

Marcin MICZUGA¹, Paweł KAMIŃSKI², Roman KOZŁOWSKI², Krzysztof KOPCZYŃSKI¹

¹WOJSKOWA AKADEMIA TECHNICZNA, ul. Kaliskiego 2, 00-908 Warszawa

²INSTYTUT TECHNOLOGII MATERIAŁÓW ELEKTRONICZNYCH, ul. Wólczyńska 133, 01-919 Warszawa

Problemy metrologiczne związane z wyznaczaniem koncentracji centrów defektowych w półprzewodnikach wysokorezystywnych o szerokiej przerwie energetycznej

Dr inż. Marcin MICZUGA

Wykładowca Instytutu Optoelektroniki Wojskowej Akademii Technicznej. Specjalista w dziedzinie metrologii laserowej. Autor blisko 50 publikacji z zakresu charakteryzacji centrów defektowych w półprzewodnikach wysokorezystywnych o szerokiej przerwie energetycznej oraz zastosowania kwantowych laserów kaskadowych w układach detekcji substancji chemicznych.



e-mail: mmiczuga@wat.edu.pl

Dr hab. inż. Paweł KAMIŃSKI

Profesor nadzwyczajny w Instytucie Technologii Materiałów Elektronicznych w Warszawie, prowadzi badania elektronowych stanów defektów w półprzewodnikach i cieszy się uznaniem zarówno krajowych, jak i zagranicznych zespołów naukowych. Pod jego kierunkiem rozwijana jest w ITME niestacjonarna spektroskopia fotonowa o wysokiej rozdzielczości umożliwiającą badanie centrów defektowych w półprzewodnikach wysokorezystywnych. Autor około 150 publikacji.



e-mail: pawel.kaminski@itme.edu.pl

Dr inż. Roman KOZŁOWSKI

Jest kierownikiem Pracowni Miernictwa Warstw Epitaksjalnych w Instytucie Technologii Materiałów Elektronicznych w Warszawie. Stopień dr inż. uzyskał w ITME w 2001 roku. Jego działalność naukowa obejmuje zagadnienia związane z charakteryzacją właściwości centrów defektowych w materiałach półprzewodnikowych. Brał udział w projektach badawczych realizowanych przy współpracy zarówno z krajowymi, jak i zagranicznymi ośrodkami naukowymi. Jest współautorem kilkudziesięciu publikacji.



e-mail: roman.kozlowski@itme.edu.pl

Dr inż. Krzysztof KOPCZYŃSKI

Dyrektor Instytutu Optoelektroniki Wojskowej Akademii Technicznej. Autor i współautor wielu publikacji z zakresu fizyki i technologii laserów, systemów lidarowych do zdalnej detekcji skażeń chemicznych i biologicznych, wojskowych systemów optoelektronicznych oraz systemów bezpieczeństwa. Członek zespołu ekspertów NATO i EDA, członek SPIE. Kierownik i realizator wielu krajowych i europejskich projektów naukowo-badawczych i wdrożeniowych.



e-mail: kkoczyczyński@wat.edu.pl

Streszczenie

Możliwość wyznaczania koncentracji centrów defektowych na podstawie widm otrzymanych metodą niestacjonarnej spektroskopii fotonowej o wysokiej rozdzielczości (HRPITS) jest bardzo ważna dla oceny jakości półprzewodników wysokorezystywnych o szerokiej przerwie energetycznej. Dotychczas nie określono jednak procedury pomiarowej, która pozwalałaby na uzyskanie jednoznacznych wartości koncentracji pułapek nośników ładunku w tych materiałach. W artykule omówiono problemy metrologiczne, których rozwiązanie jest niezbędne dla opracowania takiej procedury. Pokazano, że w celu określenia koncentracji pułapek oprócz pomiaru widm HRPITS należy wykonać pomiar iloczynu ruchliwości i czasu życia ($\mu \times \tau$) nośników ładunku w funkcji temperatury oraz określić temperaturową zależność współczynnika absorpcji materiału dla energii fotonów zastosowanej do generowania nadmiarowych nośników ładunku. Działanie zaproponowanej procedury zademonstrowano poprzez wyznaczenie koncentracji głębokich centrów defektowych w półizolującym monokryształe GaP. Dalsze prace będą koncentrowały się na określeniu niepewności otrzymanych wyników i udoskonaleniu modelu fizycznego.

Słowa kluczowe: centra defektowe, emisja termiczna, HRPITS, SI GaP.

Metrological issues related to estimation of defect center concentration in high-resistivity wide bandgap semiconductors

Abstract

Determination of defect center concentration from the high-resolution photoinduced transient spectroscopy (HRPITS) measurements is of great importance in terms of quality assessment of high-resistivity wide bandgap semiconductors. So far, however, a procedure allowing determining unambiguously the concentrations of charge carriers traps in these materials has not been found. In this paper, we address the metrological issues that should be taken into account for working out such a procedure. It is shown that establishing the trap concentrations requires not only the HRPITS spectra measurements but also the measurements of the charge carrier mobility and lifetime product ($\mu \times \tau$) as a function of temperature and the knowledge on the temperature dependence of the material absorption coefficient for the photon energy used to generate the excess charge carriers.

The proposed procedure has been applied to finding the concentrations of deep defect centers in a crystal of semi-insulating GaP. Further works will concentrate on calculating the result uncertainty and refining the physical model.

Keywords: defect centers, thermal emission, HRPITS, SI GaP.

1. Wstęp

Wysokorezystywne półprzewodniki o szerokiej przerwie energetycznej, takie jak niedomieszkowane monokryształy GaP, 6H-SiC i 4H-SiC, są ważnym materiałem dla wytwarzania zintegrowanych układów fonicznych. Szerokość przerwy energetycznej dla tych monokryształów w temperaturze 300 K wynosi odpowiednio 2,26 eV, 3,0 eV i 3,23 eV.

Głównym elementem systemu pomiarowego, wykorzystywanego do badania centrów defektowych w materiałach półizolujących o szerokiej przerwie energetycznej metodą niestacjonarnej spektroskopii fotonowej o wysokiej rozdzielczości (High-Resolution Photoinduced Transient Spectroscopy – HRPITS), jest laser półprzewodnikowy emitujący wiązkę o energii fotonów 3,31 eV ($\lambda = 375$ nm) [1]. Laser ten umożliwia impulsowe generowanie par elektron-dziura i powstawanie impulsów fotonów niezbędnych do zapełnienia centrów defektowych nadmiarowymi nośnikami ładunku. Przebieg relaksacyjny obserwowany po wyłączeniu impulsu fotonów zawiera dwie składowe: składową szybką, charakteryzującą się stałą czasową w zakresie od 0,1 ns do 10 ns, która związana jest z rekombinacją nadmiarowych nośników ładunku, oraz składową wolną, o stałej czasowej w zakresie od 1 s do 10 μ s, związaną z termiczną emisją nośników ładunku z centrów defektowych.

Parametry charakteryzujące centra defektowe – energia aktywacji E_a i parametr A , będący iloczynem stałej materiałowej i przekroju czynnego na wychwytywanie nośników ładunku – wyznaczone są na podstawie temperaturowych zależności szybkości emisji elektronów lub dziur, uzyskiwanych w wyniku analizy temperaturowych zmian stałych czasowych relaksacyjnych przebiegów fotonów wywołanych ich termiczną emisją. Analiza ta wykonywana

jest za pomocą dwuwymiarowej procedury korelacyjnej oraz procedury wykorzystującej odwrotne przekształcenie Laplace'a [2]. W praktyce tworzone są obrazy rzutów powierzchni widmowych na płaszczyznę określoną osią temperatury T i osią szybkości emisji e_T , na których fałdy związane z termiczną emisją nośników ładunku wizualizowane są w postaci prążków widmowych, zaś linie grzbietowe tych fałd odzwierciedlają temperaturowe zmiany szybkości emisji nośników $e_T = f(T)$ [2]. W celu wyznaczenia parametrów E_a i A linie grzbietowe fałd występujących na powierzchniach widmowych aproksymowane są liniami opisywanymi równaniem Arrheniusa

$$e_T = AT^2 \exp(-E_a/k_B T), \quad (1)$$

w którym k_B oznacza stałą Boltzmana.

W niniejszej pracy po raz pierwszy prezentowana jest procedura metrologiczna umożliwiająca wyznaczanie koncentracji centrów defektowych na podstawie intensywności korelacyjnych prążków widmowych otrzymywanych metodą HRPITS. Należy dodać, że koncentracja centrów defektowych jest bardzo ważną wielkością fizyczną zarówno z punktu widzenia poznania mechanizmów tworzenia się centrów defektowych oraz ich identyfikacji, jak i dla kontrolowania warunków procesów technologicznych, w których wytwarzane są monokryształy.

2. Model fizyczny

Relaksacyjny przebieg fotoprądu wywołany termiczną emisją elektronów lub dziur z położonych w przerwie energetycznej poziomów pułpkowych w danej temperaturze T można opisać równaniem [3]

$$i(t, T, \alpha) = \sum_{k=1}^K I_k(\alpha, T) \exp[-e_{Tk}(T)t], \quad (2)$$

w którym: $I_k(\alpha, T)$ jest amplitudą przebiegu wywołanego emisją nośników ładunku z k -tego rodzaju pułpek, t oznacza czas, zaś α – współczynnik absorpcji fotonów generujących nadmiarowe nośniki ładunku. Z równania tego wynika, że relaksacyjny przebieg fotoprądu obserwowany w danej temperaturze jest sumą kilku, najczęściej trzech ($K=3$), przebiegów wykładniczych związanych z różnymi pułpkami. Amplituda poszczególnych wykładniczych przebiegów składowych $I_k(\alpha, T)$ może być wielkością dodatnią lub ujemną, w zależności od koncentracji elektronów lub dziur w materiale po procesie rekombinacji. Zazwyczaj jest ona wielkością dodatnią, gdyż różny czas życia elektronów i dziur powoduje, że po szybkim procesie rekombinacji jest pewien nadmiar elektronów w paśmie przewodnictwa lub dziur w paśmie walencyjnym, który zanika wskutek termicznej emisji odpowiednio dziur lub elektronów zachodzącej z pułpek. Innymi słowy, po szybkim procesie rekombinacji występuje wolniejszy proces, którego szybkość kontrolowana jest przez szybkość termicznej emisji określonych nośników ładunku. W przypadku występowania ujemnej wartości $I_k(\alpha, T)$ koncentracja swobodnych dziur lub elektronów jest niższa od ich koncentracji w warunkach równowagowych i relaksacyjny przebieg fotoprądu związany jest wyłącznie z zachodzącą z pułpek termiczną emisją określonych nośników ładunku.

Amplitudę relaksacyjnego przebiegu fotoprądu wywołanego termiczną emisją elektronów lub dziur zachodzącą z określonego rodzaju pułpek można wyrazić w postaci [3]

$$|I_k(\alpha, T)| = N_{Tk} e_{Tk}(T) \mu(T) \tau(T) C(\alpha) q E, \quad (3)$$

gdzie: N_{Tk} – koncentracja pułpek, $\mu(T)\tau(T)$ – iloczyn czasu życia i ruchliwości nośników ładunku, $C(\alpha)$ – parametr geometryczny zależny od głębokości obszaru, w którym zachodzi zmiana obszaru pułpek w czasie trwania impulsu UV, E – natężenie pola elektrycznego, q – ładunek elementarny.

Z równań (2) i (3) wynika, że dla określenia koncentracji pułpek niezbędne jest wyznaczenie amplitudy relaksacyjnego przebiegu fotoprądu wywołanego termiczną emisją elektronów lub dziur. Należy dodać, że równanie (3) jest słuszne w przypadku, gdy w chwili wyłączenia impulsu pobudzającego wszystkie pułпки elektronowe danego rodzaju są w temperaturze T zapełnione elektronami ($n_{Tk} = N_{Tk}$) lub wszystkie pułпки dziurowe zapełnione dziurami ($p_{Tk} = N_{Tk}$). W praktyce spełnienie tego warunku jest realizowane poprzez zastosowanie dostatecznie dużego strumienia fotonów do generacji impulsów fotoprądu. Wartości strumienia fotonów w zakresie $1 \times 10^{16} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2} - 1 \times 10^{18} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ są wystarczające, aby powstała dostatecznie duża koncentracja nadmiarowych nośników ładunku i *quasi* poziomy Fermiego dla elektronów i dziur zostały znacząco zbliżone odpowiednio do dna pasma przewodnictwa lub wierzchołka pasma walencyjnego.

Oddzielnym problemem jest powiązanie amplitudy relaksacyjnego przebiegu fotoprądu z wysokością linii widmowej otrzymywanej za pomocą procedury korelacyjnej z wykorzystaniem dwuimpulsowej funkcji wagowej [2]. Biorąc pod uwagę fakt, że przebiegi relaksacyjne są normalizowane względem wysokości impulsu fotoprądu I_0 tuż przed wyłączeniem impulsu fotonów, wysokość linii widmowej w temperaturze T_m , odpowiadającej maksimum dla danego okna szybkości emisji nośników można przedstawić w postaci

$$S(T_m) = \frac{i(t_1) - i(t_2)}{I_0}, \quad (4)$$

gdzie: $i(t_1)$ – natężenie relaksacyjnego przebiegu fotoprądu w chwili $t_1 = 1,23/e_{Tk}$, zaś $i(t_2)$ – natężenie relaksacyjnego przebiegu fotoprądu w chwili $t_2 = 3,69/e_{Tk}$. Z powyższego równania wynika, że

$$|I_k(\alpha, T)| = \frac{I_0 S(T_m)}{\exp(-e_{Tk} t_1) - \exp(-e_{Tk} t_2)}. \quad (5)$$

Oznaczając mianownik w wyrażeniu (5) jako parametr B , który dla $t_1 = 1,23/e_{Tk}$ i $t_2 = 3,69/e_{Tk}$ wynosi 0,267, oraz wykorzystując równanie (3) otrzymujemy

$$N_{Tk} = \frac{I_0 S(T_m)}{q B e_{Tk} \mu \tau C(\alpha) E}. \quad (6)$$

Zgodnie z równaniem (6) oprócz wysokości maksimum linii widmowej dla określonej szybkości emisji nośników ładunku e_{Tk} , do wyznaczenia koncentracji pułpek potrzebna jest wartość iloczynu ruchliwości i czasu życia nośników ($\mu\tau$), a także wartość parametru $C(\alpha)$ oraz wartość natężenia pola elektrycznego. Warto dodać, że ze względu na złożony charakter widma korelacyjnego, w celu określenia wysokości maksimum związanych z pułpkami o zbliżonych właściwościach widmo to aproksymowane jest sumą funkcji Gaussa. Temperaturowa zależność iloczynu $\mu\tau$ określana jest przez pomiar temperaturowej zależności wysokości impulsu fotoprądu przy najmniejszym możliwym strumieniu fotonów. Termiczna emisja jest bowiem obserwowana po szybkim procesie rekombinacji, w wyniku którego zanika ponad 90% nośników ładunku i warunki pomiaru iloczynu $\mu\tau$ powinny uwzględniać ten fakt. Wartość parametru $C(\alpha)$ trudno jest wyznaczyć eksperymentalnie. Można ją jednak oszacować na podstawie rozkładu koncentracji nadmiarowych nośników ładunku określanego przez rozwiązanie równania dyfuzji dla zadanej szybkości optycznej generacji par elektron-dziura, zgodnej z warunkami eksperymentalnymi.

3. Procedura wyznaczania koncentracji

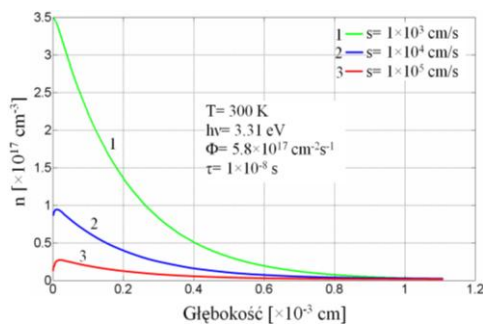
Przedstawiony powyżej model fizyczny zastosowany został do wyznaczenia koncentracji głębokich pułpek w półzłożonym

monokryształy GaP otrzymanym w ITME wysokociśnieniową metodą Czochralskiego z hermetyzacją cieczową [4].

Z kryształu wycięto, a następnie wypolerowano płytkę o grubości $\sim 600 \mu\text{m}$, zorientowaną w kierunku $\langle 100 \rangle$. Rezystywność płytki GaP wynosiła $\sim 7,3 \times 10^{13} \Omega\text{cm}$, zaś ruchliwość hallowska elektronów w płycie była równa $\sim 120 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Planarne kontakty omowe w kształcie kwadratów o boku $2,1 \text{ mm}$ naparowywano na powierzchnię płytki przez maskę molibdenową. Do pomiaru niestacjonarnych przebiegów fotoprądu stosowano wycięty z płytki czip, który zawierał dwa kontakty oddalone o $0,7 \text{ mm}$. Impulsy fotoprądu generowano poprzez impulsowe wytwarzanie w obszarze między kontaktami par elektron-dziura, wykorzystując strumień fotonów o energii $3,31 \text{ eV}$. Szerokość impulsów fotoprądu wynosiła 50 ms , zaś okres ich powtarzania równy był 500 ms . Przyłożone napięcie między kontaktami było równe 30 V .

Zależność współczynnika absorpcji GaP od temperatury dla energii fotonów $3,31 \text{ eV}$ uzyskano na podstawie wyników pomiarów podanych w pracy [5] oraz obliczeń, wykonanych z uwzględnieniem temperaturowych zmian szerokości przerwy energetycznej GaP. W zakresie temperatur $100 \text{ K} - 300 \text{ K}$ współczynnik absorpcji zwiększa się o ponad rząd wielkości, natomiast w zakresie $300 \text{ K} - 600 \text{ K}$ zmiany α są niewielkie od $\sim 1,5 \times 10^5$ do $\sim 2,2 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$.

Przyjmując dla $T=300 \text{ K}$ $\alpha=1,48 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$ i czas życia nośników $\tau = 10 \text{ ns}$, obliczono rozkłady koncentracji nadmiarowych nośników ładunku w głąb płytki GaP dla strumienia fotonów (Φ) o energii $3,31 \text{ eV}$ równego $5,8 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (rys. 1). Rozkłady te określono poprzez rozwiązanie równania dyfuzji dla trzech wartości prędkości rekombinacji powierzchniowej (s). Na podstawie wyznaczonych rozkładów (rys.1) łatwo można stwierdzić, że niezależnie od prędkości rekombinacji powierzchniowej na głębokości $\sim 1,35 \mu\text{m}$, równej $20/\alpha$, koncentracja nadmiarowych nośników ładunku jest jeszcze znacząca i stanowi $\sim 60\%$ wartości maksymalnej, występującej w obszarze przypowierzchniowym. Innymi słowy, zmniejszenie koncentracji nadmiarowych nośników do tej głębokości nie ma dużego wpływu na zmianę obsadzenia pułpek i można przyjąć, że termiczna emisja nośników ładunku w obszarze ograniczonym z jednej strony powierzchnią płytki, z drugiej zaś głębokością równą $20/\alpha$ ma dominujący wpływ na amplitudę relaksacyjnego sygnału fotoprądu.



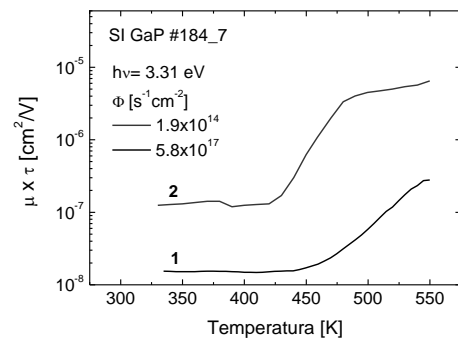
Rys. 1. Obliczone rozkłady koncentracji par elektron-dziura w głąb płytki półzolującej monokryształu GaP. Obliczenia wykonano dla strumienia fotonów $5,8 \times 10^{17} \text{ s}^{-1}\text{cm}^{-2}$ oraz trzech wartości prędkości rekombinacji powierzchniowej: $1,0 \times 10^3 \text{ cm/s}$ (krzywa 1), $1,0 \times 10^4 \text{ cm/s}$ (krzywa 2) i $1,0 \times 10^5 \text{ cm/s}$ (krzywa 3)

Fig. 1. Calculated distributions of the concentration of electron-hole pairs in depth of a wafer of semi-insulating GaP. Photon flux: $5,8 \times 10^{17} \text{ s}^{-1}\text{cm}^{-2}$, surface recombination rate: $1,0 \times 10^3$ (curve 1), $1,0 \times 10^4$ (curve 2) and $1,0 \times 10^5 \text{ cm/s}$ (curve 3)

Uwzględniając szerokość kontaktów, można określić występującą w równaniach (3) i (6) parametr $C(\alpha)$, zaś biorąc jeszcze pod uwagę odległość pomiędzy kontaktami, można wyznaczyć objętość $V(\alpha)$, będącą objętością obszaru, w którym zachodzi termiczna emisja nośników ładunku obserwowana poprzez pomiar relaksacyjnego sygnału fotoprądu. Obliczone wartości $C(\alpha)$ i $V(\alpha)$ wynoszą odpowiednio $2,84 \times 10^{-5} \text{ cm}^2$ i $2,0 \times 10^{-6} \text{ cm}^3$. Rozkłady pokazane na rys. 1 wskazują, że maksymalna koncentracja par

elektron-dziura (n_{max}) przy prędkości rekombinacji powierzchniowej $1,0 \times 10^3 \text{ cm/s}$, $1,0 \times 10^4 \text{ cm/s}$ i $1,0 \times 10^5 \text{ cm/s}$ wynosi odpowiednio $\sim 3,5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $\sim 1,0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ i $\sim 3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

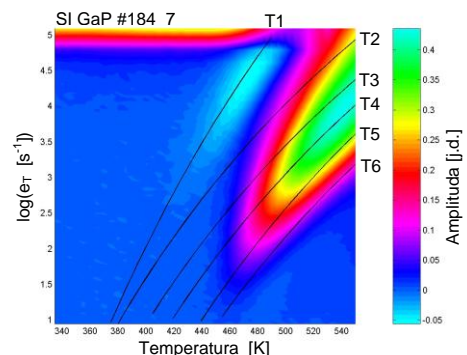
Na rys. 2 pokazano temperaturowe zależności iloczynu $\mu\tau$ wyznaczone na podstawie temperaturowych zmian wysokości impulsów fotoprądu generowanych w półzolującej płytce GaP o rezystywności $7,3 \times 10^{13} \Omega\text{cm}$ strumieniem fotonów $5,8 \times 10^{17} \text{ s}^{-1}\text{cm}^{-2}$ (krzywa 1) oraz strumieniem fotonów $1,9 \times 10^{14} \text{ s}^{-1}\text{cm}^{-2}$ (krzywa 2)



Rys. 2. Temperaturowe zależności iloczynu ruchliwości i czasu życia nośników ładunku wyznaczone na podstawie wysokości impulsów fotoprądu generowanych w półzolującej płytce GaP o rezystywności $7,3 \times 10^{13} \Omega\text{cm}$ strumieniem fotonów $5,8 \times 10^{17} \text{ s}^{-1}\text{cm}^{-2}$ (krzywa 1) oraz strumieniem fotonów $1,9 \times 10^{14} \text{ s}^{-1}\text{cm}^{-2}$ (krzywa 2)

Fig. 2. Temperature dependences of the charge carrier mobility and lifetime product determined from the height of the photocurrent pulses generated in a wafer of semi-insulating GaP with resistivity of $7,3 \times 10^{13} \Omega\text{cm}$ by means of a photon flux of $5,8 \times 10^{17} \text{ s}^{-1}\text{cm}^{-2}$ (curve 1) and a photon flux of $1,9 \times 10^{14} \text{ s}^{-1}\text{cm}^{-2}$ (curve 2)

Przedstawiona powyżej zależność (rys. 2) ilustruje silny wpływ koncentracji nadmiarowych nośników ładunku na ich czas życia. Warto dodać, że zgodnie z wynikami obliczeń dla $\Phi = 1,9 \times 10^{14} \text{ s}^{-1}\text{cm}^{-2}$, $s = 1 \times 10^4 \text{ cm/s}$ i $T = 300 \text{ K}$, $n_{\text{max}} = 3,2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, zaś dla $\Phi = 5,8 \times 10^{17} \text{ s}^{-1}\text{cm}^{-2}$ oraz tych samych wartości pozostałych parametrów, $n_{\text{max}} \approx 1,0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (rys. 1).



Rys. 3. Obraz korelacyjnych prążków widmowych dla głębokich pułpek w monokryształy GaP o rezystywności $7,3 \times 10^{13} \Omega\text{cm}$ zapelnianych za pomocą strumienia fotonów $5,8 \times 10^{17} \text{ s}^{-1}\text{cm}^{-2}$. Linie ciągłe ilustrują temperaturowe zależności szybkości emisji nośników ładunku dla sześciu wykrytych pułpek oznaczonych jako T1, T2, T3, T4, T5 i T6

Fig. 3. Image of the HRPITS spectral fringes, obtained by the correlation procedure, for deep traps in a semi-insulating GaP crystal with resistivity of $7,3 \times 10^{13} \Omega\text{cm}$ filled with the excess charge carriers generated by means of a photon flux of $5,8 \times 10^{17} \text{ s}^{-1}\text{cm}^{-2}$. The solid lines illustrate the temperature dependences of the thermal emission rate of charge carriers for detected six deep traps labeled as T1, T2, T3, T4, T5 and T6

Na rys. 3 pokazano obraz prążków widmowych, otrzymany w wyniku zastosowania procedury korelacyjnej do analizy relaksacyjnych przebiegów fotoprądu zmierzonych w zakresie temperatur od 300 K do 550 K dla półzolującej płytki GaP.

Obraz ten ilustruje rzuty fałd, które występują na korelacyjnych powierzchniach widmowych i związane są z zachodzącą z głębokich pułapek termiczną emisją nośników ładunku. Wysokość poszczególnych fałd określona jest odpowiednim kolorem zgodnie z podaną skalą barw. Linie grzbietowe tych fałd wizualizują temperaturowe zmiany odwrotności stałych czasowych relaksacyjnych przebiegów fotoprądu.

Widoczne na rys. 3 linie ciągle ilustrują wyznaczone dla poszczególnych pułapek temperaturowe zależności szybkości emisji nośników ładunku. Zależności te otrzymane zostały w wyniku dwuwymiarowej analizy temperaturowych zmian odwrotności stałych czasowych relaksacyjnych przebiegów fotoprądu, przeprowadzonej za pomocą opracowanej procedury numerycznej opartej o odwrotne przekształcenie Laplace'a [2], a następnie nałożone na obrazy korelacyjnych prążków widmowych.

Zgodnie z równaniem (6) w celu wyznaczenia koncentracji danego rodzaju pułapek należy określić wielkość $S(T_m)$, będącą wysokością odpowiadającą tym pułapkom korelacyjnej linii widmowej, której maksimum dla zadanej szybkości emisji nośników obserwowane jest w temperaturze T_m . Odpowiednie linie widmowe otrzymywano poprzez przekrój fałdy występującej na powierzchni widmowej płaszczyzną prostopadłą do płaszczyzny wyznaczonej osiami (T , e_T) i równoległą do osi T . Należy dodać, że większość linii widmowych, otrzymanych w wyniku przekroju fałd, których rzuty zobrazowane są na rys. 3 była złożeniem kilku linii odpowiadających różnym rodzajom pułapek o zbliżonych właściwościach. Wyodrębnianie wąskich linii widmowych odpowiadających poszczególnym pułapkom wykonywano poprzez aproksymację złożonych linii sumą funkcji Gaussa.

4. Dyskusja wyników

W tabeli 1 zestawiono wartości energii aktywacji E_a i parametru A dla głębokich pułapek wykrytych w monokryształe GaP, określone na podstawie pokazanych na rys. 3 temperaturowych zależności szybkości emisji nośników ładunku.

Tab. 1. Parametry centrów defektowych wykrytych metodą HRPITS w GaP o rezystywności $7,3 \times 10^{13} \Omega \text{cm}$

Tab. 1. Parameters of defect centers detected by the HRPITS method in a SI GaP crystal with resistivity of $7,3 \times 10^{13} \Omega \text{cm}$

Etykieta pułapek	E_a [meV]	A [$\text{K}^{-2}\text{s}^{-1}$]	N_T [cm^{-3}]	Identyfikacja
T1	1195±20	$7,7 \times 10^{11}$	$1,3 \times 10^{15}$	e , $P_{\text{Ga}}(\text{P}_4)$ [7]
T2	895±10	$4,5 \times 10^7$	$8,4 \times 10^{14}$	e , O_{P} [8]
T3	920±10	$2,1 \times 10^7$	$1,2 \times 10^{16}$	h , 0,92 eV [7]
T4	965±10	$2,5 \times 10^7$	$3,8 \times 10^{16}$	h , $P_{\text{Ga}}(\text{P}_4)$ [7]
T5	1055±20	$6,2 \times 10^7$	$7,6 \times 10^{16}$	h , $P_{\text{Ga}}(\text{P}_3\text{Y})$ [7]
T6	1025±20	$1,3 \times 10^7$	$6,3 \times 10^{16}$	e , $P_{\text{Ga}}(\text{P}_3\text{Y})$ [7]

W tabeli tej podano również wartości koncentracji poszczególnych pułapek oraz rodzaj defektów punktowych, z którymi wykryte pułapki są prawdopodobnie związane. Otrzymane wyniki wskazują, że w kryształach występują głębokie pułapki oznaczone jako T1, T2, T3, T4, T5 i T6, charakteryzujące się energią aktywacji wynoszącą odpowiednio 1195 meV, 895 meV, 920 meV, 965 meV, 1055 meV i 1025 meV.

Identyfikacja pułapek została przeprowadzona w oparciu o dostępne dane literaturowe na temat właściwości defektów punktowych w monokryształach GaP. Literę e i h zamieszczone przy

identyfikacji oznaczają odpowiednio pułapki elektronowe, dla których obserwowana jest termiczna emisja elektronów, oraz pułapki dziurowe, dla których relaksacyjny sygnał fotoprądu wywołany jest z emisją dziur. Otrzymane wyniki wskazują (rys. 3, tab. 1), że w różnych temperaturach z tego samego defektu punktowego może być obserwowana zarówno emisja elektronów, jak i emisja dziur. W szczególności takimi defektami są atomy fosforu zajmujące położenia antystrukturalne: $P_{\text{Ga}}(\text{P}_4)$ i $P_{\text{Ga}}(\text{P}_3\text{Y})$. W pierwszym przypadku atomy fosforu zajmują węzły w podsięci galu otoczone czterema atomami fosforu, zaś w drugim zajmują węzły znajdujące się w otoczeniu trzech atomów galu i jednego atomu innego pierwiastka, będącego zanieczyszczeniem kryształu, lub w otoczeniu trzech atomów galu i innego defektu rodzimego.

5. Podsumowanie

Omówiono problemy związane z opracowaniem metodyki pomiarowej, umożliwiającej wyznaczanie koncentracji centrów defektowych w materiałach półizolujących o szerokiej przerwie energetycznej na podstawie danych, uzyskiwanych z widm, otrzymywanych w wyniku analizy relaksacyjnych przebiegów fotoprądu za pomocą procedury korelacyjnej. Pokazano, że wartości koncentracji pułapek zależne są nie tylko od wysokości linii widmowej, ale także od iloczynu ruchliwości i czasu życia nośników ładunku. Zademonstrowano również sposób określenia temperaturowej zależności tego iloczynu na podstawie temperaturowych zmian wysokości impulsów fotoprądu.

Praca została wykonana w ramach projektu badawczego nr N N515 523638 finansowanego przez Ministerstwo Nauki i Szkolnictwa Wyższego.

6. Literatura

- [1] Miczuga M.: Wybrane problemy metrologii badania centrów defektowych w półprzewodnikach wysokorezystywnych o szerokiej przerwie energetycznej, Rozprawa doktorska, WAT, Warszawa 2010.
- [2] Pawłowski M., Kamiński P., Kozłowski R., Jankowski S., Wierzbowski M.: Measuring System for Characterisation of Defect centres in Semi-Insulating Materials by Photoinduced Transient Spectroscopy, Metrology and Measurement Systems, XII, n. 2, 2005.
- [3] Yoshie O., Kamihara M.: Photo-Induced Current Transient Spectroscopy in High-Resistivity Bulk Material. II. Influence of Non-Exponential Transient on Determination of Deep Trap Parameters, Jpn. J. Appl. Phys., n. 22, 1983.
- [4] Orłowski W., Mirowska A., Hruban A., Strzelecka S.: Problemy wzrostu monokryształów fosforu galu (GaP) o średnicy 4" i orientacji $\langle 100 \rangle$ oraz $\langle 111 \rangle$, Materiały Elektroniczne, 38, n. 2, 2010.
- [5] Lorenz M.R., Pettit G. D., Taylor R.C.: Band Gap of Gallium Phosphide from 0 to 900 K and Light Emission from Diodes at High temperatures, Phys. Rev., 171, n.3, 1968.
- [6] Kozłowski R.: Wyznaczanie czasu życia nośników ładunku i poziomów rekombinacyjnych w materiałach wysokorezystywnych poprzez pomiar temperaturowej zależności fotoprądu, Materiały Elektroniczne, 28, n.1/2, (2000).
- [7] Scheffler M., Bernholc J., Lipari N.O., Pantelides S.T.: Electronic structure and identification of deep defects in GaP, Phys. Rev. B, 29, n. 29, 1984.
- [8] Dean P.J., Skolnick M.S., Herbert D.C.: New aspects of the oxygen donor in gallium phosphide, J.Phys.C: Solid State Phys., 16, 1983.

otrzymano / received: 21.06.2011

przyjęto do druku / accepted: 03.10.2011

artykuł recenzowany