

## Modelowanie wpływu koncentracji centrów defektowych na rezystywność monokryształów krzemu

**Streszczenie.** Przedstawiono sposób symulacyjnego wyznaczania rezystywności monokrystalicznego krzemu w zależności od koncentracji sześciu rodzajów centrów defektowych o różnych właściwościach. Możliwości wykorzystania symulatora zademonstrowano na przykładzie wyników uzyskanych dla domieszkowanego azotem monokryształu krzemu o dużej rezystywności przed oraz po napromieniowaniu wysokoenergetycznymi neutronami.

**Abstract.** We demonstrate the method of simulating the resistivity of monocrystalline silicon as a function concentrations of six kinds of defect centers with various properties. The potentialities of the simulator are exemplified by the results obtained for the nitrogen-doped high resistivity silicon single crystal before and after irradiation with high-energy neutrons. (**Modelling of defect centers influence on the resistivity of silicon single crystals**).

**Słowa kluczowe:** Si, rezystywność, centra defektowe, badania symulacyjne.

**Keywords:** Si, resistivity, defect centers, simulation studies

doi:10.12915/pe.2014.08.53

### Wstęp

Monokrystaliczny krzem o wysokiej rezystywności ( $\rho \geq 2 \text{ k}\Omega\text{cm}$ ) jest obecnie szeroko stosowany do wytwarzania detektorów półprzewodnikowych wykorzystywanych w wielu dziedzinach nauki i techniki. W szczególności należy wymienić detektory wykorzystywane w energetyce jądrowej i technice kosmicznej, a także detektory cząstek o wysokiej energii powstających w wyniku zderzeń protonów przyspieszanych do prędkości zbliżonych do prędkości światła.

Jednym z głównym problemów ograniczających obszar zastosowań detektorów krzemowych jest zachodząca podczas pracy degradacja ich parametrów wskutek powstawania w materiale radiacyjnych centrów defektowych [1, 2]. W wyniku przeprowadzonych dotychczas badań powstała duża baza wiedzy o właściwościach elektrycznych i strukturze mikroskopowej defektów radiacyjnych w monokryształach krzemu [2-8]. Należy jednak dodać, że wartości energii aktywacji oraz koncentracji radiacyjnych centrów defektowych wyznaczone zostały dotychczas głównie dla defektów powstających w wyniku napromieniowania krzemu o niskiej rezystywności, mniejszej niż  $1 \times 10^3 \Omega\text{cm}$ , małą dawką hadronów, poniżej  $1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ . W materiale tym radiacyjne centra defektowe mogą być badane metodą niestacjonarnej spektroskopii pojemnościowej (DLTS). Wskutek napromieniowania dużą dawką hadronów rezystywność monokrystalicznego krzemu osiąga wartości w zakresie od  $10^4 \Omega\text{cm}$  do  $\sim 2 \times 10^5 \Omega\text{cm}$  [9]. W materiale o wysokiej rezystywności metoda DLTS nie jest przydatna, zaś najbardziej efektywną metodą badania centrów defektowych jest metoda niestacjonarnej spektroskopii fotoprądowej o wysokiej rozdzielczości (HRPITS) [10].

Celem artykułu jest przedstawienie sposobu symulacyjnego wyznaczania rezystywności monokrystalicznego krzemu w zależności od koncentracji sześciu rodzajów aktywnych elektrycznie centrów defektowych o różnych właściwościach. W wyniku obliczeń symulacyjnych określono wpływ koncentracji centrów defektowych na rezystywność zarówno materiału nie poddanego napromieniowaniu, jak i materiału napromieniowanego wysokoenergetycznymi neutronami.

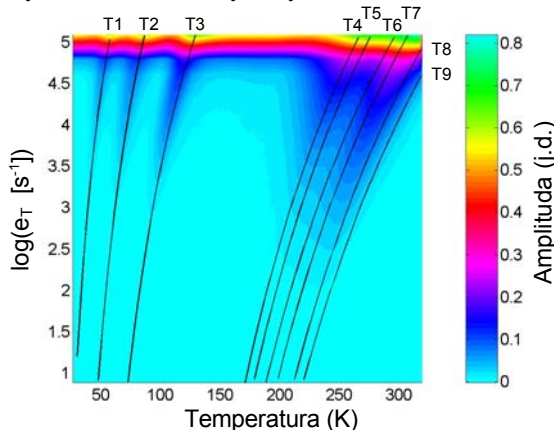
### Radiacyjne centra defektowe wykryte metodą HRPITS

Metoda HRPITS polega na impulsowym generowaniu nadmiarowych nośników ładunku w próbce materiału o wysokiej rezystywności poprzez pobudzenie fotonami

o energii większej od szerokości przerwy zabronionej, a następnie rejestrowaniu relaksacyjnych przebiegów fotoprądu po wyłączeniu czynnika pobudzającego. Przebiegi te, wywołane są termiczną emisją nośników ładunku wychwyconych przez centra defektowe podczas oświetlenia próbki. Są one rejestrowane w szerokim zakresie temperatur 30 – 320 K, a następnie poddawane dwuwymiarowej analizie, w funkcji czasu i temperatury, w celu ich przekształcenia w postać widmową za pomocą numerycznej procedury korelacyjnej oraz procedury opartej o realizowane numerycznie odwrotne przekształcenie Laplace'a [10]. W wyniku tej analizy tworzone są obrazy prążków widmowych, ilustrujących temperaturowe zmiany szybkości emisji nośników ładunku, uwalnianych z centrów defektowych, charakteryzujących się wartościami energii aktywacji  $E_a$  i parametru  $A$ , będącego iloczynem przekroju czynnego na wychwyt nośników  $\sigma$  i stałej materiałowej  $\gamma$  [10]. Wartości parametru  $\gamma$  dla elektronów i dziur wynoszą odpowiednio:  $\gamma_n = 3.52 \times 10^{21} \text{ s}^{-1} \text{K}^{-2} \text{cm}^{-2}$  i  $\gamma_p = 2.64 \times 10^{21} \text{ s}^{-1} \text{K}^{-2} \text{cm}^{-2}$ . Temperaturowa zależność szybkości emisji elektronów lub dziur z centrów defektowych opisywana jest równaniem Arrheniusa:  $e_T = AT^2 \exp(-E_a/kT)$ , w którym  $T$  oznacza temperaturę w skali bezwzględnej, zaś  $k$  jest stałą Boltzmann. Koncentracja centrów defektowych określana jest w oparciu o spójny model fizyczny, umożliwiający wyznaczenie głębokości obszaru, w którym zachodzi zmiana obsadzenia pułapek nośnikami ładunku podczas oświetlenia próbki, a następnie termiczna emisja nośników po wyłączeniu impulsu pobudzającego. Sposób wyznaczania iloczynu ruchliwości i czasu życia nośników ładunku ( $\mu\tau$ ) uwalnianych z pułapek w wyniku termicznej emisji oraz procedurę obliczeniową umożliwiającą określenie koncentracji pułapek opisano w pracach [7, 9].

Na Rys. 1 pokazano obraz korelacyjnych prążków widmowych otrzymany w wyniku analizy relaksacyjnych przebiegów fotoprądu zmierzonych w zakresie temperatur 30 – 320 K dla domieszkowanego azotem monokryształu krzemu otrzymanego metodą pionowego topienia strefowego (FZ – float zone). Kryształ ten poddany został napromieniowaniu neutronami, których dawka, równoważna neutronom o energii 1 MeV, wynosiła  $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ . Próbkę monokryształu krzemu poddana napromieniowaniu była w postaci płytki o grubości 2mm i średnicy  $\sim 12 \text{ mm}$  zorientowanej w kierunku krystalograficznym  $\langle 100 \rangle$ . Przed napromieniowaniem materiał był typu  $n$  o rezystywności  $\sim 5 \times 10^3 \Omega\text{cm}$ . Koncentracja atomów azotu była równa  $\sim 1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ .

Koncentracja reszkowych atomów tlenu wynosiła  $\sim 2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  zaś koncentracja atomów węgla była poniżej  $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ . Po napromieniowaniu neutronami rezystywność materiału wzrosła prawie o rząd wielkości do wartości  $\sim 3 \times 10^4 \Omega \text{ cm}$ . Niestacjonarne przebiegi fotoprądu generowane były za pomocą impulsów optycznych o szerokości 5 ms, których okres powtarzania wynosił 500 ms. Napięcie pomiędzy kontaktami omowymi było równe 20 V.



Rys. 1. Korelacyjne prążki widmowe wyznaczone metodą HRPITS dla radiacyjnych centrów defektowych powstałych w domieszkowanym azotem wysokorezystywnym monokryształe krzemu wskutek napromieniowania neutronami. Linie ciągłe ilustrują temperaturowe zależności szybkości emisji nośników ładunku dla wykrytych centrów defektowych.

Parametry radiacyjnych centrów defektowych określone na podstawie wyznaczonych eksperymentalnie temperaturowych zależności szybkości emisji nadmiarowych nośników ładunku (Rys. 2) zestawiono w Tabeli 1. W tabeli tej podano również wartości koncentracji centrów defektowych, określone na podstawie amplitudy prążków widmowych zgodnie z procedurą opisaną w pracach [7, 9], a także prawdopodobną identyfikację centrów dokonaną w oparciu o posiadaną bazę wiedzy [2-8].

Tabela 1. Zestawienie wartości koncentracji i parametrów centrów defektowych wyznaczonych metodą HRPITS w napromieniowanym neutronami wysokorezystywnym monokryształe krzemu wzbogaconym w azot.

Oznaczenie pułapki	$E_a$ (meV)	$A$ ( $\text{K}^{-2}\text{s}^{-2}$ )	$N_T$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	Identyfikacja*
T1	42±5	$(1.5 \pm 0.2) \times 10^5$	$8.0 \times 10^{12}$	e, płytki termodonor
T2	78±5	$(5.4 \pm 0.5) \times 10^5$	$1.5 \times 10^{13}$	termodonor lub agregat międzywęzłowych atomów Si
T3	122±5	$(4.0 \pm 0.5) \times 10^5$	$1.3 \times 10^{13}$	termodonor lub agregat międzywęzłowych atomów Si
T4	360±10	$(1.0 \pm 0.1) \times 10^7$	$1.4 \times 10^{13}$	e, $V_3(2-/-)$ , akceptor
T5	380±10	$(1.3 \pm 0.1) \times 10^7$	$2.0 \times 10^{13}$	e, $V_4(2-/-)$ , akceptor
T6	390±10	$(5.7 \pm 0.5) \times 10^6$	$2.1 \times 10^{13}$	e, $V_5(2-/-)$ , akceptor
T7	420±10	$(9.6 \pm 1) \times 10^6$	$3.8 \times 10^{13}$	e, $V_2(-/0)$ , akceptor
T8	460±20	$(1.5 \pm 0.2) \times 10^7$	$3.9 \times 10^{13}$	e, $V_3(-/0)$ , akceptor
T9	475±20	$(1.2 \pm 0.1) \times 10^7$	$2.4 \times 10^{13}$	e, $V_4(-/0)$ , akceptor

\*Symbolem e i zaznaczono pułapki elektronowe, dla których wartości energii aktywacji podane są względem dna pasma przewodnictwa.

Otrzymane wyniki wskazują, że struktura defektowa domieszkowanego azotem monokryształu krzemu, powstała wskutek napromieniowania dawką neutronów  $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ , jest złożona. W materiale wykryto 9 rodzajów pułapek o energii aktywacji w zakresie od 42 meV do 475 meV. W świetle wyników uzyskanych w ramach uprzednio przeprowadzonych badań pułapki T1 o energii aktywacji 42 meV związane są z płytkimi donorami powstającymi wskutek napromieniowania [7]. Donory te nazywane są w literaturze termodonorami, gdyż podobnie jak płytke donory powstające w monokryształach krzemu otrzymanych metodą Czochralskiego w wyniku obróbki termicznej w 450 °C, identyfikowane są z agregatami atomów tlenu [8]. Wskutek dużej koncentracji rodzimych defektów punktowych, generowanych podczas napromieniowania dużą dawką hadronów, współczynnik dyfuzji atomów tlenu jest znacznie zwiększony i agregaty atomów tlenu mogą tworzyć się w temperaturze pokojowej [9]. Strukturę mikroskopową pułapek T2 i T3, charakteryzujących się energią aktywacji równą odpowiednio 78 meV i 122 meV, trudno jest jednoznacznie ustalić w oparciu o uzyskane dotychczas wyniki badań. Są przesłanki wskazujące, że centra T1 i T2 są pułapkami elektronowymi, związanymi z agregatami atomów tlenu o różnej liczbie tych atomów oraz różnym ich ułożeniu [8]. Z drugiej strony, są prace przypisujące te centra pułapkom dziurowym, związanym z agregatami złożonymi odpowiednio z trzech i czterech międzywęzłowych atomów krzemu ( $I_3$  i  $I_4$ ) [7]. Zgodnie z wynikami badań uzyskanymi w ostatnich latach pułapki T4 (360 meV) i T8 (460 meV) związane są z agregatami złożonymi z trzech luk, dla których termicznej emisji elektronów towarzyszy zmiana stanu ładunkowego odpowiednio (2-/-) i (-/0) [4]. Podobnie, pułapki T5 (380 meV) i T9 (475 meV) związane są z agregatami złożonymi z czterech luk [3-6]. Pułapki T6 (390 meV) i T7 (420 meV) identyfikowane są odpowiednio z agregatami złożonymi z pięciu luk w stanie ładunkowym (2-/-) oraz z lukami podwójnymi w stanie ładunkowym (-/0) [3-6].

Tabela 2. Wartości energii aktywacji i przekroju czynnego na wychwytywanie nośników ładunku przyjęte do symulacji właściwości elektrycznych krzemu.

Etykieta defektu	Rodzaj defektu*	Energia aktywacji [eV]	Przekrój czynny na wychwytywanie [cm <sup>2</sup> ]		Identyfikacja
			elektronów	dziur	
SD1	e, płytki donor	$E_c - 0.044$	$2.84 \times 10^{-19}$	-	atom fosforu
SD2	e, płytki termodonor	$E_c - 0.042$	$4.26 \times 10^{-17}$	-	agregat atomów tlenu
V3,1	e, głęboki akceptor	$E_c - 0.36$	$2.84 \times 10^{-15}$	-	V3(2-/-)
V2	e, głęboki akceptor	$E_c - 0.42$	$2.73 \times 10^{-14}$	-	V2(-/0)
V3,2	cr, głęboki akceptor	$E_c - 0.46$	$4.23 \times 10^{-15}$	$1.0 \times 10^{-14}$	V3(-/0)
SA	h, płytki akceptor	$E_v + 0.045$	-	$1.89 \times 10^{-19}$	atom boru

\*Symbolami e, cr i h zaznaczono odpowiednio pułapki elektronowe, centrum rekombinacyjne i pułapki dziurowe.

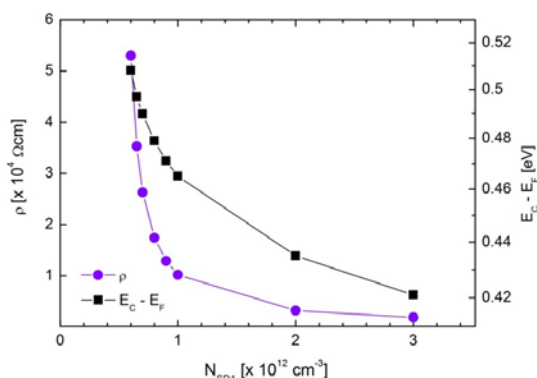
### Obliczenia symulacyjne

Do obliczeń symulacyjnych rezystywności krzemu przed i po napromieniowaniu wykorzystano pakiet oprogramowania MATLAB. Zaproponowano model, w którym założono występowanie w materiale sześciu

rodzajów centrów defektowych: dwóch płytkich centrów donorowych (oznaczonych odpowiednio jako SD1 i SD2), płytkiego centrum akceptorowego SA, dwóch głębokich centrów akceptorowych będących pułapkami elektronowymi ( $V_2$ ,  $V_{3,1}$ ) oraz głębokiego centrum akceptorowego  $V_{3,2}$ , pełniącego rolę centrum rekombinacyjnego. Właściwości poszczególnych centrów defektowych zostały przedstawione w Tabeli 2.

Dane zestawione w Tabeli 2 wskazują, że w modelu uwzględniono główne centra defektowe występujące zarówno w materiale nienapromieniowanym, jaki w materiale napromieniowanym. W kryształach nienapromieniowanych dominującymi płytkimi donatorami są centra SD1 związane z atomami fosforu, które mogą być wprowadzane jako domieszka w celu otrzymania materiału typu  $n$  lub występować jako zanieczyszczenia resztkowe [11]. W wysokorezystywnych monokryształach Si koncentracja atomów fosforu zawiera się w przedziale od  $5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  do  $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ . Płytkimi akceptorami (SA) są atomy boru, które w krzemie typu  $n$  są zanieczyszczeniami resztkowymi. Koncentracja tych atomów wynosi zazwyczaj  $\sim 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ . Dominującymi aktywnymi elektrycznie defektami rodzimymi w krzemie nienapromieniowanym są luki podwójne  $V_2$  ( $-/0$ ), których koncentracja zawiera się w przedziale od  $1 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$  do  $5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  [11, 12]. Można przyjąć, że centrami rekombinacyjnymi w tym materiale są centra  $V_3$  ( $0/-$ ), których koncentracja wynosi od  $1 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$  do  $1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  [11, 12]. Rezystywność materiału obliczono na podstawie zależności przedstawionej w pracy [13] w oparciu o równowagowe wartości koncentracji elektronów i dziur. Wartości te, oraz położenie poziomu Fermiego, wyznaczono poprzez numeryczne rozwiązanie równania neutralności elektrycznej, w którym oprócz koncentracji nośników ładunku uwzględniano obliczane na podstawie statystyki Fermiego-Diraca wartości koncentracji zjonizowanych centrów donorowych i akceptorowych [13].

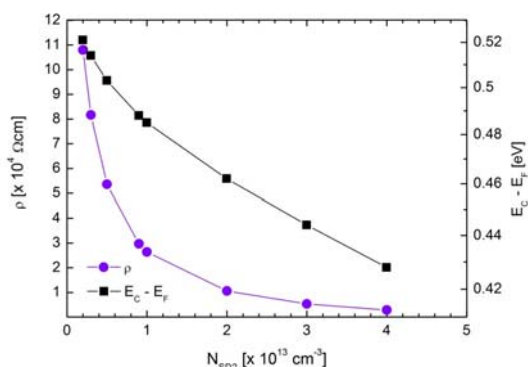
Na Rys. 2 pokazano otrzymaną w wyniku symulacji zależność rezystywności nienapromieniowanego krzemu typu  $n$  ( $n_0 \gg p_0$ ) od koncentracji atomów fosforu (centrów SD1) przy założeniu koncentracji resztkowych atomów boru (centrów SA) równej  $5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  oraz koncentracji luk podwójnych (centrów  $V_2$ ) równej  $3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  i koncentracji agregatów złożonych z trzech luk (centrów  $V_{3,2}$ ) równej  $5 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ . Na rysunku tym zilustrowano również zmiany położenia poziomu Fermiego odpowiadające zmianom rezystywności materiału. Obliczenia przeprowadzono dla temperatury 300 K, przyjmując ruchliwość elektronów równą  $1450 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ .



Rys. 2. Otrzymana w wyniku symulacji zależność rezystywności nienapromieniowanego krzemu (skala lewa) oraz zależność położenia poziomu Fermiego dla tego materiału (skala prawa) od koncentracji płytkich centrów donorowych SD1, identyfikowanych z atomami fosforu, przy ustalonych wartościach koncentracji centrów akceptorowych:  $N_{SA} = 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ,  $N_{V2} = 3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  i  $N_{V3,2} = 5 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ .

Przedstawione na Rys. 2 symulowane wartości rezystywności są zgodne z podawanymi w literaturze wartościami eksperymentalnymi [1,11]. Otrzymane wyniki wskazują, że uzyskanie krzemu typu  $n$  o bardzo wysokiej rezystywności, powyżej  $1 \times 10^4 \Omega \text{cm}$ , możliwe jest przy koncentracji atomów fosforu poniżej  $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ . Jednocześnie, widoczny jest silny wzrost rezystywności materiału od  $\sim 1 \times 10^4 \Omega \text{cm}$  do  $\sim 5 \times 10^4 \Omega \text{cm}$  wskutek zmniejszenia koncentracji atomów fosforu od  $9 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  do  $6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ . W krzemie typu  $n$ , którego rezystywność przed napromieniowaniem wynosi  $\sim 5 \times 10^3 \Omega \text{cm}$ , koncentracja atomów fosforu jest równa  $\sim 2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ . Poziom Fermiego dla tego materiału położony jest w odległości  $\sim 0.42 \text{ eV}$  od dna pasma przewodnictwa. Ze wzrostem rezystywności krzemu odległość poziomu Fermiego od dna pasma przewodnictwa zwiększa się, gdyż poziom ten przesuwają się w kierunku środka przerwy energetycznej, który w temperaturze pokojowej położony jest w odległości  $0.56 \text{ eV}$  od dna pasma przewodnictwa. Dla materiału o rezystywności  $\sim 5 \times 10^4 \Omega \text{cm}$  poziom Fermiego położony jest bardzo blisko środka przerwy zabronionej w odległości  $\sim 0.51 \text{ eV}$  od dna pasma przewodnictwa.

Jak wskazują dane zestawione w Tabeli 1, w napromieniowanym monokryształe krzemu dominującymi płytkimi donatorami są centra SD2 (pułapki T1). Ponadto, w materiale tym obserwowana jest znacząca koncentracja centrów  $V_{3,1}$  (pułapki T4), a także o rzędu wielkości większa koncentracja centrów  $V_2$  (pułapki T7) oraz centrów  $V_{3,2}$  (pułapki T8) niż w materiale nienapromieniowanym. Na Rys. 3 pokazano otrzymaną w wyniku symulacji zależność rezystywności krzemu typu  $n$  ( $n_0 \gg p_0$ ) po napromieniowaniu od koncentracji generowanych radiacyjnie termodonorów (centrów SD2) przy założeniu koncentracji atomów fosforu równej  $2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ , koncentracji resztkowych atomów boru (centrów SA) równej  $5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ , koncentracji centrów  $V_{3,1}$  równej  $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ , koncentracji luk podwójnych (centrów  $V_2$ ) równej  $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  i koncentracji centrów  $V_{3,2}$  równej  $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ . Na rysunku tym zilustrowano również zmiany położenia poziomu Fermiego odpowiadające zmianom rezystywności materiału. Obliczenia przeprowadzono dla temperatury 300 K, przyjmując ruchliwość elektronów równą  $1200 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ .



Rys. 3. Otrzymana w wyniku symulacji zależność rezystywności napromieniowanego krzemu (skala lewa) oraz zależność położenia poziomu Fermiego dla tego materiału (skala prawa) od koncentracji generowanych radiacyjnie termodonorów (centrów SD2) przy ustalonej wartości koncentracji atomów fosforu  $N_{SD1} = 2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  oraz ustalonych wartościach koncentracji centrów akceptorowych:  $N_{SA} = 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ,  $N_{V3,1} = 1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ,  $N_{V2} = 5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  i  $N_{V3,2} = 1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ .

Wyniki obliczeń symulacyjnych przedstawione na Rys. 2 i Rys. 3 są istotnym uzupełnieniem wyników eksperymentalnych zebranych w Tabeli 1, dotyczących właściwości i koncentracji radiacyjnych centrów defektowych określonych metodą HRPITS dla próbki monokrystalicznego krzemu domieszkowanego azotem i napromieniowanej dawką wysokoenergetycznych neutronów, równą  $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ . W wyniku powstania radiacyjnych centrów defektowych rezystywność tej próbki wzrosła od  $5 \times 10^3 \Omega \text{ cm}$  do  $3 \times 10^4 \Omega \text{ cm}$ . Na podstawie wyników symulacyjnych pokazanych na Rys. 2 przyjęto, że w próbce tej koncentracja atomów fosforu wynosi  $\sim 2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ , zaś koncentracja atomów boru jest równa  $5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ . Te wartości przyjęto następnie do obliczeń symulacyjnych rezystywności próbki po napromieniowaniu, których wyniki demonstrowane są na Rys. 3. Należy podkreślić, że przyjęte do symulacji wartości koncentracji centrów akceptorowych  $V_2$ ,  $V_{3,1}$  i  $V_{3,2}$ , związanych z radiacyjnymi defektami rodzimymi, są zbliżone do wartości wyznaczonych eksperymentalnie (Tabela 1). Warto zauważyć (Rys. 3), że wartość rezystywności równa  $3 \times 10^4 \Omega \text{ cm}$  uzyskiwana jest przy koncentracji termodonorów (centrów SD2) równej  $9 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ , a więc bardzo bliskiej wartości koncentracji termodonorów wyznaczonej eksperymentalnie, wynoszącej  $8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  (Tabela 1). Otrzymane wyniki wskazują również, że wskutek napromieniowania następuje przesunięcie poziomu Fermiego w kierunku środka przerwy energetycznej od  $\sim 0.42 \text{ eV}$  do  $\sim 0.49 \text{ eV}$  względem dna pasma przewodnictwa.

## Wnioski

Celem obliczeń symulacyjnych było zweryfikowanie wyznaczonych metodą HRPITS wartości koncentracji radiacyjnych centrów defektowych. Weryfikacji dokonano poprzez określenie wpływu właściwości i koncentracji centrów defektowych na rezystywność materiału zarówno przed napromieniowaniem, jak i po napromieniowaniu. Stwierdzono, że rezystywność materiału nienapromieniowanego jest silnie zależna koncentracji atomów fosforu, natomiast rezystywność materiału napromieniowanego silnie zależna jest od koncentracji generowanych radiacyjnie płytkich termodonorów. Uzyskano zgodność wartości rezystywności napromieniowanego materiału obliczonej na podstawie wyników otrzymanych metodą HRPITS z wartością otrzymaną poprzez pomiar za pomocą sondy czterostrzałowej.

Praca powstała w ramach realizacji projektu NitroSil (ID: 208346) objętego Programem Badań Stosowanych w Ścieżce A (Umowa Nr PBS2/A9/26/2014) i dofinansowanego przez Narodowe Centrum Badań i Rozwoju.

## LITERATURA

- [1] Hartmann F.: *Silicon tracking detectors in high-energy physics*, Nuclear Inst. and Methods in Physics Research A, 666 (2012), 25-46.
- [2] Corbett J. W., and Watkins G.D.: *Silicon divacancy and its direct production by electron irradiation*, Phys. Rev. Lett. 7, (1961), 314.
- [3] Lee Y-H., Corbett J. W.: *EPR Studies in Neutron-Irradiated Silicon: A Negative Charge State of a Nonplanar Five-Vacancy Cluster ( $V_5^-$ )*, Phys. Rev. B 8, (1973), 2810.
- [4] Markevich V. P., Peaker A. R., Lastovskii S. B., Murin L. I., Coutinho J., Torres V. J. B., Bridson P. R., Dobaczewski L., Monakhov E. V., Svensson B. G.: *Trivacancy and trivacancy-oxygen complexes in silicon: Experiments and ab initio modeling*, Phys. Rev. B, 80 (2009), 235207 (1-7).
- [5] Ermolov P. F., Karmanov D. E., Leflat A. K., Manankov V. M., Merkin M. M., and Shabalina E. K.: *Neutron-Irradiation-Induced Effects Caused by Divacancy Clusters with a Tetravacancy Core in Float-Zone Silicon*, Semiconductors, 36, 10, (2002), 1114-1122.
- [6] Hastings J. L. and Estreicher S. K. and Fedders P. A.: *Vacancy aggregates in silicon*, Phys. Rev. B, 56, (1997), 16.
- [7] Kozłowski R., Kamiński P., Surma B., Żelazko J., *Zobrazowanie radiacyjnej struktury defektowej krzemowych detektorów cząstek dla akceleratorów zderzeniowych S-LHC*, Sprawozdanie merytoryczne z wykonania projektu międzynarodowego niewspółfinansowanego Nr 655/N-CERN/2010/0, ITME, Warszawa 2013.
- [8] Chadi D. J.: *Oxygen-oxygen complexes and thermal donors in silicon*, Phys. Rev. B, 41, 10595-10603 (1990).
- [9] Krupka J., Karcz W., Avdeyev S. P., Kamiński P., Kozłowski R.: *Electrical properties of deuteron irradiated high resistivity silicon*, Nuclear Inst. and Methods in Physics Research B 325 (2014) 107-114..
- [10] Pawłowski M., Kamiński P., Kozłowski R., Jankowski S., Wierzbowski M.: *Intelligent measuring system for characterization of defect centers in semi-insulating materials by photoinduced transient spectroscopy*, Metrology and Measurement Systems, Vol. XII (2005), No 2, 207-228.
- [11] Claeys C. L., Falster R., Wantanabe M., Stallhofer P. (Editors): *High Purity Silicon 10*, vol. 16, no. 6, The Electrochemical Society, Pennington, New Jersey 08534-2839, USA, 2008.
- [12] von Ammon W., Hözl R, Virbulis J., Dornberger E., Schmolke R., Gräf D.: *The impact of nitrogen on the defect aggregation in silicon*, J. Cryst. Growth 226 (2001) 19-30.
- [13] Suproniuk M., Kamiński P., Kozłowski R., Pawłowski M.: *Effect of Deep-Level Defects on Transient Photoconductivity of Semi-Insulating 4H-SiC*, Acta Physica Polonica A 125 (2014) 1042-1048.

**Autorzy:** dr inż. Marek Suproniuk, Wojskowa Akademia Techniczna, Instytut Systemów Elektronicznych, ul. gen. Sylwestra Kaliskiego 2, 00 – 908 Warszawa 49, E-mail: [msuproniuk@wat.edu.pl](mailto:msuproniuk@wat.edu.pl); dr hab. inż. Michał Pawłowski, Wojskowa Akademia Techniczna, Instytut Systemów Elektronicznych, ul. gen. Sylwestra Kaliskiego 2, 00 – 908 Warszawa 49, E-mail: [mpawlowski@wat.edu.pl](mailto:mpawlowski@wat.edu.pl); dr hab. inż. Paweł Kamiński, Instytut Technologii Materiałów Elektronicznych, ul. Wólczyńska 133, 01 – 919 Warszawa, E-mail: [pawel.kaminski@itme.edu.pl](mailto:pawel.kaminski@itme.edu.pl); dr inż. Roman Kozłowski, Instytut Technologii Materiałów Elektronicznych, ul. Wólczyńska 133, 01 – 919 Warszawa, E-mail: [roman.kozlowski@itme.edu.pl](mailto:roman.kozlowski@itme.edu.pl); mgr inż. Michał Kwestarz, Topsil Semiconductor Materials S.A., ul. Wólczyńska 133, 01 – 919 Warszawa, E-mail: [m.kwestarz@topsil.com](mailto:m.kwestarz@topsil.com)