

Kapacitivna tranzijentna spektroskopija za proučavanje defekata uvedenih ionskom implantacijom

Bakrač, Luka

Master's thesis / Diplomski rad

2020

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:217:618156>

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

Download date / Datum preuzimanja: **2025-01-01**



Repository / Repozitorij:

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



SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

Luka Bakrač

KAPACITIVNA TRANZIJENTNA
SPEKTROSKOPIJA ZA PROUČAVANJE
DEFEKATA UVEDENIH IONSKOM
IMPLANTACIJOM

Diplomski rad

Zagreb, 2020.

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

INTEGRIRANI PREDDIPLOMSKI I DIPLOMSKI SVEUČILIŠNI STUDIJ
FIZIKA; SMJER: ISTRAŽIVAČKI

Luka Bakrač

Diplomski rad

**Kapacitivna tranzijentna spektroskopija
za proučavanje defekata uvedenih
ionskom implantacijom**

Voditelj diplomskog rada: dr.sc. Ivana Čapan

Ocjena diplomskog rada: _____

Povjerenstvo: 1. _____

2. _____

3. _____

Datum polaganja: _____

Zagreb, 2020.

Zahvaljujem mentorici Ivani Capan koja mi je omogućila boravak u labosu i izradu ovog diplomskog rada. Uz njeno vodstvo, ali i pomoć kolega Tomislava, Zorana, Roberta i Damira, puno sam naučio i brzo savladao vještine koje će mi i u budućnosti puno značiti. Za pripremu uzoraka zahvalan sam timovima iz QST¹, ANSTO² i GHMC³, a naročito prijatelju Yuyi Okiju.

Hvala i mojoj obitelji, posebno roditeljima bez čije podrške i razumijevanja ovaj studij ne bi prošao tako uspješno i bezbolno. Za kraj, posebna zahvala mojoj djevojci na neprestanoj motivaciji za vrijeme cijelog studija.

1 National Institutes for Quantum and Radiological Science and Technology, Japan.

2 Australian Nuclear Science and Technology Organisation, Australija.

3 Gunma University – Heavy ion medical center, Japan

Sažetak

U ovom radu proučena je otpornost silicij karbida na uvođenje defekata ozračivanjem ionima. Za karakterizaciju su korištene Schottky diode napravljene na n-tipu 4H politipa silicij karbida (4H-SiC). Diode su karakterizirane strujno-naponskim i kapacitivno-naponskim mjerenjima, a duboki nivoi karakterizirani su tranzijentnom spektroskopijom dubokih nivoa (DLTS). Proučen je utjecaj ozračivanja dioda ionima helija, ugljika i kisika različitih doza i energija. Kod svih proučenih doza i vrsta iona nisu zapažene promjene strujno-naponske karakteristike, dok kapacitivno-naponske karakteristike pokazuju kompenzaciju slobodnih nosioca naboja uzrokovanu uvođenjem dubokih nivoa. Kod svih dioda uočen je duboki nivo $Z_{1/2}$ koji odgovara defektu vakancije ugljika što znači da je prisutan i prije ozračivanja. Ozračivanjem je uočena pojava dva dodatna duboka nivoa EH1 i EH3 koji odgovaraju različitim prijelazima stanja defekta vakancije silicija.

Ključne riječi: ionska implantacija, intrinzični defekti, SiC, tranzijentna spektroskopija dubokih nivoa

Capacitive transient spectroscopy for the study of defects introduced by ion implantation

Abstract

This work presents the influence of ion radiation on the introduction of defects in silicon carbide. Schottky diodes made on n-type 4H polytype silicon carbide (4H-SiC) were used for the characterization. Diodes were characterized by current-voltage and capacitance-voltage measurements. Deep levels were characterized by deep level transient spectroscopy (DLTS). The influence of irradiation of diodes with helium, carbon, and oxygen ions of different doses and energies was studied. No changes in current-voltage characteristics were observed at all studied doses and ion types, while capacitance-voltage characteristics showed compensation of free charge carriers caused by the introduction of deep levels. In all diodes, a deep level $Z_{1/2}$ was observed, which corresponds to the defect of carbon vacancy, which means that it is present even before irradiation. Irradiation introduced two additional deep levels - EH1 and EH3 corresponding to different state transitions of the silicon vacancy defect.

Keywords: ion implantation, intrinsic defects, SiC, deep level transient spectroscopy

Sadržaj

1. Uvod.....	1
2. Duboki nivoi u poluvodičima.....	3
2.1. Plitki i duboki energijski nivoi.....	3
2.2. Interakcija dubokih nivoa s vrpčama u ravnotežnom stanju.....	4
2.3. Interakcija dubokih nivoa s vrpčama – neravnotežno stanje	9
2.4. Kristalna struktura SiC.....	10
2.5. Defekti u SiC.....	12
3. Eksperimentalne metode	14
3.1. Schottky dioda	14
3.2. Strujno-naponska karakteristika.....	15
3.3. Kapacitivno-naponska karakteristika.....	16
3.4. Tranzijentna spektroskopija dubokih nivoa	18
3.5. Dubinski profil i lambda duljina	21
4. Mjerni uređaj i uzorci.....	23
4.1. Mjerni uređaj.....	23
4.2. Uzorci.....	26
5. Rezultati i diskusija	29
5.1. Neozračeni uzorci	29
5.2. Ozračeni – implantirani uzorci.....	40
5.2.1. He ion	44
5.2.2. C ion.....	48
5.2.3. O ion.....	52
5.3. Uzorci ozračeni u realnim uvjetima.....	55
6. Zaključak.....	61
Literatura	62

1. Uvod

U današnje doba, elektronika ima velik utjecaj na svakodnevni život i društvo. Germanij (Ge) i silicij (Si) koriste se od početka moderne elektronike, dok danas prevladava silicij. Danas su sve popularniji široko-pojasni poluvodiči zbog svojih jedinstvenih svojstava koja im, za razliku od „standardnih“ poluvodiča, omogućuju rad u ekstremnim uvjetima poput visoke temperature, snage, napona i frekvencije u ulogama kao elektroničke komponente [1, 2] ili detektori zračenja [3].

Kao jedan od potencijalnih kandidata za takvu uporabu je silicij karbid (SiC) koji ima svojstva visoke elektronske mobilnosti, visokog probojnog električnog polja, velike toplinske vodljivosti i velike saturacijske driftne brzine elektrona te otpornosti na oštećenje pri izloženosti zračenju [4–8]. Osim poželjnih svojstava, za SiC su razvijene tehnike sinteze samog kristala, ali i nano-struktura visoke kvalitete [9]. Zbog toga se SiC već koristi kao elektroničke komponente u energetici [10–12].

Energija potrebna za pomak atoma iz ravnotežnog položaja u kristalnoj rešetci veća je kod SiC, nego kod Si, zbog čega SiC posjeduje veću otpornost na oštećenja uvedena zračenjem. Kao takav, SiC je dobar kandidat za zamjenu Si detektora zračenja. Također, mogao bi zamijeniti Si elektroniku koja radi u uvjetima visokog zračenja, poput nuklearnih elektrana i satelita u svemiru [13–17].

Prije no što bilo koji poluvodički materijal može ući u široku uporabu, mora postojati dobar opis njegovih svojstava. Osim osnovnih svojstava poput širine zabranjenog pojasa, toplinske vodljivosti i sl., potrebno je identificirati defekte u materijalu. Defekti nastaju već pri rastu materijala, a dodatno se uvode ionskom implantacijom, zračenjem i jetkanjem. Defekti, između ostalog, smanjuju vrijeme života i mobilnost slobodnih nosioca naboja, što bitno utječe na električna svojstva materijala.

Kako za svaki materijal, tako je i za SiC potrebno identificirati defekte i odrediti njihova svojstva. Do danas je samo nekoliko defekata identificirano u SiC uporabom različitih tehnika poput tranzijentne spektroskopije dubokih nivoa (DLTS), elektronske paramagnetske rezonancije (EPR) i fotoluminiscencije (PL) [18].

Također je bitno razviti reproducibilnu, konzistentnu i kvalitetnu izradu SiC kristala. Danas su komercijalno dostupni 4H-SiC i 6H-SiC politipovi, iako je poznato preko 250

različitih politipova [19–21]. Kao materijal za elektroničke komponente i detektore zračenja, 4H-SiC politip je preferiran zbog veće i izotropnije mobilnosti naboja [22].

Vrlo bitno svojstvo poluvodiča općenito je dopiranje. Kod Si dopiranje je moguće provesti termalnom difuzijom, no kod SiC to nije izvedivo zbog vrlo niskih koeficijenata difuzije dopanda. SiC bi bilo potrebno zagrijati na 2000°C, što je blizu temperature faznog prijelaza. Zbog tog ograničenja, danas se selektivno dopiranje SiC uglavnom postiže ionskom implantacijom, odnosno ozračivanjem koje uvodi dodatne defekte [23].

Defekti su uglavnom nepoželjni, ali mogu biti i korisni u situacijama gdje je potrebno brzo uključivanje i isključivanje dioda [24]. Također, sve više se istražuje područje kvantnog računanja i kvantne komunikacije, a upravo defekti su se pokazali kao potencijalni kandidati za kvantne bitove [25]. U SiC je identificirano nekoliko defekata koji bi se mogli koristiti u te svrhe [26].

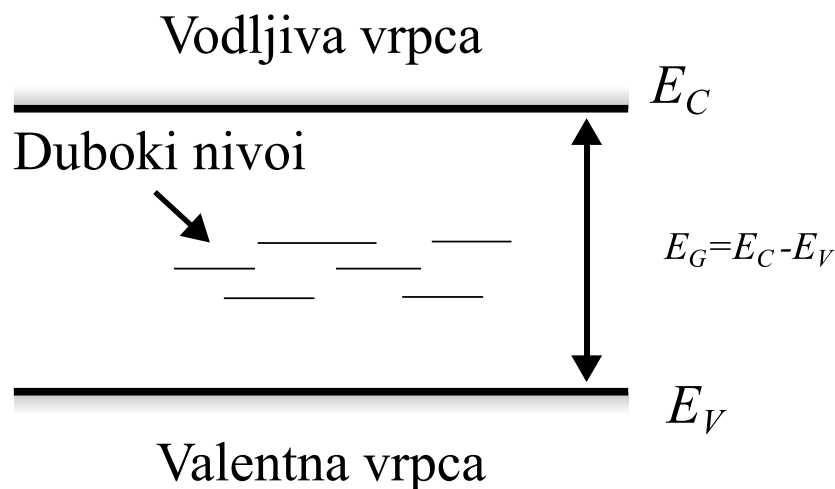
Ozračivanjem materijala moguće je kontrolirano uvesti defekte. U dosadašnjim istraživanjima već su proučeni utjecaji elektronskog [27], neutronske [28], gama [29], protonskog [30] i ionskog [31] zračenja. U ovom radu, proučen je utjecaj ionskog zračenja različitih vrsta iona i različitih doza uporabom DLTS tehnike [32].

2. Duboki nivoi u poluvodičima

2.1. *Plitki i duboki energijski nivoi*

Idealni poluvodič, odnosno poluvodič savršeno periodične kristalne rešetke (bez anomalija – defekata) posjeduje vodljivu i valentnu energetska vrpca koje su razdvojene zabranjenim pojasom. Elektroni ne mogu postići energije unutar tog pojasa. Pri temperaturi 0K, svi elektroni nalaze se u valentnoj vrpci i poluvodič ne može voditi struju. Kako temperatura raste, elektroni poprimaju dovoljno energije da preskoče zabranjeni pojas u vodljivu vrpca gdje postaju gotovo slobodni. Slobodni elektroni su nosioci naboja i oni određuju elektroničke karakteristike poluvodičkog materijala. Napuštanjem valentne vrpce, elektroni tamo ostavljaju prazna mjesta koja se nazivaju šupljine i također se ponašaju kao nosioci naboja.

Kada se poluvodiču naruši periodičnost rešetke uvođenjem defekata, unutar zabranjenog pojasa mogu nastati dostupni energijski nivoi, što se naziva električki aktivnim defektima. Takvi defekti mogu uhvatiti ili otpustiti elektrone, zbog čega mogu značajno utjecati na karakteristike poluvodičkog materijala. Ovisno o primjeni, to može biti korisno ili može narušiti učinkovitost uređaja. Energijski spektar poluvodiča s nivoima unutar energijskog procjepa prikazan je na slici 1. Energija valentne vrpce označena je s E_V , a energija vodljive s E_C . Na slici se mogu uočiti dvije energijske razine unutar zabranjenog pojasa. Plitki nivoi nalaze se blizu valentne ili vodljive vrpce, a duboki su udaljeni od vrpce



Slika 1: Energijski dijagram poluvodiča s nivoima unutar zabranjenog pojasa.

za nekoliko vrijednosti $k_B T$, gdje je $k_B = 8.617 \cdot 10^{-5} eVK^{-1}$ Boltzmannova konstanta, a T temperatura. Plitki nivoi najčešće su namjerno uneseni, tzv. dopiranjem poluvodiča i pri sobnoj temperaturi gotovo su potpuno ionizirani čime značajno povećavaju koncentraciju slobodnih elektrona u vodljivoj vrpici (ili šupljina u valentnoj vrpici), a time i električnu vodljivost poluvodiča. Ukoliko je poluvodič dopiran nivoima blizu vodljive vrpce, tada on ima velik broj elektrona i naziva se n-tipom poluvodiča. U ovom slučaju elektroni su većinski nosioci, a šupljine manjinski nosioci naboja. S druge strane, ukoliko je dopiran nivoima blizu valentne vrpce, ima puno šupljina i naziva se p-tipom poluvodiča. Sada su šupljine većinski nosioci, a elektroni manjinski.

Duboki nivoi nisu ionizirani pri sobnoj temperaturi, već djeluju kao zamke za elektrone. Zamke za elektrone mogu uhvatiti slobodne elektrone, ali isto tako mogu i olakšati prijelaz elektrona iz valentne u vodljivu vrpcu. Zbog toga su duboki energijski nivoi vrlo zanimljivi kada se poluvodiči koriste kao detektori zračenja budući povećavaju struju curenja u reverznoj polarizaciji diode i smanjuju vrijeme života nosioca naboja. Struja curenja povećava šum detektora, a vrijeme života nosioca naboja određuje učinkovitost detekcije upadnih čestica [33].

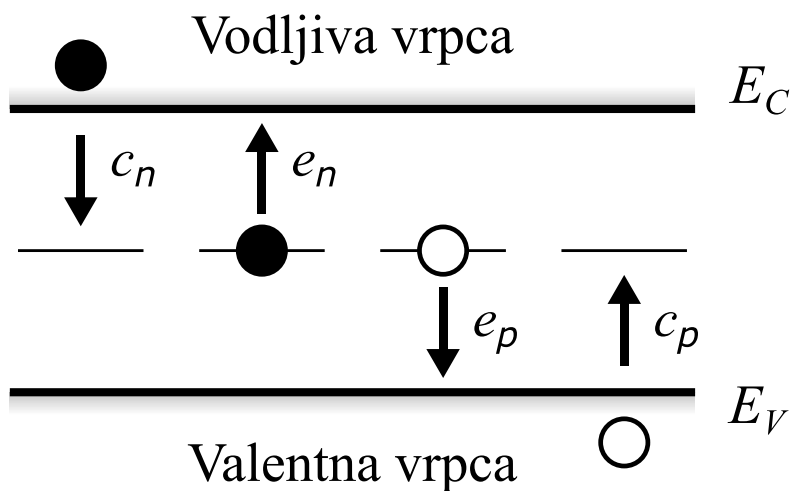
2.2. *Interakcija dubokih nivoa s vrpcama u ravnotežnom stanju*

Interakciju dubokih nivoa s vrpcama moguće je opisati Shockley-Read-Hallovom teorijom rekombinacije [34, 35]. Duboki nivoi s vrpcama međudjeluju na četiri različita načina prikazana na slici 2. Nosioci naboja, odnosno elektroni i šupljine mogu se uhvatiti ili emitirati iz dubokog nivoa. Shodno tome, duboki nivo može stvoriti novi par nosioca naboja (generacija) ili ga može ukloniti (rekombinacija):

- generacija – emisija elektrona popraćena emisijom šupljine
- rekombinacija – uhvat elektrona popraćen uхватom šupljine

Pojedina vrsta dubokog nivoa karakterizirana je energijom E_T i koncentracijom N_T . Proces uhvata opisan je udarnim presjekom σ_n , analogno procesima iz nuklearne fizike. U prisutstvu n slobodnih elektrona po jedinici volumena, prosječne brzine⁴ $\langle v_n \rangle$, duboki

⁴ $\langle v_n \rangle = \left(\frac{3k_B T}{m^*} \right)^{\frac{1}{2}}$ je zapravo korijen prosjeka kvadrata brzine, a ne prosječna brzina.



Slika 2: Uhvati i emisije elektrona i šupljina. Označene su vjerojatnosti: uhvata elektrona iz vodljive vrpce c_n , emisija elektrona u vodljivu vrpcu e_n , uhvat šupljine iz valentne vrpce c_p i emisija šupljine u valentnu vrpcu e_p .

nivo izložen je toku $n \langle v_n \rangle$ elektrona po jedinici površine i jedinici vremena. Ako je od ukupno N_T dubokih nivoa, njih n_T popunjeno, onda je broj uhvaćenih elektrona u jedinici vremena u $(N_T - n_T)$ praznih nivoa dan sljedećim izrazom:

$$\frac{dn_T}{dt} = \sigma_n \langle v_n \rangle n(N_T - n_T) \quad (1)$$

a uhvat pojedinačnog nepopunjenog nivoa dan je brzinom uhvata:

$$c_n = \frac{dn_t/dt}{N_T - n_T} \quad (2)$$

odnosno:

$$c_n = \sigma_n \langle v_n \rangle n \quad (3)$$

gdje pridjev n podrazumjeva uhvat elektrona. Analogan izraz može se izvesti za uhvat šupljina u popunjena stanja:

$$c_p = \frac{d(N_T - n_T)/dt}{n_T} = \sigma_p \langle v_p \rangle p \quad (4)$$

Brzina uhvata povezana je vremenom života manjinskih nosioca naboja zbog rekombinacije elektrona i šupljina u dubokim nivoima. Tako je za p-tip materijala, vrijeme manjinskih nosioca τ_n dano jednadžbom⁵:

$$\tau_n^{-1} = \frac{1}{n} \frac{dn_t}{dt} = \sigma_n \langle v_n \rangle (N_T - n_T) \quad (5)$$

⁵ Zanemareni su radijativni prijelazi.

gdje se može uočiti da je vrijeme života obrnuto proporcionalno koncentraciji dubokih nivoa i njihovom udarnom presjeku.

Iz procesa vidljivih na slici 2, moguće je odrediti promjenu broja popunjenih dubokih nivoa u vremenu (nivoa koji sadrže elektron):

$$\frac{dn_T}{dt} = -(e_n + c_p)n_T + (c_n + e_p)(N_T - n_T) \quad (6)$$

gdje je n_T koncentracija popunjenih dubokih nivoa, $N_T - n_T$ koncentracija praznih dubokih nivoa, a vjerojatnosti uhvata i emisija e_n, c_p, c_n, e_p opisane su uz sliku 2. U ravnotežnom stanju koncentracija popunjenih nivoa je konstantna, stoga je desna strana (6) jednaka 0 i postoji trivijalno rješenje za n_T . Zbog razloga koji su van granica ovog rada, također mora postojati granica između emisije i uhvata svake vrste nosioca naboja zasebno:

$$e_n n_T = c_n (N_T - n_T) \quad \& \quad c_p n_T = e_p (N_T - n_T) \quad (7)$$

odakle slijedi konačno rješenje za popunjenost dubokih nivoa u termalnoj ravnoteži:

$$\frac{n_T}{N_T} = \frac{c_n}{c_n + e_n} = \frac{e_p}{e_p + c_p} \quad (8)$$

U termalnoj ravnoteži popunjenost nivoa također je dana Fermi-Diracovom raspodjelom [36]:

$$\frac{n_T}{N_T} = \frac{1}{1 + \frac{g_0}{g_1} \exp\left(\frac{E_T - E_F}{k_B T}\right)} \quad (9)$$

gdje je E_F Fermijev nivo, a g_0 i g_1 su degeneracije praznog i popunjenog stanja. Kombiniranjem jednadžbi (8) i (9) slijede omjeri brzina uhvata i emisija pojedine vrste nosioca:

$$\frac{e_n}{c_n} = \frac{g_0}{g_1} \exp\left(\frac{E_T - E_F}{k_B T}\right) \quad (10)$$

$$\frac{e_p}{c_p} = \frac{g_1}{g_0} \exp\left(\frac{E_F - E_T}{k_B T}\right) \quad (11)$$

Pošto je omjer $g_0/g_1 \approx 1$, ove jednadžbe ugrubo pokazuju da će duboki nivo biti popunjen elektronima ukoliko je E_F iznad E_T i obrnuto. Položaj Fermijeva nivoa određen je koncentracijom elektrona u vodljivoj vrpici:

$$E_C - E_F = k_B T \ln\left(\frac{N_C}{n}\right) \quad (12)$$

preko efektivne gustoće stanja vodljive vrpce N_C :

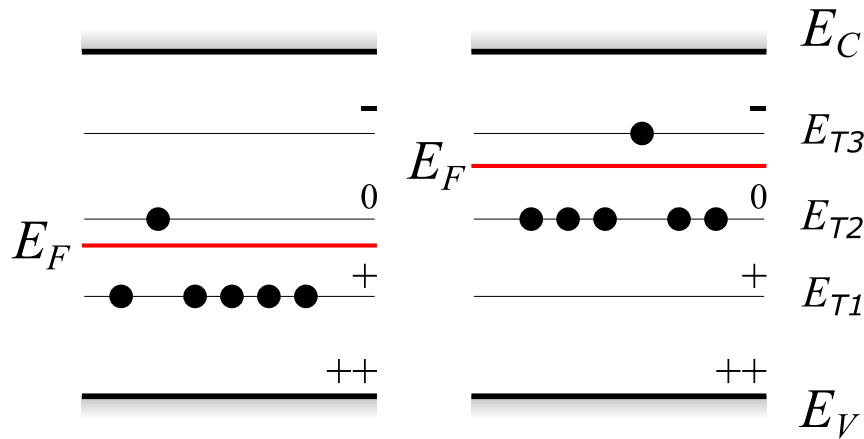
$$N_C = 2 \left(\frac{2\pi m^* k_B T}{h^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (13)$$

gdje je $h = 6.626 \cdot 10^{-34} \text{Js}$ Planckova konstanta, a m^* efektivna masa elektrona⁶.

Pojedini duboki nivo može biti popunjen s više od jednog elektrona što se na energijskom dijagramu pokazuje kao na slici 3. Na slici se može uočiti više energijskih nivoa koji se odnose na jedan duboki nivo. Kada je E_F ispod najnižeg nivoa, tada je većina dubokih nivoa prazna. Kada je E_F između prva dva nivoa, većina nivoa popunjena je jednim elektronom i tako dalje. Kod takvih dubokih nivoa prijelazi između stanja se uobičajeno označavaju navođenjem početnog i konačnog stanja. Npr., oznaka (2 - / 0) znači prijelaz iz dvostruko negativno nabijenog u neutralno stanje, a oznaka (- / +) iz jednostruko negativno u jednostruko pozitivno nabijeno stanje.

Kombinacijom izraza (3), (10) i (12), dobiva se izraz za temperaturnu ovisnost emisije elektrona e_n :

$$e_n(T) = \sigma_n \langle v_n \rangle \frac{g_0}{g_1} N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_T}{k_B T}\right) \quad (14)$$



Slika 3: Energijski dijagram dubokog centra koji se sastoji od 4 stanja različitih naboja označenih s 3 energijska nivoa E_{T1} , E_{T1} , i E_{T1} . Ukupni naboj stanja označen je simbolima iznad pripadnih energijskih nivoa (odabir je proizvoljan kao primjer). Visina Fermijeveg nivoa određuje u kojem će energetskom, odnosno nabojnom stanju duboki nivo biti. Na slici su prikazana dva slučaja različitih položaja Fermijeveg nivoa.

⁶ *Density of states effective mass of electrones* [33]; zapravo ne odgovara efektivnoj masi elektrona kod poluvodiča s kompliciranom strukturom vodljive vrpce koje imaju više minimuma; $m^* = 0.77m_e$ za 4H-SiC prema literaturi [70].

Temperaturna ovisnost dolazi iz ovisnosti $\langle v_n \rangle (T)$, $N_C(T)$, ali i iz ovisnosti udarnog presjeka o temperaturi. Bez dodatnih informacija o dubokom nivou, najjednostavnije je pretpostaviti eksponencijalnu ovisnost udarnog presjeka o temperaturi:

$$\sigma_n(T) = \sigma_\infty \exp\left(-\frac{\Delta E_\sigma}{k_B T}\right) \quad (15)$$

gdje je ΔE_σ visina energijske barijere za uhvat elektrona, a σ_∞ vrijednost udarnog presjeka u granici $T \rightarrow \infty$. Ovakvu temperaturnu ovisnost moguće je opravdati postojanjem odbojne Coulombove barijere koju elektron mora svladati kako bi upao u duboki nivo. Uzevši sve temperaturne ovisnosti u obzir, slijedi konačan izraz za emisiju elektrona:

$$e_n(T) = \gamma T^2 \sigma_a \exp\left(-\frac{E_a}{k_B T}\right) \quad (16)$$

gdje je γ :

$$\gamma = 2\sqrt{3} (2\pi)^{\frac{3}{2}} k_B^2 m^* h^{-3} \quad (17)$$

i σ_a :

$$\sigma_a = \frac{g_0}{g_1} \sigma_\infty \quad (18)$$

Iz izraza (16) slijedi da je e_n/T^2 proporcionalno T^{-1} uz faktor proporcionalnosti jednak aktivacijskoj energiji⁷ E_a . Iako nagib i odsječak ovog pravca nisu identični stvarnoj aktivacijskoj energiji i udarnom presjeku, taj pravac se u pravilu uzima kao „potpis“ dubokog nivoa. Graf ovisnosti e_n/T^2 o T^{-1} naziva se Arrheniusov graf.

Potrebno je napomenuti da se energetske prijelazi odvijaju pri konstantnoj temperaturi i tlaku, zbog čega aktivacijska energija, odnosno energija ionizacije ($E_C - E_T$) odgovara promjeni Gibbsove slobodne energije [37]:

$$(E_C - E_T) = \Delta H - T\Delta S \quad (19)$$

gdje su ΔH i ΔS odgovarajuće promjene entalpije i entropije. Promjena entropije ulazi u predfaktor izraza (16) što znači da nagib pravca – aktivacijska energija E_a odgovara promjeni entalpije.

⁷ E_a zapravo ne odgovara aktivacijskoj energiji, no $(E_C - E_T) + \Delta E_\sigma$, uz dodatnu pretpostavku da je stvarna aktivacijska energija ($E_C - E_T$) neovisna o temperaturi.

2.3. Interakcija dubokih nivoa s vrpcama – neravnotežno stanje

U prethodnom poglavlju proučeno je stacionarno rješenje izraza za popunjenost dubokih nivoa (6). Ako se pretpostave konstantne vrijednosti vjerojatnosti uhvata i emisije, moguće je napisati općenito rješenje diferencijalne jednadžbe:

$$n_T(t) = n_T(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) + N_T \frac{e_p + c_n}{e_n + c_n + e_p + c_p} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right] \quad (20)$$

gdje je $n_T(0)$ početna koncentracija popunjenih nivoa te $\tau = (e_n + c_n + e_p + c_p)^{-1}$. U ovom radu duboki nivoi bit će proučavani u n-tipu poluvodiča. Prema izrazima (3) i (4), vjerojatnosti uhvata i emisije elektrona bit će značajno veće od uhvata i emisije šupljina zbog puno veće koncentracije slobodnih elektrona u odnosu na šupljine zbog čega se dinamika šupljina može zanemariti. Hoće li duboki nivo biti popunjen elektronima ili ne, ovisi o položaju njegove energije u odnosu na Fermijev nivo. Prema izrazu (10), u slučaju $E_T > E_F$ dovoljno je promatrati emisiju elektrona, a u slučaju $E_T < E_F$ uhvat elektrona. Stoga se izraz (20) svodi na dva karakteristična rješenja:

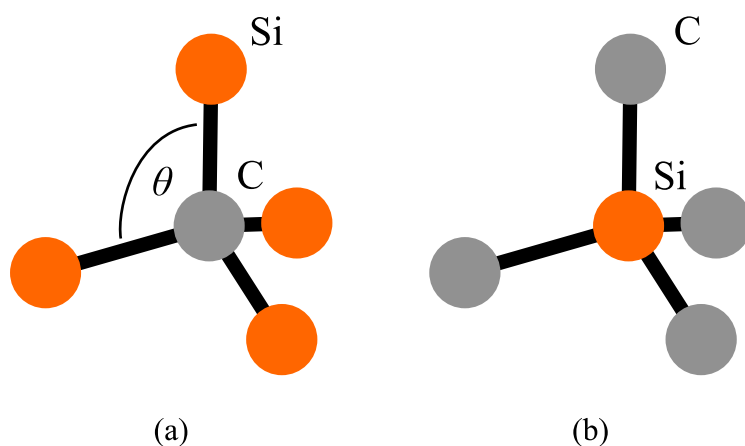
$$n_T(t) = N_T \exp(-e_n t) \quad (21)$$

$$n_T(t) = N_T [1 - \exp(-c_n t)] \quad (22)$$

odnosno duboki nivoi se u ravnotežu vraćaju eksponencijalnim tranzijentima u vremenima određenim vjerojatnostima emisije i uhvata. Stoga promatranje ovih tranzijenata u ovisnosti o temperaturi može dati informaciju o energiji E_T i udarnom presjeku σ dubokog nivoa. Promatranje ovisnosti emisije o temperaturi upravo i čini velik dio ovog diplomskog rada.

2.4. *Kristalna struktura SiC*

Silicij karbid sastoji se od jednakog udjela silicija i ugljika. U kristalnoj rešetci atomi ugljika i silicija povezani su kovalentnom vezom⁸. Najmanji gradivni elementi SiC su tetraedri koji se sastoje od Si u središtu (ili C) povezanog s četiri C (Si) atoma preko jakih sp^3 veza (prikazano na slici 4). Jedna od glavnih karakteristika SiC je politipizam – jednodimenzionalni polimorfizam. Danas je poznato više od 250 različitih politipova SiC. Kristalna struktura svakog politipa može se opisati kao poseban redoslijed slaganja slojeva. Ti slojevi sastoje se od dvije plohe, jedna Si i jedna C koje imaju heksagonsko gusto pakirano uređenje, poput grafena. Svaki idući sloj može se postaviti na 2 različita načina, što ukupno daje 3 različite plohe ABC. Svaki politip stoga se može opisati redoslijedom slaganja slojeva ABC. Uobičajeno se koristi Ramsdellova notacija politipova [38]. Ona opisuje svaki politip brojem i slovom. Broj označava broj slojeva koji se pojavljuju u jednom periodu slaganja, a slovo označava simetriju koja može biti kubična (C), heksagonska (H) ili romboedarska (R). Najpoznatiji politipovi su 3H, 3C, 4H i 6H-SiC čiji su redoslijedi slaganja prikazani na slici 5. Iako su prvi susjedi identični svakom atomu kristalne rešetke, položaji drugih, trećih i daljnjih susjeda ne moraju biti. Zbog toga postoje različite lokalne simetrije unutar rešetke. Tako se kod 4H-SiC politipa pojavljuju lokalna kubična (k) i lokalna heksagonalna (h) simetrija [39]. Zbog toga 4H politip ima 50-50% kubičnu i heksagonalnu simetriju. Za razliku od njega 2H i 3C politipovi imaju 100% heksagonsku i kubičnu simetriju. Zbog



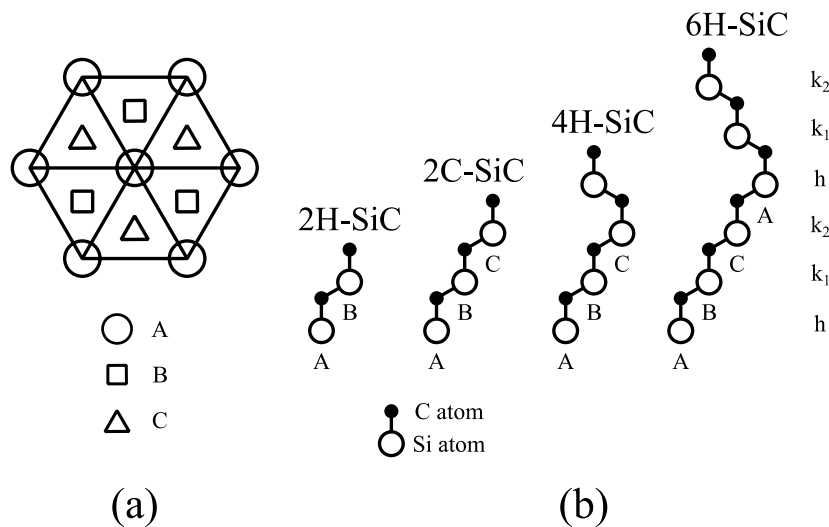
Slika 4: osnovni gradivni elementi kristala SiC : (a) jedan C i četiri Si atoma (b) jedan Si i četiri C atoma. Na slici je prikazan i kut θ između veza koji iznosi 70.529° .

⁸ Gotovo potpuno kovalentno; 12% čini ionska veza (Si pozitivno, a C negativno nabijen) [71].

različitih redosljedâ slaganja, različiti politipovi imaju različita svojstva i neki se politipovi lakše sintetiziraju od drugih. Kao što je već spomenuto, 4H politip je preferiran zbog dostupnosti komercijalne proizvodnje i povoljnih fizikalnih svojstava. Svojstva glavnih politipova navedena su u tablici 1.

Tablica 1: Svojstva glavnih politipova SiC [21].

Svojstva / politip	3C-SiC	4H-SiC	6H-SiC
Energetski procjep (eV)	2.36	3.26	3.02
Mobilnost elektrona ($cm^2V^{-1}s^{-1}$)	1000	1000 - 1200	100 - 500
Probojno električno polje ($MVcm^{-1}$)	1.4	2.2 - 2.8	1.7 - 3.0
Relativna dielektrična permitivnost	9.72	9.76	9.66
Termalna vodljivost ($Wcm^{-1}K^{-1}$)	3.3-4.9	3.3 - 4.9	3.3 - 4.9
Saturacijska brzina elektrona	$2 \cdot 10^7$	$2.2 \cdot 10^7$	$1.9 \cdot 10^7$



Slika 5: Kristalna struktura SiC: (a) tri moguća položaja (A, B i C) na heksagonskoj plohi, (b) redosljed slaganja četiri česta politipa SiC. Označeni su i različiti položaji koji odgovaraju kubičnoj (k_1 , k_2) i heksagonskoj podrešetci (h) kod 6H-SiC politipa. Slika je reproducirana prema uzoru iz literature [72].

Visoka kvaliteta kristalne strukture postiže se u dva koraka. Prvo se sintetizira *bulk* kristala npr. rastom iz monokristalnog sjemena tzv. modificiranom Lely tehnikom [40]. Metoda se sastoji od zagrijavanja praha SiC praha na otprilike $2500^\circ C$ te kondenzacije na

monokristalno sjeme. Kako bi se kristal sintetizirao dovoljnom brzinom, pri takvom rastu pojavljuje se previše defekata za uporabu u elektronici ili kao detektor. Zbog toga se tom komadu kristala, odnosno supstratu, epitaksijalnim rastom proizvede sloj kristala visine 1 – 100 μm sa značajno manjim udjelom defekata. U tu svrhu se uobičajeno koristi tehnika kemijske depozicije CVD (*chemical vapor deposition*) [41]. Epitaksijalni sloj služi kao aktivni sloj u elektroničkim uređajima jer je značajno bolje kvalitete od supstrata.

2.5. Defekti u SiC

U stvarnim uvjetima nije moguće sintetizirati kristal bez defekata. Čak i da se mogu ukloniti ekstrinzični defekti, zbog termodinamičke ravnoteže, intrinzični defekti će uvijek biti prisutni. Intrinzični defekti mogu biti točkasti ili složeni. Zbog binarne prirode SiC, postoji velik broj mogućih točkastih defekata:

- vakancija – nedostatak atoma u kristalnoj rešetci što može biti vakancija silicija (V_{Si}) ili vakancija ugljika (V_{C})
- intersticija – atom zauzima mjesto koje ne odgovara kristalnoj rešetci što opet može biti intersticija silicija (Si_i) ili intersticija ugljika (C_i)
- anti-site – atom jedne podrešetke nalazi se na mjestu druge, što znači da se silicij može naći na mjestu ugljika (Si_{C}) ili se ugljik može naći na mjestu silicija (C_{Si})
- nečistoća (ekstrinzični defekt) – strani atom nalazi se na nekom mjestu kristalne rešetke, npr. atom dušika (N) može se nalaziti na mjestu silicija (N_{Si}) ili ugljika (N_{C})

Naravno, moguće su i kombinacije navedenih defekata poput divakancija ($V_{\text{Si}}-V_{\text{C}}$), vakancija-antisite ($\text{C}_{\text{Si}}-V_{\text{C}}$) i tako dalje.

Teorijska predviđanja svojstava točkastih defekata provode se uporabom DFT računa (*density functional theory*). Iz računa slijedi da su intrinzični defekti najniže formacijske energije silicijev anti-site (Si_{C}), ugljikov anti-site (C_{Si}) i vakancija ugljika (V_{C}). Zbog toga se očekuje da će njihove koncentracije biti veće od ostalih defekata, poput vakancije silicija (V_{Si}) ili pogotovo intersticija [42]. Teorijska predviđanja ekstrinzičnih defekata daju širok spektar formacijskih energija [43]. Hoće li se ekstrinzični defekti tvoriti ili ne, ne ovisi o njihovoj formacijskoj energiji već samo o tome jesu li prisutni u materijalu

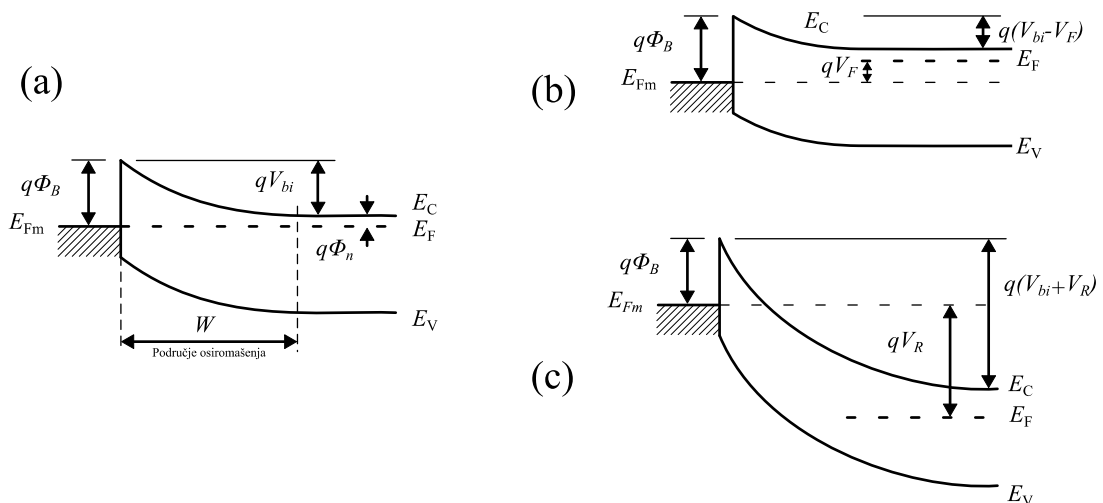
ili ne. Formacijska energija, međutim, određuje na kojem mjestu u kristalnoj rešetci će se stvoriti taj defekt. Složeni defekti su kompliciraniji za analizu, ali svakako su prisutni u kristalu. Oni mogu biti linijske dislokacije, pogreške u slaganju slojeva i mikro-cijevi. Analiza provedena u poglavlju 2.2 odnosi se samo na točkaste defekte, a takvi će se i promatrati u ovom radu uporabom tehnika DLTS-a [32]. Složeni defekti mogu se karakterizirati sličnim tehnikama, no to izlazi iz okvira ovog rada [44].

3. Eksperimentalne metode

Kako bi poluvodički materijal bio koristan, prvo se mora dopirati donorima (n-tip) ili akceptorima (p-tip). Zatim se od takvog materijala rade elektroničke komponente poput pn i Schottky diode [34]. U ovom radu se karakteriziraju električna svojstva SiC u svrhu čega se koristi upravo Schottky dioda. Stoga je prvi dio ovog poglavlja posvećen fizici Schottky dioda općenito, a drugi dio opisuje mjerne tehnike korištene za karakterizaciju.

3.1. Schottky dioda

Schottky dioda je spoj metala i poluvodiča koji funkcionira na principu potencijalne barijere prikazane⁹ na slici 6. Barijera potječe od razlike izlaznog rada metala ϕ_m i izlaznog rada poluvodiča ϕ_s . Dioda ima ispravljачku karakteristiku, što znači da u jednom smjeru propušta struju, a u drugom ne. Razlog tome je taj što elektroni iz poluvodiča lakše preskoče barijeru nego elektroni iz metala. Visina barijere može se mijenjati ako se na krajeve diode postavi razlika potencijala, odnosno napon koji prijelaz elektrona čini lakšim ili težim.



Slika 6: Energijski dijagram Schottky diode n-tipa. Uz već objašnjene oznake energija poluvodiča, označena je i potencijalna barijera diode ϕ_B te ugrađeni potencijal V_{bi} . Prikazane su (a) nepolarizirana, (b) propusno polarizirana i (c) reverzno/nepropusno polarizirana dioda. Slika je reproducirana prema uzoru iz literature [33].

⁹ Prikazana je dioda za n-tip poluvodiča i na nju se odnose objašnjenja koja slijede, iako postoji dioda i za p-tip poluvodiča.

Schottky kontakt nastaje samo pod uvjetom da vrijedi $\phi_m > \phi_s$. Inače nastaje neispravljački kontakt koji samo uvodi otpor zbog čega se i zove ohmski kontakt.

3.2. *Strujno-naponska karakteristika*

Ako se pretpostavi Maxwell-Boltzmannova distribucija brzina elektrona u vodljivoj vrpici poluvodiča, može se izračunati koliko elektrona preskoči barijeru pod pretpostavkom da sav višak energije koji imaju, u odnosu na dno vodljive vrpce, odlazi na kinetičku energiju. Odatle slijedi gustoća struje kroz poluvodič J u ovisnosti o primijenjenom naponu V_a :

$$J = J_S \cdot \left[\exp\left(\frac{eV_a}{k_B T}\right) - 1 \right] \quad (23)$$

gdje je J_S reverzna-saturacijska gustoća struje koja iznosi:

$$J_S = \frac{4\pi e m^* k^2}{h^3} T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_B}{k_B T}\right) \quad (24)$$

Reverzna-saturacijska struja je struja koju idealna dioda propušta kada je reverzno polarizirana i može se uočiti da raste s porastom temperature. U eksperimentu se mjeri struja, a ne gustoća struje, zbog čega se obje strane jednadžbe (23) množe s površinom diode. U propusnoj polarizaciji, za dovoljno velike napone V_a , jedinica u zagradi jednadžbe (23) je zanemarivo mala u odnosu na eksponencijalni faktor. Zbog toga se može uzeti prirodan logaritam te jednakosti iz čega slijedi linearna ovisnost struje I o primijenjenom naponu V_a :

$$\ln(I) = \ln(I_S) + \frac{qV_a}{nk_b T} \quad (25)$$

gdje je u nazivniku nagiba pravca uveden faktor n koji se naziva faktorom idealnosti i za idealnu diodu iznosi 1. Realne diode posjeduju dodatan serijski otpor koji ne dopušta da struja raste eksponencijalno do prevelikih struja. Iznos serijskog otpora nije moguće odrediti na jednostavan način poput prilagodbe pravca, već su potrebne naprednije metode. U ovom radu je u tu svrhu korištena Nordeova metoda [45]. Iz saturacijske struje moguće je procijeniti visinu potencijalne barijere Φ_B prema relaciji:

$$I_S = AA^* T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_B}{k_B T}\right) \quad (26)$$

gdje je A površina diode, a A^* efektivna Richardsonova konstanta. Vrijednost visine potencijalne barijere i Richardsonove konstante moguće je dobiti prilagodbom pravca na mjerenja temperaturene ovisnosti saturacijske struje. No, u ovom radu je samo preuzeta Richardsonova konstanta iz literature [21], i iznosi $A^* = 146 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$.

3.3. Kapacitivno-naponska karakteristika

Na slici 6 se može uočiti da je u blizini kontakta vodljiva vrpca pomaknuta prema gore u odnosu na Fermijev nivo. Zbog toga u blizini kontakta dolazi do područja osiromašenja, odnosno područja u kojem gotovo nema slobodnih nosioca naboja. Ioni donora koji su donirali te naboje u vodljivu vrpcu nisu pokretni, pa ostaju u području osiromašenja zbog čega ono ima gustoću naboja eN , gdje je $e = 1.602 \cdot 10^{-19}\text{C}$ elementarni naboj. Kako se mijenja visina barijere primjenom vanjskog napona, tako se mijenja i širina područja osiromašenja W prema izrazu¹⁰:

$$W(V_a) = \left[\frac{2\epsilon_r\epsilon_0(V_{bi} - V_a)}{eN} \right]^{1/2} \quad (27)$$

Širenjem i skupljanjem područja osiromašenja, odvođe se i dovode slobodni nosioci naboja, zbog čega je moguće definirati diferencijalni kapacitet diode:

$$C(V) = \frac{dQ}{dV} = \frac{A\epsilon_r\epsilon_0}{W(V)} \quad (28)$$

gdje je A površina diode, $\epsilon_0 = 8.8542 \cdot 10^{-12}\text{Fm}^{-1}$ električna permitivnost vakuuma i ϵ_r relativna permitivnost materijala, koja za 4H-SiC prema tablici 1 iznosi 9.76, no u ovom radu je radi konzistentnosti sa starijim rezultatima korištena vrijednost 9.66 koja odgovara 6H-SiC jer je ta vrijednost povijesno poznata od ranije. Širina područja osiromašenja slijedi iz rješenja Poissonove jednadžbe, nakon čega slijedi i kapacitet Schottky diode:

$$C(V) = A \sqrt{\frac{\epsilon_r\epsilon_0}{2} \frac{eN}{(V_{bi} - V_a)}} \quad (29)$$

Ovisnost kapaciteta o naponu također se može svesti na linearnu ovisnost na sljedeći način:

¹⁰ Potrebno je pretpostaviti da područje osiromašenja naglo završava što je najčešće dovoljno dobra pretpostavka.

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2}{\epsilon_r \epsilon_0 A^2} \frac{V_{bi} - V_a}{eN} \quad (30)$$

Gustoća naboja eN u prethodnim izrazima odnosi se na gustoću na rubu područja osiromašenja pošto je to područje ono koje diodi daje diferencijalni kapacitet. Ako je gustoća naboja područja osiromašenja konstantna, prethodna jednakost opisuje linearnu ovisnost gdje je nagib pravca obrnuto proporcionalan toj gustoći. Ukoliko gustoća naboja nije homogena, potrebno je promotriti razliku, odnosno derivaciju kapaciteta iz kojeg slijedi ovisnost gustoće naboja po dubini :

$$N(W) = \frac{2}{e\epsilon_r\epsilon_0 A^2} \left(\frac{d(1/C^2)}{dV} \right)^{-1} \quad (31)$$

gdje se širina područja osiromašenja određuje prema izrazu (25). Ukoliko je poluvodič homogeno dopiran, ovim profilom moguće je odrediti prostornu raspodjelu dubokih nivoa.

Kod n-tipa poluvodiča koji je dopiran koncentracijom donora N_D pretpostavlja se da su svi donori ionizirani pa gustoća naboja područja osiromašenja iznosi eN_D . Ukoliko su u zabranjenom pojasu prisutni duboki nivoi oni će području osiromašenja dodati gustoću naboja $-en_T$, gdje je n_T koncentracija popunjenih nivoa. Zbog toga će ukupna gustoća naboja unutar područja osiromašenja iznositi:

$$qN = q(N_D - n_T) \quad (32)$$

Ovaj efekt naziva se kompenzacija slobodnih nosioca naboja jer duboki nivoi zapravo smanjuju broj nosioca naboja u vodljivoj vrpici. Kao što je opisano u poglavlju 2.2, duboki nivo će biti popunjen ukoliko se nalazi ispod Fermijeva nivoa, a prema slici 6 to će ovisiti o iznosu primjenjenog napona. Duboki nivoi će se prazniti kako se povećava reverzan napon. To će promijeniti popunjenost dubokih nivoa i interpretaciju C-V karakteristike. Kako bi se to izbjeglo, potrebno je mjeriti karakteristiku na niskim temperaturama gdje je emisija elektrona iz dubokih nivoa jako spora prema izrazu (16). Tako su elektroni praktički zamrznuti u dubokim nivoima i koncentracija popunjenosti n_T je konstantna za vrijeme mjerenja. Naravno, temperatura se ne smije spustiti prenisko gdje niti donorski nivoi N_D više ne bi bili ionizirani. Kako bi se postignula popunjenost svih dubokih nivoa prije mjerenja je potrebno na diodu staviti mali propusni napon koji spušta barijeru zbog čega svi duboki nivoi dolaze ispod Fermijeva nivoa.

Pošto je riječ o diferencijalnom kapacitetu, on se eksperimentalno mjeri pomakom u fazi struje u odnosu na primijenjen izmjenični napon. U ovom radu korištena je frekvencija od 1MHz i oscilatorni napon od 30mV .

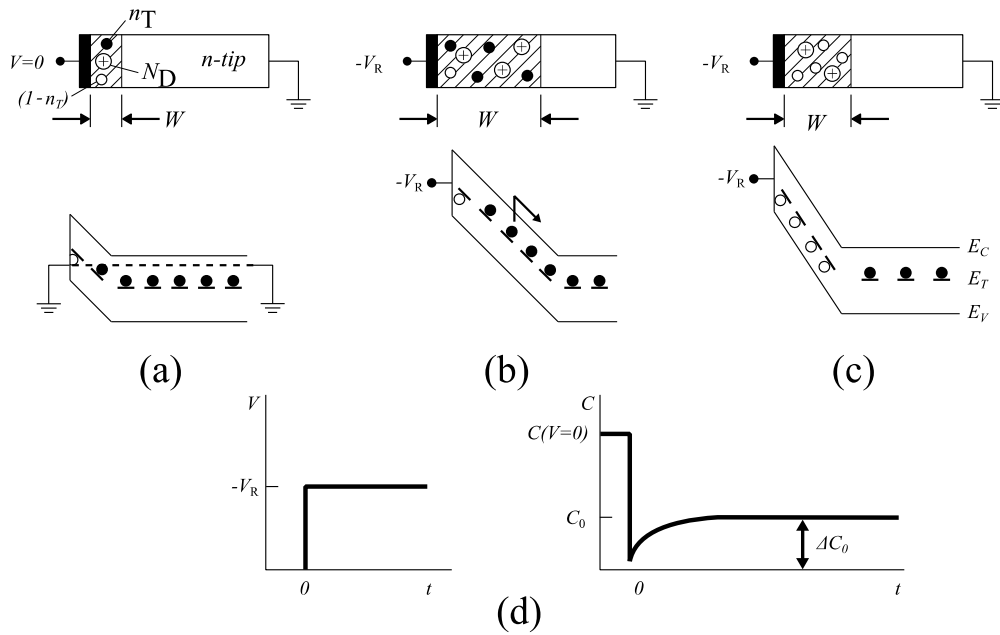
3.4. *Tranzijentna spektroskopija dubokih nivoa*

DLTS (*Deep level transient spectroscopy*) je metoda mjerenja tranzijenata kapaciteta kojom se karakteriziraju duboki nivoi [32]. Metoda se temelji na mjerenju tranzijenata kapaciteta dioda. Tranzijenti se induciraju naglom promjenom napona primjenjenog na diodu koji inducira promjenu širine područja osiromašenja. Kako je objašnjeno u prethodnom poglavlju, kapacitet diode ovisi o koncentraciji slobodnih nosioca naboja $qN = q(N_D - n_T)$. Popunjenost dubokih nivoa n_T ponaša se kako je opisano u poglavlju 2.2. Brzine promjena popunjenosti ovise o temperaturi i kreću se kroz velik broj redova veličine što omogućuje zapažanje tranzijenata kapaciteta na vremenskoj skali koja je praktično izvediva. Stoga, u slučaju da duboki nivoi nisu prisutni, tranzijenti kapaciteta bili bi brži od standardnih mjernih instrumenata.

U ovoj metodi je bitno da područje osiromašenja ulazi samo u jedan kraj diode kako bi interpretacija kapaciteta bila jednostavnija. Zbog toga se metoda može provesti na Schottky diodama, ali i p^+n ili pn^+ diodama gdje je jedan tip poluvodiča dopiran puno većom dozom, pa područje osiromašenja većinom ulazi u drugi tip. Tranzijenti inducirani naglim promjenama napona prikazani su na slici 7. Na početku na diodu nije primijenjen vanjski napon. Dioda se nalazi u ravnotežnom stanju i duboki nivoi su popunjeni do Fermijeve razine. Zatim se nametne reverzni napon koji povisi potencijalnu barijeru. Sada se dio popunjenih dubokih nivoa našao iznad Fermijeve razine. Ti duboki nivoi se prazne eksponencijalno prema izrazu (21), zbog čega kapacitet raste. Pod pretpostavkom da je koncentracija dubokih nivoa značajno manja od koncentracije donora $N_D \gg n_T$, korijen u izrazu za kapacitet (26) može se razviti u Taylorov red ($N = N_D - n_T$):

$$C(t) = C_0 \left(1 - \frac{n_T(t)}{2N_D} \right) \quad (33)$$

gdje je $C_0(V) = A \sqrt{\frac{\epsilon_r \epsilon}{2} \frac{eN_D}{(V_{bi}-V)}}$ kapacitet kada su svi duboki nivoi prazni. Pošto je već poznato da n_T prolazi kroz eksponencijalni tranzijent, sada je očito da i kapacitet slijedi eksponencijalni tranzijent čija je vremenska konstanta obrnuto proporcionalna vjerojatnosti emisije elektrona e_n . Do sada se spominjalo postojanje samo jedne vrste dubokog nivoa.



Slika 7: Princip DLTS mjerenja. (a) dioda bez primjenjenog napona (b) upravo reverzno polarizirana dioda (c) reverzno polarizirana dioda na kraju tranzijenta (d) vremenska promjena kapaciteta za opisane korake. Slika je reproducirana prema uzoru iz literature [73].

Naravno, u zabranjenom pojasu može se pojaviti i više dubokih nivoa od kojih svaki ima svoju vjerojatnost emisije zbog čega se ukupni tranzijent kapaciteta može sastojati od nekoliko eksponencijala.

U eksperimentu se mjere upravo ti tranzijenti kapaciteta i to na način da se mjerenje ponovi nekoliko puta te se uzima prosjek kako bi se smanjio šum. Nakon dobivenog tranzijenta potrebno je odrediti vremensku konstantu, odnosno emisiju. To je moguće provesti na više načina. Metoda najveće razlučivosti je prilagodba eksponencijalnih funkcija numeričkim računanjem inverznog Laplace transformata zbog čega se metoda i zove Laplace DLTS (LDLTS). Prednost ove metode je što ima energijsku razlučivost dubokih nivoa od 1meV , no problem je što je za točan izračun numeričke metode potrebna vrlo niska razina šuma što zahtjeva velik broj ponavljanja mjerenja (npr. 500) zato što se šum smanjuje s kvadratom broja usrednjavanja. Druga metoda je računanje razlike vrijednosti kapaciteta u dvije fiksne točke tranzijenta t_1 i t_2 (vremenski prozor). što se naziva signalom DLTS-a:

$$DLTS\ signal = \Delta C_0 [\exp(-e_n t_1) - \exp(-e_n t_2)] \quad (34)$$

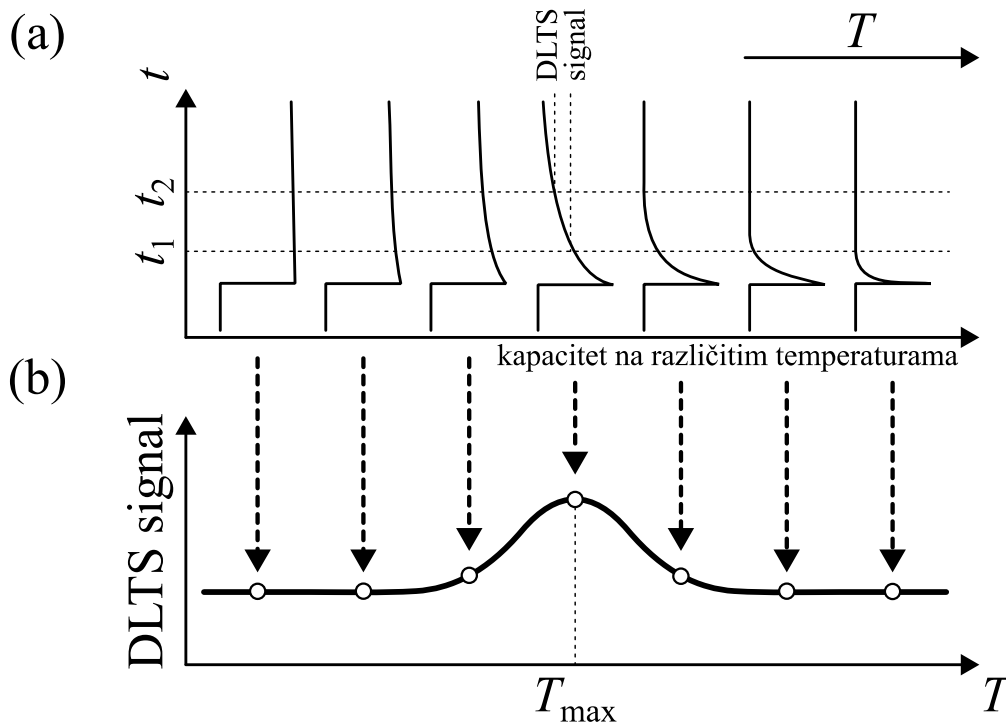
gdje je amplituda tranzijenta ΔC_0 :

$$\Delta C_0 = C_0 \frac{N_T}{2N_D} \quad (35)$$

Takav pristup prikazan je na slici 8 i može se uočiti da postoji maksimum signala DLTS-a. Derivacijom izraza (33) i izjednačavanjem s 0 dobiva se uvjet za maksimum signala:

$$e_n(T_0) = \frac{\ln(t_2/t_1)}{t_2 - t_1} \quad (36)$$

gdje je T_0 temperatura na kojoj se nalazi vrh DLTS signala za određeni vremenski prozor (t_1, t_2) . Pošto su vremena t_1 i t_2 poznata, prema izrazu (34) poznata je i emisija e_n koja odgovara vrhu. Prema tome, dovoljno je uzeti nekoliko različitih vremenskih prozora čime se promatra isto toliko različitih vrijednosti emisija. Svaki prozor će davati vrh DLTS signala na temperaturi na kojoj duboki nivo poprima vrijednost emisije koja odgovara tom prozoru. Uobičajeno je uzeti prozore jednakih omjera t_2/t_1 jer u tom slučaju bi visine vrhova signala trebale biti jednake što je samo otprilike točno budući se vrijednost kapaciteta C_0 mijenja s temperaturom. U ovom radu je korišten omjer $t_2/t_1 = 2.5$. Potrebno je uzeti dovoljan broj različitih vremenskih prozora kako bi se mogla provesti linearna regresija izraza (16).



Slika 8: Princip vremenskog prozora. (a) tranzijenti kapaciteta su sve brži na višim temperaturama (b) DLTS signal kao razlika kapaciteta u dvije vremenske točke (krajevi vremenskog prozora). Slika je reproducirana prema uzoru iz literature [32].

3.5. *Dubinski profil i lambda duljina*

Jasno je da se promjenom napona na diodi promatra različita dubina materijala od Schottky kontakta prema izrazu (26). Prema tome, odabirom određenih napona moguće je promatrati duboke nivoe u određenoj dubini poluvodiča. Postoje dvije vrijednosti napona pri DLTS mjerenjima, a to su vrijednost reverznog napona V_R i napona pulsa V_p . Te dvije vrijednosti daju gornju i donju granicu promatrane dubine poluvodiča. Širina područja osiromašenja, odnosno promatrana dubina poluvodiča obično se ne računa prema izrazu (26), nego se izmjeri kapacitet na nekom naponu, pa se dubina odredi iz izraza (25). Ovi argumenti vrijede za izračun slobodnih nosioca naboja, no kada se promatraju duboki nivoi potrebno je bolje proučiti situaciju. Situacija je prikazana na slici 9. Može se uočiti da, iako je dubina područja osiromašenja x , duboki nivoi se prazne samo do dubine $x - \lambda$ jer se na većim dubinama nalaze ispod Fermijeve razine pa su popunjeni. To znači da, ako vrijednost kapaciteta na nekom reverznom naponu prema izrazu (25) daje dubinu x_d , duboki nivoi koji utječu na mjerenje nalaze se na dubini $x_d - \lambda$ što se naziva lambda-efekt. [35] Pod uvjetom da je poluvodič homogeno dopiran koncentracijom N_D , vrijednost λ iznosi:

$$\lambda = \left[\frac{2\epsilon_r \epsilon_0}{e^2 N_D} (E_F - E_T) \right]^{1/2} \quad (37)$$

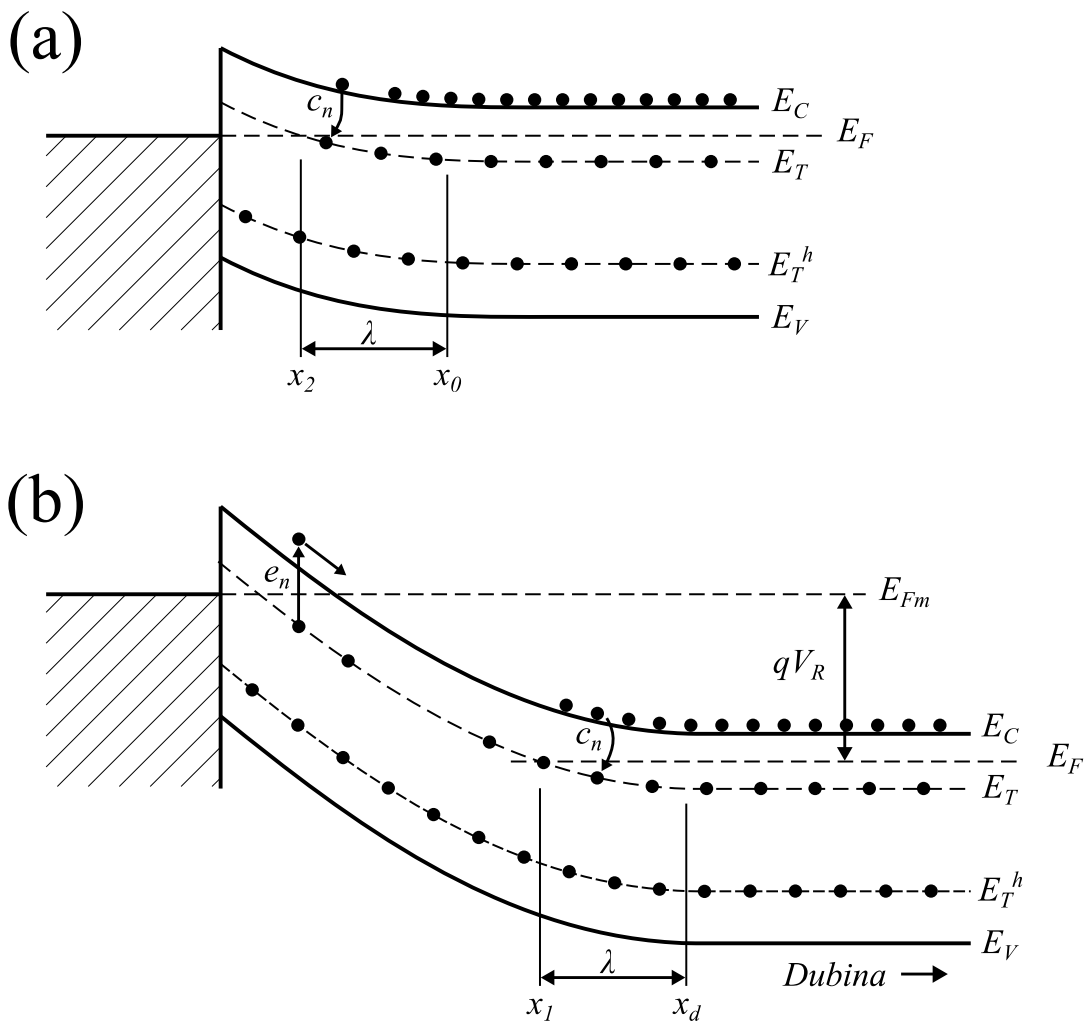
Uobičajen postupak određivanja λ duljine je odrediti koncentraciju dopiranja N_D iz C-V mjerenja, zatim prema izrazu (12) izračunati položaj Fermijeva nivoa u odnosu na vodljivu vrpcu. Nakon toga se DLTS mjerenjem iz Arrheniusova grafa izračuna položaj dubokog nivoa u odnosu na vodljivu vrpcu. Iz ova dva mjerenja jednostavno slijedi popravka lambda-efekta. Ukoliko poluvodič nije homogeno dopiran ili postoji nehomogena kompenzacija zbog dubokih nivoa, tada je λ duljinu potrebno računati numeričkom integracijom Poissonove jednadžbe što je u ovom radu zanemareno i pretpostavljena je homogena koncentracija N_D bez kompenzacije.

Lambda efekt također mijenja i amplitudu tranzijenta emisije elektrona. U prethodnom poglavlju se pretpostavljalo da u procesu emisije sudjeluju duboki nivoi duž cijelog područja osiromašenja, no sad je jasno da to nije tako pa je zato koncentraciju dubokih nivoa potrebno računati koristeći sljedeći izraz za amplitudu tranzijenta:

$$\frac{\Delta C_0}{C_0} = \frac{x_1^2 - x_2^2}{x_d^2} \frac{N_T}{2N_D} \quad (38)$$

što se svodi na izraz (34) u slučaju $x_1 \approx x_d$ i $x_2 \ll x_d$.

U ovom radu dubinsko profiliranje dubokih nivoa provedeno je mjerenjem DLTS signala jednog prozora za različite vrijednosti napona. Razlika između reverznog napona i napona pulsa držana je konstantnom te se za vrijednost dubine signala uzimao prosjek dubina koje odgovaraju tim naponima (uz λ popravku).

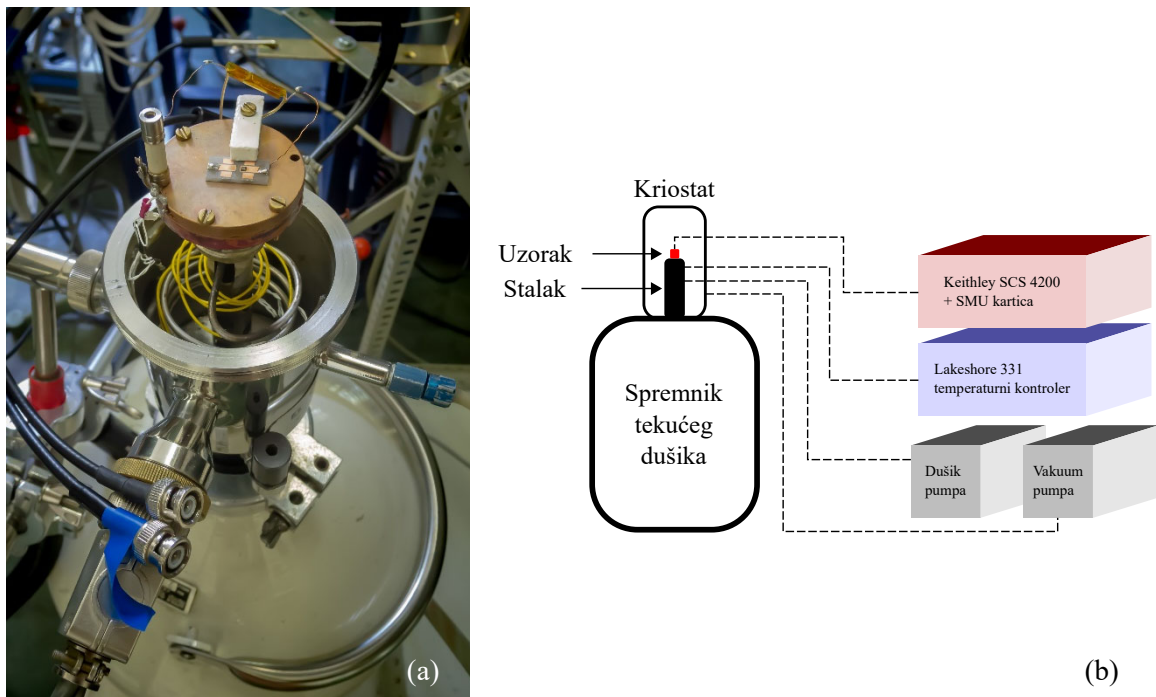


Slika 9: Dijagram vrpce Schottky diode n-tipa i procesa emisije elektrona iz dubokih nivoa. (a) nepolarizirana dioda – širina područja osiromašenja je x_0 , a većina dubokih nivoa je popunjena elektronima, sve do dubine x_2 (b) reverzno polarizirana dioda – širina područja osiromašenja je x_d duboki nivoi se prazne sve do dubine x_1 . Slika je reproducirana prema uzoru iz literature [35].

4. Mjerni uređaj i uzorci

4.1. Mjerni uređaj

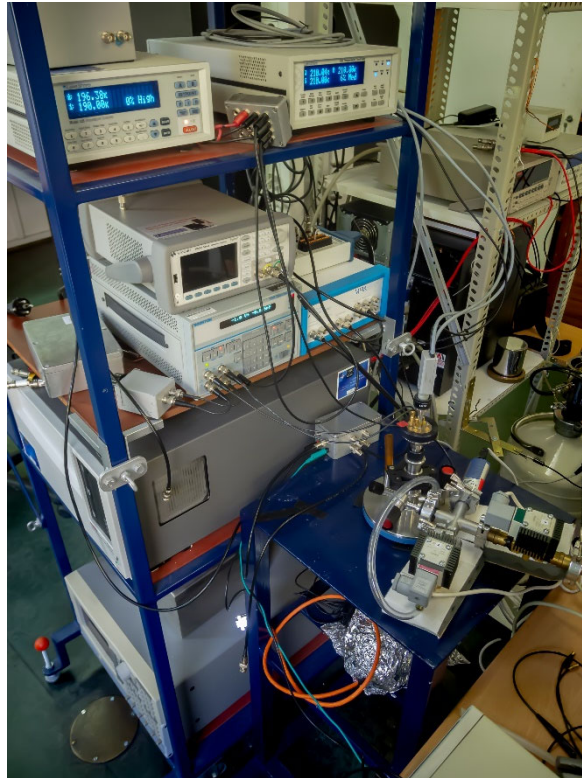
Osnovna karakterizacija dioda sastoji se od mjerenja strujno-naponske (I-V) i kapacitivno-naponske (C-V) karakteristike. U tu svrhu korišten je uređaj *Keithley 4200 Semiconductor characterization system* s *4200-SMU* karticom. Kapacitet je mjereno kako je već spomenuto, oscilatornim signalom 1MHz amplitude 30mV . Pošto sva svojstva poluvodičkog materijala ovise o temperaturi, diode su držane u kriostatu na dobro definiranoj temperaturi. U kriostatu je održavan vakuum tlaka 10^{-5}bar . Vakuum ima dvostruku ulogu: drži temperaturu uzorka stabilnijom te čuva uzorak od oksidacije pri višim temperaturama i kondenzacije vode pri nižim. Vakuum je održavan rotacijskom pumpom. Temperatura je mjerena i kontrolirana *Lakeshore 331* temperaturnim kontrolerom koji puštanjem struje dovodi toplinu do bakrenog stalka na kojem je učvršćen uzorak. Uzorak je istovremeno hlađen puštanjem tekućeg dušika kroz bakreni stalak, što znači da najniža dostupna temperatura mjerenja iznosi 77K . Cijeli postav prikazan je shematski i fotografijom na slici 10.



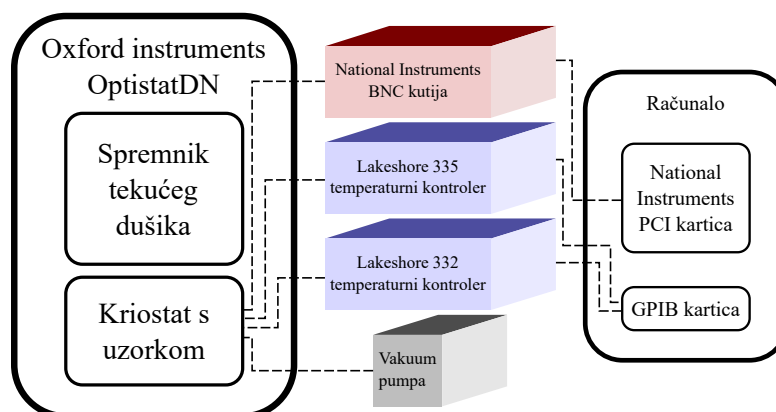
Slika 10: Eksperimentalni postav za I-V i C-V mjerenja: (a) fotografija kriostata s uzorkom pričvršćenim na bakreni stalak (b) shema postava.

U DLTS mjerenjima mjere se brzi tranzijenti kapaciteta što zahtjeva drugačiji mjerni uređaj od uređaja korištenog za mjerenje C-V karakteristike. Kompromis kod takvog uređaja je taj da nema dobru apsolutnu preciznost mjerenja, što kod DLTS-a nije problem budući se traži samo razlika vrijednosti kapaciteta u vremenu. U ovom radu korišten je *Boonton 7200*. Kapacitet je opet mjeren oscilatornim signalom 1MHz amplitude 30mV . Ova frekvencija je dovoljno visoka da se popunjenost dubokih nivoa ne promijeni značajno za vrijeme trajanja nekoliko oscilacija potrebnih za određivanje kapaciteta u nekom trenutku. *Boonton 7200* izmjerenu vrijednost kapaciteta na svojem izlaznom kanalu daje analognim vrijednostima napona između -10V i $+10\text{V}$. Taj signal očitao je *National instruments PCI-6251 DAQ* karticom (*Data acquisition*), digitaliziran i pohranjen u računalo za analizu. *National instruments* kartica također stavlja reverzni napon i pulseve na krajeve diode. Najveći reverzan napon koji *NI* kartica može postaviti je -10V što postavlja granicu na maksimalnu dubinu uzorka koja može biti promatrana. Kasnije će biti jasno da to nije uvijek dovoljno, zbog čega je korišteno naponsko pojačalo koje može dati napone do -50V . Pojačalo je izrađeno u laboratoriju i nije prošlo puno testiranja zbog čega se *NI* kartica koristi uvijek kada je moguće, odnosno dokle god je reverzan napon DLTS-a manji od -10V . U ovom radu uvijek je korištena jednaka duljina pulsa za popunjavanje dubokih nivoa od $t_p = 10\text{ms}$. To je dovoljno vremena da se većina dubokih nivoa popuni. Ukoliko se želi točno odrediti udarni presjek dubokog nivoa, potrebno je mijenjati duljine pulsa i promatrati izraz (22). Kod DLTS mjerenja korišten je kriostat s dva temperaturna kontrolera kako bi se postigla bolja temperaturna stabilnost (*Lakeshore 335* i *332*). Cijeli postav prikazan je na slici 11. DLTS mjerenja napravljena su u temperaturnom rasponu od 77K do 380K . Gornja granica odabrana je radi konzistentnosti sa starim mjerenjima provedenim na kriostatu koji ima upravo toliku najvišu dopuštenu temperaturu.

(a)



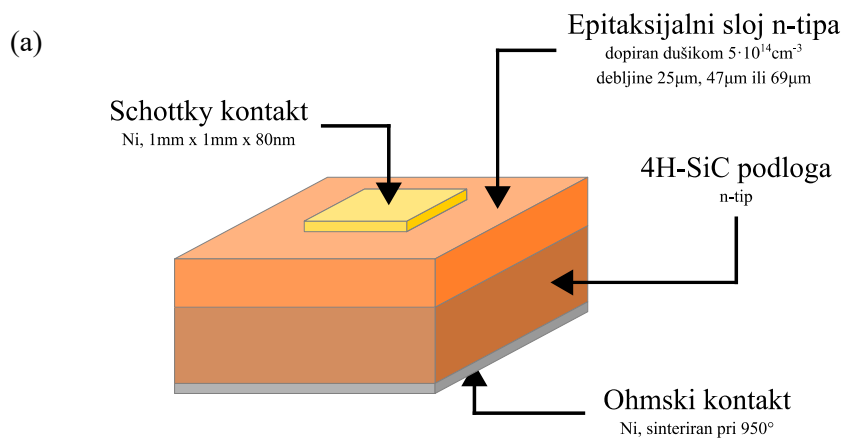
(b)



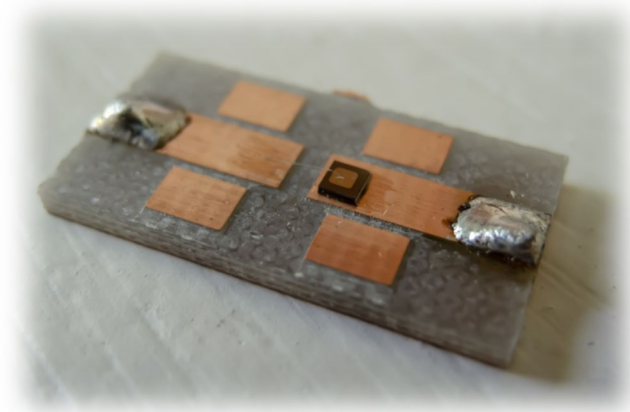
Slika 11: Eksperimentalni postav za DLTS mjerenja: (a) fotografija kriostata s uređajima – kapacimetar i temperaturni kontroleri (b) shematski prikaz postava.

4.2. Uzorci

Za karakterizaciju 4H-SiC poluvodičkog materijala napravljene su Schottky diode - strukture prikazane shematski na slici 12. Visoka kvaliteta 4H-SiC kristala postignuta je epitaksijalnim rastom na supstratu 4H-SiC n-tipa u CRIEPI-u (*Central research institute of electric power industry*, Japan). Epitaksijalni sloj dopiran je dušikom koncentracijom $4 - 5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Naparivanjem nikla (Ni) kroz masku otvora $1 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$ napravljen je Schottky kontakt, a ohmski kontakt je napravljen sinteriranjem nikla pri 950°C .



(b)



Slika 12: Schottky diode 4H-SiC : (a) shematski prikaz (b) fotografija.

Dio dioda ozračen je u ANSTO-u (*Australian nuclear science and technology organisation*) ionima helija (He), ugljika (C) i kisika (O) pri različitim energijama i dozama prikazanim u tablici 2. Diode su ozračene pri sobnoj temperaturi i bez primjenjenog napona. Energije iona odabrane su tako da je domet različitih vrsta iona u diodi podjednak. Projektili

iona su unešeni dobro razmaknuti u vremenu i prostoru na način da je uzorak podijeljen na piksele veličine $2\mu\text{m} \times 2\mu\text{m}$. Pikseli se skeniraju jedan po jedan i u svaki se implantira jedan do dva iona odjednom. Na taj način se minimizira stvaranje kompleksnih defekata. Skeniranje piksela se ponavlja dok se ne dosegne željena doza. Debljine epitaksijalnih slojeva su $25\mu\text{m}$ kod svih uzoraka, osim kod uzoraka ozračenih ugljikom (ANSTO) koji su debljine $49\mu\text{m}$. Ovo ne bi trebalo imati velikih utjecaja na rezultate jer je domet korištenih iona manji od $10\mu\text{m}$.

Tablica 2: Popis ozračenih uzoraka. Navedene su vrste, energije i doze korištenih iona.

Uzorak	Ion	Energija iona	Doza iona
He1E9	He	2MeV	$1 \cdot 10^9 \text{cm}^{-2}$
He5E9	He	2MeV	$5 \cdot 10^9 \text{cm}^{-2}$
He1E10	He	2MeV	$1 \cdot 10^{10} \text{cm}^{-2}$
C1E8	C	7.5MeV	$1 \cdot 10^8 \text{cm}^{-2}$
C5E8	C	7.5MeV	$5 \cdot 10^8 \text{cm}^{-2}$
C1E9	C	7.5MeV	$1 \cdot 10^9 \text{cm}^{-2}$
O2E9	O	20MeV	$2 \cdot 10^9 \text{cm}^{-2}$
O1E10	O	20MeV	$1 \cdot 10^{10} \text{cm}^{-2}$

Drugi dio uzoraka ozračen je u bolničkom centru sveučilišta u Japanu (*Gunma University – Heavy ion medical center - GHMC*) [46]. Uzorci su ozračeni u realnim uvjetima kakvi se koriste u radioterapiji teškim ionima. Korišteni su ioni ugljika energije 3.48GeV . Pri radioterapiji je potrebno koristiti ovako velike energije iona kako bi imale dovoljan domet u ljudskom tijelu. Ioni ugljika ove energije imaju domet u vodi od otprilike 15cm . Energije iona u GHMC-u mogu se povećati do gotovo 5GeV što daje domet od otprilike 20cm , no u ovom radu su korišteni uzorci ozračeni s nešto nižim energijama kako je navedeno. Većina doze zračenja, odnosno energije predane meti, kod ionskog zračenja događa se pri kraju dometa što se naziva Braggov vrh [47]. To je ujedno i najveća prednost radioterapije ionima u odnosu na fotone (gama zrake) jer se tkivu koje se nalazi ispred tumora predaje manja doza. Kako bi se dobili željeni profili doze po dubini koriste se razne tehnike koje se temelje na proizvodnji više monoenergetskih snopova iona [48]. Svaki snop ima različit domet i Braggov vrh te njihova suma daje proizvoljan profil po dubini. Kako bi se testirao željeni profil doze po dubini, koristi se spremnik vode jer vrlo dobro oponaša

ljudsko tkivo. U GHMC se koristi spremnik vode lako promjenjive dubine. Na taj način se može mjeriti doza zračenja na različitim dubinama vode što predstavlja različite dubine u ljudskom tkivu.

Pri ozračivanju uzoraka korištenih u ovom radu također se koristio spremnik vode jer bi u suprotnom većina iona samo prošla kroz uzorke. Debljina vode kroz koju prolaze ioni odabrana je tako da se u uzorke unese maksimalna doza zračenja. To je postignuto na način da je debljina vode nešto manja od položaja Braggova vrha. Na taj način je osigurano da su uzorci testirani u najnepovoljnijem položaju u kojem se najbrže oštećuju. Uzorci su ozračeni u jednakim uvjetima, no različitim vremenskim intervalima, odnosno dozama. Uzorci su nazvani prema dozama koju bi pacijent dobio u pripadnom vremenskom intervalu i kreću se od 1Gy do 100Gy. Svi uzorci ozračeni su konstantnim tokom čestica 10^9s^{-1} . Popis uzoraka dan je u tablici 3. Serija ovih uzoraka dopirana je dušikom koncentracije $8 - 9 \cdot 10^{14}\text{cm}^{-3}$, a debljina epitaksijalnih slojeva je $69\mu\text{m}$.

Tablica 3: Popis uzoraka ozračenih u realnim uvjetima. Navedena je doza iona te red veličine radiološke doze.

Uzorak / Radiološka doza	Vrijeme ozračivanja	Doza iona
1Gy	10s	$4 \cdot 10^8\text{cm}^{-2}$
10Gy	1min	$3 \cdot 10^9\text{cm}^{-2}$
100Gy	10min	$3 \cdot 10^{10}\text{cm}^{-2}$

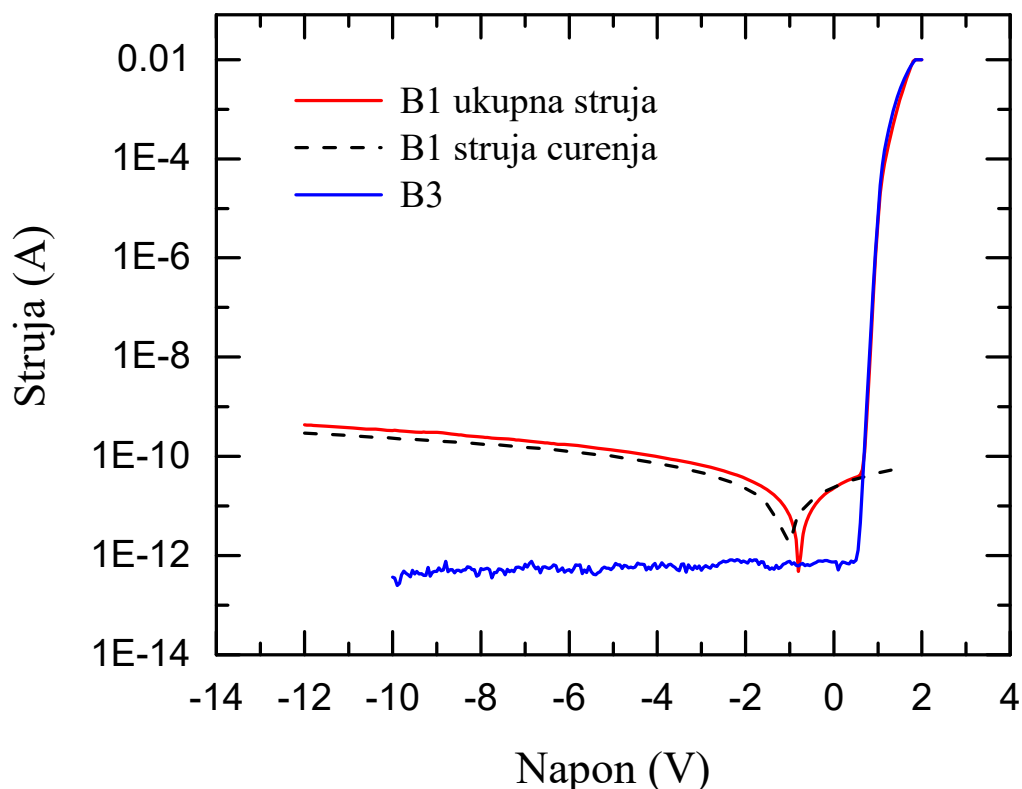
Uz ozračene uzorke mjerenja su napravljena i na neozračenim uzorcima. Iako su uzorci napravljeni istim metodama, ne dolaze iz istih tvorničkih serija zbog čega su mjerenja napravljena na 3 neozračenim uzorcima. Dva uzorka su iz serije debljine $25\mu\text{m}$ naziva B1 i B3 te se koriste pri usporedbi s prvim dijelom ozračenih uzoraka (ANSTO). Trećem ozračenom uzorku debljine $69\mu\text{m}$ nije dodijeljen poseban naziv te se on kasnije spominje pri usporedbi s drugim dijelom ozračenih uzoraka (GHMC) pod jednostavnim nazivom – neozračen.

5. Rezultati i diskusija

5.1. Neozračeni uzorci

U ovom poglavlju prikazan je proces karakterizacije na dva neozračena uzorka. Isti postupak korišten je i u preostalim poglavljima kod karakterizacije ozračenih uzoraka. Zbog toga je ovdje proces opisan nešto detaljnije radi boljeg razumijevanja.

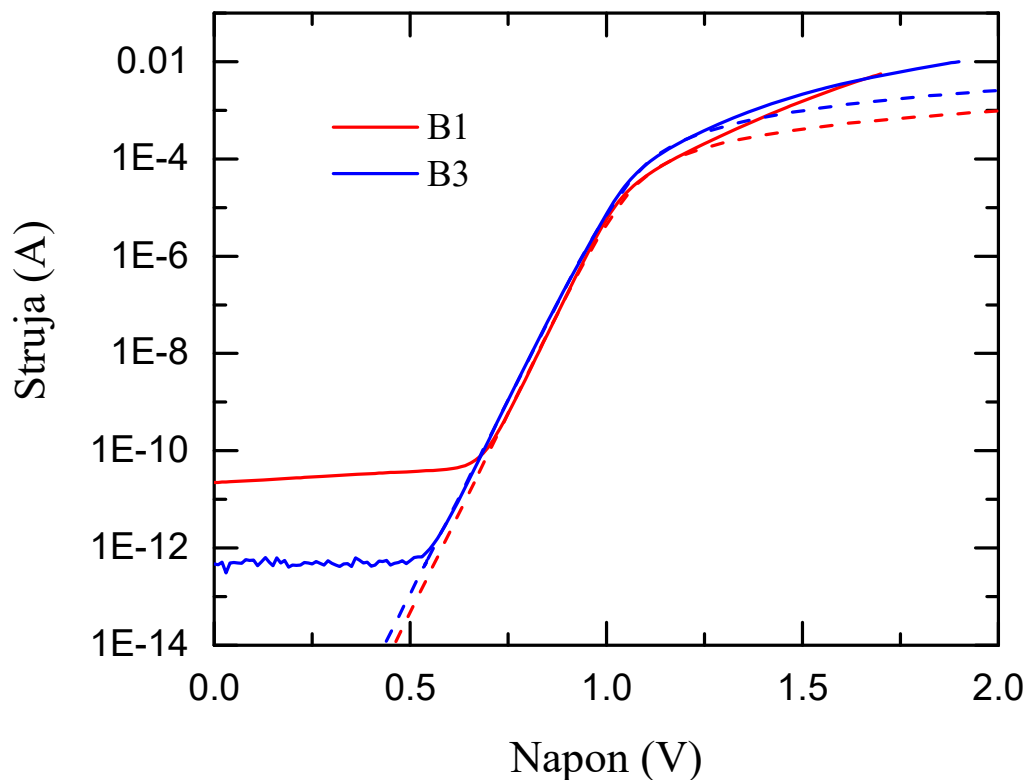
Prvi korak karakterizacije diode je provjera ispravljačkih karakteristika, odnosno mjerenje ovisnosti struje o naponu (I-V). Poželjna karakteristika znači nisku, gotovo zanemarivu reverznu struju te nagli, eksponencijalni rast struje propusne polarizacije. Mjerenja napravljena na 300K prikazana su na slici 13. Na slici su mjerenja strujno-naponske karakteristike prikazana crvenom linijom za B1 uzorak te plavom linijom za B3 uzorak. Prikazana je apsolutna vrijednost struje kako bi se mjerenje moglo prikazati na



Slika 13: Strujno-naponska karakteristika neozračenih uzoraka. Mjerenja su napravljena na 300K. Prikazana je apsolutna vrijednost struje kako bi se mjerenja mogla prikazati na logaritamskoj skali. Na grafu su crvenom i plavom linijom prikazana mjerenja na B1 i B3 uzorku. Osim toga je isprekidanom linijom prikazano mjerenje otvorenog strujnog kruga koje pokazuje struju curenja kroz uređaj i odnosi se na mjerenja karakteristike B1 uzorka jer mjerenja nisu napravljena u identičnim uvjetima kako je objašnjeno u tekstu.

logaritamskoj skali. Može se uočiti da za pozitivne napone teče velika struja, dok za negativne ne. Za idealnu diodu, prema izrazu (23), očekivano je da dioda u reverznom naponu poprimi saturacijsku struju konstantnog iznosa. Ovdje se može uočiti da to vrijedi za uzorak B3 dok kod uzorka B1 struja raste s reverznim naponom. Međutim, razlog tomu nije struja kroz diodu, već struja koja teče pokraj diode – unutar uređaja. To je pokazano na način da su elektrode mjernog uređaja odspojene (otvoreni strujni krug) zbog čega uređaj ne bi trebao očitavati nikakvu struju. Situacija je prikazana isprekidanom linijom. Može se uočiti da struja raste kako se povećava napon na elektrodama, što znači da postoji takozvana struja curenja unutar samog uređaja. Pošto detalji problema nisu jasni, stvarnu struju kroz diodu nije moguće dobiti jednostavnim razlikom spomenutih mjerenja. Uz to, može se uočiti da se struja od $0A$ ne nalazi na naponu $0V$ što znači da postoji i neko odstupanje od $10pA$. Pretpostavlja se da ovakvo odstupanje mjernog uređaja dolazi zbog uvjeta u laboratoriju, poput vlage u zraku. Mjerenja karakteristika B1 i B3 uzoraka nisu napravljena isti dan te ovako niska reverzna struja nije izmjerena ponovnim mjerenjem na B3 uzorku. Također, bitno je napomenuti da je mjerenje na B3 uzorku napravljeno nekoliko mjeseci ranije te se u tom razdoblju mogla pokvariti karakteristika uređaja. Iako rezultati mjerenja nisu reproducibilni, ovdje su prikazani kao dokaz koji ukazuje na neispravnost mjernog uređaja, a ne na neispravnost dioda. Kod mjerenja na B3 uzorku može se uočiti da je reverzna struja manja od $1pA$ što je granica osjetljivosti mjernog uređaja. Tako niska reverzna struja pokazatelj je na vrlo visoku kvalitetu dioda i u suglasju je s rezultatima iz literature [49]. Iako 4H-SiC mogu izdržati puno veće reverzne napone, kako je i pokazano u prethodno spomenutoj literaturi, to nije predmet istraživanja ovog rada. Za potrebe ovog rada dovoljno je potvrditi da dioda posjeduje nisku reverznu struju pri naponima koji će se koristiti u DLTS tehnici jer bi u protivnom došlo do krive interpretacije signala [50].

Nakon provjere ispravljačkog svojstva diode, detaljnije je proučeno ponašanje diode u propusnoj polarizaciji. Mjerenja su prikazana na slici 14. Kao što i predviđa izraz (23), može se uočiti eksponencijalni rast struje. Odstupanja od ekponencijalnog rasta pojavljuju se pri niskim i visokim strujama. Pri niskim strujama je struja kroz diodu zasjenjena šumom i strujom curenja uređaja, odnosno osjetljivošću uređaja, dok na visokim strujama utjecaj počinje imati serijski otpor. Na eksponencijalnom području, odnosno linearnom području na logaritamskom grafu, prilagođeni su pravci te su prema izrazu (25) određeni faktor idealnosti i saturacijska struja diode. Serijski otpori određeni su Nordeovom metodom [45]. Uporabom određenih parametara, za diode su simulirane strujno-naponske karakteristike



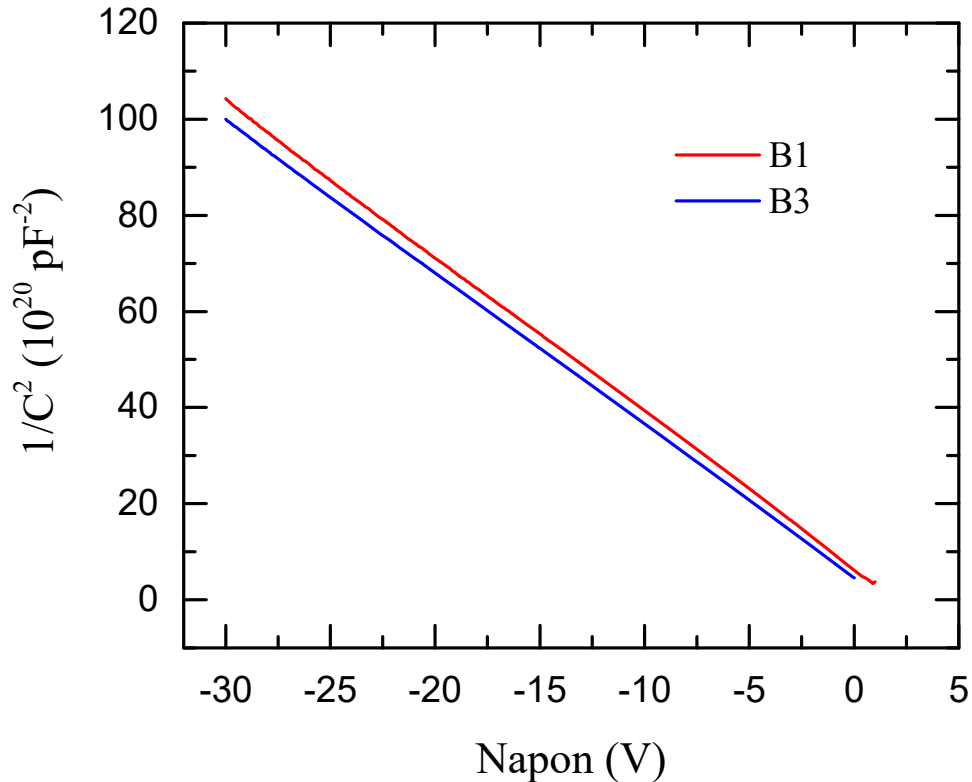
Slika 14: Strujno-naponske karakteristike propusne polarizacije neozračenih dioda. Mjerenja su napravljena na 300K. Prikazana je apsolutna vrijednost struja kako bi se mjerenja mogla prikazati na logaritamskoj skali. Crvenom i plavom linijom prikazana su mjerenja na B1 i B3 uzorku, a isprekidanim linijama rezultati simulacije karakteristike.

prikazane na slici 14 isprekidanim linijama. U eksponencijalnom području vidi se izvrsno slaganje. Kada struja počne opadati u odnosu na eksponencijalni rast, u početku se vidi dobro slaganje i rast struje podjednako brzo opada kod mjerenja i simulacije, no kasnije je kod simulacije vidljiva značajno manja struja. To znači da opis stvarne diode kao serijskog spoja otpora i idealne diode nije najbolji te je potrebno uključiti dodatne efekte u model poput nehomogenog kontakta između metala i poluvodiča. Određeni parametri prikazani su u tablici 4. Visina potencijalne barijere određena je prema izrazu (26). Izračunati parametri u suglasju su s rezultatima iz literature [51]. Također se može uočiti slaganje parametara za dvije promotrene diode uz iznimku serijskog otpora koji prema Nordeovoj metodi ispada više no dvostruko veći kod B3 uzorka. Na slici 14 se može uočiti da to nije točno, pošto za napon oko 1.6V obje diode imaju jednaku struju. To je samo pokazatelj da serijski otpor nije jedini efekt koji utječe na odstupanje porasta struje od eksponencijalnog.

Tablica 4: Strujno-naponske karakteristike neozračenih uzoraka.

Uzorak / Parametar	Neozračen – B1	Neozračen – B3
Faktor idealnosti n	1.025	1.055
Saturacijska struja I_S (A)	$3.0 \cdot 10^{-22}$	$1.1 \cdot 10^{-21}$
Serijski otpor R_S (Ω)	1200	500
Potencijalna barijera Φ_B (eV)	1.59	1.55

Mjerenje kapacitivno-naponske karakteristike prikazano je na slici 15. Mjerenje je napravljeno na 300K. Kao što je i očekivano za homogeno dopiran materijal, prema izrazu (29), ovisnost $1/C^2$ o naponu je linearna kod oba uzorka. Parametri određeni prilagodbom dani su u tablici 5. Može se uočiti dobro slaganje izračunate koncentracije slobodnih nosioca naboja kod oba uzorka. Te koncentracije su u suglasju s koncentracijom dopiranja $4 - 5 \cdot 10^{14} \text{cm}^{-3}$. Nešto manja izračunata koncentracija može biti posljedica prisutnosti akceptorskih dubokih nivoa zbog čega dolazi do kompenzacije slobodnih nosioca naboja



Slika 15: Kapacitivno-naponske karakteristike neozračenih uzoraka. Crvenom i plavom linijom prikazana su mjerenja na B1 i B3 uzorku. Mjerenja su napravljena na 300K.

kako opisuje izraz (32). Prema tome, očekuje se prisutnost dubokog nivoa koncentracije reda veličine 10^{13}cm^{-3} . Izračunate visine potencijalnih barijera ne slažu se između dva neozračena uzorka. Vrijednost kod B3 uzorka u slaganju je s rezultatom iz strujno-naponske karakteristike, no kod B1 je izračunata značajno viša potencijalna barijera. Iako su u literaturi [51] prijavljene vrijednosti barijera do 1.9eV , razlog tolike razlike između dva uzorka nije poznat. U navedenoj literaturi objašnjeno je odakle dolaze pogreške pri interpretaciji $I - V$ i $C - V$ karakteristike te se kao najtočnija vrijednost uzima visina potencijalne barijere izračunata unutarnjom fotoemisijom. Kod I-V karakteristike probleme pri interpretaciji stvaraju serijski otpor i struja curenja, a kod C-V serijski otpor i tanki sloj oksida između nikla i poluvodiča zbog čega je napon na području osiromašenja manji od mjerenja i dolazi do precjenjivanja visine potencijalne barijere. Također, do razlike visine barijera dolazi i nalazi li se nikl kontakt na sloju ugljika (1.87eV) i silicija (1.69eV).

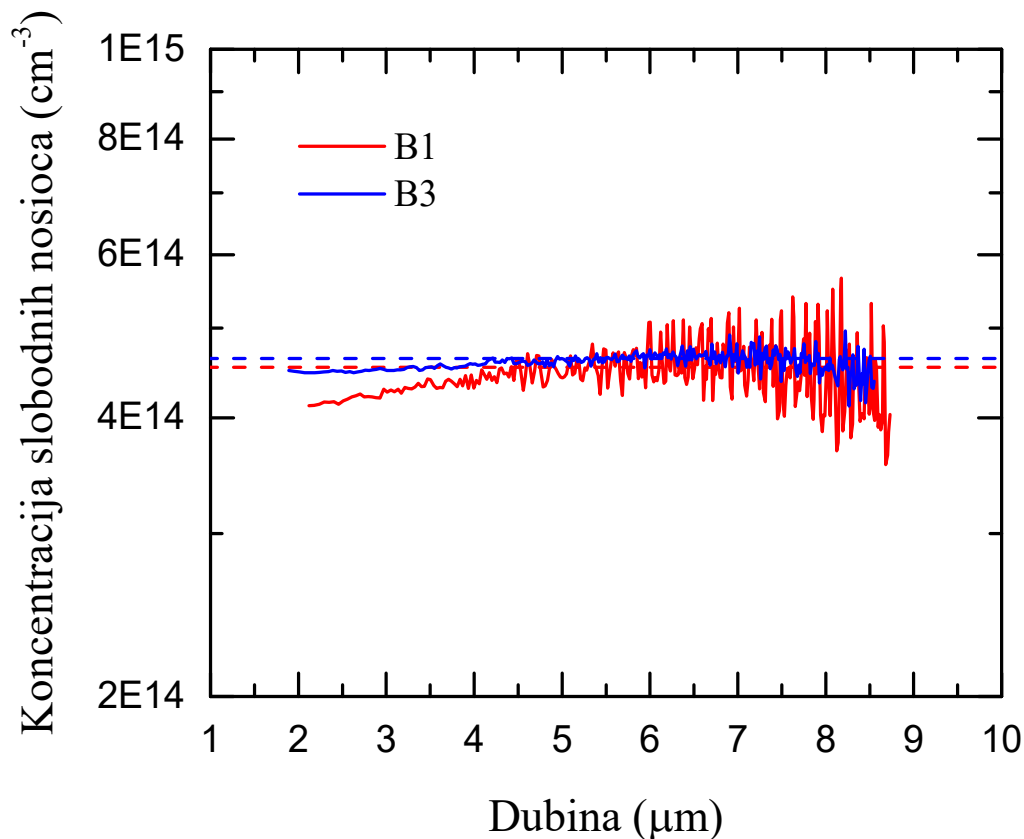
Tablica 5: Kapacitivno-naponske karakteristike neozračenih uzoraka.

Uzorak / Parametar	Neozračen – B1	Neozračen – B3
Koncentracija dopiranja N_D (cm^{-3})	$4.53 \cdot 10^{14}$	$4.64 \cdot 10^{14}$
Potencijalna barijera Φ_B (eV)	2.12	1.60

Iz kapacitivno-naponskih karakteristika su također, za probu, određeni profili koncentracija slobodnih nosioca naboja po dubini. Pošto je očito da je ovisnost sa slici 15 linearna, za očekivati je da će profili po dubini biti homogeni. Iz tog razloga za očekivati je da se neće pokazati ništa novo, no pošto će se metoda koristiti kasnije u radu, ovdje je pokazana kao provjera konzistentnosti. Profili su određeni koristeći derivaciju prema izrazu (30). Derivacija je određena računom razlike susjednih točaka. Takav pristup je jako osjetljiv na šum, pa je prije računa provedeno zaglađivanje $1/C^2 - V$ karakteristike uporabom *Savitzky-Golay* metode¹¹ [52]. Rezultati izračuna profila prikazani su na slici 16. Profili su prikazani crvenom i plavom linijom. Na slici se može vidjeti da su koncentracije otprilike konstante duž cijelog izmjerenog profila. Za usporedbu su dodane isprekidane linije koje su dobivene prilagodbom pravca na slici 15. Linije se dobro slažu, što nije iznenađujuće pošto se radi o istom računu iako na dva različita načina. Kod računanja profila može se uočiti prisutnost šuma što je i očekivano, jer se radi o oduzimanju susjednih točaka. Šum je veći pri većim dubinama jer se tada radi o manjim iznosima kapaciteta pa šum ima veći

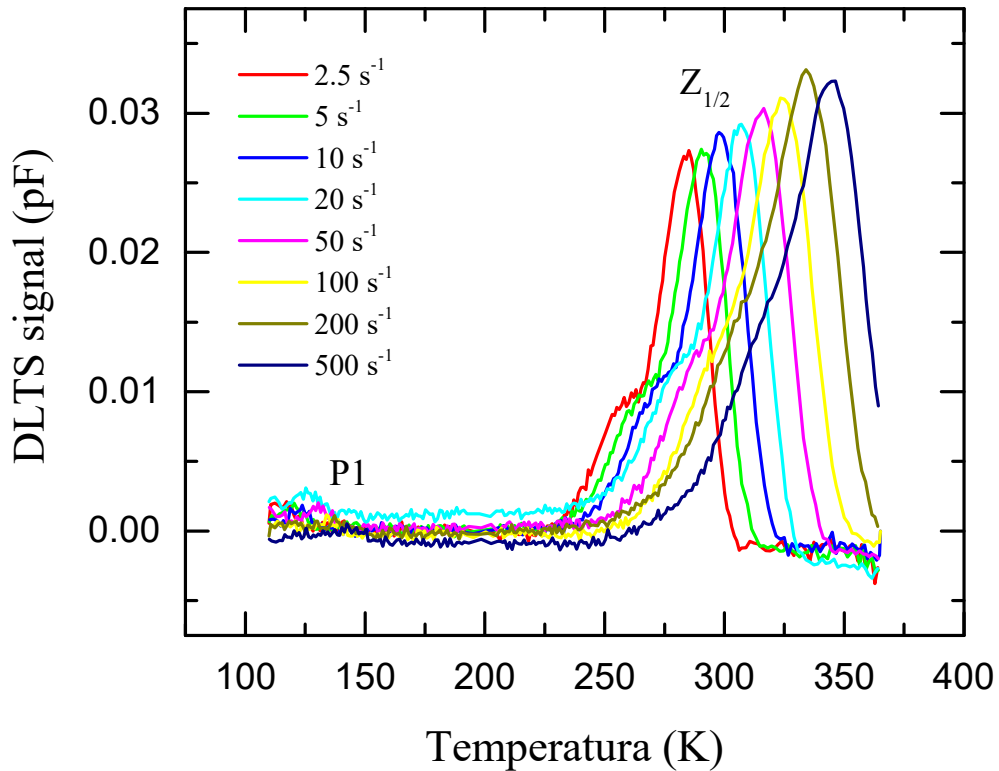
¹¹ Korišteno je zaglađivanje prilagodbom polinoma drugog reda na 5 susjednih točaka.

utjecaj. Šum se može smanjiti dodatnim zaglađivanjem $1/C^2 - V$ karakteristike, no na taj način bi moglo doći do zaglađivanja i stvarnih nehomogenosti u profilu kao što će biti prisutno kasnije u radu.

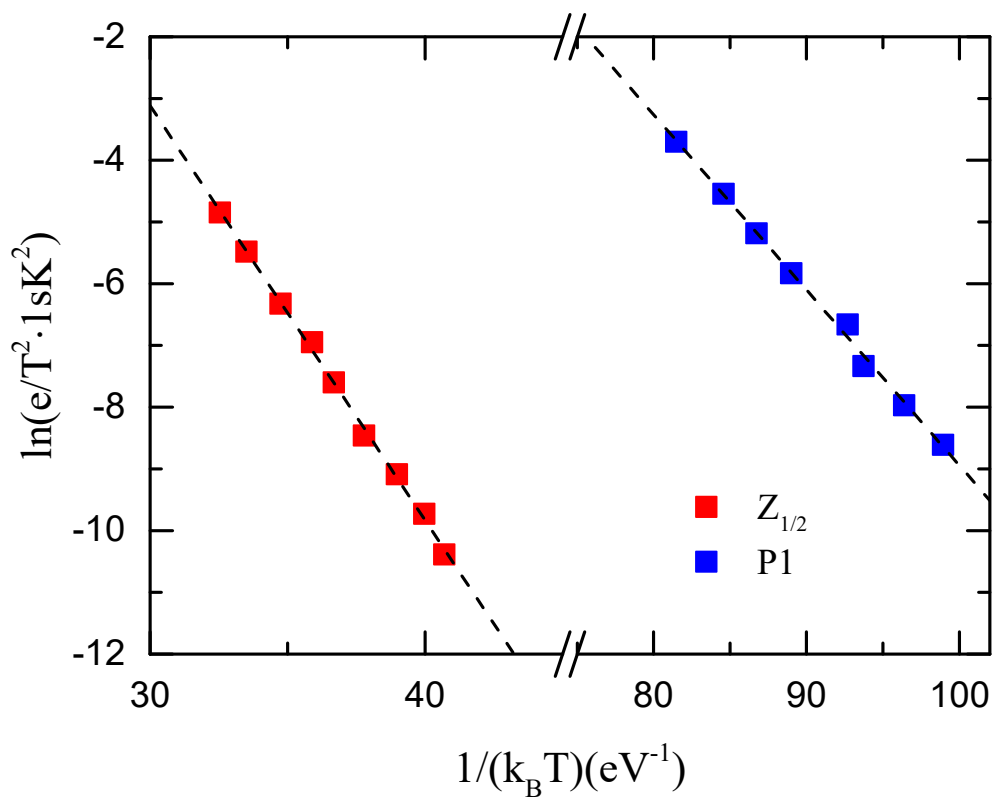


Slika 16: Dubinski profili koncentracija slobodnih nosioca naboja neozračenih dioda. Crvenom i plavom linijom prikazani su računi prema izrazu (30), a isprekidanim linijama izračunate koncentracije prilagodbom pravca.

Nakon mjerenja osnovnih karakteristika diode, napravljeno je DLTS mjerenje kako bi se promotri bili prisutni duboki nivoi. Spektar DLTS mjerenja na B1 uzorku prikazan je na slici 17. Na slici je prikan DLTS signal za 8 različitih vremenskih prozora, kako je objašnjeno u poglavlju 3.2. Može se uočiti da svi vremenski prozori imaju prisutna po dva vrha koji se ovisno o vremenskom prozoru pojavljuju na različitim temperaturama. To znači da su u uzorku prisutna dva duboka nivoa u rasponu temperatura od 100K do 380K. Vrhovi, odnosno duboki nivoi, nazvani su P1 i $Z_{1/2}$, kako je i prikazano na slici 17. Položaji vrhova i vrijednosti emisija tih vrhova, za oba duboka nivoa, prikazani su na Arrheniusovom grafu na slici 18.



Slika 18: DLTS spektar neozračenog B1 uzorka. Korišten je reverzni napon $V_R = -10V$ i puls napona $V_P = -0.1V$ duljine pulsa $t_p = 10ms$. Prikazani su DLTS signali 8 različitih vremenskih prozora kao što je naznačeno u legendi.



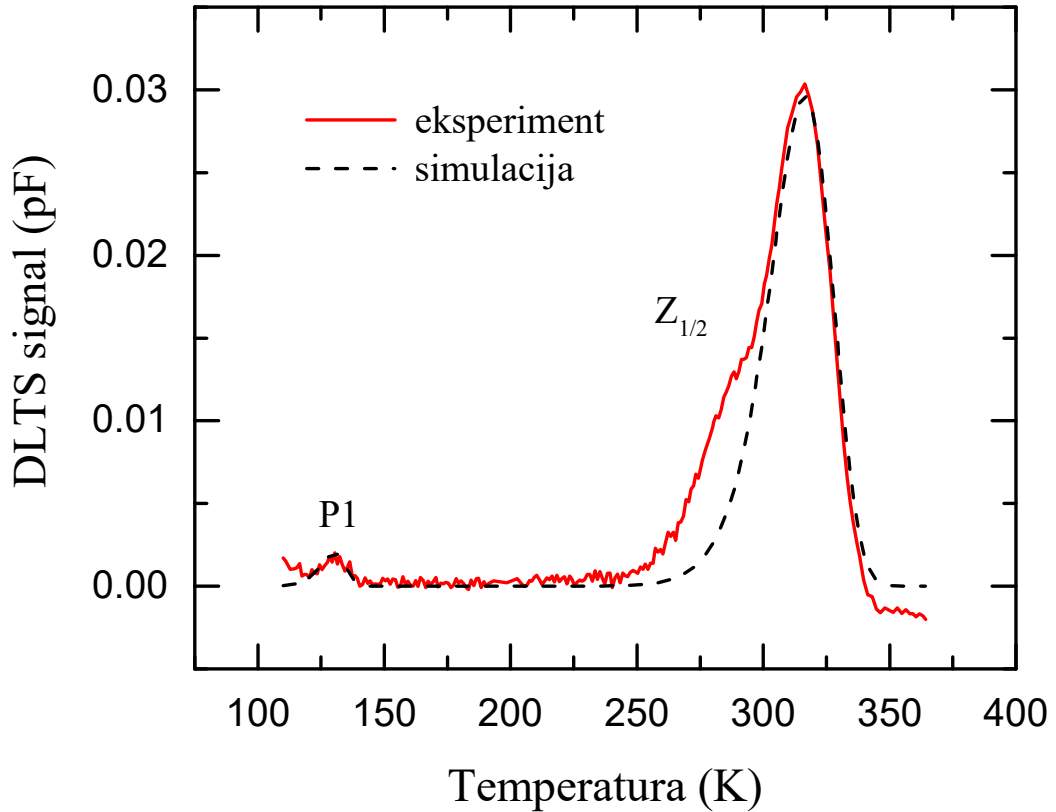
Slika 17: Arrhenius graf neozračenog B1 uzorka.

Kroz točke vrhova provučeni su pravci iz čijih su parametara određene aktivacijske energije i udarni presjeci prisutnih dubokih nivoa. Parametri izračunani iz DLTS spektra za B1 i B3 (nije prikazan na grafu) prikazani su u tablici 6. U tablici su također prikazane i izračunate koncentracije prema izrazu (38).

Tablica 6: Parametri opaženog dubokog nivoa u neozračenim uzorcima.

Uzorak / Parametar	Aktivacijska energija E_a (eV)	Udarni presjek σ_a (cm^2)	Koncentracija dubokog nivoa N_T (cm^{-3})
B1 – P1	0.28 ± 0.01	$8 \cdot 10^{-14}$	$2 \cdot 10^{11}$
B1 – $Z_{1/2}$	0.67 ± 0.01	$7 \cdot 10^{-15}$	$3 \cdot 10^{12}$
B3 – P1	0.28 ± 0.04	$6 \cdot 10^{-14}$	$2 \cdot 10^{11}$
B3 – $Z_{1/2}$	0.69 ± 0.02	$2 \cdot 10^{-14}$	$3 \cdot 10^{12}$

Prema izrazima za temperaturnu ovisnost emisije (16) i signal DLTS-a (33) moguće je rekreirati, odnosno simulirati DLTS mjerenje. Prema parametrima iz tablice 6 napravljena je takva simulacija i prikazana je na slici 19. Prikazan je signal samo jednog vremenskog prozora radi preglednosti. Odabran je vremenski prozor koji odgovara emisiji $50s^{-1}$ iz razloga što je u sredini popisa korištenih emisija. Na slici se vidi da se eksperiment i simulacija dobro slažu, no postoji značajno odstupanje na nižim temperaturama $Z_{1/2}$ dubokog nivoa. Takvo odstupanje ukazuje na postojanje još jednog dubokog nivoa u spektru nešto niže energije koji nije moguće razlučiti DLTS tehnikom. Slaba razlučivost dubokih nivoa bliskih energija upravo i jest velika mana DLTS tehnike.



Slika 19: Usporedba izmjenog i rekreiranog spektra neozračenog uzorka. Prikazan je DLTS signal vremenskog prozora koji odgovara emisiji $50s^{-1}$.

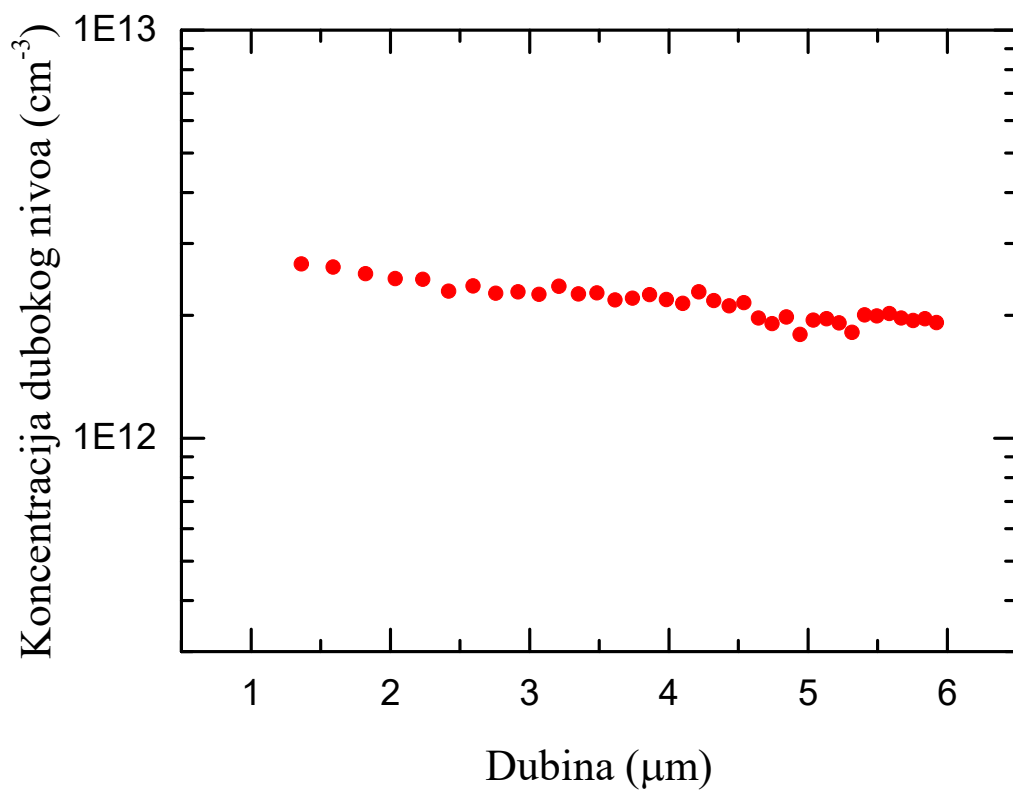
Duboki nivo $Z_{1/2}$ najpoznatiji je nivo u 4H-SiC koji se pojavljuje čak i kod neozračenih epitaksijalnih slojeva te je poznat više od 20 godina [53], no tek nedavno je duboki nivo pridijeljen defektu. Usporedbom rezultata elektronske paramagnetske rezonancije (EPR) i DLTS-a pokazano je da se zapravo radi o defektu vakancije ugljika V_C [54]. U literaturi je pokazano da vakancija ugljika zapravo unosi dva duboka nivoa u 4H-SiC. Prvi nivo je zapažen i u ovom radu te se radi o prijelazu iz dvostruko negativnog u neutralno stanje ($2-/0$) aktivacijske energije oko $0.6eV$ što predstavlja dvostruki akceptorski nivo. Drugi nivo ovdje nije opažen jer se pojavljuje na temperaturama oko $600K$ što je više od promotrenih temperatura u ovom radu. Radi se o prijelazu iz neutralnog u jednostruko pozitivno stanje ($0/+$) aktivacijske energije oko $1.6eV$ što predstavlja jednostruk donorski nivo. Kako je i spomenuto, opažen $Z_{1/2}$ vrh u spektru na slici 19 sastoji se od dva duboka nivoa. U literaturi [55] je pokazano kako se zapravo radi o istom defektu V_C , a mala razlika u aktivacijskim energijama dolazi od položaja defekta u kristalnoj rešetci 4H-SiC. Usporedbom DFT rezultata i Laplace DLTS mjerenja zaključeno je da se radi o vakanciji ugljika na lokalnoj kubičnoj i heksagonskoj rešetci te su im pridijeljene

aktivacijske energije 0.65eV i 0.58eV . Može se primijetiti da se zapaženi prijelaz ($2 - /0$) $Z_{1/2}$ nivoa sastoji od dvije uzastopne emisije elektrona od kojih se prva emisija zapazi DLTS tehnikom dok je druga prebrza jer se radi o emisiji iz metastabilnog nivoa. Zapravo se radi o situaciji koja je nešto drukčija od one opisane u slici 3 jer ovdje energija stanja negativnije nabijenog nivoa niža što znači da pri takvom prijelazu mora doći do relaksacije kristalne rešetke oko defekta jer dodatni elektroni povećavaju elektrostatsku potencijalnu energiju zbog međusobnog odbijanja. Takav redosljed nivoa naziva se negativan-U sustav [56]. $Z_{1/2}$ duboki nivo dovodi do kompenzacije slobodnih nosioca naboja, no može se uočiti da je koncentracija dubokog nivoa dva reda veličine manja od koncentracije dopiranja zbog čega ne dolazi do velike promjene njihove koncentracije. To je pokazatelj izvrsne kvalitete epitaksijalnih slojeva 4H-SiC, a izračunate koncentracije dubokih nivoa su u slaganju s literaturom [57]. $Z_{1/2}$ duboki nivo, odnosno defekt vakancije ugljika stvara veće probleme kod vremena života slobodnih nosioca naboja jer se ponaša kao generacijski i rekombinacijski centar. Zbog toga je kontrola koncentracije vakancija ugljika jedan od najbitnijih problema koje treba riješiti prije no što SiC uđe u širu uporabu [58].

Duboki nivo P1 nije opće poznat poput $Z_{1/2}$ što predstavlja problem pri identifikaciji odgovarajućeg defekta. Prije no što se mogu ponuditi dobri kandidati potrebno je napraviti dodatna mjerenja što izlazi iz okvira ovog rada. No, moguće je ponuditi potencijalne kandidate usporedbom parametara dubokih nivoa iz literature. Također, kasnije će se vidjeti da ovaj duboki nivo nije prisutan kod svih uzoraka zbog čega je teško reći radi li se o ekstrinzičnom defektu ili o nestabilnom intrinzičnom defektu. Prema jednom istraživanju [59] moglo bi se raditi o supstitucijskim defektima aluminijskim (0.27eV), galijom (0.3eV) ili kisikom (0.3eV). Prema drugim istraživanjima mogao bi biti defekt vezan uz bor (0.29eV) [60] ili kompleksi vakancija (0.25eV) [61].

Zadnja vrsta mjerenja napravljena na neozračenim uzorcima je profiliranje dubokih nivoa korištenjem DLTS tehnike. Kako je i objašnjeno u poglavlju 3.3, promjenom reverznog napona mijenja se područje u poluvodiču u kojemu se emitiraju elektroni iz dubokih nivoa. Iz C-V mjerenja provedena je korelacija tih reverznih napona s profiliranim dubinama. Mjerenja su napravljena samo na jednom neozračenom uzorku – B1. Izmjereni profil prikazan je na slici 20. Mjerenje je napravljeno na temperaturi 315K kako bi signal tranzijenta promatranog vremenskog prozora (50s^{-1}) bio što veći (na slici 19 može se uočiti da se vrh pojavljuje na 315K). Na slici se može uočiti da je koncentracija dubokih nivoa optrilike konstanta duž skeniranog područja. Izgleda kao da koncentracija konstantno opada

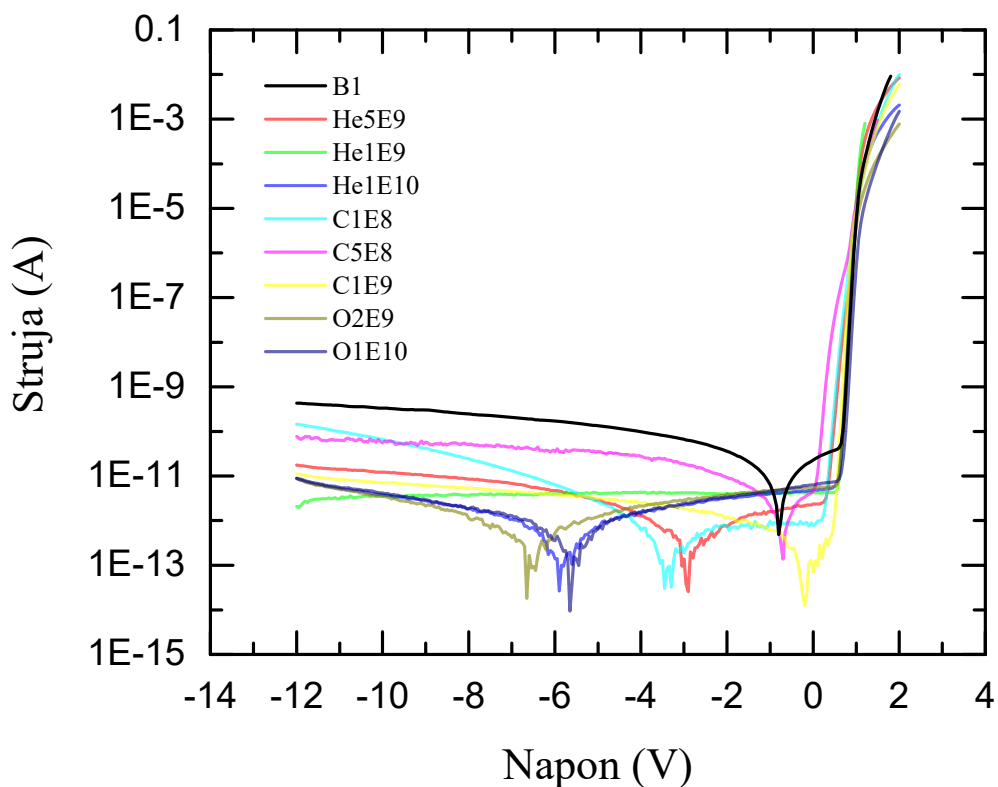
s dubinom što može biti stvarni efekt, a može biti i zbog korištene tehnike. Problem kod korištene tehnike je što se istovremeno mijenjaju reverzni napon i napon pulsa, a to znači da se stalno mijenja faktor C_0 kod izraza za amplitudu tranzijenta ΔC_0 (38) što stvara probleme kod interpretacije [35]. Bolja metoda je držati reverzan napon konstantan te mijenjati samo napon pulsa, no kod nehomogenih profila slobodnih nosioca naboja N_D to nije izvedivo, a upravo to je slučaj u ovom radu. U svakom slučaju, za neozračene uzorke je očekivana homogena raspodjela defekata po dubini jer je tokom cijelog epitaksijalnog rasta uzorak bio u istim uvjetima.



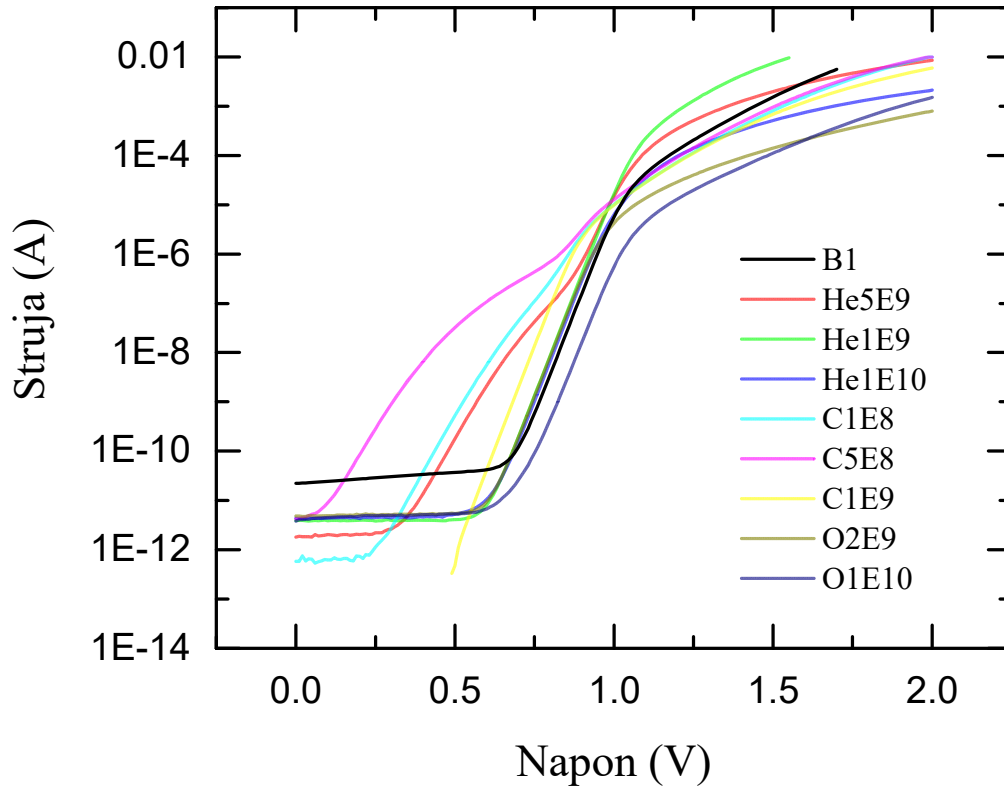
Slika 20: Dubinski profil dubokog nivoa neozračenog B1 uzorka na 315K koji odgovara vakanciji ugljika $V_C(2 - /0)$. Korišten je vremenski prozor koji odgovara emisiji $50s^{-1}$. U obzir je uzet lambda efekt.

5.2. Ozračeni – implantirani uzorci

Na ozračenim uzorcima je prvo izmjerena strujno-naponska karakteristika. Na slici 21 prikazane su karakteristike svih ozračenih uzoraka te karakteristika jednog neozračenog radi usporedbe. Na slici se može uočiti da sve diode posjeduju izvrsna ispravljačka svojstva. U reverznom naponu se kod ozračenih dioda nije povećala reverzna struja odnosu na neozračeni uzorak. To ukazuje na otpornost SiC na zračenje, odnosno na mali broj dubokih nivoa unesenih zračenjem jer prisutnost dubokih nivoa pospješuje generaciju slobodnih nosioca naboja u području osiromašenja što povećava reverznu struju [34]. Na slici se može uočiti da se struja povećava s reverznim naponom, no kako je već objašnjeno, to je posljedica curenja struje u samom uređaju, a ne u diodi. Detaljniji prikaz struje u propusnoj polarizaciji prikazan je na slici 22. Crnom linijom je za usporedbu prikazana karakteristika neozračene diode. Može se uočiti da ozračene diode i dalje posjeduju eksponencijalan rast struje i područje u kojem se ponašaju kao idealne diode (prije no što serijski otpor postane značajan). Uzorci C1E8 i C5E8 imaju neobične karakteristike. Kod njih je područje eksponencijalnog



Slika 21: Usporedba strujno-naponske karakteristike svih uzoraka na 300K.

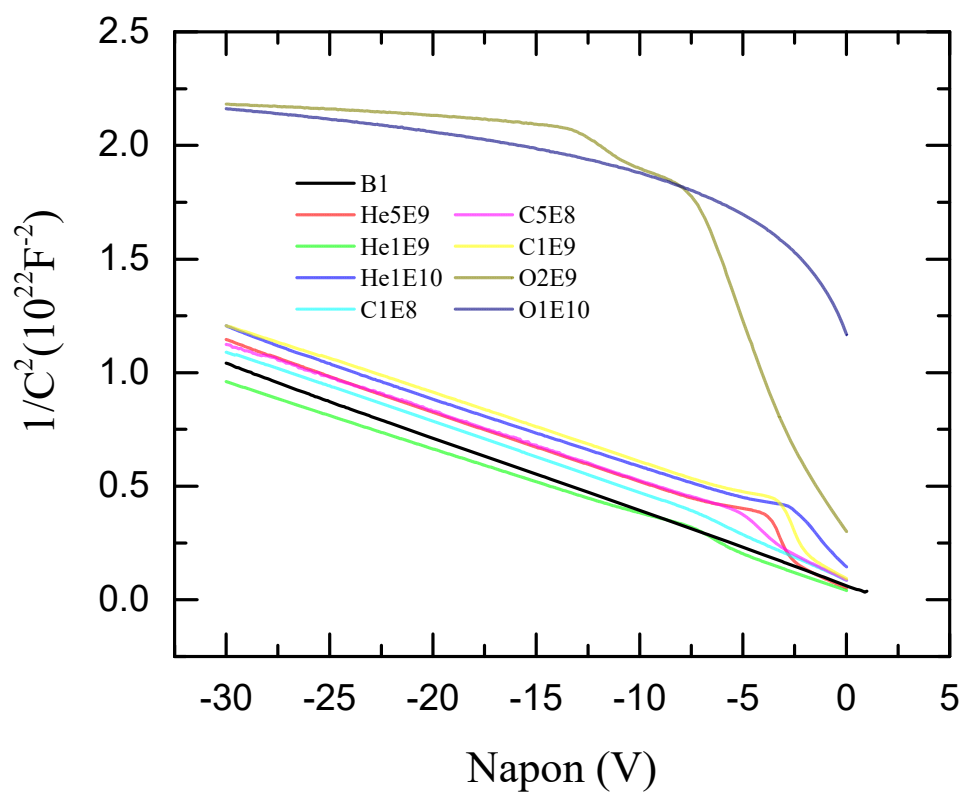


Slika 22: Strujno-naponska karakteristika propusne polarizacije ozračenih uzoraka. Mjerenja su napravljena na 300K.

rasta podijeljeno na dva dijela. Takva karakteristika može se obrazložiti nehomogenim Schottky kontaktom te se može modelirati paralelnim spojem dviju različitih dioda koje imaju različite parametre [62]. Prilagodбом izraza (25) izračunate su karakteristike ozračenih dioda te su prikazane u tablici 7. Može se uočiti da većina uzoraka ima faktor idealnosti blizu 1 i saturacijsku struju oko $10^{-21}A$ što je u dobrom slaganju s neozračenim uzorkom. Odstupanja se vide kod dioda čije karakteristike nemaju čisto eksponencijalno ponašanje struje. Kod njih bi za točniji izračun trebalo uzeti u obzir model paralelnih dioda, no kako je naglasak ovog rada na utjecaju ionskog zračenja na duboke nivoe, to ovdje nije provedeno. Ono što je bitno jest da diode imaju nisku reverznu struju i nemaju značajan porast serijskog otpora. Osim kod uzorka ozračenih ionima helija, ne može se napraviti korelacija između porasta otpora i veće doze zračenja. To bi moglo ukazivati na otpornost 4H-SiC od zračenja. No, razlog može biti i taj što model serijskog spoja idealne diode i otpornika nije savršen kako je i prikazano simulacijom na slici 14.

Tablica 7: Popis parametara ozračenih uzoraka izračunatih iz strujno-naponske karakteristike na 300K.

Uzorak / Parametar	Faktor idealnosti n	Saturacija struja I_S (A)	Serijski otpor R_S (Ω)	Potencijalna barijera Φ_B (eV)
He1E9	1.012	$5 \cdot 10^{-22}$	160	1.57
He5E9	1.501	$5 \cdot 10^{-16}$	200	1.22
He1E10	1.023	$5 \cdot 10^{-22}$	400	1.57
C1E8	1.484	$1 \cdot 10^{-15}$	5k	1.19
C5E8	1.618	$7 \cdot 10^{-13}$	4M	1.02
C1E9	1.013	$5 \cdot 10^{-21}$	8k	1.51
O2E9	1.031	$8 \cdot 10^{-22}$	10k	1.56
O1E10	1.073	$1 \cdot 10^{-22}$	8k	1.60



Slika 23: Kapacitivno-naponske karakteristike ozračenih uzoraka. Mjerenja su napravljena na 300K.

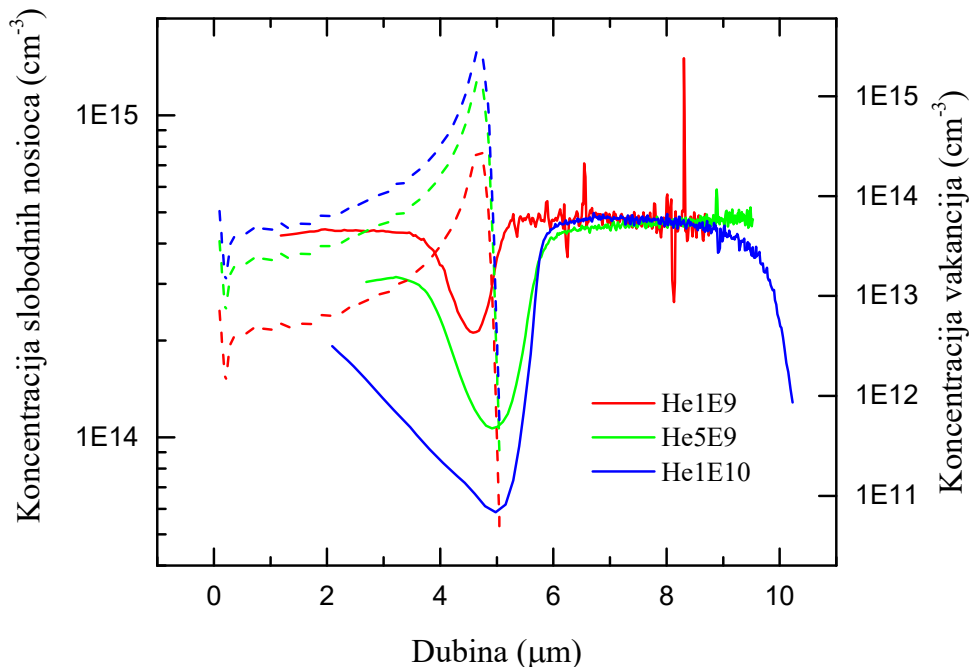
Izmjerene kapacitivno-naponske karakteristike ozračenih uzoraka prikazane su na slici 23. Na slici se može uočiti dobro slaganje karakteristika od $-30V$ do $-5V$, uz izuzetak dioda ozračenih kisikom. Između $-5V$ i $0V$ se vidi odstupanje od linearne ovisnosti što prema izrazu (31) znači nehomogenu raspodjelu koncentracije slobodnih nosioca naboja. Pošto su diode homogeno dopirane koncentracijom N_D kao što je pokazano kod neozračenog uzorka, nehomogena raspodjela znači kompenzaciju nosioca naboja kroz uhvat elektrona u duboke nivoe. Izračuni spomenutog profila bit će prikazani u sljedećim poglavljima. Kod uzoraka ozračenih kisikom može se uočiti značajna kompenzacija slobodnih nosioca naboja, jer je nagib od $0V$ do $-10V$ veći nego kod ostalih uzoraka. To prema izrazu (31) znači manju koncentraciju $(N_D - n_T)$. Nakon $-10V$ se nagib značajno smanji, odnosno koncentracija se povećava, što nije stvarna koncentracija, već je riječ o efektu koji je posljedica emisije elektrona iz dubokih nivoa zbog čega je karakterizaciju potrebno napraviti na nižoj temperaturi [35]. U tu svrhu su napravljena mjerenja na $200K$ prikazana kasnije u radu pri računima profila. Razlog tako velikog odstupanja kod uzoraka ozračenih kisikom dolazi od većih doza i energija iona u odnosu na ostale uzorake. Takvo odstupanje spomenutih uzoraka vidjet će se i kasnije kroz rad. Kod ostalih uzoraka se može uočiti linearna ovisnost za napone negativnije od $-10V$ što znači homogenu koncentraciju slobodnih nosioca naboja. Iz toga se može zaključiti da napon od otprilike $-10V$ odgovara dometu iona, odnosno pripadnoj širini područja osiromašenja (27). Prilagodbom izraza (30) na to područje dobiveni su iznosi koncentracija oko $5 \cdot 10^{14} cm^{-3}$ što je u slaganju s očekivanjem te neozračenim uzorcima. Zbog odstupanja od linearne ovisnosti u području oko $-5V$ nije moguće dobiti iznos potencijalne barijere ϕ_B kao kod neozračenih uzoraka.

U idućim poglavljima će se detaljnije proučiti utjecaj pojedine vrste zračenja na uvođenje dubokih nivoa, odnosno defekata. Prvo su proučeni dubinski profili $(N_D - n_T)$ dobiveni iz kapacitivno-naponskih karakteristika te je dana usporedba s teorijskim predviđanjima. Teorijska predviđanja napravljena su računalnim simulacijama uporabom software-a TRIM (*Transport of ions in matter*) iz programskog paketa SRIM (*Stopping and Range of Ions in Matter*) [63]. Program se temelji na Monte Carlo simulaciji. Simulirana je raspodjela koncentracija nastalih vakancija po dubini.

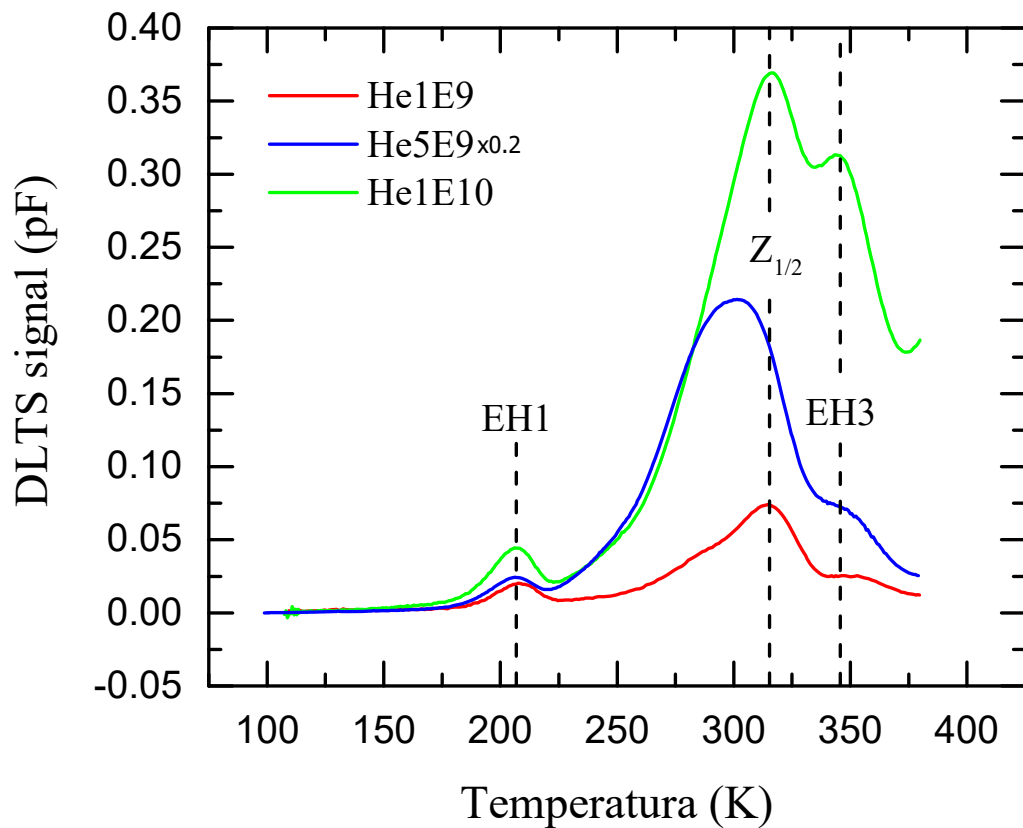
5.2.1. He ion

Profili ($N_D - n_T$) dioda ozračenih ionima helija prikazani su na slici 24. Na slici se može uočiti nehomogena raspodjela slobodnih nosioca naboja (pune linije). Također, prikazano je i teorijsko predviđanje unesenih vakancija u materijalu (isprekidane linije). Profil vakancija izgleda kako bi se i očekivalo za ionsko zračenje, odnosno posjeduje takozvani Braggov vrh pri samom kraju dometa kako je već i objašnjeno [47]. Teorijsko predviđanje unesenih vakancija dobro se slaže s profilima kompenzacije slobodnih nosioca. Kako je i očekivano, veće doze uzrokuju veću kompenzaciju. Može se primijetiti da se koncentracija slobodnih nosioca naboja smanji za vrijednost koja otprilike odgovara koncentraciji unesenih vakancija. Npr., za He1E9 uzorak, dolazi do smanjenja od $2 \cdot 10^{14} \text{cm}^{-3}$ što je približno jednako koncentraciji vakancija $3 \cdot 10^{14} \text{cm}^{-3}$. Nakon dometa iona koncentracije slobodnih nosioca naboja, sva tri uzorka se podudaraju i u slaganju su s koncentracijom kod neozračenih uzoraka.

Spektar DLTS mjerenja prikazan je na slici 25. Odabran je reverzan napon koji odgovara području osiromašenja plićem od dometa iona. U odnosu na spektar neozračenog



Slika 24: Dubinski profil dioda ozračenih ionima helija. Koncentracije slobodnih nosioca naboja dobivene iz $1/C^2 - V$ karakteristika prikazani su punim linijama, a teorijska predviđanja unesenih vakancija prikazani su isprekidanim linijama.



Slika 25: DLTS spektar uzoraka ozračenih ionima helija. Korišten je reverzni napon $V_R = -3V$ i napon pulsa $V_p = -0.1V$ trajanja $t_p = 10ms$. Prikazan je vremenski prozor $50s^{-1}$. Signal He5e9 uzorka je pomnožen s faktorom x0.2 kako bi se spektri mogli pregledno usporediti.

uzorka, mogu se zapaziti dva dodatna vrha - jedan oko 200K i drugi oko 350K. Aktivacijske energije tih dubokih nivoa iznose oko $0.4eV$ i $0.7eV$, a točne vrijednosti kao i ostali parametri prikazani su u tablici 8. Spomenuti duboki nivoi nazvani su EH1 i EH3 kako je i prikazano na slici 25. Oni se prema literaturi uvijek pojavljuju u paru što ukazuje da se radi o istom defektu koji unosi dva duboka nivoa, odnosno dva prijelaza stanja [64]. Iako još uvijek nije poznata priroda defekata koji uvode duboke nivoe EH1 i EH3, novija istraživanja, usporedbom PL i DLTS spektra, ukazuju na defekt vakancije silicija V_{Si} [65]. Predloženo je pridruživanje nivoa EH1 prijelazu $V_{Si}(-/2-)$ te nivoa EH3 $V_{Si}(2-/3-)$. Također, za nivo EH1 je pokazano da se zapravo radi o dva nivoa bliskih aktivacijskih energija. Situacija je potpuno analogna dubokom nivou $Z_{1/2}$, odnosno radi se o istom defektu, ali na različitim položajima u kristalnoj rešetci. Parametri $Z_{1/2}$ dubokog nivoa kod He1E9 i He1E10 uzoraka dobro se slažu s parametrima kod neozračenih uzoraka, dok He5E9 odstupa. Također se može uočiti da je koncentracija dubokih nivoa kod He5E9 značajno veća no kod drugih uzoraka. Nije jasan razlog takvog odstupanja He5E9 uzorka i objašnjenje zahtjeva dodatna

mjerenja, no moguće je da je uzorak na neki način oštećen. Kod preostalih uzoraka koncentracija svih defekata raste s porastom doze zračenja što je i očekivano.

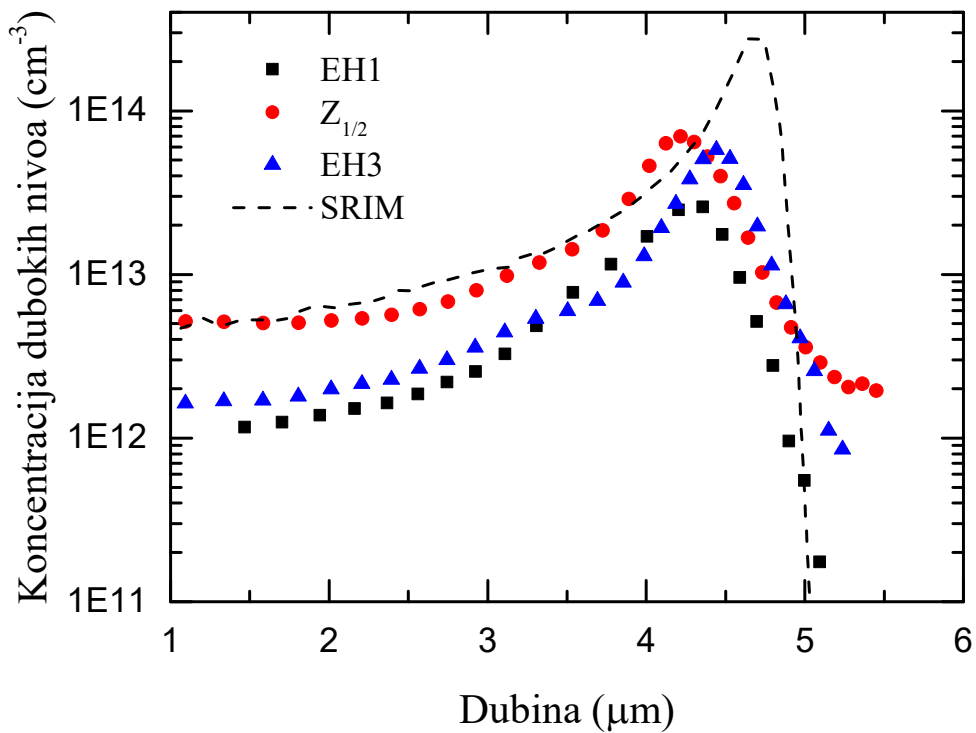
Tablica 8: Popis zapaženih dubokih nivoa u uzorcima ozračenim helijem te njihove karakteristike.

Uzorak – Duboki nivo	Aktivacijska energija E_a (eV)	Udarni presjek σ_a (cm ²)	Koncentracija dubokog nivoa N_T (cm ⁻³) ¹²
He1E9 – Z _{1/2}	0.68 ± 0.01	1 · 10 ⁻¹⁴	6 · 10 ¹²
He1E9 – EH1	0.42 ± 0.01	4 · 10 ⁻¹⁵	2 · 10 ¹²
He1E9 – EH3	0.71 ± 0.07	2 · 10 ⁻¹⁵	2 · 10 ¹²
He5E9 – Z _{1/2}	0.83 ± 0.01	7 · 10 ⁻¹²	1 · 10 ¹⁴
He5E9 – EH1	0.40 ± 0.01	1 · 10 ⁻¹⁵	1 · 10 ¹³
He5E9 – EH3	0.8 ± 0.1	1 · 10 ⁻¹³	4 · 10 ¹³
He1E10 – Z _{1/2}	0.68 ± 0.02	1 · 10 ⁻¹⁴	4 · 10 ¹³
He1E10 – EH1	0.43 ± 0.01	1 · 10 ⁻¹⁴	5 · 10 ¹²
He1E10 – EH3	0.72 ± 0.02	4 · 10 ⁻¹⁵	4 · 10 ¹³

Profiliranje tri opažena duboka nivoa uvedena zračenjem provedeno je na uzorku najmanje doze uporabom DLTS tehnike. Profili su prikazani na slici 26. Tranzijenti dubokih nivoa mjereni su pri reverzним naponima u rasponu od $-1V$ do $-15V$ u koracima od $0.5V$. Naponi pulseva su odabrani za $1V$ veći od reverznog napona. Profili dobro prate teorijsko predviđanje uz mala odstupanja. Iz profila slijedi da su vrhovi defekata na nešto različitim dubinama. Za očekivati je da će se duboki nivoi vezani uz intersticijske defekte pojavljivati na većim dubinama što bi moglo ukazivati na prisutnost intersticijskih defekata kod EH3 dubokog nivoa [66]. S obzirom da je pri izračunu profila korištena pretpostavka homogene raspodjele slobodnih nosioca naboja, što prema slici 24 očito nije istina, prethodnu tvrdnju je potrebno uzeti s oprezom. U literaturi je u obzir uzeta i nehomogena raspodjela slobodnih nosioca te su rezultati u slaganju s rezultatima prezentiranim ovdje, odnosno stvarno postoji razlika u doseg defekata koji su vezani uz duboke nivoe EH1 i EH3 [67]. Također je očito da je koncentracija EH3 veća nego EH1. Ta dva zapažanja ukazuju da nije riječ samo o vakancijama silicija kako je prethodno navedeno. Veća koncentracija EH3 ukazuje da se oko

¹² Koncentracije dubokih nivoa odnose se na područje prije Braggova vrha kako je vidljivo na slici 26 (do otprilike $3\mu m$).

aktivacijske energije 0.7eV nalaze još neki defekti osim vakancije ugljika. Kako je spomenuto ti defekti su vjerojatno vezani uz intersticije. Uz tu razliku, u literaturi je također pokazana prisutnost metastabilnih dubokih nivoa kod EH1 i EH3 dubokog nivoa [67]. Metastabilni duboki nivoi u literaturi su nazvani M-centar. Pošto je M-centar metastabilan, u energetski spektar unosi različite duboke nivoe ovisno o načinu zagrijavanja i hlađenja 4H-SiC (s ili bez primijenjenog reverznog napona).

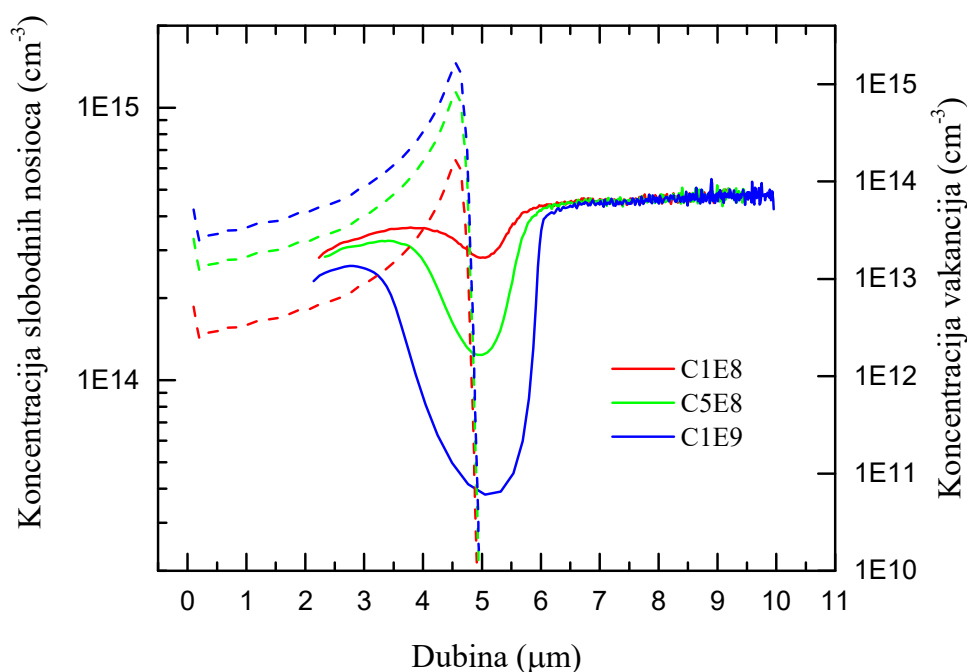


Slika 26: Profil dubokih nivoa He1E9 uzorka, izračunan uporabom DLTS tehnike. Korišten je vremenski prozor koji odgovara emisiji 50s^{-1} . U obzir je uzet lambda efekt. Mjerenja su napravljena na temperaturama vrhova EH1 (210K), $Z_{1/2}$ (315K), EH3 (350K).

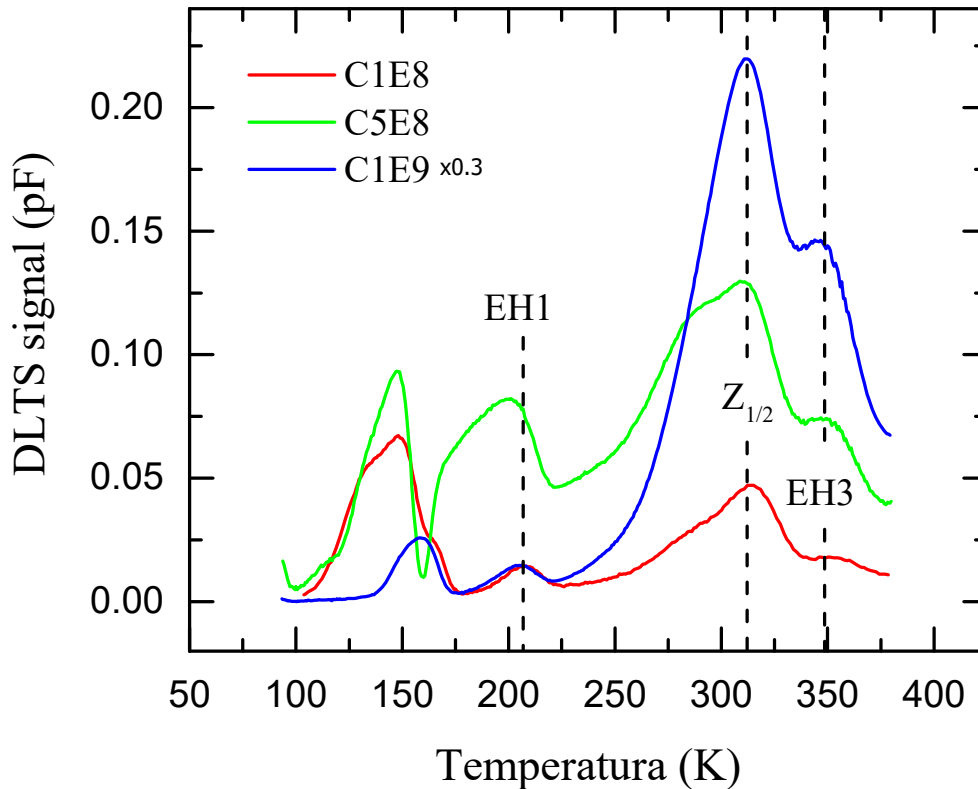
5.2.2. C ion

Profili koncentracija slobodnih nosioca naboja dioda ozračenih ionima ugljika prikazani su na slici 27. Na slici se, kao i kod uzoraka ozračenih helijem, može uočiti nehomogena raspodjela slobodnih nosioca naboja (pune linije). Kompenzacija slobodnih nosioca dobro se slaže s teorijskim izračunom uvedenih vakancija (isprekidane linije), iako se vrhovi raspodjela ne podudaraju kao kod ozračivanja helijem. Uzrok tomu može biti greška teorijskog predviđanja. Veće doze zračenja, opet očekivano, uzrokuju veću kompenzaciju. Koncentracija slobodnih nosioca naboja nakon dometa iona podudara se s koncentracijom kod neozračenih uzoraka.

Spektar DLTS mjerenja prikazan je na slici 28. Odabran je reverzan napon koji odgovara području osiromašenja plićem od dometa iona. Kao i kod ozračivanja ionima helija, kod ozračivanja ugljikom uz duboki nivo $Z_{1/2}$, prisutni su nivoi EH1 i EH3. Uz već uočene nivoe, prisutno je još nekoliko vrhova ispod 200K koji imaju neobična svojstva, zbog kojih im nije moguće pouzdano odrediti aktivacijske energije, iako je napravljena procjena oko $0.3 - 0.4 eV$. Amplitude tih vrhova jako ovise o promatranom vremenskom



Slika 27: Dubinski profil dioda ozračenih ionima ugljika. Koncentracije slobodnih nosioca naboja dobivene iz $1/C^2 - V$ karakteristika prikazani su punim linijama, a teorijska predviđanja unesenih vakancija prikazani su isprekidanim linijama.



Slika 28: DLTS spektar uzoraka ozračenih ionima ugljika. Korišten je reverzni napon $V_R = -3V$ i napon pulsa $V_p = -0.1V$ trajanja $t_p = 10ms$. Prikazan je vremenski prozor $50s^{-1}$. Signal C1e9 uzorka pomnožen je faktorom $x0.3$ kako bi se spektri mogli pregledno usporediti.

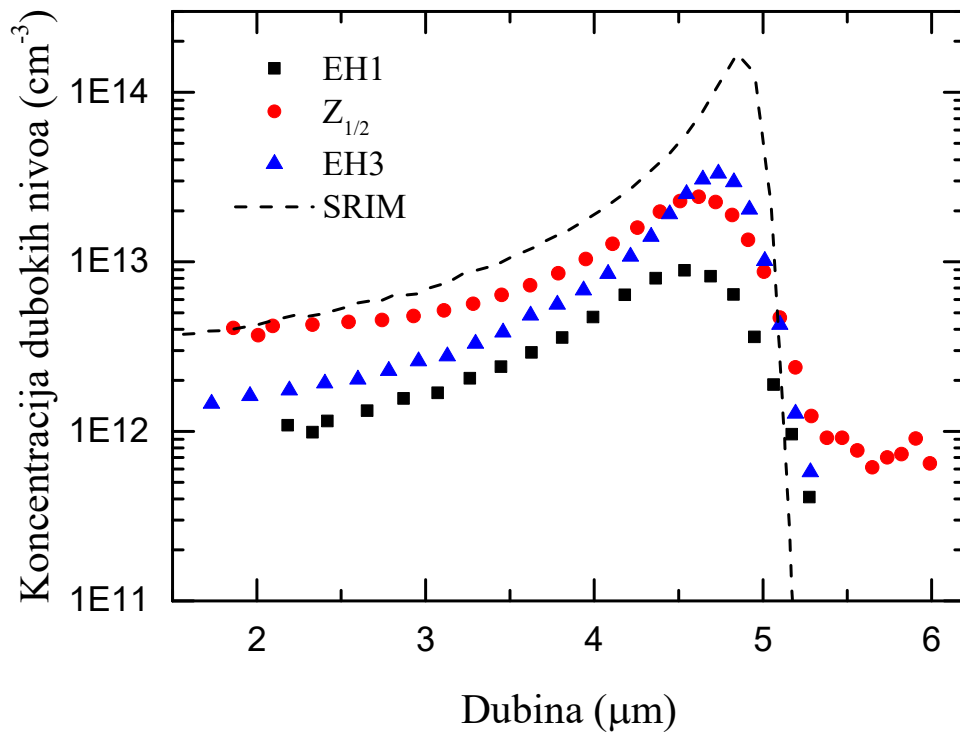
prozoru, što se ne bi trebalo događati prema opisu uobičajenih dubokih nivoa. Također, spektar ovih uzoraka ispod $180K$ ovisi i o uređaju kojim se mjere tranzijenti kapaciteta, ali i o reverznom naponu. Za probu je napravljen profil po dubini nivoa oko $130K$ i dobivena je nefizikalna ovisnost. Koncentracija dubokog nivoa opada linearno s dubinom i u jednom trenu postaje negativna (profil nije prikazan). Zbog navedenih činjenica, detaljnija analiza nivoa ispod $200K$ nije napravljena i bolje objašnjenje zahtjeva previše novih mjerenja koja moguće ne bi dala potrebna objašnjenja. Kod C5E8 uzorka, jedan od tih nivoa jako utječe na amplitudu EH1 vrha zbog čega njegova koncentracija ispada nefizikalno prevelika. No, ako se pažnja posveti spektru temperaturnog raspona nakon $200K$, može se uočiti da su u sva tri uzorka uneseni jednaki defekti te da njihova koncentracija raste s dozom zračenja. Parametri tri već poznata duboka nivoa prikazani su u tablici 9. U tablici se može uočiti da većina energija prati trenutne rezultate ($Z_{12}: 0.68eV$, $EH1: 0.4eV$, $EH3: 0.7eV$). Izračunate energije koje odstupaju jasno se mogu obrazložiti pogledom na pripadne vrhove u spektru. Razlog krivo određene energije uvijek je preklapanje većeg broja dubokih nivoa, što možda i jest najveći nedostatak ove metode. Iako preciznost određene energije izgleda dobro, to je

zato što ona slijedi iz kvalitete prilagodbe pravca u Arrheniusovom grafu. Iako pravac dobro prati vrh, dobiveni parametri ne odnose se samo na jedan vrh, zbog čega interpretacija tog pravca nije fizikalna, no može služiti za identifikaciju kompleksa defekata.

Tablica 9: Popis zapaženih dubokih nivoa u uzorcima ozračenima ugljikom te njihove karakteristike.

Uzorak – Duboki nivo	Aktivacijska energija E_a (eV)	Udarni presjek σ_a (cm ²)	Koncentracija dubokog nivoa N_T (cm ⁻³)
C1E8 – Z _{1/2}	0.67 ± 0.02	7 · 10 ⁻¹⁵	5 · 10 ¹²
C1E8 – EH1	0.41 ± 0.02	3 · 10 ⁻¹⁵	1 · 10 ¹²
C1E8 – EH3	0.70 ± 0.05	1 · 10 ⁻¹⁵	2 · 10 ¹²
C5E8 – Z _{1/2}	0.65 ± 0.02	6 · 10 ⁻¹⁵	1 · 10 ¹³
C5E8 – EH1	0.44 ± 0.02	3 · 10 ⁻¹⁴	8 · 10 ¹²
C5E8 – EH3	0.71 ± 0.05	2 · 10 ⁻¹⁵	7 · 10 ¹²
C1E9 – Z _{1/2}	0.74 ± 0.01	1 · 10 ⁻¹³	8 · 10 ¹³
C1E9 – EH1	0.42 ± 0.01	6 · 10 ⁻¹⁵	4 · 10 ¹²
C1E9 – EH3	0.80 ± 0.05	4 · 10 ⁻¹⁴	5 · 10 ¹³

Profiliranje tri identificirana duboka nivoa uvedena zračenjem provedeno je na uzorku najmanje doze uporabom DLTS tehnike. Profili su prikazani na slici 29. Tranzijenti su mjereni istim postavkama kao i ranije. Profili dobro prate teorijsko predviđanje. Ovdje se opet može uočiti kako se EH3 duboki nivo pojavljuje na nešto većoj dubini, a ujedno ima i značajno veću koncentraciju.

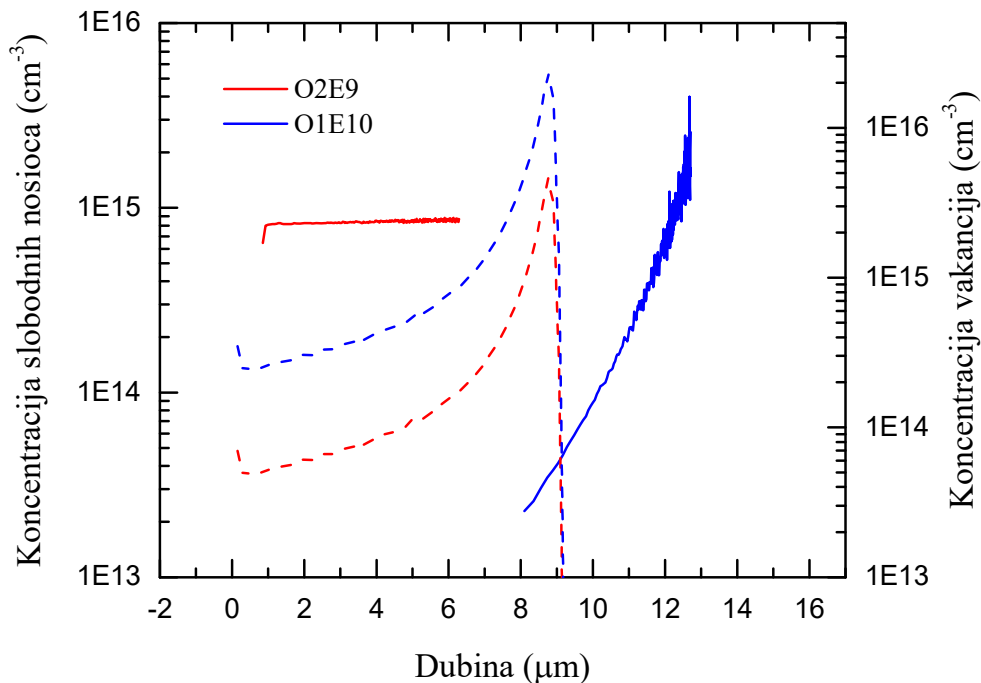


Slika 29: Profil dubokih nivoa C1E8 uzorka, izračunan uporabom DLTS tehnike. Korišten je vremenski prozor koji odgovara emisiji $50s^{-1}$. U obzir je uzet lambda efekt. Mjerenja su napravljena na temperaturama vrhova EH1(210K), Z_{1/2}(315K), EH3(350K).

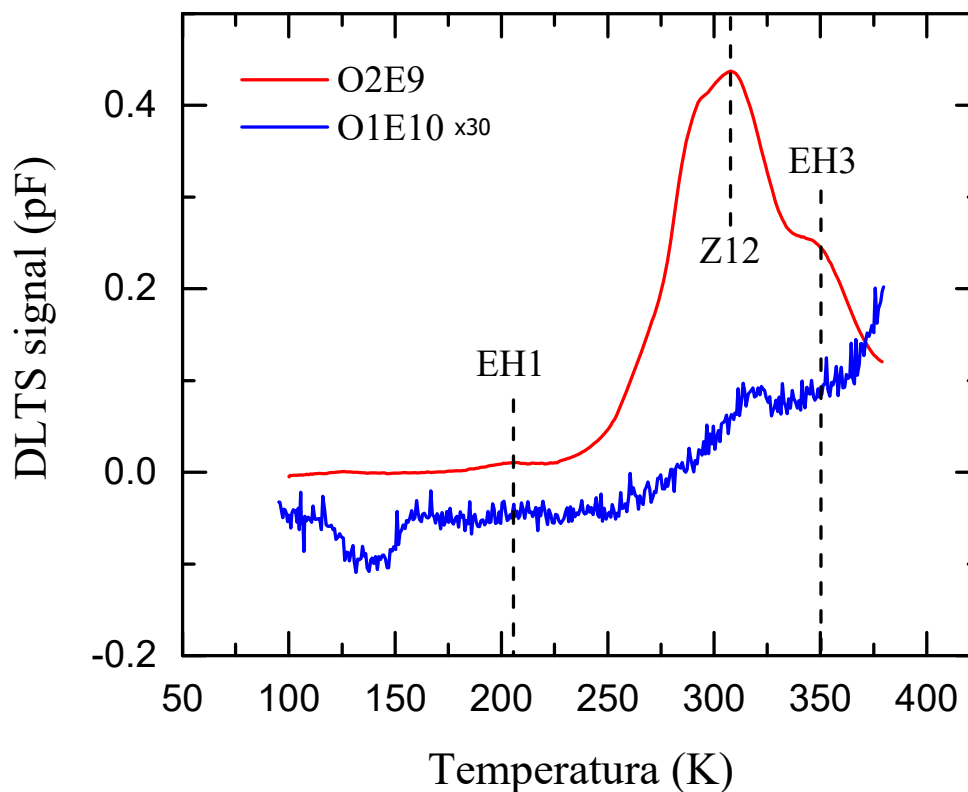
5.2.3. O ion

Profili koncentracija slobodnih nosioca naboja dioda ozračenih ionima kisika prikazani su na slici 30. Kako je već bilo jasno sa slike 23, uzorci ozračeni kisikom dosta se razlikuju od ostalih uzoraka. Uzrok toga je najvjerojatnije prevelika doza zračenja, jer su korišteni teži ioni i veće energije. Zbog toga i profili ($N_D - n_T$) izgledaju drugačije nego profili ostalih ozračenih uzoraka. Ovdje se ne može jasno uočiti područje kompenzacije, iako je kod veće doze jasno da dolazi do velike kompenzacije pošto je kapacitet značajno manji (koji je proporcionalan $\sqrt{N_D}$). Također se može uočiti da se reverznim naponom od $0V$ do $-30V$ ne može skenirati područje oko dometa iona koje je i najzanimljivije kako je viđeno kod uzoraka ozračenih helijem i ugljikom.

Spektar DLTS mjerenja prikazan je na slici 31. Kod manje doze, kao i kod ostalih ozračenih uzoraka, mogu se uočiti tri vrha $EH1$, $Z12$ i $EH3$ na temperaturama oko $200K$, $315K$ i $350K$. Kod veće doze ozračivanja ne mogu se uočiti dodatni vrhovi već samo $Z12$. Razlog tomu je što se DLTS mjerenjem skenira područje nakon dometa iona pa je tamo očekivano da se spektar podudara sa spektrom neozačenog uzorka. Na slici je njegov signal



Slika 30: Dubinski profil dioda ozračenih ionima kisika. Koncentracije slobodnih nosioca naboja dobivene iz $1/C^2 - V$ karakteristika prikazani su punim linijama, a teorijska predviđanja unesenih vakancija prikazani su isprekidanim linijama.



Slika 31: DLTS spektar uzoraka ozračenih ionima kisika. Korišten je reverzni napon $V_R = -10V$ i napon pulsa $V_P = -0.1V$ trajanja $t_P = 10ms$. Prikazan je vremenski prozor $50s^{-1}$. Signal O1e10 uzorka je pomnožen faktorom $\times 30$ radi preglednosti.

pomnožen faktorom $\times 30$ što znači da se radi o vrlo malom signalu. Razlog tomu je što kapacitet tog uzorka na $-10V$ ima vrlo mali iznos, a signal je proporcionalan tom kapacitetu. Parametri dubokih nivoa zapaženi kod uzorka manje doze prikazani su u tablici 10. Po parametrima se može zaključiti da se stvarno radi o EH1($0.4eV$) i EH3($0.7eV$) nivoima dok $Z_{1/2}$ ($0.68eV$) nivo ima krive parametre, što se očito vidi iz prevelikog udarnog presjeka. U spektru se može uočiti naznaka dodatnog nivoa na nešto nižoj temperaturi od $Z_{1/2}$. Pozadina tog dubokog nije poznata, a njegove parametre nije moguće odrediti tehnikama korištenim u ovom radu. Uporabom drugih tehnika, poput Laplace DLTS, moglo bi se saznati nešto više o tom dubokom nivo što bi bilo zanimljivo pošto se na istoj temperaturi pojavljuje i veliki vrh kod C5E9 uzorka.

Profil koncentracije dubokih nivoa po dubini nije napravljen, zato što se ne bi moglo opaziti područje oko dometa iona. Osim toga, koncentracije iz $C - V$ mjerenja nisu pouzdane.

Tablica 10: Popis zapaženih dubokih nivoa kod uzorka ozračenog manjom dozom kisika te njihove karakteristike.

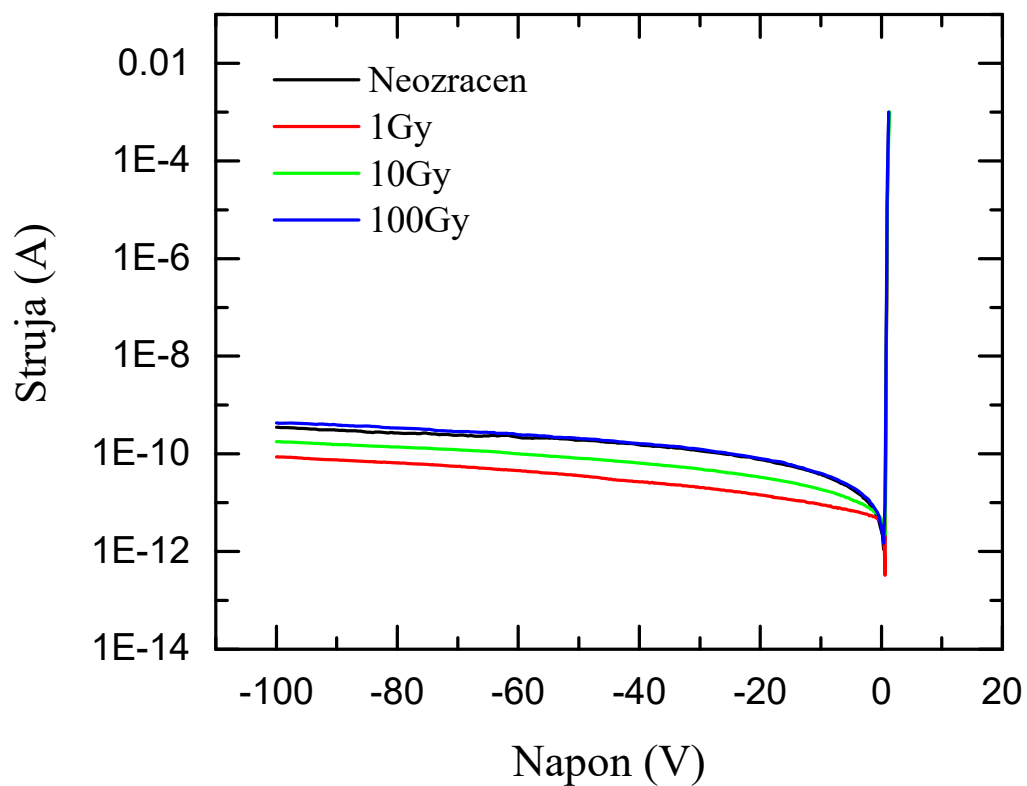
Uzorak – Duboki nivo	Aktivacijska energija E_a (eV)	Udarni presjek σ_a (cm^2)	Koncentracija dubokog nivoa N_T (cm^{-3})
O2e9 – $Z_{1/2}$	0.83 ± 0.03	$5 \cdot 10^{-12}$	$1 \cdot 10^{14}$
O2e9 – EH1	0.36 ± 0.02	$2 \cdot 10^{-16}$	$3 \cdot 10^{12}$
O2e9 – EH3	0.72 ± 0.05	$3 \cdot 10^{-15}$	$7 \cdot 10^{12}$

Pošto se kod svih uzoraka mogu uočiti nivoi EH1 i EH3, bez obzira na vrstu iona, može se zaključiti da se radi o intrinzičnim defektima što potvrđuje rezultate iz literature da je riječ o vakanciji silicija. Kako sva tri duboka nivoa (EH1, $Z_{1/2}$, EH3) prate profile vakancija unesenih zračenjem, može se potvrditi da su oni također uneseni zračenjem i da nisu bili prisutni prije ozračivanja. Kod $Z_{1/2}$ nivoa se može uočiti da je prisutan i nakon dometa iona u koncentracijama koje se podudaraju s rezultatima neozračenih uzoraka. Za razliku od $Z_{1/2}$, koncentracije EH1 i EH3 nakon dometa iona padaju ispod razine osjetljivosti uređaja.

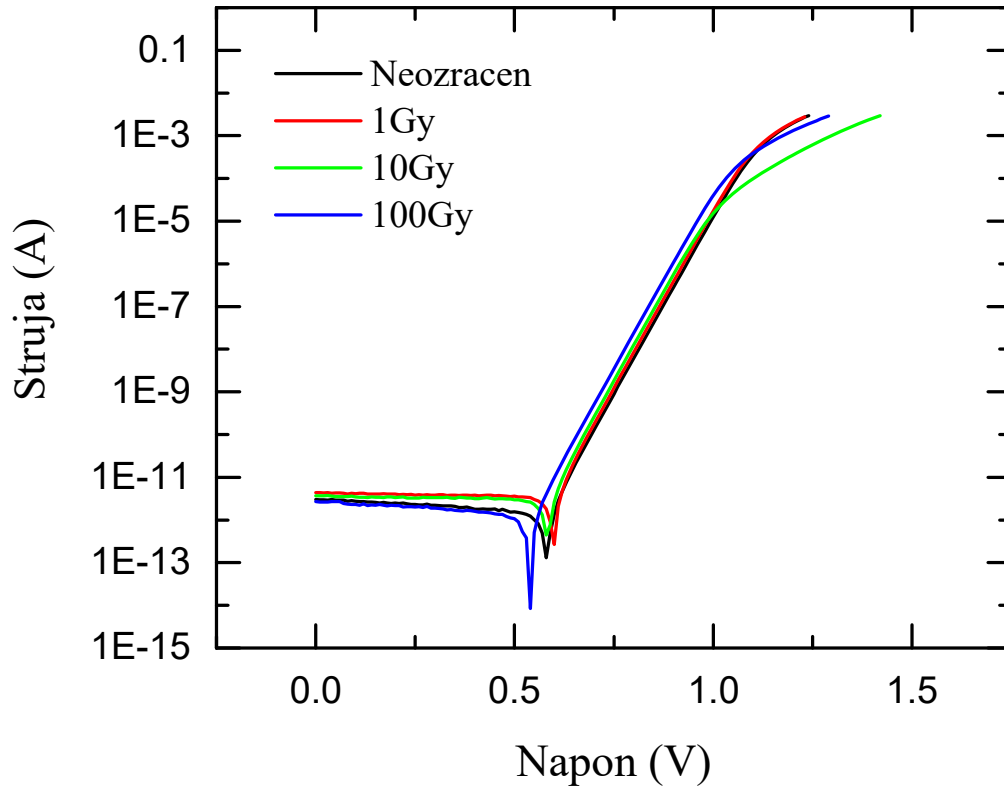
5.3. *Uzorci ozračeni u realnim uvjetima*

Diode ozračene u realnim uvjetima pokazuju dobra ispravljačka svojstva i nema naznaka o smanjenju kvalitete dioda za promotrene doze zračenja. Kao i do sad, može se uočiti da se struja povećava s reverznim naponom, no to je posljedica curenja struje u samom uređaju, a ne u diodi. Usporedba strujno-naponskih karakteristika prikazana je na slici 32. Može se uočiti da je reverzna struja niska u cijelom području mjerenja. Ovdje je korišten veći reverzan napon nego kod ostalih dioda, jer su ove diode ciljane za uporabu kao detektori. Diode u uporabi kao detektori trebaju imati što veće područje osiromašenja, za što su potrebni veći reverzni naponi, kako bi osjetljivo područje bilo što veće.

Detaljnija usporedba propusne polarizacije prikazana je na slici 33. Također se može uočiti da se karakteristike dioda izrazito podurajaju. Jedini uzorak koji malo odstupa je uzorak ozračen dozom 10Gy. Kod njega eksponencijalni rast prestaje prije nego kod ostalih



Slika 32: Usporedba strujno-naponskih karakteristika uzoraka ozračenih u realnim uvjetima. Mjerenja su napravljena na 300K.



Slika 33: Usporedba strujno-naponske karakteristike propusne polarizacije. Mjerenja su napravljena na 300K.

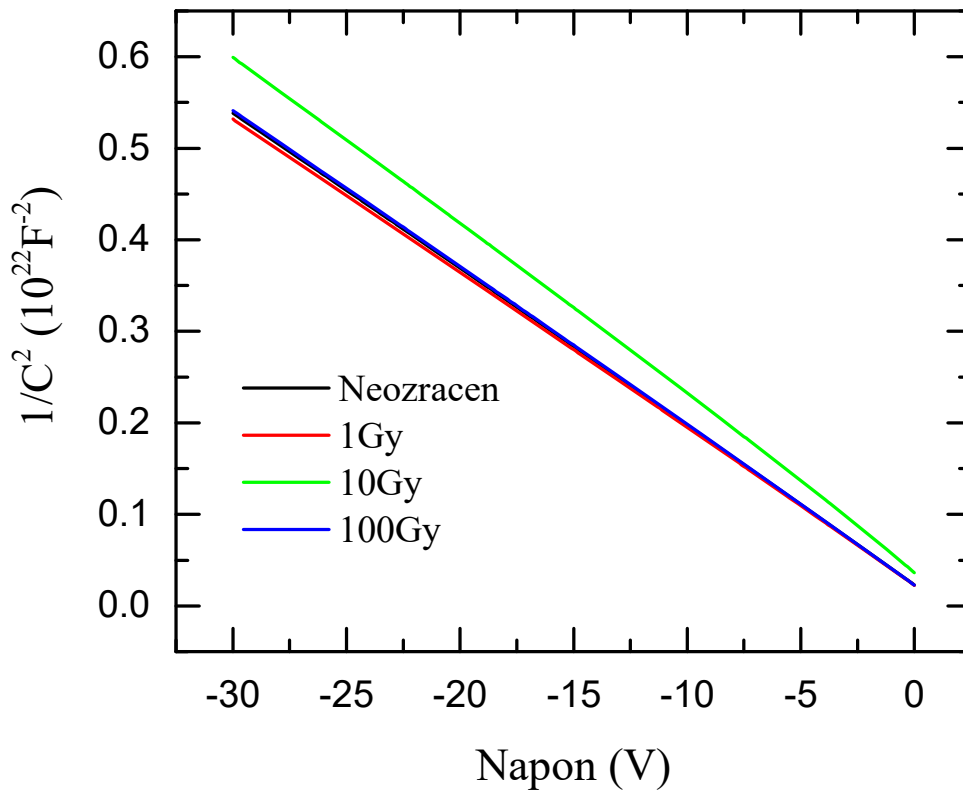
dioda što ukazuje na veći serijski otpor. Iz područja eksponencijalnog rasta struje, izračunati su parametri diode prikazani u tablici 11.

Tablica 11: Popis parametara dioda ozračenih u realnim uvjetima.

Uzorak / Parametar	Faktor idealnosti n	Saturacija struja I_S (A)	Serijski otpor R_S (Ω)	Potencijalna barijera Φ_B (eV)
Neozračen	1.010	$3 \cdot 10^{-22}$	40	1.59
1Gy	1.009	$4 \cdot 10^{-22}$	40	1.58
10Gy	1.013	$6 \cdot 10^{-22}$	700	1.57
100Gy	1.012	$1 \cdot 10^{-21}$	90	1.55

Prema parametrima, ove diode su u izvrsnom slaganju s prethodno proučenim diodama, pogotovo neozračenim. Uz to se ovdje mogu uočiti niže vrijednosti serijskih otpora. Razlog tomu je što se ovdje simulacije modela diode (idealna dioda + serijski otpor) puno bolje slažu s rezultatima mjerenja (nije prikazano na slici 33). Podudaranje je najbolje kod neozračenog

i uzorka ozračenog najmanjom dozom zbog čega oni i imaju najmanji iznos otpora. Kod uzorka srednje doze (10Gy) slaganje je najlošije što se vidi kao odstupanje iznosa serijskog otpora. Razlog ovako dobrih podudaranja vjerojatno je bolja kvaliteta spoja metala i poluvodiča jer su ovi uzorci iz novije serije od ostalih pa je moguće da je tehnika proizvodnje spoja napredovala.



Slika 34: Kapacitivno-naponske karakteristike uzoraka ozračenih u realnim uvjetima. Mjerenja su napravljena na 300K.

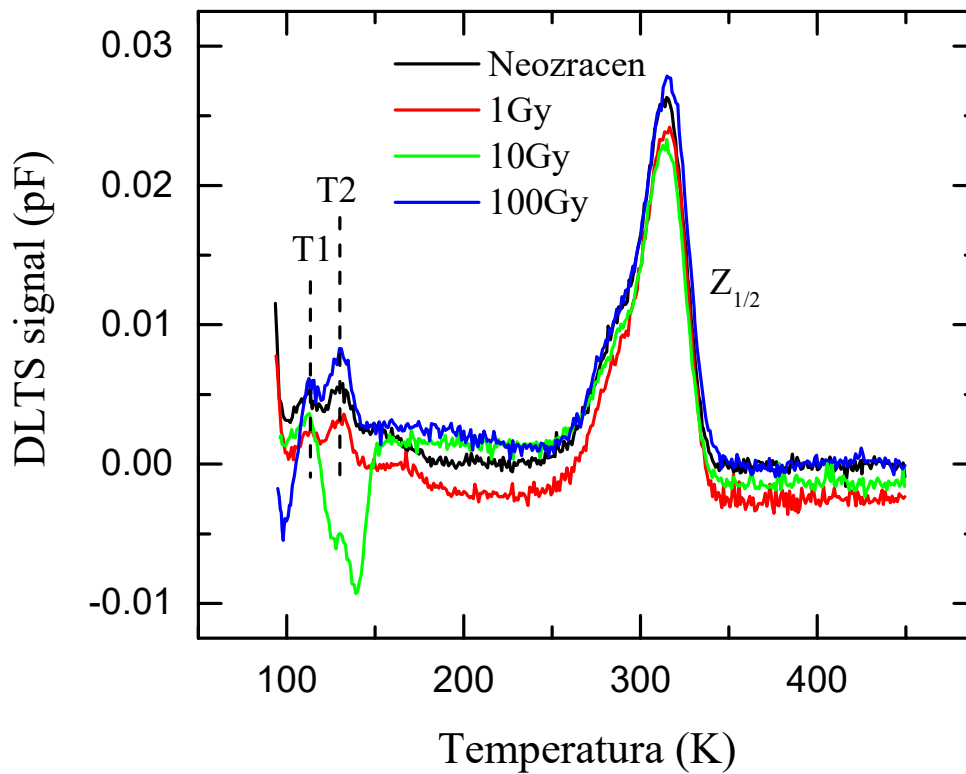
Izmjerene kapacitivno-naponske karakteristike ozračenih uzoraka prikazane su na slici 34. Mjerenje je napravljeno na 300K. Na slici se može uočiti da je ovisnost $1/C^2 - V$ linearna što predstavlja homogenu raspodjelu koncentracije slobodnih nosioca naboja. Pošto su iznosi unesenih iona podjednaki kod ovih uzoraka i uzoraka ranije prezentiranih, očekuju se jednaki odzivi. No, ovdje su korišteni ioni značajno većih energija i premda su propušteni kroz spremnik vode i dalje imaju energije koje su nekoliko redova veličine veće od prethodno promotrenih uzoraka [68]. Zbog toga većina iona ugljika prođe kroz uzorak te homogeno unosi defekte. Iz parametara dobivenih prilagodbom izraza (30), prikazanih u tablici 12, može se uočiti da ne dolazi do smanjenja koncentracije slobodnih nosioca naboja, odnosno kompenzacije. To pokazuje dobru otpornost 4H-SiC na ozračivanje ionima ugljika

visokih energija. Kao i kod strujno-naponske karakteristike, uzorak srednje doze (10Gy) malo odstupa od ostalih.

Tablica 12: Popis parametara na 300K ozračenih uzoraka izračunatih iz kapacitivno-naponske karakteristike.

Uzorak / Parametar	Koncentracija dopiranja N_D (cm^{-3})	Potencijalna barijera Φ_B (eV)
Neozračen	$8.50 \cdot 10^{14}$	1.47
1Gy	$8.6 \cdot 10^{14}$	1.47
10Gy	$7.8 \cdot 10^{14}$	2.35
100Gy	$8.51 \cdot 10^{14}$	1.48

Spektar DLTS mjerenja ovih uzoraka prikazan je na slici 35. Može se uočiti da se spektri ozračenih uzoraka slažu s neozračenim uzorkom. Izračunani parametri uočenih dubokih nivoa prikazani su u tablici 13. Najizraženiji je vrh koji odgovara dubokom nivou $Z_{1/2}$ koji je uočen kod svih uzoraka do sad. Ovdje koncentracija tog nivoa ne ovisi o dozi



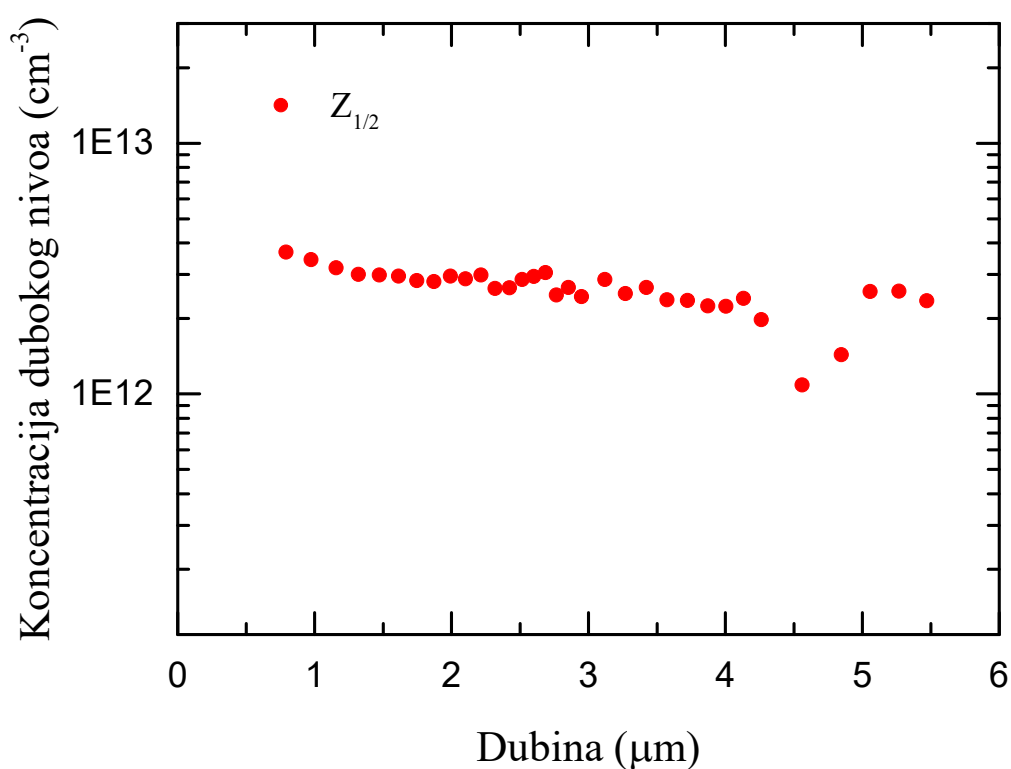
Slika 35: DLTS spektar uzoraka ozračenih u realnim uvjetima. Korišten je reverzni napon $V_R = -10V$ i napon pulsa $V_P = -0.1V$ trajanja $t_p = 10ms$. Prikazan je vremenski prozor $50s^{-1}$.

zračenja, jer se može uočiti da je visina vrha ista kod svih uzoraka. Uz $Z_{1/2}$ duboki nivo vidi se nekoliko vrhova oko 130K. Kod uzorka srednje doze (10Gy) ponovno dolazi do odstupanja i može se uočiti negativan vrh. To može biti zbog povećanog serijskog otpora te diode [69], ali i zbog nečeg drugog. Radi se o dubokim nivoima aktivacijskih energija oko 0.23eV i 0.27eV te nije poznato kojim defektima odgovara. Pošto su oba nivoa prisutna i kod neozračenog uzorka, riječ je o defektima koji su nastali pri proizvodnji i nisu uneseni ozračivanjem. Duboki nivo aktivacijske energije 0.27eV (oznaka T2) podsjeća na nivo energije 0.28eV (oznaka P1) uočen kod neozračenih uzoraka navedenih u tablici 6. Nivo T2 ima nešto manju aktivacijsku energiju i udarni presjek, no moguće je da se radi o istom dubokom nivou. Bez obzira na to, kandidati defekta koji bi se mogli odnositi na ove duboke nivoe su isti kao i kod P1 nivoa. To su supstitucijski defekti aluminija (0.27eV), galija (0.3eV) i kisika (0.3eV) te defekt vezan uz bor (0.29eV) ili kompleksi vakancija (0.25eV) [59–61]. Za razliku od ostalih uzoraka ozračenih ionima, ovdje nisu uočeni nivoi EH1 i EH3. Posljedica toga je što su ovdje ioni puno većih energija pa ne predaju dovoljno energije za uvođenje značajne koncentracije defekata. To je pokazatelj otpornosti 4H-SiC na uvođenje defekata zračenjem.

Tablica 13: Popis zapaženih dubokih nivoa u uzorcima ozračenim u realnim uvjetima te njihove karakteristike.

Uzorak – Duboki nivo	Aktivacijska energija E_a (eV)	Udarni presjek σ_a (cm ²)	Koncentracija dubokog nivoa N_T (cm ⁻³)
Neozračen – $Z_{1/2}$	0.66 ± 0.02	$6 \cdot 10^{-15}$	$3 \cdot 10^{12}$
Neozračen – T1	0.22 ± 0.02	$8 \cdot 10^{-15}$	$6 \cdot 10^{11}$
Neozračen – T2	0.27 ± 0.01	$2 \cdot 10^{-14}$	$7 \cdot 10^{11}$
1Gy – $Z_{1/2}$	0.67 ± 0.01	$7 \cdot 10^{-15}$	$3 \cdot 10^{12}$
1Gy – T1	0.23 ± 0.01	$2 \cdot 10^{-14}$	$3 \cdot 10^{11}$
1Gy – T2	0.27 ± 0.01	$2 \cdot 10^{-14}$	$4 \cdot 10^{11}$
10Gy – $Z_{1/2}$	0.70 ± 0.03	$2 \cdot 10^{-14}$	$3 \cdot 10^{12}$
10Gy – T1	0.24 ± 0.01	$6 \cdot 10^{-14}$	$4 \cdot 10^{11}$
10Gy – T2	0.27 ± 0.01	$3 \cdot 10^{-14}$	–
100Gy – $Z_{1/2}$	0.67 ± 0.03	$7 \cdot 10^{-15}$	$3 \cdot 10^{12}$
100Gy – T1	0.23 ± 0.01	$2 \cdot 10^{-14}$	$7 \cdot 10^{11}$
100Gy – T2	0.27 ± 0.01	$2 \cdot 10^{-14}$	$1 \cdot 10^{12}$

Profiliranje $Z_{1/2}$ dubokog nivoa provedeno je na uzorku najveće doze (100Gy). Profil je prikazan na slici 36. Iz profila se može zaključiti da je raspodjela dubokih nivoa homogena kroz cijelu promotrenu dubinu uzorka. Usporedbom koncentracija $Z_{1/2}$ dubokog nivoa ozračenih i neozračenih uzoraka, izgleda da ozračivanje ovakvim dozama i energijama ne povećava značajno koncentraciju defekata. Odnosno, prikazani profil zapravo većinski dolazi od defekata prisutnih i prije ozračivanja.



Slika 36: Profil dubokog nivoa uzorka ozračenog najvećom dozom (100Gy) izračunan uporabom DLTS tehnike na 315K. Korišten je vremenski prozor koji odgovara emisiji 50s^{-1} . U obzir je uzet lambda efekt.

6. Zaključak

U ovom radu promotrena su svojstva 4H-SiC. Svojstva su proučena na Schottky diodama na n-tipu 4H-SiC. Diodama je izmjerena ovisnost struje i kapaciteta o naponu. Uz pomoć DLTS tehnike proučeni su duboki nivoi te su navedeni defekti kojima odgovaraju ili kojima bi mogli odgovarati.

Proučen je utjecaj ionskog zračenja na navedena svojstva. Uzorci su ozračeni ionima helija, ugljika i kisika različitim dozama i energijama. Dio uzoraka ozračen je ionima ugljika u bolnici za radioterapiju kako bi se proučilo ponašanje dioda u realnim uvjetima.

Neozračeni uzorci pokazali su izvrsna svojstva poput vrlo niske reverzne struje dioda. Također je zapažena prisutnost jedne vrste dubokog nivoa aktivacijske energije 0.68eV koji odgovara vakanciji ugljika u kristalnoj rešetci. Koncentracija tog defekta je tri reda veličine manja od koncentracije dopiranja.

Bez obzira na vrstu i dozu zračenja, sve diode su pokazale dobru otpornost. Zadržale su izvrsna ispravljačka svojstva, poput vrlo niske reverzne struje, koja su ključna u svim uporabama dioda. Zračenje je dovelo do kompenzacije slobodnih nosioca naboja u području dometa iona. Osim što je zračenje povećalo koncentraciju vakancija ugljika, uvelo je nove duboke nivoe za koje se smatra da su vezani uz vakancije silicija. Vakancija silicija uvodi dva duboka nivoa u spektar, aktivacijskih energija 0.4eV i 0.7eV , koji odgovaraju različitim prijelazima stanja istog defekta.

Kod uzoraka ozračenih u bolnici nije zapaženo uvođenje novih defekata, kao niti povećanje koncentracije vakancija ugljika, čime se zaključuje izvrsna otpornost 4H-SiC na zračenje.

Literatura

- [1] Casady, J. B.; Johnson, R. W. : Status of silicon carbide (SiC) as a wide-bandgap semiconductor for high-temperature applications: A review. // *Solid State Electronics*. Vol. 39, 10 (1996), str. 1409–1422.
- [2] Colmenares, J. Extreme Implementations of Wide-Bandgap Semiconductors in Power Electronics. Doktorski rad. Stockholm : KTH Royal Institute of Technology, 2016.
- [3] Grant, J. *et al.* : Wide bandgap semiconductor detectors for harsh radiation environments. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. Vol. 546, 1–2 (2005), str. 213–217.
- [4] Harris, G. L. *Properties of Silicon Carbide.*, London : Institution of Engineering and Technology, 1995.
- [5] Neudeck, P. G.; Okojie, R. S.; Liang-Yu Chen : High-temperature electronics - a role for wide bandgap semiconductors? // *Proceedings of the IEEE*. Vol. 90, 6 (2002), str. 1065–1076.
- [6] Wright, N. G.; Horsfall, A. B. : SiC sensors : a review. // *Journal of Physics D: Applied Physics*. Vol. 40, 20 (2007), str. 6345–6354.
- [7] Powell, A. R.; Rowland, L. B. : SiC materials-progress, status, and potential roadblocks. // *Proceedings of the IEEE*. Vol. 90, 6 (2002), str. 942–955.
- [8] Bhatnagar, M.; Baliga, B. J. : Comparison of 6H-SiC, 3C-SiC, and Si for power devices. // *IEEE Transactions on Electron Devices*. Vol. 40, 3 (1993), str. 645–655.
- [9] Maboudian, R.; Carraro, C.; Senesky, D. G.; Roper, C. S. : Advances in silicon carbide science and technology at the micro- and nanoscales. // *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*. Vol. 31, 5 (2013), str. 050805.
- [10] Cooper, J. A.; Agarwal, A. : SiC power-switching devices-the second electronics revolution? // *Proceedings of the IEEE*. Vol. 90, 6 (2002), str. 956–968.

- [11] Nakamura, T. *et al.* : Development of SiC diodes, power MOSFETs and intelligent power modules. // *Physica Status Solidi (A) Applications and Materials Science*. Vol. 206, 10 (2009), str. 2403–2416.
- [12] Alves, L. F. S. *et al.* SIC power devices in power electronics: An overview. // 2017 Brazilian Power Electronics Conference (COBEP). Juiz de Fora, Brazil : IEEE, 2017.
- [13] Radulović, V. *et al.* : Silicon carbide neutron detector testing at the JSI TRIGA reactor for enhanced border and port security. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. Vol. 972(2020), str. 164122.
- [14] Dulloo, A. R.; Ruddy, F. H.; Seidel, J. G.; Davison, C.; Flinchbaugh, T.; Daubenspeck, T. : Simultaneous Measurement of Neutron and Gamma-Ray Radiation Levels from a TRIGA Reactor Core Using Silicon Carbide Semiconductor Detectors. // *IEEE Transactions on Nuclear Science*. Vol. 46, 3 (1999), str. 275–279.
- [15] Ko, G.; Kim, H.; Bang, J.; Kim, J. : Electrical characterizations of Neutron-irradiated SiC Schottky diodes. // *Korean Journal of Chemical Engineering*. Vol. 26, 1 (2009), str. 285–287.
- [16] Harris, R. D. SiC vs Si for High Radiation Environments // Jet Propulsion Laboratory. Pasadena, California : National Aeronautics and Space Administration, 2008.
- [17] Park, S. H.; Park, J. S.; Hee-Seo; Lee, S. K.; Shin, H. S.; Kim, H. D. : Development of SiC detector for the harsh environment applications. // *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*. Vol. (2013), str. 8–11.
- [18] Choyke, W. J.; Matsunami, H.; Pensl, G., Eds. *Hawley's Condensed Chemical Dictionary : Silicon Carbide.*, Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 2004.
- [19] Gachovska, T. K.; Hudgins, J. L. *Power Electronics Handbook : SiC and GaN Power Semiconductor Devices*. 4. izdanje : Elsevier, 2018.

- [20] Ortiz, A. L.; Sánchez-Bajo, F.; Cumbreira, F. L.; Guiberteau, F. : The prolific polytypism of silicon carbide. // *Journal of Applied Crystallography*. Vol. 46, 1 (2013), str. 242–247.
- [21] Kimoto, T.; Cooper, J. A. *Fundamentals of Silicon Carbide Technology.*, Singapore : John Wiley & Sons Singapore Pte. Ltd, 2014.
- [22] Sellin, P. J.; Vaitkus, J. : New materials for radiation hard semiconductor detectors. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. Vol. 557, 2 (2006), str. 479–489.
- [23] Zetterling, C. *Process Technology for Silicon Carbide Devices : Process Technology for Silicon Carbide Devices.*, The Institution of Engineering and Technology, Michael Faraday House, Six Hills Way, Stevenage SG1 2AY, UK : IET, 2002.
- [24] Kozlov, V. A.; Soldatenkov, F. Y.; Danilchenko, V. G.; Korolkov, V. I.; Shulpina, I. L. Defect engineering for carrier lifetime control in high voltage GaAs power diodes. // *25th Annual SEMI Advanced Semiconductor Manufacturing Conference (ASMC 2014)*. Saratoga Springs, NY, USA : IEEE, 2014.
- [25] Weber, J. R. *et al.* : Quantum computing with defects. // *Proceedings of the National Academy of Sciences*. Vol. 107, 19 (2010), str. 8513–8518.
- [26] Widmann, M. *et al.* : Coherent control of single spins in silicon carbide at room temperature. // *Nature Materials*. Vol. 14, 2 (2015), str. 164–168.
- [27] Hazdra, P.; Vobecký, J. : Radiation Defects Created in n-Type 4H-SiC by Electron Irradiation in the Energy Range of 1–10 MeV. // *Physica Status Solidi (A) Applications and Materials Science*. Vol. 216, 17 (2019), str. 1–7.
- [28] Capan, I. *et al.* : Influence of neutron radiation on majority and minority carrier traps in n-type 4H-SiC. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*. Vol. 478, July (2020), str. 224–228.

- [29] Miyazaki, T. *et al.* : Effect of gamma-ray irradiation on the device process-induced defects in 4H-SiC epilayers. // *Superlattices and Microstructures*. Vol. 99(2016), str. 197–201.
- [30] Hazdra, P.; Zählava, V.; Vobecký, J.; Berthou, M.; Mihaila, A. : Radiation defects produced in 4H-SiC epilayers by proton and alpha-particle irradiation. // *Materials Science Forum*. Vol. 740–742(2013), str. 661–664.
- [31] Pastuović, Ž.; Siegele, R.; Capan, I.; Brodar, T.; Sato, S.; Ohshima, T. : Deep level defects in 4H-SiC introduced by ion implantation: the role of single ion regime. // *Journal of Physics: Condensed Matter*. Vol. 29, 47 (2017), str. 475701.
- [32] Lang, D. V. : Deep-level transient spectroscopy: A new method to characterize traps in semiconductors. // *Journal of Applied Physics*. Vol. 45, 7 (1974), str. 3023–3032.
- [33] Sze, S. M.; Ng, K. K. *Physics of Semiconductor Devices.*, Hoboken, NJ, USA : John Wiley & Sons, Inc., 2006.
- [34] Neamen, D. A. *Semiconductors Physics and Devices*. 4. izdanje : McGraw-Hill, 2003.
- [35] Blood, P.; Orton, J. W. *Techniques of Physics : The Electrical Characterization of Semiconductor: Majority Carriers and Electron States.*, New York : Academic press, 1992.
- [36] Kittel, C. *The American Mathematical Monthly : Elementary Statistical Physics.*, New York : John Wiley & Sons, Inc., 1958.
- [37] Blundell, S. J.; Blundell, K. M. *Choice Reviews Online : Concepts in Thermal Physics.* : Oxford University Press, 2009.
- [38] Ramsdell, L. S. : Studies on Silicon Carbide. // *American Mineralogy*. Vol. 32(1947), str. 64.
- [39] Jagodzinski, H. : Polytypism in SiC crystals. // *Acta Crystallographica*. Vol. 7, 3 (1954), str. 300–300.

- [40] Tairov, Y. M.; Tsvetkov, V. F. : General principles of growing large-size single crystals of various silicon carbide polytypes. // *Journal of Crystal Growth*. Vol. 52(1981), str. 146–150.
- [41] Ito, M.; Storasta, L.; Tsuchida, H. : Development of 4H–SiC Epitaxial Growth Technique Achieving High Growth Rate and Large-Area Uniformity. // *Applied Physics Express*. Vol. 1, 1 (2008), str. 015001.
- [42] Mattausch, A. Ab initio-Theory of Point Defects and Defect Complexes in SiC. Doktorski rad. : Universität Erlangen-Nürnberg, 2005.
- [43] Atkinson, C.; Guziewski, M.; Coleman, S. Density Functional Theory Study of the Impact of Impurities in Silicon Carbide Bulk and Grain Boundaries // Aberdeen proving ground : CCDC Army Research Laboratory, 2019.
- [44] Weber, J.; Weber, H. B.; Krieger, M. : On Deep Level Transient Spectroscopy of Extended Defects in n-Type 4H-SiC. // *Materials Science Forum*. Vol. 897(2017), str. 201–204.
- [45] Norde, H. : A modified forward I - V plot for Schottky diodes with high series resistance. // *Journal of Applied Physics*. Vol. 50, 7 (1979), str. 5052–5053.
- [46] Ohno, T. *et al.* : Carbon Ion Radiotherapy at the Gunma University Heavy Ion Medical Center: New Facility Set-up. // *Cancers*. Vol. 3, 4 (2011), str. 4046–4060.
- [47] Ma, C.-M. C.; Lomax, T. *Medical Physics : Proton and Carbon Ion Therapy*. 1. izdanje, Boca Raton : CRC Press, 2012.
- [48] Tsujii, H.; Kamada, T.; Shirai, T.; Noda, K.; Tsuji, H.; Karasawa, K. *Carbon-Ion Radiotherapy.*, Tokyo : Springer Japan, 2014.
- [49] Pastuović, Ž. *et al.* : Radiation hardness of n-type SiC Schottky barrier diodes irradiated with MeV He ion microbeam. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*. Vol. 348(2015), str. 233–239.

- [50] Chen, M. C.; Lang, D. V.; Dautremont-Smith, W. C.; Sergent, A. M.; Harbison, J. P. : Effects of leakage current on deep level transient spectroscopy. // Applied Physics Letters. Vol. 44, 8 (1984), str. 790–792.
- [51] Itoh, A.; Matsunami, H. : Analysis of Schottky Barrier Heights of Metal/SiC Contacts and Its Possible Application to High-Voltage Rectifying Devices. // physica status solidi (a). Vol. 162, 1 (1997), str. 389–408.
- [52] Savitzky, A.; Golay, M. J. E. : Smoothing and Differentiation of Data by Simplified Least Squares Procedures. // Analytical Chemistry. Vol. 36, 8 (1964), str. 1627–1639.
- [53] Kimoto, T. *et al.* : Nitrogen donors and deep levels in high-quality 4H–SiC epilayers grown by chemical vapor deposition. // Applied Physics Letters. Vol. 67, 19 (1995), str. 2833–2835.
- [54] Son, N. T. *et al.* : Negative-U System of Carbon Vacancy in 4H-SiC. // Physical Review Letters. Vol. 109, 18 (2012), str. 187603.
- [55] Capan, I. *et al.* : Double negatively charged carbon vacancy at the h- and k-sites in 4H-SiC: Combined Laplace-DLTS and DFT study. // Journal of Applied Physics. Vol. 123, 16 (2018), str. 161597.
- [56] Watkins, G. D. *Advances in Solid State Physics : Negative-U properties for defects in solids.*, Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 2009.
- [57] Coutinho, J.; Torres, V. J. B.; Capan, I.; Brodar, T.; Ereš, Z.; Bernat, R. : Silicon carbide diodes for neutron detection. // Elsevier. Vol. submitted(2020).
- [58] Zippelius, B.; Suda, J.; Kimoto, T. : High temperature annealing of n-type 4H-SiC: Impact on intrinsic defects and carrier lifetime. // Journal of Applied Physics. Vol. 111, 3 (2012), str. 033515.
- [59] Lebedev, A. A. : Deep level centers in silicon carbide: A review. // Semiconductors. Vol. 33, 2 (1999), str. 107–130.
- [60] Beyer, F. C. *et al.* : Deep levels in iron doped n- and p-type 4H-SiC. // Journal of Applied Physics. Vol. 110, 12 (2011), str. 123701.

- [61] Weidner, M.; Frank, T.; Pensl, G.; Kawasuso, A.; Itoh, H.; Krause-Rehberg, R. : Formation and annihilation of intrinsic-related defect centers in high energy electron-irradiated or ion-implanted 4H- and 6H-silicon carbide. // *Physica B: Condensed Matter*. Vol. 308–310(2001), str. 633–636.
- [62] Ben Karoui, M. *et al.* : Influence of inhomogeneous contact in electrical properties of 4H-SiC based Schottky diode. // *Solid-State Electronics*. Vol. 52, 8 (2008), str. 1232–1236.
- [63] Ziegler, J. F.; Ziegler, M. D.; Biersack, J. P. : SRIM – The stopping and range of ions in matter (2010). // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*. Vol. 268, 11–12 (2010), str. 1818–1823.
- [64] David, M. L. *et al.* : Electrically active defects in irradiated 4H-SiC. // *Journal of Applied Physics*. Vol. 95, 9 (2004), str. 4728–4733.
- [65] Bathen, M. E. *et al.* : Electrical charge state identification and control for the silicon vacancy in 4H-SiC. // *npj Quantum Information*. Vol. 5, 1 (2019), str. 111.
- [66] Pellegrino, P.; Lévêque, P.; Wong-Leung, J.; Jagadish, C.; Svensson, B. G. : Separation of vacancy and interstitial depth profiles in ion-implanted silicon: Experimental observation. // *Applied Physics Letters*. Vol. 78, 22 (2001), str. 3442–3444.
- [67] Brodar, T. *et al.* : Depth profile analysis of deep level defects in 4H-SiC introduced by radiation. // *Crystals*. Vol. 10, 9 (2020), str. 845.
- [68] Grimes, D. R.; Warren, D. R.; Partridge, M. : An approximate analytical solution of the Bethe equation for charged particles in the radiotherapeutic energy range. // *Scientific Reports*. Vol. 7, 1 (2017), str. 9781.
- [69] Broniatowski, A.; Blosser, A.; Srivastava, P. C.; Bourgoin, J. C. : Transient capacitance measurements on resistive samples. // *Journal of Applied Physics*. Vol. 54, 6 (1983), str. 2907–2910.

- [70] Band structure and carrier concentration, *NSM Archive - Physical Properties of Semiconductors*, <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/SiC/bandstr.html>, 28.8.2020.
- [71] Minkin, V. I. : Glossary of terms used in theoretical organic chemistry. // *Pure and Applied Chemistry*. Vol. 71, 10 (1999), str. 1919–1981.
- [72] Zolnai, Z. Irradiation-induced crystal defects in silicon carbide. Doktorski rad. Budapest : Budapest University of Technology and Economics Department of Atomic Physics, 2005.
- [73] Schroder, D. K. *Semiconductor Material and Device Characterization*. 3. izdanje, Hoboken, NJ, USA : John Wiley & Sons, Inc., 2005.