

WYZNACZANIE CZASU ŻYCIA NOŚNIKÓW ŁADUNKU I POZIOMÓW REKOMBINACYJNYCH W MATERIAŁACH WYSOKOREZYSTYWNYCH POPRZECZ POMIAR TEMPERATUROWEJ ZALEŻNOŚCI FOTOPRĄDU

Roman Kozłowski¹⁾

W artykule przedstawiono metodę wyznaczania poziomów rekombinacyjnych na podstawie temperaturowej zależności czasu życia nośników ładunku w materiałach wysokorezystywnych. Czas życia nośników w funkcji temperatury określano poprzez pomiar zmian amplitudy fotoprądu. Opracowaną metodę zastosowano do wyznaczenia poziomów energetycznych centrów rekombinacyjnych w Si:Sn napromieniowanym neutronami. Wykryto trzy centra rekombinacyjne o energii aktywacji 0,005 eV, 0,01 eV oraz 0,176 eV.

1. WSTĘP

Rekombinacyjny czas życia nośników jest jednym z ważniejszych parametrów charakteryzujących jakość materiału półprzewodnikowego. Parametr ten zależy od koncentracji i właściwości istniejących w materiale centrów defektowych. Wartość jego wpływa na podstawowe parametry przyrządów półprzewodnikowych i często stanowi kryterium przydatności danego materiału do ich wytwarzania.

Charakterystyczną cechą centrów rekombinacyjnych jest ich oddziaływanie zarówno z pasmem przewodnictwa, jak i z pasmem walencyjnym. Po wychwycie nośnika ładunku jednego rodzaju (np. elektronu) centrum rekombinacyjne znacznie szybciej wychwytyje nośnik drugiego rodzaju (dziurę), niż emituje pierwotnie wychwycony nośnik ładunku.

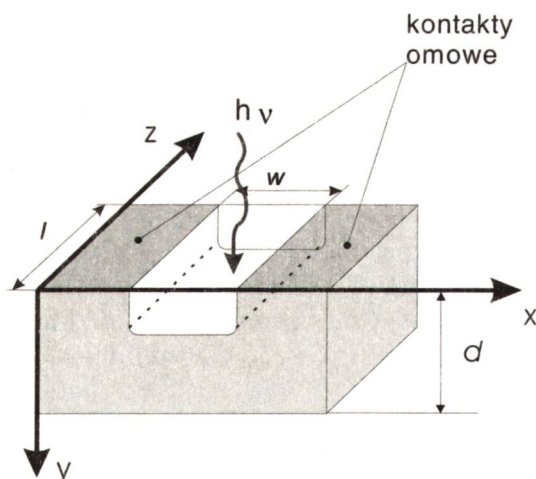
Do pomiaru czasu życia stosuje się wiele eksperymentalnych metod pomiarowych [1]. W każdej z metod generowane są nadmiarowe nośniki ładunku w wyniku działania czynników zewnętrznych. Zazwyczaj stosuje się generację par elektron-dziura wywołaną absorpcją promieniowania elektromagnetycznego o energii fotonów

¹⁾ Instytut Technologii Materiałów Elektronicznych, 01-919 Warszawa, ul. Wólczyńska 133

większej od szerokości przerwy zabronionej ($h\nu \geq E_G$) lub wstrzykiwanie nośników ładunku w złączach p-n. Następnie badane są zmiany konduktywności materiału w funkcji czasu, procesy dyfuzji nośników ładunku lub zmiany magnetorezystancji. Ogólnie metody eksperymentalne pomiaru czasu życia nośników ładunku można podzielić na dwie kategorie: metody bezpośredniego pomiaru czasu życia oraz metody pośrednie, polegające na wyznaczeniu czasu życia na podstawie pomiaru skorelowanego z nim parametru. W artykule przedstawiono metodę wyznaczania temperaturowej zależności czasu życia nośników ładunku i poziomów energetycznych centrów rekombinacyjnych w wysokorezystywnych materiałach półprzewodnikowych na podstawie temperaturowych zmian amplitudy fotoprądu. Opracowaną metodę zastosowano do określenia zależności czasu życia nośników ładunku w funkcji temperatury oraz poziomów rekombinacyjnych w wysokorezystywnym krzemie. Wysoka rezystywność tego materiału została uzyskana w wyniku napromieniowania neutronami materiału wyjściowego o koncentracji donorów $1,9 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ otrzymanego metodą beztyglową. Napromieniowanie dawką neutronów równą $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ przeprowadzono w Instytucie im. Jozefa Stefana w Ljublanie w ramach programu badawczego ROSE (CERN, Genewa), którego celem było określenie mechanizmów odpowiedzialnych za odporność krzemu na radiację. Poznanie tych mechanizmów jest ważne z punktu widzenia wytwarzania krzemowych detektorów promieniowania jądowego. Czas życia nośników ładunku jest jednym z głównych parametrów odzwierciedlających wpływ napromieniowania na strukturę defektową materiału.

2. MODEL ANALITYCZNY

Na Rys. 1 pokazano przekrój poprzeczny badanej próbki z dwoma planarnymi kontaktami omowymi.



Rys. 1. Schemat próbki z planarnymi kontaktami omowymi zastosowanej do pomiaru temperaturowych zmian fotoprądu.

Fig. 1. Cross section of an sample showing planar ohmic contacts and the light penetration region.

Szerokość kontaktów omowych wynosi l , zaś w oznacza odległość pomiędzy nimi. Obszar między kontaktami jest jednorodnie oświetlany fotonami o energii większej od szerokości przerwy zabronionej, które absorbowane są w kierunku osi y . W wyniku absorpcji następuje generacja nadmiarowych par elektron - dziura, których koncentracja jest znacznie większa od równowagowej koncentracji elektronów i dziur. W przypadku światła czerwonego o długości fali $\lambda = 650$ nm współczynnik absorpcji Si w temperaturze 300 K wynosi $\alpha = 5 \times 10^3 \text{ cm}^{-1}$ i w niewielkim stopniu zmienia się od temperatury. Dla grubości próbki d wynoszącej ~ 500 μm , spełniona jest nierówność $\alpha d \gg 1$. Szybkość generacji nadmiarowych nośników ładunku można wówczas wyrazić równaniem [2]:

$$G(y) = G_0 e^{-\alpha y} \quad (2.1)$$

w którym α jest współczynnikiem absorpcji światła, zaś G_0 jest szybkością generacji na powierzchni próbki. Zależność wielkości G_0 od właściwości materiału i parametrów źródła światła można opisać wyrażeniem:

$$G_0 = \eta \alpha (1 - R) \frac{\lambda P_0}{hcA} \quad (2.2)$$

w którym η jest sprawnością kwantową generacji par elektron-dziura, R - współczynnikiem odbicia, λ - długością fali światła, $A = lw$ - polem oświetlanej powierzchni, P_0 - mocą promieniowania źródła światła, h - stałą Planca oraz c - prędkością światła w próżni.

Rozkład koncentracji nadmiarowych dziur w kierunku osi y można wyznaczyć rozwiązując równanie dyfuzji :

$$\Delta p - D_p \frac{d^2 \Delta p}{dy^2} = G_0 e^{-\alpha y} \quad (2.3)$$

w którym Δp jest koncentracją nadmiarowych dziur, τ_p - czasem życia dziur oraz D_p - współczynnikiem dyfuzji dziur. Przyjmując warunki brzegowe:

$$D_p \frac{d\Delta p}{dy} = s\Delta p(0) \Big|_{y=0} \quad (2.4)$$

w którym s jest prędkością rekombinacji powierzchniowej oraz warunek:

$$\Delta p(\infty) = 0 \quad (2.5)$$

otrzymujemy następującą postać rozkładu koncentracji dziur:

$$\Delta p(y) = \frac{G_0 \tau_p}{\alpha^2 L_p^2 - 1} \left[\frac{L_p (s + \alpha D_p)}{s L_p + D_p} \exp\left(-\frac{y}{L_p}\right) - \exp(-\alpha y) \right] \quad (2.6)$$

gdzie $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ jest długością drogi dyfuzji dziur.

Przyjmując, że $\Delta n = \Delta p$ oraz wprowadzając parametr $b = \mu_n / \mu_p$, określający stosunek ruchliwości elektronów do ruchliwości dziur, wielkość fotoprądu wywołanego generacją nadmiarowych par elektron-dziura można wyrazić równaniem:

$$I_F = l \mu_p q (1+b) E \int_0^{\infty} \Delta p(y) dy \quad (2.7)$$

w którym q jest elementarnym ładunkiem elektrycznym, zaś E jest natężeniem pola elektrycznego w obszarze między kontaktami omowymi.

Podstawiając wyrażenie (2.6) do równania (2.7) otrzymujemy po przekształceniach:

$$I_F = q l \mu_p (1+b) E \frac{G_0 \tau_p}{(\alpha^2 L_p - 1) \alpha} \left(\frac{\alpha L_p^2 (s + \alpha D_p)}{s L_p + D_p} - 1 \right) \quad (2.8)$$

Wprowadzając następujące założenia:

$$(\alpha L_p)^2 \gg 1 \quad (2.9)$$

$$\frac{\alpha D_p}{s} \gg 1 \quad (2.10)$$

$$\frac{D_p}{s L_p} \gg 1 \quad (2.11)$$

wyrażenie (2.8) można uprościć do postaci:

$$I_F = q l (1+b) E G_0^* \mu_p \tau_p \quad (2.12)$$

gdzie G_0^* równa się G_0 / α .

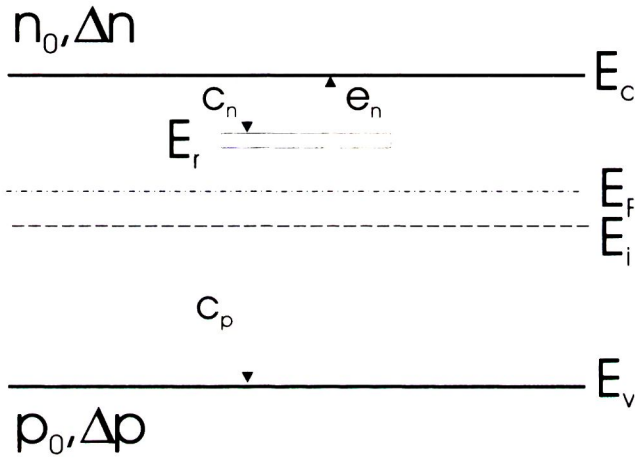
Spełnienie warunków (2.9-2.11) można zilustrować na przykładzie krzemu. Przyjmując współczynnik absorpcji $\alpha = 5 \times 10^3 \text{ cm}^{-1}$ (dla długości fali $\lambda = 650 \text{ nm}$) i długość drogi dyfuzji $L_p = 50 \text{ }\mu\text{m}$, wyrażenie (2.9) wynosi ~ 25 . Dla prędkości rekombinacji powierzchniowej $s = 500 \text{ cm/s}$ oraz współczynnika dyfuzji dziur $D_p = 12,3 \text{ cm}^2/\text{s}$ wyrażenia (2.10 i 2.11) przyjmują wartości odpowiednio 120 i 10.

W równaniu (2.12) wpływ jakości materiału na wielkość fotoprądu określony jest iloczynem $\mu_p \tau_p$. Oba te parametry materiałowe zależne są od temperatury i determinują temperaturową zależność fotoprądu.

Przy małej koncentracji centrów rekombinacyjnych spełniony jest warunek $\Delta n = \Delta p$ i czas życia $\tau = \tau_p = \tau_n$ można wyrazić równaniem [3]:

$$\tau = \frac{\tau_{p0}(n_0 + n_1 + \Delta p) + \tau_{n0}(p_0 + p_1 + \Delta p)}{n_0 + p_0 + \Delta p} \quad (2.13)$$

w którym n_1 i p_1 oznaczają odpowiednio koncentrację elektronów i dziur w przypadku, gdy poziom Fermiego pokrywa się z poziomem rekombinacyjnym E_r , n_0 i p_0 - równowagowe koncentracje elektronów i dziur, Δn i Δp - koncentracje generowanych optycznie nadmiarowych elektronów i dziur, natomiast τ_{p0} i τ_{n0} są granicznymi czasami życia dziur i elektronów, odpowiednio w przypadku, gdy wszystkie centra rekombinacyjne są obsadzone lub nieobsadzone elektronami. Na Rys. 2 przedstawiono model pasmowy wysokorezystywnego półprzewodnika ze zlokalizowanym w obszarze przerwy zabronionej poziomem rekombinacyjnym. Poziom ten położony jest w górnej części przerwy zabronionej ($E_r > E_i$).



Rys. 2. Model pasmowy półprzewodnika wysokorezystywnego ilustrujący oddziaływanie centrum rekombinacyjnego z pasmem przewodnictwa i pasmem walencyjnym.

Fig. 2. Band gap of high-resistivity material with recombination center .

Na Rys 2 strzałkami zaznaczono wychwyt elektronu z pasma przewodnictwa , wychwyt dziury z pasma walencyjnego oraz emisję elektronu do pasma przewodnictwa. Współczynniki wychwytu elektronów i dziur wynoszą:

$$c_n = v_n \sigma_n \quad (2.14)$$

$$c_p = v_p \sigma_p \quad (2.15)$$

gdzie v_n i v_p jest średnią prędkością termiczną elektronów i dziur oraz σ_{nr} i σ_{pr} jest przekrojem czynnym na wychwyty elektronów i dziur, zaś szybkość emisji elektronów równa jest:

$$e_n = c_n n_1 \quad (2.16)$$

Graniczne czasy życia τ_{n0} i τ_{p0} jako funkcje odpowiednich współczynników wychwyty można wyrazić w postaci:

$$\tau_{n0} = \frac{1}{c_n N_r} \quad (2.17)$$

$$\tau_{p0} = \frac{1}{c_p N_r} \quad (2.18)$$

Koncentracje n_1 i p_1 są opisywanymi równaniami:

$$n_1 = N_C \exp[-(E_C - E_r) / kT] \quad (2.19)$$

$$p_1 = N_V \exp[-(E_r - E_V) / kT] \quad (2.20)$$

określającymi ich zależność od położenia w przerwie zabronionej i temperatury.

W równaniach tych N_C i N_V jest odpowiednio gęstością stanów w paśmie przewodnictwa i paśmie walencyjnym, zaś k stałą Boltzmana.

W materiale wysokorezystywnym $\Delta p \gg n_0, p_0$ i wyrażenie (2.13) przyjmuje postać:

$$\tau = \frac{\tau_{p0}}{\Delta p} (n_1 + \Delta p) + \frac{\tau_{n0}}{\Delta p} (p_1 + \Delta p) \quad (2.21)$$

W przypadku poziomego rekombinacyjnego położonego zgodnie z Rys. 2.2 spełniony jest warunek $n_1 \gg p_p, \Delta p$ i równanie (2.21) można uprościć do postaci:

$$\tau = \frac{\tau_{p0} n_1}{\Delta p} \quad (2.22)$$

Podstawiając wyrażenia (2.18) i (2.19) do równania (2.22), otrzymamy następujące wyrażenie określające czas życia nadmiarowych nośników ładunku:

$$\tau = \frac{N_C \exp[-(E_C - E_r) / kT]}{v_p \sigma_p N_r \Delta p} \quad (2.23)$$

Biorąc pod uwagę fakt, że temperaturową zależność na wychwyty dziur można wyrazić równaniem:

$$\sigma_p = \sigma_{p\infty} \exp(-E_\sigma / kT) \quad (2.24)$$

zaś efektywna gęstość stanów w paśmie przewodnictwa określona jest wyrażeniem:

$$N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_c^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (2.25)$$

a średnia prędkość termiczna dziur wynosi:

$$v_p = \left(\frac{8kT}{\pi m_p^*} \right)^{1/2} \quad (2.26)$$

otrzymujemy końcową postać wyrażenia określającego temperaturową zależność czasu życia nadmiarowych nośników ładunku:

$$\tau = BT \exp[-(E_c - E_r - E_\sigma) / kT] \quad (2.27)$$

W równaniu tym $E_c - E_r - E_\sigma = E_{ar}$ jest energią aktywacji centrum rekombinacyjnego, natomiast współczynnik B, zależny od właściwości materiału i koncentracji nadmiarowych nośników ładunku, wynosi:

$$B = \frac{2\pi m_c^* m_p^* k}{h^3 \sigma_{p\infty} N_r \Delta p} \quad (2.28)$$

gdzie m_p^* i m_c^* jest odpowiednio masą efektywną dziur i masą efektywną gęstości stanów w paśmie przewodnictwa. Równanie (2.27) ma postać równania Arrheniusa, która wskazuje, że temperaturową zależność czasu życia nośników determinuje szybkość emisji elektronów wychwyconych przez nie obsadzone centra rekombinacyjne (Rys. 2.2). Tak więc z nachylenia wykresu Arrheniusa $\ln[\tau(T)/T]$ w funkcji $1000/T$ możemy wyznaczyć energię aktywacji E_{ar} centrum rekombinacyjnego.

3. EKSPERYMENTALNA WERYFIKACJA MODELU

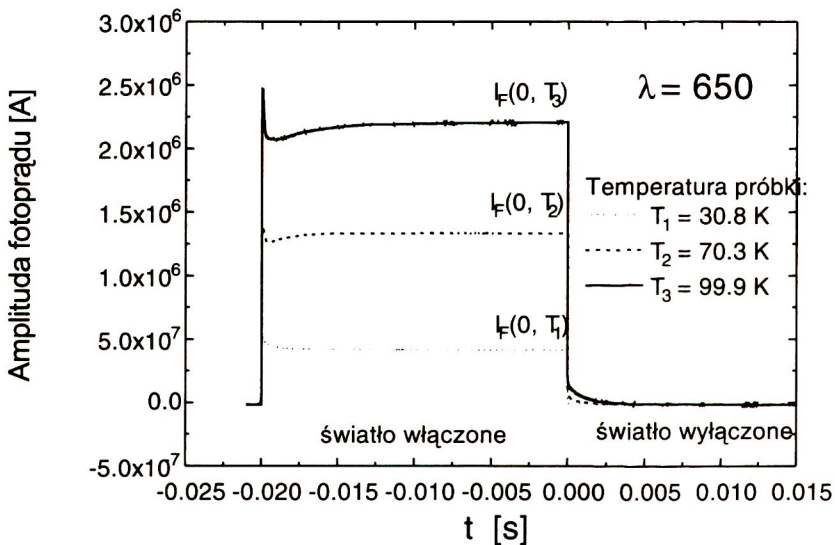
W celu weryfikacji przedstawionego modelu przeprowadzono pomiary temperaturowej zależności fotoprądu w próbce wysokorezystywnego krzemu. Wysoka rezystywność wybranego do badań materiału osiągnięta została w wyniku napromieniowania kryształu krzemu, otrzymanego metodą beztyglową (FZ) i domieszkowanego fosforem i cyną, dawką neutronów równą $1,0 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$. Koncentracja tlenu w materiale wyjściowym była mniejsza niż $1,0 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, zaś koncentracja węgla wynosiła około $1,0 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Koncentracja elektronów przed napromieniowaniem była równa $8,6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Koncentracja cyny, mierzona *metodą spektroskopii masowej jonów wtórnych (SIMS)*, wynosiła $5,0 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Cyna, jako domieszka izowalencyjna, w materiale przed napromieniowaniem nie wpływała na koncentrację swobodnych nośników ładunku. W materiale po napromieniowaniu powstawały aktywne elektrycznie kompleksy atomów cyny z defektami rodzimymi [4]. Rezystywność kryształu krzemu

napromieniowanego neutronami, wyznaczona eksperymentalnie na podstawie wartości prądu ciemnego, w temperaturze pokojowej wynosiła $8 \times 10^4 \Omega\text{cm}$.

Na powierzchnię próbki naporowano aluminiowe kontakty omowe o wymiarach $2,5 \times 2,5 \text{ mm}^2$. Odległość między kontaktami omowymi wynosiła 0,7 mm. Pole oświetlanej powierzchni wynosiło $1,75 \text{ mm}^2$.

Pomiary fotoprądu przeprowadzono za pomocą wzmacniacza prądowego model 428 firmy Keithley, stosując napięcie polaryzacji próbki $U = 20 \text{ V}$ oraz wzmocnienie $1 \times 10^6 \text{ V/A}$. Wartość fotoprądu mierzona była w stanie ustalonym, w chwili wyłączenia źródła światła. Czas trwania prostokątnych impulsów światła o długości fali $\lambda = 650 \text{ nm}$ wynosił 20 ms. Okres powtarzania impulsów wynosił 80 ms. Pomiary fotoprądu rejestrowano automatycznie w przedziale temperatur 20 - 320 K z rozdzielczością 1 K.

Przykładowe zmiany amplitudy impulsu fotoprądu w przedziale temperatur od 30,8 K do 99,9 K ilustruje Rys.3.

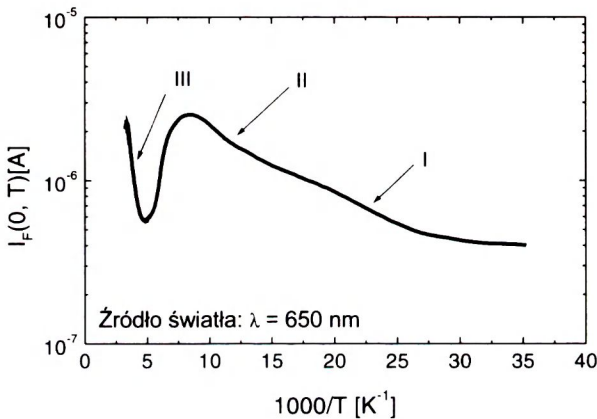


Rys. 3. Przykładowe impulsy fotoprądu zarejestrowane w temperaturach: 30,8 K, 70,3 K i 99,9 K.

Fig. 3. The amplitude photocurrent pulses at various temperatures: 30.8 K, 70.3 K and 99.9 K.

Należy zauważyć, że po włączeniu źródła światła generowane są nadmiarowe pary elektron-dziura i amplituda prądu skokowo rośnie. Po czasie $\sim 15 \text{ ms}$ od włączenia światła powstaje stan ustalony. W chwili $t = 0$ następuje wyłączenie źródła światła i amplituda fotoprądu gwałtownie maleje. Pierwsza część zaniku fotoprądu związana

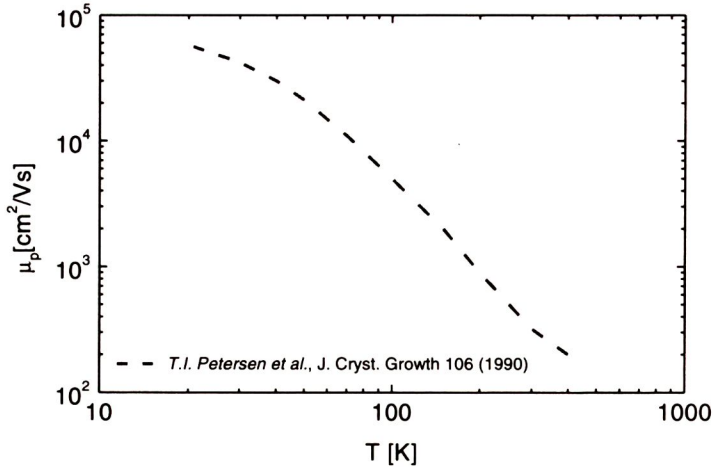
jest z rekombinacją nadmiarowych nośników ładunku. Stała czasowa tego zaniku jest bardzo mała i nie można jej zmierzyć bezpośrednio, ze względu na ograniczone pasmo przenoszenia wzmacniacza prądowego. Następny fragment zaniku fotoprądu, o małej amplitudzie i długiej stałej czasowej, związany jest z termiczną emisją nośników ładunku z głębokich centrów defektowych. Na podstawie temperaturowych zmian stałej czasowej tego zaniku wyznaczane są parametry centrów defektowych *metodą niestacjonarnej spektroskopii fotoprądowej (HRPITS)*. Zmierzone zmiany fotoprądu w funkcji temperatury ilustruje Rys.4.



Rys. 4. Temperaturowe zmiany fotoprądu w funkcji odwrotności temperatury zmierzone dla próbki krzemu napromieniowanej neutronami. Zgodność zmian fotoprądu z przedstawionym modelem widoczna jest w obszarach I, II i III.

Fig. 4. The temperature dependence of photocurrent for neutron irradiated Si:Sn. The Labels I, II, III mark the temperature ranges where the photocurrent changes are in good agreement with presented analytical model.

Widoczne są trzy przedziały temperatur: 260-320 K, 80-130 K i 40-50 K, w których amplituda fotoprądu maleje ze spadkiem temperatury zgodnie z przedstawionym modelem. W każdym z tych przedziałów czas życia określony jest szybkością emisji nośników z innego centrum rekombinacyjnego. Jak wynika z równań (2.12) i (2.27), znając temperaturową zależność ruchliwości dziur w funkcji temperatury możemy wyznaczyć temperaturową zależność czasu życia nośników ładunku. Temperaturowe zależności ruchliwości dziur w krzemie są dobrze znane i zależą głównie od koncentracji płytkich domieszek [5]. Do wyznaczenia czasu życia przyjęto zależność ruchliwości dziur w funkcji temperatury dla krzemu o koncentracji domieszek poniżej $1,0 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ przedstawioną w pracy [5]. Zależność tę ilustruje Rys. 5.

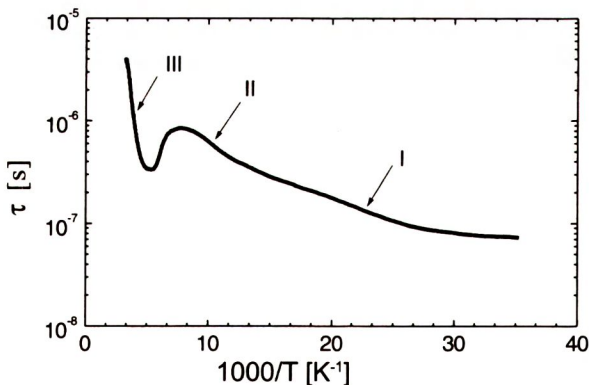


Rys. 5. Temperaturowe zmiany ruchliwości dziur w wysokorezystywnym krzemie [5].
Fig. 5. The temperature dependence of hole mobility used for the lifetime calculation [5].

W celu przeprowadzenia obliczeń przyjęto następujące wartości liczbowe:

- długość fali promieniowania źródła światła wynosi $\lambda = 650$ nm,
- moc promieniowania źródła światła, określona poprzez kalibrację fotodiodą wzorcową, wynosi $P_0 = 1,5 \times 10^{-5}$ W,
- sprawność kwantowa generacji par elektron-dziura wynosi $\eta = 1$,
- stosunek ruchliwości elektronów do ruchliwości dziur wynosi $b = 3$ w całym zakresie temperatur 20 - 320 K,
- współczynnik odbicia wynosi $R = 0,3$,
- współczynnik absorpcji $\alpha = 3500$ cm⁻¹.

Temperaturową zależność czasu życia wyznaczoną z temperaturowych zmian fotoprądu na podstawie przedstawionego modelu ilustruje Rys. 6.

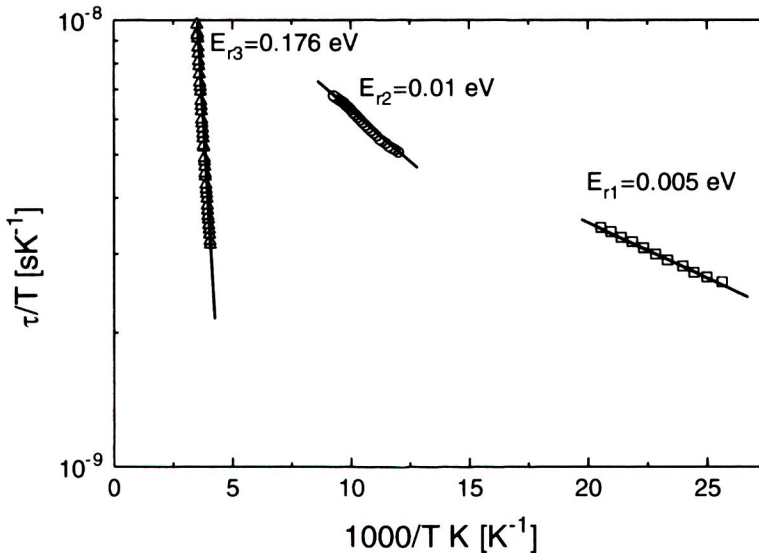


Rys. 6. Temperaturowe zmiany rekombinacyjnego czasu życia wyznaczone dla wysokorezystywnego krzemu napromieniowanego neutronami. Widoczne są trzy obszary zmian czasu życia zgodne z przedstawionym modelem.

Fig. 6. The temperature change recombination lifetime determined for neutron irradiated Si:Sn, according to the presented model.

Należy zauważyć, że w temperaturze pokojowej czas życia nośników ładunku (Rys. 6) wynosi $\sim 1,0 \times 10^{-6}$ s. Wartość ta jest znacznie niższa od typowych wartości czasu życia obserwowanych w krzemie [1]. Fakt ten spowodowany jest dużą koncentracją defektów radiacyjnych powstałych wskutek napromieniowania neutronami [6]. Należy dodać, że w krzemie napromieniowanym elektronami czas życia dziur w zależności od dawki może zawierać się w przedziale od $3,0 \times 10^{-8}$ do $7,0 \times 10^{-8}$ s [7]. Czasy życia rzędu $1,0 \times 10^{-6}$ s obserwowane były również w krzemie zanieczyszczonym żelazem do koncentracji $1,0 \times 10^{13}$ cm⁻³, a także w krzemie o dużej zawartości tlenu rzędu $8,0 \times 10^{17}$ cm⁻³ [8].

Na Rys.6 widoczne są trzy zakresy temperatur, w których czas życia zmienia się zgodnie z równaniem (2.27). Na podstawie wykresów $\ln[\tau(T)/T]$ w funkcji $1000/T$ sporządzonych w tych zakresach temperatur (Rys. 7) możemy wyznaczyć energię aktywacji trzech centrów rekombinacyjnych.



Rys. 7. Wykresy Arrheniusa dla centrów rekombinacyjnych wykrytych w n-FZ Si:Sn.

Fig. 7. Arrhenius plots for recombination centers detected in neutron irradiated Si:Sn.

Z nachylenia prostych dopasowanych metodą regresji liniowej do punktów eksperymentalnych wyznaczono energie aktywacji poszczególnych centrów, zaś z wartości punktu przecięcia tych prostych z osią rzędnych otrzymano wartości współczynnika B . Parametry centrów defektowych wyznaczone na podstawie przedstawionego modelu wynoszą: $E_{r1} = 0,005$ eV, $B_{r1} = 8,97 \times 10^7$ s⁻¹K⁻², $E_{r2} = 0,01$ eV, $B_{r2} = 5,6 \times 10^7$ s⁻¹K⁻² oraz $E_{r3} = 0,176$ eV, $B_{r3} = 8,28 \times 10^4$ s⁻¹K⁻².

Bardzo płytki poziom $E_{r1}=0,005$ eV zaobserwowany został dzięki możliwości przeprowadzenia pomiaru fotoprądu w zakresie temperatur 38 - 50 K. Poziom ten jest znacznie płytszy od energii jonizacji fosforu ($E_c - 0,045$ eV) oraz litu ($E_c - 0,033$ eV) [1]. Należy przypuszczać, że poziom ten jest związany z płytkimi donorami powstającymi wskutek napromieniowania neutronami [9]. Donorami tymi mogą być kompleksy V-O w stanie ładunkowym (0/+), których energie aktywacji wyznaczone teoretycznie wynoszą poniżej 0,01 eV [10]. Poziom $E_{r2}=0,01$ eV był również obserwowany w tym materiale metodą *HRPITS* i został przypisany kompleksom Sn-V w stanie ładunkowym (0/+) [6]. W materiale tym metodą *HRPITS* obserwowano także poziom $E_{r3} = 0,176$ eV charakterystyczny dla kompleksów V-O (centra A) w stanie ładunkowym (0/-) [6, 10]. Należy dodać, że metodą *HRPITS* poziom ten obserwowany jest w zakresie temperatur 100 - 120 K, w którym szybkość emisji zmienia się od 1300 do 50300 s⁻¹. W niniejszej pracy centra A manifestują się w przedziale temperatur 260 - 300 K, w którym szybkość emisji wynosi od $2,0 \times 10^9$ do $8,0 \times 10^9$ s⁻¹. Zgodnie z przedstawionym modelem duże wartości szybkości emisji determinują czas życia nośników ładunku w tym przedziale temperatur.

4. PODSUMOWANIE

W pracy przedstawiono metodę wyznaczania rekombinacyjnego czasu życia nośników ładunku i poziomów rekombinacyjnych na podstawie pomiaru zależności amplitudy fotoprądu w funkcji temperatury w materiałach wysokorezystywnych. W celu opracowania metody wykorzystano model analityczny określający zależność fotoprądu od parametrów materiałowych, parametrów źródła światła i pola elektrycznego. Model ten został zweryfikowany eksperymentalnie poprzez określenie temperaturowej zależności czasu życia dla próbki krzemu domieszkowanego cyną, otrzymanego metodą beztyglową i napromieniowanego neutronami.

Wyznaczono energie aktywacji trzech centrów rekombinacyjnych: $E_{r1} = 0,005$ eV, $E_{r2}=0,01$ eV oraz $E_{r3}=0,176$ eV. Centra te związane są odpowiednio z bardzo płytkimi donorami oraz z kompleksami V-Sn w stanie ładunkowym (0/+) i V-O w stanie ładunkowym (-/0) powstałymi wskutek napromieniowania.

PODZIĘKOWANIA

Autor pragnie podziękować dr inż. Elżbiecie Nossarzewskiej-Orłowskiej za wprowadzenie w tematykę defektów radiacyjnych w krzemie oraz udostępnienie próbek.

Serdecznie dziękuję również doc. dr hab. inż. Pawłowi Kamińskiemu za zainteresowanie moją pracą oraz cenne dyskusje w trakcie jej powstawania.

Badania zostały wykonane w ramach projektu badawczego Nr 7 708A 002 16 finansowanego przez Komitet Badań Naukowych.

BIBLIOGRAFIA

- [1] Shimura F. w: Semiconductor silicon crystal technology. San Diego: Academic Press, Inc., 1988
- [2] Sze M.: Physics of semiconductor devices. New York: J. Wiley, 1969
- [3] Bube R. H.: Photoelectronic properties of semiconductors. Cambridge University Press, 1992, 64
- [4] Shimura F.,: Landolt-Bornstein New Series III/22B. Boston: Academic Press, 1994
- [5] Petersen T. L., Szmulowicz F., Hemenger P. M., Electrical transport analysis of ultra-pure silicon. J.Cryst. Growth 106, 1990, 16-33
- [6] Kozłowski R., Kamiński P., Nossarzewska-Orłowska E.: High-resolution photoinduced transient spectroscopy as a new characterisation tool for defect engineering of irradiated silicon. Proceedings 1st ENDEASD Workshop, Santorini, Greece, 1999, 186-195
- [7] Yahata A., Yamaguchi Y., Nakagawa A.: Electron and hole lifetimes in electron-irradiated Si p⁺-n⁺n⁺ diodes. IEEE Trans. Elec. Devices., 39, 4, 1992, 1003-1005
- [8] Claeys C.: Device an lifetime characterisation. ENDEASD School-Santorini, Greece, 1999
- [9] Hartung J., Weber J. : Detection of residual defects in silicon doped by neutron transmutation. J.Appl.Phys., 77, 1, 1995, 118-121
- [10] Jones R., Resende A., Oberg S., Bridden P.R.: Theoretical investigation of electrically active defects in silicon. Proceedings 1st ENDEASD Workshop, Santorini, Greece, 1999, 18-30

SUMMARY

DETERMINATION OF CARRIER LIFETIME AND RECOMBINATION LEVELS IN HIGH-RESISTIVITY MATERIALS FROM PHOTOCURRENT MEASUREMENTS

A method enabling defect energy levels to be extracted in high-resistivity materials from the temperature dependence of minority carrier recombination lifetime is presented. The method is based on an analytical model describing the amplitude of the photocurrent pulses as a function of temperature. Three recombination centers with activation energy of: 0,005 eV, 0,01 eV and 0,176 eV are detected.