

BADANIE GŁĘBOKICH CENTRÓW DEFEKTOWYCH W WARSTWACH EPITAKSJALNYCH GaN:Si METODĄ NIESTACJONARNEJ SPEKTROSKOPII POJEMNOŚCIOWEJ (DLTS)

Michał Kozubal¹

Niestacjonarna spektroskopia pojemnościowa (DLTS) została zastosowana do badania centrów defektowych w domieszkowanych krzemem warstwach epitaksjalnych GaN typu n osadzanych na podłożach szafirowych. Koncentracja elektronów w warstwach epitaksjalnych określona na podstawie charakterystyk pojemnościowo-napięciowych wynosiła $\sim 1,0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Porównano strukturę defektową warstw GaN:Si przed oraz po napromieniowaniu protonami o energii 24 GeV. Zastosowano dwie dawki protonów równe $8,4 \times 10^{13} \text{ p/cm}^2$ i $5,3 \times 10^{14} \text{ p/cm}^2$. W warstwach stwierdzono obecność trzech rodzajów pułapek elektronowych: T1, T2 i T3 o energiach aktywacji odpowiednio: 0,63 eV, 0,70 eV i 0,83 eV. Koncentracja tych pułapek przed napromieniowaniem wynosiła odpowiednio $3,7 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ i $5,0 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. W wyniku napromieniowania protonami koncentracja pułapek T1 (0,63 eV) nie uległa zmianie, zaś koncentracja pułapek T2 (0,70 eV) i T3 (0,83 eV) wzrosła odpowiednio do $1,8 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ i $2,0 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

1. WSTĘP

Azotek galu (GaN) jest materiałem półprzewodnikowym o szerokiej przerwie zabronionej, wynoszącej 3,4 eV w 300 K. Materiał ten otrzymywany jest najczęściej w postaci warstw epitaksjalnych o strukturze wurcytu lub blendy cynkowej. Oba rodzaje materiału różnią się nieco strukturą pasmową oraz szerokością przerwy energetycznej. W porównaniu z krzemem lub arsenkiem galu GaN jest materiałem twardszym, charakteryzuje się szerszą przerwą energetyczną i wytwarzane z niego przyrządy półprzewodnikowe są lepiej dostosowane do pracy w wysokich temperaturach. Już w latach 70 [1] donoszono o potencjalnych korzyściach płynących z zastosowania półprzewodników o szerokiej przerwie energetycznej, w tym GaN. Na bazie tego materiału możliwe jest aktualnie wytwarzanie elementów półprzewodnikowych będących detektorami lub diodami elektroluminescencyjnymi

¹ Instytut Technologii Materiałów Elektronicznych, ul. Wólczyńska 133, 01-919 Warszawa,
e-mail: e-mail: mskozub@itme.edu.pl

emitującymi światło niebieskie, a także promieniowanie nadfioletowe [2]. Wykorzystując takie źródła światła można, poprzez otaczanie obszaru świecenia pewnymi związkami fosforu, otrzymać światło białe. Obecnie wiele mówi się również o masowym wprowadzeniu napędów DVD wykorzystujących laser emitujący światło niebieskie o długości fali 405 – 410 nm. Dzięki krótkiej długości fali możliwe jest zapisanie ponad pięciokrotnie więcej informacji, niż na standardowej płycie DVD, na której informacja zapisywana jest za pomocą lasera o długości fali 650 nm. Istnieje również szeroka gama zastosowań GaN w sprzęcie militarnym i aparaturze naukowej. Przykładem tych ostatnich są detektory cząstek elementarnych. Przewiduje się, że w porównaniu z krzemem GaN będzie o wiele bardziej odporny na radiację występującą w komorach zderzeniowych cząstek o bardzo wysokich energiach. Należy dodać, że w Międzynarodowym Centrum Badań Jądrowych CERN w Genewie prowadzony jest obecnie projekt badawczy (RD50 [3]) mający na celu wybór nowych materiałów, umożliwiających pracę detektorów pod wpływem dużych dawek cząstek o energii rzędu 1 GeV [3]. Wstępne badania wskazują, że detektory wykonane z GaN będą mogły pracować przy dawkach protonów w zakresie $10^{16} - 10^{17} \text{ cm}^{-2}$.

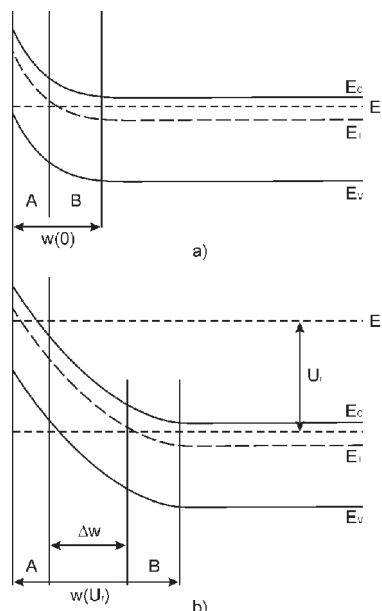
W pracy przedstawiono wyniki badań wpływu wysokoenergetycznego promieniowania protonowego na strukturę defektową GaN domieszkowanego Si. Badania głębokich centrów defektowych przeprowadzono metodą niestacjonarnej spektroskopii pojemnościowej (DLTS).

2. OPIS METODY DLTS

Deep Level Transient Spectroscopy (DLTS), czyli niestacjonarna spektroskopia pojemnościowa polega na pomiarze relaksacyjnych zmian pojemności spowodowanych termiczną emisją nośników ładunku z głębokich centrów defektowych znajdujących się w warstwie ładunku przestrzennego. Centra te są uprzednio zapełniane nośnikami ładunku poprzez impulsową zmianę szerokości warstwy zaporowej wywołaną impulsową zmianą napięcia polaryzującego [4]. Próbkami stosowanymi w metodzie DLTS są złącza p-n lub diody Schottky'ego [5].

Po skokowym przyłożeniu napięcia zaporowego U_r do diody Schottky'ego szerokość warstwy ładunku przestrzennego zwiększa się od $w(0)$ (Rys. 1.a) do $w(U_r)$ (Rys. 1.b).

W chwili początkowej ($t = 0$) głębokie centra defektowe położone w obszarze o szerokości $\Delta w = w(U_r) - w(0)$ są zapełniane elektronami. Należy zwrócić uwagę, że w części przylegającej bezpośrednio do powierzchni styku (obszar A) metal-półprzewodnik głębokie centra zawsze są nieobsadzone, zaś w obszarze warstwy ładunku przestrzennego graniczącym z neutralnym półprzewodnikiem typu n (obszar B) zawsze są obsadzone elektronami.

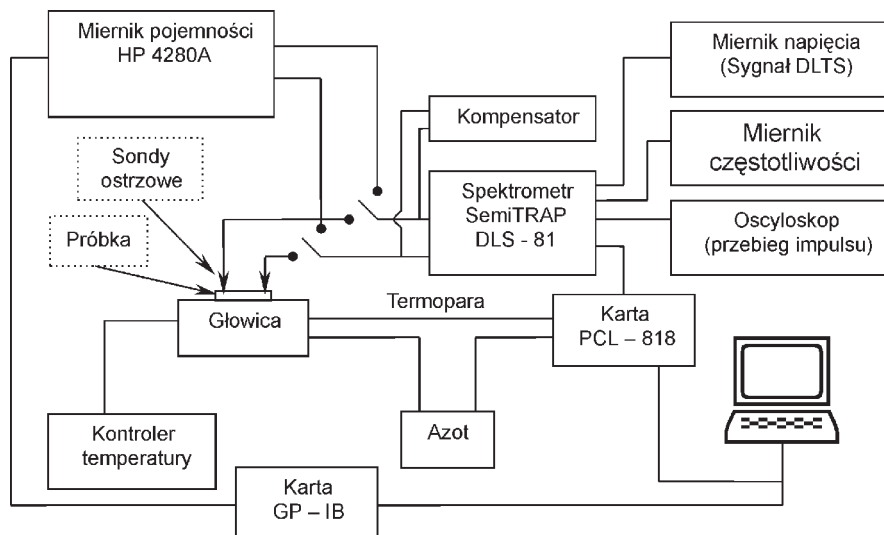


Rys. 1. Model pasmowy złącza metal – półprzewodnik typu ‘n’ ilustrujący położenie stanów zlokalizowanych E_r . a) – polaryzacja zerowa; b) – polaryzacja wsteczna U_r .

Fig. 1. Band structure of metal – semiconductor n – type junction illustrating location of localised states E_r . a) – zero bias, b) – reverse bias.

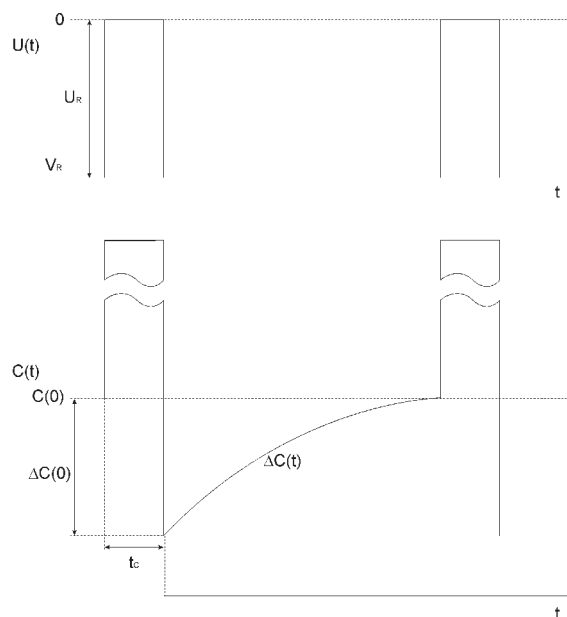
Badania głębokich centrów defektowych metodą DLTS przeprowadzono za pomocą spektrometru SemiTRAP DLS-81. Wykonano specjalną, wysokotemperaturową głowicę sterowaną kontrolerem temperatury RE3 firmy Lumen. Kontroler ten pozwala na zmianę szybkości grzania lub chłodzenia próbki w zakresie temperatur od 80 K do 700 K i stabilizację dla wybranej temperatury z tego przedziału. Elementem grzejnym była grzałka o mocy 50 W firmy Weller. Do pomiaru temperatury wykorzystano termoparę miedź – konstantan działającą w odniesieniu do temperatury ciekłego azotu. Połączenie próbki z układem pomiarowym realizowane było za pomocą sond ostrzowych dotykających bezpośrednio do złącza Schottky’ego oraz kontaktu omowego. Dodatkowo, do pomiarów charakterystyk C-V używano miernika pojemności Hewlet Packard 4280A. W aktualnej konfiguracji z sondami ostrzowymi najniższą temperaturą była temperatura pokojowa (295 K). Kompletny układ pomiarowy ilustruje Rys. 2.

Kształt impulsu zapełniającego oraz przebieg niestacjonarnego sygnału pojemnościowego, generowanego w wyniku termicznej emisji nośników ładunku, przedstawiono na Rys. 3.



Rys. 2. Schemat układu pomiarowego do badania głębokich centrów defektowych metodą DLTS.

Fig. 2. Block diagram of measurement set-up for deep defect centres measurements by DLTS method.



Rys. 3. Niestacjonarna zmiana pojemności spowodowana termiczną emisją nośników ładunku po skokowej zmianie napięcia polaryzującego próbkę w postaci diody Schottky'ego.

Fig. 3. Transient capacitance change due to thermal emission of charge carriers after switching off a bias voltage voltage for a sample with Schottky diode.

M. Kozubal

W przybliżeniu niestacjonarną zmianę pojemności w funkcji czasu można opisać zależnością wykładniczą [6]:

$$\Delta C(t) = \Delta C(0) \exp(-e_n t) \quad (1)$$

w której: $\Delta C(0)$ jest zmianą pojemności w chwili początkowej $t = t_p$, zależną od szerokości impulsu zapełniającego, zaś e_n – szybkością emisji elektronów. Stała czasowa τ niestacjonarnego przebiegu pojemności jest odwrotnością szybkości emisji nośników ładunku $\tau = e_n^{-1}$. Temperaturową zależność szybkości emisji nośników z głębokich pułapek określa równanie [7]:

$$e_n = \sigma_n \gamma_n T^2 \exp(-E_a / k_B T) \quad (2)$$

w którym: σ_n jest przekrojem czynnym na wychwyt elektronów (lub dziur), γ_n – stałą materiałową, T – temperaturą, E_a – energią aktywacji centrum defektowego, zaś k_B – stałą Boltzmana. Stała materiałowa γ_n , obliczona na podstawie masy efektywnej elektronów w GaN wynosi $6,27 \times 10^{20} [\text{s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{K}^{-2}]$ i jest zgodna z wartością podawaną w literaturze [7]. Amplituda $\Delta C(0)$ jest proporcjonalna do koncentracji głębokich pułapek, która najczęściej obliczana jest na podstawie wyrażenia [6]:

$$N_T = 2 \frac{|\Delta C(0)|}{C_s} (N_D - N_A) \quad (3)$$

gdzie: C_s jest pojemnością warstwy zubożonej w stanie stacjonarnym, a $N_D - N_A$ jest efektywną koncentracją elektronów równą różnicy pomiędzy koncentracją płytkich donorów i płytkich akceptorów. Widmo DLTS otrzymywane jest dzięki skorelowaniu niestacjonarnego przebiegu pojemności w funkcji czasu i temperatury $\Delta C(t, T)$ z zadany, impulsowym sygnałem odniesienia. Widmo DLTS można opisać równaniem:

$$S(T) = \frac{1}{t_f} \int_0^{t_f} f(t) \Delta C(t, T) dt \quad (4)$$

$$f(t) = \begin{cases} 1 & \text{dla } 0 < t \leq \frac{1}{2} t_f \\ -1 & \text{dla } \frac{1}{2} t_f < t \leq t_f \end{cases} \quad (5)$$

w którym t_f jest czasem powtarzania impulsów zapełniających. Szybkość emisji nośników ładunku w temperaturze odpowiadającej maksimum sygnału DLTS określona jest wyrażeniem:

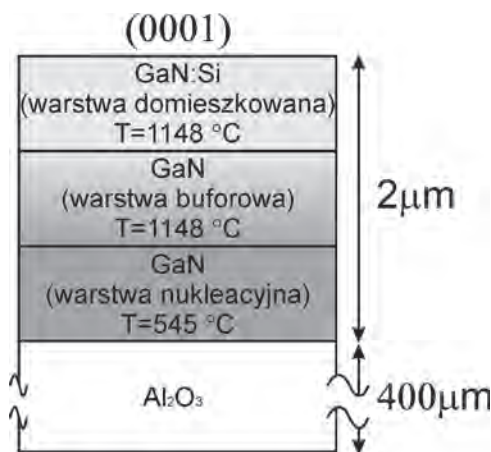
$$e = \tau_i^{-1} = Bf_p \quad (6)$$

w którym: $f_p = 1/t_f$ jest częstotliwością powtarzania impulsów zapełniających, B – stałą, zależną od przesunięcia fazowego pomiędzy niestacjonarnym sygnałem pojemnościowym, a sygnałem odniesienia. W przypadku spektrometru SemiTRAP DLS-81 stała B równa jest 2,26 [8].

Eksperymentalne widmo DLTS złożone jest z pików, których położenie na osi temperatury zgodnie z równaniem (2) zależy od właściwości pułapek – przekroju czynnego na wychwyt nośników i energii aktywacji – oraz od częstotliwości f_p i energii aktywacji pułapki E_a . Dla pułapek elektronowych energia aktywacji jest miarą odległości pomiędzy poziomem zlokalizowanym w przerwie zabronionej a dnem pasma przewodnictwa.

3. PRZYGOTOWANIE PRÓBEK

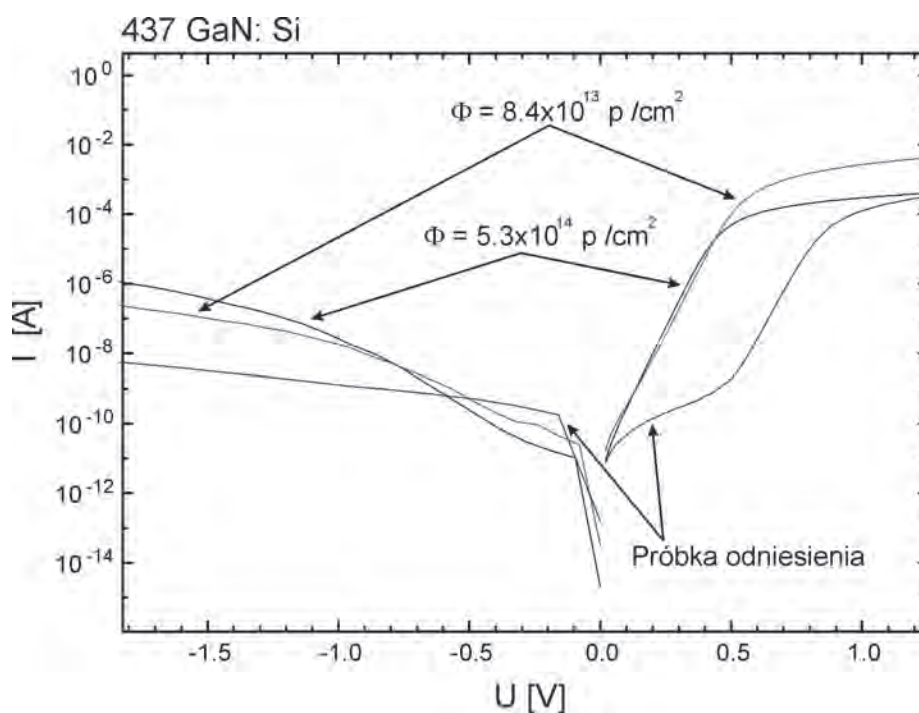
Do badania centrów defektowych wykorzystano warstwę epitaksjalną GaN osadzoną metodą MOCVD na podłożu Al_2O_3 . Grubość warstwy wynosiła $\sim 2 \mu\text{m}$, zaś podłoża $\sim 400 \mu\text{m}$. Wzrost warstwy odbywał się pod ciśnieniem gazów w komorze roboczej, równym 200 mbar. Schemat struktury epitaksjalnej GaN:Si (próbka #437) przedstawiono na Rys. 4.



Rys. 4. Schemat struktury epitaksjalnej GaN:Si (437) zastosowanej do badań głębokich centrów defektowych.

Fig. 4. Structure of the epitaxial layer of GaN:Si (437) applied for deep defect centres investigations.

Płytkę z naniesioną warstwą została podzielona na trzy części, z których jedna pozostała jako próbka referencyjna, zaś dwie pozostałe poddane zostały działaniu dwóch różnych dawek protonów o energii 24 GeV. Dawki te wynosiły odpowiednio: $\Phi=8,4 \times 10^{13}$ p/cm² i $\Phi=5,3 \times 10^{14}$ p/cm². Do otrzymania kontaktu omowego użyto aluminium, natomiast barierę Schottky'ego uzyskano poprzez naporowanie próżniowe złota. Przed naniesieniem metalizacji próbki były myte we wrzącym acetonie. Metalizację, której grubość wynosiła ~300 nm nanoszono przez maskę mechaniczną. Charakterystyki I-V dla wszystkich próbek przedstawiono na Rys. 5.



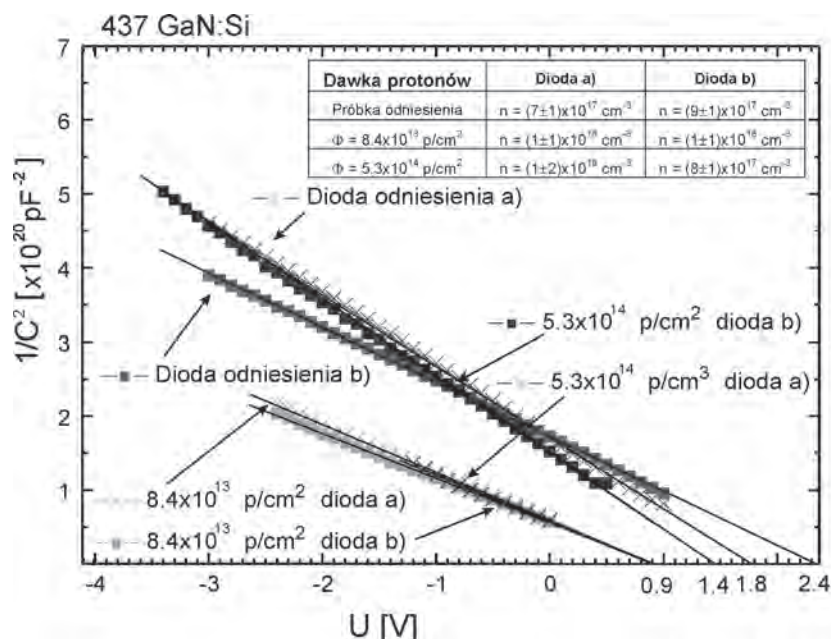
Rys. 5. Charakterystyka I-V dla próbki nienapromieniowanej i dwóch próbek napromieniowanych różnymi dawkami wysokoenergetycznych protonów:

$F = 8,4 \times 10^{13}$ p/cm² i $F = 5,3 \times 10^{14}$ p/cm².

Fig. 5. I-V characteristics for nonirradiated and irradiated samples. Two proton doses: $F = 8.4 \times 10^{13}$ p/cm² i $F = 5.3 \times 10^{14}$ p/cm² were used.

Zależności przedstawione na Rys. 5 wskazują, że przygotowane próbki posiadają właściwości prostownicze. Oszacowane współczynniki idealności diod obliczone dla natężenia prądu w kierunku przewodzenia w zakresie $10^{-8} - 10^{-5}$ A zawierają się w przedziale 1,1 – 1,3. Dla wstecznej polaryzacji próbek wraz ze wzrostem dawki protonów można zauważyć wzrost prądu generacyjnego spowodowany prawdopodobnie powstawaniem defektów radiacyjnych.

Dla zestawu powyższych próbek wykonano również pomiary pojemności w funkcji napięcia $C(U)$. Z każdej części płytki wybrano po dwie diody oznaczone jako a) i b). Otrzymane dla wszystkich diod charakterystyki $1/C^2(U)$ zilustrowano na Rys. 6.



Rys. 6. Charakterystyki pojemnościowo napięciowe dla napromieniowanych jak i nienapromieniowanych próbek GaN:Si wraz z obliczonymi wartościami koncentracji swobodnych nośników.

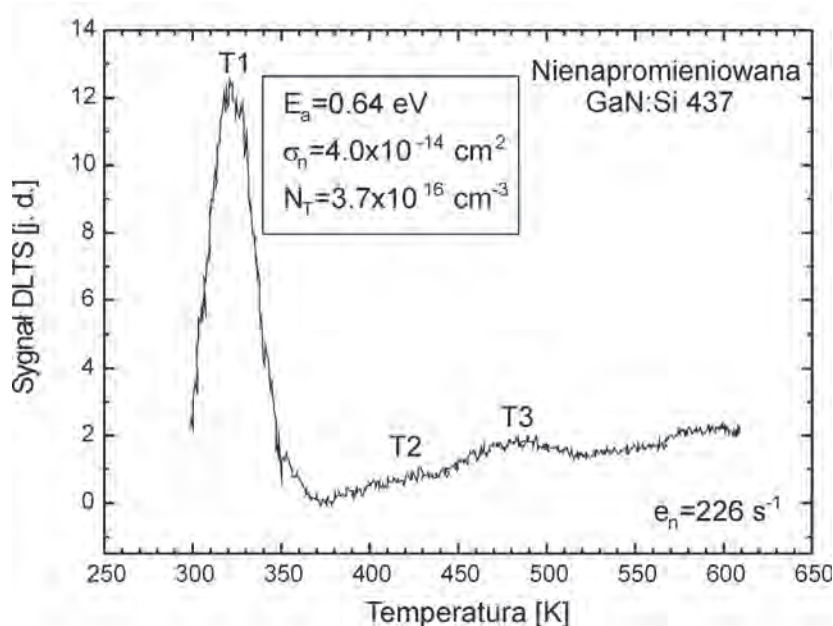
Fig. 6. Capacitance – voltage characteristics for irradiated and nonirradiated GaN:Si samples and free carriers concentration calculation.

Na podstawie powyższych charakterystyk obliczono wartości koncentracji elektronów oraz wyznaczono wysokość bariery Schottky’ego. Jak wskazują dane na Rys. 6 koncentracja elektronów w poszczególnych próbkach jest rzędu 10^{18} cm^{-3} i nie obserwowany jest wpływ dawki protonów.

4. WYNIKI BADAŃ I ICH DISKUSJA

Dla wszystkich próbek GaN:Si pomiary widm DLTS przeprowadzono w zakresie temperatur 295 – 600 K. Przyjęto następujące warunki pomiaru: częstotliwość $f = 100 \text{ Hz}$, napięcie wsteczne $U_r = -2 \text{ V}$, amplituda impulsu zapełniającego $U_1 = +1,5 \text{ V}$ oraz szerokość impulsu zapełniającego $\tau = 50 \mu\text{s}$. Rys. 7 ilustruje

widmo DLTS dla warstwy GaN:Si stanowiącej próbkę odniesienia, nie poddaną napromieniowaniu.

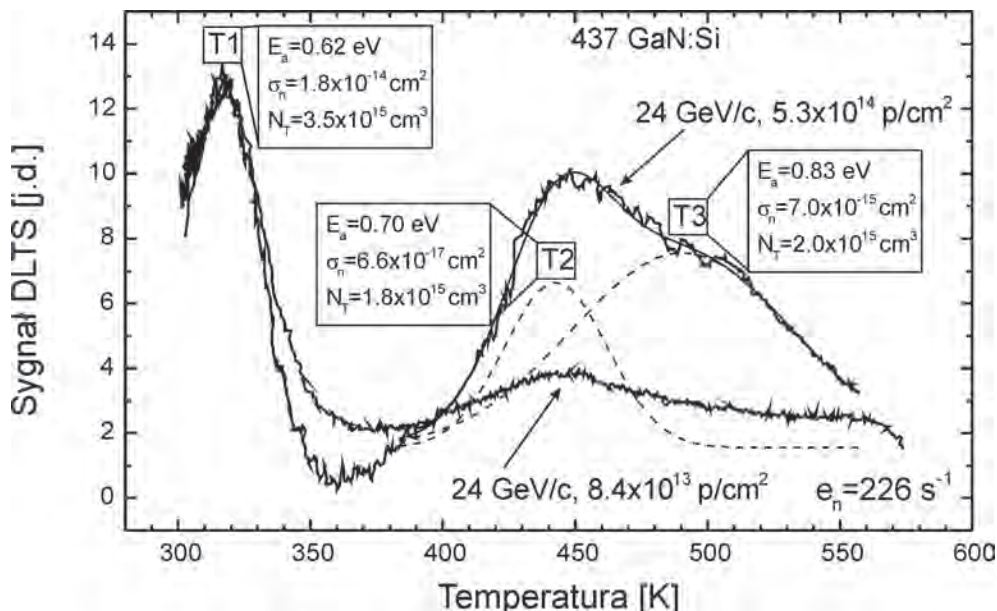


Rys. 7. Widmo DLTS dla próbki GaN:Si nienapromieniowanej protonami dla pełnego zakresu temperatur.

Fig. 7. The DLTS spectrum of GaN:Si sample, nonirradiated with protons, in full temperature range.

Otrzymane wyniki wskazują, że w nienapromieniowanym GaN:Si istnieją trzy pułapki elektronowe oznaczone jako T1, T2 i T3. Dominujące pułapki T1 charakteryzują się energią aktywacji $\sim E_a = 0,63$ eV i przekrojem czynnym na wychwytywanie elektronów $\sigma_n = 3,97 \times 10^{-14}$ cm². Koncentracja tych pułapek wynosi $N_T = 3,7 \times 10^{15}$ cm⁻³. Koncentracja pułapek T2 i T3 jest w przybliżeniu o rząd wielkości mniejsza niż pułapek T1. Ze względu na małą koncentrację nie było możliwe wyznaczenie parametrów pułapek T2 i T3 w oparciu o wykres Arrheniusa. Położenie maksimów dla tych pułapek w widmie DLTS wskazuje jednak, że ich energie aktywacji są większe od energii aktywacji pułapek T1. Korzystając z metody przybliżonego określania energii aktywacji [9], $E_a = 23kT$ oszacowano, że energia aktywacji pułapek T2 i T3 wynosi odpowiednio $\sim 0,8$ eV i $0,9$ eV.

Na Rys. 8 pokazano widma DLTS dla dwóch próbek GaN:Si napromieniowanych różnymi dawkami wysokoenergetycznych protonów $\Phi = 8,4 \times 10^{13}$ p/cm² i $\Phi = 5,3 \times 10^{14}$ p/cm².

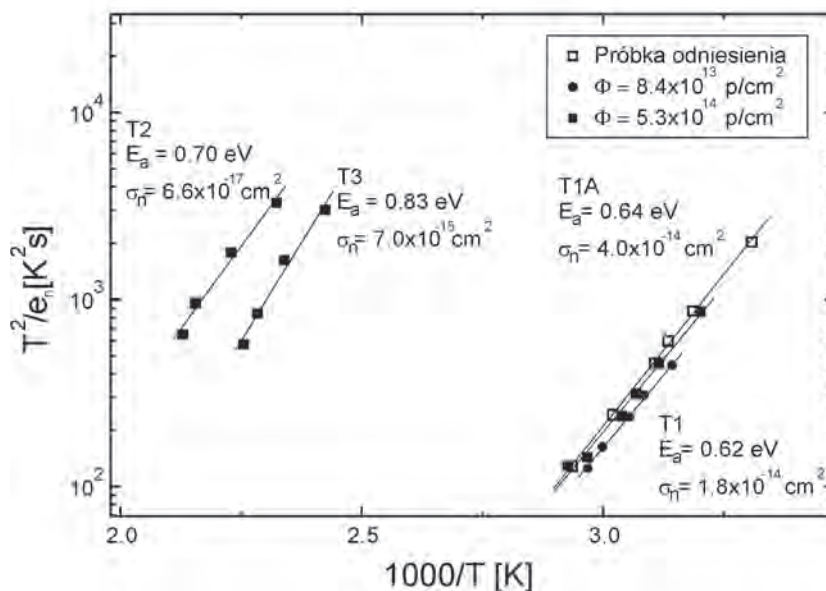


Rys. 8. Widmo DLTS dla dwóch próbek GaN:Si napromieniowanych różnymi dawkami wysokoenergetycznych protonów dla pełnego zakresu temperatur. Widoczne są trzy rodzaje pułapek elektronowych T1, T2 i T3.

Fig. 8. The DLTS spectrum in full temperature range for two GaN:Si samples irradiated with different doses of high-energy protons. Three kinds of electron traps T1, T2 and T3 are shown.

W wyższych temperaturach wraz ze wzrostem dawki protonów w widmie pojawia się wyraźny sygnał od pułapek T2 ($E_a = 0,70$ eV, $\sigma_n = 6,6 \times 10^{-17}$ cm²) i T3 ($E_a = 0,83$ eV, $\sigma_n = 7 \times 10^{-15}$ cm²). Koncentracja tych pułapek wynosi odpowiednio $1,8 \times 10^{15}$ cm⁻³ i $2,0 \times 10^{15}$ cm⁻³ dla próbki napromieniowanej największą dawką wysokoenergetycznych protonów.

Na Rys. 9 przedstawiono wykresy Arrheniusa dla wszystkich wykrytych pułapek.



Rys. 9. Wykresy T^2/e_n w funkcji $1000/T$ dla głębokich centrów defektowych w warstwach epitaksjalnych GaN:Si.

Fig. 9. The plots of T^2/e_n as a function of $1000/T$ for deep defect centres in epitaxial GaN:Si layers.

Wyniki obliczeń energii aktywacji i przekrojów czynnych na wychwytywanie elektronów zestawiono w Tab. 2.

Tabela 2. Zestawienie wyników pomiarów parametrów głębokich pułapek wykrytych w próbkach GaN:Si (#437).

Table 2. Comparison of the results of deep level parameters measurements detected in GaN:Si (samples #437).

Dawka protonów	Pułapki T1		Pułapki T2		Pułapki T3	
	E_a [eV]	σ_n [cm ²]	E_a [eV]	σ_n [cm ²]	E_a [eV]	σ_n [cm ²]
Nienapromieniowana	0,64	$4,0 \times 10^{-14}$	~0,8	-	~0,9	-
$8,4 \times 10^{13}$ p/cm ²	0,62	$1,7 \times 10^{-14}$	0,70	$6,6 \times 10^{-17}$	0,83	$7,0 \times 10^{-15}$
$5,3 \times 10^{14}$ p/cm ²	0,62	$1,9 \times 10^{-14}$	0,70	$6,6 \times 10^{-17}$	0,83	$7,0 \times 10^{-15}$

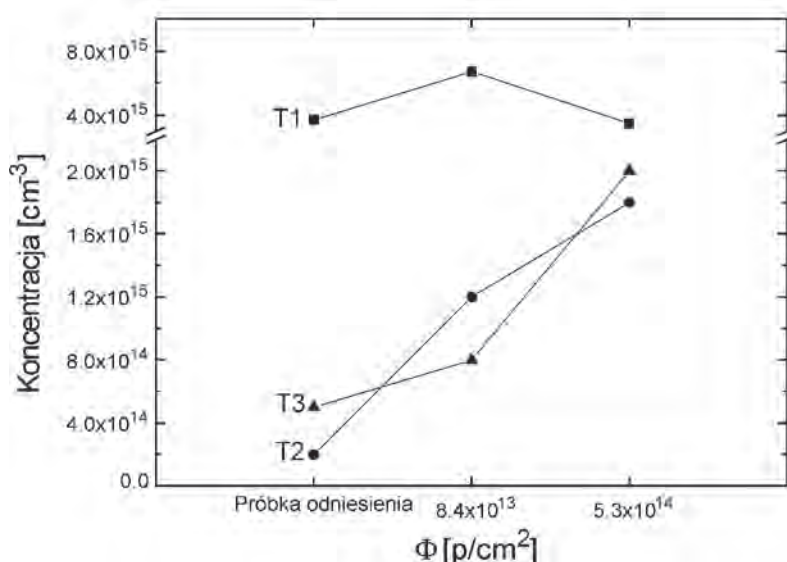
Błąd wyznaczenia energii aktywacji pułapek na podstawie wykresów Arrheniusa nie przekracza 0,03 eV. Biorąc pod uwagę temperaturowe położenie maksimum na widmie DLTS, a także oszacowane na podstawie [9] energie aktywacji można stwierdzić, że we wszystkich próbkach występują te same rodzaje pułapek. Wartości koncentracji pułapek w poszczególnych próbkach zestawiono w Tab. 3.

Tabela 3. Zestawienie wyników obliczeń koncentracji głębokich pułapek wykrytych w próbkach GaN:Si (#437).

Table 3. Comparison of the results of the calculated concentration of deep level parameters detected in GaN:Si (samples #437).

Dawka protonów	Koncentracja pułapek N_t [cm^{-3}]		
	Pułapki T1	Pułapki T2	Pułapki T3
Nienapromieniowana	$3,7 \times 10^{15}$	$2,0 \times 10^{14}$	$5,0 \times 10^{14}$
$8,4 \times 10^{13}$ p/cm ²	$6,7 \times 10^{15}$	$1,2 \times 10^{15}$	$8,0 \times 10^{14}$
$5,3 \times 10^{14}$ p/cm ²	$3,5 \times 10^{15}$	$1,8 \times 10^{15}$	$2,0 \times 10^{15}$

Powyższe wyniki przedstawiono na Rys. 10 w postaci wykresu zależności koncentracji pułapek w funkcji dawki wysokoenergetycznych protonów.



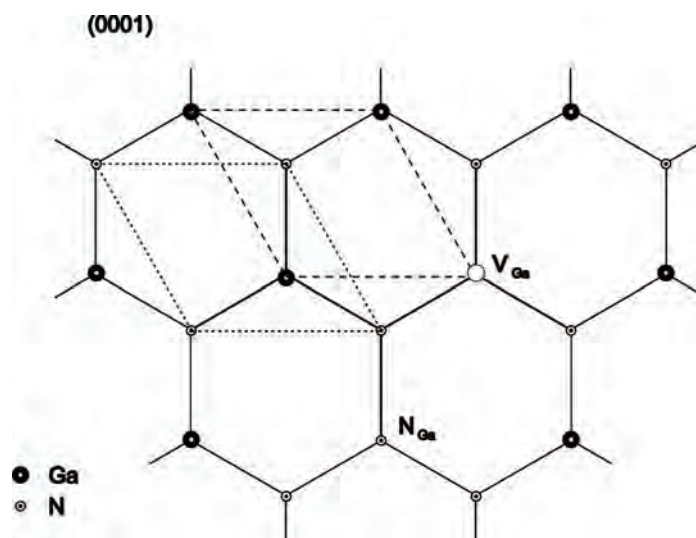
Rys. 10. Zależność koncentracji głębokich centrów defektowych w próbkach GaN:Si w funkcji dawki wysokoenergetycznych protonów.

Fig. 10. Dependence of the concentration of deep defect centres in GaN:Si samples as a function of dose of high-energy protons.

Wyniki przedstawione na Rys. 9-10 wskazują, że w warstwach epitaksjalnych GaN:Si wykryto trzy rodzaje głębokich pułapek elektronowych. Pułapki T1 o energii aktywacji $\sim 0,63$ eV i przekroju czynnym na wychwytywanie elektronów $\sim 3 \times 10^{-14}$ cm² są pułapkami dominującymi, których koncentracja jest rzędu 5×10^{15} cm⁻³ i praktycznie nie zmienia się ze wzrostem dawki protonów. Wartości koncentracji pułapek

T2 ($E_c - 0,70$ eV) i T3 ($E_c - 0,83$ eV) są zbliżone i silnie rosną ze wzrostem dawki protonów.

Pułapki T1 (0,63 eV) są pułapkami elektronowymi charakterystycznymi dla warstw epitaksjalnych GaN i były wielokrotnie wykrywane metodą DLTS [7, 10-13]. Pułapki te przypisywane są położeniom antystrukturalnym atomów azotu [7], stanom dyslokacyjnym [10], bądź obecności atomów magnezu w podsieci azotu [11-12]. W świetle wyników przedstawionych w pracy [7] wskazujących na wzrost koncentracji pułapek T1 ze wzrostem stężenia azotu w stosunku do stężenia galu w fazie gazowej podczas osadzania warstw epitaksjalnych GaN najbardziej prawdopodobna wydaje się identyfikacja tych pułapek z defektami antystrukturalnymi powstałymi w wyniku umieszczenia atomów azotu w węzłach galu (N_{Ga}). Należy dodać, że wyniki obliczeń teoretycznych przedstawione w pracy [15] wskazują na możliwość powstawania poziomu energetycznego $E_c - 0,64$ eV związanego z antystrukturalnymi atomami azotu w stanie ładunkowym N_{Ga}^{-0} . Strukturę krystaliczną GaN w rzucie na płaszczyznę (0001) z zaznaczeniem dwóch rodzajów defektów punktowych: luki galowej (V_{Ga}) i antystrukturalnego atomu azotu (N_{Ga}) przedstawiono na Rys. 11.



Rys. 11. Schemat sieci krystalicznej GaN w strukturze wurcytu w rzucie na płaszczyznę 0001.

Fig. 11. Schematic view of GaN crystal in wurzite structure in projection on the 0001 plane.

Pułapki T2 (0,70 eV) i T3 (0,83 eV) powstające głównie wskutek napromieniowania protonami o dużej energii nie zostały dotychczas zidentyfikowane. Biorąc pod uwagę fakt, że koncentracja tych pułapek po napromieniowaniu największą dawką protonów zbliżona jest do koncentracji centrów T1 (0,63 eV) identyfikowanych

z antystrukturalnymi atomami azotu, można jednak przedstawić pewną sugestię dotyczącą ich konfiguracji atomowej. Na podstawie wyników badań przedstawionych w pracach [7, 14] można przyjąć, że dominującymi defektami punktowymi powstającymi podczas napromieniowania są luki galowe V_{Ga} . Energia niezbędna do wytworzenia luk galowych wynosi $\sim 0,5$ eV i jest niższa od energii potrzebnej do powstania luki azotowej (V_N) międzywęzłowego atomu azotu (N_i), a także znacznie niższa od energii tworzenia antystrukturalnego atomu galu (Ga_N) wynoszącej 10 eV [7, 14]. Można więc przypuszczać, że w materiale zawierającym defekty antystrukturalne N_{Ga} oraz atomy międzywęzłowe N_i powstają kompleksy ($N_{Ga}-V_{Ga}$) oraz kompleksy (N_i-V_{Ga}) manifestujące się jako pułapki T2 (0,70 eV) lub T3 (0,83 eV).

Należy dodać, że pułapki T2 (0,70 eV) i T3 (0,83 eV) mogą być odpowiedzialne za występowanie pasm w widmach fotoluminescencji przy energii fotonów $\sim 2,6$ eV związanych z emisją światła o barwie żółtej [16]. Dotychczasowe wyniki wskazują na możliwość przejść optycznych z udziałem poziomu 870 meV powodujących emisję światła o tej barwie [12-13, 16]. W pracy [10] stwierdzono jednak, że z poziomem 0,870 eV związane są pułapki dziurowe przypisane lukom galowym (V_{Ga}). Z kolei wyniki obliczeń teoretycznych przedstawione w pracy [11] wskazują, że pułapki o tej samej energii aktywacji i przekroju czynnym, wynoszącym $\sim 6 \times 10^{-14}$ cm² mogą być identyfikowane jako kompleksy złożone z luki galowej i atomu tlenu ($V_{Ga}-O$) lub kompleksy powstające z udziałem luki galowej i atomu domieszki donorowej (V_{Ga} -donor). Tak więc dotychczasowa wiedza dotycząca konfiguracji atomowej pułapek obserwowanych w warstwach epitaksjalnych GaN:Si jest niepełna i jej pogłębienie wymaga dalszych badań.

5. WNIOSKI

Opracowano metodykę badania głębokich centrów defektowych w warstwach epitaksjalnych GaN osadzanych na podłożach Al_2O_3 poprzez pomiar widm DLTS dla próbek ze złączem Schottky'ego. Porównano strukturę defektową warstw GaN:Si przed oraz po napromieniowaniu protonami o energii 24 GeV. Określono zmiany koncentracji centrów defektowych spowodowane wzrostem dawki protonów od $8,4 \times 10^{-13}$ do $5,3 \times 10^{-14}$ p/cm².

Stwierdzono, że dominujące centra defektowe T1, których koncentracja przed napromieniowaniem wynosiła $3,7 \times 10^{15}$ cm⁻³ charakteryzują się energią aktywacji $\sim 0,63$ eV i przekrojem czynnym na wychwytywanie elektronów $\sigma_n = 4 \times 10^{-14}$ cm². Centra te są prawdopodobnie związane z antystrukturalnymi atomami azotu N_{Ga} i ich koncentracja w niewielkim stopniu zależna jest od dawki protonów. Koncentracja pułapek T2 (0,70 eV) i T3 (0,83 eV) w warstwie nienapromieniowanej jest w przybliżeniu o rząd wielkości mniejsza w stosunku do koncentracji pułapek T1 (0,63 eV). Ze zwiększeniem dawki protonów od $8,4 \times 10^{-13}$ do $5,3 \times 10^{-14}$ p/cm²

M. Kozubal

koncentracja tych pułapek silnie wzrasta i staje się porównywalna z koncentracją pułapek T1 (0,63 eV). Zaproponowano identyfikację tych pułapek jako kompleksów $N_{Ga}-V_{Ga}$ oraz kompleksów N_i-V_{Ga} . W ramach dalszych prac badawczych opracowana metodyka zastosowana zostanie do określenia wpływu warunków technologicznych osadzania warstw epitaksjalnych GaN na ich strukturę defektową.

PODZIĘKOWANIA

Autor dziękuje dr. inż. Włodzimierzowi Strupińskiemu za warstwy GaN:Si udostępnione do badań, dr. Krzysztofowi Klimie za udostępnienie stanowiska do pomiarów charakterystyk I-V i dr. Michaelowi Mollowi z Międzynarodowego Centrum Badań Jądrowych CERN w Genewie za pomoc w napromieniowaniu próbek wysokoenergetycznymi protonami. Niniejsza praca była częściowo finansowana ze środków specjalnego projektu badawczego nr 438/E-241/SPB/CERN/T-11/DZ 112/2003-2005

LITERATURA

- [1] Maruska H.P. , Tietjen J.J.: The preparation and properties of vapor-deposited single-crystalline GaN, *Appl. Phys. Lett.*, 15, 327, (1969)
- [2] <http://www.nichia.com/>
- [3] Bruzzi M. *et al.*: *Radiation hard semiconductor devices for very high luminosity colliders*, RD50 Status Report 2004, CERN, January, 2005
- [4] Kamiński P.: Zastosowanie niestacjonarnej spektroskopii głębokich poziomów do badania struktury defektowej półprzewodników typu $A^{III}B^V$, *Prace ITME*, 36, 1991, (rozprawa habilitacyjna)
- [5] Marciniak, *Przyrządy półprzewodnikowe i układy scalone*, Wydawnictwa Naukowo-techniczne, (Warszawa 1984)
- [6] Lang D.V.: Deep-level transient spectroscopy: A new method to characterize traps in semiconductors, *J. Appl. Phys.*, 45, 3023, (1974)
- [7] Lee L.: Chang F.C., Chung H.M., Lee M.C., Chen W.H., Chen W.K., Huang B.R.: Dependence of deep level concentrations on ammonia flow rate in n-type GaN films, *Chin. J. Phys.*, 40, 4, (2002) 424
- [8] Deep Level Spectrometer MANUAL, Research Institute for Technical Physics of the HAS (MTA MFKI), 1981
- [9] Milnes A.E.: *Deep impurities in semiconductors*
- [10] Soh C. B., Chua S. J., Lim H. F., Chi D. Z., Tripathy S., Liu W.: Assignment of deep levels causing yellow luminescence in GaN, *J. Appl. Phys.* 96, (3), (2004), 1341-1347

- [11] Hierro A. , Kwon D., Ringel S., Hansen M., Mishra U., DenBaars S., Speck J.: Deep levels in n-type Schottky and p⁺-n homojunction GaN diodes, *MRS Internet J. Nitride Semicond. Res.* 5S1, W11.80, (2000), 1-6
- [12] Chen X. D., Huang Y., Fung S., Beling C. D., Ling C. C., Sheu J. K., Lee M. L., Chi G. C., Chang S. J.: Deep level defects in Si-implanted GaN n⁺-p junction, *Appl. Phys. Lett.* 82. (21), (2003), 3671-3673
- [13] Hayes M. , Auret F. D., Wu L., Meyer W. E., Nel J. M., Legodi M. J.: Electrical defects introduced during high-temperature irradiation of GaN and AlGaIn, *Phys. B.*, (2003), 421-425
- [14] Neubauer J., Van de Walle C. G.: Atomic geometry and electronic structure of native defects in GaN, *Phys. Rev. B* 50, 8067 (1994)
- [15] Reshchikov M.A., Morkoç H.: Luminescence properties of defects in GaN, *J. Appl. Phys.*, 97, 061301,(2005)
- [16] Nakamura S., Liu P., Suhara M., Okomura T., Transient capacitance characterisation of deep levels in undoped and Si-doped GaN, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* 764©, C3.39.1, (2003)

Summary

INVESTIGATION OF DEEP CENTRES IN EPITAXIAL GaN:Si BY DEEP LEVEL TRANSIENT SPECTROSCOPY (DLTS)

Deep Level Transient Spectroscopy has been applied for deep levels investigation in n-type, Si doped gallium nitride epitaxial layers grown on sapphire substrates. The electron concentration obtained from capacitance-voltage characteristics was approximately $1.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. The defect structure of GaN:Si layers irradiated with 24 GeV protons and non irradiated is compared. Two proton doses of $8.4 \times 10^{13} \text{ p/cm}^2$ and $5.3 \times 10^{14} \text{ p/cm}^2$ have been applied. Three electron traps, T1 (0.63 eV), T2 (0.70 eV) and T3 (0.83 eV) with activation energies of 0.63 eV, 0.70 eV, 0.83 eV, respectively, have been detected. Concentrations of these traps were $3.7 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $2.0 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ and $5.0 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, respectively. As a result of the proton irradiation no change in the concentration of the trap T1 was observed while the concentration of the trap T2 and T3 increased with the proton doses to $1.8 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ and $2.0 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, respectively.