zadetkov na obroč za prvo ogledalo (pikčasto polnjeno) in za drugo ogledalo (polna črta).



---

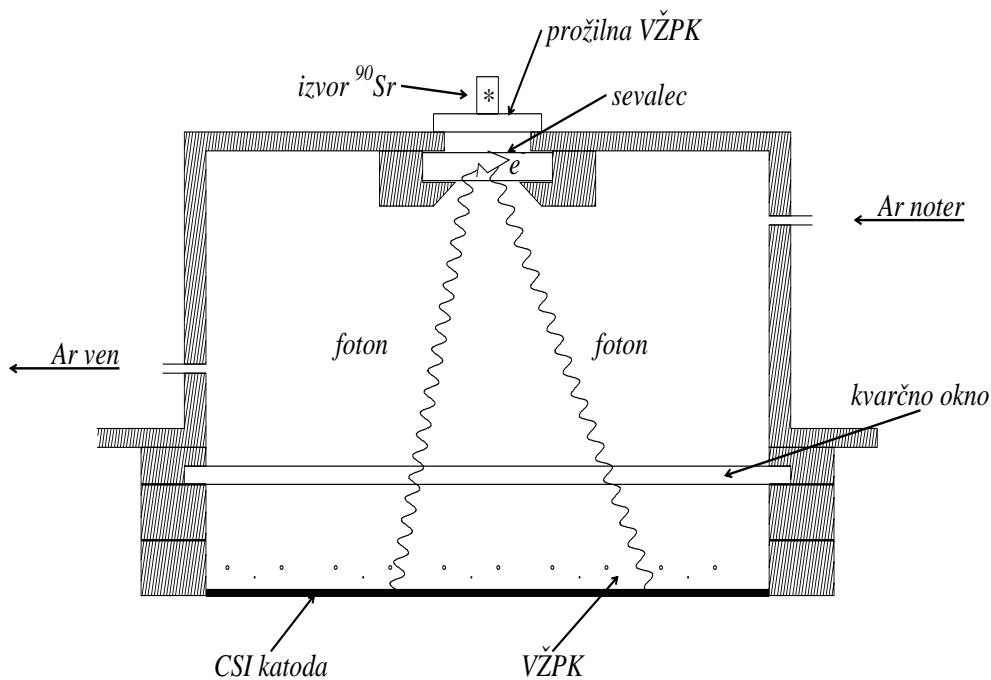
## 6 Testi s $^{90}\text{Sr}$

### 6.1 Postavitev za teste s $^{90}\text{Sr}$

Izmerjeno število fotonov pri testih z elektronskim žarkom je manjše od pričakovanega. Velike so tudi razlike v kvantnem izkoristku posameznih fotokatod. Ena od možnih razlag za to neujemanje je poslabšanje kvalitete katod med prevozom v Hamburg.

Za preverjanje te razlage sem sestavil postavitev za preverjanje fotokatod, ki je prikazana na sliki 55. Kot izvor svetlobe sem uporabil Čerenkovo sevanje, ki ga v kvarčnem steklu povzročijo elektroni iz izvora  $^{90}\text{Sr}$ , katerih energijski spekter se konča pri  $2.283\text{ MeV}$ . Velikost kvarčnega stekla je  $50 \times 50\text{ mm}^2$  in debelina  $10\text{ mm}$ .

Za ta test fotokatod je bila izdelana enaka VŽPK kot za teste z elektronskim žarkom. Razlika je bila le v debelini katodnih žic, katerih premer je



Slika 55: Postvitev za teste s  $^{90}\text{Sr}$ .

50  $\mu\text{m}$ . Svetlobni izvor in komora sta bila pritrjena na posodo iz aluminija, napolnjeno z argonom. VŽPK je bila postavljena tako, da je bila razdalja med izvorom svetlobe in fotokatodo iz CsI 144  $\text{mm}$ .

Med izvor in kvarčno steklo sem postavil VŽPK z aktivno površino  $20 \times 20 \text{ mm}^2$ . Sestavljajo jo dve katodni ravnini iz aluminiziranega maylarja debeline 6  $\mu\text{m}$  in anodna ravnina iz 11 žic premera 15  $\mu\text{m}$ . Razdalja med anodo in katodama je 1.5  $\text{mm}$ . Nosilni plin v komori je metan. Signal iz te komore sem uporabljal kot prožilni signal.

Za zajemanje podatkov sem uporabil sistem, ki je bil izdelan za testiranje manjših prototipov z 64 kanali [24]. Sistem omogoča sproten zapis informacije o zadetih kanalih na računalniško datoteko za kasnejšo obdelavo. Da sem lahko pokrival celotno površino fotokatode, sem v en elektronski kanal združil  $4 \times 4$  katodne kvadratke. Površina fotokatode je bila tako razdeljena na  $8 \times 8$  kvadratov s stranico 30  $\text{mm}$ .

## 6.2 Meritve

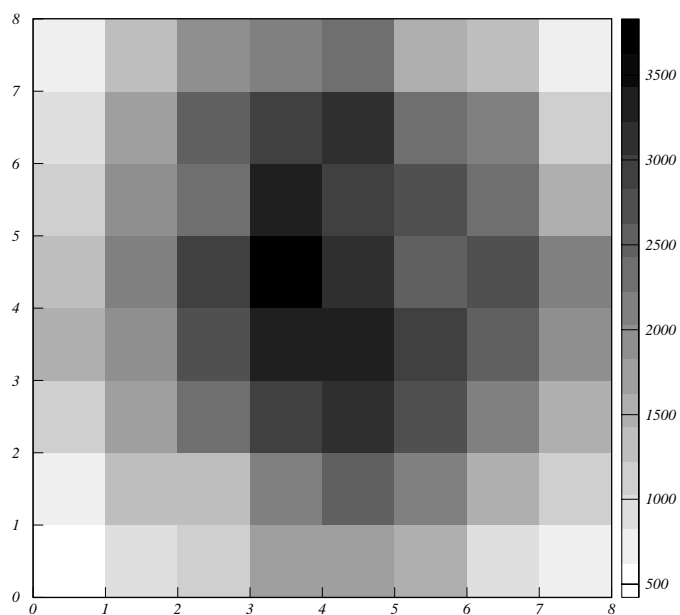
V testni postavitvi sem preizkusil sedem fotokatod. Fotokatode so bile nameščene na VŽPK takoj po napanitvi  $\text{CsI}$ . Med pritrjevanjem vijakov se je skozi komore prepiloval argon. Po končanem pritrjevanju, ki je trajalo približno 5  $\text{min}$ , sem začel prepilovati metan.

Z meritvami sem pričel po enem dnevu prepilovanja. Na sliki 56 je prikazana porazdelitev izmerjenih zadetkov po površini fotokatode. Za merilo učinkovitosti sem uporabil delež dogodkov, pri katerih je komora zaznala vsaj en foton. Dve izmed fotokatod sem po preiskusu odnesel v Hamburg, kjer sem jih uporabil v detektorju Čerenkovih obročev. Po uporabi v testnem žarku sem fotokatodi ponovno preizkusil v Ljubljani.

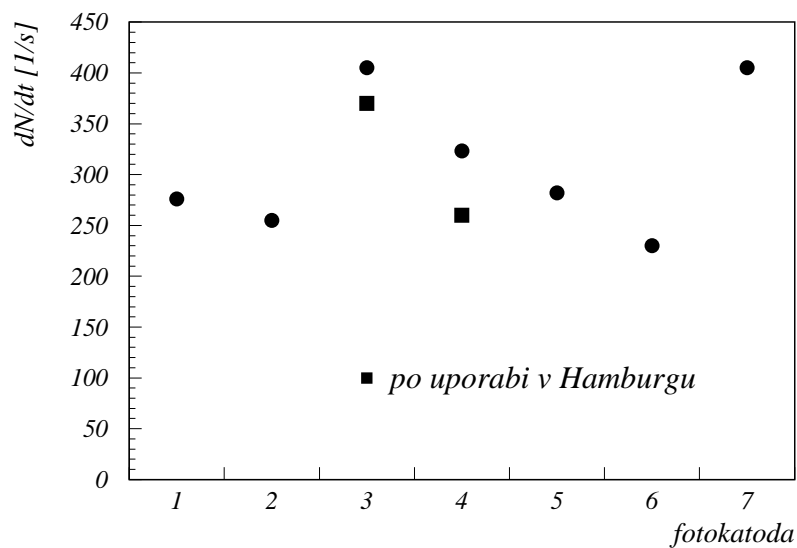
Rezultati meritev so prikazani na sliki 57. Tudi pri teh testih se je pokazala precejšnja razlika v kvantnem izkoristku posameznih fotokatod. Razlika med izkoristkom fotokatod pred in po uporabi v Hamburgu pa ni zadostna, da bi pojasnila primanklaj v izmerjenem številu fotonov.

## 6.2 Meritve

---



Slika 56: Izmerjena porazdelitev zadetkov po površini fotokatode pri testih z izvorom  $^{90}\text{Sr}$ .



Slika 57: Relativna primerjava sedmih testiranih fotokatod. Pri dveh fotokatodah je prikazana tudi meritev po uporabi v Hamburgu.





---

## 7 Zaključek

Izdelal sem detektor Čerenkovih obročev, ki za detekcijo fotonov uporablja večžično proporcionalno komoro z odbojno fotokatodo iz  $CsI$ . Delovanje detektorja sem preizkusil v žarku elektronov z energijo  $3 GeV$ .

Testi z elektronskim žarkom in argonom kot plinskim sevalcem so pokazali, da detektor deluje dobro pri pogostosti štetja pod  $10 kHz$  na kanal. Napaka meritve Čerenkovega kota posameznega fotona je  $0.8 mrad$ , kar se dobro ujema z pričakovano vrednostjo. Pri detekciji osmih fotonov v obroču delca je napaka detektorja pri meritvi hitrosti delca z gibalno količino  $3 GeV/c$

$$\sigma_{\beta} = 0.71 \cdot 10^{-5} .$$

Pri gibalnih količinah nad  $20 GeV/c$ , ko postane prispevek večkratnega sipanja zanemarljiv, bi bila napaka enaka

$$\sigma_{\beta} = 0.53 \cdot 10^{-5} ,$$

kar bi omogočalo ločevanje izoliranih pionov in kaonov z gibalno količino do  $85 GeV/c$ .

Preizkušani detektor ima dobro časovno ločljivost, saj so sunki fotonov in povratnih fotoelektronov zbrani v intervalu širine  $60 ns$ , kar se sklada s predvidevanji.

Število izmerjenih fotonov v Čerenkovem obroču ultrarelativističnega delca se razlikuje od pričakovanega, doseže le 0.4 pričakovane vrednosti. Pri detektorju Čerenkovih obročev spektrometra HERA-B bi tako v najboljšem primeru izmerili 15 fotonov, kar je manj od potrebnih 20.

Izkazalo se je tudi, da detektor ne deluje stabilno pri obremenitvah, ki so večje od  $\approx 10 kHz$  na kanal. To je za tri rede velikosti manj, kot potrebujemo pri poskusu HERA-B.

Opravljene meritve z izdelanim detektorjem Čerenkovih obročev so pokazale, da je izdelana večžična proporcionalna komora s fotokatodo iz  $CsI$  sicer primeren fotonski detektor za detektor Čerenkovih obročev pri majhnih pogostostih štetja, ne omogoča pa zanesljivega delovanja v pogojih, kot jih pričakujemo pri poskusu HERA-B.



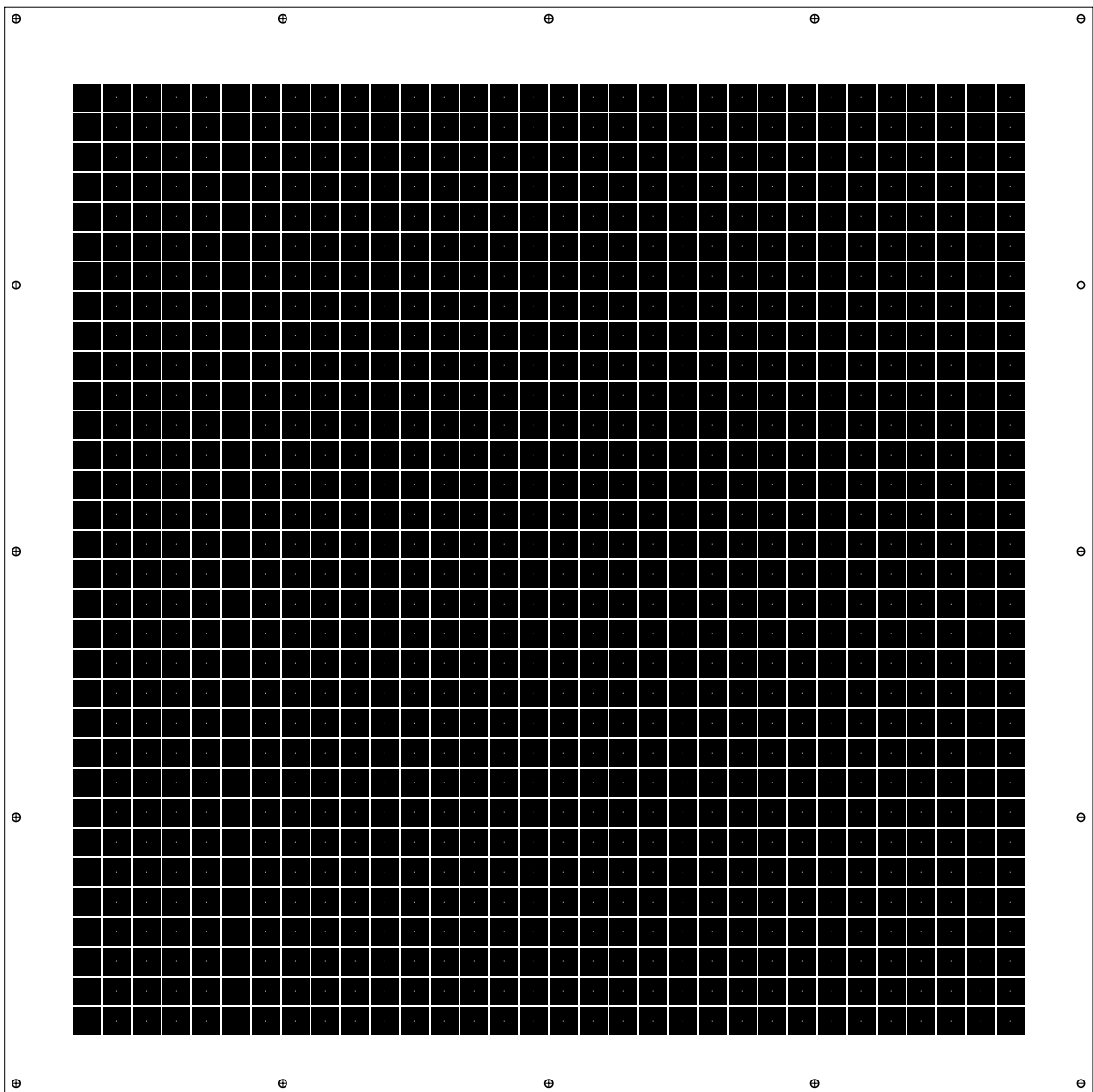
### Literatura

- [1] HERA-B Proposal, DESY-PRC 94/02 (1994)
- [2] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch in R. Turlay, Phys. Rev. Lett. **138** (1964) 13
- [3] Y. Nir in H. R. Quinn, *Theory of CP Violation in B Decays*, v knjigi *B Decays*, urednik S. Stone, World Scientific (1993)
- [4] H. Schröder,  *$B\bar{B}$  Mixing*, v knjigi *B decays*, urednik S. Stone, World Scientific (1993)
- [5] H. Albrecht et al. ARGUS Coll., Z. Phys. **C62** (1994) 371
- [6] H. Albrecht et al. ARGUS Coll., Phys. Lett. **B374** (1996) 256
- [7] HERA-B Design Report, DESY-PRC 95/01 (1995)
- [8] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, John Wiley & Sons (1962)
- [9] J. Séguinot in T. Ypsilantis, Nucl. Instr. Meth. **142** (1977) 377
- [10] T. Ekelöf, CERN-EP/84-168 (1984)
- [11] T. Ypsilantis, CERN-EP/89-150 (1989)
- [12] P. Križan, Nucl. Phys. B **44** (1995) 27
- [13] R. A. Holroyd, J. M. Preses, C. L. Woody in R. A. Johnson, Nucl. Instr. Meth. **A261** (1987) 440
- [14] P. Križan, M. Cindro, V. Cindro, S. Korpar, G. Omahen, A. Stanovnik in M. Starič, Nucl. Instr. Meth. **364** (1995) 243
- [15] J. Séguinot, G. Charpak, Y. Giomataris, V. Peskov, J. Tischhauser in T. Ypsilantis, CERN-EP/90-88 (1990) Geneva
- [16] R. Arnold et al., Nucl. Instr. Meth. **A270** (1988) 255
- [17] G. Lenzen et al., Nucl. Instr. Meth. **343** (1994) 268
- [18] R. J. Apsimon et al., Nucl. Instr. Meth. **241** (1985) 339

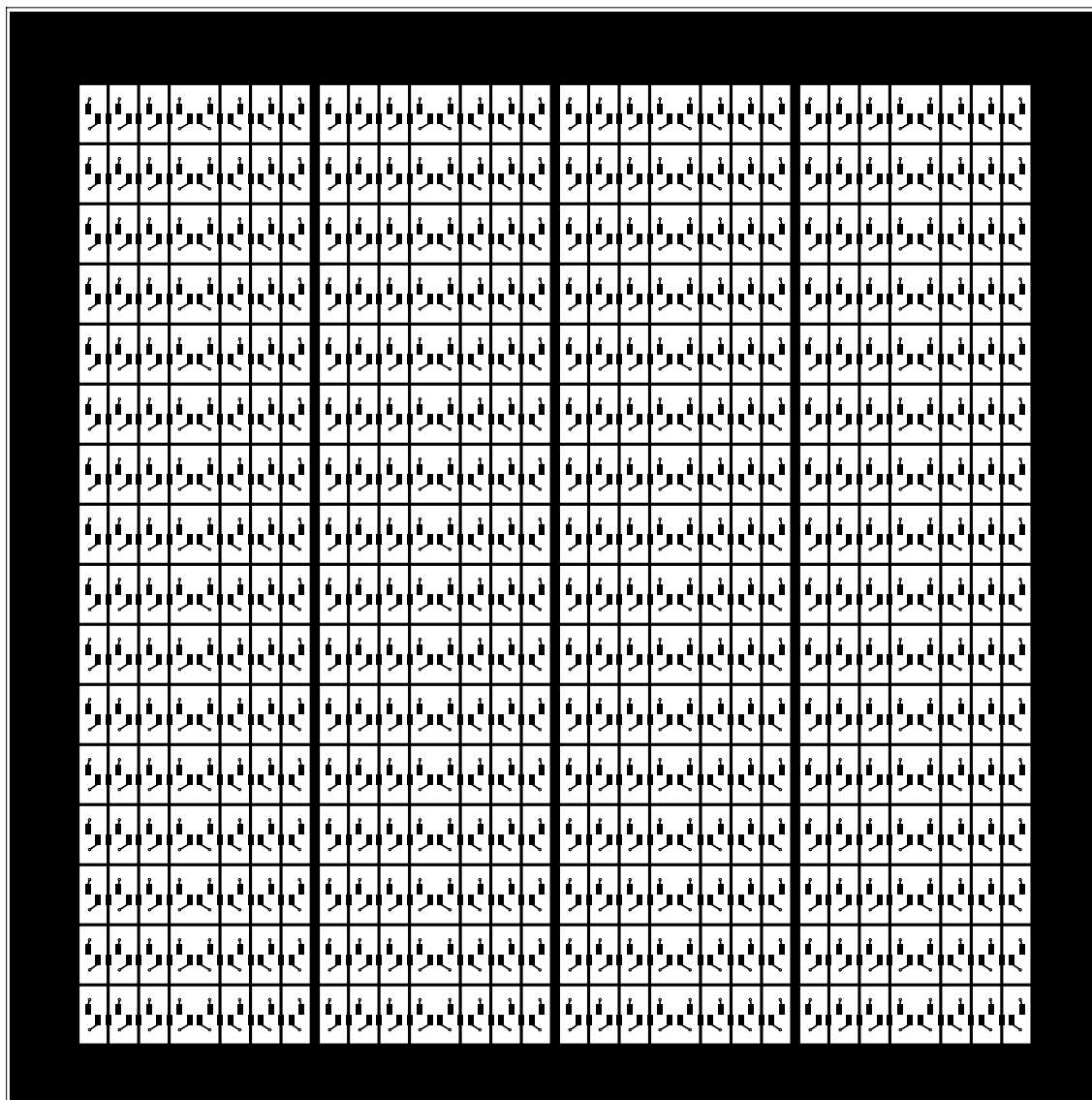
- [19] J. Va'vra, IEEE Trans. Nucl. Sci., **NS-34** (1987) 486
- [20] F. Sauli, CERN **77-09** (1977)
- [21] A. Lansart in J. P. Morucci, J. Phys. Radium Suppl. no. 6 **23** (1962) 102A
- [22] J. Almeida et al., Nucl. Instr. Meth. **A361** (1995) 524
- [23] M. Zavrtanik, M. Starič in D. Zavrtanik, IJS-DP-7277
- [24] S. Korpar, magistrsko delo (1993) Ljubljana
- [25] E. Michel et al., Nucl. Instr. Meth. **283** (1989) 544
- [26] P. Križan et al., Nucl. Instr. Meth. **A371** (1996) 151
- [27] T. Hamacher et al., Nucl. Instr. Meth. **A371** (1996) 289
- [28] M. Starič, doktorsko delo (1992) Ljubljana
- [29] S. F. Biagi, Nucl. Instr. Meth. **283** (1989) 716
- [30] T. Ypsilantis in J. Seguinot, Nucl. Instr. Meth. **343** (1994) 30

---

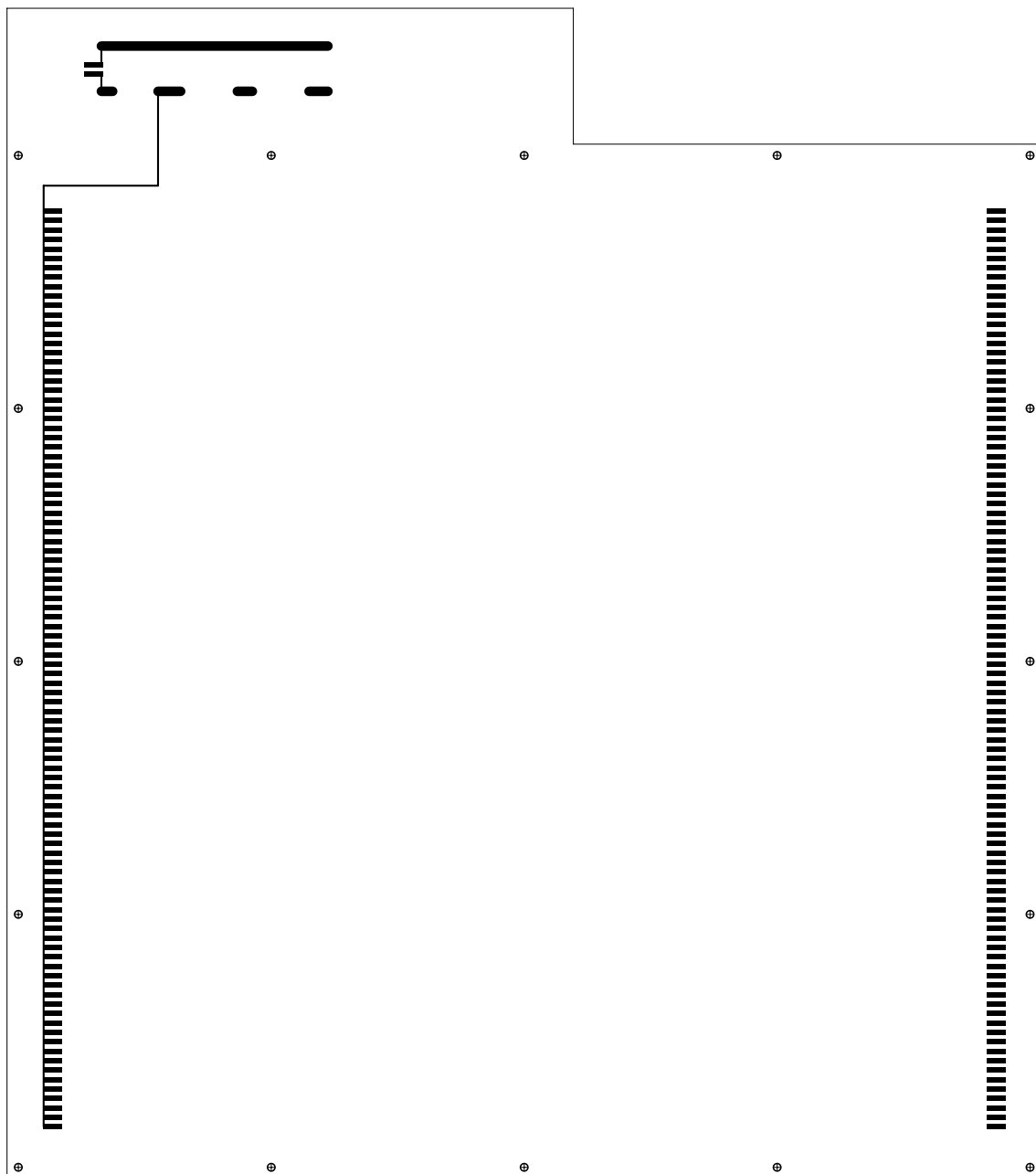
## A SHEME tiskanin



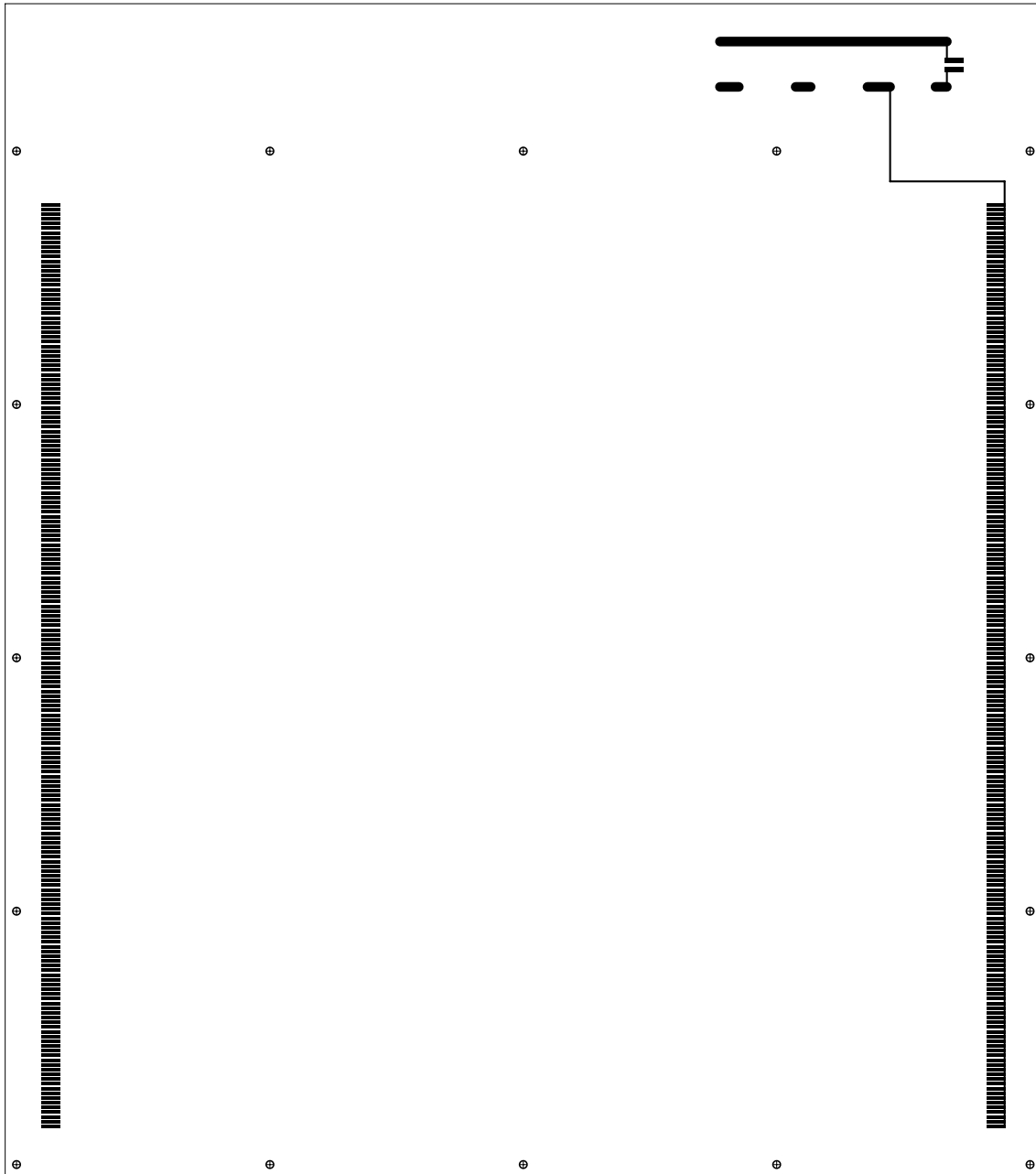
Slika 58: Tiskanina za fotokatodo. Stran na katero se napari  $CsI$ .



Slika 59: Hrbtna stran tiskanine za fotokatodo, kjer so priključki za predojačevalnike.

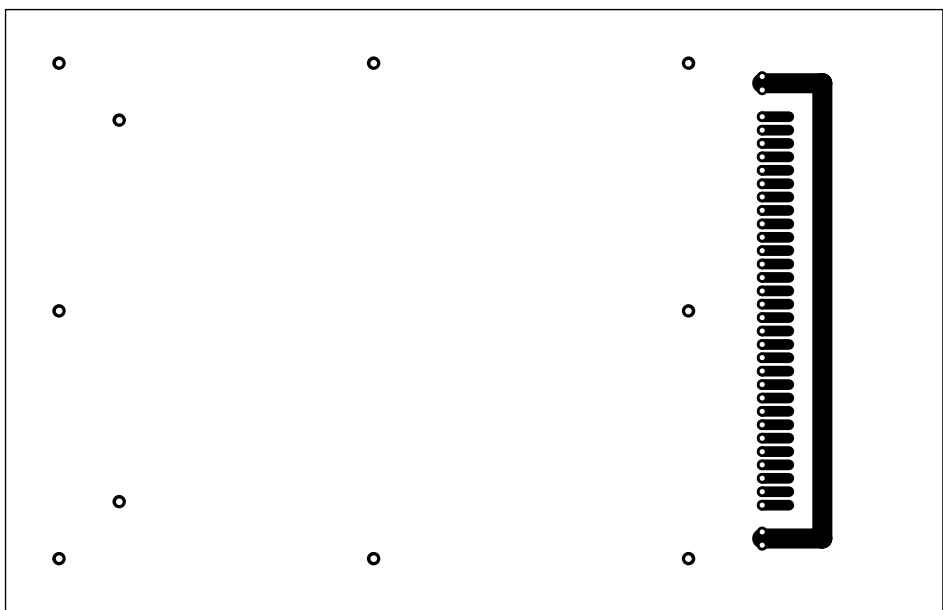
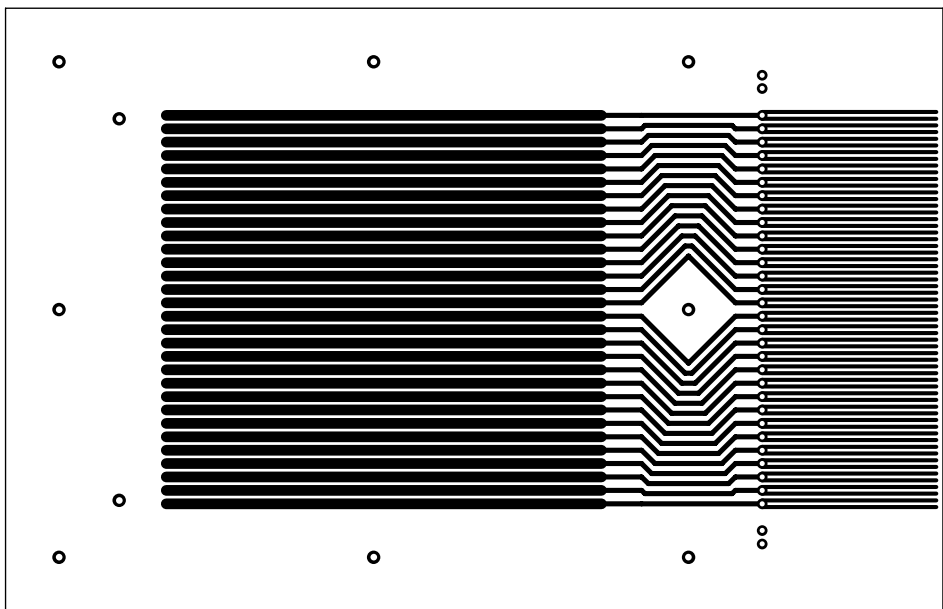


Slika 60: Nosilna tiskanina anodnih žic.

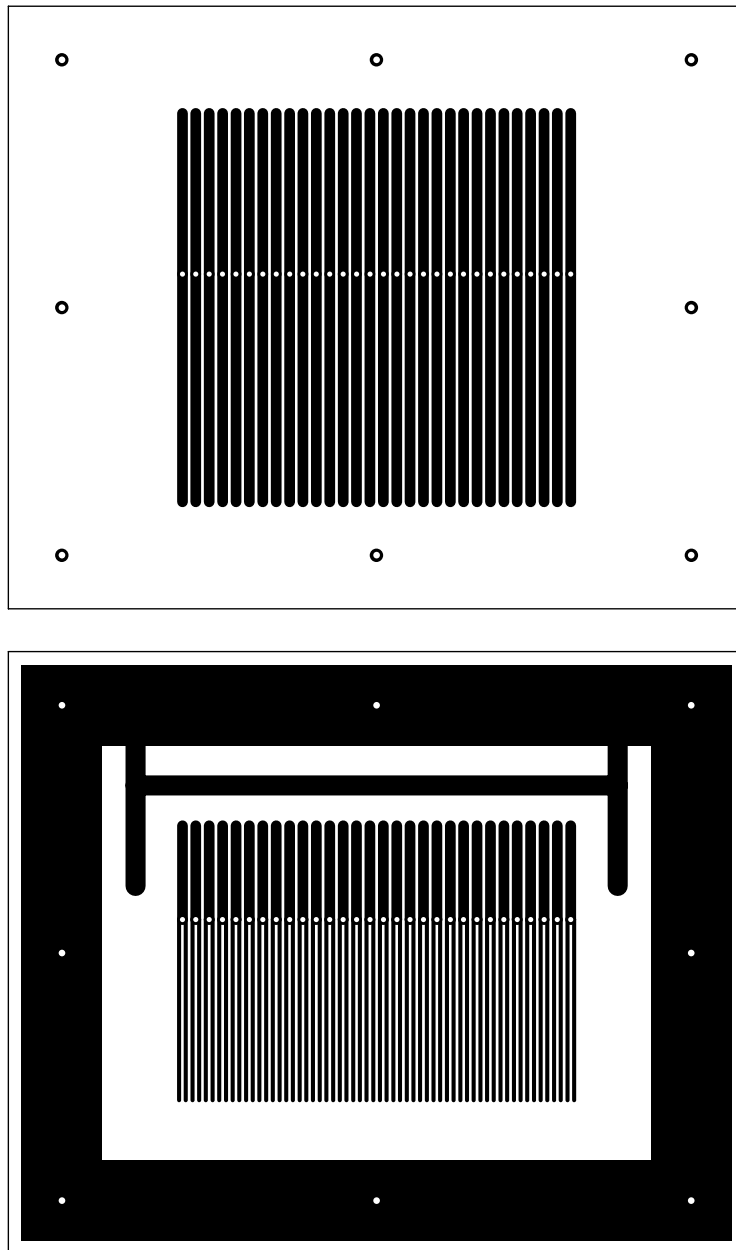


Slika 61: Nosilna tiskanina katodnih žic.

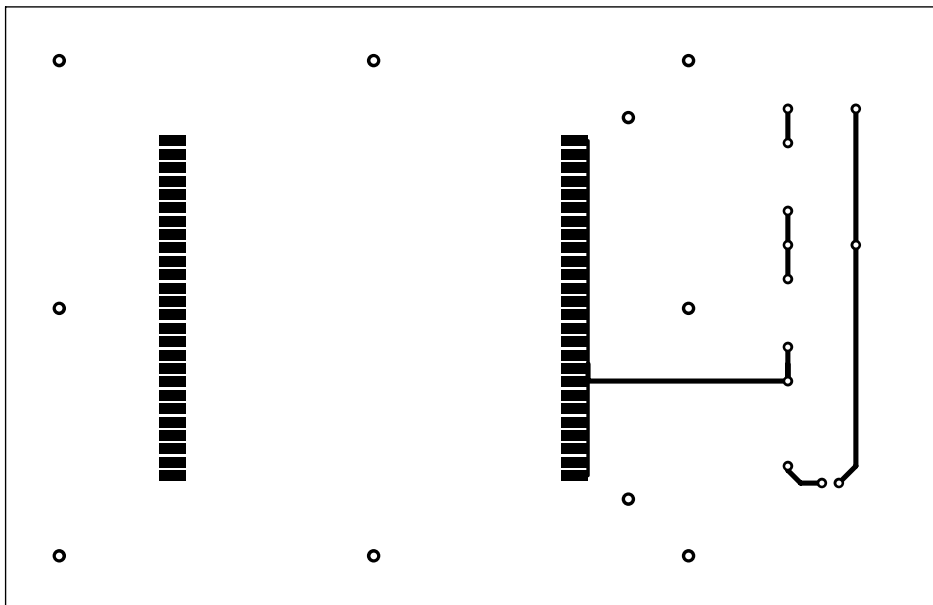




Slika 62: Tiskanina katode sledilne komore.



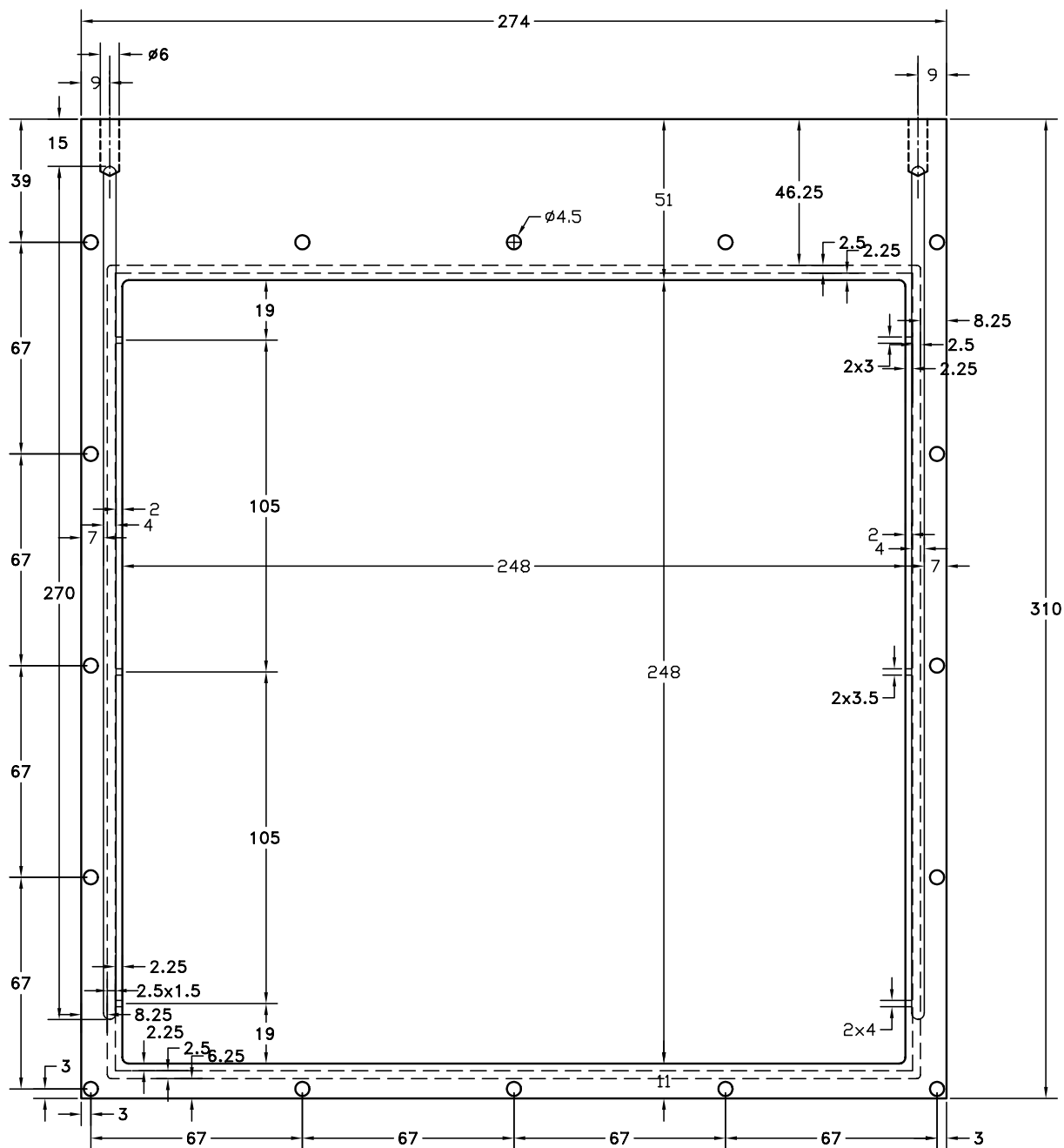
Slika 63: Tiskanina katode sledilne komore.



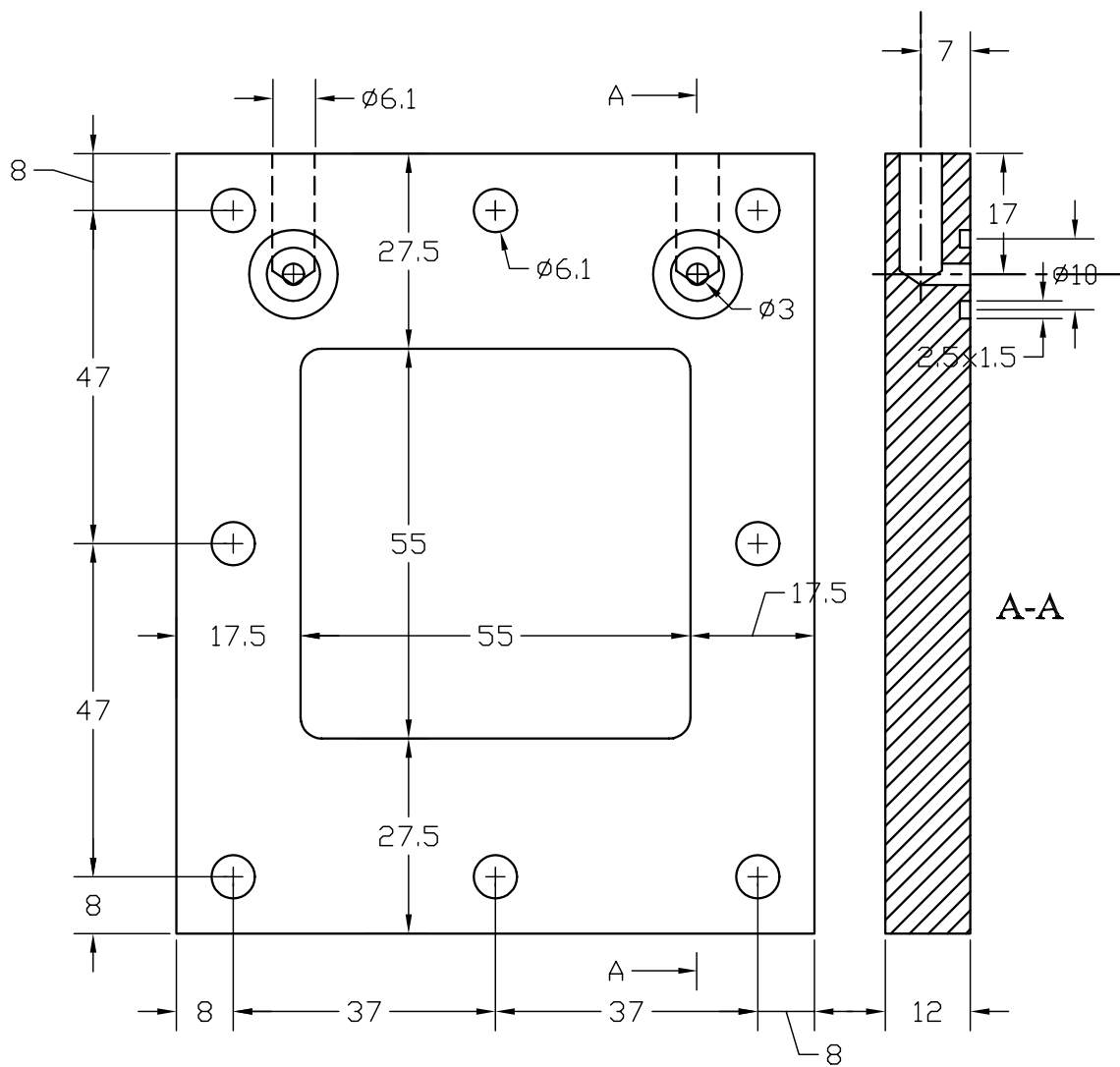
Slika 64: Nosilna tiskanina anodnih žic sledilne komore.



## B Tehniške risbe



Slika 65: Načrt za nosilni okvir komore s *CsI* fotokatodo.



Slika 66: Načrt za nosilni okvir sledilne komore.