Univerza v Ljubljani
Fakulteta za Matematiko in Fiziko
Oddelek za Fiziko

Naravoslovna smer

Gregor Kramberger

Meritev in simulacija signalov izvora ^{90}Sr v pozicijsko občutljivem silicijevem detektorju

Diplomsko delo

Mentor: doc. dr. Marko Mikuž

Ljubljana, 1995

Diplomsko delo sem opravil na Odseku za eksperimentalno fiziko osnovnih delcev Instituta Jožef Stefan v Ljubljani. Vsem sodelavcem odseka se želim zahvaliti za pomoč in prijaznost ter prijetno delovno vzdušje, ki so ga ustvarili.

Še posebej se moram zahvaliti mentorju, doc. dr. Marku Mikužu, ki je najprej omogočil to diplomsko delo, kasneje delo pazljivo prebral in vedno našel koristen nasvet in pripombo. Prav tako dolgujem zahvalo delovnemu mentorju, dr. Vladimirju Cindru, brez katerega bi bila izvedba diplomske naloge nemogoča. Zahvaljujem se mu za vso pomoč, kritične pripombe in mnoge nasvete pri eksperimentalnem delu.

Na tem mestu se moram zahvaliti tudi Eriku Marganu za izdelavo kontrolnega sistema; njegovo poznavanje elektronike mi je bilo v veliko pomoč pri premagovanju težav. Hvala tudi Dejanu Žontarju za programsko opremo, ki je bila za eksperiment ključnega pomena.

Nazadnje bi se rad zahvalil še staršem za vso podporo in razumevanje v času študija.

Izvleček

V diplomskem delu je opisan sistem za testiranje mikropasovnih detektorjev z elektroni iz izvora ^{90}Sr in računalniška simulacija sistema. Namen testiranj je določitev šuma in razmerja signal-šum prototipnih detektorjev za spektrometer DELPHI v CERN-u. Rezultati kažejo zadovoljivo razmerje signal-šum $S/N = 24,06 \pm 0,19 \pm 0,34$, ki omogoča uspešno rekonstrukcijo zadetkov. V skladu s pričakovano vrednostjo je tudi šum detektroja $ENC = (903 \pm 16 \pm 15)\, e_0$.

Ključne besede: silicijevi mikropasovni detektorji, testiranje, razmerje signal-šum, spektrometer DELPHI

PACS:

- 74.40+p Spektrometri za delce
- 25.60−j Polprevodniške naprave

Abstract

The set up of a system for testing silicon microstrip detectors with ^{90}Sr source of electrons and the computer simulation of the system are described. The aim of measurements was determination of noise and signal to noise ratio of prototype detectors for the DELPHI spectrometer at CERN. The results of tests show a sufficient signal to noise ratio $S/N = 24.06 \pm 0.19 \pm 0.34$, which enables successful reconstruction of hits. Within the range of expectation is also the noise of the detector $ENC = (903 \pm 16 \pm 15)\, e_0$.

Keywords: Silicon microstrip detectors, Tests, Signal to noise ratio, The DELPHI spectrometer

PACS:

- 74.40+p Particle spectrometers
- 25.60−j Semiconductor devices

Kazalo

Uvod **7**

1 Osnove delovanja **9**
1.1 Ozadje prostih nosilcev 10
1.2 Stik p-n 11
1.3 Zaporni tokovi 14
1.4 Mikropasovni silicijevi detektroji 15
1.5 Bralni in interpolacijski pasovi 16
1.6 Zajemanje podatkov 17
1.7 Šum 19

2 Simulacija **21**
2.1 Potek simulacije 21
2.2 Izvor 22
2.3 Opis simuliranih procesov 23
2.3.1 Ionizacijske izgube 23
2.3.2 Sevalne izgube 25
2.3.3 Porazdelitev energijskih izgub 25
2.4 Rezultati simulacije 26
2.5 Napaka 30

3 Meritev **33**
3.1 Postavitev merilnega sistema 33
3.2 Delovanje 35
3.3 Analiza podatkov 36
3.4 Odvisnost signala od zaporne napetosti 38
3.5 Meritev najverjetneje odložene energije 39
3.6 Meritev ozadja 44

4 Zaključek **47**

A Branje čipa MX **49**

Uvod

Pozicijsko občutljivi polprevodniški detektorji so detektorji z najboljšo prostorsko ločljivostjo, ki se uporabljajo v fiziki osnovnih delcev. Z njimi je mogoče določiti mesto, kjer delec zadene detektor, do nekaj μm natančno, česar se z ostalimi pozicijsko občutljivimi detektorji ne da. Največkrat se uporabljajo za določevanje mesta interakcije - mikroverteks detektorji, ki so sestavni deli spektrometrov na vseh večjih pospeševalnikih. Namenjeni so predvsem rekonstrukciji razpadnih mest delcev z življenjskimi časi nekaj pikosekund - sekundarnih verteksov kratkoživih delcev.

Odsek za eksperimentalno fiziko osnovnih delcev na Institutu Jožef Stefan sodeluje pri izpopolnjevanju spektrometra DELPHI na trkalniku LEP v CERN-u. Načrtovana predelava pospeševalnika LEP naj bi omogočila energije do 200 GeV. Pri višjih energijah se mnogo več delcev sipa pod majhnimi koti, ki jih obstoječi spektrometer DELPHI ne pokriva s silicijevim pozicijsko občutljivim detektorjem. Zaradi tega je potrebna izgradnja takšnega detektorja v smeri naprej.

Detektorske module je potrebno testirati v Ljubljani, zato so na IJS postavili dva sistema. Prvi je namenjen določanju zapornih tokov in kapacitet, drugi pa testiranju litografije detektorja s svetlobo. Poleg testiranja samih detektorjev je pomembno testiranje detektorjev v povezavi z bralno elektroniko. Najpomembnejša karakteristika je razmerje med signalom in šumom, saj je od njega odvisna prostorska ločljivost. Poleg razmerja signal-šum je pomembena lastnost tudi celotni šum detektorja in bralne elektronike.

Običajno testiramo detektorje s curkom minimalno ionizirajočih pionov, ki jih v laboratoriju v Ljubljani ni mogoče dobiti. Zato smo detektor testirali z elektroni iz izvora ^{90}Sr, rezultate meritev pa s pomočjo računalniške simulacije normirali na pione.

V prvem delu diplomskega dela sem predstavil fizikalne osnove delovanja pozicijsko občutljivih silicijevih detektorjev in tiste dele elektronike, ki jih srečamo pri delovanju detektorja.

Drugi del je posvečen računalniški simulaciji. V njem je podan opis programskega orodja, najpomembnejših simuliranih procesov in izvora. Temu sledijo rezultati simulacije in njihova interpretacija.

Meritvi je namenjen tretji del diplomske naloge. Na začetku poglavja je predstavljena postavitev sistema, njegovo delovanje in opis meritve. Rezultati meritev: odvisnosti najverjetneje odložene energije od zaporne napetosti, razmerja signal-šum in šumu ekvivalentnega naboja so zbrani v drugem delu poglavja.

1. poglavje

Osnove delovanja

Osnovna zamisel delovanja polprevodniških detektrojev je enaka kot pri ionizacijskih celicah, le da imamo namesto plina polprevodniški kristal. V plinu tvori nabiti delec na svoji poti pare elektron-ion, na svoji poti skozi polprevodniški kristal pa pare elekton-vrzel. Število teh parov je enako

$$n_{parov} = \frac{E}{W_i} \tag{1.1}$$

kjer je E energija, ki jo ionizirajoči delec pusti v snovi, in W_i povprečna energija potrebna za nastanek enega para. V električnem polju se elektroni in vrzeli ločijo. Celoten naboj, ki se zbere na eni elektrodi, je sorazmeren z energijskimi izgubami ionizirajočega delca. Polprevodniški detektorji imajo v primerjavi z ionizacijskimi celicami dve pomembni prednosti in eno slabost.

- Velika prednost polprevodniških detektorjev je približno desetkrat manjša ionizacijska energija kot pri ionizacijskih celicah. Vzrok je v tem, da je pri polprevodniku potrebno elektrone vzbuditi iz valenčnega v prevodni pas, medtem ko moramo plin ionizirati. Tako so povprečne ionizacijske energije pri polprevodnikih: 3,62 eV pri siliciju in 2,9 eV pri germaniju. Pri plinih so te energije: 42 eV pri heliju in 22 eV pri ksenonu.

- Gostota polprevodnikov je precej večja od gostote plinov, zato so tudi energijske izgube ionizirajočih delcev na enoto poti mnogo večje kot v plinu. Dodatno se zaradi velike gostote zmanjša doseg sekundarnih elektronov, kar omogoča dobro prostorsko ločljivost.

- Ker pri polprevodniških detektorjih električna polja niso dovolj močna, da bi povzročila pomnoževanje primarnega naboja, je signal odvisen le od količine primarnega naboja, torej od debeline detektorja. Z debelino pa žal narašča tudi delež nezaželjenega večkratnega sipanja, zato so debeline detektorjev, ki se uporabljajo za sledenje delcev, le tolikšne, da dajo še zadosti velik signal - od 200 do 300 μm.

Povprečne energijske izgube na enoto poti za minimalno ionizirajoče delce so za silicijev kristal orientiran v smeri ⟨1,1,1⟩ okoli 390 eV/μm [1], kar da pri povprečni ionizacijski energiji 3,62 eV 108 parov/μm. Ob tipični debelini detektorja 300 μm dobimo torej $3 \cdot 10^4$ parov elektron-vrzel. Tako velike signale je z nizko-šumno elektroniko že mogoče zaznati, vendar pa se ob tem pojavijo težave zaradi ozadja, ki ga predstavljajo prosti nosilci naboja. V čistem polprevodniku je to ozadje, kot bomo videli, kar nekaj redov večje od samega signala.

1.1 Ozadje prostih nosilcev

Za razumevanje delovanja silicijevih detektrojev, so pomembne nekatere silicijeve lastnosti, zbrane v tabeli 1.1.

Atomsko število	14
Atomska masa	28,09
Dielektričnost	12
Gostota	$2,328 \cdot 10^3$ kg m^{-3}
Gostota atomov	$5,0 \cdot 10^{28}$ m^{-3}
Gostota prostih nosilcev (n_i)	$1,5 \cdot 10^{16}$ m^{-3}
Efektivna gostota nivojev v prevodnem pasu (N_c) v valenčnem pasu (P_v)	 $2,80 \cdot 10^{25}$ m^{-3} $1,04 \cdot 10^{25}$ m^{-3}
Energijska reža (E_g)	1,12 eV
Specifične energijske izgube (dE/d(ρx)) za m.i.p	 166 keV kg^{-1} m^2
Gibljivost elektronov	0,15 m^2 V^{-1} s^{-1}
Gibljivost vrzeli	0,09 m^2 V^{-1} s^{-1}
Lastna upornost	$2,4 \cdot 10^3 \Omega$m

Tabela 1.1: Nekatere silicijeve lastnosti pri $T = 300$K.

Proste nosilce v polprevodnikih predstavljajo elektroni in vrzeli. Njuni gostoti sta podani z

$$n(T) = N_c(T)\, \mathrm{e}^{(-\frac{(E_c-\mu)}{kT})} \tag{1.2}$$

in

$$p(T) = P_v(T)\, \mathrm{e}^{(-\frac{(\mu-E_v)}{kT})} \quad , \tag{1.3}$$

kjer je N_c efektivna gostota stanj v prevodnem pasu, P_v efektivna gostota stanj v valenčnem pasu, E_c energija prevodnega pasu, E_v energija valenčnega pasu in μ kemijski potencial. Obe efektivni gostoti stanj sta odvisni od temperature kot $N_c, P_v \propto T^{3/2}$. Zanimiv

je produkt koncentracij elektronov v prevodnem pasu in vrzeli v valenčnem pasu, ki je konstanten za vsak polprevodnik

$$n\,p \;=\; n_i^2 \;=\; N_c P_v \; \mathrm{e}^{(-\frac{E_g}{kT})} \quad , \tag{1.4}$$

kjer je $E_g = E_c - E_v$ energijska reža med vrhom valenčnega in dnom prevodnega pasu.

V čistem siliciju je število vrzeli ravno enako številu prostih elektronov, saj vsak elektron, ki zapusti valenčni pas, tam pusti tudi vrzel. Tako dobimo pri sobni temperaturi $n_i \equiv n = p = 1,5 \cdot 10^{16}$ m^{-3}, kar da pri detektorju s površino 1 cm^2 in debelino 300 μm $5 \cdot 10^8$ prostih nosilcev naboja. Ti prosti nosilci predstavljajo ozadje, ki je nekaj velikostnih redov večje od ocenjenega signala ($3 \cdot 10^4$ nosilcev naboja).

Veliko bolj od čistega silicija je zanimiv silicij s primesmi. Običajno gre tukaj za 3 in 5 valentne primesi. Elementi iz pete skupine periodnega sistema imajo en elektron več od silicija in predstavljajo primesi tipa n, elementi iz tretje skupine periodnega sistema pa imajo en elektron manj kot silicij in predstavljajo primesi tipa p. Element primesi n se vgradi v kristalno rešetko, medtem ko se preostali elektron giblje v polju atoma primesi. Energijo takšnega elektrona izračunamo podobno kot energijo vodikovega atoma

$$E_d \;=\; -\frac{m^*}{m\epsilon^2} \cdot 13,6\,\mathrm{eV} \quad , \tag{1.5}$$

kjer je m* efektivna masa elektrona ($m^*/m_e \sim 0,3$) in ϵ dielektričnost polprevodnika. Od tu sledi ocena $E_c - |E_d| \approx 0,03$ eV. Vidimo, da termične energije zadostujejo, da takšen elektron preide v prevodni pas. Nivoje, na katerih se nahajajo elektroni, imenujemo donorski, enako ime pa imajo tudi primesi.

Podoben račun velja za vrzeli, le da tu elektron preide iz valenčnega pasu na akceptorske nivoje in tako pusti vrzel v valenčnem pasu. To so akceptorske primesi. Običajno so v vsakem kristalu tako akceptorske kot donorske primesi. Glede na to katerih je več, ločimo polprevodnike tipa n, če je več donorskih primesi in polprevodnike tipa p, če je več akceptorskih primesi.

V siliciju s primesmi je ozadje prostih nosilcev naboja še večje, ker se poleg lastnih nosilcev naboja pojavijo še elektroni iz ioniziranih donorskih in akceptorskih nivojev. Fluktuacije tega ozadja bi onemogočile uspešno detekcijo delcev, zato je potrebno ozadje prostih nabojev močno zmanjšati. To je mogoče doseči z zaporno napetostjo na stiku p-n. Stik omogoči zmanjšanje ozadja prostih nabojev v področju ob stiku. Električno polje, ki omogoči osiromašenje, hkrati poskrbi za ločitev parov elektron-vrzel po preletu nabitega delca skozi detektor.

1.2 Stik p-n

Če staknemo polprevodnik tipa n in polprevodnik tipa p, pričnо večinski nosilci naboja zaradi difuzije prehajati z ene na drugo stran, kjer se rekombinirajo. To prehajanje pušča za seboj prostorski naboj - nekompenzirane donorske atome na strani n in nekompenzirane akceptorske atome na strani p. V okolici stika se zaradi tega pojavi zaporna plast -

osiromašeno področje, ki je s svojim potencialnim skokom (V_n) uravnovesi gibanje nosilcev naboja zaradi difuzije. Višina skoka je odvisna od čistosti silicija in jo v primeru $N_a, N_d \gg n_i$ lahko izračunamo [9]

$$V_n = \frac{kT}{e_0} \ln(\frac{N_a N_d}{n_i^2}) \quad , \tag{1.6}$$

kjer sta N_a in N_d gostoti akceptorskih in donorskih primesi in e_0 osnovni naboj. Debelino zaporne plasti lahko povečamo, če na stik p-n priključimo dodatno zunanjo zaporno napetost (V_z). Celotna napetost na stiku V_B je tako vsota obeh $V_B = V_n + V_z$. Omeniti velja še tipične vrednosti omenjenih napetosti; V_n je manjša od enega volta, medtem ko so zaporne napetosti običajno mnogo večje.

Obliko potenciala in električnega polja v stiku lahko izračunamo s Poissonovo enačbo

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{\varrho}{\epsilon\epsilon_0} \quad , \tag{1.7}$$

kjer je φ potencial, ϱ gostota naboja in ϵ_0 dielektrična konstanta. Večino kvalitativnih lastnosti stika p-n nam pojasni že približek škatlasto porazdeljenega naboja

$$\varrho(x > 0) = +e_0 N_d \qquad 0 < x < d_n \quad , \tag{1.8}$$

$$\varrho(x < 0) = -e_0 N_p \qquad -d_p > x > 0 \quad , \tag{1.9}$$

kjer sta d_n in d_p debelini osiromašenega področja na strani n in strani p. Značilnosti takšnega stika so shematsko prikazane na sliki 1.1.

Zaradi zunanje nevtralnosti stika p-n velja

$$N_d \, d_n = N_a \, d_p \tag{1.10}$$

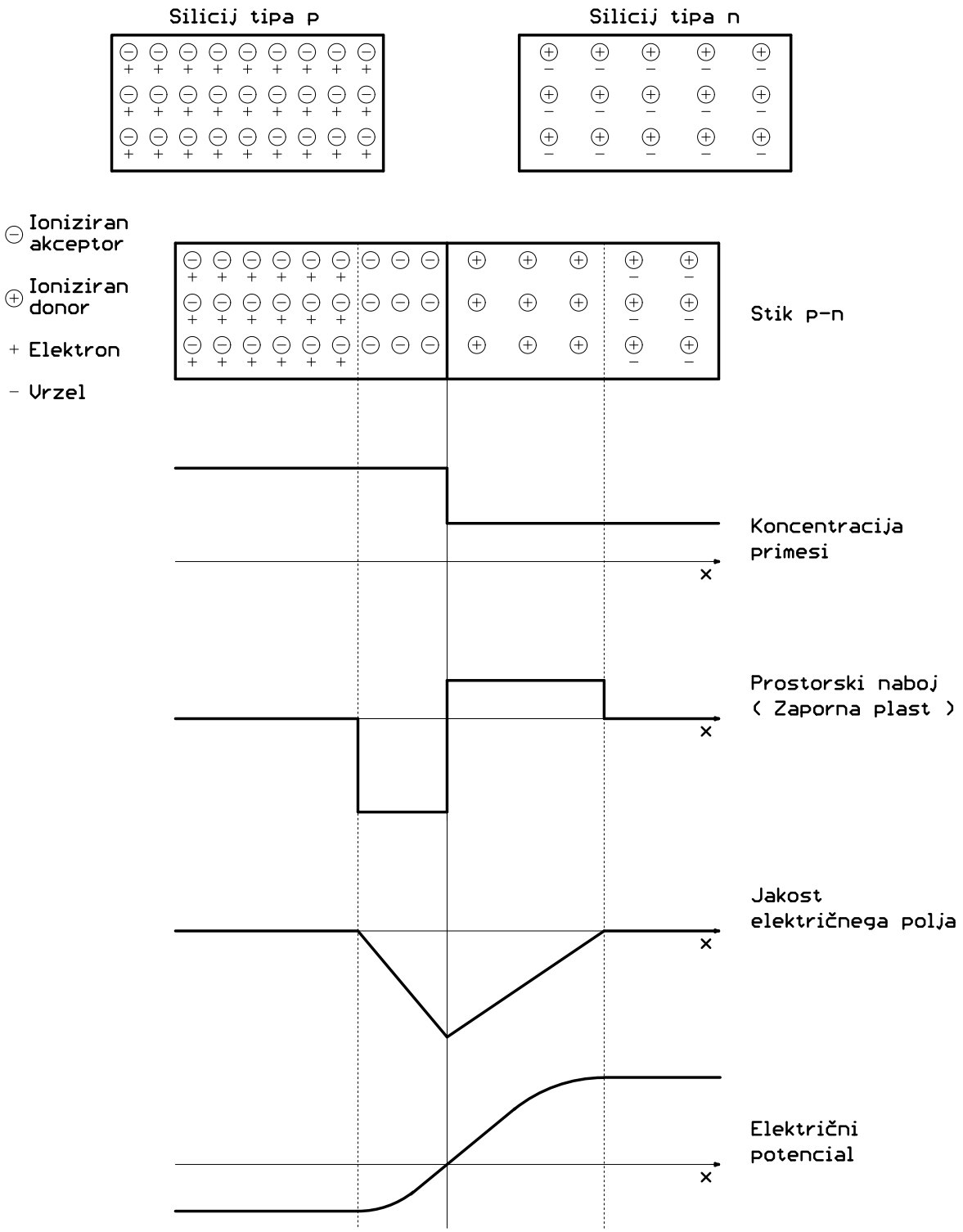
Debelino zaporne plasti na strani p in strani n lahko zapišemo kot funkcijo celotne napetosti V_B na stiku

$$d_p = \sqrt{(\frac{2\epsilon\epsilon_0}{e_0}) \frac{V_B}{N_a(1 + N_a/N_d)}} \quad , \tag{1.11}$$

$$d_n = \sqrt{(\frac{2\epsilon\epsilon_0}{e_0}) \frac{V_B}{N_d(1 + N_d/N_a)}} \quad . \tag{1.12}$$

Iz teh enačb, kakor tudi iz enečbe 1.10 je razvidno, da se zaporna plast razteza od stika navzven obratno sorazmerno s koncentracijo primesi. Če poskrbimo, da ima stran p mnogo več primesi kot stran n, torej $N_a \gg N_d$, bo osiromašeno področje na strani p precej ožje kot na strani n.

Za silicijeve polprevodniške detektorje se uporablja stik p-n z debelo stranjo n in tanko plastjo p. Če je $N_a \approx 10^{21}\mathrm{m}^{-3}$ in $N_d \approx 5 \cdot 10^{18}\mathrm{m}^{-3}$, dobimo pri zaporni napetosti $V_B = 100$ V širini osiromašenih področij $d_p = 0,4\,\mu$m in $d_n = 300\,\mu$m. Stran n predstavlja aktivno prostornino detektorja, medtem ko je stran p potrebna samo za njeno osiromašenje



Slika 1.1: Lastnosti stika p-n pri sobni temperaturi: koncentracija primesi, prostorska porazdelitev naboja, jakost električnega polja in oblika potenciala v stiku.

in je zaradi tega zelo tanka. V tem primeru lahko enačbi 1.11 in 1.12 združimo. Tako dobimo za celotno širino osiromašenega področja $d = d_p + d_n \approx d_n$

$$d_n = \sqrt{(\frac{2\epsilon\epsilon_0}{e_0})\frac{V_B}{N_d}} \quad . \tag{1.13}$$

Ko ionizirajoči delec preleti kristal, pusti za seboj pare elektron-vrzel. Zaporna napetost povzroči hitro potovanje nosilcev naboja k stiku, kar zaznamo kot signal. Ob tipični zaporni napetosti $V_B = 100$ V se pojavi v polprevodniku povprečno električno polje jakosti okrog $\mathcal{E} = 300$ kV/m. Potovalno hitrost elektronov in vrzeli lahko izračunamo iz zveze

$$v = \mu\mathcal{E} \quad , \tag{1.14}$$

kjer je μ gibljivost nosilcev naboja (tabela 1.1). Pri napetosti 100 V dobimo hitrost elektronov $v_e = 45 \cdot 10^3$m/s in vrzeli $v_h = 16 \cdot 10^3$m/s. Elektroni iz celotnega aktivnega volumna detektorja se zberejo v približno $\tau_e \approx 7$ ns, medtem ko vrzeli potrebujejo več časa $\tau_v \approx 20$ ns.

1.3 Zaporni tokovi

Zaradi končnih temperatur v detektorju ves čas nastajajo pari elektron-vrzel. Če zunanje električno polje ni prisotno, se ti pari rekombinirajo, drugače pa jih električno polje loči in rekombinacije praktično ni. Zaradi električnega polja takšni pari potujejo k elektrodam, kar nam da nezaželjeni zaporni tok. Glede na področje nastanka parov ločimo dve vrsti zapornega toka. Če pari nastanejo v osiromašenem področju, ga imenujemo generacijski zaporni tok, v primeru, da pari nastanejo v nevtralnem, neosiromašenem siliciju in potem zaradi difuzije pridejo v osiromašeno področje, pa ga imenujemo difuzijski zaporni tok.

Ob upoštevanju, da je v osiromašenem področju gostota nosilcev naboja zelo majhna $n, p \ll n_i$, je generacijski tok kar sorazmeren z debelino osiromašenega področja [1]

$$j_{gen} = \frac{e_0 n_i}{\tau_0} d \quad , \tag{1.15}$$

kjer je τ_0 efektivni življenjski čas manjšinskih nosilcev v osiromašenem področju. Kot smo videli, je debelina osiromašenega področja sorazmerna s korenom zaporne napetosti in z njo tudi generacijski zaporni tok. To velja le do popolnega osiromašenja detektorja, od tu naprej pa je generacijski zaporni tok konstanten

$$j_{gen} \propto \sqrt{V_B} \quad V_B < V_{deplet} \tag{1.16}$$

$$j_{gen} = konst. \quad V_B > V_{deplet} \quad . \tag{1.17}$$

Odvisnost generacijskega toka od temperature je skrita v odvisnosti $n_i(T)$. Ker se n_i poveča za dvakrat, če se sobna temperatura (293 K) dvigne za 8 K, je pri delu potrebno paziti na čimnižjo konstantno temperaturo.

Če nastane par v neosiromašenem področju, lahko zaradi difuzije preide v osiromašeno področje, predno se uspe rekombinirati. Debelina plasti iz katere bodo elektroni (L_n) in vrzeli (L_p) z difuzijo prehajali v osiromašeno področje je

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n} \quad \text{in} \quad L_p = \sqrt{D_p \tau_p} \quad , \tag{1.18}$$

kjer sta D_n in D_p difuzijski konstanti za elektrone in vrzeli. Z τ_n in τ_p označimo življenjska časa elektronov v področju p in vrzeli v področju n. Tako dobimo prispevek elektronov in vrzeli h gostoti toka zaradi difuzije

$$j_{diff,n} = e_0 \frac{n_p}{\tau_n} L_n \quad \text{in} \quad j_{diff,p} = e_0 \frac{p_n}{\tau_p} L_p \quad . \tag{1.19}$$

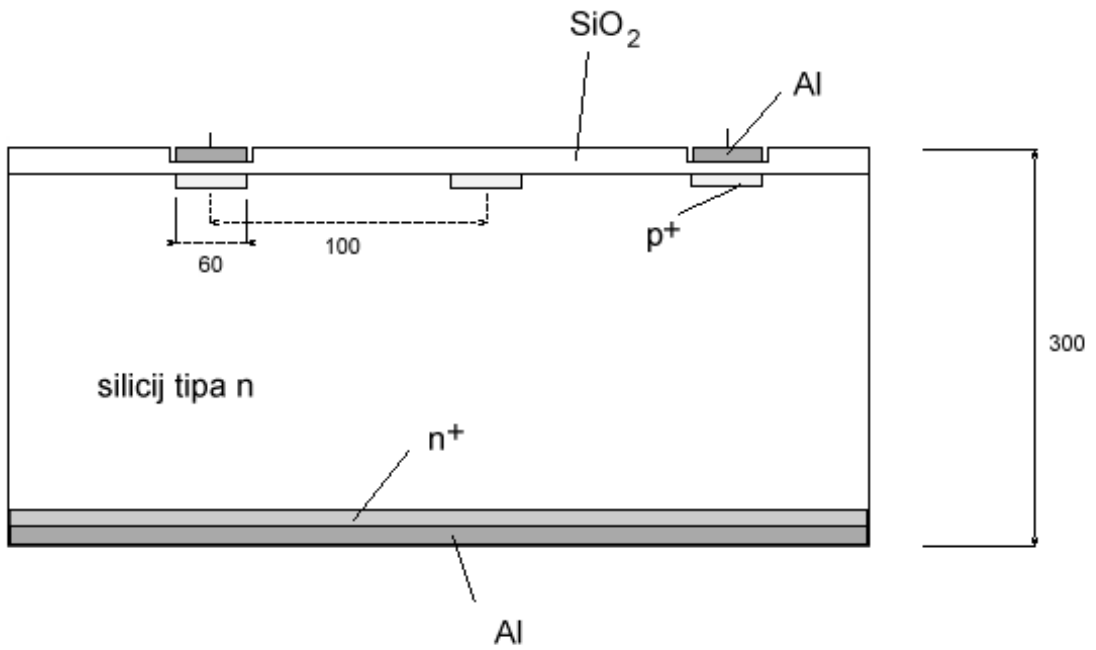
Z n_p označimo gostoto elektronov v področju p in z p_n gostoto vrzeli v področju n.

Pri normalnih pogojih, ko imamo popolnoma osiromašen silicijev detektor, prispeva k izmerjenemu zapornemu toku skoraj v celoti generacijski tok, ki je obratno sorazmeren s povprečnim življenjskim časom manjšinskih nosilcev naboja. Slednji je močno odvisen od generacijskih in rekombinacijskih procesov nezaželjenih primesi - več kot jih je, krajši je ta čas. Zato je potrebno med izdelavo detektorja poskrbeti, da ostane kristal čimbolj čist.

1.4 Mikropasovni silicijevi detektroji

Običajno naredimo pozicijsko občutljivi polprevodniški detektor tako, da pri stiku p-n razdelimo stran p na mrežo vzporednih tankih pasov. Takšna delitev ima svojo prednost in slabost. Elektronika bralnega sistema, je v tem primeru sorazmerno enostavna (malo kanalov v primerjavi z drugačno delitvijo), vendar dobimo na ta način informacijo le o eni koordinati. Slabost lahko rešimo, če tudi spodnjo stran detektorja razdelimo na pasove, ki so pravokotni na smer pasov na zgornji strani. S tem dobimo informacijo o drugi koordinati. V zadnjem času se uveljavja tudi delitev strani p na majhne pravokotnike, ki tako posredujejo obe koordinati hkrati. Žal takšna delitev prinese s seboj zelo zapleteno elektroniko (veliko število kanalov in težave pri povezovanju teh z bralno elektroniko). Pravokotni prerez silicijevega mikropasovnega detektorja je prikazan na sliki 1.2. Osnovo detektorja predstavlja kristal silicija tipa n z veliko upornostjo ($\geq 3\,\mathrm{k\Omega cm}$) orientiran v smeri $\langle 1,1,1 \rangle$. Debelina te osnove je pri večini detektrojev nekaj sto mikrometrov, širina in dolžina pa nekaj centimetrov. Spodnja stran je močno n^+ - dopirana (implatacija As) in prekrita z aluminijem. Ta plast preprečuje osiromašenemu področju doseg do površine in skrbi za dober stik z virom napetosti. Na zgornji strani je mreža močno dopiranih p^+ - pasov (implantacija P ali B). Bralni pasovi so z elektroniko bralnega sistema sklopljeni na dva načina. Pri sklopitvi DC jih zaradi lažje povezave z bralno elektroniko prevlečemo z aluminijem, medtem ko pri kapacitivni sklopitvi (sklopitev AC) med aluminij in diodno plast vrinemo še plast izolatorja. S tem dobimo sklopitveni kondenzator.

Za pozicijske detektorje je bolj primerna kapacitivna sklopitev. Z njo lahko močno izboljšamo razmerje signal-šum, saj izločimo nizkofrekvenčno ozadje, medtem ko signal



Slika 1.2: Prečni prerez silicijevega mikropasovnega detektorja. Dimenzije na sliki so v mikrometrih.

ostane skoraj nespremenjen. Izolator je običajno silicijev dioksid (SiO_2) z dielektričnostjo $\epsilon \approx 4$. Pri 20 μm širokih pasovih in debelini oksida okrog 100 nm, je specifična kapaciteta sklopitvenih kondenzatorjev približno 70 pF/cm. Specifična kapaciteta med posameznimi pasovi znaša le ≈ 1 pF/cm, kar pomeni da je sklopitev bralnih pasov z elektroniko bralnega sistema precej boljša od sklopitve z ostalimi pasovi. To omogoča dobro branje naboja.

Vmesni pasovi, ki jih imenujemo tudi interpolacijski, so prekriti s silicijevim dioksidom (SiO_2), ki ščiti površino, aluminijasti pasovi pa so na enem ali drugem koncu razširjeni v povezovalne ploščice, kjer so pritrjene povezave z elektroniko bralnega sistema. Okrog pasov je varovalni obroč, ki služi za zbiranje površinskih tokov in s tem zmanjšuje šum detektorja.

Zaporno napetost dosežemo na detektorju tako, da na spodnjo stran priključimo pozitivno napetost, pasove pa preko velikega upornika ozemljimo. Veliko upornost lahko dosežemo na dva načina. Prvi način predstavljajo polikristalni silicijevi uporniki, ki ležijo na detektorju, drugi način pa so tranzistorji FET, ki povezujejo vsak pas posebej s skupno napajalno linijo. Pri detektorju, ki sem ga testiral, smo veliko upornost dosegli s tranzistorji FET.

1.5 Bralni in interpolacijski pasovi

Pri gradnji polprevodniških detektorjev igra pomembno vlogo razdalja med bralnimi pasovi, saj je od nje neposredno odvisna prostorska ločjivost.

Gosta mreža bralnih elektrod pri plinskih detektorjih omogoča detekcijo signala na več elektrodah. Pomnoževanje naboja poskrbi, da so tudi signali razširjeni preko več elektrod mnogo večji od šuma, s tem pa je omogočena uspešna rekonstrukcija primarne porazdelitve naboja. Pri polprevodniških detektorjih pomnoževanja naboja ni. Zato je razširitev signala preko treh ali več pasov povezana z zmanjšanjem razmerja signal-šum. To ima za posledico slabšo prostorsko in energijsko ločljivost. Prehod delca skozi detektor najnatančneje določimo, če zaznamo signal na dveh bralnih pasovih. Signal je tako na vsakem pasu še vedno mnogo večji od šuma, iz razmerja signalov na obeh pasovih pa lahko zelo natančno določimo mesto zadetka. Prostorska ločljivost je tako nekaj mikrometrov.

V mikropasovnih detektorjih ima porazdelitev detektiranega naboja na pasovih zaradi difuzije delcev ob potovanju k bralnim elektrodam, tipično širino na polovični višini okrog 10 μm [1]. Ker so razdalje med bralnimi pasovi danes tipično okoli 50 μm, pomeni to, da se ves naboj zbere na enem pasu. Ločljivost je v tem primeru določena z razmikom med pasovi. Izboljšamo jo lahko, če med bralna pasova vrinemo en ali več interpolacijskih pasov. Naboj, ki se zbere na interpolacijskem pasu se preko kapacitivne sklopitve delno prenese na sosednje bralne pasove, delno pa na spodnjo stran. Večino delcev zaznamo tako na dveh bralnih pasovih, kar omogoča bistveno natančnejše določanje mesta prehoda vpadnega delca skozi detektor.

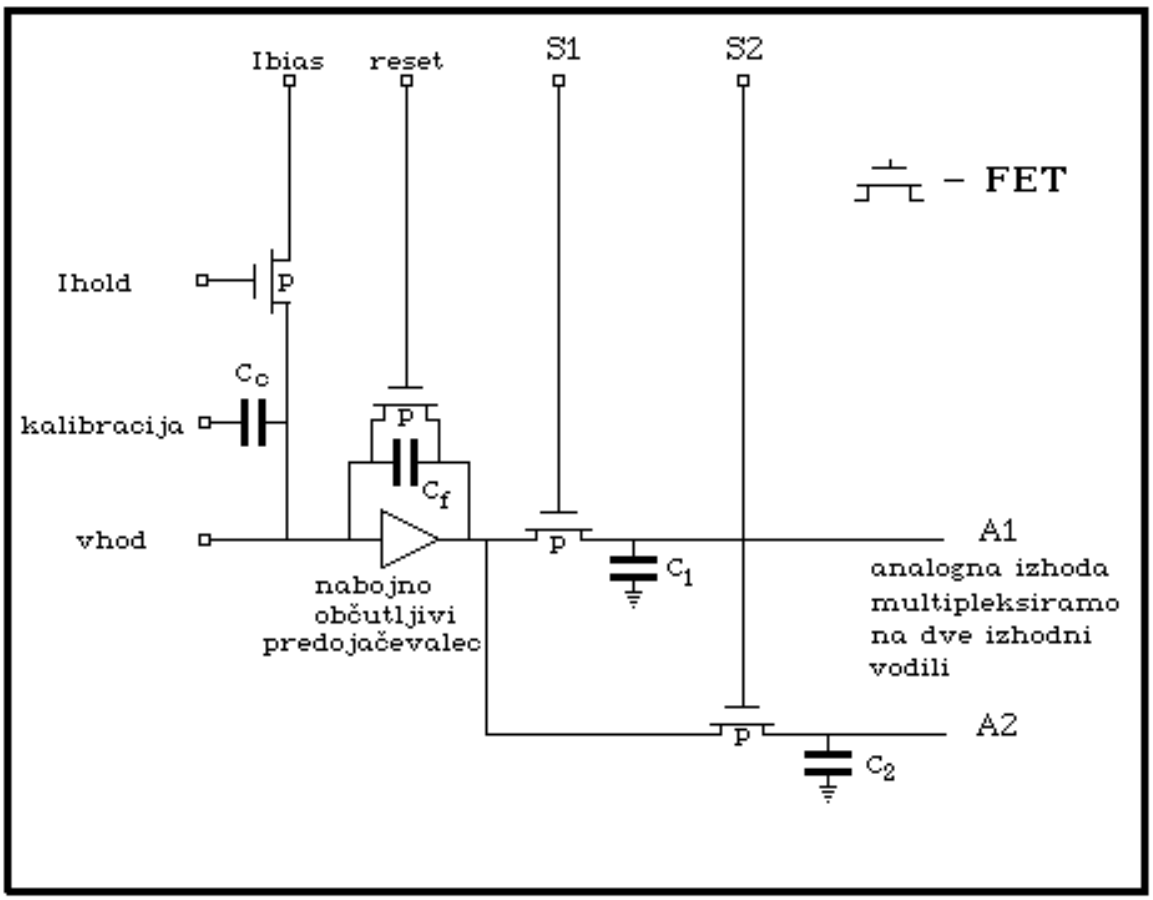
Kapacitivni prenosi signalov niso popolni in so odvisni od širine bralnih pasov, razdalje med bralnimi pasovi in zaporne napetosti. Kot bomo kasneje videli, predstavlja nepoznavanje teh prenosov omejitev pri določanju energijskih izgub.

1.6 Zajemanje podatkov

Za pretvorbo zbranega naboja na detektorju v signal, uporaben za računalniško obdelavo, je potrebno kar nekaj elektronike. V glavnem je elektronika bralnega sistema sestavljena iz treh delov. Jedro predstavlja bralni čip, v našem primeru MX, ki je pritrjen na keramičen hibrid. Naloga bralnega čipa je zbrati naboj iz detektorja in ga spremeniti v signal, primeren za nadaljno obdelavo. Za pravočasno in pravilno vzorčenje bralnega čipa po pulzu svetlobe ali preletu delca je potrebeno nekaj kontrolnih signalalov. Te signale priskrbi bralnemu čipu kontrolni sistem, ki predstavlja drugi del elektronike bralnega sistema. Signali iz bralnega čipa potujejo preko kontrolnega sistema v bralni procesor SIROCCO, ki jih pripravi za računalniško obdelavo. Bralni procesor je tretji del elektronike bralnega sistema, ki ga lahko izpustimo, če opazujemo signale iz bralnega čipa na osciloskopu.

- **Keramični hibrid:** Hibrid je večplastno tiskano vezje na keramiki, ki nudi mehansko oporo detektorju in bralnim čipom, hkrati pa predstavlja vezni člen med njim in kontrolnim sistemom. Omeniti velja, da je bil hibrid razvit v sodelovanju z oddelkom za keramiko IJS. Gre namreč za posebno keramiko (BeO), ki mora biti zelo dobro toplotno prevodna ($\lambda = 2,5\,\mathrm{Wcm^{-1}K^{-1}}$ *), saj bi drugače zaradi temperaturnih sprememb (tokovno gretje) lahko prišlo do okvare povezav med čipom

*Običajna keramika ima desetkrat manjšo toplotno prevodnost.



Slika 1.3: Shematski prikaz enega kanala čipa MX.

in detektorjem ter povečanega šuma. Dodatna prednost te keramike je tudi velika radiacijska dolžina ($L_{rad} = 15.4$ cm).

- **Kontrolni sistem :** Kontrolni sistem predstavlja vezni člen med zunanjim svetom elektronike in mikro-elektroniko detektorja in bralnih čipov. Glavna naloga kontrolnega sistema je proženje branja na čipu in zagotavljanje vseh urnih in kontrolnih signalov za čip MX. Skrbi za napajanje čipa in detektorja z ustreznimi napetostmi, kot tudi za dodatno ojačanje signalov iz čipa.

  Kontrolni sistem je povezan z bralnim procesorjem SIRROCO, ki z logičnim signalom VETO preprečuje vzorčenje bralnega čipa, dokler računalniške obdelave dogodka ni konec. Tudi kontrolni sistem je bil razvit na Institutu Jožef Stefan.

- **Bralni čip MX :** Bralni čip MX, idelan v CMOS tehnologiji, je bil razvit za potrebe silicijevih mikropasovnih detektrojev.

  Shematski prikaz čipa je na sliki 1.3. Vhod je sestavljen iz 128 kanalov razmaknjenih za po 44 μm in razdeljenih v dve vrsti. Vsak kanal je opremljen z eno od štirih kali-

bracijskih linij. Na vsaki vhodni liniji je nabojno občutljivi preodjačevalnik, dva kondenzatorja, kamor se shranijo prebrane vrednosti, in stikali (S1 in S2), ki ju odpirata in zapirata. V prvi kondenzator (C_1) se shrani vrednost integriranega naboja pred dogodkom. Po dogodku se ves integriran naboj iz detektorja shrani v drugi kondenzator (C_2). Razlika napetosti na kondenzatorjih je tako sorazmerna zbranemu naboju. Kateri od kondenzatojev se polni, je odvisno od kontrolnih signalov, ki preklapljajo stikali. Ko je naboj shranjen v kondenzatojih, urni signal iz kontrolnega sistema sproži branje vrednosti vseh 128-ih kanalov. Tako je izhodni signal sestavljen iz zaporedja 128 pulzov sorazmernih z integriranim nabojem v vsakem izmed kanalov (multipleksirani signal). Omeniti velja, da čip omogoča zaporedno branje več čipov z enim multipleksiranim signalom, kar močno zmanjša število povezav. Ena od prednosti tega čipa je možnost brisanja ("reset") že med bralnim ciklom, kar prepreči zbiranje naboja zaradi zapornega toka na kondenzatorju predojačevalca (C_f). Natančen opis vzorčenja bralnega čipa je podan v dodatku A.

- **SIRROCO:** Glavna naloga bralnega procesorja SIRROCO je analogno-digitalna pretvorba multipleksiranih signalov, ki jih pošlje kontrolni sistem. Sestavljen je iz 10-bitnega ADC Motorolinega signalnega procesorja za redukcijo podatkov [2]. Maksimalna frekvenca signalov je 5 MHz. Poleg pretvorbe multipleksiranih signalov, zmore SIRROCO še odštevanje ničelne DC napetosti vsakega kanala posebej in filtriranje signalov glede na višino. Izhod iz modula SIRROCO predstavljajo digitalni signali s pridruženimi naslovi (zaporednimi številkami) pasov. Tak izhod je pripravljen za nadaljno obdelavo z računalnikom.

1.7 Šum

Kot smo videli, znašajo signali pri polprevodniških detektorjih okoli $2 \cdot 10^4$ parov elektron-vrzel. Zaradi tega je potrebno pri izdelavi polprevodniških detektorjev poskrbeti za čim manjši šum, saj drugače razmerje signal-šum ni dovolj veliko za uspešno prepoznavanje zadetkov. Šum postane posebej pomemben v primeru, ko delec prečka detektor pod velikim kotom. Če je razmerje signal-šum premajhno, se nam lahko zgodi, da bomo signal zaznali na manj pasovih, kot jih je dejansko bilo zadetih.

Prispevki elektronike in samega detektorja k šumu so zelo različni in jih v grobem lahko razdelimo na tri dele: šum elektronike, šum zaradi zapornega toka in šum zaradi napajalnega upornika. Šum, ki ga predstavljajo fluktucije naboja, merimo v tako imenovanih enotah šumu ekvivalentnega naboja (ENC).

- Šum elektronike lahko približno opišemo kot vsoto dveh delov

$$ENC_{elektronika} = \alpha + \beta C \quad , \tag{1.20}$$

kjer sta α in β konstanti, odvisni od predojačevalca, C pa kapaciteta na vhodu bralnega čipa. Za bralni čip MX znašata $\alpha = 350\, e_0$ in $\beta = 15\, e_0/\mathrm{pF}$ [5]. Pri testnem

detektorju (specifična kapaciteta $\sim$ 1,3 pF/cm, dolžina $\sim$ 5,5 cm) je prispevek tega šuma okrog 450 e_0.

- Šum zaradi zapornega toka je odvisen od korena zapornega toka

$$ENC_{zap.tok} = \frac{e}{e_0}\sqrt{\frac{e_0\tau_v}{4}I_{zt}} \quad , \tag{1.21}$$

kjer je I_{zt} zaporni tok skozi detektor, τ_v čas vzorčenja bralnega čipa (dodatek A) in e osnova naravnega logaritma. Ob tipičnem zapornem toku 300 pA [2] in času vzorčenja 4 μs znaša šum zaradi zapornega toka okrog 120 e_0.

- Dodatno prispeva k šumu tudi šum napajalnega upornika

$$ENC_{upor} = \frac{e}{e_0}\sqrt{\frac{\tau_v kT}{2R}} \quad , \tag{1.22}$$

kjer je k Boltzmanova konstanta, T absolutna temperatura in R napajalni upor, ki znaša v našem primeru $R \approx 50\mathrm{M}\Omega$. Tako dobimo $ENC_{upor} = 220\, e_0$.

Seštevek vseh treh prispevkov da

$$ENC_{celotni} = \sqrt{ENC^2_{elektronike} + ENC^2_{zap.tok} + ENC^2_{upor}} \quad , \tag{1.23}$$

kar znaša za testirani detektor približno 520 e_0. Ob tem je potrebno povedati, da je k šumu potrebno prišteti še prispevek, ki ga prinese kontrolni sistem. Ena od nalog diplomske naloge je bila meritev celotnega šuma.

2. poglavje

Simulacija

Namen diplomske naloge je bil testirati mikropasovni detektor s hitrimi elektroni, ki nastanejo pri razpadu β ^{90}Sr. Za izvrednotenje rezultatov poskusa, ki ga bom opisal v naslednjem poglavju, je bilo potrebno napisati računalniško simulacijo. Njeni rezultati nam omogočajo primerjavo rezultatov meritev z elektroni z rezultati, ki bi jih dobili pri meritvi s pioni v testnem žarku. V fiziki osnovnih delcev se v simulacijah največkrat uporabljajo metode Monte Carlo.

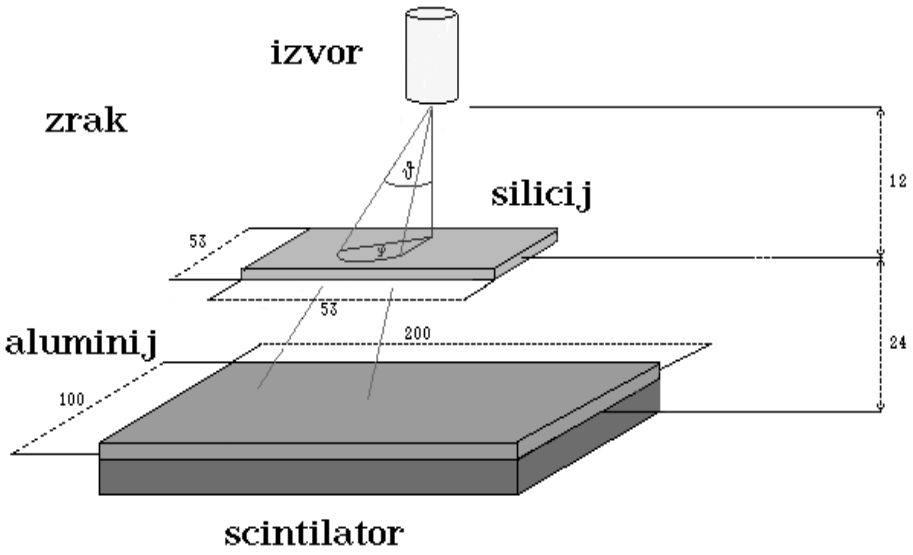
Simulacijo potovanja elektrona in sekundarnih delcev sem napisal s programsko knjižnico GEANT. To je zbirka podprogramov, ki so jo izdelali v evropskem središču za fiziko delcev CERN. Uporablja se pri načrtovanju detektorjev, med drugim pa vsebuje simulacije najpomembnejših procesov v fiziki delcev.

Pri pisanju simulacije sem se trudil, da bi, kolikor je le mogoče, posnemal eksperiment. Ob tem je potrebno povedati, da simulacija ni vključevala vseh procesov. V njej namreč nisem upošteval zbiranja naboja, ki nastane pri prehodu nabitega delca skozi detektor. Za to bi bilo potrebno upoštevati difuzijo naboja in poznati natančno geometrijo električnega polja v siliciju, kar bi bila pretežka naloga. Zaradi tega sem privzel, da ves naboj, ki se rodi pri preletu delca skozi detektor, zberemo na bralnih pasovih. Kot bomo videli v naslednjem poglavju to velja, kadar zaznamo signal le na enem bralnem pasu. Razen zbiranja naboja sem upošteval vse fizikalne procese, ki jih bom na kratko opisal v naslednjem podpoglavju.

Namen simulacije je določiti najverjetneje odloženo energijo v siliciju pri različnih debelinah aluminijaste plošče za elektrone iz izvora in minimalno ionizirajoče pione (π^-) v testnem žarku.

2.1 Potek simulacije

Postavitev eksperimenta je opisana v naslednjem poglavju, tukaj pa bi želel predstaviti izgled simuliranega sistema (slika 2.1) in potek simulacije. Izsevanemu elektronu ali pionu smo sledili v več korakih od izvora, do pobega iz sistema ali do točke, kjer se je ustavil. Prav tako smo sledili rojenim fotonom in izbitim elektronom, če so imeli energijo večjo od določene meje. Število korakov in njihova velikost sta odvisna od energije delca, vrste



Slika 2.1: Izgled simuliranega sistema. Detektor je v simulaciji predstavljala 300 μm debela ploščica iz silicija. Aluminijastih pasov in oksidne plasti zaradi majhnih debelin nismo upoštevali. Dimenzije na sliki so v milimetrih.

delca in njegove poti. Vrsta delca in njegova energija določata procese, ki jih delec doživi. Elektron lahko na svoji izbije elektron ali izseva foton, pionu pa se poleg teh pridružijo še jedrske reakcije in razpad. S presekom za vsak proces in naključnim številom, generiranim po eksponentni porazdelitvi, izračuna GEANT pot, ki jo mora delec prepotovati preden se dan proces zgodi. Najkrajša med temi potmi je velikost posameznega koraka. Če bi delec v tem koraku prečkal mejo med snovema, je korak velik samo toliko, kot je razdalja delca do meje; delcu se torej v tem koraku ne zgodi nič. Prav tako je korak manjši od izračunanega, če je ta večji od največjega dovoljenega koraka ali če bi delec v njem zaradi ionizacije izgubil prevelik delež svoje energije. Po vsakem koraku omogoča GEANT vpogled v: kinematične lastnosti delca, energijo delca, dolžino opravljene poti v zadnjem koraku, energijske izgube v zadnjem koraku, število in vrsto rojenih sekundarnih delcev.

V eksperimentu bomo zaznali le tiste delce, ki bodo predrli aluminijasto ploščo in prišli v scintilator. Aluminijasta plošča je energijski filter za elektrone, saj se elektroni z nizko energijo v njej ustavijo. Scintilator služi v eksperimentu kot prožilec bralnega sistema, ki nam pove, kdaj je detektor zadet.

2.2 Izvor

Za izvor elektronov sem uporabil stroncijev izotop ^{90}Sr. Izsevani elektroni so plod dveh razpadov. Najprej razpade ^{90}Sr z razpadom β^- v ^{90}Y, nato pa razpade ^{90}Y prav tako z razpadom β^- v ^{90}Zr, ki je stabilen. Razpolovna časa sta 27,7 let za prvi in 64 ur za

drugi razpad. Obe jedri lahko razpadeta le z razpadom β^-. Pri prvem razpadu dobimo elektrone z največjo kinetično energijo 0,546 MeV, največja kinetična energija elektronov iz drugega razpada pa znaša 2,283 MeV [8]. Spektra obeh razpadov popišemo z enačbo [12]

$$\frac{dP}{dw} = C_n\,(w+1)^2\,(\frac{E_{max}}{m_e c^2} - w)^2 \quad , \quad w = \frac{E_{kin}}{m_e c^2} \quad , \tag{2.1}$$

kjer je E_{kin} kinetična energija elektrona in C_n normalizacijska konstanta, ki znaša 1,494 za prvi in 0,0065 za drugi razpad. Oba razpada sta enako verjetna, saj drugo jedro kjub manjšemu razpadnemu času ne more razpasti predno ne razpade prvo. Če združimo oba spektra dobimo

$$\frac{dP}{dw} = \begin{cases} 0,5 \cdot C_{n_1}\,(w+1)^2\,(\frac{E_{m1}}{m_e c^2} - w)^2 + \\ 0,5 \cdot C_{n_2}\,(w+1)^2\,(\frac{E_{m2}}{m_e c^2} - w)^2 & 0 < w < 1,068 \\ \\ 0,5 \cdot C_{n_2}\,(w+1)^2\,(\frac{E_{m2}}{m_e c^2} - w)^2 & 1,068 < w < 4,450 \end{cases} ,$$

kjer sta E_{m1} in E_{m2} največji kinetični energiji elektronov iz obeh razpadov. Izsevani elektroni so generirani po tej porazdelitvi z metodo Monte Carlo. Vendar zgornji spekter ne ustreza spektru elektronov, ki letijo iz izvora. Upoštevati je potrebno še ohišje izvora, v katerem elektroni izgubijo del svoje energije, nekaj pa se jih tudi ustavi. Iz prvega razpada dobimo elektrone z manjšo energijo. Takšni elektroni imajo večje energijske izgube na enoto poti, zato se jih veliko ustavi v 0,1 mm debeli železni foliji, ki pokriva izvor. Dejansko pride samo 11,3% elektronov iz prvega razpada, ostalih 88,7% pa iz drugega. Na sliki 2.2 lahko vidimo simuliran spekter elektronov s folijo, brez folije in porazdelitev izsevanih elektronov po prostorskem kotu ($dN/d(\cos\vartheta)$). Po azimutnem kotu so elektroni zaradi izotropnega izvora porazdeljeni enakomerno ($dN/d\varphi$=konst).

2.3 Opis simuliranih procesov

Kot sem že omenil, sem sledil delcem s pomočjo knjižnice GEANT. Ta zna simulirati prevladujoče elektromagnetne procese, ki se zgodijo v energijskem intervalu od 10 keV do 10 TeV. V simulaciji so nas zanimale predvsem energijske izgube elektronov in pionov v siliciju in aluminiju, zato bom računu energijskih izgub posvetil nekaj besed.

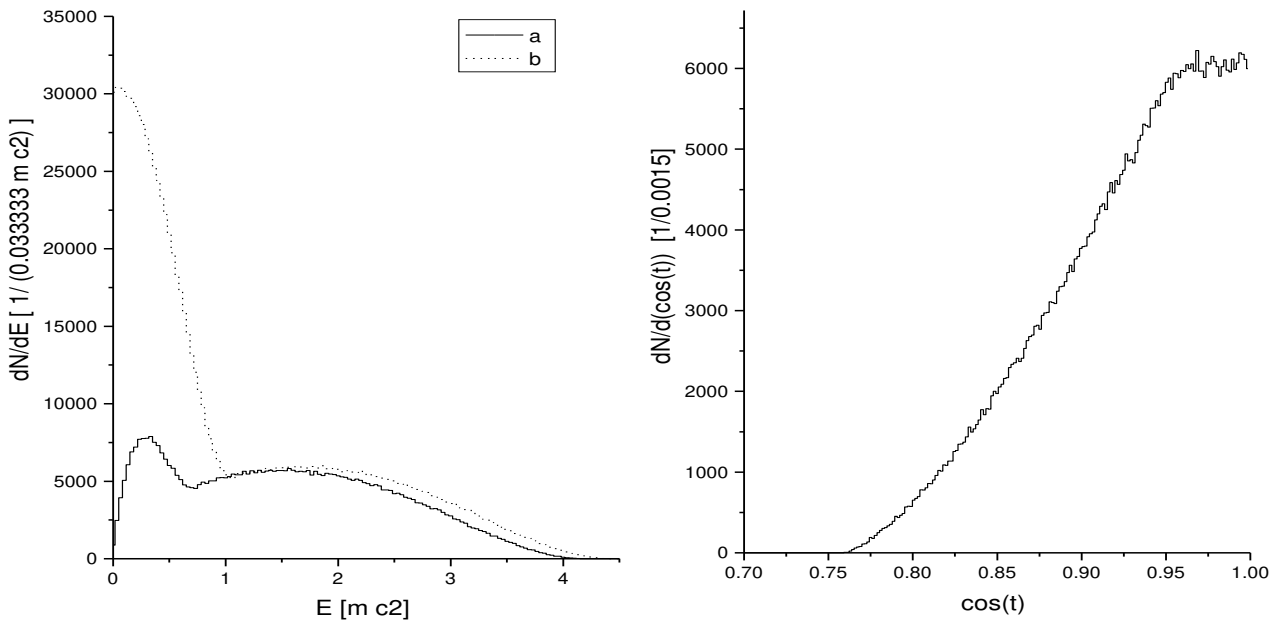
Na poti skozi snov izgubljajo elektroni svojo energijo z ionizacijo in z zavornim sevanjem, kar zapišemo

$$(\frac{dE}{dx})_{celotne} = (\frac{dE}{dx})_{ionizacijske} + (\frac{dE}{dx})_{sevalne} \quad . \tag{2.2}$$

Pri pionih drugi člen odpade, saj zaradi velike mase skoraj ne sevajo.

2.3.1 Ionizacijske izgube

Pri ionizaciji vpadni elektron s kinetično energijo E izbije iz atoma elektron s kinetično energijo T. Diferencialni presek za takšno reakcijo označimo z $\frac{d\sigma(E,T)}{dT}$. Dokler so energije



Slika 2.2: Simulirani spekter elektronov: (a.) s folijo - dejanski, (b.) brez folije - teoretični in porazdelitev po prostorskem kotu. Spektra (a.) in (b.) sta normalizirana na število izsevanih elektronov v časovni enoti.

izbitih elektronov in njihov doseg majhne, jim nima smisla slediti, ker ne uidejo iz detektorja. Namesto diferencialnega preseka raje izračunamo celotni presek za takšen trk in povprečno energijo, ki jo pri takšnem trku izgubi elektron, od tu pa povprečne ionizacijske izgube na enoto poti

$$-(\frac{dE}{dx})_{ion} \;=\; n_e \overline{E_{ion}}(k_\delta, E)\, \sigma_{ion}(k_\delta, E) \;=\; n_e \int_0^{k_\delta} \frac{d\sigma(E,T)}{dT}\, T\, dT \quad , \tag{2.3}$$

kjer je n_e gostota elektronov vezanih na atomih in k_δ meja, nad katero se v simulaciji rojevajo sekundarni elektroni. Čeprav so sekundarni vsi izbiti elektroni ne glede na njihovo energijo, bom to besedo uporabljal le za tiste elektrone, ki imajo energijo večjo od k_δ in jim po izbitju sledimo. Celotni presek za njihovo rojstvo izračunamo

$$\sigma_{sec}(k_\delta, E) \;=\; \int_{k_\delta}^{T_{max}} \frac{d\sigma(E,T)}{dT}\, dT \quad , \tag{2.4}$$

kjer je T_{max} največja kinetična energija, ki jo lahko ima izbiti elektron in znaša $E/2$.

Če nas sekundarni elektroni ne zanimajo ($k_\delta \rightarrow T_{max}$), dobimo po integraciji desne strani 2.3 Berger-Seltzerjevo enačbo [7]. V tem primeru zajamemo sekundarne elektrone v račun z ustrezno porazdelitvijo energijskih izgub okoli povprečne vrednosti.

Drugače je, če dovolimo rojevanje sekundarnih elektronov. Tedaj je enačba 2.3 omejena Berger-Seltzerjeva enačba, diferencialni presek $\frac{d\sigma(E,T)}{dT}$ za sekundarne elektrone z energijo večjo od od k_δ pa izračunamo z Möllerjevo enačbo [7]. Rojenemu sekundarnemu

elektronu nato sledimo, kot če bi bil izsevani elektron. Doseg sekundarnih elektronov z energijo 100 keV je v siliciju okoli 40 μm, kar znaša več kot 1/10 debeline silicija, zato je mejo za njihovo rojstvo k_δ smiselno postaviti na to vrednost.

Za pione je račun podoben, le da dobimo drugačen diferencialni presek za sekundarne elektrone in namesto Berger-Saltzerjeve enačbe Bethe-Blochovo [8].

2.3.2 Sevalne izgube

Na svoji poti skozi snov elektron zavorno seva. Izgube zaradi zavornega sevanja so močno odvisne od snovi skozi katero elektron potuje. Za vsako snov lahko definiramo kritično energijo E_c, pri kateri se ionizacijske izgube izenačijo z sevalnimi izgubami. Od te energije naprej pa prevladujejo sevalne izgube nad ionizacijskimi. Kritično energijo lahko približno ocenimo z

$$E_c \approx \frac{1600\, m_e c^2}{Z} \tag{2.5}$$

Ocena pokaže, da leži kritična enrgija za silicij in aluminij okoli 60 MeV, kar je mnogo več kot je največja energija elektronov iz razpada β. Kljub temu, da je prispevek sevalnih izgub majhen, ga nisem zanemaril. Podobno kot pri ionizacijskih izgubah dobimo

$$-(\frac{dE}{dx})_{sev} \;=\; n_a\, \overline{E_{sev}}(Z,E,k_c)\, \sigma_{sev}(Z,E,k_c) \;=\; n_a \int_0^{k_c} k \frac{d\sigma(Z,E,k)}{dk} dk \quad , \tag{2.6}$$

kjer je k energija fotona, k_c energijska meja, pod katero štejemo fotone h kontinualnim izgubam, n_a gostota atomov, E kinetična energija elektrona in Z vrstno število snovi. Pri energijah višjih od k_c dobimo v simulaciji diskretne fotone. Presek za takšno reakcijo izračunamo

$$\sigma_{fot}(Z,E,k_c) \;=\; \int_{k_c}^{E} \frac{d\sigma(Z,E,k)}{dk} dk \tag{2.7}$$

Tako povprečne sevalne izgube na enoto poti kot diferencialni presek za rojevanje fotonov računa GEANT s fenomenološko formulo, ki se najbolje prilega rezultatom eksperimentov. V simulaciji rojeni sekundarni fotoni so imeli energijo vsaj $k_c = 30$ keV.

2.3.3 Porazdelitev energijskih izgub

Izgubljeno energijo v snovi (E_{izg}) izračuna GEANT kot

$$E_{izg} \;=\; \sum_{i=1}^{N} (\frac{dE}{dx})_i\, \Delta x_i \quad , \tag{2.8}$$

kjer je N število korakov v snovi in Δx_i dolžina i-tega koraka. Zaradi fluktuacij v številu trkov in izgubljeni energiji pri njih, izgubi nabiti delec v vsakem koraku energijo različno od tiste, ki jo izračunamo z $(\overline{\frac{dE}{dx}})_i \Delta x_i$. Glede na vrsto delca, vrsto snovi in velikost koraka, se v GEANT-u lahko odločimo za model, po katerem so porazdeljene energijske izgube, ali pa to prepustimo njemu. Na voljo imamo Gaussovo, Vavilovo in Landau-ovo porazdelitev.

Če imamo opravka s prehodom nabitega delca skozi zelo tanko plast ($\rho \cdot d < 0{,}1$ g cm^{-2}), ti modeli odpovejo. V tem primeru lahko računamo z modelom harmonskih oscilatorjev (ASHO) ali s fotoabsorbcijskim ionizacijskim modelom (PAI). Poleg analitičnih modelov lahko uporabimo tudi Urbànov (Monte Carlo) model, ki je uporaben v vseh primerih. Ključna parametra, na podlagi katerih se odločimo za model, sta

- κ, razmerje med tipičnimi energijskimi izgubami in največjo energijo, ki jo izgubi nabiti delec pri trku

$$\kappa = \frac{\xi}{E_{max}} \tag{2.9}$$

$$\xi = \frac{e_0^4 N_a Z \rho \delta x}{8\pi\varepsilon_0^2 m_e \beta^2 c^2 A} \tag{2.10}$$

$$E_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma\frac{m_e}{M} + (\frac{m_e}{M})^2} \tag{2.11}$$

$$\tag{2.12}$$

  kjer je e_0 osnovni naboj elektrona, δx debelina snovi, E_{max} največja energija, ki jo nabiti delec lahko izgubi pri trku z elektronom, in M masa nabitega delca. Ker enakih delcev ne moremo ločiti med seboj, je pri trku dveh elektronov $M = m_e/2$.

- ξ/I_0, razmerje med tipičnimi energijskimi izgubami in povprečno ionizacijsko energijo.

Z Gaussovo porazdelitvijo računamo, ko je $\kappa > 10$, Vavilovo porazdelitev uporabimo, če je $0{,}01 < \kappa < 10$ in Landau-ovo porazdelitev za $\kappa < 0{,}01$. Za vse pa velja, da lahko z njimi računamo šele, ko je $\xi/I_0 \geq 50$. Če je $\xi/I_0 < 50$, moramo računati z modeli za prehod delca čez tanko plast (ASHO, PAI) ali z Urbànovim modelom. Glede na dolžino koraka v snovi, izbere GEANT ustrezno porazdelitev.

Če dovolimo rojevanje sekundarnih elektronov, uporablja GEANT vedno Urbànovo metodo. Žal ta velja dobro, šele ko je število rojenih sekundarnih elektronov v danem koraku, dovolj veliko, nekaj deset. Za relativistične delce lahko njihovo število ocenimo z enačbo

$$\Delta N \approx \frac{D}{2}\frac{\rho Z}{A}\frac{1}{k_\delta}\Delta x \quad , \tag{2.13}$$

kjer je D=0,307 MeV cm^2 g^{-1}, ρ gostota snovi, Z vrstno število elementa, A atomska masa elementa in Δx dolžina poti v snovi. Če vstavimo za $k_\delta = 100$ keV in za Δx debelino detektorja 300 μm, dobimo $\Delta N = 0{,}06$. Kljub temu, da model ni dober, ga svetuje GEANT preizkusiti, posebno v primeru, ko nas zanima odložena energija v siliciju.

2.4 Rezultati simulacije

V osnovi je bil naš silicijev detektor namenjen določanju poti delca in ne njegove energije. Če bi želeli določiti energijo delca, bi morala biti zaporna plast dovolj debela,

da bi se elektroni v njej ustavili. Takšnih detektorjev v eksperimentu nisem imel na voljo, zato pa sem za velike debeline silicija ($\sim$ 1 cm) preveril delovanje simulacije; spekter izvora se je ujemal s spektrom odložene energije v siliciju.

Glavni namen simulacije je bil določiti odloženo energijo v siliciju pri različnih debelinah aluminijaste plošče za tiste elektrone, ki so prišli v scintilator. V simulaciji sem privzel, da sproži scintilator vsak elektron*, ki prileti vanj. Takšna predpostavka je opravičena, saj je izkoristek scintilatorja za elektrone 100 %. Sprva sem upošteval tudi tiste elektrone, ki sami niso prišli v scintilator, ampak je vanj prišel rojeni sekundarni delec, vendar se je izkazalo, da je njihov prispevek zanemarljiv.

Za razliko od elektronov je izkoristek scintilatorja za fotone zelo majhen, kar pomeni da večina fotonov preleti scintilator, brez da bi v njem pustili svojo energijo. Zaradi majhnega vrstnega števila scintilatorja je verjetnost za fotoefekt majhna, z njo pa tudi verjetnost, da zaznamo foton. V eksperimentu smo izkoristek ocenili z razpadom ^{241}Am (glej naslednje poglavje). Pri energiji fotonov 60 keV, ki je tipična za sekundarne fotone v simulaciji, je znašal izkoristek manj kot 1%.

Podobno je tudi s sekundarnimi elektroni. Kljub temu, da bi v scintilatorju pustili dovolj energije, da bi jih zaznali, jih lahko zanemarimo. Vzrok temu je majhen doseg sekundarnih elektronov. Pri energiji, ki je enaka meji za njihovo rojstvo (k_δ = 100 keV), je njihov doseg v aluminiju manjši od 40 μm. V poštev bi prišli torej elektroni, ki se rodijo čisto ob meji aluminijaste plošče s scintilatorjem. Vendar takšni elektroni v scintilator le redko priletijo sami, zato se rezultati simulacij, pri katerih dovolimo proženje scintilatorja tudi s sekundarnimi elektroni, v okviru statistične napake ne ločijo od tistih, kjer prožijo scintilator le primarni elektroni.

Pričakovali smo, da bo z naraščujočo debelino aluminijaste plošče padala najverjetneje odložena energija v siliciju, ker bodo v scintilator prihajali elektroni z večjo energijo in zato z manjšimi izgubami. Poleg tega se bo v aluminijasti plošči ustavilo vedno več elektronov, ki bodo pod velikim kotom (ϑ) najprej preleteli silicij in nato vstopili v aluminij. Takšni elektroni opravijo v siliciju daljšo pot in izgubijo več energije (slika 2.3).

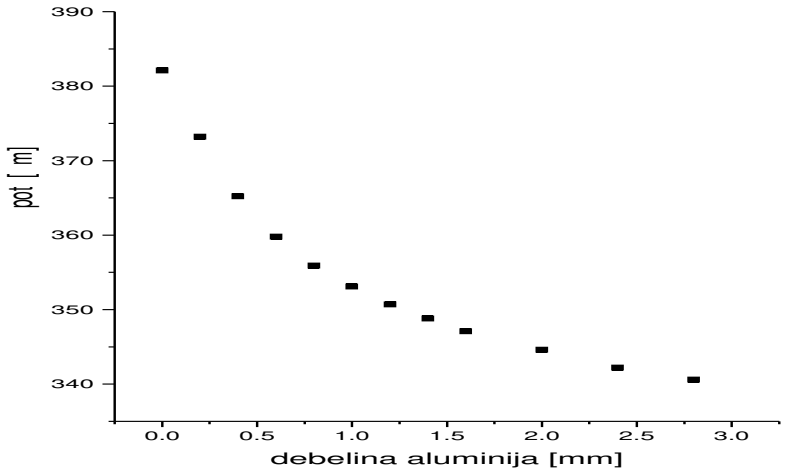
Pri večjih debelinah aluminijaste plošče smo pričakovali plato ali celo dvig najverjetneje odložene energije, zaradi večjih energijskih izgub elektronov, ki imajo energijo večjo kot minimalno ionizirajoči elektroni.

Izkazalo se je, da najverjetneje odložena energija ni močno odvisna od debeline aluminijaste plošče (že silicij je dober filter za elektrone z nizko energijo). Razlike med največjo in najmanjšo vrednostjo najverjetneje odložene energije so znašale le nekaj odstotkov ne glede na model, po katerem sem računal energijske izgube (slika 2.4). Povedati je potrebno, da noben od modelov ni v celoti dober.

- Če ne dovolimo rojevanja sekundarnih elektronov, ne dopustimo možnosti, da energija z visokoenergijskimi sekundarnimi elektroni pobegne iz silicija, vendar je porazdelitev energijskih izgub okoli povprečne vrednosti prava.

- Če dovolimo rojevanje sekundarnih elektronov, tvegamo napačno porazdelitev en-

*Elektroni morajo imeti energijo vsaj 30 keV, da jim sledimo.



Slika 2.3: Povprečna pot zaznanih elektronov v siliciju v odvisnosti od debeline aluminijaste plošče.

ergijskih izgub (glej prejšnjo podpoglavje), vendar izračunamo točen prispevek sekundarnih elektronov k energiji, ki je ostala v siliciju.

Po pričakovanju je z debelino aluminijaste plošče najverjetneje odložena energija sprva padala, kasneje pa začela ponovno naraščati.

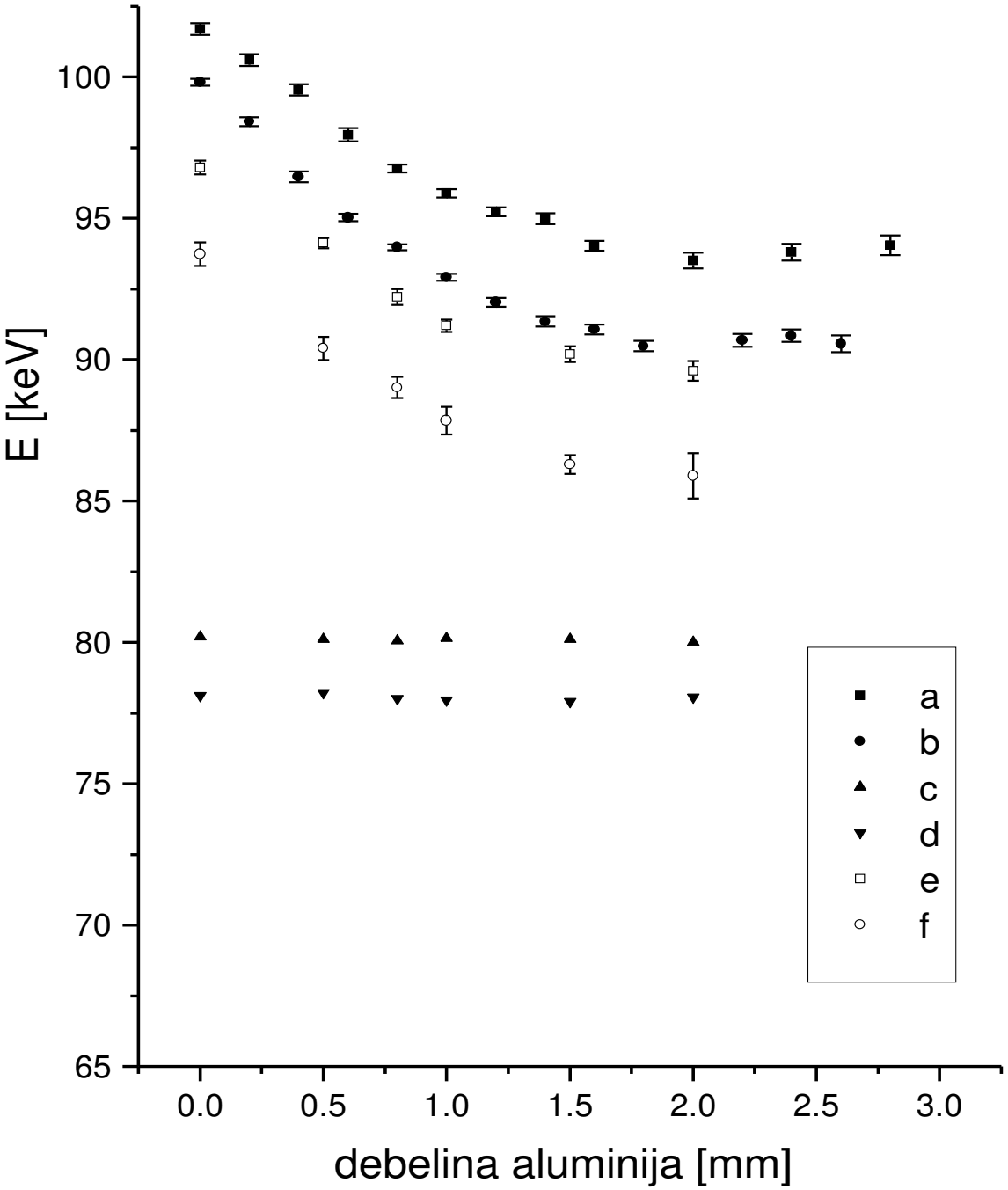
Naraščanje najverjetneje odložene energije, zaradi večjih energijskih izgub na enoto poti kot jih imajo minimalno ionizirajoči elektroni, lahko pojasnimo s spektrom zaznanih elektronov pred vstopom v silicij (slika 2.5). Povprečna energija elektronov v takšnem spektru narašča z debelino aluminija (slika 2.6), saj je za preboj aluminijaste plošče potrebna vse večja energija. Nasprotno je s širino te porazdelitve na polovični višini, ki z naraščujočo debelino pada (slika 2.7).

Dejansko je dvig najverjetneje izgubljene energije komaj opazen, ker je rep porazdelitve energijskih izgub na enoto poti položen, z debelejšo aluminijasto ploščo pa se manjša povprečna pot elektronov v siliciju in s tem odložena energija. Težava je tudi v tem, da je za dobro statistiko (majhna statistična napaka) potrebno veliko dogodkov. Če je aluminijasta plošča debela 2,4 mm, moramo za 1900 zaznanih elektronov, izsevati kar $2 \cdot 10^6$ elektronov.

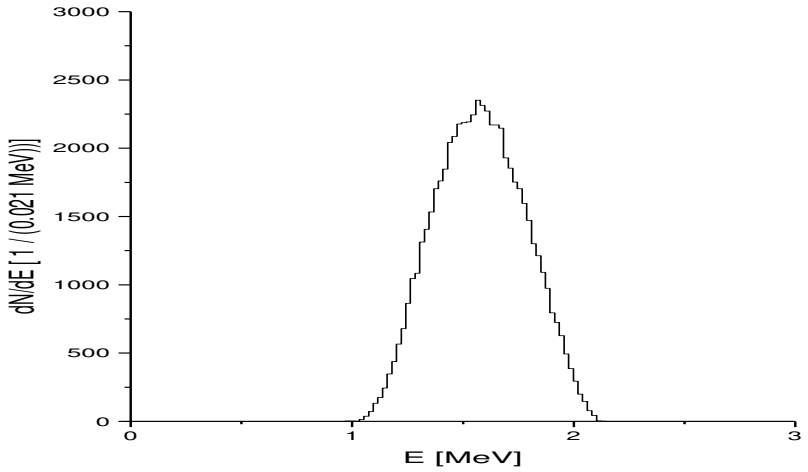
Za primerjavo z elektroni sem v simulaciji sledil tudi negativno nabitim pionom (slika 2.4c,d). Ti so imeli kinetično energijo, ki ustreza minimalno ionizirajočim delcem

$$E = m_\pi c^2(\gamma - 1) \; = \; 360\,\mathrm{MeV} \quad , \quad \beta \approx 0,96$$

in smer pravokotno na detektor. Najverjetneje odložena energija ni bila odvisna od debeline aluminija, saj razen pionov, ki razpadejo v letu, vsi priletijo v scintilator.



Slika 2.4: Najverjetneje odložena energija v siliciju v odvisnosti od debeline aluminijaste plošče: (a.) za elektrone brez rojevanja sekundarnih elektronov, (b.) za elektrone z rojevanjem sekundarnih elektronov, (c.) za pione brez rojevanja sekundarnih elektronov in (d.) za pione z rojevanjem sekundarnih elektronov. Modela (e.) in (f.) sta enaka (a.) in (b.), vendar so rezultatom prispevali le tisti elektroni, katerih kot preleta skozi detektor je takšen ($\vartheta = 18,5°$), da bi v eksperimentu dobili ves signal le na enem pasu. Vrednosti so dobljene s prilagajanjem Gaussove krivulje vrhu spektra odložene energije v siliciju. Vnesene so samo statistične napake.



Slika 2.5: Spekter zaznanih elektronov pred vstopom v silicij. Debelina aluminijaste plošče je 1,4 mm.

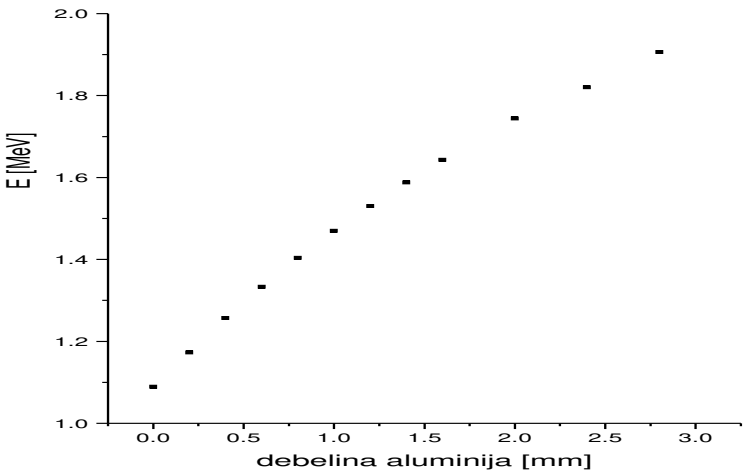
2.5 Napaka

Med vsemi delci so ravno elektroni z nizko energijo tisti, pri katerih z GEANT-om naredimo največjo napako. Glede na tipične energije elektronov iz razpada β so njihove energijske izgube na enoto poti velike. Elektron lahko v enem koraku izgubi toliko energije, da se $\frac{dE}{dx}$ znatno spremeni, zato je za pravilen izračun odložene energije v siliciju potrebno veliko korakov. Pri rezultatih na sliki 2.5 sem dolžino koraka omejil z največ 6% izgubljene kinetične energije v enem koraku in največjim dovoljenim korakom 10μm.

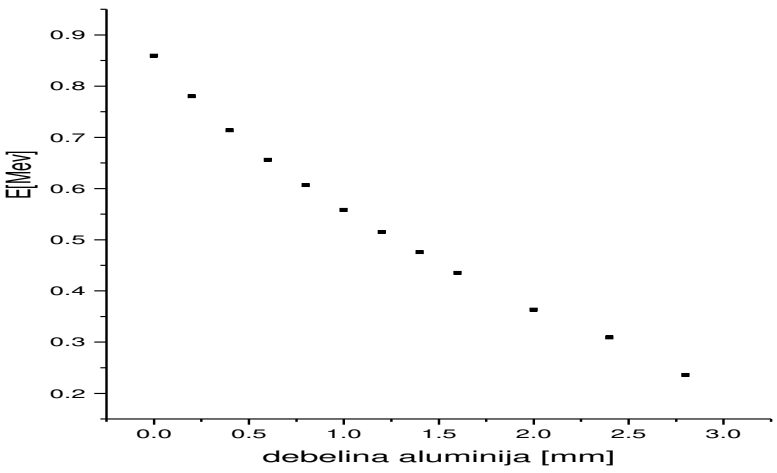
Sistematično napako, ki jo zagrešimo pri določanju najverjetneje odložene energije v siliciju, je težko določiti, saj ne poznamo napake presekov za sekundarne elektrone in fotone. Elektronu ne sledimo zvezno, ampak v diskretnih korakih (integral nadomestimo z vsoto), kar še dodatno prispeva k napaki. Napako lahko ocenimo navzgor, če dovolimo tako velike korake, da preletijo elektroni silicij in aluminij v enem koraku. Takrat je napaka zaradi nepoznavanaja točnih presekov majhna v primerjavi z napako, ki jo naredimo zaradi enega samega koraka. Najverjetneje odložena energija se v tem primeru razlikuje za nekaj odstotkov, odvisno od debeline aluminija. Pri debelini aluminija okoli 2 mm, kjer je najverjetneje odložena energija najmanjša, pa znaša le 1%.

Vendar to ni edini prispevek k sistematični napaki simulacije. Ker ni posebnega razloga, da bi priviligirali katerega od obeh modelov, s katerima računamo odloženo energijo v siliciju, smo za cenilko prave odložene energije v siliciju izbrali povprečno vrednost obeh modelov. S tem smo pridelali dodatno sistematično napako, ki jo ocenimo kot razliko med modeloma ulomljeno s $\sqrt{2}$, kar znaša 2,5%.

Mnogo manjšo napako zagrešimo pri sledenju pionov (π^-). Energija minimalno ionizirajočih pionov je tako velika, da so njihove ionizacijske izgube na enoto poti enake ne glede na dolžino koraka v siliciju. Sevalnih izgub pa zaradi velike mase skoraj ni. Celotno sistematično napako, ki znaša pri pionih 1,2 %, prinese torej razlika med modeloma.



Slika 2.6: Povprečna energija zaznanega elektrona pred vstopom v silicij v odvisnosti od debeline aluminijaste plošče.



Slika 2.7: Širina na polovični višini porazdelitve zaznanih elektronov po energiji pred vstopom v silicij v odvisnosti od debeline aluminijaste plošče.

3. poglavje

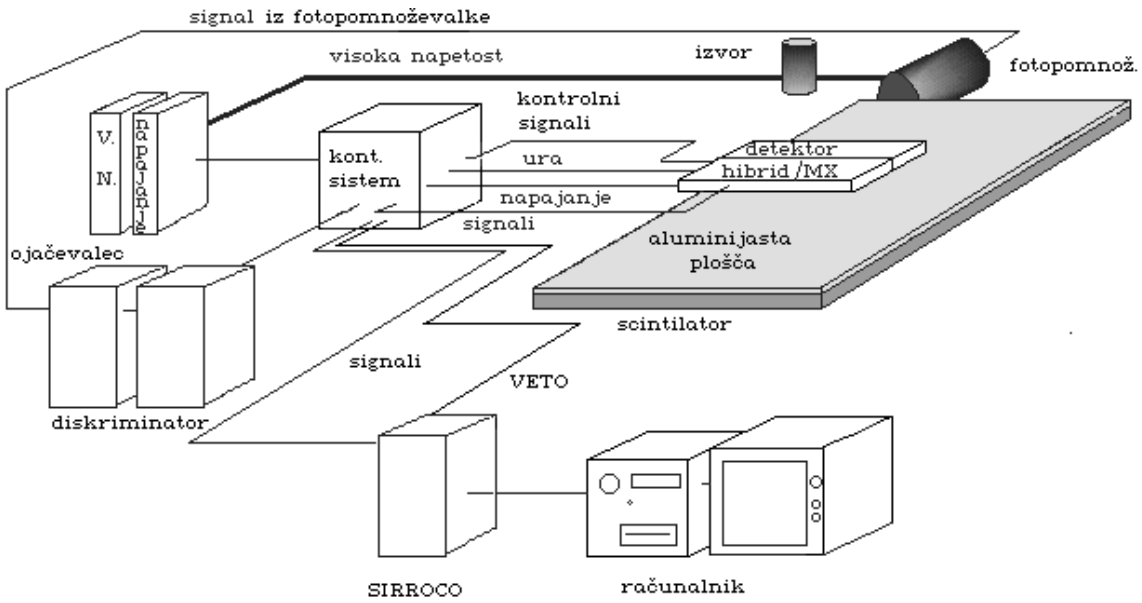
Meritev

Skupina fizikov inštituta Jožef Stefan iz oddelka za eksperimentalno fiziko osnovnih delcev sodeluje pri eksperimentu DELPHI na trkalniku LEP v CERN-u. V okviru tega mednarodnega projekta načrtujejo izgradnjo silicijevega pozicijsko občutljivega detektorja v smeri naprej, ki bo pokrival majhne sipalne kote. Predno vstavijo detektorske module v spektrometer, jih je potrebno testirati. V ta namen so v Ljubljani postavili sistem za testiranje detektorjev s svetlobo. Svetlobni snop lahko z mikroskopom fokusiramo in tako preverimo vsak pas posebej, poleg tega lahko izvor svetlobe prižigamo (dioda LED) zelo natančno (10-100 ns), kar omogoči proženje kontrolnega sistema ob točno določenem času. Če namesto svetlobe uporabimo radioktivni izvor, je ves postopek proženja kontrolnega sistema mnogo zahtevnejši, saj ne poznamo časa, ko delec preleti detektor. Uporabiti je potrebno še en detektor, ki nam priskrbi prožilni signal za kontrolni sistem našega detektorja.

3.1 Postavitev merilnega sistema

Glavni del merilnega sistema (slika 3.1, glej parametre na sliki 2.1) predstavljta detektor in keramični hibrid z bralnim čipom. Detektor je pritrjen na keramični hibrid in tvori z njim celoto. Ker sta detektor in bralni čip občutljiva na vidno svetlobo, sta zaprta v črni škatli. Obrnjena sta tako, da detektorjevi bralni pasovi gledajo navzgor proti izvoru. Nad detektorjem je namreč plastičen nosilec, v katerega vstavimo radioaktivni izvor. Nosilec je narejen tako, da ga lahko premikamo prečno in vzdolžno čez vse pasove. Pod detektorjem se nahaja scintilator, na katerega smo postavljali aluminijaste plošče različnih debelin, ki so v celoti pokrile občutljivi del scintilatorja. V škatli je na strani pripet še kontrolni sistem.

Škatla ima več priključkov, ki služijo za povezavo scintilatorja z ojačevalcem, diskriminatorja s kontrolnim sistemom (ojačen prožilni signal), izhodu multipleksiranega signala iz kontrolnega sistema ter vhodom za napajalne napetosti. Vse napajalne napetosti: visoko napetost (1,6 kV) za fotopomnoževalko, zaporno napetost na detektorju ($\approx$ 60 V) in napajalno napetost za kontrolni sistem ($\pm$12V), vodimo v škatlo iz enosmernih izvorov ob njej.



Slika 3.1: Shematski prikaz sistema za testiranje detektorjev z radioaktivnim izvorom.

Multipleksirane signale iz kontrolnega sistema vodimo do bralnega procesorja SIRROCO, ta pa digitalne signale pošlje v računalnik. V prvi fazi meritev smo signal zaradi hitrega in lažjega preverjanja vodili tudi na osciloskop.

Ker nismo imeli namena testirati litografijo samega detektorja (število slabih pasov, mrtva področja, povezavo bralnih pasov z elektroniko bralnega sistema), smo pri delu uporabljali že stestirane detektorje in hibride.

- **Izvor:** Za izvor elektronov smo uporabljali ^{90}Sr, ki je sevalec β. Podrobneje je izvor opisan v poglavju simulacija. Aktivnost izvora je $dN/dt = 74$ kBq.

- **Scintilator:** Uporabljali smo plastičen scintilator (Ne112a). Plastični scintilatorji imajo hiter odziv (razpadna konstanta 2-3 ns) in velik pridelek fotonov. Zelo so učinkoviti pri zaznavanju elektronov, saj le redkim uspe preleteti scintilator brez dovolj velikih energijskih izgub, da jih zaznamo. Drugače je s fotoni. Zaradi majhnega vrstnega števila scintilatorja je verjetnost za fotoefekt majhna, z njo pa tudi verjetnost, da zaznamo foton. Slednjo smo ocenili s fotoni iz razpada ^{241}Am. Americij razpada z razpadom α na dva načina [8]. Prvi način je manj verjeten (13%), vendar ga v 36% spremlja foton z energijo 60 keV, kar je ravno tipična energija sekundarnih fotonov v eksperimentu. Da bi v scintilatorju zares zaznali le fotone, smo med izvor in scintilator postavili folijo, v kateri so se žarki α ustavili.

  Pri enakem rezu na diskriminatorju, kot smo ga uporabili v eksperimentu, smo izmerili, da je verjetnost, da zaznamo foton, pod 1%.

- **Detektor :** Pri delu smo uporabljali enostranski detektor debeline $d = 300\,\mu$m. Pasovi so bili široki 60 μm, razdalja med njimi pa je znašala 100 μm. Med dvema

Slika 3.2: Šum prvih 128 pasov; drugo polovico v eksperimentu nismo uporabljali.

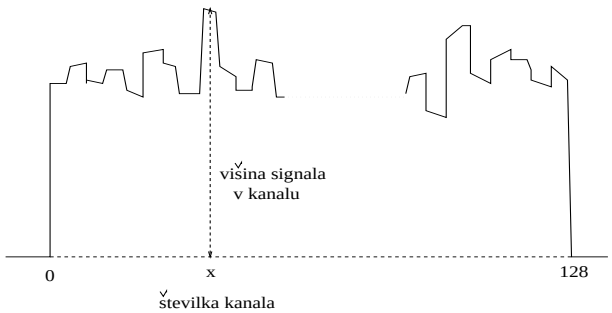
bralnima pasovoma je ležal en interpolacijski pas. Detektor je imel tri slabe pasove 7, 100 in 127, ter kar nekaj zašumljenih: 61, 63, 66, 67, 68, 87 in 104. K slabim štejemo nepovezane pasove, k zašumljenim pa vse tiste, pri katerih je šum trikrat večji kot povprečna vrednost šuma na vseh pasovih. Vseh pasov je 256, vendar jih polovico nismo uporabljali, zato se podatki o zašumljenih in mrtvih pasovih nanašajo na prvih 128. Šum posameznih pasov je prikazan na sliki 3.2.

3.2 Delovanje

Podroben opis delovanja sistema bi bil zelo obsežen in bi presegal okvir diplomske naloge, zato ga bom podal le v grobem, vendar bo to še vedno zadostovalo za razumevanje.

Detekcija elektrona izgleda takole: Izvor izseva elektron, ki preleti detektor in pusti v njem del energije ali pa se ustavi. Če ima po preletu detektorja še dovolj energije in se ne siplje premočno, lahko pride skozi aluminijasto ploščo v scintilator. Zaradi tega dobimo na izhodu fotopomnoževalke signal dolg približno 20 ns. Tega vodimo preko ojačevalca do diskriminatorja, od tu pa v kontrolni sistem. Kontrolni sistem pošilja bralnemu čipu (dodatek A) vse potrebne signale v ciklih, vendar v vsakem ciklu ne sproži branja na čipu. Branje na čipu sproži le, če pride signal iz fotopomnoževalke v 1/12 cikla široko okno, kar pomeni, da zaznamo le vsak dvanajsti elektron, ki prileti v scintilator. Naboj, ki ga po preletu zbere bralni čip, je neodvisen od časa prihoda signala iz fotopomnoževalke znotraj okna.

Po branju dobimo iz bralnega čipa multipleksiran analogni signal, ki ga kontrolni sistem dodatno ojači. Takšen signal je sestavljen iz zaporedja 128 pulzov, sorazmernih z integriranim nabojem v vsakem izmed kanalov (slika 3.3). Če želimo signal obdelati z



Slika 3.3: Multipleksiran signal.

računalnikom, ga moramo najprej digitalizirati. Običajni A/D pretvorniki ne pridejo v poštev, zato ga moramo poslati do bralnega procesorja SIRROCO, ki zna multipleksirani signal iz kontrolnega sistema pretvoriti v kanale in vsakega od njih posebej digitalizirati. Digitalne signale pošlje modul SIRROCO v računalnik, kjer program prebere vrednosti in jih shrani za obdelavo. Čas obdelave je seveda odvisen od stvari, ki jih želimo izmeriti. Tako je v našem primeru sistem odprt za branje šele 0.48 s po prožilnem signalu, kar pomeni, da prinese računalniška obdelava glavni delež k mrtvemu času detektorja. Po končani računalniški obdelavi postavi modul SIRROCO signal VETO na logično nič in s tem omogoči ponovno vzorčenje bralnega čipa.

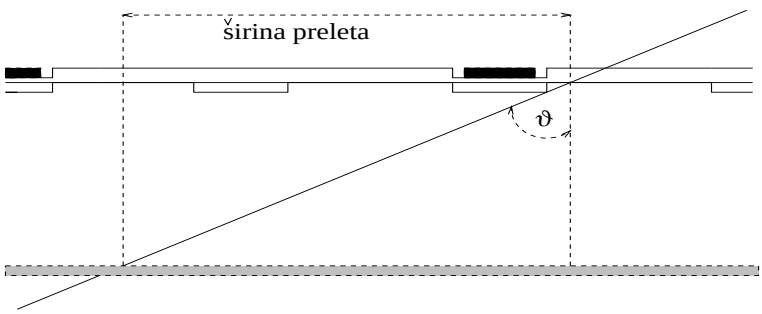
3.3 Analiza podatkov

Za testiranje mikropasovnih detektorjev s svetlobo je napisan računalniški program. Ker smo želeli meriti odloženo energijo elektronov iz razpada β, je bilo potrebno temu programu dodati nekaj novih podprogramov, ki so poiskali mesto zadetka, izračunali višino signala, določili število zadetih pasov, shranili meritev in skrbeli za prikaz.

Testirani detektor ni bil najboljši (mrtvi in zašumljeni pasovi), zato izvora med meritvami nismo premikali. Tako so bile vse meritve, kar se položaja izvora tiče, opravljene pri enakih pogojih. Izvor smo postavili nad prvo polovico pasov in upoštevali samo prvih 128 pasov. Programske zanke so bile zaradi tega polovico krajše, z njimi pa tudi čas računalniške obdelave dogodka.

Za razumevanje meritve je potrebno povedati nekaj besed o delu računalniškega programa. Ta ob zagonu iz podatkov, ki jih pošilja SIRROCO, izračuna

- ničelno DC napetost (P_{DC}) skupno vsem kanalom čipa MX, ki jo povzročajo zunanji izvori šuma. Ti so različni pri vsakem branju, zato jo izračunamo s povprečenjem signalov iz modula SIRROCO za vsak dogodek posebej.



Slika 3.4: Prehod elektrona pod kotom.

- ničelno DC napetost vsakega kanala posebej – podstavek (P_{ped}), ki je posledica neenakih lastnosti pasov. Dobimo jo s povprečenjem signala preko več dogodkov, potem ko smo mu odšteli skupno napetost (P_{DC}). Podstavek smo med meritvijo popravljali z ustrezno enačbo [6] in tako sledili njegovim spremembam.

- šum kanala, ki je efektivni odmik od povprečne višine podstavka. Iz šuma posameznih kanalov izračunamo povprečni šum.

Višino merjenega signala dobimo, ko signalu iz modula SIRROCO odštejemo obe ničelni napetosti.

Pri testiranju detektorjev z izvorom zadetega pasu ne poznamo vnaprej, zato je potrebno izbrati kriterij, s katerim ga poiščemo. Običajno izberemo za zadeti pas tistega, pri katerem je razmerje signal-šum največje (S_i/N_i = največje) in presega neko določeno mejo ($S_i/N_i > SN_{rez}$).

Večkrat se zgodi, da je zadetih več pasov, ki ležijo skupaj. Takšen skupek imenujemo

	debelina aluminijaste plošče [mm]					
število zadetih pasov [%]	0,0	0,5	0,8	1,0	1,5	2,0
1	33,9	36,2	37,3	37,9	38,3	38,5
2	60,9	59,5	58,5	58,3	57,7	57,3
3	4,6	4	3,9	3,4	3,6	3,8
> 3	0,6	0,3	0,3	0,2	0,3	0,3

Tabela 3.1: Število pasov v gruči pri različnih debelinah aluminijaste plošče.

gruča. Vanjo so sprejeti vsi pasovi, katerih razmerje signal-šum je večje od meje SN_{rez}. V tem primeru je višina signala vsota signalov na posameznih pasovih. Vzroka za pojav signala na več pasovih sta dva. Prvi je prelet elektrona pod kotom (slika 3.4) in drugi difuzija naboja, ki ga je elektron pri preletu rodil.

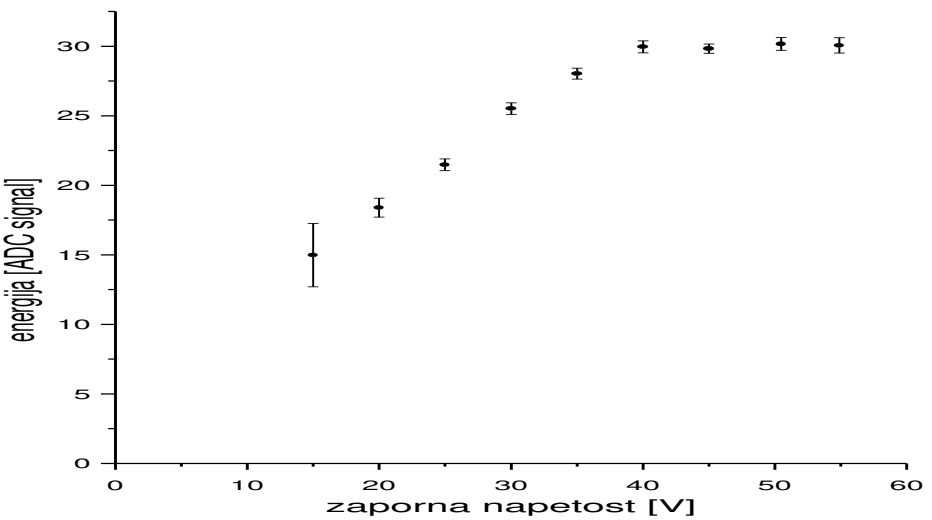
Število zadetih pasov N_z lahko ocenimo, če poznamo kot (ϑ), pod katerim preleti elektron detektor in se ne sipa premočno

$$N_z \approx \frac{d}{l} \cdot \tan(\vartheta), \tag{3.1}$$

kjer je $l = 100\,\mu$m razdalja med dvema sosednjima pasovoma in d debelina detektorja. Če vstavimo največjo vrednost kota ϑ, ki jo dobimo iz simulacije ($\vartheta \approx 40°$), vidimo, da bi teoretično dobili signal večji kot SN_{rez} na največ treh pasovih. Dogodki z enim, dvema in tremi zadetimi pasovi res predstavljajo največji delež vseh dogodkov, vendar jih je nekaj tudi takšnih s štirimi in več zadetimi pasovi, ki so posledica sipanja elektronov (tabela 3.1).

3.4 Odvisnost signala od zaporne napetosti

Delovno zaporno napetost smo določili z meritvijo signala, ki ustreza najverjetneje odloženi energiji v detektorju, v odvisnosti od zaporne napetosti, pri čemer na scintilator nismo položili aluminijaste plošče. Iz razlogov, ki jih bom kasneje pojasnil, smo upoštevali samo dogodke z enim zadetim pasom, kar kvalitativno na rezultat ne vpliva. Prav tako na rezultat ne vpliva nizko razmerje signal-šum (≈ 10), ki je bilo pri kasnejših meritvah boljše. Odvisnost signala od zaporne napetosti je prikazana na sliki 3.5. Na njej vidimo, da doseže zaporna plast največjo vrednost že pri napetosti 40 V. Kljub temu je zaradi stabilnosti delovanja delovno napetost dobro postaviti nekoliko višje. Mi smo pri delu uporabljali napetost 54 V.



Slika 3.5: Odvisnost signala, ki predstavlja najverjetneje odloženo energijo, od zaporne napetosti.

3.5 Meritev najverjetneje odložene energije

Osnovni cilj diplomske naloge je bil izmeriti najverjetneje odloženo energijo v siliciju (E_{mp}) v odvisnosti od debeline aluminijaste plošče. Meritev omogoča določitev razmerja signal-šum, s pomočjo simulacije pa tudi določitev šuma bralnega sistema v šumu ekvivalentnemu naboju. Razmerje signal-šum smo defenirali kot količnik med signalom, ki ustreza najverjetneje odloženi energiji in povprečnim šumom na detektorju. Glede na število pasov v gruči je bilo potrebno dogodke obravnavati ločeno. Signal, ki je sorazmeren energijskim izgubam, dobimo namreč le, če je zadet en sam bralni pas. V primeru, ko je v gruči več pasov, je signal manjši kot bi bil, če bi se ves naboj zbral na enem samem pasu. Vzrok za to je v izgradnji detektorja. Ne smemo pozabiti, da je testirani detektor namenjen določanju mesta zadetka, kjer je potrebno poznati razmerje signalov na posameznih pasovih, in ne merjenju energijskih izgub delca.

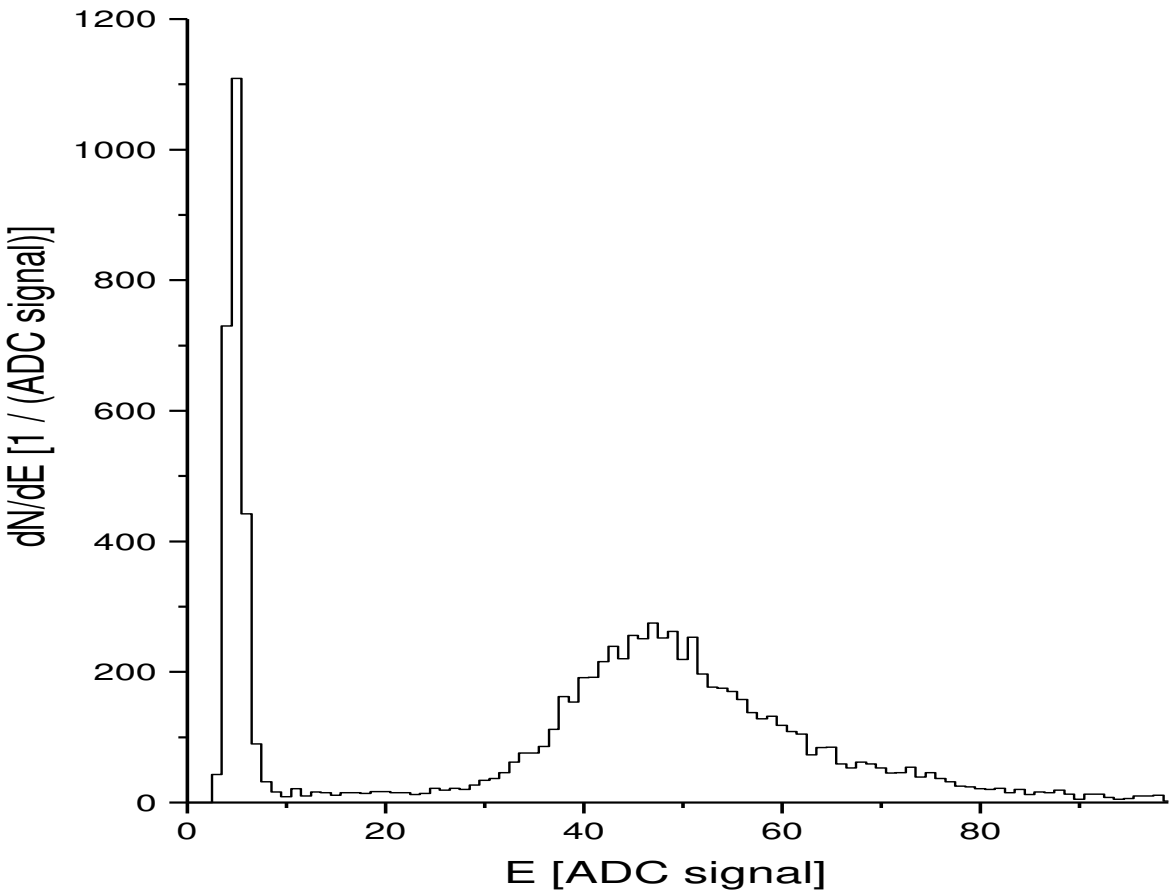
Če delec preleti detektor pod kotom, ki ga ne poznamo, lahko izmerjeni signal na dveh bralnih pasovih pomeni:
- zadeta sta oba bralna pasova in hkrati interpolacijski pas med njima.
- zadet je bralni pas in interpolacijski pas levo ali desno od njega.
- zadet je interpolacijski pas.

Ker ne poznamo deleža celotnega naboja, ki se zbere na posameznih pasovih, je težko ali skoraj nemogoče izračunati pravo velikost signala pri dveh ali več zadetih pasovih, čeprav lahko mesto zadetka še vedno natančno določimo. Tako na primer ne vemo ali je enak signal na dveh bralnih pasovih posledica velike odložene energije elektrona pri zadetku interpolacijskega pasu ali preleta pod kotom, kjer sta zadeta oba bralna pasova in interpolacijski pas med njima. V obeh primerih zaradi nepopolne kapacitivne sklopitve med bralnimi in interpolacijskimi pasovi, izmerimo premajhen signal, vendar v prvem primeru naredimo večjo napako.

Pri določanju razmerja signal šum igra pomembno vlogo SN_{rez}. Če postavimo SN_{rez} previsoko $SN_{rez} \geq 5$, se zaradi tega poveča delež dogodkov z enim zadetim pasom. Elektron mora namreč pustiti v detektorju veliko energije, da dobimo signal večji kot SN_{rez} na dveh ali več pasovih. Ker signali pri dogodkih z več zadetimi pasovi niso enako veliki, se dogodki, pri katerih je signal na enem pasu velik, na drugih pa majhen, prikažejo kot dogodki s samo enim zadetim pasom. To ima za posledico znižanje signala za najverjetneje odloženo energijo, na izmerjenemu spektru pa se odraža v dolgem in debelem repu pri manjših signalih.

Kljub temu reza SN_{rez} ni dobro postaviti prenizko, ker tako pridelamo veliko dogodkov, ki so posledica šuma. Takšne dogodke prepoznamo v vrhu pri majhnih signalih na sliki 3.6. Točnega porekla teh dogodkov ne poznamo, verjetno so posledica proženja scintilatorja s kozmičnimi žarki in nihanj v omrežju. Število takšnih dogodkov na časovno enoto je odvisno le od reza SN_{rez} in znaša $dN_{šum}/dt = 0,134 \pm 0,008 \mathrm{s}^{-1}$ pri rezu $SN_{rez} = 3$. Enako vrednost smo dobili tudi pri meritvah z aluminijasto ploščo in pri meritvi ozadja. Pri nižjem rezu $SN_{rez} < 3$ število teh dogodkov na časovno enoto hitro naraste, tako da bi njihova računalniška obdelava zahtevala večji del časa meritve.

Signal, ki ustreza najverjetneje odloženi energiji, smo dobili s prilagajanjem Gaussove



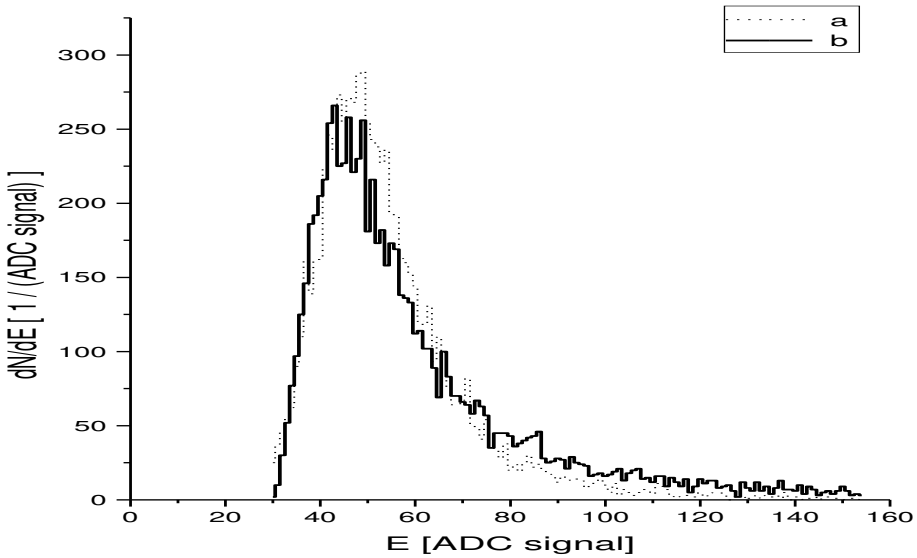
Slika 3.6: Izgled spektra pri rezu $SN_{rez} = 3$ in debelini aluminija 0 mm. V spektru so samo dogodki z enim zadetim pasom.

funkcije vrhu izmerjenega spektra. Ker je spekter simetričen samo okoli vrha, smo Gaussovi funkciji prišteli še premico. V prilagajanje smo tako vključili 30 razredov (točk) okoli vrha, v katerih je bilo več kot 70 % vseh dogodkov z enim zadetim pasom (slika 3.7a).

Prilagajanje funkcije, ki ne ustreza porazdelitveni funkciji izmerkov, prispeva največji delež k sistematični napaki. To smo ocenili z energijskimi izgubami generiranimi po Landau-ovi porazdelitvi za minimalno ionizirajoče elektrone v siliciju ($\kappa = 0{,}005$, povprečne energijske izgube $\overline{E} = 125$ keV*). Čeprav Landau-ova funkcija ni prava porazdelitvena funkcija izmerkov, je v vrhu podobna izmerjeni porazdelitvi (slika 3.7).

Generiranemu spektru (slika 3.7b) smo prilagajali vsoto Gaussove funkcije in premice, ter določili najverjetneje odloženo energijo in njeno statistično napako. Za boljšo oceno najverjetneje odložene energije, smo generirali več spektrov (2000) in izračunali njeno

*Vrednost je dobljena s simulacijo.



Slika 3.7: Izmerjeni spekter odložene energije v detektorju (a.) in spekter, generiran po Landau-ovi porazdelitvi za minimalno ionizirajoče elektrone v siliciju (b.). Debelina aluminijaste plošče pri (a.) znaša 0 mm. Oba spektra sta normirana na enako število dogodkov.

povprečno vrednost. Razlika med to in pravo vrednostjo najverjetneje odložene energije, ki jo dobimo iz poznane Landau-ove funkcije, nam je služila kot ocena sistematične napake. Poleg sistematične napake smo določili tudi povprečno statistično napako najverjetneje odložene energije.

Izkazalo se je, da je sistematična napaka odvisna od izbire intervala. Vrednosti za sistematično in povprečno statistično napako pri različnih intervalih so zbrane v tabeli 3.2. Vidimo, da se pri izbiri širšega intervala poveča sistematična napaka, vendar se hkrati

Interval prilagajanja	35-65	35-60	38-58	40-55
χ^2/(prostorsko stopnjo)	0,97	0,92	0,75	0,35
statistična napaka	1,1%	1,4%	2,3%	4,5%
sistematična napaka	1,1%	0,8%	0,4%	0,15%

Tabela 3.2: Statistična in sistematična napaka sta podani v odstotkih najverjetneje odložene energije, ki jo dobimo s prilagajanjem vsote Gaussove funkcije in premice generiranim spektrom. Interval prilagajanja se nanaša na sliko 3.7.

zmanjša povprečna statistična napaka.

Izmerjeni spekter ima ožji rep in je bolj simetričen kot generirani spekter, zato sklepamo, da pri prilagajanju vsote Gaussove funkcije in premice izmerjenemu spektru ne naredi-

mo večje napake, kot če enako funkcijo prilagajamo generiranemu spektru. Pri določanju najverjetneje odložene energije iz meritev smo izbrali najširši interval v tabeli 3.2. Spekter smo pri dani debelini aluminija izmerili večkrat in tako zmanjšali statistično napako. Ob tem je potrebno povedati, da se oblika izmerjenega spektra z debelino aluminija znatno ne spremi. Ocena za sistematično napako velja torej za vse spektre ne glede na debelino aluminijaste plošče.

Vrednosti za najverjetneje odloženo energijo, ki jih dobimo pri različnih debelinah aluminijaste plošče so prikazane na sliki 3.8. Z njimi smo določili razmerje signal-šum za meritve z elektroni (tabela 3.3). Povprečni šum je znašal $\overline{N}$=1,659 , efektivni odmik od te vrednosti pa $\sigma_{\overline{N}} = 0,028$.

Navadno določamo razmerje signal-šum s curkom minimalno ionizirajočih pionov.

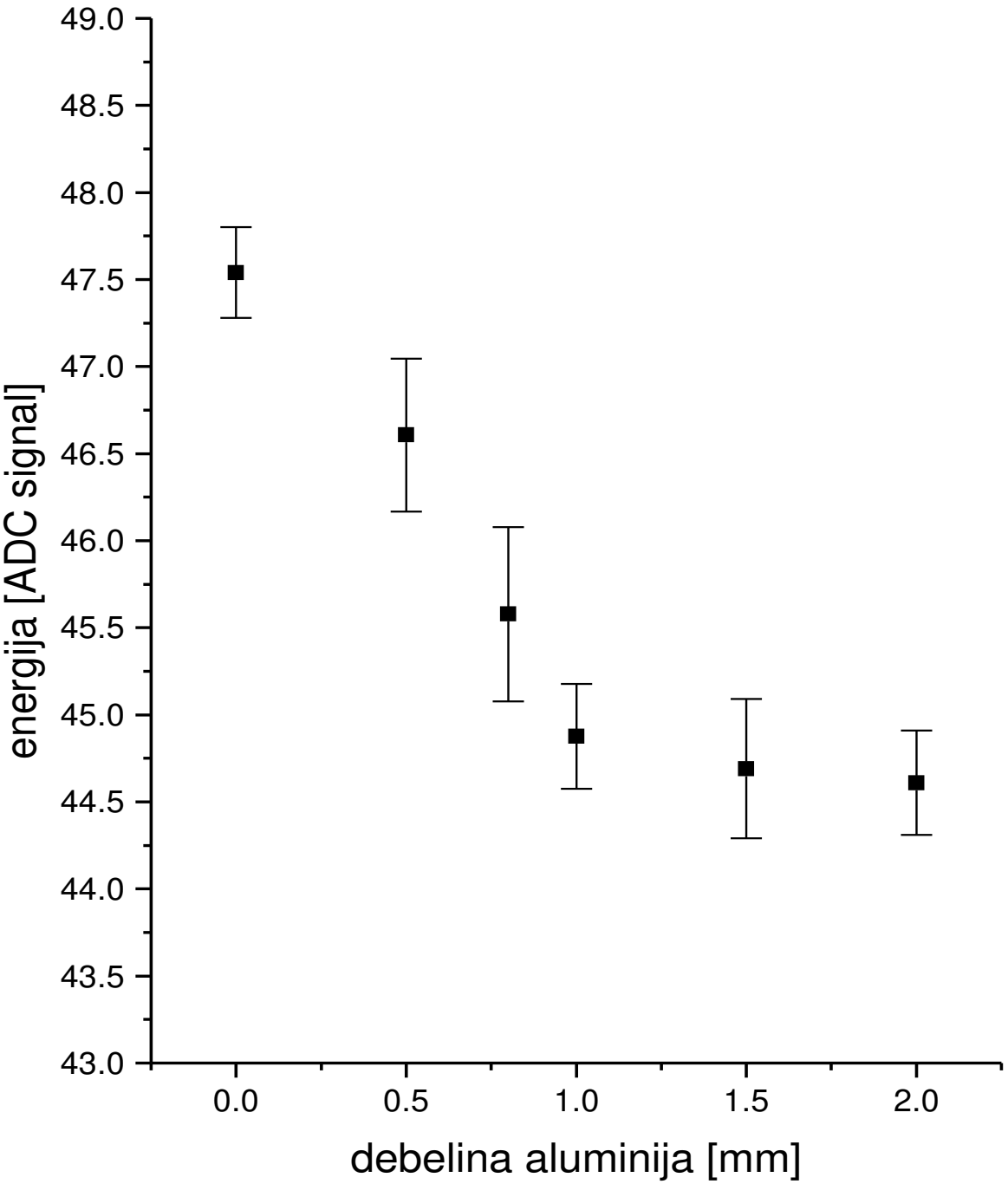
debelina aluminijaste plošče [mm]	$S/\overline{N}$ elektroni
0	$28,7 \pm 0,51 \pm 0,31$
0,5	$28,1 \pm 0,54 \pm 0,31$
0,8	$27,5 \pm 0,55 \pm 0,31$
1	$27,1 \pm 0,47 \pm 0,31$
1,5	$26,9 \pm 0,51 \pm 0,31$
2	$26,9 \pm 0,47 \pm 0,31$

Tabela 3.3: Izmerjeno razmerje signal-šum za elektrone. Prva številka je rezultat, druga statistična in tretja sistematična napaka.

Tega nismo imeli na voljo, zato smo uporabili rezultate simulacije. Razmerje signal-šum smo določili tako, da smo za vsako debelino aluminijaste plošče izračunali količnik med najverjetneje odloženo energijo iz simulacije za pione in elektrone, nato pa z njim množili izmerjeno razmerje signal-šum za elektrone (tabela 3.4). Ker smo pri meritvi upoštevali samo dogodke z enim zadetim pasom, smo to upoštevali tudi v simulaciji. Tako smo iz simulacije izključili vse tiste dogodke, pri katerih je elektron preletel detektor pod takšnim kotom, da bi v eksperimentu pustil signal na več pasovih. Predpostavili smo, da zaznamo signal le na enem pasu, če elektron preleti detektor pod kotom $\vartheta < 18,5°$ (glej 3.1).

S pomočjo simulacije lahko določimo tudi velikost enot na abscisi izmerjenega spektra in šumu ekvivalenten naboj (tabela 3.5). Enota na abscisi (slika 3.6) ustreza energiji $q = E/S$, kjer je S višina izmerjenega signala in E simulirane energijske izgube pri enaki debelini aluminija kot pri meritvi. Šumu ekvivalenten naboj nato določimo kot

$$ENC = \overline{N} \cdot q/3,62\,\mathrm{eV} \quad . \tag{3.2}$$



Slika 3.8: Odvisnost signala, ki predstavlja naverjetneje odloženo energijo, od debeline aluminijaste plošče. Vnesene so samo statistične napake.

debelina aluminijaste plošče [mm]	$S/\overline{N}$ pioni
0	$23,7 \pm 0,43 \pm 1,1$
0,5	$24,0 \pm 0,46 \pm 0,94$
0,8	$23,9 \pm 0,49 \pm 0,73$
1	$23,9 \pm 0,42 \pm 0,76$
1,5	$24,2 \pm 0,47 \pm 0,63$
2	$24,4 \pm 0,46 \pm 0,60$
rezultat: $24,06 \pm 0,19 \pm 0,34$	

Tabela 3.4: Izračunano razmerje signal-šum za pione. Prva številka je rezultat, druga statistična in tretja sistematična napaka.

ENC $[e_0]$	$903 \pm 16\,(\text{stat.}) \pm 15\,(\text{sist.})$
q [keV/signal]	$1,970 \pm 0,007 \pm 0,023$

Tabela 3.5: Šumu ekvivalenten naboj (ENC) in velikost enote (q) na izmerjenemu spektru.

3.6 Meritev ozadja

Pri meritvi ozadja smo iz sistema odstranili izvor in posneli spekter (slika 3.9). Na sliki so prikazani dogodki z enim in dvema zadetima pasovoma. Meritev je pokazala, da je ozadje zanemarljivo. Število dogodkov ozadja normalizirano na dolžino meritev predstavlja manj kot 1% vseh dogodkov. Poleg tega smo prilagajali izbrano funkcijo le okoli vrha spektra odložene energije elektronov (slika 3.7), kar je še dodatno zmanjšalo vpliv ozadja na rezultat.

Menimo, da prispevajo največji delež k ozadju kozmični delci. V to se lahko prepričamo, če primerjamo število zaznanih kozmičnih delcev v časovni enoti z oceno. Za oceno dobimo

$$r \cdot S \cdot (1 - \zeta) \cdot \eta = 0.011\,\text{s}^{-1} \quad , \tag{3.3}$$

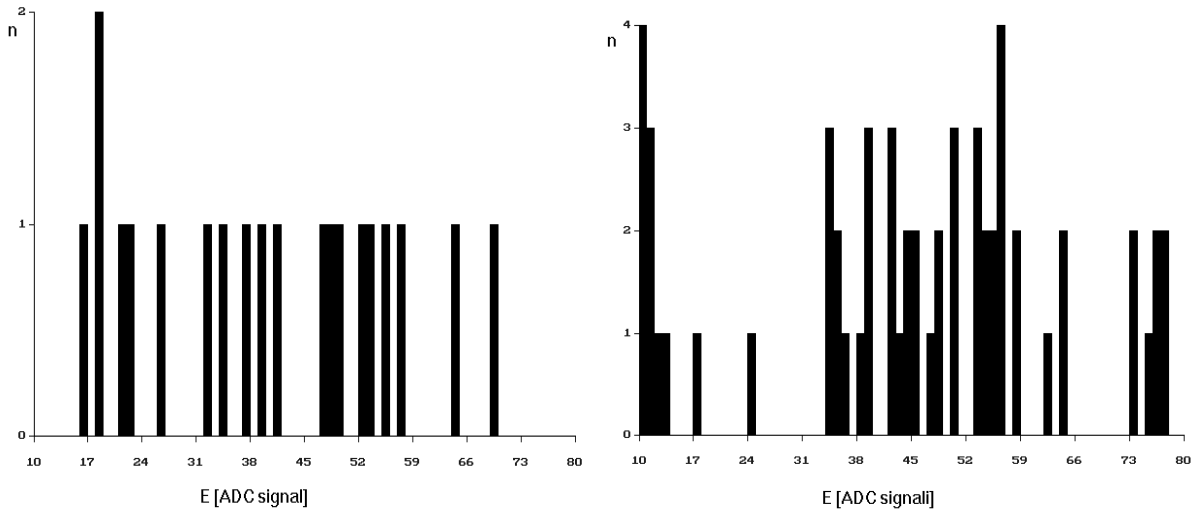
kjer je $S = 14$ cm^2 površina polovice detektorja (brali smo polovico pasov), $\zeta = 0.08$ delež mrtvih in zašumljenih pasov, r število kozmičnih delcev na kvadratni meter na sekundo $r \approx 110$ s$^{-1}m^{-2}$ [8] in η aktivni čas detektorja, ki znaša približno 8%.

Na ta način dobimo število zaznanih delcev na sekundo, če bi bil čas računalniške obdelave nič. Čas računalniške obdelave upoštevamo tako, da ga odštejemo od časa meritve. Razlika je čas t_{odp}, ko lahko v eksperimentu zaznamo delec. V dogodku smo prepoznali kozmični delec, če je bil signal dogodka večji od 10. Povprečni šum je znašal 1.65, kar da $\frac{S}{N} \approx 6$. Verjetnost, da je dogodek posledica šuma je torej praktično nič

($< 10^{-7}$). Izmerjeno število kozmičnih delcev v časovni enoti je torej

$$\frac{N}{t_{odp}} \approx 0.009\,\mathrm{s}^{-1} \leq 0.011\,\mathrm{s}^{-1} \quad , \tag{3.4}$$

kjer je $N = 134$ število dogodkov in $t_{odp} = 15450$ s. Vidimo, da se ocena približno sklada z izmerjeno vrednostjo.



Slika 3.9: Spekter ozadja pri štiri in pol urni meritvi. Na sliki (a.) je spekter dogodkov z enim zadetim pasom (38 dogodkov), na sliki (b.) pa z dvema (75 dogodkov).

4. poglavje

Zaključek

Med osnovna testiranja silicijevih mikropasovnih detektorjev sodijo tudi testiranja mikropasovnih detektorjev v povezavi z elektroniko bralnega sistema (bralni čip, kontrolni sistem, hibrid).

Najpomembnejša med njimi je meritev razmerja signal-šum, saj je od nje neposredno odvisna prostorska ločljivost. V ta namen smo postavili sistem za testiranje mikropasovnih detektorjev s hitrimi elektroni iz izvora ^{90}Sr. Opazovali smo signal, ki ga dobimo po preletu elektrona skozi detektor in posneli spekter odložene energije v detektorju. Iz spektra smo določili razmerje signal-šum, kot količnik med najverjetneje odloženo energijo na spektru in povprečnim šumom. Pred tem smo izmerili odvisnost najverjetneje odložene energije od zaporne napetosti. Meritev je pokazala (slika 3.5), da je detektor popolnoma osiromašen pri napetosti 40 V. To pomeni, da mora biti delovna zaporna napetost za uspešno delovanje vsaj tolikšna.

Določitev razmerja signal-šum se običajno opravi v testnem žarku minimalno ionizirajočih pionov. Tega v Ljubljani ni na voljo, za to smo si pomagali z računalniško simulacijo. Pri njeni izdelavi smo uporabljali orodja iz programske knjižnice GEANT. Namen simulacije je bil ob poznanih rezultatih meritev z elektroni napovedati rezultate meritev s curkom minimalno ionizirajočih pionov. Rezultati računalniške simulacije (slika 2.4) so pokazali zadovoljivo ujemanje z meritvijo; odvisnost najverjetneje odložene energije elektronov od debeline aluminijaste plošče se je ujemala z izmerjeno.

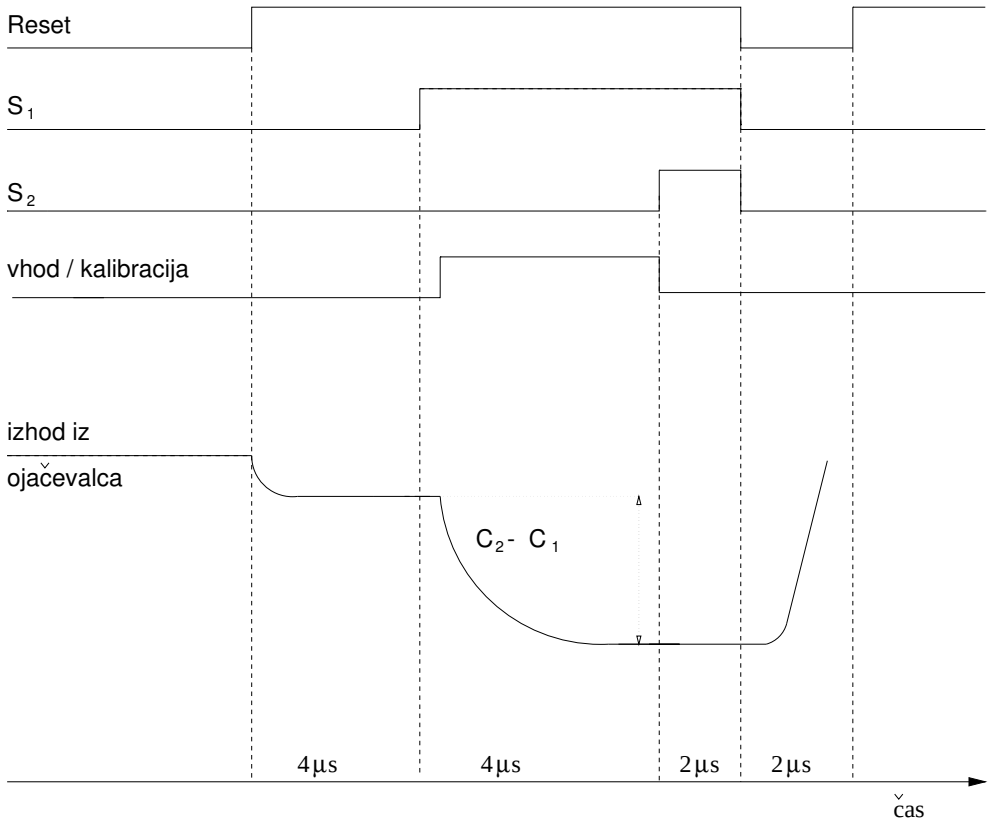
Na podlagi rezultatov (tabela 3.4) lahko zaključimo, da je razmerje signal-šum dovolj veliko, da omogoča uspešno določitev mesta zadetka, tudi če delec preleti detektor pod večjim vpadnim kotom in pusti signal na več pasovih.

Poleg razmerja signal-šum za curek pionov smo z rezultati simulacije lahko določili tudi šumu ekvivalenten naboj (ENC). Njegova vrednost (tabela 3.5) se je skladala s pričakovano.

Dodatek A

Branje čipa MX

Za branje čipa skrbi kontrolni sistem, ki priskrbi vse potrebne signale. Signale pošilja bralnemu čipu v ciklih (slika A.1). Vsak cikel se prične s signalom briši ("reset"), ki razsklene nabojno občutljivi ojačevalnik (slika 1.3) in omogoči zbiranje naboja. Približno



Slika A.1: Oblike signalov med zbiranjem naboja.

4 μs po signalu reset, razsklene signal S_1 kondenzator C_1, v katerega se shrani naboj zbran pred preletom delca. Po signalu S_1 je približno 1 μs časa, v katerem se mora naboj, ki nastane pri preletu delca skozi detektor, pojaviti na vhodu. Ta čas imenujemo okno. Če se

naboj iz detektroja pojavi znotraj okna, je integrirani naboj neodvisen od časa njegovega prihoda. Signalu S_1 sledi signal S_2, zaradi katerega se v C_2 shrani vrednost integriranega naboja iz detektroja.

Branje vseh 128 kanalov čipa MX in tvorba multipleksiranega signala nima nikakršnega smisla, če naboja ni ali se pojavi izven okna. Kontrolni sistem pošlje urne signale, šele ko smo prepričani, da je delec priletel v detektor in da se je naboj pojavil znotraj okna. V ta namen uporabimo scintilator. V kolikor pride signal iz scintilatorja v okno, sproži kontrolni sistem bralni cikel s signalom S_{in}. Za branje skrbi premikalni register, ki z urnimi signali omogoči zaporedno branje vseh kanalov. Ime premikalni je dobil, ker skrbi, da po vsakem urnem signalu dobimo na izhodu iz čipa vrednosti A_1 in A_2 premaknjene za kanal navzgor glede na prejšnji urni signal. Po 128 ciklih se na izhodu iz čipa S_{out} pojavi signal, ki ga lahko vodimo na drug čip, kar omogoča branje več čipov hkrati, pomeni pa tudi konec branja na čipu.

Če je delec preletel detektor v oknu in sprožil bralni cikel, logični signal VETO iz modula SIRROCO poskrbi, da kontrolni sistem ne pošlje čipu novega reseta, dokler računalniška obdelava dogodka ni mimo. V kolikor delec detektorja ni preletel v oknu, se ves cikel začne z novim resetom. Čas prihoda novega reseta je odvisen od kontrolnega sistema. Na našem lahko resetu določimo tri različne periode. Zaradi čim krajšega mrtvega časa smo izbrali najkrajšo med njimi. Celoten cikel je bil pri naši meritvi dolg okoli 12 μs.

Literatura

[1] A. Peisert, *Silicon microstrip detectors*, Institoto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Padova, Padova,1992.

[2] R. Jeraj, *Diplomsko delo*, Ljubljana, 1994.

[3] T. Ferbel, *Experimental Tecniques in High Energy Physics*, Addison-Wesley, 1987.

[4] U. Kötz et. al., *Nuclear Instruments an Methods* **A 235**, (1985) 481.

[5] J. Stanton and N. Kurtz, *An Introuction to the MX Chip*, Rutherford Appleton Lab., April 1989.

[6] C. Troncon, *Measurment of spatial resolution of a double sisded silicon microstrip detector flipped module for particles with large incident angle*, Delphi Collaboration, April 1993.

[7] Aplication Software Group, *GEANT Detector Description and Simulation Tool*, CERN, Ženeva.

[8] Particle Data Group, Lawrence Berkley Lab. and CERN, 1994.

[9] W.R. Leo, *Tecniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag, 1987.

[10] J.B.A. England et. al., *Nuclear Instruments and Methods* **185**, (1981) 43.

[11] Mitja Rosina, *Jedrska fizika*, DMFA, Ljubljana, 1980.

[12] C. S. Wu, S. A. Moszkowski, *Beta Decay*, Interscience Publishers, New York, 1966.