

Električki aktivni defekti u 4H-SiC uvedeni zračenjem

Brodar, Tomislav

Master's thesis / Diplomski rad

2017

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:217:888173>

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

Download date / Datum preuzimanja: **2024-09-26**



Repository / Repozitorij:

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



SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

Tomislav Brodar

ELEKTRIČKI AKTIVNI DEFEKTI U 4H-SiC
UVEDENI ZRAČENJEM

Diplomski rad

Zagreb, 2017.

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

INTEGRIRANI PREDDIPLOMSKI I DIPLOMSKI SVEUČILIŠNI STUDIJ
FIZIKA; SMJER: ISTRAŽIVAČKI

Tomislav Brodar

Diplomski rad

**Električki aktivni defekti u 4H-SiC
uvedeni zračenjem**

Voditelj diplomskog rada: dr. sc. Ivana Čapan

Ocjena diplomskog rada: _____

Povjerenstvo: 1. _____

2. _____

3. _____

Datum polaganja: _____

Zagreb, 2017.

Zahvaljujem svima koji su pridonjeli izradi ovog diplomskog rada. Zahvalan sam mentorici I. Capan na važnim savjetima i uputama, kolegi D. Blažeki na diskusijama i pomoći pri mjerenju, Z. Erešu na vrlo korisnim savjetima i pomoći u vezi mjernog uređaja te J. Dasović na susretljivosti i savjetima. Za pripremu uzoraka i strujno-naponska mjerenja na jednom uzorku zahvalan sam timu pri QST^a, za ozračivanje uzoraka neutronima zahvalan sam timu na JSI^b te za implantaciju He iona zahvalan sam timu pri ANSTO^c te svima ostalim koji su indirektno pomogli.

Zahvaljujem svojoj obitelji na neprestanoj podršci i svim prijateljima.

^aNational Institutes for Quantum and Radiological Science and Technology, Japan.

^bInstitut Jožef-Stefan, Slovenija.

^cAustralian Nuclear Science and Technology Organisation (ionski implantator), Australija.

Sažetak

Ni/4H-SiC Schottky diode n-tipa ozračene su termalnim i brzim neutronima te implantirane s 2 MeV He ionima. Zatim, izvršena je karakterizacija strujno-naponskim, kapacitivno-naponskim te mjerenjima tranzijentne spektroskopije dubokih nivoa. Ozračivanje termalnim neutronima u dozama do $1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ nije uzrokovalo promjene karakteristika, što je u skladu s velikom otpornošću SiC na oštećenja pri ozračivanju. Ozračivanje brzim neutronima (pri dozi $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$) je unijelo novi ET2 duboki nivo, dok se koncentracija $Z_{1/2}$ dubokog nivoa povećala. Brzi neutroni energije oko 0.8 MeV (koji su korišteni u ovom radu) mogu unijeti samo vakancije i intersticije u SiC, stoga opaženi duboki nivoi su vezani uz njih. Kompenzacija je opažena pri dozi $1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ brzih neutrona. Implantacija 2 MeV He iona unijela je ET1, $Z_{1/2}$ i ET2 duboke nivoe te uzrokovala kompenzaciju u području dosega 2 MeV He iona u 4H-SiC.

Ključne riječi: 4H-SiC, intrinzični defekti, ionska implatacija, neutronske ozračivanje, tranzijentna spektroskopija dubokih nivoa.

Electrically active defects in 4H-SiC introduced by radiation

Abstract

N-type Ni/4H-SiC Schottky diodes were irradiated by thermal and fast neutrons and implanted with 2 MeV He ions. Afterwards, characterization by current-voltage, capacitance-voltage and deep level transient spectroscopy measurements was carried out. Irradiation with thermal neutrons at fluences up to $1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ didn't cause change of characteristics, which is in agreement with high radiation hardness of SiC. Irradiation with fast neutrons (fluence $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$) has introduced a new ET2 deep level, while the concentration of Z1/2 has increased. Fast neutrons with an energy around 0.8 MeV (as used in this study) can introduce only vacancies and interstitials in SiC, so observed deep levels are related to them. Compensation was observed at fluence $1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ of fast neutrons. Implantation of 2 MeV He ions introduced ET1, Z_{1/2} and ET2 deep levels and caused compensation in the area of reach of 2 MeV He ions.

Keywords: 4H-SiC, intrinsic defects, neutron radiation, ion implantation, deep level transient spectroscopy.

Sadržaj

1	Uvod	1
2	Duboki nivoi u silicijevom karbidu	2
2.1	Kristalna struktura SiC	2
2.2	Defekti u SiC	3
2.3	Plitki i duboki energijski nivoi	4
2.4	Interakcija dubokih nivoa s vrpcama	6
3	Eksperimentalne metode	9
3.1	Strujno-naponska karakteristika Schottky dioda	9
3.2	Kapacitivno-naponska karakteristika Schottky dioda	11
3.3	Tranzijentna spektroskopija dubokih nivoa	12
3.4	Mjerni uređaji	17
4	Uzorci	19
5	Rezultati i diskusija	21
5.1	Ozračivanje neutronima	21
5.1.1	Ozračivanje termalnim neutronima	25
5.1.2	Ozračivanje brzim neutronima	30
5.2	Implantacija 2 MeV He iona	38
6	Zaključak	46
	Literatura	47

1 Uvod

Silicij karbid (SiC) je poluvodič koji se odlikuje širokim energijskim procijepom, dobrom termalnom vidljivošću, visokim probojnim električnim poljem, visokom saturacijskom driftnom brzinom elektrona te otpornošću na oštećenje pri izloženosti zračenju. Zbog svojih karakteristika pronašao je primjenu u raznim elektroničkim komponentama koje mogu raditi na visokim frekvencijama, visokom naponu i visokim temperaturama [1-3].

Zbog veće i izotropnije pokretljivosti nosioca naboja 4H-SiC politip je preferiran spram ostalih politipova kao materijal za detektore zračenja [4]. Energija potrebna za pomak atoma iz ravnotežnog položaja u kristalnoj rešetci SiC je veća spram energije potrebne za pomak u kristalnoj strukturi silicija što čini SiC otpornijim na oštećenje pri izloženosti zračenju. Zbog te otpornosti 4H-SiC je obećavajući materijal za izradu detektora zračenja na predloženom super-LHC pri CERN-u jer postoji potreba za većim vijekom trajanja detektora pri većim dozama zračenja. 4H-SiC pokazao se kao dobar materijal za neutronske detektore te moguća je njegova primjena u nuklearnim elektranama kao detektor za praćenje količine potrošenog goriva [5]. Potencijalna primjena 4H-SiC neutronskih detektora je detekcija specijalnih nuklearnih materijala pri nadzoru granica [6]. Određeni defekti u 4H-SiC imaju potencijal služiti kao kvantni bitovi (qubiti) na sobnoj temperaturi [7, 8]. Sateliti u svemiru izloženi su kozmičkom zračenju zbog čega je SiC pogodan za izradu električkih komponenti za njih [9].

Razumijevanje dubokih nivoa u SiC je ključno za daljnji razvoj 4H-SiC detektora jer oni utječu na karakteristike detektora [10]. Utjecaj zračenja na karakteristike ostalih elektroničkih komponenti važno je znati ukoliko se koriste na mjestima gdje su izložene zračenju. Od strane drugih autora proučeni su utjecaji elektronskog, neutronske, gama zračenja te ozračivanja ionima na SiC. Ozračivanjem možemo kontrolirano unjeti defekte u materijal kako bismo ih proučavali. U ovom radu karakterizirati ćemo prisutne duboke nivoe u n-tipu 4H-SiC u ovisnosti o dozi označavanja termalnim i brzim neutronima te pri implantaciji 2 MeV He iona te nadovezati ćemo se na prijašnje postignute rezultate.

2 Duboki nivoi u silicijevom karbidu

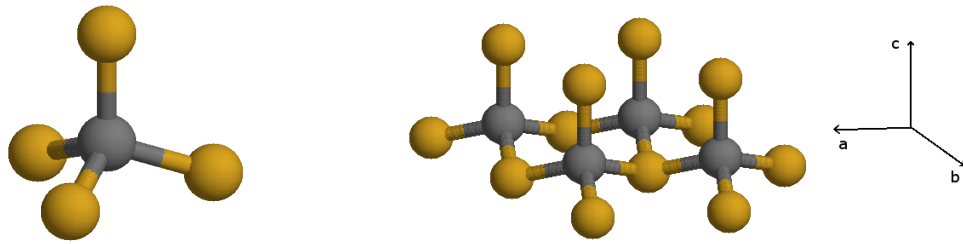
2.1 Kristalna struktura SiC

U kristalu SiC svaki atom ugljika kovalentno je povezan sa četiri susjedna atoma silicija koji se nalaze u vrhovima tetraedra (slika 2.1a) i obratno [11]. SiC se može kristalizirati u velikom broju kristalnih struktura (politipova) od kojih se svaka kristalna struktura može opisati slažući Si-C atomske slojeve prikazane na slici 2.1b. Unutar svakog Si-C sloja atomi silicija i ugljika imaju heksagonsko gusto pakirano uređenje. Postoje tri pozicije Si-C slojeva pri njihovom slaganju okomito na os c uobičajeno označene s A, B i C.

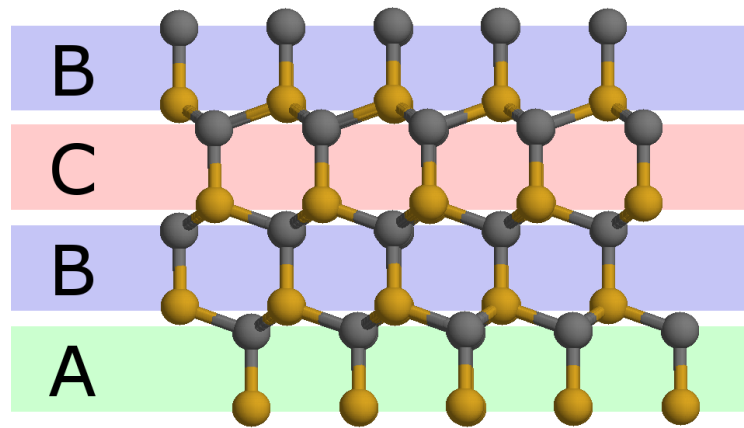
Politipovi SiC uobičajeno se označavaju koristeći Ramsdellovu notaciju koja sadrži broj Si-C slojeva koji se periodično ponavljaju i oznaku jedinične ćelije (H-heksagonska, C-kubična ili R-romboedarska) [12]. Najviše proučeni politipovi SiC su 3C, 4H i 6H koji imaju redosljed slaganja Si-C slojeva ABC, ABCB i ABCACB, tim redom. Zbog različitih redosljeda slaganja Si-C dvoatomskih slojeva politipovi imaju različite elektronske strukture i s time različita fizikalna svojstva [13].

Na slici 2.1c prikazan je redosljed ponavljajućih ravnina u 4H-SiC politipu. U 4H-SiC postoje dva različita položaja u kristalnoj rešetci (sa lokalnom kubičnom ili heksagonskom kristalnom simetrijom) koji se razlikuju po svojoj okolini. 4H-SiC je zbog širokog energijskog procijepa (3.23 eV), visoke i izotropnije elektronske mobilnosti ($\mu_e = 800\text{--}1000 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $\mu_h = 50\text{--}115 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-2} \text{ s}^{-1}$), visoke termalne stabilnosti (talište 2830 °C) preferiran za upotrebu u elektronici. Također zbog visokog probojnog električnog polja (3 MV cm^{-1}), visokih mobilnosti i visoke saturacijske brzine elektrona ($2 \times 10^7 \text{ cm s}^{-1}$) 4H-SiC je pogodan materijal za detektore zračenja. Najmanja energija potrebna za pomak atoma iz ravnotežnog položaja u kristalnoj rešetci 4H-SiC iznosi 21.8 eV što za posljedicu ima veliku otpornost na oštećenje kristalne strukture pri izloženosti zračenju.

Kristal 4H-SiC može se proizvesti rastom iz monokristalnog sjemena ili epitaksijalnim rastom. Epitaksijalnim rastom na SiC podlogu može se proizvesti sloj 4H-SiC visoke čistoće koji može poslužiti za izradu detektora zračenja, dok SiC podloga nastala rastom iz monokristalnog sjemena ima veći broj defekata koji narušavaju njegove karakteristike [14]. Za potrebe detektora zračenja potrebna je debljina epitaksijalnog sloja 100-300 μm visoke čistoće što trenutno nije komercijalno dostupno.



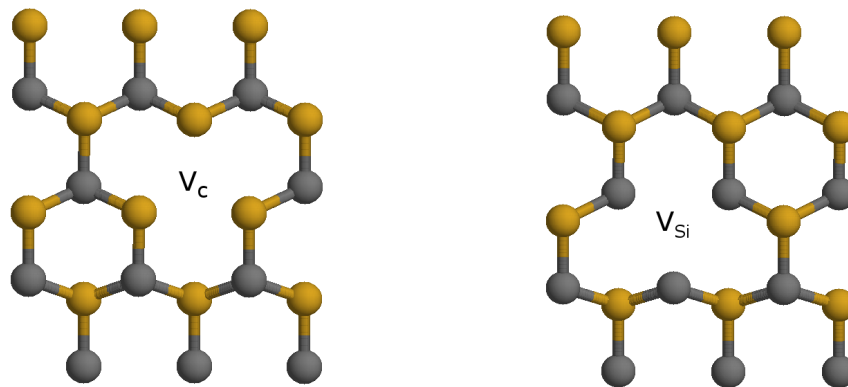
(a) Osnovna gradivna jedinica SiC, par atoma ugljika (siva boja) i silicija (zlatna boja).
 (b) Sloj Si-C atoma s označenim kristalografskim osima heksagoničnog kristalnog sustava (a, b, c).



(c) Redosljed slaganja Si-C ravnina u 4H-SiC.

Slika 2.1: Shematski prikaz kristalne strukture 4H-SiC.

2.2 Defekti u SiC



(a) Vakancija ugljika V_C .

(b) Vakancija silicija V_{Si} .

Slika 2.2: Shematski prikaz vakancija u kristalu 4H-SiC. Relaksacija atoma oko defekata nije prikazana.

Mogući intrinzični točkasti defekti u SiC su vakancije ugljika V_C i silicija V_{Si} (slika 2.2), intersticije silicija Si_I i ugljika C_I , divakancije V_C-V_{Si} te ugljikov C_{Si} i silicijev Si_C anti-site. Formacijske energije, energije ioniziranih stanja i lokalne geometrije

relaksiranih struktura od pojedinih točkastih defekata teorijski su određene koristeći DFT (eng. density functional theory) računom od strane više autora [15–19]. Iz DFT računa slijedi kako intrinzični defekti najniže energije u n-tipu SiC su silicijev anti-site Si_C , ugljikov anti-site C_{Si} i vakancija ugljika V_C . Vakancija silicija V_{Si} ima veću formacijsku energiju od vakancije ugljika pa je stoga očekujemo da njezina koncentracija je manja za nekoliko redova veličine od koncentracije vakancije ugljika. Iz računa proizlazi kako su obje intrinzične vakancije V_C i V_{Si} te silicijev anti-site Si_C električki aktivni, dok ugljikov anti-site C_{Si} nije električki aktivan defekt. Za formacijske energije vlastitih intersticija C_I i Si_I dobivaju se vrijednosti veće od pripadnih vakancija V_C i V_{Si} za nekoliko eV pa su stoga očekujemo da su njihove koncentracije niske u uvjetima termalne ravnoteže. Budući da su intersticije mobilne očekuje se da tvore komplekse s drugim defektima. Uz navedene defekte mogući su i složeniji defekati, npr. par vakancija ugljika i ugljikov anti-site V_C-C_{Si} koji je električki aktivan.

Točkasti defekti također mogu potjecati od nečistoća (primjesa na intersticijskom mjestu, supstitucijski defekt). Poznato je kako je dušiku energijski najpovoljnije biti na položaju ugljikovog atoma, dok npr. aluminij i fosfor preferiraju položaj silicijevog atoma [20]. Složeni defekti mogu biti dislokacije, mikro-cijevi i greške u slaganju Si-C slojeva [21, 22].

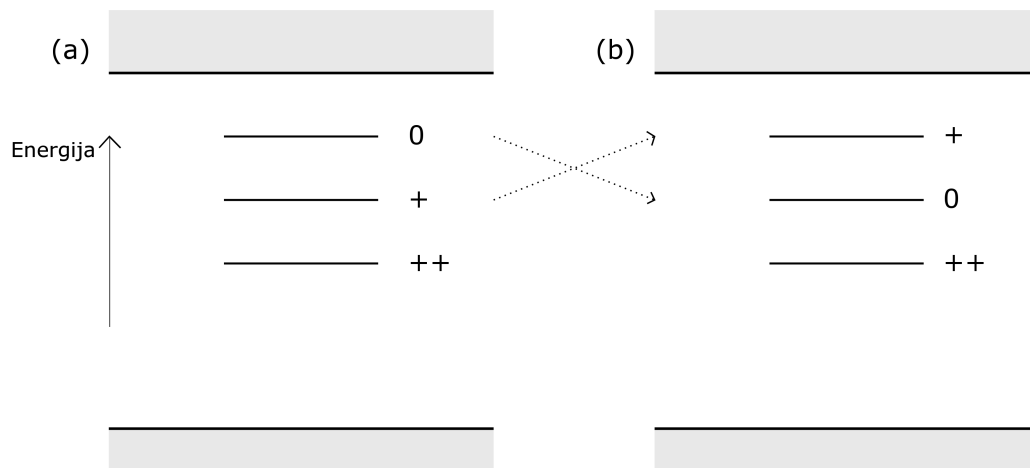
Eksperimentalne tehnike koje su se pokazale vrlo važne pri proučavanju defekata u 4H-SiC proučeni su elektronska paramagnetska rezonancija, fotoluminiscencija i tranzijentna spektroskopija dubokih nivoa. U ovom radu proučiti ćemo defekte određujući strujno-naponske (I-V) i kapacitivno-naponske (C-V) karakteristike uzoraka te koristeći DLTS tehniku (DLTS - eng. Deep level transient spectroscopy). Sljedećih nekoliko potpoglavlja sadrže teorijsku podlogu potrebnu za razmjenjivanje DLTS tehnike.

2.3 Plitki i duboki energijski nivoi

Defekti u poluvodiču narušavaju periodičnost elektronskog potencijala u kristalu i mogu unijeti energijske nivoe unutar energijskog procijepa. Električki aktivni defekti unošenjem energijskih nivoa unutar energijskog procijepa utječu na električna svojstva poluvodiča. Energijske nivoe možemo podijeliti na plitke i duboke prema položaju unutar energijskog procijepa. Duboki nivoi su udaljeni za nekoliko vrijed-

nosti karakteristične energije $k_B T$ od krajeva vrpce (gdje je k_B Boltzmannova konstanta i T temperatura), a plitki nivoi se nalaze bliže vrpcama [23].

Zbog svog energijskog položaja plitki nivoi su ionizirani na sobnoj temperaturi, a duboki nivoi djelomično manjim udjelom. Donori unose plitke donorske nivoe, predaju elektrone u vodljivu vrpcu i time postaju pozitivno nabijeni. Akceptori unose plitke akceptorske nivoe, primaju elektrone iz valentne vrpce i time postaju negativno nabijeni. Atomi iz dušikove skupine periodnog sustava su donori, a atomi iz borove skupine akceptori. Električki aktivni defekti mogu unijeti više energijskih nivoa unutar energijskog procijepa te poprimiti više iznosa naboja ovisno o popunjenosti s elektronima. Što je defekt popunjen s više elektrona biti će negativniji. Coulomb interakcija djeluje jače odbojno što je defekt negativniji pa stoga očekujemo jače vezanje elektrona za pozitivniji defekt, tj. da su energijski nivoi pozitivnijih stanja niži od negativnijih unutar energijskog procijepa. Takav redoslijed energijskih nivoa nazivamo pozitivan-U sistem [24]. Redoslijed energijskih nivoa može biti obrnut, takav redoslijed nivoa zovemo negativni-U sistem (slika 2.3). Poznati negativni-U sistem u 4H-SiC je vakancija ugljika V_C [25]. Prijelaze defekata označavamo s (i/j) gdje



Slika 2.3: Shematski prikaz energijskih nivoi defekta (a) pozitivan-U i (b) negativan-U redoslijed energijskih nivoa unutar energijskog procijepa.

je i oznaka stanje prije te j oznaka stanje nakon prijelaza. Tako npr. prijelaz iz jednostruko negativnog defekta na neutralni defekt emisijom elektrona označavamo s $(-/0)$ i nazivamo jednostruki akceptorski nivo, a prijelaz s jednostruko pozitivnog defekta na neutralni defekt emisijom šupljine označavamo s $(0/+)$ i nazivamo jednostruki donorski nivo. Prijelazi se odvijaju pri konstantnoj temperaturi i tlaku pa

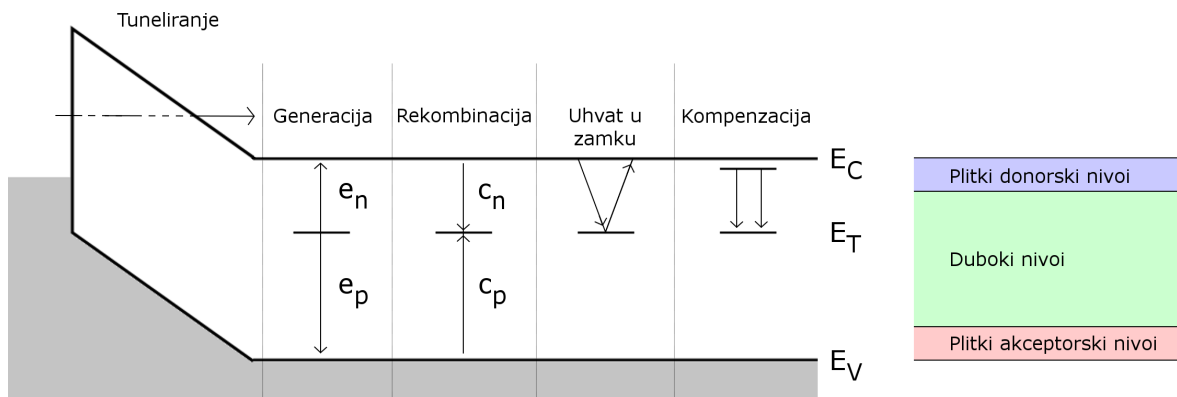
stoga energije ionizacije $E_C - E_T$ odgovaraju promjeni Gibbsove slobodne energije:

$$E_C - E_T = \Delta G(T) = \Delta H - T\Delta S \quad (2.1)$$

gdje su ΔH i ΔS odgovarajuće promjene entalpije i entropije pri prijelazu.

2.4 Interakcija dubokih nivoa s vrpcama

Pretpostavimo koncentraciju N_T dubokih nivoa energije E_T u poluvodiču. Duboki



Slika 2.4: Shematski prikaz interakcija dubokih nivoa s vrpcama. Označene su vjerojatnosti emisije e_n i uhvata c_n elektrona te vjerojatnosti emisije e_p i uhvata c_p šupljina. S lijeva na desno su označeni događaji u kojima sudjeluju duboki nivoi: tuneliraje kroz barijeru, generacija i rekombinacija nosioca naboja, zarobljavanje nosioca naboja te kompenzacija slobodnih nosioca naboja.

nivo može izmjenjivati elektrone i šupljine s vrpcama kao što je prikazano na slici 2.4. Ukoliko duboki nivo nakon emisije šupljine u valentnu vrpcu (tj. uhvata elektrona iz valentne vrpce) emitira elektron u vodljivu vrpcu govorimo o procesu generacije nosioca naboja, dok proces rekombinacije nosioca naboja se sastoji od uhvata elektrona iz vodljive vrpce i uhvata šupljine iz valentne vrpce (tj. emisije elektrona u valentnu vrpcu). Ukoliko se nakon uhvata nosioc naboja zadrži neko vrijeme u dubokom nivou prije nego što se emitira u vrpcu iz koje je uhvaćen tada govorimo o zarobljavanju nosioca naboja. Kada se koncentracija slobodnih većinskih nosioca naboja smanji zbog njihovog uhvata u duboke nivoe govorimo o procesu kompenzacije. Npr. možemo reći za slučaj prikazan na slici 2.4 kako su duboki nivoi preuzeli elektrone iz vodljive vrpce koji potječu iz plitkih donorskih nivoa. Također, duboki nivo može pomoći pri tuneliranju kroz energijski procijep tako da elektron s jednog kraja potencijalne barijere tunelira do njega te zatim od njega tunelira na drugi kraj poten-

cijalne barijere. Duboki nivoi pridonose smanjenju vremena života nosioca naboja u poluvodiču (prosječno vrijeme između generacije i rekombinacije nosioca naboja) i povećavaju struju u nepropusnoj polarizaciji diode (povećavaju generacijsku struju i struju tuneliranja) [26, 27].

Emisija elektrona iz dubokog nivoa i uhvat šupljine u duboki nivo događaju se na popunjenim dubokim nivoima (koncentracije n_T), dok emisija šupljine iz dubokog nivoa i uhvat elektrona u duboki nivo događaju se na praznim dubokim nivoima (koncentracije $N_T - n_T$). Stoga vremenska promjena koncentracije popunjenih dubokih nivoa iznosi:

$$\frac{dn_T}{dt} = -(e_n + c_p)n_T + (c_n + e_p)(N_T - n_T) \quad (2.2)$$

gdje su e_n (e_p), c_n (c_p) definirani kao broj elektrona (šupljina) emitiranih iz dubokog nivoa u vodljivu (valentnu) vrpce u jedinici vremena, broj elektrona (šupljina) uhvaćenih u duboki nivo iz vodljive (valentne) vrpce u jedinici vremena, tim redom.

Ukoliko pretpostavimo konstantne vjerojatnosti uhvata i emisije za rješenje prethodne jednadžbe dobivamo vremensku ovisnost n_T oblika:

$$n_T(t) = n_T(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) + \frac{(e_p + c_n)N_T}{e_n + c_n + e_p} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right)\right] \quad (2.3)$$

gdje je $n_T(0)$ koncentracija popunjenih dubokih nivoa u početnom trenutku te $\tau_1 = 1/(e_n + c_n + e_p)$. U slučaju kada su svi duboki nivoi u početnom trenutku popunjeni $n_T(0) = N_T$ i kada je emisija elektrona dominantan proces ($e_n \gg e_p, c_n, c_p$) popunjenost dubokih nivoa se eksponencijalno smanjuje u vremenu:

$$n_T(t) = N_T \exp(-e_n t) \quad (2.4)$$

Drugi slučaj koji ćemo spomenuti u idućem poglavlju je slučaj kada su svi duboki nivoi prazni u početnom trenutku $n_T(0) = 0$ i kada je uhvat elektrona dominantan proces ($c_n \gg e_n, e_p, c_p$):

$$n_T(t) = N_T [1 - \exp(-c_n t)] \quad (2.5)$$

tada se popunjenost dubokih nivoa eksponencijalno povećava u vremenu.

Vjerojatnost uhvata elektrona c_n je po definiciji:

$$c_n = \sigma_n \langle v_n \rangle n \quad (2.6)$$

gdje je σ_n udarni presjek za uhvat elektrona, n koncentracija elektrona u vodljivoj vrpici te $\langle v_n \rangle$ prosječna termalna brzina elektrona:

$$\langle v_n \rangle = \sqrt{\frac{3k_B T}{m_e^*}} \quad (2.7)$$

gdje je m_e^* efektivna masa elektrona. Za velik broj dubokih nivoa udarni presjek za uhvat elektrona σ_n ima ovisnost oblika:

$$\sigma_n(T) = \sigma_\infty \exp\left(-\frac{\Delta E_\sigma}{k_B T}\right) \quad (2.8)$$

gdje je ΔE_σ energijska barijera za uhvat elektrona i σ_∞ udarni presjek u granici $T \rightarrow \infty$. Takvu ovisnost udarnog presjeka o temperaturi možemo objasniti postojanjem odbojne Coulomb barijere oko zamke dubokog nivoa koju lakše prelaze elektroni s većom termalnom energijom. Za negativniju zamku odbojna Coulomb barijera će biti veća. Stoga temperaturnu ovisnost udarnog presjeka za uhvat elektrona i njegov iznos možemo koristiti kao kriterij za razlikovanje negativnih zamki od neutralnih i pozitivnih [28].

U termodinamičkoj ravnoteži vrijedi princip detaljne ravnoteže prema kojem je jednak broj uhvaćenih i broj emitiranih elektrona iz dubokog nivoa u vodljivu vrpcu (2.9) te broj uhvaćenih šupljina je jednak broju emitiranih šupljina u valentnu vrpcu (2.10).

$$e_n n_T = c_n (N_T - n_T) \quad (2.9)$$

$$e_p (N_T - n_T) = c_p n_T \quad (2.10)$$

Uz princip detaljne ravnoteže, Fermi-Diracovu raspodjelu i definiciju vjerojatnosti uhvata elektrona (2.6) možemo izvesti izraz za vjerojatnost emisije elektrona:

$$e_n(T) = \sigma_n(T) \langle v_n \rangle(T) \frac{g_0}{g_1} N_c(T) \exp\left(-\frac{\Delta G(T)}{k_B T}\right) \quad (2.11)$$

gdje su g_0 i g_1 degeneracije praznog i popunjenog dubokog nivoa te N_C gustoća stanja u vodljivoj vrpici. Umnožak prosječne termalne brzine $\langle v_n \rangle$ i gustoće stanja u vodljivoj vrpici je proporcionalna kvadratu temperature kao što vidimo iz jednakosti (2.7) i jednakosti:

$$N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_{cd} k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \quad (2.12)$$

gdje je m_{cd} efektivna masa gustoće stanja elektrona te h Planckova konstanta.

Uzimajući temperature ovisnosti u obzir izraz (2.11) možemo zapisati u obliku:

$$e_n(T) = K_T \sigma_n^a T^2 \exp\left(-\frac{E_n^a}{k_B T}\right) \quad (2.13)$$

gdje je $K_T = 3.625 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-2}$ temperaturno neovisna konstanta te:

$$E_n^a = \Delta H - \Delta E_\sigma \quad (2.14)$$

$$\sigma_n^a = \frac{g_0}{g_1} \sigma_\infty \exp\left(-\frac{\Delta S}{k_B}\right) \quad (2.15)$$

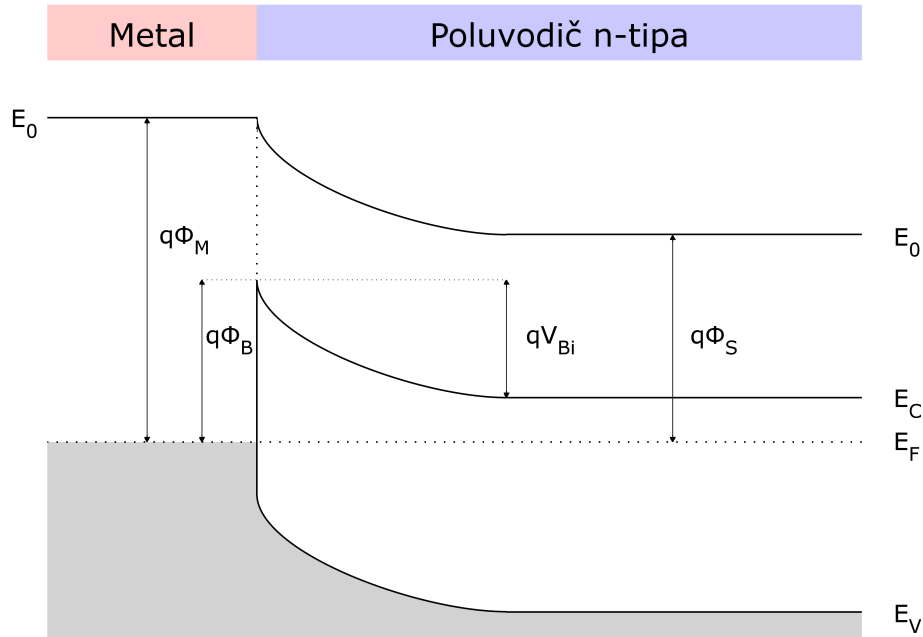
Iz izraza (2.13) vidimo kako iz Arrhenius grafa ovisnosti $\ln(e_n/T^2)$ o $1/(k_B T)$ možemo odrediti E_n^a iz nagiba pravca te σ_n^a iz odsječka pravca na osi ordinata. U slučaju kada je udarni presjek σ_n temperaturno neovisan E_n^a odgovara aktivacijskoj energiji (entalpiji).

3 Eksperimentalne metode

U ovom poglavlju opisati ćemo način na koji su obrađene karakteristike Schottky dioda u ovom radu te korištene mjerne uređaje.

3.1 Strujno-naponska karakteristika Schottky dioda

Schottky dioda je spoj metal-poluvodič. Za n-tip poluvodiča ukoliko je izlazni rad elektrona iz metala veći od izlaznog rada elektrona iz poluvodiča (kao što je prikazano na slici 3.1) spoj metal-poluvodič ima ispravljački karakter te postoji područje osiromašenja.



Slika 3.1: Shema energijskog dijagrama spoja metala i poluvodiča n-tipa. Označeni su izlazi rad elektrona iz metala $q\Phi_M$, izlazni rad elektrona iz poluvodiča $q\Phi_S$ (razlika energija slobodnog elektrona izvan poluvodiča i Fermijeve energije), visina Schottky barijere $q\Phi_B$ i kontakti potencijal qV_{Bi} .

Strujno-naponska karakteristika Schottky diode je oblika:

$$I(V) = I_S \left[\exp \left(\frac{q(V - R_S I)}{nk_B T} \right) - 1 \right] \quad (3.1)$$

gdje je q elementarni naboj, V vanjski napon, I_S struja saturacije, R_S serijski otpor diode te n faktor idealnosti koji uključuje sve nepoznate uzroke koji diodu čine ne idealnom. Pri reverznoj polarizaciji Schottky diode reverzna struja se povećava s povećanjem napona i temperature kao što je pokazano generaliziranom termionsko-difuzijskom teorijom [26].

Za dovoljno velik napon u propusnoj polarizaciji eksponencijalni dio u zagradi prethodnog izraza je puno veći od jedinice te vrijedi:

$$\ln(I) = \ln(I_S) + \frac{qV}{nk_B T} \quad (3.2)$$

pri čemu smo zanemarili utjecaj serijskog otpora R_S . Stoga koristeći linearnu regresiju u području linearne ovisnosti $\ln(I)$ o naponu V iz mjerenja na određenoj temperaturi T možemo odrediti saturacijsku struju I_S i faktor idealnosti n . Za veće napone struja kroz diodu I počinje linearno ovisiti naponu V zbog utjecaja serijskog

otpora diode. Struja saturacije povezana je s efektivnom potencijalnom barijerom Φ_B relacijom:

$$I_S = AA^*T^2 e^{-\frac{q\Phi_B}{k_B T}} \quad (3.3)$$

gdje je A površina kontakta metal-poluvodič te A^* efektivna Richardsonova konstanta. Jednakost (3.3) možemo zapisati u obliku:

$$\ln\left(\frac{I_S}{T^2}\right) = \ln(AA^*) - \frac{q\Phi_B}{k_B T} \quad (3.4)$$

pogodnim za upotrebu pri linearnoj regresiji. Iz određenih vrijednosti saturacijske struje na nizu temperatura možemo prikazati ovisnost $\ln\left(\frac{I_S}{T^2}\right)$ o $1/T$ na Richardsonovom grafu te prilagodbom jednakosti (3.4) toj ovisnosti možemo odrediti visinu potencijalne barijere Φ_B i efektivnu Richardsonovu konstantu A^* . Pri tome pretpostavljamo temperaturnu neovisnost visine potencijalne barijere.

3.2 Kapacitivno-naponska karakteristika Schottky dioda

Diferencijalni kapacitet diode se definira kao omjer povećanja nepokretnog naboja u području osiromašenja Q pri povećanju vanjskog napona za dV te njegova veza sa širinom područja osiromašenja W glasi:

$$C(V) = \frac{dQ}{dV} = \frac{A\varepsilon_r\varepsilon_0}{W(V)} \quad (3.5)$$

gdje je ε_0 permitivnost vakuumu te $\varepsilon_r = 9.66$ relativna permitivnost 4H-SiC [13]. Za Schottky diodu može se pokazati da kapacitet iznosi:

$$C(V) = A\sqrt{\frac{q\varepsilon_r\varepsilon_0}{2} \frac{N}{V_{bi} - V}} \quad (3.6)$$

pri čemu je V_{bi} visina potencijalne barijere te qN gustoća naboja unutar područja osiromašenja. Za n-tip poluvodiča gustoća naboja unutar područja osiromašenja qN sadrži doprinos pozitivno nabijenih ioniziranih donora koji unose plitke nivoe qN_D te doprinos donora ili akceptora koji unose duboke nivoe. Popunjeni akceptori koji unose duboke nivoe su negativno nabijeni pa umanjuju gustoću naboja unutar područja osiromašenja $qN = q(N_D - n_T)$, dok donori popunjeni sa šupljinama su pozitivno nabijeni i uvećavaju naboj unutar područja osiromašenja.

Kapacitet (3.6) možemo izraziti u obliku:

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2}{q\varepsilon_0\varepsilon_r A^2} \frac{V_i - V}{N} \quad (3.7)$$

koji u slučaju konstantne neto koncentracije donora N opisuje linearnu ovisnost $1/C^2$ o naponu V . U slučaju linearne ovisnosti možemo odrediti N i V_i iz prethodne jednakosti koristeći linearnu regresiju.

Ukoliko neto koncentracija donora N nije prostorno homogena iznos koncentracije na dubini W možemo je odrediti koristeći:

$$N(W) = \frac{2}{q\varepsilon_r\varepsilon_0 A^2} \left(\frac{d(1/C^2)}{dV} \right)^{-1} \quad (3.8)$$

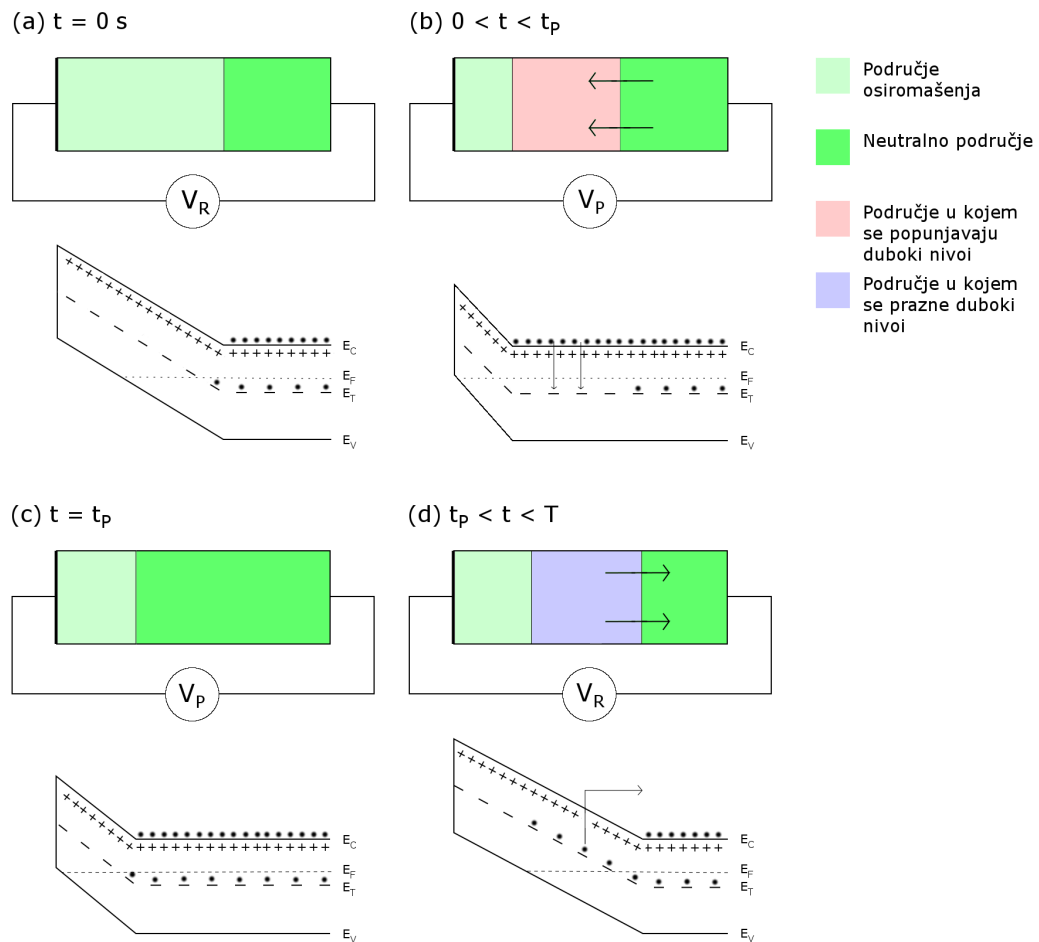
gdje pripadnu dubinu W određujemo iz veze kapaciteta i širine područja osiromašenja (3.5). Profil koncentracije $N(W)$ određen na ovakav način bliže odgovara raspodjeli većinskih nosioca naboja nego raspodjeli donora te ćemo stoga za njega koristiti naziv efektivna koncentracija većinskih nosioca naboja. U ovom radu za određivanje derivacije $d(1/C^2)/dV$ korišten je algoritam [29] koji je namijenjen određivanju derivacije funkcije zadane mjerenjima uz prisutnost šuma.

3.3 Tranzijentna spektroskopija dubokih nivoa

Tranzijentnom spektroskopijom dubokih nivoa možemo proučavati električki aktivne defekte u poluvodiču [30]. Pri DLTS mjerenjima napon na Schottky diodi se periodički mijenja između dviju vrijednosti, reverznog napona V_R i napona pulsa V_P te s time dolazi do promjene širine područja osiromašenja kao što je prikazano na slici 3.2. U označenom početnom trenutku pri reverznom naponu V_R na diodi širina područja osiromašenja iznosi $W(V_R)$ prema jednakosti:

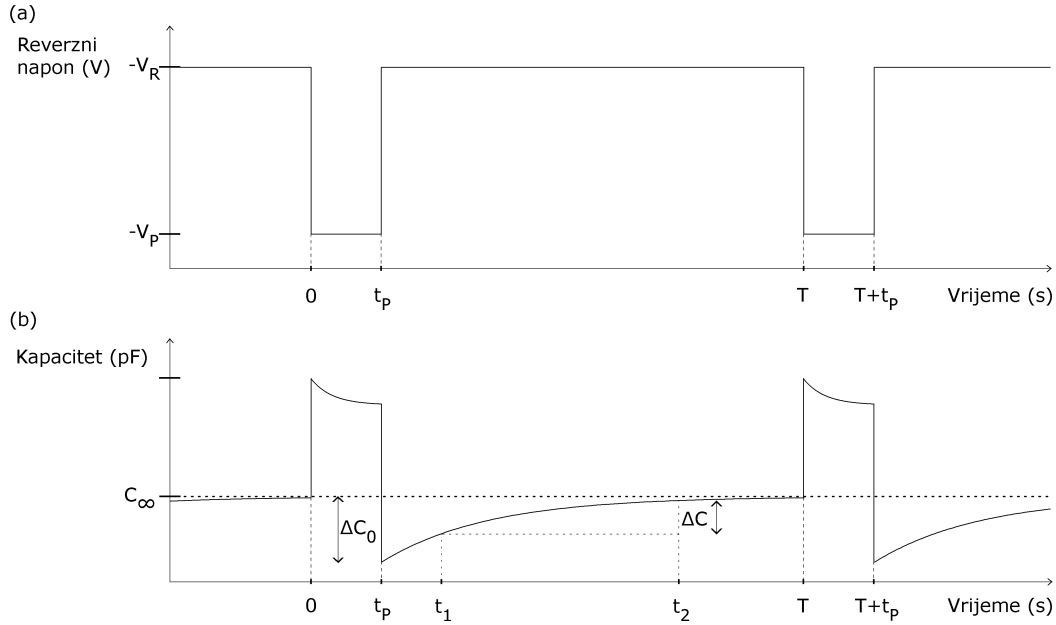
$$W(V_R) = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r}{qN} (V_{Bi} + V_R)} \quad (3.9)$$

Pri smanjenju rezervnog napona na vrijednost napona pulsa V_P dolazi do smanjenja područja osiromašenja. Elektroni u vodljivoj vrpici brzo reagiraju na promjenu napona i popunjavaju područje označeno crvenom bojom na slici 3.2 dok prazni duboki nivoi sporije reagiraju. Unutar tog područja uhvat elektrona iz vodljive vrpce



Slika 3.2: Shematski prikaz promjene širine područja osiromašenja i energijskog dijagrama pri DLTS mjerenjima. (a) Popunjenost dubokih nivoa pri reverznom naponu V_R . (b) Primjena naponskog pulsa V_P vremenske širine t_p pri kojem se popunjavaju donorski duboki nivoi unutar označenog područja. (c) Prikaz popunjenih dubokih nivoa za dovoljno veliku vremensku širinu pulsa t_p . (d) Emisija elektrona iz dubokih nivoa u označenom području u vodljivoj vrpce nakon završetka naponskog pulsa.

u duboki nivo je dominantan proces i u početnom trenutku duboki nivoi su prazni. Stoga prema rješenju (2.5) ti duboki nivoi se popunjavaju i njihova popunjenost raste eksponencijalno u vremenu. Ukoliko se popunjavanje dubokih nivoa odvija dovoljno dugo svi duboki nivoi će se popuniti. Kada se zatim napon na diodi vrati na vrijednost reverznog napona V_R dolazi do povećanja širine područja osiromašenja. Unutar područja označenog s plavom bojom na slici 3.2 emisija elektrona u vodljivu vrpce je dominantan proces te prema riješenju (2.4) popunjenost dubokih nivoa unutar tog područja opada eksponencijalno u vremenu. Zbog popunjenih donorskih dubokih nivoa gustoća naboja unutar tog područja je smanjena na vrijednost $qN = q(N_D - n_T)$ zbog čega se širina područja osiromašenja (3.9) smanjuje s pražnjenjem dubokih nivoa te iznos kapaciteta diode (3.6) povećava.



Slika 3.3: Primijenjen (a) vanjski napon i (b) odgovarajuća promjena kapaciteta uzorka pri DLTS mjerenju. V_R označava reverzan napon, V_P napon pulsa, T vremenski period ponavljanja pulsa te t_P vremensku širinu pulsa. DLTS signal za vremenski prozor $t_2 - t_1$ označen je s ΔC , a s ΔC_0 razlika kapaciteta između vrijednosti odmah nakon završetka pulsa i vrijednosti C_∞ u koju teži kapacitet.

Uz pretpostavku da koncentracija plitkih donorskih nivoa je puno veća od koncentracije donorskih nivoa $N_D \gg n_T$ korijen u izrazu za kapacitet (3.6) možemo razviti u Taylorov red po n_T i zadržati se na prvom članu:

$$C(t) \approx C_0 \left(1 - \frac{n_T(t)}{2N_D} \right) = C_0 \left[1 - \frac{n_T(0)}{2N_D} \exp(-e_n t) \right] \quad (3.10)$$

gdje je C_0 vrijednost kapaciteta u odsutstvu dubokih nivoa. Iz prethodnog izraza vidimo da će nakon završetka naponskog pulsa kapacitet eksponencijalno povećavati u vremenu pri pražnjenju dubokih nivoa. Na slici 3.3 prikazani su tranzijenti kapaciteta uz odgovarajuću promjenu reverznog napona na diodi.

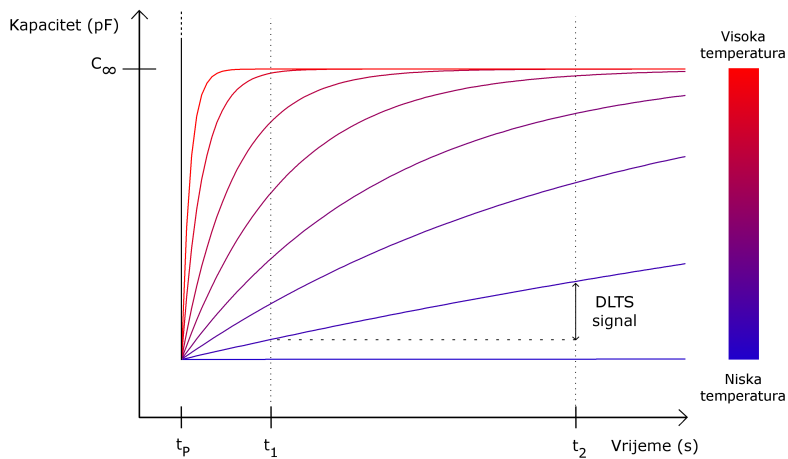
Pri DLTS mjerenjima primjenom naponskog pulsa popunjavamo duboke nivoe u području koje možemo odabrati odabirom reverznog napona V_R i napona pulsa V_P . Također odabiremo vrijeme trajanja naponskog pulsa t_P o kojem ovisi popunjenost dubokih nivoa te period ponavljanja pulsa T .

Promatrani DLTS signal je razlika kapaciteta u trenutcima t_1 i t_2 tijekom tranzi-

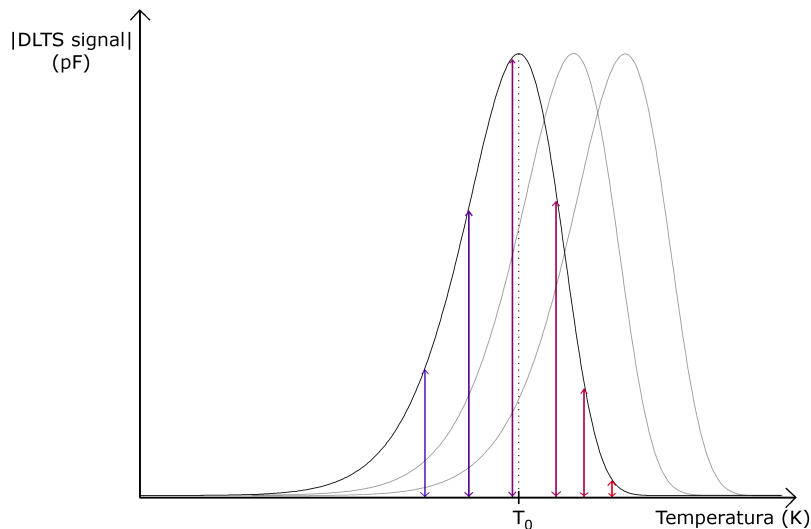
jenta kapaciteta u ovisnosti o temperaturi:

$$\text{DLTS signal } (T) = C(t_1, T) - C(t_2, T) = -\Delta C_0 (\exp(-e_n(T) t_1) - \exp(-e_n(T) t_2)) \quad (3.11)$$

gdje je ΔC_0 konstanta. Vjerojatnost emisije $e_n(T)$ (2.13) je rastuća funkcija tempe-



(a) Ovisnost eksponencionalne promjene kapaciteta nakon naponskog pulsa o temperaturi.



(b) Ovisnost DLTS signala (razlike kapaciteta u vremenima t_1 i t_2) o temperaturi. Označene su vrijednosti DLTS signala koje odgovaraju temperaturama sa slike (a). Za drugačiji odabir vremenskog prozora t_1, t_2 s istim omjerom t_1/t_2 dolazi do pomaka položaja maksimuma vrha T_0 u DLTS spektru.

Slika 3.4: Prikaz nastanka DLTS spektra mjerenjem razlike kapaciteta tijekom tranzijenta pri povećanju temperature.

rature. Zbog brže emisije elektrona iz dubokih nivoa na višoj temperaturi kapacitet se brže eksponencijalno mijenja kao što je prikazano na slici 3.4a. DLTS signal koji potječe od jednog dubokog nivoa ima jedan maksimum (slika (3.4b)) čiji položaj

T_0 ovisi o vremenima t_1 i t_2 koji su zadani u mjernom uređaju kojim mjerimo razliku kapaciteta. Ukoliko DLTS signal (3.11) deriviramo po vjerojatnosti emisije e_n i izjednačimo s nulom dobivamo uvjet za maksimum:

$$e_n(T_0) = \frac{\ln\left(\frac{t_2}{t_1}\right)}{t_2 - t_1} \quad (3.12)$$

iz kojeg nam je poznata vjerojatnost emisije na temperaturi maksimuma T_0 za poznati vremenski interval t_1, t_2 zadan mjernim uređajem.

Mjereći razliku kapaciteta pri jednom tranzijentu kapaciteta za više različitih vremenskih prozora možemo odrediti niz vrijednosti vjerojatnosti emisije $e_n(T_0)$ i temperatura maksimuma T_0 . Može se pokazati da ukoliko je omjer vremena t_1/t_2 isti za sve vremenske prozore visina vrha u DLTS spektru svakog vremenskog prozora je ista, ali maksimumi vrhova se nalaze na različitim temperaturama jer odgovaraju različitim vjerojatnostima emisije e_n . Iz tih određenih vrijednosti koristeći spomenutu jednakost (2.11) linearnom regresijom možemo odrediti aktivacijsku energiju i udarni presjek za uhvat elektrona iz Arrhenius grafa. Na ovaj način možemo odrediti red veličine udarnog presjeka za uhvat elektrona σ_∞ . Također, energijska barijera E_σ utječe na određenu vrijednost aktivacijske energije kao što vidimo iz izraza (2.14). U ovom radu pretpostavljati ćemo temperaturnu neovisnost udarnog presjeka za uhvat elektrona pri određivanju njegovog iznosa i iznosa aktivacijskih energija.

Bolji način za odrediti udarni presjek je iz ovisnosti visine vrha u DLTS spektru o širini pulsa t_p :

$$\Delta C(t_p) = \Delta C_{Max} [1 - \exp(-c_n t)] \quad (3.13)$$

gdje je ΔC_{Max} maksimalna visina vrha u DLTS spektru, a $\Delta C(t_p)$ visina pri širini pulsa t_p . Prilagodбом jednakosti (3.13) iz ovisnosti visine vrha o širini naponskog pulsa možemo odrediti vjerojatnost uhvata c_n te iz njene definicije (2.6) udarni presjek.

Osim na Schottky diodama DLTS mjerenja mogu se raditi i na p^+n te pn^+ diodama kod kojih je jedna strana puno više dopirana od druge. Tada pri promjeni vanjskog napona promjena širine osiromašenja na jače dopiranoj strani je zanemariva spram promjene na slabije dopiranoj strani te aproksimativno vrijedi isti opis kao za Schottky diode.

DLTS mjerenja ne mogu se obaviti na izolatorima zbog utjecaja serijskog otpora

na mjerenja kapaciteta područja osiromašenja. Serijski spoj otpora R_S i kapaciteta područja osiromašenja C može se prikazati kao spoj paralelnog otpora i paralelnog kapaciteta C_P koji se najčešće određuje pri mjerenjima:

$$C_P = \frac{C}{1 + Q^2} \quad (3.14)$$

gdje je $Q = 2\pi f R_S C$ (f je frekvencija kapacitivnog mosta). Osim što pri povećanju serijskog otpora R_S , s rastom faktora Q , imamo smanjenje izmjerenog kapaciteta C_P postoji i promjena amplitude DLTS signala:

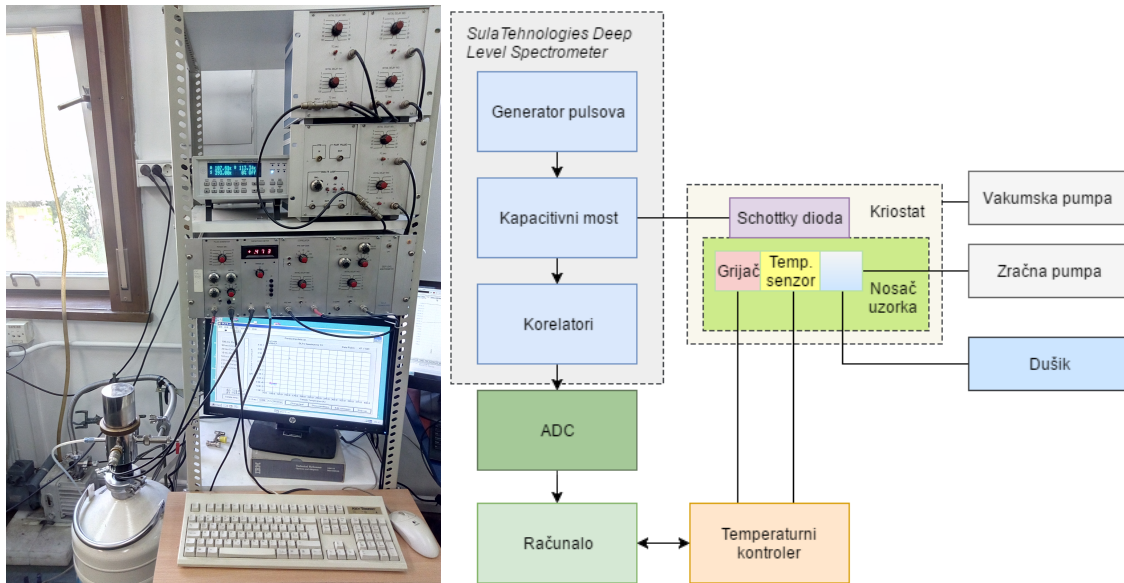
$$\Delta C_P = \Delta C \frac{1 - Q^2}{1 + Q^2} \quad (3.15)$$

koja se smanjuje s povećanjem Q do $Q = 1$ te zatim za $Q > 1$ mijenja predznak što otežava intepretaciju izmjerenog DLTS spektra.

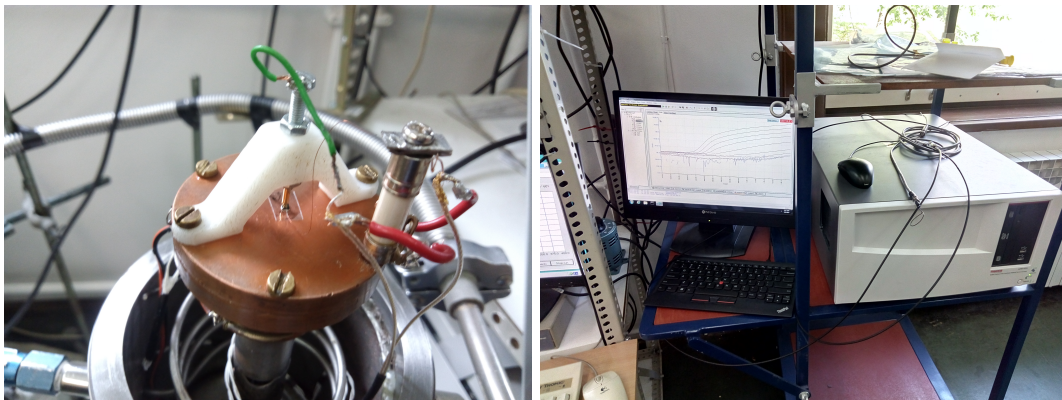
3.4 Mjerni uređaji

Korišteni mjerni uređaj za DLTS i C-V mjerenja prikazan je na slici 3.5a. Kao što je navedeno na shemi njegove povezanosti s ostalim dijelovima mjernog postava 3.5b vidimo kako se sastoji od generatora naponskih pulsova, kapacitivnog mosta i korelatora. Generator pulsova može postaviti napon na uzorku do 12 V te na uzorak dovodi signal frekvencije 1 MHz za mjerenje kapaciteta. Za DLTS mjerenja na generatoru pulseva možemo postaviti vremensku širinu pulsova u rasponu od $1 \mu\text{s}$ do 100 ms i period ponavljanja pulsova u rasponu od 2 ms do 1 s, Uređaj za DLTS mjerenja ima osam korelatora koji omogućuju istovremeno određivanje osam DLTS spektara s različitim širinama vremenskog prozora. Korelatori su preko analogno-digitalnog pretvornika (ADC) povezani s računalom na kojem se nalazi odgovarajući software za prikupljanje mjerenja. Izlaz korelatora odgovara DLTS signalu pri čemu na svakom korelatoru je podešena odgovarajuća širina vremenskog prozora (unutar raspona od 0.2 ms do 100 ms). Vjerojatnost emisije na temperaturi DLTS vrha za svaki vremenski prozor $t = t_2 - t_1$ određujemo iz relacije:

$$e = \frac{1}{4.3 \cdot t(s)} \quad (3.16)$$



(a) Mjerni uređaj za DLTS i C-V mjerjenja (*Sula Tehnologies Deep Level Spectrometer*). (b) Shema mjernog uređaja za DLTS i C-V mjerjenja.

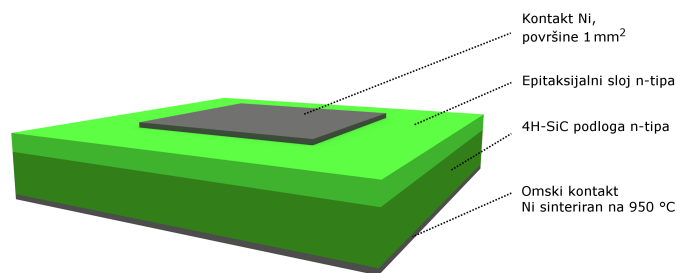


(c) Nosač uzorka unutar kriostata. (d) Mjerni uređaj za I-V mjerjenja (*Keithley 4200 semiconductor characterization system sa 4200-SMU karticom*).

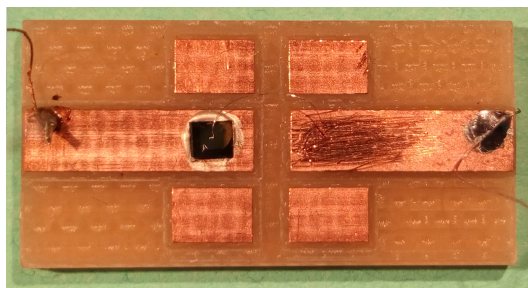
Slika 3.5: Korišteni uređaji za mjerjenja na uzorcima.

Nosač uzoraka unutar kriostata (slika 3.5c) u dobrom je termalnom kontaktu s grijačem i cijevi za protok tekućeg dušika. Tokom tekućeg dušika kroz cijev nosač se hladi, dušik isparava te isisava se pumpom za zrak iz cijevi. Brzina hlađenja podešava se brzinom isisavanja pumpe za zrak. Temperaturni kontroler *Lakeshore 331* služi za očitavanje temperature s temperaturnog senzora umetnutog u nosač uzorka i kontrolu temperature puštanjem struje kroz grijač.

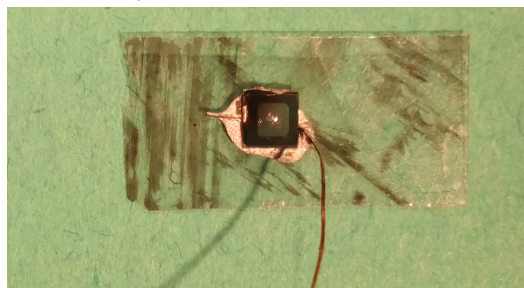
Okolina nosača uzoraka u kriostatu je vakuumirana kako bi se postigla toplinska izolacija uzorka od okoline i spriječila kondenzacija vode na uzorku pri nižim temperaturama. Stoga sva mjerjenja na uzorcima su obavljena u vakuumu u odsutnosti osvijetljenja. U korištenom kriostatu mogu se postići temperature uzorka u rasponu



(a) Shematski prikaz Schottky dioda.



(b) Referentni uzorak.



(c) Uzorak ozračen neutronima postavljen na tinjac.

Slika 4.6: Uzorci korišteni pri mjerenjima.

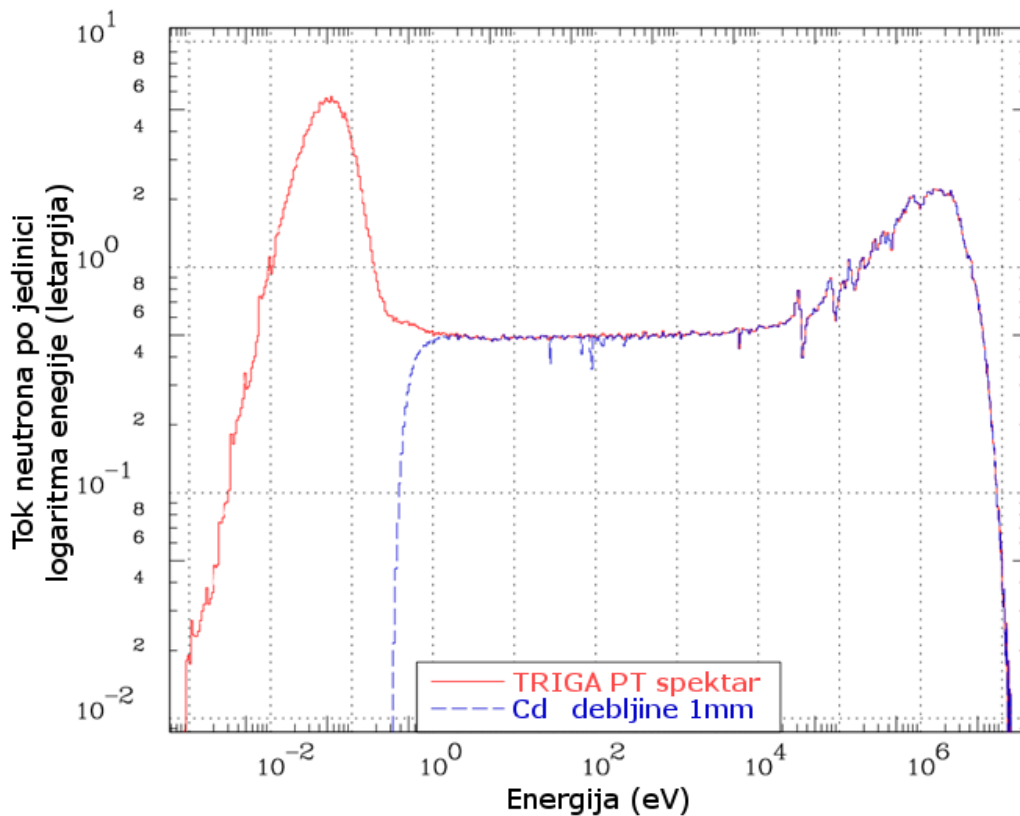
od 80 K do 380 K.

Za određivanje I-V karakteristike korišten je *Keithley 4200 semiconductor characterization system* sa modulom za I-V mjerenja *4200-SMU* prikazan na slici 3.5d. Pri nekim mjerenjima reverzne I-V karakteristike korišten je mjerni uređaj *Keithley 6487* što ćemo napomenuti uz prikaz tih mjerenja. I-V karakteristike su određene metodom dva kontakta. Pri tome uzorak se nalazio u istom kriostatu kao pri DLTS i C-V mjerenjima gdje je umjesto na izlaze kapacitivnog mosta i generatora pulsa uzorak povezan na izlaze modula za I-V mjerenja.

4 Uzorci

Shematski prikaz Schottky dioda na kojima su izvršena mjerenja nalazi se na slici 4.6a. Na podlozi od n-tipa 4H-SiC kemijskom depozicijom iz pare (eng. chemical vapor deposition - CVD) nanesen je epitaksijalni sloj pri CRIEPI¹ [31]. Debljina epitaksijalnog sloja uzoraka ozračenih neutronima i pripadnoga referentnog uzorka iznosi oko $25\ \mu\text{m}$ dok debljina u slučaju uzorka implantiranog s 2 MeV He ionima i pripadnoga referentnog uzorka iznosi oko $47\ \mu\text{m}$. Epitaksijalni sloj n-tipa dopiran je dušikom u koncentraciji od $4\text{-}5 \times 10^{14}\ \text{cm}^{-3}$. Omski kontakt na podlozi 4H-SiC na-

¹Central Research Institute of Electric Power Industry, Japan.



Slika 4.7: Energijski spektar neutrona na JSI TRIGA reaktoru. Prikazan je slučaj kada je uzorak otkriven i pokriven s kadmijem.

pravljen je termalnim napanjanjem nikla te zatim sinteriranjem na temperaturi od 950°C u atmosferi argona u vremenu od 10 min [32]. Zatim, napanjanjem Ni kroz kvadratičnu masku dimenzija 1 mm x 1 mm na epitaksijalnom sloju napravljena je Schottky barijera.

Ozračivanje uzoraka s termalnim i brzim neutronima provedeno je na TRIGA reaktoru Instituta Jožef-Stefan. Na slici 4.7 prikazan je energijski spektar neutrona kojima su izloženi uzorci. Stavljanjem uzoraka u kutiju od kadmija debljine zidova 1 mm postignuto je efikasno zaustavljanje termalnih neutrona s energijom manjom od 0.55 eV. Iz energijskog spektra neutrona vidimo kako je najveći broj brzih neutrona energije oko 0.8 MeV. Pri toj energiji jedino su mogući elastični sudari neutrona s atomima u kristalnoj rešetci SiC $^{28}\text{Si}(n, n')^{28}\text{Si}$ i $^{12}\text{C}(n, n')^{12}\text{C}$ [33]. Stoga očekujemo da pri ozračivanju uzoraka brzim neutronima nastaju samo vakancije i intersticije. Tijekom ozračivanja uzorci su bili na sobnoj temperaturi te na njima nije primijenjen napon.

Od uzoraka s debljinom epitaksijalnog sloja $25\ \mu\text{m}$ jedan uzorak je ostavljen kao referentni (slika 4.6b) i nije ozračen neutronima dok ostali uzorci su ozračeni u do-

zama različitih redova veličine. Tri uzorka ozračena su s termalnim neutronima u dozama $1 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}$, $1 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$ i $1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ te radi jednostavnosti ćemo ih označiti oznakama TN8, TN9 i TN10 koje sadrže red veličine doze. Osam uzoraka je ozračeno brzim neutronima u dozama raspona od od $1 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}$ do $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ koje ćemo označiti s oznakama BN8, . . . , BN14, BN15.

Nakon ozračivanja neutronima uzorci su pričvršćeni na list tinjca pomoću srebrene paste tako da je žica povezana s omskim kontaktom kao što je prikazano na slici 4.6c. Na nosaču uzoraka moguće je pričvrstiti dio na kojem je zlatni vrh namjenjen za povezivanje s gornjim metalnim kontaktom na uzorcima. Referentni uzorci i uzorak s implantiranim 2 MeV He ionima nisu postavljeni na tinjac već su se nalazili na pločici s kontaktima (slika 4.6b). Gornji kontakt Ni na uzorcima povezan je zlatnom žličicom s jednim kontaktom, a doljnji omski kontakt s drugim metalnim kontaktom na pločici.

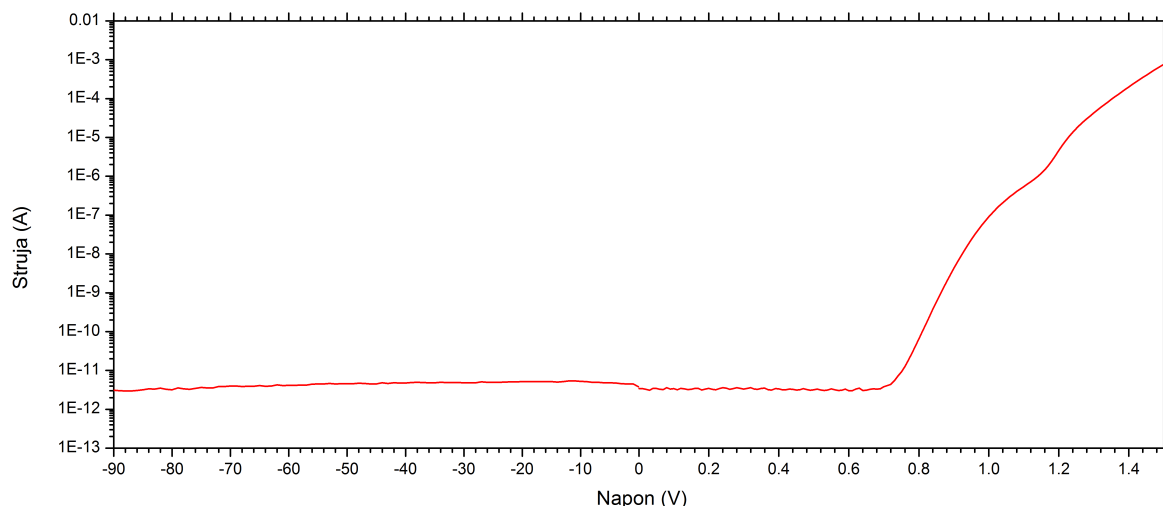
Implantacija 2 MeV He iona u uzorak debljine epitaksijalnog sloja $47 \mu\text{m}$ izvršena je pri ANSTO. Doza implantiranih iona kroz prednji metalni kontakt u epitaksijalni sloj iznosi $2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$. Prednja površina podijeljena je na 512×512 piksela pri čemu pojedini piksel ima dimenzije oko $2 \mu\text{m} \times 2 \mu\text{m}$. U pojedini piksel pri ionskoj implantaciji mikro-snop iona ubacio je u prosjeku 4-20 iona prije nego što se smjer mikro-snopa promijenio prema sljedećem pikselu. Red veličine brzine doziranja mikro-snopa je oko $10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Redom mijenjajući piksel u koji se implaniraju ioni, tako da pojedini piksel više puta dolazi na red, postignuta je homogena implantacija iona po pikselima.

5 Rezultati i diskusija

5.1 Ozračivanje neutronima

U ovom poglavlju razmotriti ćemo utjecaj dubokih nivoa unesenih pri ozračivanju neutronima na karakteristike 4H-SiC Schottky dioda n-tipa. Provedena je I-V karakterizacija uzoraka kako bismo utvrdili ispravnost karakteristika uzoraka i proučili utjecaj unesenih defekata na njihove karakteristike. Na slici 5.1 prikazana je I-V karakteristika referentnog uzorka na temperaturi 175 K.

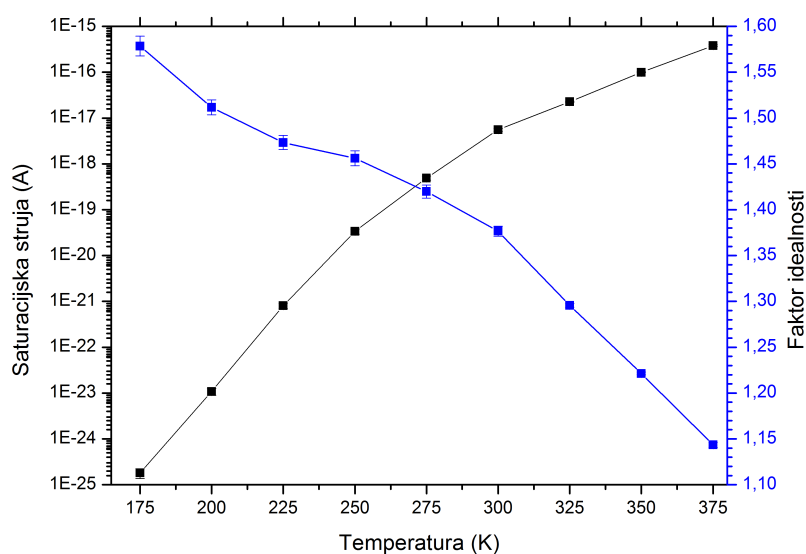
U propusnoj polarizaciji vidimo povećanu struju pri nižem naponu kao izbočenje.



Slika 5.1: I-V mjerenja pri propusnoj i reverznoj polarizaciji na referentnom uzorku.

Pojava te anomalije opažena je i u slučaju nekih uzoraka koji će biti razmatrani u nastavku. Takva I-V karakteristika može se modelirati kao zbroj struja kroz dvije paralelne diode koje imaju različite visine potencijalne barijere i serijske otpore [34, 35]. Ewing et al. [36] zaključili su kako područja niže visine potencijalne barijere potječu od lokaliziranih nakupina defekata na površini spoja metal-poluvodič.

Iznos reverzne struje dovoljno je mali tako da njen utjecaj na određivanje kapaciteta je zanemariv. Stoga ne postoji utjecaj struje na rezultate C-V i DLTS mjerenja koje ćemo navesti u nastavku. Primjećujemo postojanje pomaka struje pri naponu od 0 V reda veličine pA koji je posljedica očitavanja mjernog uređaja. Ta sistematska greška ne utječe na određene vrijednosti navedene u nastavku.



Slika 5.2: Određena temperaturna ovisnost saturacijske struje i faktora idealnosti referentnog uzorka.

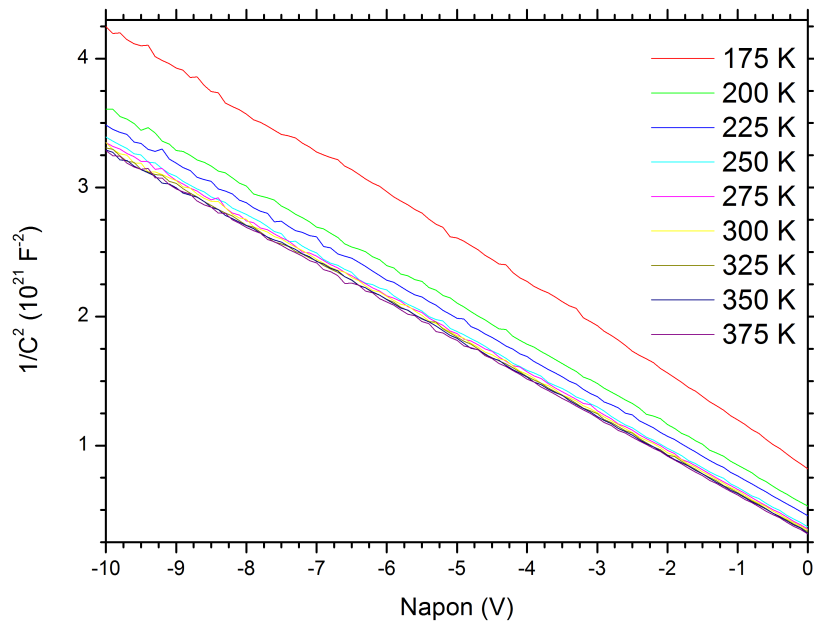
Prilagodбом jednakosti (3.2) na linearni dio I-V karakteristike pri nižem naponu u propusnoj polarizaciji određeni su faktori idealnosti i struje saturacije koji su prikazani na slici 5.2. Vrijednost faktora idealnosti smanjuje se pri povećanju temperature. Takvu promjenu faktora idealnosti može uzrokovati prostorno nehomogena raspodjela visine potencijalne barijere duž područja metalnog kontakta [37–39]. Pri nižoj temperaturi dominira struja kroz područja s nižom potencijalnom barijerom dok pri višim temperaturama struja teče kroz veću površinu s jednolikijom potencijalnom barijerom pa je stoga faktor idealnosti bliži jedinici [40].

Nehomogenost visine potencijalne barijere je posljedica nehomogenosti na spoju metal-poluvodič što uz nepravilnosti oblika površine poluvodiča može uzrokovati i prisutnost granica zrna, različitost metalnih faza, defekata te nehomogenog dopiranja. Spomenimo kako defekti na površini spoja mogu djelovati kao rekombinacijski centri ili kao međustanja pri tuneliranju kroz barijeru čime povećavaju struju tuneliranja. Oba ova procesa povećavaju faktor idealnosti i snizuju visinu potencijalne barijere [23].

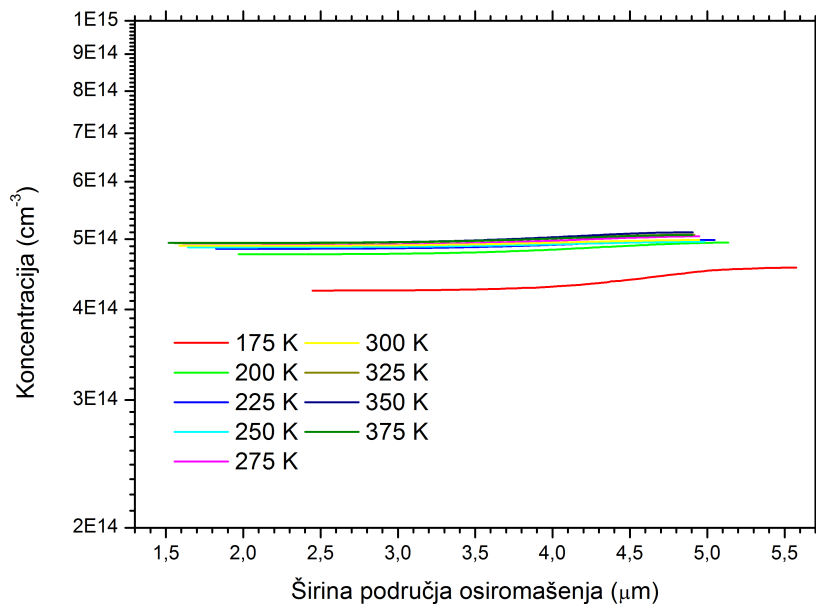
Iz određene saturacijske struje $I_S = 5.53 \times 10^{-18}$ A pri 300 K možemo odrediti efektivnu visinu potencijalne barijere Φ_B koristeći jednakost (3.3). Tako određena vrijednost $\Phi_B = 1.33$ eV i određen faktor idealnosti $n = 1.17$ su u slaganju s vrijednostima iz literature koje su dobivene na istim postupkom ($\Phi_B = 1.32$ eV, $n = 1.17$ [40]; $\Phi_B = 1.55$ eV, $n = 1.25$ [34]; $\Phi_B = 1.54$ eV, $n = 1.1$ [9]; $\Phi_B = 0.95$ eV, $n = 1.2$ [37], $\Phi_B = 1.44$ eV, $n = 1.04$ [41]).

Provedena C-V mjerenja na referentnom uzorku pri nizu temperatura prikazana su na slici 5.3. Iz njih opažamo linearnu ovisnost $1/C^2$ o reverznom naponu kao što je očekivano pri jednolikom dopiranju. Prilagodбом ovisnosti (3.7) određena je koncentracija donora $N = 4.89 \times 10^{14}$ cm⁻³ pri 300 K. Koristeći jednakost (3.8) određena je prostorna raspodjela koncentracije donora prikazana na slici 5.4. Pri tom određivanju korišteni algoritam za izračun derivacije uzima parametar o kojem ovisi šum rješenja. Odabrana vrijednost za taj parametar je ista kod svih uspoređivanih raspodjela na pojedinim slikama u ovom radu. Prikazani raspon širine područja osiromašenja (dubina) odgovara rasponu napona od -10 V do 0 V u kojem su obavljena C-V mjerenja. Vidimo kako je koncentracija N prostorno homogena.

Na slici 5.5 prikazani su DLTS spektri referentnog uzorka za tri vremenska prozora. Iz DLTS spektra vidljiv je samo jedan vrh za koji je poznato kako pripada $Z_{1/2}$

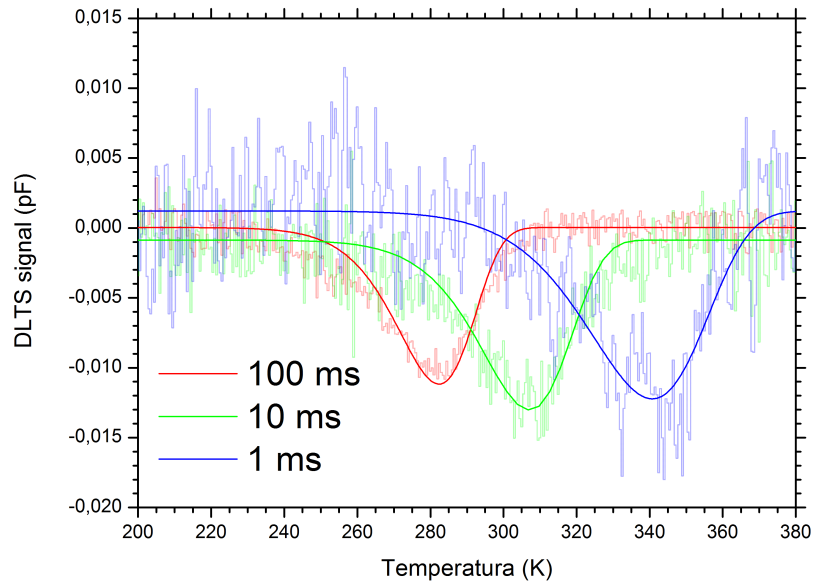


Slika 5.3: Ovisnost $1/C^2$ referentnog uzorka o reverznom naponu. Označene su temperature pri kojima su izvršena C-V mjerenja.



Slika 5.4: Profil efektivne koncentracije većinskih nosioca naboja $N(W)$ po dubini W referentnog uzorka. Označene su temperature pri kojima su obavljena korištena C-V mjerenja.

dubokom nivou. Zbog šuma u DLTS spektrima položaj vrha je bilo lakše odrediti tako da je prvo vrhu prilagođena relacija (3.11) te zatim iz prilagođene krivulje je očitao položaj vrha. Pri prilagodba parametri su bili visina vrha u DLTS spektru, umnožak $K_T \sigma_n^a$ u jednakosti (2.13) i aktivacijska energija ΔE , dok vremenski prozor $t_2 - t_1$ i omjer vremena t_2/t_1 su bili fiksni. Za korišteni reverzan napon $V_R = -10$ V i napon pulsa $V_P = -0.1$ V pri DLTS mjerenjima promatramo duboke nivoe unutar ras-

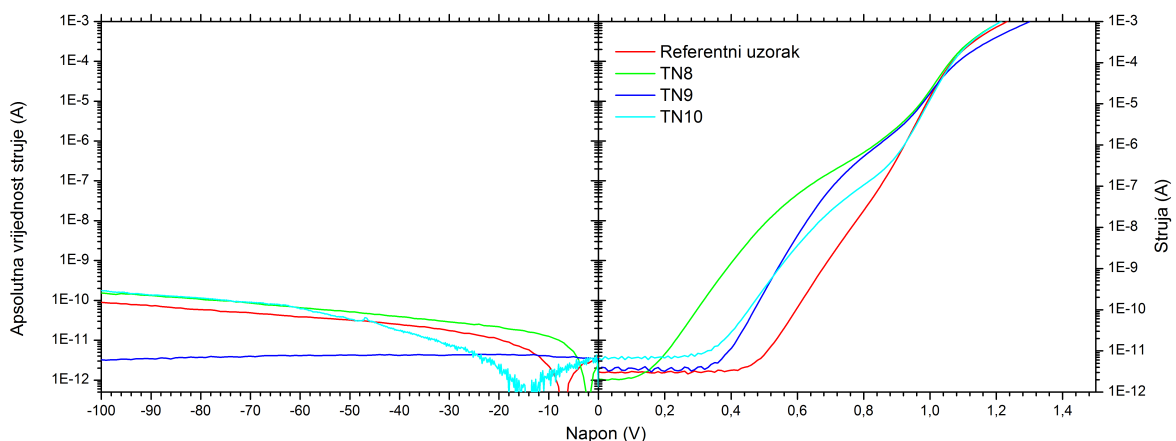


Slika 5.5: DLTS spektar referentnog uzorka s prilagođenim krivuljama nelinearne regresije za vremenske prozore od 100 ms, 10 ms i 1 ms. Pri mjerenju su odabrane vrijednosti: reverznog napona $V_R = -10$ V, naponskog pulsa $V_P = -0.1$ V, širine pulsa $t_P = 10$ ms i perioda ponavljanja pulsa 1 s.

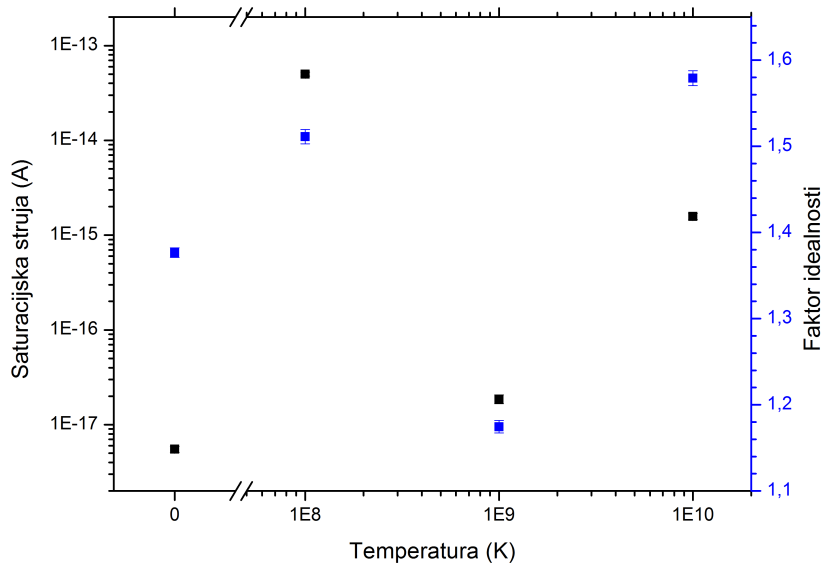
pona dubina od $1.7 \mu\text{m}$ do $4.9 \mu\text{m}$. Promatran raspon dubina određujemo iz relacije (3.5) koristeći vrijednosti kapaciteta pri reverznom naponu i naponu pulsa.

U nastavku ćemo iznijeti dobivene rezultate na ozračenim uzorcima i usporediti ih s referentnim uzorkom.

5.1.1 Ozračivanje termalnim neutronima



Slika 5.6: I-V mjerenja pri propusnoj i reverznoj polarizaciji na uzorcima ozračenim termalnim neutronima i referentnom uzorku. Mjerenja su izvršena na temperaturi od 300 K.

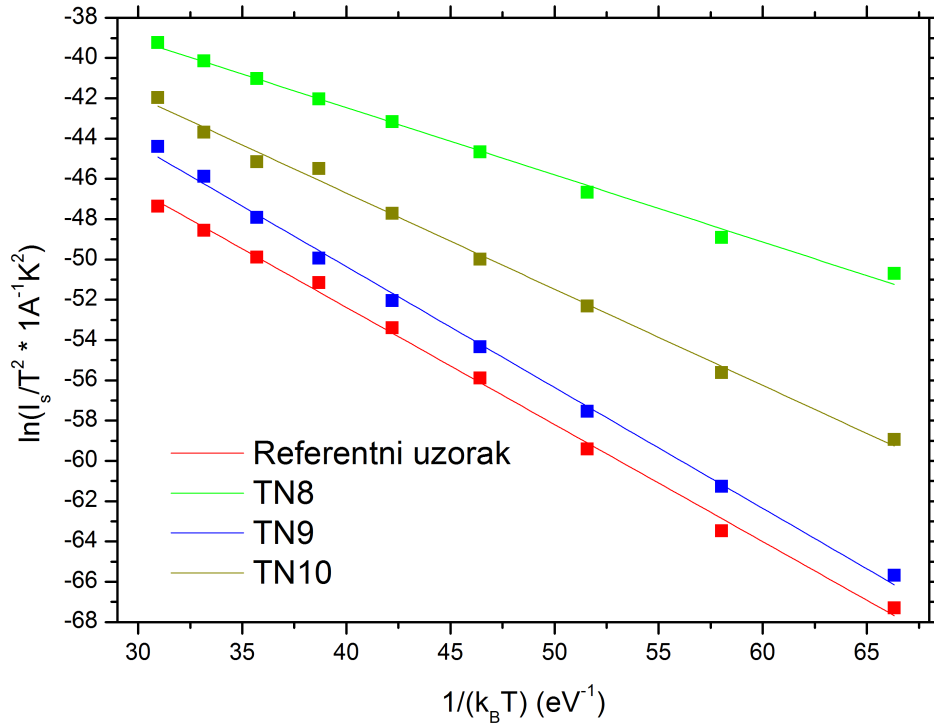


Slika 5.7: Određene saturacijske struje I_S i faktori idealnosti n referentnog uzorka i uzorka ozračenih termalnim neutronima na 300 K.

I-V karakteristika I-V karakteristike uzorka ozračenih s termalnim neutronima i referentnog uzorka na 300 K prikazane su na slici 5.1. Ozračeni uzorci imaju izraženiju anomaliju pri nižim naponima od referentnog uzorka. Pri samoj proizvodnji uzorka postoje razlike među uzorcima što je uzrok razlika među njihovim I-V karakteristikama. Stoga postoji razlika u među njihovim faktorima idealnosti n i saturacijskih struja I_S kao što vidimo na slici 5.7.

Koristeći vrijednosti saturacijske struje I_S na nizu temperatura određen je Richardson graf prikazan na slici 5.8. Iz njega prilagodbom relacije (3.4) određene su visine potencijalnih barijera Φ_B te efektivne Richardsonove konstante A^* koje se nalaze u tablici 5.1. Određene vrijednosti su u slaganju s onima iz literature dobivenih istim postupkom za neozračene uzorke ($\Phi_B = 0.91$ eV, $A^* = 4.1 \times 10^{-8}$ A K⁻² cm⁻² [41], $\Phi_B = 0.69$ eV, $A^* = 1.3 \times 10^{-13}$ A K⁻² cm⁻² [42]). Castaldini et al. [43] opazili su kako prilikom ozračivanja s elektronima i protonima visine potencijalnih barijera su u rasponu 0.80 eV do 0.96 eV, tj. kako uneseni defekti nemaju značajan utjecaj na transportna svojstva u driftnom režimu.

Vrijednosti određenih Richardsonovih konstanti A^* su puno manje od teorijske vrijednosti 146 A K⁻² cm⁻² što ukazuje kako je aktivna površina puno manja od ukupne. Pri njihovom određivanju pretpostavlja se da visina potencijalne barijere je temperaturno neovisna, što nije ispunjeno te utječe na njihove vrijednosti. Određene Richardsonove konstante iz odsječka na osi ordinata imaju velike nepouzdanosti zbog velike ekstrapolacije pravca do vrijednosti nula na osi apcisa Richardson grafa.



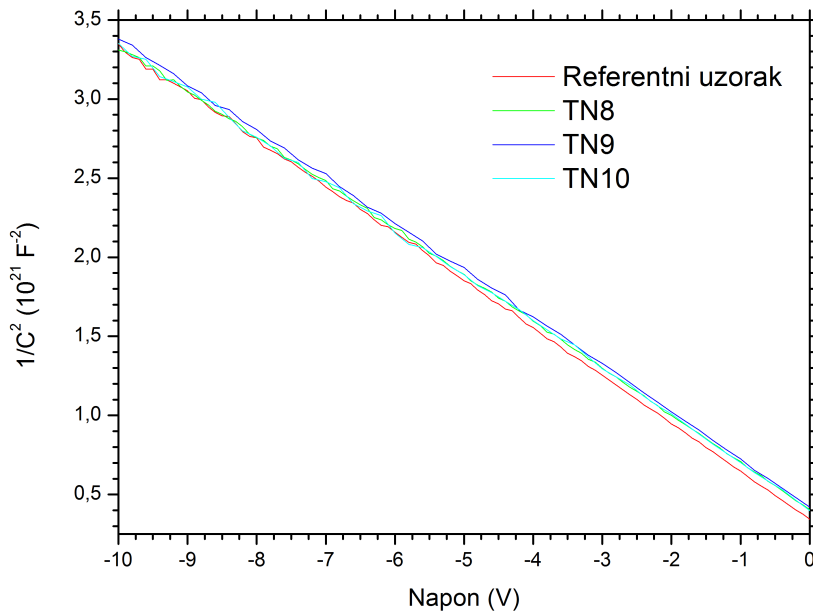
Slika 5.8: Richardson graf od uzoraka ozračenih s termalnim neutronima i referentnog uzorka. Prikazani su pravci linearne regresije u rasponu mjerenja korištenih pri linearnoj regresiji.

Uzorak	$\Phi_B \text{ (eV)}$	$A^* \text{ (AK}^{-2}\text{cm}^{-2}\text{)}$
Referentni	0.58 ± 0.01	2×10^{-11}
TN8	0.34 ± 0.01	2×10^{-11}
TN9	0.60 ± 0.01	4×10^{-10}
TN10	0.48 ± 0.01	1×10^{-10}

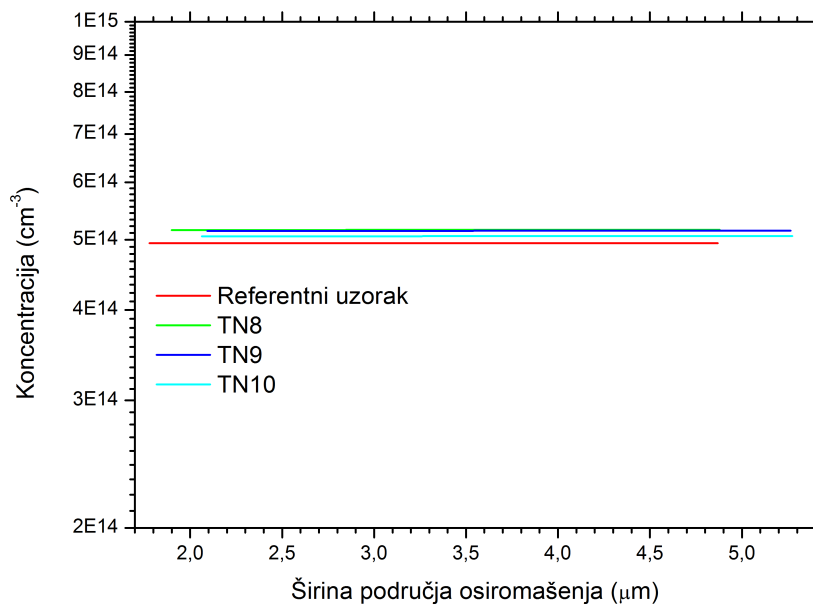
Tablica 5.1: Određene vrijednosti visine potencijalne barijere i Richardsonove konstante referentnog uzorka i uzorka ozračenim s termalnim neutronima iz Richardson grafa 5.8.

C-V karakteristika Ozračivanje uzorka termalnim neutronima do doze $1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ nije utjecalo na njihovu C-V karakteristiku (slika 5.9). Određene C-V karakteristike uzorka ozračenih s termalnim neutronima su u slaganju s karakteristikama referentnog uzorka. Na slici 5.10 nalazi se usporedba prostornih raspodjela koncentracija N uzorka ozračenih termalnim neutronima i referentnog uzorka. Primjećujemo homogene koncentracije većinskih nosioca naboja N u slaganju s rezultatom referentnog uzorka.

DLTS spektri S povećanjem doze ozračivanja termalnim neutronima do $1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ nije primijećeno povećanje visine $Z_{1/2}$ vrha u DLTS spektru (slika 5.11). Visina vrha

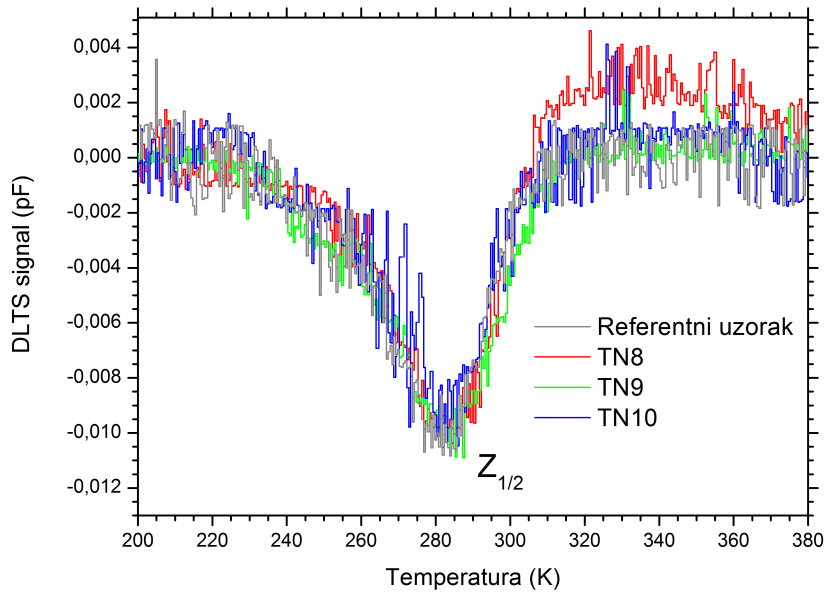


Slika 5.9: Ovisnost $1/C^2$ o reverznom naponu referentnog uzorka i uzorka ozračenih s termalnim neutronima.

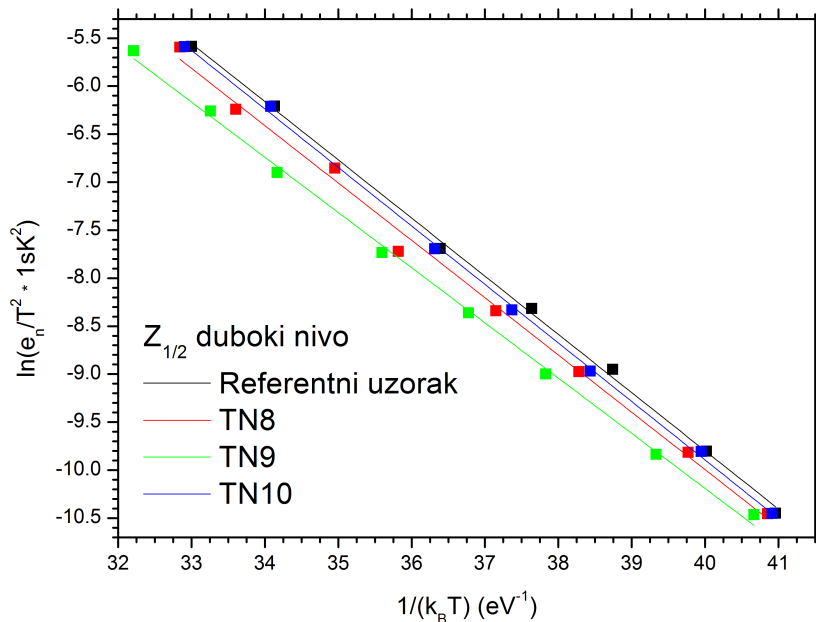


Slika 5.10: Profil efektivne koncentracije većinskih nosioca naboja $N(W)$ po dubini W uzorka ozračenih termalnim neutronima i referentnog uzorka. Profili su određeni koristeći C-V mjerenja pri 300 K.

u DLTS spektru je proporcionalna koncentraciji pripadnog dubokog nivoa te stoga opažamo iste koncentracije kod svih prikazanih uzoraka. Također nije primijećena pojava novih vrhova koji bi ukazivali na unos novih dubokih nivoa. Parametri reverznog napona, napona pulsa, širine pulsa i perioda ponavljanja pulsa su isti pri svim iznesenim DLTS mjerenjima. Položaji vrhova očitani su na isti način kao i kod referentnog uzorka koristeći prilagodbu jednakosti (2.13).



Slika 5.11: DLTS spektar referentnog uzorka i uzorka ozračenih s termalnim neutronima pri vremenskom prozoru od 100 ms. Iznos reverznog napona pri mjerenjima je $V_R = -10$ V, naponskog pulsa $V_P = -0.1$ V, širine pulsa $t_P = 10$ ms te perioda ponavljanja pulsa 1 s.



Slika 5.12: Arrhenius graf referentnog uzorka i uzorka ozračenih s termalnim neutronima.

Na slici 5.12 prikazan je Arrhenius graf određen iz DLTS mjerenja na uzorcima ozračenim s termalnim neutronima i referentnom uzorku. U tablici 5.2 nalaze se aktivacijske energije $Z_{1/2}$ dubokog nivoa te udarni presjeci za uhvat elektrona određene iz Arrhenius grafa. Njihove vrijednosti su u međusobnom slaganju jer se radi o istom dubokom nivou.

Nije vidljiv utjecaj ozračivanja termalnim neutronima do doze od $1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$

Uzorak	ΔE (eV)	σ (cm ²)
Referentni	0.61 ± 0.01	5×10^{-16}
TN8	0.60 ± 0.02	3×10^{-16}
TN9	0.58 ± 0.01	1×10^{-16}
TN10	0.61 ± 0.01	5×10^{-16}

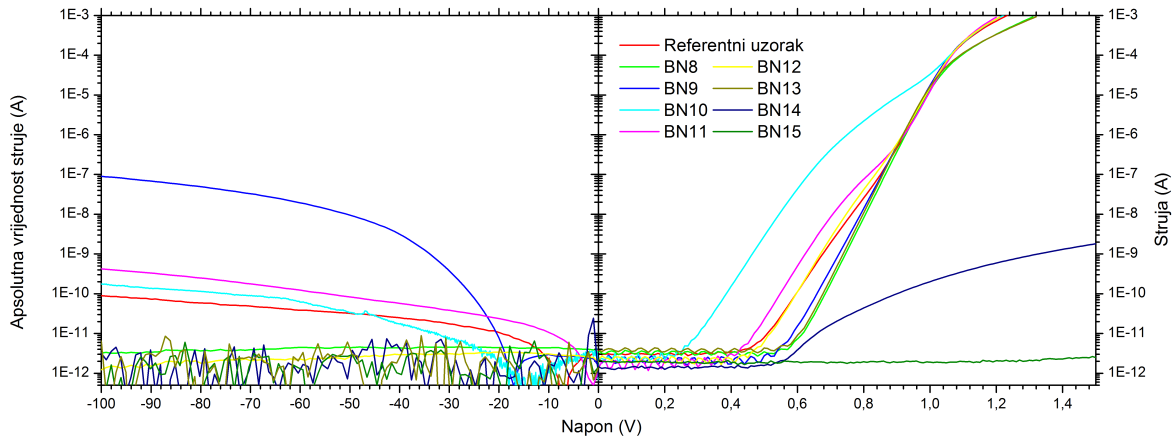
Tablica 5.2: Određene vrijednosti aktivacijskih energija ΔE i udarnih presjeka za uhvat elektrona σ $Z_{1/2}$ dubokog nivoa iz Arrhenius grafa 5.12.

na karakteristike Schottky dioda, što je u skladu sa svojstvom visoke otpornosti na izloženost zračenju 4H-SiC.

Opažen $Z_{1/2}$ duboki nivo jedan je od najproučavanijih dubokih nivoa u 4H-SiC. Son et al. i Kawahara et al. [44, 45] koristeći EPR i DLTS mjerenja pokazali su kako $Z_{1/2}$ i $EH_{6/7}$ duboki nivi odgovaraju dvostrukom akceptorskom (2-/0) i jednostrukom donorskom (0/+) stanju vakancije ugljika V_C , tim redom. Duboki nivo $EH_{6/7}$ nismo opazili jer se njegov vrh u DLTS spektru nalazi na većoj temperaturi od temperatura iz promatranog raspona (do 380 K), ali znamo kako je prisutan. Vrh $Z_{1/2}$ se sastoji od dva preklapajuća vrha Z_1 i Z_2 koji odgovaraju vakanciji na heksagonalnom mjestu $V_C(h)$ i vakanciji na kubičnom mjestu $V_C(k)$. Z_1 i Z_2 su negativni-U sistemi, tj. energija stanja s dva elektrona je niža od energije stanja s jednim popunjenim elektronom. Vrijeme života nosioca naboja je obrnuto proporcionalno koncentraciji $Z_{1/2}$ i $EH_{6/7}$ dubokih nivoa za njihove koncentracije iznad $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ [46, 47]. $Z_{1/2}$ i $EH_{6/7}$ duboki nivoi su efikasni rekombinacijski centri te glavni duboki nivoi odgovorni za smanjenje vremena života nosioca naboja. Pri radu detektora poželjno je imati veće vrijeme nosioca naboja zbog povećanja CCE (eng. charge collection efficiency) vrijednosti pa stoga povećanje koncentracije $Z_{1/2}$ dubokog nivoa nije poželjno.

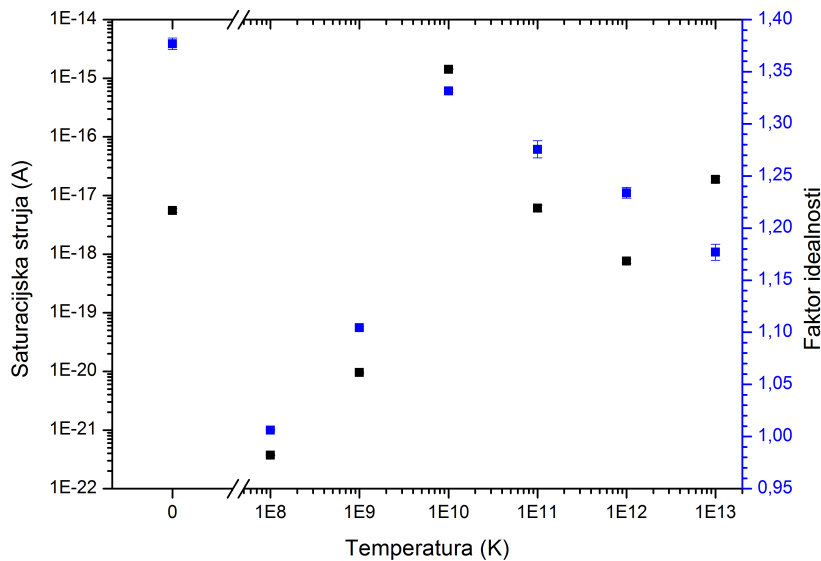
5.1.2 Ozračivanje brzim neutronima

I-V karakteristika I-V karakteristike uzoraka ozračenih brzim neutronima i referentnog uzorka prikazane su na slici 5.13. Za određen napon iznad 1.1 V struja kroz BN14 uzorak je manja za nekoliko redova veličine spram struja kroz uzroke ozračene manjom dozom brzih neutrona zbog povećanog otpora uzorka. U slučaju uzorka BN15 koji je ozračen u najvećoj dozi ne primjećujemo povećanje struje u propusnoj polarizaciji zbog vrlo izraženog povećanja otpora uzorka. Uzrok povećanja otpora uzorka je kompenzacija. Reverzne struje u rasponu napona od -10 V do 0 V su



Slika 5.13: I-V mjerjenja pri propusnoj i reverznoj polarizaciji na referentnom uzorku i uzorcima ozračenim brzim neutronima. Mjerenja su izvršena pri temperaturi od 300 K.

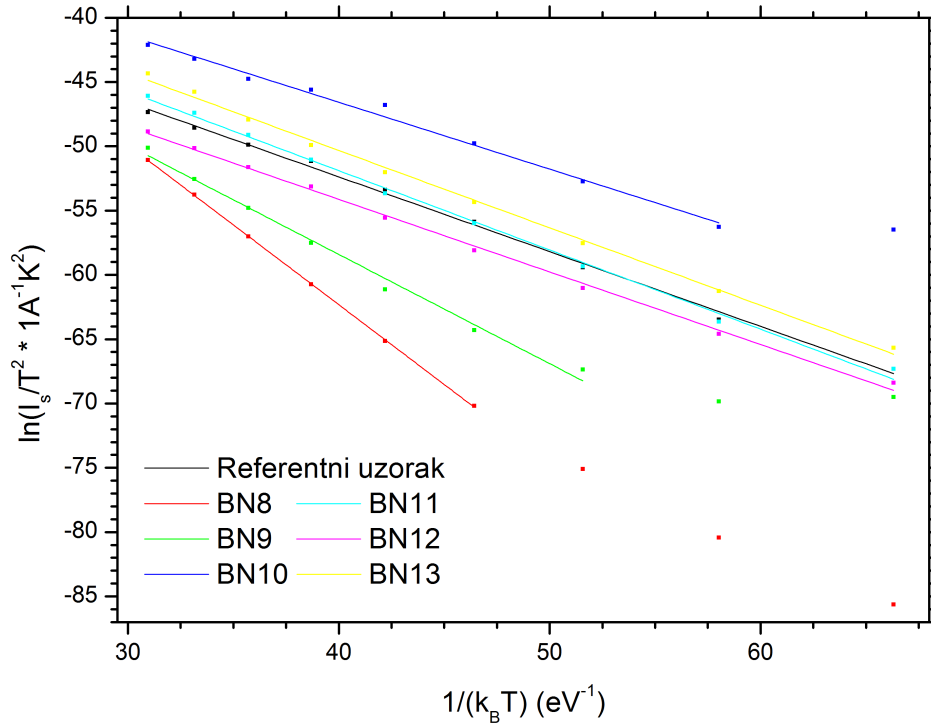
dovoljno male tako da ne utječu na C-V i DLTS mjerenja. U slučaju uzorka BN13, BN14 i BN15 mjerenja reverzne I-V karakteristike obavljena su samo na sobnoj temperaturi koristeći mjerni uređaj *Keithley 6487*. Zbog manjeg usrednjivanja mjerenja (filter opcije mjernog uređaja) pri mjerenju je prisutan veći šum nego pri mjerenjima s drugim mjernim uređajem.



Slika 5.14: Određene saturacijske struje i faktori idealnosti referentnog uzorka i uzorka ozračenih brzim neutronima na 300 K.

Na slici 5.14 su prikazani određeni faktori idealnosti i saturacijske struje iz I-V karakteristika. Razlike među njihovim vrijednostima potječu od razlika među uzorcima prije ozračivanja te ne vidimo utjecaj izlaganja zračenju.

Richardson graf uzorka ozračenih s brzim neutronima do doze $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ i referentnog uzorka nalazi se na slici 5.15. Iz njega su određene visine potencijalih



Slika 5.15: Richardson graf uzoraka ozračenih s brzim neutronima i referentnog uzorka. Prikazani su pravci linearne regresije u rasponu mjerenja korištenih pri linearnoj regresiji.

barijera Φ_B i Richardsonove konstante A^* koje su navedene u tablici 5.3.

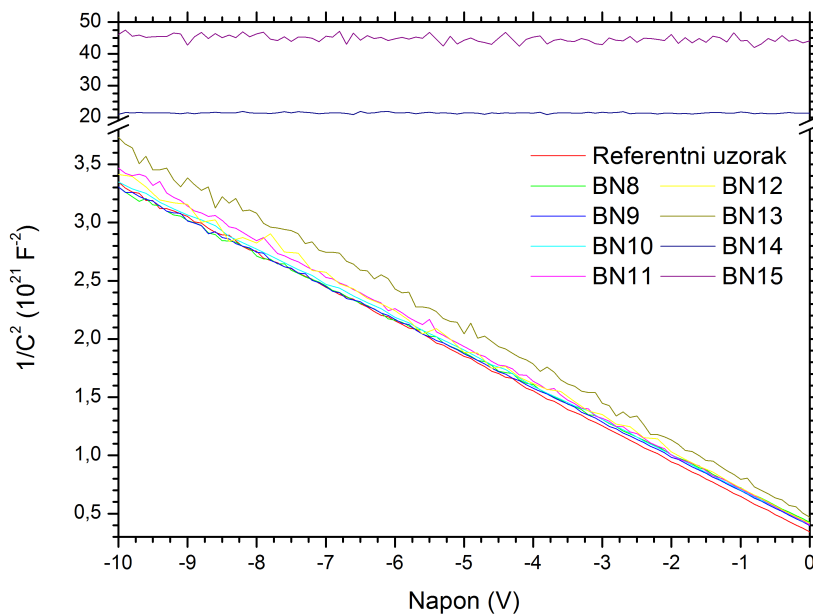
Zhang et al. [48] su odredili promjenu I-V karakteristike u propusnoj polarizaciji 4H-SiC Schottky diode n-tipa pri ozračivanju s 1 MeV neutronima. Do doze od $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ nisu opazili promjene I-V karakteristike (promjene faktora idealnosti, visine potencijalne barijere i otpora uzorka). Pri dozi $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ opazili su malo povećanje otpora uzorka, tj. struja u dijelu I-V karakteristike u kojem dominira utjecaj serijskog otpora se smanjila, no ostala je istog reda veličine. Zbog korištenja

Uzorak	Φ_B (eV)	A^* ($AK^{-2}cm^{-2}$)
Referentni	0.58 ± 0.01	2×10^{-11}
BN8	1.24 ± 0.01	3×10^{-4}
BN9	0.85 ± 0.04	2×10^{-24}
BN10	0.52 ± 0.02	6×10^{-10}
BN11	0.62 ± 0.01	1×10^{-10}
BN12	0.56 ± 0.01	9×10^{-15}
BN13	0.60 ± 0.01	4×10^{-10}

Tablica 5.3: Određene vrijednosti visine potencijalne barijere i Richardsonove konstante referentnog uzorka i uzoraka ozračenim s brzim neutronima iz Richardson grafa 5.15.

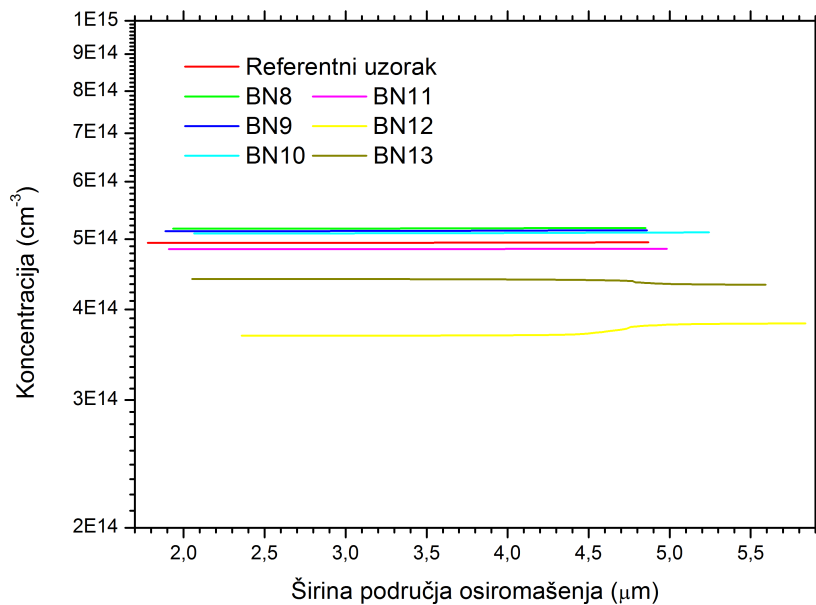
različitih uzoraka u ovom radu i razlika u njihovim karakteristikama nismo opazili blago povećavanje otpora pri dozi od $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. Pri dozi od $1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ opazili su smanjenje struje u propusnoj polarizaciji u slaganju s našim mjerenjima. Koncentracija donora unutar epitaksijalnog sloja njihovih uzoraka prije ozračivanja iznosila je $6.4 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, što je blizu vrijednosti koncentracije donora uzoraka korištenih u ovom radu. U slučaju veće dopiranosti ista kompenzacija bi uzrokovala manju promjenu otpora Schottky dioda te manje narušenje propusne I-V karakteristike pri istoj dozi zračenja.

Ko et al. [9] ozračili su 4H-SiC Schottky diodu neutronima prosječne energije (9.8 ± 0.8) MeV u dva navrata. Neutroni te energije osim unosa vakancija i intersticijan mogu pri reakcijama s atomima silicija i ugljika uzrokovati nastanak magnezija, aluminijsa, berilija i helija. Nakon prvog ozračivanja u dozi od $2.75 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ nije opažena promjena u visini Schottky barijere i faktoru idealnosti. Pri toj dozi opazili su smanjenje reverzne struje zbog pojave kompenzacije. Dugim ozračivanjem postignuta je doza $5.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ te nakon njega primijećeno je smanjenje visine potencijalne barijere s 1.53 eV na vrijednost 0.95 eV te povećanje faktora idealnosti s 1.1 na 1.9 na sobnoj temperaturi. Smanjenje visine potencijalne barijere uzrokovalo je povećanje reverzne struje.



Slika 5.16: Ovisnost $1/C^2$ o reverznom naponu na 300 K referentnog uzorka i uzoraka ozračenih s brzim neutronima.

C-V karakteristika Ozračivanje uzoraka brzim neutronima do doze $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ nije uzrokovalo promjenu C-V karakteristike uzoraka (slika 5.16). Pri dozi ozračivanja brzim neutronima od $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ primjećujemo blago povećanje $1/C^2$ veličine što može ukazivati na smanjenje neto koncentracije donora N , tj. kompenzaciju nosioca naboja. Uzorci BN14 i BN15 pokazuju vrlo izraženu kompenzaciju koja je uzrok povećanju veličine $1/C^2$. Pri tim dozama zračenja 4H-SiC se ponaša kao intrinzičan zbog velike kompenzacije te opažamo konstantnu C-V karakteristiku u promatranom rasponu napona. Opažanje kompenzacije je u slaganju s opaženim povećanjem otpora uzoraka iz I-V karakteristike.



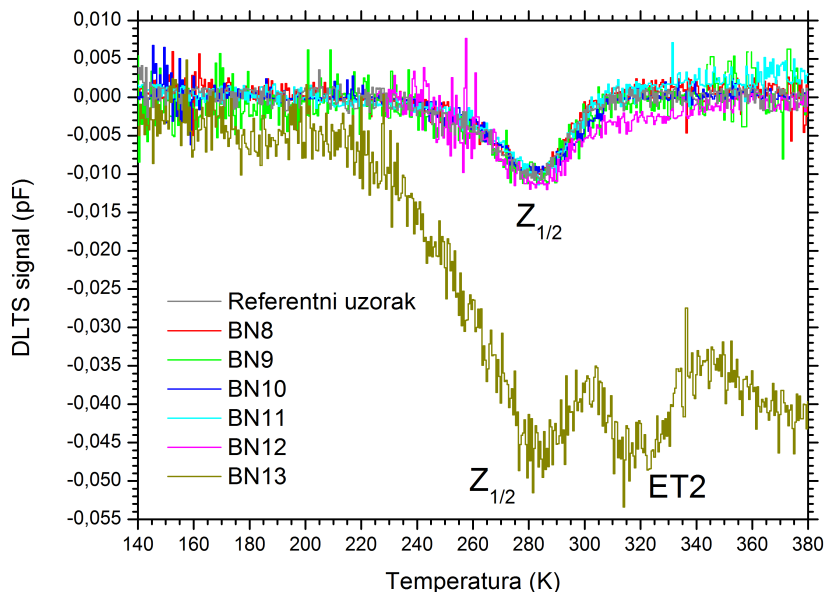
Slika 5.17: Profil efektivne koncentracije većinskih nosioca naboja $N(W)$ po dubini W uzoraka ozračenih brzim neutronima i referentnog uzorka. Profili su određeni koristeći C-V mjerenja pri 300 K.

Na slici 5.17 prikazana je prostorna raspodjela većinskih nosioca naboja uzoraka ozračenih s brzim neutronima do doze $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. Među prikazanim uzorcima nije moguće vidjeti značajnu razliku, no primjećujemo homogene koncentracije. Pri ozračivanju uzorka neutronima većina neutrona prolazi kroz uzorak bez većih interakcija s atomima SiC te je tok neutrona približno konstantan kroz dubinu Schottky diode. Stoga očekujemo kako kompenzacija uzrokovana unosom dubokih nivoa je prostorno homogena. Profile uzoraka BN14 i BN15 zbog izražene kompenzacije nije bilo moguće odrediti.

Nava et al. [49] ozračili su 4H-SiC Schottky diode n-tipa s neutronima energije 1 MeV u rasponu doza od $2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ do $8 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$. Iz C-V mjerenja odredili su

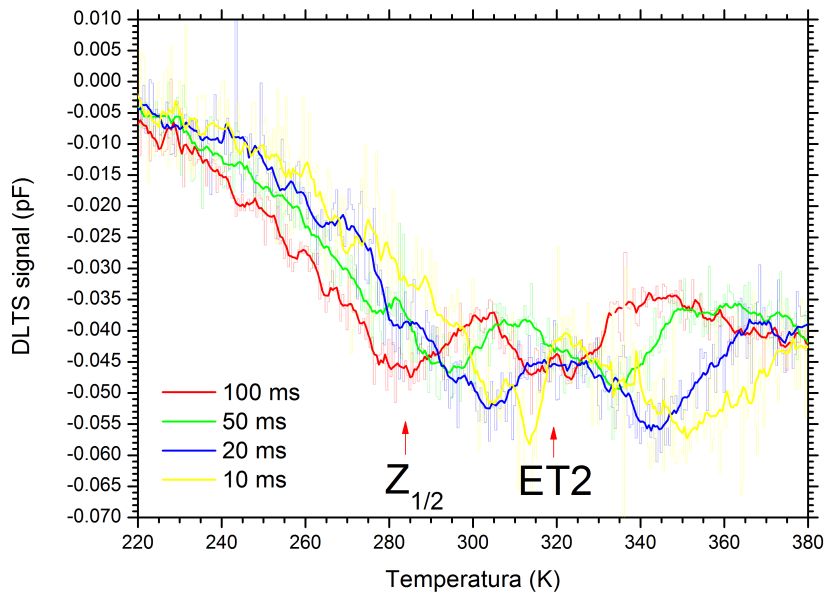
koncentraciju donora unutar epitaksialnog sloja prije ozračivanja od $6.5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ koja je blizu vrijednosti $4.9 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ određene za referentni uzorak pri 300 K u ovom radu. Epitaksijalni sloj uzoraka korištenih u ovom radu je drugačiji nego kod njihovih uzoraka po tome što je korištena novija metoda epitaksijalog rasta [31]. Također su opazili značajnu kompenzaciju pri dozama većim od $1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ te da se SiC ponaša kao intrinzičan zbog velike kompenzacije. I-V mjerenja pokazala su smanjenje struje u propusnoj polarizaciji zbog povećanja serijskog otpora diode dok su C-V mjerenja pokazala konstantnu vrijednost kapaciteta. Vidjeli su kako reverzna struja ostaje niska (reda veličine $1 \times 10^{-10} \text{ A cm}^{-2}$ - $1 \times 10^{-11} \text{ A cm}^{-2}$) nakon ozračivanja do doze $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$.

Åberg et al. [50] su zaključili kako je smanjenje broja nosioca naboja uzrokovano pasivizacijom donora dušika pri njegovoj interakciji s unesenim točkastim defektima (vakancijama ili intersticijama) u 4H-SiC. Budući da se pri povećanju doze ne događa inverzija tipa poluvodiča iz n-tipa u poluvodič p-tipa zaključili su kako kompenzacija nije uzrokovana unosom plitkih akceptora.



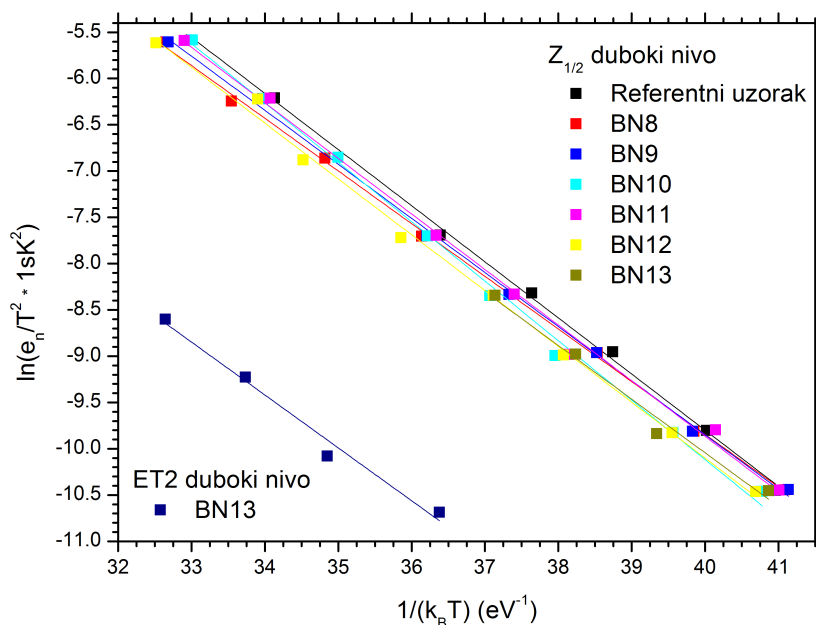
Slika 5.18: DLTS spektar referentnog uzorka i uzoraka ozračenih s brzim neutronima pri vremenskom prozoru od 100 ms. Iznos reverznog napona pri mjerenjima je $V_R = -10 \text{ V}$, naponskog pulsa $V_P = -0.1 \text{ V}$, širine pulsa $t_P = 10 \text{ ms}$ te perioda ponavljanja pulsa 1 s.

DLTS mjerenja Ozračivanjem uzoraka brzim neutronima u dozama do $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ nisu uneseni novi nivoi ili značajno povećana koncentracija $Z_{1/2}$ dubokog nivoa (slika 5.18). DLTS spektar BN13 uzorka pokazao je značajno povećanje visine $Z_{1/2}$ vrha



Slika 5.19: DLTS spektari BN13 uzorka pri navedenim vremenskim prozorima s usrednjenjem. Označeni su očitani položaji vrhova $Z_{1/2}$ i ET2 dubokih nivoa pri vremenskom prozoru 100 ms. Iznos reverznog napona pri mjerenjima je $V_R = -10$ V, naponskog pulsa $V_P = -0.1$ V, širine pulsa $t_P = 10$ ms te perioda ponavljanja pulsa 1 s.

spram DLTS spektra uzorka izloženih manjoj dozi zračenja, tj. povećanje koncentracije $Z_{1/2}$ dubokog nivoa. Također opažamo uvođenje novog dubokog nivoa čiji smo vrh označili s ET2 u DLTS spektru BN13 uzorka. Položaji vrhova u DLTS spektru BN13 uzorka (slika 5.19) su očitavani bez prilagodbe jednakosti (3.11). Zbog povećanog otpora uzorka BN14 i BN15 na njima nije bilo moguće napraviti DLTS mjerenje. Iz Ar-

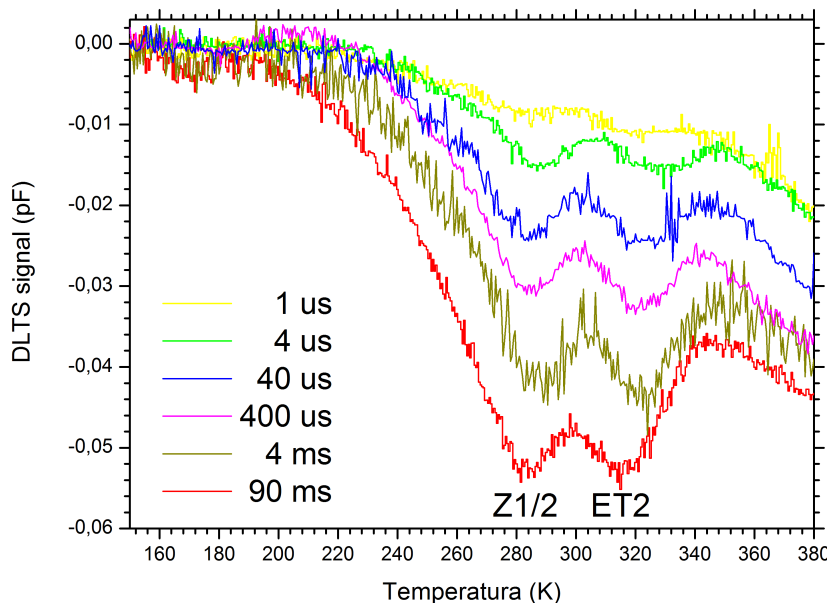


Slika 5.20: Arrhenius graf referentnog uzorka i uzorka ozračenih s brzim neutronima do doze $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$.

rhenius grafa na slici 5.20 određene su energije i udarni presjeci za uhvat elektrona. U tablici 5.4 prikazane su dobivene vrijednosti za $Z_{1/2}$ duboki nivo, dok za ET2 duboki nivo u slučaju BN13 uzorka određene su vrijednosti $\Delta E = (0.57 \pm 0.05)$ eV i $\sigma = 6 \times 10^{-18} \text{ cm}^{-2}$.

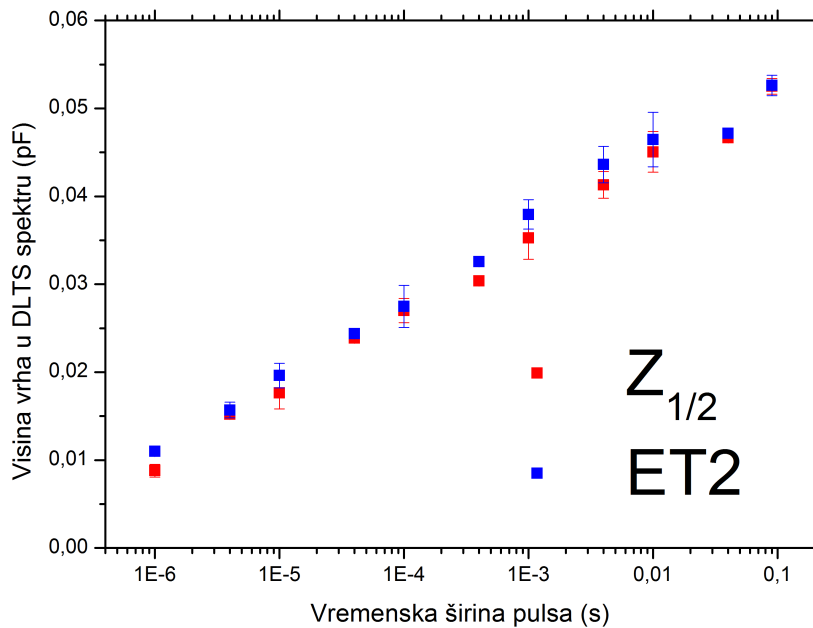
Uzorak	ΔE (eV)	σ (cm ²)
Referentni	0.61 ± 0.01	5×10^{-16}
BN8	0.57 ± 0.01	1×10^{-16}
BN9	0.58 ± 0.01	2×10^{-16}
BN10	0.64 ± 0.02	2×10^{-15}
BN11	0.6 ± 0.2	4×10^{-16}
BN12	0.58 ± 0.01	1×10^{-16}
BN13	0.58 ± 0.05	1×10^{-16}

Tablica 5.4: Određene vrijednosti aktivacijskih energija ΔE i udarnih presjeka za uhvat elektrona σ $Z_{1/2}$ dubokog nivoa .



Slika 5.21: DLTS mjerenja na BN13 uzorku pri označenim širinama pulsa t_P . Iznos reverznog napona pri mjerenjima je $V_R = -10$ V, naponskog pulsa $V_P = -0.1$ V te perioda ponavljanja pulsa 1 s.

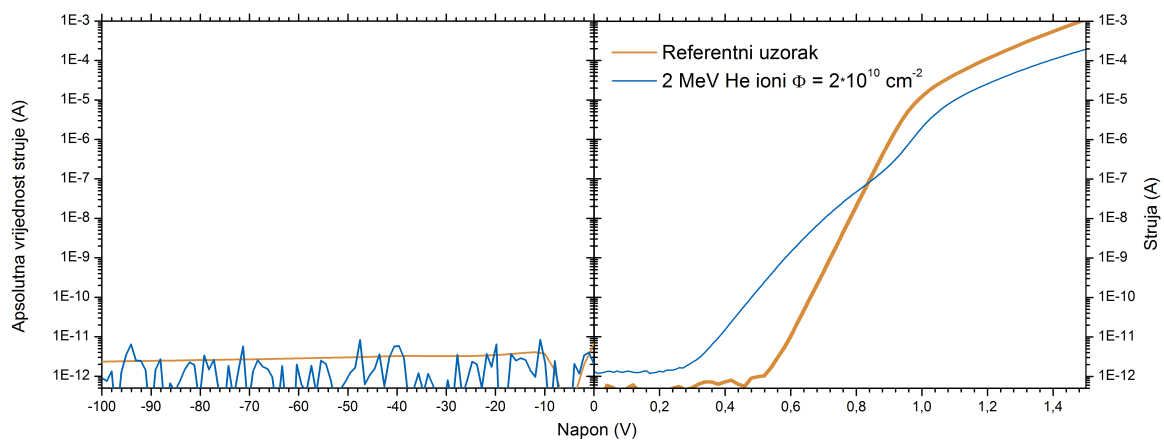
S namjerom kako bismo pouzdanije odredili udarni presjek za uhvat elektrona $Z_{1/2}$ i ET2 dubokog nivoa izvršena su DLTS mjerenja na BN13 uzorku s različitim širinama pulsa. Na slici 5.21 su prikazani samo DLTS spektri s najmanje prisutnog šuma. Primjećujemo povećanje visine vidljivih vrhova s povećanjem širine pulsa jer se povećava popunjenost dubokih nivoa na početku tranzijenta kapaciteta. Očitane visine vrhova prikazane su na slici 5.22. Povećanje pojedinog DLTS vrha bi se trebalo odvijati prema relaciji 3.13. Nakon određene širine pulsa svi duboki nivoi bi trebali



Slika 5.22: Ovisnost visine $Z_{1/2}$ i ET2 vrha u DLTS spektru BN13 uzorka o širini pulsa.

biti popunjeni te visina DLTS vrha bi trebala postići maksimalnu vrijednost nakon koje se ne bi trebala dalje povećavati. Određene visine vrhova se približno eksponencijalno povećavaju sa povećanjem širine pulsa te ne pokazuju postizanje maksimalne visine što može biti posljedica preklapanja više vrhova. Zbog premalog broja točaka pomoću nelinearne regresije ne možemo pouzdano prilagođavati sumu doprinosa pojedinih dubokih nivoa te nismo uspjeli pouzdanije odrediti udarni presjek.

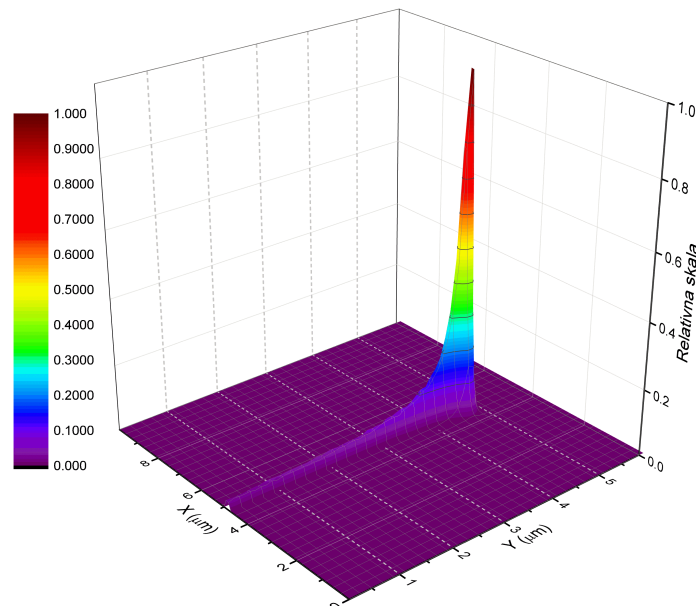
5.2 Implantacija 2 MeV He iona



Slika 5.1: I-V mjerenja pri propusnoj i reverznoj polarizaciji na referentnom uzorku i uzorku implantiranim s 2 MeV He ionima u dozi od $2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$. Mjerenja su izvršena pri temperaturi od 300 K.

I-V karakteristika Na slici 5.1 prikazane su I-V karakteristike uzorka s implantiranim 2 MeV He ionima u dozi od $2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ i referentnog uzorka². Reverzne struje u rasponu napona od -10 V do 0 V su dovoljno male tako da je njihov utjecaj na C-V i DLTS mjerenja zanemariv. Uzorci pokazuju dobru I-V karakteristiku dioda.

SRIM simulacija Raspodjela vakancija nastalih pri ionskoj implantaciji iona He^{2+} energije 2 MeV u SiC simulirana je TRIM (eng. Transport of ions in matter) programom iz SRIM (eng. Stopping and Range of Ions in Matter) programskog paketa³. Rezultat simulacije prikazan je na slici 5.2. Vidljiv je vrh na dubini između $4\text{-}5 \mu\text{m}$, stoga u tom rasponu dubina očekujemo najveći broj vakancija. Za domet iona određena je vrijednost $4.72 \mu\text{m}$. Pri ionskoj implantaciji ioni He uvode najviše



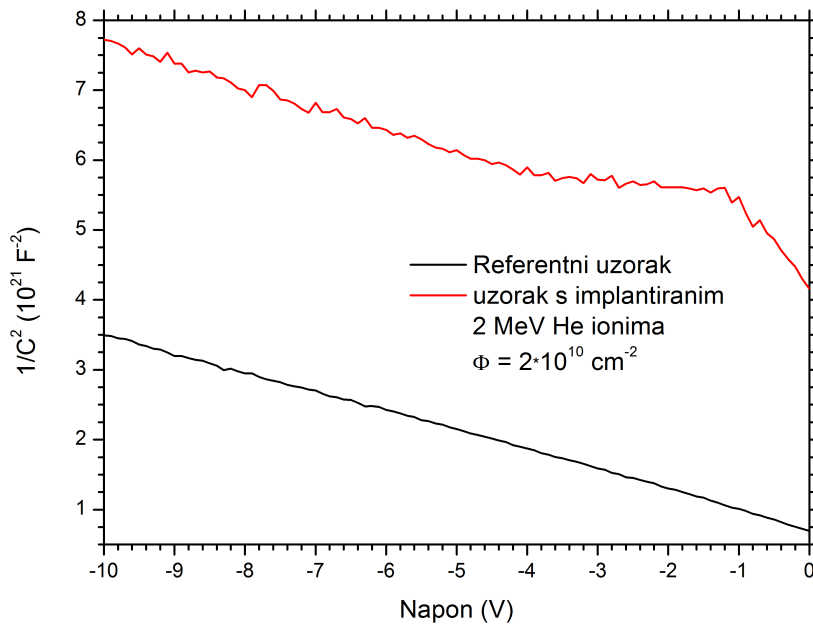
Slika 5.2: Prostorna raspodjela vakancija nastalih pri ionskoj implantaciji 2 MeV He iona određena TRIM programom u SiC. Na Y osi obilježena je dubina, tj. udaljenost od Ni kontakta na epitaksijalnom sloju Schottky diode.

oštećenja u kristalnu strukturu u blizini kraja dometa iona u kristalu, stoga u tom području očekujemo najveću kompenzaciju.

C-V karakteristika Iz određene C-V karakteristike uzorka s implantiranim ionima He energije 2 MeV primjećujemo kompenzaciju. Veličina $1/C^2$ je veća u slučaju

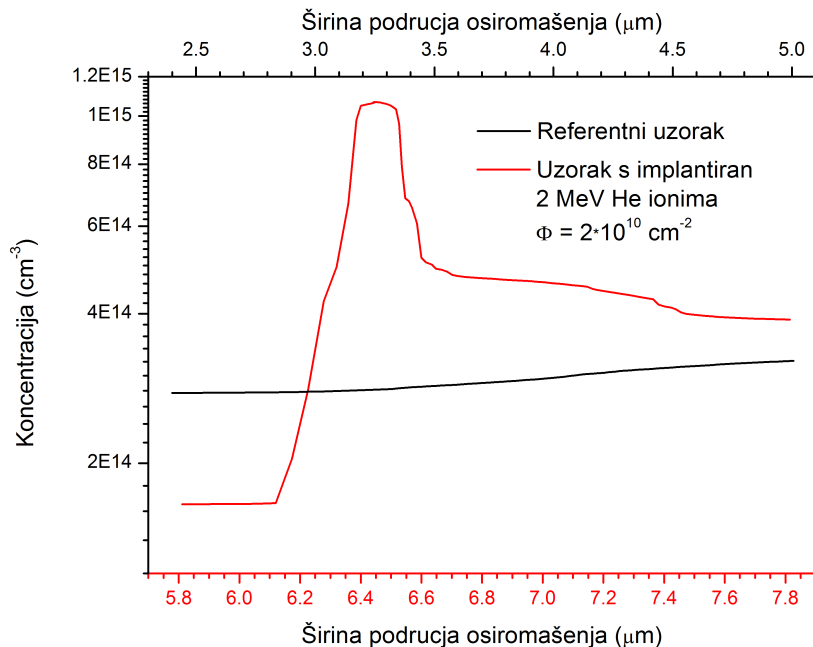
²I-V karakteristika referentnog uzorka izmjerena je pri QST. Mjerenje reverzne I-V karakteristike uzorka s implantiranim 2 MeV He ionima provedeno je koristeći Keithley 6487 mjerni uređaj.

³Službena web stranica: <http://www.srim.org/>



Slika 5.3: Ovisnost $1/C^2$ o reverznom naponu na 300 K referentnog uzorka i uzorka implantiranim s ionima He^{2+} energije 2 MeV.

implantiranog uzorka nego u slučaju referentnog uzorka (slika 5.3). Također primjećujemo odstupanje od linearne ovisnosti $1/C^2$ o naponu što ukazuje na prostornu nehomogenost kompenzacije, kao što je očekivano.



Slika 5.4: Profil efektivne koncentracije većinskih nosioca naboja $N(W)$ po dubini W uzorka s implantiranim 2 MeV He ionima i referentnog uzorka. Profili su određeni koristeći C-V mjerenja pri 300 K.

Na slici 5.4 prikazani su profili efektivne koncentracije većinskih nosioca naboja. Profil koncentracije referentnog uzorka je homogen. U slučaju uzorka s implantira-

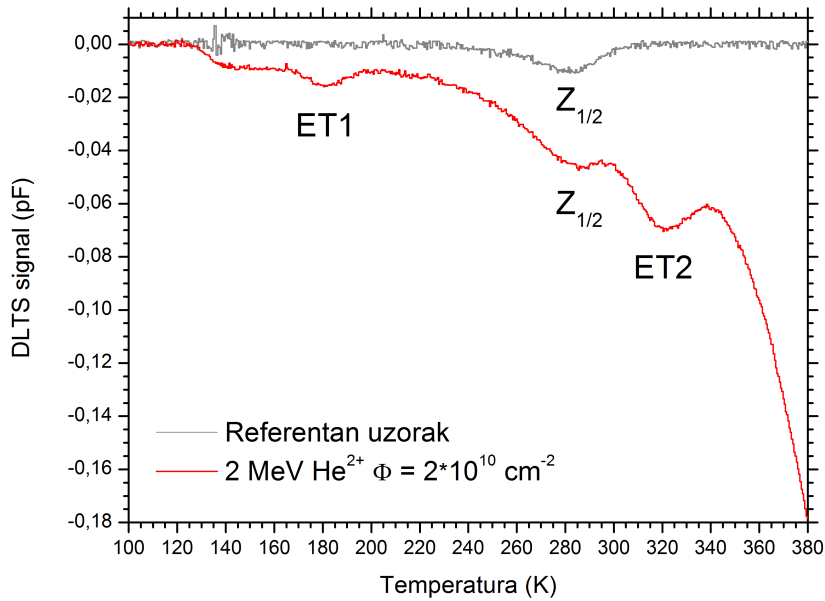
nim ionima He energije 2 MeV maksimum kompenzacije nalazi se na manjoj dubini od vrha kojeg primjećujemo oko dubine $6.5\ \mu\text{m}$. Taj vrh nije fizikalni kao što je pojašnjeno u literaturi [51]. Kod većih nehomogenih koncentracija akceptora vrh se pojavljuje na dubinama pri kojima postoji smanjenje koncentracije akceptora sa povećanjem dubine. Stoga možemo zaključiti da u rasponu dubina od oko $6.1\ \mu\text{m}$ do $6.7\ \mu\text{m}$ postoji pad kompenzacije s veće vrijednosti na manju vrijednost. Na većim dubinama nema kompenzacije jer implantirani ioni nisu prodrijetli do tog područja. Budući da najveću kompenzaciju očekujemo u blizini kraja dometa iona ($4.72\ \mu\text{m}$), maksimum kompenzacije nalazi se na manjim dubinama od prikazanog raspona dubina.

Prema jednakosti (3.9) kompenzacija uzrokuje povećanje širine područja osiromašenja. Zbog toga na slici 5.4 u slučaju referentnog uzorka raspon napona od $-10\ \text{V}$ do $0\ \text{V}$ odgovara dubinama koje su manje nego dubine iz raspona koje odgovaraju naponima od $-12\ \text{V}$ do $0\ \text{V}$ u slučaju uzorka s implantiranim 2 MeV He ionima.

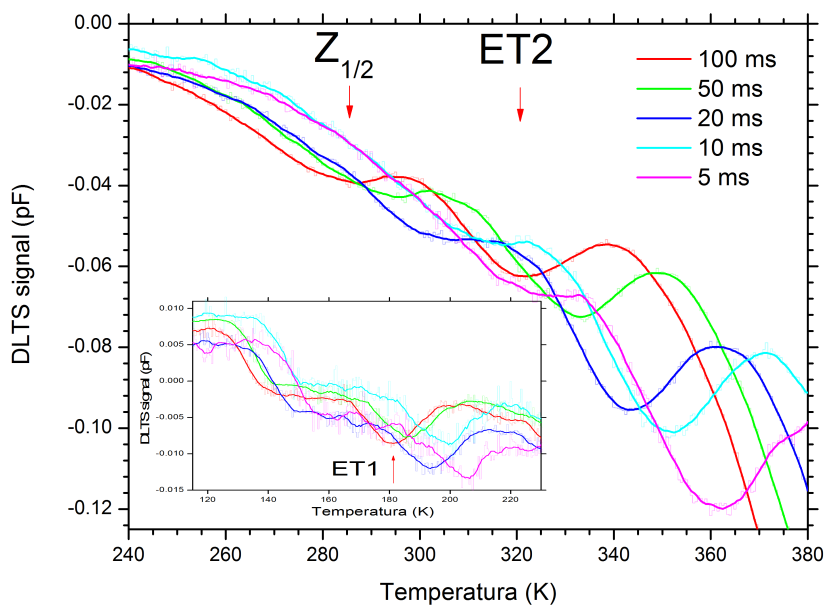
Åberg et al. [52] također su opazili kompenzaciju nakon implantacije 1.7 MeV He i 5 MeV B iona. Iz C-V mjerenja opazili su kako je kompenzacija maksimalna u blizini maksimuma raspodjele unesenih vakancija pri implantaciji određene TRIM programom.

DLTS spektri Usporedba određenog DLTS spektra uzorka implantiranim s 2 MeV He^{2+} ionima i referentnog uzorka nalazi se na slici 5.5. Za odabir reverznog napona $V_R = -10\ \text{V}$ i napon pulsa $-0.1\ \text{V}$ promatramo duboke nivoe u rasponu dubina od $5.8\ \mu\text{m}$ do $7.5\ \mu\text{m}$. Iz DLTS mjerenja na uzorku s implantiranim ionima He^{2+} energije 2 MeV u dozi od $2 \times 10^{10}\ \text{cm}^{-2}$ vidimo povećanje $Z_{1/2}$ vrha, unos ET2 dubokog nivoa koji je opažen pri ozračivanju s brzim neutronima te unos dodatnog dubokog nivoa označenog s ET1. Pomak položaja opaženih vrhova u DLTS spektru pri promjeni vremenskog prozora prikazan je na slici 5.6. Na temperaturi nižoj od temperature ET1 vrha vidimo proširenje vrha koje može ukazivati na prisutnost dodatnog dubokog nivoa kojeg ne možemo razlučiti. Iz Arrhenius grafa (slika 5.7) određene su energije i udarni presjeci za uhvat elektrona opaženih dubokih nivoa koji su navedeni u tablici 5.1.

Razmatrani uzorci u ovom podpoglavlju su iz iste serije uzoraka korištenih u radu

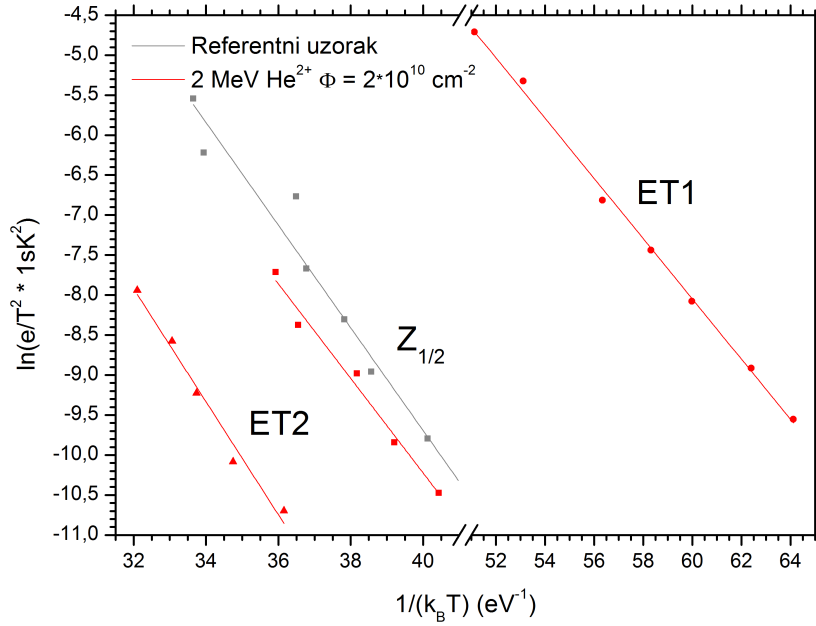


Slika 5.5: DLTS spektri uzorka s implantiranim 2 MeV He ionima i referentnog uzorka s debljinom epitaksijalnog sloja od $25\ \mu\text{m}$. Iznos vremenskog prozora je 100 ms, reverznog napona $V_R = -10\ \text{V}$, naponskog pulsa $V_P = -0.1\ \text{V}$, širine pulsa $t_P = 10\ \text{ms}$ te perioda ponavljanja pulsa 1 s.



Slika 5.6: DLTS spektri uzorka s implantiranim 2 MeV He ionima pri navedenim vremenskim prozorima s usrednjenjem. Označeni su očitani položaji dubokih nivoa pri vremenskom prozoru 100 ms. Iznos reverznog napona je $V_R = -10\ \text{V}$, naponskog pulsa $V_P = -0.1\ \text{V}$, širine pulsa $t_P = 10\ \text{ms}$ te perioda ponavljanja pulsa 1 s.

Pastuović et al. [53]. U tom radu iz C-V mjerenja opažena je kompenzacija nakon implantiranja 0.6 MeV H (doze $5 \times 10^{10}\ \text{cm}^{-3}$) i 2 MeV He iona (u dozama $1 \times 10^9\ \text{cm}^{-3}$ i $5 \times 10^9\ \text{cm}^{-3}$). Također su opaženi duboki nivoi ET1, $Z_{1/2}$ i ET2 za čije energije (udarne presjeke za uhvat elektrona) su dobivene vrijednosti 0.35 eV ($1 \times 10^{-16}\ \text{cm}^2$), 0.64 eV ($3 \times 10^{-15}\ \text{cm}^2$) i 0.65 eV ($9 \times 10^{-17}\ \text{cm}^2$), tim redom. DLTS mjerenja su izve-



Slika 5.7: Arrhenius graf referentnog uzorka i uzorka s implantiranim ionima He^{2+} energije 2 MeV u dozi od $2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$.

Uzorak		ET1	$Z_{1/2}$	ET2
Referentni	ΔE (eV)	-	0.61 ± 0.09	-
	σ (cm^2)	-	5×10^{-16}	-
2 MeV He^{2+}	ΔE (eV)	0.38 ± 0.01	0.59 ± 0.04	0.71 ± 0.06
	σ (cm^2)	6×10^{-16}	2×10^{-16}	7×10^{-16}

Tablica 5.1: Određene vrijednosti aktivacijskih energija ΔE i udarnih presjeka za uhvat elektrona σ dubokih nivoa prikazanih na Arrhenius grafu 5.7.

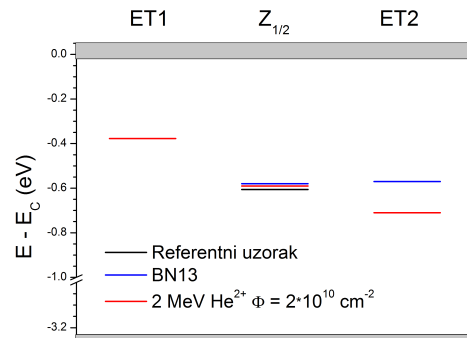
dena u rasponu temperatura do 700 K te zbog toga su opaženi i duboki nivoi EH3 i EH_{6/7} koje nismo opazili u ovom radu. Pri drugom DLTS mjerenju do temperature 700 K na istim uzorcima opažen je potpun nestanak vrha ET2 dubokog nivoa, smanjenje koncentracije EH3 dubokog nivoa te povećanje vrha $Z_{1/2}$ dubokog nivoa. Smanjenje koncentracije ET2 i EH3 dubokih nivoa ukazuje kako imaju nisku temperaturnu stabilnost. C-V mjerenja nakon drugog DLTS mjerenja pokazala su smanjenje kompenzacije što ukazuje kako su ET2 i EH3 duboki nivoi zamke za elektrone koje sudjeluju u kompenzaciji.

Kawahara et al. [54] pokazali su kako akceptorski nivo $Z_{1/2}$ doprinosi kompenzaciji nastaloj pri ozračivanju elektronima energije 250 keV. Vakancije ugljika nakon uhvata dva elektrona nalaze se u stanju (2-/0), tim uхватom smanjuju broj elektrona u vodljivoj vrpci i povećavaju otpornost.

Budući da je unos ET2 dubokog nivoa opažen pri ozračivanju uzorka s 1 MeV ne-

utronima i laganim ionima možemo zaključiti kako je povezan s unesenim točkastim defektima.

Na slici 5.8 su ilustrirani položaji određenih energija dubokih nivoa unutar energijskog procijepa u 4H-SiC.



Slika 5.8: Prikaz određenih energija dubokih nivoa unutar energijskog procijepa iz DLTS mjerenja na navedena tri uzorka.

Nakon ozračivanja neutronima nismo opazili duboki nivo nalik ET1 dubokom nivu opaženom nakon implantacije 2 MeV He iona. Budući da DLTS mjerenja ne daju informaciju o strukturi defekata ne možemo biti potpuno sigurni kako opažen duboki nivoi označen s ET2 u slučaju ozračivanja brzim neutronima odgovara dubokom nivou označenim s ET2 u slučaju implanacije He iona, no korištene su iste oznake zbog njihove sličnosti.

Unos dubokih nivoa koji se slažu s dubokim nivoima ET1, $Z_{1/2}$ i ET2 opaženim u ovom radu ozažen je prilikom elektronskog ozračivanja od strane Hemmingsson et al. [55] (korištene su oznake dubokih nivoa EH1, EH2 i EH3, tim redom). ET2 duboki nivo opazili su kao proširenje vrha $Z_{1/2}$ na visokotemperaturnoj strani pri dozi elektrona $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ koje na višim dozama zračenja zbog porasta visine $Z_{1/2}$ dubokog nivoa nije bilo vidljivo.

Castaldini et al. [43] proučili su duboke nivoe unesenih ozračivanjem elektronima i protonima. Primijećeno je kako oba tipa zračenja unose duboke nivoe koji odgovaraju ET1, $Z_{1/2}$ i ET2 dubokim nivoima (korištene su redom oznake S2, S3, S4) te u oba slučaja postoji pojava kompenzacije. Njihovi rezultati ukazuju kako je isti mehanizam nastanka dubokih nivoa kod oba tipa zračenja te da uneseni defekti su intrinzični defekti ili defekti koji uključuju plitke donore.

Alfieri et al. [56] proučili su utjecaj zagrijavanja na koncentracije dubokih nivoa. $Z_{1/2}$ duboki nivo je vrlo temperaturno stabilan. Zagrijavanjem do 2000 °C smanjuje

se njegova koncentracija, no ostaje prisutan. David et al. [57] detaljnije su proučili utjecaj zagrijavanja na duboke nivoe slične ET1 i ET2 dubokim nivoima (korištene su oznake S1 i S2, tim redom). Proveli su odgrijavanje na 350 K tijekom 48h kako bi stabilizirali populaciju defektata. Zatim, tijekom izokronog zagrijavanja u rasponu temperatura od 350 K do 630 K opazili su 1:1 omjer njihovih koncentracija što ukazuje kako ET1 i ET2 duboki nivoi odgovaraju dvama stanjima istog akceptorskog defekta. Opazili su nestanak ET1 i ET2 dubokih nivoa pri zagrijavanju u rasponu temperatura od 550 °C do 630 °C.

Storasta et al. [58] proučili su duboke nivoe unesene ozračivanjem elektronima niske energije u rasponu od 80 keV do 250 keV. Energija tih elektrona je dovoljna samo za pomak ugljikovih atoma u SiC kristalnoj rešetci, stoga unešeni defekti su vakancije i intersticije ugljika te anti-site defekti. Opaženi su duboki nivoi koji su slični ET1, $Z_{1/2}$ i ET2 dubokim nivoima (korištene su oznake EH1, $Z_{1/2}$ i EH3, tim redom). Pokazano je kako njihova koncentracija raste linearno s dozom zračenja što ukazuje kako je riječ o intersitijama i vakancijama te da ne dolazi do stvaranja divakancija ili di-intersticija. Opazili su linearan rast koncentracije dubokih nivoa ET1 i ET2 s povećanjem doze zračenja u uzorcima u kojima je fosfor korišten kao primjesa umjesto dušika za dobivanje poluvodiča n-tipa. Time su pokazali kako ET1 i ET2 duboki nivoi ne potječu od složenog defekta koji se sastoji od intrinzičnog defekta i dušika jer bi u tom slučaju došlo do saturacije koncentracije ET1 i ET2 dubokih nivoa kada koncentracija intrinzičnog defekta dostigne koncentraciju dušika s povećanjem doze ozračivanja.

6 Zaključak

Vežano uz otpornost 4H-SiC na oštećenja pri ozračivanju neutronima, utvrdili smo kako ne dolazi do promjene I-V i C-V karakteristika Ni/4H-SiC Schottky dioda n-tipa pri ozračivanju do doze $1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ termalnim neutronima i do doze $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ brzim neutronima energije 0.8 MeV. Također, ozračivanjem do tih doza nismo opazili povećanje koncentracije prisutnog $Z_{1/2}$ dubokog nivoa ili unos novih dubokih nivoa koristeći DLTS mjerenja u rasponu temperatura od 80 K do 380 K.

Pri dozi $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ brzih neutrona DLTS mjerenja uz povećanje koncentracije $Z_{1/2}$ dubokog nivoa pokazala su i unos ET2 dubokog nivoa.

Promjene I-V i C-V karakteristika pri ozračivanju brzim neutronima u dozama $1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ i $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ posljedica su kompenzacije koja uzrokuje porast otpora 4H-SiC i njegovo intrinzično ponašanje.

Implantacija 2 MeV He iona osim povećanja koncentracije $Z_{1/2}$ dubokog nivoa uvodi duboke nivoe označene s ET1 i ET2. Možemo zaključiti kako ET1 i ET2 duboki nivoi potječu od vakancija, intersticija ili anti-site defekata koji su uneseni u 4H-SiC.

Literatura

- [1] Neudeck P.G.; Okojie R.S.; Chen L. High - Temperature Electronics — A Role for Wide Bandgap Semiconductors? // Proc. IEEE (2002)
- [2] Casady J.B.; Johnson R.W. Status of Silicon carbide (SiC) as a wide-bandgap semiconductor for high-temperature applications: a review // Solid-State Electron. (1996)
- [3] Wright N.G.; Horsfall A.B. SiC sensors: a review // J. Phys. D: Appl. Phys. (2007)
- [4] Sellin P.J.; Vaitkus J. New materials for radiation hard semiconductor detectors // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A (2006)
- [5] 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 Tran. Nucl. Sci. (1999)
- [6] Ruddy F.H.; Flammang R.W.; Seidel J.G. Low-background detection of fission neutrons produced by pulsed neutron interrogation // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A (2009)
- [7] Koehl W.F.; Buckley B.B.; Heremans F.J.; Calusine G.; Awschalom D.D. Room temperature coherent control of defect spin qubits in silicon carbide // Nature (2011)
- [8] Weber J.R.; Koehl W.F.; Varley J.B.; Janotti A.; Buckley B.B.; Van de Walle C.G.; Awschalom D.D. Defects in SiC for quantum computing // J. Appl. Phys. (2011)
- [9] Ko G.; Kim H.; Bang J.; Kim J. Electrical characterizations of Neutron-irradiated SiC Schottky diodes // Korean J. Chem. Eng. (2009)
- [10] Lazanua S.; Lazanub I.; Borchic E.; Bruzzic M. Theoretical calculations of the primary defects induced by pions and protons in SiC // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A (2002)

- [11] Fan J.; Chu P.K. Silicon Carbide Nanostructures: Fabrication, Structure, and Properties (Engineering Materials and Processes), Chapter 2 General Properties of Bulk SiC : Springer, 2014.
- [12] Romano L.; Privitera V.; Jagadish C. Defects in Semiconductors (Semiconductors and Semimetals) Volume 91: Point Defects in Silicon Carbide 1st ed. : Academic Press, 2015.
- [13] Fizikalna svojstva SiC, NSM-archive, <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/SiC/>, 2.5.2017.
- [14] Rendakova S.V.; Nikitina I.P.; Tregubova A.S.; Dmitriev V.A. Micropipe and Dislocation Density Reduction in 6H-SiC and 4H-SiC Structures Grown by Liquid Phase Epitaxy // J. Electron. Mater. (1998).
- [15] Torpo L.; Marlo M.; Staab T.E.M.; Nieminen R.M. Comprehensive ab initio study of properties of monovacancies and antisites in 4H-SiC // J. Phys.: Condens. Matter (2001).
- [16] Hornos T.; Gali Á.; Svensson B.G. Large-scale electronic structure calculations of vacancies in 4H-SiC using the Heyd-Scuseria-Ernzerhof screened hybrid density functional // Mater. Sci. Forum (2011).
- [17] Roma G.; Bruneval F.; Liao T.; Natalia O.; Martínez B.; Crocombette J. Formation and migration energy of native defects in silicon carbide from first principles: an overview // Defect and Diffusion Forum (2012).
- [18] Bockstedte M.; Mattausch A.; Pankratov O. Ab initio study of the migration of intrinsic defects in 3C-SiC // Phys. Rev. B: Condens. Matter (2003).
- [19] Torpo L.; Staab T.E.M.; Nieminen R.M. Divacancy in 3C- and 4H-SiC: An extremely stable defect // Phys. Rev. B: Condens. Matter (2002).
- [20] Greulich-Weber S. EPR and ENDOR Investigations of Shallow Impurities in SiC Polytypes // Phys. Status Solidi A (1997).
- [21] Ohno T.; Yamaguchi H.; Kuroda S.; Kojima K.; Suzuki T.; Arai K. Influence of epitaxial growth and substrate-induced defects on the breakdown of 4H-SiC Schottky diodes // J. Cryst. Growth (2004).

- [22] Izumi S.; Tsuchida H.; Kamata I.; Tawara T. Structural analysis and reduction of in-grown stacking faults in 4H-SiC epilayers // *Appl. Phys. Lett.* (2005).
- [23] Schroder, D.K. *Semiconductor material and device characterization* 3rd ed. New Jersey : John Wiley & Sons, Inc., 2006.
- [24] Capan, I. Electrically active defects in silicon and germanium induced by radiation. *Doktorski rad.* Zagreb : Prirodoslovno-matematički fakultet, 2006.
- [25] Hemmingsson C.G.; Son N.T.; Ellison A.; Zhang J.; Janzén E. Negative-Ucenters in 4Hsilicon carbide // *Phys. Rev. B: Condens. Matter* (1998)
- [26] Biljanović, P. *Poluvodički elektronički elementi* Zagreb : Školska knjiga, 1996.
- [27] Racko J.; Pecháček J.; Mikolášek M.; Benko P.; Grmanová A.; Harmatha L.; Breza J. Trap-Assisted Tunneling in the Schottky Barrier // *Radioengineering* (2013).
- [28] Andersen O.; Dobaczewski L.; Peaker A.R.; Bonde Nielsen K.; Hourahine B.; Jones R.; Briddon P.R.; Öberg S. Piezospectroscopic analysis of the hydrogen-carbon complexes in silicon // *Physica B* (2001)
- [29] Chartrand R. *Numerical Differentiation of Noisy, Nonsmooth Data* // *ISRN Applied Mathematics* (2011)
- [30] D.V. Deep-level transient spectroscopy: A new method to characterize traps in semiconductors // *J. Appl. Phys.* (1974).
- [31] Ito M.; Storasta L.; Tsuchida H. Development of 4H-SiC Epitaxial Growth Technique Achieving High Growth Rate and Large-Area Uniformity // *Appl. Phys. Express* (2008).
- [32] Han S.Y.; Kim K.H.; Kim J.K.; Jang H.W.; Lee K.H.; Kim N.; Kim E.D.; Lee J. Ohmic contact formation mechanism of Ni on n-type 4H-SiC // *Appl. Phys. Lett.* (2001)
- [33] Franceschini F., Ruddy F.H. *Properties and Applications of Silicon Carbide : Chapter 13 Silicon Carbide Neutron Detectors.* : InTech, 2011.

- [34] Karoui M.B.; Gharbi R.; Alzaied N.; Fathallah M.; Tresso E.; Scaltrito L.; Ferrero S. Influence of inhomogeneous contact in electrical properties of 4H-SiC based Schottky diode // *Solid State Electron* (2008)
- [35] Raynaud C.; Isoird K.; Lazar M.; Johnson C.M.; Wright N. Barrier height determination of SiC Schottky diodes by capacitance and current-voltage measurements // *J. Appl. Phys.* (2002)
- [36] D. J. Ewing; L.M. Porter; Q. Wahab; X. Ma; T.S. Sudharshan; S. Tumakha; M. Gao; L.J. Brillson Inhomogeneities in Ni/4H-SiC Schottky barriers: Localized Fermi-level pinning by defect states // *J. Appl. Phys.* (2007)
- [37] Mannan M.A.; Chaudhuri S.K.; Nguyen K.V.; Mandal K.C. Effect of Z1/2, EH5, and Ci1 deep defects on the performance of n-type 4H-SiC epitaxial layers Schottky detectors: Alpha spectroscopy and deep level transient spectroscopy studies // *J. Appl. Phys.* (2014)
- [38] Omotoso E.; Meyer W.E.; Auret F.D.; Paradzah A.T.; Diale M.; Coelho S.M.M.; Janse van Rensburg P.J. The influence of high energy electron irradiation on the Schottky barrier height and the Richardson constant of Ni/4H-SiC Schottky diodes // *Mater. Sci. Semicond. Process.* (2015)
- [39] Werner J.H.; Güttler H.H. Barrier inhomogeneities at Schottky contacts // *J. Appl. Phys.* (1991)
- [40] Aydın M.E.; Yıldırım N.; Türüt A. Temperature-dependent behavior of Ni/4H-nSiC Schottky contacts // *J. Appl. Phys.* (2007)
- [41] Omotoso E.; Meyer W.E.; Auret F.D.; Paradzah A.T.; Diale M.; Coelho S.M.M.; Janse van Rensburg P.J. The influence of high energy electron irradiation on the Schottky barrier height and the Richardson constant of Ni/4H-SiC Schottky diodes // *Mater. Sci. Semicond. Process.* (2015)
- [42] Omotoso E.; Meyer W.E.; Janse van Rensburg P.J.; Igumbor E.; Tunhuma S.M.; Ngoepe P.N.M.; Danga H.T.; Auret F.D. The effects of high-energy proton irradiation on the electrical characteristics of Au/Ni/4 H -SiC Schottky barrier diodes // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B* (2017)

- [43] Castaldini A.; Cavallini A.; Rigutti L.; Nava F.; Ferrero S.; Giorgis F. Deep levels by proton and electron irradiation in 4H-SiC // *J. Appl. Phys.* (2005)
- [44] Son N.T.; Trinh X.T.; Løvlie L.S.; Svensson B.G.; Kawahara K.; Suda J.; Kimoto T.; Umeda T.; Isoya J.; Makino T.; Ohshima T.; Janzén E. Negative-U System of Carbon Vacancy in 4H-SiC // *Phys. Rev. Lett.* (2012)
- [45] Kawahara K.; Trinh X.T.; Son N.T.; Janzén E.; Suda J.; Kimoto T. Quantitative comparison between Z1/2 center and carbon vacancy in 4H-SiC // *J. Appl. Phys.* (2014)
- [46] Klein P.B.; Shanabrook B.V.; Huh S.W.; Polyakov A.Y.; Skowronski M.; Sumakeris J.J.; O'Loughlin M.J. Lifetime-limiting defects in n-4H-SiC epilayers // *Appl. Phys. Lett.* (2006)
- [47] Kimoto T.; Danno K.; Suda J. Lifetime-killing defects in 4H-SiC epilayers and lifetime control by low-energy electron irradiation // *Phys. Status Solidi B* (2008)
- [48] Zhang L.; Zhang Y.; Zhang Y.; Han C. Neutron radiation effect on 4H-SiC MESFETs and SBDs // *J. Semicond.* (2010)
- [49] Nava F.; Castaldini A.; Cavallini A.; Errani P.; Cindro V. Radiation Detection Properties of 4H-SiC Schottky Diodes Irradiated Up to 10^{16} n/cm² by 1 MeV Neutrons // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* (2006)
- [50] Åberg D.; Hallén A.; Pellegrino P.; Svensson B. G. Nitrogen deactivation by implantation-induced defects in 4H-SiC epitaxial layers // *Appl. Phys. Lett.* (2001)
- [51] Kimerling L. C. Influence of deep traps on the measurement of free-carrier distributions in semiconductors by junction capacitance techniques // *J. Appl. Phys.* (1974)
- [52] Åberg D.; Hallén A.; Svensson B.G. Low-dose ion implanted epitaxial 4H-SiC investigated by deep level transient spectroscopy // *Physica B* (1999)
- [53] Pastuović Ž.; R. Siegele; Sato S.; Ohshima T.; Capan I.; Brodar T.; Hoshino N.; Tsuchida H. Deep level defects created in n-type 4H-SiC epitaxial layers

deterministically implanted with single accelerated H and He ions using a fast-scanning reduced-rate microbeam // Prijavljeno J. Appl. Phys. (2017).

- [54] Kawahara K.; Trinh X.T.; Son N.T.; Janzén E.; Suda J.; Kimoto T. Investigation on origin of Z1/2 center in SiC by deep level transient spectroscopy and electron paramagnetic resonance // Appl. Phys. Lett. (2013)
- [55] Hemmingsson C.; Son N.T.; Kordina O.; Bergman J.P.; Janzén E.; Lindström J.L.; Savage S.; Nordell N. Deep level defects in electron-irradiated 4H SiC epitaxial layers // J. Appl. Phys. (1997)
- [56] Alfieri G.; Monakhov E.V.; Svensson B.G.; Linnarsson M.K. Annealing behavior between room temperature and 2000 °C of deep level defects in electron-irradiated n-type 4H silicon carbide // J. Appl. Phys. (2005)
- [57] David M.L.; Alfieri G.; Monakhov E.M.; Hallén A.; Blanchard C.; Svensson B.G.; Barbot J.F. Electrically active defects in irradiated 4H-SiC // J. Appl. Phys. (2004)
- [58] Storasta L.; Bergman J.P.; Janzén E.; Henry A.; Lu J. Deep levels created by low energy electron irradiation in 4H-SiC // J. Appl. Phys. (2004)