

# Električki aktivni defekti uvedeni ionskom implantacijom u SiC

Tomislav Brodar

Fizički odsjek, PMF, Bijenička c. 32, 10 000 Zagreb

(Dated: 19. siječnja 2017.)

## SAŽETAK

Ionskom implantacijom iona  $\text{He}^{2+}$  energije 2 MeV u različitim dozama, u Schottky diode od 4H silicij karbida n-tipa uneseni su defekti u kristalnoj strukturi. Iz mjerenja kapacitivno-naponske karakteristike Schottky dioda primijetili smo smanjenje koncentracije slobodnih nosioca naboja na dubini pri kojoj je ionskom implantacijom najviše oštećena kristalna struktura. Tehnikom tranzijentne spektroskopije dubokih nivoa promatrani su duboki nivoi koji odgovaraju unesenim električki aktivnim defektima te određene su energije i udarni presjeci za uhvat elektrona dvaju primijećenih dubokih nivoa. Prvi duboki nivo nismo identificirali s nekim već opaženim dubokim nivom, dok drugi duboki nivo odgovara  $Z_{1/2}$  nivou koji potječe od vakancije ugljika.

## UVOD

Potencijal silicij karbida (SiC) za upotrebu za visokotemperaturne, visoko-naponske, visokofrekventne namjene je velik zbog njegovih karakteristika kao što je široki energijski procjep, dobra toplinska vodljivost i visoko probojno električno polje. Navedene karakteristike su veće od silicijevih što SiC čini podobniji materijal [1]. Također u slučaju SiC-a potrebna je veća energija za pomak atoma iz položaja u kristalnoj rešetci što ga čini otpornijim na izloženost zračenju i za izradu detektora zračenja [2].

Prilikom proizvodnje kristala SiC u njemu nastaju defekti. Prisutnost defekata u kristalu SiC uzrokuje povećanje reverzne struje zasićenja, smanjenje vremena života manjinskih nosioca naboja i uhvat nosioca naboja koji negativno djeluju na rad detektora zračenja. Zbog toga je u interesu pri proizvodnji kristala SiC postići što manji broj električki aktivnih defekata u kristalu.

U ovom radu pokazat ćemo primjenu tehnike tranzijentne spektroskopije dubokih nivoa (DLTS, eng. Deep-level transient spectroscopy) i mjerenja kapacitivno-naponske karakteristike (CV) pri proučavanju defekata u 4H-SiC n-tipa.

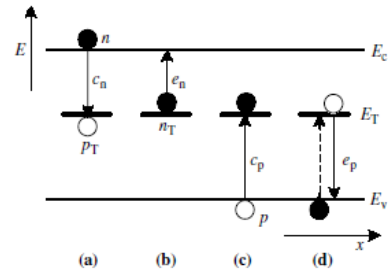
## TEORIJSKA PODLOGA

### Interakcija dubokih nivoa s vrpcama

Poluvodič ima valentnu i vodljivu vrpcu odvojenu energijskim procjepom u energijskom dijagramu. Diskretni energijski nivoi unutar energijskog presjeka mogu biti uneseni kada je periodičnost kristala narušena unesenim stranim atomima ili kristalnim defektima [3][4]. Takve energijske nivoe dijelimo na plitke i duboke s obzirom na položaj unutar energijskog procjepa. Duboki nivoi su znatno udaljeniji od krajeva vodljive i valentne vrpce nego što su plitki nivoi. Tj. udaljeni su za nekoliko vri-

jednosti karakteristične energije  $k_B T$ , gdje je  $k_B$  Boltzmannova konstanta i  $T$  apsolutna temperatura.

Označimo koncentraciju dubokog nivoa s  $N_T$  i njegovu energiju s  $E_T$ . Mogući uhvati i emisije elektrona i šupljina između dubokog nivoa i vodljive ili valentne vrpce prikazani su na slici 1.



Slika 1. Energijski dijagram poluvodiča s dubokim nivom energije  $E_T$ . Označeni su procesi uhvata i emisije nosioca naboja gdje je  $c_n$  ( $c_p$ ) vjerojatnost uhvata elektrona iz vodljive vrpce (šupljine iz valentne vrpce),  $e_n$  ( $e_p$ ) vjerojatnost emisije elektrona u vodljivu vrpcu (šupljine u valentnu vrpcu). Koncentracije elektrona u vodljivoj vrpici, šupljina u valentnoj vrpici, dubokih nivoa popunjenih s elektronima te dubokih nivoa popunjenih sa šupljinama označeni su po navedenom poretku sa  $n$ ,  $p$ ,  $n_T$  i  $p_T$ .

Iz mogućih interakcija vidimo da vremenska promjena broja popunjenih dubokih nivoa u jediničnom volumenu  $n_T$  iznosi:

$$\frac{dn_T}{dt} = -(e_n + c_p)n_T + (c_n + e_p)(N_T - n_T) \quad (1)$$

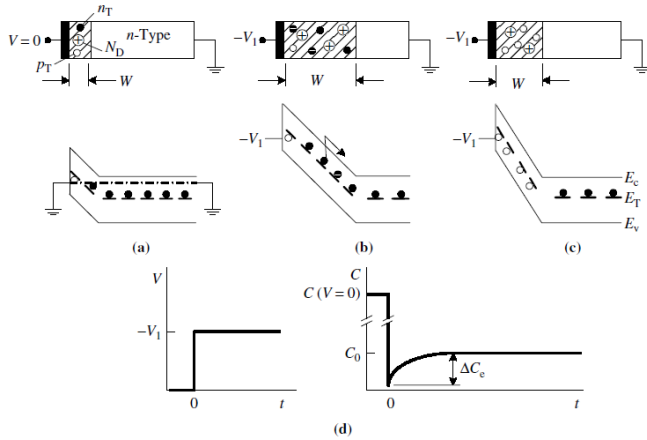
čije je rješenje u slučaju kada je emisija elektrona dominantan proces ( $e_n \gg e_p, c_n, c_p$ ) i kada su svi duboki nivoi u početnom trenutku popunjeni ( $n_T(0) = N_T$ ):

$$n_T(t) = N_T \exp(-e_n t) \quad (2)$$

Rješenje opisuje eksponencijalno opadanje koncentracije popunjenih dubokih nivoa u vremenu.

Razmotrimo utjecaj takve promjene popunjenosti dubokog nivoa na kapacitet Schottky diode. DLTS mjerenja i obrada kapacitivno-naponske karakteristike mogu se obaviti na Schottky diodama i  $p^+n$  ili  $pn^+$  diodama<sup>1</sup> pa nam je zbog toga zanimljivo sljedeće razmatranje.

Popunjenost dubokog nivoa prikazana je na slici 2 u tri različita trenutka. Povećavanjem vanjskog reverznog



Slika 2. Schottky dioda (a) bez primjenjenog napona, (b) reverzno polarizirana u  $t = 0$  s, (c) reverzno polarizirana u  $t = \infty$ . (d) Vremenska promjena kapaciteta pri prikazanoj promjeni vanjskog napona.

napona širina područja osiromašenja se povećava kao što vidimo iz prva dva uzastopna trenutka. Slobodni nosioci naboja koji potječu od plitkih donorskih nivoa brzo reagiraju na promjenu napona, dok elektroni iz popunjenih dubokih nivoa sporije. Događa se emisija elektrona iz dubokih nivoa, koji se nakon povećanja napona nalaze iznad Fermijeve energije (slika 2 (b)), u vodljivu vrpcu. Popunjenost tih dubokih nivoa eksponencijalno trne u vremenu prema izvedenoj relaciji (2).

Za kapacitet Schottky diode može se pokazati da iznosi:

$$C = A \sqrt{\frac{q\epsilon N}{2 V_{bi} - V}} \quad (3)$$

gdje je  $A$  površina diode,  $q$  elementarni naboj,  $\epsilon$  električna permitivnost 4H-SiC,  $V_{bi}$  visina potencijalne barijere,  $V$  vanjski napon te  $qN$  gustoća naboja unutar područja osiromašenja.

Nakon promjene napona prikazane lijevo na slici 2 (d) negativni naboji zatočeni u akceptorskim dubokim nivoima kompenziraju pozitivan naboj ioniziranih donorskih plitkih nivoa, što rezultira smanjenom gustoćom naboja

za koji vrijedi  $qN = q(N_D - n_T)$  gdje je  $N_D$  koncentracija ioniziranih donorskih plitkih nivoa. Pretpostavljamo da je akceptorski nivo negativno nabijen kada je popunjen sa elektronom, a neutralan kada je popunjen sa šupljinom. Stoga odmah nakon promjene napona kapacitet će biti manji (kao što vidimo iz relacije (3)) i širina područja osiromašenja će biti povećana. Sa pražnjenjem dubokih nivoa u idućim trenucima dolazi do povećanja kapaciteta i smanjenja širine područja osiromašenja.

Uz pretpostavku  $N_D \gg n_T$  izraz za kapacitet (3) možemo razviti u Taylorov red i zadržati se na prvom članu, tada za kapacitet dobivamo:

$$C(t) = C_0 \left( 1 - \frac{n_T(t)}{2N_D} \right) \quad (4)$$

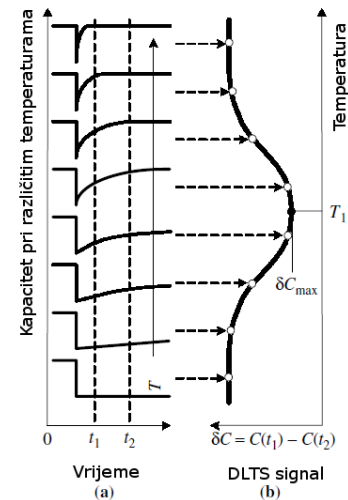
gdje je  $C_0$  kapacitet u slučaju bez dubokih nivoa. Sličan izraz može se izvesti za slučaj donorskih dubokih nivoa. Iz eksponencijalnog trnjenja popunjenosti dubokih nivoa (2) iz jednakosti (4) vidimo eksponencijalno ponašanje promjene kapaciteta:

$$\Delta C(t) = \Delta C_0 \exp(-e_n t) \quad (5)$$

Takva eksponencijalna promjena kapaciteta prikazana je desno na slici 2 (d).

## DLTS

Vjerojatnost emisije elektrona  $e_n(T)$  je mala na niskim temperaturama i raste pri porastu temperature, rastom temperature kapacitet se brže eksponencijalno mijenja u vremenu kao što je prikazano na slici 3 (a).



Slika 3. (a) Tranzijenti kapaciteta pri različitim temperaturama, (b) Rezultirajući DLTS spektar koji odgovara razlici kapaciteta u vremenima  $t_1$  i  $t_2$  u ovisnosti o temperaturi.

DLTS tehnika se sastoji u uvođenju koncepta prozora i filtriranja signala, tj. promatramo promjenu kapaciteta

<sup>1</sup> Npr. u  $p^+n$  diodi pri promjeni napona promjena širine područja osiromašenja unutar jače dopiranog p dijela je zanemariva spram promjene širine područja osiromašenja u slabije dopiranom n dijelu pa stoga aproksimativno vrijedi isti opis kao za Schottky diodu.

u vremenskom intervalu od  $t_1$  do  $t_2$  kao funkciju temperature. Takva razlika kapaciteta ima jedan maksimum kao što vidimo na slici 3 (b). Povećivanjem temperature povećavamo vjerojatnost emisije  $e_n(T)$ . Razliku kapaciteta u vremenima  $t_1$  i  $t_2$  dobivenu iz relacije (4) možemo derivirati po vjerojatnosti emisije  $e_n$  i izjednačiti s nulom kako bismo dobili uvjet za maksimum:

$$e_n(T_0) = \frac{\ln\left(\frac{t_2}{t_1}\right)}{t_2 - t_1} \quad (6)$$

gdje je  $T_0$  temperatura na kojoj se nalazi maksimum vrha u DLTS spektru i nju možemo očitati iz danog DLTS spektra. Osim temperature maksimuma  $T_0$  poznata nam je i vjerojatnost emisije  $e_n$  jer su vremena  $t_1$  i  $t_2$  postavljena u mjernom uređaju koji mjeri kapacitet u tim trenucima. Uzimanjem više uzastopnih vremenskih prozora pri jednoj eksponencijalnoj promjeni kapaciteta možemo dobiti krivulju za svaki vremenski prozor. Svaki vremenski prozor ima drugačija vremena  $t_1$  i  $t_2$  te s time drugačiju vjerojatnost emisije  $e_n$  koja odgovara maksimumu. Može se pokazati da ako je omjer vremena  $t_2/t_1$  postavljen isti za sve vremenske prozore tada visina vrha u DLTS spektru dubokog nivoa je ista za sve krivulje s različitim vremenskim prozorima, ali maksimumi vrhova se nalaze na različitim temperaturama jer odgovaraju različitim vjerojatnostima emisije  $e_n(T)$ .

U termodinamičkoj ravnoteži broj elektrona emitiran iz dubokog nivoa u vodljivu vrpce jednak je broju uhvaćenih elektrona u duboki nivo  $e_n n_T = c_n(N_T - n_T)$ . Uzimajući taj uvjet termodinamičke ravnoteže, Fermi-Diracovu raspodjelu za elektrone  $n_T$  i definiciju vjerojatnosti uhvata elektrona ( $c_n = \sigma_n \langle v_n \rangle n$ , gdje je  $n$  koncentracija elektrona u vodljivoj vrpici) možemo izvesti izraz za vjerojatnost emisije elektrona [4]:

$$e_n(T) = \sigma_n(T) \langle v_n \rangle(T) \frac{g_0}{g_1} N_c(T) \exp\left(-\frac{E_c - E_T}{k_B T}\right) \quad (7)$$

gdje je  $E_c - E_T$  energijska razlika dna vodljive vrpce i dubokog nivoa, članovi  $g_0$  i  $g_1$  odgovaraju degeneraciji dubokog nivoa prije i nakon emisije elektrona. U nastavku ćemo pretpostavljati jediničnu vrijednost faktora koji dolazi od degeneracije. Očitavanjem položaja maksimuma vrhova u DLTS spektru poznate su nam temperature na kojima vrijedi relacija (7) pa tu relaciju možemo iskoristiti za određivanje energije aktivacije dubokih nivoa  $E_c - E_T$  i udarnog presjeka za uhvat elektrona  $\sigma_n$ .

Umnožak termalne brzine elektrona  $\langle v_n \rangle$  i gustoće stanja u vodljivoj vrpici  $N_c$  u izrazu (7) ovisi kvadratično o temperaturi kao što vidimo iz izraza:

$$\langle v_n \rangle = \sqrt{\frac{3k_B T}{m^*}} \quad (8)$$

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

gdje je  $m^*$  efektivna masa elektrona,  $m_{cd}$  efektivna masa gustoće stanja elektrona te  $h$  Planckova konstanta.

Udarni presjek za uhvat elektrona  $\sigma_n$  može ovisiti o temperaturi te eksperimentalno je pokazano da za velik broj dubokih nivoa ta ovisnost ima oblik:

$$\sigma(T) = \sigma_\infty \exp\left(-\frac{\Delta E_\sigma}{k_B T}\right) \quad (9)$$

gdje je  $\Delta E_\sigma$  energijska barijera za uhvat elektrona i  $\sigma_\infty$  udarni presjek u granici  $T \rightarrow \infty$ . Takva ovisnost je tipična za negativne zamke, npr. za duboki akceptor koji pri uhvatu elektrona mijenja svoj naboj sa jednostruko negativnog (-) na dvostruko negativni (2-). Njen oblik možemo objasniti s 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 te s time udarni presjek za uhvat elektrona će biti manji. Stoga određen udarni presjek možemo koristiti kao kriterij za razlikovanje negativnih zamki od neutralnih i pozitivnih.

Uzimajući jednakosti (8) i (9) u obzir možemo zapisati relaciju (7) kao:

$$\ln\left(\frac{e_n}{T^2}\right) = \ln(\sigma_\infty K_T) - \frac{(E_c - E_T) + E_\sigma}{k_B T} \quad (10)$$

gdje smo s  $K_T = 3.625 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-2}$  označili temperaturno neovisnu konstantu. Ovakvo izražena ovisnost  $\ln(e_n/T^2)$  o  $1/(k_B T)$  pogodna je za upotrebu u linearnoj regresiji.

Spomenimo da se prijelaz elektrona iz dubokog nivoa (ili plitkog nivoa) u vodljivu vrpce odvija pri konstantnoj temperaturi i tlaku. Stoga u izrazu (7) aktivacijska energija  $E_c - E_T$  zapravo odgovara promjeni Gibbsove energije  $\Delta G = \Delta H + T\Delta S$ , no u ovom radu radi jednostavnosti to nećemo uzimati u obzir.

### Kapacitivno-naponska karakteristika

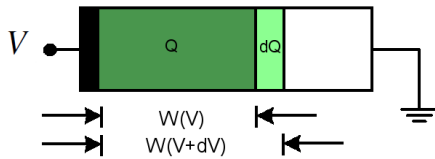
Kapacitet diode se definira kao omjer povećanja nepokretnog naboja u području osiromašenja  $Q$  pri povećanju vanjskog napona  $dV$  (slika 4):

$$C = \frac{dQ}{dV} \quad (11)$$

Iz izraza za kapacitet Schottky diode (3) vidimo da vrijedi linearna ovisnost  $1/C^2$  o reverznom naponu na diodi:

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2}{A^2 q \varepsilon} \frac{V_{bi} - V}{N} \quad (12)$$

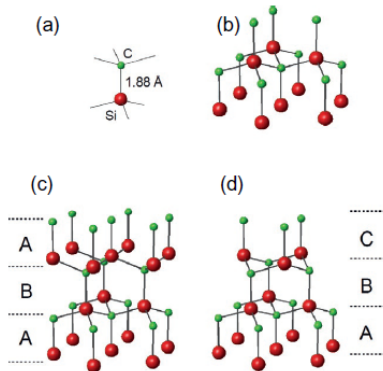
u slučaju kada se gustoća naboja  $qN$  ne mijenja po dubini, tj. udaljenosti od metalnog kontakta Schottky diode. Ukoliko postoji promjena gustoće naboja po dubini



Slika 4. Prikaz povećanja širine osiromašenja  $W$  i nepokretnog naboja  $Q$  unutar područja osiromašenja pri povećanju vanjskog napona  $V$ .

prethodna relacija neće dati linearnu ovisnost jer povećanjem reverznog napona povećava se širina područja osiromašenja te mijenja se gustoća naboja unutar područja osiromašenja.

### Defekti u SiC



Slika 5. Ilustracija SiC kristalne strukture slaganjem slojeva od Si-C para atoma (a), pozicije prva dva sloja su označene s A i B (b) te treći sloj može biti na poziciji A (c) ili C (d).

SiC može se kristalizirati u velikom broju kristalnih struktura, tj. politipova. Svaki atom silicija je kovalentno povezan sa četiri susjedna ugljikova atoma koja tvore vrhove tetraedra (slika 5 (a)) [5]. Svaka kristalna struktura SiC može se opisati slažući slojeve Si-C parova atoma (slika 5 (b)). Postoje tri ekvivalentne pozicije Si-C slojeva pri njihovom slaganju, koje uobičajeno označavamo s A, B i C te različiti politipovi SiC nastaju različitim nizom slaganja slojeva. Politipovi SiC uobičajeno se označavaju koristeći Ramsdellovu notaciju koja sadrži broj Si-C ravnina koje se periodično ponavljaju i oznaku jedinične ćelije koja može biti heksagonska (H), kubična (C) ili romboedarska (R). Npr. najproučavaniji politipovi SiC su 3C, 4H i 6H koji redom imaju redosljed slojeva ABC, ABCB i ABCACB, od tih politipova u ovom radu korišten je 4H politip koji je tehnološki preferiran za upotrebu u elektronici zbog širokog energijskog procjepa, izotropne i visoke mobilnosti elektrona te ter-

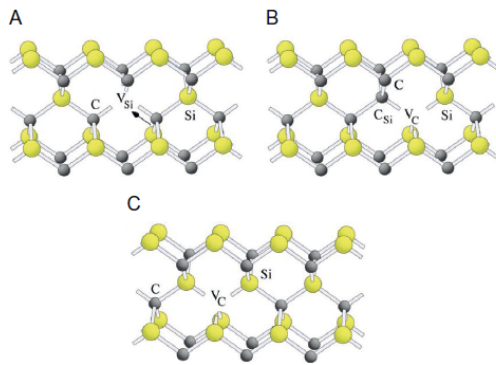
malne stabilnosti. U 4H-SiC postoje dva različita položaja u kristalnoj rešetci (sa lokalnom kubičnom ili heksagonalnom kristalnom simetrijom) koja se razlikuju po svojoj okolini.

Defekti u kristalu nastaju prilikom proizvodnje kristala, tijekom njegove izloženosti zračenju i tijekom dopiranja kako bi se promijenila električna svojstva materijala. Možemo ih podijeliti na točkaste, linijske i plošne. Oni mogu biti električki neaktivni ili električki aktivni. Energijski nivoi električki aktivnog defekta se nalaze unutar energijskog procjepa te takav defekt je zamka za nosioce naboja. Naboj električki aktivnog defekta može poprimiti više od dvije vrijednosti ovisno o njegovoj popunjenosti s elektronima. Prijelaz iz negativno nabijenog defekta na neutralni defekt označavamo s  $(-/0)$  i nazivamo jednostruki akceptorski nivo, a prijelaz s pozitivno nabijenog defekta na neutralni defekt označavamo s  $(+/0)$  i nazivamo jednostruki donorski nivo.

Točkaste defekte možemo podijeliti na ekstrinzične (npr. intersticija sa stranim atomom, supstitucijski defekt) i intrinzične (npr. vlastita intersticija, vakancija). Razmatranje izneseno u potpoglavlju "Interakcija dubokih nivoa s vrpcama" vrijedi za točkaste defekte, no DLTS tehnika može se primijeniti i za proučavanje linijskih i površinskih defekata [6].

Linijski defekti uključuju veći broj atoma unutar kristalne rešetke koji se mogu povezati s linijom. Tranzijent kapaciteta koji potječe od linijskog defekta nema eksponencijalno ponašanje kao u slučaju točkastog defekta. Vrhovi u DLTS spektru koji potječu od točkastih defekata su uski i simetrični, dok vrhovi prostorno rasprostranjenih defekata pokazuju simetrično ili asimetrično proširenje. Njih možemo razlikovati po ponašanju vrha u DLTS spektru pri promjeni širine pulsa kojim popunjavamo duboke nivoe, npr. temperatura maksimuma vrha točkastog defekta u DLTS spektru je ista pri različitim širinama pulsa, dok se kod prostorno rasprostranjenog defekta pomiče prema nižim temperaturama. Također, amplituda vrha točkastog defekta logaritamski raste s širinom pulsa, dok u slučaju prostorno rasprostranjenog defekta raste linearno.

Intrinzični defekti najniže energije u n-tipu SiC su silicijev anti-site  $Si_C$ , ugljikov anti-site  $C_{Si}$  i vakancija ugljika  $V_C$ .  $C_{Si}$  je električki neaktivan defekt, dok za  $Si_C$  se očekuje da je električki aktivan. Vakancija ugljika  $V_C$  i vakancija silicija  $V_{Si}$  (slika 6 (a) i (c)) su električki aktivni defekti, no  $V_{Si}$  ima veću formacijsku energiju od  $V_C$  pa je stoga koncentracija  $V_{Si}$  manja za nekoliko redova veličine od koncentracije  $V_C$ . Unesenom dušiku je energijski najpovoljnije biti na položaju ugljikovog atoma. Također su moguće razne nakupine defekata a koje su kombinacije prethodno navedenih defekata, npr. par vakancija ugljika i ugljikov anti-site  $V_C - C_{Si}$  (slika 6 (b)). Formacijske energije vlastitih intersticija  $C_i$ ,  $Si_i$  su veće za nekoliko elektronvolta od pripadnih vakancija  $V_C$ ,  $V_{Si}$  pa su stoga njihove koncentracije niske u uvjetima termalne

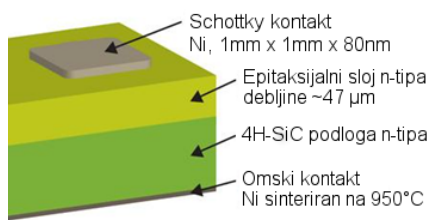


Slika 6. Vakancijski defekti u SiC kristalnoj strukturi. (a)  $V_{Si}$ , (b) par ugljikov anti-site i vakancija ugljika  $Si_C-V_C$ , (c)  $V_C$ . Strijelica pod (a) označava pomak ugljikovog atoma koji vakanciju silicija  $V_{Si}$  transformira u  $Si_C-V_C$ .

ravnoteže. Također, vlastite intersticije su mobilnije od vakancija pa nastoje tvoriti složenije komplekse s drugim defektima.

## METODE I MATERIJALI

### Uzorci



Slika 7. Shema Schottky diode korištenih za uzorke pri mjerenjima.

Mjerenja su izvršena na Schottky diodama čija je struktura shematski prikazana na slici 7. Epitaksijalni sloj dopiran s dušikom (do  $4-5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ) nenešen je pri CRIEPI<sup>2</sup> epitaksijalnim rastom na 4H-SiC supstratu n-tipa. Metalni kontakt Nikla na epitaksijalnom sloju postavljen je napanjanjem kroz kvadratičnu masku otvora dimenzije 1 mm x 1 mm, dok je omski kontakt na poledini supstrata postavljen sinteriranjem Nikla na temperaturi od 950 °C.

Ionskom implantacijom pri ANSTO<sup>3</sup> su uneseni ioni  $He^{2+}$  energije 2 MeV u Schottky diode kroz prednji metalni kontakt na epitaksijalnom sloju. Prednja površina

<sup>2</sup> Central Research Institute of Electric Power Industry, Japan.

<sup>3</sup> Australian Nuclear Science and Technology Organisation, ionski implantator.

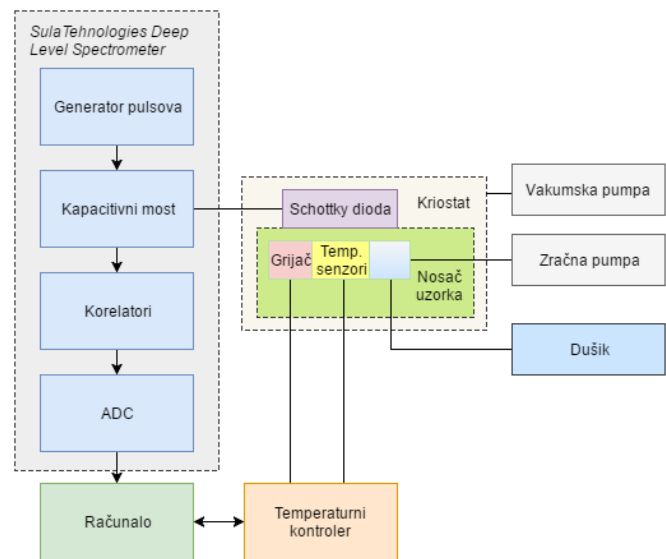
podijeljena je na 512 x 512 piksela, pri čemu pojedini piksel ima dimenzije oko 2 μm x 2 μm. U pojedini piksel pri ionskoj implantaciji mikro-snop iona ubacio je u prosjeku 4-20 iona prije nego što se smjer mikro-snopa promijenjen prema sljedećem pikselu. Red veličine brzine doziranja mikro-snopa je 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 homogenija implantacija iona po površini. Korišteni uzorci Schottky dioda se razlikuju po ukupnoj primljenoj dozi.

Jedan uzorak ostavljen je kao referentni i nije izložen zračenju, dok doze ostalih uzoraka iznose:

- 1. uzorak:  $1 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$
- 2. uzorak:  $5 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$
- 3. uzorak:  $1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$

Implantacija iona je izvršena pri sobnoj temperaturi i naponom nula između krajeva diode.

## Mjerni uređaj



Slika 8. Shema DLTS mjernog uređaja.

Pri mjerenjima Schottky diode su postavljene na nosač uzorka u kriostatu i spojene sa kapacitivnim mostom od komercijalnog uređaja *Sula Technologies Deep Level Spectrometer* kao što je prikazano na slici 8.

Prednapon na diodi i napon pulsa pri DLTS mjerenju možemo očitati na kapacitivnom mostu. Također, možemo očitati struju curenja kroz diodu te provjeriti je li dovoljno mala. Za potrebe DLTS mjerenja na generatoru pulsova možemo podesiti visinu pulsa od 0 V do 13 V, njihovu širinu od 10 μs do 100 ms i vremenski razmak između pulsova u intervalu između 10 μs i 100 ms. Također,

generator pulsova može koristiti kao izvor 1 MHz signala pri CV mjerenjima. Frekvencija signala od 1 MHz dovoljno je velika da period oscilacija bude puno manji od vremena potrebnog za popunjavanje dubokih nivoa, tj. pri mjerenju popunjenost dubokih nivoa je konstantna na granici područja osiromašenja. Kapacitivni most povezan je s korelatorima koji pojačavaju signal i tehnikom usrednjavanja signala dvokanalnim integratorom određuju korelaciju, tj. razliku signala u dva trenutka  $t_1$  i  $t_2$ . Korišteni uređaj ima osam korelatora koji omogućuju istovremeno određivanje osam DLTS spektara s različitim širinama vremenskog prozora.

Nosač uzoraka je u dobrom 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. Unutar nosača su umetnuta dva toplinska senzora koja su povezana sa temperaturnim kontrolerom Lakeshore 331. Temperaturni kontroler puštajući struju kroz grijač kontrolira temperaturu nosača.

Vakumskom pumpom je smanjen pritisak u kriostatu čime se postiže bolja toplinska izolacija uzorka od okoline i sprječava kondenzacija vode po uzorku pri nižim temperaturama.

Korelatori preko analogno-digitalnog pretvornika (ADC) povezani su s računalom koje uz odgovarajući software prikuplja mjerenja. Također, temperaturni kontroler je povezan s računalom. Korišteni mjerni uređaj može izvršiti mjerenja pri temperaturama u intervalu od 78 K do 380 K. Na osi ordinata DLTS spektara nalazi se izlaz iz korelatora, a na osi apcisa temperatura.

Iz eksponenta relacije (7) vidimo da pri određenom vremenskom prozoru (lijeva strana jednakosti) na višim temperaturama detektiramo defekte sa većom aktivacijskom energijom. To znači da uz najvišu temperaturu od 380 K i vremenski prozor od 100 ms možemo detektirati duboke nivoe do najniže energije  $E_C - 0.86$  eV za konstantni udarni presjek od  $1 \times 10^{-15}$  cm<sup>-2</sup>.

Odabirom reverznog prednapona i visine napona pulsa odabiremo područje, tj. interval dubine na kojoj vršimo DLTS mjerenje. Iz CV mjerenja koristeći formulu za kapacitet Schottky diode  $C = (\epsilon A)/W$  možemo odrediti ovisnost širine područja osiromašenja o naponu na diodi. Tu ovisnost možemo koristiti kako bismo očitali potrebni prednapon i visinu napona pulsa za željeni interval dubine na kojem želimo obaviti DLTS mjerenje. Povećanjem širine pulsa povećavamo broj popunjenih zamki s nosiocima naboja jer se dulje odvija njihovo popunjavanje. Time možemo povećati visinu vrha u DLTS spektru. Vremenski interval između uzastopnih pulsova mora biti veći od vremenskih prozora odabranih na korelatorima.

## Raspodjela dubokih nivoa po dubini

Do informacije o raspodjeli dubokih nivoa po dubini dolazimo na dva načina.

Programom TRIM (Transport of ions in matter) iz SRIM<sup>4</sup> (Stopping and Range of Ions in Matter) programskog paketa moguće je simulirati raspodjelu nastalih vakancija pri ionskoj implantaciji. SRIM program temelji se na Monte Carlo simulaciji te moguće je odrediti i druge raspodjele, npr. implantiranih iona.

Drugi način je iz CV mjerenja, gledajući ovisnost  $1/C^2$  o naponu. Iz izraza za kapacitet Schottky diode (12) očekujemo linearnu ovisnost  $1/C^2$  o naponu za jednoliku raspodjelu gustoće naboja  $qN$ . Ukoliko dolazi do promjene  $N$  po dubini opaziti ćemo odstupanje od linearne ovisnosti, za neki napon  $1/C^2$  će imati veću vrijednost ako se  $N$  smanji.

Defekti uneseni ionskom implantacijom su zamke za nosioce naboja te ovisno o popunjenosti s elektronima mogu imati različite iznose naboja. Njihova prisutnost mijenja gustoću naboja koja se za n-tip poluvodiča sastoji od gustoće naboja ioniziranih donorskih plitkih nivoa  $qN_D$  i gustoće naboja dubokih nivoa. Spomenuto smanjivanje gustoće naboja  $qN = q(N_D - n_T)$  događa se u slučaju povećanja gustoće popunjenih akceptorskih dubokih nivoa  $n_T$ .

Istovremeno, uhvat elektrona iz vodljive vrpce u duboki nivo smanjuje koncentraciju slobodnih nosioca naboja. Događa se kompenzacija, popunjeni akceptorski nivoi preuzeli su elektrone iz vodljive vrpce koji potječu iz donorskih plitkih nivoa.

## REZULTATI I DISKUSIJA

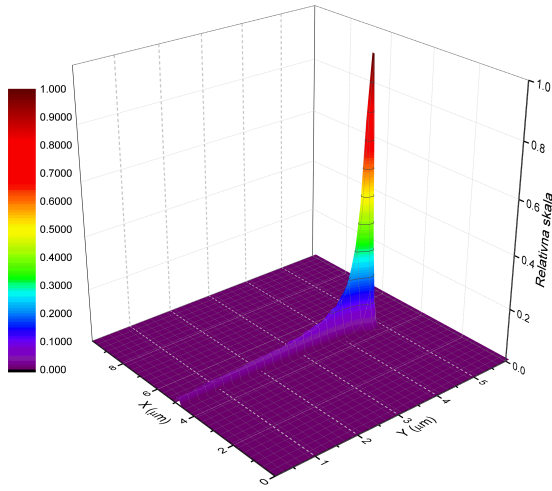
### TRIM simulacija i CV mjerenje

Raspodjela vakancija nastalih pri ionskoj implantaciji iona He<sup>2+</sup> energije 2 MeV u SiC simulirana je TRIM programom. Rezultat simulacije prikazan je na slici 9. Vidljiv je vrh na dubini između 4 - 5 μm stoga na tom rasponu dubina očekujemo najveći broj vakancija.

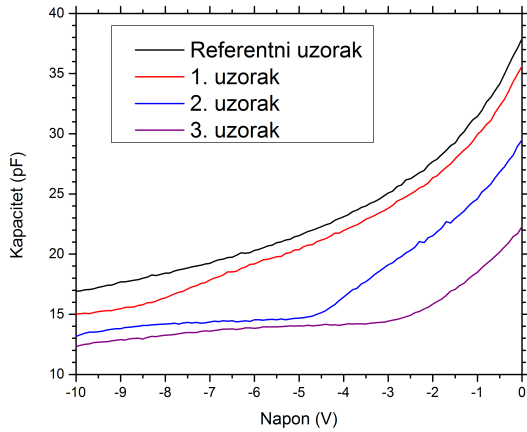
Izvršena CV mjerenja prikazana su na slici 10. Primjećujemo smanjenje kapaciteta za određeni napon s povećanjem doze implantiranih iona.

Ovisnost  $1/C^2$  o naponu prikazana na slici 11 određena je iz CV mjerenja. Za referentni uzorak vidimo linearnu ovisnost  $1/C^2$  o naponu  $V$ , što uz relaciju (12) ukazuje na konstantnu gustoću ioniziranih nečistoća. Takvo ponašanje i očekujemo u jednoliku dopiranom poluvodiču u odsutnosti dubokih nivoa.

<sup>4</sup> Službena web stranica softvera: <http://www.srim.org/>



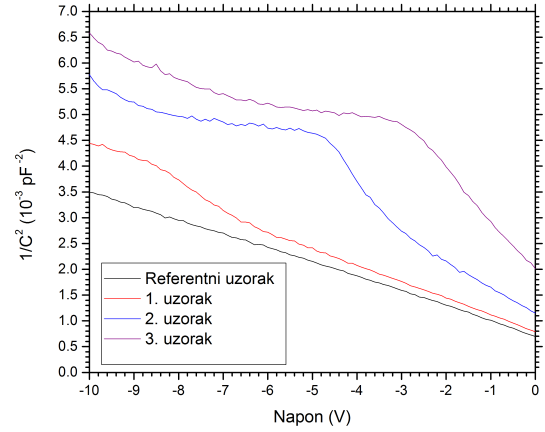
Slika 9. Raspodjela vakancija pri ionskoj implantaciji  $\text{He}^{2+}$  energije 2 MeV dobivena TRIM programom.



Slika 10. Mjerenja ovisnosti kapaciteta uzoraka Schottky diode o reverznom naponu pri temperaturi od 300 K.

U slučaju označenih uzoraka primjećujemo odstupanje od linearne ovisnosti  $1/C^2$  o naponu. Kao što je prethodno spomenuto, to odstupanje ukazuje na kompenzaciju i smanjenje broja slobodnih nosioca naboja koji su uneseni u poluvodič iz donorskih nivoa. Primjećujemo da je za određeni napon postoji povećanje  $1/C^2$  s povećavanjem doze implantiranih iona, što ukazuje na povećanu kompenzaciju. Kompenzacija se događa jer su pozitivne ionizirane donorske zamke neutralizirane negativnim popunjenim akceptorskim zamkama, kao što su negativno nabijeni točkasti defekti (vakancije i intersticije).

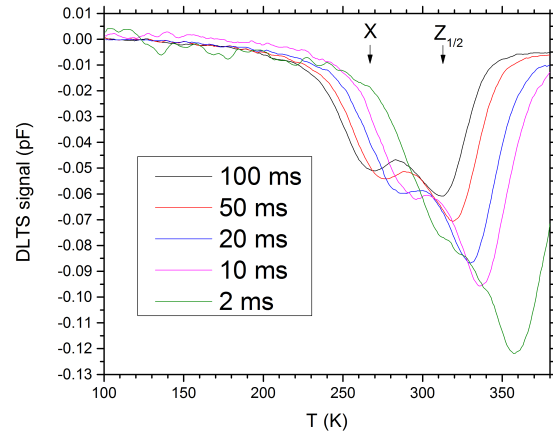
Prema formuli  $W = (\epsilon A)/C$  os ordinata na slici 11 je proporcionalna kvadratu dubine na kojoj se nalazi granica područja osiromašenja. Vidljiva je lokalizacija kompenzacije oko područja koje je najviše oštećeno pri implantaciji iona.



Slika 11. Ovisnost  $1/C^2$  o reverznom naponu uzoraka Schottky diode.

D. Åberg et al. [7] pokazali su da kompenzacija raste linearno s dozom implantiranih iona sve do postizanja saturacije dostupnog dušika što se slaže s našim mjerenjima. Također su predložili događanje pasivizacije dušika pri interakciji dušika s točkastim defektima.

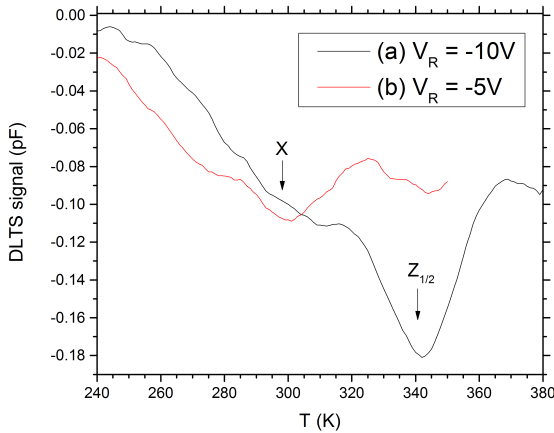
### DLTS mjerenja



Slika 12. DLTS spektri trećeg uzorka za različite naznačene širine vremenskog prozora, pri reverznom naponu od  $V_R = -4$  V i naponu pulsa koji dostiže  $V_P = -1$  V. Širina pulsa iznosi 50 ms, a period ponavljanja 1 s.

Iz DLTS spektara trećeg uzorka (slika 12) vidimo pomicanje vrhova prema većim temperaturama sa smanjenjem širine vremenskog prozora, kao što i očekujemo iz relacije (7). Očitali smo položaje vidljivih vrhova za oda-

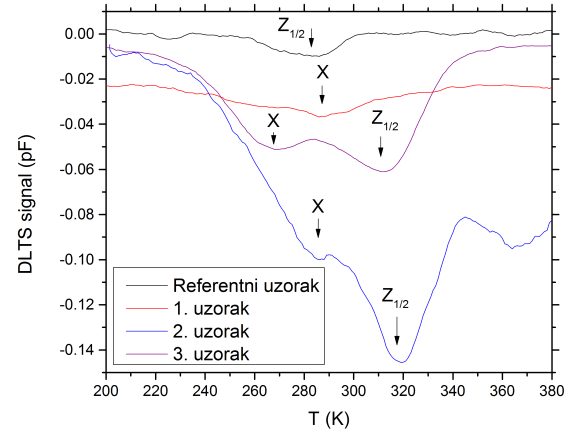
brane vremenske prozore te iz tih očitanih vrijednosti odredili smo energije i udarne presjeka pripadnih dubokih nivoa. Na manjim širinama prozora primjećuje se veće preklapanje vrhova zbog manje rezolucije. Pri vremenskom prozoru od 2 ms vrhovi nisu raspoznatljivi te stoga nisu očitani njihovi položaji pri tom vremenskom prozoru. Na slici 12 vrh na nižoj temperaturi nismo uspjeli povezati s nekim već opaženim vrhom iz tuđih DLTS mjerenja pa smo ga označili s oznakom X. Vrh na većoj temperaturi povezali smo s već opaženim  $Z_{1/2}$  dvostrukim akceptorskim dubokim nivom [8][9] pa smo ga tako i označili.



Slika 13. DLTS spektri drugog uzorka s vremenskim prozorom od 20 ms pri (a) reverznom naponu od  $V_R = -10$  V, pulsu koji dostiže napon  $V_P = 0$  V i širine pulsa 10 ms te perioda ponavljanja 1 s. (b) reverznom naponu od  $V_R = -5$  V, pulsu koji dostiže napon  $V_P = -0.5$  V, širine pulsa 50 ms i perioda ponavljanja pulsa 0.5 s.

Na slici 13 prikazani su DLTS spektri drugog uzorka pri dva različita iznosa reverznog napona i visine napona pulsa što odgovara različitim intervalima dubine na kojem vršimo mjerenje. Odabir prednapona i visine napona pulsa u (a) slučaju približno odgovara promatranju dubokih nivoa na dubini između  $3.1 \mu\text{m}$  i  $6.3 \mu\text{m}$  te u (b) slučaju dubokih nivoa u području od oko  $3.2 \mu\text{m}$  do  $5.8 \mu\text{m}$ . Vidljivi vrh u DLTS spektru (a) mjerenja odgovara opaženom  $Z_{1/2}$  dubokom nivou. Na temperaturi nižoj od temperature vrha  $Z_{1/2}$  primjećujemo izbočenje koje potječe od drugog vrha X koji je jasno vidljiv u DLTS spektru (b) slučaja. Iz postavka (a) i (b) mjerenja možemo zaključiti da je X zamka za nosioce naboja dominantna u bližem području, a  $Z_{1/2}$  u daljem području blizu kraja dometa implantiranih iona.

DLTS spektri uzorka s implantiranim ionima u različitim dozama nalaze se na slici 14. U slučaju referentnog uzorka zbog male amplitude vidljivog vrha nismo uspjeli odrediti energiju i udarni presjek pripadnog dubokog nivoa, no poznata je pristutnost  $Z_{1/2}$  dubokog nivoa



Slika 14. Vidljivi vrhovi u DLTS spektru svakog uzorka označeni su s X i  $Z_{1/2}$  prema dubokom nivou kojem pripadaju. Postavke mjerenja na 1. uzorku su  $V_R = -5$  V (reverzni prednapon),  $V_P = -0.5$  V (napon koji dostiže puls),  $t_P = 50$  ms (vrijeme trajanja pulsa), 2. uzorka:  $V_R = -10$  V,  $V_P = 0$  V,  $t_P = 10$  ms, 3. uzorka:  $V_R = -4$  V,  $V_P = -1$  V,  $t_P = 50$  ms te referentnog uzorka:  $V_R = -8$  V,  $V_P = -0.2$  V,  $t_P = 10$  ms. Vremenski prozor iznosa 100 ms i period ponavljanja pulsa  $T = 1$  s su isti za sve uzorke.

koji nastaje pri proizvodnji kristala 4H-SiC te zbog toga znamo da vrh pripada  $Z_{1/2}$  dubokom nivou. Položaji označenih vrhova, osim vrha referentnog uzorka, očitani su i za ostale vremenske prozore koji nisu prikazani na slici te određene su pripadne energije i udarni presjeci. U DLTS spektru prvog uzorka primjećujemo jedan vrh kojeg smo označili s X zbog iznosa određene energije i udarnog presjeka. Taj vrh je dosta širok pa pretpostavljamo da je nastao preklapanjem više vrhova. Pri većoj dozi drugog uzorka označena su dva vrha koja smo razmotrili na prethodnoj slici. Ta dva vrha su jasno vidljiva u DLTS spektru trećeg uzorka koji je također prikazan i na slici 12.

Udarni presjeci za uhvat elektrona i energije dubokih nivoa određene su linearnom regresijom koja je prikazana na Arrhenius grafu (slika 15) prilagodbom relacije (10).

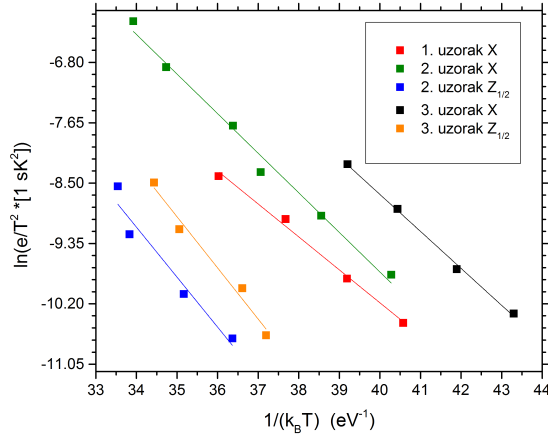
Dobivene vrijednosti navedene su u tablici I. Udarni presjeci  $Z_{1/2}$  vrhova navedenih u tablici imaju isti red veličine te njihove energije su u međusobnom slaganju. Slaganje energija i reda veličine udarnog presjeka također primjećujemo u slučaju X vrhova. Položaji dobivenih energija dubokih nivoa unutar energijskog procjepa ilustrirani su na slici 16.

Pri ovakvom postupku obrade podataka pretpostavili smo u relaciji (7) konstantnost udarnog presjeka za uhvat elektrona pri promjeni temperature, te da faktor degeneracije iznosi jedan. Ovakvim izračunom udarnog presjeka možemo odrediti pouzdano samo red veličine udarnog presjeka te taj red veličine nam može ukazati na na-

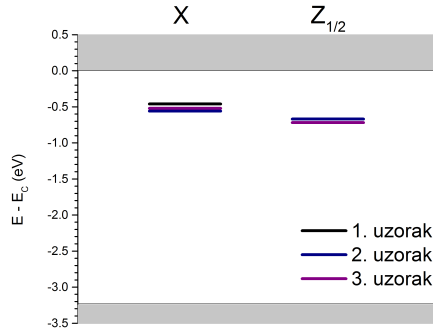


Tablica I. Određene energije i udarni presjeci dubokih nivoa linearnom regresijom prikazanom na slici 15.

Uzorak	X duboki nivo		$Z_{1/2}$ duboki nivo	
	Aktivacijska energija (eV)	Udarni presjek ( $\text{cm}^2$ )	Aktivacijska energija (eV)	Udarni presjek ( $\text{cm}^2$ )
1.	$0.46 \pm 0.02$	$1 \times 10^{-18}$	$0.67 \pm 0.05$	$7 \times 10^{-15}$
2.	$0.56 \pm 0.02$	$8 \times 10^{-17}$	$0.72 \pm 0.07$	$3 \times 10^{-15}$
3.	$0.52 \pm 0.01$	$5 \times 10^{-17}$		



Slika 15. Arrhenius graf za očitane vrhove dubokih nivoa iz DLTS spektara prikazanih na slikama 14 i 13 (b).

Slika 16. Prikaz određenih energija dubokih nivoa X i  $Z_{1/2}$  unutar energijskog procjepa.

boj dubokog nivoa. Udarni presjek za uhvat elektrona je veći za pozitivniji naboj nivoa.

Hemmingsson, Son, Kordina et al. [10] pokazali su temperaturnu neovisnost udarnog presjeka  $Z_{1/2}$  nivoa, što znači da je naša pretpostavka konstantnosti udarnog presjeka za slučaj  $Z_{1/2}$  ispravna.

Vrh označen s X nismo uspjeli povezati s poznatim defektom iz literature. Postoji mogućnost da njegov udarni presjek nije konstantan kao što smo pretpostavili, što bi rezultiralo pomakom dobivene aktivacijske energije dubokog nivoa  $E_C - E$  od stvarne vrijednosti za vrijednost

energijske barijere  $E_\sigma$  kao što vidimo iz relacije (10). Moguće je odrediti temperaturnu ovisnost udarnog presjeka iz više DLTS mjerenja sa različitim širinama pulsa, te time saznati iznos energijske barijere  $E_\sigma$ , no to nismo u ovom radu učinili.

Poznata je povezanost koncentracije  $Z_{1/2}$  dubokog nivoa s vremenom života manjinskih nosioca naboja [11][12]. Glavni odgovorni duboki nivoi za smanjenje vremena života manjinskih nosioca naboja su  $Z_{1/2}$  i  $\text{EH}_{6/7}$ .  $\text{EH}_{6/7}$  duboki nivo nismo opazili jer se njegov vrh u DLTS spektru nalazi na temperaturi izvan izmjerenog raspona temperatura, na višim temperaturama.

U literaturi postoji dosta radova o  $Z_{1/2}$  dubokom nivou zbog njegove prisutnosti i utjecaja. On je vrlo termalno stabilan i ostaje prisutan u značajnoj koncentraciji čak i nakon aneliranja na temperaturi od 2000 °C [13].

Može se doći do zaključaka da  $Z_{1/2}$  nivo odgovara (2-/0) nivou vakancije ugljika. Npr. L. Storasta et al. pokazali su da  $Z_{1/2}$  duboki nivo potječe od defekata najniže energije, vakancije i intersticije ugljika ili anti-site defekta [14]. Uzorke su izložili elektronima energije koja je dovoljna za pomak atoma ugljika iz položaja u kristalnoj rešetci SiC, ali manje od energije potrebne za pomak atoma Silicija. Primjerali su linearan rast koncentracije  $Z_{1/2}$  sa dozom zračenja što im je ukazivalo da nisu u pitanju divakancije ili di-intersticije već izolirani defekti. Također, Kawahara et al. usporedbom koncentracije  $Z_{1/2}$  nivoa dobivene DLTS mjerenjem i koncentracije vakancija ugljika mjerene elektronskom paramagnetskom rezonancom zaključili su da  $Z_{1/2}$  potječe od vakancije ugljika [15].

Vrh  $Z_{1/2}$  sastoji se od dva vrha  $Z_1$  i  $Z_2$  koji se pri našim mjerenjima preklapaju, što su Hemmingsson, Son, Ellison et al. [16] pokazali. Oba vrha odgovaraju emisiji dva elektrona iz dva negativna-U centara, tj. defekta kod kojih energija vezanja drugog elektrona je veća od energije vezanja prvog elektrona. Budući da su koncentracije oba defekta nastala pri zračenju podjednake pretpostavili su da su defekti istog tipa, ali da se nalaze na dvama različitim mjestima u kristalnoj rešetci SiC. No spomenuli smo pretpostavku da je taj defekt vakancija ugljika.

## ZAKLJUČAK

Proučeni su električki aktivni defekti uneseni ionskom implantacijom  $\text{He}^{2+}$  energije 2 MeV u n-tip 4H-SiC. Koristena je tranzijentna spektroskopija dubokih nivoa i mje-

renja kapacitivno-naponske karakteristike. Uočili smo smanjenje koncentracije slobodnih nosioca naboja s porastom doze iona  $\text{He}^{2+}$ , što dolazi od interakcije donorskih atoma dušika i defekata uvedenih implantacijom. Nakon implantacije iona  $\text{He}^{2+}$  u različitim dozama uočena su dva električki aktivna defekta. Opaženi  $Z_{1/2}$  defekt je pridružen vakanciji ugljika te on je jedan od najdominantnijih defekata u 4H-SiC, dok porijeklo dru-

gog defekta kojeg smo označili sa X je još nerazjašnjeno te potrebna su daljna istraživanja.

#### ZAHVALE

Zahvaljujem mentorici dr. sc. Ivani Capan na savjetima i pomoći pri pisanju seminara.

- 
- [1] J. B. Casady, R. W. Johnson, *Solid State Electron* **39**, 1409 (1996).
  - [2] P.J. Sellina, J. Vaitkus, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* , 479–489 (2006).
  - [3] I. Capan, B. Pivac, *Zbornik radova* (2005).
  - [4] D. K. Schroder, *Semiconductor material and device characterization*, 3rd ed. (John Wiley & sons, INC., 2006).
  - [5] L. Romano, V. Privitera, C. Jagadish, *Defects in Semiconductors (Semiconductors and Semimetals)*, 1st ed., Vol. 91 (Academic Press, 2015).
  - [6] L. G. et al., *Materials Science-Poland* **23** (2005).
  - [7] D. Åberg et al., *Applied Physics Letters* **78**, 2908 (2001).
  - [8] T. A. G. Eberlein et al., *Physical Review Letters* **90** (2003).
  - [9] T. Dalibor et al., *Diamond and Related Materials* **6**, 1333 (1997).
  - [10] C. Hemmingsson, N. T. Son, O. Kordina et al., *Journal of Applied Physics* **81**, 6155 (1997).
  - [11] P. B. Klein et al., *Applied Physics Letters* **88**, 052110 (2006).
  - [12] T. Kimoto, *physica status solidi (b)* **245**, 1327 (2008).
  - [13] G. Alfieri et al., *Journal of Applied Physics* **98**, 043518 (2005).
  - [14] L. Storasta et al., *Journal of Applied Physics* **96**, 4909 (2004).
  - [15] K. Kawahara et al., *Journal of Applied Physics* **115**, 143705 (2014).
  - [16] C. G. Hemmingsson, N. T. Son, A. Ellison et al., *Physical Review B* **58**, R10119 (1998).