



## Wpływ energii fotonów na obraz prążków widmowych otrzymany metodą niestacjonarnej spektroskopii fotoprądowej dla centrów defektowych w półizolujących monokryształach 4H-SiC:V

MARCIN MICZUGA<sup>1</sup>, PAWEŁ KAMIŃSKI<sup>2</sup>, ROMAN KOZŁOWSKI<sup>2</sup>,  
MICHAŁ PAWŁOWSKI<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Wojskowa Akademia Techniczna, Instytut Optoelektroniki, 00-908 Warszawa, ul. S. Kaliskiego 2

<sup>2</sup>Instytut Technologii Materiałów Elektronicznych, 01-919 Warszawa, ul. Wólczyńska 133

**Streszczenie.** Określono wpływ energii fotonów na jakość obrazu prążków widmowych otrzymanych metodą niestacjonarnej spektroskopii fotoprądowej dla centrów defektowych w półizolujących monokryształach 4H-SiC:V. Badania przeprowadzono dla centrów związanych z atomami Al, dla których termiczna emisja nośników ładunku obserwowana jest w zakresie temperatur 100-250 K. Zaproponowano mechanizm wyjaśniający znacznie lepszą jakość obrazu otrzymanego dla impulsu UV o energii fotonów 3,31 eV niż dla impulsu UV o energii fotonów 3,82 eV.

**Słowa kluczowe:** PITS, centra defektowe, półizolujący SiC

**Symbole UKD:** 535.2

### Wstęp

Półizolujący węgiel krzemu, o strukturze krystalicznej 4H (SI 4H-SiC) i rezystywności w temperaturze pokojowej rzędu  $1,0 \times 10^{11} \Omega \text{cm}$ , jest materiałem o dużym znaczeniu dla rozwoju elektroniki mikrofalowej. W szczególności płytki monokryształicznego 4H-SiC stosowane są jako podłoża do wytwarzania monolitycznych mikrofalowych układów scalonych pracujących przy dużej mocy sygnału w zakresie fal milimetrowych. Materiał ten charakteryzuje się szeroką przerwą energetyczną (3,23 eV w temperaturze 300 K) oraz doskonałą przewodnością cieplną, wynoszącą 3,7 W/cmK. Należy dodać, że przyrządy elektronowe na bazie 4H-SiC mogą

pracować w wysokich temperaturach i są odporne na działanie destruktywnych czynników chemicznych oraz promieniowania jonizującego.

Monokryształy objętościowe 4H-SiC otrzymywane są najczęściej metodą transportu fizycznego z fazy gazowej (PVT). W celu uzyskania bardzo dużej rezystywności zazwyczaj domieszkowane są one wanadem, który pełni rolę domieszki amfoterycznej, wprowadzając zarówno głęboki poziom akceptorowy, jak i głęboki poziom donorowy. Innymi słowy, atomy wanadu wprowadzają głębokie poziomy energetyczne kompensujące płytkie poziomy donorowe związane z resztkowymi atomami azotu, a także płytkie poziomy akceptorowe związane z resztkowymi atomami aluminium i boru.

Badania centrów defektowych w wysokorezystywnych monokryształach SiC mają duże znaczenie zarówno poznawcze, jak i praktyczne. Dotychczasowa wiedza na temat właściwości elektronowych centrów defektowych i mechanizmów ich powstawania jest niepełna i ciągle uzupełniana o nowe wyniki eksperymentalne. Wyniki tych badań stanowią zatem istotny wkład do rozwoju fizyki defektów sieci krystalicznej w materiałach półprzewodnikowych o szerokiej przerwie energetycznej. Z drugiej strony, właściwości centrów defektowych wpływają na parametry eksploatacyjne przyrządów i optymalizacja struktury defektowej monokryształów SiC jest niezbędna dla uzyskania przyrządów o dobrych parametrach użytkowych i dużej niezawodności. Ponadto, struktura defektowa monokryształów SiC jest silnie zależna od ich warunków wzrostu i kontrola tej struktury umożliwia ocenę poprawności i optymalizację procesów monokrysztalizacji.

Metoda niestacjonarnej spektroskopii fotoprądowej (PITS — *Photoinduced Transient Spectroscopy*) jest obecnie najbardziej efektywną metodą badania centrów defektowych w materiałach półizolujących [1]. Polega ona na pomiarze relaksacyjnych przebiegów fotoprądu obserwowanych po wyłączeniu impulsu generującego nadmiarowe nośniki ładunku. Przebiegi relaksacyjne rejestrowane są w szerokim zakresie temperatur i w celu wyznaczenia parametrów centrów defektowych analizowane są temperaturowe zmiany ich stałych czasowych. Dwuwymiarowa analiza przebiegów relaksacyjnych przeprowadzana jest obecnie za pomocą procedury korelacyjnej, w wyniku której temperaturowe zmiany stałych czasowych tych przebiegów wizualizowane są w postaci powierzchni widmowej, zawierającej fałdy związane z termiczną emisją nośników ładunku z centrów defektowych. Linie grzbietowe tych fałd wyznaczają temperaturowe zależności szybkości emisji nośników dla wykrytych centrów defektowych [2]. Prążki widmowe otrzymywane są poprzez rzutowanie fałd na płaszczyznę wyznaczoną osią temperatury oraz osią szybkości emisji.

W przypadku półprzewodników o szerokiej przerwie energetycznej, takich jak 4H-SiC, impulsy fotoprądu generowane są za pomocą impulsów promieniowania UV o energii fotonów 3,31 eV ( $\lambda = 375$  nm) lub o energii fotonów 3,82 eV ( $\lambda = 325$  nm) emitowanego odpowiednio przez laser półprzewodnikowy lub laser He-Cd. Ce-

lem pracy jest zbadanie wpływu energii fotonów źródła UV wykorzystywanego do generacji nadmiarowych nośników ładunku na jakość obrazu prążków widmowych otrzymywanych w wyniku zastosowania procedury korelacyjnej do dwuwymiarowej analizy temperaturowych zmian stałych czasowych relaksacyjnych przebiegów fotoprądu zarejestrowanych dla próbki monokryształu 4H-SiC:V w zakresie temperatur 100-250 K. W celu określenia mechanizmu wpływu energii fotonów na jakość obrazu prążków widmowych, obliczono rozkłady koncentracji namiarowych nośników ładunku, istniejące w stanie ustalonym, w chwili wyłączenia impulsu UV. W obliczeniach uwzględniono różne wartości współczynnika absorpcji dla monokryształu 4H-SiC, które przy energii fotonów 3,31 eV i 3,82 eV wynoszą odpowiednio  $25 \text{ cm}^{-1}$  i  $1,35 \times 10^3 \text{ cm}^{-1}$ .

## Opis metody pomiarowej

Do badania temperaturowych zmian stałych czasowych relaksacyjnych przebiegów fotoprądu wykorzystano próbkę monokryształu 4H-SiC:V o rezystywności w temperaturze pokojowej równej  $2,4 \times 10^{11} \Omega \text{ cm}$ . Próbka została wycięta z jednostronnie wypolerowanej płytki o grubości  $\sim 380 \mu\text{m}$ . Na wypolerowaną powierzchnię próbki, prostopadłą do osi  $c$  (kierunek [0001]), naniesiono przez maskę metalową dwa planarne kontakty omowe rozmieszczone w odległości 0,7 mm. Kontakty wytworzone zostały poprzez naporowanie warstwy Cr o grubości  $\sim 50 \text{ nm}$  oraz warstwy Au o grubości  $\sim 300 \text{ nm}$ , a następnie wtopienie tych warstw w temperaturze  $\sim 500^\circ\text{C}$ . Niestacjonarne przebiegi fotoprądu zostały zarejestrowane za pomocą unikalnego systemu pomiarowego przeznaczonego do badania centrów defektowych w półprzewodnikach wysokorezystywnych o szerokiej przerwie energetycznej metodą niestacjonarnej spektroskopii fotoprądowej PITS [3]. Próbka została umieszczona w głowicy pomiarowej typu RDK 10-320 kriostatu helowego firmy Leybold. Chłodzenie próbki w kriostacie następowało poprzez adiabatyczne rozprężanie helu w obiegu zamkniętym. Temperatura próbki była kontrolowana automatycznie za pomocą regulatora LTC60 firmy Leybold z dokładnością do 0,1 K. Pomiaru temperatury próbki dokonywano za pomocą diody krzemowej typu D. Należy dodać, że kriostat helowy jest wyposażony w dwa czujniki temperatury, z których jeden służy do sterowania regulatorem LTC60, zaś drugi, umieszczony w pobliżu próbki, umożliwia dokładne określenie jej temperatury. Taki sposób kontroli temperatury próbki pozwala na minimalizację błędu pomiaru związanego z nierównomiernym rozkładem temperatury na zimnym palcu kriostatu.

Niestacjonarne przebiegi fotoprądu były generowane za pomocą wiązki promieniowania UV padającej na obszar próbki pomiędzy kontaktami omowymi. Średnica wiązki wynosiła  $\sim 1 \text{ mm}$ . Zastosowano dwa źródła promieniowania UV: laser He-Cd emitujący wiązkę UV o energii fotonów 3,82 eV oraz laser pół-

przewodnikowy emitujący wiązkę UV o energii fotonów 3,31 eV. W przypadku zastosowania lasera He-Cd impulsy UV kształtowane są za pomocą sterowanej elektronicznie migawki wyposażonej w mechaniczną przesłonę, której minimalny czas zamknięcia wynosi  $\sim 0,1$  ms. Strumień fotonów  $\Phi$  emitowanych przez ten laser zmieniany jest za pomocą filtrów absorpcyjnych. Do kształtowania impulsów promieniowania UV emitowanego przez laser półprzewodnikowy służy klucz elektroniczny wyzwalany sygnałem synchronizującym podawanym z bloku akwizycyjno-pomiarowego DAS-12. Strumień fotonów emitowany przez ten laser regulowany jest poprzez zmianę napięcia sterującego w zakresie 0,6-1 V.

Niestacjonarne przebiegi fotoprądu zmierzone zostały w zakresie temperatur 100-250 K za pomocą szybkiego przetwornika konduktancyjno-napięciowego (wzmacniacza prądowego) Keithley 428, umożliwiającego regulację wzmocnienia w zakresie  $10^3$  do  $10^{10}$  V/A. Miernik wyposażony jest w programowane źródło prądowe, służące do kompensacji składowej stałej prądu wejściowego. Pomiar przeprowadzono przy napięciu polaryzacji  $U_A = 30$  V podawanego ze źródła wymuszająco-pomiarowego Keithley 2410. Napięciowy sygnał odpowiadający relaksacyjnym przebiegom fotoprądu przesyłany jest następnie do dedykowanego systemu akwizycyjno-pomiarowego DAS-12. W celu poprawy stosunku sygnału do szumu, system DAS-12 został wyposażony w procesor uśrednień pracujący w czasie rzeczywistym. Po wykonaniu zaprogramowanej liczby rejestracji zawartość pamięci RAM jest przepisywana do pamięci komputera sterującego i dzielona programowo przez zadaną liczbę rejestracji. W zadanej temperaturze niestacjonarny przebieg fotoprądu rejestrowano po uśrednieniu 500 przebiegów.

Cykl rejestracji niestacjonarnych przebiegów fotoprądu w funkcji temperatury odbywał się automatycznie. Parametry procesu pomiarowego, takie jak: okres powtarzania i czas trwania impulsów UV, wzmocnienie sygnału fotoprądu, częstotliwość próbkowania niestacjonarnych przebiegów fotoprądu, zakres temperatur i krok zmian temperatury, były zadawane poprzez interfejs użytkownika.

Do analizy temperaturowych zmian stałych czasowych relaksacyjnych przebiegów fotoprądu zastosowano dwuwymiarową procedurę korelacyjną, umożliwiającą wizualizowanie tych zmian postaci obrazu prążków widmowych [4]. Przebiegi poddawane analizie były normalizowane względem amplitudy fotoprądu w chwili wyłączenia impulsu UV. W dwuwymiarowych widmach korelacyjnych termiczna emisja nośników ładunku z centrów defektowych uwidacznia się w postaci podłużnych fałd. Rzuty tych fałd na płaszczyznę wyznaczoną osią temperatury i osią szybkości emisji tworzą prążki widmowe, zaś rzuty linii grzbietowych tych fałd wyznaczają temperaturowe zależności szybkości emisji nośników ładunku  $e_T = f(T)$  dla wykrytych centrów defektowych. W wyniku aproksymacji linii grzbietowych fałd równaniem Arrheniusa

$$e_T = AT^2 \exp\left(-\frac{E_a}{k_B T}\right), \quad (1)$$

w którym  $k_B$  jest stałą Boltzmanna, wyznaczone są parametry centrów defektowych — energia aktywacji  $E_a$  oraz zależny od przekroju czynnego na wychwyty nośników współczynnik przedeksponencjalny  $A$ . Do numerycznego obliczania dwuwymiarowego widma korelacyjnego najczęściej stosowana jest dwuimpulsowa funkcja wagowa. W niektórych przypadkach, w celu zwiększenia rozdzielczości, stosowana jest czteroimpulsowa funkcja wagowa [5]. Zaletą procedury korelacyjnej jest mała czułość na szumy występujące w przebiegach relaksacyjnych. Wadą jej jest natomiast niska rozdzielczość, zwłaszcza jeśli sygnał relaksacyjny jest wynikiem termicznej emisji nośników ładunku z kilku rodzajów centrów defektowych o zbliżonej koncentracji i niewiele różniących się właściwościach [5].

W przypadku termicznej emisji nośników z jednego rodzaju centrów defektowych relaksacyjny przebieg fotoprądu jako funkcję czasu  $t$ , temperatury  $T$  i energii fotonów  $h\nu$  można opisać wyrażeniem [1]

$$i(t, T) = I(h\nu, T) \exp(-e_T t) + i_S(t, T), \quad (2)$$

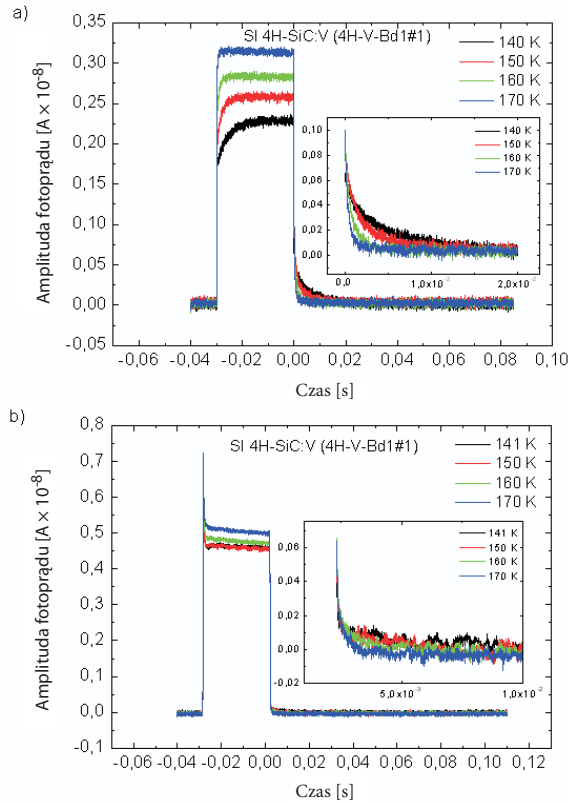
w którym  $I(h\nu, T)$  jest amplitudą przebiegu,  $e_T$  odwrotnością stałej czasowej, zaś  $i_S(t, T)$  reprezentuje składową losową związaną z szumami. Amplitudę przebiegu relaksacyjnego można przedstawić w postaci [1]

$$I(h\nu, T) = n_{to}(T) e_T(T) \mu(T) \tau(T) C(h\nu, T) qE, \quad (3)$$

gdzie  $n_{to}$  oznacza koncentrację centrów defektowych obsadzonych przez nadmiarowe nośniki ładunku (elektrony lub dziury),  $\mu$  i  $\tau$  oznaczają odpowiednio ruchliwość i czas życia nośników emitowanych z centrów defektowych,  $C$  jest parametrem geometrycznym zależnym od energii fotonów promieniowania UV,  $q$  oznacza ładunek elementarny, zaś  $E$  jest natężeniem pola elektrycznego zależnym od przyłożonego napięcia  $U_A$ . Należy dodać, że parametr  $C$ , przy ustalonych wymiarach próbki, zależny jest od głębokości obszaru, w którym centra defektowe zapełniane są nadmiarowymi nośnikami ładunku. Głębokość tę determinuje zależny od współczynnika absorpcji rozkład koncentracji nadmiarowych nośników ładunku w głąb materiału w stanie ustalonym, w chwili przed wyłączeniem impulsu UV.

## Wyniki badań

Niestacjonarne przebiegi fotoprądu zmierzone dla próbki półizolującego monokryształu 4H-SiC:V w zakresie temperatur 140-170 K przedstawiono na rysunku 1.

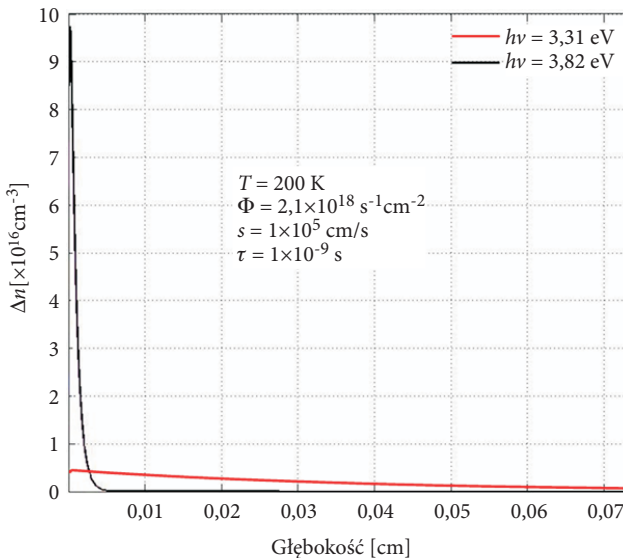


Rys. 1. Niestacjonarne przebiegi fotoprądu zarejestrowane dla próbki półizolującego 4H-SiC:V w zakresie temperatur 140-170 K przy różnej energii fotonów impulsu UV: a)  $h\nu = 3,31$  eV,  $\Phi = 1,9 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , szerokość impulsu 30 ms, okres powtarzania 133 ms,  $U_A = 30$  V; b)  $h\nu = 3,82$  eV,  $\Phi = 1,1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , szerokość impulsu 30 ms, okres powtarzania 155 ms,  $U_A = 30$  V. Wstawki ilustrują temperaturowe zmiany relaksacyjnych przebiegów fotoprądu spowodowane termiczną emisją nośników ładunku z centrów defektowych

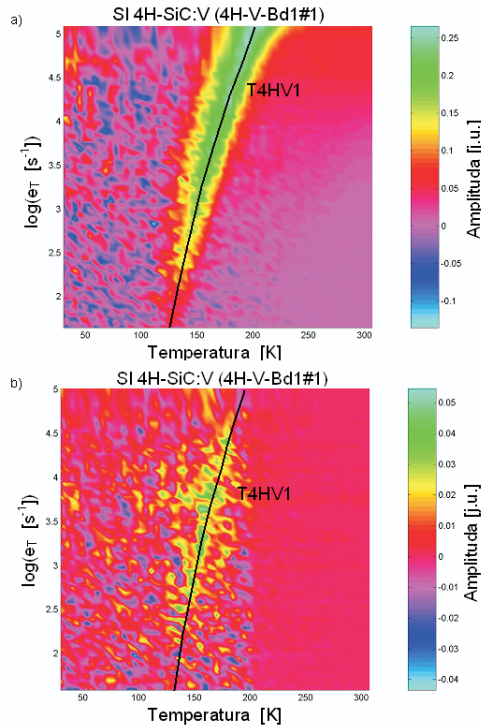
Jak wskazują wyniki pomiaru przedstawione na rysunku 1, kształt impulsu fotoprądu jest zależny od energii fotonów promieniowania UV. Dla energii fotonów 3,31 eV amplituda fotoprądu w temperaturze 170 K w chwili wyłączenia impulsu UV wynosi 3,2 nA, zaś dla energii fotonów 3,82 eV jest równa 5 nA. Po wyłączeniu impulsu UV dominuje proces bardzo szybkiej rekombinacji nadmiarowych nośników ładunku. Stała czasowa tego procesu, zależnego od czasu życia nośników, jest rzędu nanosekund. Relaksacja związana z termiczną emisją nośników zachodzi znacznie wolniej i obserwowana jest w dolnej części zaniku fotoprądu. W przypadku energii fotonów 3,31 eV amplituda relaksacyjnego przebiegu fotoprądu wynosi 0,9 nA, zaś dla energii fotonów 3,82 eV równa jest 0,2 nA. Zgodnie z równaniem (3) zjawisko to można wyjaśnić różną głębokością obszaru próbki, w którym zachodzi termiczna emisja

nośników ładunku. W celu określenia głębokości tego obszaru obliczono rozkłady koncentracji nadmiarowych nośników ładunku dla energii fotonów 3,31 eV oraz 3,82 eV w stanie ustalonym, w chwili wyłączenia impulsu UV. Wyniki obliczeń, otrzymane przy założeniu prędkości rekombinacji powierzchniowej  $s = 10^5$  cm/s i czasu życia nośników  $\tau = 1 \times 10^{-9}$  s, przedstawiono na rysunku 2.

Z zależności przedstawionych na rysunku 2 wynika, że w przypadku energii fotonów 3,82 eV koncentracja nadmiarowych nośników jest o ponad rząd wielkości większa niż dla impulsu UV o energii fotonów 3,31 eV. Rezultat ten jest zgodny z danymi eksperymentalnymi wskazującymi na znacznie większą amplitudę fotoprądu generowanego impulsem UV o energii fotonów 3,82 eV w porównaniu z amplitudą fotoprądu generowanego impulsem UV o energii fotonów 3,31 eV. Z drugiej strony jednak w przypadku źródła UV o większej energii fotonów nadmiarowe nośniki ładunku skupione są na głębokości  $\sim 50$   $\mu\text{m}$  i może występować jeszcze znaczący wpływ rekombinacji powierzchniowej. Przyjmując, że koncentracja centrów defektowych jest  $\sim 3 \times 10^{15}$   $\text{cm}^{-3}$  [6], głębokość obszaru, w którym koncentracja nadmiarowych nośników ładunku jest wystarczająca do zapelnienia centrów defektowych przy energii fotonów 3,31 eV, wynosi  $\sim 250$   $\mu\text{m}$ . Innymi słowy, objętość obszaru, w którym zapełniane są centra defektowe przy tej energii fotonów jest pięciokrotnie większa niż w przypadku energii fotonów 3,82 eV. Wynik ten jest zgodny z przebiegami relaksacyjnymi przedstawionymi na rysunku 1. Amplituda relaksacyjnego przebiegu fotoprądu dla energii fotonów 3,31 eV jest w przybliżeniu pięciokrotnie większa od amplitudy przebiegu relaksacyjnego dla energii fotonów 3,82 eV.



Rys. 2. Rozkłady koncentracji nadmiarowych nośników ładunku w głąb próbki 4H-SiC:V w stanie ustalonym, w chwili wyłączenia impulsu UV o energii fotonów 3,31 eV oraz 3,82 eV



Rys. 3. Obrazy korelacyjnych prążków widmowych dla centrów defektowych w monokryształe 4H-SiC:V, otrzymane w wyniku dwuwymiarowej analizy temperaturowych zmian stałej czasowej relaksacyjnych przebiegów fotoprądu w zakresie temperatur 100-250 K: a) dla impulsu UV o energii fotonów  $h\nu = 3,31$  eV, b) dla impulsu UV o energii fotonów  $h\nu = 3,82$  eV. Linią ciągłą zaznaczono temperaturową zmianę szybkości emisji nośników dla wykrytych centrów defektowych

Obrazy korelacyjnych prążków widmowych, otrzymanych za pomocą procedury korelacyjnej na podstawie relaksacyjnych przebiegów fotoprądu przedstawionych na rysunku 1, zilustrowano na rysunku 3.

Otrzymane obrazy wskazują, że w zakresie temperatur 100-250 K wykryto jeden rodzaj centrów defektowych. W wyniku aproksymacji równaniem Arrheniusa wyznaczonej eksperymentalnie dla tych centrów temperaturowej zależności szybkości emisji nośników ładunku określono wartości energii aktywacji  $E_a$  i parametru  $A$  równe odpowiednio  $200 \pm 10$  meV i  $5,0 \times 10^5 \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-2}$ . Na podstawie tych wartości i danych literaturowych [6] wykryte centra defektowe zidentyfikowano jako atomy aluminium zlokalizowane w węzłach heksagonalnych sieci krystalicznej 4H-SiC:V.

Obrazy przedstawione na rysunku 3 potwierdzają dużą czułość niestacjonarnej spektroskopii fotoprądowej oraz duże możliwości procedury korelacyjnej w zastosowaniu do analizy przebiegów relaksacyjnych zawierających znaczną składową losową. Obrazy te uwidaczniają również wpływ amplitudy sygnału re-



laksacyjnego oraz wpływ amplitudy składowej losowej na kształt prążków widmowych. Widoczny jest również wpływ minimalnego czasu zamknięcia migawki na graniczną wartość obserwowanej szybkości emisji nośników ładunku. Wartość ta w przypadku zastosowania migawki do kształtowania impulsów UV wynosi  $\sim 10^4 \text{ s}^{-1}$ .

## Wnioski

Metodę niestacjonarnej spektroskopii fotoprądowej zastosowano do badania centrów defektowych w półizolujących monokryształach 4H-SiC:V. Za pomocą procedury korelacyjnej przeprowadzono dwuwymiarową analizę temperaturowych zmian stałych czasowych relaksacyjnych przebiegów fotoprądu. W wyniku analizy otrzymano prążki widmowe i wyznaczono temperaturową zależność szybkości emisji dla wykrytych centrów defektowych. Określono wpływ energii fotonów impulsu UV na obraz prążków widmowych związanych z termiczną emisją nośników ładunku z centrów defektowych przypisanych atomom Al. Stwierdzono, że jakość obrazu zależna jest od amplitudy sygnału relaksacyjnego oraz zawartej w nim składowej losowej. Mniejsza amplituda relaksacyjnego przebiegu fotoprądu dla impulsu UV o energii fotonów 3,82 eV w porównaniu z amplitudą dla impulsu UV o energii fotonów 3,31 eV spowodowana jest mniejszą objętością obszaru próbki, w którym zachodzi termiczna emisja nośników ładunku z centrów defektowych.

Praca została wykonana w ramach projektu badawczego nr 3 T10C 02830 „Niestacjonarna spektroskopia fotoprądowa centrów defektowych w kryształach półizolującego SiC” finansowanego przez Ministerstwo Nauki i Szkolnictwa Wyższego.

Artykuł wpłynął do redakcji 8.05.2008 r. Zweryfikowaną wersję po recenzji otrzymano w maju 2008 r.

## LITERATURA

- [1] M. PAWŁOWSKI, P. KAMIŃSKI, R. KOZŁOWSKI, S. JANKOWSKI, M. WIERZBOWSKI, *Intelligent measuring system for characterization of defect centres in semi-insulating materials by photoinduced transient spectroscopy*, Metrology and Measurement Systems, vol. 11, no. 2, 2005, 207-228.
- [2] M. PAWŁOWSKI, *Dwuwymiarowość widm w niestacjonarnej spektroskopii fotoprądowej*, Materiały Elektroniczne ITME, 28, 2000, 18-30.
- [3] M. MICZUGA, M. PAWŁOWSKI, P. KAMIŃSKI, R. KOZŁOWSKI, M. PAWŁOWSKI, *System pomiarowy do badania centrów defektowych w półprzewodnikach wysokorezystywnych o szerokiej przerwie energetycznej*, Materiały Konf. Metrologia Wspomagana Komputerowo MWK'2005, Waplewo, 17-20 maj 2005, 79-86.
- [4] M. PAWŁOWSKI, M. MICZUGA, P. KAMIŃSKI, R. KOZŁOWSKI, *Analysis of two-dimensional PITS spectra for characterization of defect centers in high resistivity materials*, International Conference

- on Solid State Crystals '00, 9-13 October 2000, Zakopane, Proc. SPIE, Epilayers and Heterostructures in Optoelectronics and Semiconductor Technology, vol. 4413, 2001, 208-213.
- [5] M. PAWŁOWSKI, M. MICZUGA, *Zastosowanie procedury korelacyjnej z wieloimpulsowymi funkcjami wagowymi do dwuwymiarowej analizy widmowej w niestacjonarnej spektroskopii fotoprądowej PITS*, Materiały Elektroniczne, nr 3/4, t. 29, 2001, 5-19.
- [6] S. R. SMITH, A. O. EVWARAYE, W. C. MITCHEL, M. A. CAPANO, *Shallow Acceptors Levels in 4H- and 6H-SiC*, Journal of Electronic Materials, vol. 28, no. 3, 1999, 190-195.

M. MICZUGA, P. KAMIŃSKI, R. KOZŁOWSKI, M. PAWŁOWSKI

**Effect of photon energy on image of spectral fringes obtained by photoinduced transient spectroscopy for defect centres in semi-insulating 4H-SiC:V single crystals**

**Abstract.** Effect of the photon energy on the quality of the spectral fringes image obtained by photoinduced transient spectroscopy for defect centres in semi-insulating 4H-SiC:V single crystals have been determined. The studies were carried out for the centres related to Al atoms for which the thermal emission of charge carriers occurs in the temperatures range of 100-250 K. A mechanism explaining much better image quality when using UV pulse with the photon energy of 3.31 eV than that when using UV pulse with the photon energy of 3.82 eV has been proposed.

**Keywords:** PITS, defect centres, Si SiC

**Universal Decimal Classification:** 535.2