

# Głębokie centra defektowe w krzemie o bardzo wysokiej rezystywności

Paweł Kamiński<sup>1</sup>, Roman Kozłowski<sup>1</sup>, Jerzy Krupka<sup>2</sup>, Michał Kozubal<sup>1</sup>,  
Maciej Wodzyński<sup>1</sup>, Jarosław Żelazko<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Instytut Technologii Materiałów Elektronicznych  
ul. Wólczyńska 133, 01 - 919 Warszawa;  
e-mail: pawel.kaminski@itme.edu.pl

<sup>2</sup> Instytut Mikroelektroniki i Optoelektroniki, Politechnika Warszawska  
ul. Koszykowa 75, 00-662 Warszawa

**Streszczenie:** W artykule przedstawiono unikatowe wyniki badań rozkładu rezystywności oraz rozkładu właściwości i koncentracji centrów defektowych na płycie krzemowej o promieniu  $R = 75$  mm, pochodzącej z monokryształu o bardzo wysokiej czystości otrzymanego metodą FZ. Do określenia właściwości i koncentracji centrów defektowych zastosowano metodę niestacjonarnej spektroskopii fotoprądowej o wysokiej rozdzielczości (HRPITS). Do wyznaczania stałych czasowych składowych wykładniczych relaksacyjnych przebiegów fotoprądu, zmierzonych w zakresie temperatur 250 – 320 K wykorzystano procedurę numeryczną opartą na odwrotnym przekształceniu Laplace'a. W obszarze środkowym płytki o rezystywności  $\sim 6,0 \times 10^4 \Omega\text{cm}$ , wykryto trzy rodzaje pułapek charakteryzujących się energią aktywacji 420 meV, 460 meV i 480 meV. W obszarze brzegowym płytki, którego rezystywność wynosiła  $\sim 3,0 \times 10^4 \Omega\text{cm}$ , oprócz pułapek występujących w obszarze środkowym wykryto pułapki o energii aktywacji 545 meV, których koncentracja wynosiła  $\sim 4,0 \times 10^9 \text{cm}^{-3}$ . Pułapki o energii aktywacji 420 meV i 545 meV przypisano odpowiednio lukom podwójnym ( $V_2^{-0}$ ) i agregatom złożonym z pięciu luk ( $V_5^{-0}$ ). Pułapki o energii aktywacji 460 meV są prawdopodobnie związane z lukami potrójnymi ( $V_3^{-0}$ ) lub atomami Ni, zaś pułapki o energii aktywacji 480 meV mogą być przypisane zarówno agregatom złożonym z czterech luk ( $V_4^{-0}$ ), jak i atomom Fe w położeniach międzywęzłowych.

**Słowa kluczowe:** głębokie centra defektowe, HRPITS, krzem o bardzo wysokiej rezystywności

## Deep defect centers in ultra-high-resistivity FZ silicon

**Abstract:** The paper presents the unique results of the resistivity distribution and the distribution of the properties and concentrations of defect centers on a silicon wafer with a radius of  $R = 75$  mm originating from a high-purity FZ single crystal. The electronic properties and concentrations of the defect centers have been studied by high resolution photoinduced transient spectroscopy (HRPITS). To determine the time constants of the exponential components in the photocurrent relaxation waveforms measured in the temperature range of 250 - 320 K we have used an advanced numerical procedure based on the inverse Laplace transformation. In the wafer central region, with the resistivity of  $\sim 6.0 \times 10^4 \Omega\text{cm}$ , three traps with the activation energies of 420 meV, 460 meV and 480 meV have been found. In the near edge-region of the wafer, with the resistivity of  $\sim 3.0 \times 10^4 \Omega\text{cm}$ , apart from the traps present in the central region, a trap with the activation energy of 545 meV has been detected and the concentration of this trap is  $\sim 4.0 \times 10^9 \text{cm}^{-3}$ . The traps with the activation energies of 420 meV and 545 meV are assigned to a divacancy ( $V_2^{-0}$ ) and a pentavacancy ( $V_5^{-0}$ ), respectively. The trap with the activation energy of 460 meV is likely to be associated with a trivacancy ( $V_3^{-0}$ ) or a Ni atom, and the trap with the activation energy of 480 meV can be tentatively assigned to a tetravacancy or an interstitial Fe atom.

**Key words:** deep defect centers, HRPITS, ultra-high-resistivity silicon

## 1. Wprowadzenie

Monokrystaliczny krzem o bardzo wysokiej rezystywności powyżej  $1 \times 10^4 \Omega\text{cm}$ , otrzymywany metodą pionowego topienia strefowego (FZ – *Floating Zone*), jest nowym materiałem o szerokich możliwościach aplikacyjnych w elektronice i fotonice [1 - 3]. Przykładem zastosowań tego materiału są monolityczne układy scalone, w których detektor promieniowania jądrowego zintegrowany jest z wykonanym w technologii CMOS układem elektronicznym, kształtującym impulsy elektryczne i wysyłającym je do systemu detekcyjnego. Materiał ten stosowany jest również do wytwarzania nowego typu matryc obrazowych, w których wykorzystywane są przyrządy ze sprzężeniem ładunkowym (CCD).

Właściwości elektronowe centrów defektowych biorących udział w kompensacji ładunkowej powodującej wysoką rezystywność materiału nie zostały dotychczas poznane. Brak jest również pełnej wiedzy na temat struktury mikroskopowej tych centrów. W szczególności, istotne znaczenie ma wyjaśnienie problemu, czy głębokie centra defektowe związane są z defektami rodzimymi, czy też powstają wskutek obecności resztkowych atomów tlenu, węgla lub zanieczyszczeń metalicznych [1, 4 - 9]. Ważne jest również określenie wpływu właściwości i koncentracji centrów defektowych na rezystywność materiału.

Celem pracy było poznanie właściwości głębokich centrów defektowych, które mogą brać udział w mechanizmie kompensacji ładunkowej w krzemie o bardzo wysokiej rezystywności. Dla osiągnięcia tego celu zastosowano niestacjonarną spektroskopię fotoprądową

o wysokiej rozdzielczości (HRPITS – *High Resolution Photoinduced Transient Spectroscopy*), która dotychczas była stosowana do badania wzrostowych centrów defektowych w materiałach półizolujących, takich jak: InP, GaP, GaN i SiC [10 - 12], a także do badania radiacyjnych centrów defektowych w krzemie napromieniowanym dużymi dawkami neutronów lub protonów o wysokiej energii [13 - 15]. Należy podkreślić, że ze względu na ograniczenie fizyczne metoda niestacjonarnej spektroskopii pojemnościowej (DLTS – *Deep Level Transient Spectroscopy*), która jest szeroko stosowana do badania centrów defektowych w krzemie o niskiej rezystywności, nie jest przydatna do badania centrów defektowych w krzemie o rezystywności powyżej  $1 \times 10^4 \Omega \text{cm}$  [16].

## 2. Metodyka badań

Do badania właściwości centrów defektowych metodą HRPITS wykorzystano płytkę o grubości 1 mm, pochodzącą z monokryształu krzemu o bardzo wysokiej rezystywności, otrzymanego metodą FZ. Średnica obustronnie wypolerowanej płytki, zorientowanej w kierunku  $\langle 100 \rangle$  wynosiła 150 mm. Za pomocą bezkontaktowej metody mikrofalowej wyznaczono rozkład rezystywności na płycie. Pomiary mikrofalowe przeprowadzono w Instytucie Mikro- i Optoelektroniki Politechniki Warszawskiej. Rezystywność określano poprzez pomiar dobroci rezonatora dielektrycznego przy częstotliwości 4,67 GHz [17]. Mierzona wartość rezystywności była wartością uśrednioną z obszaru płytki, którego pole powierzchni wynosiło  $10 \times 10 \text{ mm}^2$ . Do wyznaczenia rozkładu rezystywności wykorzystano wartości rezystywności określone w pięćdziesięciu dziewięciu obszarach płytki.

Do badania właściwości centrów defektowych przygotowano próbki z dwóch fragmentów o wymiarach  $6 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$  wyciętych wzdłuż średnicy przechodzącej przez środek płytki i prostopadłej do ścienia bazowego. Pierwszy fragment pochodził z obszaru środkowego płytki, zaś drugi z obszaru brzegowego położonego w pobliżu ścienia bazowego. Na powierzchnię poszczególnych fragmentów naporowano próżniowo poprzez maskę molibdenową kontakty aluminiowe. Kontakty były w kształcie kwadratów o boku 2,1 mm rozmieszczonych w odległości 0,7 mm. Fragmenty płytki z naporowanymi kontaktami pocięto na próbki o wymiarach  $3 \times 10 \text{ mm}^2$ .

Metoda HRPITS polega na zapełnianiu defektowych poziomów energetycznych nadmiarowymi nośnikami ładunku, generowanymi impulsowo w próbce materiału półizolującego 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 obszaru próbki zawartego pomiędzy dwoma planarnymi

kontaktami. Relaksacyjne przebiegi fotoprądu mierzono w zakresie temperatur 250 - 320 K z krokiem 2 K. Czas trwania impulsów świetlnych wynosił od 5 do 50 ms, zaś okres ich powtarzania był równy 500 ms. Do generacji par elektron-dziura zastosowano kalibrowaną diodę laserową emitującą wiązkę promieniowania o długości fali  $\lambda = 830 \text{ nm}$  ( $h\nu = 1,49 \text{ eV}$ ) i maksymalnej mocy 40 mW. Napięcie przyłożone między kontaktami było w zakresie 5 - 30 V.

W celu określenia temperaturowych zależności szybkości emisji nośników ładunku oraz wyznaczenia parametrów centrów defektowych opracowano procedurę obliczeniową wykorzystującą odwrotne przekształcenie Laplace'a [18 - 19]. Na podstawie relaksacyjnych przebiegów fotoprądu  $i_j(t)$  zarejestrowanych w temperaturach  $T_1, T_2, T_3, \dots, T_j$  wykorzystując równanie całkowe Fredholma drugiego rodzaju, w którym jądro jest funkcją eksponencjalną:

$$i_j(t) = \int_0^{\infty} S_{L_j}(e_T) \exp(-e_T t) de_T, \quad (1)$$

dla każdej temperatury obliczane jest widmo jednowymiarowe  $S_{L_j}(e_T)$  określone w domenie szybkości termicznej emisji nośników ładunku. Temperaturowa zależność szybkości emisji nośników opisywana jest równaniem Arrheniusa [18]:

$$e_T = AT^2 \exp(-E_a/kT), \quad (2)$$

w którym:  $E_a$  jest energią aktywacji centrów defektowych,  $A$  – parametrem będącym iloczynem stałej materiałowej i przekroju czynnego na wychwyt nośników,  $T$  – temperaturą w skali bezwzględnej, zaś  $k$  – stałą Boltzmana. Należy dodać, że relaksacyjne przebiegi fotoprądu poddawane analizie widmowej są normalizowane względem amplitudy fotoprądu w chwili wyłączenia impulsu świetlnego.

Analiza widmowa relaksacyjnych przebiegów fotoprądu realizowana jest praktycznie za pomocą programu komputerowego CONTIN, opracowanego i udostępnionego przez S. W. Provenchera [20]. Program ten dedykowany jest do rozwiązywania równań całkowych, a w szczególności równania Fredholma i równania Voltery pierwszego rodzaju. Zastosowanie programu CONTIN umożliwia przekształcenie relaksacyjnego przebiegu fotoprądu w jednowymiarowe widmo, w którym występują ostre linie, położone są one wzdłuż osi szybkości emisji, odpowiadające składowym wykładniczym w tym przebiegu, związanym z termiczną emisją nośników ładunku z centrów defektowych o różnych właściwościach. Poprzez złożenie jednowymiarowych widm  $S_{L_j}(e_T)$  otrzymanych w wyniku przetworzenia w postaci widmową relaksacyjnych przebiegów fotoprądu zarejestrowanych w  $J$  różnych temperaturach tworzone jest dwuwymiarowe widmo Laplace'a  $S_L(e_T, T)$ . W dwuwymiarowych widmach Laplace'a termiczna emisja nośników ładunku z różnego rodzaju centrów defektowych uwidacznia się w postaci bardzo

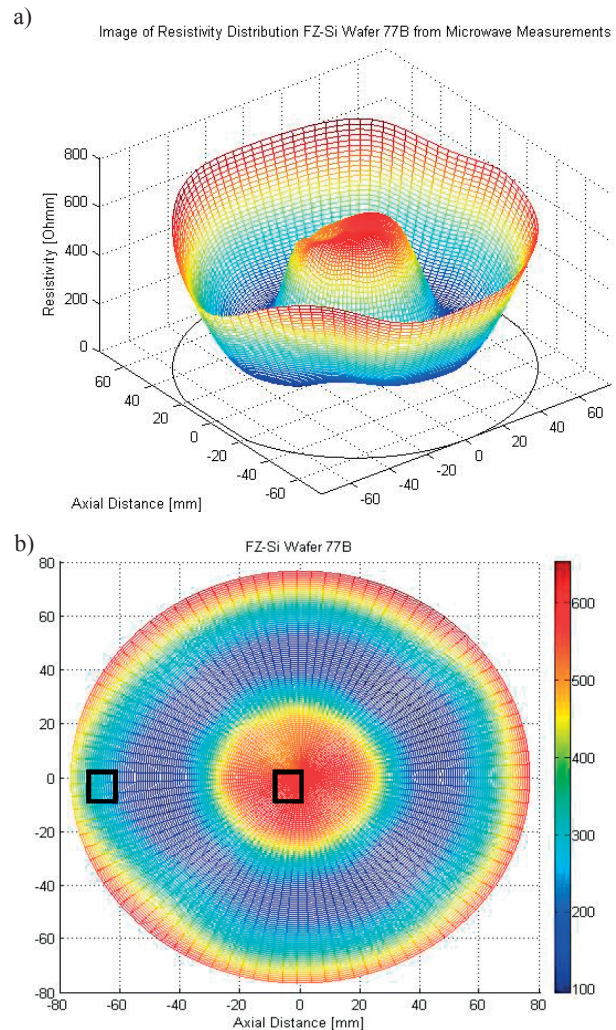
wąskich, wyraźnie rozdzielonych fałd, których linie grzbietowe determinowane są poprzez temperaturowe zależności szybkości emisji nośników ładunku. Punkty tworzące te linie rzutowane są na płaszczyznę wyznaczoną przez oś temperatury i oś szybkości emisji ( $T, e_T$ ), a następnie wizualizowane w postaci wykresów zależności  $\ln(T^2/e_T) = f(1/kT)$ . Z nachylenia tych wykresów oraz na podstawie ich punktów przecięcia z osią rzędnych wyznaczane są metodą regresji liniowej wartości energii aktywacji  $E_a$  i wartości parametru  $A$  w równaniu (2).

### 3. Wyniki badań

Na Rys. 1a - b przedstawiono odpowiednio wizualizację przestrzenną oraz mapę rozkładu rezystywności na płycie pochodzącej z monokryształu krzemu otrzymanego metodą FZ o bardzo wysokiej rezystywności.

Obrazy przedstawione na Rys. 1 wskazują, że występują duże zmiany rezystywności materiału wzdłuż średnicy płytki. Bardzo wysoka rezystywność, w zakresie od  $\sim 5,0 \times 10^4 \Omega\text{cm}$  do  $\sim 6,0 \times 10^4 \Omega\text{cm}$  obserwowana jest w środkowym obszarze o promieniu  $\sim 20$  mm. Wraz ze wzrostem odległości od środka płytki w zakresie od  $\sim 20$  mm do  $\sim 30$  mm rezystywność materiału silnie maleje osiągając wartość  $\sim 1,5 \times 10^4 \Omega\text{cm}$ . Następnie, w odległości od środka płytki w zakresie od  $\sim 38$  mm do  $\sim 75$  mm widoczny jest silny wzrost rezystywności, która przy krawędzi płytki osiąga wartość  $\sim 6,0 \times 10^4 \Omega\text{cm}$ . Oznaczając przez  $R$  promień płytki łatwo można zauważyć, że rozkład rezystywności wzdłuż średnicy płytki jest w kształcie litery W z minimum rezystywności występującym w odległości  $\pm R/2$  od środka płytki. Taki kształt radialnego rozkładu rezystywności jest charakterystyczny dla monokryształów otrzymywanych metodą FZ i jest określony warunkami topienia materiału i mieszania cieczy podczas procesu monokryształizacji [21]. Należy dodać, że znacznie większe zmiany rezystywności w kierunku radialnym występują w monokryształach niedomieszkowanych lub w monokryształach o niewielkiej zawartości płytkich domieszek donorowych lub akceptorowych niż w monokryształach o dużej zawartości tych domieszek [22].

Można wyróżnić dwa główne czynniki wpływające na radialny rozkład rezystywności w monokryształach otrzymywanych metodą FZ. Pierwszym z nich jest koncentracja resztkowych atomów fosforu i boru, będących odpowiednio płytkimi centrami donorowymi i akceptorowymi. Koncentracja tych centrów w monokryształach o bardzo wysokiej czystości może być w zakresie od  $10^9 \text{ cm}^{-3}$  do  $10^{11} \text{ cm}^{-3}$  [23]. Drugim czynnikiem jest koncentracja głębokich centrów donorowych oraz koncentracja głębokich centrów akceptorowych, które mogą być wprowadzane przez zanieczyszczenia metaliczne i defekty rodzime. Oba te czynniki zależne są od czystości materiału polikryształicznego oraz od warunków procesu monokryształizacji, a w szczególności od szybkości wzrostu monokryształu i radialnego rozkładu temperatury w strefie stopionego



**Rys. 1.** Wizualizacja przestrzenna (a) oraz mapa (b) rozkładu rezystywności na płycie Si FZ o bardzo wysokiej rezystywności. Wartości rezystywności podane są w  $\Omega\text{m}$ . Prostokątami zaznaczono obszary płytki, w których badano właściwości centrów defektowych.

**Fig. 1.** The visualization in 3D space (a) and the map (b) illustrating the resistivity distribution on a FZ Si wafer with a very high resistivity. The resistivity values are given in  $\Omega\text{m}$ . Rectangles mark the regions of the wafer in which defect centers have been investigated.

polikryształu krzemu [22]. Jak wskazują wyniki badań przedstawione w pracy [23], koncentracja resztkowych atomów fosforu w monokryształach krzemu otrzymanych metodą FZ jest znacząco większa niż koncentracja resztkowych atomów boru. Jednocześnie, koncentracja luk w tych kryształach może być znacznie większa niż koncentracja zanieczyszczeń metalicznych takich jak atomy Fe, Ni lub Cu, których koncentracja zazwyczaj nie przekracza  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$  [24 - 25]. Należy dodać, że w temperaturze pokojowej luki występują głównie w postaci agregatów o bardzo zróżnicowanej wielkości. Obok dużych agregatów (*voids*), w których liczba luk jest w zakresie  $10^2 - 10^4$ , są prawdopodobnie również małe agregaty złożone z dwóch ( $V_2$ , luki podwójne), trzech ( $V_3$ , luki potrójne), czterech ( $V_4$ ), pięciu ( $V_5$ ) lub sześciu ( $V_6$ ) luk [8, 24 -



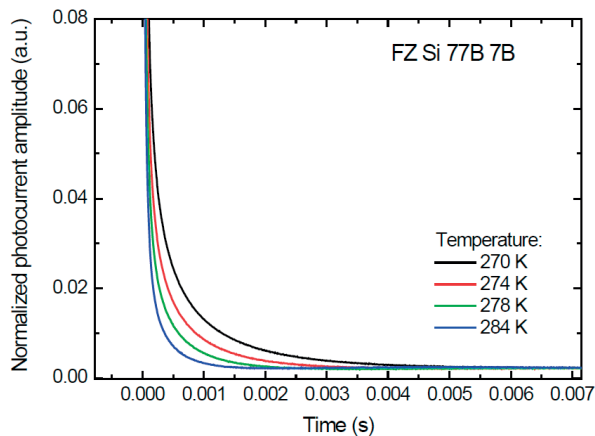
25]. W świetle przeprowadzonych w ostatnich latach badań teoretycznych właśnie te małe agregaty złożone z kilku luk są głębokimi centrami akceptorowymi, które mogą kompensować płytkie centra donorowe związane z atomami fosforu i mieć decydujący wpływ na radialny rozkład rezystywności w monokryształach krzemu o bardzo wysokiej czystości [7, 9].

Na Rys. 2 przedstawiono relaksacyjne przebiegi fotoprądu zmierzone w zakresie temperatur 270 – 284 K dla próbki pochodzącej ze środkowego obszaru płytki FZ Si, dla której radialny rozkład rezystywności zilustrowany jest na Rys. 1.

Przebiegi te złożone są ze składowych eksponencjalnych wywołanych termiczną emisją nadmiarowych nośników ładunku z centrów defektowych występujących w próbce. Widoczny wzrost szybkości zaniku tych przebiegów ze wzrostem temperatury spowodowany jest wzrostem szybkości emisji nadmiarowych nośników ładunku.

Jednowymiarowe widmo Laplace'a wyznaczone na podstawie relaksacyjnego przebiegu fotoprądu zarejestrowanego dla tej próbki w temperaturze 275,5 K przedstawiono na Rys. 3.

Widmo to wskazuje, że relaksacyjne przebiegi fotoprądu przedstawione na Rys. 2 złożone są z trzech składowych przebiegów eksponencjalnych o różnej stałej czasowej będącej odwrotnością szybkości termicznej emisji nośników ładunku z pułapek T1, T2 i T3. Innymi słowy, w próbce wybranej z obszaru o rezystywności  $\sim 6 \times 10^4 \Omega\text{cm}$  położonego w środkowej części płytki

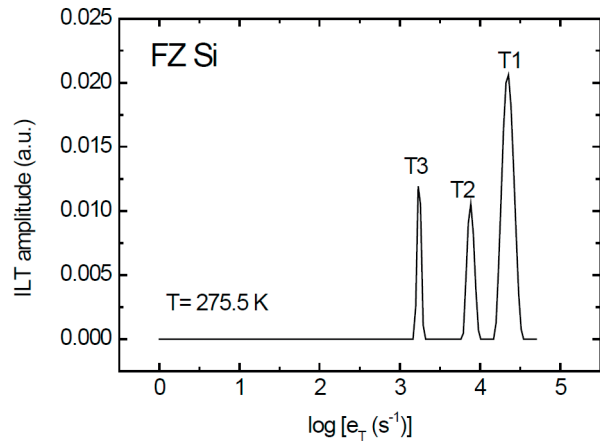


**Rys. 2.** Przykładowe relaksacyjne przebiegi fotoprądu zarejestrowane po wyłączeniu oświetlenia generującego nadmiarowe nośniki ładunku dla próbki ze środkowego obszaru wysokorezystywnej płytki Si otrzymanego metodą FZ. Widoczny jest wzrost szybkości zaniku przebiegów relaksacyjnych ze wzrostem temperatury w zakresie od 270 do 284 K. Czas zaniku tych przebiegów wynosi od  $\sim 2$  ms do  $\sim 5$  ms.

**Fig. 2.** Examples of photocurrent relaxation waveforms, registered after turning off the light generating the excess charge carriers, for the sample from the central region of a high-resistivity FZ Si wafer. The increase in the decay rate of the relaxation waveforms with increasing the temperature in the range of 270 to 284 K is visible. The decay time of the waveforms is from  $\sim 2$  to  $\sim 5$  ms.

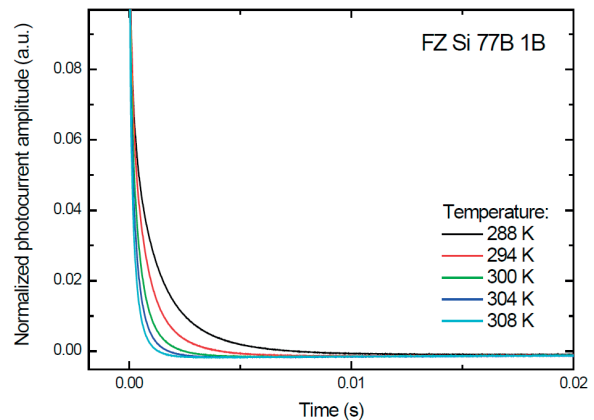
FZ Si wykryto trzy rodzaje pułapek o różnych właściwościach.

Na Rys. 4 przedstawiono relaksacyjne przebiegi fotoprądu zmierzone w zakresie temperatur 288 – 308 K, dla próbki pochodzącej z obszaru o rezystywności  $\sim 3 \times 10^4 \Omega\text{cm}$  położonego w pobliżu brzegu płytki FZ Si. Przebiegi te, podobnie jak przebiegi pokazane na Rys. 2 również złożone są ze składowych eksponencjalnych



**Rys. 3.** Jednowymiarowe widmo Laplace'a dla głębokich pułapek wykrytych metodą HRPITS w środkowym obszarze wysokorezystywnej płytki Si otrzymanego metodą FZ wyznaczone na podstawie relaksacyjnego przebiegu fotoprądu zmierzonego w temperaturze 275,5 K.

**Fig. 3.** One-dimensional Laplace spectrum for deep traps detected by HRPITS in the central region of a high-resistivity FZ Si wafer. The spectrum is derived from the photocurrent relaxation waveform measured at 275.5 K.



**Rys. 4.** Przykładowe relaksacyjne przebiegi fotoprądu dla próbki z brzegowego obszaru wysokorezystywnej płytki Si. Widoczne jest znaczące zwiększenie szybkości zaniku tych przebiegów ze wzrostem temperatury od 288 K do 308 K. Czas zaniku przebiegów wynosi od  $\sim 3$  ms do  $\sim 10$  ms.

**Fig. 4.** Examples of photocurrent relaxation waveforms for the sample from the near edge-region of a high-resistivity FZ Si wafer. The significant increase in the decay rate of the waveforms with increasing the temperature from 288 K to 308 K is seen. The decay time of the waveforms is from  $\sim 3$  to  $\sim 10$  ms.

wywołanych termiczną emisją nadmiarowych nośników ładunku z centrów defektowych i widoczny jest silny wzrost szybkości ich zaniku ze wzrostem temperatury spowodowany wzrostem szybkości emisji nadmiarowych nośników ładunku.

Jednowymiarowe widma Laplace'a wyznaczone na podstawie relaksacyjnych przebiegów fotoprądu zarejestrowanych dla tej próbki w temperaturze 273 K i 301,5 K, przedstawiono odpowiednio na Rys. 5a - b. Widma te wskazują, że wykryte pułapki mają różne właściwości, które odzwierciedlone są poprzez różne wartości szybkości emisji nośników ładunku w danej temperaturze. Warto zauważyć, że w temperaturze 273 K szybkość emisji nośników w przypadku pułapek T3 jest zbyt mała aby możliwe było ich zaobserwowanie w wyniku analizy relaksacyjnego przebiegu fotoprądu. Innymi słowy, w tej temperaturze relaksacyjny przebieg fotoprądu złożony jest tylko z dwóch składowych wykładniczych związanych z termiczną emisją nośników z pułapek T1 i T2. Zgodnie z przyjętym modelem, szybkość emisji wpływa zarówno na wielkość stałej czasowej, jak i na amplitudę składowej wykładniczej wywołanej termiczną emisją nośników ładunku [19].

Na Rys. 6 pokazano wykresy Arrheniusa, będące sygnaturami wykrytych centrów defektowych, określone na podstawie jednowymiarowych widm Laplace'a wyznaczonych w zakresie temperatur 250 – 320 K. Zgodnie z równaniem (2) z nachylenia prostych pokazanych na Rys. 6 określono dla poszczególnych centrów defektowych wartości energii aktywacji  $E_a$  oraz wartości parametru  $A$ , będącego iloczynem stałej materiałowej i przekroju czynnego na wychwyt nośników ładunku. Parametry wykrytych centrów defektowych zestawiono w Tab. 1.

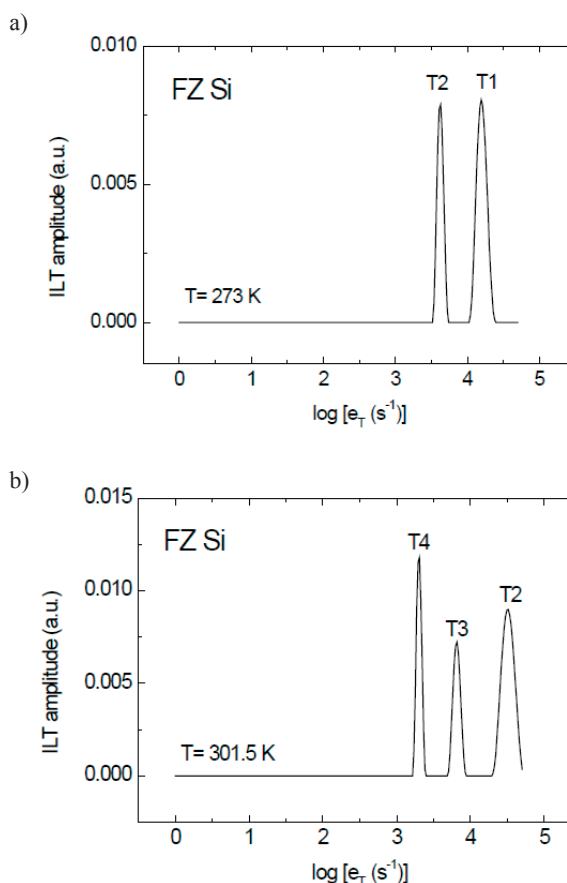
W celu identyfikacji wykrytych pułapek na Rys. 6 zamieszczono również wykresy Arrheniusa dla znanych centrów defektowych związanych zarówno z defektami rodzimymi  $V_2^{-0}$  i  $V_3^{-0}$  [28 - 29], jak i z zanieczyszczeniami metalicznymi takimi jak Fe i Ni [4, 26 - 27]. Zgodnie z wynikami przedstawionymi w pracy [28] luki podwójne w stanie ładunkowym (-/0) są centrami akceptorowymi charakteryzującymi się głębokim poziomem energetycznym położonym w odległości 0,42 eV od dna pasma przewodnictwa. Są one również pułapkami elektronowymi, dla których przekrój czynny na wychwyt elektronów wynosi  $\sim 4 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$  [28]. Centrami akceptorowymi

**Tab. 1.** Zestawienie parametrów centrów defektowych wykrytych metodą HRPITS w wysokorezystywnej płytce Si otrzymanego metodą FZ.

**Tab. 1.** List of parameters of the defect centers detected in a high-resistivity FZ Si wafer obtained by the HRPITS method.

Oznaczenie pułapki	$E_a$ [meV]	$A$ [ $\text{s}^{-1}\text{K}^{-2}$ ]	Obszar płytki	Prawdopodobna identyfikacja*
T1	$420 \pm 10$	$(1,0 \pm 0,2) \times 10^7$	środek i brzeg płytki	$e, V_2^{-0}$
T2	$460 \pm 10$	$(1,5 \pm 0,3) \times 10^7$	środek i brzeg płytki	$e, V_3^{-0}$ lub Ni
T3	$480 \pm 10$	$(8,0 \pm 2,0) \times 10^6$	środek i brzeg płytki	$e, V_4^{-0}$ lub $h, Fe_i$
T4	$545 \pm 10$	$(4,0 \pm 1,0) \times 10^7$	brzeg płytki	$e, V_5^{-0}$

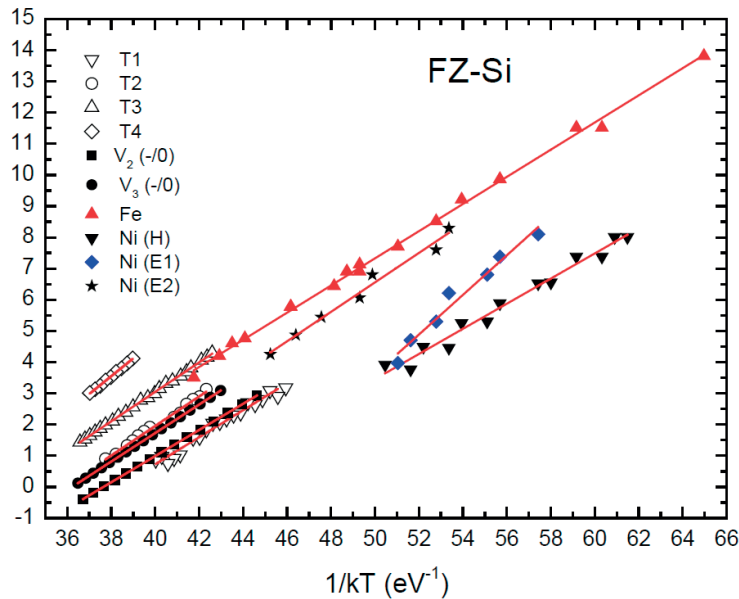
\* Symbole  $e$  i  $h$  oznaczają odpowiednio pułapkę elektronową lub dziurową.



**Rys. 5.** Jednowymiarowe widma Laplace'a dla głębokich pułapek wykrytych metodą HRPITS w brzegowym obszarze płytki Si FZ o wysokiej rezystywności wyznaczone na podstawie relaksacyjnych przebiegów fotoprądu zmierzonych w temperaturze 273 K (a) i 301,5 K (b).

**Fig. 5.** One-dimensional Laplace spectra for deep traps detected by HRPITS in the near edge-region of a high-resistivity FZ Si wafer. The spectra are derived from the photocurrent relaxation waveforms measured at 273 K (a) and 301.5 K (b), respectively.

oraz pułapkami elektronowymi są również luki potrójne w stanie ładunkowym (-/0) i związane z nimi głęboki poziom energetyczny położony jest w odległości 0,458 eV od dna pasma przewodnictwa, zaś przekrój czynny na wychwyt elektronów wynosi  $2,4 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$  [29]. Centra defektowe związane z atomami Fe, dla których wykres Arrheniusa pokazano na Rys. 6 są centrami donorowymi oraz pułapkami dziurowymi charakteryzują-



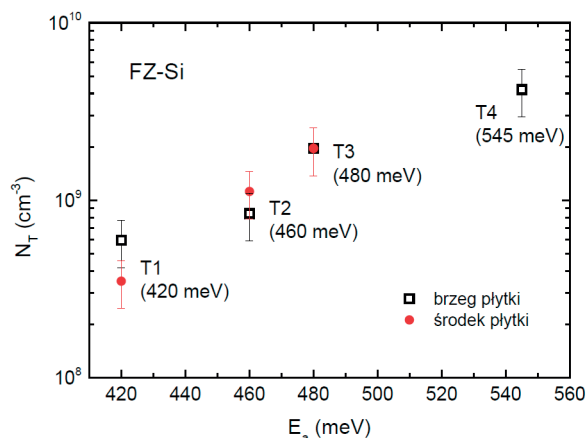
**Rys. 6.** Porównanie wykresów Arrheniusa dla centrów defektowych T1, T2, T3 i T4 wykrytych metodą HRPITS w wysokorezystywnej płytce Si otrzymanego metodą FZ z wykresami Arrheniusa dla niektórych zanieczyszczeń metalicznych w Si (Fe, Ni) [4, 26 - 27] oraz dla defektów rodzimych takich jak  $V_2$  i  $V_3$  [28 - 29]. Linie ciągłe, ilustrujące temperaturowe zależności szybkości emisji nośników ładunku, dopasowane zostały metodą regresji liniowej.

**Fig. 6.** Comparison of the Arrhenius plots for defect centers T1, T2, T3 and T4, detected by HRPITS in a high-resistivity FZ Si wafer, with the Arrhenius plots for some metallic impurities in Si (Fe, Ni) [4, 26 - 27] and for native defects such as  $V_2$  and  $V_3$  [28 - 29]. The solid lines, illustrating the temperature dependences of the charge carriers emission rate, have been fitted by linear regression.

cymi się głębokim poziomem energetycznym położonym w odległości 0,44 eV od wierzchołka pasma walencyjnego oraz przekrojem czynnym na wychwyt dziur wynoszącym  $\sim 5 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$  [26 - 27]. Centra te przypisane są atomom żelaza (Fe) zlokalizowanym w położeniach międzywęzłowych sieci krystalicznej Si. Zilustrowane na Rys. 6 wykresy Arrheniusa związane z atomami niklu dotyczą dwóch rodzajów pułapek elektronowych E1 ( $E_c - 0,6 \text{ eV}$ ,  $\sigma_n = 2,3 \times 10^{-10} \text{ cm}^2$ ) i E2 ( $E_c - 0,47 \text{ eV}$ ,  $\sigma_n = 3,5 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$ ) oraz pułapek dziurowych H ( $E_v + 0,41 \text{ eV}$ ,  $\sigma_p = 6,2 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$ ) obserwowanych w warstwach epitaksjalnych zanieczyszczonych Ni [27]. W pracy [4] stwierdzono, że koncentracja pułapek dziurowych zależy od koncentracji boru w podłożu i zaproponowano przypisanie tych pułapek kompleksom niklu z borem (Ni-B).

Porównanie wykresów Arrheniusa zilustrowanych na Rys. 6 wskazuje, że pułapki T1 (420 meV) są prawdopodobnie związane z lukami podwójnymi  $V_2^{-0}$ . Warto dodać, że występowanie luk podwójnych w monokryształach krzemu o bardzo wysokiej czystości otrzymywanych metodą FZ jest prawdopodobne [23 - 25]. Natomiast pułapki T2 (460 meV) mogą być zarówno związane z lukami potrójnymi ( $V_3^{-0}$ ), jak i z atomami niklu. Z kolei, wykres Arrheniusa dla pułapek T3 (480 meV) bardzo dobrze pokrywa się z wykresem Arrheniusa wyznaczonym dla centrów defektowych związanych z międzywęzłowymi atomami żelaza (Fe), które są najczęściej występującymi zanieczyszczeniami w monokryształach krzemu [5 - 6]. Należy dodać, że pułapki T1 (420 meV), T2 (460 meV),

T3 (480 meV) i T4 (545 meV) obserwowane były również jako radiacyjne centra defektowe powstające w wyniku napromieniowania monokryształowego krzemu dużymi dawkami hadronów o wysokiej energii [13 - 15]. Centra te występowały zarówno w materiale objętościowym otrzymywanym metodą FZ (FZ-Si), jak i w materiale otrzymanym metodą Czochralskiego w polu magnetycznym (MCz-Si), a także w krzemowych warstwach epitaksjalnych [13 - 14]. Warto dodać, że centra T1 (420 meV), T2 (460 meV) i T3 (480 meV) obserwowano po napromieniowaniu monokryształowego krzemu dawką hadronów większą lub równą  $\sim 1,0 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$  i ze wzrostem dawki do  $1,6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$  ich koncentracja silnie rosła. Centra T4 (545 meV) powstawały natomiast wskutek napromieniowania dawką hadronów większą lub równą  $5,0 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ . Warto dodać, że występowanie centrów T4 (545 meV) stwierdzono również po napromieniowaniu monokryształów FZ-Si dużymi dawkami promieniowania gamma [30]. W świetle istniejących wyników badań eksperymentalnych centra T1 (420 meV) i T2 (460 meV) mogą być zatem przypisane odpowiednio lukom podwójnym  $V_2^{-0}$  i lukom potrójnym  $V_3^{-0}$  [14]. W przypadku pułapek T3 (480 meV) i T4 (545 meV) brak jest wyników eksperymentalnych umożliwiających ich jednoznaczną identyfikację. Są jednak wyniki obliczeń teoretycznych przeprowadzonych z wykorzystaniem teorii funkcjonału gęstości [7, 9, 31] wskazujące na wzrost energii aktywacji ze wzrostem liczby luk tworzących określony agregat w danym stanie ładunkowym. Można zatem przypuszczać,



**Rys. 7.** Wartości koncentracji pułapek T1 (420 meV), T2 (460 meV), T3 (480 meV) i T4 (545 meV) wykrytych w płytce monokrystalicznego krzemu o bardzo wysokiej czystości otrzymanego metodą FZ.

**Fig. 7.** The concentrations of traps T1 (420 meV), T2 (460 meV), T3 (480 meV) and T4 (545 meV) detected in the wafer of high-purity monocrystalline silicon obtained by the FZ method.

że pułapki T3 (480 meV) i T4 (545 meV) związane są z agregatami luk złożonymi odpowiednio z czterech i pięciu luk ( $V_4^{-0}$  i  $V_5^{-0}$ ). Należy podkreślić, że obecność agregatów złożonych z trzech luk ( $V_3$ ) oraz z pięciu luk ( $V_5$ ) stwierdzono metodą elektronowego rezonansu paramagnetycznego (EPR) w krzemie napromieniowanym dużą dawką wysokoenergetycznych neutronów ( $\sim 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ ) [32]. Agregaty te w literaturze dotyczącej badań prowadzonych z wykorzystaniem metody EPR znane są odpowiednio jako centra defektowe P3 i P1.

Badanie defektów rodzimych w nienapromieniowanych monokryształach krzemu jest znacznie trudniejsze gdyż ich koncentracja jest o wiele rzędów wielkości mniejsza w porównaniu z koncentracją w materiale napromieniowanym. Jak już wyżej wspomniano bezpośrednio po procesie wzrostu w monokryształach FZ-Si obserwowane są jednak duże agregaty luk znane jako mikrodefekty typu *voids*, które ujawniane są poprzez selektywne trawienie chemiczne [8, 24 - 25]. Gęstość tych mikrodefektów zależna jest od stosunku szybkości wzrostu monokryształu do osiowego gradientu temperatury ( $V/G$ ) na granicy cieczy - ciała stałego. W pracy [8] pokazano, że sumaryczna koncentracja luk tworzących defekty typu *voids* w zależności od stosunku  $V/G$  może zawierać się w przedziale od  $10^{12}$  do  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$ . Wielkość tych mikrodefektów zawiera się w przedziale od 50 do 200 nm, zaś ich gęstość może być w zakresie od  $10^4$  do  $10^7 \text{ cm}^{-3}$  [8, 24 - 25].

Oprócz dużych agregatów luk, które są nieaktywne elektrycznie, w monokryształach FZ-Si nie można jednak wykluczyć występowania aktywnych elektrycznie małych agregatów luk, takich jak luki podwójne, luki potrójne, a także agregaty złożone z czterech lub pięciu luk [9]. Koncentracja tych defektów po procesie monokryształizacji jest prawdopodobnie mniejsza niż  $1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  [24 - 25] i nie zostały one dotychczas wykryte za pomocą istnie-

jących metod eksperymentalnych. Otrzymane wyniki wskazują, że metoda HRPITS może być efektywną metodą ich wykrywania w monokryształach FZ-Si o bardzo wysokiej czystości.

Na Rys. 7 przedstawiono wartości koncentracji pułapek T1 (420 meV), T2 (460 meV), T3 (480 meV) i T4 (545 meV) wyznaczone na podstawie amplitudy składowych wykładniczych relaksacyjnych przebiegów fotoprądu związanych z termiczną emisją nośników ładunku. Sposób wyznaczania koncentracji pułapek został szczegółowo opisany w pracy [19]. Do wyznaczenia koncentracji pułapek wykorzystano następującą zależność:

$$I_0 = q n_T(0) \mu \tau E C e_T, \quad (3)$$

w której  $I_0$  jest amplitudą relaksacyjnego przebiegu fotoprądu,  $q$  oznacza ładunek elementarny,  $n_T(0)$  – koncentrację pułapek zapełnionych nośnikami ładunku w chwili wyłączenia oświetlenia,  $\mu\tau$  – iloczyn ruchliwości i czasu życia nośników ładunku,  $E$  – natężenie pola elektrycznego, zaś  $C$  – pole powierzchni przekroju poprzecznego obszaru, w którym zachodzi termiczna emisja nośników ładunku. Zależność pomiędzy koncentracją  $n_T(0)$  a koncentracją pułapek opisywana jest wyrażeniem:

$$n_T(0) = \frac{N_T}{1 + \frac{e_T}{G_m \tau c_T}}, \quad (4)$$

gdzie:  $N_T$  oznacza koncentrację pułapek,  $c_T$  - współczynnik wychwytu elektronów, zaś  $G_m$  - szybkość generacji par elektron - dziura. Do wyznaczenia koncentracji przyjęto, że w zakresie temperatur 250 – 320 K czas życia elektronów nie ulega zmianie i wynosi 1 ms, zaś ruchliwość elektronów zmienia się w przedziale od 2000 do  $1400 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ . Należy dodać, że wartości ruchliwości określono na podstawie przeprowadzonych pomiarów hallowskich, natomiast wartość czasu życia przyjęto na podstawie danych literaturowych [33]. Zgodnie z wynikami przedstawionymi w pracy [33] czas życia elektronów w krzemie o bardzo wysokiej czystości mierzony w temperaturze pokojowej może zawierać się w przedziale 1 - 2 ms.

Wyniki zilustrowane na Rys. 7 wskazują, że koncentracja pułapek T1 (420 meV), identyfikowanych z lukami podwójnymi  $V_2^{-0}$ , w obszarze środkowym płytki wynosi  $\sim 3 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ , zaś w obszarze brzegowym jest dwukrotnie większa i osiąga wartość  $\sim 6 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ . Koncentracja pułapek T2 (460 meV), które prawdopodobnie związane są z lukami potrójnymi  $V_3^{-0}$ , w obszarze środkowym płytki wynosi  $\sim 1 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ , natomiast w obszarze brzegowym przyjmuje wartość  $\sim 8 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ . Warto zauważyć, że różnica pomiędzy wartościami koncentracji tych pułapek w poszczególnych obszarach płytki jest znacznie mniejsza niż w przypadku pułapek T1 (420 meV). Z kolei, dla pułapek T3 (480 meV) nie zaobserwowano różnicy pomiędzy ich koncentracją w obszarze środkowym i obszarze brze-



gowym płytki. W obu obszarach koncentracja ta wynosi  $\sim 2 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ . Pułapka T4 (545 meV) występuje wyłącznie w obszarze brzegowym płytki i jej koncentracja wynosi  $\sim 4 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ . Przyjmując, że wykryte pułapki związane są z agregatami luk można zauważyć, że koncentracja danego rodzaju pułapek, zarówno w obszarze środkowym, jak i w obszarze brzegowym płytki, wzrasta ze wzrostem złożoności agregatu luk. Jednocześnie, widoczna jest istotna różnica w strukturze defektowej środkowego i brzegowego obszaru płytki. Pułapki T4 (545 meV), związane są prawdopodobnie z agregatami luk złożonymi z pięciu luk ( $V_5^{-0}$ ), obserwowane są bowiem wyłącznie w obszarze brzegowym płytki.

#### 4. Podsumowanie

W artykule przedstawiono unikatowe wyniki badań rozkładu rezystywności oraz rozkładu właściwości i koncentracji centrów defektowych na płycie krzemowej o promieniu  $R = 75 \text{ mm}$ , pochodzącej z monokryształu o bardzo wysokiej czystości otrzymanego metodą FZ. Stwierdzono, że rozkład rezystywności wzdłuż średnicy płytki jest w kształcie litery W. Innymi słowy, znacznie wyższe wartości rezystywności obserwowane są w środkowym obszarze płytki oraz przy krawędzi płytki niż w obszarze, którego odległość od środka płytki zawarta jest w przedziale pomiędzy  $0,3 R$  a  $0,8 R$ . Do określenia właściwości i koncentracji centrów defektowych zastosowano metodę niestacjonarnej spektroskopii fotoprądowej o wysokiej rozdzielczości (HRPITS). Do wyznaczania stałych czasowych składowych wykładniczych relaksacyjnych przebiegów fotoprądu, zmierzonych w zakresie temperatur  $250 - 320 \text{ K}$ , wykorzystano procedurę numeryczną opartą na odwrotnym przekształceniu Laplace'a. Centra defektowe zbadano w dwóch obszarach płytki: w obszarze środkowym o rezystywności  $\sim 6,0 \times 10^4 \Omega\text{cm}$  oraz w obszarze brzegowym, położonym w odległości  $\sim 0,8 R$  od środka płytki, którego rezystywność wynosiła  $\sim 3,0 \times 10^4 \Omega\text{cm}$ . W obszarze środkowym wykryto trzy rodzaje pułapek charakteryzujących się energią aktywacji  $420 \text{ meV}$ ,  $460 \text{ meV}$  i  $480 \text{ meV}$ . W obszarze brzegowym, oprócz pułapek występujących w obszarze środkowym wykryto pułapki o energii aktywacji  $545 \text{ meV}$ , których koncentracja wynosiła  $\sim 4,0 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ . W świetle dostępnych danych literaturowych oraz wyników przeprowadzonych dotychczas badań własnych, zaproponowano przypisanie tych pułapek agregatom złożonym z pięciu luk. Stwierdzono ponadto, że w obszarze brzegowym koncentracja pułapek o energii aktywacji  $420 \text{ meV}$ , przypisanych lukom podwójnym  $V_2^{-0}$  wynosi  $\sim 6 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$  i jest w przybliżeniu dwukrotnie większa niż w obszarze środkowym płytki. Pułapki o energii aktywacji  $460 \text{ meV}$  i  $480 \text{ meV}$ , których koncentracja w obszarach środkowym i brzegowym jest w przybliżeniu jednakowa i wynosi odpowiednio  $\sim 1,0 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$  i  $\sim 2,0 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ , mogą być związane zarówno z agregatami luk  $V_3^{-0}$  i  $V_4^{-0}$ ,

jak i z zanieczyszczeniami metalicznymi, identyfikowanymi z atomami Ni i Fe.

#### Podziękowania

Praca była częściowo finansowana przez Narodowe Centrum Badań i Rozwoju ze środków Programu Badań Stosowanych przeznaczonych na realizację projektu pt. *Opracowanie nowych krzemowych detektorów cząstek alfa dla dozymetrii i badań transaktywności*, SiDET, Nr umowy: PBS1/A9/8/2012.

#### Literatura

- [1] Cizek T. F., Wang T. H.: Silicon defect and impurity studies using float-zone crystal growth as a tool, *J. Crystal Growth*, 2002, 237 – 239, 1685 – 1691
- [2] Han D. J., Batignani G., Guerra, A. Del.: Supergain transistors on high-purity float-zone silicon substrate, *Appl. Phys. Lett.*, 2003, 83, 1450 - 1452
- [3] Tsuya H.: Present status and prospect of Si wafers for ultra large scale integration, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 2004, 43, 4055 - 4067
- [4] Plewa D., Kozłowski R., Kamiński P.: Dyfuzja niklu w procesie wzrostu krzemowych warstw epitaksjalnych, *Materiały Elektroniczne*, 1994, 22, 4, 4 - 18
- [5] Plewa D., Kozłowski R., Kamiński P.: Głębokie centra defektowe w krzemowych warstwach epitaksjalnych zanieczyszczonych żelazem, *Materiały Elektroniczne*, 1995, 23, 1, 5 - 18
- [6] Kaminski P., Kozłowski R., Jeleński A., Mchedlidze T., Suezawa M.: High-resolution photoinduced transient spectroscopy of electrically active iron-related defects in electron irradiated high-resistivity silicon, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 2003, 42, 5415 - 5419
- [7] Hastings J. L., Estreicher, S. K., Fedders P. A.: Vacancy aggregates in silicon, *Phys. Rev. B*, 1997, 56, 10215 - 10220
- [8] Nakamura K., Saishoji T., Tomioka J.: Grown-in defects in silicon crystals, *J. Cryst. Growth*, 2002, 237 - 239, 1678 - 1684
- [9] Makhov D.V. and Lewis L. J.: Stable fourfold configurations for small vacancy clusters in silicon from ab initio calculations, *Phys. Rev. Lett.*, 2004, 92, 255504 (1 - 4)
- [10] Kaminski P., Kozłowski R., Strzelecka S., Pawłowski M., Wegner E., Piersa M.: High-resolution photoinduced transient spectroscopy of defect centres in semi-insulating InP obtained by iron diffusion, *Mat. Sci. in Semiconductor. Processing*, 2006, 9, 384 - 389
- [11] Kamiński P., Kozłowski R., Strzelecka S., Hruban A., Jurkiewicz-Wegner E., Piersa M., Pawłowski M.,



- and Suproniuk M.: Tailoring the electrical properties of undoped GaP, *Solid State Phenomena*, 2011, 178 - 179, 410 - 415
- [12] Kamiński P., Kozłowski R., Kozubal M., Żelazko J.: Photoinduced transient spectroscopy of defect centers in GaN and SiC, *Semiconductors*, 2007, 41, (4), 414 - 420
- [13] Kozłowski R., Kamiński P., Surma B., Żelazko J., Pawłowski M.: Optymalizacja odpornych na radiację detektorów krzemowych dla akceleratorów zderzeniowych S-LHC, *Sprawozdanie merytoryczne z wykonania projektu badawczego specjalnego Nr: CERN/15/2007*, ITME, Warszawa 2009
- [14] Kozłowski R., Kamiński P., Surma B. H., Żelazko J.: Zobrazowanie radiacyjnej struktury defektowej krzemowych detektorów cząstek dla akceleratorów zderzeniowych S-LHC, *Sprawozdanie merytoryczne z wykonania projektu badawczego specjalnego, Nr 655/N-CERN/2010/0*, ITME, Warszawa 2013
- [15] Krupka J., Karcz W., Avdeyev S.P., Kamiński P., Kozłowski R.: Electrical properties of deuteron irradiated high resistivity silicon, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B.*, 2014, 325, 107 - 114
- [16] Simoen E., de Backker K., Claeys C., Clauws P.: Deep-level transient spectroscopy of detector-grade high-resistivity float-zone silicon, *J. Electron. Mat.*, 1992, 21, (5), 533 - 541
- [17] Krupka J., Breeze J., Centeno A., Alford N., Clausen T. and Jensen L.: Measurements of permittivity, dielectric loss tangent, and resistivity of float-zone silicon at microwave frequencies, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 2006, 54, (11), 3995 - 4001
- [18] Pawłowski M., Kamiński P., Kozłowski R., Kozubal M., Żelazko J.: Obrazowanie struktury defektowej kryształów półizolującego GaAs poprzez analizę relaksacyjnych przebiegów fotoprądu z zastosowaniem odwrotnego przekształcenia Laplace'a, *Materiały Elektroniczne*, 2006, 34, 1/2, 48 - 75
- [19] Kozłowski R., Kamiński P., Żelazko J.: Wyznaczanie koncentracji centrów defektowych w półprzewodnikach wysokorezystywnych na podstawie prążków widmowych Laplace'a otrzymany w wyniku relaksacyjnych przebiegów fotoprądu, *Materiały Elektroniczne*, 2012, 40, 1, 19 - 33
- [20] Provencher S.: CONTIN: A general purpose program for inverting noisy linear algebraic and integral equations, *Comp. Phys. Comm.*, 1982, 27, 229 - 242
- [21] Menzel R.: Growth conditions for large diameter FZ Si single crystals, *Ph. D. Thesis*, Berlin Technical University, Germany, October 2012
- [22] Abe T.: Generation and annihilation of point defects by doping impurities during FZ silicon crystal growth, *J. Cryst. Growth*, 2011, 334, 4 - 15
- [23] Viscor P., Andersen O., Clausen T., Ellsmore P., Jensen L.: Vacancy-phosphorus defect complex in As-grown, ultra-pure, float zone single crystal silicon, *ECS Transactions*, 2008, 16, (6), 109 - 120
- [24] Wang Z.: Modelling microdefects formation in crystalline silicon: the roles of point defects and oxygen, *Ph. D. Thesis*, Massachusetts Institute of Technology, USA, December 2002.
- [25] Voronkov V., Falster R.: Intrinsic point defects and impurities in silicon crystal growth, *J. Electrochem. Soc.*, 2002, 149, (3), G167 - G174
- [26] Ali A., Iqbal M. Z., Baber N. and Gill A. A.: Bleaching of the interstitial iron donor in silicon by transition metal impurities, *Semicond. Sci. Technol.*, 1996, 11, 129 - 132
- [27] Kamiński P.: Identyfikacja centrów generacyjno-rekombinacyjnych w epitaksjalnych warstwach Si, *Sprawozdanie z realizacji projektu badawczego Nr 803379101*, ITME, Warszawa 1994.
- [28] Monakhov E. V., Avset B. S., Hallen A., and Svensson B. G.: Formation of a double acceptor center during divacancy annealing in low-doped high-purity oxygenated Si, *Phys. Rev. B*, 2002, 65, 233207 (1 - 4)
- [29] Markevich V. P., Peaker A. R., Lastovskii S. B., Murin L. I., Coutinho J., Torres V. J. B., Briddon 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*, 2009, 65, 235207 (1 - 7)
- [30] Pintilie I., Fretwurst E., Lindstrom G., Sthal J.: Close to midgap trapping level in 60Co gamma irradiated silicon detectors, *Appl. Phys. Lett.*, 2002, 81, 165 - 167
- [31] 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*, 2002, 36 (10), 1114 - 1122
- [32] Lee Y-H., Corbett J. W.: EPR study of defects in neutron-irradiated silicon : Quenched-in alignment under <110>-uniaxial stress, *Phys. Rev. B*, 1974, 9, 4351 - 4361
- [33] Yoshida T., Kitagawara Y.: Capability of reliable bulk lifetime evaluation in high-purity Si by photoconductive decay measurement with a chemical passivation technique, *Electrochemical Society Proceedings*, 1996, 96 - 13, 455 - 461