



Kierownik: prof. dr hab. Jarosław ŚWIDERSKI^{*}, e-mail: swider@ite.waw.pl
doc. dr hab. Maria KANIEWSKA^{**} e-mail: kaniew@ite.waw.pl

Zespół: doc. dr hab. Adam Barcz, doc. dr hab. Jerzy Ciosek, Ewa Hołod,
dr Wojciech Jung, mgr Mariusz Kaczmarczyk,
prof. dr hab. Jerzy Kołodziejski, doc. dr hab. Mirosław Kozłowski,
prof. dr hab. Janina Marciak-Kozłowska, inż. Maria Pacholak-Cybulska,
doc. dr hab. Tadeusz Piotrowski, prof. dr hab. Jerzy Pułtorak,
Joanna Remiszewska, prof. dr hab. Stanisław Sikorski,
dr Juliusz Szczęsny, Andrzej Trojan, Jerzy Wesołowski

1. Wstęp

W 2006 r. w Zakładzie Podstawowych Problemów Elektroniki/Zakładzie Analizy Nanostruktur Półprzewodnikowych realizowano następujące projekty badawcze:

- „Diagnostyka materiałów i struktur półprzewodnikowych w warunkach ekstremalnych związanych z mikrominiaturyzacją oraz występowaniem silnych zakłóceń pól elektromagnetycznych, temperaturowych i naprężeń” (projekt statutowy nr 1.07.038/1.12.038);
- „Opracowanie metody badania własności fizycznych krzemu o wysokiej rezystywności dla diagnostyki operacji technologicznych przyrządów półprzewodnikowych” (projekt własny nr 2.07.113/2.12.113, 3T11B 052 27, dr W. Jung),
- „Krzemowe źródło promieniowania podczerwonego jako element generatora obrazów” (projekt własny nr 2.07.116/2.12.116, 0 T00A 018 29, prof. J. Pułtorak),
- „Defekty indukowane wzrostem kropek kwantowych wytwarzanych techniką MBE” (projekt własny nr 2.07.118/2.12.118, 3T11B 007 29, doc. M. Kaniewska).

Przez pierwsze dwa miesiące 2006 r. prowadzone były też badania w zakresie teorii transportu w nanostrukturach półprzewodnikowych oraz w zakresie kompatybilności elektromagnetycznej układów scalonych, które od marca 2006 r. zostały przeniesione do Zakładu Badań Materiałów i Struktur Półprzewodnikowych i do Zakładu Projektowania Układów Scalonych i Systemów (w tym projekty własne prof. J. Kołodziejskiego i dr. J. Szczęsnego).

Postęp w technologii i konieczność charakteryzacji coraz bardziej złożonych struktur półprzewodnikowych zwiększa wymagania, jakie się stawia metodom pomiarowym. Wiąże się to z dużą niejednorodnością mierzonych wielkości powstałą

* Zakład Podstawowych Problemów Elektroniki został rozwiązany 28 lutego 2006 r.

** Zakład Analizy Nanostruktur Półprzewodnikowych został powołany 1 marca 2006 r.

w wyniku wprowadzenia do półprzewodnika obiektów niskowymiarowych i zachodzących zjawisk fizycznych lub też poddania go działaniu procesów technologicznych, mających na celu zmianę właściwości półprzewodnika. Często wielkości te są mierzone w zakresie bardzo małych sygnałów, dlatego zakres prowadzonych prac charakterystycznych należy rozważać w kategoriach diagnostyki w warunkach ekstremalnych.

Celem prac, których wyniki są przedstawione w niniejszym opracowaniu, było wykorzystanie posiadanych metod pomiarowych do charakteryzacji m. in. Si (w tym multikrystalicznego (mc)-Si), który poddano różnego rodzaju zabiegom technologicznym. Wynikiem tych prac było zbadanie wpływu geterowania poprzez dyfuzję fosforu, pasywację wodorem i implantację jonów gazów szlachetnych oraz wpływu implantacji/dyfuzji domieszek, naświetlania różnego rodzaju oraz wygrzewania w niekonwencjonalnych warunkach na aktywność defektów. Na uwagę zasługują wyniki badań w mc-Si otrzymane za pomocą zestawu metod fotoelektrycznych, których wykorzystanie było możliwe po wyjaśnieniu niektórych aspektów fotowoltaicznego efektu barierowego. Za duże osiągnięcie należy uznać wyznaczenie wglębnych profili koncentracji tlenu po dyfuzji w Si otrzymanym metodą topienia strefowego (FZ) na dystansach do 200 μm techniką spektroskopii masowej jonów wtórnych (SIMS). Innym obszarem badań była charakteryzacja struktur z kropkami kwantowymi z InAs/GaAs metodami elektrycznymi. Ich wynikiem była identyfikacja stanów energetycznych kropek kwantowych i defektów oraz zrozumienie efektów nietypowych dla metod elektrycznych.

2. Wyniki badań

2.1. Zjawiska termoelektryczne w półprzewodniku

Na gruncie rozważań teoretycznych opisano i przeanalizowano zespół zjawisk, które występują wtedy, gdy rozkład temperatury w półprzewodniku jest zależny od współrzędnych przestrzennych. Podstawą opisu są wyrażenia na gęstość prądu elektronów, \mathbf{J}_n , i dziur, \mathbf{J}_p , w półprzewodniku z niejednorodną strukturą pasmową zależną od współrzędnych:

$$\mathbf{J}_n = \frac{\sigma_n}{q} \left[\text{grad } E_{fn} - \left(\frac{E_{fn} - E_C}{kT} - \varepsilon_n \right) \right] \text{grad } kT, \quad (1)$$

$$\mathbf{J}_p = \frac{\sigma_p}{q} \left[\text{grad } E_{fp} - \left(\frac{E_V - E_{fp}}{kT} - \varepsilon_p \right) \right] \text{grad } kT \quad (2)$$

oraz uogólniony wzór na prąd wewnętrzny Price'a, \mathbf{J}^P :

$$\mathbf{J}^P = \frac{\sigma_n}{\sigma} \mathbf{J}_p - \frac{\sigma_p}{\sigma} \mathbf{J}_n. \quad (3)$$

Rozważając zjawisko Price'a zakłada się, że gradient temperatury indukuje strumień elektronów i dziur przy zerowym prądzie całkowitym. W oryginalnym podejściu Price zakłada, że koncentracja indukowanych nośników jest koncentracją równowagową w całej objętości półprzewodnika, a brak nośników nadmiarowych jest wynikiem dużej szybkości rekombinacji powierzchniowej. W odróżnieniu od oryginalnej interpretacji w powyższym opisie uwzględniono obecność nośników nadmiarowych, dlatego prąd wewnętrzny Price'a (3) określono w sposób ogólny jako różnicę składowych prądu ważonych odpowiednio konduktywnością elektronów, σ_n , i dziur, σ_p . W konsekwencji istnienia nośników nadmiarowych wprowadzono quasi-poziomy Fermiego (*quasi-Fermi levels*) odpowiednio dla elektronów, E_{fn} , i dziur, E_{fp} , i dla uproszczenia zapisu i dalszej analizy zdefiniowano potencjał Γ :

$$\Gamma = \frac{E_{fn} - E_{fp}}{kT} \cong \left(\frac{1}{p_0} + \frac{1}{n_0} \right) \Delta p, \quad (4)$$

który również wyrażono poprzez koncentrację nadmiarowych nośników mniejszościowych, przyjmując w rozważaniach za punkt wyjścia półprzewodnik typu n. Równania (1) – (3) prowadzą do uogólnionego wyrażenia dla prądu Price'a postaci:

$$\mathbf{J}^P = -\frac{\sigma_p \sigma_n}{q\sigma} \left[kT \text{grad} \Gamma - \left(\frac{E_G}{kT} + \varepsilon_n + \varepsilon_p \right) \right] \text{grad} kT. \quad (5)$$

Z równ. (1) i (2) oraz (5) można wyznaczyć odpowiednio $\text{grad} E_{fn(fp)}$ i $\text{grad} \Gamma$.

Wprowadzone równania ciągłości dla składowych prądu uwzględniają procesy rekombinacji:

$$\text{div} \mathbf{J}_p = -qR, \quad \text{div} \mathbf{J}_n = qR. \quad (6)$$

Szybkość rekombinacji, R ($\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$),

$$R = \frac{np - n_i^2}{(n_0 + p_0)\tau} = \frac{n_i^2 (\exp \Gamma - 1)}{(n_0 + p_0)\tau} \quad (7)$$

zgodnie z teorią Shockleya-Reada i Halla jest zdeterminowana czasem życia nośników, τ , w przypadku udziału głębokich poziomów, i szybkością rekombinacji powierzchniowej, kiedy zamiast $1/\tau$ podstawimy s .

Z równań ciągłości dla całkowitego prądu:

$$\text{div} \mathbf{J} = \text{div} \mathbf{J}_n + \text{div} \mathbf{J}_p = 0 \quad (\text{przypadek stacjonarny}), \quad (8)$$

dla prądu Price'a

$$\operatorname{div} \mathbf{J}^P = \mathbf{J} \frac{1}{\sigma^2} (\sigma_p \operatorname{grad} \sigma_n - \sigma_n \operatorname{grad} \sigma_p) - q \frac{n_i^2 (\exp \Gamma - 1)}{(n_0 + p_0) \tau} \quad (9)$$

i z wyrażenia $\operatorname{grad} \Gamma$

$$\operatorname{grad} \Gamma = -\frac{q\sigma}{\sigma_p \sigma_n} \frac{1}{kT} \mathbf{J}^P - \left(\frac{E_G}{kT} + \varepsilon_n + \varepsilon_p \right) \frac{1}{kT} \operatorname{grad} kT \quad (10)$$

można wyznaczyć odpowiednio \mathbf{J} , \mathbf{J}^P , Γ . Znając te wielkości można następnie wyznaczyć odpowiednio koncentracje nośników, $n(p)$ i $\operatorname{grad} E_{fn(fp)}$:

$$n(p) = \frac{1}{2} \left(\sqrt{N^2 + 4n_i^2 \exp \Gamma} \right) \pm N, \quad (11)$$

$$\operatorname{grad} E_{fn(fp)} = -\frac{q}{\sigma} \mathbf{J} - \frac{q}{\sigma_n} \mathbf{J}^P \pm \left(\ln \frac{n}{N_c} - \varepsilon_{n(p)} \right) \operatorname{grad} kT \quad (12)$$

oraz rozszczenie poziomu Fermiego, $\Delta E_f = E_{fn} - E_{fp}$, w obecności nośników nadmiarowych. N w równ. (11) jest koncentracją domieszek netto.

Na podstawie sformułowanych równań w sposób systematyczny przeanalizowano kilka szczegółowych przypadków w ogólności stosując podejście numeryczne ze względu na fakt, że równ. (9) i (10) stanowią układ równań nieliniowych.

Wielkości \mathbf{J} , \mathbf{J}^P i Γ są funkcjami trzech współrzędnych x , y , z . Wielkości te wyznaczano i równania analizowano ograniczając się do jednego wymiaru zakładając, że temperatura zmienia się wzdłuż współrzędnej prostopadłej do powierzchni.

Najprostszym z analizowanych jest przypadek, kiedy nośniki nadmiarowe nie występują, $\Delta p = 0$. Wówczas $\Gamma(z) = 0$ dla każdego z , a rozwiązania równ. (9) i (10) sprowadzają się do rozwiązania jednego równania i jego analizy dla odpowiednio małych wartości τ ze względu na osobliwość typu $1/\tau$ i żądanie, aby $\tau \rightarrow 0$, gdy nośniki nadmiarowe nie występują. Analiza tego przypadku prowadzi do wniosku, że przy całkowitym prądzie $J = 0$ istnieje niezerowy gradient poziomu Fermiego:

$$\frac{dE_f}{dz} = \alpha(z, T) \frac{dkT}{dz}, \quad (13)$$

który jest miarą różnicowej siły termoelektrycznej i mierzonego napięcia na krańcach półprzewodnika, V_{AB} ,

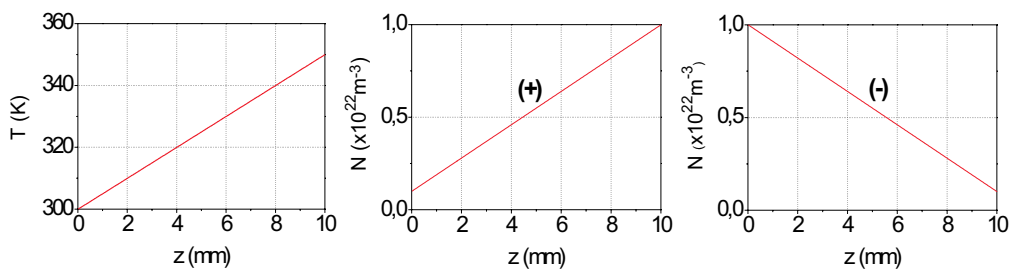
$$V_{AB} \propto \int_A^B \alpha(z, T) \frac{dT}{dz} dz. \quad (14)$$

Ze względu na zależność członu α od koncentracji nośników wnioskuje się, że niejednorodny rozkład domieszek będzie zmieniał wartość napięcia w porównaniu

do wartości napięcia, jakie byłyby mierzone w wyniku różnicy temperatury na krańcach półprzewodnika jednorodnego.

Gdy nośniki nadmiarowe występują, $\Delta p \neq 0$ i $\Gamma(z) \neq 0$, opis zjawisk termoelektrycznych się komplikuje, ponieważ równania opisujące zmiany J^p , Γ i $E_{fn(fp)}$ są nieliniowe. Dodatkowo, jeżeli profil temperatury pomiędzy kontaktami półprzewodnika jest niesymetryczny, to występuje zjawisko Benedicksa. Mimo że temperatura na krańcach półprzewodnika jest jednakowa, generowana jest siła termoelektryczna. Przyjęty opis teoretyczny zakłada termoiniekcję i przepływ nośników w kierunku niższej temperatury.

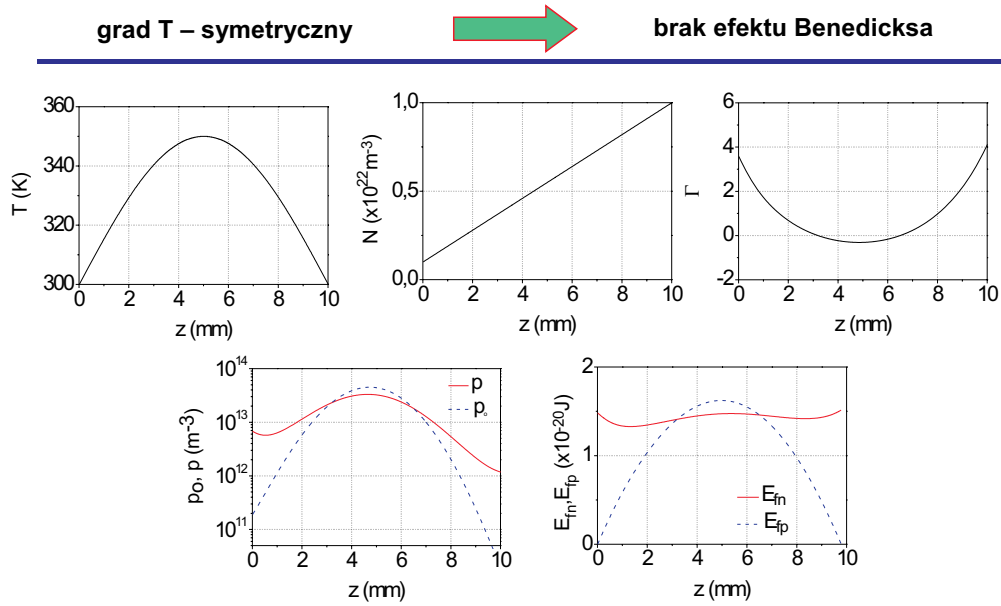
W pierwszej kolejności pokazano, że niejednorodny rozkład domieszek zaburza siłę termoelektryczną wynikającą z gradientu temperatury. Zbadano przypadek pokazany na rys. 1, kiedy temperatura i koncentracja domieszek zmieniają się liniowo, i rozważono dwa warianty, tj. gdy zmiany koncentracji są zgodne lub przeciwne w odniesieniu do zmian temperatury.



Rys. 1. Założone rozkłady temperatury i koncentracji domieszek. Obliczone wartości napięć międzypowierzchniowych wynikające z asymetrii poziomów quasi-fermiowskich odpowiednio dla dziur i elektronów: $U_p = -0,088$ V, $U_n = -0,046$ V dla $N(+)$ } małe wartości s ,
 $U_p = -0,088$ V, $U_n = -0,037$ V dla $N(-)$ } duże wartości τ

Obliczono wartości napięć międzypowierzchniowych wynikających z asymetrii quasi-poziomów Fermiego odpowiednio dla elektronów, U_n , i dziur, U_p . Gdyby wartości te były wyznaczane w eksperymencie, odpowiadałyby wartościom napięć mierzonych między parą kontaktów odpowiednio omowych i prostujących. Stwierdzono, że wartość napięcia U_n maleje, gdy zmiany N są przeciwne w porównaniu do zmian temperatury (opis do rys. 1). Na podstawie szczegółowych badań sformułowano bardziej ogólny wniosek, że zaburzenia w rozkładzie koncentracji N mogą kompensować lub wzmacniać siłę termoelektryczną wynikającą z gradientu temperatury.

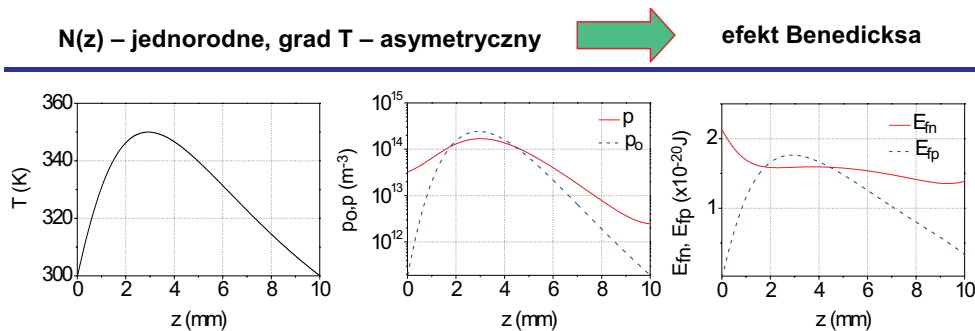
Ewidentnym przykładem wpływu niejednorodnego rozkładu koncentracji domieszek są obliczone niezerowe wartości napięć w przypadku zilustrowanym na rys. 2, w którym efekt Benedicksa jest wykluczony, ponieważ założono symetryczny rozkład temperatury.



Rys. 2. Założone rozkłady temperatury i koncentracji domieszek. Obliczone rozkłady potencjału Γ , koncentracji nośników i poziomów quasi-fermiowskich. Wartości napięć międzypowierzchniowych wynikające z przebiegu poziomu Fermiego odpowiednio dla dziur i elektronów:

$U_p = -0,0094 \text{ V}$, $U_n = -0,0047 \text{ V}$ {małe wartości s , duże wartości τ }

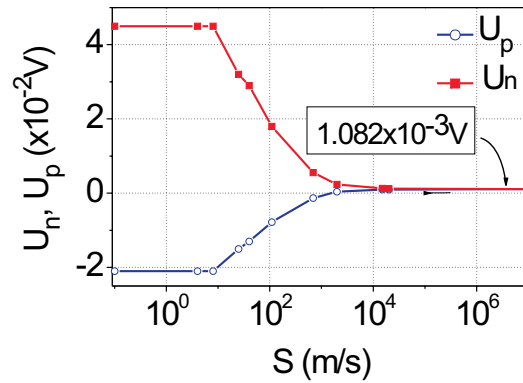
Rysunek 3 ilustruje wyniki otrzymane dla asymetrycznego rozkładu temperatury, nie zaburzone przez niejednorodności w rozkładzie koncentracji domieszek – „czysty” efekt Benedicksa. Należy zwrócić uwagę na zmianę znaku napięcia U_n .



Rys. 3. Założony asymetryczny rozkład temperatury w półprzewodniku jednorodnym ($N = 10^{21} \text{ m}^{-3}$) i obliczone rozkłady koncentracji nośników i poziomów quasi-fermiowskich. Wartości napięć międzypowierzchniowych wynikające z przebiegu poziomu Fermiego odpowiednio dla dziur i elektronów:

$U_p = -0,021 \text{ V}$, $U_n = +0,046 \text{ V}$ {małe wartości s , duże wartości τ }

Wyniki prezentowane na rys. 1 – 3 zostały obliczone dla granicznych wartości s i τ . W ogólności wartości napięć zależą od prędkości rekombinacji powierzchniowej, jak pokazano na rys. 4, oraz od czasu życia nośników.



Rys. 4. Napięcie wynikające z przebiegu poziomu Fermiego odpowiednio dla dziur i elektronów w funkcji prędkości rekombinacji powierzchniowej. Prędkość rekombinacji przyjęto jednakową dla obu powierzchni półprzewodnika (półprzewodnik jednorodny, rozkład temperatury asymetryczny jak na rys. 3).

Podsumowując można wyciągnąć wniosek, że na bazie równań transportu można analizować zjawiska termoelektryczne, wyznaczać wielkości fizyczne i wyniki teoretyczne zastosować do interpretacji wyników eksperymentalnych badań. Wartości napięcia po uwzględnieniu wpływu od niejednorodności domieszkowań mogą posłużyć do dokładniejszej kalibracji temperatury.

2.2. Diagnostyka mc-Si

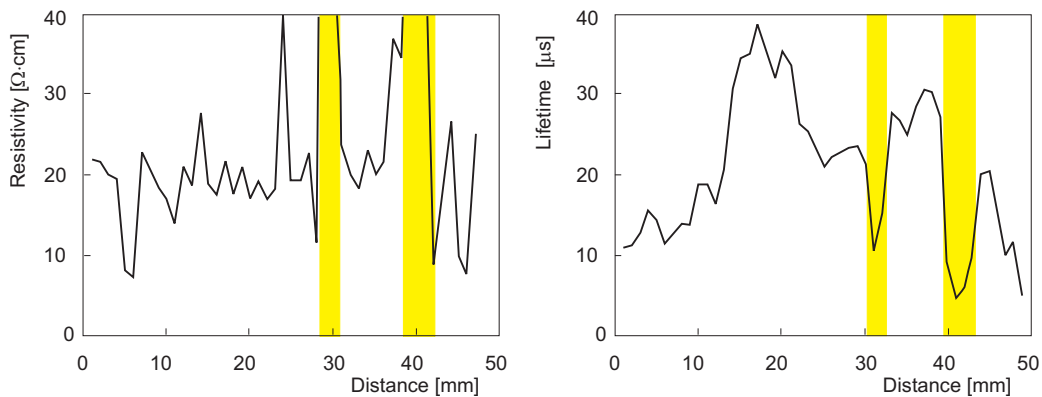
Mc-Si jest używany do wytwarzania przy niskich nakładach wydajnych baterii słonecznych. Materiał ten charakteryzuje się złożoną strukturą krystaliczną, silną rekombinacją nośników na granicy ziaren, obecnością licznych rozciągniętych defektów krystalograficznych (mikrodefekty, dyslokacje, zblizniaczenia, wnęki) i domieszek, takich jak tlen i metale przejściowe, które w wyniku wzajemnych oddziaływań dodatkowo tę rekombinację zwiększają. W konsekwencji elektryczne właściwości tego materiału są ekstremalnie niejednorodne i ich charakteryzacja wymaga stosowania technik mapowania, z których za najbardziej miarodajną uważa się technikę mapowania czasu życia nośników. W niniejszym opracowaniu przedstawiono wyniki charakteryzacji mc-Si przy wykorzystaniu kilku komplementarnych technik.

Na rys. 5 pokazano obraz rozproszonego promieniowania w wyniku skanowania powierzchni mc-Si wiązką światła laserowego. Rozkład czasu życia nośników był badany wzdłuż dowolnie wybranego kierunku na powierzchni. Czas życia nośników był wyznaczany z pomiaru zaniku fotoprzewodnictwa techniką bezkontaktową, nieinwazyjną, w której wiązka światła lasera generuje pary elektron-dziura, a zanik koncentracji nośników jest monitorowany techniką mikrofalową. Wyniki prezentowane na rys. 6 wykazują spadek czasu życia nośników, który jest charakterystyczny dla granicy ziaren. Spadek czasu życia nośników koresponduje ze wzrostem rezystrywności, której rozkład mierzony sondą 4-ostrzową jest również przedstawiony na

rys. 6. Badany mc-Si o średniej rezystywności $10 \Omega\text{-cm}$ w obszarze niektórych granic ziaren wykazuje anomalnie duże wartości rezystywności.



Rys. 5. Rozkład ziaren na powierzchni mc-Si o wymiarach 50x50mm

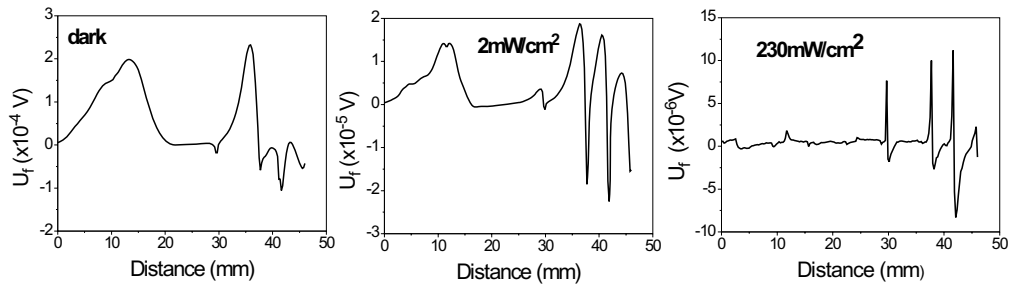


Rys. 6. Rozkład rezystywności i czasu życia nośników w mc-Si. W obszarach zacienionych obserwowano duże zmiany mierzonych wielkości.

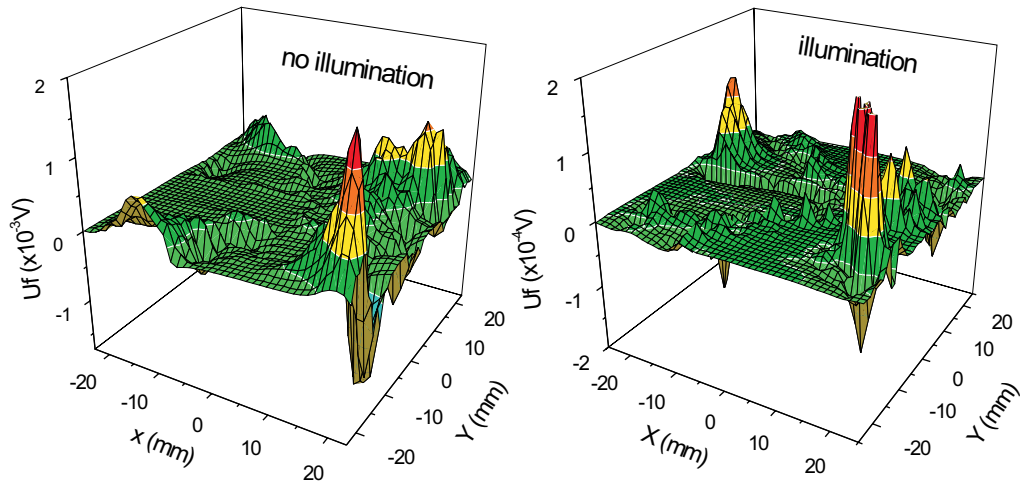
Technika mapowania czasu życia nośników na dużych powierzchniach była także wykorzystana do badania efektywności procesów geterowania w mc-Si i może być skuteczna w optymalizowaniu tych procesów technologicznych w celu otrzymania materiału o lepszych właściwościach elektrycznych.

Rozkład fotonapięcia elektrycznego wzdłuż wybranego kierunku obserwacji, przedstawiony na rys. 7 w funkcji intensywności, podświetlenia, wykazuje charakter oscylacyjny.

Przestrzenny rozkład fotonapięcia odpowiednio bez podświetlenia i z podświetleniem jest pokazany na rys. 8. Mimo że sygnał fotonapięcia w trakcie podświetlenia maleje prawie o rząd wielkości, jeżeli porównamy go z sygnałem mierzonym bez podświetlenia, to widoczne bardzo ostro zmieniające się sygnały przestrzennie

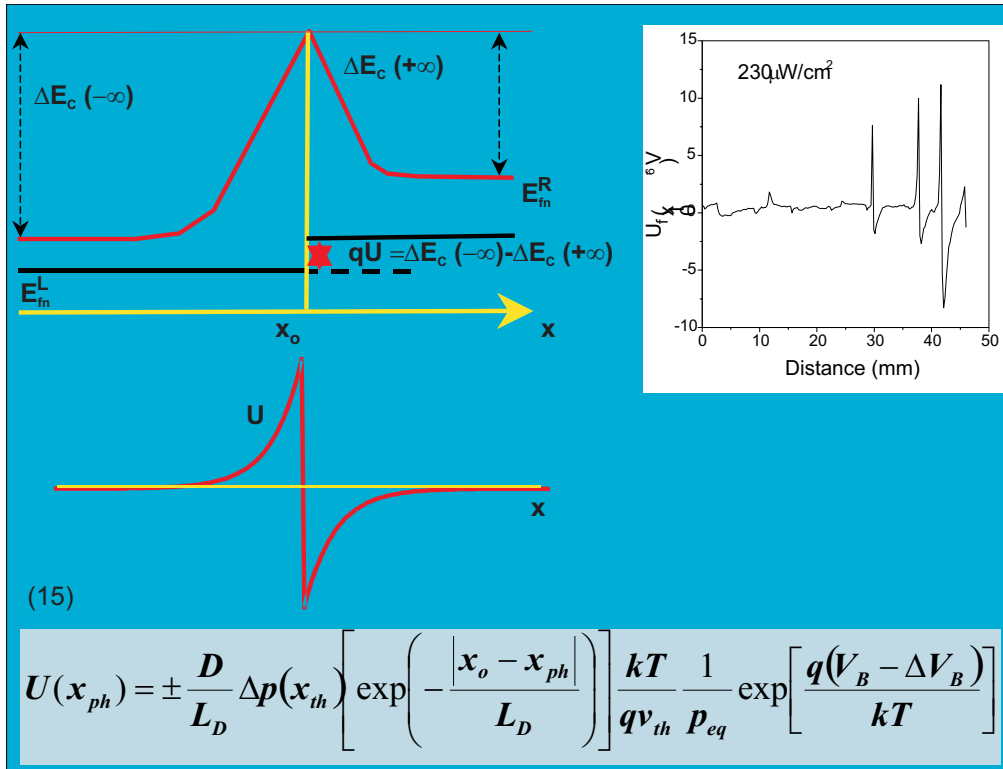


Rys. 7. Rozkład fotonapięcia wzdłuż wybranego kierunku na powierzchni dla różnej intensywności podświetlenia



Rys. 8. Trójwymiarowy rozkład fotonapięcia elektrycznego w mc-Si z podświetleniem i bez podświetlenia

pozwalają zlokalizować położenie granic ziaren w mc-Si. Zrozumienie prezentowanych wyników eksperymentalnych było możliwe na gruncie teoretycznego opisu zjawisk fotowoltaicznych. Opis zakłada, że mierzony sygnał jest sumą dwóch składowych, związanych odpowiednio z fotowoltaicznym efektem objętościowym i fotowoltaicznym efektem barierowym zachodzącym na granicy ziaren. W założeniach przyjęto materiał typu n i obecność na granicy ziaren cienkiej warstwy ujemnie naładowanych akceptorów o stałej koncentracji. W warunkach pobudzenia materiału w całej objętości wskutek podświetlenia przyjęto koncepcję dwóch równoległych quasi-poziomów Fermiego. Punktem wyjścia jest równanie Poissona z odpowiednimi warunkami brzegowymi oraz wyrażenie na gęstość prądu elektronów wyrażonych przez strumień nośników przepływających przez barierę. Otrzymane wyrażenie dla napięcia mierzonego w eksperymencie (15) prowadzi do dodatnich i ujemnych wartości napięcia w zależności od położenia punktowej wiązki testującej, x_{ph} , względem osi bariery, x_0 , i uwzględnia fakt obniżenia bariery na skutek oświetlenia o wartość ΔU_B (rys. 9).



Rys. 9. Koncepcja bariery potencjału na granicy ziaren w mc-Si. Wyprowadzone wyrażenie dla mierzonego sygnału i jego przewidywany przebieg w porównaniu z otrzymanym w eksperymencie

Opis teoretyczny pozwala na interpretację obserwowanego efektu fotowoltaicznego i wiąże go z barierą potencjału. Zastosowana metoda pomiaru oparta na detekcji synchronicznej w połączeniu z oświetleniem ciągłym umożliwia lepszą separację sygnałów związanych z barierą potencjału na granicy ziaren od sygnału tła związanego z efektem objętościowym. Przyjęty opis zjawisk w połączeniu z wynikami eksperymentalnymi może być przydatny do badania właściwości barier w funkcji parametrów technologicznych. Poza barierą potencjału z pomiarów fotoelektrycznych można wyznaczyć profil rezystywności oraz długość drogi dyfuzji, L_D , na granicy ziaren.

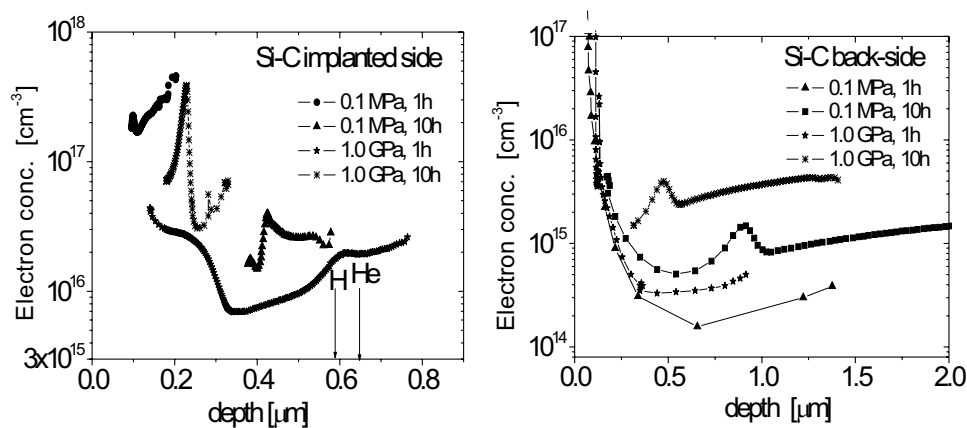
2.3. Diagnostyka Si wykorzystująca zjawiska ogólnoelektryczne

Zastosowano technikę profilowania C-V do charakteryzacji krzemu typu n i typu p, otrzymywanego różnymi technikami wzrostu, implantowanego jonami różnego rodzaju albo oświetlonego wiązką elektronów, neutronów lub promieniowaniem γ i wygrzewanego w różnych temperaturach, w tym w niekonwencjonalnych warunkach, tj. pod bardzo wysokim ciśnieniem hydrostatycznym Ar (1 GPa).

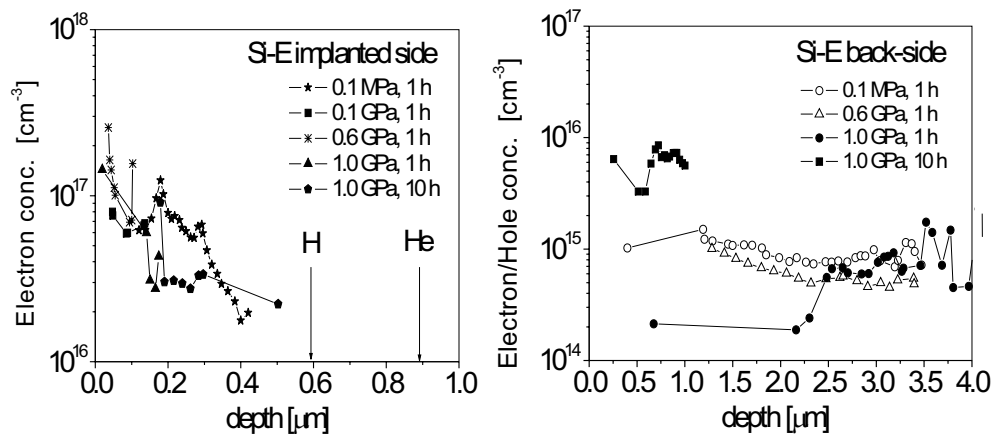
Implantacja jest jednym z procesów powszechnie stosowanych przy wytwarzaniu przyrządów półprzewodnikowych. Proces implantacji jest ważny przede wszystkim z punktu widzenia modyfikowania właściwości materiałów (tzw. *tailoring material properties*). Może być sposobem domieszkowania i formowania płytkich złączy. Może też posłużyć do uzyskania izolacji w przyrządach półprzewodnikowych w wyniku efektu *smurt-cut*, który towarzyszy efektywnej implantacji. Może być wreszcie wykorzystany do wytwarzania obszarów silnego geterowania w obecności wnek gazowych, powstałych w wyniku implantacji jonów gazów szlachetnych, takich jak hel i wodór. W procesie tym, w odróżnieniu od dyfuzji fosforu, nie wprowadza się atomów domieszek, ponadto ma miejsce pasywacja defektów i domieszek w przypadku wodoru. Ze względu na bardzo niską rozpuszczalność gazów ($<10^{16} \text{ cm}^{-3}$) implantacja przy dozach większych niż wskazana wartość, którą stosowano w eksperymentach, jest skutecznym sposobem wprowadzania H i He do materiału. Wnęki wytwarza się w temperaturze $> 300 - 700^\circ\text{C}$. Przypuszcza się, że wydyfundujące H z pęcherzy pozostawia niewysyczone wiązania Si na wewnętrznej stronie wnęki, które efektywnie wychwytyją domieszki.

Ten uproszczony obraz się komplikuje, kiedy rozważymy, że ciśnienie panujące w pęcherzach przybiera duże wartości rzędu GPa i generacja dodatkowych defektów jest nieunikniona w wyniku powstałych naprężeń. Dodatkowo wygrzewanie Cz-Si w technologicznie ważnych temperaturach – ok. 420°C (formowania kontaktów omowych) wprowadza płytkie centra donorowe (tzw. termodonory (TDs)), których ilość wzrasta, gdy wygrzewanie jest przeprowadzone przy podwyższonym ciśnieniu hydrostatycznym.

Te sugestie zostały potwierdzone przez wyniki przeprowadzonych eksperymentów, które przedstawiono na rys. 10 i 11.



Rys. 10. Wgłębne rozkłady koncentracji nośników w p-Cz-Si (koncentracja O – $9,5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) mierzone odpowiednio od powierzchni implantowanej i tylnej powierzchni nie poddanej implantacji. Parametry implantacji $\text{H}_2^+ / \text{He}^+$: 135/75 eV; $2,5/2,5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$. Próbkę były wygrzewane w 447°C w atmosferze Ar przy różnych ciśnieniach hydrostatycznych. W pokazanych przypadkach nastąpiła pełna zmiana typu przewodnictwa na typ n.



Rys. 11. Wgłębne rozkłady koncentracji nośników w p-Cz-Si (koncentracja O – $8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) mierzone odpowiednio od powierzchni implantowanej i tylnej powierzchni nie poddanej implantacji. Parametry implantacji $\text{H}_2^+ / \text{He}^+$: 135/150 eV; $2,5/2,5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$. Próbkę były wygrzane w 447°C w atmosferze Ar przy różnych ciśnieniach hydrostatycznych. Pełne (puste) punkty eksperymentalne wskazują typ przewodnictwa n (p).

Wyniki wskazują, że oba te efekty (wywołane naprężeniami i wygrzewaniem) mają znaczenie i prowadzą do zmiany typu przewodnictwa z początkowego typu p na typ n w obszarach przypowierzchniowych i do powstania silnie skompensowanego obszaru położonego głębiej pod powierzchnią. Interpretacja jest poparta wynikami badań w warunkach, kiedy wygrzewanie odbywa się pod wysokim ciśnieniem zewnętrznym (1 GPa), tj. w warunkach, które symulują warunki panujące w otoczeniu wnęk gazowych. Wówczas obszary przy obu powierzchniach, frontowej – implantowanej i tylnej – nie poddanej implantacji, wykazują przewodnictwo typu n. Zwróćmy uwagę, że brak konwersji przewodnictwa od strony powierzchni nie implantowanej widoczny na rys. 11 w trakcie wygrzewań przy niskich ciśnieniach potwierdza, że wysoka zawartość tlenu w materiale jest kluczowa dla generacji TDs.

Identyczna metodyka badań została zastosowana do charakteryzacji Cz (FZ)-Si implantowanego Mn ($160 \text{ keV}/0,2 - 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$). Konwersja przewodnictwa z początkowego typu p na typ n była sumarycznym wynikiem generacji TDs oraz defektów typu donorowego i akceptorowego indukowanych samym procesem implantacji.

W Cz-Si: domieszkowanym technologicznie ważnymi domieszkami, takimi jak N lub Ge, TDs były kreowane w standardowy sposób, gdy je badano w funkcji temperatury wygrzewania przy różnych ciśnieniach hydrostatycznych.

W Cz-Si bombardowanym elektronami ($7 \text{ MeV}/1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$) generacja TDs była utrudniona w warunkach konwencjonalnych wygrzewań. Odpowiedzialny za ten fakt musi być spadek tlenu w pozycjach międzywęzłowych, O_i , prawdopodobnie w wyniku obecności defektów punktowych, które wiążą tlen. W wysokich temperaturach i przy wysokich ciśnieniach hydrostatycznych obserwowano dalszy spadek

TDs, co tłumaczono obecnością kompleksów i zwiększonym wytrąceniem tlenu. W ogólności generacja TDs w Si napromieniowanym elektronami, neutronami, wiązką γ zależy od energii, dozy cząstek, koncentracji O_1 i warunków wygrzewania. Niezdolność do generacji TDs w wyniku działania wysokiej temperatury i wysokiego ciśnienia może być miarą stopnia napromieniowania materiału bogatego w O_1 i może mieć aspekt praktyczny.

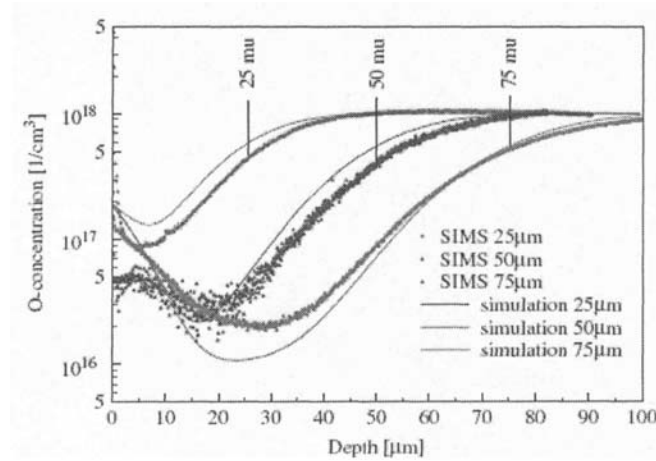
2.4. Diagnostyka Si techniką SIMS pod kątem zawartości tlenu

Badania mają na celu optymalizację detektorów promieniowania jonizującego, których działanie jest uzależnione od efektów radiacyjnych. Problem stanowi generacja defektów w trakcie napromieniowania (w standardowych detektorach opartych na FZ-Si typu n stwierdzono generację głębokich akceptorów). Z obecnością defektów wiąże się zmiana efektywnej koncentracji domieszkowania i pojawienie się podwójnego złącza typu p^+-n-n^+ , czego wynikiem jest wstrzykiwanie nośników, związany z tym brak zubożenia i w konsekwencji zmiana napięcia pracy detektorów, wzrost prądu upływu, szumu i zużycia mocy. Wychwyty nośników z udziałem głębokich stanów defektów odpowiada za skrócenie czasu życia nośników, spadek wydajności detektorów i mniejszą zdolność detekcji.

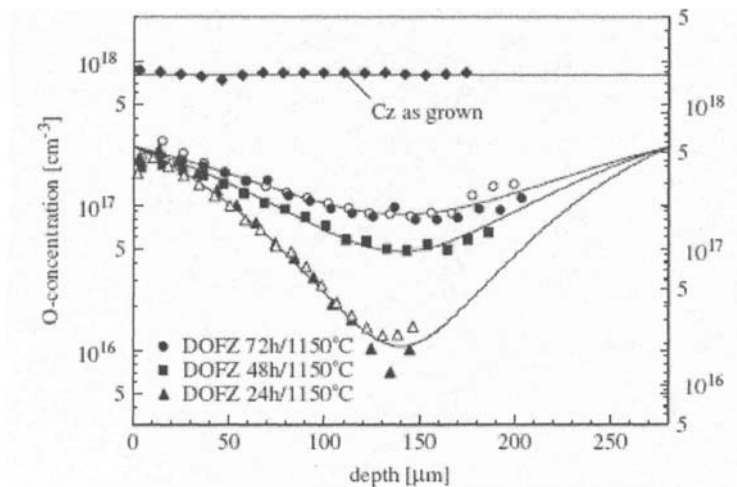
Powszechnie uważa się, że tolerancja Si na zmiany radiacyjne wzrasta po wzbogaceniu materiału w O_1 . Tlen wprowadza się do materiału w czasie wzrostu lub w wyniku dyfuzji i długotrwałego wygrzewania w wysokiej temperaturze. Koncentracja O_1 w FZ-Si jest na poziomie 10^{16} cm^{-3} , a więc jest niska. Należy zadać pytanie, na ile zawartość tlenu może być podwyższona w FZ-Si w wyniku dyfuzji (DOFZ-Si). W Cz-Si hodowanym w tyglach kwarcowych koncentracja O jest co najmniej o rząd wielkości wyższa aniżeli w FZ-Si i stwierdza się, że szybkość wprowadzania głębokich akceptorów jest znacznie mniejsza w Cz-Si i w Si epitaksjalnym (EPI-Si).

Przedstawiono wyniki badań zawartości O w epitaksjalnych warstwach Si różnej grubości wytwarzanych z fazy gazowej na podłożach z Cz-Si (rys. 12). Stwierdzono, że O dyfunduje do warstw z podłoża w trakcie wzrostu i średnia zawartość O w warstwach cieńszych jest wyższa niż w warstwach grubszych, jednocześnie w tych ostatnich średnia zawartość O jest mniejsza aniżeli średnia zawartość w DOFZ-Si. Oznacza to, że podwyższona tolerancja EPI-Si na napromieniowanie w porównaniu do DOFZ-Si nie wynika jedynie z samej obecności O. Dlatego przypuszcza się, że tlen dyfunduje z podłoża w postaci dimerów, które następnie w trakcie napromieniowania uaktywniają się w postaci płytkich donorów.

Dla celów porównawczych głębokościowe profile O badano w Cz-Si i DOFZ-Si. Dyfuzję przeprowadzono w temperaturze 1150°C w przedziale czasowym 24 – 72 h. Z rys. 13 wynika, że koncentracja O w Cz-Si jest ciągle wyższa aniżeli w DOFZ-Si. Uzyskanie profili na tak dużych głębokościach jest dużym osiągnięciem, a w szcze-



Rys. 12. Głębokościowe rozkłady tlenu w EPI-Si zmierzone techniką SIMS

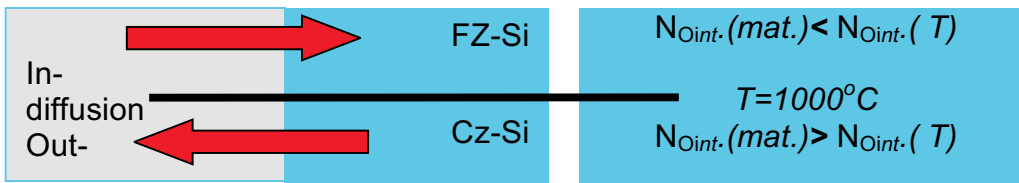


Rys. 13. Wgłębne profile O w Cz-Si i DOFZ-Si zmierzone techniką SIMS

gólności profili w FZ-Si z uwagi na dużą dynamikę zmian na niskim poziomie koncentracji.

Zbadano wpływ tlenków na dyfuzję O w Cz (FZ)-Si. Tlenek wytwarzano w rezultacie utleniania i sputteringu, wykorzystano także tlenek samoistny. Wygrzewanie prowadzono w temperaturze 850 – 1280°C z tlenkiem i bez tlenku. Przed pomiarem tlenek usuwano. Założono kierunkowość procesów dyfuzji zgodnie ze schematem przedstawionym na rys. 14.

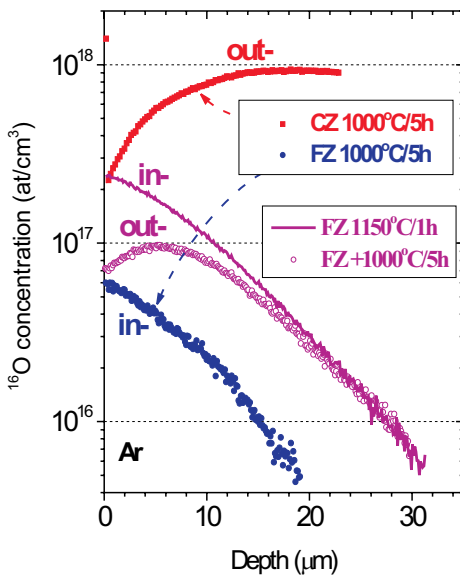
Przyjęto, że wdyfundowanie (wydyfundowania) O zachodzi do (z) materiału, gdy koncentracja O w pozycjach międzywęzłowych w materiale, $N_{O_{int}}(mat.)$, jest niższa (wyższa) niż koncentracja O wynikająca z jego rozpuszczalności w danej temperaturze, $N_{O_{int}}(T)$. Kierunek procesów można odwrócić w dwustopniowym wygrzewaniu.



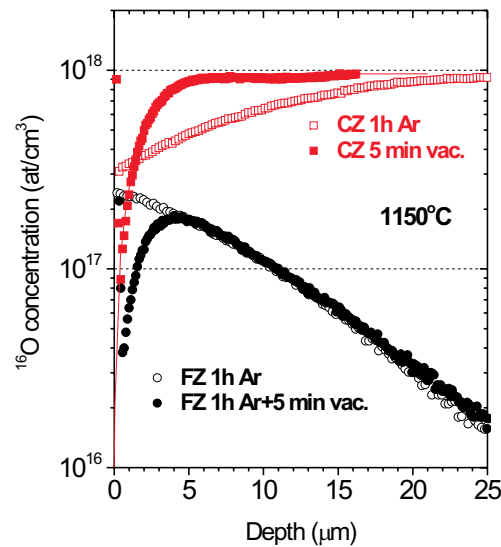
Rys. 14. Kierunkowość procesów dyfuzji

Wyniki wygrzewania w temperaturze $1000^{\circ}C$ przedstawione na rys. 15 wskazują, że koncentracja O na powierzchni Cz-Si w wyniku wydyfundowania jest wyższa aniżeli koncentracja O na powierzchni FZ-Si w wyniku wdyfundowania. Świadczy to, że O w Cz-Si w dużej mierze tworzy wytrącenia. Porównywalne koncentracje O na powierzchni FZ-Si po wygrzaniu w $1000^{\circ}C$ wskazują, że w wyniku wdyfundowania i wydyfundowania tlenu lokalnie może być osiągnięta równowaga. Prezentowane wyniki były identyczne dla trzech rodzajów tlenu w przypadku FZ-Si. Podwyższona koncentracja O na powierzchni Cz-Si także w przypadku rodzimego tlenu dowodzi, że stanowi on skuteczną barierę przed wydyfundowaniem O.

Interesujące są wyniki wygrzewań w temperaturze $1150^{\circ}C$ przedstawione na rys. 16. Obserwowany spadek koncentracji O na powierzchni Cz-Si nie był oczekiwany skoro, zgodnie ze schematem z rys. 14, w temperaturze $1150^{\circ}C$ przewidywano wdyfundowanie O do materiału z tlenku. Obserwowany efekt wyjaśniono



Rys. 15. Wgłębne profile O w Cz (FZ)-Si po wygrzaniu w $1000^{\circ}C$. Dla porównania profil w FZ-Si po wygrzaniu w $1150^{\circ}C$ w celu podwyższenia koncentracji O, który następnie wygrzano w $1000^{\circ}C$ pozwalając na wydyfundowanie O.



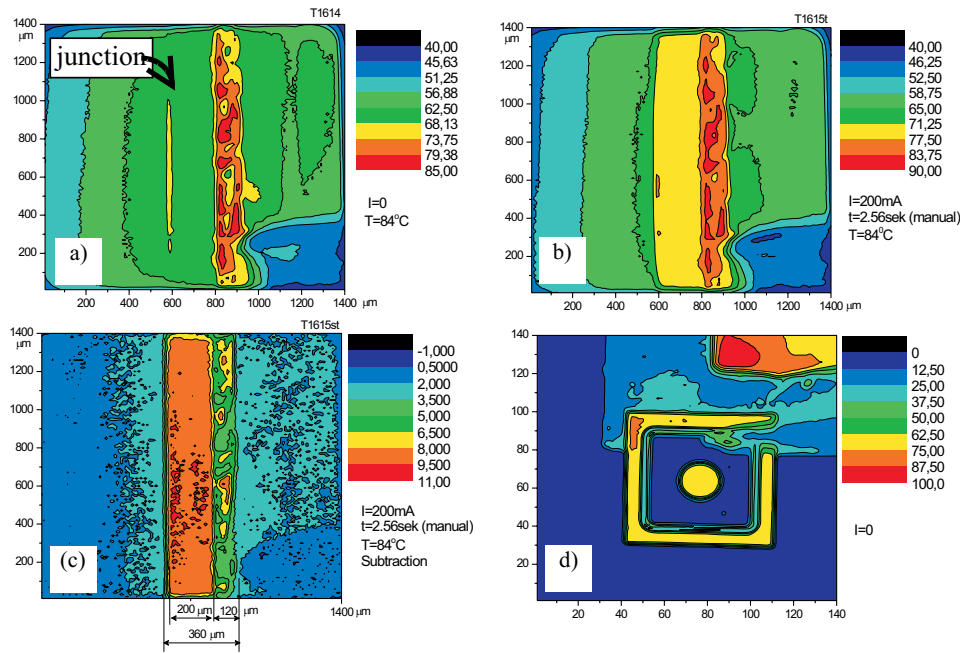
Rys. 16. Profile koncentracji tlenu w Cz (FZ)-Si wygrzanym z tlenkiem i bez tlenku (pełne punkty eksperymentalne) w $1150^{\circ}C$

poprzez niewydolność tlenku w dostarczaniu tlenu ze względu na jego sublimację. Pogląd ten zweryfikowano poprzez wygrzanie materiału bez tlenku w wysokiej próżni w temperaturze 1150°C. W tych warunkach O swobodnie wydyfundowuje, o czym świadczy gwałtowny spadek koncentracji w pobliżu powierzchni (rys. 16). Ten efekt, trudny do wykazania w eksperymencie, wskazuje, że naturalny tlenek na powierzchni Cz-Si stanowi skuteczną barierę przed wydyfundowaniem O w temperaturach < 1150°C.

2.5. Promieniowanie struktur półprzewodnikowych w zakresie średniej podczerwieni w warunkach pobudzenia termicznego i elektrycznego

Obrazy termowizyjne rozkładu promieniowania cieplnego w zakresie średnich długości fal ($\lambda = 3 - 5 \mu\text{m}$) struktur p⁺-i-n⁺ wykonanych w Si w warunkach pomiaru krawędziowego i powierzchniowego przedstawiono odpowiednio na rys. 17 a–c i na rys. 17 d.

Rysunek 17a przedstawia rozkład promieniowania w bezpośrednim sąsiedztwie złącza w strukturze podgrzanej do temperatury 84°C. Intensywne promieniowanie widoczne w postaci szerokiego paska jest efektem niezaplanowanym, związanym z silną rekombinacją powierzchniową, zachodzącą w obszarze uszkodzenia powierzchni w trakcie cięcia próbek. Obraz rozkładu promieniowania w tempe-



Rys. 17. Termowizyjny obraz rozkładu promieniowania cieplnego struktur krzemowych p⁺-i-n⁺ podgrzanych do 84°C w warunkach pomiaru krawędziowego: a) bez wstrzykiwania nośników, b) ze wstrzykiwaniem nośników – prąd przewodzenia $I = 200 \text{ mA}$, c) obraz różnicowy otrzymany na podstawie obrazów (a) i (b) oraz w warunkach pomiaru powierzchniowego (d) bez wstrzykiwania nośników

raturze 84°C w tej samej strukturze w warunkach wstrzykiwania nośników nadmiarowych przez złącze ilustruje rys. 17b. Uzyskano dużą równomierność wstrzykiwania nośników w całej objętości struktury, na co wskazuje brak izoterm na całej bocznej powierzchni struktury. Obserwowany wzrost intensywności promieniowania w obszarze bazy w wyniku wstrzykiwania nośników odpowiada przyrostowi temperatury od ok. 62,5°C do ok. 77,5°C. Na podstawie obrazu różnicowego rozkładu promieniowania pokazanego na rys. 17c można wnioskować, że modulacja promieniowania cieplnego w wyniku wstrzykiwania nośników została osiągnięta na poziomie kilkunastu procent.

Rysunek 17d przedstawia termowizyjny obraz powierzchni podgrzanej struktury. Polaryzowanie jej prądem $I = 200$ mA powodowało wprawdzie wzrost promieniowania cieplnego, jednakże o znacznie mniejszej głębokości modulacji niż w przypadku promieniowania krawędziowego.

Gęstość monochromatyczna strumienia promieniowania (napromienienia) cieplnego dochodzącego od badanego obiektu do kamery termowizyjnej jest proporcjonalna do sumy trzech składników – emisyjnego, odbiciowego i transmisyjnego – i wyraża się zależnością:

$$P_{\lambda} = \frac{(1-R)[1-\exp(-\alpha_{\lambda}d)]}{1-R\exp(-\alpha_{\lambda}d)} W_{\lambda}(T_a) + \left\{ R + \frac{(1-R)^2 R \exp(-2\alpha_{\lambda}d)}{1-R^2 \exp(-2\alpha_{\lambda}d)} \right\} W_{\lambda}(T_a) + \frac{\exp(-\alpha_{\lambda}d)(1-R)^2}{1-R^2 \exp(-2\alpha_{\lambda}d)} W_{\lambda}(T_i), \quad (16)$$

gdzie przyjęto, że próbka jest jednorodna wzdłuż grubości, d

$$\exp\left(-\int_0^d \alpha(x) dx\right) = \exp(-\alpha d). \quad (17)$$

Wartości W_{λ} dla temperatury próbki, T , temperatury otoczenia, T_a , i temperatury ekranu, T_i , są określone zależnością:

$$W_{\lambda}(T) = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5 \left[\exp\left(\frac{hc}{\lambda k T}\right) - 1 \right]}, \quad (18)$$

gdzie: h – stała Plancka, c – prędkość światła, k – stała Boltzmanna.

Pierwszy składnik wzoru (16) określa promieniowanie emitowane przez badaną próbkę i zależy od emisyjności półprzezroczystej próbki, drugi składnik jest promieniowaniem odbitym od próbki, zależnym od temperatury otoczenia, a trzeci opisuje promieniowanie przechodzące przez próbkę i zależy od temperatury ekranu lub tła za próbką.

W pomiarach materiałów półprzezroczystych dla podczerwieni, jakimi są german i krzem, wszystkie opisane składniki mają swój udział w dokonywanym po-

miarze termowizyjnym i należy je uwzględnić w przeprowadzanych obliczeniach lub dokonywać pomiaru w warunkach pozwalających na zaniechanie niektórych składników.

Zakładając, że składniki drugi i trzeci we wzorze (16) mogą być mało istotne dla naszego przypadku, możemy wywnioskować, że dla zwiększenia mocy promieniowania struktury ważne są współczynniki absorpcji, zależny w istotny sposób od koncentracji swobodnych elektronów i dziur

$$\alpha = \frac{q^3 \lambda^2}{4\pi^2 c^3 \epsilon_0 n} \left(\frac{n}{m_e^2 \mu_h} + \frac{p}{m_h^2 \mu_h} \right) \quad (19)$$

oraz grubość obszaru promieniującego, d .

Tak więc zapewniając strukturze odpowiednią grubość bazy można mieć nadzieję na uzyskanie dużej gęstości strumienia promieniowania, P_λ , dążącej w granicy do wartości odpowiadającej iloczynowi gęstości promieniowania ciała czarnego i współczynnika $(1 - R)$.

Wnioski wynikające z otrzymanych wyników i analizy przedstawionej zależności zostaną wykorzystane w dalszych pracach nad konstrukcją i optymalizacją krzemowych źródeł promieniowania modulowanego w zakresie średniej podczerwieni.

2.6. Diagnostyka struktur kropek kwantowych metodami elektrycznymi

Wykonano ekspertyzy struktur kropek kwantowych (QDs) z InAs/GaAs wytwarzanych techniką epitaksji z wiązek molekularnych (MBE) metodą Strańskiego-Krastanowa, techniką przerywanego wzrostu. W badaniach wykorzystano metody pomiarów C-V, profilowania C-V, niestacjonarną spektroskopię głębokich poziomów (DLTS) oraz podwójnie skorelowany DDLTS. Korzyścią wynikającą z prowadzenia badań wymienionymi metodami jest możliwość monitorowania jednocześnie w tej samej próbce stanów energetycznych związanych z defektami oraz stanów związanych z kropkami kwantowymi, które istnieją w wyniku kwantowych efektów rozmiarowych.

Wyniki naszych wcześniejszych badań struktur z QDs z InAs/GaAs ujawniły obecność trzech głębokich stanów energetycznych A – C z energią aktywacji w zakresie $\Delta E_{CT} = 0,57 - 1,03$ eV poniżej krawędzi pasma przewodnictwa. Najważniejszymi wnioskami wynikającymi z tych badań było (i) ustalenie, że stan o energii $\Delta E_{CT} = 0,57$ eV jest kompleksem $V_{Ga}-O$, który jest znanym killerem PL oraz (ii) wykazanie, że wszystkie obserwowane defekty wykazują tendencję do aglomeracji w pobliżu płaszczyzny kropek kwantowych. Z pierwszego ustalenia wynikają ważne konsekwencje poparte wynikami naszych badań, które wykazały, że obecność defektu z energią $\Delta E_{CT} = 0,57$ eV (w GaAs) stanowiła poważne ograniczenie w działaniu diod laserowych typu GaAs/AlGaAs GRIN SCH-SQW wykonanych techniką

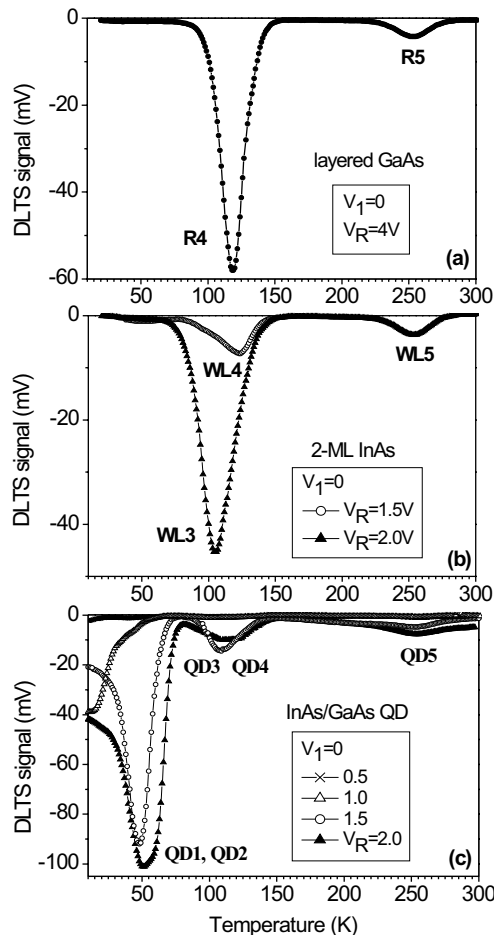
MBE, kiedy warstwy z AlGaAs były użyte jako elektryczne i optyczne ograniczenie. Z drugiego ustalenia wynika, że niejednorodne przestrzenne profile sygnałów DLTS z maksimum w płaszczyźnie QDs nie mogą stanowić kryterium dla identyfikacji stanów kwantowych. Ze względu na bardzo różne warunki wytwarzania QDs w różnych laboratoriach i w konsekwencji duży rozrzut wyników eksperymentalnych stanowi to utrudnienie w rozróżnieniu stanów kropek kwantowych od stanów defektów.

Na bazie otrzymanych wyników zaprojektowano struktury z QDs z InAs/GaAs do badań pod kątem rozróżnienia stanów energetycznych kropek kwantowych od stanów defektów. Struktury zawierały pojedynczą warstwę QDs na różnych głębokościach od powierzchni (struktury QD). Zaplanowane struktury uwzględniały struktury referencyjne, które zawierały warstwy z InAs o grubości mniejszej aniżeli grubość krytyczna dla formowania QDs (WL) oraz struktury dwuwarstwowego GaAs, bez warstwy z InAs (R). W tych ostatnich symulowano warunki wzrostu QDs, tj. stosowano technikę przerywanego wzrostu, aby osiągnąć założony gradient temperatury wzrostu. Nowe struktury, w porównaniu do poprzednio badanych, wykonano w innych warunkach wzrostu.

Na podstawie porównania wyników dla trzech typów struktur można ewidentnie stwierdzić, że sygnały obserwowane w widmach DLTS w temperaturach poniżej 80 K należą do QDs (rys. 18). Sygnały znalezione w wyższych temperaturach ujawniają obecność trzech innych defektów, oznaczonych 3 – 5 na rys. 19, których energia aktywacji zawiera się w zakresie $\Delta E_{CT} = 0,10 - 0,52$ eV. Wykresy Arrheniusa dla defektów przedstawia rys. 19.

Defekty o energii 0,14 – 0,17 eV i 0,46 – 0,52 eV występują we wszystkich strukturach. Są one wprowadzone w wyniku zastosowanej techniki przerywanego wzrostu i są charakterystyczne dla przypadku, gdy wzrost jest prowadzony w warunkach nadmiaru As. Zostały zidentyfikowane jako kompleksy defektów punktowych i domieszek, które są dobrze znane z wczesnych badań warstw objętościowych otrzymywanych techniką MBE.

Także zaobserwowana aglomeracja defektów przy interfejsach jest ściśle związana z procedurą wzrostu struktur wielowarstwowych. Profile koncentracji defektów R4 i R5 są przedstawione na rys. 20 i porównane z profilami koncentracji nośników. Piki obserwowane w profilach nośników w wyższych temperaturach nie mają nic wspólnego z ich rzeczywistym rozkładem. Są one wskazaniem obecności akceptorów w wysokiej koncentracji z ekstremalnie niejednorodnym rozkładem. Oba profile defektów i nośników bardzo dobrze korespondują z dokładnością do długości Debye'a, która wyznacza najniższą wartość zdolności rozdzielczej przestrzennej dla metod elektrycznych. Prawdziwy rozkład nośników jest otrzymany w temperaturze 25 K. Za obserwowany deficyt nośników są odpowiedzialne defekty 4 i 5, które obecne w wysokiej koncentracji ($5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) mogą stanowić problem dla struktur z QDs. Wyznaczane rozkłady defektów były porównywane w strukturach

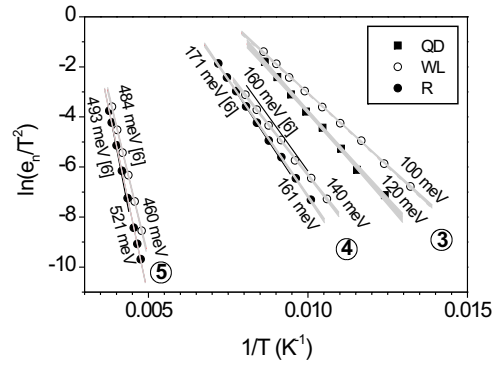


Rys. 18. Seria widm DLTS w modzie przemiatania temperatury odpowiednio w strukturach referencyjnych: R (a) WL (b), QD (c). V_R – poziom napięć polaryzacji zaporowej, V_1 – poziom napięć impulsów wypełniających, e_n – szybkość okna emisji wynosząca 543 s^{-1}

maksyma niejednorodnych rozkładów pułapek podążają za lokalizacją interfejsów.

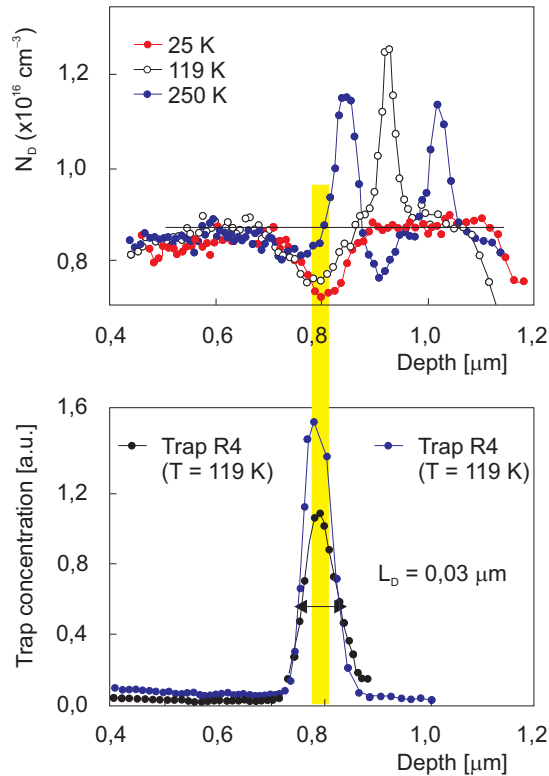
Trzeci defekt o energii $0,10 - 0,12 \text{ eV}$ występuje dodatkowo w obu strukturach z GaAs/InAs(WL)/GaAs i GaAs/InAs(QD)/GaAs i także wykazuje akumulację na interfejsach. W odróżnieniu od poprzednich defekt ten nie ma odniesienia w literaturze.

Niskotemperaturowe widma DLTS związane ze stanami QDs wykazują znaczne poszerzenie sygnałów i w skomplikowany sposób zależą od napięcia polaryzacji. Najprostsza interpretacja zakłada, że wraz ze wzrostem napięcia polaryzacji i związanym z tym przemiataniem poziomu Fermiego wkład do sygnałów pojem-



Rys. 19. Wykres e_n/T^2 w funkcji $1/T$ dla poziomów 3 – 5 ujawnionych w widmach DLTS na rys. 18. Dane są wykreślone ze współczynnikiem pewności 95% (obszary zaciemnione). Włączono także dane literaturowe (z nawiasami) dla poziomów w strukturach z QD o energii $0,48 - 0,49 \text{ eV}$ i $0,16 - 0,17 \text{ eV}$.

z różnie usytuowanym interfejsem. Kiedy sygnały od defektów ($0,14 - 0,16 \text{ eV}$ oraz $0,46 - 0,52 \text{ eV}$) są badane w funkcji napięcia polaryzacji zaporowej, V_R , wtedy są wymagane znacznie większe napięcia dla otrzymania maksymalnych sygnałów w strukturze z głębiej usytuowanym interfejsem. Ponieważ wysokość sygnałów zależy od stopnia opróżnienia defektów i osiągnięcie maksymalnych sygnałów wiąże się z przeciągnięciem poziomu Fermiego poniżej poziomu defektów, więc fakt różnych optymalnych napięć, V_R , w przypadku różnej lokalizacji interfejsów oznacza, że



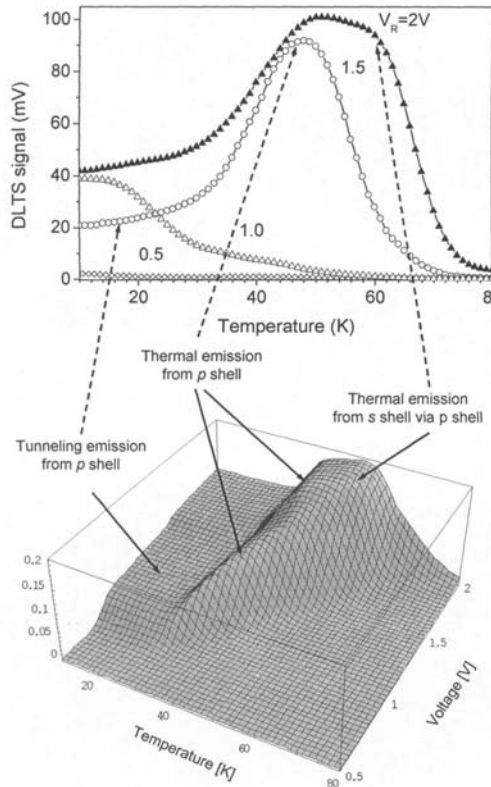
Rys. 20. Porównanie wgłębnych rozkładów koncentracji nośników w różnych temperaturach (profilowanie C-V) z rozkładem koncentracji pułapek R4 i R5 (DDLTS)

ności wnoszą kolejno stany p i głębiej położone stany s. Jednak zjawiska fizyczne występujące przy udziale stanów kwantowych są bardziej złożone i muszą uwzględniać dwustopniowe procesy emisji ze stanów s do stanów p, procesy tunelowania i ich zależność od pola elektrycznego, jak również fakt przekrywania się stanów s i p od QDs o różnych wymiarach. Podjęto próby wyznaczenia poziomów energetycznych w QDs tradycyjną metodą. Mimo że otrzymane wyniki, gdy są naniesione na wykres Arrheniusa, przypadają w obszarze charakterystycznym dla QDs, to ich wiarygodność ze względu na złożoność procesów jest wątpliwa. Z tego powodu konieczne było symulowanie przebiegów DLTS na gruncie rozważań teoretycznych (O. Engström et al., PRB 72 (2005) 075360). Uzyskane wartości energii aktywacji stanów QDs wynoszą 0,15 eV i 0,09 eV odpowiednio dla stanów s i p. Wyniki symulacji przedstawia rys. 21. Zauważmy dobrą koincydencję stanów energetycznych QDs (0,15 eV i 0,09 eV) i odpowiednich defektów (o energii aktywacji 0,14 – 0,17 eV oraz 0,10 – 12 eV), która oznacza duże prawdopodobieństwo, że tunelowanie nośników może zachodzić z udziałem stanów defektów.

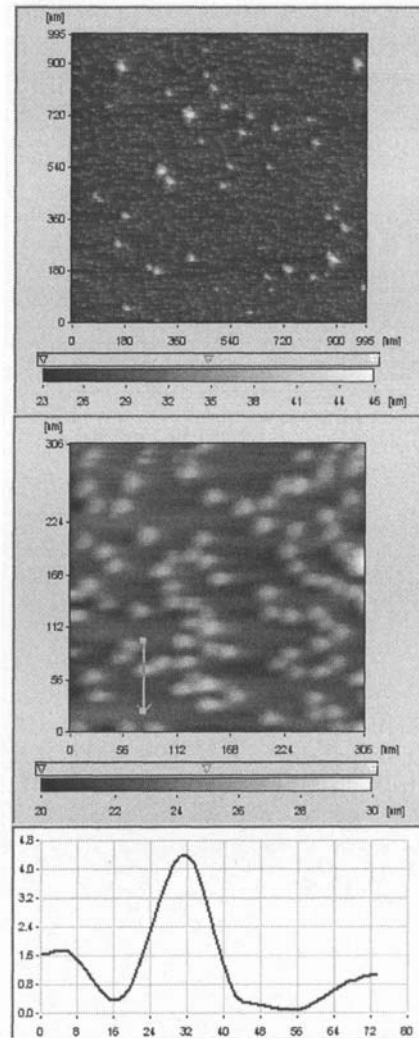
Ważne jest oszacowanie rozmycia energetycznego stanów wynikającego z rozrzutu rozmiarów QDs. Struktury przeznaczone do kolejnych badań planuje się cha-

rakteryzować przy użyciu mikroskopu sił atomowych (AFM). Pierwsze obrazy QDs uzyskane za pomocą posiadanego mikroskopu są przedstawione na rys. 22.

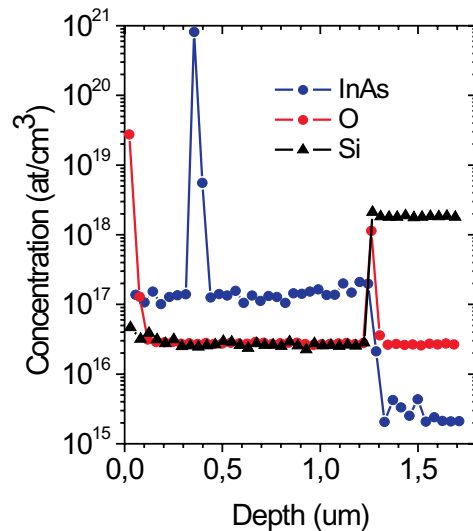
Wart podkreślenia jest fakt, że w widmach DLTS, które przedstawiono na rys. 18, nie obserwowano sygnału od defektu A (V_{Ga-O}), wspomnianego wcześniej killera PL. Wyniki badania techniką SIMS (rys. 23) także nie ujawniają akumulacji tlenu w pobliżu interfejsu w badanych strukturach z QDs. Zawartość tlenu jest bliska granicy wykrywalności techniką SIMS.



Rys. 21. Wyniki symulacji. Dane eksperymentalne poniżej 80 K po porównaniu ich z danymi teoretycznymi dla QDs mogą być zinterpretowane jako związane z emisją termiczną ze stanów s i ze stanów p QDs oraz z tunelowaniem nośników do pasma przewodnictwa z udziałem stanów kwantowych. Wyznaczone energie aktywacji wynoszą: $\Delta E_s = 0,15$ eV i $\Delta E_p = 0,09$ eV. Ze względu na rozrzut rozmiaru QDs te stany mają rozkład ze standardowym odchyleniem równym 35 meV.



Rys. 22. Dwie grupy kropek kwantowych różniących się rozmiarem i gęstością co najmniej o rząd wielkości ujawnione techniką AFM



Rys. 23. Wgłębne rozkłady koncentracji tlenu w strukturze z QDs, której widma DLTS są pokazane na rys. 18.

3. Współpraca międzynarodowa

- Prof. O. Engström, Chalmers University of Technology, Göteborg – współpraca w zakresie charakteryzacji struktur niskowymiarowych, wszystkie procesy technologiczne realizowane zaawansowaną techniką MBE oraz procesy wytworzenia diod Schottky’ego także wykonane w Göteborgu.
- Prof. V. K. Malyutenko, Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics, Kiev – współpraca w zakresie badania promieniowania cieplnego struktur półprzewodnikowych.
- Prof. G. Lindstroem, University of Hamburg; Dr M. Moll, CERN, Genewa – prace na detektorami cząstek naładowanych, w szczególności nad rolą zawartości tlenu w odporności na radiację.
- Dr I. V. Antonova, Institute of Semiconductor Physics, Novosibirsk – współpraca w zakresie badań elektrycznych krzemu poddanego procesom implantacji i napromieniowania elektronami i neutronami, które wykonano w Nowosybirsku.

Publikacje’2006

[P1] AKHMETOV V. D., MISIUK A., BARCZ A., RICHTER A.: Pressure-Induced Transformations of Nitrogen Implanted into Silicon. *phys. stat. sol. (a)* 2006 vol. 203 s. 781–785.

[P2] CANDELORI A., BARCZ A. ET AL.: Radiation-Hard Detectors for Very High Luminosity Colliders. *Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Res. A* 2006 nr 560 s. 103–107.

[P3] CIOSEK J., MISIUK A., SURMA B., SHCHENNIKOV V. V.: Influence of Enhanced Temperature and Pressure on Structural Transformations in Pre-Annealed Cz-Si. *phys. stat. sol. (a)* 2006 vol. 203 s. 2254–2259.

- [P4] CIOSEK J., RATAJCZAK J.: Influence of Temperature-Pressure Treatment on the Heavily Hydrogenated Silicon Surface. *Appl. Surface Sci.* 2006 vol. 252 s. 6115–6118.
- [P5] CIOSEK J., MISIUK A., BAŁ-MISIUK J., SHALIMOV A., SURMA B., RATAJCZAK J., ZAVODINSKY V. G.: Heavily Hydrogenated Silicon Structure Modification by High Temperature Pressure Treatment. *Surface Sci.* (zł. do druku).
- [P6] ENGSTRÖM O., KANIEWSKA M.: Discovery of Classes Among Deep Level Centers in Gallium Arsenide. *Mat. Sci. & Eng. in Phys. Res. B* (w druku).
- [P7] ENGSTRÖM O., EGHTEHARI A., KANIEWSKA M.: Electrical Characterization of InAs/GaAs Quantum Dots by Frequency Spectroscopy. *Mat. Sci. & Eng. C* (w druku).
- [P8] JAKIELA R., BARCZ A., WEGNER E., ZAGOJSKI A.: Diffusion of Mn in Gallium Arsenide. *J. Alloys a. Compounds* 2006 vol. 423 s. 132–135.
- [P9] JAKIELA R., BARCZ A., DUMISZEWSKA E., JAGODA A.: Si Diffusion in Epitaxial GaN. *phys. stat. sol. (c)* 2006 vol. 3 s. 1416–1419.
- [P10] JUNG W., MISIUK A., YANG D.: Effect of High Pressure Annealing on Electrical Properties of Nitrogen and Germanium Doped Silicon. *Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Res. B* 2006 vol. 253 s. 214–216.
- [P11] JUNG W., MISIUK A., FELBA J., MEGELA I. G., AZHNIUK Yu., PRUJSZCZYK M.: Electrical Properties of Electron – Irradiated Cz-Si after Processing under Enhanced Hydrostatic Pressure. *Elektrotechn. i Elektron.* 2006 nr 5/6 s. 238–240
- [P12] JUNG W., PIOTROWSKI T., SIKORSKI S., LIPÍŃSKI M., PANEK P., ZIĘBA P.: Study of Bulk Photovoltaic Effect and Photoconductivity Distributions in Multicrystal Silicon. *phys. stat. sol. (c)* (zł. do druku).
- [P13] JUNG W., ANTONOVA I. V., MISIUK A.: Study of Defects in Near-Surface Layer Created in Silicon by H^+ or He^+ Implantation. *Vacuum* (w druku).
- [P14] JUNG W., MISIUK A.: Influence of Pressure Annealing on Electrical Properties of Mn Implanted Silicon. *Vacuum* (w druku).
- [P15] KANIEWSKA M., ENGSTRÖM O., BARCZ A., PACHOLAK-CYBULSKA M.: Deep Levels Induced by InAs/GaAs Quantum Dots. *Mat. Sci. & Eng. C* 2006 vol. 26 s. 871–875.
- [P16] KANIEWSKA M., ENGSTRÖM O., BARCZ A., PACHOLAK-CYBULSKA M.: Electrical Activity of Deep Levels in the Presence of InAs/GaAs Quantum Dots. *Mat. Sci. in Semicond. Process.* 2006 vol. 9 s. 36–40.
- [P17] KANIEWSKA M., KRUKOWSKY S. I., ZAYACHUK D. M.: Deep Levels in Yb-Al Co-Doped GaAs Grown by Liquid Phase Epitaxy. *Mat. Sci. in Semicond. Process.* 2006 vol. 9 s. 366–370.
- [P18] KANIEWSKA M., ENGSTRÖM O.: Deep Traps at GaAs/GaAs Interface Grown by MBE-Interruption Growth Technique. *Mat. Sci. & Eng. C* (w druku).
- [P19] KANIEWSKA M., ENGSTRÖM O., PACHOLAK-CYBULSKA M., SADEGHI M.: Characterization of Deep Levels at GaAs/GaAs and GaAs/InAs Interface Grown by MBE-Interrupted Growth Technique. *phys. stat. sol. (a)* w druku.
- [P20] KAMIŃSKA E., PRZEŹDZIECKA E., PIOTROWSKA A., KOSSUTH J., DYNOWSKA E., DOBROWOLSKI W., BARCZ A., JAKIELA R., LUSAKOWSKA E., RATAJCZAK J.: ZnO-Based p-n Junction with p-type ZnO by ZnTe Oxidation. *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* 2006 vol. 89 s. EE08.
- [P21] LIPÍŃSKI M., PIOTROWSKI T., PANEK P., CICHOSZEWSKI J.: Investigation of Influence of Gettering and Passivation on Lifetime Distribution in mc-Si. Proc. of 21st Europ. Photovoltaic Solar Energy Conf. a. Exhib. (PVSEC), Drezno, Niemcy, 4–8.09.2006, s. 1493–1496.

- [P22] MARCIAK-KOZŁOWSKA J., KOZŁOWSKI M.: On the Classical Quantum Transition in Heat Phenomena Induced by Continuous High Energy Laser Pulses. *Condens. Matter*, abstract, cond-mat/0604054, arXiv, 2006.
- [P23] MISIUK A., CHOW L., BARCZ A., SURMA B., BAŁ-MISIUK J., ROMANOWSKI P., OSINNIY W., SALMAN F., CHAI G., PRUJSZCZYK M., TROJAN A.: New Silicon-Based Materials for Spintronics Applications – Si:V and Si:Cr. *Mat. Konf.*, seria: ESC Transactions: vol. 4 nr 3 s. 481–489.
- [P24] MISIUK A., SURMA B., BAŁ-MISIUK J., BARCZ A., JUNG W., OSINNIY W., SCHALIMOV A.: Effect of Pressure Annealing on Structure of Si:Mn. *Mat. Sci. in Semicond. Process.* 2006 vol. 9 s. 270–274.
- [P25] MISIUK A., LONDOS C. A., YANG D., MISIUK-BAŁ J., JUNG W., PRUJSZCZYK M.: Stress Dependent Transformation of Interstitial Oxygen in Processed Ge-Doped Cz-Si. *Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Res. B* 2006 vol. 253 s. 205–209.
- [P26] MISIUK A., SURMA B., BAŁ-MISIUK J., ANTONOVA I. V., JUNG W., PRUJSZCZYK M.: Stress-Induced Defects in Processed Electron – Irradiated Cz-Si. *Elektrotechn. i Elektron.* 2006 nr 5/6 s. 199–203.
- [P27] MISIUK A., BARCZ A.: Pressure Mediated Emission of Hydrogen from Buried Porous Layers in Silicon Co-Implanted with H_2^+ and He^+ . *phys. stat. sol. (a)* (zł. do druku).
- [P28] MISIUK A., BARCZ A., CHOW L., SURMA B., OSINNIY W., PRUJSZCZYK M.: Structural and Magnetic Properties of Si:Cr Processed under Enhanced Stress. *Vacuum* (zł. do druku).
- [P29] MISIUK A., BARCZ A., SURMA B., BAŁ-MISIUK J., WNUK A.: The Microstructure of Czochralski Silicon Co-Implanted with Helium and Hydrogen and Treated at High Temperature-Pressure. *Crystal Res. a. Technol.* (zł. do druku).
- [P30] MISIUK A., SURMA B., BAŁ-MISIUK J., LONDOS C. A., VAGOVIČ P., KOVACEVIČ I., PIVAČ B., JUNG W., PRUJSZCZYK M.: Revealing the Radiation-Induced Effects in Silicon by Processing at Enhanced Temperatures – Pressures. *Radiation Measur.* (w druku).
- [P31] MOLL M., BARCZ A. ET AL.: Radiation Tolerant Semiconductor Sensors for Tracking Detectors. *Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Res. A* 2006 vol. 565 s. 202–211.
- [P32] PIĄTEK Z., PLESKACZ W. A., KOŁODZIEJSKI J. F.: Transmission Line Pulsing Tester for On-Chip ESD Protection Testing. Proc. 13th Int. Conf. “Mixed Design of Integrated Circuits and Systems” MIXDES’2006, Gdynia, 22–24.06.2006.
- [P33] PIOTROWSKI T., JUNG W., SIKORSKI S.: Application of Non-Linear Theory to Analysis of Benedics Effect in Semiconductors. *phys. stat. sol. (a)* (w druku).
- [P34] PIOTROWSKI T., PUŁTORAK J., SIKORSKI S.: Space Distribution of the p-n Junction Structure IR Radiation. *Semicond. Sci. a. Technol.* (zł. do druku).
- [P35] WIERZCHOWSKI W. K., MISIUK A., WIETESKA K., BAŁ-MISIUK J., JUNG W., SHALIMOV A., GRAEFF W., PRUJSZCZYK M.: Defect Structure of Czochralski Silicon Co-Implanted with Helium and Hydrogen and Treated at High Temperature-Pressure. *Semicond. Phys. a. Quantum Electron.* (zł. do druku).

Konferencje’2006

- [K1] ANTONOVA I. V., JUNG W., MISIUK A.: Interaction Between Microcavities and Defects in Porous-Like Buried Layer Created by H_2^+ or He^+ Implantation Into Silicon The 5th Int. Conf. “Porous Semiconductors Science and Technology” (PSST-2006). Stiges-Barcelona, Hiszpania, 12–17.03.2006 (plakat).
- [K2] CIOSEK J., BURZYŃSKA S., PROKOPIUK A., MAJOR B., MAJOR Ł., MINKAYEV M., PRZESŁAWSKI T., MRÓZ W.: Metastable Phase and Structural Transitions of Superthin Ti/Si and

TiN/SiN Multilayers Deposited with ArF Excimer Layer System. 2006 E-MRS Fall Meet. Warszawa, 4–8.09.2006 (plakat).

[K3] ENGSTRÖM O., EGHTEGARI A., KANIEWSKA M.: Electrical Characterization of InAs/GaAs Quantum Dots by Frequency Spectroscopy. The E-MRS 2006 Spring Meet. (E-MRS - IUMRS - ICEM 06), Nicea, Francja, 29.05–2.06.2006 (ref.).

[K4] JUNG W., PIOTROWSKI T., SIKORSKI S., LIPÍŃSKI M., PANEK P., ZIĘBA P.: Study of Bulk Photo-voltaic Effect and Photoconductivity Distributions in Multicrystal Silicon. Int. Conf. on Extended Defects in Semiconductors (EDS 2006). Halle/Saale, Niemcy, 17–22.09.2006 (plakat).

[K5] JUNG W., ANTONOVA I. V., MISIUK A.: Study of Defects in Near-Surface Layer Created in Silicon by H_2^+ or He^+ Implantation. 6th Int. Conf. Ion Implantation and other Applications of Ions and Electrons – ION 2006, Kazimierz Dolny, 26–29.06.2006 (plakat).

[K6] JUNG W., MISIUK A., YANG D.: Effect of High Pressure Annealing on Electrical Properties of Nitrogen and Germanium Doped Silicon. The E-MRS 2006 Spring Meet. (E-MRS - IUMRS - ICEM 06), Nicea, Francja, 29.05–2.06.2006 (plakat).

[K7] JUNG W., MISIUK A.: Influence of Pressure Annealing on Electrical Properties of Mn Implanted silicon. 6th Int. Conf. Ion Implantation and other Applications of Ions and Electrons – ION 2006, Kazimierz Dolny, 26–29.06.2006 (plakat).

[K8] JUNG W., MISIUK A., FELBA J., MEGELA I. G., AZHNIUK Yu., PRUJSZCZYK M.: Electrical Properties of Electron – Irradiated Cz-Si after Processing under Enhanced Hydrostatic Pressure. 8th Int. Conf. on Electron Beam Technologies (EBT). Warna, Bułgaria, 5–10.06.2006 (plakat).

[K9] KANIEWSKA M., ENGSTRÖM O.: Deep Traps at GaAs/GaAs Interface Grown by MBE-Interruption Growth Technique. The E-MRS 2006 Spring Meet. (E-MRS - IUMRS - ICEM 06), Nicea, Francja, 29.05–2.06.2006 (plakat).

[K10] KANIEWSKA M., ENGSTRÖM O., PACHOLAK-CYBULSKA M., SADEGHI M.: Characterization of Deep Levels at GaAs/GaAs and GaAs/InAs Interface Grown by MBE-Interrupted Growth Technique. 8th Int. Workshop on Expert Evaluation & Control of Compound Semiconductor Materials & Technologies, Exmatec'06. Kadyks, Hiszpania, 14–17.05.2006 (plakat).

[K11] KAMIŃSKA E., PIOTROWSKA A., PRZEŹDZIECKA E., KOSSUTH J., DYNOWSKA E., BARCZ A., JAKIELA R., DOBROWOLSKI W., I. PASTERNAK, P. BOGUSŁAWSKI: P-Type Doping ZnO. XXXV Int. School on the Physica of Semiconducting Compounds, Jaszowiec, 17–23.06.2006 (ref. zapr.).

[K12] KAMIŃSKA E., PRZEŹDZIECKA E., PIOTROWSKA A., KOSSUTH J., BARCZ A., JAKIELA R., DYNOWSKA E., DOBROWOLSKI W., PASTERNAK I., KOWALCZYK E., BOGUSŁAWSKI P.: Transparent p-Type ZnO by Oxidation of Zn-Based Compounds. 1st Int. Symp. on Transparent Conducting Oxides, Hersonissos, Kreta, 23-25.10.2006 (ref.).

[K13] LIPÍŃSKI M., PIOTROWSKI T., PANEK P., CICHOSZEWSKI J.: Investigation of Influence of Gettering and Passivation on Lifetime Distribution in mc-Si. 21st Europ. Photovoltaic Solar Energy Conf. a. Exhib. (PVSEC), Drezno, Niemcy, 4–8.09.2006 (plakat).

[K14] MISIUK A., LONDOS C. A., YANG D., MISIUK-BAK J., JUNG W., PRUJSZCZYK M.: Stress Dependent Transformation of Interstitial Oxygen in Processed Ge-Doped Cz-Si. The E-MRS 2006 Spring Meet. (E-MRS - IUMRS - ICEM 06), Nicea, Francja, 29.05–2.06.2006 (plakat).

[K15] MISIUK A., BARCZ A.: Pressure Mediated Emission of Hydrogen from Porous Layers in Silicon Co-Implanted with H_2^+ and He^+ . 5th Int. Conf. on Porous Semiconductors – Science and Technology (PSST-2006). Sitiges-Barcelona, Hiszpania, 12–17.03.2006 (plakat).

[K16] MISIUK A., SURMA B., BAK-MISIUK J., ANTONOVA I. V., JUNG W., PRUJSZCZYK M.: Stress-Induced Defects in Processed Electron – Irradiated Cz-Si. 8th Int. Conf. on Electron Beam Technologies (EBT), Warna, Bułgaria, 5–10.06.2006 (ref.).

[K17] MISIUK A., CHOW L., BARCZ A., SURMA B., BAK-MISIUK J., ROMANOWSKI P., OSINNIY W., SALMAN F., CHAI G., PRUJSZCZYK M., TROJAN A.: New Silicon-Based Materials for Spintronics Applications – Si:V and Si:Cr. Conf. “High Purity Silicon IX”. Cancun, Meksyk, 29.10–3.11.2006 (ref.).

[K18] MISIUK A., BARCZ A., CHOW L., OSINNIY W.: Structural and Magnetic Properties of Si:Cr Processed Under Enhanced Stress. 6th Int. Conf. Ion Implantation and other Applications of Ions and Electrons – ION 2006, Kazimierz Dolny, 26–29.06.2006 (ref.).

[K19] OSINNIY W., MISIUK A., SURMA B., BAK-MISIUK J., BARCZ A., JUNG W., SZOT M., ŚWIĄTEK K., STORY T.: Magnetic Properties of Silicon Crystals Implanted with Manganese. XXXV Int. School on the Physics of Semiconducting Compounds. Jaszowiec, 17–23.06.2006 (plakat).

[K20] PIOTROWSKI T., JUNG W., SIKORSKI S.: Application of Non-Linear Theory to Analysis of Benedics Effect in Semiconductors. 8th Expert Evaluation & Control of Compound Semiconductor Materials & Technologies. 8th Int. Workshop on Expert Evaluation & Control of Compound Semiconductor Materials & Technologies, Exmatec’06. Kadyks, Hiszpania, 14–17.05.2006 (plakat).

[K21] PRZEŹDZIECKA E., KAMIŃSKA E., PASTERNAK I., DYNOWSKA E., DOBROWOLSKI W., JAKIELA R., BARCZ A., KŁOPOTOWSKI Ł., KORONA K. P., KOSSUTH J.: Optical Properties of p-Type ZnO:(N, As, Sb). E-MRS Fall Meet., Warszawa, 4–8.09.2006 (ref.).

Patenty i zgłoszenia patentowe’2006

[PA1] MISIUK A., BARCZ A., PRUJSZCZYK M.: Emiter wodoru na bazie monokrystalicznej struktury krzemowej oraz sposób wytwarzania emitera wodoru na bazie monokrystalicznej struktury krzemowej. Zgł. pat. nr P.379388 z dn. 5.04.2006.

[PA2] PIOTROWSKI T., TWAROWSKI K.: Sposób pomiaru rezystywności półprzewodników. Pat. RP nr 191 572 z dn. 30.06.2006.

[PA3] KOŁODZIEJSKI J., KUCIŃSKI S.: Sposób określania wpływu zaburzeń elektromagnetycznych na pracę układów scalonych. Pat. RP nr 192 241 z dn. 29.09.2006.