

WPLYW SZEROKOŚCI PASMA PRZENOSZENIA PRZETWORNIKA KONDUKTANCYJNO-NAPIĘCIOWEGO NA DOKŁADNOŚĆ WYZNACZANIA PARAMETRÓW CENTRÓW DEFECTOWYCH METODĄ NIESTACJONARNEJ SPEKTROSKOPII FOTOPRĄDOWEJ

Michał Pawłowski^{1,2}

Celem pracy jest określenie wpływu błędu dynamicznego wprowadzanego przez ograniczoną charakterystykę częstotliwościową przetwornika konduktancyjno-napięciowego na dokładność wyznaczania parametrów centrów defektowych metodą niestacjonarnej spektroskopii fotoprądowej (PITS). Stwierdzono, że dla dużych szybkości emisji ograniczone pasmo przetwornika powoduje nieliniowość wykresu Arrheniusa wskutek przesunięcia maksimów widm korelacyjnych w kierunku wyższych temperatur. Opracowano metodę korekcji tego wpływu wykorzystującą wzory Gear'a, stosowane do numerycznego całkowania równań różniczkowych. Do eksperymentalnej weryfikacji tej metody wykorzystano rejestracje zaników fotoprądu charakterystyczne dla centrum A (kompleksu luka-tlen) występującego w próbkach FZ Si:Sn napromieniowanych neutronami.

1. WSTĘP

Wyznaczanie parametrów centrów defektowych w półprzewodnikach wysoko-rezystywnych jest procesem złożonym i trudnym technicznie. Do charakteryzacji struktury defektowej tych materiałów stosowana jest głównie metoda niestacjonarnej spektroskopii fotoprądowej PITS [1-2]. Metoda ta wykorzystuje zjawisko wychwytu i termicznej emisji nośników z głębokich centrów defektowych, przy czym proces zapełniania poziomów defektowych odbywa się poprzez generację nadmiarowych par elektron-dziura za pomocą impulsu optycznego. Ponieważ koncentracja nadmiarowych nośników determinuje przewodność próbki, zatem mierząc relaksacje przewodności po wyłączeniu oświetlenia, otrzymuje się informację o procesach termicznej emisji nośników z głębokich centrów. W metodzie PITS próbka jest polaryzowana napięciem

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

² Wojskowa Akademia Techniczna, Wydział Elektroniki, ul. Kaliskiego 2, 00-908 Warszawa 49

stałym i rejestrowany jest zanik fotoprądu płynącego przez próbkę po wyłączeniu oświetlenia. Przyjmuje się, że zanik ten ma charakter sumy przebiegów eksponencyjnych, których amplitudy są proporcjonalne do koncentracji nadmiarowych elektronów (lub dziur) uwalnianych z głębokich centrów defektowych do pasma przewodnictwa (lub do pasma walencyjnego), a stałe czasowe $\tau = 1/e_T$ są odwrotnościami szybkości emisji nośników z tych poziomów. Wyrażenie opisujące zmiany niestacjonarnych przebiegów fotoprądu w funkcji temperatury ma postać:

$$i_p(t, T) = \sum_{j=1}^J I_j(T) e_{T_j}(T) \exp[-e_{T_j}(T)t] \quad (1)$$

gdzie iloczyn $I_j(T)e_{T_j}(T)$ określa amplitudę składowej fotoprądowej związanej z j -tymi centrami defektowymi, zaś e_{T_j} jest szybkością termicznej emisji nośników ładunku z tych centrów. Składowa $I_j(T)$ zależy od koncentracji j -tych centrów defektowych, ruchliwości i czasu życia nośników, efektywnego przekroju obszaru czynnego, równego iloczynowi głębokości wnikania światła i szerokości próbki. Zazwyczaj zaniki fotoprądu opisywane są wyrażeniami w postaci unormowanej:

$$i(t, T) = i_p(t, T) / i_0 \quad (2)$$

gdzie i_0 jest wartością fotoprądu w momencie wyłączenia oświetlenia próbki.

W pierwszym etapie pomiaru zaniki fotoprądu są rejestrowane cyfrowo począwszy od momentu zakończenia impulsu zapełniającego. Drugi etap pomiaru polega na wyznaczeniu parametrów centrów defektowych na podstawie zarejestrowanych przebiegów. Parametry j -tego centrum defektowego wyznacza się z zależności szybkości emisji w funkcji temperatury $e_{T_j}(T)$ przedstawianej w postaci wykresu Arrheniusa. Wykres ten we współrzędnych logarytmiczno-liniowych przyjmuje postać prostej, która jest charakterystyczna dla danego centrum defektowego:

$$\ln(T^2/e_{T_j}) = (E_{T_j}/k)(1/T) - \ln A_j \quad (3)$$

Z nachylenia prostej wyznacza się energię aktywacji E_{T_j} , a z punktu jej przecięcia z osią rzędnych oblicza się parametr $A_j = \sigma_j \gamma$, zależny od wartości przekroju czynnego na wychwytywanie elektronów σ_j i stałej materiałowej γ .

Do analizy danych PITS najczęściej stosowana jest procedura korelacyjna [3-5] polegająca na przekształceniu przebiegów fotoprądu $i(t, T)$ w zbiór jednowymiarowych widm $S_l(T)$ dla l wartości okna szybkości emisji w_{e_l} zgodnie z równaniem:

$$S_l(T) = i[t_1(w_{el}), T] - i[t_2(w_{el}), T], \quad l = 1 \dots L, \quad (4)$$

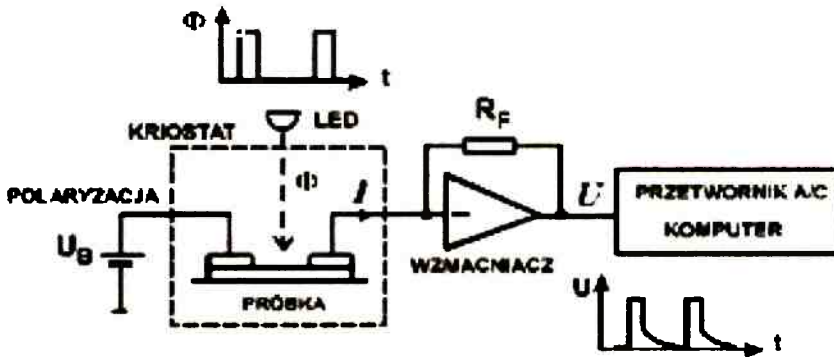
gdzie t_1 i t_2 określają punkty czasowe, w których próbkowane są zaniki fotoprądu. Punkty te determinują okno szybkości emisji w_{el} , dla którego wyznaczane jest widmo $S_l(T)$. Występujące w widmie maksima spowodowane są termiczną emisją nośników ładunku ze zlokalizowanych stanów energetycznych centrów defektowych do pasma przewodnictwa lub pasma walencyjnego. Przyjmuje się, że w temperaturze T_M odpowiadającej każdemu maksimum w widmie szybkość termicznej emisji nośników jest równa szerokości okna $e_{Tl}(T_M) = w_{el}$. Wartości okna szybkości emisji w_{el} wyznaczone są z warunku opisującego maksimum widma $dS/dT = (dS/dw_{el})(dw_{el}/dT) = 0$ przy założeniu, że zaniki fotoprądu opisywane są funkcją wykładniczą [3]. Przykładowo, dla stosunku $t_2/t_1 = 3$ szybkość emisji może być określona jako $w_{el} = 1,23/t_1$ lub $w_{el} = 3,69/t_2$. Temperaturowe położenie maksimum T_M wyznacza się zazwyczaj poprzez aproksymację występującego w widmie piku funkcją Gaussa [6]. Algorytm analizy polega na określeniu temperatur T_{Ml} dla wszystkich pików, występujących w każdym z obliczonych widm, a następnie wyznaczenie temperaturowych zależności szybkości emisji dla wykrytych centrów defektowych $e_{Tl}(T_{Ml})$. Parametry centrów defektowych określa się na podstawie wykresów Arrheniusa, zgodnie z równaniem (3).

Do czynników, które w istotny sposób mogą ograniczyć dokładność pomiaru parametrów centrów defektowych należy ograniczone pasmo częstotliwości przetwornika konduktancyjno-napięciowego [7-9], za pomocą którego mierzone są zmiany przewodności próbki po wyłączeniu impulsu światła. Skończony czas narastania t_R przetwornika wprowadza błąd dynamiczny do rejestrowanych zaników fotoprądu. Relaksacje o małych stałych czasowych są więc maskowane przez odpowiedź czasową przetwornika i położenie punktów na wykresie Arrheniusa w zakresie dużych szybkości emisji może być obciążone znacznym błędem. Dlatego wielu eksperymentatorów w analizie relaksacji fotoprądu pomija zakres czasów próbkowania mniejszy od $10t_R$ [10]. Stosowane są również metody numerycznej korekcji błędów dynamicznych [11-15].

W celu określenia charakteru wpływu szerokości pasma przetwornika konduktancyjno-napięciowego na dokładność wyznaczania parametrów centrów defektowych wykonano rejestracje zaników fotoprądu dla centrum A (kompleks luka-tlen), występującego w próbkach FZ Si:Sn, napromieniowanego neutronami [6], przy dwu czasach narastania t_R wynoszących 4 μ s i 31 μ s. Wyniki pomiarów i obliczeń wykazały, że ograniczenie pasma jest przyczyną przesunięcia pików widm dla krótkich okien szybkości emisji w kierunku wyższych temperatur, co powoduje nieliniowość wykresu Arrheniusa. Opracowano metodę korekcji tego wpływu wykorzystującą algorytmy używane do numerycznego całkowania równań różniczkowych. Uzyskano dobrą zgodność parametrów centrum A obliczonych na podstawie danych zarejestrowanych dla czasu narastania $t_R = 4 \mu$ s i odtworzonych procedurą korekcyjną.

2. WPŁYW OGRANICZONEGO PASMA PRZETWORNIKA KONDUKTANCYJNO-NAPIĘCIOWEGO NA PRZEBIEG WYKRESU ARRHENIUSA

W systemie pomiarowym PITS [16] przetwornik konduktancyjno-napięciowy tworzą próbka, źródło polaryzacji U_B oraz szybki przetwornik prądowo-napięciowy* (I/U) Keithley 428. Sygnał napięciowy odpowiadający zmianie przewodności próbki rejestrowany jest cyfrowo w komputerowym systemie akwizycyjnym. Uproszczony schemat blokowy systemu pomiarowego PITS przedstawiono na Rys. 1. Stopień wejściowy przetwornika I/U Keithley 428 [17] zbudowany jest w postaci dyskretnego wzmacniacza różnicowego z podwójnym tranzystorem NFET 2N5452 i szybkiego wzmacniacza operacyjnego LF411A, objętych rzeczywistym, napięciowo-równoległym



Rys.1. Uproszczony schemat blokowy systemu do pomiarów parametrów centrów defektowych w materiałach wysokorezystywnych metodą PITS.

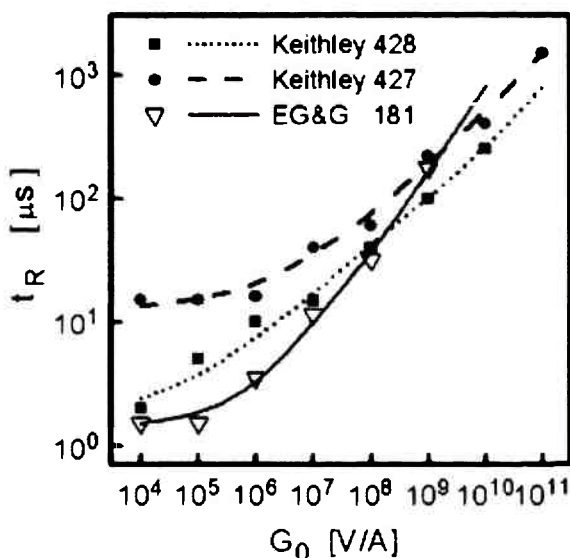
Fig.1. Simplified block diagram of the experimental system for measuring parameters of defect centers in high resistivity semiconductors using the PITS method.

ujemnym sprzężeniem zwrotnym, realizowanym za pomocą rezystancji R_F . Czas narastania przetwornika konduktancyjno-napięciowego jest określony głównie przez czas narastania przetwornika prądowo-napięciowego. Dodatkowo, zwiększenie współczynnika przetwarzania G_0 przetwornika prądowo-napięciowego powoduje zawsze zwiększenie czasu narastania jego odpowiedzi impulsowej [17-19]. Zgodnie z danymi technicznymi przetwornika Keithley 428 [17] wartości jego czasów narastania $t_{\bar{n}}$ wynoszą $< 5 \mu s$ i $< 40 \mu s$ (10%-90%) dla zakresów pomiarowych G_0 równych odpowiednio 10^5 V/A i 10^8 V/A. Typowe zależności czasu narastania od wartości współczynnika przetwarzania G_0

* Przetwornik prądowo-napięciowy nazywany jest również wzmacniaczem prądowym (current amplifier).

dla fabrycznych przetworników prądowo-napięciowych przedstawia Rys. 2. Przetwornik Keithley 428 wyposażony jest w dodatkowy wewnętrzny stopień wzmacniający $\times 10$ V/V oraz filtr dolnoprzepustowy o programowanym czasie narastania t_{FD} od 10 μ s do 300 ms. Układy te mogą być włączone lub wyłączone w zależności od potrzeb.

Charakterystyki częstotliwościowe lub czasowe przetworników prądowo-napięciowych są trudne do zmierzenia. Pomiar charakterystyki powinien odbywać się w takich samych warunkach, jakie występują podczas typowych pomiarów PITS ze względu na zależność parametrów transmitancji przetwornika I/U od rezystancji próbki [17]. Zalecane przez producentów układy pomiarowe stosowane do korekcji charakterystyk tych przetworników odbiegają znacznie od warunków pomiarów PITS i dlatego nie są użyteczne. Przykładowo, korekcję odpowiedzi przetwornika Keithley 428 [17] wykonuje się w układzie różniczkującym, z kondensatorem o wartości 10 pF włączonym pomiędzy wejście przetwornika i wyjście generatora prostokątnych impulsów napięciowych. Dlatego w praktyce charakterystyki przetwornika I/U są estymowane na podstawie przebiegu fotoprądu zarejestrowanego w temperaturze, w której termiczna emisja nośników nie jest obserwowana.



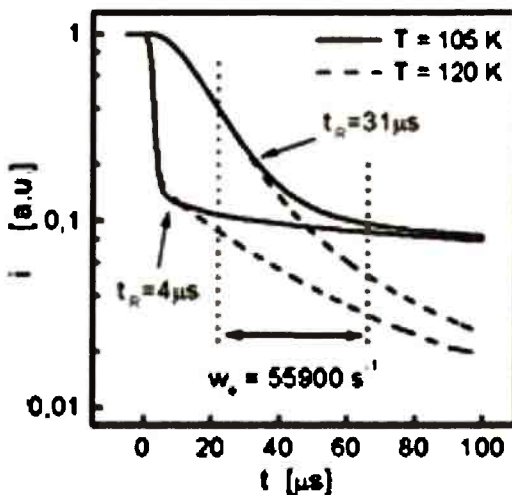
Rys.2. Zależność czasu narastania t_R od współczynnika przetwarzania G_0 dla typowych przetworników prądowo-napięciowych wytwarzanych przez różnych producentów.

Fig.2. Dependence of the rise time t_R on the amplification factor G_0 for typical current-voltage converters made by different producers.

W celu analizy wpływu ograniczonego pasma przetwornika konduktancyjno-napięciowego na błąd wyznaczania parametrów centrów defektowych wykonano rejestracje niestacjonarnych przebiegów fotoprądu w zakresie temperatur od 80 K do 150 K dla

próbki FZ Si:Sn napromieniowanego dawką neutronów o energii 1 MeV równą $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$. W tym zakresie temperatur zaniki fotoprądu spowodowane są termiczną emisją nośników ładunku z centrum A (V-O). Pomiary wykonano przy współczynniku przetwarzania przetwornika Keithley 428 równym 10^5 V/A i z włączonym dodatkowym wewnętrznym stopieniem wzmacniającym $\times 10 \text{ V/V}$.

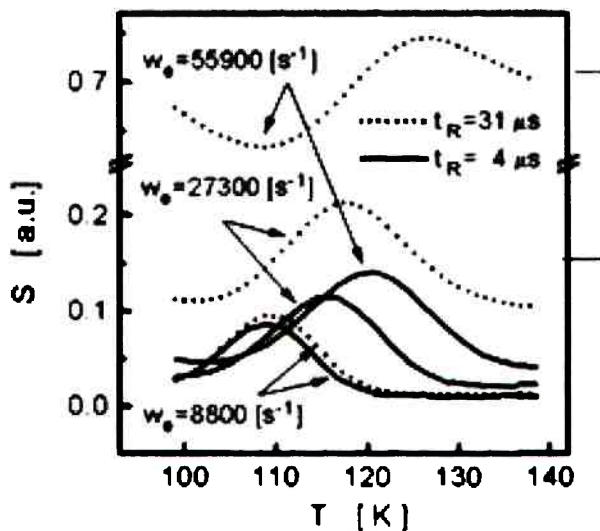
Dokonano dwu rejestracji zaników fotoprądu z wyłączonym dodatkowym filtrem ($t_{FD} = 0 \text{ }\mu\text{s}$) i z włączonym filtrem $t_{FD} = 30 \text{ }\mu\text{s}$. W tych warunkach oszacowany czas narastania przetwornika t_n wynosił w przybliżeniu odpowiednio $4 \text{ }\mu\text{s}$ i $31 \text{ }\mu\text{s}$ przy współczynniku przetwarzania $G_0 = 10^6 \text{ V/A}$. Wybrano taki sposób oceny wpływu ograniczonego pasma przenoszenia, ponieważ nie wymagał on zmiany warunków pomiaru. Wartość czasu narastania $t_n = 30 \text{ }\mu\text{s}$ jest typowa dla zakresu pomiarowego $G_0 = 10^8 \text{ V/A}$ przetwornika Keithley 428. Wykonanie pomiarów przy tej wartości współczynnika przetwarzania wymagałoby znacznego zmniejszenia strumienia fotonów lub wartości napięcia polaryzującego U_B , w celu utrzymania sygnału wyjściowego w liniowym zakresie charakterystyki przejściowej przetwornika Keithley 428. Na Rys. 3 przedstawiono zaniki fotoprądu dla próbki z kryształu Si:Sn, zarejestrowane w temperaturach 105 K i 120 K przy obu wartościach czasu narastania t_n przetwornika Keithley 428. Na Rys.3 pokazano również położenie okna szybkości emisji $w_e = 55900 \text{ s}^{-1}$. Następnie korzystając z procedury korelacyjnej, zgodnie z równaniem (4),



Rys.3. Zaniki fotoprądu dla próbki FZ Si:Sn napromieniowanego neutronami, zarejestrowane w temperaturach 105 K i 120 K przy dwu różnych czasach narastania t_n przetwornika konduktancyjno-napięciowego wynoszących $4 \text{ }\mu\text{s}$ i $31 \text{ }\mu\text{s}$. Na rysunku pokazano położenie okna szybkości emisji $w_e = 55900 \text{ s}^{-1}$.

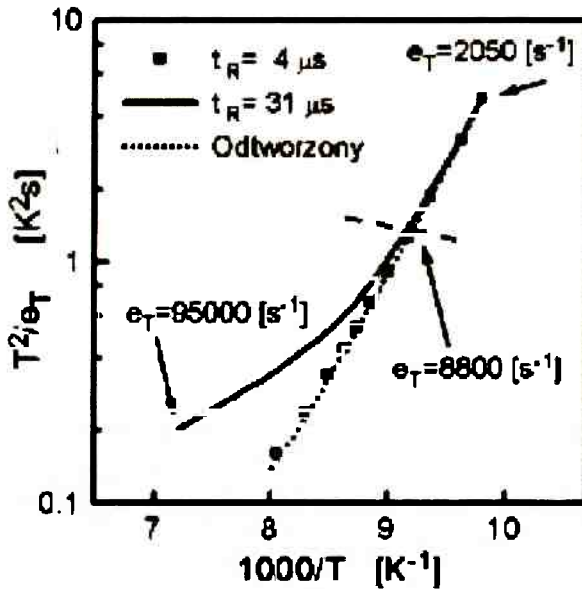
Fig.3. The photocurrent decays for neutron irradiated FZ Si:Sn recorded at temperatures 105 K and 120 K for two different values of the conductance-voltage converter rise time t_n equal to $4 \text{ }\mu\text{s}$ and $31 \text{ }\mu\text{s}$. The position of emission rate window $w_e = 55900 \text{ s}^{-1}$ is seen.

obliczono widma PITS. Na Rys. 4 przedstawiono przebiegi tych widm dla obu czasów narastania i trzech wartości okien szybkości emisji we wynoszących 8800 s^{-1} , 27300 s^{-1} i 55900 s^{-1} . Można zauważyć, że dla węższego pasma przenoszenia ($t_R = 31 \mu\text{s}$) wraz z zwiększaniem się wartości okna w_e pojawia się przesunięcie maksimum pików w kierunku wyższych temperatur oraz zniekształcenie przebiegu widma. W kolejnym etapie określono temperaturowe położenia pików widm dla kolejnych okien szybkości emisji i na tej podstawie skonstruowano wykresy Arrheniusa. Wyniki obliczeń przedstawiono na Rys. 5, gdzie kwadratami oznaczono wykres otrzymany dla $t_R = 4 \mu\text{s}$, przyjęty jako wykres odniesienia, a linią ciągłą - wykres obliczony dla przypadku $t_R = 31 \mu\text{s}$. Parametry centrum A obliczone na podstawie przebiegu prostej odniesienia wynoszą $E_T = 0,171 \text{ eV}$ i $\sigma = 6,08 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$. Przesunięcie pików widma dla $t_R = 31 \mu\text{s}$ jest przyczyną przesunięcia punktów na wykresie Arrheniusa, widocznego w zakresie szybkości emisji $e_T > 8800 \text{ s}^{-1}$. Wykorzystanie tego fragmentu wykresu do obliczeń prowadzi do otrzymania błędnych wartości parametrów centrum A.



Rys.4. Widma korelacyjne dla próbki FZ Si:Sn napromieniowanego neutronami dla trzech wartości okien szybkości emisji w_e wynoszących 8800 s^{-1} , 27300 s^{-1} i 55900 s^{-1} , obliczone na podstawie zaników fotoprądu zarejestrowanych przy dwu różnych czasach narastania t_R przetwornika konduktancyjno-napięciowego wynoszących: 1. $t_R = 4 \mu\text{s}$ - widma oznaczone liniami ciągłymi; 2. $t_R = 31 \mu\text{s}$ - widma oznaczone liniami kropkowymi. Można zauważyć przesunięcie maksimum widm w kierunku wyższych temperatur.

Fig.4. Correlation spectra for neutron irradiated FZ Si:Sn for three emission rate windows w_e equal to: 8800 s^{-1} , 27300 s^{-1} and 55900 s^{-1} , obtained from the photocurrent decays recorded for two different values of the conductance-voltage converter rise time t_R equal to: 1. $t_R = 4 \mu\text{s}$ - spectra marked with solid line. 2. $t_R = 31 \mu\text{s}$ - spectra marked with dotted line. The shift of peaks towards higher temperatures is seen.



Rys.5. Porównanie wykresów Arrheniusa dla centrum A otrzymanych na podstawie zaników fotoprądu zarejestrowanych przy użyciu przetwornika konduktancyjno-napięciowego o czasach narastania: $t_R = 4 \mu s$ - wykres oznaczony kwadratami (■ - przebieg odniesienia) oraz $t_R = 31 \mu s$ - wykres oznaczony linią ciągłą, a także po korekcji błędu dynamicznego - wykres oznaczony linią kropkowaną. Parametry centrum A obliczone na podstawie przebiegu odniesienia i wykresu skorygowanego wynoszą odpowiednio $E_T = 0,171 eV$ i $\sigma = 6,08 \cdot 10^{-14} cm^2$ oraz $E_T = 0,174 eV$, $\sigma = 7,78 \cdot 10^{-14} cm^2$. Na Rys. 5 zaznaczono punkty odpowiadające wartościom szybkości emisji $2050 s^{-1}$, $8800 s^{-1}$ i $95000 s^{-1}$.

Fig. 5. Comparison of the Arrhenius plots for center A obtained from the photocurrent decays recorded by means of the conductance-voltage converter with the two rise times: $t_R = 4 \mu s$ - plot marked with squares (■ - reference plot); $t_R = 31 \mu s$ - plot marked with the solid line. The dotted line marks the Arrhenius plot obtained as a result of implementation of the dynamic error minimization procedure. The center A parameters calculated from the reference plot and the retrieved plot are $E_T = 0.171 eV$, $\sigma = 6.08 \cdot 10^{-14} cm^2$ and $E_T = 0.174 eV$, $\sigma = 7.78 \cdot 10^{-14} cm^2$, respectively. The points corresponding to the emission rate values of $2050 s^{-1}$, $8800 s^{-1}$ and $95000 s^{-1}$ are also shown.

3. METODA MINIMALIZACJI BŁĘDU SPOWODOWANEGO WPLYWEM OGRANICZONEGO PASMA PRZENOSZENIA PRZETWORNIKA PRĄDOWO-NAPIĘCIOWEGO

Założmy, że przetwornik prądowo-napięciowy można opisać równaniem różniczkowym pierwszego rzędu w postaci [11,20]:

<http://rcin.org.pl>

$$\tau_c \frac{du(t)}{dt} + u(t) = G_o i(t) \tag{5}$$

gdzie τ_c jest stałą czasową przetwornika I/U, $u(t)$ i $i(t)$ są sygnałami na jego wyjściu i wejściu, a G_o jest współczynnikiem przetwarzania dla zakresu małych częstotliwości. Równanie (5) odpowiada jednobiegunowej transmitancji $G_s(s)$ przetwornika w postaci:

$$G_s(s) = \frac{U(s)}{I(s)} = \frac{G_o}{1 + \tau_c s} \tag{6}$$

gdzie $U(s)$ i $I(s)$ są transformatami Laplace’a sygnałów odpowiednio $u(t)$ i $i(t)$. Czas narastania impulsu wyjściowego t_p (10%-90%) jako odpowiedzi na skok jednostkowy na wejściu $I(t)$ wynosi $t_p = 2,2 \tau_c$ dla transmitancji jednobiegunowej.

Do minimalizacji błędu dynamicznego należy zastosować funkcję korekcyjną $G_c(s)$, która powinna spełnić warunek $G_s(s)G_c(s) = M$, gdzie M jest stałą. Dla transmitancji jednobiegunowej funkcja korekcyjna przyjmuje zatem postać $G_c(s) = (1 + \tau_c s)$.

W celu skonstruowania numerycznego algorytmu korekcyjnego wykorzystano równanie (5) i dla momentu czasu $t = t_n, n=1,2,3...$ zapisano je w postaci:

$$G_o i_n = \tau_c \left. \frac{du(t)}{dt} \right|_{t_n} + u_n \tag{7}$$

W równaniu (7) wielkością poszukiwaną jest wartość sygnału wejściowego i_n w chwili t_n . Znana jest wartość sygnału wyjściowego u_n , natomiast stała czasowa τ_c powinna być zmierzona lub oszacowana z możliwie dobrą dokładnością. Współczynnik przetwarzania G_o nie jest istotny w tym przypadku, ponieważ dane do wykresu Arrheniusa obliczone metodą korelacyjną nie zależą od jego wartości. Istotnym problemem jest obliczenie pochodnej sygnału wyjściowego w momencie czasu t_n . Do tego celu można wykorzystać algorytmy numeryczne stosowane do całkowania równań różniczkowych. Najprostszym wyrażeniem jest wzór interpolacyjny Eulera w postaci [15]:

$$\left. \frac{du(t)}{dt} \right|_{t_n} = \frac{u_n - u_{n-1}}{q_t} \tag{8}$$

gdzie $q_t = t_n - t_{n-1}$ jest krokiem kwantyzacji czasowej, u_n i u_{n-1} są wartościami sygnału wyjściowego w chwilach czasowych odpowiednio t_n i t_{n-1} . Podstawiając zależność (8) do wzoru (7) otrzymuje się algorytm korekcyjny w postaci:

$$G_o i_n^* = \left(\frac{\tau_c}{q_t} + 1 \right) u_n - \frac{\tau_c}{q_t} u_{n-1} \tag{9}$$

Równanie (9) nosi nazwę wzoru Gear'a pierwszego rzędu (N=1). Dokładniejszą korekcję można uzyskać stosując algorytmy korekcyjne z wykorzystaniem wzorów Gear'a drugiego lub trzeciego rzędu [21-22] w postaci:

$$N = 2 \quad G_0 i_n^* = \left(\frac{3 \tau_c}{2 q_t} + 1 \right) u_n - 2 \frac{\tau_c}{q_t} u_{n-1} + \frac{1 \tau_c}{2 q_t} u_{n-2} \quad (10)$$

$$N = 3 \quad G_0 i_n^* = \left(\frac{11 \tau_c}{6 q_t} + 1 \right) u_n - 3 \frac{\tau_c}{q_t} u_{n-1} + \frac{3 \tau_c}{2 q_t} u_{n-2} - \frac{1 \tau_c}{3 q_t} u_{n-3} \quad (11)$$

W przypadku, gdy transmitancja korygowanego układu jest opisywana funkcją wielobiegunową, algorytm korekcyjny należy stosować wielokrotnie, kolejno minimalizując oddziaływanie poszczególnych biegunów. Skuteczność korekcji zależy od prawidłowości oszacowania stałych czasowych odpowiadających biegunom transmitancji oraz precyzji digitalizacji przebiegów czasowych [14].

Wadą algorytmów interpolacyjnych jest uwypuklenie składowej szumowej zawartej w zarejestrowanych zanikach fotoprądu. Przyjmując, że każda wartość napięcia $u_n, u_{n-1}, u_{n-2}, \dots$ zawiera niezależną składową losową o takiej samej wariancji, otrzymujemy wariancję prądu i_n^* jako sumę wariancji składowych przemnożonych przez kwadraty odpowiednich współczynników występujących we wzorach korekcyjnych. Ponieważ wartość prądu i_n^* obliczana jest jako różnica odpowiednich składników wzorów (9-11), powoduje to znaczny wzrost jej składowej losowej, szczególnie przy dużych wartościach współczynników τ_c/q_t i zastosowaniu wzorów Gear'a wyższych rzędów [4].

4. EKSPERYMENTALNA WERYFIKACJA ALGORYTMU KOREKCYJNEGO

Do weryfikacji opracowanego algorytmu wykorzystano zaniki fotoprądu zarejestrowane przy włączonym filtrze $t_{FZ} = 30 \mu s$ dla próbki FZ Si:Sn napromieniowanego neutronami. Następnie, korzystając z procedury korekcyjnej odtworzono przybliżony przebieg wykresu Arrheniusa dla $t_{FZ} = 0 \mu s$.

Na podstawie analizy zarejestrowanych odpowiedzi czasowych próbki przyjęto transmitancję przetwornika Keithley 428 w postaci:

$$G(s) = \frac{G_0 \exp(-\tau_0 s)}{(1 + \tau_1 s)(1 + \tau_2 s)^2} \quad (12)$$

gdzie s jest zmienną Laplace'a, G_n jest współczynnikiem przetwarzania dla małych częstotliwości, τ_1 , τ_2 są stałymi czasowymi opisującymi położenie biegunów transmitancji na płaszczyźnie zespolonej i τ_0 jest opóźnieniem sygnału wprowadzanym przez wzmacniacz. Wartości stałych czasowych $\tau_1 \cong 2.4 \mu\text{s}$, $\tau_2 \cong 7.5 \mu\text{s}$ i $\tau_0 \cong 2 \mu\text{s}$ oszacowano na podstawie analizy przebiegu impulsu fotoprądu zarejestrowanego dla temperatury, dla której nie występuje widoczna relaksacja po wyłączeniu oświetlenia.

Krok kwantyzacji czasowej korygowanych zaników fotoprądu wynosił $q_i = 100$ ns, zatem relacja najmniejszej stałej czasowej do kroku kwantyzacji wynosi w tym przypadku $\tau_i/q_i > 20$, co umożliwiło uzyskanie dokładności korekcji rzędu 5% [14]. Do odtworzenia przebiegów wejściowych zastosowano algorytm Gear'a drugiego rzędu (10). Następnie obliczono wykres Arrheniusa dla tego przypadku i przedstawiono go na Rys. 5 linią kropkowaną. Parametry centrum A obliczone na podstawie skorygowanego wykresu wynoszą $E_T = 0.174$ eV, $\sigma = 7.78 \cdot 10^{-14}$ cm². Przebieg tego wykresu praktycznie pokrywa się z wykresem odniesienia. Zastosowanie równania Gear'a trzeciego rzędu (11) powodowało wystąpienie dużej składowej szumowej w widmie obliczonym na podstawie odtworzonych przebiegów czasowych, uniemożliwiającej określenie temperaturowych położenia pików widma z wystarczającą dokładnością.

Ogólnie biorąc, ze względu na brak wzorców centrów defektowych i trudności pomiaru charakterystyki częstotliwościowej przetwornika konduktancyjno-napięciowego, jedynym kryterium prawidłowego doboru wartości stałych czasowych transmitancji jest obserwacja przesuwania się punktów korygowanego wykresu Arrheniusa. Należy więc tak dobrać postać transmitancji i wartości stałych czasowych, aby uzyskać maksymalnie długi odcinek prostoliniowy wykresu Arrheniusa dla korygowanych przebiegów.

5. PODSUMOWANIE

W pracy przedstawiono analizę wpływu błędu dynamicznego wprowadzanego przez ograniczoną charakterystykę częstotliwościową przetwornika konduktancyjno-napięciowego na dokładność wyznaczania parametrów obserwowanych centrów defektowych. Wykonano rejestracje zaników fotoprądu charakterystyczne dla centrum A (kompleks luka-tlen) występującego w próbkach FZ Si:Sn napromieniowanym neutronami przy dwu czasach narastania wzmacniacza t_R wynoszących $4 \mu\text{s}$ i $31 \mu\text{s}$, a następnie obliczono wykresy Arrheniusa dla obu przypadków. Piki widm korelacyjnych dla tego defektu są obserwowane w zakresie temperatur 90 - 130 K dla wartości okien szybkości emisji 1×10^3 - $1,2 \times 10^5$ s⁻¹. Przeprowadzona analiza wykazała, że dla krótkich okien szybkości emisji ograniczone pasmo przetwornika powoduje nieliniowość wykresu Arrheniusa wskutek przesunięcia pików widm korelacyjnych w kierunku wyższych temperatur. Opracowano metodę korekcji tego wpływu wykorzystującą wzory Gear'a, stosowane do numerycznego całkowania równań różniczkowych. Metodę tę zastosowano do minimalizacji błędu dynamicznego zaników zarejestrowanych przy czasie

narastania $t_R = 31 \mu\text{s}$. Uzyskano dobrą zbieżność przebiegu wykresów Arrheniusa dla danych zarejestrowanych dla czasu narastania $t_{\bar{n}} = 4 \mu\text{s}$ i odtworzonych procedurą korekcyjną. Parametry centrum A wyznaczone na podstawie wyników pomiarów dla czasu narastania $t_{\bar{n}} = 4 \mu\text{s}$ i odtworzone na podstawie wyników pomiarów dla czasu narastania $t_{\bar{n}} = 31 \mu\text{s}$ wynoszą odpowiednio $E_T = 0,171 \text{ eV}$, $\sigma = 6,08 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$ i $E_T = 0,174 \text{ eV}$, $\sigma = 7,78 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$.

Opracowany algorytm korekcyjny ma ograniczone zastosowanie ze względu na duży wpływ składowej losowej w zarejestrowanych zanikach fotoprądu na otrzymywane wyniki. Przyjęcie zbyt wysokiego rzędu wielomianu korekcyjnego powoduje pojawienie się znacznej składowej losowej się w widmie korelacyjnym. Amplituda tej składowej może być porównywalna z wysokością pików, co praktycznie uniemożliwia precyzyjne określenie ich temperaturowego położenia. Równocześnie uzyskanie dużej dokładności korekcji wymaga precyzyjnej rejestracji zaników fotoprądu z małym krokiem kwantyzacji zarówno w dziedzinie amplitudy jak i czasu. Krok kwantyzacji czasowej, konieczny dla zapewnienia dokładności korekcji rzędu 1%, powinien być o kilka rzędów wartości mniejszy od korygowanej stałej czasowej przetwornika konduktancyjno-napięciowego, co stanowi wysokie wymaganie dotyczące cyfrowego systemu rejestrującego.

Praca została wykonana częściowo w ramach projektu badawczego nr 4 T10C 033 22 finansowanego przez Komitet Badań Naukowych.

BIBLIOGRAFIA

- [1] Hurtes C., Boulou M., Mitonneau A. and Bois D.: Deep-level spectroscopy in high-resistivity materials. *Appl. Phys. Lett.*, 32, 1978, 821-823
- [2] Kamiński P.: Zastosowanie niestacjonarnej spektroskopii głębokich poziomów do badania struktury defektowej półprzewodników typu A^{III}B^V. *Prace ITME*, 36, 1991
- [3] Look D. C.: The electrical and photoelectronic properties of semi-insulating GaAs. *Semiconductors and Semimetals*. Ed. Willardson R.K., Beer A. C., New York: Academic Press, 19, 1983, 76
- [4] Pawłowski M., Miczuga M.: Zastosowanie procedury korelacyjnej z wieloimpulsowymi funkcjami wagowymi do dwuwymiarowej analizy widmowej w niestacjonarnej spektroskopii fotoprądowej PITS, *Materiały Elektroniczne*, 29, 3/4, 2001, 5-19
- [5] Istratov A. A.: New correlation procedure for the improvement of resolution of deep level transient spectroscopy of semiconductors, *J. Appl. Phys.*, 82, 6, 1997, 2965-2967
- [6] Kozłowski R.: Niestacjonarna spektroskopia fotoprądowa o dużej rozdzielczości jako nowa metoda badania centrów defektowych w półprzewodnikach wysokorezystywnych. Rozprawa doktorska, ITME, 2001

- [7] Layer E., Gawędzki W.: Dynamika aparatury pomiarowej, Badania i oceny. PWN Warszawa, 1991
- [8] Hagel R., Zakrzewski J.: Miernictwo dynamiczne, WNT Warszawa, 1984
- [9] Missalowa J, Missala T.: Elektryczne pomiary wielkości mechanicznych. Rozd. 2.2: Własności dynamiczne przetworników, PWN, Warszawa, 1971, 64
- [10] Reynolds S., Main C., Webb D.P., Grachtak S.: Bandwidth consideration in modulated and transient photoconductivity measurements to determine localized state distributions, *J. Appl. Phys.*, 88, 1, 2000, 278-282
- [11] Jakubiec J., Roj J. : Pomiarowe przetwarzanie próbkujące. Rozd. 3. Odtwarzanie programowe w przetworniku próbkującym, Wydaw. Politechniki Śląskiej, Gliwice 2000, 233-258
- [12] Nabelec J., Morończyk A.: Programowa korekcja błędu dynamicznego analogowego toru pomiarowego - możliwości i ograniczenia, *Metrologia Wspomagana Komputerowo MWK' 99*, 07-10.06.1999, Rynia, 111 - 116
- [13] Nabelec J.: Metoda wyznaczania „w ciemno” współczynników modelu dynamiki toru pomiarowego - wersja całkowa, X Sympozjum Modelowanie i Symulacja Systemów Pomiarowych MiSSP'00, 18-22.09.2000 r. Krynica Górská, 1-8
- [14] Minkinia W., Gryś S.: Cyfrowa korekcja „szywna” dynamicznego przetwarzania termometru, 6, 1999, PAK, 21-24
- [15] Minkinia W., Gryś S.: System cyfrowego korektora charakterystyki dynamicznej termometru, VIII Sympozjum Modelowanie i Symulacja Systemów Pomiarowych MiSSP'98, 21-25.09.1998, Krynica Górská, 135-142
- [16] Projekt badawczy KBN nr 8 S501 028 07: Zastosowanie niestacjonarnej spektroskopii fotoprądowej do badania głębokich centrów defektowych w materiałach półizolujących typu A^{III}B^V, Sprawozdanie ITME, 1997
- [17] Current amplifier 428, Technical manual, Keithley
- [18] Current amplifier 427, Technical manual, Keithley
- [19] Current amplifier 181, Technical manual, EG&G
- [20] Osowski J., Szabatin J.: Podstawy teorii obwodów, T. 2, Rozd.6. WNT, Warszawa, 1993
- [21] Chua L., Lin P.: Komputerowe metody analizy układów elektronicznych, WNT, Warszawa, 1981
- [22] Osowski S.: Modelowanie układów dynamicznych z zastosowaniem języka SIMULINK, Oficyna Wydawnicza Politechniki Warszawskiej, 1999