

UNIVERZA V LJUBLJANI  
FAKULTETA ZA MATEMATIKO IN FIZIKO  
ODDELEK ZA FIZIKO

Naravoslovna smer

Matej Batič

**Meritve zbiranja naboja z močno  
obsevanimi silicijevimi detektorji**

DIPLOMSKO DELO

MENTOR: doc. dr. Igor Mandić

Ljubljana, 2004



## Izvleček

V delu je podan opis delovanja silicijevih detektorjev, ki so bili obsevani s hitrimi nevtroni. Nevtroni poškodujejo kristalno rešetko silicija, kar vodi do nastanka lokaliziranih energijskih nivojev v prepovedanem pasu, ki pomembno spremenijo lastnosti detektorjev.

Najpomembnejše težave pri delovanju obsevanih detektorjev so ujemanje naboja na novonastalih energijskih nivojih, večanje efektivne koncentracije prostorskega naboja in s tem večanje napetosti, potrebne za popolno osiromašenje detektorjev ter večanje zapornega toka, ki vpliva na šum. V eksperimentih na nadgrajenem pospeševalniku LHC bodo silicijevi detektorji izpostavljeni fluencam nad  $10^{15}$  n/cm<sup>2</sup>. Današnji silicijevi detektorji po takšnem obsevanju ne delujejo zadovoljivo. Obstaja pa nekaj možnosti, kako izboljšati delovanje močno obsevanih detektorjev: delovanje s stalnim vbrizgavanjem naboja z laserjem kratkih valovnih dolžin, delovanje z napetostjo v prevodni smeri in delovanje pri nizkih temperaturah.

V diplomskem delu so opisane meritve zbiranja naboja z infra-rdečim laserjem kot izvorom sevanja. Opravljene so na temperaturnem območju od 93 K do 243 K in pri različnih napetostih na detektorju. Podane so primerjave zbranega naboja za našete načine delovanja na vzorcih, obsevanih od  $5 \cdot 10^{14}$  n/cm<sup>2</sup> do  $8 \cdot 10^{15}$  n/cm<sup>2</sup>, z rezultati, ki so izmerjeni na istih vzorcih vendar z elektroni iz izvora <sup>90</sup>Sr.

### **Ključne besede:**

silicijevi detektorji, učinkovitost zbiranja naboja, stalno vbrizgavanje naboja, delovanje v prevodni smeri

### **PACS:**

85.30.De; Karakterizacija in razvoj polprevodniških detektorjev

85.30.Kk; Polvodniške diode

29.40.Wk; Silicijevi detektorji

29.40.Gx; Sledilni in pozicijsko občutljivi detektorji

## Abstract

The following thesis provides a study of irradiated silicon detectors. Irradiation with fast neutrons induces defects in the crystal lattice that leads to formation of localized energy levels inside the bandgap. Consequently, electronic properties of silicon detectors are altered.

The main irradiation induced problems that influence detector operation are: charge trapping due to irradiation induced energy levels, increase in effective concentration of space charge that leads to higher full depletion voltage and increase in leakage current. Silicon detectors operating at the upgraded LHC will be irradiated to fluences over  $\cdot 10^{15}$  n/cm<sup>2</sup>. Present silicon detectors do not work sufficiently under such high fluences. Many different approaches were proposed to improve their operation, namely operation with continuous carrier injection using laser light of short penetration depth, operation under forward bias and operation at cryogenic temperatures.

In this work measurements of charge collection efficiency are presented. Infra-red laser was used as a radiation source. Measurements were performed at temperatures ranging from 93 K to 243 K and at different voltages. Comparison of measurements of collected charge with detectors irradiated to fluences between  $5 \cdot 10^{14}$  n/cm<sup>2</sup> and  $8 \cdot 10^{15}$  n/cm<sup>2</sup> operating in listed modes with measurements done using <sup>90</sup>Sr as an electron source is given.

### Keywords:

Silicon detectors, charge collection efficiency, continuous carrier injection, forward bias

### PACS:

85.30.De; Semiconductor-device characterization, design, and modeling

85.30.Kk; Junction diodes

29.40.Wk; Solid-state detectors

29.40.Gx; Tracking and position-sensitive detectors

# Kazalo

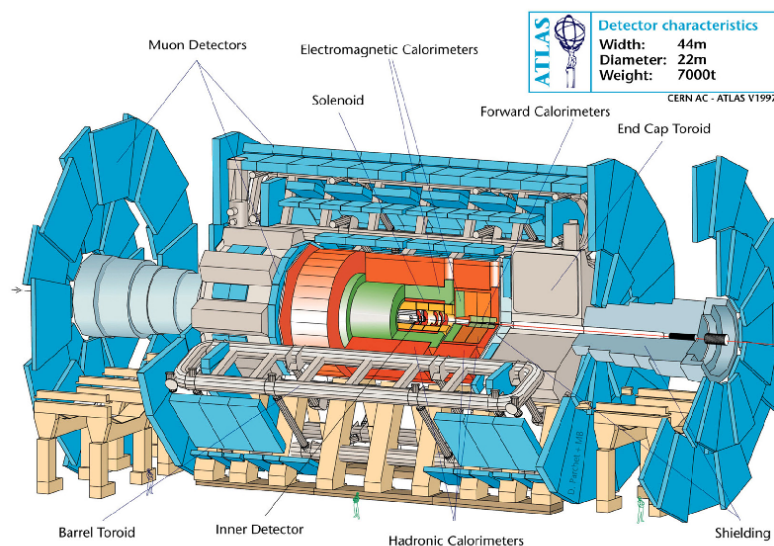
<b>1</b>	<b>Uvod</b>	<b>7</b>
<b>2</b>	<b>Osnove delovanja silicijevih detektorjev</b>	<b>11</b>
2.1	Silicij	11
2.2	Stik $p-n$	12
2.3	Tok skozi stik $p-n$	15
2.3.1	Difuzijski tok	16
2.3.2	Generacijski tok	17
2.4	Nastanek signala	20
<b>3</b>	<b>Sevalne poškodbe v silicijevih detektorjih</b>	<b>21</b>
3.1	Nastanek sevalnih poškodb	21
3.2	Neionizacijske izgube (NIEL) v siliciju	22
3.3	Vpliv sevalnih poškodb na delovanje detektorja	24
3.3.1	Sprememba $N_{\text{eff}}$ - sprememba tipa	24
3.3.2	Sprememba zapornega toka	26
3.3.3	Poslabšanje učinkovitosti zbiranja naboja zaradi ujemanja naboja na pasteh	27
3.3.4	Sprememba upornosti	27
3.4	Možnosti za izboljšanje delovanja	28
3.4.1	Delovanje detektorja z vbrizgavanjem nosilcev naboja	28
3.4.2	Delovanje detektorja z napetostjo v prevodni smeri	29
3.4.3	Delovanje detektorja pri nizkih temperaturah	30
<b>4</b>	<b>Tehnika TCT</b>	<b>31</b>
4.1	Osnove meritev TCT	31
4.2	Rdeč laser	32
4.3	IR laser	33
4.4	Stalno vbrizgavanje nosilcev naboja	34
4.5	Postavitev eksperimenta	36
<b>5</b>	<b>Meritve zbiranja naboja</b>	<b>39</b>
5.1	Absorpcija IR svetlobe	41
5.2	Ocena napake	42

5.3 Rezultati meritev . . . . .	47
<b>6 Zaključek</b>	<b>57</b>

# Poglavje 1

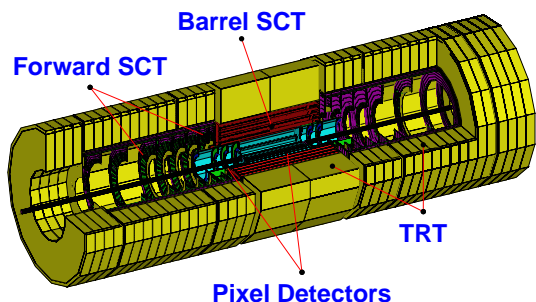
## Uvod

Pozicijsko občutljivi silicijevi detektorji igrajo pomembno vlogo v sodobnih eksperimentih fizike osnovnih delcev. Tako naj bi v letu 2007 v CERNu v Ženevi začel delovati veliki hadronski trkalnik (Large Hadron Collider, LHC), ki bo dosegel najvišje energije trkov dosedaj (14 TeV). Eden od eksperimentov na LHC je ATLAS, orjaški detektor velikosti 5-nadstropne stolpnice.



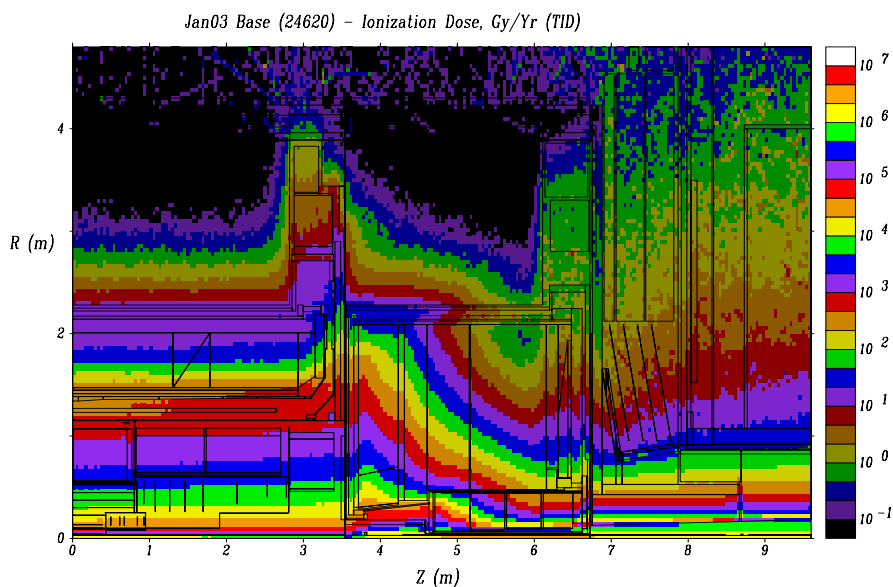
Slika 1.1: Detektor eksperimenta ATLAS. Ogromna struktura velikosti  $44\text{ m} \times 22\text{ m}$  bo zaznavala trke protonov. Rezultate bodo odčitovali številni manjši detektorji, razporejeni v koncentričnih valjih okrog cevi in v pokrovi na vsaki strani. Silicijevi detektorji bodo vgrajeni tik ob osi žarka in bodo zato najbolj izpostavljeni sevanju [1].

Visoka luminoznost ( $10^{33}$ – $10^{34}$  p/cm<sup>2</sup>s) in visoka energija trkov pomeni veliko sevalnih poškodb (predvsem poškodb detektorjev blizu točke interakcije). Doza se-



Slika 1.2: Notranji detektor bo reda velikosti človeka. Sestavljen bo iz več plasti polprevodniških detektorjev in iz detektorja prehodnega sevanja (Transition Radiation Tracker, TRT). Zaradi bližine interakcijske točke bo izpostavljen visokim sevalnim dozam. Zaznaval bo nabite delce. Na sliki so silicijevi detektorji označeni z rdečo (Barrel Semi-Conductor Tracker, Barrel SCT), zeleno in vijolično (Forward SCT) ter modro (Pixel Detectors) [1].

vanja na radiju, kjer bodo nameščeni silicijevi detektorji ( $\sim 10$  cm) bo v 10-ih letih delovanja znašala več kot  $5 \cdot 10^5$  Gy, slika 1.3.

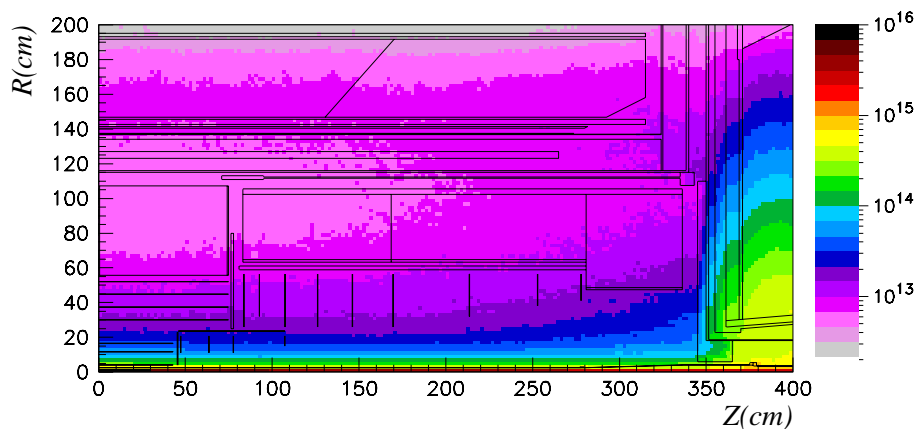


Slika 1.3: Prejeta ionizacijska doza v notranjih delih ATLAS-a na leto delovanja LHC [2, 3].

Položaj silicijevim detektorjem pogojuje njihova izjemna krajevna ločljivost, hitri odzivni čas ter njihova kompaktnost. Navadno pokrivajo prostor najbližje interak-



cijski točki, kjer je gostota sledi nabitih delcev največja. Zato pa so izpostavljeni velikemu številu delcev, ki poškodujejo kristalno strukturo silicija in s tem spremenijo njihove lastnosti. V 10-ih letih delovanja LHC bodo silicijevi detektorji utrpeli škodo, kot jo povzroči fluenca preko  $10^{14}$  nevtronov z energijo 1 MeV na  $\text{cm}^2$ . Na sliki 1.4 vidimo število delcev znotraj detektorja ATLAS v 10-ih letih delovanja LHC.



Slika 1.4: Fluenca znotraj detektorja ATLAS v enotah števila nevtronov z energijo 1 MeV na  $\text{cm}^2$  v 10-ih letih delovanja LHC. Tako število delcev bi povzročilo enako škodo kot število delcev, ki bodo nastali pri trkih protonov [2].

Poškodbe kristalne strukture silicija zaradi sevanja povzročajo preglavice zaradi nastanka lokaliziranih energijskih nivojev v prepovedanem pasu, saj povečujejo efektivno koncentracijo prostorskega naboja. Ta pa pogojuje napetost, potrebno za popolno osiromašenje detektorja, ki bo tako z leti delovanja LHC rasla. Delovanje detektorjev pod visoko napetostjo pa je težavno zaradi električnih prebojev. Sevalne poškodbe povečujejo verjetnost za zajetje naboja, zaradi česar se efektivnost zbiranja naboja manjša. Poškodbe zaradi sevanja povečujejo tudi zaporni tok skozi detektor, kar poveča šum. Raziskave delovanja obsevanih silicijevih detektorjev so pripomogle, da bodo detektorji, ki jih bodo vgradili v ATLAS, predvidoma vzdržali 10 let delovanja.

Možna nadgradnja luminoznosti na LHC do vrednosti  $10^{35} / \text{cm}^2 \text{s}$  (Super LHC) po koncu prvega 10-letnega obdobja bo fluenco v območju silicijevih detektorjev še povečala. Tako visoko sevanje bo povečalo negativen prostorski naboj, zaporni tok in ujemanje naboja do mere, ko silicijevi detektorji ne bodo več uporabni v standardnem načinu delovanja. Potrebno bo najti alternative trenutnim detektorjem. Nove rešitve bodo morale biti sevalno bolj odporne in njihovo segmentacija večja, če bomo želeli dobro ločljivost tik ob točki interakcije.

V diplomski nalogi si bomo najprej ogledali osnove delovanja silicijevega detektorja. V prvem poglavju je predstavljen še tok skozi  $p-n$  stik ter opisan nastanek signala. V drugem poglavju sledi opis sevalnih poškodb, njihove posledice za električne lastnosti detektorja in delovanje detektorjev. Predstavljene so možnosti za

izboljšanje delovanja. Sledi tretje poglavje z opisom merilne metode TCT. Prikazani so signali induciranega toka povzročenege z rdečim in infra-rdečim (IR) laserjem. Glavni del naloge predstavlja poglavje, v katerem so zbrane meritve zbiranja naboja z IR laserjem na obsevanih diodah skupaj z oceno napake. V zadnjem delu naloge bomo rezultate primerjali z rezultati zbiranja naboja, ki jih dobimo z elektroni iz izvora  $^{90}\text{Sr}$ .

## Poglavje 2

# Osnove delovanja silicijevih detektorjev

### 2.1 Silicij

Polprevodniki so snovi, ki imajo valenčni in prevodni pas ločena z energijsko špranjo velikosti nekaj eV, znotraj špranje pa leži Fermijeva energija. Vzrok špranji so oblika kristalne mreže in elektronske lastnosti elementov. Najpogosteje uporabljen in tržno uspešen polprevodnik je silicij (Si). Glavne podatke zanj najdemo v tabeli 2.1.

Parameter	simbol	vrednost
energijska špranja	$E_g$	1.12 eV
efektivna masa prevodnih vrzeli	$m_p^*$	$0.16m_e$
efektivna masa prevodnih elektronov	$m_n^*$	$0.98m_e$
gibljivost vrzeli	$\mu_p$	$0.45 \text{ m}^2/\text{Vs}$
gibljivost elektronov	$\mu_n$	$1.5 \text{ m}^2/\text{Vs}$
dielektričnost	$\epsilon_{\text{Si}}$	11.9
povprečna energija za tvorbo para	$E_{\text{par}}$	3.6 eV
povprečne energijske izgube za hiter nabit delec	$dE_{\text{par}}/d\chi$	$390 \text{ eV}/\mu\text{m}$

Tabela 2.1: Podatki o siliciju.

V čistem polprevodniku sta koncentraciji prevodnih elektronov  $n$  in vrzeli  $p$  enaki in ju označimo z  $n_i$ . V termičnem ravnovesju ju lahko določimo po enačbi

$$np = n_i^2 = N_C P_V \exp\left[-\frac{E_g}{k_B T}\right]. \quad (2.1)$$

Tem delcem rečemo nosilci naboja. V enačbi (2.1) je  $n_i$  gostota prostih nosilcev naboja v čistem polprevodniku,  $k_B$  Boltzmannova konstanta,  $T$  temperatura,  $E_g$  širina energijske špranje,  $N_C$  in  $P_V$  pa sta efektivni gostoti stanj v prevodnem in valenčnem

pasu, ki ju dobimo iz

$$N_{C,P_V} = \frac{1}{4} \left( \frac{2m_{n,p}^* k_B T}{\pi \hbar^2} \right)^{3/2}. \quad (2.2)$$

Tu sta  $m_{n,p}^*$  efektivni masi elektronov oz. vrzeli,  $\hbar$  pa Planckova konstanta, deljena z  $2\pi$ . V primeru silicija pri sobni temperaturi znašata  $N_C$  in  $P_V$  okrog  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  ter  $n_i$  okrog  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$ . Tako imamo v  $300 \mu\text{m}$  debelem detektorju s površino  $1 \text{ cm}^2$  nekaj  $10^8$  prostih nosilcev naboja. Hiter nabit delec v takem detektorju ionizira približno  $2 \cdot 10^4$  parov elektron-vrzel. Če želimo ta naboj zaznati, moramo v siliciju ustvariti električno polje, da povzročimo premikanje naboja in pare elektron-vrzel ločimo, sicer se rekombinirajo. Sunek toka, ki ga povzroči  $\sim 10^4$  dodatnih nosilcev bo majhen v primerjavi s sunkom toka  $\sim 10^8$  prostih nosilcev naboja. Zato čist silicij ni primeren za detektor. Koncentracijo prostih nosilcev naboja bi sicer lahko po enačbi (2.1) zmanjšali z nižanjem temperature, vendar to navadno ni najbolj praktično. Boljša rešitev je stik  $p$ - $n$ , stik dveh delov silicija z različnima koncentracijama prevodnih elektronov/vrzeli.

## 2.2 Stik $p$ - $n$

Polprevodnik bo prevajal bolje, če mu bomo dodali nove energijske nivoje. Tako govorimo o donorsko ( $n$ ) oziroma akceptorsko ( $p$ ) dopiranih polprevodnikih.

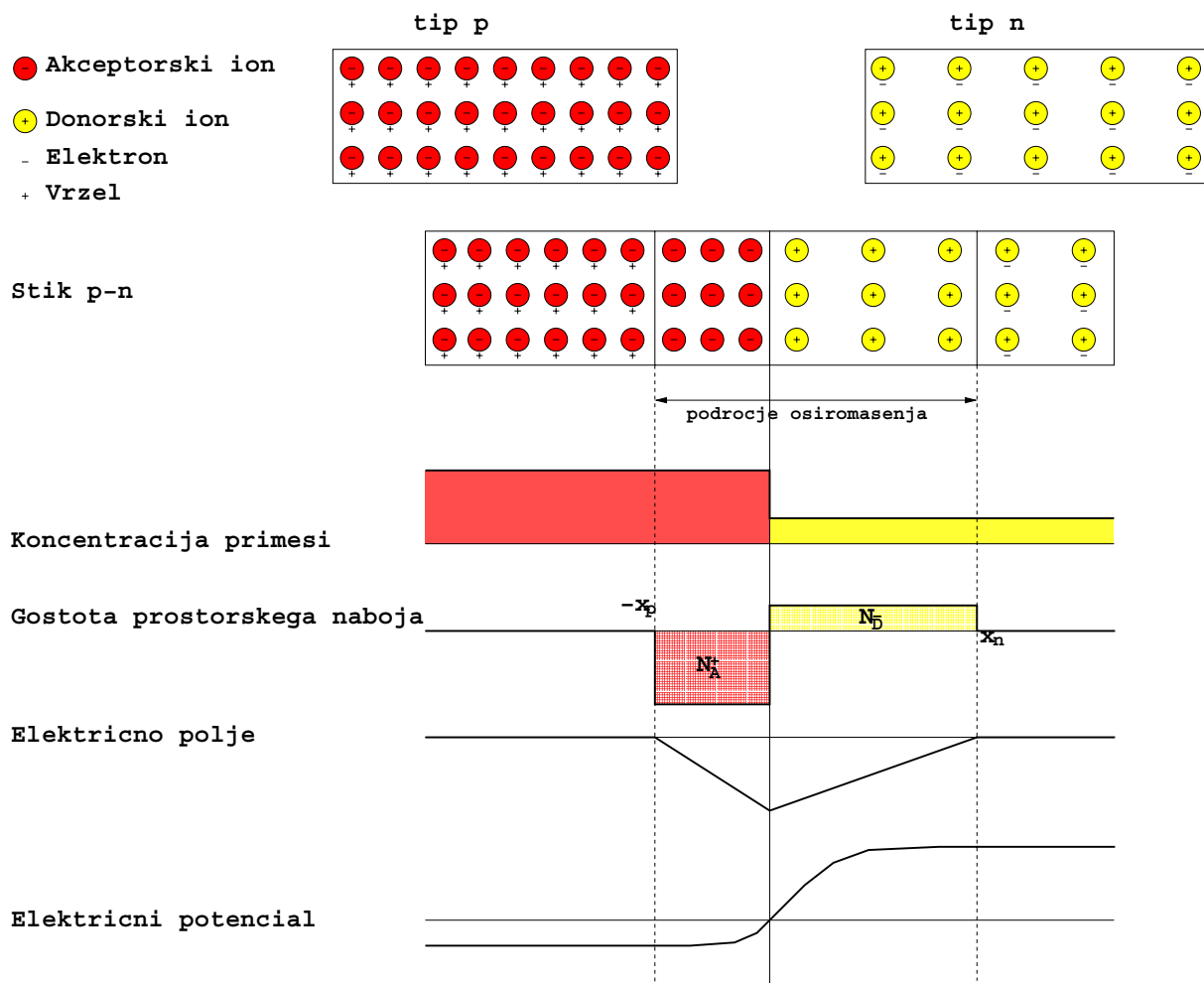
Posledica dopiranja silicija z atomi donorja ali akceptorja je nastanek plitvih energijskih nivojev, ki ležijo v bližini prevodnega oz. valenčnega pasu (oddaljeni so približno za nekaj procentov širine energijske špranje). Plitvi donorji so navadno atomi s petimi zunanji elektroni (P, As, Sb). Od teh štirje tvorijo kovalentno vez s sosednjimi atomi silicija, petega pa atom preda prevodnemu pasu. Plitvim akceptorjem (B, Al, Ga, In) za kovalentno vez z vsemi ostalimi siliciji v mreži manjka en elektron, ki ga dobijo iz valenčnega pasu in za sabo pustijo vrzel.

Pri sobni temperaturi so skoraj vsi plitvi donorji in akceptorji ionizirani, saj je energija, potrebna za oddajo elektrona v prevodni pas oz. vrzeli v valenčni pas pri sobni temperaturi primerljiva s  $k_B T$ . Če je torej koncentracija vgrajenih donorjev velika, je število elektronov v prevodnem pasu kar približno enako številu donorjev,  $n \approx N_D$ , število vrzeli v valenčnem pasu pa kar približno enako številu akceptorjev,  $p \approx N_A$ .

Razlika števila donorjev in akceptorjev nam definira tip polprevodnika, tip  $n$  v primeru, da so večinski nosilci naboja elektroni (negativen naboj) in je  $n > p$ . V nasprotnem primeru govorimo o polprevodniku tipa  $p$ , kjer so večinski nosilci naboja vrzeli (pozitiven naboj). Običajni donorski atomi so atomi fosforja, atomi bora pa akceptorski.

Na stiku  $p$  in  $n$  plasti polprevodnika dobimo gradient koncentracij elektronov in vrzeli. Ta povzroči difuzijo večinskih nosilcev čez stik, kjer se nato rekombinirajo. Vendar se zaradi negibljivih nabitih donorskih in akceptorskih ionov, ki jih prosti

nosilci pustijo v območju stika, začne vzpostavljati potencialna razlika in s tem električno polje, ki difuziji nasprotuje. V ravnovesju se Fermijeve energiji obeh strani izravnata, notranja (built-in) napetost  $V_{bi}$  čez stik pa prepreči nadaljno difuzijo. V okolici stika tako pride do področja, kjer prostih nosilcev naboja (skoraj) ni in ga imenujemo področje osiromašenja. Ker so tam razvrščeni vezani donorski in akceptorski nivoji, temu področju pravimo tudi območje prostorskega naboja.



Slika 2.1: Stik  $p$ - $n$ : področje osiromašenja, koncentracija primesi, električno polje in električni potencial.

Do poteka električnega potenciala čez stik pridemo s pomočjo Poissonove enačbe

$$-\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{\rho_e(x)}{\epsilon_{Si}\epsilon_0}, \quad (2.3)$$

kjer je  $V$  potencial čez stik,  $x$  razdalja od stika,  $\rho_e(x)$  gostota prostorskega naboja,  $\epsilon_{Si}$  dielektričnost konstanta silicija iz tebele 2.1 in  $\epsilon_0$  influenčna konstanta. Če privzamemo še, da so vsi atomi primesi ionizirani in ima njihova koncentracija v stiku skok

ter da v območju osiromašenja ni nosilcev naboja (popolno osiromašenje), lahko gostoto prostorskega naboja izrazimo kot

$$\rho_e(x) = \begin{cases} -e_0 N_A; & -x_p < x < 0 \\ +e_0 N_D; & x_n > x > 0 \\ 0; & \text{sicer.} \end{cases} \quad (2.4)$$

Tu  $x_n$  in  $x_p$  predstavljata globino osiromašenja na  $n$  in  $p$  strani. Rešitev enačbe 2.3 nam da električno polje in električni potencial, kot ga kaže slika 2.1. Iz robnih pogojev na stiku izračunamo potencialno razliko  $V_{bi}$  čez stik, ko na diodi nimamo zunanje napetosti:

$$V_{bi} = \frac{e_0}{2\epsilon_0\epsilon_{Si}} (N_D x_n^2 + N_A x_p^2). \quad (2.5)$$

Iz pogoja za električno nevtralnost sistema pa dobimo zvezo

$$\frac{x_p}{x_n} = \frac{N_D}{N_A}, \quad (2.6)$$

kar pomeni, da je globina osiromašenja obratno sorazmerna s koncentracijo primesi na tisti strani. Rešitve Poissonove enačbe (2.3) za primer gostote prostorskega naboja (2.4) so parabole (slika 2.1). Električno polje je torej linearno, z zlomom v stiku. Celotno debelino osiromašenja nam podaja enačba

$$w = x_p + x_n = \sqrt{\frac{2\epsilon_{Si}\epsilon_0 V_{bi}}{e_0}} \left( \sqrt{\frac{1}{N_A}} + \sqrt{\frac{1}{N_D}} \right). \quad (2.7)$$

V primeru, da je koncentracija tujih atomov na eni strani precej večja kot na drugi (običajno to velja za stran  $p$ ), je celotna debelina osiromašenja kar približno enaka debelini na drugi strani (običajno  $n$ ). Tipično je koncentracija akceptorjev na strani  $p^+$ , kjer s plusom označimo visoko koncentracijo, več kot  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , koncentracija donorjev na  $n$  strani stika pa je pod  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ . Pri sobni temperaturi potencialna razlika čez stik  $V_{bi}$  znaša okrog 1 V, kar nam za globino osiromašenja (na  $n$  strani) da nekaj  $10 \mu\text{m}$ .

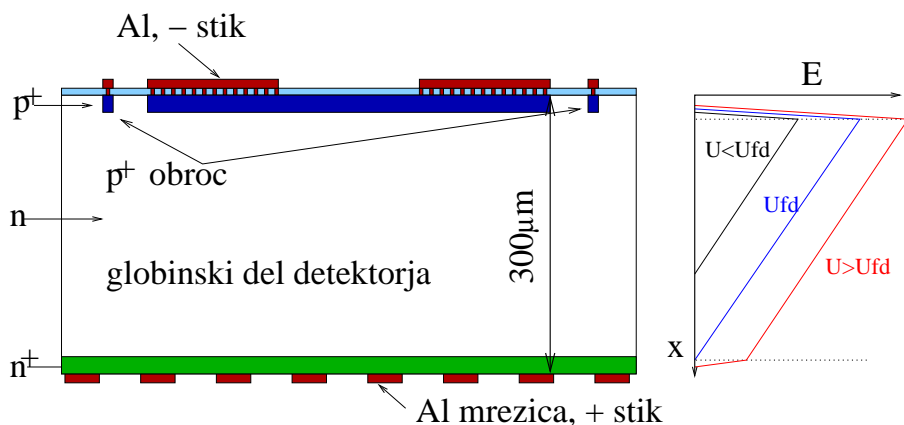
Pare elektron-vrzel, ki nastanejo pri prehodu nabitega delca skozi osiromašeno območje, lahko detektiramo, saj ju polje, ki je na tem območju, ob nastanku loči. V preostalem delu detektorja (neosiromašenem), pa tega polja ni, in se večina naboja, ki tam nastane, rekombinira preden bi uspela z difuzijo priti v osiromašen del. Vendar lahko področje osiromašenja povečamo z zunanjo napetostjo  $V$ , ki jo priklopimo na stik. To se bo zgodilo, ko bo imela zunanja napetost isti predznak, kot ga ima notranja napetost  $V_{bi}$ . Taki napetosti rečemo zaporna, ker povečuje potencialno razliko med  $p$  in  $n$  stranjo. Napetosti nasprotnega predznaka pravimo prevodna napetost ker potencialno razliko čez stik manjša.

Za detekcijo nabitih delcev si želimo, da se območje osiromašenja razteza čez ves detektor, zato na stik priključimo zaporno napetost. V tem primeru moramo  $V_{bi}$  v

enačbi 2.7 zamenjati z  $V_{bi} + U$ . Navadno je  $U \gg V_{bi}$ , zato  $V_{bi}$  iz enačbe izpustimo. Napetost, s katero osiromašimo celoten detektor, imenujemo napetost popolnega osiromašenja (full depletion) in je kvadratno odvisna od debeline detektorja  $D$ :

$$V_{FD} = \frac{e_0 N_D D^2}{2 \epsilon_{Si} \epsilon_0}. \quad (2.8)$$

Pozicijsko občutljivi silicijevi detektorji so v osnovi vrsta stikov  $p$ - $n$  z določeno geometrijo na silicijevi rezini. Osnovno shemo detektorja, ki smo ga uporabljali za meritve, predstavljene v tem delu, vidimo na sliki 2.2. Zraven lahko vidimo tudi obliko električnega polja za različne vrednosti zaporne napetosti.



Slika 2.2: Shema  $p^+ - n - n^+$  detektorja. Na  $n^+$  strani je detektor v kontaktu s pozitivno elektrodo iz aluminija, na  $p^+$  strani pa z negativno. S tako priključeno napetostjo lahko dosežemo popolno osiromašenje detektorja. Vidimo, da je večina detektorja iz materiala tipa  $n$ . Temu delu rečemo tudi globinski del detektorja.

Določanje pozicije je omogočeno npr. s segmentacijo  $p^+$  strani bodisi v pasove (takrat govorimo o "strip" detektorjih) ali v blazinice ("pixel" ali "pad" detektorji). Blaziničasti detektorji omogočajo 3D določanje lege, pri pasovnih detektorjih pa to navadno dosežemo z dvema detektorjema, ki ležita drug na drugem in sta drug glede na drugega rahlo zasukana.

## 2.3 Tok skozi stik $p$ - $n$

Električni tok, ki teče skozi osiromašeno področje, ima dva glavna prispevka: difuzijo nosilcev naboja iz neosiromašenega področja (difuzijski tok) in tok zaradi generacije nosilcev naboja v osiromašenem delu detektorja (generacijski tok). Poleg teh dveh prispevkov lahko k celotnemu toku veliko prispeva tudi površinski tok. Nanj močno vplivajo mehanske poškodbe, vlaga ter ostale nečistoče na površini detektorja. Vendar lahko prispevek površinskega toka zmanjšamo z uporabo  $p^+$  obroča na  $p$  strani

(t. i. guard ringa). Kako izgleda obroč na uporabljenih detektorjih, lahko vidimo na sliki 2.2 ter na strani 38 na sliki 4.10.

### 2.3.1 Difuzijski tok

Difuzijski tok je tok skozi stik  $p$ - $n$ , ki je posledica difuzije nosilcev naboja iz nevtralnega področja na eni strani področja prostorskega naboja do nevtralnega področja na drugi strani. Razdelimo ga na dva dela: difuzijski tok manjšinskih nosilcev naboja in difuzijski tok večinskih nosilcev naboja.

Manjšinski tok vrzeli, označimo ga z  $J_p^{manj}$ , teče v smeri od  $n$  na  $p$  stran. Vrzeli, ki so blizu področja osiromašenja, lahko do tja difundirajo. Takoj ko vrzel vstopi v območje osiromašenja, jo močno električno polje v stiku potegne na  $p$  stran. Zato je manjšinski tok neodvisen od potenciala čez stik. Večinski tok vrzeli  $J_p^{rek}$  pa teče v obratni smeri, od  $p$  strani, kjer so vrzeli večinski nosilci, na  $n$  stran, kjer se vrzeli rekombinirajo s tamkajšnjimi večinskimi nosilci, elektroni. Vendar je smer tega toka nasprotna smeri električnega polja v stiku in k toku prispevajo le vrzeli z dovolj veliko energijo, da premagajo potencialni skok čez stik. Tako lahko pišemo

$$J_p^{vec} \propto \exp[-e_0 \Delta V / k_B T] = \exp[-e_0 (V_{bi} - V) / k_B T], \quad (2.9)$$

kjer je  $V$  zunanja napetost in je zaporna, če  $V < 0$ . V primeru da zunanje napetosti ni je celoten tok enak nič, iz česar sledi  $J_p^{vec}(V = 0) = J_p^{manj}$ , kar nam skupaj z enačbo 2.9 da

$$J_p^{vec} = J_p^{vec} \exp[eV / k_B T]. \quad (2.10)$$

Celoten tok vrzeli lahko sedaj zapišemo kot

$$J_p = J_p^{vec} - J_p^{manj} = J_p^{vec} (\exp[eV / k_B T] - 1). \quad (2.11)$$

Vrzel, ki nastane znotraj difuzijske razdalje  $L_p$  od področja osiromašenja, ima precej možnosti, da difundira do področja osiromašenja, kjer jo polje potisne čez stik. Zato je velikost manjšinskega toka vrzeli sorazmerna z difuzijsko razdaljo  $L_p$  in s hitrostjo nastajanja vrzeli  $p_{n0} / \tau_p$ , kjer je  $p_{n0}$  koncentracija vrzeli na  $n$  strani in  $\tau_p$  življenjski čas vrzeli:  $J_n^{vec} \approx L_p p_{n0} / \tau_p$ .

Podobno izračunamo tok elektronov, le da moramo smer toka obrniti. Vendar je tudi naboj sedaj nasprotnega predznaka, kar pomeni, da se toka seštejeta:

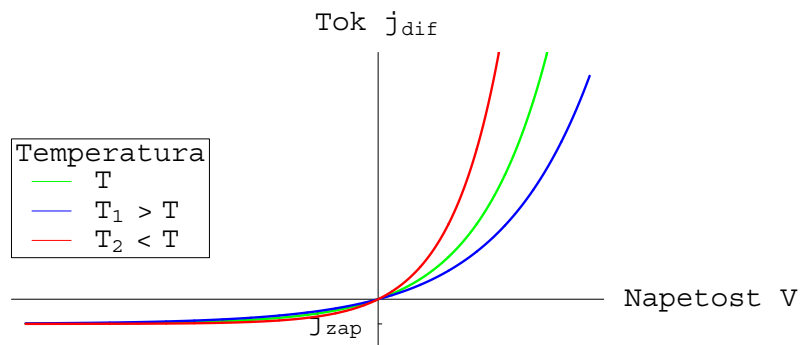
$$j_{dif} = e_0 (J_p + J_n) = j_{zap} (\exp[eV / k_B T] - 1). \quad (2.12)$$

Z  $j_{zap}$  označimo zaporni (saturacijski) tok. To je asimptotska vrednost difuzijskega toka za primer, ko gre zunanja napetost proti visokim negativnim vrednostim ( $V \rightarrow -\infty$ ). Zapišemo ga kot

$$j_{zap} = \frac{e_0 L_p p_{n0}}{\tau_p} + \frac{e_0 L_n n_{p0}}{\tau_n}. \quad (2.13)$$

Difuzijski tok čez stik v odvisnosti od napetosti na stiku lahko vidimo na sliki 2.3. Tipične vrednosti  $L \approx 1 \mu\text{m}$ ,  $\tau \approx 10^{-5} \text{ s}$  ter  $N_D \approx 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  nam dajo  $j_{zap} \approx 0,1 \text{ nA/cm}^2$ .

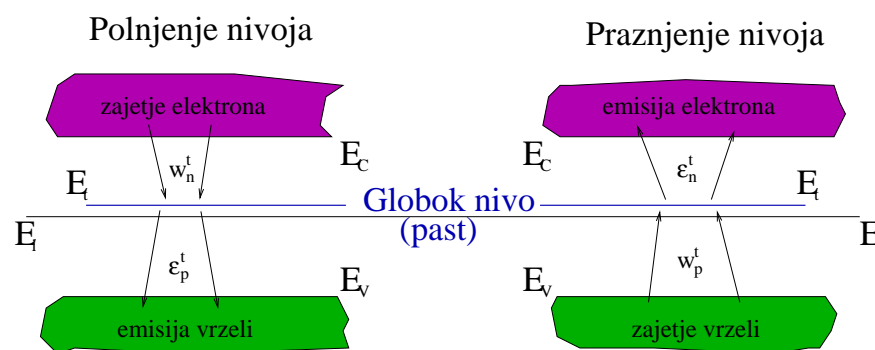


Slika 2.3: Difuzijski tok čez stik  $p$ - $n$  v odvisnosti od napetosti.

### 2.3.2 Generacijski tok

V primeru manjšinskega difuzijskega toka morajo nastali manjšinski nosilci naboja difundirati do meje s področjem osiromašenja, da jih električno polje znotraj tega področja potisne na drugo stran. Pare elektron-vrzel, ki nastanejo znotraj področja osiromašenja pa polje takoj povleče v nevtralno področje. Prispevek generacijskega toka je zato odvisen od hitrosti generacije in prostornine osiromašenega področja.

K velikosti generacijskega toka pomembno prispevajo energijski nivoji znotraj energijske špranje. Proces, ki spreminjajo zasedenost nivoja (rečemo mu past) z energijo  $E_t$  znotraj energijske špranje, so štirje: zajetje elektrona iz prevodnega pasu, zajetje vrzeli iz valenčnega pasu, emisija elektrona v valenčni pas in emisija vrzeli v prevodni pas. Skico teh štirih procesov lahko vidimo na sliki 2.4.



Slika 2.4: Skica procesov emisije in zajetja na pasti. Pasti se polnijo z zajetjem elektrona ali z emisijo vrzeli, praznijo pa z zajetjem vrzeli ali emisijo elektrona. V ravnovesju je število emitiranih elektronov enako številu zajetih, število izsevanih vrzeli pa enako številu zajetih vrzeli.

V termičnem ravnovesju se zasedenost pasti ne spreminja, zato sta emisija in absorpcija enaki. Absorpcijo določimo iz presekov za zajetje. Verjetnost na časovno enoto za zajetje elektrona je produkt gostote prostih elektronov, njihovih hitrosti in preseka za zajetje

$$w_n^t = n v_n^{\text{th}} \sigma_n^t. \quad (2.14)$$

Podobno velja za zajetje vrzeli, verjetnost za njihovo zajetje nam podaja enačba

$$w_p^t = p v_p^{\text{th}} \sigma_p^t. \quad (2.15)$$

Hitrost nosilcev naboja v kristalu je določena z njihovo temperaturo. Rezultat poznamo iz kinetične teorije plinov in znaša

$$v_{n,p}^{\text{th}} = \sqrt{\frac{3k_B T}{m_{n,p}^*}}, \quad (2.16)$$

kjer sta  $m_{n,p}^*$  efektivni masi elektronov v prevodnem in vrzeli v valenčnem pasu.

Podobno kot za zajetje definiramo tudi verjetnosti za emisijo. Tako z  $\epsilon^t$  označimo verjetnost (na časovno enoto), da bo na past vezan naboj prešel iz pasti v prevodni oziroma valenčni pas in bo tako zopet prost. Povprečen čas, ki ga ujet naboj preživi na pasti, je tedaj  $\tau^t = 1/\epsilon^t$ . Seveda sta verjetnosti za elektrone in vrzeli različni.

V termičnem ravnovesju verjetnost, da je nivo z energijo  $E_t$  zaseden ( $P_t(E_t)$ ), opišemo s Fermijevo funkcijo

$$P_t(E_t) = \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{E_t - E_F}{k_B T}\right]}, \quad (2.17)$$

kjer je  $E_F$  Fermijeva energija. Če je gostota pasti z energijo  $E_t$  enaka  $N_t$ , bo gostota zasedenih pasti enaka  $N_t F_t(E_t)$ , prostih pa  $N_t(1 - F_t(E_t))$ . Tedaj bo gostota izsevanih elektronov enaka  $N_t F_t(E_t) \epsilon_n^t$ , gostota absorbiranih elektronov pa  $N_t(1 - F_t(E_t)) n v_n^{\text{th}} \sigma_n^t$ . Iz pogoja, da sta v termičnem ravnovesju ti količini enaki, lahko izračunamo verjetnosti za emisijo elektronov in vrzeli

$$\begin{aligned} \epsilon_n^t &= \sigma_n^t v_n^{\text{th}} n_i \exp\left[\frac{E_t - E_i}{k_B T}\right], \\ \epsilon_p^t &= \sigma_p^t v_p^{\text{th}} n_i \exp\left[\frac{E_i - E_t}{k_B T}\right]. \end{aligned} \quad (2.18)$$

V področju osiromašenja prostih nosilcev naboja ni ( $n \approx p \approx 0$ ). Ta približek dobro velja za detektor z napetostjo v zaporni smeri in nizkim zapornim tokom. Vendar napetost na detektorju pomeni, da nismo več v termičnem ravnovesju in verjetnosti za zasedenost pasti ne podaja več Fermijeva funkcija 2.17, temveč jo določata hitrosti

za emisijo elektronov in vrzeli. Ker je v stacionarnem stanju zasedenost pasti konstantna in ker ni zajetja (v področju osiromašenja ni prostih nosilcev naboja), sta hitrosti za emisijo elektronov in vrzeli enaki

$$r_{\text{par}} = N_t P_t \epsilon_n = N_t (1 - P_t) \epsilon_p, \quad (2.19)$$

kjer z  $r_{\text{par}}$  označimo hitrost nastajanja parov na pasteh. Od tod dobimo

$$P_t(E_t) = \frac{1}{1 + \frac{\sigma_n^t v_n^{\text{th}}}{\sigma_p^t v_p^{\text{th}}} \exp\left[\frac{2}{k_B T} (E_t - E_i)\right]}. \quad (2.20)$$

Če dobljeno vrednost za zasedbeno verjetnost iz enačbe 2.20 nesemo v enačbo 2.19 za hitrosti emisije elektronov in vrzeli, za hitrost nastajanja parov na pasteh dobimo

$$r_{\text{par}} = \frac{\epsilon_p^t \epsilon_n^t}{\epsilon_p^t + \epsilon_n^t} N_t. \quad (2.21)$$

Ob predpostavki, da velja  $N_C \approx P_V$ ,  $\sigma_n^t \approx \sigma_p^t = \sigma$  in  $v_n^{\text{th}} \approx v_p^{\text{th}} = v$  iz enačb 2.18 in 2.21 dobimo

$$r_{\text{par}} = \frac{1}{2} \sigma v N_t n_i \cosh^{-1} \left[ \frac{1}{k_B T} \left( E_t - \frac{1}{2} (E_C + E_V) \right) \right]. \quad (2.22)$$

Enačba 2.22 nam pove, da je hitrost nastajanja parov elektron-vrzel največja, ko je  $E_t = (E_C + E_V)/2$ . Torej k toku zaradi nastalih parov znotraj osiromašenega področja največ prinesejo pasti z energijo blizu sredine energijske špranje. Gostota toka, ki je posledica nastajanja parov elektron-vrzel znotraj področja osiromašenja je tako podana z

$$j_{\text{FD}}^{\text{gen}} = e_0 r_{\text{par}} w, \quad (2.23)$$

ker pa je debelina osiromašene plasti  $w$  iz enačbe 2.7 korensko odvisna od napetosti čez stik, če ta ne preseže napetosti popolnega osiromašenja, je tedaj tudi tok sorazmeren s  $\sqrt{V}$ . Če za  $E_t$  vzamemo kar  $E_i$ , saj pasti okrog te energije prispevajo največ, in upoštevamo korensko odvisnost termične hitrosti elektronov in vrzeli od temperature (2.16), dobimo zvezo

$$j_{\text{FD}}^{\text{gen}} \propto T^2 \exp\left[\frac{-E_g}{2k_B T}\right]. \quad (2.24)$$

V neobsevani diodi je gostota generacijskega toka iz področja osiromašenja reda velikosti nA/cm<sup>2</sup>. Če primerjamo dobljeno vrednost za gostoto generacijskega toka s tipično vrednostjo gostote difuzijskega zapornega toka, ki smo jo dobili v prejšnjem razdelku, vidimo, da je v našem primeru gostota difuzijskega zapornega toka majhna v primerjavi z gostoto generacijskega toka. V poglavju 3.3 bomo videli, kako se generacijski tok spremeni zaradi obsevanja. Tedaj je generacijski tok tudi 1000-krat večji kot pri neobsevani diodi.

## 2.4 Nastanek signala

Kot sem že omenil, silicijev detektor, priključen na zaporno napetost, deluje podobno kot ionizacijska celica. Pare elektron-vrzel, ki nastanejo pri prehodu ionizirajočega delca skozi detektor, zaznamo kot tokovni sunek.

Oglejmo si signal, ki ga dobimo iz detektorja z vzporednima kovinskima elektrodama, kjer je površina elektrod veliko večja kot je razmik med njima. Naboj  $q$  v osiromašenem detektorju influencira naboj na kovinski elektrodi. Elektroda je priključena na stalno napetost preko nizkoimpedančnega napetostnega izvora. Pri gibanju elektrona v prostoru med elektrodama si elektroda z izvorom izmenja sunek toka. Tok je povezan s trenutno hitrostjo nosilca naboja [4] kot

$$I = qvE_w, \quad (2.25)$$

kjer je  $q$  naboj nosilca,  $v$  njegova hitrost in  $E_w$  utežno polje, ki je odvisno od geometrije detektorja in je v našem primeru enako recipročni debelini detektorja ( $-1/D$ ). Uporabimo Drudejevo zvezo [5] med hitrostjo in električnim poljem kot definicijo gibljivosti, ki je v polprevodnikih dobro definirana količina,  $v = \mu E$ , pa imamo

$$I = -\mu \frac{q}{D} E, \quad (2.26)$$

kjer je  $\mu$  gibljivost nosilca naboja in  $E$  električno polje. Torej je oblika sunka dokaj preprosto povezana z obliko električnega polja v diodi.

## Poglavje 3

# Sevalne poškodbe v silicijevih detektorjih

Sevalne poškodbe razdelimo na površinske in globinske poškodbe. V diplomski nalogi se bomo posvetili slednjim. Površinske poškodbe so posledica ionizirajočega sevanja in se kažejo predvsem v poškodbah oksidne plasti, vodijo do električnih prebojev in zmanjšanja upornosti med pasovi pri mikropasovnih detektorjih.

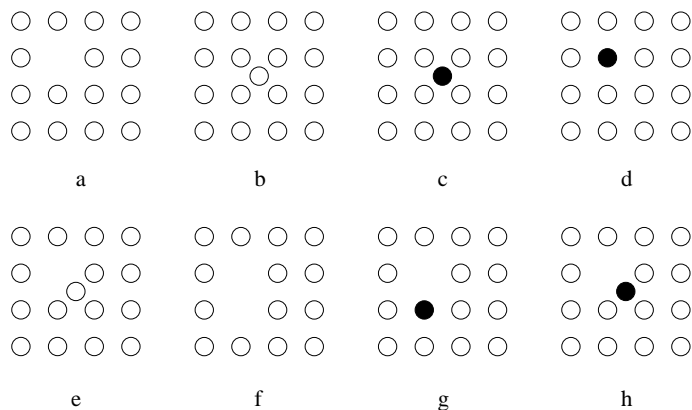
Globinske poškodbe so poškodbe kristalne mreže silicija, ki jih povzročijo delci z zadostno energijo in gibalno količino, da premaknejo silicijev atom iz njegovega mesta v kristalni mreži. Pri povzročanju teh poškodb so bolj učinkoviti težki delci (hadroni), ker lahko pri trkih prenesejo več energije silicijevemu atomu. Posledica poškodb kristala je nastanek lokaliziranih energijskih nivojev v energijski špranji.

### 3.1 Nastanek sevalnih poškodb

Energijske izgube, ki jih povzroči delec pri preletu skozi kristal silicija, lahko razdelimo na ionizacijske in neionizacijske (NIEL, non-ionising energy loss) izgube. Ionizacijske izgube na kristalu ne pustijo trajnejših globinskih poškodb, saj se nastali prosti nosilci naboja hitro rekombinirajo, z neionizacijskimi izgubami pa ni tako. Neionizacijske poškodbe sestavljajo premiki mrežnih atomov in jedrske reakcije. Poškodbe zaradi jedrskih reakcij so v primerjavi s premiki mrežnih atomov redke (preseki za jedrske reakcije so zelo majhni) in jih zato navadno zanemarimo. Premiki v kristalni mreži tako največ prinesejo k poslabšanju delovanja silicijevega detektorja.

Globinska poškodba nastane, ko delec preda atomu energijo, ki je večja ali enaka energiji, potrebni za premik atoma iz mreže, ki za silicij znaša okrog 25 eV. Pri tem navadno nastane par praznine (vacancy, V) in medmrežnega atoma silicija (interstitial, I). Ti pari so znani kot Frenkelovi pari. Če je kinetična energija izbitega atoma silicija dovolj visoka, ta odvečno energijo izgublja bodisi z ionizacijo bodisi z nadaljnjim izbijanjem mrežnih atomov, kar lahko privede do kaskade in tako

do skupka poškodb. Večina nastalih Frankelovih parov praznine in medmrežnega atoma se rekombinira, ostali pa difundirajo v kristal, se ustavijo in tako predstavljajo trajne poškodbe. Najpogostejše konfiguracije poškodb kristalne mreže vidimo na sliki 3.1.



Slika 3.1: Najpogostejše konfiguracije poškodb: a) praznina V, b) medmrežni atom silicija I, c) medmrežni atom nečistoče, d) nadomestni atom nečistoče (npr. fosforjev atom kot donator). Sestavljene poškodbe: d) bližnji par V-I, e) dvojna praznina  $V_2$ , f) nadomestni atom nečistoče in praznina (npr. V+P), g) medmrežni atom nečistoče in praznina (npr. V+O) [6].

Obe komponenti Frenkelovega para sta pri dovolj visoki temperaturi gibljivi. Tako se pri sobni temperaturi del nastalih parov takoj rekombinira, del praznin reagira med sabo, ostale poškodbe pa difundirajo skozi kristal. Na poti lahko reagirajo s poškodbami od prej in tvorijo kompleksnejše poškodbe ali reagirajo z atomi nečistoč (npr. P, B, C ali O). Tako nastajajo nove konfiguracije poškodb, ki so pri sobni temperaturi lahko stabilne.

## 3.2 Neionizacijske izgube (NIEL) v siliciju

Škoda, ki jo sevanje povzroči v silicijevem kristalu, je odvisna od vrste in energije vpadnih delcev. Po hipotezi o NIEL je škoda v siliciju le funkcija neionizacijskih energijskih izgub in je neodvisna od vrste delcev. Eksperimentalno so to pokazali za protone, nevtrone in pione [7, 8, 9, 10, 11, 12].

Odvisnost poškodb od vrste delca popišemo s poškodbeno funkcijo  $D(E)$ , ki ima enoto MeVmb in meri povprečno vrednost kinetične energije, ki jo vpadni delec z energijo  $E$  preda kristalu. Po [13] je poškodbeno funkcija podana z enačbo

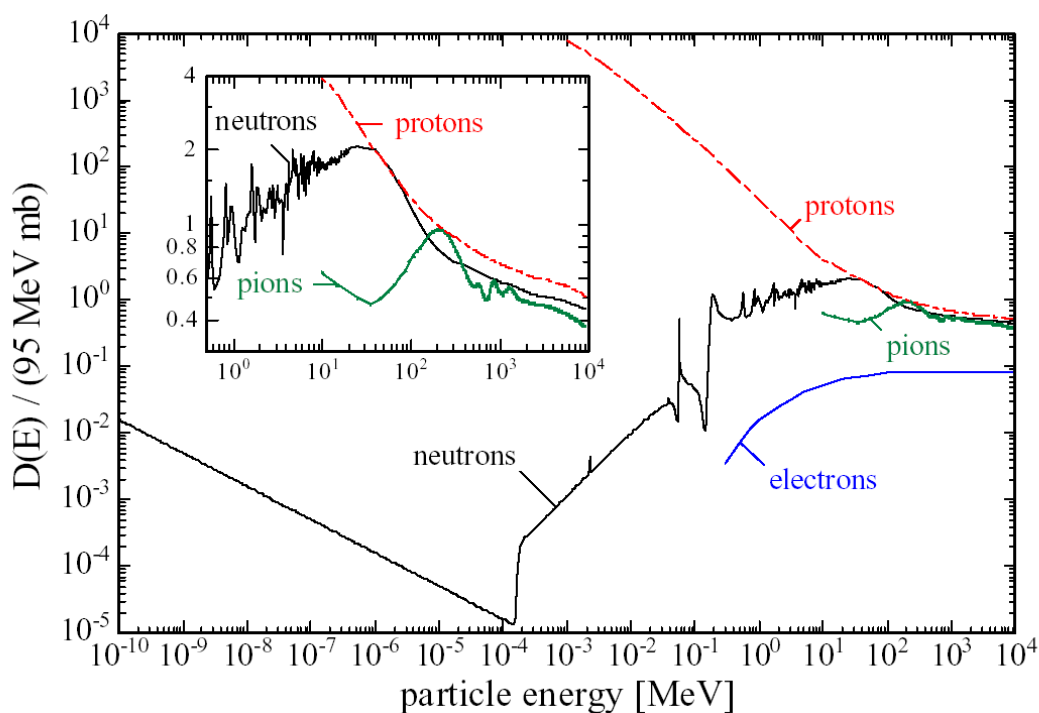
$$D(E) = \sigma(E) \int_0^{E_R^{\max}} f(E, E_R) P(E_R) dE_R \quad (3.1)$$

kjer je  $E_R$  kinetična energija izbitega atoma silicija, ki ga izbije vpadni delec z energijo  $E$  in leži na intervalu od 0 do  $E_R^{\max}$ . Funkcija  $P(E_R)$  je t. i. partijska funkcija in predstavlja del energija  $E_R$ , ki se porabi za nadaljno škodo v kristalu;  $(1 - P(E_R))$  je torej delež, ki gre v ionizacijske izgube. Funkcija  $f(E, E_R)$  podaja verjetnost za nastanek medmrežnega atoma z energijo  $E_R$ , ki ga je izbil vpadni delec z energijo  $E$ ,  $\sigma(E)$  pa je sipalni presek za interakcijo.

Celotno energijo (zaradi katere pride do premikov mreže) na enoto prostornine, ki se odloži v silicijevem kristalu po obsevanju za čas  $t_{\text{obs}}$ , lahko zapišemo kot

$$\epsilon_{\text{prem}} = N_{\text{Si}} t_{\text{obs}} \int \frac{d\phi(E)}{dE} D(E) dE, \quad (3.2)$$

kjer je  $N_{\text{Si}}$  številska gostota silicijevih atomov v tarči in  $\phi(E)$  vpadni tok delcev z energijo  $E$ .



Slika 3.2: Poškodbena funkcija za različne delce v siliciju kot funkcija energije [14].

Škodo, ki jo za sabo pustijo delci, navadno primerjamo s škodo, ki jo povzročijo nevtroni. Ker je poškodbena funkcija odvisna od energije, za referenčno točko vzamemo neionizacijske izgube nevtronov z energijo 1 MeV. Na sliki 3.2 lahko vidimo poškodbene funkcije v siliciju za različne delce. Normalizirane so na standardno vrednost 1 MeV NIEL nevtronov, ki znaša  $D_n(1 \text{ MeV}) = 95 \text{ MeVmb}$  [15]. Obsevanje z delci A, ki imajo spektralno porazdelitev  $d\phi_A/dE$ , povzroči enako škodo kot obsevanje z nevtroni z energijo 1 MeV, ko velja

$$\epsilon_{\text{prem}} = N_{\text{Si}} t_{\text{obs}} \int \frac{d\phi_{\text{A}}}{dE} D_{\text{A}}(E) dE = N_{\text{Si}} \Phi_{\text{eq}} D_{\text{n}}(1 \text{ MeV}). \quad (3.3)$$

Tako  $\Phi_{\text{eq}}$  predstavlja ekvivalentno fluenco (integral toka) 1 MeV nevtronov, ki bi povzročili enako škodo kot fluenca

$$\Phi = t_{\text{obs}} \int \frac{d\phi_{\text{A}}}{dE} dE \quad (3.4)$$

dejanskih delcev A. Če vpeljemo poškodbeni koeficient  $\kappa_{\text{A}}$  kot

$$\kappa_{\text{A}} = \frac{1}{D_{\text{n}}(1 \text{ MeV})} \frac{\int \frac{d\phi_{\text{A}}}{dE} D_{\text{A}}(E) dE}{\int \frac{d\phi_{\text{A}}}{dE} dE}, \quad (3.5)$$

za ekvivalentno fluenco velja

$$\Phi_{\text{eq}} = \kappa_{\text{A}} \Phi_{\text{A}}. \quad (3.6)$$

### 3.3 Vpliv sevalnih poškodb na delovanje detektorja

Nastanek novih globokih nivojev zaradi sevanja vpliva na delovanje detektorja na štiri načine:

1. povečuje  $N_{\text{eff}}$ , kar močno vpliva na napetost  $V_{\text{FD}}$ , ki je potrebna za popolno osiromašenje detektorja;
2. povečuje zaporni tok;
3. obsevanje povzroči nastanke poškodb, ki delujejo kot pasti za naboj in s tem poslabšanje učinkovitosti zbiranja naboja;
4. povečuje upornost detektorja.

#### 3.3.1 Sprememba $N_{\text{eff}}$ – sprememba tipa

V neobsevanem siliciju je koncentracija globokih energijskih nivojev (globoki energijski nivoji ležijo več kot  $k_{\text{B}}T$  stran od valenčnega ali prevodnega pasu) veliko manjša kot je koncentracija plitvih nivojev (ki ležijo približno  $k_{\text{B}}T$  stran od valenčnega ali prevodnega pasu). Tedaj plitvi nivoji v veliki meri določajo električne lastnosti silicija. V obsevanem siliciju je lahko koncentracija globokih nivojev večja kot koncentracija plitvih nivojev. Tedaj se električne lastnosti silicija občutno spremenijo.

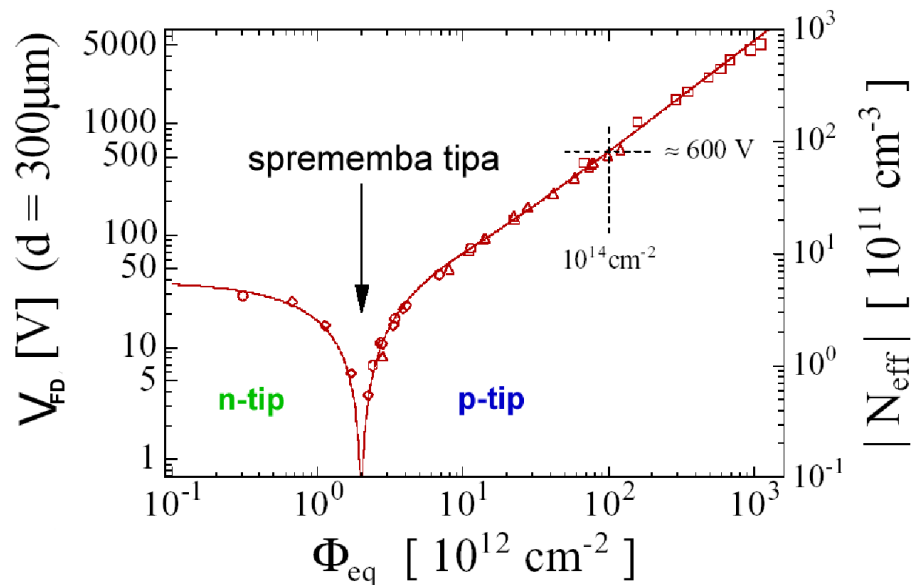
Efektivno koncentracijo prostorskega naboja v področju osiromašenja  $N_{\text{eff}}$  sestavljajo ionizirani plitvi nivoji (donorji in akceptorji) ter globoki nivoji. Pred obsevanjem je običajno koncentracija prostorskega naboja majhna ter efektivno koncentracijo prostorskega naboja lahko pišemo preprosto kot razliko začetnih koncentracij donorjev in akceptorjev  $N_{\text{eff}}^0 = N_{\text{D}}^0 - N_{\text{A}}^0$ . Med obsevanjem pa se zgodi dvoje.



Poškodbe predstavljajo bodisi nove donorje/akceptorje bodisi ustvarijo kompleksnejše poškodbe, ki uničijo prvotne plitve nivoje. Z eksperimenti je bilo pokazano, da pri obsevanjih nastane več električno aktivnih akceptorjev kot donorjev. Tako po obsevanju, ko imamo prisotne tudi globoke nivoje,  $N_{\text{eff}}$  zapišemo kot

$$N_{\text{eff}} = N_D^0 - N_A^0 + \sum_{\text{donorji}} N_t(1 - P_t) - \sum_{\text{akceptorji}} N_t P_t, \quad (3.7)$$

kjer je  $N_t$  koncentracija pasti in  $P_t$  verjetnost za zasedenost pasti, definirana v poglavju 2.3. V enačbi 3.7 smo upoštevali, da je donor nabit pozitivno, kadar je prazen in je nevtralen, kadar je zaseden, akceptor pa je nevtralen, kadar je prazen in negativen, kadar je zaseden.



Slika 3.3: Odvisnosti  $V_{\text{FD}}$  in  $N_{\text{eff}}$  od  $\Phi_{\text{eq}}$  po obsevanju z nevtroni za standarden silicijev material, ki je bil pred obsevanjem tipa  $n$  [9].

Na sliki 3.3 je prikazana odvisnost efektivne koncentracije prostorskega naboja  $N_{\text{eff}}$  od ekvivalentne fluence  $\Phi_{\text{eq}}$  pri obsevanju z nevtroni za standardni silicijev material tipa  $n$ . Pri nizkih fluencah  $N_{\text{eff}}$  pada, kar je posledica manjšanja koncentracije plitvih donorskih primesi in nastajanja globokih akceptorjev. V točki inverzije material preide iz tipa  $n$  v tip  $p$ , nadaljnemu večanju  $\Phi_{\text{eq}}$  pa sledi naraščanje  $N_{\text{eff}}$ . Na levi osi je skala za napetost popolnega osiromašenja, na desni pa skala efektivne koncentracije prostorskega naboja. Napetost popolnega osiromašenja in efektivno koncentracijo prostorskega naboja povezuje enačba 2.8, le da koncentracijo donorjev  $N_D$  zamenjamo z efektivno koncentracijo prostorskega naboja  $N_{\text{eff}}$ .

### 3.3.2 Sprememba zapornega toka

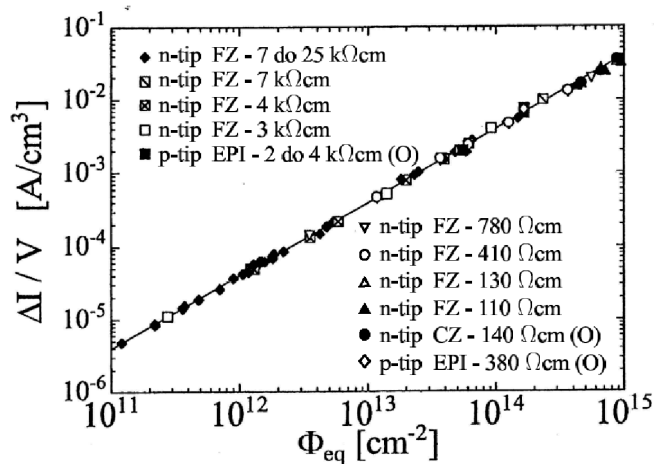
Do toka skozi območje osiromašenja pride zaradi dveh prispevkov: difuzije iz nevtralnega dela detektorja (difuzijski tok) in generacije nosilcev naboja v območju osiromašenja (generacijski tok). Generacijski tok predstavlja glavni prispevek k zapornemu toku pri močno obsevanih detektorjih [16].

Kot je bilo pokazano v poglavju 2.3 o toku skozi stik, da največji prispevek k toku skozi področje osiromašenja generacijski tok zaradi nivojev z energijo blizu sredine energijske špranje. Za razliko od standardnih primesi (P, B), ki imajo energije blizu prevodnega (donorske primesi) oz. valenčnega (akceptorske primesi) pasu, imajo poškodbe, ki so posledica obsevanja tudi energije daleč stran od roba energijske špranje. Torej poškodbe povečujejo generacijski tok iz enačbe 2.23, ki teče v zaporni smeri.

Ker je gostota poškodb sorazmerna s prejeto fluenco ( $N_{\text{def}} = g_{\text{def}}\Phi$ ,  $g_{\text{def}}$  je hitrost nastajanja defektov) in je generacijski tok sorazmeren s koncentracijo poškodb z energijo blizu sredine energijske špranje (enačbi 2.22 in 2.23), je tudi tok, ki je posledica obsevanja, sorazmeren z ekvivalentno fluenco  $\Phi_{\text{eq}}$ . Povečanje toka zaradi sevanja  $\Delta I$  zapišemo kot

$$\frac{\Delta I}{V} = \alpha \Phi_{\text{eq}}, \quad (3.8)$$

kjer je  $\alpha$  konstanta zapornega toka in  $V$  prostornina področja osiromašenja. Na sliki 3.4 vidimo, da je sorazmernostna konstanta neodvisna od vrste silicijevega materiala, iz katerega je detektor narejen.



Slika 3.4: Odvisnost zapornega toka od  $\Phi_{\text{eq}}$  za obsevanje detektorjev iz različnih silicijevega materiala [17]. V legendi sta označena specifična upornost pred obsevanjem in vrsta silicijevega materiala.

### 3.3.3 Poslabšanje učinkovitosti zbiranja naboja zaradi ujemanja naboja na pasteh

Globoki nivoji, ki so posledica sevalnih poškodb, zmanjšajo signal, saj se del naboja, ki ga je sprostil ionizirajoč delec, med potovanjem v električnem polju osiromašene plasti ujame na teh poškodbah (pasteh). Donor lahko ujame vrzel, če je zaseden in elektron, če je prazen. Podobno velja za akceptor. Verjetnost za zajetje elektrona oziroma vrzeli na časovno enoto je podana kot  $1/\tau_{n,p}^{\text{eff}}$ , kjer je  $\tau_{n,p}^{\text{eff}}$  efektivni čas zajetja elektrona, vrzeli. Ker je hitrost zajetega naboja sorazmerna tudi s količino naboja, količina potujočega naboja pojema eksponentno s časom:

$$Q_{n,p}(t) = Q_{n,p}^0 \exp\left[-\frac{t}{\tau_{n,p}^{\text{eff}}}\right], \quad (3.9)$$

kjer je  $Q_{n,p}^0$  naboj, ki ga je v detektorju sprostil ionizirajoč delec. Naboj, ujet na pasteh, se lahko rekombinira ali pa se čez nekaj časa iz pasti sprosti. Vendar v primeru, da je čas za emisijo naboja iz pasti daljši, kot je čas zbiranja naboja, zajeti naboj ne bo prispeval k signalu. Učinkovitost zbiranja naboja se torej zaradi ujemanja naboja na pasteh zmanjša.

Verjetnosti za zajetje nosilca naboja je

$$\begin{aligned} w_n^t &= v_n^{\text{th}} \sigma_n^t N_t (1 - P_t) \quad \text{za elektrone in} \\ w_p^t &= v_p^{\text{th}} \sigma_p^t N_t P_t \quad \text{za vrzeli.} \end{aligned} \quad (3.10)$$

Enačbi 3.10 veljata, ko sta termični hitrosti elektronov in vrzeli večji od hitrosti potovanja naboja zaradi električnega polja. Pri naših meritvah je temu pogoju zadoščeno pri vseh temperaturah. Tako  $\tau_{n,p}^t$  predstavlja povprečen čas, ki ga nosilec naboja preživi v detektorju, preden se ujame v past. Efektivno verjetnost za zajetje elektrona oz. vrzeli  $w_{n,p}^{\text{eff}} = 1/\tau_{n,p}^{\text{eff}}$  dobimo kot vsoto verjetnosti za posamezne pasti

$$\frac{1}{\tau_{n,p}^{\text{eff}}} = \sum_t \frac{1}{\tau_{n,p}^t}. \quad (3.11)$$

Kot vidimo že iz enačbe 3.10 je verjetnost za zajetje naboja sorazmerna s koncentracijo pasti, ta pa je sorazmerna z ekvivalentno fluenco. Tako pišemo

$$\frac{1}{\tau_{n,p}^{\text{eff}}} = \beta_{n,p} \Phi_{\text{eq}}, \quad (3.12)$$

kjer je  $\beta_{n,p}$  sorazmernostna konstanta. Zveza iz enačbe 3.12 je bila eksperimentalno potrjena [6, 18].

### 3.3.4 Sprememba upornosti

Specifično upornost silicija zapišemo kot [16]

$$\frac{1}{\rho} = q_0 (\mu_n n + \mu_p p) = q n_i \left( \mu_n \exp\left[\frac{E_F - E_i}{k_B T}\right] + \mu_p \exp\left[\frac{E_i - E_F}{k_B T}\right] \right), \quad (3.13)$$

kjer sta  $n$  in  $p$  sta koncentraciji elektronov in vrzeli v termičnem ravnovesju ter  $\mu_n$  in  $\mu_p$  gibljivosti elektronov in vrzeli iz 2.1.

V primeru neobsevanega detektorja koncentracijo prostih nosilcev naboja določajo plitvi donorji/akceptorji. Tedaj velja  $|N_{\text{eff}}| \gg n_i$  in specifično upornost ter efektivno koncentracijo lahko povežemo z enostavno enačbo  $\rho = 1/q_0\mu|N_{\text{eff}}|$ , kjer za gibljivost upoštevamo gibljivost večinskih nosilcev naboja. Ko pa koncentracija globokih nivojev doseže koncentracijo plitvih, ta enačba ne velja več in specifične upornosti ter prostorskega naboja ne moremo več enostavno povezati. Dodatni nivoji v prepovedanem pasu premaknejo  $E_F$  proti sredini pasu. Zato se zmanjša koncentracija prostih nosilcev in s tem poveča upornost obsevanih detektorjev.

### 3.4 Možnosti za izboljšanje delovanja

V prejšnjih poglavjih smo videli, da nam sevanje povečuje negativni naboj v področju prostorskega naboja, kar pripelje do spremembe tipa globinskega dela detektorja, povečuje zaporni tok ter povečuje verjetnost za zajetje naboja na pasteh. Močno obsevanje silicijev material tako poškoduje, da navaden način delovanja silicijevega detektorja ni več učinkovit [19].

Ena od možnosti, kako izboljšati delovanje močno obsevanega detektorja, je s spreminjanjem prostorskega naboja z vbrizgavanjem nosilcev naboja [20, 21, 27]. Druga možnost je delovanje detektorja z napetostjo v prevodni smeri [22]. Obe metodi zmanjšata problem delovanja detektorja pri visoki napetosti, vendar pri obeh dobimo povišan tok skozi detektor, kar vpliva na šum. Vendar lahko šum zaradi toka delno odpravimo, saj je tok odvisen tudi od napetosti in temperature.

#### 3.4.1 Delovanje detektorja z vbrizgavanjem nosilcev naboja

Sevanje vzbuja nastajanje parov elektron-vrzel. To sevanje mora biti energetsko dovolj bogato, da lahko vezani nosilci preskočijo energijsko špranjo. Torej lahko pare elektron-vrzel generiramo tudi, če na detektor svetimo z lasersko svetlobo. Razlika med sevanjem delcev in lasersko svetlobo pa je v kraju nastanka parov. Delci bodo ionizirali po celotnem detektorju, ravno tako laserska svetloba z veliko vdorno globino (npr. IR), laserska svetloba s kratko vdorno globino ( $<700$  nm) pa bo ionizirala pare le tik ob vstopu v detektor (torej na  $p^+$  ali  $n^+$  strani), saj dlje ne prodre.

V diodah, priključenih na napetost v zaporni smeri, je  $p^+$  stran v stiku z negativno nabito elektrodo,  $n^+$  stran pa v stiku s pozitivno nabito elektrodo (shematski prikaz diode je podan v poglavju 4.5 na sliki 4.10). Elektroni se bodo bližali pozitivno nabiti elektrodi, medtem ko se bodo vrzeli gibale proti negativno nabiti elektrodi. Če bomo z laserjem svetili na  $p^+$  stran, bomo imeli le gibajoče elektrone, medtem ko bomo pri osvetlitvi na  $n^+$  stran dobili le gibajoče vrzeli.

Če diodo osvetlimo s stalnim svetlobnim tokom, povečamo koncentracijo elektronov oz. vrzeli v aktivnem delu detektorja, kar vpliva na zasedenost pasti, ki prispe-

vajo k prostorskemu naboju. V poglavju 2.3 o tokovih skozi  $p$ - $n$  stik smo pokazali, zaradi katerih procesov pride do generacijskega toka v plasti osiromašenja v neobsevanem detektorju. Pri delovanju z vbrizgavanjem nosilcev naboja pa predpostavka, da v področju osiromašenja nimamo prostih nosilcev, ne drži. Definirajmo količino  $U^t$  z enotami [delec/m<sup>3</sup>s] kot razliko med hitrostjo generacije in rekombinacije parov elektron-vrzel na pasti z energijo  $E_t$  ( $U^t = G - R$ ). Če je nivoja  $P_t$ , za vrzeli in elektrone posebej pišemo

$$\begin{aligned} U_n^t &= N_t P_t \epsilon_n^t - N_t (1 - P_t) n \sigma_n^t v_n^{\text{th}}, \\ U_p^t &= N_t (1 - P_t) \epsilon_p^t - N_t P_t p \sigma_p^t v_p^{\text{th}}. \end{aligned} \quad (3.14)$$

V stacionarnem stanju je presežek generacije vrzeli enak presežku generacije elektronov, torej velja  $U^t = U_n^t = U_p^t$ , iz česar lahko izračunamo pogoj za določitev zasedenosti nivoja

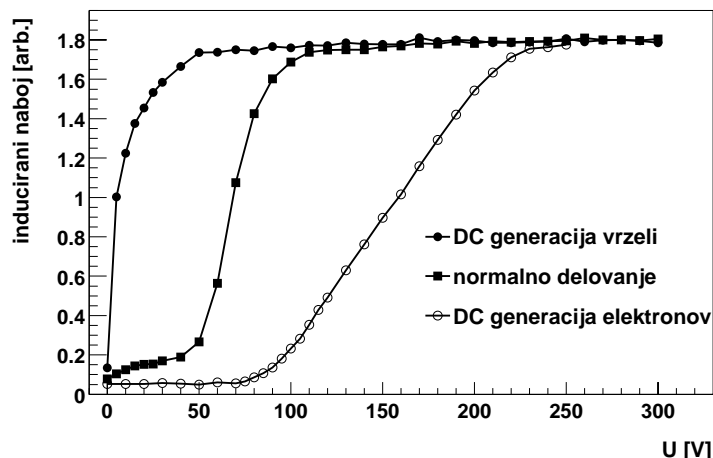
$$P_t = \frac{1}{1 + \frac{\epsilon_n^t + p \sigma_p^t v_p^{\text{th}}}{\epsilon_p^t + n \sigma_n^t v_n^{\text{th}}}}. \quad (3.15)$$

Iz enačbe 3.15 vidimo, da z vbrizgavanjem nosilcev naboja spreminjamo zasedenost pasti, saj spreminjamo koncentracijo nosilcev naboja. Z vbrizgavanjem vrzeli povečujemo koncentracijo aktivnih globokih donorjev in zmanjšujemo koncentracijo aktivnih globokih akceptorjev. Obratno velja za vbrizgavanje elektronov. Pri višjih temperaturah (nad 140 K) je globinski del močno obsevanega detektorja učinkovito tipa  $p$ . Stalen vbrizg vrzeli tako zmanjša negativni naboj in s tem napetost, ki je potrebna za popolno osiromašenje detektorja. Tak način delovanja je bil predlagan v [20, 21].

Na sliki 3.5 vidimo, da je delovanje detektorja s stalnim vbrizgavanjem dodatnih nosilcev naboja pri obsevanih diodah boljše kot normalno delovanje. Z vbrizgavanjem vrzeli smo zbrali ves naboj pri veliko nižji napetosti, kot pri normalnem delovanju detektorja.

### 3.4.2 Delovanje detektorja z napetostjo v prevodni smeri

Če neobsevano diodo priključimo na napetost v prevodni smeri, steče velik tok. To lahko vidimo tudi v poglavju 2.3 na sliki 2.3. Omenili pa smo že, da se siliciju z obsevanjem močno poveča upornost (poglavje 3.3.4). Zato lahko zadosti obsevano diodo priključimo na razmeroma visoko napetost v prevodni smeri, saj nam visoka upornost materiala omeji tok. In če si diodo predstavljamo kot upornik, bomo po celotnem prostoru dobili električno polje, če bomo nanjo priključili napetost (v prevodni smeri). V primeru napetosti (nižje od napetosti popolnega osiromašenja) v zaporni smeri bo namreč električno polje od nič različno le v majhnem področju v okolici  $p$ - $n$  stika, v večini detektorja pa električnega polja, ki bi pospešilo naboj, ki ga povzroči nabiti delec, ne bo. Meritve delovanja obsevanih detektorjev z napetostjo v prevodni smeri iz [22] so pokazale, da lahko tak način delovanja izboljša učinkovitost zbiranja naboja.



Slika 3.5: Odvisnost učinkovitosti zbiranja naboja v odvisnosti od napetosti na diodi pri temperaturi  $T = 263$  K v prisotnosti dodatnih nosilcev naboja zaradi vbrizgavanja. Vidimo, da je napetost, potrebna za učinkovito zbiranje naboja v primeru vbrizgavanja vrzeli nižja, kot je v normalnem delovanju. Če pa vbrizgujemo elektrone, je potrebna napetost večja. Z vbrizgom elektronov smo še povečali koncentracijo aktivnih globokih akceptorjev, ki delujejo kot pasti za elektrone. Dioda je bila obsevana z  $\Phi_{\text{eq}} = 5 \cdot 10^{13}$  n/cm<sup>2</sup> [6].

Seveda nam dodaten tok, ki teče, ko diodo priključimo v prevodni smeri, povzroča preglavice zaradi šuma, vendar se lahko vsaj deloma znebimo šuma zaradi toka, če delamo pri nizkih temperaturah. Takrat je dodatnega toka manj.

### 3.4.3 Delovanje detektorja pri nizkih temperaturah

Delovanje silicijevih detektorjev, ki so bili obsevani, lahko izboljšamo tudi z delovanjem pri nizkih temperaturah. V [23] so izmerili bistveno izboljšanje zbiranja naboja pri temperaturah pod temperaturo tekočega dušika.

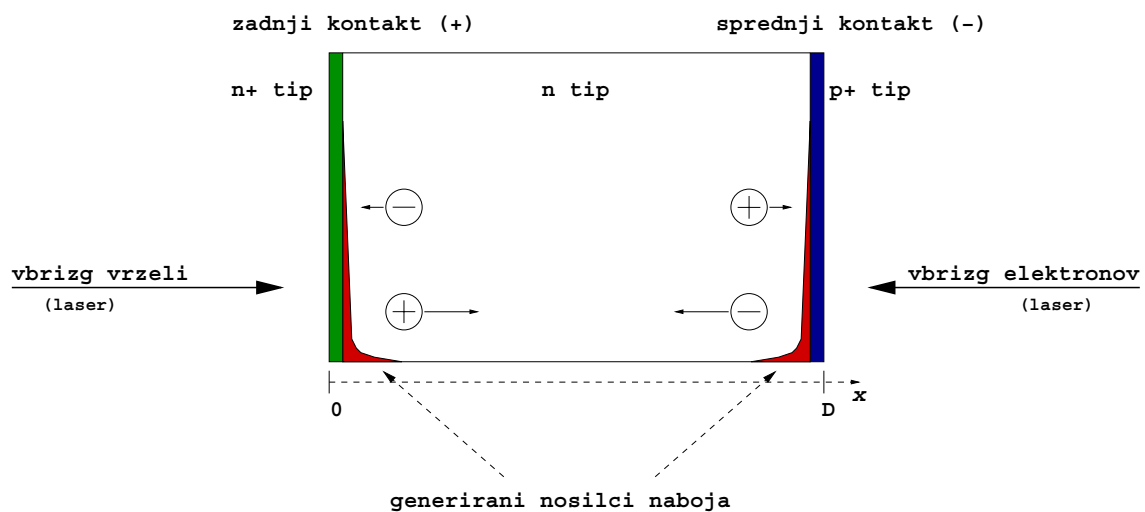
Kot smo videli, je zasedenost pasti odvisna od temperature. Zato je tudi efektivna koncentracija prostorskega naboja  $N_{\text{eff}}$  temperaturno odvisna. Glede na meritve iz [23], so energijski nivoji, ki nastanejo kot posledica obsevanja, takšni, da se  $N_{\text{eff}}$  s temperaturo niža. Torej se napetost, potrebna za popolno osiromašenje detektorja s temperaturo niža. Poleg tega nizke temperature zmanjšajo tok v detektorju in s tem šum.

# Poglavje 4

## Tehnika TCT

### 4.1 Osnove meritev TCT

TCT (Transient Current Technique) je metoda za študije polprevodniških detektorjev s pomočjo sunka induciranege toka, do katerega pride zaradi premikov prostih nosilcev v detektorju. Če za tvorbo sunka uporabimo svetlobo s kratko vdorno globino, bodo nosilci nastali na robu detektorja. Odvisno od strani osvetlitve bodo cel detektor prepotovali le bodisi elektroni (svetimo na  $p^+$  stran) bodisi vrzeli (svetimo na  $n^+$  stran). Iz enačbe 2.26 lahko bralec vidi, da influenciran tok v času sledi obliki električnega polja, kot ga čuti premikajoč naboj. To velja dokler velja zveza  $v = \mu E$ .



Slika 4.1: Shematski prikaz delovanja tehnike TCT [6].

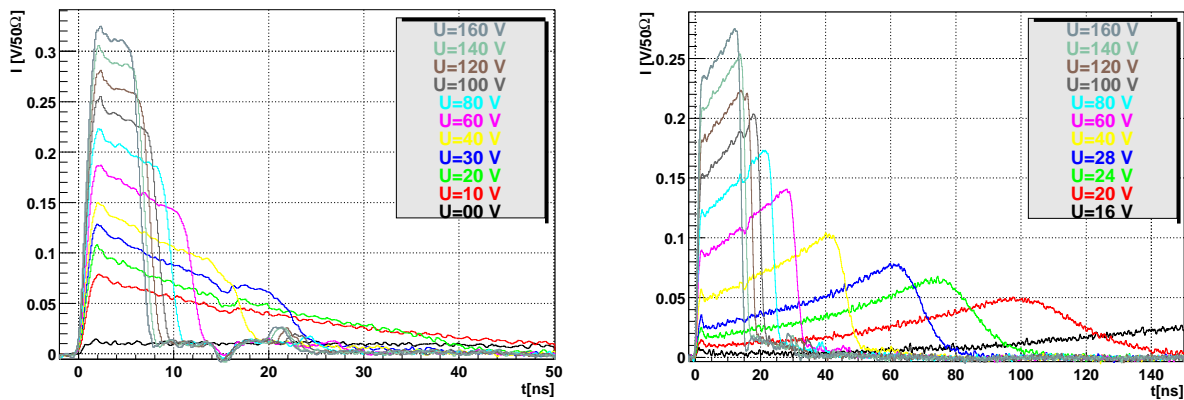
Torej v primeru da imamo popolnoma osiromašen detektor in nastane  $N$  parov elektron-vrzel v neposredni bližini sprednjega ali zadnjega kontakta, bodo čez ves detektor potovali samo elektroni ali vrzeli (slika 4.1). Nasprotni nosilci naboja so



hipoma zbrani na elektrodi tik zraven njihovega nastanka. Zato temu rečemo tudi vbrizg elektronov ali vrzeli. V resnici nosilci niso generirani samo v poljubno tanki plasti tik ob elektrodi, temveč so kakor nakazuje slika 4.1 prostorsko razporejeni po eksponentni krivulji, kot to določa absorpcija vpadle svetlobe laserja.

## 4.2 Rdeč laser

V splošnem je signal, ki ga influencira naboj v detektorju, vsota prispevkov zaradi elektronov in vrzeli;  $I = I_n + I_p$ . Vendar je vdorna globina rdeče laserske svetlobe z valovno dolžino 670 nm in absorpcijskim koeficientom pri sobni temperaturi  $\alpha_{\text{abs}} = 3.3 \mu\text{m}$  (absorpcijski koeficient s temperaturo pada; več o tem v 4.3 in [24]) tako majhna, da je prispevek nosilcev, ki potujejo k bližnji elektrodi, zanemarljiv. Na sliki 4.2 vidimo signal neobsevane diode, na katero svetimo s pulzi rdeče laserske svetlobe.



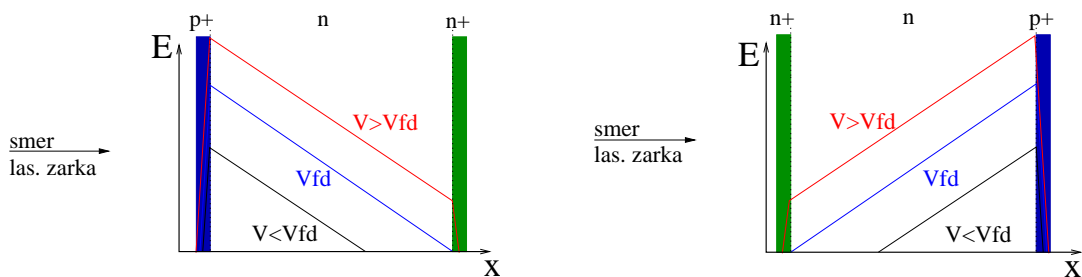
Slika 4.2: Pulzi influenciranega toka v neobsevanem  $p^+-n-n^+$  detektorju pri sobni temperaturi. Levo so signali elektronov, desno pa vrzeli. Napetost popolnega osiromašenja znaša 14 V.

Signal, ki je sorazmeren s hitrostjo potovanja elektronov, je visok v začetku in pada proti koncu. To je v skladu z enačbo 2.26 in nakazuje na visoko električno polje pri  $p$  elektrodi in nižje električno polje na  $n$  elektrodi. Vrzeli pa nastanejo v področju z nizkim električnim poljem in njihove hitrosti res naraščajo v smeri proti  $p$  elektrodi. Z višanjem napetosti so sunki tudi vedno krajši, ker iz zveze  $v = \mu E$  sledi, da je hitrost vedno večja.

Oblika električnega polja (kot smo jo določili iz oblike sunkov) se sklada z električnim poljem neobsevanega detektorja v primeru, da je prostorski naboj pozitiven. To lahko vidimo, če primerjamo meritve iz slike 4.2 s teoretsko napovedjo električnega polja v diodi iz slike 4.3. Vidimo, da se nakloni ujemajo.

Tako lahko z meritvami tokovnih pulzov določimo predznak prostorskega naboja. Povečana zaporna napetost povzroči večje električno polje in posledično višji signal.





Slika 4.3: Oblika električnega polja v detektorju, kot ga predvidevamo iz teorije stika  $p-n$ .

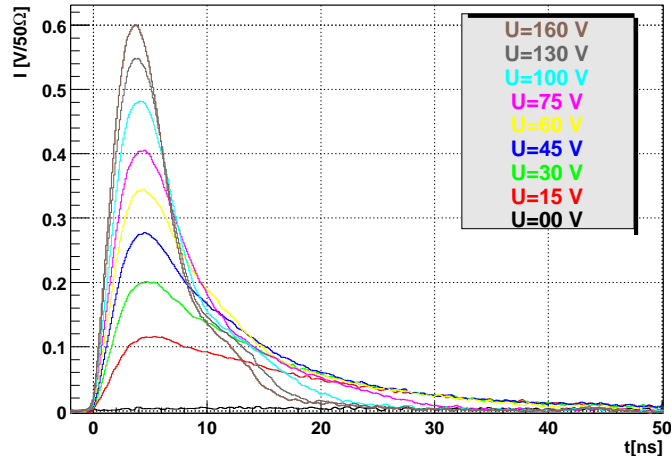
Vendar je hitrost omejena s saturacijo hitrosti potovanja. Gibljivost elektronov je približno trikrat višja od gibljivosti vrzeli, zato so signali elektronov na sliki 4.2 krajši, kot so signali vrzeli.

V primeru, da je zaporna napetost na detektorju manjša kot je napetost popolnega osiromašenja in je prostorski naboj pozitivnega predznaka, dobi signal elektronov, ki smo jih vbrizgali na  $n$  strani, dolg rep, saj hitrost pada sorazmerno s poljem, ki pa je v neosiromašenem področju enako nič. Z vrzeli, vbrizganimi na  $p$  stran, je malo drugače. Te pridejo v območje osiromašenja z difuzijo, če detektor ni popolnoma osiromašen. Ta proces je počasen v primerjavi s hitrostjo potovanja v osiromašenem območju, zato ima signal influenciranega toka vrh ob kasnejših časih.

Če je prostorski naboj negativen, se celotna slika obrne. Tok, influenciran zaradi potovanja elektronov, ima podobno obliko kot tok zaradi potovanja vrzeli v primeru pozitivnega prostorskega naboja in obratno.

## 4.3 IR laser

Laser z valovno dolžino v infra-rdečem ( $\lambda = 1060$  nm) ima vdorno globino večjo, kot je debelina detektorja. Prosti nosilci naboja tako nastajajo skoraj enakomerno po celotni poti žarka, zato lahko s pulzom iz IR laserja simuliramo nabit delec, ki potuje skozi detektor. Ker lahko pulze generiramo v zelo kratkih zaporednih intervalih (s pulznim generatorjem), hitro izmerimo veliko število pulzov. Z laserjem lahko ustvarimo tudi višji signal kot z nabitim delcem iz sevalca, saj lahko spreminjamo intenziteto laserske svetlobe. Zaradi naštetih razlogov je delo z laserjem bistveno lažje kot z izvorom. Kako izgleda signal, ki ga dobimo iz IR laserja, lahko vidimo na sliki 4.4.



Slika 4.4: Pulzi influenciranega toka pri različnih napetostih v neobsevanem  $p^+ - n - n^+$  detektorju pri sobni temperaturi. Napetost popolnega osiromašenja znaša 14 V. Elektrone in vrzeli je general IR laserski pulz.

## 4.4 Stalno vbrizgavanje nosilcev naboja

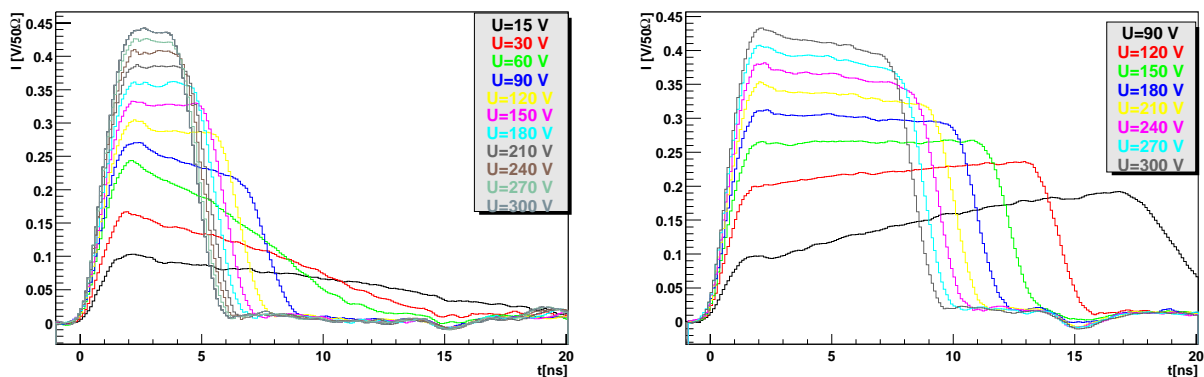
Če osvetlimo osiromašen detektor s stalno svetlobo, zaradi vbrizgavanja elektronov ali vrzeli skozi detektor teče dodaten (enosmerni) tok. Pri vbrizgavanju vrzeli iz enačbe za gostoto toka  $j = e_0 p v$  in Drudejeve zveze  $v = \mu E$  za koncentracijo prevodnih vrzeli sledi

$$p = \frac{\Delta I}{e_0 S_o v_p} = \frac{\Delta I}{e_0 S_o \mu_p E}, \quad (4.1)$$

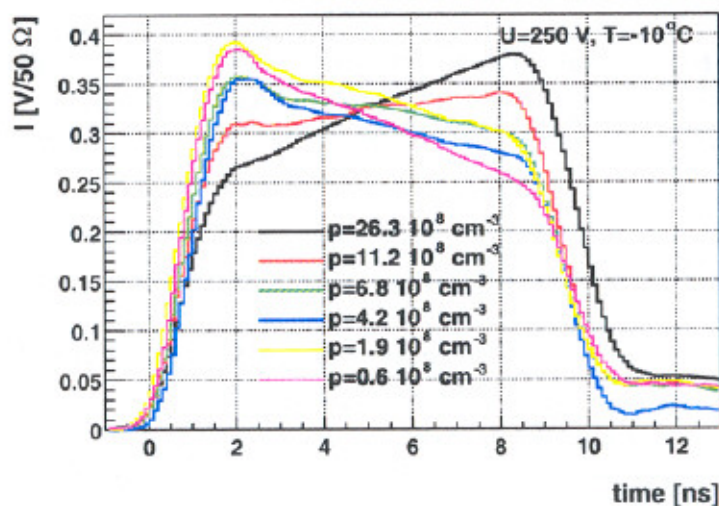
kjer je  $\Delta I$  dodatek k toku zaradi vbrizgavanja vrzeli in  $S_o$  osvetljena površina detektorja. Podobno enačbo lahko zapišemo tudi za vbrizg elektronov. Torej je koncentracija prostih nosilcev naboja, ki jih vbrizgamo s pomočjo DC svetlobe, odvisna od zunanje napetosti in od intenzitete laserske svetlobe. Če napetost povečamo pri konstantni intenziteti svetlobe koncentracijo zmanjšamo, višja intenziteta svetlobe pri konstantni napetosti pa koncentracijo poveča.

S spreminjanjem koncentracije prostih nosilcev naboja spreminjamo zasedenost globokih nivojev in s tem (enačba 3.15) prostorski naboj, kar lahko vidimo na slikah 4.5 in 4.6. Vbrizgavanje vrzeli v obsevan detektor nam pri nizkih napetostih (visoke koncentracije vrzeli, enačba 4.1) prinese re-inverzijo tipa; globinski del detektorja je (ponovno) tipa  $n$  in z višanjem napetosti (ko se koncentracija prevodnih vrzeli manjša) postaja vedno bolj invertiran (tipa  $p$ ), slika 4.5.

Podobno sliko vidimo, če pri konstantni napetosti spreminjamo intenziteto svetlobe. Z večanjem koncentracije vrzeli se oblika pulza influenciranega toka spremeni iz oblike, značilne za detektor tipa  $p^+ - p - n^+$  v obliko, značilno za  $p^+ - n - n^+$  tip detektorja.



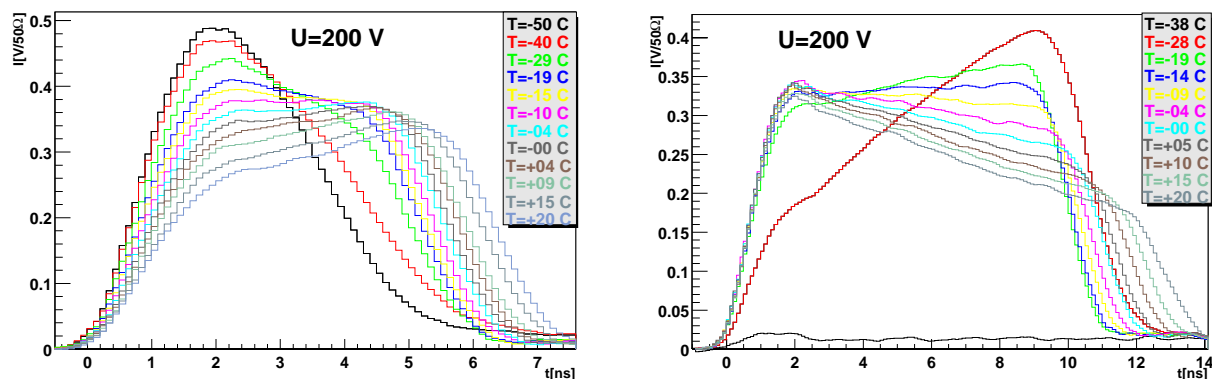
Slika 4.5: Slika re-inverzije tipa detektorja ob prisotnosti stalnega vbrizga vrzeli za detektor, obsevan z efektivno fluenco  $\Phi_{\text{eq}} = 5 \cdot 10^{13} \text{ n/cm}^2$ . Meritve so bile opravljene pri temperaturi  $T = -10^\circ \text{ C}$ . Na levi je predstavljen signal elektronov, na desni pa signal vrzeli.



Slika 4.6: Primerjava signalov vrzeli v prisotnosti stalnega vbrizgavanja vrzeli s pomočjo kontinuirane laserske svetlobe na obsevan detektor. Ekvivalentna fluenca obsevanja je  $\Phi_{\text{eq}} = 5 \cdot 10^{13} \text{ n/cm}^2$  [6].

Efektivna koncentracija prostorskega naboja  $N_{\text{eff}}$  je v primeru dodatne koncentracije prostih nosilcev naboja močno odvisna tudi od temperature (slika 4.7). Z nižanjem temperature spreminjamo zasedenost pasti, kar smo videli že v enačbi 3.15. Poleg tega so od temperature odvisni tudi emisijski časi (enačba 2.18), ki se z nižanjem temperature podaljšujejo.

Torej se pri nižjih temperaturah naboj (v našem primeru vrzel) ujame in tam ostane več časa. S tem efektivno spreminjamo prostorski naboj v področju osiromašenja.

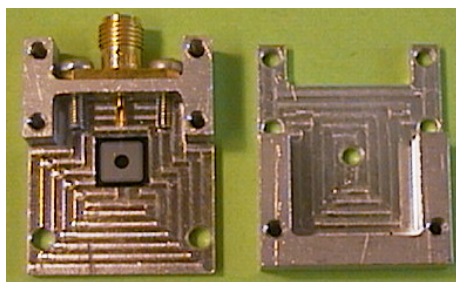


Slika 4.7: Signali influenciranega toka pri različnih temperaturah za primer stalnega vbrizga vrzeli. Levo so signali elektronov, desno pa vrzeli. Pri temperaturi  $T = -38^\circ$  C zaporna napetost 200 V ni bila dovolj za popolno osiromašenje. Pri tej temperaturi je v detektorju visoko električno polje na  $p^+$  strani in nizko na  $n^+$  strani. Vrzeli nastajajo v področju nizkega polja in zato njihovega signala ni.

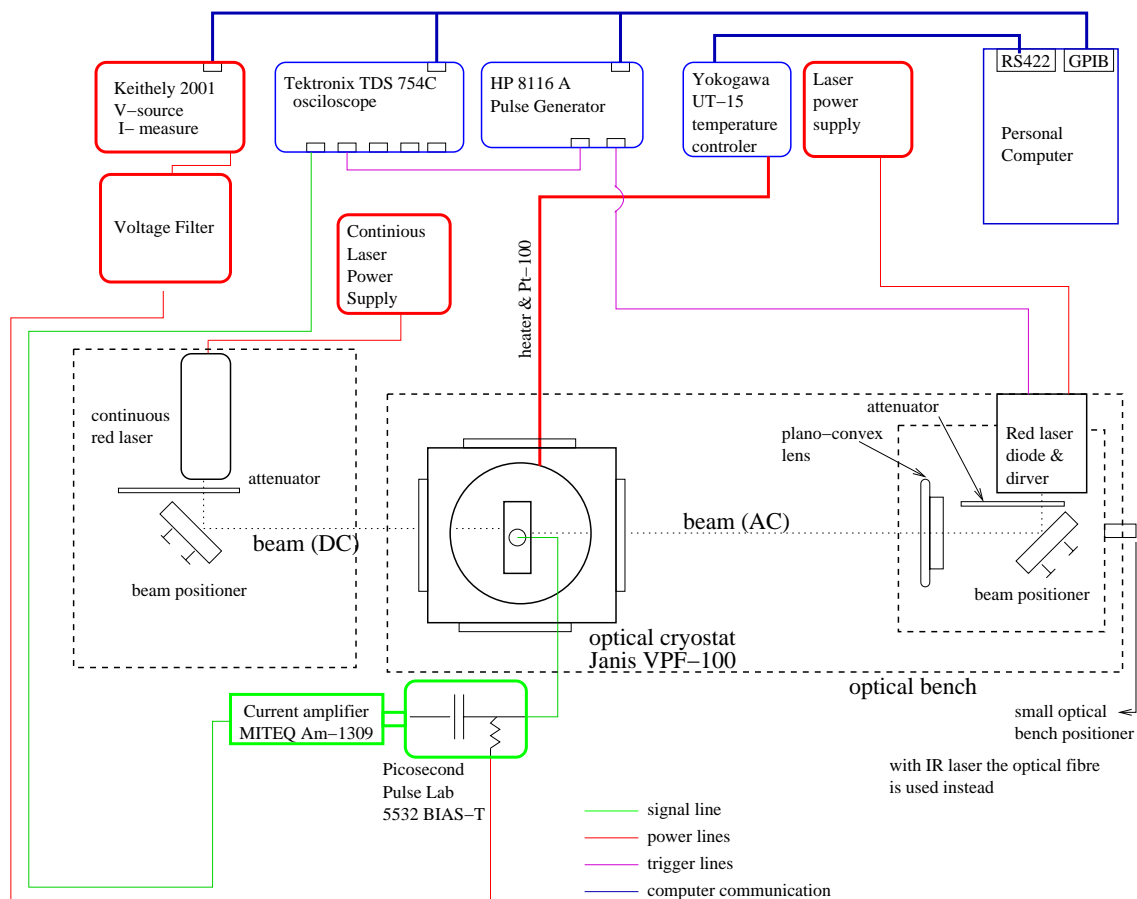
Koncentracijo prostih nosilcev naboja lahko pri dani napetosti in temperaturi uravnavamo še z intenziteto svetlobe. Na ta način lahko nastavimo optimalno delovanje detektorja, kjer je  $N_{\text{eff}} \approx 0$ . Če dosežemo, da je efektivna koncentracija prostorskega naboja 0, dobimo popolnoma osiromašen detektor že pri nizki napetosti, tako kot pri neobsevani diodi. Vendar zaradi ujemanja naboja delamo pri višji napetosti, ki poveča hitrosti nosilcev in s tem zmanjša delež ujetega naboja.

## 4.5 Postavitev eksperimenta

Jedro postavitve je hitri širokopasovni ojačevalec MITEQ AM-1309, ki povezuje detektor na eni strani in digitalni osciloskop Tektronix TDS 754 C na drugi. Napetostni izvor Kiethley 2001 IV istočasno služi tudi kot merilec toka. Da razklopimo napetostni izvor in vhod ojačevalnika ga priključimo preko kondenzatorja (Bias-T Picosecond PulseLab 5532).



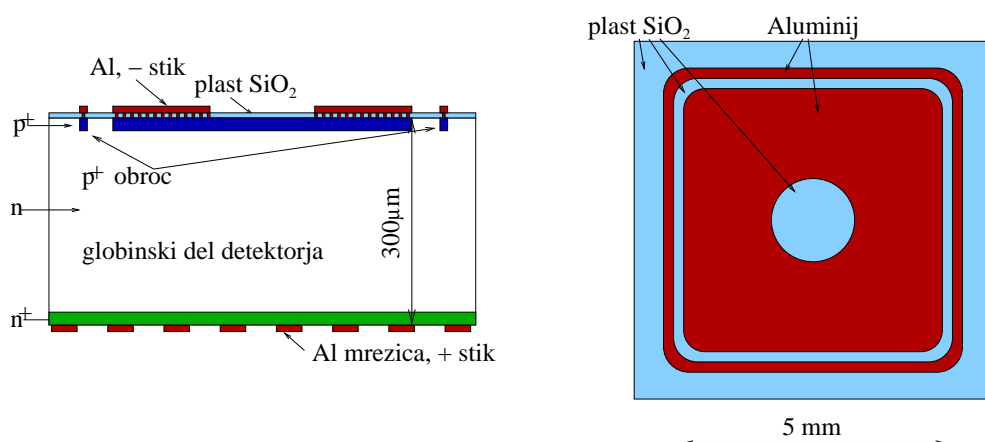
Slika 4.8: Slika diode, prilepljene v ohišje.



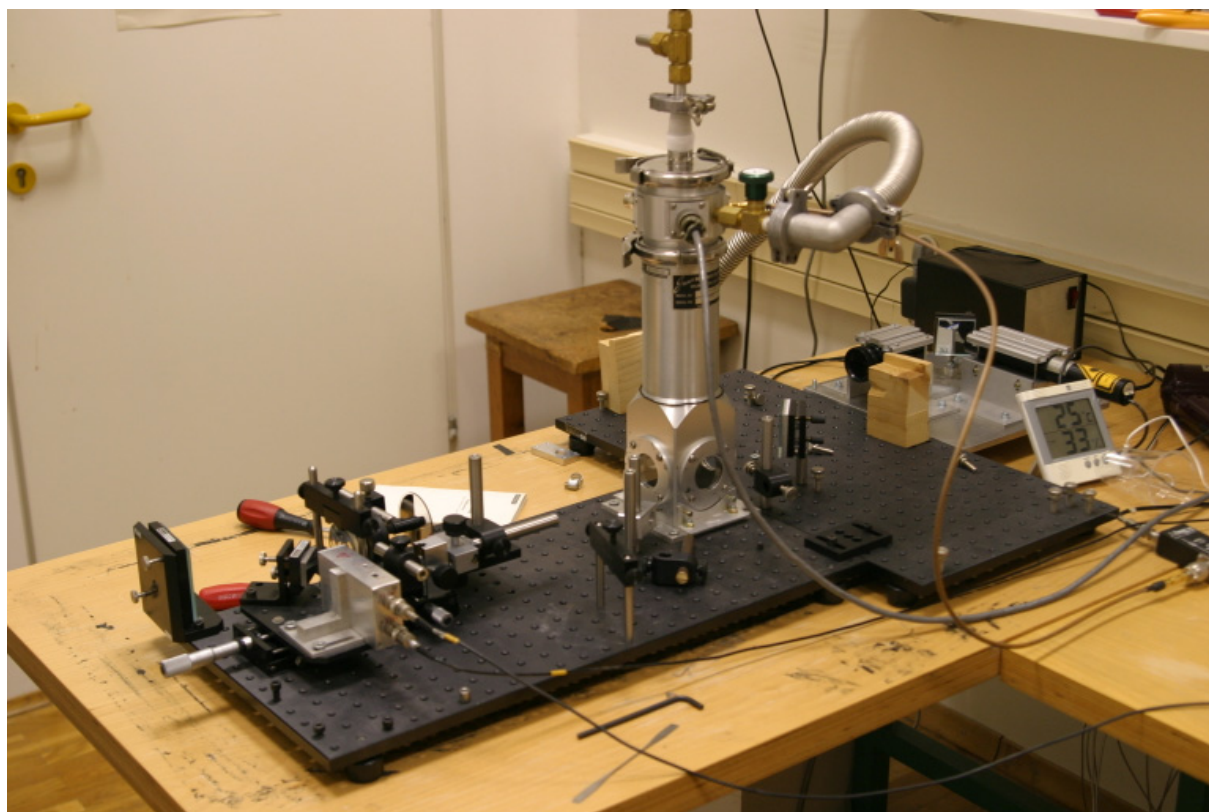
Slika 4.9: Shematski prikaz postavitve TCT.

Pri meritvah signale generiramo z IR diodnim laserjem z valovno dolžino  $\lambda = 1060$  nm. Za kontinuirano vbrizgavanje nosilcev naboja uporabljamo rdeč diodni laser z valovno dolžino  $\lambda = 670$  nm. Intenzitete laserske svetlobe lahko variiramo s pomočjo krožnih ND filtrov. Pulze IR laserja ( $\nu = 30$  Hz, dolžina  $\sim 1$  ns) smo prožili s pulznim generatorjem (HP 8116A), ki je bil istočasno tudi prožilec za osciloskop.

Na sliki 4.9 vidimo shematski prikaz postavitve TCT, kjer za izvor uporabljamo rdeč laser. V primeru IR laserja za izvor delcev, laserski žarek pripeljemo po optičnem vlaknu. Shematski prikaz vzorcev diod, ki smo jih uporabljali, lahko vidimo na sliki 4.10. Kontakti so narejeni iz aluminija. Vendar je v kontaktu na  $p$  strani luknja, kontakt na  $n$  strani pa je mrežica, da lahko svetloba vstopi v detektor. Vzorci diod so zalepljeni v aluminjasto ohišje, ki ščiti tudi pred elektromagnetnimi valovanji iz okolice. To lahko vidimo na sliki 4.8. Vzorce postavimo v kriostat, da lahko kontroliramo temperaturo. Hladimo jih s tekočim dušikom, kar nam omogoča najnižje temperature okrog 90 K, željeno temperaturo pa dosežemo s pomočjo grelca. Na sliki 4.11 vidimo postavitve merilnega sistema.



Slika 4.10: Shematski prikaz  $p^+-n-n^+$  diode, ki smo jo uporabljali pri naših meritvah. Na levi strani je prerez diode, kjer je označen globinski del detektorja,  $p^+$  obroč ter aluminijasti kontakti, na desni pa slika  $p^+$  strani diode.



Slika 4.11: Slika eksperimentalne postavitve TCT. Na njej vidimo IR laserski sistem (levo spodaj), vakumski kriostat, v katerem je nameščena dioda, desno od kriostata pa še rdeč laser za kontinuiran vbrizg vrzeli.



## Poglavje 5

### Meritve zbiranja naboja

Meritve na temperaturnem območju od 93 K do 243 K smo opravili na štirih vzorcih, ki so predstavljeni v tabeli 5.1. To so bili  $p^+-n-n^+$  blaziničasti detektorji s površino  $0,5 \times 0,5 \text{ cm}^2$  in debelino  $300 \text{ }\mu\text{m}$  ter z začetno upornostjo  $15 \text{ k}\Omega\text{cm}$ . Vzorci so bili obsevani z nevtroni na jedrskem reaktorju TRIGA v Ljubljani. Po obsevanjih so bili vzorci dva tedna na sobni temperaturi, da so okrevali do minimuma v napetosti popolnega osiromašenja [6, 17] in nato shranjeni pri temperaturi  $-17 \text{ }^\circ\text{C}$ . Pri tej temperaturi se poškodbe v siliciju ne spreminjajo s časom.

Vzorec	Fluena $\Phi_{\text{eq}}$ [ $\text{n}/\text{cm}^2$ ]
w3395	vzorec ni bil obsevan
w33920	$5 \cdot 10^{14}$
w33921	$1 \cdot 10^{15}$
w339xy	$4 \cdot 10^{15}$
w339xx	$8 \cdot 10^{15}$

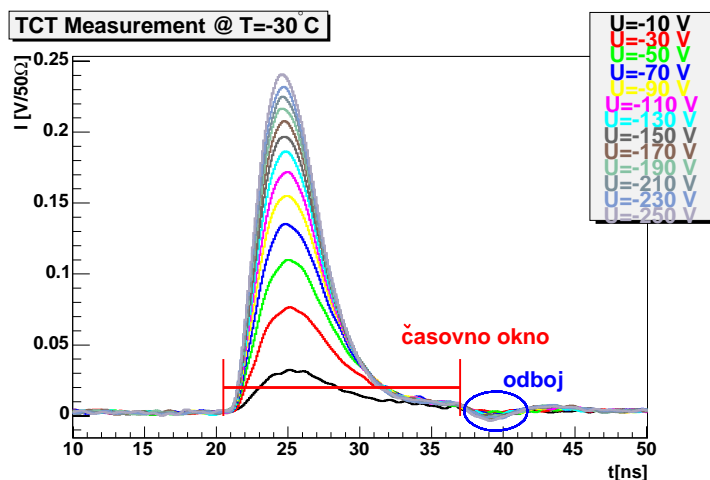
Tabela 5.1: Podatki o vzorci, na katerih so bile opravljene meritve.

S temi vzorci smo izmerili pulze influenciranega sunka zaradi pulza IR laserja. Naš namen je bil primerjati učinkovitost zbiranja naboja pri različnih načinih delovanja: normalnem načinu, pri načinu s stalnim vbrizgavanjem elektronov ali vrzeli ter pri delovanju z napetostjo v zaporni smeri.

Meritve na posameznem vzorcu so bile narejene na temperaturnem območju od 93 K do 243 K. Najvišja zaporna napetost je bila 250 V, napetost v prevodni smeri pa se je razlikovala za različne vzorca. Da so meritve med sabo čimbolj primerljive, smo poskusili sistem postaviti tako, da je bila ponovljivost čimboljša. Laserska sistema (IR laser za signal in rdeč laser za načina delovanja z vbrizgavanjem elektronov in vrzeli) sta bila zato pričvrščena in laserski žarek rdečega laserja smo premikali s sistemom zrcal. Vzorec smo v kriostatu najprej ohladili na 93 K, nato pa v temperaturnih presledkih 10 K izmerili signale za vse štiri načine delovanja pri različnih

napetostih. Kriostata med meritvami nismo premikali; meritve za posamezen vzorec so bile narejene naenkrat.

Obliko signala, ki smo ga prebrali iz osciloskopa in shranili na računalnik, lahko vidimo na sliki 5.1. Obdelava meritev je potekala s posebnimi C++ razredi za delo z TCT meritvami [25]. Pulz, ki ga vidimo na sliki 5.1, je časovni potek influenciranega signala, in če želimo poznati celoten naboj, ki je stekel skozi diodo, moramo pulz integrirati. Da se znebimo napak zaradi odboja zaradi kablov (več o tem v poglavju o oceni napake 5.2), moramo integrirati v čimboljšem časovnem oknu. Pri vseh izračunih je bil čas integriranja 17 ns.



Slika 5.1: Signal diode w33921 ( $\Phi_{eq} = 1 \cdot 10^{15} \text{ n/cm}^2$ ) pri temperaturi 243 K. Na sliki vidimo časovni interval, v katerem smo signal pointegrirali, da smo dobili zbrani naboj, ter odboj signala zaradi kabla.

Zaradi vpliva elektronike se ničelni signal premika gor ali dol. V ta namen čas pred začetkom signala izkoristimo za popravek ničle. Kakršen koli premik bi nam namreč pri integriranju signala prinesel veliko napako. Bodisi bi bilo zbranega naboja premalo ali preveč za vrednost, enako premiku ničle krat dolžina integracije signala. Da se temu ognemo, vsaki meritvi posebej popravimo ničlo.

Ker nas je predvsem zanimala primerjava učinkovitosti zbiranja naboja pri različnih načinih delovanja, je zbran naboj podan v poljubnih enotah. Za zbran naboj v številu generiranih parov elektron-vrzel bi morali sistem umeriti.

Nazadnje smo izračunane vrednosti zbranega naboja popravili z odvisnostjo absorpcije IR svetlobe od temperature. V ta namen smo uporabili podatke iz poglavja 5.1.



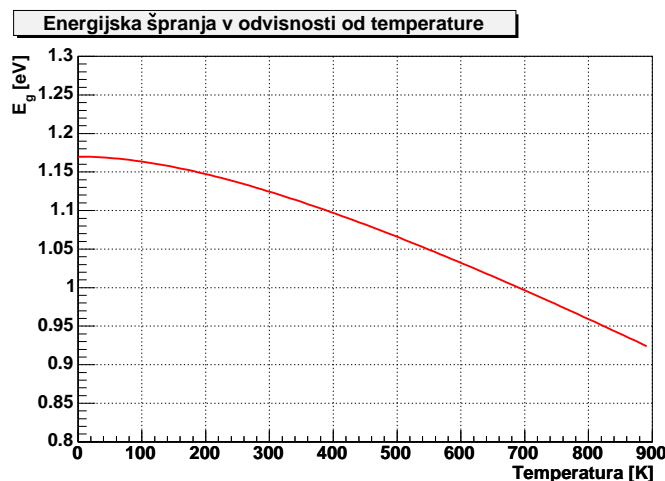
## 5.1 Absorpcija IR svetlobe

Ker želimo z IR laserjem simulirati delce, ki zaradi ionizacije tvorijo pare elektron-vrzel, moramo upoštevati temperaturno odvisnost absorpcije laserske svetlobe v siliciju. Absorpcija svetlobe in s tem signal, ki ga povzroči IR laser, se z nižanjem temperature manjša, medtem ko je ionizacija nabitega delca neodvisna od temperature. Če želimo primerjavo med zbranim nabojem zaradi pulza IR laserja in zbranim nabojem zaradi elektronov iz izvora, moramo meritve iz IR laserja popraviti s temperaturno odvisnostjo absorpcije.

Da je absorpcija odvisna od temperature je v večini posledica temperaturne odvisnosti širine energijske špranje. Zaradi temperature se kristalna mreža razteza, razdalje med atomi pa vplivajo na periodični potencial, ki ga v kristalu čutijo elektroni in vrzeli. Drugi vpliv je temperaturna odvisnost porazdelitve fononov, saj fononi sodelujejo pri absorpciji. Temperaturna odvisnost energijske špranje je po [16] za polprevodnike

$$E_g = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta}, \quad (5.1)$$

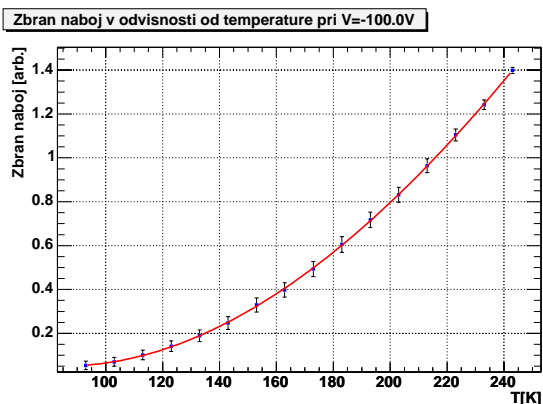
kjer so za silicij vrednosti parametrov  $E_g(0) = 1,170$  eV,  $\alpha = 4,73 \cdot 10^4$  eV/K in  $\beta = 636$  K. Temperaturna odvisnost lahko vidimo na sliki 5.2.



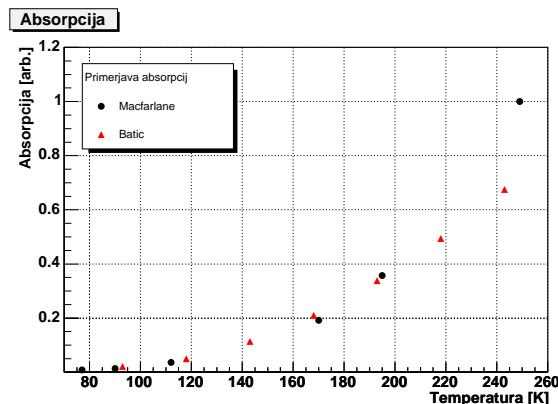
Slika 5.2: Temperaturna odvisnost velikosti energijske špranje po [16]. Pri sobni temperaturi je  $E_g = 1.12$  eV.

Pri neobsevani diodi lahko odvisnost zbranega naboja v odvisnosti od temperature pripišemo absorpciji, zato smo opravili meritev zbiranja naboja na neobsevani diodi v temperaturnem območju od 93 K do 243 K. Na sliki 5.3 je prikazana meritev zbranega naboja v odvisnosti od temperature za neobsevano diodo (vzorec w3395). Meritev je bila opravljena pri zaporni napetosti -100 V, da je bil detektor popolnoma depletiran. Na sliki 5.4 pa je primerjava deležev absorbiranega toka ki smo jih izmerili

z rezultati iz [24]. V [24] so podani absorpcijski koeficienti v odvisnosti od temperature, od koder smo izračunali delež absorbiranega toka. Rezultati so normalizirani na eni od izmerjenih točk in so v poljubnih enotah.



Slika 5.3: Odvisnost absorpcije od temperature pri zaporni napetosti 100 V. Meritev neobsevanega vzorca w3395. Z dobljenimi vrednostmi smo popravljali kasnejše meritve.



Slika 5.4: Delež absorbiranega toka IR svetlobe ( $\lambda = 1060$  nm) v siliciju v odvisnosti od temperature. Primerjava naših meritev s [24].

Rezultate meritve temperature odvisnosti absorpcije smo kasneje upoštevali pri meritvah zbiranja naboja z obsevanimi diodami. Napaka, ki smo jo s tem pridobili, deloma izvira iz napake meritve zbiranja naboja na neobsevani diodi, s katero smo temperaturno odvisnost izmerili, deloma pa še zaradi napake prilagajanja funkcije obliki temperature odvisnosti absorpcije, ki smo jo izmerili in je prikazana na sliki 5.4. Dobljene meritve smo za kasnejšo uporabo interpolirali s polinomom tretje stopnje.

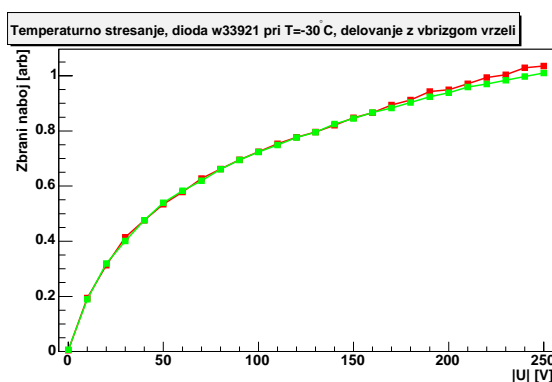
## 5.2 Ocena napake

### Temperatura

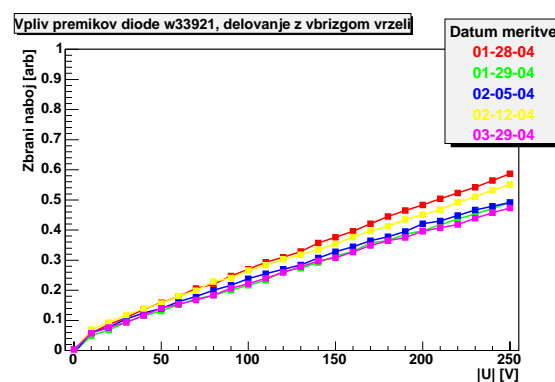
Temperaturo detektorja kontrolira avtomatiziran sistem z grelcem (Yokogawa UT-15). Temperaturo merimo s platinastim (Pt-100) senzorjem, grelec pa je temperaturo stabiliziral znotraj 0,2 K od željene temperature. Senzor je bil v kontaktu s prstom kriostata, na tem pa je bil pritrjen vzorec v ohišju. Boljši toplotni stik smo dosegli z uporabo temperaturno prevodne paste. Napako zaradi nestabilnosti temperature smo ocenili iz slike 5.5. Predvidevamo, da se med zaporednima meritvama razen temperature ni spremenil noben pogoj. Če to drži, znaša napaka zaradi temperature nestabilnosti  $\sim 2\%$ . V nasprotnem primeru je napaka kvečjemu manjša.

## Premiki diode

Premiki diode predstavljajo problem, kar nam spreminjajo osvetljenost diode z IR lasersko svetlobo in s tem signal. To je pri naših meritvah še posebej pomembno, ker želimo primerjati različne načine delovanja med sabo. V ta namen smo sistem poskusili čim bolj zapreti (v smislu, da med meritvijo ni potrebno popravljati in premikati sistema). Diodo smo po postavitvi sistema najprej ohladili, nato pa pri vsaki temperaturi opravili vse meritve (normalen način delovanja, delovanje z stalnim vbrizganjem naboja in delovanje z napetostjo v prevodni smeri). Tako smo vse meritve za vzorec izmerili v enakih pogojih. S tem smo nedoločenost zaradi premikov ter temperaturnih krčenj in raztezanj do velike mere odpravili, kot to lahko vidimo iz slik 5.5 in 5.6.



Slika 5.5: Zbrani naboj vzorca w33921 ( $\Phi_{eq} = 10^{15} \text{ n/cm}^2$ ) iz dveh zaporednih meritev. Detektor je bil ustaljen na temperaturi  $T=243 \text{ K}$ , čas med meritvama je bil 6 min. Pogoji za obe meritvi so bili enaki.



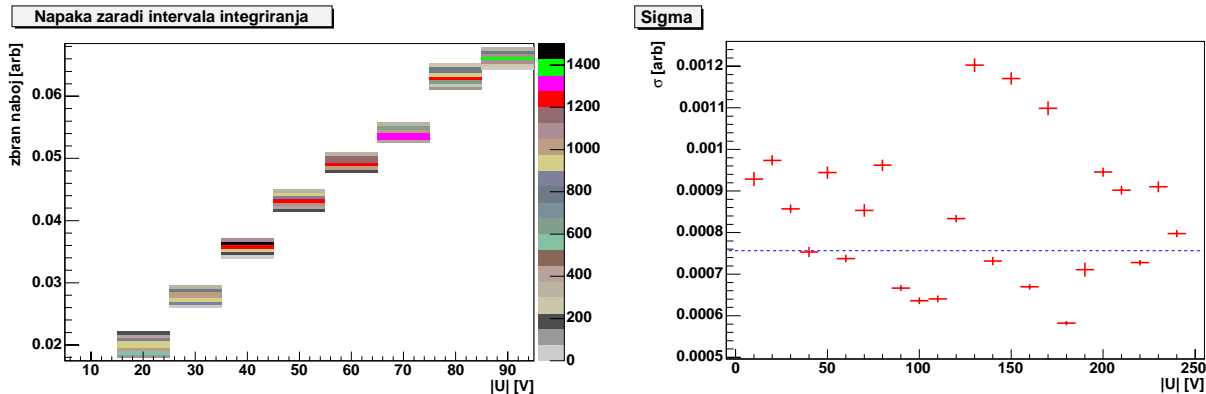
Slika 5.6: Posledica premikov diode na zbrani naboj. Prikazane so meritve diode w33921 ( $\Phi_{eq} = 1 \cdot 10^{15} \text{ n/cm}^2$ ) v normalnem načinu delovanja. Vzorec je bil med meritvami spravljen v zmrzovalniku in je bil za vsako meritev posebej pritrjen v kriostat.

## Integracijske meje

Z integracijo signala dobimo zbrani naboj. Časovni interval, na katerem integriramo, mora biti čim bolj natančno določen. Če začnemo z integracijo prezgodaj, bomo integrirali zgolj šum in če končamo prepozno, bomo prišli na območje, kjer v signalu dobimo odboj zaradi kabla. Impedanca ojačevalca ni natančno enaka impedanci koaksialnega kabla, zaradi česar dobimo odboj, kot smo videli na sliki 5.1.

Napako zaradi premikov časovnega okna in spremembe dolžine integracije smo določili s spreminjanjem integracijskih meja v območju do 4 ns v okolici signala. Dobljene integrale smo histogramirali in iz prilagajanja z Gaussovo funkcijo dobili

napako. Napake zaradi spreminjanja integracijskih meja lahko vidimo na sliki 5.7. Ker je napaka zaradi premikov časovnega okna največja pri najmanj obsevani diodi (takrat je čas zajetja nosilcev naboja najdaljši in je posledično tudi signal najdaljši, kar pomeni, da lahko z integracijskim oknom hitro pridemo v območje odboja), smo meritve opravili na vzorcu w33920 z  $\Phi_{\text{eq}} = 5 \cdot 10^{14} \text{ n/cm}^2$ . Ocenjena napaka je majhna; pri najnižjih signalih je še vedno manj kot 1%.

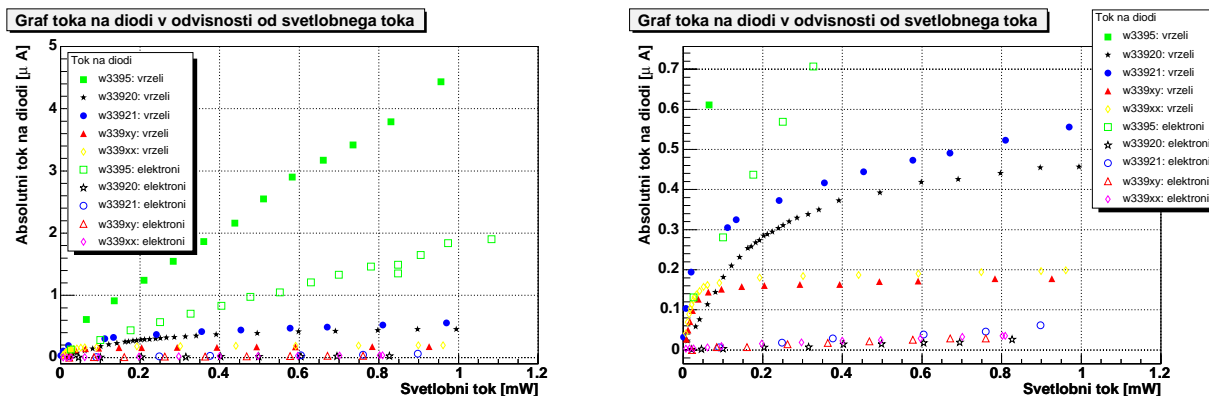


Slika 5.7: Histogrami zbranega naboja v odvisnosti od napetosti, če premikamo časovno okno in dolžino integracije. Meritve so opravljene na vzorcu w33920 ( $\Phi_{\text{eq}} = 5 \cdot 10^{14} \text{ n/cm}^2$ ) pri temperaturi 243 K. Posameznim histogramom smo prilagodili Gaussovo funkcijo. Izračunana širina je prikazana na levi strani.

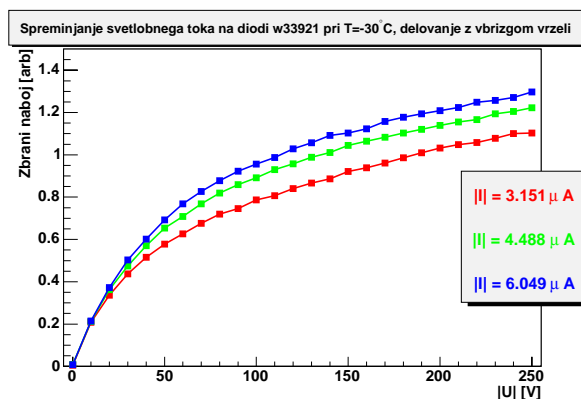
### Napaka zaradi spreminjanja svetlobnega toka

Pri delovanju detektorjev v načinu s stalnim vbrizgavanjem nosilcev naboja moramo biti pozorni na napako, ki jo povzročijo spremembe intenzitete laserskega žarka, s katerim dodatne nosilce generiramo. Meritve električnega toka v diodi v odvisnosti od svetlobnega toka (slika 5.8) so pokazale, kakšno spremembo v električnem toku v diodi lahko pričakujemo, če se svetlobni tok malo spremeni. Vidimo, da lahko sprememba svetlobnega toka pri neobsevani in pri nižje obsevanih diodah precej spremeni tok čez diodo. V primeru bolj obsevanih diod pa se električni tok pri višjem svetlobnem toku ustali. Če smo na področju zasičenja, nam tudi večja sprememba svetlobnega toka ne spremeni električnega toka v diodi. Meritve zbiranja naboja v načinu delovanja detektorja z vbrizgavanjem nosilcev naboja smo opravili pri najvišjem svetlobnem toku rdečega laserja. Na sliki 5.8 vidimo, da se tok v manj obsevani diodi z večanjem svetlobnega toka ne ustali tako, kot se to zgodi pri bolj obsevanih vzorcih. Vendar na sliki 5.9 vidimo, da se z večanjem električnega toka zbran naboj ustaljuje. Meritev je bila narejena z vzorcem w33921, ki je bil obsevan z ekvivalentno fluenco  $\Phi_{\text{eq}} = 10^{15} \text{ n/cm}^2$ .

Ocenjena napaka zaradi spreminjanja svetlobnega toka je največja pri najmanj



Slika 5.8: Odvisnost zapornega toka v diodi v odvisnosti od svetlobnega toka. Prikazane so meritve za različni strani osvetlitve (vbrizg elektronov in vrzeli) in različne vzorce. Meritve so bile opravljene pri temperaturi 243 K. Na desni je izsek slike na levi, da lahko lepše vidimo odvisnost pri bolj obsevanih vzorcih.

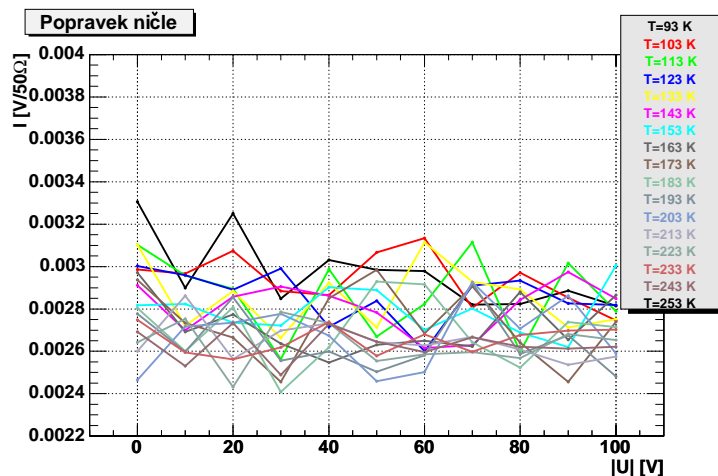


Slika 5.9: Spreminjanje zbiranja naboja pri spreminjanju svetlobnega toka rdečega laserja za diodo w33921 ( $\Phi_{\text{eq}} = 10^{15} \text{ n/cm}^2$ ). Poleg meritev je vrednost toka čez diodo pri napetosti -250 V.

obsevani diodi. Z oceno, da se svetlobni tok laserja spreminja za 5% znaša ocena za napako zbranega naboja zaradi sprememb svetlobnega toka manj kot 1%.

### Premiki ničelnega signala

Kot smo že rekli, se ničelni signal zaradi vpliva elektronike premika gor ali dol. Premik nam pri integriranju signala prinese veliko napako, zato vsaki meritvi posebej popravimo ničlo. Na sliki 5.10 vidimo, kako popravki variirajo za različne temperature in napetosti za neobsevano diodo. S popravkom premika ničle se napake znebimo.



Slika 5.10: Popravki ničle za signale neobsevane diode. Odvisnost popravkov od napetosti pri različnih temperaturah. Opaziti ni ne temperaturne ne napetostne odvisnosti premika.

## Šum

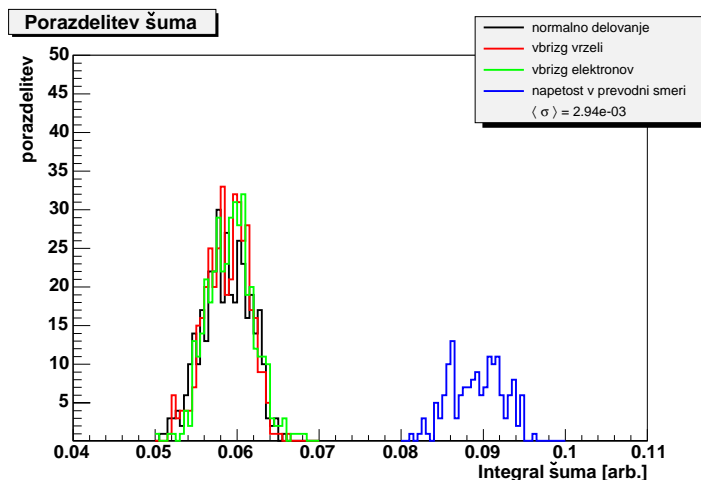
V veliki meri smo se šuma znebili, ker smo signal povprečevali že na osciloskopu. Shranjevali smo pulze po 100-tih povprečitvah, zaradi česar smo uspeli pri najnižjih temperaturah dobiti razmerje signal/šum več kot 15.

Šum smo določili iz integrala signala na področju, kjer ni pulza influenciranega toka. V histogramu na sliki 5.11 so podane meritve za vse načine delovanja, za posamezen način delovanja pa so združeni integrali signala, kjer ni pulza, za meritve pri vseh temperaturah in vseh napetostih. Kot lahko vidimo, dodaten tok, ki teče skozi diodo v načinu delovanja s stalnim vbrizgom nosilcev naboja in v delovanju z napetostjo v prevodni smeri porazdelitve ne spremeni bistveno. Torej je prispevek toka v detektorju k šumu majhen.

Vrednost  $\langle \sigma \rangle$  je bila določena iz povprečja  $\sigma$  (standardna deviacija), ki smo jih dobili, ko smo dobljenim porazdelitvam prilagajali Gaussovo funkcijo. Vrednosti  $\sigma$  za posamezne meritve se med sabo zelo dobro ujemajo. Napako zaradi šuma torej določuje  $\langle \sigma \rangle$  sigma na sliki 5.11 in znaša pri nizkih temperaturah največ 4%, pri visokih temperaturah (ko so signali veliki) pa manj kot 1%.

## Celotna napaka

Napaki zaradi temperaturnega stresa in premikov diod, ki ju lahko združimo v oceno napake zaradi ponovljivosti meritev, znašata ~2%. Popravki zaradi napak na integracijskih mejah in popravki zaradi spreminjanja svetlobnega toka nam skupaj dajo ~1%. Napaka šuma, ki smo jo določili iz širin porazdelitev integralov na področju, kjer ni pulza, znaša ~3% pri nizkih temperaturah, pri visokih pa pod 1%.



Slika 5.11: Porazdelitev integralov signala, kjer ni pulza influenciranega toka, vzorec w33921 ( $\Phi_{eq} = 1 \cdot 10^{15} \text{ n/cm}^2$ ). Histogramirali smo pri vseh temperaturah in pri vseh napetostih. Na sliki vidimo, da šum ni odvisen od toka na detektorju, ki se med meritvami spreminja. Merilo za šum je širina porazdelitve. Povprečje širin porazdelitev podano v legendi je povprečje širin porazdelitev vseh načinov delovanja.

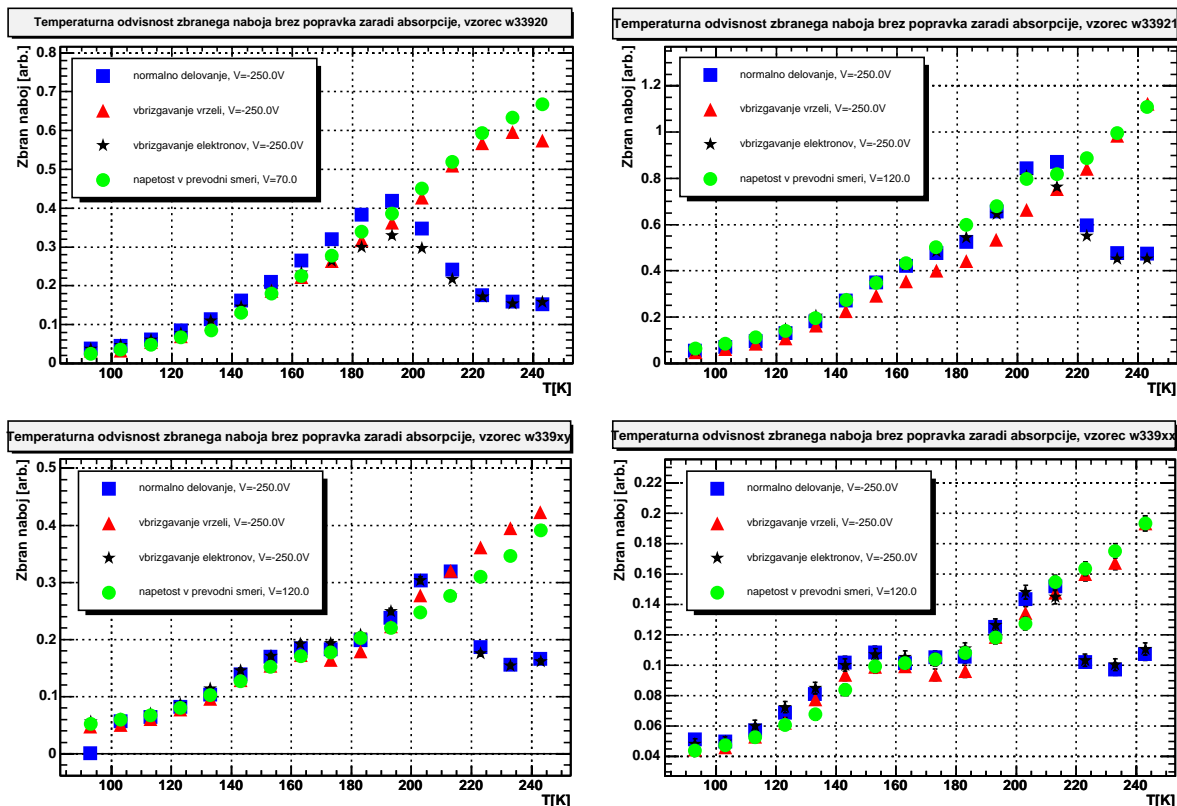
Celotna napaka meritve zbranega naboja je tako pri nizkih temperaturah  $\sim 7\%$ , pri visokih pa  $\sim 4\%$ .

Vendar moramo upoštevati še napako, ki jo dobimo zaradi popravka zbranega naboja zaradi temperaturne odvisnosti absorpcije. Napaka meritev na neobsevani diodi, je sicer majhna, vendar so popravki zaradi absorpcije pri nizkih temperaturah veliki. Zato so napake zbranega naboja pri nizkih temperaturah v primeru z absorpcijo popravljenih meritev velike.

## 5.3 Rezultati meritev

Na sliki 5.12 so zbrane meritve zbiranja naboja za vse štiri vzorce v odvisnosti od temperature. Lepo vidimo, da pri visokih temperaturah (približno nad 200 K) zberemo največ naboja z delovanjem z napetostjo v prevodni smer in malo manj z vbrizgavanjem vrzeli. Po pričakovanjih vbrizgavanje elektronov ne izboljša delovanja. Ko pa gremo proti nižjim temperaturam, začneta meritvi v normalnem delovanju in delovanje z vbrizgavanjem elektronov rasti in se približata vrednostim, dobljenim z detektorjem v prevodni smeri in načinu delovanja z vbrizgavanjem vrzeli. To je posledica temperaturne odvisnosti  $N_{eff}$ . Z nižanjem temperature se  $N_{eff}$  manjša, zato lahko že pri nižji napetosti osiromašimo detektor v normalnem načinu delovanja. Meritve vzorcev na sliki 5.12 kažejo na izboljšanje delovanja pri temperaturah pod 200 K. Meritve v [26] kažejo, da se pri približno tej temperaturi spremeni tip obse-

vanega detektorja iz  $p$  nazaj v  $n$ .



Slika 5.12: Temperaturna odvisnost zbiranja naboja za različne načine delovanja detektorja, grafi vseh štirih vzorcev. Dobljeni rezultati niso popravljani zaradi temperaturne odvisnosti absorpcije IR svetlobe.

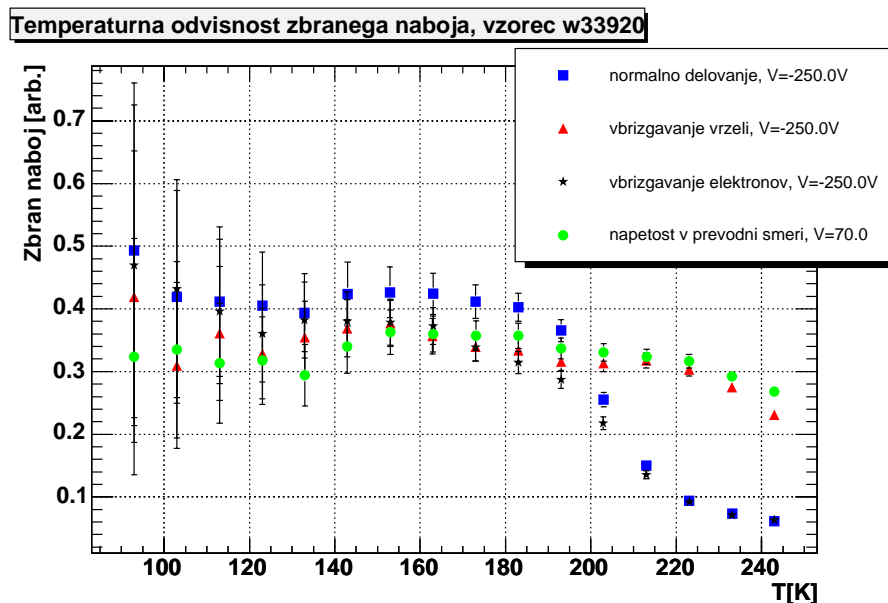
Da pa lahko meritve z IR laserjem primerjamo z meritvami zbiranja naboja, ki jih dobimo z elektroni iz izvora  $^{90}\text{Sr}$  [19], smo morali upoštevati še popravek zaradi absorpcije. Kot že rečeno so tedaj napake pri nizkih temperaturah zelo velike; tam signal (in njegovo napako) množimo z zelo velikimi vrednostmi.

Na sliki 5.13 vidimo temperaturno odvisnost zbiranja naboja za vzorec w33920, obsevan do fluence  $\Phi_{\text{eq}} = 5 \cdot 10^{14} \text{ n/cm}^2$ , izmerjen z IR laserjem, na sliki 5.14 pa še isto odvisnost izmerjeno z elektroni iz izvora  $^{90}\text{Sr}$ .

Če sedaj spremljamo potek temperaturne odvisnosti, vidimo, da se meritvi z IR laserjem in z elektroni iz izvora v grobem skladajo. Normalno delovanje z napetostjo v zaporni smeri in brez dodatnega toka zaradi vbrizgavanja je pri obeh meritvah pri visokih temperaturah primerljivo z delovanjem detektorja z vbrizgavanjem elektronov in je najslabše. Z nižanjem temperature lahko tudi pri meritvah z elektroni opazimo izboljšanje delovanja.

Drugače je z delovanjem detektorja z napetostjo v prevodni smeri in vbrizgavan-



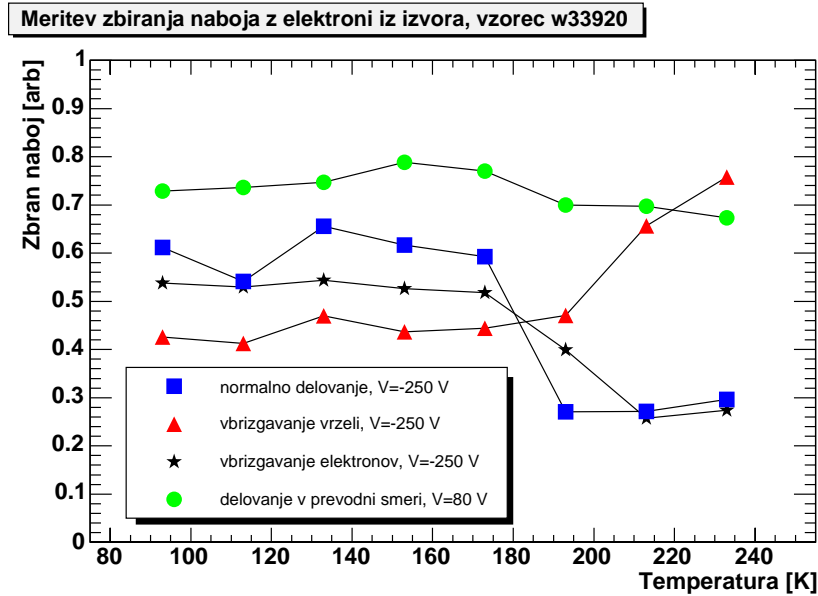


Slika 5.13: Meritve vzorca w33920 ( $\Phi_{eq} = 5 \cdot 10^{14} \text{ n/cm}^2$ ) z IR laserjem, popravljene zaradi temperaturne odvisnosti absorpcije. Velike napake pri nizkih temperaturah so posledica popravka zaradi absorpcije, ki je pri najnižjih temperaturah največji. V legendi so podane tudi napetosti posameznih načinov delovanja.

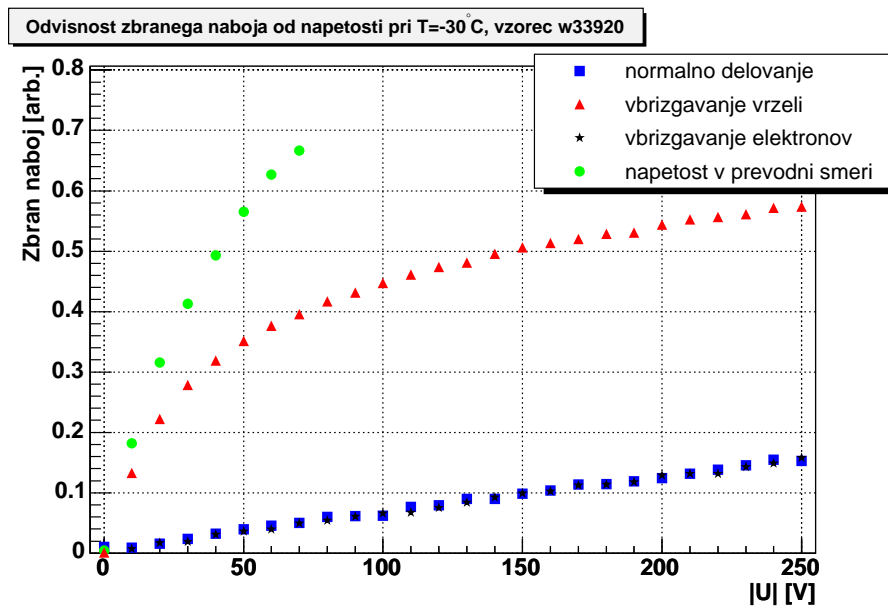
jem vrzeli. Meritve z IR laserjem nakazujejo, da sta načina delovanja skozi celotno temperaturno območje približno enakovredna. Meritve z elektroni iz izvora  $^{90}\text{Sr}$  pa kažejo na občutno boljše delovanje z detektorjem v prevodni smeri. Obstajata dva vzroka, zaradi katerih teh meritev ne moremo direktno primerjati. Prvi je prevodna napetost. Pri meritvah z IR laserjem na sliki 5.13 je prikazano delovanje detektorja z napetostjo 70 V v prevodni smeri, na sliki 5.14 pa je ta napetost 80 V.

Na sliki 5.15 je prikazana napetostna odvisnost zbranega naboja pri temperaturi 243 K, kjer vidimo, da bi napetost 80 V pri meritvah z IR laserjem verjetno obliko zbranega naboja v odvisnosti od temperature nekoliko dvignila. Drugi razlog pa je aluminijasta mrežica na pozitivnem kontaktu. Zaradi nje deli detektorja niso osvetljeni z rdečo lasersko svetlobo in torej na teh delih efektivna koncentracija prostorskega naboja ni spremenjena zaradi vbrizgavanja vrzeli. Pri meritvah z IR laserjem to ni problem, saj IR laser osvetljuje ravno tako le področja, ki niso zastrta z mrežico, nasprotno pa signal, ki ga dobimo z elektroni iz sevalca, nastaja po vsem osvetljenem delu detektorja, saj elektroni iz sevalca tanke aluminijaste mrežice ne vidijo. Zato predvidevamo, da je zbran naboj z detektorjem v načinu delovanja z vbrizgavanjem vrzeli pri meritvah z elektroni iz izvora prenizek.

Naslednji vzorec (w33921), sliki 5.16 in 5.17, je bil obsevan do fluence  $\Phi_{eq} = 1 \cdot 10^{15} \text{ n/cm}^2$ . Spremljamo lahko podoben potek kot na slikah za vzorec w33920 (5.13 in 5.14). Pri temperaturi približno 200 K pride do izboljšanja delovanja, in zbran

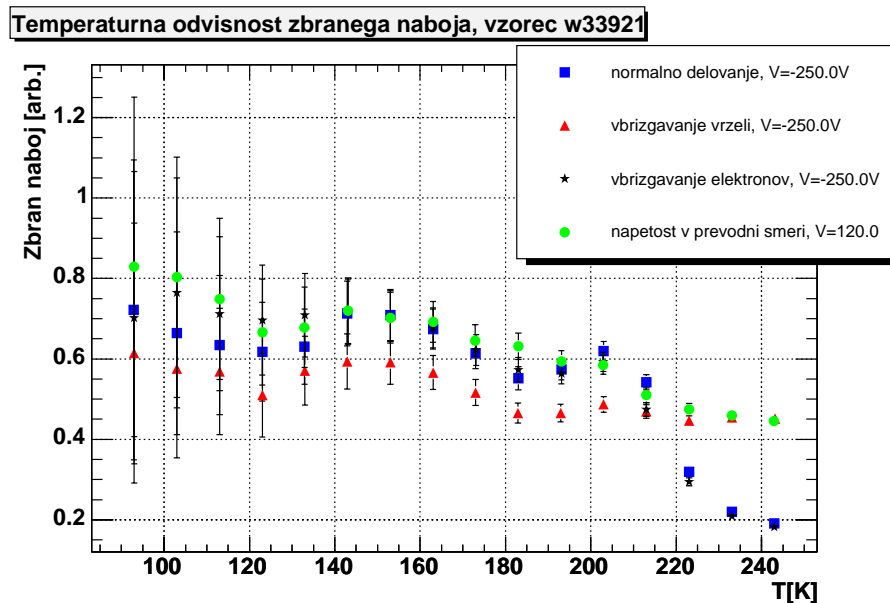


Slika 5.14: Meritve vzorca w33920 ( $\Phi_{\text{eq}} = 5 \cdot 10^{14} \text{ n/cm}^2$ ) z elektroni iz izvora  $^{90}\text{Sr}$  [19]. Napetosti meritev so podane v legendi. Napaka meritev zbiranja naboja je bila ocenjena na  $\sim 20\%$ .



Slika 5.15: Odvisnost zbranega naboja na vzorcu w33920 ( $\Phi_{\text{eq}} = 5 \cdot 10^{14} \text{ n/cm}^2$ ) od napetosti pri temperaturi 243 K.

naboj z normalnim delovanjem postane primerljiv z zbranim nabojem delovanja detektorja v prevodni smeri. Tokrat sta obe meritvi (z IR laserjem in z elektroni iz izvora) z delovanjem detektorja v prevodni smeri opravljene pri isti napetosti in res lahko na sliki 5.16, kjer so prikazane meritve IR laserja, opazimo, da je čez celotno temperaturno območje delovanje detektorja z napetostjo v prevodni smeri najboljše. Na sliki 5.17 vidimo meritev na diodi w33921, opravljeno z elektroni iz izvora [19].

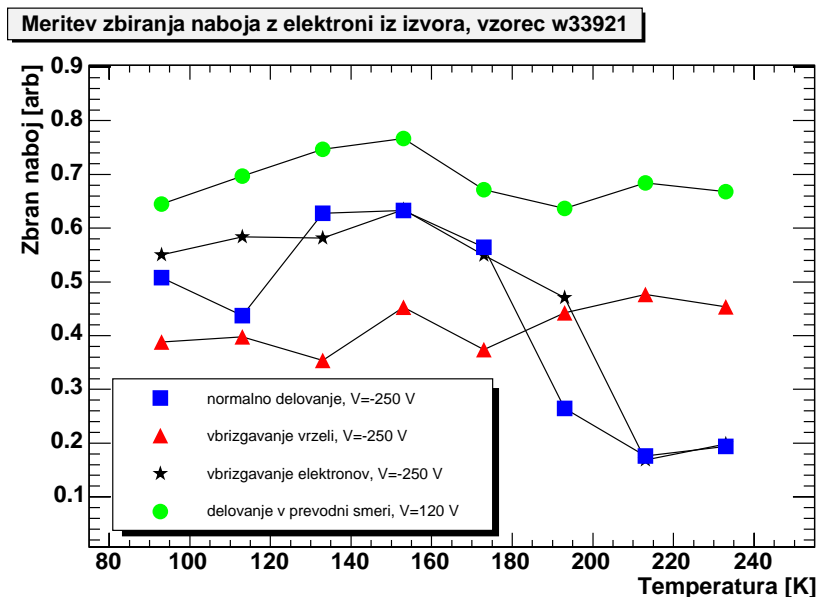


Slika 5.16: Meritve vzorca w33921 ( $\Phi_{\text{eq}} = 1 \cdot 10^{15} \text{ n/cm}^2$ ) z IR laserjem, popravljene zaradi temperaturne odvisnosti absorpcije.

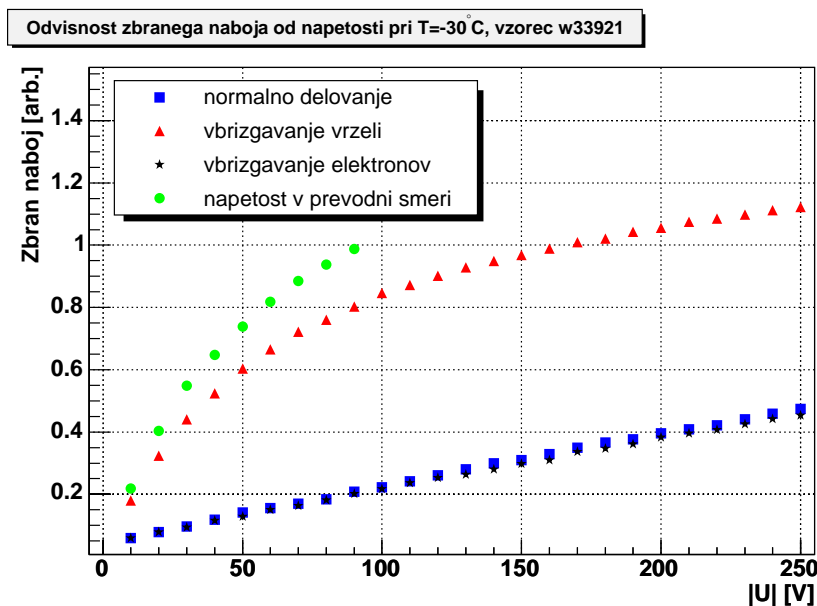
Na sliki 5.18 je prikazana učinkovitost zbiranja naboja v odvisnosti od napetosti pri najvišji temperaturi. Po pričakovanjih sta delovanje detektorja v prevodni smeri in delovanje s stalnim vbrizgavanjem vrzeli veliko boljše kot normalno delovanje in delovanje z vbrizgavanjem elektronov. Z vbrizgavanjem vrzeli spreminjamo koncentracijo prostorskega naboja in s tem dosežemo, da je napetost, potrebna za popolno osiromašenje detektorja, veliko nižja kot sicer. Delovanje z napetostjo v prevodni smeri je primerljivo z delovanjem s stalnim vbrizgavanjem vrzeli, ker je upornost detektorja zaradi obsevanja že tako velika, da je električno polje, ki ga ustvari napetost v prevodni smeri, čez cel detektor.

Vzorec w339xy je bil obsevan z  $\Phi_{\text{eq}} = 4 \cdot 10^{15} \text{ n/cm}^2$ . Na slikah 5.19 (meritev z IR laserjem) in 5.20 (meritev z elektroni iz izvora) vidimo, da je zbrani naboj zelo nizek. Kljub temu še vedno iz meritev v normalnem načinu delovanja opazimo izboljšanje delovanja ( $\sim 200 \text{ K}$ ). Jasno se vidi, da sta delovanje z detektorjem v prevodni smeri in z detektorjem z vbrizgavanjem vrzeli pri najvišji temperaturi (243 K) najboljše.

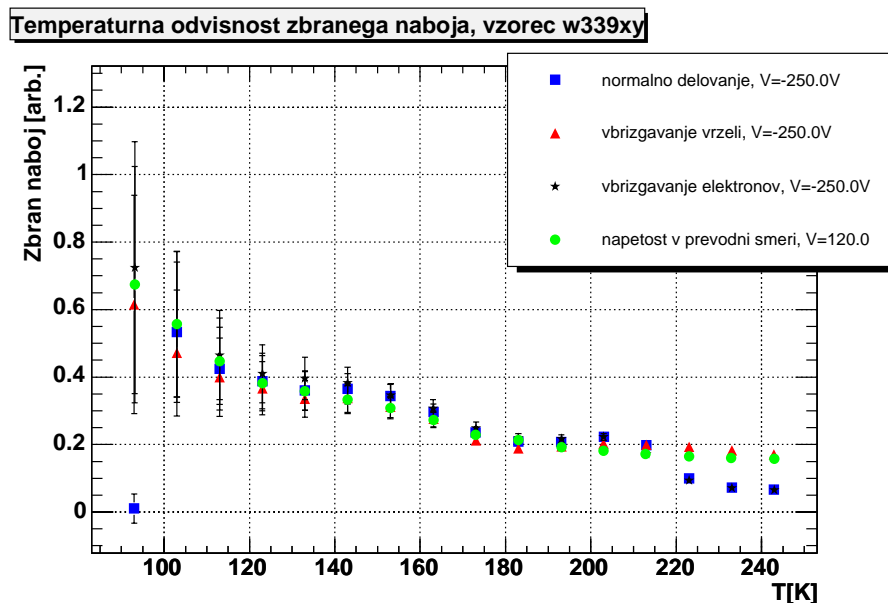
Lepše lahko učinkovitost zbiranja naboja pri temperaturi 243 K vidimo na sliki 5.21. Že pri nizki prevodni napetosti je učinkovitost zbiranja naboja veliko boljše



Slika 5.17: Meritve vzorca w33921 ( $\Phi_{\text{eq}} = 1 \cdot 10^{15} \text{ n/cm}^2$ ) z elektroni iz izvora  $^{90}\text{Sr}$  [19]. Napaka je bila ocenjena na  $\sim 20\%$ .



Slika 5.18: Odvisnost zbranega naboja na vzorcu w33921 ( $\Phi_{\text{eq}} = 1 \cdot 10^{15} \text{ n/cm}^2$ ) od napetosti pri temperaturi 243 K. Lepo vidimo, da sta delovanje detektorja v prevodni smeri in delovanje detektorja s stalnim vbrizgavanjem vrzeli pri tej temperaturi veliko boljše kot normalno delovanje.



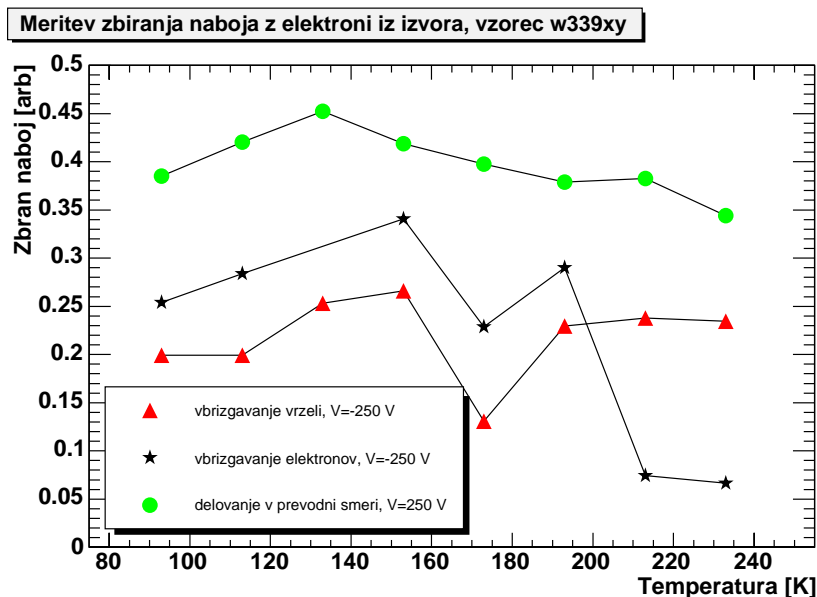
Slika 5.19: Meritve vzorca w339xy ( $\Phi_{eq} = 4 \cdot 10^{15} \text{ n/cm}^2$ ) z IR laserjem, popravljene zaradi temperaturne odvisnosti absorpcije. Signali so že zelo nizki. Pri najnižjih temperaturah je sama napaka (zaradi absorpcije nepopravljenih) meritev tako velika, da je lahko vrstni red učinkovitosti zbranega naboja napačen. Meritev normalnega načina delovanja je pri temperaturi 93 K tako blizu nič, da njena napaka izgleda zelo majhna, čeprav je relativno približno 10-krat večja od same meritve. Te točke pri obravnavi zato ne upoštevamo.

kot pri normalnem načinu delovanja ali pa načinu delovanja z vbrizgavanjem elektronov. Če bi primerjali delovanje detektorja v prevodni smeri in delovanje detektorja z vbrizgavanjem vrzeli pri enaki absolutni napetosti, na sliki 5.21 vidimo, da je slednje slabše. Za delovanje detektorja s stalnim vbrizgavanjem vrzeli je potrebna skoraj 2-krat višja zaporna napetost kot prevodna napetost za enak zbran naboj.

Naš zadnji vzorec (w339xx) je bil obsevan do fluence  $\Phi_{eq} = 8 \cdot 10^{15} \text{ n/cm}^2$ . Zbran naboj je sedaj že tako nizek, da lahko iz slike 5.22, kjer so predstavljene meritve z IR laserjem, komaj kaj povemo o učinkovitostih delovanja. Vendar kljub nizkemu zbranemu naboju okrog temperature 200 K še vedno opazimo izboljšanje normalnega delovanja, kar povezujemo s temperaturno pogojeno re-inverzijo tipa globinskega dela detektorja. Podobno nam potrjujejo tudi meritve z elektroni iz izvora  $^{90}\text{Sr}$ , prikazani na sliki 5.23.

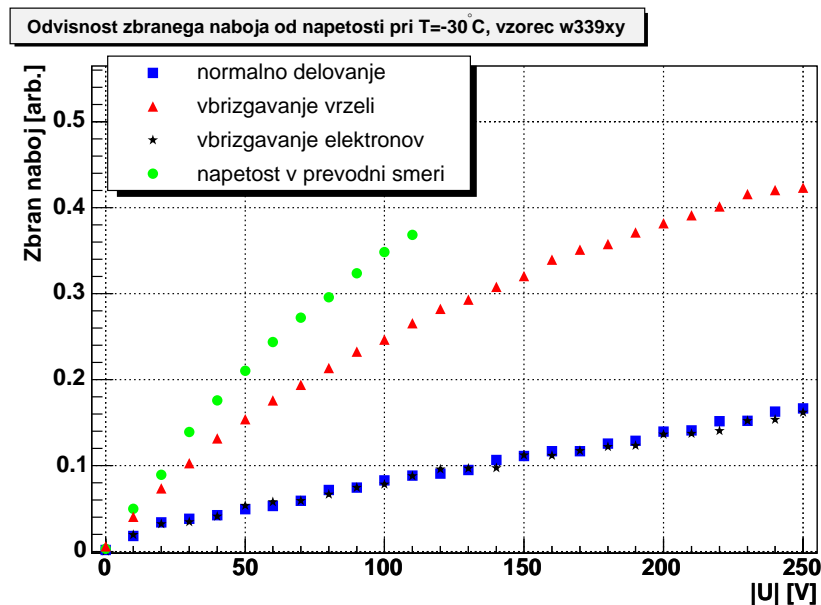
Slika 5.24 nam ponovno prikazuje učinkovitost zbiranja naboja v odvisnosti od napetosti pri temperaturi 243 K. Kljub nizkemu zbranemu naboju je delovanje detektorja v prevodni smeri še vedno najboljše.

Zanimivost, ki jo lahko spremljamo z naraščanjem fluence, je naraščanje zbranega naboja z nižanjem temperature pri meritvah z IR laserjem. Ta pojav pri meritvah z

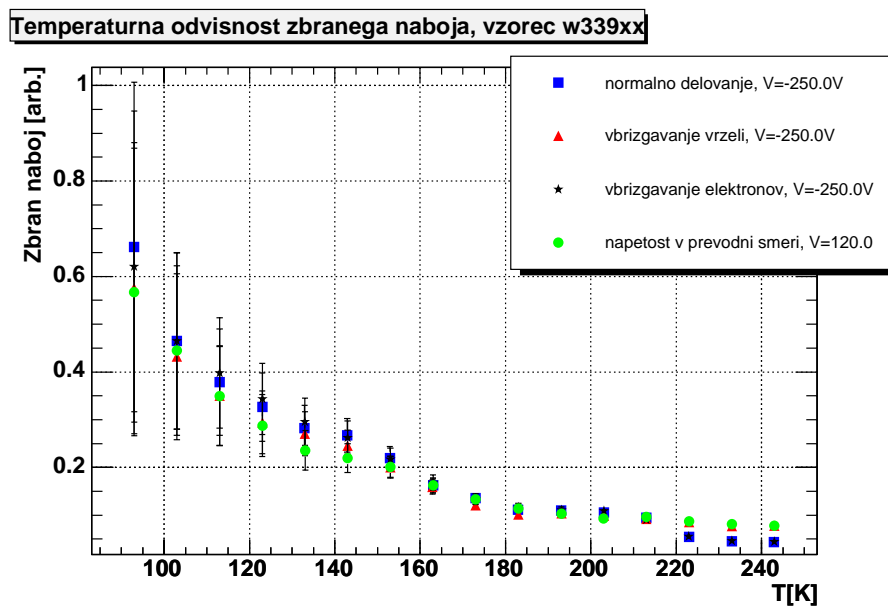


Slika 5.20: Meritve vzorca w339xy ( $\Phi_{\text{eq}} = 4 \cdot 10^{15} \text{ n/cm}^2$ ) z elektroni iz izvora  $^{90}\text{Sr}$  [19]. Napaka je bila ocenjena na  $\sim 20\%$ . Prevodna napetost za meritve delovanja detektorja z napetostjo v prevodni smeri je bila 250 V, kar je več kot 2-krat višja od prevodne napetosti pri meritvah z IR laserjem.

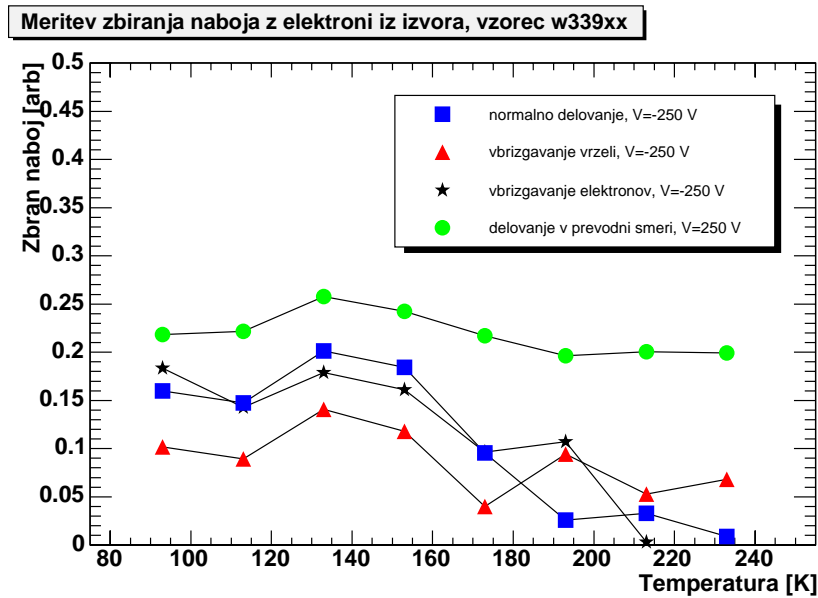
elektroni iz izvora ni očiteno. Iz temperaturne odvisnosti širine energijske špranje (enačba 5.1 in slika 5.2) vidimo, da je pri nizkih temperaturah širina energijske špranje zelo blizu energije fotonov iz IR laserja ( $\lambda = 1060 \text{ nm} \rightarrow E_f = 1.16 \text{ eV}$ ). Morda je naraščanje posledicavpliva obsevanja na absorpcijo. Žal meritve, kako se absorpcija IR svetlobe v siliciju spreminja z obsevanjem, ki bi to trditev lahko potrdile, nismo našli. Tako ostaja vprašanje naraščanja učinkovitosti nerešeno.



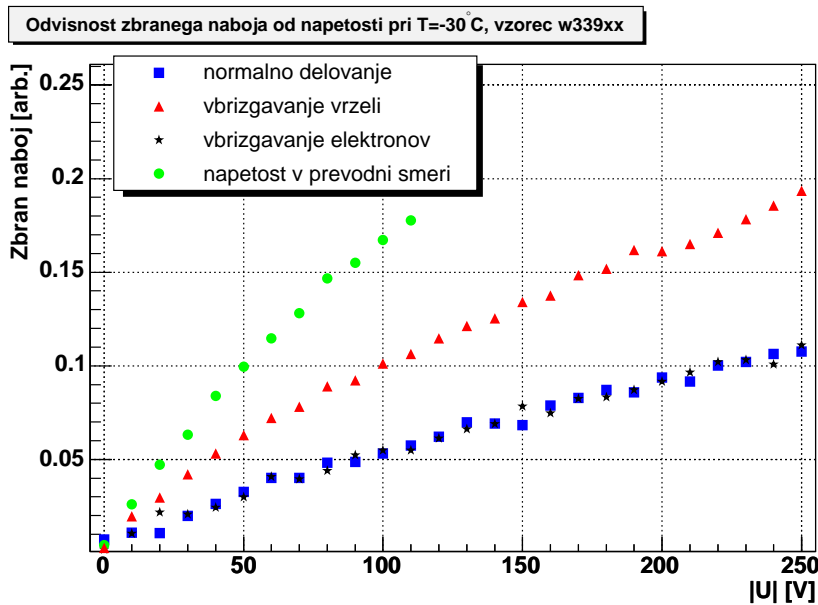
Slika 5.21: Odvisnost zbranega naboja na vzorcu w33920 ( $\Phi_{eq} = 4 \cdot 10^{15} \text{ n/cm}^2$ ) od napetosti pri temperaturi 243 K. Že nizka napetost v prevodni smeri mnogo izboljša delovanje detektorja.



Slika 5.22: Meritve vzorca w33921 ( $\Phi_{eq} = 1 \cdot 10^{15} \text{ n/cm}^2$ ) z IR laserjem, popravljene zaradi temperaturne odvisnosti absorpcije.



Slika 5.23: Meritve vzorca w339xx ( $\Phi_{eq} = 8 \cdot 10^{15} \text{ n/cm}^2$ ) z elektroni iz izvora  $^{90}\text{Sr}$  [19]. Napaka je bila ocenjena na  $\sim 20\%$ . Tudi tu je prevodna napetost za meritve delovanja detektorja z napetostjo v prevodni smeri 250 V.



Slika 5.24: Odvisnost zbranega naboja na vzorcu w339xx ( $\Phi_{eq} = 8 \cdot 10^{15} \text{ n/cm}^2$ ) od napetosti pri temperaturi 243 K. Kljub nizkemu zbranemu naboju je delovanje detektorja v prevodni smeri pri temperaturi 243 K še vedno najboljše.



# Poglavje 6

## Zaključek

V diplomskem delu smo naredili primerjavo med različnimi načini delovanja, ki bi lahko pomagali premostiti težave delovanja močno obsevanih silicijevih detektorjev. V ta namen smo na štirih različno obsevanih vzorcih z IR laserjem kot izvorom sevanja ter pri različnih načinih delovanja izmerili zbran naboj.

Ugotovili smo, da se vsaj pri najvišjih temperaturah, pri katerih smo še merili (243 K), pri vseh fluencah najbolj obnese delovanje detektorja z napetostjo v prevodni smeri. Ta način delovanja je možen, ker pri močno obsevanih detektorjih naraste upornost, ki omeji tok v detektorju in hkrati povzroči, da dobimo električno polje v celotnem detektorju. Drugi način, ki je pri teh temperaturah primerljiv z delovanjem z napetostjo v prevodni smeri, je način s stalno osvetlitvijo detektorja z lasersko svetlobo kratkih valovnih dolžin in sicer na  $n^+$  stran, s čemer vbrizgavamo vrzeli.

Meritev temperaturne odvisnosti zbranega naboja nam pokaže izboljšanje delovanja detektorjev v normalnem načinu delovanja pri temperaturah pod 200 K. Izboljšanje lahko pripišemo zmanjševanju učinkovite koncentracije prostorskega naboja in posledično znižanju napetosti, ki je potrebna za popolno osiromašenje detektorja. Zbiranje naboja z vbrizgavanjem elektronov sledi normalnemu načinu delovanja. To lahko razumemo kot posledico dejstva, da pri višjih temperaturah detektor ni osiromašen in je globinski del detektorja tipa  $p$ , zato z rdečim laserjem osvetljujemo del detektorja, kjer ni električnega polja in le malo vplivamo na učinkovito koncentracijo prostorskega naboja. Ko pa je detektor pri nižjih temperaturah osiromašen, vbrizgavanje naboja ne vpliva bistveno na zbiranje naboja, ker vpliva le na obliko električnega polja in ne na aktivno globino.

Primerjava rezultatov iz meritev z IR laserjem in meritev z elektroni iz izvora  $^{90}\text{Sr}$  je vsaj pri nižjih fluencah pokazala dobro ujemanje. Za primerjavo smo morali izmeriti temperaturno odvisnost absorpcije svetlobe IR laserja v siliciju. Ker je absorpcija pri nizkih temperaturah zelo majhna (energije fotonov iz IR laserja so tedaj primerljive velikosti energijske špranje), so popravki in s tem tudi napake pri nizkih temperaturah velike. Pri višjih fluencah lahko na meritvah z IR laserjem pri nizkih temperaturah opazimo višanje zbranega naboja, česar pri meritvah z elektroni iz izvora  $^{90}\text{Sr}$  ne vidimo. To bi lahko bilo posledica spreminjanja absorpcije z obsevan-

jem, vendar take meritve v literaturi nismo našli.

# Literatura

- [1] [http://pdg.lbl.gov/atlas/...](http://pdg.lbl.gov/atlas/)
- [2] ATLAS Inner Detector Technical Design Report, CERN/LHCC/97-16, ATLAS TDR 4, (1997).
- [3] [http://atlas.web.cern.ch/Atlas/...](http://atlas.web.cern.ch/Atlas/)
- [4] S. Ramo: *Currents induced by electron motion*, Proc. of the I. R. E., 584-5, (1939).
- [5] N. W. Ashcroft, N. D. Mermin: *Solid state physics*, Holt-Saunders International Editions, 1981.
- [6] G. Kramberger: *Signal development in irradiated silicon detectors*, doktorska disertacija, Univerza v Ljubljani, 2001.
- [7] V. Angelli et al., (ROSE Collab.): *RD48 Status Report*, CERN/LHCC 97-39, Junij 1997.
- [8] A. Chilingarov et al.: Nucl. Inst. Meth. A **360**, 432, (1995).
- [9] R. Wunstorff: *Systematische Untersuchungen zur Strahlenresistenz von Silizium-Detektoren für die Verwendung in Hochenergiephysik-Experimenten*, doktorsko delo, DESY FHIK-92-01, (1992).
- [10] H. Feick: *Radiation Tolerance of Silicon Particle Detectors for High-Energy Physics Experiments*, doktorsko delo, DESY F35D-97-08, (1997).
- [11] S. J. Bates et al.: CERN-ECP/95-26, (1995).
- [12] P. A. Aarnio et al.: Nucl. Inst. Meth. A **360**, 521, (1995).
- [13] M. S. Lazo et al.: *Silicon and silicon dioxide neutrone damage function*, (Tech. Report) SAND87 0098 Vol.1, 85-103, (1987).
- [14] A. M. Ougang et al.: *Differential displacement kerma cross sections for neutron interactions in Si and GaAs*, IEEE Transactions on Nuclear Science, NS-37, 2219-2228, (1990).

- [15] ASTM Committee E 10 on Nuclear Technology and Application: *Annual book of ASTM Standards*, Vol 12.02, poglavje ASTM E722 85, 324–329, (1985).
- [16] S. M. Sze: *Physics of Semiconductor Devices*, John Wiley & Sons, (1981).
- [17] M. Moll: *Radiation damage in silicon particle detectors*, doktorska disertacija, Univerza v Hamburgu, 1999.
- [18] O. Krassel et al., *Measurement of Trapping Time Constants in Proton-Irradiated Silicon Pad Detectors*, predstavitev na 3<sup>rd</sup> RD50 Workshop, CERN, november 2003.
- [19] I. Mandić et al.: *Charge collection efficiency of heavily irradiated silicon diodes operated with increased free carrier concentration and forward bias*, sprejeto za objavo v Nucl. Inst. Meth. A.
- [20] G. Lutz: *Effects of deep level defects in semiconductor detectors*, Nucl. Inst. and Meth. A 377, 234–243, (1996).
- [21] V. Eremin, Z. Li, I. Iljashenko: *Trapping induced  $N_{eff}$  and electrical field transformation at different temperatures in neutron irradiated high resistivity silicon detectors*, Nucl. Inst. and Meth. A 360, 458–262, (1995).
- [22] A. Chilingarov, T. Sloan: *Operation of heavily irradiated silicon detectors under forward bias*, Nucl. Inst. and Meth. A 399, 35–37, (1997).
- [23] V. G. Palmieri et al.: *Evidence for charge collection efficiency recovery in heavily irradiated silicon detectors operated at cryogenic temperatures*, Nucl. Inst. and Meth. A413, 475, (1998).
- [24] G. G. Macfarlane et al.: *Fine structure in the Absorption-Edge Spectrum of Si*, Phys. Rev., Vol 111, 1245–1254, (1958).
- [25] <http://krambi.ijs.si/gregor/Software.html>
- [26] E. Verbitskaya et al.: *The effects of charge collection recovery in silicon p-n junction detectors irradiated by different particles*, Nucl. Inst. and Meth. A 514, 47–61, (2003).
- [27] G. Kramberger et al.: *Field engineering by continuous hole injection in silicon detectors irradiated with neutrons*, Nucl. Inst. and Meth. A 497, 440–449, (2003).
- [28] CERN-RD39 Coll.: *Radiation hard cryogenic silicon detectors*, Nucl. Inst. and Meth. A 477, 299–303, (2002).
- [29] G. C. Messenger, IEEE Trans. Nucl. Sci. 391, 468–473, (1992).
- [30] <http://root.cern.ch>