

# Tvorba defekata u poluvodičkim detektorima ozračivanjem fokusiranim ionskim snopovima različitih karakteristika

---

Crnjac, Andreo

Master's thesis / Diplomski rad

2018

Degree Grantor / Ustanova koja je dodijelila akademski / stručni stupanj: **University of Zagreb, Faculty of Science / Sveučilište u Zagrebu, Prirodoslovno-matematički fakultet**

Permanent link / Trajna poveznica: <https://um.nsk.hr/um:nbn:hr:217:948914>

Rights / Prava: [In copyright](#)/[Zaštićeno autorskim pravom.](#)

Download date / Datum preuzimanja: **2024-07-24**



Repository / Repozitorij:

[Repository of the Faculty of Science - University of Zagreb](#)



SVEUČILIŠTE U ZAGREBU  
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET  
FIZIČKI ODSJEK

Andreo Crnjac

TVORBA DEFEKATA U POLUVODIČKIM  
DETEKTORIMA OZRAČIVANJEM  
FOKUSIRANIM IONSKIM SNOPOVIMA  
RAZLIČITIH KARAKTERISTIKA

Diplomski rad

Zagreb, 2018.

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU  
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET  
FIZIČKI ODSJEK

INTEGRIRANI PREDDIPLOMSKI I DIPLOMSKI SVEUČILIŠNI STUDIJ  
FIZIKA; SMJER ISTRAŽIVAČKI

**Andreo Crnjac**

Diplomski rad

**Tvorba defekata u poluvodičkim  
detektorima ozračivanjem  
fokusiranim ionskim snopovima  
različitih karakteristika**

Voditelj diplomskog rada: akademik Milko Jakšić

Ocjena diplomskog rada: \_\_\_\_\_

Povjerenstvo: 1. \_\_\_\_\_

2. \_\_\_\_\_

3. \_\_\_\_\_

Datum polaganja: \_\_\_\_\_

Zagreb, 2018.

Ovaj rad je izrađen na Institutu Ruđer Bošković u Zagrebu, u Laboratoriju za interakcije ionskih snopova. Zahvalio bih mentoru dr. sc. Milku Jakšiću na uputama i savjetima. Također se zahvaljujem svim zaposlenicima laboratorija koji su pomogli u izradi ovog rada, posebice Natku Skukanu i Ivanu Sudiću. Zahvaljujem svojoj obitelji na neprestanoj podršci tijekom studija.

## Sažetak

Zračenje poluvodičkih materijala brzim ionima nužno proizvodi defekte u kristalnoj strukturi u vidu vakancija i intersticija. Najveća gustoća defekata se opaža pri kraju dosega brzog iona u materijalu. Unutar tih lokaliziranih područja s visokim koncentracijama defekata može doći do rekombinacije ili formiranja kompleksnih defekata. Inicijalne kaskadne rekombinacije u pikosekundnim vremenskim prozorima su dobro proučene. Ipak, promatranje procesa smanjenja broja defekata nastalih ionizacijskim zračenjem u poluvodičima na duljim vremenskim skalama je još dosta otvoreno i manje razjašnjeno, te je upravo to bila tema ovog rada. Ispitali smo dvije vrste detektora: Si PIN diode i 4H-SiC Schottky diode. Dioda su ozračivane ionskim snopovima različitih karakteristika, a za proučavanje utjecaja nastalih električki aktivnih defekata na mobilnost nosioca naboja korištena je metoda IBIC mikroskopije. Kod silicija je uočeno značajno napuštanje nečistoća na sobnoj temperaturi u vremenskom periodu jednog dana, dok u SiC nema takvog efekta zbog šireg energijskog procijepa u ovom materijalu. Korištenjem pulsnog ionskog snopa pokušali smo proučiti vjerojatnosti rekombinacije defekata u milisekundnim vremenima. Rekombinacije koje se odvijaju za vrijeme pauza pulsnog snopa nisu proizvele statistički značajan utjecaj na učinkovitost skupljanja naboja, vjerojatno zbog nedovoljne gustoće ionskih oštećenja formiranih prilikom ozračivanja. Za SiC proučen je i utjecaj temperature na napuštanje oštećenja lokalno uvedenih ionizirajućim zračenjem. Rezultati su interpretirani na temelju postojećih DLTS mjerenja, kojima su se karakterizirali energijski nivoi u poluvodiču koji odgovaraju centrima uhvata nosioca naboja.

Ključne riječi: električki aktivni defekti, poluvodički detektori, IBIC, implantacija iona

# Defect formation in semiconductor detectors by irradiation with focused ion beams of different properties

## Abstract

Irradiating semiconductor material with fast ions creates defects in crystal lattice, namely vacancies and interstitials. The highest defect concentration is observed near the end of the stopping range of high energy ions in the material. Within these localized volumes, where defect concentration is increased, defect recombination or complex defects formation is possible. Initial recombination cascades, which occur during the first picosecond time frames, are well studied. But, processes that are responsible for reducing the number of defects, produced during ionizing radiation of semiconductors, during longer time scales, are not so well understood, so these were the main subject of our study. Two detector materials were examined: Si PIN diodes and 4H-SiC Schottky diodes. Detectors were irradiated using ion beams of different properties. In order to study the influence of the created electrically active defects on the charge carrier's mobility, IBIC method was utilized. For silicon, significant defect annealing was observed (at room temperature conditions) on time scales of one day, while no such effect was recorded in SiC due to the wide band-gap in this material. By using a pulsed ion beam, we tried to study defect recombination in the millisecond time frames. Recombinations which occur during pulsed beam pauses have not produced a statistically significant influence on the charge collection efficiency, probably because the density of the created damage events was insufficient. Also, for SiC detector, effect of the temperature on defect mobility (induced by locally damaging ions) was investigated. Results have been interpreted based on existing DLTS measurements, which have been used to characterize energy levels in the semiconductor that are responsible for trapping the charge carriers.

Keywords: electrically active defects, semiconductor detectors, IBIC, ion implantation

# Sadržaj

<b>1</b>	<b>Uvod</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Poluvodički detektori čestica</b>	<b>3</b>
2.1	Osnovna svojstva poluvodiča . . . . .	3
2.2	Formacija signala i princip rada . . . . .	5
2.3	Novi materijali . . . . .	8
<b>3</b>	<b>Defekti nastali djelovanjem ionizacijskog zračenja</b>	<b>11</b>
3.1	Pregled najvažnijih vrsta defekata . . . . .	11
3.2	Mobilnost i rekombinacije defekata . . . . .	12
3.2.1	Difuzija nečistoća u kristalnoj strukturi . . . . .	12
3.2.2	Mikroskopski mehanizmi difuzije . . . . .	14
3.3	Model procesa interakcije defekata . . . . .	16
3.4	Defekti kao centri uhvata nosioca naboja . . . . .	17
<b>4</b>	<b>Vremenska evolucija broja defekata nakon ozračivanja</b>	<b>20</b>
4.1	Interakcije brzih iona s materijom . . . . .	20
4.2	Kaskadne termalizacije i dinamičko napuštanje . . . . .	22
<b>5</b>	<b>Pregled eksperimentalne opreme i tehnika korištenih pri mjerenjima</b>	<b>25</b>
5.1	Akceleratorski sustav i nuklearna mikroproba . . . . .	25
5.2	IBIC metoda . . . . .	27
5.3	Poluvodičke diode i sustav za elektroničko procesuiranje signala . . . . .	28
<b>6</b>	<b>Ozračivanje ionskim snopovima različite gustoće</b>	<b>30</b>
6.1	Definiranje prostorne skale . . . . .	30
6.2	Proučavanje utjecaja na vremensku evoluciju broja defekata u Si diodi	31
<b>7</b>	<b>Karakterizacija SiC detektora</b>	<b>35</b>
7.1	Određivanje debljine osjetljivog volumena . . . . .	35
7.2	Određivanje utjecaja doze na učinkovitost sakupljanja naboja . . . . .	37
<b>8</b>	<b>Ozračivanje pulsnim ionskim snopom</b>	<b>39</b>
8.1	Rezultati za Si i SiC na sobnoj temperaturi . . . . .	40



<b>9 Ozračivanje na različitim temperaturama</b>	<b>44</b>
<b>10 Zaključak</b>	<b>47</b>
<b>Dodaci</b>	<b>49</b>
<b>A Popis podataka o izdvojenim poluvodičkim materijalima</b>	<b>49</b>
<b>B Određivanje profila defokusiranog snopa</b>	<b>49</b>
<b>C Gubitak energije teških iona u materijalu</b>	<b>51</b>
<b>Literatura</b>	<b>52</b>

# 1 Uvod

Malo koje tehnološko otkriće postane tako široko primjenjivo u svakodnevnom životu i važno za razne grane znanosti i tehnologije da bi moglo dobiti titulu civilizacijske važnosti. Jedno takvo otkriće je svakako bilo sklapanje p i n dopiranih poluvodičkih materijala u bipolarne n-p-n tranzistore, otkrivene 1947. i 1948. god. u američkoj tvrtki „Bell Labs“. U narednim godinama i desetljećima je uporaba uređaja temeljenim na p-n poluvodičkim spojevima našla nezamislivu uporabu, dok danas mikroelektronički poluvodički integrirani strujni krugovi i procesorske jedinice imaju svoje mjesto u mnogim elektroničkim uređajima. Korištenje poluvodičkih detektora čestica u fizici se također temelji na p-n spoju koji funkcionira kao osjetljivi volumen. Ovi detektori imaju mnoge dobre karakteristike koje ih čine pogodnim za korištenje u akceleratorskim postrojenjima i fizičkim laboratorijima s izvorima čestica visokih energija. Poluvodički detektorski sustavi naime imaju brzo vrijeme formacije signala, visoku učinkovitost, a zbog razvoja brze elektronike (malih dimenzija) za procesuiranje signala, posebno važnu primjenu imaju kao uređaji za praćenje pozicije čestica, gdje je kompaktnost osjetljivog volumena za detekciju ključna za postizanje što bolje prostorne razlučivosti.

Unatoč intenzivnom proučavanju najvažnijih poluvodičkih materijala od početka 50-ih, poglavito Si i Ge, i danas postoji širok interes za istraživanje određenih aspekata ponašanja ovih materijala u interakciji s čestičnim zračenjem. Naime, ostvarenjem uvjeta visokog toka nabijenih i neutralnih čestica u nekim eksperimentima u fizici visokih energija (npr. LHC u sklopu CERN-a) pojavila se potrebna za dodatnim proučavanjem izdržljivosti detektora izloženih pojačanom oštećivanju kristalne strukture od posljedica prodora zračenja. Formacije i mobilnost defekata nastalih prolaskom nabijenih iona kroz poluvodiče su stoga tema ovog rada.

Za potrebe mjerenja su se koristili nabijeni ioni MeV-skih energija dobiveni na akceleratorskom postrojenju Instituta Ruđer Bošković, koji su korištenjem fokusirajućih elemenata suženi na putanju mikrometarskog profila, pri čemu se mogla kontrolirati frekvencija iona u snopu a time i doza ispuštena u uzorak. Ispuštanjem zračenja u lokalizirane površine detektora proučavali smo utjecaj gustoće ionskog toka na primarne procese formiranja defekata pri interakciji s kristalnom rešetkom. Glavna

eksperimentalna tehnika za proučavanje svojstava detektora je IBIC metoda kojom se mjerila učinkovitost skupljanja naboja (skraćeno CCE - *engl. Charge Collection Efficiency*), u ovisnosti o poziciji na detektoru, koja ima prostornu rezoluciju određenu profilom snopa zračenja (dakle mikrometarsku), čime se može utvrditi degradacija svojstava ozračenog dijela detektora od okolnog, neoštećenog. IBIC skeniranjem površine je proučavana vremenska evolucija broja defekata nakon ozračivanja. Nadalje, korištenjem pulsnog moda ionske zrake, omogućene su kratke milisekundne pauze između prolaska zračenja čime se proučavao utjecaj smanjenja broja defekata na tim vremenskim skalama. Napravljena su i mjerenja na različitim temperaturama da bi uočili utjecaj temperature na mobilnost nastalih defekata.

Svi rezultati su interpretirani na temelju teorijskih modela, numeričkih simulacija ili rezultata drugih autora. U 2. poglavlju opisana je osnovna teorijska pozadina rada poluvodičkih detektora, te njihove važne karakteristike. U 3. poglavlju su razrađeni modeli nastanka defekata u materijalu, njihove vrste, utjecaj na nosioce naboja i mobilnost na mikroskopskoj skali. U 4. poglavlju se modelira vremensko ponašanje broja defekata nakon ozračivanja u ovisnosti o nekim parametrima koji su varirani u sklopu mjerenja, kao što su gustoća iona i temperatura samog materijala. Ostala poglavlja opisuju provedena mjerenja i rezultate.

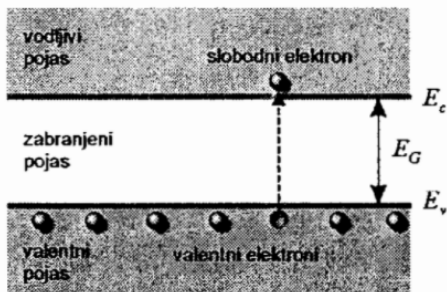
Ispitivani uzorci su bile Si PIN diode i SiC detektori. SiC spada u skupinu relativno novih zanimljivih poluvodičkih materijala (zajedno s dijamantom) koji imaju širi energijski procjep između valentne i vodljive vrpce, što ih čini pogodnim za korištenje na visokim naponima, temperaturama i pod velikom količinom zračenja. Glavna ideja ovog rada je bila uspostaviti eksperimentalne protokole za ispitivanje prethodno opisanih svojstava i procesa u detektorima, koji bi bili jednako primjenjivi na već dobro istraženim poluvodičkim materijalima, kao i detektorima baziranim na novim materijalima (dijamant, SiC. . .).

## 2 Poluvodički detektori čestica

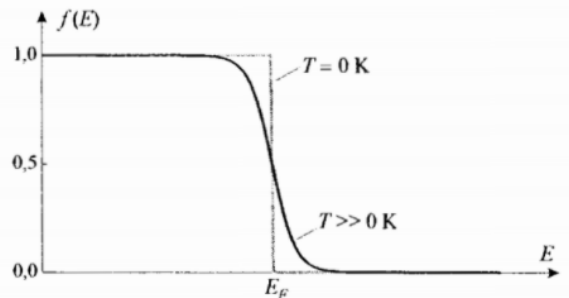
U ovom poglavlju su opisana osnovna svojstva poluvodičkih materijala, važna za njihovo funkcioniranje kao detektora čestica. Razrađena je fizikalna pozadina procesa koji se odvijaju u detektorskom uređaju prilikom prolaska zračenja, te karakteristike resultantnog izlaznog elektroničkog signala. Ograničili smo se na pojednostavljeni opis svojstava i procesa bitnih za daljnja razmatranja u ovom radu, bez pretenzija na prezentiranje sustavnog teksta o poluvodičima. Na kraju je dan i pregled najvažnijih poluvodičkih materijala korištenih u fizici danas, s naglaskom na materijale čija se šira primjena tek očekuje u novim generacijama detektora.

### 2.1 Osnovna svojstva poluvodiča

Podjela materijala na vodiče, izolatore i poluvodiče s obzirom na vodljivost električne struje temelji se na dozvoljenim energijskim stanjima koja elektroni mogu popunjivati u materijalu. U poluvodičima su diskretna energijska stanja gusto naslagana u dvije vrpce koje su razdvojene procjepom, tj. područjem zabranjenih energija. Ovo je shematski prikazano na slici 2.1.



Slika 2.1: Prikaz energijskih vrpki poluvodiča. Naznačeni su rubovi valentne ( $E_v$ ) i vodljive vrpce ( $E_c$ ), kao i energijski procjep  $E_G$ . [1]



Slika 2.2: Fermi-Dirac funkcija vjerojatnosti. Na 0 K funkcija ima oštar rub (stepenica) na Fermijevim energiji  $E_F$ . Na višim temperaturama javlja se razmazanost raspodjele vjerojatnosti. [1]

Elektroni koji se nalaze u valentnoj vrpki imaju lokalizirane valne funkcije i ne mogu se slobodno kretati volumenom materijala, dok oni u vodljivoj vrpki imaju delokalizirano ponašanje i mogu se smatrati slobodnim nosiocima naboja kroz kristalnu strukturu. Energijski procjep ima red veličine eV. U izolatorskim materijalima je ovaj procjep znatno širi pa ne postoje uvjeti u kojima elektroni mogu postati vodljivi, dok se u vodičima dvije vrpce preklapaju i elektroni lako dolaze u vodljivi pojas. Kako

odlaskom vodljivog elektrona iz lokalizirane pozicije oko nekog atoma (recimo silicijevog atoma) ostaje prostorno područje efektivnog pozitivnog naboja (u odnosu na elektronski oblak), takvo područje smatramo punopravnim nosiocem naboja kao i elektron i nazivamo ga šupljina (*engl. hole*, skraćeno  $h^+$ ).

Punjenje energijskih nivoa je za elektrone, koji su fermioni, određeno Paulijevim principom isključenja (u jednom kvantno-energijskom stanju se ne mogu naći dva fermiona) i Fermi-Dirac statistikom koja daje raspodjelu vjerojatnosti da je stanje energije  $E$  popunjeno fermionom. Ova distribucija je prikazana na slici 2.2, gdje se može vidjeti da funkcija popunjavanja ima oblik stepenice, tj. popunjena su sva stanja do Fermijeve energije  $E_f$ . Ova energija ovisi o temperaturi i drugim parametrima, te se u standardnim uvjetima u poluvodičima nalazi unutar energijskog procjepa.

Ipak prelazak nosioca naboja u vodljivu vrpcu se može ostvariti, recimo uspostavom vanjskog napona. Djelovanje resultantne sile na nosioce naboja  $e$  može se opisati Newtonovom mehanikom:

$$\vec{F} = e\vec{E} = m^* \vec{a}, \quad (2.1)$$

gdje smo uveli efektivnu masu nosioca naboja  $m^*$ , koja je zapravo i za elektrone i šupljine različita od mase elektrona, ali u oba slučaja je manja od  $m_e$ . Ova masa ovisi o smjeru kretanja (u odnosu na ravnine kristalne strukture), poluvodičkom materijalu itd., te može biti važan parametar u brzini formacije signala pri korištenju poluvodiča kao detektora čestica. Bez djelovanja vanjskih sila, kretanje naboja kroz kristalnu strukturu je definirano termalnim vibracijama i nasumičnim kretanjem opisanim procesima difuzije. Uvedimo srednje vrijeme između sudara elektrona pri tom kretanju  $\tau$ . Uspostavom vanjskog električnog polja  $E$  (zbog dovođenja napona) formira se dominantna komponenta kretanja u smjeru polja. Ako označimo komponentu brzine gibanja elektrona u smjeru polja s  $v$ , tada vrijedi jednačina gibanja

$$dv = a dt - v dt/\tau, \quad (2.2)$$

gdje smo uzeli u obzir da nasumični sudari reduciraju brzinu za faktor  $dt/\tau$ . Korištenjem jednačine 2.1, posljednji izraz se svodi na:

$$\frac{dv}{dt} + \frac{v}{\tau} = \frac{eE}{m^*}. \quad (2.3)$$

U stacionarnom stanju  $dv/dt = 0$ , pa imamo:

$$v_d = \mu E, \quad (2.4)$$

ova brzina se naziva driftna, i proporcionalna je električnom polju  $E$  i mobilnosti  $\mu$  nosioca naboja. Mobilnost je dana izrazom  $\mu = e\tau/m^*$  i izražava se u mjernim jedinicama  $\text{cm}^2/\text{Vs}$ . Elektroni imaju veću mobilnost od šupljina ( $\mu_e > \mu_h$ ) zbog manje efektivne mase. Ukupna vodljivost (oznaka  $\sigma$ ) materijala je dana izrazom:

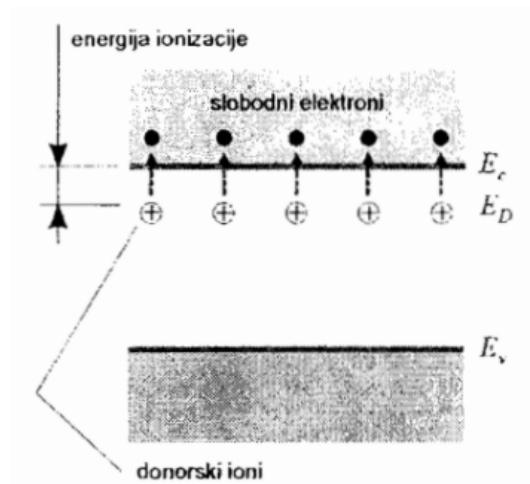
$$\sigma = en(\mu_e + \mu_h), \quad (2.5)$$

gdje je  $n$  broj slobodnih nosioca naboja (treba imati na umu da su i mobilnost i broj slobodnih nosioca naboja temperaturno ovisne veličine). Otpornost  $\rho$  se izražava kao  $1/\sigma$ . U tablici A.1 u dodatku su popisana izdvojena svojstva nekolicine poluvodičkih materijala: Si, Ge, GaAs, SiC i dijamanta. Navedene su vrijednosti otpornosti na sobnoj temperaturi, mobilnosti elektrona i šupljina, efektivne mase elektrona te gustoće materijala.

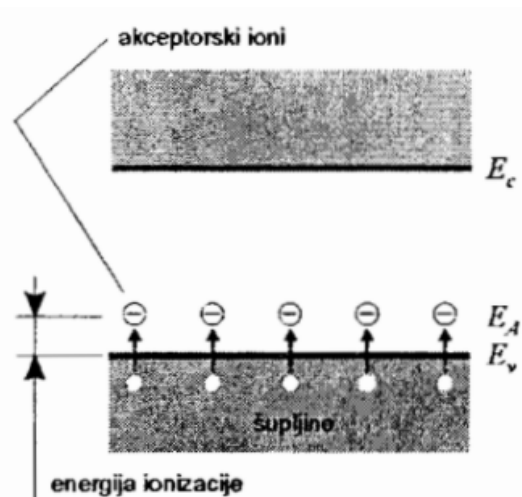
## 2.2 Formacija signala i princip rada

Prelazak elektrona u vodljivu vrpcu se može znatno olakšati unošenjem nečistoća u poluvodički materijal (najčešće prilikom industrijske proizvodnje materijala ili detektora). Za elemente četvrte skupine (poput Si i Ge), koji u kristalnoj strukturi tvore parove zajedničkih elektrona, kovalentne veze, sa susjedima, uvođenje elemenata 3. ili 5. skupine, daje nedostatak ili višak elektrona oko atoma. Prisjetimo se da je nedostatak elektrona ekvivalentan pojavi nove šupljine. Ovi elektroni i šupljine su delokalizirani, vodljivi. Nečistoće zapravo unose nova stanja u energijskom procjepu na koja mogu "sjedati" nosioci naboja, čime im se olakšava vođenje naboja, pogledati slike 2.3 i 2.4.

Ako dopirajući element donira višak elektron (npr. fosfor sa svojih 5 elektrona) on se naziva donatorom, nakon gubitka elektrona ostaje kao efektivno pozitivno nabijeni ion u kristalnoj rešetci. Ovako dopirani poluvodič se naziva n-tip poluvodiča. P-tip poluvodiča je dopiran elementom koji ima elektron manjka (akceptor) i uzima ga iz susjednih kovalentnih veza i time postaje negativno nabijeni ion. Ako koncentracije



Slika 2.3: Prikaz novih stanja u pojasu zabranjenih energija u n-tipu poluvodiča. Donorski ioni ostaju pozitivno nabijeni, i služe kao novi energijski nivoi ispod dna vodljive vrpce. [1]

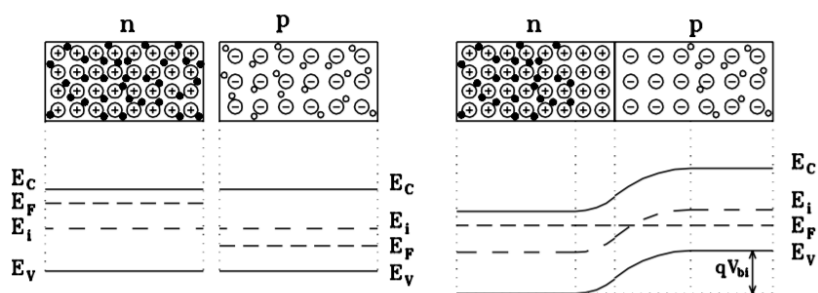


Slika 2.4: Prikaz novih stanja u pojasu zabranjenih energija u p-tipu poluvodiča. Akceptorski ioni ostaju negativno nabijeni, i služe kao novi energijski nivoi iznad vrha valentne vrpce. [1]

donora označimo kao  $N_D$  i akceptora kao  $N_A$  vrijedi ukupna neutralnost materijala s prisutnim objema vrstama nečistoća:

$$N_D + p = N_A + n, \quad (2.6)$$

gdje su  $n$  i  $p$  koncentracije elektrona i šupljina. Dopiranjem poluvodiča se kontroliraju njegova svojstva električne vodljivosti. Uobičajene vrijednosti se kreću oko  $10^{13}$  atoma/ $cm^3$  dopanda za umjereno dopiranje, i do  $10^{20}$  atoma/ $cm^3$  za jako dopirane materijale (oznaka  $p^+$  ili  $p^{++}$ , odnosno  $n^+$  ili  $n^{++}$ ).



Slika 2.5: Spajanjem n-tipa i p-tipa poluvodiča šupljine i elektroni difundiraju sve dok se ne izjednači Fermijeva razina u spoju. Kao rezultat nastaje razlika potencijala preko kontakta. Vrijednosti  $E_c$  i  $E_v$  su različite u p i n dijelu nakon spajanja. [3]

Ostvarivanjem kontakta između n i p tipova dopiranih poluvodiča formira se p-n spoj, kako je prikazano na slici 2.5. Nakon uspostave spoja, zbog razlika u kon-

centracijama počinje difuzija šupljina u n stranu te elektrona u p stranu, sve dok se Fermijeva razina ne izjednači na obje strane. Ovim procesom se u okolici spoja javlja višak negativnog naboja na p strani, i pozitivnog naboja na n strani. Oni proizvode snažno električno polje te razliku potencijala između dvije strane (kontaktni potencijal  $U \sim 1V$ ). Nastalo polje djeluje tako da brzo izbacuje sve nove naboje koji se nađu unutar tog područja kojeg nazivamo zona osiromašenja. Prolazak nabijenog ili neutralnog zračenja kroz to područje uzrokuje ionizaciju materijala u vidu stvaranja parova elektron-šupljina. Shematski prikaz p-n diode kao detektora zračenja je prikazan na slici 2.6. Povlačenjem elektrona i šupljina na suprotne strane dobivamo izlazni elektronički signal kojeg možemo skupljati ako mjerimo razliku potencijala na krajevima p-n spoja.

S obzirom da želimo imati što veći detektorski volumen, potrebna nam je što šira zona osiromašenja. Uspostavljanjem dodatnog vanjskog napona (tzv. bias napon, oznaka  $V_B$ ) na krajeve diode možemo proširiti taj volumen. Ukoliko vanjski napon postavimo tako da je negativan napon doveden na p-stranu (pozitivan na n-stranu), doveli smo p-n spoj u tzv. zaporni režim rada. Tako se zove jer u njemu dioda kao dio vanjskog strujnog kruga ne propušta struju. Negativni potencijal će privlačiti šupljine na p strani, a pozitivni elektrone na n strani, što rezultira širenjem osiromašenog područja (pogledati ponovno sliku 2.5). Može se pokazati (pogledati [30, str. 216.-218.]) da širina  $d_{zona}$  osim o naponu ovisi i o količini dopanda u poluvodičkom materijalu:

$$d_{zona} = \left( \frac{2\epsilon U}{e} \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right)^{1/2}, \quad (2.7)$$

gdje je  $\epsilon$  dielektrična permitivnost poluvodiča,  $e$  je elementarni naboj. Tipične vrijednosti širine osjetljivog volumena za silicijske detektore iznose  $d_{zona} < 1$  mm.

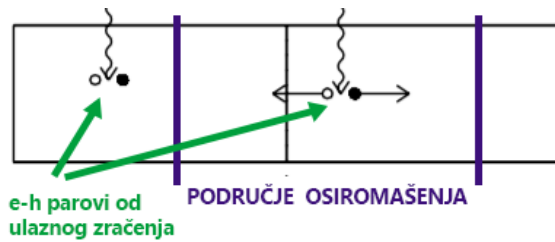
Brzina formacije signala ovisi o vremenu skupljanja nosioca naboja nakon prolaska ionizacijskog zračenja. Vrijedi:

$$t_{e/h} \approx \frac{x}{v_{e/h}} = \frac{x}{\mu_{e/h} E} = \frac{x}{\mu_{e/h} (V/x)} = \frac{x^2}{\mu_{e/h} V}, \quad (2.8)$$

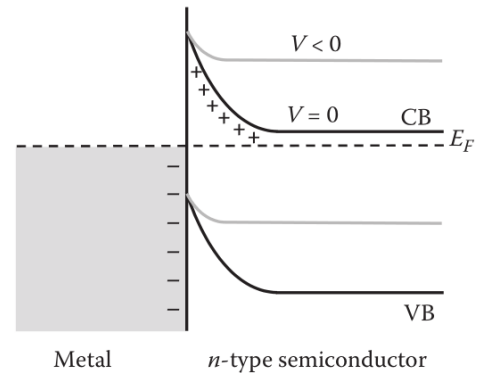
gdje je  $x$  udaljenost od mjesta nastanka nosioca naboja do kontakta na kraju p-n spoja. Indeksi  $e/h$  označavaju da je vrijeme skupljanja različito za elektrone i šupljine. Stvaranjem spojeva, primjerice visoko dopiranog p sloja ( $p^{++}$ ) i slabo dopiranog n sloja, ostvaruje se zona osiromašenja koja obuhvaća gotovo cijeli volumen



materijala, osim uskog dijela uz rubove. Za takvu izvedbu Si detektora debljine  $x = 200 \mu\text{m}$  s bias naponom 100V, vrijeme skupljanja elektrona iznosi  $t \approx 3 \text{ ns}$ . Poluvodički detektori generalno imaju kratko vrijeme formacije signala, manje od 10 ns. Ipak izlazni signal je redovito potrebno procesuirati kroz predpojačalo i pojačalo, prije nego što primjerice počnemo određivanje energije zračenja. Broj nastalih parova elektrona i šupljina je proporcionalan energiji ulaznog zračenja, pa signali veće amplitude (napona) dolaze od čestice veće energije.



Slika 2.6: Princip rada p-n spoja kao detektora čestica. Ulazno zračenje ionizira materijal i stvara parove e-h, koji pod utjecajem vanjskog električnog polja u području osiromašenja putuju prema rubovima spoja i bivaju skupljeni. Adaptirano od [3]

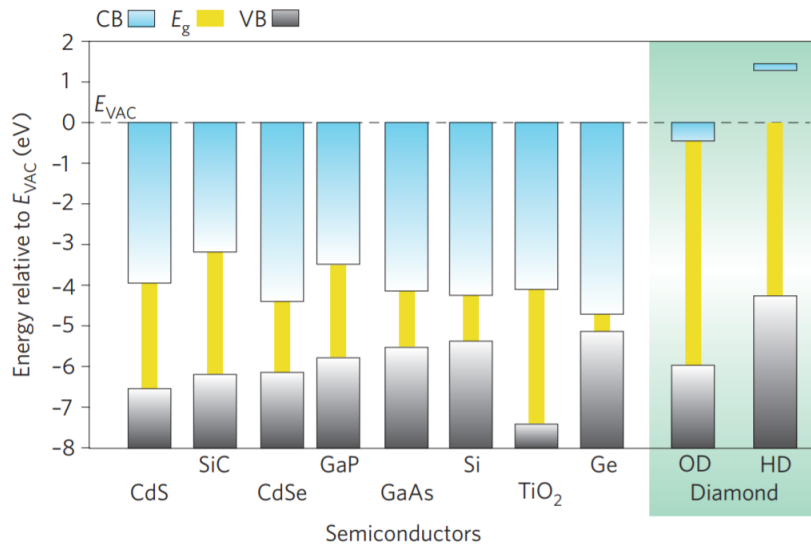


Slika 2.7: Prikaz energijskih nivoa u metalu i n tipu poluvodiča nakon njihovog spajanja (Schottky dioda). [2]

Osim p-n spoja, osjetljivi volumen je moguće ostvariti spojem metala i poluvodiča. Takav slučaj je prikazan na slici 2.7, gdje su u kontakt dovedeni metal i n dopirani poluvodič. Elektroni će difundirati u metal sve do uspostave ravnoteže Fermijeve razine u oba dijela. Ovo nakupljanje naboja u metalu proizvodi potencijalnu barijeru u okolini spoja, slično kao u p-n kontaktu. Nakupljeni naboji oko spoja stvaraju električno polje koje izbacuje eventualne nove elektrone i šupljine iz područja, pa je princip sakupljanja naboja istovjetan kao prethodno opisani za p-n diode.

### 2.3 Novi materijali

Jedno od važnijih područja istraživanja u fizici detektora danas su poluvodički materijali širokog energijskog procjepa (*wide bandgap*). Neki od primjera takvih materijala su SiC, GaN, dijamant itd. Energijski procjepi ovih materijala su obično veći od 3 eV, dok je u dijamanta procjep veći od 5 eV. Na slici 2.8 su prikazane vrijednosti pojasa zabranjenih energija za veći broj materijala. Posljedično, ovi materijali imaju niz svojstava koja im daju prednost pri korištenju u tzv. *radiation-hard* uvjetima - eksperimentima sa velikom frekvencijom čestica visokih energija ( $\sim 100 \text{ MeV}$  ili više).



Slika 2.8: Grafički prikaz pozicija rubova valentne i vodljive vrpce u energijskom spektru za niz poluvodiča.  $E_{vac}$  je referentna nula skale - energija slobodnog elektrona u vakuumu. Istaknute su dvije vrste dijamantnih uzoraka - OD i HD, što označava da su nakon proizvodnje izloženi visokim temperaturama ( $\sim 850^\circ\text{C}$ ) i plinu vodika (HD - *hydrogen-terminated*) ili kisika (OD - *oxygen-terminated*). Izlaganje dijamanta ovim elementima utječe na njegovu vodljivost. Vidljivo je da dijamant ima daleko najveće energijski procjep od svih poluvodiča koji su danas u uporabi za čestične detektore. [4]

Ovakvi uvjeti se viđaju u modernim akceleratorским sustavima poput CERN-a, i njihova učestalost raste s tehnološkim i ekonomskim napretkom globalnog društva. Pri izloženosti detektora velikom toku energetskih čestica, njegova kristalna struktura se oštećuje, nizom procesa koji će djelomice biti opisani u idućim poglavljima. Oštećenja detektorskog materijala uzrokuju degradaciju performansi (primjerice, detektor više ne zabilježava zračenje s 100% efikasnošću).

Materijal s većom energijom procjepa ima jače veze među atomima (tj. potrebno je više energije za kidanje kemijskog vezanja), što ga čini otpornijim na mikroskopska oštećenja. Također materijal može izdržati znatno veće bias kontaktne napone prije sloma električnog polja (mjera izdržljivosti na vanjski napon je tzv. struja curenja, *engl. leakage current*, koja se javlja prilikom spontanog toka nosioca naboja kroz p-n spoj, ili Schottky barijeru, zbog razlike potencijala na krajevima). Ovi materijali imaju i znatno manju podložnost promjenama bitnih parametara na visokim temperaturama, od kojih je najvažnija mobilnost elektrona i šupljina, ali i mobilnost defekata u strukturi. Dijamant dodatno odlikuju odlična toplinska vodljivost, kao i visoka mobilnost nosioca naboja (pogledati tablicu A.1 u dodatku), potonje ga čini pogodnim za mjerenja jako brzih signala ili pojava na kratkim vremenskim periodima

(ns). Dodatno, dijamant je iznimno slabo kemijski reaktivan što omogućava njegovo korištenje u uvjetima kontakta s kemijski zahtjevnim i reaktivnim sredinama.

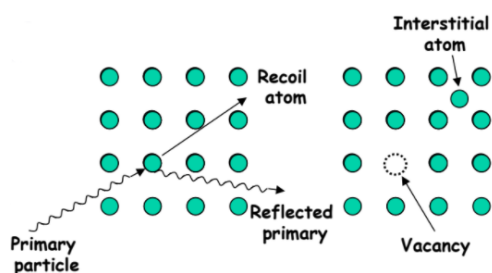
S obzirom na navedeno, jasno je da različite fizikalne pojave i mikroskopski efekti koji se javljaju prilikom prolaska ionizacijskog zračenja kroz poluvodič neće imati jednake posljedice u materijalima uskog i širokog procjepa zabranjenih energija. Ideja ovog rada je djelomice i bila uspostaviti eksperimentalne uvjete kojima se mogu kvantitativno usporediti jednaki ili slični efekti u različitim poluvodičkim materijalima.

### 3 Defekti nastali djelovanjem ionizacijskog zračenja

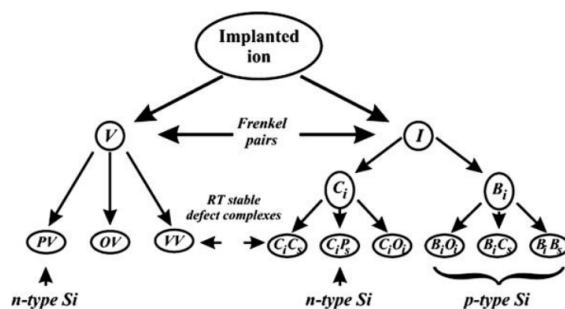
Svi materijali kristalne strukture imaju nepravilnosti i nečistoće na mikroskopskoj skali. Ako ove lokalne promjene u rasporedu i poziciji atoma imaju utjecaj na električna svojstva materijala nazivamo ih električno aktivnim defektima. U ovom poglavlju ćemo pokušati opisati najvažnije vrste takvih nečistoća koje nastaju nakon prodora ionizacijskog zračenja u materijal. Ukratko ćemo opisati neke karakteristike defekata: mobilnost i utjecaj temperature na istu, rekombinacije među defektima te svojstvo uhvata nosioca naboja na defektima.

#### 3.1 Pregled najvažnijih vrsta defekata

Prilikom prolaska nabijenog zračenja kroz kristalnu strukturu dešava se niz interakcija kojima ulazno zračenje gubi energiju. Za stvaranje defekata važna je samo ne-ionizacijska komponenta gubitka energije (engl. *non-ionizing energy loss - NIEL*) za koju su odgovorni izravni sudari s atomima materije. Ukoliko je prilikom sudara energija predana atomu u kristalnoj rešetki veća od energije vezanja, on će biti izbačen iz svoje definirane pozicije i posljedično nastaje par intersticijskog (oznaka  $I$ ) i vakancijskog ( $V$ ) defekta, tzv. Frenkelov par. Ovo je prikazano na slici 3.1. Intersticija koju čini atom prirodno prisutan u materijalu se često naziva i vlastita intersticija.



Slika 3.1: Nastanak Frenkelovog para nakon prodora energetske čestice u poluvodički materijal. [6]



Slika 3.2: Prikaz nekih važnijih stabilnih defekata koji mogu nastati nakon proizvodnje Frenkelovog para u siliciju. [5]

Primjeri intersticijskih defekata koji nisu vlastiti su oni koji nastaju zaustavljanjem čestica ulaznog zračenja, koje se također mogu ugraditi u kristalnu strukturu, ili atoma nečistoća prisutnih u materijalu (nastalih primjerice prilikom proizvodnje). Ovi najjednostavniji defekti imaju značajnu mobilnost na sobnoj temperaturi u većini poluvodiča (ipak, treba imati na umu da i njima mobilnost pada s većim energijskim

procjepom poluvodiča, više o ovome u potpoglavlju 3.2), pa ih smatramo nestabilnim. Stabilne nečistoće nastaju formacijom kompleksnih defekata od nestabilnih, neke od najvažnijih za silicij su prikazane na slici 3.2.

Vakancija često difuzijom migrira do druge vakancije i stvori stabilni kompleks divakanciju ( $VV$ ). Moguće je sparivanje vakancije s kisikom ( $OV$ ) ili vodikom ( $HV$ ) koji često mogu biti prirodno prisutne nečistoće, ili namjerno implantirani. Vakancije se u Si i Ge sparuju sa svim donorima iz pete skupine (npr.  $PV$  kompleks). U literaturi se često svi defekti koje čini vakancija i donorski atom nazivaju E centri. U dijamantu je moguć stabilni kompleks s dušikom ( $NV$ ).

Intersticija može tzv. Watkinsovim mehanizmom zamjene [7] postati primjerice intersticijski bor ( $B_i$ ) ili intersticijski ugljik ( $C_i$ , ugljik je također često neizbježno prisutna prirodna nečistoća u materijalima). Ove dvije vrste defekata lako migriraju kristalnom strukturom i sparuju se u složenije nečistoće: intersticijski ugljik - supstitucijski<sup>1</sup> ugljik ( $C_sC_i$ ), intersticijski bor - supstitucijski ugljik ( $B_iC_s$ ), intersticijski ugljik - intersticijski kisik ( $C_iO_i$ ) itd. Prisutnost ovih defekata uvelike ovisi o poluvodičkom materijalu, te o vrsti i količini dopirajućih nečistoća.

## 3.2 Mobilnost i rekombinacije defekata

### 3.2.1 Difuzija nečistoća u kristalnoj strukturi

Mobilnost mikroskopskih defekata u kristalnoj strukturi se odvija procesom difuzije. Prije razmatranja mikroskopskih mehanizama difuzije, promotrit ćemo općeniti termodinamički zakon o transportu materije difundiranjem - Fickov zakon.

Fickov prvi zakon kaže da je tok čestica  $\vec{J}$  (dimenzije:  $1/\text{cm}^2\text{s}$ ) proporcionalan gradijentu koncentracije  $C(\vec{r})$  ( $\text{cm}^{-3}$ ):

$$\vec{J} = -D \vec{\nabla}C, \quad (3.1)$$

gdje je konstanta proporcionalnosti  $D$  ( $\text{cm}^2/\text{s}$ ) difuzivnost ili konstanta difuzije. Treba imati na umu da je difuzivnost temperaturno ovisna, tj.  $D(T)$ , što u našem slučaju znači da temperatura snažno utječe na mobilnost defekata.

<sup>1</sup>Supstitucijska nečistoća je ona koja se nalazi u čvoru kristalne rešetke umjesto atoma koji bi tu trebao biti

U eksperimentalnim mjerenjima provođenim za potrebe ovog rada lokalno smo ozračivanjem unosili veliku količinu defekata u poluvodički materijal, što znači da je postojao jak koncentracijski gradijent između ozračenog i neozračenog područja. Migriranje nečistoća u neozračeni dio možemo opisati ovim zakonom.

Vremenska ovisnost koncentracije je dana kao:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{J}. \quad (3.2)$$

Uzimajući divergenciju od jednadžbe 3.1, imamo  $\vec{\nabla} \cdot \vec{J} = -D \nabla^2 C$ , što se može uvrstiti u jednadžbu 3.2, iz čega imamo Fickov drugi zakon:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \nabla^2 C, \quad (3d) \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C}{\partial x^2}. \quad (1d) \quad (3.4)$$

Ako pretpostavimo da u materijalu nema defekata u trenutku  $t = 0$ , i da je difuzivnost  $D$  konstanta na danoj temperaturi, te da počinjemo stvarati nečistoće iz neiscrpnog izvora smještenog na površini ( $x = 0$ ), rješenje za koncentraciju defekata  $C(x, t)$  je:

$$C(x, t) = C_0 \operatorname{erfc} \left( \frac{x}{2\sqrt{Dt}} \right), \quad (3.5)$$

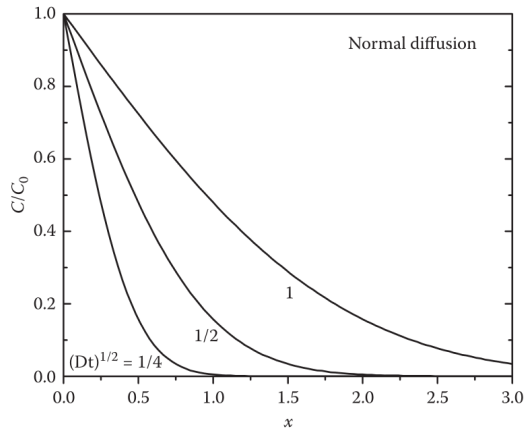
gdje je  $C_0$  površinska koncentracija (konstanta). Komplementarna funkcija pogreške  $\operatorname{erfc}(y)$  je definirana kao:

$$\operatorname{erfc}(y) = 1 - \operatorname{erf}(y) = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^y e^{-z^2} dz. \quad (3.6)$$

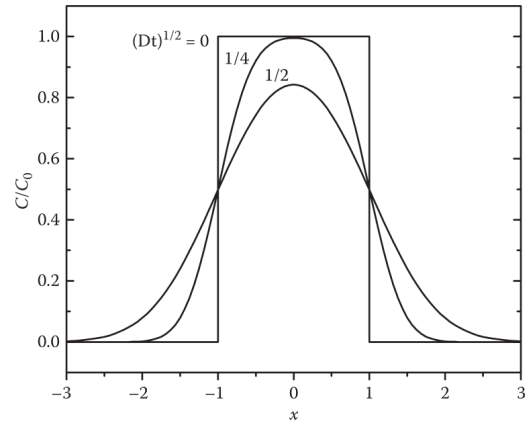
U našem slučaju parametar  $y = x/2\sqrt{Dt}$  se naziva normalizirana dubina difundiranja. Na slici 3.3 je prikazana ovisnost koncentracije defekata o dubini - s udaljavanjem od mjesta nastanka nečistoće, njihov broj opada. No prikazane su krivulje za tri različite vrijednosti parametra  $Dt$ , s obzirom da je  $D$  konstanta, ovo predstavlja vremensku evoluciju - s protjecanjem vremena povećava se broj defekata na većim dubinama od mjesta nastanka, upravo kao posljedica difuzije. S obzirom na specifični rubni uvjet da je izvor defekata neiscrpan, koncentracija na mjestu nastanka ne opada pa ovo predstavlja uvjete u kojima defekti migriraju dok snop čestica i dalje gađa metu

i stvara nove.

Drugi zanimljivi slučaj je opis difuzije defekata koji su stvoreni u tankom sloju u kristalnoj strukturi, u trenutku  $t = 0$  snop je isključen (nema novih defekata). Rješenje za koncentraciju je opisano linearnom kombinacijom dvije funkcije pogreške (pogledati [2, str. 209]), i prikazano na slici 3.4. Opet vidimo pad brojnosti defekata s udaljavanjem od lokacije nastanka. No sada možemo primijetiti da i s protjecanjem vremena opada koncentracija u području nastanka, a raste u okolnim područjima (i teži izjednačavanju po cijeloj dubini). Brzina kojom defekti difundiraju naravno ovisi o difuzivnosti  $D$ .



Slika 3.3: Difuzija čestica za slučaj neiscrpnog izvora u  $x = 0$ . Prikazane su krivulje koncentracije u ovisnosti o dubini za tri različite vrijednosti parametra  $Dt$ . [2]



Slika 3.4: Difuzija za slučaj čestica implantiranih u tankom sloju (početna koncentracija  $C_0$ ), nema izvora novih čestica. Prikazane su krivulje koncentracije za tri različite vrijednosti parametra  $Dt$ . [2]

### 3.2.2 Mikroskopski mehanizmi difuzije

Generalno možemo napraviti podjelu na izravne i neizravne mikroskopske mehanizme difuzije nečistoća u poluvodičima.

Izravni mehanizam ne uključuje interakciju s drugim defektima, pa je zapravo najvažniji primjer ovog mehanizma intersticijska nečistoća koja difuzijom migrira (skače) do drugih intersticijskih pozicija u kristalnoj strukturi. Ovaj jednostavni oblik kretanja se može opisati modelom nasumičnog šetača, pa je srednja vrijednost kvadrata prijeđene udaljenosti nakon  $N$  skokova dana kao

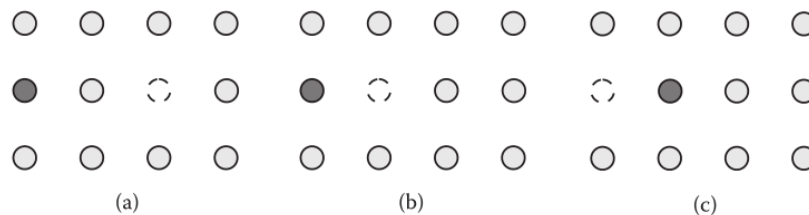
$$\langle x^2 \rangle = f \cdot Nd^2, \quad (3.7)$$

gdje je  $d$  prosječna udaljenost skoka, a  $f$  je korelacijski faktor, koji korigira model neovisnosti sukcesivnih skokova, zbog primjerice prisutnosti drugih intersticija i dopanda u materijalu (obično  $f < 1$ ).

Neizravni mehanizmi opisuju difuziju kao posljedicu interakcije dvije vrste nečistoća. Najvažniji ovakav proces je vakancijski mehanizam (odvijanje ovog procesa je simbolički prikazano na slici 3.5), gdje atom supstitucijske nečistoće ( $A_s$ ) formira kompleks sa vakancijom:



nakon stvaranja kompleksa, atom i vakancija mogu zamijeniti mjesta u kristalnoj strukturi kao što je prikazano na slici 3.5 (c) (time atom koji je inače možda potpuno nepokretljiv efektivno migrira za jednu poziciju) nakon čega vakancija napušta kompleks i nastavlja kretanje dalje kroz strukturu, ili ako je formirani kompleks stabilan,  $A_s$  i  $V$  zajedno difundiraju poluvodičem. Pokazano je da je ovaj mehanizam glavni odgovorni za difuziju nekih nečistoća u germaniju [8].



Slika 3.5: Prikaz vakancijskog mehanizma. a) Vakancija  $V$  (crtkani krug) i supstitucijska nečistoća  $A_s$  (puni tamni krug) se nalaze u blizini u kristalnoj rešetci. b) Privlačenjem  $V$  na susjednu poziciju stvoren je kompleks  $A_sV$ . c)  $V$  i  $A_s$  zamjenjuju mjesta u čvorištima kristalne rešetke. [2]

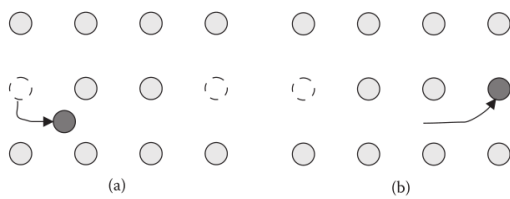
Drugi važan neizravni proces se naziva *Frank–Turnbull* ili disocijativni mehanizam. U ovom procesu (simbolički prikazanom na slici 3.6) atom supstitucijske nečistoće prelazi u intersticijsku poziciju ( $A_i$ ), te nakon toga prelazi na blisku poziciju u kristalnoj strukturi koja je nepopunjena (okupirana vakancijom):



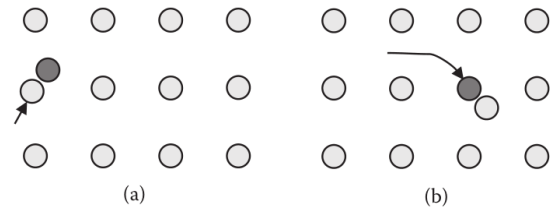
ovime atom ponovno postaje supstitucijska nečistoća, a vakancija je uklonjena iz jedne pozicije u kristalnoj rešetci i stvorena na drugoj. Pokazano je primjerice da ovaj proces dominira difuzijom atoma bakra, srebra i zlata u germanijskom poluvodiču



[9].



Slika 3.6: *Frank-Turnbull* mehanizam difuzije čestice. a) Atom nečistoće napušta supstitucijsku poziciju ( $A_s$ ) i postaje intersticija ( $A_i$ ). b) Nakon difundiranja dolazi u blizinu druge vakanije i zauzima njenu poziciju (te ponovno postaje  $A_s$ ). [2]



Slika 3.7: Difuzijski mehanizam izbacivanja. a) Supstitucijski defekt biva sudarom s drugim atomom izbačen u intersticijsku poziciju. b) Nakon difundiranja i sam kick-out mehanizmom izbacuje neki atom u kristalnom čvorištu i vraća se u supstitucijsku poziciju. [2]

Moguć je i tzv. "kick-out" mehanizam (ili mehanizam izbacivanja) prikazan na slici 3.7. Atom nečistoće u supstitucijskoj poziciji ima neznatnu mobilnost, ali ga drugi atom izbacuje iz te pozicije (najčešće vlastita intersticija). Nakon izbacivanja, atom difundira sve dok i sam ponovno kick-out mehanizmom ne izbacuje atom u čvorištu rešetke i ponovno postane supstitucijski defekt. Neki dopandi u siliciju (bor i fosfor) prvenstveno difundiraju ovim procesom [10].

### 3.3 Model procesa interakcije defekata

Svi neizravni mehanizmi difuzije su zapravo interakcije dvije ili više vrsta defekata. Ograničimo se na procese koji su opisani u prethodnom poglavlju i imaju oblik  $X + Y \rightarrow XY$ . Neka su  $X$  i  $Y$  dvije vrste defekata, homogeno raspoređeni u materijalu s koncentracijama  $N_x$  i  $N_y$ . Model koji dobro opisuje vjerojatnost interakcije defekata u ovakvim uvjetima je dan jednostavnim izrazom [11]:

$$-\frac{d}{dt}N_x = -\frac{d}{dt}N_y = 4\pi R(x, y)DN_xN_y, \quad (3.10)$$

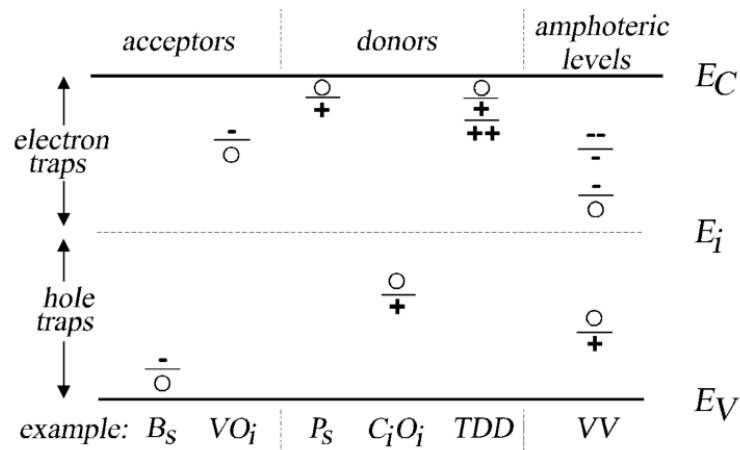
gdje je  $R(x, y)$  maksimalna udaljenost na kojoj se trebaju naći  $X$  i  $Y$  defekt da bi se interakcija dogodila, a  $D$  je koeficijent difuzije za reakciju. Vidimo da je broj defekata tipa  $X$  i  $Y$  koji nestaju zbog sudjelovanja u ovoj reakciji proporcionalan trenutnom broju defekata (tj. njihovim koncentracijama  $N_x$  i  $N_y$ ).

Produkt njihove reakcije je generalno kompleks  $XY$  koji može biti stabilan (i dalje difundirati materijalom) ili nestabilan (i ubrzo se raspasti u povratnoj reakciji).

Naravno  $XY$  može predstavljati novi produkt, kao u disocijativnom mehanizmu ( $A_i + V \rightarrow A_s$ ), gdje je vakancija nestala, a intersticija prešla u supstitucijski defekt).

### 3.4 Defekti kao centri uhvata nosioca naboja

Svaki defekt nastao u kristalnoj strukturi efektivno nosi naboj (pozitivno, negativno ili neutralno nabijeno stanje) i kao takav može predstavljati centar uhvata slobodnih nosilaca naboja (elektrona i šupljina). Na slici 3.8 je prikazan energijski dijagram poluvodiča - gdje je jasno naznačena pozicija novog energijskog stanja koje dolazi od postojanja defekata u materijalu, većina ovih stanja se nalazi u procjepu između valentne i vodljive vrpce. Nosioci naboja mogu popuniti novonastala stanja, a vrijeme koje provedu u tom energijskom levelu se naziva vrijeme zatočenja. Zapravo elektroni i šupljine dolaze u blizinu defekta, koji kao poremećaj u kristalnoj rešetci ima kratko-dosežni privlačni ili odbojni potencijal (ovisno o naboju u odnosu na česticu koja mu prilazi), što za  $e^-$  i  $h$  predstavlja centar uhvata.



Slika 3.8: Prikaz energijskog dijagrama poluvodiča s istaknutim stanjima koja pripadaju različitim defektima. Dani primjeri defekata su česti u siliciju. Izvor: [11]

Akceptore možemo definirati kao nečistoće koje su negativno nabijene nakon okupacije stanja elektronom, a donore kao nečistoće koje su neutralnog naboja nakon okupacije elektronom. U termalnoj ravnoteži, punjenje stanja je određeno Fermije-  
vom razinom. Ako je Fermij linija u dijagramu iznad same razine defekta - nosioci naboja će popuniti to stanje - na slici 3.8 ovo je prikazano simbolima iznad/ispod pune linije. Neki defekti mogu imati više nabojnih stanja, ovdje su prikazani *TDD* (od engl. *thermal double donor*) i *VV*, s tim da su stanja koja pripadaju divakanciji

specifične amfotermne razine koje se ponašaju kao akseptori i kao donori.

Treba razumjeti da stanja koja se nalaze blizu valentne ili vodljive vrpce (nazivaju se plitka stanja, i u njih elektroni i šupljine mogu biti pobuđeni na sobnoj temperaturi) zapravo povećavaju vodljivost poluvodiča omogućavajući većem broju nosioca naboja prelaz u vodljivu vrpcu. Ovo smo već opisali u potpoglavlju 2.2. Materijal se s namjerom dopira nečistoćama koje stvaraju takva stanja. Ipak stanja koja se nalaze daleko od rubova vrpce (duboka stanja) imaju negativan efekt na sakupljanje elektroničkog signala pri korištenju poluvodiča kao detektora. U eksperimentima vrijeme skupljanja naboja na elektrodama može biti kraće ili usporedivo s vremenom na kojem elektroni i šupljine "zapiju" na defektima, stoga se taj naboj neće prikupiti i biti očitao kao struja ili napon. Ovaj mehanizam je odgovoran za smanjenje učinkovitosti skupljanja naboja detektora koji su pretrpjeli oštećenja zbog velike količine defekata proizvedenih zračenjem.

Vrijeme zatočenja na centrima uhvata se može izračunati za elektrone ( $\tau_e$ ) i šupljine ( $\tau_h$ ):

$$1/\tau_e = \sum_{c. \text{uhvata}} c_{e,t} N_t f_{e,t}, \quad (3.11)$$

$$1/\tau_h = \sum_{c. \text{uhvata}} c_{h,t} N_t f_{h,t}, \quad (3.12)$$

gdje se po centrima uhvata sumira produkt: koncentracije pojedinog centra  $N_t$ , vjerojatnosti uhvata elektrona/šupljine u taj centar  $c_{e/h,t}$  i udio neokupiranih u ukupnom broju centara  $f_{e/h,t}$ . Primjerice, za silicij na temperaturi 20 °C, elektron uhvaćen u  $VO^{-/o}$  kompleks se otpušta nakon vremena od 0.4 ns, dok šupljina uhvaćena u  $C_iO_i^{+/o}$  biva oslobođena nakon 7  $\mu s$  [11, str. 200]. Vidimo da uhvat u  $VO^{-/o}$  centar zasigurno neće utjecati na smanjivanje broja skupljenih nosilaca naboja, dok uhvat  $C_iO_i^{+/o}$  može imati utjecaj. Vremena dobivena ovim računom se ponekad ne slažu s rezultatima eksperimenata pa se u prvom redu trebaju koristiti kao indikacija reda veličine vremena na kojoj se efekt zatočenja događa, a ne točne vrijednosti vremena. Treba imati na umu da je često gotovo nemoguće odrediti na kojem je centru bio uhvaćen pojedini nosioc naboja, pa time i eksperimentalno razlučiti koja vrsta defekta je utjecala na smanjenje broja skupljenih naboja. Stoga je i mjerenje vremena

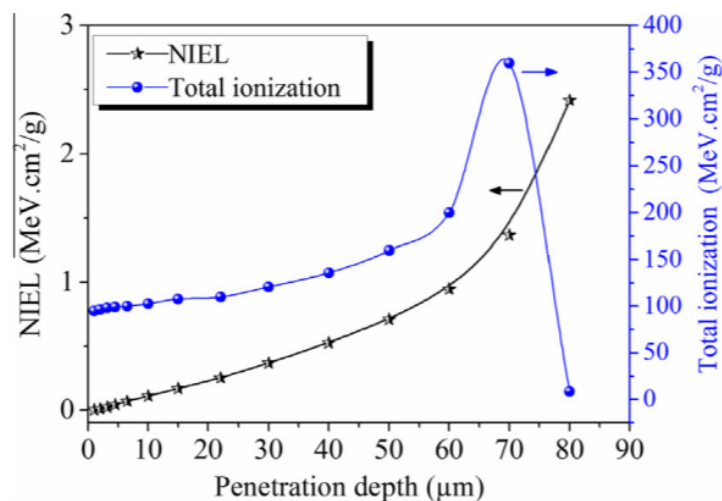
zatočenja za neki centar dosta otežano i nepouzđano.

## 4 Vremenska evolucija broja defekata nakon ozračivanja

Kako smo vidjeli u prethodnom poglavlju točkasti defekti nastali u materijalu kao posljedica ozračivanja stvaraju promjene u energijskoj strukturi poluvodiča i utječu na kretanje slobodnih nosioca naboja. Brojnost defekata nakon njihovog nastanka nije stalna. Oni migriraju kroz kristalnu rešetku i međusobno se rekombiniraju ako je to moguće. U ovom dijelu ćemo usustaviti proučene utjecaje na mobilnost nečistoća i nosioca naboja s poveznicom na eksperimentalno ostvarive uvjete i veličine mjerene za potrebe ovog rada.

### 4.1 Interakcije brzih iona s materijom

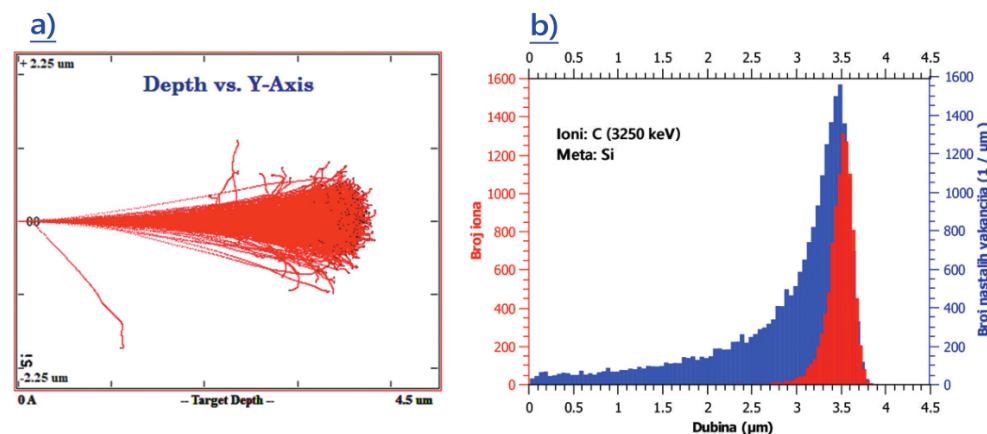
Kada nabijene čestice MeV-skih energija prolaze kroz materijal one gube energiju nizom interakcija, od kojih najveći doprinos imaju neelastični sudari s elektronima preko elektromagnetske sile. Ovi sudari uzrokuju ionizaciju materijala (stvaranje slobodnih elektrona i šupljina). Količina energije koja se izgubi po jedinici duljine dobro je proučena za različite ionizirajuće čestice i materijale, te se može dobiti koristeći dobro poznatu Bethe-Bloch jednadžbu (vidi dodatak C). Ono što je važno za stvaranje defekata je da većina iona u snopu ostaje dobro fokusirana kroz veći dio putanje kroz materijal, sve do zaustavljanja (odnosno većina iona se zaustavlja na istoj prosječnoj dubini, s gausijanskom raspodjelom oko srednje vrijednosti). Sve dubljim prodiranjem ioni gube više energije. Ovo se može vidjeti na slici 4.1.



Slika 4.1: Prikaz izmjerenih vrijednosti ukupnog gubitka energije ionizacijom protona energije 2.55 MeV-a prilikom prolaska kroz silicijsku metu. Odvojenom krivuljom je prikazana i NIEL komponenta. Izvor: [13]

Pred zaustavljanje se javlja tzv. Braggov vrh (karakteristika čestica koje gube energiju po Bethe-Bloch formuli) najvećeg gubitka energije po jedinici duljine. To znači da najviše ionizacije nastaje na mjestu zaustavljanja iona. No na slici 4.1 se može vidjeti i da ne-ionizacijska zaustavna moć (NIEL) koja je odgovorna za izravne sudare s atomima materije (time i za proizvodnju defekata) počinje dominirati tek u krajnjem dijelu putanje ionizirajućeg zračenja.

SRIM (*Stopping and Range of Ions in Matter*) je koristan programski paket za simuliranje interakcije iona s materijom temeljen na Monte Carlo algoritmima. U ovom radu su prikazani rezultati programskog modula TRIM (*Transport of Ions in Matter - transport iona u materiji*) iz SRIM paketa. Ulazni parametri programa su energija i vrsta upadnih iona te specifikacije mete u koju snop ulazi (materijal, debljina itd.)



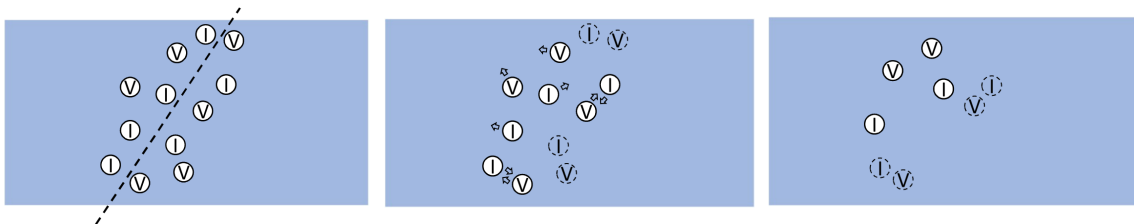
Slika 4.2: Rezultati TRIM simulacije upada 10000 iona ugljika, energije 3.25 MeV na Si metu. a) Prikaz putanje za 1000 iona kroz materijal. b) Prikaz raspodjele doseg upadnih iona, kao i raspodjele nastalih vakancija po mikrometru putanje o mjestu formacije (dubini)

Na slici 4.2 su prikazani rezultati simulacije upada 10000 iona ugljika ( $C^{3+}$ ) energije 3.25 MeV-a na Si metu. Vidimo da ionski snop ostaje dobro fokusiran najveći dio putanje kroz materijal, sve do područja zaustavljanja. Na slici 4.2-(b) prikazana je raspodjele doseg upadnih iona, srednja vrijednost dubine prodiranja je  $3.5 \mu\text{m}$ . Na istom grafu je prikazan i broj generiranih vakancija raspodijeljenih po dubini nastanka (program računa samo vakancije nastale iz prvotne ionizacije i stvaranja Frenkelovih parova). Vidimo da je najznačajniji dio defekata lociran u području gdje se ioni zaustavljaju, što smo očekivali s obzirom da je NIEL tu najveći. Ipak postoji i dugi rep raspodjele nastalih vakancija duž cijele dubine prolaska ionizirajućeg zračenja. Simulacija je dala prosječan broj od 1165 vakancija generiranih po jednom upadnom

ionu. Možemo primijetiti da ioni ugljika energije 3.25 MeV-a prodiru samo nekoliko mikrometara u materijal prije zaustavljanja, dok protoni manje energije 2.55 MeV-a (pogledati ponovno sliku 4.1) prodiru sve do 80  $\mu\text{m}$  dubine. Ipak manja masa koja čini protone jako prodornima, ih istovremeno čini slabo oštećujućima u smislu proizvodnje točkastih defekata - TRIM simulacija za protone ove energije daje samo 40 vakancija proizvedenih po upadnom ionu.

## 4.2 Kaskadne termalizacije i dinamičko napuštanje

Vidjeli smo da ioni unutar snopa MeV-skih energija prilikom prodora u kristalnu strukturu materijala ostaju na približno pravocrtnoj putanji sve do točke zaustavljanja. To znači da volumen u kojem nastaje većina defekata uzrokovanih sudarima iona s atomima, za snop koji na ulazu u poluvodički detektor ima mikrometarski profil, ostaje unutar cilindra mikrometarskog polumjera, koji se širi s dubinom prodora. U tom području nastaju cijele kaskade Frenkelovih parova, a zbog velike gustoće defekata postoji znatna mogućnost rekombinacije vakancija i vlastitih intersticija ( $I_s$ )<sup>2</sup>. Ta inicijalna rekombinacija Frenkelovih parova ( $V + I_s \rightarrow \emptyset$ ) je shematski prikazana na slici 4.3; naziva se kaskadna termalizacija i odvija u pikosekundnim vremenskim prozorima [14].



(a) Putanja prolaska ionizirajuće čestice je prikazana blizu (unutar udaljenosti  $R$ ) cijom došli blizu su se rekombiniraju, a sve ostali binirali i preživio je samo dio nastaje u kristalnoj rešetci. defekti nasumično migriraju. početno stvoreni defekata.

Slika 4.3: Shematski prikaz inicijalne rekombinacije frenkelovih parova (parova vakancija  $V$  i intersticija  $I$ ) nakon prolaska ionizirajućeg zračenja.

Defekti koji prežive kaskadne termalizacije su oni koji dalje slobodno migriraju materijalom, stvaraju komplekse i utječu na degradaciju performansi poluvodiča kao

<sup>2</sup>Treba pripaziti: ukoliko ion ulaznog snopa izbači atom poluvodiča i sam se zaustavi u blizini mjesta interakcije tada nastaju vakancija, vlastita intersticija (izbači atom) i intersticija koja pripada ionu  $I_{ion}$ . Nas ovdje zanimaju samo rekombinacije  $I_s$  i  $V$  jer je rekombinacija  $I_{ion}$  i  $V$  znatno manje vjerojatna s obzirom da se većina iona ne zaustavi sve do kraja putanje.

detektora čestica.

Primjenjujući model iz potpoglavlja 3.3 na rekombinaciju  $V + I_s \rightarrow \emptyset$  u siliciju, eksperimentalni podaci kažu da je polumjer uhvata  $\approx 5 \text{ \AA}$  [5, str. 171.], dok se za koeficijent difuzije uzima onaj za vakancije s obzirom da su one znatno mobilnije na sobnoj temperaturi (intersticije dominiraju na temperaturama većim od  $\approx 1000 \text{ }^\circ\text{C}$ ) koji je dan izrazom [29, str. 7.]:

$$D_v = 3.7 \cdot 10^{-4} \exp(-0.33/k_B T) \text{ cm}^2/\text{s}, \quad (4.1)$$

iz čega se dobije da je na sobnoj temperaturi difuzivnost vakancija u siliciju  $D_v(300 \text{ K}) = 1.0578 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^2/\text{s} = 0.10578 \text{ } \mu\text{m}^2/\text{s}$ . Odnosno vidimo da su vakancije znatno mobilne na mikrometarskim skalama u pikosekundnim vremenima.

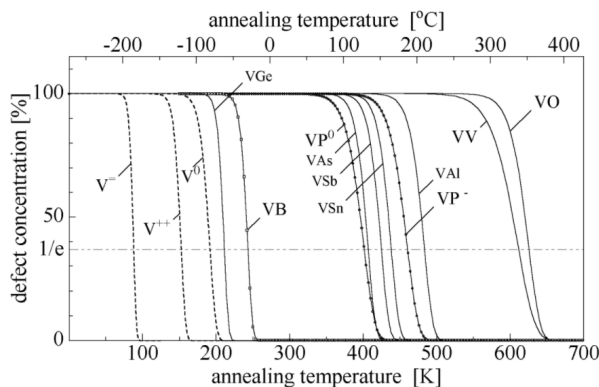
Nakon završetka procesa kaskadnih termalizacija, preživjeli defekti nastavljaju difundirati kristalnom strukturom. Njihova brzina kretanja je i dalje nepromijenjena, ali sada postoji znatno manja mogućnost rekombinacije ili stvaranja kompleksa s obzirom da je lokalna gustoća defekata opala. Procesi koji su odgovorni za smanjenje broja defekata na ovim duljim vremenskim skalama (milisekunde, sekunde, minute i dulje) se nazivaju procesi dinamičkog napuštanja (*engl. dynamic annealing*). Tehnološka važnost ovih procesa je u tome što je poznato da se držanjem poluvodičkog materijala na visokoj temperaturi nekoliko sati može anilirati<sup>3</sup> veliki broj točkastih defekata stvorenih recimo prilikom prethodnog ozračivanja. Razlog je taj što povišenjem temperature koncentracija defekata u materijalu može znatno opasti zbog naglog porasta mobilnosti istih. Postizanjem dovoljne mobilnosti defekti će jednostavno napustiti područje nastanka i migrirati do površine materijala (i time biti efektivno izbačeni) ili će naići na parnjaka s kojim će se rekombinirati. Stoga tipičan graf koncentracije točkastih kompleksa defekata u ovisnosti o temperaturi izgleda kao na slici 4.4 gdje su prikazane krivulje koncentracije za defekte nastale od vakancija. Vidimo da sve krivulje imaju jednako ponašanje - koncentracija defekata ostaje stalna do dolaska na kritičnu temperaturu (različitu za pojedinu vrstu kompleksa) kada naglo pada, što znači da držanjem uzorka na toj temperaturi možemo

<sup>3</sup>S obzirom na redovitu uprabu engleskog pojma *annealing*, a u nedostatku ustaljenog hrvatskog prijevoda, po potrebi ćemo koristiti ovu neslužbenu usvojenicu.

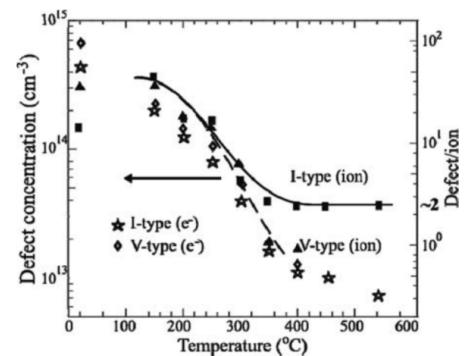


efektivno očistiti određenu vrstu nečistoća iz materijala.

Na slici 4.5 je prikazana koncentracija intersticija i vakancija sadržanih u svim kompleksima nečistoća u siliciju, nakon držanja 30 minuta na različitim temperaturama, koji je ozračen dvama različitim vrstama snopova: Si energije 1.2 MeV-a i elektronima energije 9.2 MeV-a. Ovdje se može uočiti zanimljivo ponašanje u kojem značajno veći broj intersticija postoji u siliciju ozračenom istom vrstom iona u odnosu na materijal ozračen elektronima zbog efekta ugrađivanja iona u kristalnu strukturu (što je posebno olakšano kada su snop i meta od istog kemijskog elementa). Za Si ozračen elektronima vidimo da se broj intersticija i vakancija u materijalu smanjuje proporcionalno, tako da je relativni početni omjer stvorenih  $I$  i  $V$  očuvan.



Slika 4.4: Prikaz temperaturne ovisnosti koncentracije kompleksa defekata nastalih od vakancija. Sve krivulje ovisnosti imaju slično ponašanje - koncentracija naglo pada dostizanjem određene kritične temperature. [11]



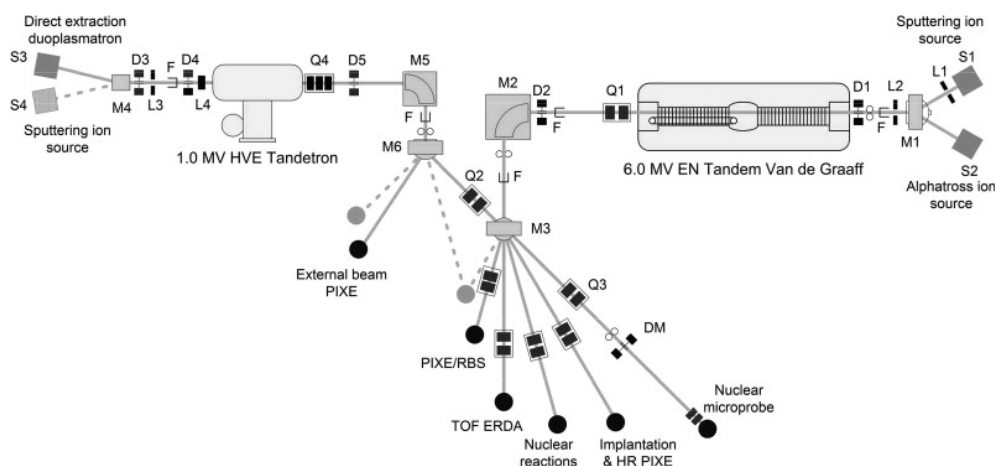
Slika 4.5: Ovisnost koncentracije defekata koji sadrže intersticije (I-type) i vakancije (V-type) u siliciju ozračenom snopom: 1.2 MeV Si ( $I = \blacksquare$ ,  $V = \blacktriangle$ ) i 9.2 MeV-a elektronima ( $I = \star$ ,  $V = \diamond$ ). [5]

Kako je već napomenuto procesi dinamičkog napuštanja nečistoća se proučavaju primarno radi svoje tehnološke važnosti čišćenja materijala, tako da su uspostavljene često standardizirane procedure držanja poluvodičkog materijala na određenoj temperaturi u vremenskom periodu razine sati ili dana (primjerice: međunarodna organizacija za standarde, *ASTM International*, propisuje da se nakon ozračivanja poluvodičke komponente ostave 24 sata na 80 °C i atmosferskom tlaku radi stabilizacije broja oštećenja [15]). Možemo stoga reći da su mikroskopski procesa ponašanja defekata na vremenskim razinama dužim od pikosekundi fundamentalno slabije razjašnjeni, dok je primarni fokus bio na razumijevanju njihovih posljedica na svojstva materijala. Stoga smo u ovom radu dio mjerenja usmjerili na rasvjetljavanje ponašanja defekata u tim vremenskim skalama.

## 5 Pregled eksperimentalne opreme i tehnika korištenih pri mjerenjima

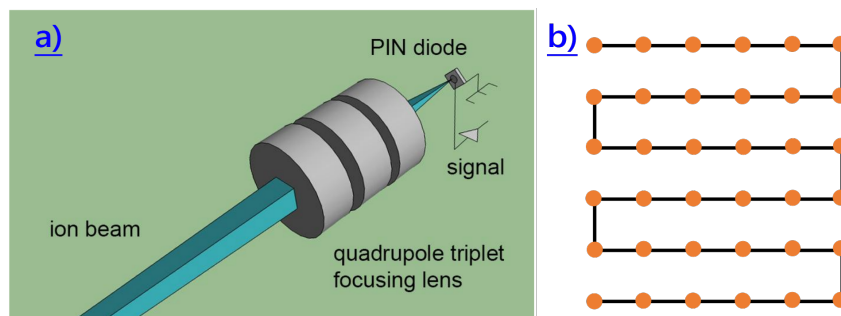
### 5.1 Akceleratorski sustav i nuklearna mikroproba

Mjerenja su izvođena na akceleratorском kompleksu u "Laboratoriju za interakcije ionskih snopova" IRB-a (dalje u tekstu LIIS). Laboratorij je opremljen s dva elektros-tatska tandem akceleratora (6.0 MV HV EN Tandem Van de Graaff i 1.0 MV HVE Tandetron). Za dobivanje snopa u našim mjerenjima korištena su oba akceleratora. Sustav omogućuje proizvodnju čitavog niza iona MeV-skih energija. Tandetron akcelerator je opremljen s dva ionska izvora: Duaplazmatron za dobivanje iona vodika, te raspršivački izvor SNICS za ostale ione (npr. Li, C, O, Si, itd.) Tandem akcelerator je također opremljen s dva ionska izvora: Alphantross koji se koristi za lake ione (helij i vodik) , te SNICS kao u tandetronu. Izlazi iz akceleratora su priključeni na 8 eksperimentalnih linija na čijim krajevima se nalaze komore s opremom za proučavanje efekata interakcije snopa s metama koje se ispituju. U radu sa snopovima visokih energija cijeli sustav u kojem ioni putuju se nalazi pod visokim vakuumom (reda veličine  $10^{-6}$  mbar-a) radi izbjegavanja interakcija s česticama zraka, postizanja boljeg fokusa ionskog snopa itd. Na slici 5.1 je shematski prikazan akceleratorски kompleks s eksperimentalnim linijama.



Slika 5.1: Shematski prikaz akceleratorskog kompleksa u sklopu LIIS laboratorija. Nuklearna mikroproba je na slici najdesnija od eksperimentalnih linija.

Nuklearna mikroproba je akceleratorска linija koja se koristi za fokusiranje snopova MeV-skih energija na profile mikrometarskih dimenzija. Fokusiranje snopa je pojednostavljeno prikazano na slici 5.2-(a).



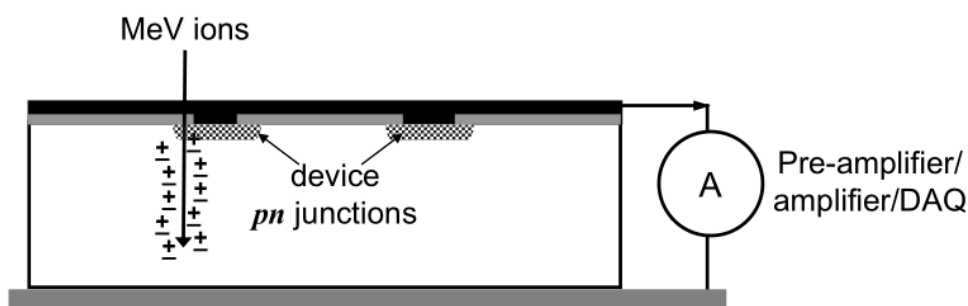
Slika 5.2: a) Pojednostavljeni prikaz fokusiranja ionskog snopa na nuklearnoj mikroprobi. Prolaskom snopa iona kroz tri magnetska kvadrupola profil snopa se može umanjiti na mikrometarske dimenzije. U našim mjerenjima u fokusu snopa se nalazila poluvodička dioda. [16] b) Ilustracija "cik-cak" kretanja snopa po uzorku s uključenim magnetskim skenerom.

Tri magnetska kvadrupola se nalaze ispred vakuumske komore koja je na kraju eksperimentalne linije. U komoru se postavljaju uzorci i detektorski sustavi kojima se ispituju reakcije iona s materijalom. Prolaskom iona kroz magnetski kvadrupol (koji služi kao leća u ionskoj optici) vrši se fokusiranje u jednoj osi (snop je planarno fokusiran), stoga idući kvadrupol ima rotaciju magnetskih polova za  $90^\circ$  pa se dva planarna fokusa slože u točkasti profil snopa na izlazu. Treći kvadrupol služi za korekcije fokusa zbog razmaka žarišta dva prethodna. Moguće su i konfiguracije samo s 2 ili s 4 kvadrupola. Fokus snopa pada na uzorak, i u idealnom slučaju intenzitet ima gausijanski profil u obje dimenzije okomite na površinu uzorka. Intenzitet snopa se dodatno reducira objektnim i kolimatorskim slitovima (mehaničke prepreke na optičkoj putanji snopa koje sprječavaju širenje iona izvan područja definiranog njihovim otvorom).

Nuklearna mikroproba je opremljena i sa sustavom za kontrolirano magnetsko otklanjanje snopa, tj. skenerom. Softverskom kontrolom skenera moguće je definirati područje na diodi koje će biti ozračeno. Prilikom skeniranja snop se po uzorku kreće "cik-cak" putanjom kako je prikazano na slici 5.2-(b). Ovim sustavom se može kontrolirano oštećivati dijelove diode i potom uspoređivati razlike između oštećenih i neoštećenih dijelova. Primjer izgleda dijela površine diode koja ima takva kontrolirana ozračena područja je prikazan na slici 6.2.

## 5.2 IBIC metoda

IBIC (engl. *Ion Beam Induced Charge*) mikroskopija je često korištena tehnika u proučavanju svojstava mikroelektroničkih uređaja i općenito procesa na mikroskopskoj razini u kristalnoj strukturi poluvodiča. U eksperimentima se IBIC metodom na kontaktima skuplja naboj induciran prolaskom ionizirajućeg zračenja kroz osjetljivi volumen diode (vidi sliku 5.3). Oko ionske putanje se stvara niz parova elektron-šupljina (primarna ionizacija) koji se pod utjecajem vanjskog napona skupljaju na kontaktnim područjima anode i katode s osjetljivim volumenom.

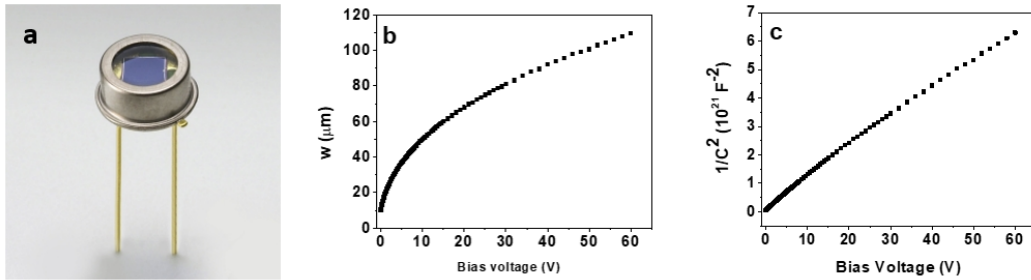


Slika 5.3: Geometrija postava korištenog za IBIC mikroskopiju - ion prolazi osjetljivim volumenom diode i proizvodi ionizaciju duž putanje. Izvor: [17]

Korištenjem skenera na nuklearnoj mikroprobi u kombinaciji s IBIC-om moguće je skenirati snop preko površine ispitivane diode i bilježiti broj skupljenih događaja u ovisnosti o poziciji koju rekonstruira softver na osnovu mjesta otklona snopa u danom trenutku. Često se koristi i tehnika TRIBIC (engl. *Time-Resolved IBIC*) mikroskopije, koja osim razlučivanja prostornih informacija, omogućuje i vremensko razlučivanje, više detalja o tome može se naći u [17]. Dakle, dioda se koristi i kao uzorak koji se ispituje i kao detektor. Dodatna prednost je da nabijeni ioni u snopu ostaju na pravocrtnoj putanji kroz više mikrometara poluvodiča (dubina prodiranja snažno ovisi o masi iona, kao i energiji), tj. defokusiranje se odvija tek pred kraj putanje kada se ioni apsorbiraju u materijalu. Time snop iona mikrometarskog profila samo lokalno oštećuje poluvodič i moguće je dobro kontrolirati dubinu i lokaciju nastalih oštećenja. Isti snop možemo koristiti i za IBIC metodu, tj. detektirati oštećenja stvarajući događaje jednakom preciznošću kao i pri oštećivanju zbog čega je ova metoda iznimno osjetljiva na električki aktivne defekete u kristalnoj rešetci, a kako je koristimo u kombinaciji s razlučivošću definiranom mikrometarskim fokusom snopa, s pravom je nazivamo mikroskopskom tehnikom.

### 5.3 Poluvodičke diode i sustav za elektroničko procesuiranje signala

U prethodnom poglavlju o IBIC tehnici objasnili smo da su ispitivani uzorci prilikom ozračivanja poluvodičke diode, koje su istovremeno i detektori čestica prilikom IBIC skeniranja. Važno je stoga upoznati neke važnije detalje korištenih detektora; a imali smo dostupne dvije vrste: Si PIN foto-diodu, i 4H-SiC Schottky diodu n-tipa.



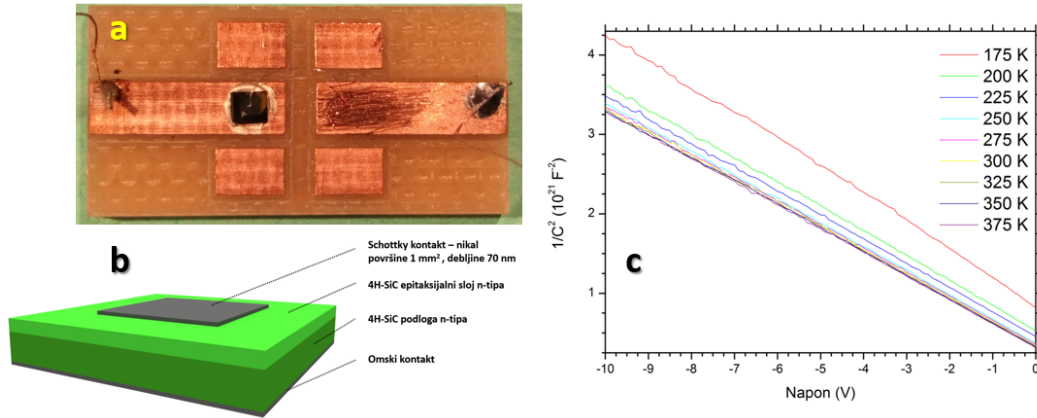
Slika 5.4: Hamamatsu Si PIN dioda, model: S1223. a) Izgled diode - vidljivo je okruglo kućište sa staklenim prozorom ispod kojeg je osjetljivi poluvodički volumen površine  $3.6 \times 3.6$  mm. b) Ovisnost debljine područja osiromašenja o primijenjenom reverznom naponu. c) Inverzni kvadrat kapaciteta u ovisnosti o reverznom naponu. Prikazani rezultati su izmjereni u LIIS raboratoriju IRB-a prije pisanja ovog rada.

Na slici 5.4-(a) je prikazan jedan primjerak korištenih silicijevih PIN dioda, proizvođača "Hamamatsu", model: S1223. Gornja osjetljiva površina poluvodiča ima kvadratne dimenzije ( $3.6 \times 3.6$  mm), koje se nalaze ispod staklenog prozorčića koji je morao biti uklonjen prije ispitivanja. Sva mjerenja su provedena u mraku s obzirom da je detektor foto-osjetljiv. PIN diode, kao ova, imaju intrinzični sloj poluvodičkog materijala između P i N dopiranih područja, ovaj sloj služi samo za povećavanje osjetljivog volumena. Naime, preko njega formirani p-n spoj ima sve karakteristike kao i izravni spoj dopiranih dijelova. Ukupna debljina P, I i N dijelova iznosi 2.8 mm [31]. Na slici 5.4-(b) prikazani su rezultati ovisnosti debljine zone osiromašenja o reverznom naponu, minimalna širina iznosi približno  $10 \mu\text{m}$  i raste s korijenom napona, kako je i očekivano po jednadžbi 2.7. Na slici 5.4-(c) su prikazani rezultati mjerenja ovisnosti inverza kvadrata kapaciteta o reverznom naponu. Iz ove linearne ovisnosti se može izvući broj dopanada u strukturi (pogledati [32]). Koristimo sljedeći izraz:

$$N_D(d_{\text{zona}}) = \left( \frac{q\epsilon A^2 \frac{d(1/C^2)}{dV}}{2} \right)^{-1}, \quad (5.1)$$

koji vrijedi za planarnu geometriju osjetljivih slojeva diode,  $A$  je površina plohe diode

(ovdje:  $12.96 \text{ mm}^2$ ). Ovisnost o širini područja osiromašenja je implicitno sadržana u ovisnosti o reverznom naponu. Napravljen je izračun za n dopirani sloj detektora. Koncentracija donora se kreće u rasponu  $\approx (4 - 7) \cdot 10^{-12} \text{ cm}^{-3}$  (brojnost raste lagano s dubinom).



Slika 5.5: 4H-SiC Schottky dioda proizvedena u CRIEPI\* institutu [26]. a) Prikaz pločice s detektorom - omski kontakt diode (crni kvadratić) je spojen na lijevu metalnu pločicu. Zlatna žičica vodi kontakt s gornje površine na drugu metalnu pločicu. b) Shematski prikaz dijelova Schottky diode. c) Ovisnost inverznog kvadrata kapaciteta o reverznom naponu, na različitim temperaturama; izvor podataka: [27].

\* Central Research Institute of Electric Power Industry, Japan.

Na slici 5.5-(a) je prikazan izgled korištenih SiC detektora, koji su izvedeni kao Schottky diode. Za razliku od prethodno opisane Si diode, ovi detektori nisu komercijalni proizvod. Sama detektorska površina je crni kvadratić na lijevom metalnom kontaktu. Shema detektora je prikazana na slici 5.5-(b), osjetljiva površina ( $1 \text{ mm}^2$ ) na vanjskoj plohi je izvedena Schottky spojem metala nikla i 4H-SiC n-tipa. Rezultati ovisnosti inverznog kvadrata kapaciteta o reverznom naponu su dani na slici 5.5-(c). Možemo iskoristiti opet relaciju 5.1 za određivanje koncentracije donora, dobiva se:  $N_D \approx (4 - 5) \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ , tj. približno konstantno kroz dubinu područja osiromašenja.

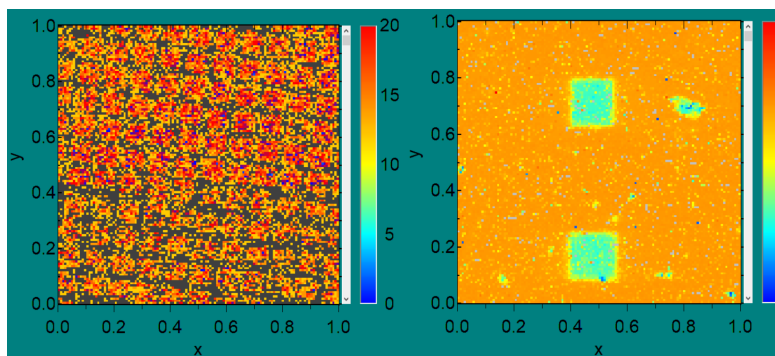
Izlazni signal za obje vrste korištenih poluvodičkih detektora je procesuiran predpojačalom i pojačalom te dovoden na ADC jedinicu koja je podatke prenosila na računalo opremljeno upravljačkim softverom *Spector v2* (razvijenim u LIIS laboratoriju), koji osim obrade i spremanja podataka ima mogućnost kontrole nekih sustava na eksperimentalnim linijama što će naknadno još biti pojašnjeno. U elektroničkom lancu za obradu podataka koristili smo još i brzi elektronički brojač signala te digitalni osciloskop.

## 6 Ozračivanje ionskim snopovima različite gustoće

### 6.1 Definiranje prostorne skale

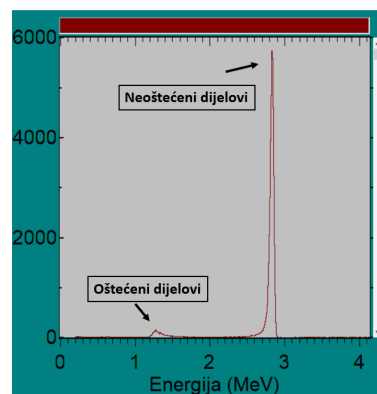
Kako je već objašnjeno u svim mjerjenjima s IBIC mikroskopijom korišten je skenerski sustav za otklanjanje snopa, kojim su se prikupljali podaci o broju događaja u ovisnosti o lokaciji na površini detektora. Softverom kontroliramo područje skeniranja, ali je područje podijeljeno na konačan broj piksela kojima ne znamo realnu dimenziju. Da bi se odredilo kolika je prostorna skala područja dostupnog za skeniranje, postavljena je mikroskopska mrežica s 1000 zareza po inču u fokus snopa, te je skenirano uz maksimalni otklon snopa. Detektor, postavljen iza mrežice je prikupljao događaje koji su grafički prikazani na slici 6.1. Brojanjem zareza, uz jednostavna trigonometrijska razmatranja, određeno je da x i y os područja skeniranja imaju jednak raspon od 0.0274 cm. Kako softver radi podjelu slike na  $128 \times 128$  piksela, znamo da je površina jednog piksela  $(2.141)^2 \mu\text{m}^2$ .

Ovakva procedura za definiranje prostorne skale je napravljena pri svakom novom setu mjerenja, tj. pri svakoj izmjeni ispitivane diode u komori na nuklearnoj mikroprobi. U idućim poglavljima stoga neće biti posebno izdvajana informacija o konverziji piksel - površina, već će korištenje prostorne dimenzije ozračenog ili skeniranog područja biti korišteno po potrebi uz razumijevanje da je podatak dobiven na prethodno opisani način.



Slika 6.1: Prikaz događaja detektiranih nakon prolaska kroz mikroskopsku mrežicu u 2D histogramu. Podaci su korišteni za kalibraciju prostorne skale.

Slika 6.2: Događaji zabilježeni IBIC metodom u ovisnosti o poziciji upada snopa. Manji broj događaja je zabilježen u ozračenim područjima.



Slika 6.3: Prikaz energijskog spektra broja događaja zabilježenog skeniranjem područja prikazanog na slici 6.2.

## 6.2 Proučavanje utjecaja na vremensku evoluciju broja defekata u Si diodi

Mikroskopska mrežica s detektorom je zamijenjena PIN diodom koja je spojena kao detektor u IBIC metodi, kako je već opisano. Softverski su definirana dva područja veličine  $20 \times 20$  piksela ( $42.82 \times 42.82 \mu\text{m}$ ) koja su ozračena snopom iona ugljika ( $\text{C}^{3+}$ ) energije 3.25 MeV-a, frekvencije 40 kHz, ali s bitnom izmjenom jednog parametra. Naime prilikom iradijacije, snop se po definiranom području, zahvaljujući magnetskom otklanjanju u skeneru, kretao kako je shematski prikazano na slici 5.2-(b) u cik-cak putanji, pri tome se na donjoj sekciji zadržavajući  $\eta_1 = 10000 \mu\text{s/piksel}$ , a na gornjoj  $\eta_2 = 100 \mu\text{s/piksel}$ . U daljnjem tekstu će se koristiti oznake  $\eta_1$  i  $\eta_2$  za dvije konfiguracije ozračivanja uzorka.

Cilj ovog eksperimenta bio je ispitati utječe li vrijeme zadržavanja fokusa snopa u nekoj poziciji (mikrometarske prostorne dimenzije) na detektoru, na količinu stvorenih defekata. Ova ideja će biti dodatno razjašnjena u daljnjem tekstu.

Važno je stoga bilo i održati jednaku dozu zračenja ispuštenu u sekcije  $\eta_1$  i  $\eta_2$ , elektroničkim brojačem je izmjereno približno  $2 \cdot 10^6$  događaja prilikom oba izlaganja, no kako nije postojao automatizirani mehanizam koji bi prekinuo snop na definiranoj vrijednosti brojača, to je obavljano ručno, pa određena greška postoji. Iz ovog se može izračunati da je prilikom početne iradijacije u trajanju  $\approx 50$  sekundi, za vrijeme skeniranja po površini, snop na područje jednog piksela došao 1250 puta u razmacima od prosječno 40 ms u slučaju brzine  $\eta_2$  (odnosno 100 puta rjeđe, 12 ili 13 puta u razmacima  $\approx 4$  s, u slučaju  $\eta_1$ ) pri tome svaki put ispuštajući prosječno 4 iona (za brzinu  $\eta_2$ ), odnosno 400 iona (za brzinu  $\eta_1$ ).

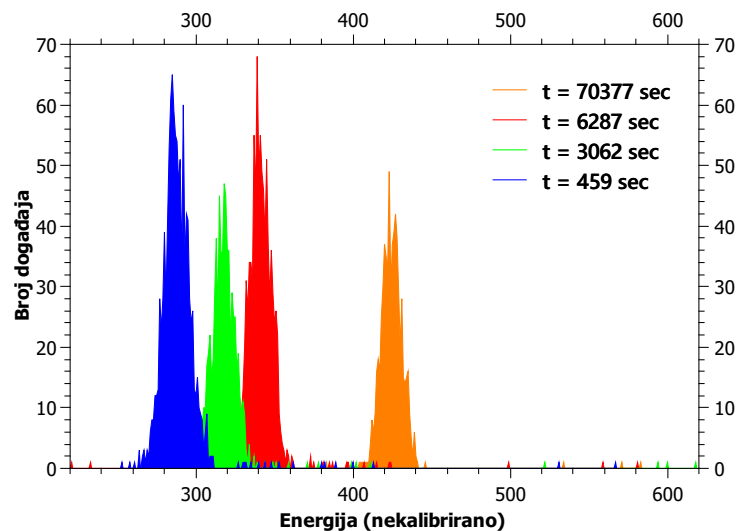
Nakon početnog ozračivanja izvršeno je nekoliko serija skeniranja ukupnog područja ( $128 \times 128$  piksela). skeniranje označava da smo minimlano oštećujućim ionskim snopom ispitali navedenu površinu, i pri tome korištenjem IBIC metode skupljali informacije o usrednjenoj amplitudi nabojnog pulsa u ovisnosti o poziciji na diodi. Ovi podaci su korišteni za određivanje vremenske evolucije CCE-a (a time i broja defekata) na način koji će biti opisan u tekstu koji slijedi.

Na slici 6.2 su prikazani rezultati IBIC skeniranja, napravljenog nakon ozračivanja oba područja. Jasno se vidi da je visina usrednjenog pulsa u energijskoj skali u ozračenim područjima manja nego u okolnim neoštećenim dijelovima. S obzirom



da neoštećena PIN dioda s vanjskim naponom u zapornom režimu sakuplja sav naboj koji prolazi (100% CCE) [16], što znači da možemo izbrojati događaje u nabojnom pulsu u oštećenom području, i događaje prikupljene na jednakoj površini u neoštećenom području, te njihovim dijeljenjem dobiti CCE za oštećeni dio. Kako je visina amplitude naboja proporcionalna energiji, ovo je ekvivalentno dijeljenju vrijednosti energije događaja iz spektara ozračenog i zdravog dijela diode. Radi izbjeganja rubnih efekata, odabrani su centralni dijelovi od  $10 \times 10$  piksela iz oštećene sekcije i  $10 \times 10$  pikselni dijelovi iz neoštećene sekcije (dakle i podatke za neoštećeni dio smo izdvajali iz pripadnih mjerenja za taj vremenski trenutak, da bi u obzir uzeli i moguće malo opadanje CCE-a od ozračivanja skeniranjem)<sup>4</sup>.

Na slici 6.3 je prikazan energijski spektar za područje skenirano IBIC-om vidljivo na slici 6.2, gdje se vide doprinosi od oštećenih i neoštećenih dijelova; a na slici 6.4 su zajedno prikazani spektri događaja koji pripadaju dijelu ozračenom snopom  $\eta_2$  (donja sekcija) u različitim vremenskim trenucima nakon ozračivanja. Spektri se sastoje od karakterističnog maksimuma čija se pozicija određivala gausijanskom prilagodbom. Vidljivo je da s prolaskom vremena, oštećeni dio detektora ima maksimum na većoj energiji, pa time i CCE raste.



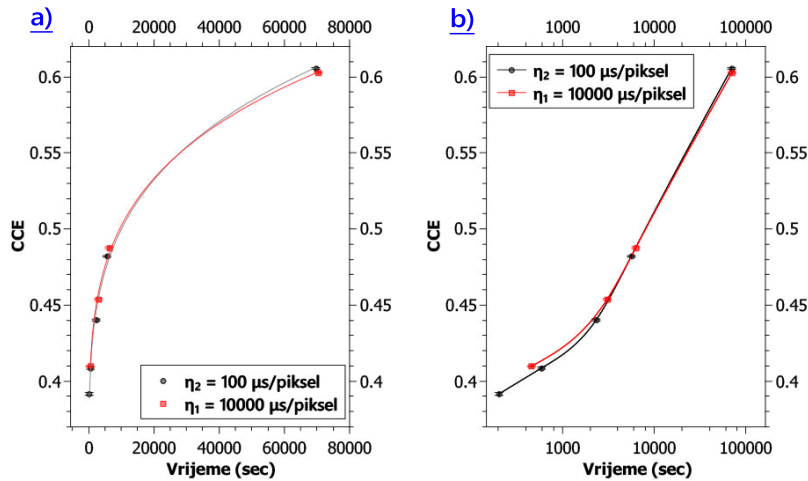
Slika 6.4: Zajednički prikaz energijskih spektara oštećenog dijela diode, ozračenog brzinom otklona snopa  $\eta_2$ , u različitim vremenskim trenucima nakon prvotne radijacije. Nad maksimumima je provedena gausijanska prilagodba radi određivanja pozicije u energiji.

Slični gausijanski maksimumi se dobivaju i u spektrima za drugo oštećeno po-

<sup>4</sup>Ovo je standardizirana procedura određivanja CCE-a ozračenog dijela detektora iz podataka dobivenih IBIC skeniranjem i neće biti ponovno opisivana u idućim mjerenjima.

druže, kao i za podatke iz neoštećenih dijelova, pa oni nisu posebno prikazivani.

Sada možemo prikazati rezultate obrade podataka za vremensku ovisnost učinkovitosti skupljanja naboja, za dva područja oštećena ionima na prethodno opisani način. Na slici 6.5 su prikazani ovi podaci u linearnoj i logaritamskoj vremenskoj skali.



Slika 6.5: Prikaz vremenske evolucije CCE-a za dvije brzine kretanja snopa pri ozračivanju u: a) linearnoj i b) logaritamskoj vremenskoj skali. Greške dolaze od gausijanskih prilagodbi maksimuma (vidi sliku 6.4 i iznose manje od 1% vrijednosti). CCE je u oba slučaja porastao s  $\approx 0.4$  na  $\approx 0.6$  u razmaku od približno 70000 sekundi. Brzina oporavka CCE-a opada s vremenom.

S obzirom da su početna ozračivanja napravljena u različitim vremenskim trenucima, IBIC skenovi daju informacije o CCE-u za dva ozračena područja s malim vremenskim odmakom, što je bolje vidljivo na grafu s logaritamskom vremenskom skalom. Napravljena je prilagodba funkcijom korijen n-tog reda oblika  $A + B \cdot x^{1/C}$ , koja je za parametar C dala  $C = 5 \pm 1$  u oba slučaja. Vremenski trend oporavka učinkovitosti skupljanja naboja je najjači na početku, nakon čega stagnira u rastu. U navedenom vremenskom rasponu CCE se oporavio s  $\approx 0.4$  na  $\approx 0.6$ . Ovaj oporavak je značajan i pokazuje da u vremenskoj skali od jednog dana, na sobnim temperaturama postoje znatne migracije defekata (procesu dinamičkog napuštanja), koji posljedično difundiraju iz oštećenog dijela i/ili se rekombiniraju u odgovarajućim reakcijama u kristalnoj rešetci. Kako nismo pravili detaljnije proučavanje koje su vrste defekata dominantno nastajale prilikom upada 3.25 MeV-skih C iona na čisti Si, što se uz određene aproksimacije može napraviti, dobiveni rezultat oporavka CCE-a se ne može konkretnom kvantifikacijom usporediti s teorijskim očekivanjem.

Ovim setom mjerenja zapravo nismo primarno željeli istražiti količinu defekata koji se na sobnoj temperaturi aniliraju iz oštećenih područja nego utjecaj gustoće

ionskog toka na trend rekombinacije i migriranja defekata. Varijacija gustoće brzih iona u našem mjerenju zapravo simulira efekt promjene vremena zadržavanja snopa na jednom pikselu.

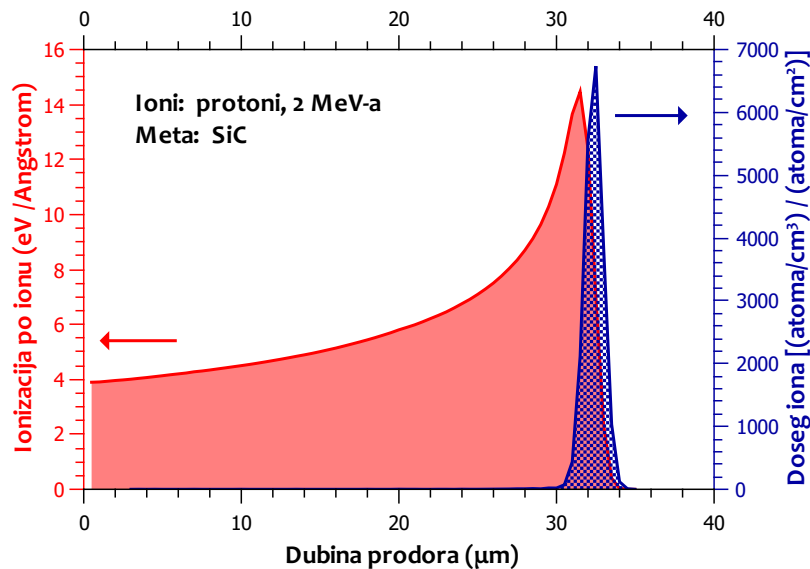
Ideja je bila da ovaj efekt dovoljno značajno utječe na broj iona koji u malom vremenskom prozoru prolete dovoljno blizu jedni drugima da izazovu veću vjerojatnost rekombinacije nastalih defekata. Vodeći se jednostavnim modelom za vjerojatnost interakcije vakancije i intersticije opisanom u potpoglavlju 3.3, zapravo želimo provjeriti jesu li promjene vremena zadržavanja snopa na površini jednog piksela mogle utjecati na promjenu broja rekombiniranih frenkelovih parova unutar pikosekundih vremena kaskadnih termalizacija. Na dio površine  $R^2\pi$ , gdje je  $R \approx 5 \text{ \AA}$  radijus uhvata za reakciju  $V + I_s \rightarrow \emptyset$ , upalo približno  $\approx 70$  iona za snop  $\eta_2$  odnosno 100 puta manje za snop  $\eta_1$ , a prisjetimo se da je TRIM simulacija dala prosječan broj vakancija nastalih po upadnom ionu po  $\mu\text{m}$  dubine - 1165. Iz ovoga imamo prosječnu koncentraciju vakancija (i intersticija, pod pretpostavkom da su jednake) u cilindričnom volumenu baze  $R^2\pi$  i debljine  $1 \mu\text{m}$ , što zajedno s koeficijentom difuzije za vakancije iz izraza 4.1, uvrštavamo u jednadžbu 3.10. Dobivamo da je u vremenu od 1 pikosekunde vjerojatnost rekombinacije Frenkelovog para za područje ozračeno snopom  $\eta_2$  jednaka  $6.9 \cdot 10^{-5}$ , odnosno još 100 puta manja za područje ozračeno snopom  $\eta_1$ . Dakle unutar vremena kaskadnih termalizacija dovoljno bliski prolasci dva iona da izazovu rekombinaciju frenkelovih parova su utjecali na rekombinacije reda veličine jednog u 100 000 iona i rjeđe. Time možemo utvrditi da je utjecaj bio zanemariv, pa su i krivulje oporavka CCE-a za dva ozračenja jednake u ponašanju i trendu. Za uočavanje utjecaja na rekombinacije unutar pikosekundih vremena trebali bi imati nekoliko redova veličine veće frekvencije toka ionskog snopa što na postojećem akceleratorском sustavu nije moguće postići.

## 7 Karakterizacija SiC detektora

### 7.1 Određivanje debljine osjetljivog volumena

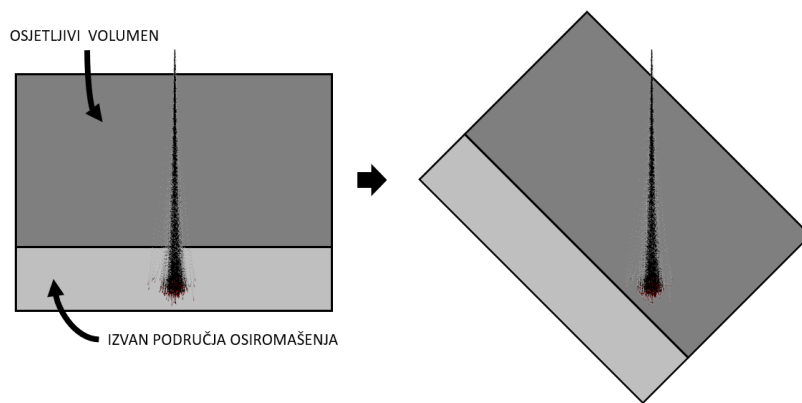
Tehnička izvedba SiC dioda korištenih u mjerenjima je opisana u potpoglavlju 5.3. Ipak trebalo je provjeriti debljinu osjetljivog volumena diode, s obzirom da je poznato da su postojale barem tri različite izvedbe debljine: 25  $\mu\text{m}$ , 48  $\mu\text{m}$  i 120  $\mu\text{m}$ .

Detektor pretpostavljene debljine osjetljivog volumena od 25  $\mu\text{m}$  smo postavili u nuklearnu mikroprobu, pod snop 2 MeV-skih protona. TRIM simulacija (prikazana na slici 7.1) nam pokazuje da protoni ove energije prodiru prosječno 32.1  $\mu\text{m}$  u materijal. Na istoj slici je prikazan i ionizacijski profil gubitka energije protona, vidljiv je maksimum gubitka energije (Braggov vrh) pri kraju putanje.



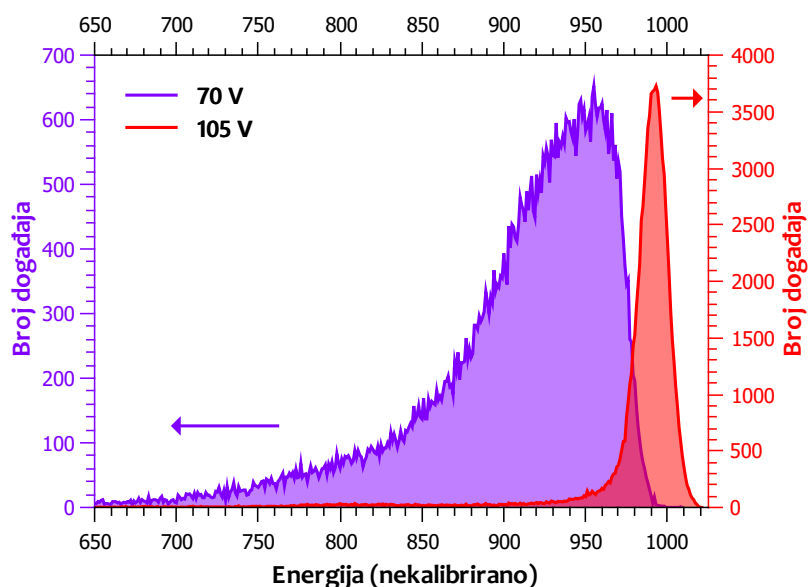
Slika 7.1: Rezultati TRIM simulacije upada 20000 protona energije 2 MeV-a na metu SiC gustoće 3.21 g/cm<sup>3</sup>. Prikazani su rezultati izračuna za dosege iona (prosječni doseg je 32.1  $\mu\text{m}$ ), i gubitak energije ionizacijom po ionu (vidimo da ioni na ulasku u materijal gube prosječno 40 keV-a po  $\mu\text{m}$  prolaska, što raste monotono sve do završnog područja Braggovog vrha).

S obzirom da protoni prodiru dublje od pretpostavljenog kraja zone osiromašenja, mjerenje je napravljeno tako da se nosač na kojem smo držali detektor rotirao u odnosu na os snopa. Na slici 7.2 je prikazana pojednostavljena geometrija postava u projekciji okomitoj na snop. Promatranjem spektra energija zabilježenih u detektoru, mogli smo zaključiti jeli došlo do prelaska kuta u kojem se duljina osjetljivog volumena kojem putuju ioni dovoljno proširila da su svi zaustavljeni prije ruba zone osiromašenja.



Slika 7.2: Pojednostavljeni prikaz geometrije detektora i ionskog snopa koji se zaustavlja izvan ruba zone osiromašenja. Rotacijom detektora oko osi okomite na snop moguće je efektivno proširiti debljinu područja osiromašenja da se svi ioni zaustave do osjetljivog ruba.

Prelazak kraja ionskog dosega u zonu osiromašenja je uočen za kut rotacije od  $60^\circ$ . Na slici 7.3 je prikazan energijski spektar broja događaja detektora u toj rotaciji. Za reverzni napon od 105 V uočava se gausijanska raspodjela energije iona, tj. raspodjela ima dobro definiranu srednju vrijednost kako i očekujemo ako ioni koji prolaze materijalom deponiraju svu energiju u osjetljivom volumenu. Smanjenjem napona na 70 V uočili smo gausijan s velikim rasapom energija u lijevom rubu, tj. rubu manjih energija.



Slika 7.3: Energijski spektar broja događaja zabilježenih u detektoru rotiranom  $60^\circ$  u odnosu na snop. Prikazani su rezultati za reverzni napon od 70 V i 105 V.

To znači da se dio iona u snopu ne zaustavlja unutar materijala već ionizacijom ostavlja samo dio energije (prisjetimo se ovisnosti gubitka energije ionizacijom o du-

bini prodora na slici 7.1). Dio gausijana koji odgovara višim energijama pak pokazuje da smo na ovom naponu uhvatili i ione koji su se potpuno zaustavili u materijalu. Odnosno snop se zaustavio točno u području završetka zone osiromašenja. Kako iz teorije znamo da izraz za debljinu zone osiromašenja izgleda kao u jednadžbi 2.7, odnosno za naša mjerenja gdje smo mijenjali samo napon vrijedi:  $d_{\text{zona}} = a\sqrt{V}$ , gdje u konstantu  $a$  ulaze parametri materijala. Uvrštavamo za napon 70 V:

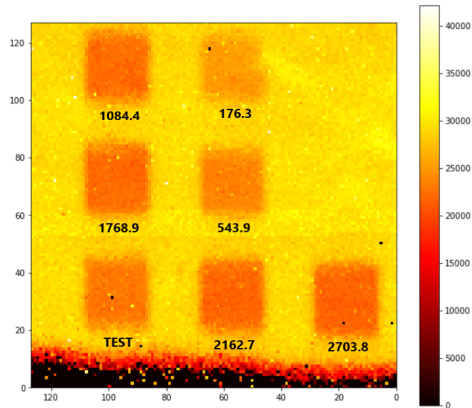
$$\frac{32.1 \mu\text{m}}{\cos 60^\circ} = a\sqrt{70}. \quad (7.1)$$

Na lijevoj strani smo uvrstili efektivnu debljinu zone osiromašenja - produljenu za faktor  $1/\cos(60^\circ)$ , gdje je  $32.1 \mu\text{m}$  doseg protona u SiC izračunat TRIM simulacijom. Iz prethodne jednadžbe dobivamo parametar  $a = 1.92$ . To znači da se na naponu 105 V zona proširila na  $19.7 \mu\text{m}$ . Iz ovoga također slijedi da bi se  $25 \mu\text{m}$  debljine zone osiromašenja postiglo tek za napon od 169.5 V. Naponi za koje bi se postigla iduća moguća debljina od  $45 \mu\text{m}$  su tehnički preveliki za ovu vrstu i veličinu SiC Schottky diode, stoga možemo zaključiti da se radilo o izvedbi s maksimalnom debljinom  $25 \mu\text{m}$ .

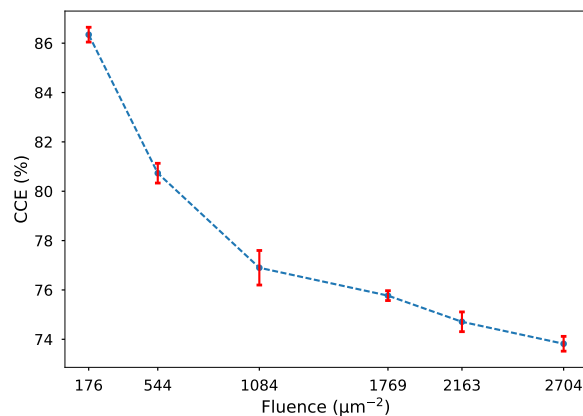
Iz mjerenja smo odredili ovisnost proširenja sloja osiromašenja za narinuti reverzni napon. Iako podatak nije bio ključan za daljnja mjerenja, s obzirom da je dubina prodora iona ugljika energije 3.25 MeV s kojima smo radili tek nekoliko mikrometara, primijenjena metoda demonstrira mogućnost karakteriziranja osjetljivog volumena ionskim snopom. Ovom metodom se primjerice može odrediti i debljina mrtvog sloja poluvodičkih dioda, no s obzirom da one obično iznose tek nekoliko stotina nanometara ili manje, podatak nije bio od važnosti za ovaj rad.

## **7.2 Određivanje utjecaja doze na učinkovitost sakupljanja naboja**

Radi proučavanja utjecaja doze zračenja na detektorske performanse, u kontroliranim uvjetima smo ozračili SiC detektor ionima ugljika  $C^{3+}$  energije 3.25 MeV-a. Snop iona je magnetskim kvadrupolima bio fokusiran na mikrometarski profil, nakon čega se na površini detektora odredilo 6 područja površine  $40\mu\text{m} \times 40\mu\text{m}$  koji su ozračivani koristeći skener za kontrolu pozicije snopa (kao u potpoglavlju 6.2). Efekti zračenja raznim dozama iona u područja detektora su prikazane na slici 7.4 koja je IBIC sken svih ozračenih sekcija napravljen s istim ionskim snopom nakon ozračivanja.



Slika 7.4: Prikaz IBIC skena dijela SiC detektora ozračenog s šest različitih doza (brojke na slici su u jedinicama  $\text{ioni}/\mu\text{m}^2$ ). Sa slike se već mogu uočiti razlike CCE-a.

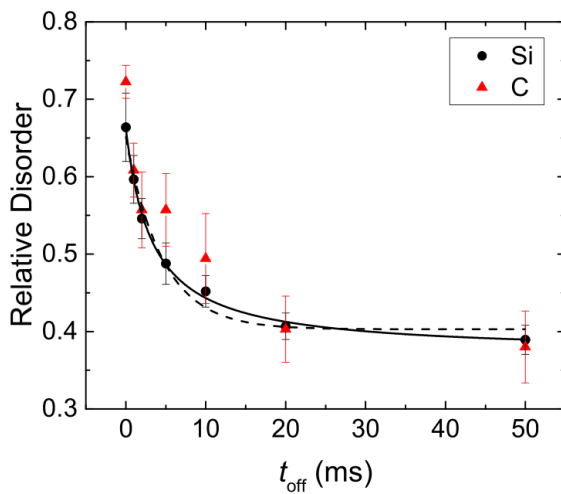


Slika 7.5: Podaci o učinkovitosti skupljanja naboja dijelova detektora ozračenih različitim dozom iona. Greške dolaze od gausijanskih prilagodbi maksimuma u energijskim spektrima.

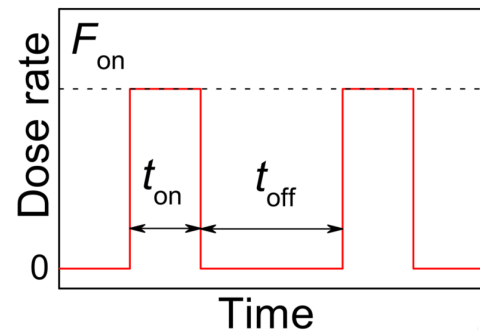
Standardna mjera za prikazivanja doze u nuklearnoj fizici je *fluence* ili integrirani tok čestica koji se izražava u jedinicama (broj iona)/(površina), tj.  $\text{cm}^{-2}$  ili  $\mu\text{m}^{-2}$ . Šest doza kojima smo ozračili detektor su bile u rasponu  $176.3 \mu\text{m}^{-2}$  do  $2703.8 \mu\text{m}^{-2}$  što je raspon jednog reda veličine. Rezultati CCE-a ozračenih dijelova su prikazani na slici 7.5. Smanjenje učinkovitosti skupljanja naboja je očekivano s povećanjem količine ionizirajućeg zračenja. Ono je generalno nelinearna funkcija doze zračenja. Fenomenološko objašnjenje ovakvog ponašanja je da unošenjem veće doze iona, stvaramo veću gustoću centara uhvata naboja. Ovime se smanjuje efektivno vrijeme života nosioca naboja, a ovisno o vremenu uhvata na pojedinoj nečistoći ovo može dovesti do značajnog smanjenja naboja prikupljenog pri elektroničkoj obradi signala. Prisjetimo se da smo u odjeljku 3.4 vidjeli da neki centri uhvata mogu držati elektrone u vremenima reda mikrosekundi koliko je i vrijeme potrebno da pojačalo procesuirala signal. Ponašanje CCE-a u ovisnosti o dozi je dosta proučeno za različite poluvodiče pa tako i SiC [18, 19]. Iz naše krivulje ovisnosti možemo uočiti da imamo jaču degradaciju učinkovitosti za fluence manje od  $\approx 1000 \mu\text{m}^{-2}$ , potom jakost degradacije opada.

## 8 Ozračivanje pulsним ionskim snopom

Jedna od mogućnosti istraživanja procesa dinamičkog napuštanja defekata je korištenje pulsnoг ionskog snopa pri ozračivanju poluvodičkih detektora. Detektorski volumen tada se oštećuje za vrijeme trajanja pulsa, ali nakon toga se puls prekida i difuzija defekata omogućuje njihove rekombinacije i napuštanje oštećenog dijela. U nekoliko radova iz prethodnih godina je iskorištena ova tehnika uz standardizirane parametre ozračivanja i ispitivanja Si i SiC materijala [20–22].



Slika 8.1: Ovisnost relativnog broja nečistoća u kristalnoj strukturi o vremenu isključenosti pulsnoг snopa iona argona (500 keV-a). Podaci su dobiveni obrađivanjem spektara izbroja iz RBS *channeling* mjerenja. Preuzeto od: [21].



Slika 8.2: Prikaz eksperimentalnih parametara pri ozračivanju pulsним snopom. Niz pulseva fiksnog vremenskog trajanja ( $t_{\text{on}} = 1$  ms) je ispušteno na uzorak, pri tome je frekvencija iona u snopu bila fiksna pa je i doza  $F_{\text{on}}$  bila nepromijenjena. Vrijeme  $t_{\text{off}}$  se variralo pri mjerenjima. Preuzeto od: [21].

Na slici 8.1 su prikazani rezultati preuzeti iz rada [21], gdje su pulsним snopom ozračeni 4H-SiC monokristali. Snop se sastojao od iona argona energije 500 keV-a. Parametri pulsnoг snopa su prikazani na slici 8.2. Vrijeme uključenosti snopa je pri svim mjerenjima iznosilo  $t_{\text{on}} = 1$  ms. Pri tome je u svakom pulsu bio približno jednak broj iona, doza u pulsu:  $\Phi_{\text{puls}} \approx 1.9 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ . Na ozračenu površinu su ioni padali s prosječnim razmakom od  $1/\sqrt{\Phi_{\text{puls}}} \approx 73$  nm. Vrijeme isključenosti snopa je varirano od 0 do 50 ms. Nakon ozračivanja uzorci su ozračeni ionima 2 MeV-a  ${}^4\text{He}^+$  i 4.3 MeV-a  ${}^4\text{He}^{2+}$ , te su proučavani spektri RBS *channeling* reakcija. Dva snopa su bila potrebna radi odvajanja rezultata dinamičkog napuštanja za Si i C kristalnu pod-rešetku. Rezultati obrade podataka RBS *channelinga* su dali veličinu koja je proporcionalna broju nečistoća u ozračenom dijelu kristalne strukture (relativna neuređenost, oznaka na



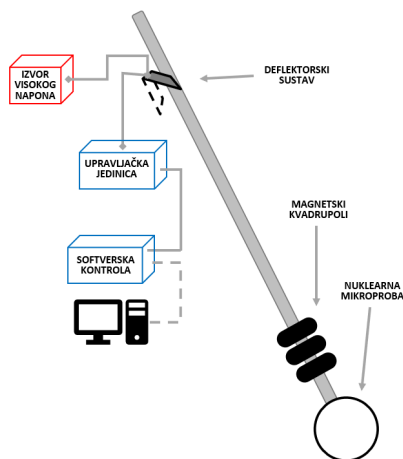
grafovim: *relative disorder*). Ponovnim pogledom na sliku 8.1 vidimo da relativna neuređenost eksponencijalno pada u vremenima nekoliko milisekundi, nakon čega se stanje stabilizira. Prilagodбом krivulja ovisnosti broja nečistoća o vremenu  $t_{\text{off}}$  (koje simulira vrijeme potrebno za dinamičko napuštanje defekata) daje rezultat da vrijeme potrebno za završavanje dominantnog procesa dinamičkog napuštanja iznosi nekoliko milisekundi za obje pod-rešetke. Suglasni rezultati su se dobili i u svim ostalim radovima koji su koristili identičan proces mjerenja.

Rezultati koji pokazuju da su vremena potrebna za završetak dominantnih procesa dinamičkog napuštanja defekata reda veličine milisekunde, u poluvodičkim detektorima, je zanimljiv s obzirom da se slične procjene rade i u numeričkim simulacijama. Modeliranje difuzije i rekombinacije defekata u okviru molekularne dinamike daje rezultate za gornju granicu vremena rekombinacije od 10 ps za 3C-SiC na 100°C [23], dok Monte-Carlo simulacije kinematike na atomskoj razini daju ocjenu od 10  $\mu\text{s}$  za Si u rasponu temperatura od 100 - 1000 K [24]. Postoji i ocjena vremena dinamičkog napuštanja defekata u 4H-SiC od  $\approx 100$  s, temeljena na eksperimentalnim podacima dobivenim ozračivanjem 70 keV Ga ionima [25]. Nesuglasje među različitim modelima i eksperimentalnim podacima upozorava na potrebu detaljnijeg i sistematičnijeg promatranja procesa dinamičkog napuštanja u poluvodičkim materijalima, te nas je motiviralo da u ovom radu pokušamo izmjeriti slične efekte.

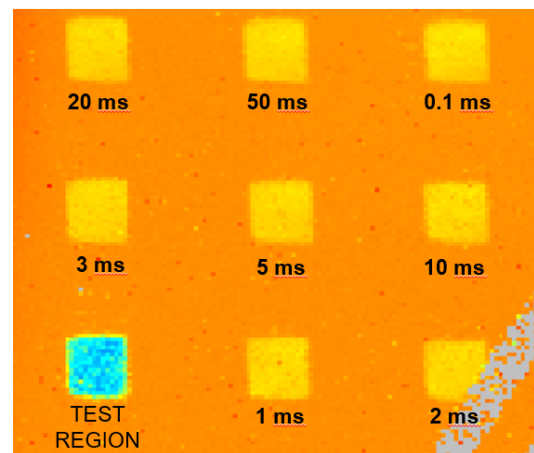
## 8.1 Rezultati za Si i SiC na sobnoj temperaturi

Želeći ispitati važnost rekombinacije defekata u milisekundnim vremenskim prozorima, u eksperimentalnim uvjetima koji oponašaju one opisane u prethodnom tekstu, na eksperimentalnu liniju s nuklearnom mikroprobom smo morali uvesti preinake potrebne za ostvarivanje pulsnoг režima ozračivanja ionima. Za tu svrhu su iskorišteni već prije postavljeni deflektori (postavljeni neposredno nakon objektnih pukotina), koji su se mogli softverski kontrolirati i po potrebi presijecati optički put ionskog snopa, tj. deflektirati zraku s uzorka u komori. Nadograđivanjem upravljačkog modula za deflektore u programu *Spector v2*, omogućili smo kontrolu vremena uključenosti  $t_{\text{on}}$  i isključenosti snopa  $t_{\text{off}}$  te ukupno trajanje vremena ozračivanja (time smo mogli odrediti dozu zračenja ispuštenu u uzorak). Pozicija deflektora i os-

talih bitnih elemenata za proces pulsnog ozračivanja na eksperimentalnoj liniji je prikazana na slici 8.3. Ovime se postigla kontrola svih parametara pulsnog moda kao na slici 8.2. Ozračili smo Si PIN diode i 4H-SiC Schottky diode sa ionima ugljika  $C^{3+}$  energije 3.25 MeV-a. Pri tome smo varirali vrijeme  $t_{off}$  od 0.1 ms do 50 ms za SiC, i od 1 ms do 20 ms za Si. Doza zračenja je bila fiksna u svim mjerenjima (ali različita za dvije vrste detektora), te je određena brzim elektroničkim brojačem događaja. Za vrijeme pulsnog ozračivanja snop je bio defokusiran na područje približno kvadratnog profila dimenzije nekoliko desetaka mikrometara, te se koristio skener postavljen na veličinu skeniranja manju od profila snopa, odnosno služio je samo da bi titranje magnetskog otklona snopa povećala uniformnost iona unutar područja ozračivanja. Da bi provjerili dimenzije ali i uniformnost distribucije iona u snopu, proveli smo skeniranje snopa preko oštrog ruba postavljenog na optički put iona te bilježili srednju amplitudu nabojnog pulsa u pozadini na poluvodičkom detektoru čestica u IBIC modu. Da bi se točno odredila doza ozračivanja bilo je nužno odrediti ove podatke o veličini ( $x$  i  $y$  profilu) ionskog snopa. Detaljni opis postupka i rezultati su dani u dodatku B. Nakon ozračivanja uzorci su skenirani IBIC mikroskopijom, koristeći iste ione kao pri ozračivanju; naravno snop je prvotno fokusiran na mikrometarski profil radi postizanja zadovoljavajuće razlučivosti.



Slika 8.3: Shematski prikaz akceleratorne linije s nuklearnom mikroprobnom. Naznačeni su elementi bitni za ozračivanje ionskim snopom u pulsnom režimu.



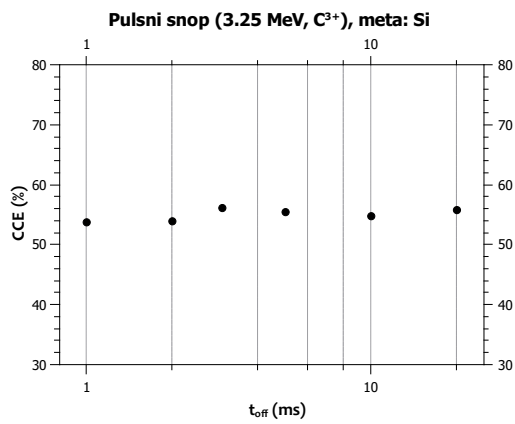
Slika 8.4: Prikaz skupljenog broja događaja dobivenog IBIC skeniranjem područja SiC detektora ozračenog pulsnim snopom s različitim vremenom  $t_{off}$  (naznačeno na slici).

Na slici 8.4 je prikazan rezultat IBIC skeniranja područja SiC detektora ozračenog pulsnim snopom. Ozračeni dijelovi imaju približno kvadratne oblike dimenzije  $73.4 \times$

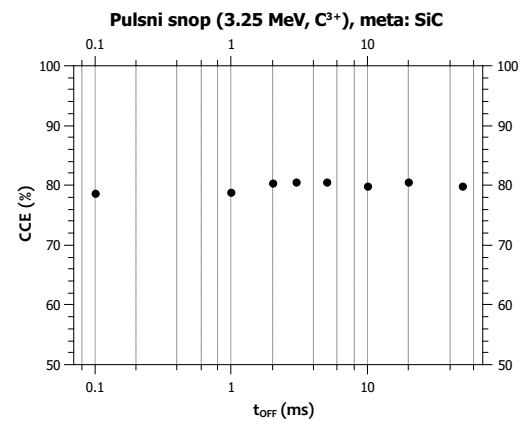
78.6  $\mu\text{m}$ . Uspoređujući rezultate s profilom snopa (dodatak B) možemo zaključiti da je prilikom određivanja CCE-a najbolje uzimati događaje iz 50% centralne površine ozračene sekcije gdje je uniformnost iona u snopu stabilna<sup>5</sup>. Ukupna doza ispuštena u svaku sekciju je bila  $\Phi_{\text{total}}^{\text{SiC}} = 33.1 \mu\text{m}^{-2} = 0.311 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ .

Za Si detektor smo imali ozračene površine jednakih dimenzija. Ukupna primjenjena doza u svakoj sekciji je iznosila  $\Phi_{\text{total}}^{\text{Si}} = 346.6 \mu\text{m}^{-2} = 3.46 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ , što je red veličine više nego u SiC.

Rezultati za učinkovitost skupljanja naboja detektora u ovisnosti o vremenu  $t_{\text{off}}$  pulsno snopa, su dani na slikama 8.5 (za Si) i 8.6 (za SiC).



Slika 8.5: Si detektor ozračen puls-nim snopom s različitim vremenima isključenosti snopa. Ukupni fluence ( $\Phi_{\text{total}} = 346.6 \mu\text{m}^{-2}$ ) je bio fiksiran u svim slučajevima. CCE rezultati dobiveni IBIC skenom ozračenih područja.



Slika 8.6: 4H-SiC detektor ozračen puls-nim snopom s različitim vremenima isključenosti snopa. Ukupni fluence ( $\Phi_{\text{total}} = 33.1 \mu\text{m}^{-2}$ ) je bio fiksiran u svim slučajevima. CCE rezultati dobiveni IBIC skenom ozračenih područja.

Iz rezultata je vidljivo da IBIC mikroskopijom nismo uspjeli uočiti razlike u CCE-u za različita vremena isključenosti snopa. Problem je na žalost vrlo vjerojatno u izrazito maloj dozi kojom su detektori bili izloženi.

U jednom pulsu smo imali oko 40 iona za slučaj SiC ( $\Phi_{\text{puls}}^{\text{SiC}} = 0.007 \mu\text{m}^{-2}$ ) odnosno oko 400 iona za slučaj Si detektora ( $\Phi_{\text{puls}}^{\text{Si}} \approx 10 \Phi_{\text{puls}}^{\text{SiC}}$ ). Iz ovoga slijedi prosječna udaljenost proleta dva iona za vrijeme trajanja pulsa:

$$\Delta r = \frac{1}{\sqrt{\Phi_{\text{puls}}}} \approx 37.8 \mu\text{m} \text{ (SiC)}, \quad (8.1)$$

$$\approx 3.8 \mu\text{m} \text{ (Si)}. \quad (8.2)$$

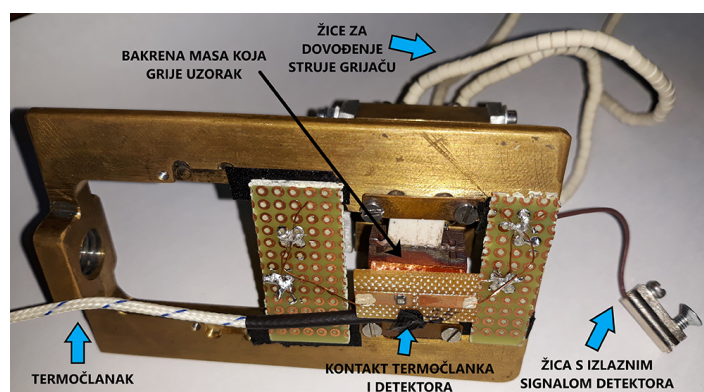
<sup>5</sup>Ovako smo i do sada radili, no prije nismo imali slučaj defokusiranog snopa, pa smo morali provjeriti jeli unutar 50% centralne površine uniformnost zadovoljena.

Prisjetimo se da je prosječna udaljenost iona prilikom ozračivanja u referentnim mjerenjima iznosila  $\approx 73$  nm, a da je doza unutar jednog pulsa bila četiri (Si) odnosno pet (SiC) redova veličine veća od doza u našim mjerenjima. Također 500 keV ioni Ar imaju veću prosječnu produkciju defekata od naših korištenih iona ugljika defekata pri prodiranju u materijal (SRIM rezultati: 4789 vakancija po upadnom ionu, naprema 1165 za C ione). Nemogućnost postizanja zadovoljavajuće frekvencije snopa za sada nas ograničava pri povećavanju količine zračenja. Potrebno je provesti daljnje eksperimentalne postupke u kojima bi se reducirala dimenzija područja ozračivanja, ili iskoristilo druge (teže) ione ili na neki sličan način pokušalo povećati broj iona unutar trajanja pulsa i njihov prosječni razmak kako bi se uočio utjecaj na učinkovitost skupljanja naboja u različitim poluvodičkim materijalima. Postignućem takvih uvjeta moglo bi se dalje ispitivati temperaturno ponašanje ili razlike u drugim parametrima.

## 9 Ozračivanje na različitim temperaturama

Ozračivanje detektora pri različitim temperaturama može otkriti koliko temperatura utječe na mobilnost stvorenih defekata. U ovim mjerenjima smo opet koristili tehniku IBIC mikroskopije te smo SiC detektore držali na nekoliko povišenih temperatura prilikom ozračivanja te IBIC skeniranja koje je rađeno neposredno nakon oštećivanja s istim ionskim snopom (ugljik  $C^{3+}$ , energije 3.25 MeV).

Važno je prvo napomenuti da nismo uočili opravak CCE-a za ispitivane SiC Schotky diode na sobnim temperaturama u vremenskim skalama jednog dana, kao što je izmjereno za silicijske detektore (poglavlje 6). To je i očekivano s obzirom na širi energijski procjep u SiC-u koji znatno umanjuje mobilnost nosioca naboja i defekata u odnosu na Si. Stoga smo odlučili provjeriti temperaturno ponašanje. Da bi smo ispitili temperaturnu stabilnost električki aktivnih defekata u SiC-u, u komoru na liniji s nuklearnom mikroprobom postavili smo nosač dizajniran za grijanje uzoraka koji je prikazan na slici 9.1. Komad bakra kockastog oblika se nalazi u izravnom kontaktu s detektorom. Grijanje bakra se odvija kontroliranim dovođenjem struje na grijač iz vanjskog izvora. Temperaturu očitavamo na kontaktu termočlanka i detektora. Nestabilnost temperature pri mjerenjima je bila  $\pm 1^\circ C$ .



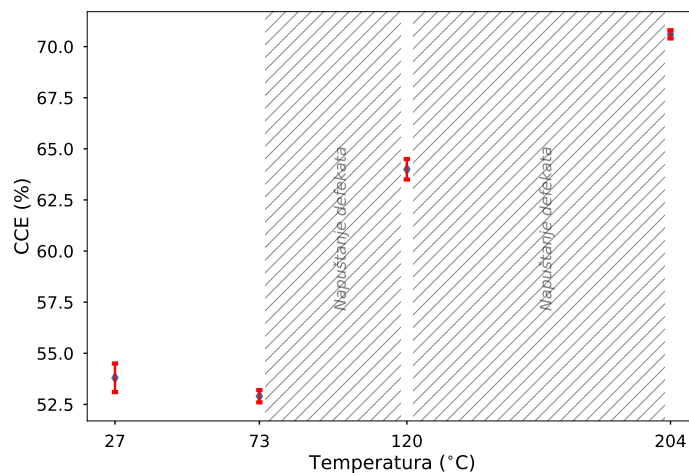
Slika 9.1: Nosač uzorka opremljen sustavom za grijanje. Označeni su važni elementi.

Eksperimentalni protokol je bio takav da smo nakon postizanja odgovarajuće temperature ozračili područje detektora (dozom  $\Phi = 108.2 \mu m^{-2}$ ), potom smo odmah napravili IBIC skeniranje površine i odredili CCE. Nakon toga smo zagrijavali detektor na iduću temperaturu i ozračivali drugo područje istom dozom. Učinkovitost skupljanja naboja je dobivena već opisanom metodom iz IBIC mikroskopije, te su rezultati za četiri mjerenje temperature prikazani na slici 9.2. Uočavamo da nema razlike u

CCE-u između sobne i prve povišene temperature od 73 °C. Nakon toga između mjerenja na 73 °C i 120 °C, CCE je porastao za više od 10%. Do sljedeće temperature od 204 °C je porastao za još 5%. Ovo bi ukazivalo da tek na temperaturama većim od  $\approx 75$  °C postoji značajnije napuštanje električki aktivnih defekata koje je vidljivo IBIC metodom.

Da bismo bolje razumjeli ove rezultate trebamo se referirati na mjerenja nisko temperaturnog napuštanja defekata drugih autora nad silicij karbidom.

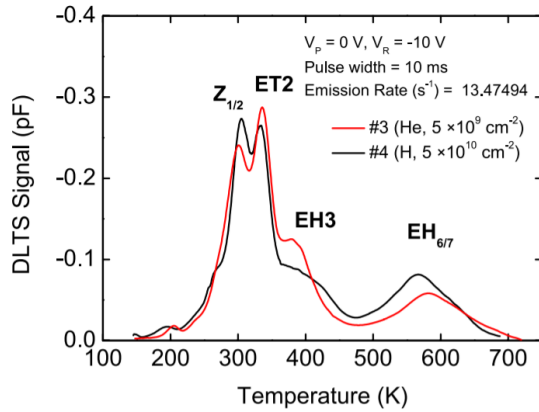
Proučavanje DLTS (*engl. Deep Level Transient Spectroscopy*<sup>6</sup>) spektara izmjerenih u sklopu "Zavoda za fiziku materijala" IRB-a uočeno je da korišteni tip 4H-SiC dioda ima prisutne defekte tipa  $Z_{1/2}$  i  $EH_{6/7}$  koji su prisutni u materijalu i prije ozračivanja [33]. Ovi defekti najvjerojatnije odgovaraju ugljikovim vakancijama u kristalnoj rešetci.



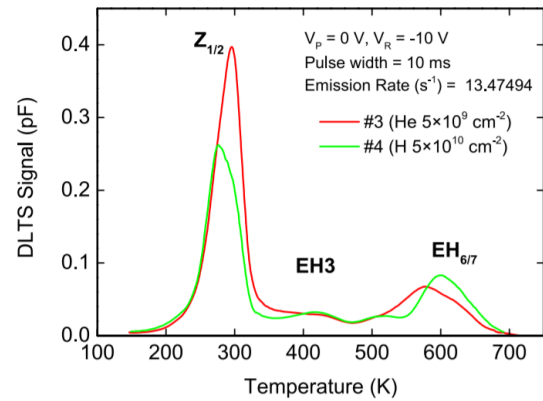
Slika 9.2: Rezultati ovisnosti CCE-a o temperaturi uzorka pri ozračivanju za SiC detektor.

Isti uzorci su nakon toga ozračeni ionima vodika i helija, potom su opet zabilježeni njihovi DLTS spektri prikazani na slici 9.3. Iradijacija se odvijala pulsним ionskim snopom s malom frekvencijom ispuštanja iona i malom ukupnom dozom (podaci u sklopu grafa). Možemo vidjeti da je ozračivanje uvelo dvije nove vrste defekata označene kao  $ET_2$  i  $EH_3$ . Nakon držanja uzorka na 700 K ponovno je snimljen spektar ozračenih uzoraka, rezultati su na slici 9.4. Vidimo da su defekti koji odgovaraju unesenim centrima nestali (napustili materijal), tj. njihova termalna stabilnost je mala i temperatura napuštanja je sigurno ispod 700 K (vjerojatno iznad 500 K). Zaključeno je da su ti defekti intrinzični za SiC, tj. ne sadrže ione koji su ugrađeni

<sup>6</sup>Tranzijentna spektroskopija dubokih nivoa je eksperimentalna tehnika kojom se može odrediti ovisnost stope emisije nosioca naboja s centara uhvata u ovisnosti o temperaturi.



Slika 9.3: DLTS spektar SiC-a ozračenog malim količinama He (energije 2 MeV-a) i H (600 keV-a) iona. Uzorci su zagrijavani do 700 K. Preuzeto od: [33]



Slika 9.4: DLTS spektar istih uzoraka SiC-a kao na slici 9.3, nakon držanja na temperaturi 700 K. Primjetiti nestajanje vrhova  $ET2$  i  $EH3$ . Preuzeto od: [33]

iz snopa u materijal jer su se pojavili neovisno o vrsti iona kojima je ozračivanje obavljeno. Dodatno je zanimljivo mjerenje obavljeno ozračivanjem 4H-SiC elektrolitima [34]. Dio defekata u njihovim DLTS mjerenjima je aniliran u području temperatura 360 – 400 K (ovi defekti možda odgovaraju ugljikovim intersticijama). Drugi dio defekata, koji vjerojatno odgovara vrhu  $Z_{1/2}$  je napustio materijal u području temperatura 400 – 470 K. Poznato je da su defekti označeni s  $Z_{1/2}$  jedan od glavnih centara uhvata u SiC te značajno smanjuju srednji slobodni put nosioca naboja.

Možemo ustvrditi da u području temperatura u kojima smo obavljali naša mjerenja postoje barem dvije, a moguće i četiri i više vrsta defekata koji djeluju kao centri uhvata nosioca naboja i imaju znatnu električku aktivnost u materijalu. Držanjem SiC poluvodičkih detektora na  $\approx 200^\circ\text{C}$  možemo značajno smanjiti prisutnost nekih vrsta oštećenja unesenih ozračivanjem. Iz navedenih rezultata drugih autora izgleda da su svi ti defekti svojstveni tj. ne ovise o vrsti penetrirajućih iona. Ipak vrhovi u DLTS spektru koji se pojavljuju i nestaju na promatranim temperaturama nisu jednoznačno pripojeni specifičnim vrstama ili skupinama defekata, već su samo iznesene najvjerojatnije pretpostavke o njihovom podrijetlu, stoga je i dalje otvorena mogućnost detaljnijeg istraživanja ovisnosti nastalih defekata o vrsti ionskog snopa. Zasiurno je ipak zanimljivo da SiC koji pripada skupini poluvodiča širokog energijskog procjepa može biti ovako značajno očišćen od defekata uvedenih zračenjem na niskim temperaturama. Oporavak od preko 15% u učinkovitosti skupljanja naboja sa sobne temperature do  $\approx 200^\circ\text{C}$  je nezanemariv.

## 10 Zaključak

Usprkos dugoj uporabi poluvodiča u mikroelektroničkim uređajima i detektorima, proučavanje defekata u poluvodičkim materijalima je i dalje aktivno područje istraživanja. Istraživali smo mobilnost i rekombinacije defekata u Si i 4H-SiC materijalima, unesenih ionskim snopovima MeV-skih energija. Primarni fokus je bio uspostaviti eksperimentalne postupke kojima bi se, u kontroliranim i standardiziranim uvjetima, ispitivale posljedice unesenih oštećenja na električna svojstva poluvodiča kao detektora čestica, kako bi se isti ili slični eksperimenti mogli provesti na drugim vrstama i izvedbama poluvodičkih detektorskih uređaja. Korištene su komercijalne Si PIN diode čija su električna i detektorska svojstva dobro poznata s obzirom na čestu uporabu u mjerenjima u nuklearnoj fizici. Za razliku od njih, uporabljivani SiC detektori (izvedeni kao Schottky diode n-tipa) nisu bili prethodno okarakterizirani, pa smo proveli određena ispitivanja njihovih svojstava. Za SiC određena je ovisnost širine zone osiromašenja o reverznom naponu koja slijedi korijen iznosa napona kako je i bilo očekivano. Također je proučen utjecaj doze zračenja na efikasnost detekcije kako bi smo odredili kolikom dozom smijemo ozračivati uzorak u kasnijim mjerenjima.

Promatrana je vremenska evolucija količine defekata uvedenih lokaliziranim ozračivanjem ionima ugljika energije 3.25 MeV-a u silicij. Uočen je značajan oporavak učinkovitosti skupljanja naboja (sa 40% na 60%) uzrokovanih napuštanjem defekata na sobnoj temperaturi u periodu jednog dana. Ovaj efekt nije zapažen u SiC koji zbog šireg energijskog procjepa ima manju mobilnost nosioca naboja ali i defekata. Stoga smo za ovaj materijal proveli ispitivanje utjecaja temperature na pokretljivost defekata. Rezultati su pokazali zanemariv utjecaj na CCE između sobne i temperature od 73 °C, te oporavak CCE-a od 15% između 73 °C i 204 °C. Rezultati su interpretirani na temelju postojećih DLTS spektara za SiC, kojima su se analizirali energijski nivoi odgovorni za uhvat i zatočenje nosioca naboja u materijalu.

Korištenjem pulsnih ionskih snopova i metode RBS kanaliziranja, drugi autori su uočili značajnu ovisnost broja defekata koji se rekombiniraju o trajanju milisekundnih vremenskih pauza između pulsova [20–22]. Korištenjem IBIC metode pokušali



smo reproducirati iste eksperimentalne uvjete, ali, na žalost, nije uočen statistički značajan utjecaj na učinkovitost skupljanja naboja. Potrebno je dalje varirati parametre procesa ozračivanja, kao primjerice vrstu iona, veličinu ozračenog područja i slično da bi se povećala gustoća i količina ionskih oštećenja, što bi moglo dati značajniji utjecaj na rezultate promijene učinkovitosti skupljanja naboja ozračenih detektora.

# Dodaci

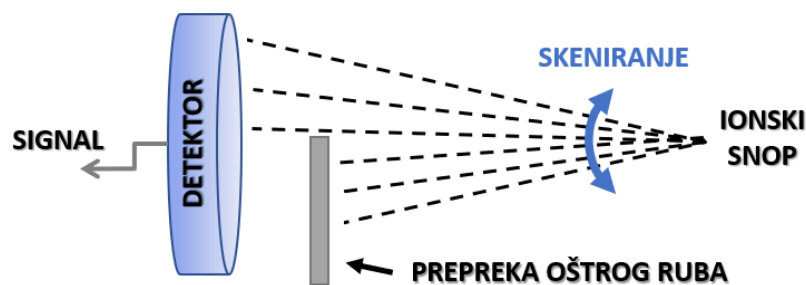
## Dodatak A Popis podataka o izdvojenim poluvodičkim materijalima

Materijal	Si	Ge	4H-SiC	GaAs	C
Gustoća [ $\text{g}/\text{cm}^3$ ]	2.33	5.32	3.21	5.32	3.515
Mobilnost elektrona (300K) [ $\text{cm}^2/\text{Vs}$ ]	1350	3900	800	<8500	4500
Mobilnost šupljina (300K) [ $\text{cm}^2/\text{Vs}$ ]	480	1900	115	<400	3800
Intrinzična otpornost (300K) [ $\Omega \text{ cm}$ ]	230000	45	/	$3.3 \cdot 10^8$	$>10^{42}$
Efektivna masa elektrona [ $m_e$ ]	/	0.038	0.35	0.063	/

Tablica A.1: U tablici su pobrojena neka izdvojena svojstva za pet poluvodičkih materijala: Si, Ge, SiC, GaAs i dijamant. Podaci koji nisu navedeni u tablici nisu jednoznačno definirani u nekim uvjetima, ili jako ovise o nekim parametrima (primjerice dopiranju). Isto vrijedi i za podatke za koje je dana samo gornja ili donja granica. Izvori podataka: [12], [18]

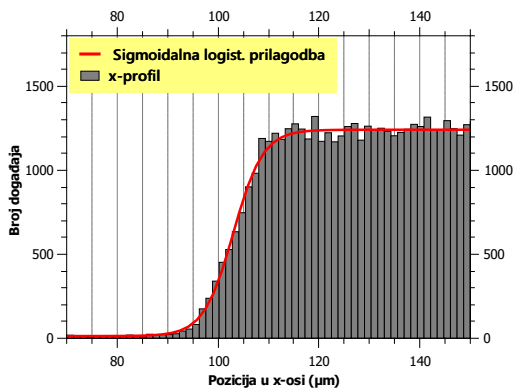
## Dodatak B Određivanje profila defokusiranog snopa

Prilikom ozračivanja uzoraka pulsnim modom, ionski snop je s namjerom defokusiran koristeći magnetske kvadrupolne leće na kvadratni profil, pri čemu se oblik i dimenzije inicijalno određivalo gledajući svjetlosni odziv na scintilatorskom materijalu koji je postavljen u fokalnu točku putanje iona. Sam oblik profila snopa poslije je provjeren IBIC skeniranjem ozračenih područja (pogledati sliku 8.4, jasno se vide kvadratni ozračeni dijelovi). No prethodno smo morali provjeriti koliko je uniforman intenzitet u obje dimenzije okomite na os ionske putanje.

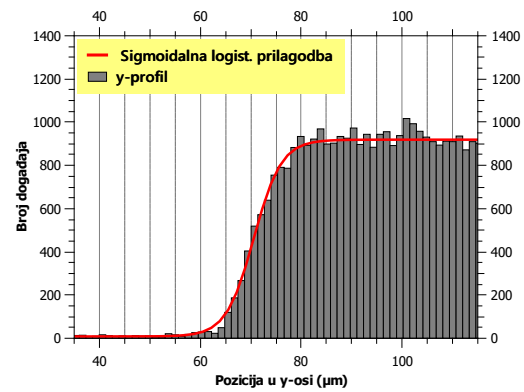


Slika B.1: Shematski prikaz geometrije pri skeniranju defokusiranog ionskog snopa preko ruba prepreke.

Skeniranje profila snopa se obavilo uz postavljanje prepreke oštrog ruba (na mikrometerskoj razini) u fokus, te se snop otklanjao u horizontalnoj dimenziji preko ruba te se bilježio broj događaja u detektoru postavljenom iza prepreke (u ovisnosti o poziciji snopa). Radi boljeg razumijevanja procesa, na slici B.1 je prikazana shema eksperimenta. Nakon završene provjere horizontalnog profila, prepreku smo orijentirali okomito na prethodnu poziciju, te otklanjali snop u vertikalnom smjeru i bilježili broj događaja. Rezultati broja događaja za x-profil i y-profil su prikazani na slikama B.2 i B.3.



Slika B.2: Profil intenziteta snopa u horizontalnoj dimenziji.



Slika B.3: Profil intenziteta snopa u vertikalnoj dimenziji.

Nad podacima je napravljena prilagodba sigmoidalnom logističkom funkcijom oblika:

$$f(x) = \frac{A_1 - A_2}{1 + e^{(x-x_0)/dx}} + A_2, \quad (\text{B.1})$$

gdje je  $A_1$  prosječan broj događaja u logičkoj 0,  $A_2$  prosjek u logičkoj 1,  $x_0$  pozicija infleksije, te  $dx$  parametar širine [28]. Invertiranjem funkcije imamo:

$$x = x_0 + dx \ln \left( 1 - \frac{A_1 - A_2}{f(x) - A_2} \right). \quad (\text{B.2})$$

Uvrštavanjem u prethodnu jednadžbu se može odrediti širina područja na kojem snop naraste sa 10% na 90% maksimalnog intenziteta. Dobije se da je širina tog područja u x i y profilu:  $\Delta x = 10.6 \mu\text{m}$ ,  $\Delta y = 12.1 \mu\text{m}$ .

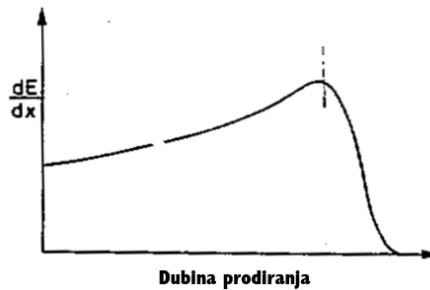
Također može se utvrditi da je profil oba snopa sličan i ima gausijansko ponašanje pri rastu intenziteta.

## Dodatak C Gubitak energije teških iona u materijalu

Gubitak energije svih nabijenih čestica (osim iznimno laganih elektrona i pozitivna) prolaskom kroz materiju se odvija primarno preko elektromagnetske interakcije s atomskim elektronima materijala. Formula koja najuspješnije opisuje ponašanje tog gubitka energije za MeV-ske energije upadnog zračenja je Bethe-Bloch relacija:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \frac{Zz^2}{A\beta} \rho \left[ \ln \frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} - 2\beta^2 \right], \quad (\text{C.1})$$

gdje je  $r_e$  klasični radijus elektrona,  $v$  je brzina čestice zračenja,  $Z$  i  $A$  su atomski broj i atomska težina apsorbera,  $z$  naboj čestice,  $\rho$  gustoća apsorbera,  $I$  ionizacijski potencijal te  $W_{max}$  maksimalni transfer energije u jednom sudaru. Vidimo da je specifični gubitak energije  $dE/dx$  proporcionalan gustoći  $\rho$ , također za male energije zračenja se može konstatirati da je  $dE/dx$  obrnuto proporcionalan energiji  $E$  zračenja. Izvod ove relacije se može pronaći primjerice u [30]. Iz ovoga se može interpretirati da čestica najbrže gubi energiju pri kraju putanje, kada joj sam iznos energije jest najmanji i ide u 0, tj. kada se zaustavlja. Ovo je prikazano na slici C.1.



Slika C.1: Prikaz načelnog oblika specifičnog gubitka energije u ovisnosti o dubini prodiranja. Crticom je označena pozicija Braggovog vrha.

## Bibliography

- [1] Butković, Ž.; Pukšec, J. D.; Barić, A. Elektronika 1. Zagreb : Fakultet elektrotehnike i računarstva, 2006
- [2] McCluskey, M. D.; Haller, E. E. Dopants and Defects in Semiconductors. Boca Raton : CRC Press, 2012
- [3] Lutz, G. Semiconductor Radiation Detectors. 2nd printing of the 1st ed. New York : Springer, 2007
- [4] Nebel, C. E. Photocatalysis: A source of energetic electrons // Nature Materials. 12 (2013)
- [5] Libertino, S.; La Magna, A. Damage Formation and Evolution in Ion-Implanted Crystalline Si // Materials Science with Ion Beams, Topics in Applied Physics, vol. 116 (2009)
- [6] Ratti, L. Ionizing radiation effects on electronic circuits: from micro to nano, from mega to giga // Lecture, VII International Course "Detectors and Electronics for High Energy Physics, Astrophysics, Space Applications and Medical Physics" / INFN National Laboratories of Legnaro, 2017.
- [7] Watkins, G. D. Defects in irradiated silicon: EPR and electron-nuclear double resonance of interstitial boron // Phys. Rev. B 12, 5824 (1975)
- [8] Chroneos, A. et al. Vacancy-mediated dopant diffusion activation enthalpies for germanium. // Appl. Phys. Lett. 92 (2008)
- [9] Bracht, H. et al. Diffusion of copper, silver, and gold in germanium. // Phys. Rev. B, 43 (1991)
- [10] Uematsu, M. Simulation of boron, phosphorus, and arsenic diffusion in silicon based on an integrated diffusion model, and the anomalous phosphorus diffusion mechanism. // J. Appl. Phys. 82 (1997)
- [11] Moll, M. Radiation damage in silicon particle detectors. Doktorski rad. Hamburg : Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften, 1999.

- [12] NSM Archive - Physical Properties of Semiconductors, (2018), The Ioffe Institute, <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/>, 18.4.2018.
- [13] Abdel, N. S. et al. Radiation tolerance of ultra-thin PIN silicon detectors evaluated with a MeV proton microbeam. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B, Vol. 418 (2015)
- [14] Tang, M. et al. Intrinsic point defects in crystalline silicon: Tight-binding molecular dynamics studies of self-diffusion, interstitial-vacancy recombination, and formation volumes. // Physical Review B, 55(21) (1997)
- [15] ASTM, *E1854-07 Standard Practice for Ensuring Test Consistency in Neutron-Induced Displacement Damage of Electronic Parts*; ASTM Standards, ASTM International, 2007.
- [16] Jakšić, M. et al. Comparison of proton microbeam and gamma irradiation for the radiation hardness testing of silicon PIN diodes // Journal of Instrumentation, Vol. 8 (2013)
- [17] Breese, M.B.H.; Vittone, E.; Vizkelethy, G.; Sellin, P.J. A review of ion beam induced charge microscopy // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, 264 (2007)
- [18] Nava, F.; Bertuccio, G.; Cavallini, A.; Vittone, E. Silicon carbide and its use as a radiation detector material // Meas. Sci. Technol. 19 (2008)
- [19] Vittone, E. et al. Charge collection efficiency degradation induced by MeV ions in semiconductor devices: Model and experiment // Nucl. Instr. Meth. B (2016)
- [20] Myers, M.T.; Charnvanichborikarn, S.; Shao, L.; Kucheyev, S.O. Pulsed Ion Beam Measurement of the Time Constant of Dynamic Annealing in Si // Phys. Rev. Lett., 109 (2012)
- [21] Wallace, J. B.; Bayu Aji, L. B.; Shao, L.; Kucheyev, S. O. Time constant of defect relaxation in ion-irradiated 3C-SiC // Appl. Phys. Lett. 106, 202102 (2015)
- [22] Bayu Aji, L. B.; Wallace, J. B.; Shao, L.; Kucheyev, S. O. Non-monotonic temperature dependence of radiation defect dynamics in silicon carbide // Scientific Reports 6, Article number: 30931 (2016)

- [23] Devanathan, R.; Weber, W. J.; Gao, F. Atomic scale simulation of defect production in irradiated 3C-SiC // *Journal of Applied Physics* 90, 2303 (2001)
- [24] Rong, Z. et al. Monte Carlo simulations of defect recovery within a 10 keV collision cascade in 3C-SiC // *Journal of Applied Physics* 102, 103508 (2007)
- [25] Posselt, M. et al. Influence of dynamic annealing on the shape of channeling implantation profiles in Si and SiC // *J. Appl. Phys.* 93, 1004 (2003)
- [26] Ito M.; Storasta L.; Tsuchida H. Development of 4H-SiC Epitaxial Growth Technique Achieving High Growth Rate and Large-Area Uniformity // *Appl. Phys. Express* (2008)
- [27] Brodar, T. Električki aktivni defekti u 4H-SiC uvedeni zračenjem. Diplomski rad. Zagreb : Prirodoslovno-matematički fakultet, 2017.
- [28] The Qtiplot Handbook, IonDev - A Software Development Company, <https://www.qtiplot.com/doc/manual-en/x8816.html>, 13.5.2018.
- [29] Privitera, V. Migration and interaction of point defects at room temperature in crystalline silicon. // *La Rivista del Nuovo Cimento* (1978-1999), 21(8), 1.
- [30] Leo, W.R. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Berlin : Springer-Verlag, 1987.
- [31] Si PIN Photodiode S1223 - datasheet, Hamamatsu Photonics, [https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s1223\\_series\\_kpin1050e.pdf](https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s1223_series_kpin1050e.pdf), 15. 5. 2018.
- [32] Vittone, E. et al. The determination of radiation hardness of semiconductor materials and devices with ion beams // Technical report, IAEA's coordinated research project: "Utilization of Ion Accelerators for Studying and Modelling of Radiation Induced Defects in Semiconductors and Insulators" / 2017.
- [33] Pastulović, Ž. et al. Deep level defects in 4H-SiC introduced by ion implantation: the role of single ion regime. // *Journal of Physics: Condens. Matter* 29, 475701 (2017)
- [34] Castaldini, A. et al. Low temperature annealing of electron irradiation induced defects in 4 H - SiC. // *Applied Physics Letters* 85, 3780 (2004)