

- [47] Somasundaram S., Chenthamarakshan C.R., Tacconi N.R., Basit N.A., Rajeshwar K.: Composite WO<sub>3</sub>-TiO<sub>2</sub> films: Pulsed electrodeposition from a mixed bath versus sequential deposition from twin baths, *Electrochem. Comm.* vol. 8, 2006, 539-543
- [48] Tahir A.A., Mazhar M., Hamid M., Wijayantha K. G., Molloy K.C.: Photooxidation of water by NiTiO<sub>3</sub> deposited from single source precursor [Ni<sub>2</sub>Ti<sub>2</sub>(OEt)<sub>2</sub>(micro-OEt)<sub>6</sub>(acac)<sub>4</sub>] by AACVD. *Dalton Trans.*, 21, (2009), 3674-3680
- [49] Murphy A. B., Barnes P. R. F., Randeniya L. K.: Efficiency of solar water splitting using semiconductor electrodes. *Int. J. of Hydrogen Energy*, 31, (2006), 1999-2017
- [50] Huda M.H., Yan Y., Moon C.Y., Wei S.H., Al-Jasim M.M.: Density-functional theory study of the effects of atomic doping on the band edges of monoclinic WO<sub>3</sub>. *Phys. Rev. B*, 77, (2008), 195102-1-195102-13
- [51] Yan Y., Wei S. H.: Doping asymmetry in wide-band-gap semiconductors: Origins and solutions. *Physica Status Solidi B Basic Research*, 245, (2008), 641-652
- [52] Jaramilo T. F., Baeck S. H., Kleiman Sharsstein A. J.: Automated electrochemical synthesis and photoelectrochemical characterization of Zn<sub>1-x</sub>Co<sub>x</sub>O thin films for solar hydrogen production. *Journal of Combinatorial Chemistry*, 7, (2005), 264-271
- [53] Woodhous M., Herman G., Parkinson B. A.: Combinatorial discovery and optimization of a complex oxide with water photoelectrolysis activity. *Chemistry of Materials*, 17, (2005), 4318-4324
- [54] Pawlak D. A., Turczynski S., Gajc M., Kolodziejak K., Diduszko R., Rozniatowski K., Smalc J., Vendik I.: Metamaterials: How far are we from making metamaterials by self-organization? The microstructure of highly anisotropic particles with an SRR-like geometry. *Advanced Functional Materials*, 20, (2010), 1031-1195

# Dwójłomne włókna mikrostrukturalne

Ireneusz Kujawa, Ryszard Buczyński, Dariusz Pysz, Ryszard Stępień

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

W artykule zaprezentowano wykonane przez nas włókno mikrostrukturalne o symetrii dwuosiowej. Przedyskutowano również sposoby uzyskiwania anizotropii optycznej we włóknach tego typu oraz wpływ parametrów geometrycznych na dwójłomność włókien, ponadto przedstawiono wyniki symulacji struktur o eliptycznych elementach sieci, eliptycznym rdzeniu i prostokątnym przekroju. Wytworzone włókno scharakteryzowano metodą interferometrii spektralnej ze skrzyżowanymi polaryzatorami. Struktura światłowodu umożliwiła uzyskanie fazowej dwójłomności rzędu 10<sup>-4</sup> tj. wartość zbliżoną do światłowodów PANDA.

**Słowa kluczowe:** światłowód fotoniczny, dwójłomność, własności polaryzacyjne

## The birefringent microstructured optical fibers

We report on the fabrication of birefringent photonic crystal fiber with a photonic cladding composed of elliptical holes ordered in a rectangular lattice. Choice of such configuration allows obtaining birefringence in photonic crystal fibers. In this case two-fold rotational symmetry is achieved and the polarized orthogonal modes (HE<sub>11</sub><sup>x</sup> and HE<sub>11</sub><sup>y</sup>) are not degenerated. We discuss the influence of structural parameters including the ellipticity of the air holes and the aspect ratio of the rectangular lattice on the birefringence and on the modal properties of the fiber.

**Keywords:**

## 1. WSTĘP

Dwójłomność w światłowodzie fotonicznym powstaje w wyniku anizotropii rozkładu współczynnika załamania światła i jest możliwa do uzyskania w światłowodach o symetrii rzędu m = 2 [1 - 5]. Dla różnicy efektywnych współczynników załamania dwóch podstawowych i ortogonalnie spolaryzowanych modów (HE<sub>11</sub><sup>y</sup> i HE<sub>11</sub><sup>x</sup>) dwójłomność można zdefiniować następująco:

$$B = \lambda \cdot \frac{|\beta_x - \beta_y|}{2\pi} = \left| n_{effX} - n_{effY} \right| = \frac{\lambda}{L_b} \quad (1)$$

gdzie  $\lambda$  jest długością fali światła, zaś  $\beta_x$  są  $\beta_y$  stałymi propagacji odpowiednich modów polaryzacyjnych; wartość  $L_b$  nosi nazwę fazowej drogi zdudnień wzdłuż osi z światłowodu. Odzwierciedla ona modulację stanów polaryzacji podczas propagacji światła w strukturze światłowodu na odcinku, po którym fazy ortogonalnie spolaryzowanych modów

różnią się o  $\pi/2$ . Różnica efektywnych współczynników załamania  $\Delta n_{eff}$  dla osi szybkiej i wolnej dla dwuosowego kryształu fonicznego silnie zależy od długości światła  $\lambda$  i jest nazywana dwójłomnością fazową. Dwójłomność grupowa  $G$  jest definiowana natomiast jako [5]:

$$G = B - \lambda \frac{dB}{d\lambda} = -\frac{\lambda^2}{2L \cdot \Delta\lambda} \quad (2)$$

gdzie:  $L$  reprezentuje długość światłowodu, a  $\Delta\lambda$  to odległość między maksimami zmian polaryzacji o przesunięciu fazowym  $2\pi$  dwóch spolaryzowanych modów.

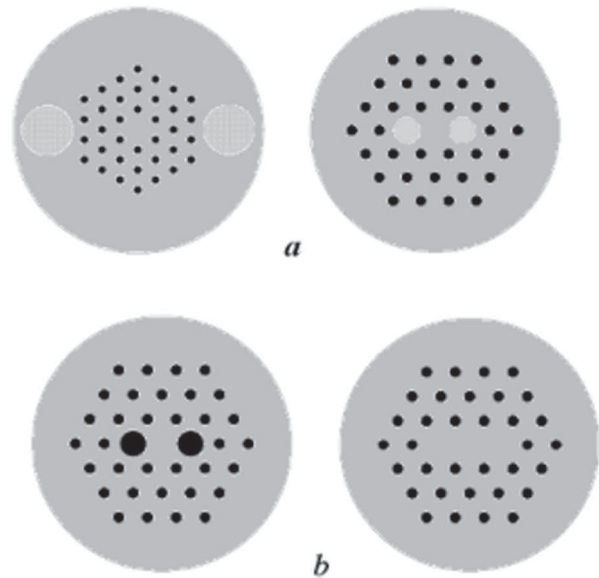
Światłowody o dużej dwójłomności mogą zachowywać polaryzację światła. W skrócie nazywa się je światłowodami PMF (*Polarisation Maintaining Fiber*) [6] lub HB (*High Birefringence*). Zjawisko utrzymywania stanu polaryzacji wynika z faktu dużej różnicy efektywnych współczynników załamania dla modów polaryzacyjnych  $HE_{11}^y$  i  $HE_{11}^x$ , co w efekcie utrudnia ich sprzężanie.

## 2. RODZAJE WŁÓKIEN MIKROSTRUKTURALNYCH O SYMETRII DWUOSIOWEJ

Zasadniczo należy wyróżnić trzy główne podejścia, które pozwalają na uzyskanie dwójłomności w dwuwymiarowych kryształach fonicznych:

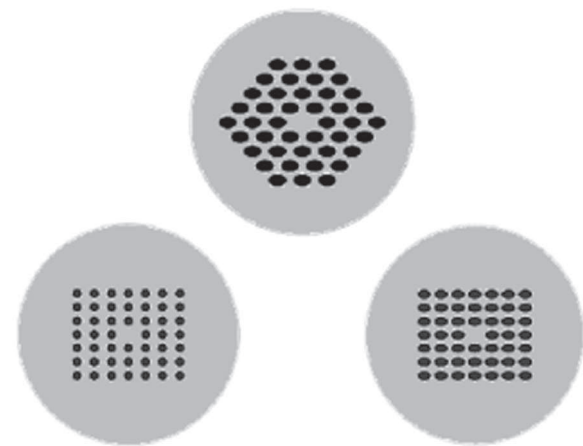
- wprowadzenie do struktury dwóch elementów z innego szkła niż reszta włókna, które generują naprężenia (ang. SAPs - Stress Applying Parts). Elementy te zwykle umieszcza się na skrajnych stronach płaszcza fonicznego lub też jako naprzeciwległe inkluzje zastępujące dwa otwory w pierwszym pierścieniu otaczającym rdzeń włókna (Rys. 1a) – analogia do światłowodów PANDA [6 - 8].
- wprowadzenie lokalnej modyfikacji rozkładu współczynnika załamania w okolicach rdzenia realizowane poprzez zastosowanie niejednorodnej wielkości otworów lub też ich anizotropowego rozmieszczenia (Rys.1b) [2,9-12].
- wprowadzenie globalnej anizotropii struktury fonicznej, którą można uzyskać poprzez zastosowanie eliptycznych otworów, prostokątnej geometrii sieci lub też obu z wymienionych rozwiązań (Rys. 2) [5, 11 - 17].

Metodą pozwalającą wzmocnić własności polaryzacyjne przedstawionych struktur, jest wprowadzenie powietrznego defektu w fonicznym rdzeniu włókna



Rys. 1. Przykłady dwójłomnych struktur fonicznych o anizotropii lokalnej możliwych do uzyskania we włókna: a - anizotropia generowana elementami SAP's; b - anizotropia generowana wielkością i rozmieszczeniem elementów sieci

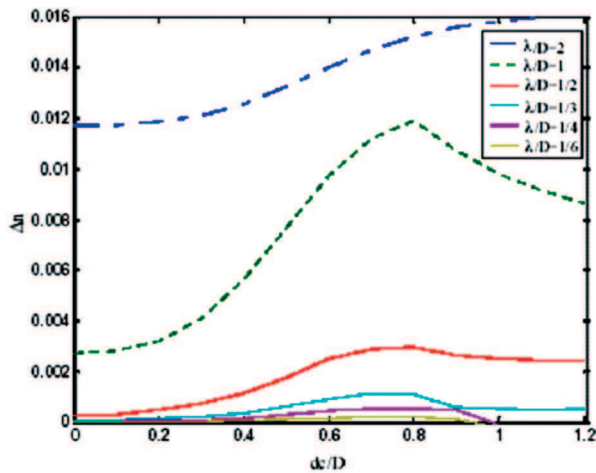
Fig. 1. Examples of structure schemes of highly birefringent PCF with locally induced birefringence: a – anisotropy generated with stress applying parts; b – anisotropy generated by locally modified size or distribution of air holes in the lattice.



Rys. 2. Schematy dwójłomnych struktur fonicznych o anizotropii globalnej

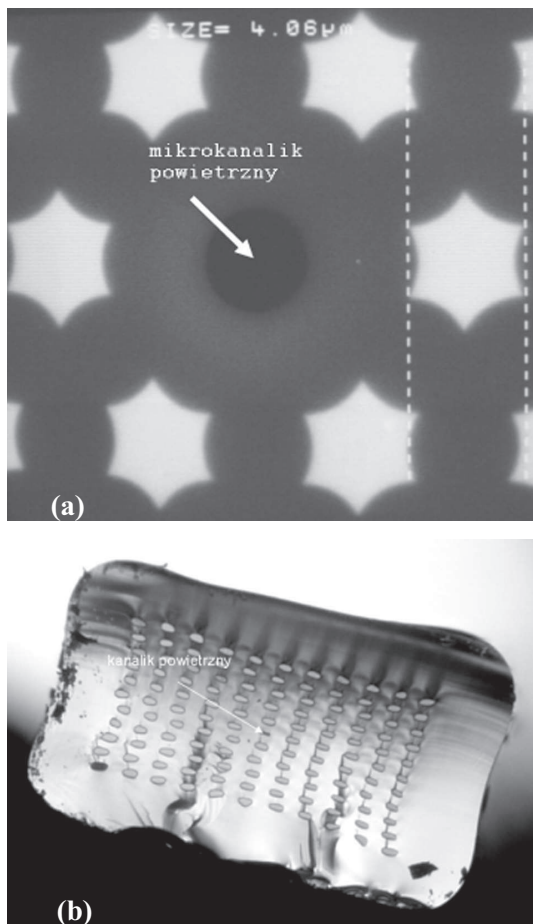
Fig. 2. Structure schemes of highly birefringent PCF with globally induced birefringence as a result of shape of holes and lattice structure. In this case regular lattice is assumed with identical „atoms” multiplied in the lattice

[17]. Rozwiązanie takie nie tylko pozwala istotnie wzmocnić dwójłomność światłowodu, co dla przypadku sieci heksagonalnej bardzo dobrze ilustruje Rys.3, ale wpływa także, na jego własności dyspersyjne oraz stwarza szanse na prowadzenie jednego modu polaryzacyjnego.



**Rys. 3.** Zależność wartości dwójłomności fazowej ( $\Delta n$ ) od stosunku wielkości środkowego defektu  $d_c$  do stałej sieci  $D$  dla różnych długości fal. Parametry struktury PCF wynoszą  $D = 2,3 \mu\text{m}$ ,  $d_c = 0,8 \cdot D$ ,  $\eta = 2$  [15].  
**Fig. 3.** Relationship of phase birefringent value ( $\Delta n$ ) in function of ratio between size of central hole ( $d_c$ ) in the core and linear fill factor  $D$  of photonic lattice for various length of wave [15].

Włókna i preformy z mikrootworkkami w części rdzeniowej były już wykonywane w naszej pracowni – przykłady takich struktur zaprezentowano na Rys. 4.



**Rys. 4.** Włókno typu Air Core Solid Clad – zbliżenie (a); subpreforma włókna dwójłomnego z zaimplementowanym otworkiem eliptycznym w części rdzeniowej (b).  
**Fig. 4.** Fiber type “Air Core Solid Clad” – (a) core of all-solid PCF with air hole; (b) photo of rectangular subpreform with elliptical like holes of cladding and little hole in central region

### 3. ZALETY WŁÓKIEN POSIADAJĄCYCH ANIZOTROPIĘ GLOBALNĄ

Dla wysoce anizotropowych światłowodów PCF możliwe jest uzyskanie dwójłomności rzędu  $10^{-3}$  a nawet  $10^{-2}$  [16 - 20]. Maksymalne wartości można uzyskać dla struktury prostokątnej o dwuosiowych elementach sieci. L. Wang wraz z D. Yang zaproponowali rodzinę struktur o dwójłomności między  $3,83 \cdot 10^{-2}$  a  $1 \cdot 10^{-2}$  dla długości światła  $1,55 \mu\text{m}$ . Były to struktury o eliptycznych otworach, eliptycznym rdzeniu i prostokątnej siatce [20]. Jest to bardzo korzystne rozwiązanie, gdyż prostokątna siatka w połączeniu z prostokątnym przekrojem całego światłowodu fonicznego ułatwia przestrzenną identyfikację osi głównych włókna oraz jego orientację względem mierzonych parametrów zewnętrznych (np. siły nacisku osiowego lub/i siły zginającej) [16 - 23]. Takie włókna są potencjalnie dobrym materiałem czujnikowym, który można wykorzystać do budowy czujników polarymetrycznych skręceń, naprężeń i ciśnienia [24]. Innym działem zastosowań mogą być badania własności dynamicznych ściśliwości klejów i spoiw, ze szczególnym uwzględnieniem klejów dentystycznych oraz klejów stosowanych w przemyśle elektronicznym, dla których istotne jest ograniczenie kurczliwości i nie wprowadzanie naprężeń w łączonych materiałach. Jednocześnie jednorodność materiałowa zaproponowanego rozwiązania eliminuje w znacznym stopniu czułość włókna na zmiany temperatury występującą w klasycznych światłowodach dwójłomnych PANDA i Bow-Tie [25 - 26].

### 4. CHARAKTERYSTYKA STRUKTURY PROSTOKĄTNEJ O ZBLIŻONYCH DO ELIPSY OTWORACH

Geometria struktury fonicznej na siatce prostokątnej z otworami eliptycznymi (lub zbliżonymi do

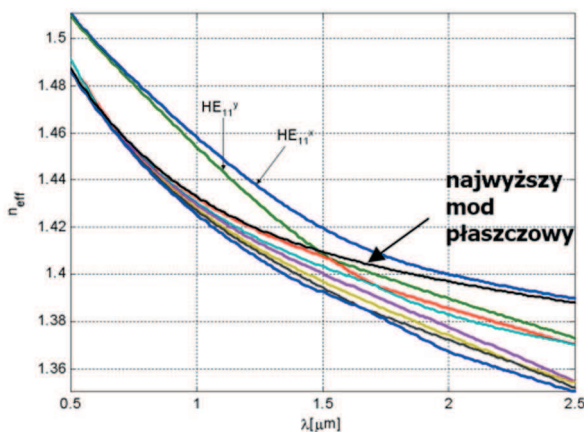
elipsy) jest w pełni scharakteryzowana następującymi parametrami: stałą sieci  $A_x$ , proporcją boków sieci wyrażoną współczynnikiem  $\rho = A_y/A_x$ , eliptycznością otworów  $\eta = b/a$ , gdzie  $a$  i  $b$  reprezentują odpowiednio oś wielką i małą elipsy (lub otworu zbliżonego do elipsy) oraz współczynnikiem wypełnienia  $f$  zdefiniowanym jako stosunek powierzchni otworu do powierzchni komórki podstawowej struktury - równanie (3) [17].

$$f = \frac{A'}{A} = \frac{ab\pi}{\Lambda_x\Lambda_y} = \frac{\eta\pi a^2}{\rho\Lambda_x^2} \quad (3)$$

gdzie  $A'$  i  $A$  oznaczają odpowiednio pole powierzchni eliptycznego otworu oraz pole powierzchni komórki podstawowej struktury.

## 5. OPTIMALIZACJA STRUKTURY WŁÓKNA FOTONICZNEGO – WYNIKI SYMULACJI

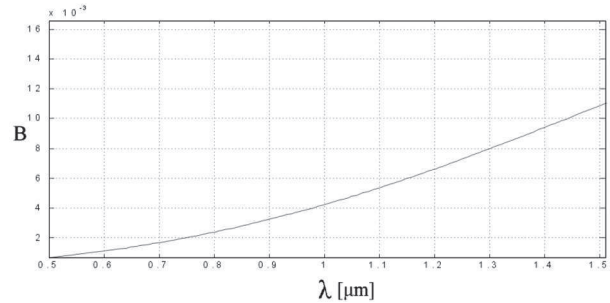
W celu prześledzenia możliwych do uzyskania własności, w oparciu o wcześniejsze szacunkowe obliczenia, przeanalizowano szereg struktur o eliptyczności otworków  $\eta C$  (0,33; 0,6). W wyniku czego do dalszych prac wybrano strukturę prostokątną o stałej sieci  $A_y = 1,02 \mu\text{m}$  i  $A_x = 0,72 \mu\text{m}$  oraz otworach o eliptyczności  $\eta = 300 \text{ nm}/600 \text{ nm}$ . Jak pokazano na Rys. 6 - 7 struktura o tych parametrach pozwala uzyskać włókno jednomodowe wysoko dwójłomne w



**Rys. 5.** Efektywny współczynnik załamania dla modów w światłowodzie fotonicznym o parametrach:  $A_x = 0,72 \mu\text{m}$ ,  $A_y/A_x = 1,417 = \square$  oraz  $\eta = 0,5$ .

**Fig. 5.** Effective indexes for modes in the considered PCF ( $A_x = 0,72 \mu\text{m}$ ,  $A_y/A_x = 1,417 = \square$  and  $\eta = 0,5$ ). The PCF is a single mode highly birefringent fiber for wavelength range of wavelengths  $\lambda = 0.70 \div 1.50 \mu\text{m}$ . Beyond wavelength  $\lambda = 1.56 \mu\text{m}$  the PCF becomes to be polarizing fiber.

zakresie długości fali  $\lambda = 0,70 \div 1,50 \mu\text{m}$ . Dwójłomność dochodzi do  $1,1 \cdot 10^{-2}$  dla  $\lambda = 1,50 \mu\text{m}$ . Powyżej  $\lambda = 1,50 \mu\text{m}$  włókno staje się strukturą polaryzacyjną, gdzie może się propagować tylko jedna składowa polaryzacyjna modu podstawowego.



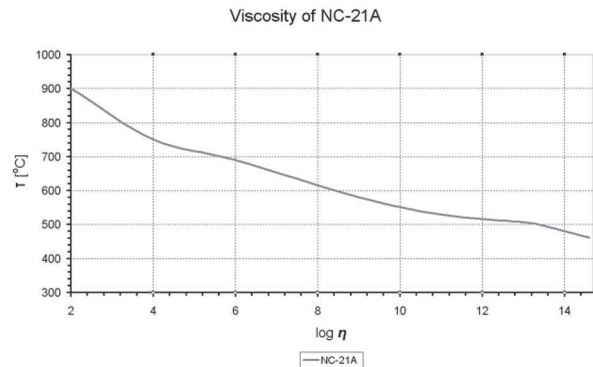
**Rys. 6.** Dwójłomność fazowa B światłowodu fotonicznego o parametrach jak na Rys.7

**Fig. 6.** Birefringence in the considered PCF - birefringence achieves maximally  $1.1 \times 10^{-2}$  for the wavelength  $\lambda = 1.50 \mu\text{m}$ .

Jednocześnie wybrane parametry geometryczne struktury fotonicznej projektowanego włókna zostały dobrane pod kątem ograniczeń technologicznych związanych z możliwościami kształtowania otworów o określonej eliptyczności.

## 7. ZASTOSOWANE SZKŁO

Realizacja zoptymalizowanego włókna przy założonej niskiej tłumienności (do 6 dB/m) wymagała zastosowania materiału wyjściowego o wysokiej transmisji spektralnej. Wytypowano szkło borowo-krzemianowe NC-21 ( $n_D = 1,533$ ) o składzie tlenkowym zaprezentowanym w Tabeli 1 i własnościach reologicznych przedstawionych na Rys. 7.



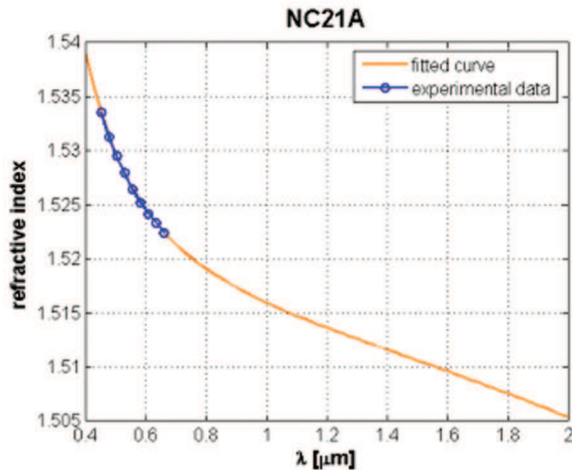
**Rys. 7.** Lepkość szkła NC-21A.

**Fig. 7.** Viscosity of NC-21A.

**Tabela 1.** Skład tlenkowy szkła NC-21A.**Table 1.** Oxide composition of borosilicate NC021A glass.

SZKŁO	Skład tlenkowy [% mas.]						
	SiO <sub>2</sub>	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	B <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Li <sub>2</sub> O	Na <sub>2</sub> O	K <sub>2</sub> O	As <sub>2</sub> O <sub>3</sub>
NC-21A	55,0	1,0	26,0	3,0	9,5	5,5	0,8

Wartości współczynnika załamania  $n$  szkła NC-21A w funkcji długości fali światła przedstawiono na Rys. 8.

**Rys. 8.** Zależność współczynnika załamania światła  $n$  od długości fali światła  $\lambda$  dla szkła NC-21A.**Fig. 8.** Dispersion of NC-21A.

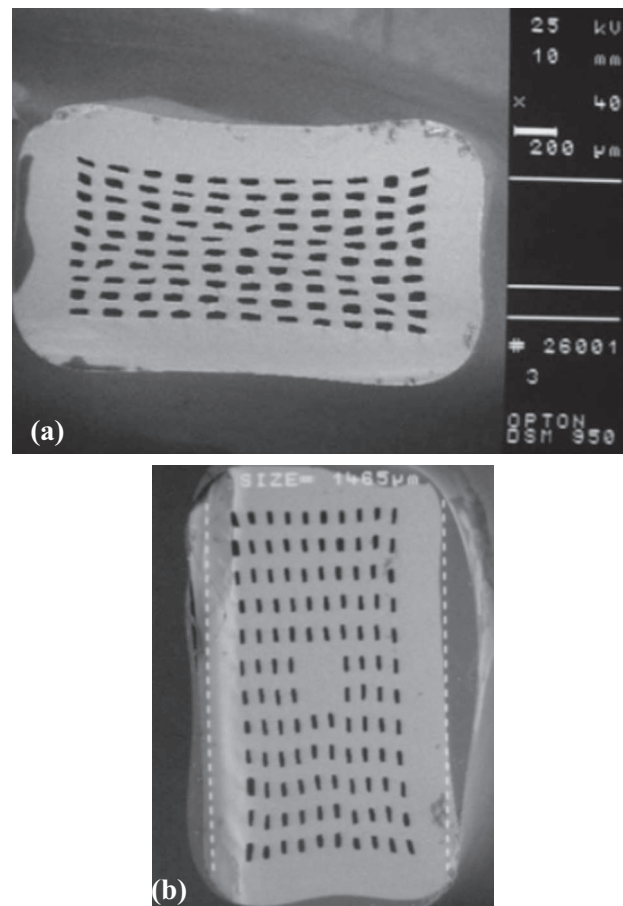
Okręgami oznaczono zmierzone wartości współczynników załamania otrzymane dla kilku długości fal światła z zakresu widma widzialnego. Na podstawie uzyskanych wartości pomiarowych wyznaczono następnie współczynniki Sellmeiera. Wartości te, po podstawieniu do wzoru Sellmeiera (4), pozwoliły na estymację zależności współczynników załamania szkła NC-21A, także dla długości fal światła z poza zakresu widma widzialnego Rys. 8

$$n(\lambda) = \sqrt{1 + \sum_j \frac{A_j \lambda^2}{\lambda^2 - B_j}} \quad (4)$$

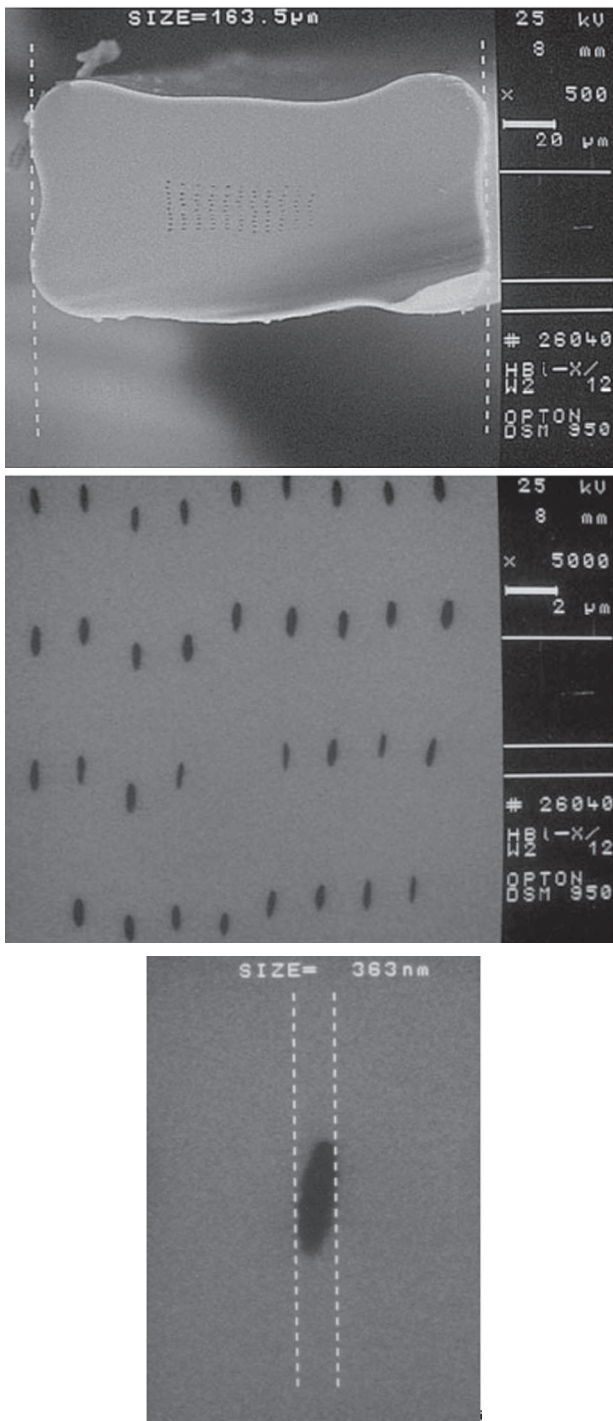
## 8. WYNIKI PRAC TECHNOLOGICZNYCH

W wyniku przeprowadzonych prac badawczo-technologicznych stwierdzono, że dobór geometrii struktury sieci wpływa na sposób formowania się otworów w trakcie przetwarzania cieplnego. Proces ten można kontrolować poprzez dobór parametrów

geometrycznych oraz warunków prowadzenia procesu skalowania preformy i subpreformy, ale w sposób ograniczony. Wybór symetrii dwuosiowej pozwala na łatwiejszą kontrolę eliptyczności otworów niżeli miałyby to miejsce dla struktur heksagonalnych [13 - 15]. Występujący efekt, uwidoczni się szczególnie wyraźnie w przypadku struktur o dużym współczynniku wypełnienia  $f = A/A_0$ . Otwory stanowiące element struktury kryształu fotonicznego przyjmują samorzutnie dla sieci prostokątnej w przybliżeniu kształt prostokątny lub eliptyczny. Przeprowadzono próby wykonania subpreform na włókno o zoptymalizowanych wymiarach tj.  $A_x = 0,72 \mu\text{m}$  i  $A_y = 1,02 \mu\text{m}$  oraz otworach o eliptyczności  $b/a = 0,5$  metodą kalibracji i wielokrotnych pocienień. Wykonane preformy zaprezentowano na Rys. 9.

**Rys. 9.** Przykłady wykonanych w naszym laboratorium dwóch subpreform z prostokątnymi elementami sieci o różnych wielkościach rdzeni**Fig. 9.** Two subpreforms with rectangular air-holes and different size of cores made with glass of NC-21A.

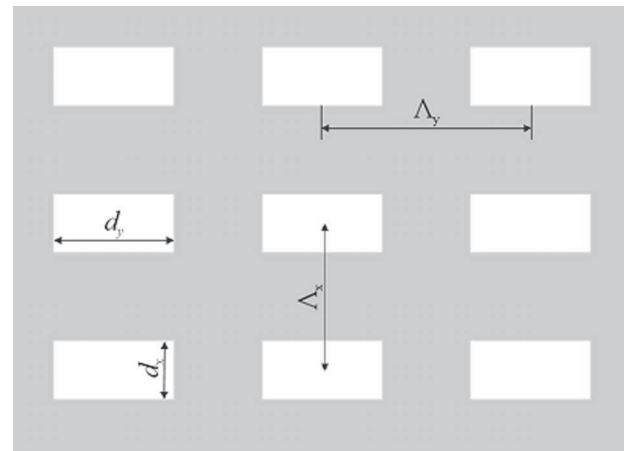
Z subpreformy przedstawionej na Rys. 9(a) wykonano włókno (Rys. 10). Struktura niniejszego włókna nie jest idealna – posiada liczne deformacje i wady geometryczne. Uzyskane średnie parametry struktury przedstawiono na Rys. 11.



**Rys. 10.** Obrazy SEM: a - włókno PCF wytworzone z subpreformy zaprezentowanej na Rys. 9(a), b – powiększenie obszaru rdzeniowego wraz z przyległą strukturą płaszczu fotonicznego, (c) – pojedynczy eliptyczny otwór  
**Fig. 10.** PCF obtained from subpreform presented on Fig. 9(a): PCF cladding with elliptical holes (a); typical shape of the elliptical holes (b); elliptical air hole - magnification (c).

Warto zauważyć, że uzyskano eliptyczne otwory tworzące sieć płaszczu fotonicznego zbliżone do zamierzonych jeśli chodzi o proporcję osi wielkiej i małej oraz ich wielkości (zamierzone 300 nm

x 600 nm uzyskane średnio 350 nm x 700 nm) - Rys. 10(c). Problemem okazało się uzyskanie właściwej wielkości stałych sieci  $\Lambda_x$  i  $\Lambda_y$ .

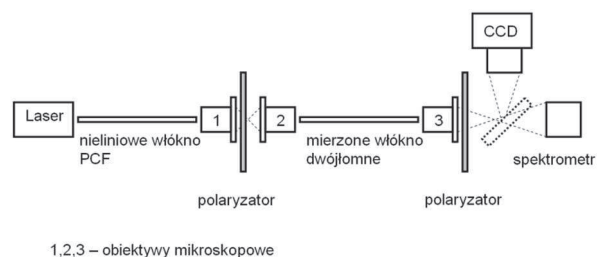


Parametr	Wielkość średnia
$\Lambda_x$	2,0 $\mu\text{m}$
$\Lambda_y$	5,1 $\mu\text{m}$
$d_x$	350 nm
$d_y$	700 nm
$d_x/\Lambda_x = f_x$	0,18
$d_y/\Lambda_y = f_y$	0,14

**Rys. 11.** Uzyskane wielkości średnie parametrów charakteryzujących uzyskaną strukturę.  
**Fig. 11.** Average geometrical parameters characterizing obtained structure.

## 9. CHARAKTERYZACJA WŁÓKNA

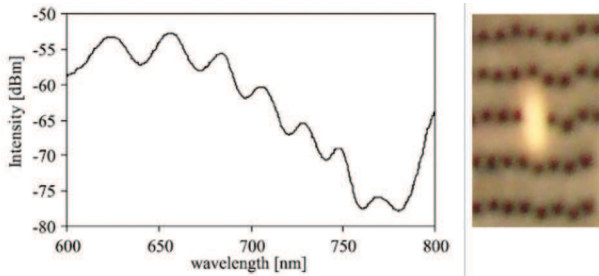
Do wyznaczenia dwójłomności grupowej wykonanego przez nas włókna użyto metody interferometrii spektralnej ze skrzyżowanymi polaryzatorami [23]. Schemat stanowiska przedstawiono na Rys. 12.



**Rys. 12.** Schemat stanowiska pomiarowego.  
**Fig. 12.** Group birefringence measurement set-up.

Spolaryzowane światło superkontinuum uzyskane zostało za pomocą wysoce nieliniowego włókna

PCF pompowanego femtosekundowym laserem (Ti: Sapphire) oraz polaryzatora tak ustawionego, aby oba mody spolaryzowane zostały jednakowo pobudzone. Na wyjściu włókna analizator był obrócony o  $90^\circ$  w stosunku do wejściowego polaryzatora. Sygnał wyjściowy był rejestrowany za pomocą rejestratora widma i monitorowany kamerą CCD. Kamera CCD pozwalała na weryfikację wprowadzania światła do rdzenia badanego włókna. (Na Rys. 13 obok interferogramu zaprezentowano obraz z kamery CCD.) Analizator spektralny rejestrował modulację natężenia, jako funkcję długości fali, będącą rezultatem interferencji pomiędzy spolaryzowanymi częściami modu propagującego się we włóknie. Uzyskany w trakcie pomiaru interferogram jest przedstawiony na Rys. 13.



**Rys. 13.** Interferogram uzyskany w trakcie pomiarów oraz widok rdzenia pobudzanego źródłem superkontinuum zarejestrowany przez kamerę CCD

**Fig. 13.** Measurement of group birefringence using the spectral method with a supercontinuum source. The measured interferogram shows interference between polarization components in the PCF at  $45^\circ$  with respect to its main axis. Measurements are performed for a PCF length of 325 mm with a supercontinuum source pumped at 800 nm. (On right – CCD image verifying proper light coupling into the core of the PCF).

Bazując na interferogramie można obliczyć grupową dwójłomność włókna za pomocą wzoru (5).

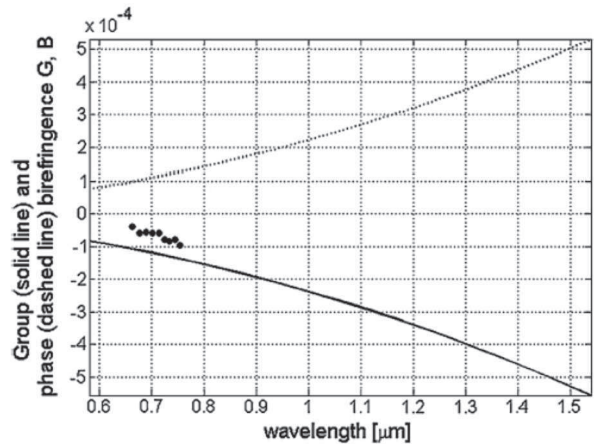
$$|G| = \left| -\frac{\lambda^2}{2\pi L} \cdot \frac{d\Delta\varphi}{d\lambda} \right| = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda L} \quad (5)$$

gdzie:  $G$  – dwójłomność grupowa,  $L$  – długość światłowodu,  $\Delta\varphi$  – przesunięcie fazowe,  $\Delta\lambda$  – odległości między maksimami na interferogramie. Maksima na interferogramie występują, gdy:

$$\frac{d\Delta\varphi}{d\lambda} = \pm 2\pi \quad (6)$$

Znak dwójłomności grupowej nie może być bezpośrednio znaleziony w trakcie pomiaru i nie

wynika ze wzorów (5) i (6), jednakże na podstawie wyliczeń opartych o metodę fal płaskich - PWM (ang. plane wave method), można wnioskować, iż jej znak jest ujemny.

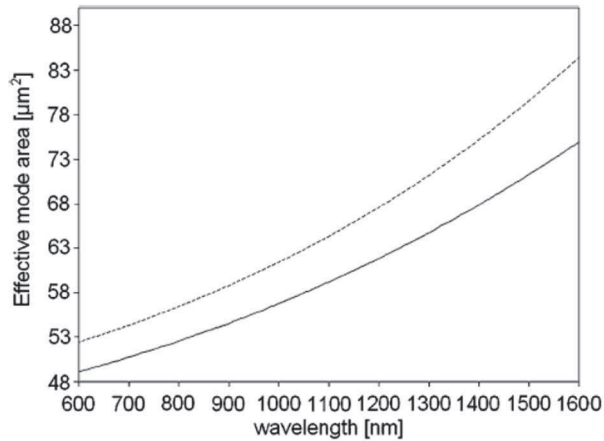


**Rys. 14.** Wyliczona dwójłomność fazowa (linia przerywana) i grupowa (linia ciągła) oraz naniesione punkty pomiarowe.

**Fig. 14.** Calculated group (G) and phase (B) birefringence for the fabricated fiber structures based on the actual fiber structure. Circles represent measured values of group birefringence obtained with supercontinuum source pumped at 800 nm.

Używając własnego oprogramowania bazującego na tejże metodzie obliczyliśmy dwójłomność fazową i grupową włókien w zakresie 580÷1540 nm. W obliczeniach wykorzystaliśmy parametry strukturalne uzyskane ze zdjęć SEM oraz wzięliśmy pod uwagę dyspersję materiałową szkła NC-21A. Uzyskane z pomiarów wartość dwójłomności grupowej naniesiono w formie punktów na Rys. 16. Dla  $\lambda = 725$  nm dwójłomność grupowa wyniosła  $-0,82 \times 10^{-4}$ , natomiast wyliczona na podstawie metody PWM  $-1,27 \times 10^{-4}$ ; różnica wynosi  $\Delta \approx 0,45 \times 10^{-4}$ . Niezgodności pomiędzy modelem a eksperymentem wywodzą się prawdopodobnie z ograniczonej rozdzielczości cyfrowego zdjęcia SEM, czyli wynikają z błędów symulacji PWM oraz możliwych błędów pomiarowych.

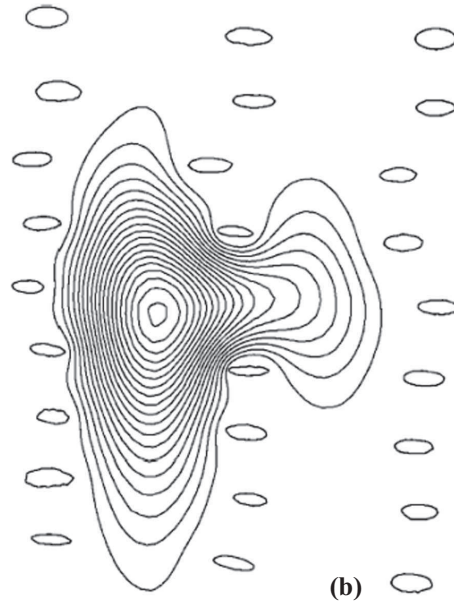
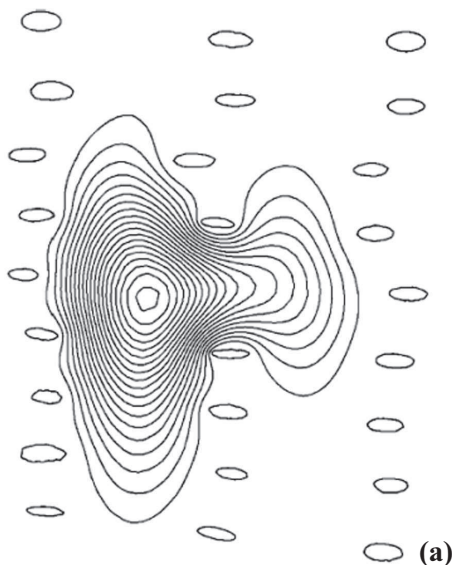
Wytworzone włókno może być traktowane jako jednomodowe. Wynika to z faktu, że zgodnie z symulacjami numerycznymi obrazu SEM rzeczywistego włókna straty dla wyższych modów są co najmniej o rząd wielkości wyższe niż dla modu podstawowego. Obliczona efektywna powierzchnia modu podstawowego wynosi  $52 \mu\text{m}^2$  dla 700 nm. Jej zachowanie w funkcji długości fali jest przedstawione na Rys. 15.



**Rys. 15.** Obliczona efektywna powierzchnia modu podstawowego dla dwóch polaryzacji – dla modu polaryzacyjnego x (linia ciągła) i dla modu polaryzacyjnego y (linia przerywana).

**Fig. 15.** The effective mode area of the fundamental mode for both polarization (solid line—X- polarized mode and dashed line—Y- polarized mode ) as a function of wavelength.

Nieregularności w rozmieszczeniu i wielkości otworów powietrznych tworzących płaszcz fotoniczny powodują asymetrię układu modów (Rys. 16). Ponadto, jak już zostało przedstawione (Rys. 11), współczynnik wypełnienia dla włókna jest niski, powoduje to rozmycie pola modowego dookoła rdzenia, a dwójłomność jest relatywnie mała. Jej zwiększenie wymagałoby zmniejszenia stałej sieci i zwiększenia współczynnika wypełnienia. Jak pokazują przeprowadzone przez nas symulacje dla stałej sieci mniejszej o 50% i przy dwukrotnie zwiększonym współczynniku wypełnienia  $f_x$  i  $f_y$  fazowa dwójłomność włókna wzrosłaby znacząco (do  $4,1 \times 10^{-3}$  dla  $\lambda = 700 \text{ nm}$ ) [21 - 23].



**Rys. 16.** Wyliczona mapa modowa dla obrazu SEM rzeczywistej struktury włókna dla fali świetlnej o długości 700nm; a – dla polaryzacji x; b – dla polaryzacji y.

**Fig. 16.** Contour maps of the field intensity distribution at wavelength 700nm for - X-polarized (a) and -Y-polarized (b) mode.

## PODSUMOWANIE

Wykazano, że możliwe jest wytworzenie szklanego włókna PCF z eliptycznymi otworami ułożonymi w sieć o symetrii prostokątnej. Uzyskany przez nas światłowód ( $\Lambda_x \approx 2,0 \mu\text{m}$ ;  $f \approx 0,075$ ) wykazywał fazową dwójłomność rzędu  $10^{-4}$ . Tak niska wartość spowodowana jest małym współczynnikiem wypełnienia struktury powietrznej płaszcza fotonicznego oraz zaburzeniami struktury. Zmierzona grupowa dwójłomność osiągnęła wartość  $0,82 \times 10^{-4}$  dla 725 nm. Mimo, iż w ramach prób technologicznych nie udało się uzyskać włókna o zoptymalizowanych wymiarach tj.  $\Lambda_x = 0,72 \mu\text{m}$  i  $\Lambda_y = 1,02 \mu\text{m}$  oraz otworach o eliptyczności  $b/a = 0,5$  co gwarantowałyby dwójłomność  $1,1 \times 10^{-2}$  dla  $\lambda = 1,50 \mu\text{m}$ , uzyskanie przedstawionego włókna należy potraktować jako sukces. Struktury tego typu są na razie rozpatrywane tylko teoretycznie, a praktycznie wykonano jedynie włókno z PMMA o eliptycznych otworach sieci ułożonych w heksagonalnej siatce płaszcza fotonicznego [27]. Uzyskana przez N. A. Issa i M. A van Eijkelenborga struktura była ponadto stosunkowo duża:  $\Lambda_x \approx 3,12 \mu\text{m}$ ,  $b/a \approx 1,90 \mu\text{m}/3,25 \mu\text{m}$  (w naszym włóknie odpowiednio  $\Lambda_x \approx 2,0 \mu\text{m}$ ;  $b/a \approx 0,35 \mu\text{m}/0,70 \mu\text{m}$ ). Wytwarzanie szklanych włókien wymaga nieco innego podejścia do procesu formowania otworów niż w wypadku włókien



polimerowych. Uzyskanie eliptycznych elementów sieci w szklano-powietrznym włóknie wymaga precyzyjnego dobrania parametrów procesowych zależnych od reologii szkła i zastosowania odpowiednich technik kształtowania rur szklanych oraz właściwej konstrukcji preformy. Wszystkie te niedogodności wpływają na brak literaturowych doniesień o wytworzeniu praktycznie szklanych włókien o takiej symetrii.

### Podziękowanie

Autorzy pragną podziękować za pomoc w scharakteryzowaniu włókna pracownikom Laboratorium Optycznego Wydziału Nauk Stosowanych na Wolnym Uniwersytecie w Brukseli (Department of Applied Physics and Photonics, Vrije Universiteit Brussel, Pleinlaan 2, 1050 Brussels, Belgium) w osobach: Tadeusz Martynkien, Francis Berghmans i Hugo, Thienpont.

Pracę wykonano w ramach grantu badawczego o numerze NN515244737, w ramach COSTU 299 oraz prac statutowych ITME. Praca zawiera wyniki uzyskane z wykorzystaniem zasobów komputerowych ICM/UW.

## LITERATURA

- [1] Steel M. J., White T. P., Martijn de Sterke C., McPhedran R. C., Botten L. C.: Symmetry and degeneracy in microstructured optical fibers, *Opt. Lett.*, 26, (2001), 488-490
- [2] Ortigosa-Blanch A., Knight J., Wadsworth W., Arriaga J., Mangan B., Birks T., Russell P.: Highly birefringent photonic crystal fiber, *Opt. Lett.*, 25, (2000) 1325-1327
- [3] Hansen T. P., Broeng J., Libori S. E. B., Knudsen E., Bjarklev A., Jensen J. R., Simonsen H.: Highly birefringent index-guiding photonic crystal fiber, *IEEE Phot. Techn. Lett.* 13(6), (2001), 588-590, 2001
- [4] Saitoh K., Koshihara M.: Photonic bandgap fibers with high birefringence, *IEEE Phot. Techn. Lett.*, 14(9), (2002), 1291-1293
- [5] Tonello A., Pitois S., Wabnitz S., Millot G., Martynkien T., Urbańczyk W., Wójcik J., Locatelli A., Conforti M., De Angelis C.: Frequency tunable polarization and intermodal modulation instability in high birefringence holey fiber, *Opt. Express*, 14, 1, (2000) 397- 404
- [6] Folkenberg J. R., Nielsen M. D., Mortensen N. A., Jakobsen C., Simonsen H. R.: Polarization maintaining large mode area photonic crystal fiber, *Opt. Express*, 12, (2004), 956-960
- [7] Zhu Z., Brown T.G., Stress-induced birefringence in microstructured optical fibers, *Opt. Lett.*, 28, (2003), 2306- 2308
- [8] Schreiber T., Schultz H., Schmidt O., Röser F., Limpert J., Tünnermann A.: Stress induced birefringence in large-mode-area micro-structured optical fibers, *Opt. Express*, 13, (2005), 3637-3646
- [9] Suzuki K., Kubota H., Kawanishi S., Tanaka M., Fujita M.: Optical properties of a low-loss polarization-maintaining photonic crystal fiber, *Opt. Express*, 9, (2001), 676-680
- [10] Yamamoto T., Kubota H., Kawanishi S., Tanaka M., Yamaguchi S., Supercontinuum generation at 1.55 m in a dispersion-flattened polarization-maintaining photonic crystal fiber, *Opt. Express*, 11, (2003), 1537-1540
- [11] Mogilevtsev D., Broeng J., Barkou S., Bjarklev A.: Design of polarization-preserving photonic crystal fibers with elliptical core, *J. Opt. A – Pure Appl. Opt.*, 3, 6, (2001), 141-143, 2001
- [12] Kotyński R., Panajotov K., Antkowiak M., Nasiłowski T., Lesiak P., Wójcik J., Thienpont H.: Interplay of form and material birefringence in photonic crystal fibers: application for sensing, *Proc. ICTON 2004*, 95-98, Warsaw, Poland, 2004
- [13] Steel M., Osgood R., Elliptical-hole photonic crystal fibers, *Opt. Lett.*, 26, 4, (2001), 229-231
- [14] Steel M., Osgood R., Polarization and dispersive properties of elliptical-hole photonic crystal fibers, *J. Lightwave Technol.*, 19, (2001), 495-503
- [15] Kujawa I., Buczyński R., Pysz D., Stępień R.: Highly birefringent photonic crystal fiber with shaped air holes, *Proc. of X Scientific Conf. Optical Fibers and Their Applications TAL 2006*, 164-170, Krasnobród, Polska
- [16] Szarniak P., Buczyński R., Pysz D., Kujawa I., Franczyk M., Stępień R.: Highly birefringent photonic crystal fibers with elliptical holes, *Proc. SPIE 5950*, (2005), 59501L
- [17] Zhi W., Goubin R., Shuqin L., Shuisheng J.: Dependence of mode characteristics on the central defect in elliptical hole photonic crystal fibers, *Opt. Express*, 11, (2003), 1966-1979
- [18] Ming-Yang Chen, Rong-Jin Yu, An-Ping Zhao, Highly birefringent rectangular lattice photonic crystal fibres, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, 6, (2004), 997-1000
- [19] Ming-Yang Chen, Rong-Jin Yu, Polarization properties of elliptical-hole rectangular lattice photonic crystal fibres, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, 6, (2004), 512-515
- [20] Wang L., Yang D., Highly birefringent elliptical-hole rectangular lattice photonic crystal fibers with modified air holes near the core, *Opt. Express*, 15, 14, (2007), 8892-7
- [21] Kujawa I., Buczyński R., Pysz D., Martynkien T., Nasiłowski T., Thienpont H., Stępień R.: Silicate

- photonic crystal fibers with rectangular lattice and elliptical holes, SPIE International Conferences: Optics and Optoelectronics PRAGA 2007, *Proc. SPIE*, 6588, (2007), 65880J
- [22] Kujawa I., Buczyński R., Pysz D., Stępień R., Lecha A., Duszkiewicz J., Michalska I.: Dwójłomne światłowody fotoniczne o dwuosiowej symetrii płaszcza fotonicznego i kształtowanych otworach, *Ceramika/Ceramics*, 103, 2, (2008), 1259-66
- [23] Buczyński R., Kujawa I., Pysz D., Martynkien T., Berghmans F., Thienpont H., Stępień R.: Highly birefringent soft glass rectangular photonic crystal fibers with elliptical holes, *Appl. Phys. B: Lasers and Optics*, 99, 1-2 (2010), 13-17
- [24] Szpulak M., Martynkien T., Urbańczyk W., Wójcik J.: Dwójłomne włókno fotoniczne o zwiększonej czułości na ciśnienie, *Proc. of X Scientific Conf. Optical Fibers and Their Applications TAL 2006*, 250-255, Krasnobród, Polska, 2006
- [25] Folkenberg J. R., Nielsen M. D., Mortensen N. A., Jakobsen C., Simonsen H. R.: Polarization maintaining large mode area photonic crystal fiber, *Opt. Express*, 12, (2004), 956-960
- [26] Kamiński T., Mitraszewska I., Nowacji G., Wenderker M., Wojciechowski A., Godula A.: Właściwości metrologiczne światłowodowego czujnika ciśnienia typu side-hole, *Journal of KONES Powertrain and Transport*, 13, 4, (2006), 229-237
- [27] Issa N. A., van Eijkelenborg M. A., Fellow M., Cox F., Henry G., Large M. C. J.: Fabrication and study of microstructured optical fibers with elliptical holes, *Opt. Lett.*, 29, 12, (2004)

## DEEP-LEVEL DEFECTS IN EPITAXIAL 4H-SiC IRRADIATED WITH LOW-ENERGY ELECTRONS

Pawel Kaminski<sup>1</sup>, Michał Kozubal<sup>1</sup>, Joshua D. Caldwell<sup>2</sup>, K.K. Kew<sup>2</sup>, Brenda L. VanMil<sup>2</sup>, Rachael L. Myers-Ward<sup>2</sup>, Charles R. Eddy Jr.<sup>2</sup>, D. Kurt Gaskill<sup>2</sup>

Institute of Electronic Materials Technology, ul. Wolczynska 133, 01-919 Warszawa, Poland  
Naval Research Laboratory, 4555 Overlook Avenue SW, Washington DC 20375, USA

Deep level transient spectroscopy (DLTS) has been applied to study defect centers in epitaxial layers of nitrogen-doped *n*-type 4H-SiC before and after irradiation with a dose of  $1.0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$  of 300-keV electrons. It is shown that the minority carrier lifetime in the as-grown epilayers is predominantly affected by the  $Z_{1/2}$  center concentration. The capture cross-section of the  $Z_{1/2}$  center for holes is found to be  $\sim 6.0 \times 10^{-14} \text{ cm}^2$ . We have tentatively attributed the center to the divacancy  $V_C V_{Si}$  formed by the nearest neighbor silicon and carbon vacancies located in different (*h* or *k*) lattice sites. The substantial increase in the  $Z_{1/2}$  center concentration induced by low-energy electron irradiation is likely to be dependent on both the residual concentration of silicon vacancies and nitrogen concentration in the as-grown material. Four irradiation-induced deep electron traps with the activation energies of 0.71, 0.78, 1.04 and 1.33 eV have been revealed. The 0.71-eV trap, observed only in the epilayer with a higher nitrogen concentration of  $4.0 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ , is tentatively identified with the complex defect involving a dicarbon interstitial and a nitrogen atom. The 0.78-eV and 1.04-eV traps are assigned to the carbon vacancy levels for  $V_C (2-/)$  and  $V_C (-/0)$ , respectively. The 1.33-eV trap is proposed to be related to the dicarbon interstitial.

**Keywords** 4H-SiC, DLTS, electron traps, point defects

**Głębokie centra defektowe w warstwach epitaksjalnych 4H-SiC napromieniowanych**

### elektronami o niskiej energii

Niestacjonarną spektroskopię pojemnościową (DLTS) zastosowano do badania centrów defektowych w domieszkowanych azotem warstwach epitaksjalnych 4H-SiC typu *n* przed oraz po napromieniowaniu dawką elektronów o energii 300 keV, równą  $1,0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ . Pokazano, że czas życia mniejszościowych nośników ładunku w warstwach nienapromieniowanych jest zależny głównie od koncentracji centrów  $Z_{1/2}$ . Stwierdzono, że przekrój czynny na wychwyt dziur przez te centra wynosi  $\sim 6 \times 10^{-14} \text{ cm}^2$ . W oparciu o dyskusję wyników badań przedstawionych w literaturze zaproponowano konfigurację atomową centrów  $Z_{1/2}$ . Stwierdzono, że centra te są prawdopodobnie związane z lukami podwójnymi  $V_C V_{Si}$  utworzonymi przez znajdujące się w najbliższym sąsiedztwie luki węglowe ( $V_C$ ) i luki krzemowe ( $V_{Si}$ ) zlokalizowane odpowiednio w węzłach *h* i *k* lub *k* i *h* sieci krystalicznej 4H-SiC. Otrzymane wyniki wskazują, że przyrost koncentracji centrów  $Z_{1/2}$  wywołany napromieniowaniem elektronami o niskiej energii zależny jest zarówno od koncentracji luk krzemowych, jak i od koncentracji azotu w materiale wyjściowym. Wykryto cztery pułapki elektronowe, charakteryzujące się energią aktywacji 0,71 eV, 0,78 eV, 1,04 eV i 1,33 eV, powstałe w wyniku napromieniowania. Pułapki o energii aktywacji 0,71 eV, które wykryto tylko w warstwie epitaksjalnej o większej koncentracji azotu, równej  $4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ , są prawdopodobnie związane z kompleksami złożonymi z atomów azotu i dwóch międzywęzłowych atomów węgla. Pułapki o energii aktywacji 0,78 eV i 1,04 eV przypisano lukom węgl-