

Serdeczne podziękowania składam promotorom: Piotrowi Kisale oraz Sławomirowi Ciężczykowi za okazaną pomoc, cenne wskazówki, cierpliwość i zaangażowanie podczas tworzenia pracy.

Pracę dedykuję Katarzynie, Hubertowi, Jakubowi oraz moim Rodzicom.

Akademia Górniczo-Hutnicza im. Stanisława Staszica
Wydział Elektrotechniki, Automatyki, Informatyki i Inżynierii Biomedycznej
Katedra Metrologii i Elektroniki

Rozprawa doktorska

BADANIE WPŁYWU PARAMETRÓW PROCESU WYTWARZANIA
PERIODYCZNYCH STRUKTUR ŚWIATŁOWODOWYCH NA ICH
CHARAKTERYSTYKI WIDMOWE

mgr inż. Jacek Klimek

Promotor: dr hab. inż. Piotr Kisała, prof. Politechniki Lubelskiej
Promotor pomocniczy: dr hab. inż. Sławomir Ciężczyk

Kraków 2021

Spis treści

Streszczenie	6
Abstrakt.....	7
Wykaz ważniejszych oznaczeń.....	8
Wykaz skrótów	11
1. Wstęp.....	13
2. Cel i zakres.....	15
3. Rodzaje struktur periodycznych na włóknach światłowodowych.....	17
3.1. Jednorodne siatki Bragga.....	17
3.2. Siatki skośne	23
3.3. Siatki chirpowe	27
3.4. Siatki apodyzowane	30
4. Modelowanie struktur periodycznych.....	33
4.1. Wpływ apodyzacji na charakterystyki spektralne struktur	35
4.2. Technologia kształtowania apodyzacji w procesie wytwarzania struktur typu FBG.....	47
4.3. Wpływ chirpu na charakterystyki spektralne.....	52
4.4. Wpływ długości struktury na jej właściwości optyczne.	66
5. Wytwarzanie specjalnych struktur periodycznych we włóknach światłowodowych.....	75
5.1. Projekt układu opto-mechanicznego z opisem elementów.	75
5.2. Charakterystyki widmowe wytworzonych siatek chirpowych	82
5.3. Charakterystyki widmowe wytworzonych siatek skośnych.	85
5.4. Charakterystyki widmowe wytworzonych siatek skośnych i chirpowych.....	88
5.5. Porównanie charakterystyk spektralnych siatek skośnych chirpowych ze strukturami mieszanymi.	92
6. Fotocuzulanie standardowych włókien światłowodowych do zapisu struktur periodycznych.....	97
6.1. Opis stanowiska do wodorowania włókien.....	97
6.2. Wytwarzanie struktur periodycznych na przygotowanych włóknach optycznych	110
6.3. Wpływ parametrów układu wodorowania na charakterystyki spektralne wytworzonych struktur periodycznych oraz ich parametry optyczne.....	123
7. Podsumowanie i wnioski.....	130
Literatura.....	134

Badanie wpływu parametrów procesu wytwarzania periodycznych struktur światłowodowych na ich charakterystyki widmowe

Słowa kluczowe: światłowodowa siatka Bragga, CFBG, TFBG, CTFBG, wodorowanie włókien, fotouczulanie, apodyzacja, czujniki optoelektroniczne

Streszczenie

W pracy przedstawiono podstawy teoretyczne związane z technologią wytwarzania struktur periodycznych, przedstawiono budowę układu do wytwarzania siatek Bragga oraz wykorzystywaną metodę maski fazowej. Metoda ta polega na oświetlaniu włókna światłowodowego wiązką promieniowania UV przechodzącą przez element dyfrakcyjny umieszczony na drodze tej wiązki.

W ramach pracy zbudowana została również instalacja do wodorowania włókien w celu uzyskania nowych właściwości tego typu struktur i poszerzenia spektrum ich wykorzystania w charakterze czujników. Wykonano również modelowanie numeryczne struktur periodycznych wykorzystując w tym celu oprogramowanie OptiGrating Optiwave Systems Inc. Wykazano, że istnieje możliwość kształtowania charakterystyk widmowych struktur typu Bragga już na etapie ich projektowania, jeszcze przed ich wytworzeniem. Analizie numerycznej poddane zostały parametry siatek, takie jak długość, apodyzacja oraz chirp. Wyniki obliczeń numerycznych umożliwiły zoptymalizowanie rzeczywistego układu do wytwarzania siatek Bragga poprzez wprowadzenie możliwości zmiany długości wytwarzanych struktur oraz możliwości zmiany kształtu wiązki laserowej oświetlającej maskę fazową. Umożliwiło to kształtowanie funkcji apodyzacyjnej wytworzonych struktur periodycznych.

W ramach pracy wytworzono struktury zarówno na włóknach o podwyższonej zawartości germanu, tj. przystosowanych do zapisu siatek Bragga, jak również na zwykłych włóknach telekomunikacyjnych, które poddano procesowi wodorowania. Końcowa część pracy zawiera również wyniki pomiarów struktur zapisanych na włóknie tzw. podwójnie fotouczulonym, tj. o zwiększonej zawartości germanu i dodatkowo poddanym procesowi wodorowania. Następnie przeprowadzono badania spektralne tak wytworzonych struktur. Na podstawie uzyskanych wyników przeanalizowano możliwość kształtowania ich parametrów optycznych, takich jak szerokość połówkowa charakterystyki widmowej, wartość reflektancji, długości fali Bragga λ_B oraz nachylenie zbocza charakterystyki spektralnej. Parametry te są szczególnie istotne z punktu widzenia ich zastosowań w charakterze czujników większości wielkości fizycznych, np. temperatury, naprężenia, wydłużenia, współczynnika załamania światła, promienia zgięcia, przesunięcia i wielu innych.

Investigating the influence of the parameters of producing periodic fiber optic structures on their spectral characteristics

Keywords: fibre Bragg grating, CFBG, TFBG, CTFBG, fibre hydrogenation, photosensitisation, apodization, optoelectronic sensors

Abstract

The paper presents the theoretical foundations of the technology of producing periodical structures. It considers the construction of a fibre Bragg grating production system and the phase mask method applied. This method consists in illumination of optic fibre with a UV radiation beam passing through the diffraction element placed on the path of this beam.

As part of the work, an installation for hydrogenating fibres was also built to obtain new properties of this type of structures and widen the spectrum of their use as sensors. Numerical modelling of periodical structures was also performed using OptiGrating Optiwave Systems Inc. software. It was shown that it is possible to shape the spectral characteristics of Bragg type structures already at the stage of their design, i.e. even before their production. The parameters of the grids, such as length, apodisation and chirp, were subjected to numerical analysis. The results of numerical calculations made it possible to optimise the real system for Bragg grating production by introducing the possibility of changing the length of manufactured structures and the shape of the laser beam illuminating the phase mask. This allowed to shape the apodising function of the created periodical structures.

Within the framework of this study, structures were produced both on the fibres with increased germanium content, i.e. those adapted for Bragg grating inscribing, as well as on ordinary telecommunication fibres, which were subjected to the hydrogenation process. The final part of the paper also contains the results of measurements of structures recorded on the so-called double-sensitised fibre, i.e. with increased germanium content and additionally subjected to the hydrogenation process. Next, spectral studies were carried out on the structures created in this way. On the basis of the results obtained, the possibility of shaping their optical parameters, such as half-width of spectral characteristics, reflectance value, Bragg wavelength λ_B and slope inclination of spectral characteristics were analysed. These parameters are particularly important from the point of view of their application as sensors of most physical quantities, e.g. temperature, stress, elongation, refractive index, bending radius, displacement and many others.

Wykaz ważniejszych oznaczeń

a	– promień rdzenia, współczynnik kształtu dla funkcji apodyzacyjnych
C	– koncentracja gazu
D	– współczynnik dyfuzji
J_0	– funkcja Bessela pierwszego rodzaju zerowego rzędu
J_1	– funkcja Bessela pierwszego rodzaju pierwszego rzędu
k	– stała propagacji
K	– wektor normalny do płaszczyzny siatki
k_i	– wektor falowy światła padającego na strukturę Bragga
k_r	– wektor falowy światła odbitego od struktury Bragga
k_s	– wektor falowy światła rozproszonego sprzęgniętego do płaszcza
$K_t^{\lambda_B}$	– czułość zmiany długości fali Bragga
K_t^{FWHM}	– czułość zmiany połówkowej szerokości spektralnej
K_t^R	– czułość zmiany współczynnika odbicia
L	– długość siatki
M_m	– część mocy prowadzonej w rdzeniu światłowodu
N	– ilość płaszczyzn siatki
N_{ZP}	– narost zbocza prawego charakterystyki spektralnej
N_{ZL}	– narost zbocza lewego charakterystyki spektralnej
n_0	– wartość średnia współczynnika załamania światła
n_{eff}	– efektywny współczynnik załamania światła

n_p	– współczynnik załamania płaszcza
n_r	– współczynnik załamania rdzenia
p_{11}, p_{12}	– stałe fotoelastyczne
p_e	– stała odkształcenia optycznego
r	– promień
R	– wartość współczynnika odbicia
R^2	– współczynnik zbieżności
t	– czas
T	– wartość współczynnika transmisji siatki, temperatura
V	– częstotliwość znormalizowana
ν	– współczynnik Poissona
x, y, z	– osie układu współrzędnych kartezjańskich
α	– współczynnik termo optyczny
β	– współczynnik rozszerzalności cieplnej
Γ	– współczynnik określający jaka część mocy optycznej modu podstawowego propagowana jest w rdzeniu światłowodu
Δk	– wektor odstrojenia długości fali
Δn	– zmiana współczynnika załamania światła w strukturze Bragga
ΔT	– zmiana temperatury
$\Delta \epsilon$	– zmiana odkształcenia
θ	– kąt obrotu maski fazowej
κ	– współczynnik sprzężenia krzyżowego

σ	– współczynnik auto sprzężenia
λ	– długość fali
Λ	– okres struktury Bragga
λ_B	– długość fali Bragga
Λ_g	– okres wzdłuż osi włókna dla siatek skośnych
ω_i	– częstotliwość oscylacji fali padającej
ω_r	– częstotliwość oscylacji fali odbitej
\hbar	– zredukowana stała Plancka
x, y, z	– osie układu współrzędnych kartezjańskich

Wykaz skrótów

- CFBG – struktura Bragga o zmiennym okresie (ang.: *chirped fiber Bragg grating*)
- CME – równania modów sprzężonych (ang.: *coupled mode equations*)
- CMT – teoria modów sprzężonych (ang.: *coupled-mode theory*)
- CTFBG – pochylone światłowodowe struktury periodyczne o zmiennym okresie (ang.: *chirped tilted fiber Bragg gratings*)
- DWDM – gęste zwielokrotnianie w dziedzinie długości fali (ang.: *Dense Wavelength Division Multiplexing*)
- EDFA – wzmacniacz światłowodowy dmieszgowany erbem (ang.: *erbium doped fiber amplifier*)
- FBG – światłowodowa siatka Bragga (ang.: *fiber Bragg grating*)
- FWHM – szerokość połówkowa (ang.: *Full Width at Half Maximum*)
- GDR – nieregularność opóźnienia grupowego (ang.: *group delay ripple*)
- GF1 – światłowód o wysokiej domieszce germanu (ang.: *Highly Germanium Doped Fiber*)
- GODC – wiązania z germanem bez mostka tlenowego (ang.: *germanium oxygen-deficient defect*)
- LPCBG – chirpowa struktura Bragga o długim okresie (ang.: *long period chirped Bragg gratings*)
- LPG – siatki długookresowe (ang.: *long period gratings*)
- MCVD – metoda wewnętrznego osadzania (ang.: *Modified Chemical Vapor Deposition*)
- MFD – średnica pola modu (ang.: *mode field diameter*)
- OSA – analizator widma optycznego (ang.: *Optical Spectrum Analyzer*)

- OVD – metoda zewnętrznego osadzania (ang.: *Outside Vapor Deposition*)
- SLD – dioda superluminescencyjna (ang.: *superluminescent diode*)
- SMF – światłowód jednomodowy (ang.: *single mode fiber*)
- TFBG – pochylone światłowodowe siatki Bragga (ang.: *tilted fiber Bragg gratings*)
- TMM – metoda macierzy przejścia (ang.: *transfer matrix method*)
- UV – promieniowanie elektromagnetyczne odpowiadające długościom fali światła ultrafioletowego (ang.: *Ultraviolet*)
- VAD – metoda osiowego osadzania (ang.: *Vapor Axial Deposition*)

1. Wstęp

Czujniki wykorzystujące światłowodowe siatki Bragga jako przetworniki pomiarowe umożliwiają wykonywanie bezinwazyjnych pomiarów w medycynie oraz przemyśle [38]. Ich małe wymiary i niewrażliwość na zewnętrzne pole elektromagnetyczne sprawiają, że stale zwiększa się obszar stosowania tego typu czujników [28, 31, 57]. Badania nad ich zastosowaniami trwają już od kilku dekad, a zapoczątkował je Ken Hill w 1978 r., wytwarzając strukturę periodyczną w rdzeniu światłowodu przy użyciu lasera. Przy wprowadzaniu światła do rdzenia światłowodu [43] po odbiciu od jego końców powstaje fala stojąca, w której maksimach pojawia się lokalna zmiana współczynnika załamania ośrodka.

W 1989 r. Gerald Meltz znacznie udoskonalił zapis tego typu struktur stosując oświetlenie boczne promieniami z zakresu UV [78], przy czym przez sformułowanie „zapis” (ang.: *FBG inscription*) rozumiane jest wytworzenie struktury periodycznej w rdzeniu światłowodu. Metoda ta jest stosowana do dnia dzisiejszego. Nazwa siatki Bragga pochodzi jednakże od Wiliama Henrego Bragga i jego syna Wiliama Lawrence’a Bragga, którzy znaleźli zależność pomiędzy geometrią kryształu, długością fali padającej i kątem obserwacji maksimum interferencji [12]. Zjawisko to nazwane zostało prawem Bragga. Ze względu na czułość na temperaturę i naprężenie, siatki Bragga stosowane są jako czujniki tych wielkości fizycznych [17, 101].

Najczęściej wykorzystuje się zjawisko przesunięcia długości fali rezonansu Bragga pod wpływem temperatury lub naprężenia [36, 58, 59, 110]. Istnieje wiele rodzajów siatek Bragga, z których najważniejsze ze względu na geometryczny rozkład współczynnika załamania to: siatki skośne TFBG (ang.: *tilted fiber Bragg gratings*), siatki chirpowe CFBG (ang.: *chirped fiber Bragg gratings*), siatki długookresowe LPG (ang.: *long period gratings*) oraz ze względu na amplitudowy rozkład amplitudy modulacji współczynnika załamania są to siatki apodyzowane. Struktury Bragga o zmiennym na długości okresie, nazywane siatkami chirpowymi – CFBG, ze względu na monotonicznie pochylone zbocza charakterystyk transmisyjnych służą jako filtry krawędziowe i są stosowane w układach interrogatorów do określania zmian długości fali Bragga, zapewniając przy tym dynamiczną kompensację temperatury [41]. Zakres pracy takiego rodzaju filtra wynosi kilka nanometrów. Z kolei struktury skośne – TFBG mogą być zastosowane w wielu rodzajach czujników, np. do pomiaru współczynnika załamania, analizy stężenia substancji biologicznych lub jako sensory zgięcia [4, 16, 49, 60, 81, 93]. Siatki skośne po odpowiednim zmodyfikowaniu, np. po nałożeniu na światłowód cienkiej warstwy z alkoholu winylowego mogą być wykorzystywane jako sensory wilgotności charakteryzujące się wysoką powtarzalnością pomiaru i małą histerezą [79].

Możliwe jest również nanoszenie cienkich warstw metalicznych wywołujących zmianę charakterystyki spektralnej, co powoduje zmodyfikowanie czułości struktury na zmiany parametrów fizycznych. W tego typu układach

wykorzystuje się tzw. efekt rezonansu plazmonowego [2, 13, 63, 94]. Każdy rodzaj siatki może mieć dodatkowo różne profile rozkładu zmiany współczynnika załamania na długości siatki, czyli tzw. apodyzacje (ang.: *apodization*). Apodyzacja siatki zmienia jej charakterystykę spektralną i potencjalny obszar jej zastosowań [46, 54, 68, 111]. Ze względu na wąskie rezonanse pochodzące od odbicia Bragga, siatki proste stosowane są do budowy multiplekserów wykorzystujących technikę DWDM (ang.: *dense wavelength division multiplexing*). Siatki chirpowe ze względu na swoją budowę stosowane są w telekomunikacji jako kompensatory dyspersji chromatycznej [29, 35, 42, 53, 56]. Poprzez dodatkowe trawienie obszaru, w którym zapisana jest siatka można uzyskać większą czułość na zmiany czynnika zewnętrznego [36, 110]. Ze względu na obojętność biologiczną FBG oraz TFBG mogą być wykorzystywane w pomiarach substancji biologicznych, są także stosowane w pomiarach przemysłowych, w których występuje zagrożenie wybuchem [15, 23, 73].

Wzrost zainteresowania strukturami typu Bragga można również obserwować przy konstrukcji laserów światłowodowych oraz wzmacniaczy optycznych, w których struktury periodyczne wykorzystywane są do budowy zwierciadeł wnek rezonansowych [11, 14, 24, 97, 98]. Siatki długookresowe umożliwiają z kolei kontrolę strat w zależności od długości fali, dlatego stosowane są we wzmacniaczach optycznych jako regulatory wzmocnienia [100].

W niniejszej pracy poruszono tematykę wpływu parametrów wytwarzania siatek Bragga na ich charakterystyki spektralne. W części pierwszej badania opierały się na analizie widm struktur z wykorzystaniem modelowania matematycznego. Analizie, poddane zostały takie parametry jak: długość siatki, apodyzacja oraz zmiana okresu na długości struktury.

Najistotniejsze wyniki tych prac umieszczono w rozdziale dotyczącym modelowania struktur periodycznych. Równolegle budowany był także układ do zapisu siatek Bragga oraz zaprojektowana została instalacja do wodorowania włókien światłowodowych. Głównymi parametrami wodorowania, analizowanymi w niniejszej pracy, był czas przebywania włókna w atmosferze wodoru oraz ciśnienie ustawiane w komorze do wodorowania. Wykonanie na potrzeby niniejszej pracy instalacji do wodorowania włókien stworzyło dodatkowe możliwości wytwarzania struktur Bragga o parametrach regulowanych w szerokim zakresie. Z kolei zbudowane stanowisko do zapisu struktur periodycznych posiada możliwość regulacji czasu naświetlania oraz energii impulsów laserowych, a także szerokości i kształtu wiązki lasera UV (ang.: *Ultraviolet*). Zagadnienia te poruszone zostały w rozdziale dotyczącym wytwarzania specjalnych struktur periodycznych na włóknach światłowodowych.

2. Cel i zakres

W pracy przedstawiono podstawy teoretyczne oraz badania numeryczne i eksperymentalne kilku rodzajów światłowodowych siatek Bragga. Badania wszystkich struktur zakończone są analizą wyników i określeniem wpływu parametrów ich wytwarzania oraz wpływu wodorowania włókien światłowodowych na właściwości spektralne tego typu struktur.

Celem pracy jest wykazanie możliwości zmiany parametrów fizycznych i optycznych światłowodowych struktur periodycznych typu Bragga i ich doboru do wybranych zastosowań poprzez dobór parametrów fizycznych i chemicznych procesu wodorowania oraz parametrów fizycznych procesu naświetlania włókien światłowodowych.

Celem pracy jest również wykazanie zasadności modyfikacji metody i układu do wytwarzania struktur periodycznych na jednomodowych włóknach światłowodowych w celu kształtowania charakterystyk spektralnych tego typu struktur.

W rozdziale 3 przedstawiono podstawy teoretyczne dotyczące właściwości siatek Bragga, scharakteryzowano podstawowe typy siatek oraz opis metody ich wytwarzania.

W rozdziale 4 pracy na podstawie wykonanej analizy matematycznej przedstawiono wpływ parametrów struktur, takich jak: apodyzacja, długość siatki oraz chirp, na kształt ich charakterystyk spektralnych. Zaproponowano zapis siatki z wykorzystaniem szczeliny umieszczonej w wiązce lasera na narastającym i opadającym zboczu wiązki przy zastosowaniu maski jednorodnej oraz maski chirpowej.

W rozdziale 5 przedstawiono charakterystyki spektralne wytworzonych siatek skośnych z chirpem oraz zamieszczono analizę zmian ich połówkowej szerokości spektralnej, centralnej długości fali, a także szerokości grzebienia.

Rozdział 6 poświęcony został projektowi i opisowi układu zbudowanego do wodorowania włókien. Wpływ technologii wodorowania określony został dla trzech przypadków: SMF-28 – klasyczne włókno jednomodowe, GF1 – włókno dostępne handlowo o zwiększonej fotoczułości oraz to samo włókno GF1 – poddane dodatkowo procesowi wodorowania. Po przeprowadzeniu procesu wodorowania zapisano siatki o takich samych parametrach i z takimi samymi warunkami pracy lasera. Porównano charakterystyki pod kątem czasu zapisu, zmiany centralnej długości fali Bragga, jak również połówkowej szerokości spektralnej.

W trakcie prowadzenia badań szczególnie interesujące okazały się właściwości włókien, które określono jako podwójnie fotoczułone czyli takie, które posiadają zwiększoną zawartość germanu, a dodatkowo zostają poddane procesowi wodorowania.

Wodorowanie jest technologią zwiększającą fotoczułość rdzenia włókna światłowodowego czyli podatność rdzenia na zmianę współczynnika załamania

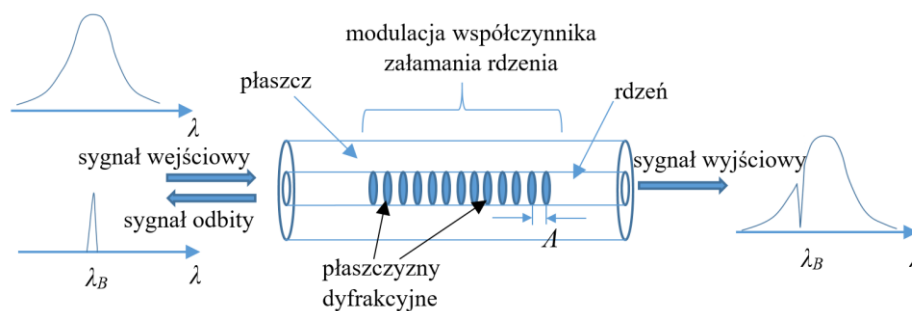
pod wpływem promieniowania UV pozwalającą na zapis struktur Bragga na włóknach domieszkowanych pierwiastkami ziem rzadkich [87], jak również na włóknach krzemionkowych bez zawartości germanu. Włókno podwójnie fotouczulane daje możliwość uzyskania dużo lepszych parametrów struktur w stosunku do włókien klasycznych. Sam proces zapisu jest 10-krotnie szybszy, co jest dużą zaletą przy zapisie siatek skośnych, jak również siatek krótkich o długości rzędu kilku milimetrów i jednocześnie dużej wartości współczynnika odbicia.

Przeprowadzone prace pozwolą na określenie możliwości kształtowania charakterystyk widmowych struktur, a przez to wpływania na właściwości metrologiczne opartych o nie czujników. Jest to istotne ponieważ oferowane komercyjnie siatki Bragga cechuje znaczna ograniczoność zakresu dostępnych parametrów. Struktury takie są bowiem optymalizowane pod kątem wykorzystania telekomunikacyjnego. Niektóre rodzaje siatek, takie jak skośne siatki Bragga nie są dostępne handlowo.

3. Rodzaje struktur periodycznych na włóknach światłowodowych

3.1. Jednorodne siatki Bragga

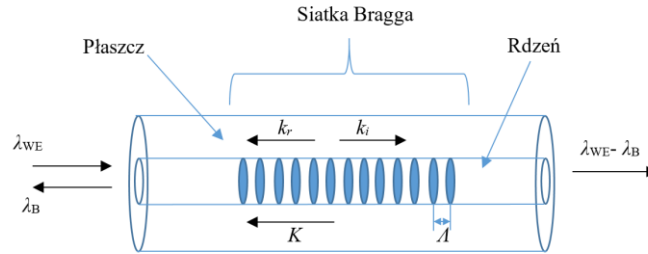
Światłowodowa siatka Bragga jest strukturą periodyczną o zmiennym współczynniku załamania, zapisaną na rdzeniu włókna światłowodowego wytworzoną poprzez naświetlanie promieniowaniem UV. Siatka Bragga działa jak filtr pasmowo – zaporowy w trybie pracy transmisyjnym. Struktura o okresowo zmiennym współczynniku załamania odbija selektywnie te długości fali, które odpowiadają rezonansowi Bragga, natomiast wszystkie pozostałe przepuszcza nie powodując tłumienia sygnału. Na rysunku 3.1 przedstawiona jest budowa i zasada działania światłowodowej siatki Bragga.



Rys. 3.1. Schemat światłowodowej struktury Bragga

Im dłuższa jest struktura periodyczna tym silniej odbijany jest promień świetlny i siatka posiada większy współczynnik odbicia. Dla każdej dodatkowej periodycznej zmiany współczynnika, tj. tzw. płaszczyzny dyfrakcyjnej następuje konstruktywne dodawanie sygnału odbitego od rozpatrywanej płaszczyzny do sygnału odbitego przez poprzednie płaszczyzny.

Zależność współczynnika odbicia od długości siatki jest nieliniowa [33], jeśli siatka o długości 0,5 mm uzyskuje wartości współczynnika odbicia dla długości fali 1550 nm poniżej 0,01, to dla długości 10 mm jest to już wartość powyżej 0,8, przy zachowaniu tych samych warunków wytwarzania. Szczegółowe zależności odnośnie współczynnika odbicia zostaną przedstawione w dalszej części rozdziału w postaci wzorów (3.5) i (3.8).



Rys. 3.2. Jednorodna siatka Bragga o stałej wartości współczynnika głębokości modulacji i stałym okresie

Tego rodzaju struktura periodyczna zachowuje się w sposób analogiczny jak struktura kryształu oświetlana promieniami rentgenowskimi. Zachodzą w niej zjawiska dodawania się fal w fazie o określonych długościach, co opisuje prawo Bragga. Warunek Bragga można wyjaśnić zasadą zachowania pędu i energii. Zachowanie energii $\hbar\omega_i = \hbar\omega_r$ wymaga aby częstotliwość promieniowania padającego i odbitego była taka sama. Przy czym \hbar oznacza zredukowaną stałą Plancka, ω_i oraz ω_r odpowiednio częstotliwość oscylacji fali padającej i odbitej. Zachowanie pędu wymaga, aby wektor fali padającej k_i i wektor siatki Bragga K był równy wektorowi fali odbitej k_r , co można zapisać w następujący sposób:

$$k_i + K = k_r. \quad (3.1)$$

Wektor K jest wektorem normalnym do płaszczyzny siatki o amplitudzie $2\pi/\Lambda$ gdzie Λ jest stałą siatki. Obydwa wektory k_i oraz k_r mają tę samą wartość amplitudy lecz przeciwne znaki. Zasada zachowania pędu przyjmie postać [87]:

$$2 \left(\frac{2\pi n_{eff}}{\lambda_B} \right) = \frac{2\pi}{\Lambda}, \quad (3.2)$$

co upraszcza się do warunku rezonansu Bragga pierwszego rzędu:

$$\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda, \quad (3.3)$$

gdzie λ_B jest centralną długością fali Bragga, która została odbita od struktury periodycznej, n_{eff} to efektywny współczynnik załamania światła w rdzeniu na odcinku, na którym zapisana jest siatka. Profil współczynnika załamania tego rodzaju siatki o średnim współczynniku załamania oznaczonym jako n_0 przedstawia poniższe równanie:

$$n(z) = n_0 + \Delta n \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda}\right), \quad (3.4)$$

przy czym Δn jest to amplituda zmian współczynnika załamania, z jest współrzędną wzdłuż osi światłowodu, wzdłuż której mierzona jest odległość od początku struktury. Korzystając z teorii modów sprzężonych możemy zapisać równanie przedstawiające zamianę współczynnika odbicia siatki zgodnie z poniższym równaniem:

$$R(L, \lambda) = \frac{\kappa^2 \sinh^2(sL)}{\Delta k^2 \sinh^2(sL) + s^2 \cosh^2(sL)}, \quad (3.5)$$

gdzie $R(L, \lambda)$ jest współczynnikiem odbicia, który jest funkcją długości siatki L i długości fali λ , κ jest współczynnikiem sprzężenia, $\Delta k = k - \pi/\lambda$ jest wektorem odstrojenia długości fali, $k = 2\pi n_0/\lambda$ jest stałą propagacji oraz $s^2 = \kappa^2 - \Delta k^2$. Dla sinusoidalnej zmiany współczynnika załamania wartość κ opisana jest następującą zależnością:

$$\kappa = \frac{\pi \Delta n}{\lambda} M_m. \quad (3.6)$$

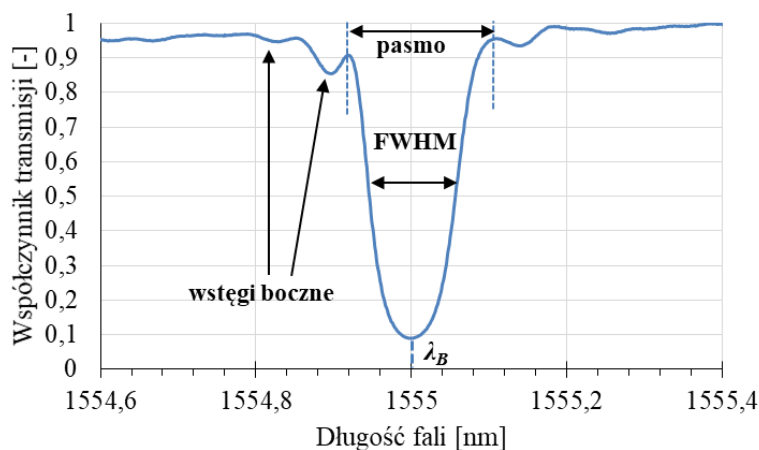
M_m jest częścią mocy prowadzonej w rdzeniu światłowodu. Dla siatki jednorodnej M_m jest w przybliżeniu aproksymowana przez $1 - V^2$, gdzie V jest częstotliwością znormalizowaną:

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{n_r^2 - n_p^2}, \quad (3.7)$$

natomiast a jest promieniem rdzenia oraz n_r i n_p to odpowiednio współczynnik załamania rdzenia i płaszczka. Dla centralnej długości fali Bragga $\Delta k = 0$ zależność współczynnika odbicia od długości fali oraz długości siatki można opisać poniższym równaniem:

$$R(L, \lambda) = \tanh^2(\kappa L). \quad (3.8)$$

Współczynnik odbicia promieniowania wzrasta wraz ze wzrostem indukowanego współczynnika załamania, jak również ze wzrostem długości siatki. Na rysunku poniżej przedstawiona jest zmierzona charakterystyka siatki jednorodnej o centralnej długości fali $\lambda_B = 1555$ nm. Wartość współczynnika odbicia R takiej siatki opisana jest równaniem $R = 1 - T$ gdzie T to wartość współczynnika transmisji siatki.



Rys. 3.3. Charakterystyka spektralna siatki jednorodnej dla długości fali rezonansowej 1555 nm

Szerokość spektralną siatki Bragga *FWHM* (ang.: *Full Width at Half Maximum*) wyraża równanie:

$$FWHM = \lambda_B s \sqrt{\left(\frac{\Delta n}{2n_0}\right)^2 + \left(\frac{1}{N}\right)^2}, \quad (3.9)$$

gdzie N jest ilością płaszczyzn siatki, dla mocnych siatek o współczynniku odbicia równym 1 wartość s jest w przybliżeniu równe 1, dla słabych siatek $s = 0,5$ [52]. W praktyce na efektywny współczynnik załamania rdzenia i przestrzenną okresowość siatki wpływają zmiany odkształcenia i temperatury. W szczególności, efektywny współczynnik załamania jest modyfikowany odpowiednio przez efekty termo-optyczne i mechaniczno-optyczne odkształcenie. Stąd, z równania (3.3) $\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda$, przesunięcie długości fali Bragga $\Delta\lambda_B$ spowodowane zmianą odkształcenia $\Delta\varepsilon$ i zmianą temperatury ΔT jest określone jako:

$$\Delta\lambda_B = \underbrace{2 \left(\Lambda \frac{dn_{eff}}{dT} + n_{eff} \frac{d\Lambda}{dT} \right) \Delta T}_I + \underbrace{2 \left(\Lambda \frac{dn_{eff}}{d\varepsilon} + n_{eff} \frac{d\Lambda}{d\varepsilon} \right) \Delta\varepsilon}_{II}. \quad (3.10)$$

Pierwszy człon w powyższym równaniu reprezentuje wpływ temperatury na długość fali Bragga. Przesunięcie długości fali Bragga spowodowane

rozszerzalnością cieplną wynika ze zmiany stałej sieci i współczynnika załamania. Względne przesunięcie długości fali spowodowane zmianą temperatury ΔT można zapisać jako:

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\Delta T} = \lambda_B \left(\frac{1}{n_{eff}} \frac{dn_{eff}}{dT} + \frac{1}{\Lambda} \frac{d\Lambda}{dT} \right), \quad (3.11)$$

gdzie pierwsza część równania (3.11) $(1/n_{eff})(dn_{eff}/dT)$ dla włókien domieszkowanych germanem jest termo optycznym współczynnikiem α wynoszącym $8,6 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ oraz druga część $(1/\Lambda)(d\Lambda/dT)$ jest współczynnikiem rozszerzalności cieplnej β włókna, który wynosi $0,55 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$. Czułość temperaturowa struktury dla długości fali Bragga równej 1550 nm wynosi $14,2 \text{ pm}/^\circ\text{C}$. Drugi człon w równaniu (3.10) reprezentuje wpływ odkształcenia podłużnego na światłowód. Odpowiada to zmianie okresowości i indukowanej przez odkształcenie optyczne zmianie współczynnika załamania światła [70]. Zakładając, że siatka Bragga jest naprężona tylko w kierunku z , natomiast naprężanie materiału włókna światłowodowego odbywa się zgodnie z prawem Hooke'a, przesunięcie długości fali Bragga w wyniku przyłożonego odkształcenia jest określone następująco:

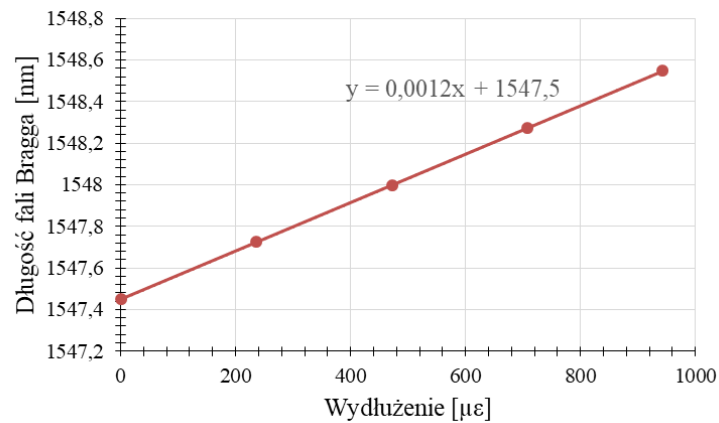
$$\Delta\lambda_B = \lambda_B(1 - p_e)\Delta\varepsilon. \quad (3.12)$$

Stała odkształcenia optycznego p_e określona jest równaniem:

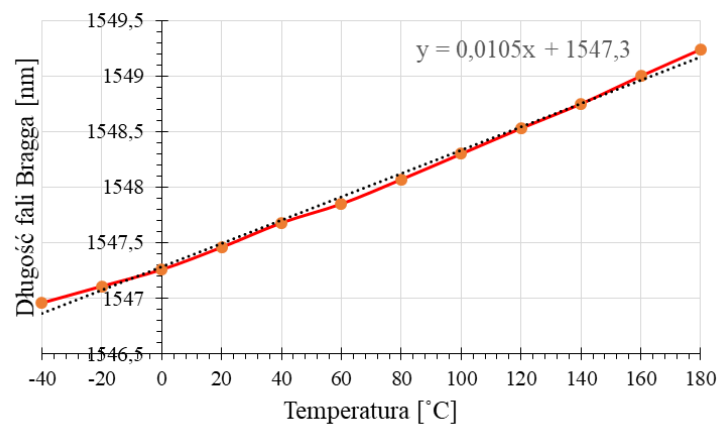
$$p_e = \frac{n_{eff}^2}{2} (p_{12} - \nu(p_{11} + p_{12})), \quad (3.13)$$

gdzie $p_{11} = 0,113$, $p_{12} = 0,252$, współczynnik Poissona $\nu = 0,16$. Dla $n_{eff} = 1,482$ stała odkształcenia optycznego $p_e = 0,21$. Osiowa czułość naprężeniowa wynosi $1,2 \text{ pm}/\mu\varepsilon$ dla długości fali 1550 nm. Poniżej zaprezentowane zostały charakterystyki rzeczywistych siatek, zależność przesunięcia centralnej długości fali Bragga od wydłużenia (Rys. 3.4a) i temperatury (Rys. 3.4b).

a)



b)

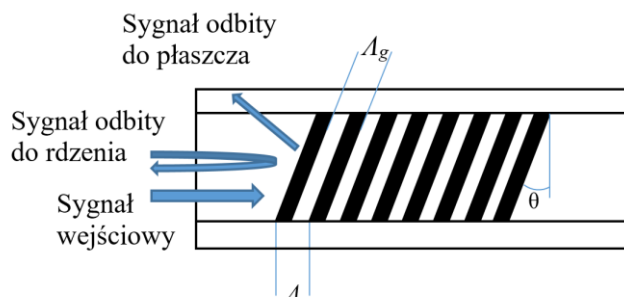


Rys. 3.4. Zależność długości fali Bragga od a) wydłużenia, b) temperatury

Jak widać zależności długości fali Bragga od wydłużenia i temperatury mają charakter liniowy i doskonale wpisują się w możliwość konstrukcji czujników, upraszczając ich projektowanie i konieczność elektronicznej linearyzacji charakterystyk przetwarzania. Charakterystyki umieszczone na rysunku 3.4 są rzeczywistymi charakterystykami siatek wytworzonych w ramach tej pracy i zmierzone zostały dla siatki jednorodnej o współczynniku odbicia równym 0,9 i połówkowej szerokości spektralnej równej 0,11 nm.

3.2. Siatki skośne

Siatka skośna jest strukturą periodyczną, w której prążki zmiany współczynnika załamania w rdzeniu wytworzone są pod pewnym kątem θ w stosunku do prostopadłej do rdzenia światłowodu. W strukturze siatki prostej prążki wytworzone są prostopadle do rdzenia ($\theta = 0^\circ$). Zwierciadła typu Bragga umieszczone pod pewnym niezerowym kątem θ odbijają promieniowanie, dlatego część promieni wprowadzana jest do płaszczu. Do wytworzenia siatki skośnej niezbędna jest taka sama technologia jak do siatek prostych. Siatki skośne TFBG powstają poprzez dodatkowe pochylenie płaszczyzny maski fazowej podczas procesu wytwarzania o określony kąt. Schemat tak wytworzonej siatki prezentuje rysunek 3.5. Stanowią one ważne elementy w technice czujników światłowodowych, ponieważ posiadają cechy czujników opartych zarówno na siatkach jednorodnych jak i długookresowych LPG [19, 20, 55, 72]. W siatkach skośnych występuje nie tylko sprzężenie pomiędzy modami prowadzonymi w rdzeniu, ale również pomiędzy modami propagującymi w płaszczu [3]. Dlatego też mają one szerokie zastosowanie przy budowie czujników chemicznych lub biologicznych. Za ich pomocą można określać współczynnik załamania lub koncentrację oraz stężenie substancji [22, 89]. Także dzięki nanoszeniu na zewnętrzną część światłowodu cienkiej warstwy metalicznej można obserwować adsorpcję materiałów na powierzchni metalu, zazwyczaj złota i srebra, dzięki zjawisku rezonansu plazmonowego [66, 102, 109].



Rys. 3.5. Schemat siatki skośnej

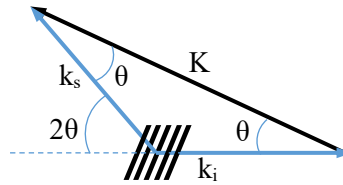
Relacja pomiędzy Λ i Λ_g opisana jest równaniem:

$$\Lambda = \Lambda_g \cos\theta, \quad (3.14)$$

gdzie Λ_g jest okresem wzdłuż osi włókna, Λ jest nominalnym okresem mierzonym jak pokazano na rysunku 3.5.

Ponieważ struktura periodyczna zapisana jest pod pewnym niezerowym kątem θ , światło odbite o długość fali odpowiadającej rezonansowi Bragga propagowane

jest w rdzeniu, natomiast pozostałe długości fali sprzęgane są do płaszcza włókna światłowodowego powodując powstanie modów płaszczowych. Strukturę taką można przedstawić w postaci wektorowej – rysunek 3.6, gdzie k_i jest wektorem fali padającej, k_s wektorem fali rozproszonej sprzęgniętej do płaszcza, natomiast K wypadkowym wektorem siatki [1].



Rys. 3.6. Układ wektorów falowych w strukturze światłowodowej siatki skośnej

Długość fali Bragga przedstawia wzór:

$$\lambda_B = 2n_{effr} \frac{\Lambda}{\cos\theta}. \quad (3.15)$$

Natomiast długość fali sprzęgniętego i -tego modu opisuje zależność [80]:

$$\lambda_{s,i} = (n_{effr} + n_{effp,i}) \frac{\Lambda}{\cos\theta}, \quad (3.16)$$

gdzie θ jest kątem skreślenia maski fazowej względem osi włókna, n_{effr} efektywnym współczynnikiem załamania rdzenia a $n_{effp,i}$ jest efektywnym współczynnikiem załamania i -tego modu płaszczowego.

Różnica pomiędzy długością fali rezonansu braggowskiego λ_B i długością fali i -tego modu $\lambda_{p,i}$ opisana jest równaniem:

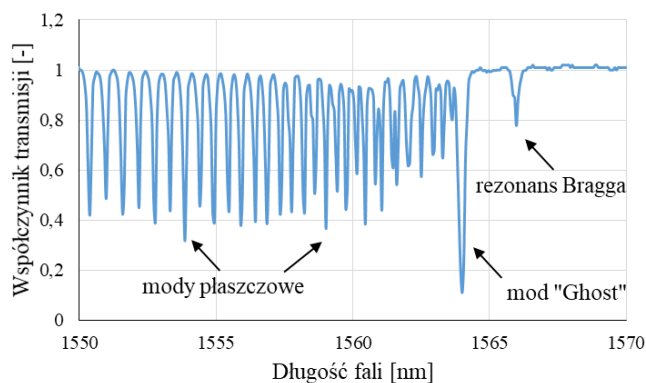
$$\frac{\Delta\lambda_B - \Delta\lambda_{p,i}}{\Delta T} \approx (\lambda_B - \lambda_{p,i})(\beta + \alpha). \quad (3.17)$$

Dla słabych siatek TFBG o spektralnym zakresie modów płaszczowych, czyli różnicy pomiędzy modem Bragga i i -tym modem płaszczowym mniejszym od 100 nm wzór 3.16 może być zapisany w postaci:

$$\frac{\Delta\lambda_B - \Delta\lambda_{p,i}}{\Delta T} < 100nm \cdot (\beta + \alpha) = 0,87pm \cdot K^{-1}. \quad (3.18)$$

Gdzie α jest termo optycznym współczynnikiem równym $8,6 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ oraz β jest współczynnikiem rozszerzalności cieplnej włókna wynoszącym $0,55 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$

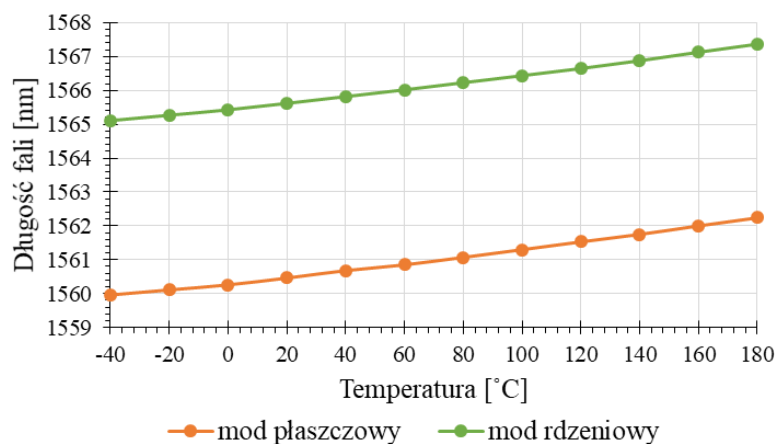
Powyższe równanie wskazuje, że różnica długości fali pomiędzy modami jest wrażliwa na temperaturę, ale wartość tej wrażliwości jest ponad dziesięciokrotnie mniejsza od czułości temperaturowej poszczególnych modów na temperaturę [89]. Przy czym kolejne mody leżące dalej od modu Bragga posiadają nieco mniejsze wartości czułości na temperaturę [48, 64].



Rys. 3.7. Przykładowa charakterystyka spektralna siatki skośnej

Na charakterystyce transmisyjnej siatki skośnej można wyróżnić minima pochodzące od rezonansu Bragga, minima pochodzące od tzw. modu typu „ghost” oraz szereg minimów związanych z występowaniem rezonansów pochodzących od modów płaszczowych (Rys. 3.7) nazywanych często tzw. grzebieniem (ang.: *comb*) [73, 99].

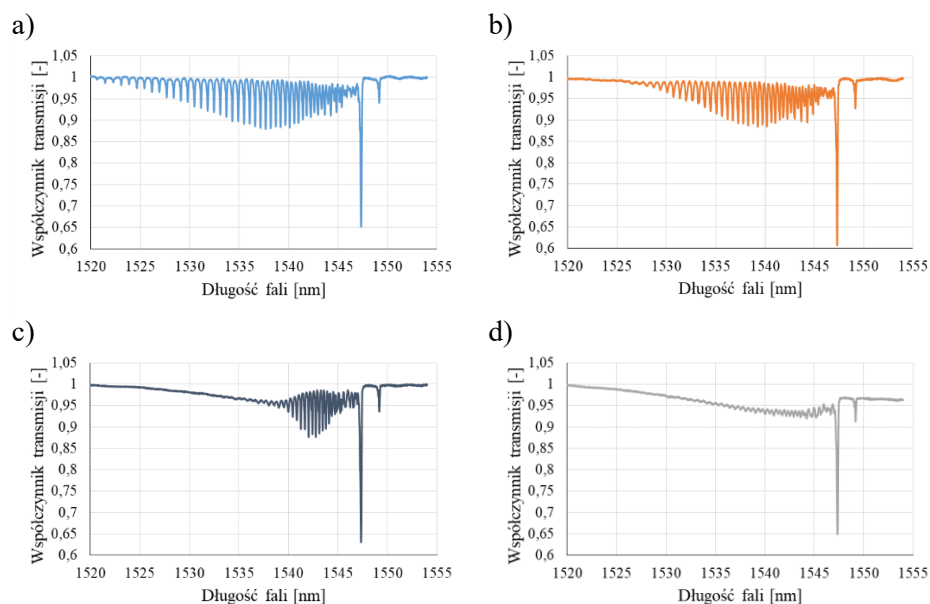
Charakterystycznym zjawiskiem dla struktur ukośnych jest występowanie minimum na widmie transmisyjnym odpowiadające minimum ducha (ang.: *ghost peak*), którego wartość zmienia się wraz ze zmianą wartości kąta nachylenia płaszczyzn struktury. Wraz ze zwiększaniem kąta nachylenia płaszczyzn siatki większa część energii sprzęgana jest do płaszczu, a przez to zmniejsza się wartość energii przypadającej modowi rdzeniowemu Bragga. Mod ghošta składa się z kilku modów płaszczowych niższego rzędu, znajduje się pomiędzy modem rdzeniowym a modami płaszczowymi co powoduje, że bierze on udział w transferze energii wywołanej zmianą kąta nachylenia [39, 40].



Rys. 3.8. Zmiana długości fali w funkcji temperatury dla modu propagowanego w rdzeniu oraz w płaszczu

Można zauważyć, że zależność długości fali siatki skośnej przy wzroście temperatury dla wybranego modu płaszczowego i modu podstawowego propagującego w rdzeniu zmienia się liniowo ze współczynnikiem R^2 równym 0,996. Przesunięcie pomiędzy modem rdzeniowym i wybranym modem płaszczowym dla tej konkretnej siatki jest identyczne i wynosi 5,2 nm dla całego zakresu pomiarowego od -40 do +180 °C. Zmierzona czułość temperaturowa wynosi 10,7 pm/°C dla obydwu modów. Siatki skośne ze względu na swoje właściwości mają szerokie zastosowanie w budowie czujników chemicznych, np. czujników stężenia substancji, których zasada działania oparta jest na zmianie współczynnika załamania otoczenia płaszczu światłowodu w zależności od stężenia roztworu, w którym znajduje się czujnik z wytworzona siatką skośną.

Na rysunku 3.9 zestawiono charakterystyki transmisyjne TFBG zmierzone po ich zanurzeniu w roztworze wodnym cukru trzcinowego. Są to rzeczywiste wyniki uzyskane na siatkach wytworzonych w ramach niniejszej pracy



Rys. 3.9. Charakterystyki siatek skośnych zanurzonych w roztworach o współczynnikach załamania: a) 1,3811, b) 1,4200, c) 1,4418, d) 1,4651

Zmiana współczynnika załamania roztworu powoduje zmianę szerokości obszaru charakterystyki, w którym występują minima związane z istnieniem modów płaszczowych. Szerokość ta zmienia się od 3 nm do ok 17 nm przy zmianie współczynnika załamania od 1,3811 do 1,4651. Zaobserwować również można, że wartości amplitud współczynników transmisji poszczególnych modów płaszczowych są mniejsze i zanikają szybciej przy współczynnikach załamania roztworu bliskich współczynnikowi załamania płaszcz światłowodu 1,446. Dzieje się tak dlatego, że światło łatwiej opuszcza płaszcz do ośrodka o wyższym współczynniku załamania, skutkując zmianą współczynnika transmisji.

3.3. Siatki chirpowe

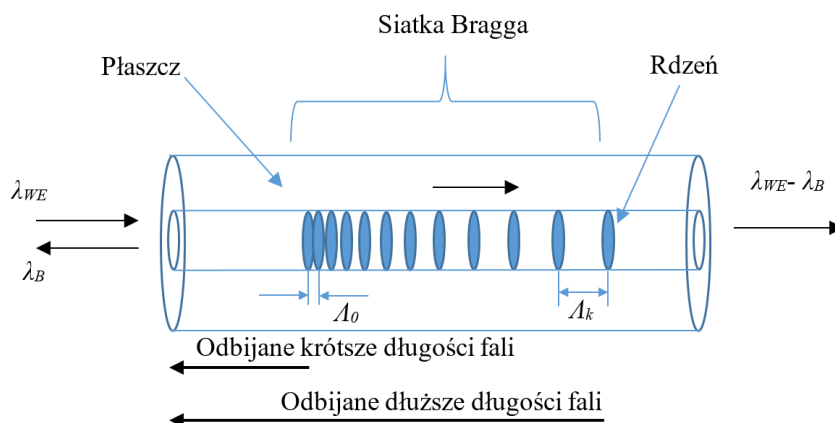
Wykorzystanie w telekomunikacji włókien optycznych ma wiele zalet, a głównym czynnikiem ograniczającym możliwości przesyłowe jest dyspersja chromatyczna, która jest zjawiskiem rozchodzenia się fal świetlnych z różną prędkością dla różnych długości fal przesyłanego sygnału. Powoduje ono rozmycie impulsu wyjściowego, który dociera do detektora, tym samym ograniczając przepustowość takiego toru światłowodowego. Istnieje wiele metod kompensacji dyspersji. Jedną z nich jest stosowanie włókien kompensujących dyspersję w torze światłowodowym. Stosowane włókna kompensujące dyspersję

posiadają jednak wady w postaci dużych rozmiarów kompensatora. Wadą jest również stała długość włókna kompensującego w łączy światłowodowym o określonej długości, co sprawia, że rozwiązań tych nie da się stosować w sieciach z przełączaniem optycznym, gdzie długość łącza optycznego może się zmieniać. Rozwiązaniem tego problemu są powszechnie stosowane w telekomunikacji kompensatory dyspersji chromatycznej oparte na siatkach chirpowych [29, 35, 42, 53, 56]. Chirp rozumiany jest jako zmiana długości okresu struktury Bragga na jej długości, przy czym chirp o wartości dodatniej oznacza wzrost długości okresu wraz z długością struktury, natomiast chirp o wartości ujemnej oznacza zmniejszenie długości okresu wraz z długością takiej struktury zgodnie z poniższą zależnością:

$$chirp = \frac{\Delta\lambda_B}{\Delta L} \left[\frac{nm}{cm} \right] \quad (3.19)$$

Zaletą kompensatorów wykorzystujących światłowodowe siatki o zmiennym okresie są małe wymiary, wadą tych kompensatorów jest to, że taki kompensator może pracować na jednej długości fali. Istnieją jednak rozwiązania, które umożliwiają dostrajanie takiego rodzaju kompensatora w zależności od właściwości toru optycznego [27, 29, 62, 67].

Do wytworzenia siatki chirpowej (Rys. 3.10) niezbędna jest maska fazowa nazywana maską chirpową. Zmiana okresu w takiej masce może być liniowa lub zmieniać się w sposób skokowy. Znane są również metody wytwarzania chirpu na przewężeniach włókien światłowodowych [86]. Na rysunku 3.10 przedstawiona została zasada działania siatki z monotonicznie narastającą wartością okresu siatki.



Rys. 3.10. Schemat i zasada działania siatki o narastającej wartości okresu

Zasada działania takiej siatki polega na tym, że fale o różnej długości odbijane są w różnych częściach siatki w zależności od okresu zmiany współczynnika załamania. W ten sposób krótsze długości fali odbijane są w tej części siatki, w której okres jest mniejszy i analogicznie dłuższe fale odbijane są w części siatki, gdzie okres jest większy, co zaprezentowano na rysunku 3.10. W opisywanym przypadku droga przebyta przez fale krótsze jest mniejsza niż w wypadku fal dłuższych. Odwrotny przypadek uzyskamy zmieniając kierunek wprowadzania sygnału optycznego (wejście z prawej strony) wtedy dłuższe fale zostaną odbite wcześniej, tym samym przebędą krótszą drogę. Miarą chirpu maski fazowej wykorzystanej do wytworzenia siatki chirpowej jest zmiana okresu maski w stosunku do jej długości i wyrażana jest ona jednostką nm/cm. Dla maski o długości 25 mm, chirpie 1 nm/cm oraz centralnym okresie maski np. 1060 nm okres na początku maski jest o 1,25 nm mniejszy od 1060 nm, a na końcu maski jest o 1,25 nm większy. Dla wytworzonych siatek chirp takiej siatki przyjmował będzie połowę wartości chirpu maski fazowej. Ten typ siatek wytwarzany jest poprzez zmianę okresu na długości światłowodu lub poprzez zmianę efektywnego współczynnika załamania w zależności od długości siatki, a także poprzez obydwie te efekty równocześnie, co przedstawia równanie (3.20).

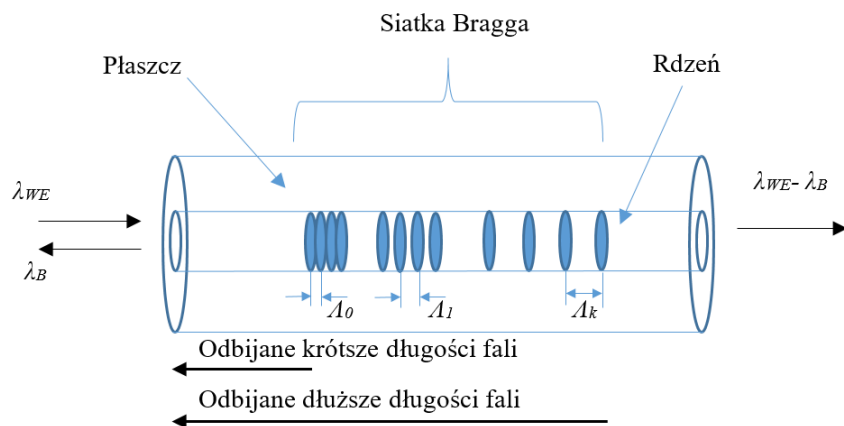
$$\lambda_B(z) = 2n_{eff}(z)\Lambda(z). \quad (3.20)$$

Najprostszymi siatkami chirpowymi są siatki, których okres zmienia się w sposób liniowy zgodnie z poniższym równaniem:

$$\Lambda(z) = \Lambda_0 + \Delta\Lambda z, \quad (3.21)$$

gdzie Λ_0 jest okresem początkowym natomiast $\Delta\Lambda$ jest liniową zmianą okresu po długości włókna z .

Bardziej złożone struktury mogą składać się z cząstkowych siatek o narastającym okresie tworzących w całości długą siatkę chirpową LCBG (ang.: *long chirped Bragg gratings*) [50, 52, 96, 101]. Strukturę taką przedstawiono na rysunku 3.11.

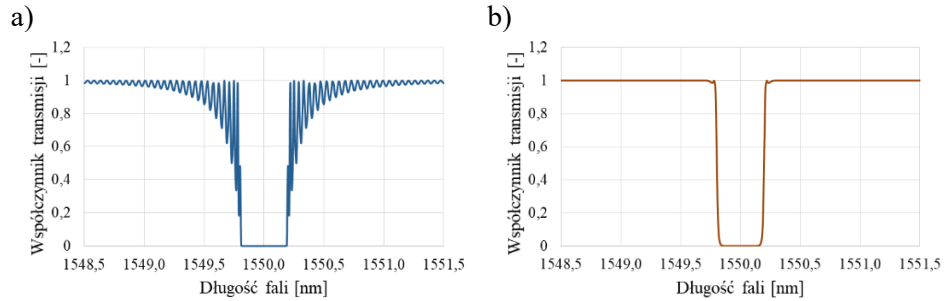


Rys. 3.11. Schemat siatki o zmiennym okresie, złożonej z szeregu różnych siatek jednorodnych, różniących się okresem

Na rysunku 3.11 A_0 jest okresem początkowym, A_1 jest wartością okresu struktury w kolejnej sekcji, natomiast A_k jest wartością okresu w ostatniej k -tej sekcji struktury.

3.4. Siatki apodyzowane

Apodyzacja jest jednym z podstawowych parametrów regulowanych podczas procesu wytwarzania siatek Bragga. Jest ona związana ze zmodulowaną amplitudą modulacji współczynnika załamania rdzenia. Jednym ze sposobów osiągnięcia apodyzacji jest zastosowanie zróżnicowanego przestrzennie rozkładu natężenia promieniowania wiązki lasera co umożliwia eliminację niekorzystnych właściwości spektralnych takich jak np. wstęgi boczne (ang.: *side lobes*) [42, 44, 84, 112], jak również umożliwia kształtowanie charakterystyki spektralnej wytworzonej siatki i jej modyfikację pod kątem konkretnego zastosowania. Na rysunku 3.12 przedstawiono charakterystykę widmową siatki o profilu apodyzacyjnym opisanym funkcją stałą $f(x) = 1$ oraz funkcją Gaussa.



Rys. 3.12. Charakterystyki widmowe siatek o różnych funkcjach apodyzacyjnych: a) apodyzacja funkcją $f(x) = 1$, b) apodyzacja funkcją Gaussa

Najczęściej stosowane profile apodyzacyjne w technice wytwarzania siatek Bragga przedstawione są poniżej w postaci równań (3.22–3.26):

profil Gaussa

$$T = \exp\left[-a\left(\frac{z}{L}\right)^2\right] \quad -\frac{L}{2} \leq z \leq \frac{L}{2}, \quad (3.22)$$

profi Hamminga

$$T = \frac{1+a \cos\left(\frac{2\pi z}{L}\right)}{1+a} \quad -\frac{L}{2} \leq z \leq \frac{L}{2}, \quad (3.23)$$

profil cosinus

$$T = \cos^a\left(\frac{\pi z}{L}\right) \quad -\frac{L}{2} \leq z \leq \frac{L}{2}, \quad (3.24)$$

profil tangens hiperboliczny

$$T = \begin{cases} \frac{1}{\tanh(a)} \tanh\left(\frac{2a\left(z+\left(\frac{L}{2}\right)\right)}{L}\right) & -\frac{L}{2} \leq z < 0 \\ \frac{1}{\tanh(a)} \tanh\left(\frac{2a\left(-z+\left(\frac{L}{2}\right)\right)}{L_g}\right) & 0 \leq z \leq \frac{L}{2} \end{cases}, \quad (3.25)$$

profil Cauchy

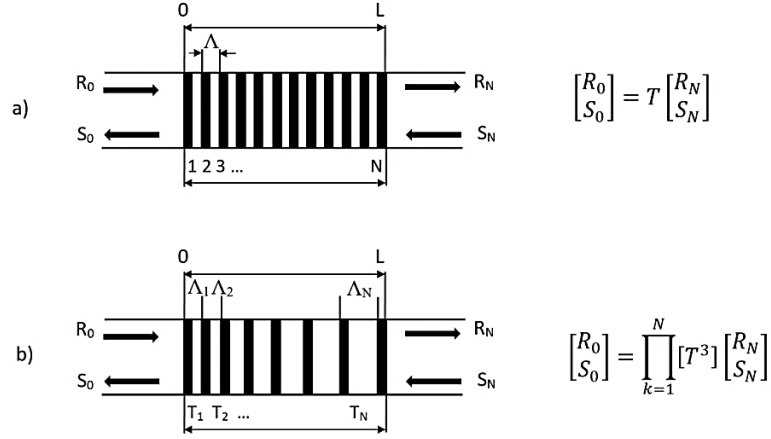
$$T = \frac{1 - \left(\frac{2z}{L}\right)^2}{1 - \left(\frac{2az}{L}\right)^2} \quad -\frac{L}{2} \leq z \leq \frac{L}{2}. \quad (3.26)$$

Parametr a służy do kontroli kształtu profilu apodyzacyjnego, z jest osią wzdłuż której zapisana jest siatka, L to długość siatki. Niestety, głównym problemem w doborze apodyzacji jest odwrotna zależność pomiędzy parametrem $FWHM$ a zaszumieniem charakterystyki opóźnienia grupowego GDR (ang.: *group delay ripple*), ponieważ apodyzacja powoduje zmniejszenie współczynnika odbicia oraz zmniejsza efektywną długość siatki [111]. Gładszy i bardziej skoncentrowany, z większymi wartościami na środku, profil apodyzacji dla siatek z chirpem zmniejsza współczynnik odbicia widma oraz wartość połówkowej szerokości spektralnej siatki [32].

4. Modelowanie struktur periodycznych

W celu wykonania analizy wpływu zmiany parametrów fizycznych siatki na jej charakterystyki spektralne, wykonano obliczenia numeryczne w środowisku OptiGrating Optiwave Systems Inc. Analiza dotyczyła parametrów takich jak długość siatki, chirp oraz apodyzacja siatki. OptiGrating jest środowiskiem umożliwiającym projektowanie oraz analizę czujników opartych na światłowodowych siatkach Bragga. Umożliwia również projektowanie pasmowych filtrów światłowodowych, elementów stosowanych we wzmacniaczach EDFA (ang.: *erbium doped fiber amplifier*), kompensatorów dyspersji, optymalizacji wstęp bocznych poprzez zastosowanie odpowiedniej apodyzacji, symulację siatek długookresowych. W poszczególnych podrozdziałach przedstawiono wpływ wybranych parametrów fizycznych struktur na ich charakterystyki spektralne.

OptiGrating wykorzystuje teorię modów sprzężonych CMT (ang.: *coupled mode theory*) [18, 46, 77, 108]. Program posiada wbudowane moduły równań modów sprzężonych CME (ang.: *coupled mode equations*). Z kolei równania modów sprzężonych są rozwiązywane za pomocą metody macierzy przejścia TMM (ang.: *transfer matrix method*) [51, 106]. Jest to uniwersalna metoda wykorzystywana w optyce i akustyce do analizowania fal elektromagnetycznych i akustycznych przechodzących przez wielowarstwowe struktury zwane również strukturami periodycznymi. Pojedyncze odbicie wiązki świetlnej opisują równania Fresnela jednak dla struktur wielowarstwowych odbicia mogą wzmacniać się lub osłabiać tworząc w rezultacie sumę nieskończenie wielu odbić. W metodzie tej struktura periodyczna o długości L podzielona jest na N krótkich jednolitych sekcji, każda sekcja scharakteryzowana jest macierzą o wymiarach 2×2 . Macierz opisująca całą strukturę uzyskiwana jest poprzez pomnożenie wszystkich macierzy cząstkowych. Metoda ta może być stosowana do siatek jednorodnych, w których okres i amplituda współczynnika załamania są wartościami stałymi, jak również do siatek niejednorodnych, gdzie okres i amplituda współczynnika załamania są wartościami zmieniającymi się. Dokładność metody zależy od ilości sekcji zastosowanych do obliczeń, duża ich liczba zapewnia większą dokładność [21, 33, 91]. Ostatnim etapem metody jest konwersja układu macierzy na współczynniki odbicia i transmisji. Schematyczny podział całej struktury periodycznej na sekcje w metodzie macierzy przejścia przedstawiono na rysunku 4.1.



Rys. 4.1. Schematyczne przedstawienie podziału struktury na sekcje w metodzie macierzy przejścia a) dla siatki jednorodnej b) dla siatki niejednorodnej

Jeżeli przyjmiemy, że R_0 reprezentuje sygnał wprowadzany do siatki, S_0 reprezentuje sygnał odbity od siatki, wtedy R_N będzie sygnałem transmitowanym przez siatkę, natomiast S_N jest sygnałem wprowadzanym do siatki z przeciwnego kierunku. Macierz dla i -tej sekcji reprezentowana jest przez macierz T_i zgodnie z poniższym równaniem:

$$\begin{bmatrix} R_i \\ S_i \end{bmatrix} = T_i \begin{bmatrix} R_{i+1} \\ S_{i+1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11}^i & T_{12}^i \\ T_{21}^i & T_{22}^i \end{bmatrix} \begin{bmatrix} R_{i+1} \\ S_{i+1} \end{bmatrix}, \quad (4.1)$$

gdzie:

$$T_{11}^i = T_{22}^{i*} = \cosh(\gamma_B \Delta z_i) - i \frac{\sigma}{\gamma_B} \sinh(\gamma_B \Delta z_i), \quad (4.2)$$

$$T_{12}^i = T_{21}^{i*} = -i \frac{\kappa}{\gamma_B} \sinh(\gamma_B \Delta z_i), \quad (4.3)$$

są rozwiązaniami teorii modów sprzężonych dla i -tej sekcji. σ jest tzw. współczynnikiem autosprężenia (ang.: self-coupling coefficient, nazywanym również w literaturze jako składowa stała (DC) współczynnika sprzężenia, natomiast κ jest współczynnikiem sprzężenia krzyżowego (ang.: cross coupling coefficient, nazywanego również składową zmienną (AC) współczynnika sprzężenia oraz również mocą siatki (ang. grating strength) [51]. Indeks i oznacza i -ty segment podziału całej struktury, Δz jest długością sekcji, oraz γ_B jest zdefiniowane jako:

$$\gamma_B = \sqrt{\kappa^2 - \sigma^2} \quad \kappa^2 > \sigma^2 \quad (4.4)$$

$$\gamma_B = \sqrt{\sigma^2 - \kappa^2} \quad \kappa^2 < \sigma^2 \quad (4.5)$$

Uogólniając równanie (4.1) dla N sekcji całej struktury otrzymamy:

$$\begin{bmatrix} R_0 \\ S_0 \end{bmatrix} = \prod_{i=1}^N [T_i] \begin{bmatrix} R_N \\ S_N \end{bmatrix} = [T] \begin{bmatrix} R_N \\ S_N \end{bmatrix}. \quad (4.6)$$

Wtedy macierz całej siatki z równania (4.6) wyrażona jest jako:

$$[T] = [T_N][T_{N-1}] \dots [T_3][T_2][T_1]. \quad (4.7)$$

Przyjmowane są warunki brzegowe, wartość R_0 jest znormalizowana do 1 a amplituda wprowadzonego sygnału na wyjściu siatki S_N wynosi zero. Wartość zespoloną współczynnika odbicia i transmisji dla całej siatki oblicza się następująco:

$$R = \frac{T_{21}}{T_{11}}, \quad (4.8)$$

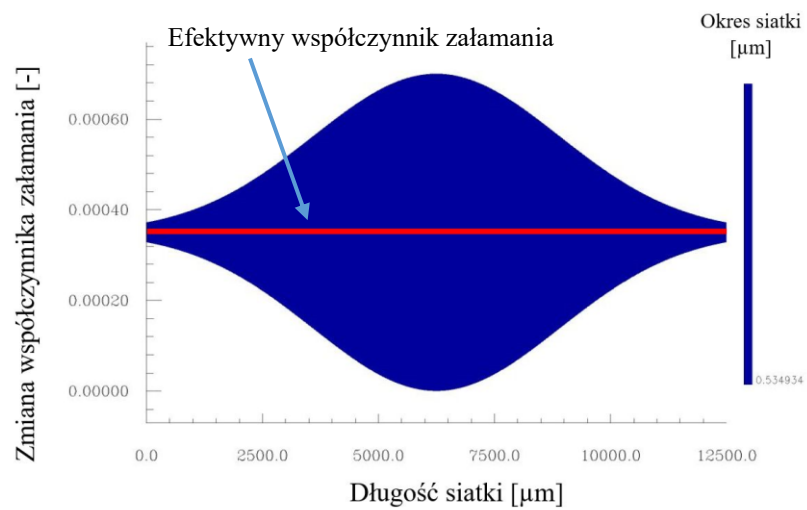
$$T = \frac{1}{T_{11}}, \quad (4.9)$$

gdzie T_{11} oraz T_{21} są elementami dwuwymiarowej macierzy T . Następnie na podstawie równań (4.8) i (4.9) wyliczane są rzeczywiste wartości współczynnika odbicia oraz transmisji w zakresie 0 – 1, przy czym istnieje możliwość obliczenia wartości tych współczynników dla całego zakresu długości fal, uzyskując tym samym charakterystyki spektralne odbiciowe oraz transmisyjne.

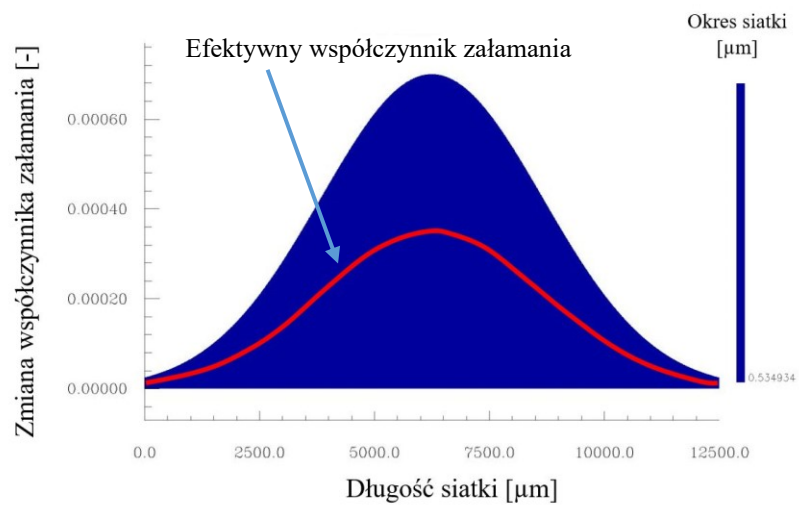
4.1. Wpływ apodyzacji na charakterystyki spektralne struktur

W tej części rozdziału przedstawiono obliczenia numeryczne charakterystyk widmowych wykonane dla wybranych profili apodyzacyjnych. Do obliczeń przyjęto średnicę rdzenia równą $9\mu\text{m}$, średnicę płaszczka $125\mu\text{m}$, współczynnik załamania rdzenia 1,4672, współczynnik załamania płaszczka 1,444.

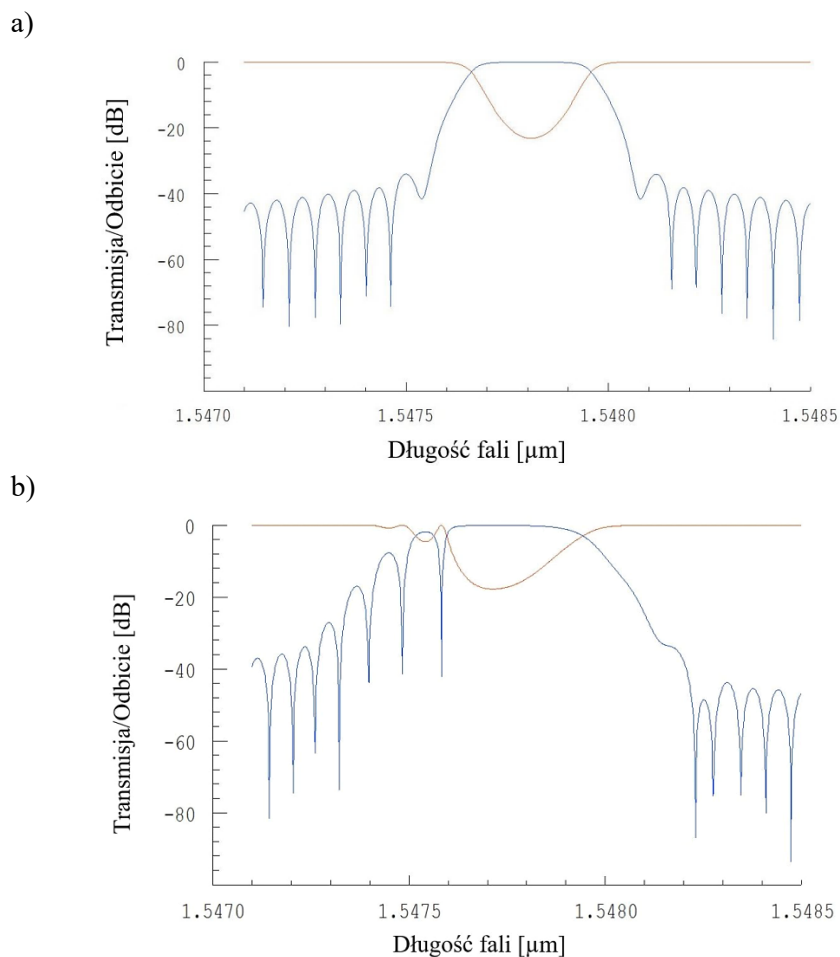
Apodyzacja, będąca parametrem siatki Bragga wynika z wielkości zmian współczynnika załamania światła na długości całej struktury δn_{eff} , z obwiedni zmian amplitudy współczynnika załamania światła, które razem determinują efektywny współczynnik załamania światła [75]. Dodatkowo, możemy mieć tutaj do czynienia z przypadkami, opisanymi również w pracy [76], opisującymi dwa różne możliwe rodzaje apodyzacji: bez stałej wartości współczynnika załamania w obszarze siatki (tzw. non-true apodization) oraz ze stałym efektywnym współczynnikiem załamania w obszarze siatki (tzw. true apodization). Przypadki te przedstawiono na rysunku 4.2 i 4.3.



Rys. 4.2. Apodyzacja ze stałym efektywnym współczynnikiem załamania w obszarze siatki (*true apodization*)



Rys. 4.3. Apodyzacja bez stałej wartości współczynnika załamania w obszarze siatki (*non-true apodization*)



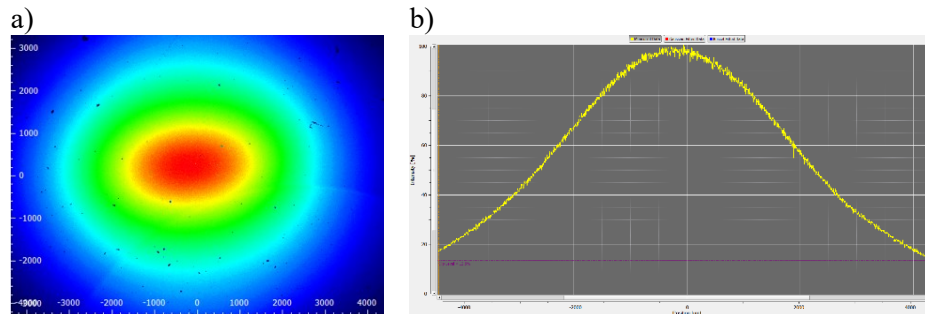
Rys. 4.4. Widma transmisyjne i odbiciowe siatek o stałym okresie dla a) apodyzacji ze stałym efektywnym współczynnikiem załamania w obszarze siatki (*true apodization*) b) apodyzacji bez stałej wartości współczynnika załamania w obszarze siatki (*non-true apodization*)

Siatki ze stałą wartością efektywnego współczynnika załamania są siatkami trudniejszymi do wytworzenia, jedną z metod ich wytwarzania jest zastosowanie masek fazowych o zmiennej wydajności dyfrakcyjnej, wiąże się to z koniecznością określenia parametrów siatki i funkcji apodyzacyjnej już na etapie wytwarzania maski fazowej. Wykres przedstawiający wartość efektywnego współczynnika załamania światła na długości siatki typu *true apodization* przedstawiono na rysunku 4.2. Czerwoną linią zaznaczono wartość efektywnego współczynnika załamania. Tego typu siatki mają zmniejszone wstęgi boczne, a ich widmo jest symetryczne co pokazane jest na rysunku 4.4 a. Siatki ze zmienną

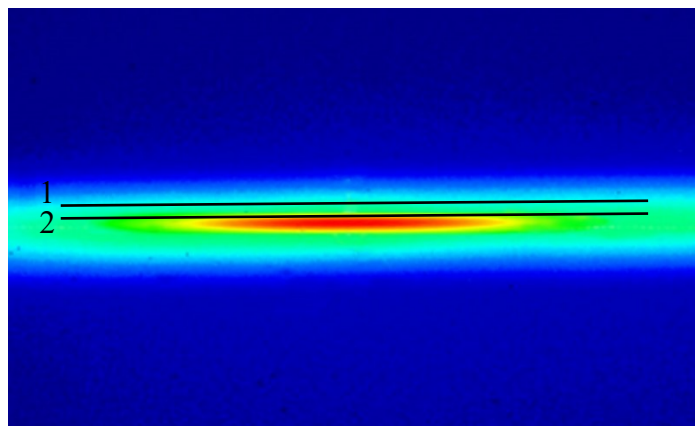
wartością efektywnego współczynnika załamania (Rys. 4.3) mają mniejszy potencjał aplikacyjny, gdyż wprawdzie posiadają zmniejszone wstęgi boczne, ale ich charakterystyka widmowa jest wyraźnie niesymetryczna. Wyniki obliczeń numerycznych charakterystyki widmowej takiej siatki przedstawiono na rysunku 4.4. Brak symetrii często eliminuje lub znacznie ogranicza możliwość ich wykorzystania w charakterze filtrów optycznych czy nawet czujników. Zastosowanie techniki apodyzacji bez stałej wartości współczynnika załamania w obszarze siatki może zostać wykonane na kilka sposobów. W metodzie skanowania maski fazowej stolik wraz z maską fazową i włóknem optycznym umieszczonym za maską fazową przesuwany jest względem nieruchomej wiązki lasera UV. Poprzez zmianę prędkości przesuwu maski fazowej i włókna względem wiązki lasera możliwe jest uzyskanie zmiennego profilu apodyzacji. Również zastosowanie szczeliny oświetlającej określone części maski fazowej z różną energią skutkować będzie zmianą wartości efektywnego współczynnika załamania wybranego obszaru siatki.

W przypadku FBG wytwarzanych na potrzeby niniejszej pracy ich apodyzacja wynika z faktu, że wartość mocy promieniowania lasera zmienia się na długości użytej maski fazowej i wytworzonej siatki Bragga.

Kształt rzeczywistej charakterystyki przedstawiającej profil wiązki użytego lasera przedstawiono na rysunku 4.5.

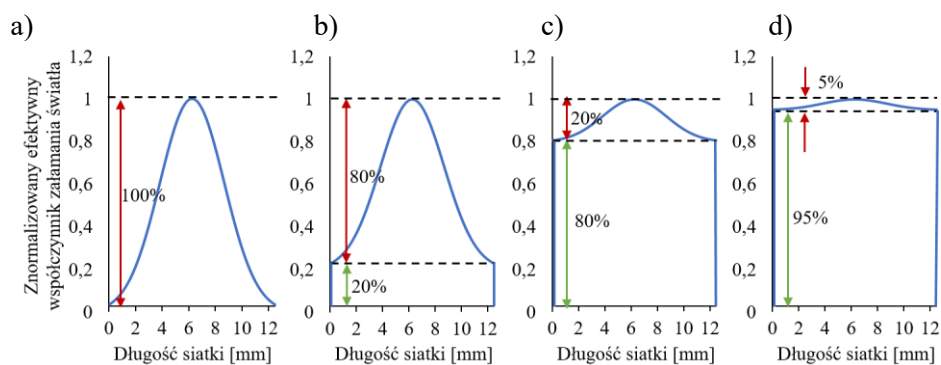


Rys. 4.5. a) Obraz wiązki wyjściowej lasera ekscymerowego uzyskany za pomocą profilometru, b) profil wiązki lasera



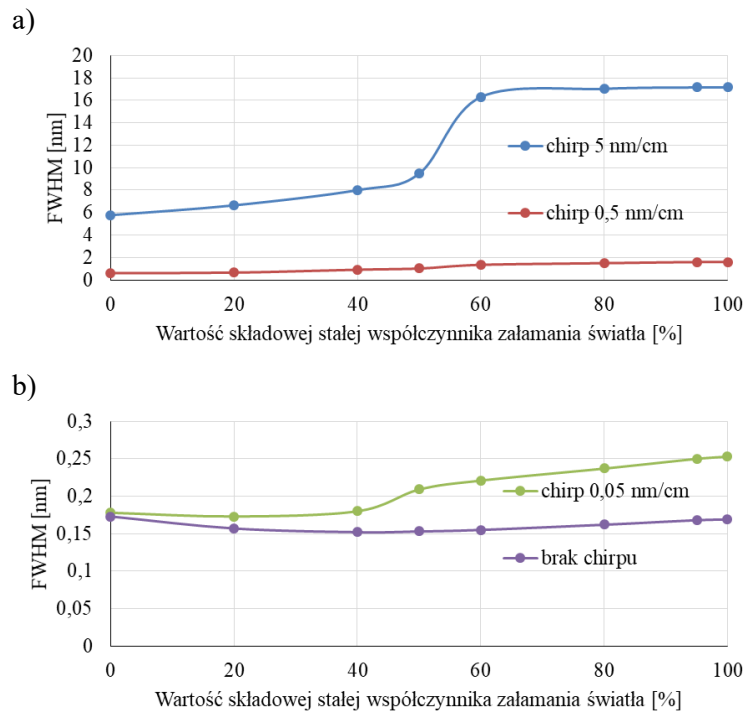
Rys. 4.6. Obraz wiązki wyjściowej lasera ekscymerowego po przejściu przez soczewkę cylindryczną

Zmiana profilu apodyzacji możliwa będzie również przy nie osiowym lub niesymetrycznym ustawieniu naświetlanego włókna jak pokazano to na rysunku 4.6. Pozycja 1 oraz 2 znajdują się powyżej osi środkowej profilu wiązki lasera, umieszczenie włókna w tych miejscach skutkowało będzie zmianą profilu apodyzacji. Zmieniać będzie się udział składowej stałej efektywnego współczynnika załamania światła co przedstawiono na rysunku 4.7. Siatki w niniejszej pracy modelowane były dla idealnie osiowego i symetrycznego położenia, natomiast rzeczywiste siatki mogą posiadać odchylenia od położenia idealnego. Na rysunku 4.7 przedstawiono sposób wyznaczania składowej stałej współczynnika załamania światła.



Rys. 4.7. Sposób wyznaczania procentowej wartości składowej stałej współczynnika załamania światła a) składowa stała równa 0%, b) składowa stała równa 20%, c) składowa stała równa 80%, d) składowa stała równa 95%,

Na rysunku 4.8 przedstawiono wrażliwość parametru $FWHM$ na zmianę składowej stałej współczynnika załamania światła dla różnych wartości chirpu. W wypadku siatek bez chirpu wpływ położenia włókna jest niezauważalny, natomiast przy siatkach z chirpem położenie względem osi profilu wiązki lasera ma kluczowe znaczenie. Zmiana położenia względem osi przekroju wiązki lasera oraz zmiana parametru $FWHM$ pokazane jest na rysunku 4.8.

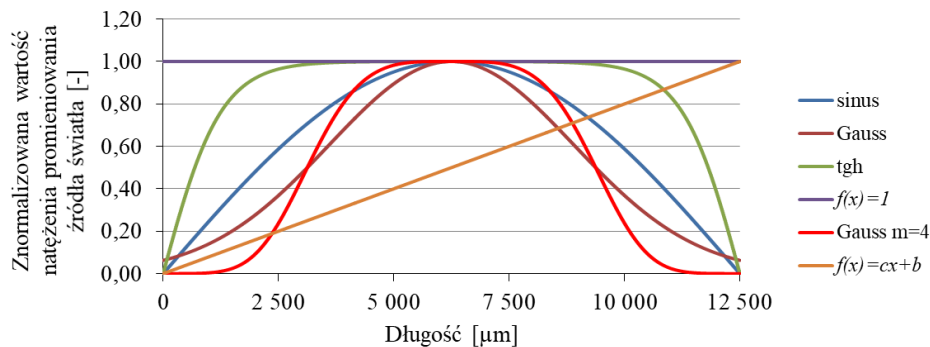


Rys. 4.8. Zależność wartości parametru $FWHM$ od wartości składowej stałej efektywnego współczynnika załamania światła a) dla siatki z chirpem 5 nm/cm oraz 0,5 nm/cm, b) dla siatki z chirpem 0,05 nm/cm oraz bez chirpu

Rysunek 4.8 przedstawia zmianę wartości parametru $FWHM$ dla czterech siatek przy braku chirpu, z chirpem 0,05 nm/cm, 0,5 nm/cm oraz 5 nm/cm dla zmiennego położenia względem osi poziomej przekroju wiązki jak pokazuje rysunek 4.6. Przy czym idealnie centralne położenie odpowiada brakowi składowej stałej i jest to wartość odpowiadająca położeniu na osi równa 0%. Dla siatki z chirpem 5 nm/cm zmiana jest największa i wartość $FWHM$ zmienia się od 5,8 nm do wartości 17,2 nm czyli prawie trzykrotnie. Największa zmiana wartości parametru $FWHM$ występuje w przypadku 50% wartości składowej stałej efektywnego współczynnika załamania. Zmiana wartości $FWHM$ przy zmianie

wartości składowej stałej od 0 do 100% dla siatki z chirpem 0,5 nm wynosi odpowiednio 0,6 nm i 1,6 nm, dla siatki z chirpem 0,05nm/cm zmiana jest od 0,18 nm do 0,25 nm, natomiast dla siatki bez chirpu wartości parametru $FWHM$ zmienia się w zakresie od 0,15 nm do 0,17 nm. Największa wrażliwość na położenie włókna względem osi światłowodu występuje dla siatek o większym chirpie 5 nm/cm oraz 0,5 nm/cm, dla tych siatek zmiana parametru $FWHM$ jest kilkukrotna.

Na rysunku 4.9 przedstawione zostały profile opisane funkcją sinus, Gauss, tangens hiperboliczny oraz funkcjami liniowymi.

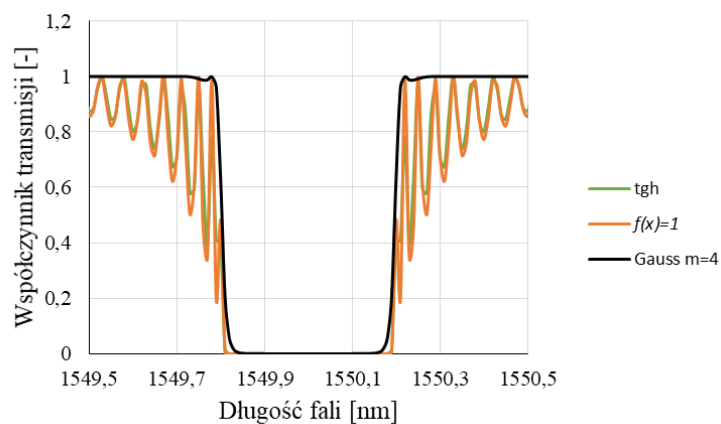


Rys. 4.9. Wykresy funkcji przedstawiających kształty profili apodyzacyjnych wykorzystywane w trakcie obliczeń numerycznych

Profil Gauss o parametrze $m = 4$ uzyskany został przez zastosowanie funkcji Gaussa czwartego rzędu. Funkcja ta przyjmuje szeroką wartość nasycenie w środkowej jej części. Przy założeniu, że $FWHM$ funkcji przyjmuje wartość równą $L/2$ profil takiej funkcji będzie opisany następującym równaniem:

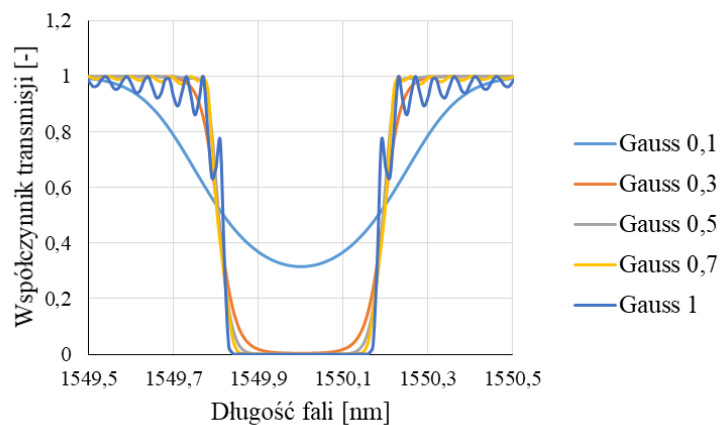
$$T = \exp \left[- \left(2 \cdot (\ln(2))^{\frac{1}{m}} \cdot \frac{z-L}{L} \right)^m \right] \quad - \frac{L}{2} \leq z \leq \frac{L}{2}, \quad (4.10)$$

gdzie m jest rzędem funkcji Gaussa. Na rysunku 4.10 przedstawione zostały widma transmisyjne dla trzech funkcji apodyzacyjnych: tangens hiperboliczny, $f(x) = 1$ oraz funkcja Gaussa czwartego rzędu.



Rys. 4.10. Widma transmisyjne siatek o stałym okresie dla wybranych funkcji apodyzacyjnych

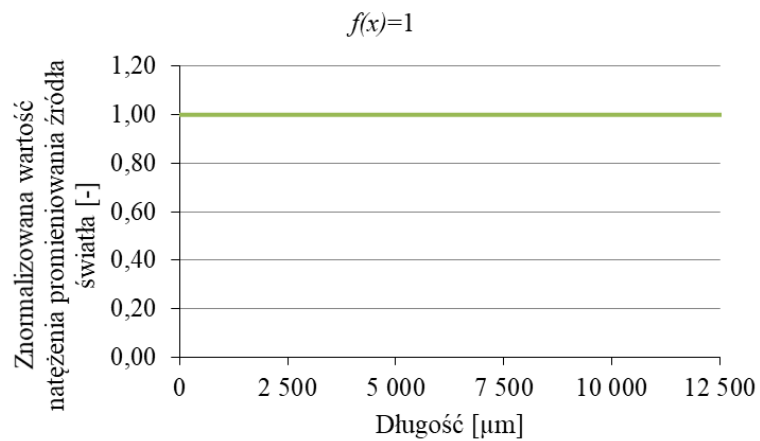
Dla profilu jednorodnego o stałej wartości współczynnika załamania na całej długości siatki zauważalna jest znacząca wartość współczynnika odbicia wstęp bocznych (ang.: *side lobes*). Podobne zjawisko występuje dla struktury z apodyzacją opisaną funkcją tangens hiperboliczny. Po zastosowaniu profilu opisanego funkcją Gaussa z parametrem $m = 4$ udział prążków bocznych jest znikomy, co można zaobserwować na rysunku 4.10. Na rysunku 4.11 przedstawiono analizę wpływu współczynnika kształtu a funkcji Gaussa na przebieg charakterystyk spektralnych.



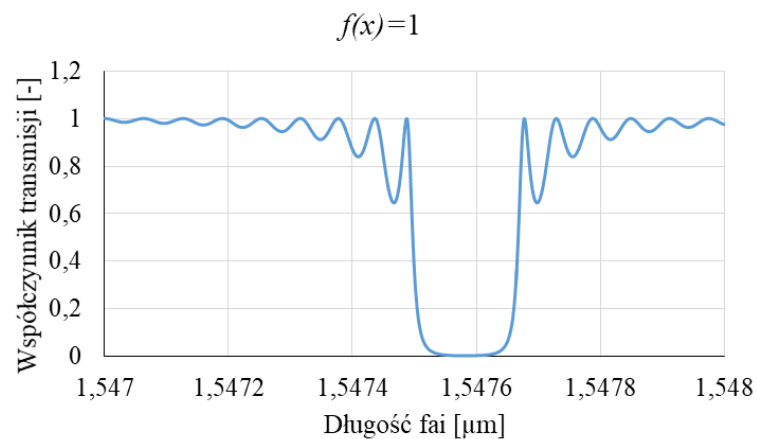
Rys. 4.11. Widma transmisyjne dla profilu Gaussa i różnych wartości współczynnika kształtu a

Dla małych wartości współczynnika kształtu a (wzór 3.22) dla profilu Gaussa współczynnik odbicia siatki posiada niewielką wartość natomiast szerokość połówkowa $FWHM$ jest większa niż dla współczynnika o większych wartościach. Zmniejszenie wartości współczynnika kształtu zwiększa również wartość współczynnika odbicia niepożądanych wstęp bocznych. Na rysunkach 4.12–4.14 przedstawione są wyniki obliczeń numerycznych przeprowadzonych dla siatki o stałej wartości okresu zmian amplitudy modulacji współczynnika załamania dla różnych kształtów profili apodyzacyjnych.

a)



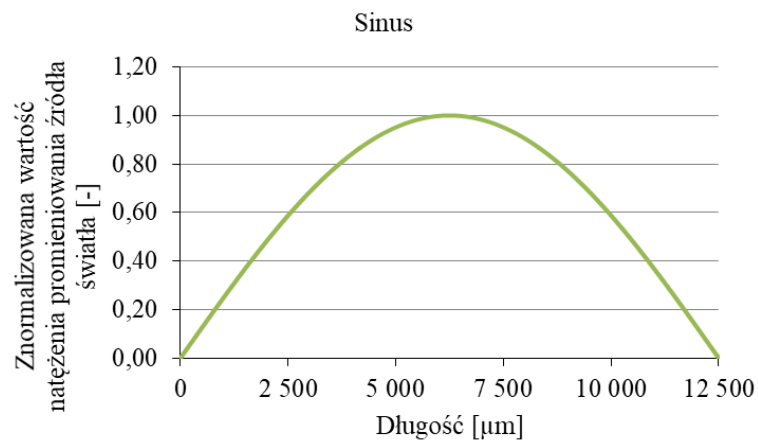
b)



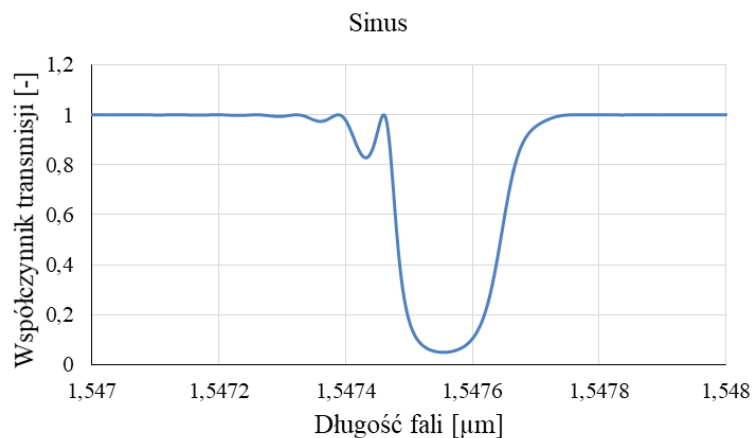
Rys. 4.12. Wyniki obliczeń numerycznych dla siatki jednorodnej, nieapodyzowanej o długości 12,5 mm: a) kształt profilu apodyzacyjnego, b) wyznaczone widmo transmisyjne struktury

Dla funkcji apodyzacyjnej zapisanej w postaci $f(x) = 1$, tj. przy braku zmiany amplitudy obwodni współczynnika załamania światła, na charakterystyce siatki występuje duży udział wstęp bocznych (Rys. 4.12) dochodzących do 35% wartości amplitudy głównego rezonansu Bragga, $FWHM$ wynosi 0,17 nm, a centralna długość Bragga wynosi 1547,58 nm. Na rysunku 4.13 przedstawiono wyniki obliczeń numerycznych dla siatki o profilu apodyzacyjnym opisanym funkcją sinus.

a)



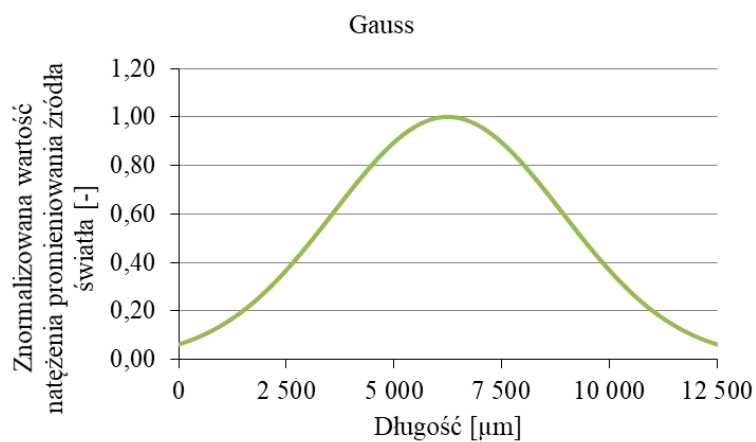
b)



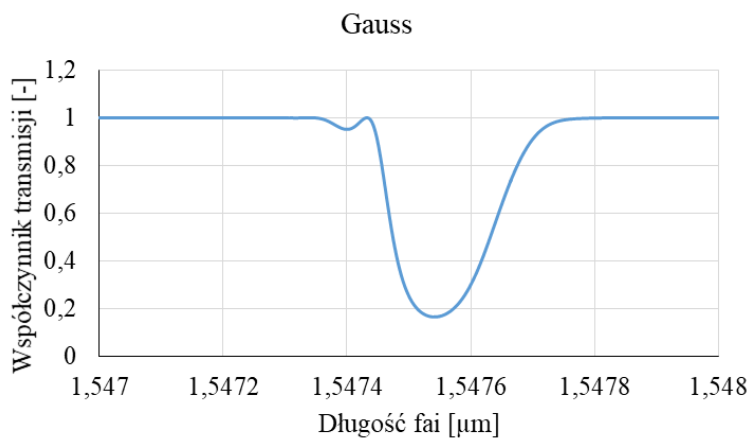
Rys. 4.13. Wyniki obliczeń numerycznych dla siatki jednorodnej, o długości 12,5 mm, apodyzowanej (profil apodyzacyjny opisany funkcją sinus): a) kształt profilu apodyzacyjnego, b) wyznaczone widmo transmisyjne struktury

Przy apodyzacji siatki funkcją sinus parametr $FWHM$ osiąga zbliżone wartości do siatki jednorodnej bez apodyzacji, przyjmując wartość 0,17 nm, natomiast na charakterystyce spektralnej wstęgi boczne występują tylko z jednej strony głównego rezonansu Bragga i mają znacznie mniejsze wartości osiągając 19% jego wysokości.

a)



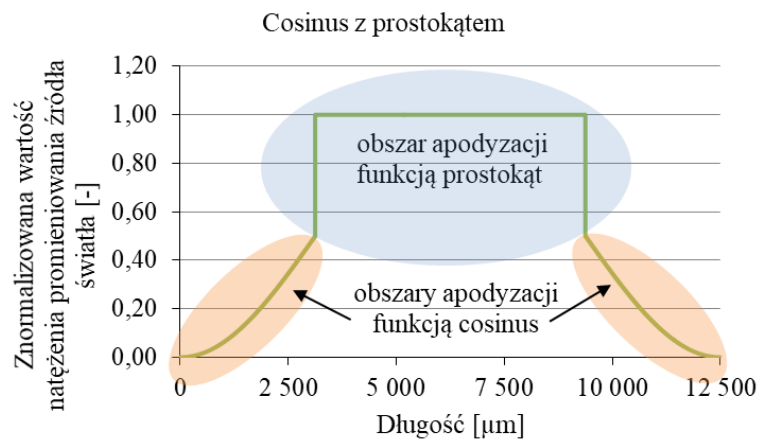
b)



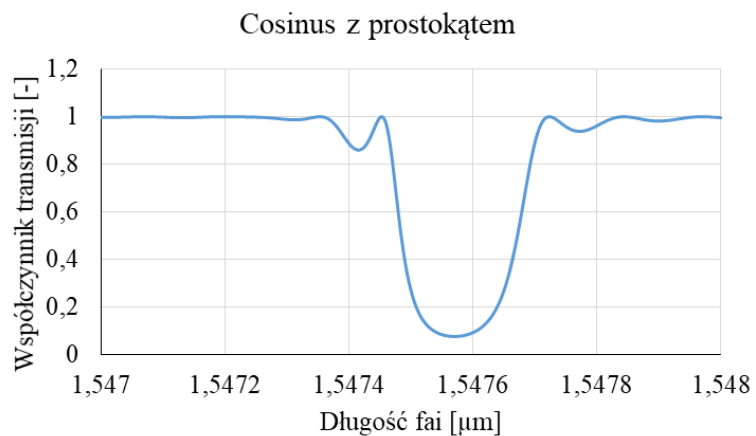
Rys. 4.14. Wyniki obliczeń numerycznych dla siatki jednorodnej, o długości 12,5 mm apodyzowanej (profil apodyzacyjny opisany funkcją Gauss): a) kształt profilu apodyzacyjnego, b) wyznaczone widmo transmisyjne struktury

Przy apodyzacji siatki funkcją Gaussa udział wstęp bocznych jest niewielki, amplituda osiąga wartość 6% wysokości głównego rezonansu Bragga struktury, a wartość parametru $FWHM$ wynosi 0,17 nm.

a)



b)



Rys. 4.15. Wyniki obliczeń numerycznych dla siatki jednorodnej o długości 12,5 mm, apodyzowanej (profil apodyzacyjny jest połączeniem dwóch funkcji): a) kształt profilu apodyzacyjnego, b) wyznaczone widmo transmisyjne struktury

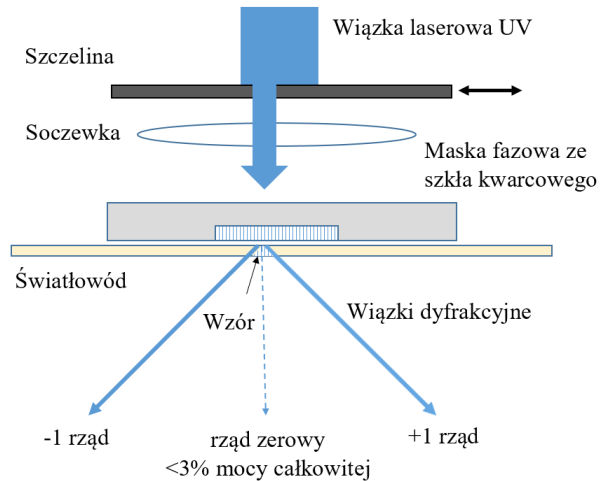
Jak można zaobserwować na rysunku 4.15, dla profilu zamodelowanego funkcją cosinus oraz funkcją o kształcie prostokąta wysokość wstęg bocznych osiąga wartość równą 15% wysokości głównego rezonansu Bragga, wartość *FWHM* wynosi 0,19 nm. Rysunki 4.12–4.15 przedstawiają wyniki obliczeń numerycznych przeprowadzonych dla siatki jednorodnej o różnych kształtach profili apodyzacyjnych. Poszczególne rysunki przedstawiają wpływ apodyzacji na charakterystyki transmisyjne struktur. Obliczenia przeprowadzono dla siatki nieapodyzowanej (Rys. 4.12a) oraz dla siatek apodyzowanych funkcjami: sinus (Rys. 4.13a), Gauss (Rys. 4.14a) oraz jednocześnie dwiema funkcjami (rys. 4.15a). W wypadku dwóch funkcji zewnętrzna część profilu apodyzacyjnego opisana była funkcją cosinus, natomiast środkowa część odpowiadała funkcji prostokątnej. Wszystkie charakterystyki obliczane były dla tych samych parametrów siatki, długość siatki równa 12,5 mm oraz amplituda modulacji współczynnika załamania równa 0,000137, zmieniał się jedynie profil apodyzacyjny. Przedstawione charakterystyki widmowe (Rys. 4.12–4.15) różnią się poziomem wstęg bocznych, których wysokość jest najniższa w wypadku funkcji Gauss i wynosi zaledwie 6%. Największy udział wstęg bocznych występuje przy braku apodyzacji (stała wartość obwiedni współczynnika załamania na całej długości siatki), wtedy wstęgi boczne uzyskują wartość 35%. Największa wartość *FWHM* uzyskana została dla funkcji apodyzacyjnej złożonej z funkcji cosinus z prostokątem, która wynosi 0,19 nm. Natomiast dla pozostałych funkcji apodyzacyjnych wartość *FWHM* równa jest 0,17 nm. Jak można zauważyć wybór odpowiedniej funkcji apodyzacyjnej ma kluczowy wpływ na kształt charakterystyki spektralnej siatki. Umożliwia kształtowanie szerokości połówkowej oraz tłumienie niepożądanych wstęg bocznych.

4.2. Technologia kształtowania apodyzacji w procesie wytwarzania struktur typu FBG

Na potrzeby pracy opracowano nieskomplikowany sposób sterowania kształtem apodyzacji wytworzonych struktur periodycznych. Zaproponowano metodę, w której zmianę profilu apodyzacyjnego można w prosty sposób uzyskać poprzez umieszczenie szczeliny w wiązce lasera zapisującego struktury. Szczelina taka powinna przesłaniać wiązkę lasera w ściśle określonym miejscu.

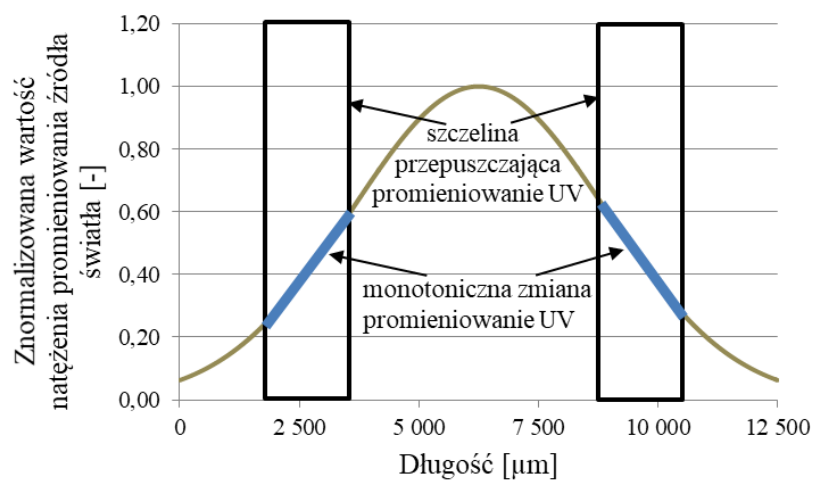
Na charakterystyce przedstawiającej rozkład natężenia promieniowania lasera UV szczelina ta umieszczona została na jednym ze zboczy tej charakterystyki (Rys. 4.16 i Rys. 4.17). Jak można zauważyć kształt rozkładu natężenia promieniowania całej wiązki laserowej jest opisany krzywą Gaussa, natomiast wybierając odpowiednią część tej wiązki uzyskuje się profil zmian natężenia promieniowania zbliżony do liniowego. W wypadku korzystania z masek fazowych o stałym okresie na całej długości (brak chirpu) charakterystyki widmowe modelowanych siatek na rysunkach 4.18 i 4.19 są zbliżone do charakterystyki widmowej siatki jednorodnej o apodyzacji funkcją Gaussa.

Natomiast przy maskach fazowych z tzw. chirpem zauważalna jest asymetria siatki modelowanej w zależności od kierunku narastania profilu i kierunku wzrostu chirpu maski (Rys. 4.27 i Rys. 4.28).



Rys. 4.16. Zmiana apodyzacji za pomocą szczeliny o regulowanej szerokości

Jak wspomniano wcześniej rozkład mocy promieniowania lasera UV wykorzystywanego do zapisu struktur typu Bragga może być najczęściej opisywany funkcją Gaussa. W ramach niniejszej pracy do zapisu struktur stosowano laser Bragg Star M (Coherent Inc.). Profil wiązki tego lasera został zmierzony i opisany w rozdziale 5. Rysunek 4.16 przedstawia profil apodyzacyjny po umieszczeniu w wiązce promieniowania UV szczeliny na zbczu narastającym i opadającym.

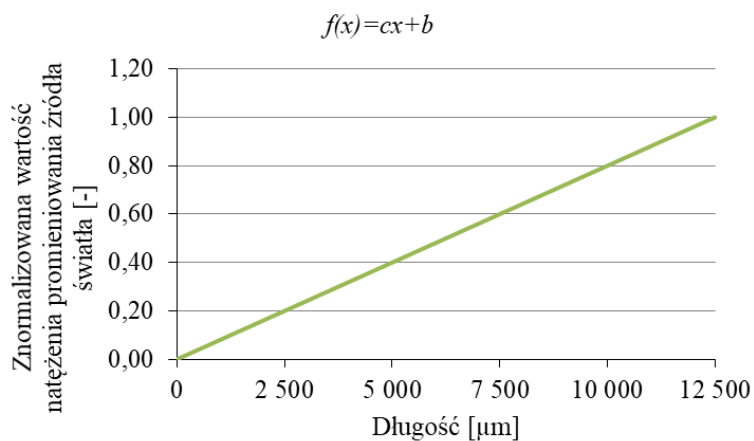


Rys. 4.17. Zmiana apodyzacji za pomocą szczeliny o regulowanej szerokości umieszczonej na zboczu narastającym i opadającym profilu wiązki lasera

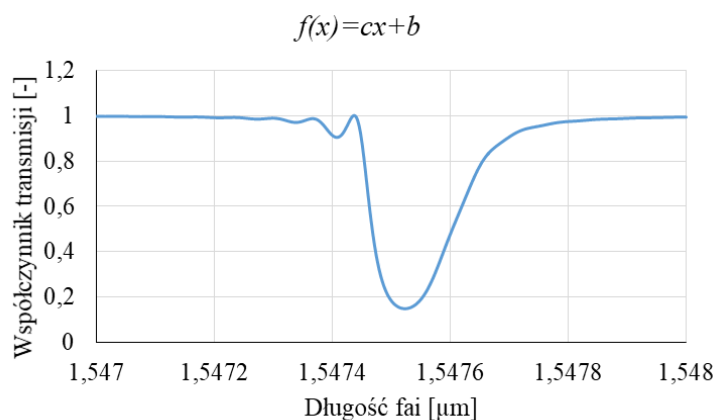
Charakterystyka źródła światła promieniowania UV przedstawiona na rysunku 4.16 posiada kształt funkcji Gaussa. Przepuszczając przez odpowiednią szczelinę jedynie promieniowanie odpowiadające np. prawej lub lewej części zbocza charakterystyki źródła, można uzyskać monotoniczny kształt profilu wiązki zapisującej strukturę Bragga. To z kolei spowoduje zapisanie struktury o monotonicznym profilu apodyzacyjnym o niemal stałym kącie nachylenia.

Poniżej przedstawione są wyniki modelowania charakterystyk widmowych dla profili apodyzacyjnych opisanych linią prostą o dodatnim i ujemnym współczynniku kierunkowym.

a)



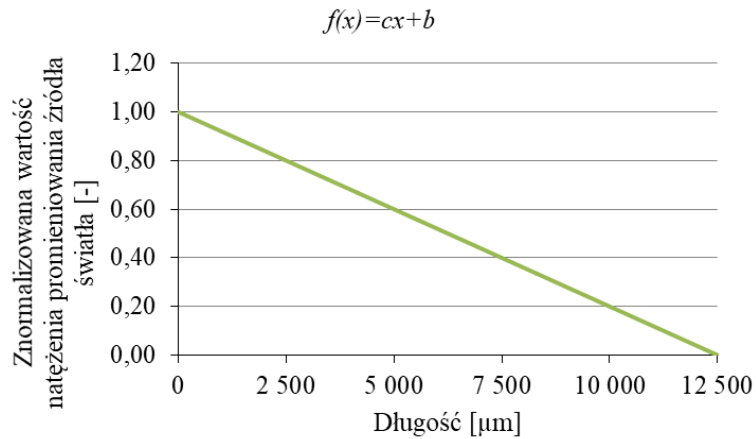
b)



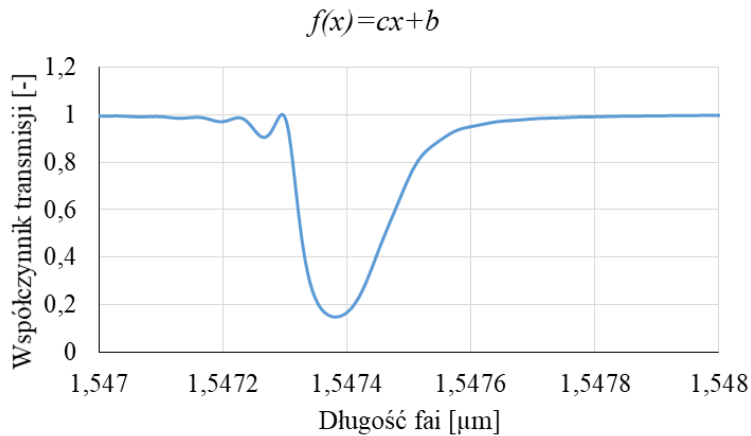
Rys. 4.18. Wyniki obliczeń numerycznych charakterystyk spektralnych siatki jednorodnej, apodyzowanej o długości 12,5 mm (profil apodyzacyjny opisany funkcją liniową o dodatnim współczynniku kierunkowym): a) kształt profilu apodyzacyjnego, b) wyznaczona charakterystyka transmisyjna struktury

Szerokość połówkowa $FWHM$ charakterystyki dla profilu opisanego funkcją $f(x)=cx+b$ o dodatnim współczynniku kierunkowym c wynosi 0,13 nm. Dla tego typu apodyzacji poziom wstęg bocznych osiąga wartość 10% wysokości głównego rezonansu Bragga. Rysunek 4.19 przedstawia wyniki obliczeń numerycznych dla profilu o ujemnym współczynniku kierunkowym c .

a)



b)



Rys. 4.19. Wyniki obliczeń numerycznych dla siatki jednorodnej, apodyzowanej o długości 12,5 mm (profil apodyzacyjny opisany funkcją liniową o ujemnym współczynniku kierunkowym): a) kształt profilu apodyzacyjnego, b) wyznaczone widmo transmisyjne struktury

Zastosowanie przesłony w odpowiednim miejscu wiązki lasera wykorzystywanego do zapisu struktur Bragga pozwoliło uzyskać zmieniający się monotonicznie narastający (Rys. 4.18a) lub opadający (Rys. 4.19a) profil apodyzacyjny. Na rysunkach 4.18b i 4.19b widoczny jest również wpływ tego profilu na charakterystykę transmisyjną struktury. Charakterystyczne jest to, że przy takiej samej wartości bezwzględnej nachylenia funkcji opisującej apodyzację szerokość charakterystyki transmisyjnej określona parametrem *FWHM* przyjmuje

taką samą wartość równą 0,13 nm. Jest to spowodowane tym, że sumaryczna zmiana mocy siatki na jej długości jest taka sama dla obydwu przypadków (Rys. 4.18, Rys. 4.19).

4.3. Wpływ chirpu na charakterystyki spektralne

Kolejne badania dotyczyły wpływu zmian okresu siatek na ich charakterystyki widmowe. W tym celu zbudowano modele struktury FBG odpowiadające wartościom chirpu masek fazowych znajdujących się na wyposażeniu laboratorium, tj.: 0,05 nm/cm 0,5 nm/cm oraz 5 nm/cm. Następnie wyznaczono numerycznie ich charakterystyki spektralne (Rys. 4.20) i porównano z rzeczywistymi charakterystykami spektralnymi siatek, które zostały wytworzone na potrzeby tej pracy. Do obliczeń przyjęto wartość amplitudy modulacji współczynnika załamania wyznaczonej za pomocą równania:

$$\Delta n_{AC} = \frac{\lambda_B \cdot a \tanh(\sqrt{R_{max}})}{\pi L \Gamma}, \quad (4.11)$$

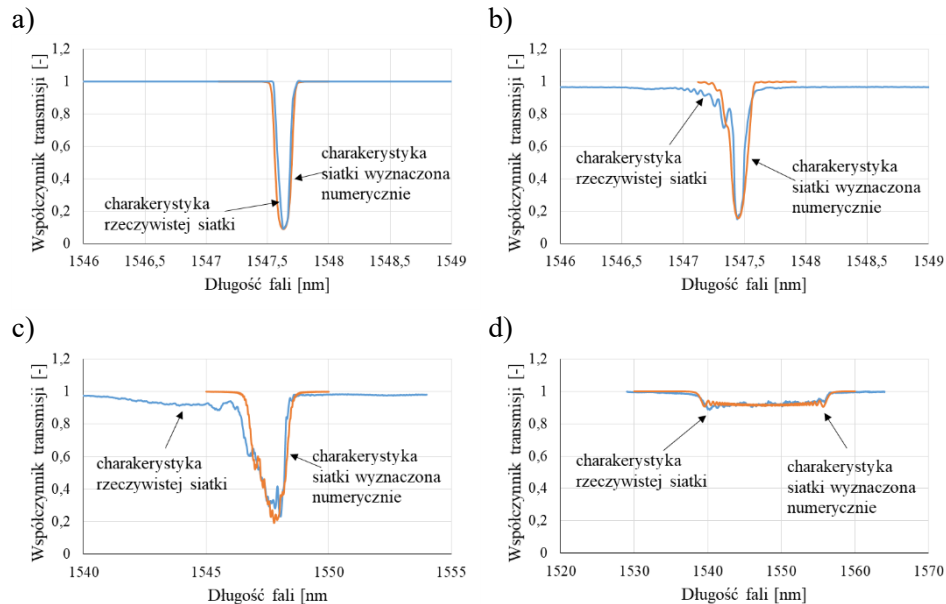
gdzie R_{max} to maksymalna wartość współczynnika odbicia siatki, L to długość siatki natomiast parametr Γ określa jaką część energii propagowana jest w rdzeniu włókna, parametr ten przyjmuje wartość od 0 do 1 i opisany jest równaniem:

$$\Gamma = \frac{\pi^2 d^2 N^2}{\lambda_B^2 + \pi^2 d^2 N^2}, \quad (4.12)$$

przy czym d jest średnicą rdzenia a N jest aperturą numeryczną.

Dla włókna SMF-28 parametr Γ przyjmuje wartość 0,488 co oznacza że ponad połowa energii propagowana jest w płaszczu a tylko 48,8% w rdzeniu [82], co wydaje się być zaniżoną wartością. Do obliczeń przyjmowano wartość na poziomie 0,7.

Poniżej przedstawione zostały charakterystyki rzeczywiste oraz charakterystyki wynikające z obliczeń numerycznych uwzględniające zmianę kształtu profilu apodyzacji zgodnie z rysunkiem 4.7.



Rys. 4.20. Wyniki obliczeń numerycznych i rzeczywiste charakterystyki siatek o długości 12,5 mm apodyzowanych funkcją Gauss dla różnych wartości chirpu: a) brak chirpu, b) chirp 0,05 nm/cm, c) 0,5 nm/cm, d) 5 nm/cm

W pierwszej kolejności wytworzono struktury zaznaczone na rysunku 4.20 linią niebieską. Charakterystyki wykonane były dla różnych czasów naświetlania ponieważ czas naświetlania siatki jednorodnej jest znacznie krótszy niż siatki z chirpem 5 nm/cm i siatka taka byłaby niewidoczna. Czasy dla wszystkich siatek opisane są w tabeli 5.2 i dobierane były podczas wytwarzania tak by osiągnąć maksymalną wartości refleksji każdej siatki. Następnie w OptiGrating dopasowano rzeczywisty profil dla siatek uwzględniający składową stałą efektywnego współczynnika załamania światła. Najlepsze dopasowanie charakterystyki uzyskano dla 95% zawartości składowej stałej efektywnego współczynnika załamania światła dla siatki z chirpem 5nm/cm oraz 50% zawartości składowej stałej efektywnego współczynnika załamania światła dla siatki z chirpem 0,5 nm/cm. Świadczy to o przesunięciu naświetlanego włókna względem centralnego położenia wiązki lasera i dużej wrażliwości na położenie dla siatek o większym chirpie. Siatki z małym chirpem lub bez chirpu nie wykazywały tak znacznego wpływu udziału składowej stałej co pokazuje charakterystyka na rysunku 4.8b.

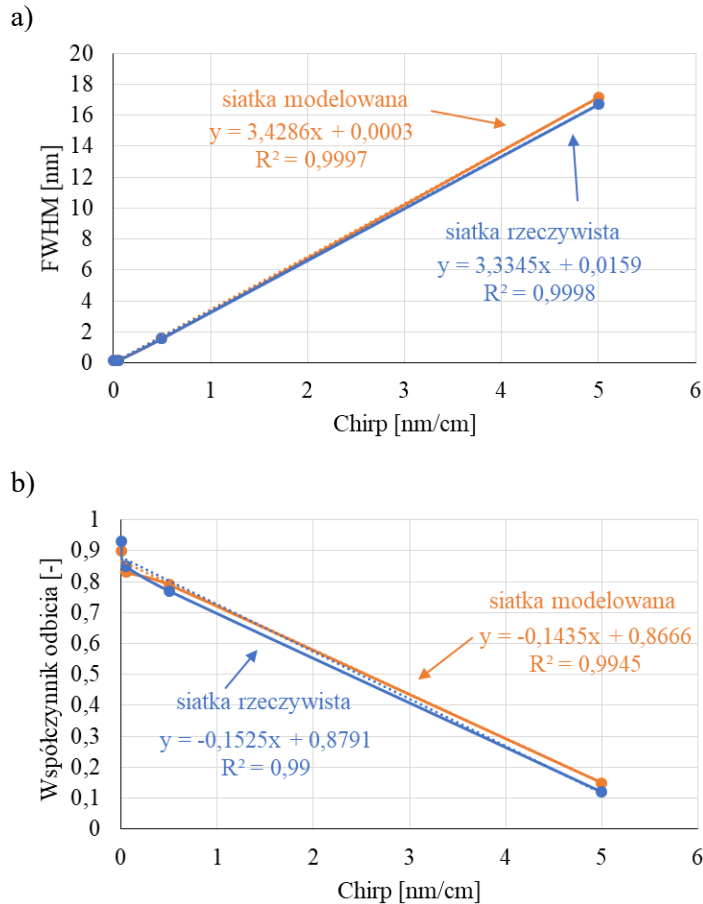
W pracy wykorzystano narzędzie OptiGrating, które opiera się na wykorzystaniu metody macierzy przejścia. Metoda ta nie uwzględnia takich parametrów jak czas naświetlania włókna światłowodowego oraz energii

impulsów. Parametry te wpływają na kształt charakterystyki spektralnej wytworzonej struktury. W wielu zastosowaniach nie stanowi to problemu, np. w układach czujnikowych najczęściej miernikiem zmian mierzonych wartości jest przesunięcie charakterystyki spektralnej, natomiast jej kształt jest mniej istotny. W tabeli 4.1 umieszczone zostały wartości parametru *FWHM* i współczynnika odbicia dla siatek wytworzonych oraz wyznaczonych numerycznie.

Tabela 4.1. Wartości parametru *FWHM* i współczynnika odbicia *R* dla obliczeń numerycznych i rzeczywistych siatek

Obliczenia numeryczne			Wartości rzeczywistych siatek		
<i>chirp</i>	<i>FWHM</i>	<i>R</i>	<i>chirp</i>	<i>FWHM</i>	<i>R</i>
nm/cm	nm		nm/cm	nm	
0	0,16	0,9	0	0,15	0,93
0,05	0,18	0,83	0,05	0,17	0,85
0,5	1,55	0,79	0,5	1,57	0,77
5	17,16	0,15	5	16,7	0,12

Na rysunku 4.21 przedstawiono wpływ chirpu na wartość połówkowej szerokości spektralnej i na współczynnik odbicia. Wyniki zestawiono dla wytworzonych rzeczywistych siatek i struktur modelowanych matematycznie.

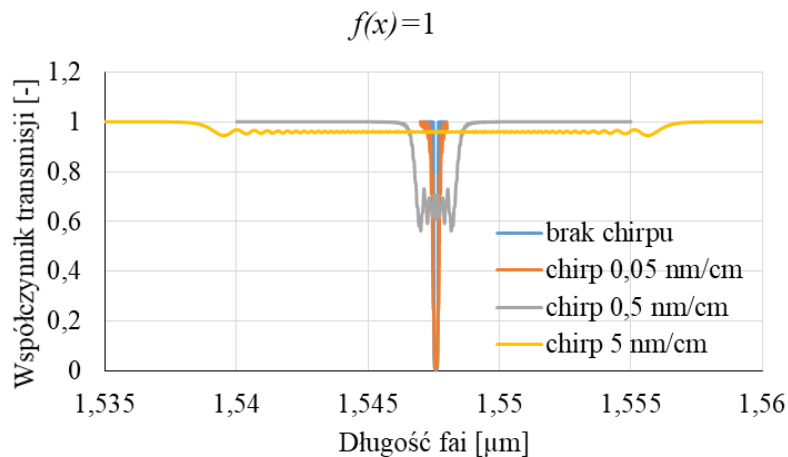


Rys. 4.21. Wyznaczone numerycznie i rzeczywiste charakterystyki przedstawiające wpływ chirpu z uwzględnieniem składowej stałej efektywnego współczynnika załamania światła na a) szerokość spektralną, b) współczynnik odbicia siatki o profilu Gaussa

Na podstawie wyznaczonych charakterystyk (Rys. 4.21) zaobserwować można zbliżony charakter przebiegów rzeczywistych siatek i ich odpowiedników modelowanych matematycznie. Zmiany wartości parametru $FWHM$ w zależności od parametru chirpu dla profilu apodyzacyjnego Gaussa są liniowe, przy czym $\Delta FWHM/\Delta chirp$ wynosi $3,3 \text{ nm/nm/cm}$ dla struktury rzeczywistej i $3,4 \text{ nm/nm/cm}$ dla siatki modelowanej matematycznie. Zmiana współczynnika odbicia $\Delta R/\Delta chirp$ również ma charakter liniowy i wynosi $-15,3\%/nm/cm$ dla siatki rzeczywistej i $-14,4\%/nm/cm$ dla siatki modelowanej matematycznie. ΔR oznacza w tym wypadku zmianę wartości współczynnika odbicia, a $\Delta chirp$ oznacza zmianę chirpu w badanym zakresie zmian, tj. od 0 do 5 nm/cm. Wynika z tego, że

wraz ze wzrostem chirpu rośnie $FWHM$ a jednocześnie zmniejsza się współczynnik odbicia. Tego typu siatki stosowane są do kompensacji w torach światłowodowych, w których występuje niekorzystne zjawisko dyspersji czyli poszerzania impulsu wyjściowego względem wejściowego. Siatka stanowi odpowiednik światłowodu kompensującego o znaku dyspersji przeciwnym w stosunku do światłowodu przenoszącego informację. Może być stosowana jako filtr optyczny o szerokim widmie.

W dalszej części rozdziału wpływ chirpu badany jest wyłącznie pod kątem modelowania matematycznego ze względu na brak możliwości łatwej zmiany profilu apodyzacyjnego w rzeczywistych strukturach. Rysunek 4.22 obrazuje wpływ chirpu na kształt charakterystyk spektralnych dla profilu apodyzacyjnego opisanego funkcją $f(x)=1$.



Rys. 4.22. Wyniki obliczeń numerycznych dla siatki o profilu apodyzacyjnym typu $f(x)=1$ dla różnych wartości chirpu

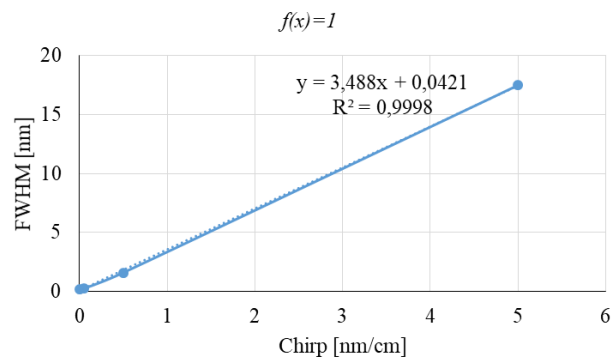
W tabeli 4.2 umieszczono wartości parametru $FWHM$ i współczynnika odbicia wyznaczone na podstawie obliczeń wykonanych w środowisku OptiGrating dla siatki Bragga o profilu apodyzacyjnym opisanym funkcją stałą $f(x) = 1$.

Tab. 4.2 Wartości parametru *FWHM* i współczynnika odbicia struktury Bragga o profilu apodyzacyjnym opisanym funkcją $f(x)=1$

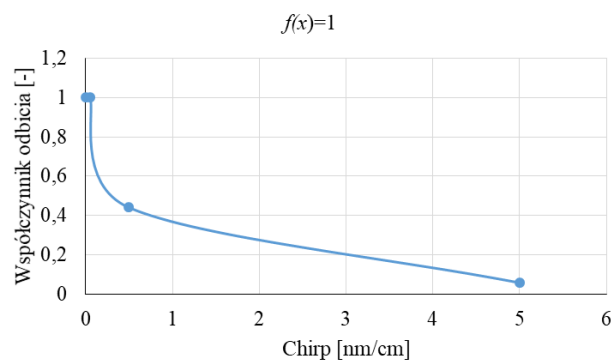
<i>chirp</i>	<i>FWHM</i>	<i>R</i>
nm/cm	nm	
0	0,17	1
0,05	0,25	1
0,5	1,61	0,44
5	17,5	0,06

Na rysunku 4.23 przedstawiono charakterystyki wpływu chirpu na parametr *FWHM* oraz współczynnik odbicia dla siatki o profilu apodyzacyjnym opisanym funkcją $f(x) = 1$.

a)



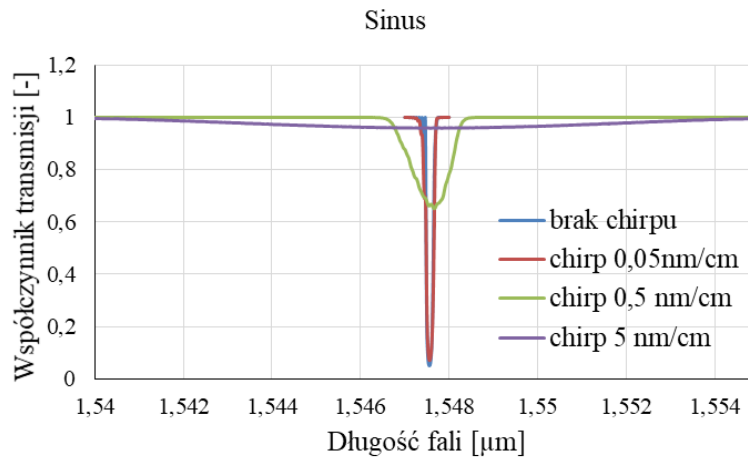
b)



Rys. 4.23. Wyznaczone numerycznie charakterystyki przedstawiające wpływ chirpu na: a) szerokość spektralną, b) współczynnik odbicia siatki o profilu $f(x)=1$

Zmiany wartości parametru $FWHM$ w zależności od parametru chirpu dla profilu apodyzacyjnego $f(x) = 1$ są liniowe, przy czym $\Delta FWHM/\Delta chirp$ wynosi 3,49 nm/nm/cm natomiast zmiana współczynnika odbicia $\Delta R/\Delta chirp$ ma charakter nieliniowy. Parametry chirpu wpływają znacząco na charakterystyki spektralne struktury. Przy braku zmiany okresu na długości całej struktury FBG, tzn. w wypadku gdy parametr chirpu jest równy zero, $FWHM$ siatki wynosi 0,17 nm przy współczynniku odbicia wynoszącym 1. Natomiast dla siatki z chirpem równym 5 nm/cm wartość $FWHM$ wynosi aż 17,5 nm, podczas gdy współczynnik odbicia wynosi zaledwie 0,06.

Kolejną analizowaną strukturą jest siatka Bragga o apodyzacji opisanej funkcją sinus, wyniki obliczeń przedstawiono na rysunku 4.24.



Rys. 4.24. Wyniki obliczeń numerycznych dla siatki o profilu apodyzacyjnym typu sinus dla różnych wartości chirpu

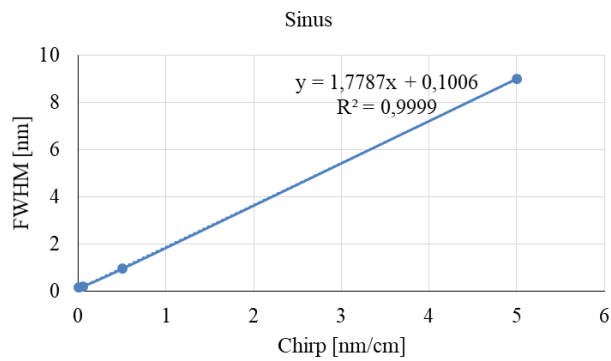
W tabeli 4.3 zestawiono wartości parametru $FWHM$ i współczynnika odbicia dla trzech wartości chirpu siatki o apodyzacji opisanej funkcją sinus.

Tabela 4.3. Wartości parametru FWHM i współczynnika odbicia struktury Bragga o profilu apodyzacyjnym typu sinus

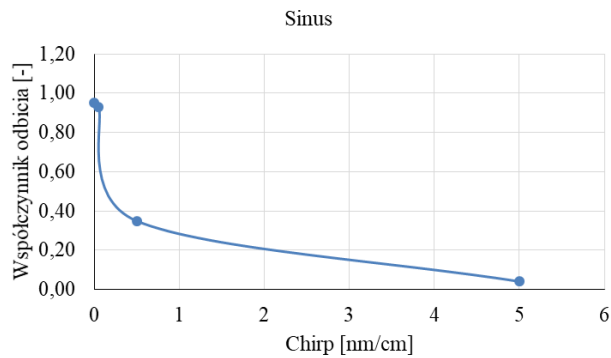
<i>chirp</i>	<i>FWHM</i>	<i>R</i>
nm/cm	nm	
0	0,17	0,95
0,05	0,18	0,93
0,5	0,93	0,35
5	9	0,04

Rysunek 4.25 przedstawia charakterystyki wpływu chirpu siatki o profilu sinus na parametr *FWHM* i współczynnik odbicia siatki.

a)



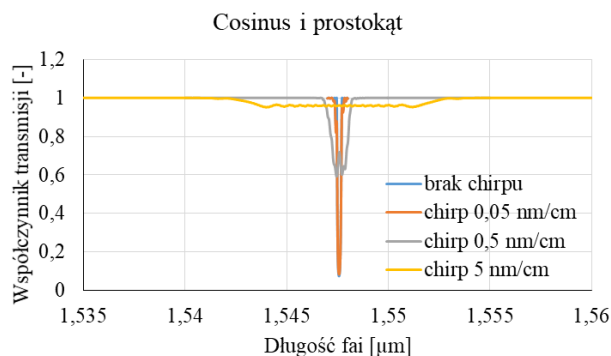
b)



Rys. 4.25. Wyznaczone numerycznie charakterystyki przedstawiające wpływ chirpu na: a) szerokość spektralną siatki o profilu apodyzacji typu sinus, b) współczynnik odbicia siatki o profilu apodyzacyjnym sinus

Zmiany parametru $FWHM$ w wypadku sinusoidalnego profilu apodyzacyjnego w zależności od parametrów chirpu są również liniowe, przy czym $\Delta FWHM/\Delta chirp$ wynosi 1,8 nm/nm/cm natomiast zmiana współczynnika odbicia spowodowana wywołanym chirpem $\Delta R/\Delta chirp$ ma charakter nieliniowy. Zgodnie z informacją zawartą w rozdziale 3 zwiększenie wartości chirpu powoduje wzrost zmian okresu siatki na jej długości, a to z kolei powoduje liniowe zwiększenie parametru $FWHM$. W wypadku gdy parametr chirpu jest równy zero, wartość $FWHM$ siatki wynosi 0,17 nm przy współczynniku odbicia wynoszącym 0,95. Natomiast dla siatki z chirpem równym 5 nm/cm wartość $FWHM$ wynosi 9 nm, podczas gdy współczynnik odbicia wynosi zaledwie 0,04.

Na rysunku 4.26 przedstawiono wyznaczone numerycznie charakterystyki spektralne dla siatki o profilu apodyzacyjnym złożonym z funkcji cosinus i prostokąt



Rys. 4.26. Wyniki obliczeń numerycznych charakterystyk spektralnych dla siatki o profilu złożonym z funkcji cosinus i prostokąt dla różnych wartości chirpu

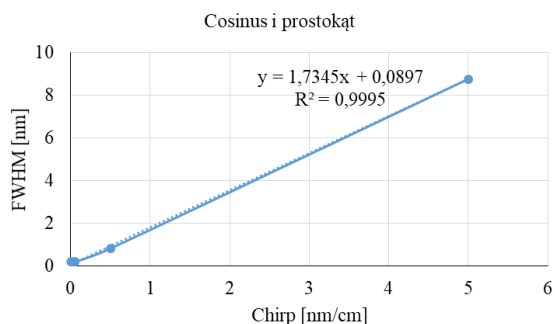
Dla charakterystyk z rysunku 4.26 wyznaczono parametry $FWHM$ oraz współczynnik odbicia, wyniki przedstawiono w tabeli 4.4.

Tab. 4.4. Wartości parametru $FWHM$ i współczynnika odbicia struktury Bragga o profilu apodyzacyjnym typu cosinus i prostokąt

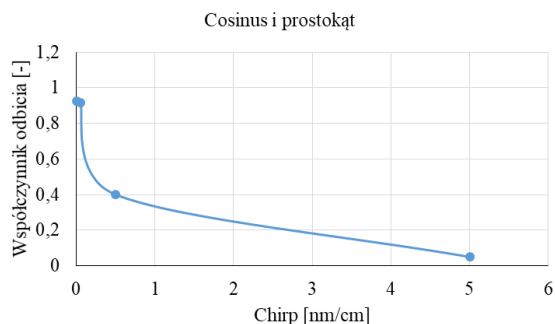
$chirp$	$FWHM$	R
nm/cm	nm	
0	0,19	0,92
0,05	0,19	0,92
0,5	0,83	0,4
5	8,78	0,05

Na podstawie wyników uzyskanych w tej części pracy i zestawionych w tabeli 4.4 wyznaczono charakterystyki wpływu chirpu na połówkową szerokość spektralną oraz współczynnik odbicia co pokazano na rysunku 4.26.

a)

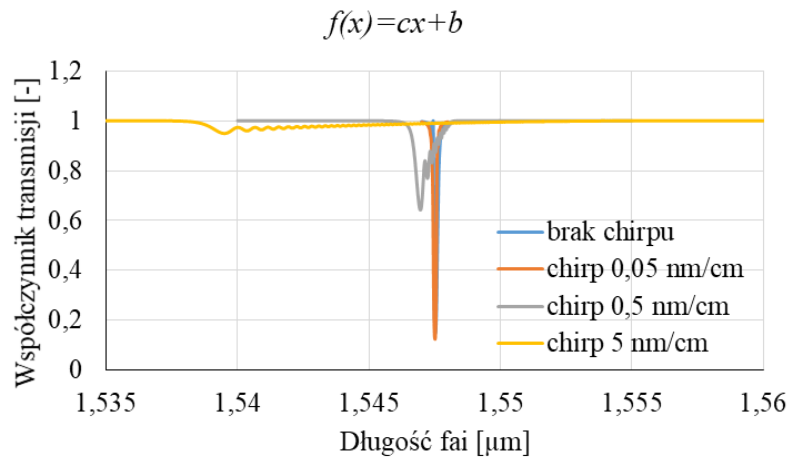


b)



Rys. 4.27. Wyznaczone numerycznie charakterystyki przedstawiające wpływ chirpu na: a) szerokość spektralną siatki o profilu apodyzacyjnym złożonym z funkcji cosinus i prostokąt, b) współczynnik odbicia siatki o profilu apodyzacyjnym złożonym z funkcji cosinus i prostokąt

Dla profilu apodyzacyjnego złożonego z funkcji cosinus i prostokąt (Rys. 4.27) zmiana parametru $FWHM$ wywołana zmianą chirpu $\Delta FWHM/\Delta chirp$ jest liniowa ($R^2 = 0,9999$) i wynosi $1,74 \text{ nm/nm/cm}$, natomiast zmiana współczynnika odbicia spowodowana zmianą chirpu $\Delta R/\Delta chirp$ ma charakter nieliniowy. Rysunek 4.28 przedstawia wyniki obliczeń numerycznych widma siatki o profilu liniowym o dodatnim współczynniku kierunkowym prostej c .



Rys. 4.28. Wyniki obliczeń numerycznych charakterystyk spektralnych dla siatki apodyzowanej profilem liniowym z dodatnim współczynnikiem kierunkowym prostej dla różnych wartości chirpu

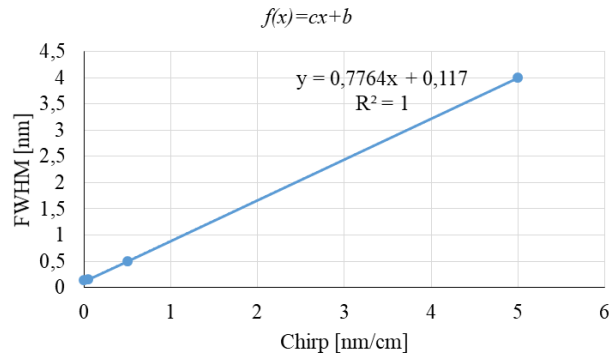
W tabeli 4.5 umieszczone zostały wartości parametru *FWHM* i współczynnika odbicia wyznaczone dla charakterystyki spektralnej siatki o profilu liniowym z dodatnim współczynnikiem kierunkowym prostej *c*.

Tab. 4.5. Wartości parametru *FWHM* i współczynnika odbicia struktury Bragga o profilu apodyzacyjnym opisanym funkcją $f(x) = cx + b$ z dodatnim współczynnikiem kierunkowym prostej

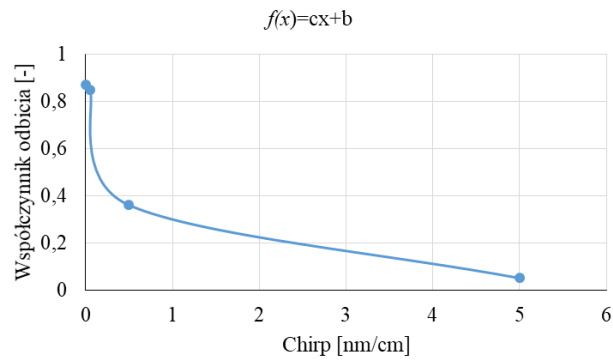
<i>chirp</i>	<i>FWHM</i>	<i>R</i>
nm/cm	nm	
0	0,13	0,87
0,05	0,15	0,85
0,5	0,5	0,36
5	4	0,05

Wpływ chirpu na parametr *FWHM* i współczynnik odbicia dla profilu apodyzacyjnego przedstawionego na rysunku 4.18a zaprezentowano na rysunku 4.29.

a)

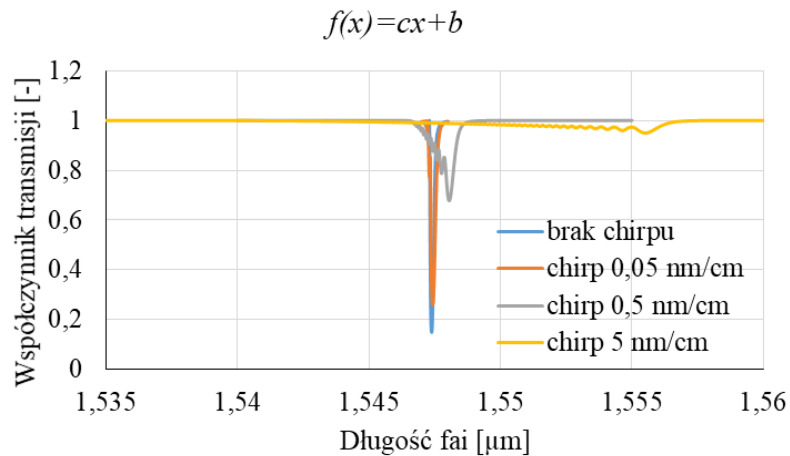


b)



Rys. 4.29. Wyznaczone numerycznie charakterystyki przedstawiające wpływ chirpu na: a) szerokość spektralną siatki o profilu apodyzacyjnym liniowym ze współczynnikiem kierunkowym prostej dodatnim, b) współczynnik odbicia siatki o profilu apodyzacyjnym liniowym ze współczynnikiem kierunkowym prostej dodatnim

W wypadku profilu apodyzacyjnego o kształcie opisanym funkcją $f(x) = cx + b$ o dodatniej wartości współczynnika kierunkowego prostej c , Parametr $FWHM$ zmienia się również w sposób zbliżony do liniowego ze współczynnikiem $R^2 = 1$. Zmiana $\Delta FWHM / \Delta chirp$ wynosi 0,78 nm/nm/cm. Natomiast wartość $\Delta R / \Delta chirp$ zmniejsza się wraz ze wzrostem chirpu i ma charakter nieliniowy. W dalszej części pracy profil apodyzacyjny opisany funkcją $f(x) = cx + b$ nazywany jest profilem liniowym dodatnim w wypadku, gdy $c > 0$ oraz ujemnym w wypadku, gdy $c < 0$. Wyznaczone numerycznie charakterystyki spektralne dla profilu liniowego ujemnego przedstawione zostały na rysunku 4.30.



Rys. 4.30. Wyniki obliczeń numerycznych charakterystyk spektralnych dla siatki apodyzowanej profilem liniowym o ujemnym współczynniku kierunkowym prostej dla różnych wartości chirpu

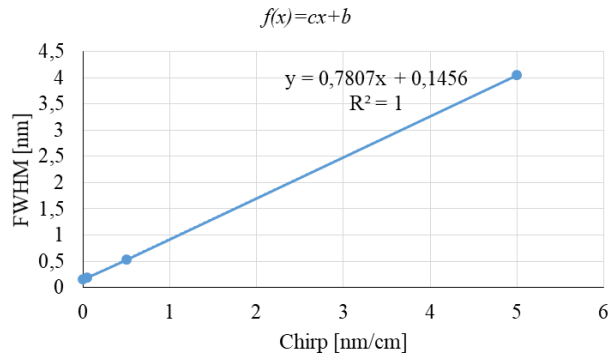
W tabeli 4.6 przedstawiono wartości parametru FWHM oraz współczynnika odbicia wyznaczone na podstawie obliczeń numerycznych charakterystyk spektralnych.

Tab. 4.6. Wartości parametru FWHM i współczynnika odbicia struktury Bragga o profilu apodyzacyjnym opisanym funkcją $f(x) = cx + b$ z ujemnym współczynnikiem kierunkowym prostej

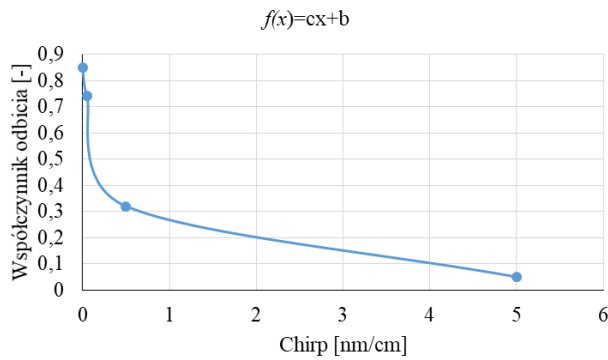
<i>chirp</i>	<i>FWHM</i>	<i>R</i>
nm/cm	nm	
0	0,14	0,85
0,05	0,19	0,74
0,5	0,53	0,32
5	4,05	0,05

Wpływ chirpu na parametr *FWHM* i współczynnik odbicia dla profilu apodyzacyjnego przedstawionego na rysunku 4.19a zaprezentowano na rysunku 4.31.

a)



b)



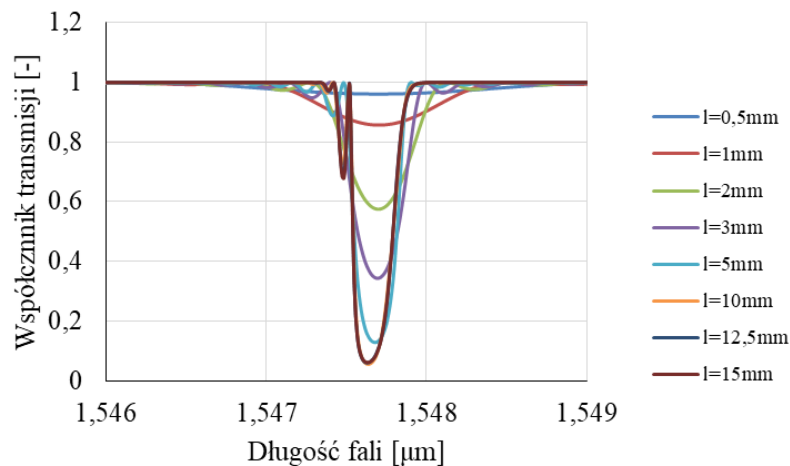
Rys 4.31. Wpływ chirpu siatki apodyzowanej profilem liniowym o ujemnym współczynniku kierunkowym na: a) połówkową szerokość spektralną siatki, b) współczynnik odbicia siatki

W wypadku profilu liniowego ujemnego parametr $FWHM$ zmienia się liniowo wartość $\Delta FWHM / \Delta chirp$ wynosi 0,78 nm/nm/cm, a $\Delta R / \Delta chirp$ maleje wraz ze wzrostem chirpu i zmiana ta jest nieliniowa. Jak można zaobserwować, zmiana okresu struktury wpływa znacząco na jej charakterystyki spektralne. Największe zmiany parametru $FWHM$ dla różnych wartości chirpu występują dla struktury o profilu apodyzacyjnym opisanym funkcją $f(x) = 1$ przedstawionym na rysunku 4.12a oraz 4.23a. Zmiana $\Delta FWHM / \Delta chirp$ wynosi aż 3,49 nm/nm/cm i dla tego profilu apodyzacyjnego można uzyskać siatkę o największej wartości parametru $FWHM$. Dla chirpu równego 5 nm/cm wartość połówkowej szerokości spektralnej wynosi 17,5 nm. Strukturę o najmniejszej wartości połówkowej szerokości spektralnej można uzyskać stosując profil apodyzacyjny opisany funkcją $f(x) = cx + b$ dla $c > 0$. Zmiana $\Delta FWHM / \Delta chirp$ tej struktury wynosi

0,78 nm/nm/cm i dla tego profilu można uzyskać siatkę o najmniejszej wartości $FWHM$ równej 0,13 nm. Wartość współczynnika odbicia zmienia się podobnie dla wszystkich profili apodyzacyjnych co oznacza, że niezależnie od profilu, dla tych samych wartości chirpu, uzyskamy zbliżone wartości współczynnika odbicia.

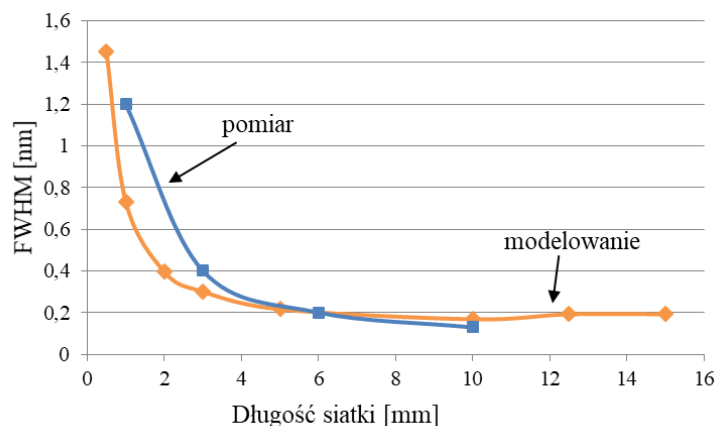
4.4. Wpływ długości struktury na jej właściwości optyczne.

Parametry charakterystyk spektralnych takie jak $FWHM$, współczynnik transmisji siatki, nachylenie zboczy charakterystyki spektralnej zależą również od długości siatki (Rys. 4.32). W celu zbadania tych zależności przeprowadzono obliczenia numeryczne dla struktur apodyzowanych o profilu Gaussa ze współczynnikiem kształtu a równym 0,5 oraz dla amplitudy modulacji współczynnika załamania δn równej 0,000137. Obliczenia numeryczne przeprowadzono dla siatki bez chirpu jak również z chirpem wynoszącym 0,05 nm/cm, 0,5 nm/cm oraz 5 nm/cm.

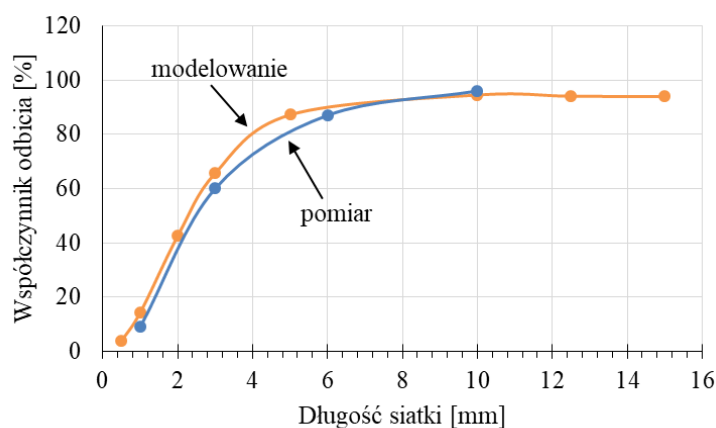


Rys. 4.32. Charakterystyki spektralne dla siatek bez chirpu o profilu apodyzacyjnym Gaussa ze współczynnikiem $a = 0,5$, amplitudzie modulacji współczynnika załamania $\delta n = 0,000137$ dla różnych długości siatki

Na podstawie charakterystyk spektralnych przedstawiono wyniki wartości parametru $FWHM$ (Rys. 4.33) oraz współczynnika odbicia (Rys. 4.34) dla siatek modelowanych matematycznie oraz rzeczywistych, wytworzonych w laboratorium. Charakterystyki przedstawiają wpływ długości struktury na wartość połówkowej szerokości spektralnej oraz współczynnik odbicia.



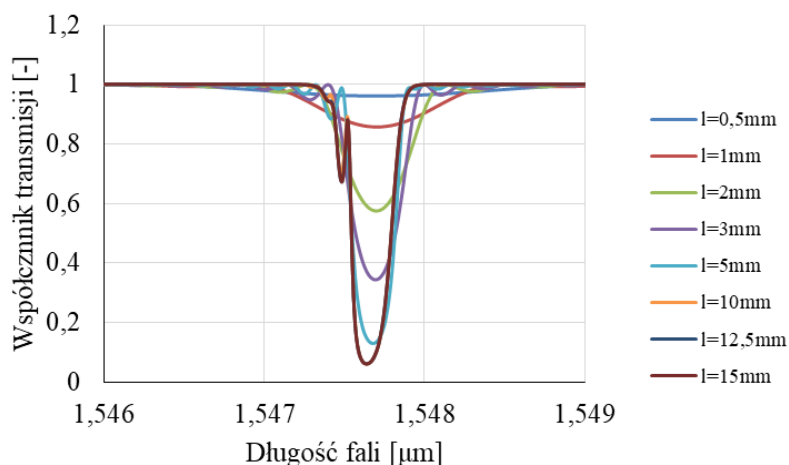
Rys. 4.33. Zależność FWHM w funkcji długości siatki bez chirpu



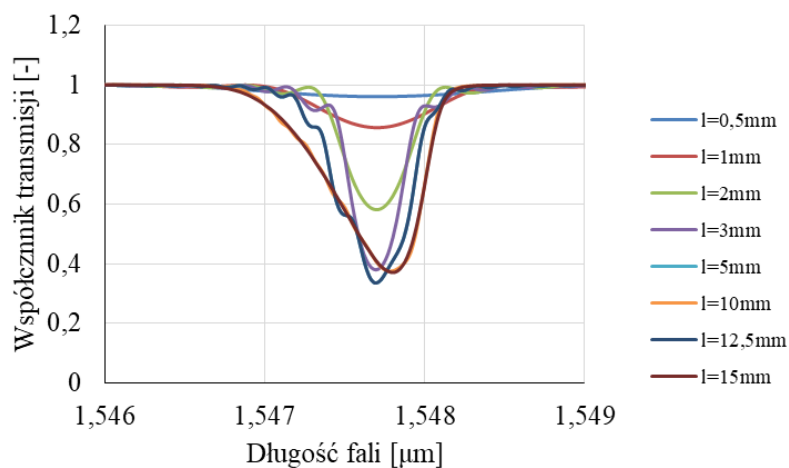
Rys. 4.34. Zależność współczynnika odbicia dla różnych długości siatki. Struktura bez chirpu

Dla siatek bez chirpu o profilu apodyzacyjnym Gaussa największa wartość $FWHM$ występuje dla najkrótszej siatki o długości 0,5 mm i wynosi 1,45 mm, ale współczynnik odbicia siatki wynosi zaledwie 3,9%. Współczynnik odbicia rośnie znacząco do długości siatki 5 mm następnie uzyskuje nasycenie osiągając wartość 94,5% dla siatki o długości 15 mm. W wypadku wytworzonych siatek pomiary parametrów $FWHM$ i współczynnika odbicia R wykonane zostały dla czterech wartości długości siatki równych odpowiednio 1 mm, 3 mm, 6 mm oraz 10 mm w celu potwierdzenia zgodności wyników uzyskanych z modelowania matematycznego z wynikami pomiarów siatek rzeczywistych, wytworzonych w laboratorium.

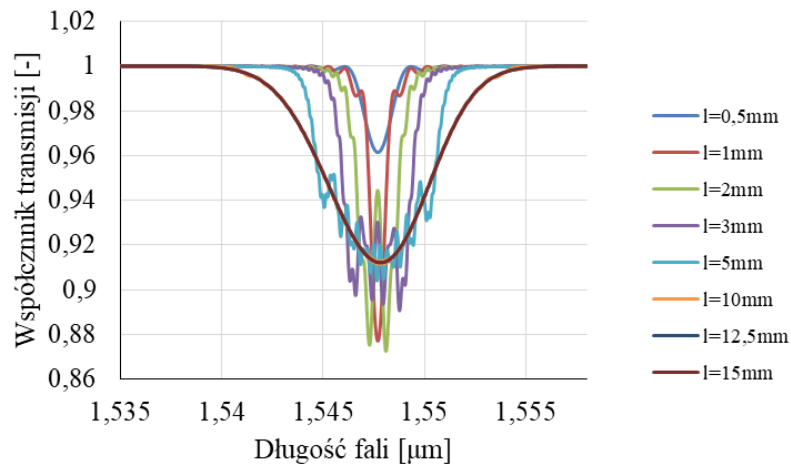
W dalszej części tego rozdziału na rysunkach 4.35–4.43 przedstawione są wyniki wyłącznie modelowania matematycznego siatek dla trzech wartości chirpu 0,05 nm/cm, 0,5 nm/cm oraz 5 nm/cm.



Rys. 4.35 Charakterystyki spektralne dla siatek chirpowych o chirpie 0,05 nm/cm, profil apodyzacyjnym Gaussa ze współczynnikiem 0,5, amplitudzie modulacji współczynnika załamania $\delta n = 0,000137$ oraz różnych długości siatek

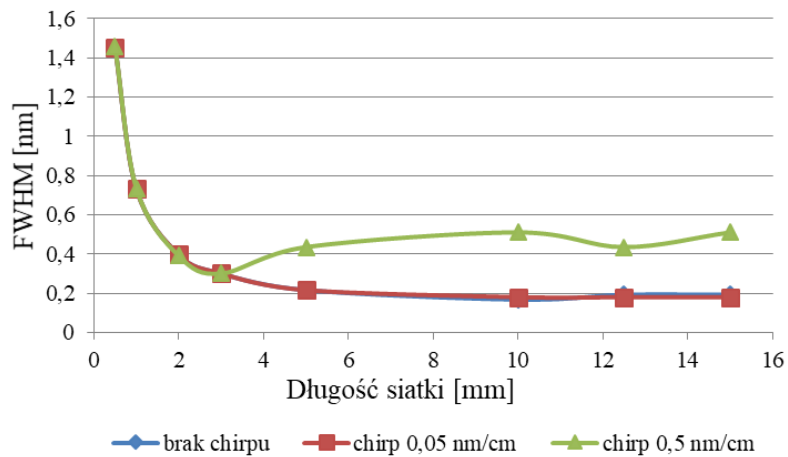


Rys. 4.36 Wyznaczone widmowe charakterystyki transmisyjne siatek chirpowych o chirpie 0,5 nm/cm, profil apodyzacyjnym Gaussa ze współczynnikiem 0,5, amplitudzie modulacji współczynnika załamania $\delta n = 0,000137$ oraz różnych długości siatek

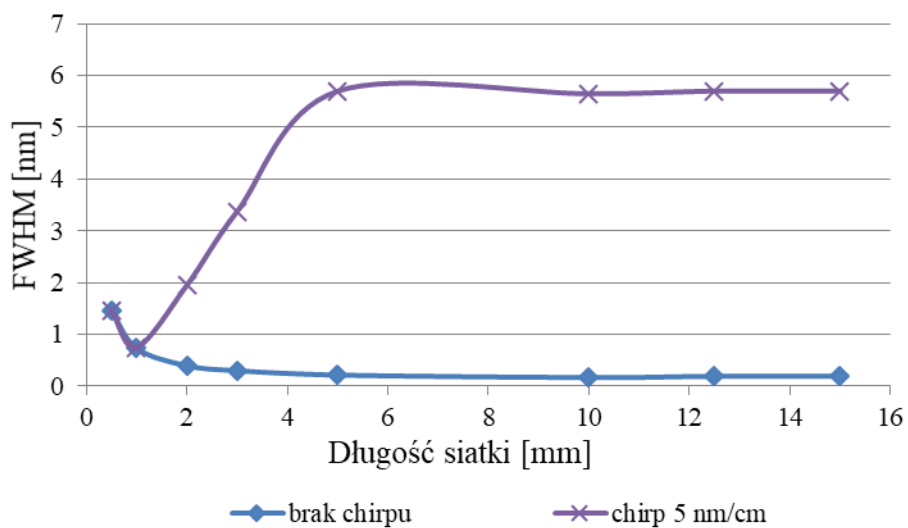


Rys. 4.37. Obliczone numerycznie charakterystyki spektralne dla siatek o wartości chirpu równej 5 nm/cm, profilu apodyzacyjnym Gaussa ze współczynnikiem 0,5, amplitudzie modulacji współczynnika załamania $\delta n = 0,000137$ oraz różnych długości siatek

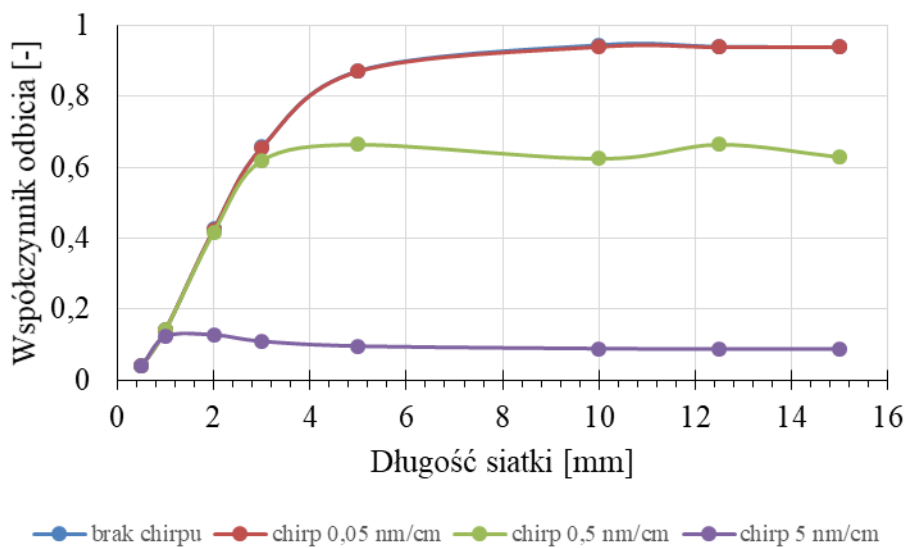
Na podstawie obliczonych numerycznie charakterystyk spektralnych wyznaczono wartość połówkowej szerokości spektralnej i współczynnik odbicia siatki w zależności od długości siatki dla różnych wartości chirpu. Wyniki przedstawiono na rysunkach 4.38–4.40.



Rys. 4.38. Zależność *FWHM* od długości siatki dla struktury bez chirpu z chirpem 0,5 nm/cm i chirpem 0,05 nm/cm



Rys. 4.39. Zależność *FWHM* od długości siatki dla struktury z chirpem 5 nm/cm oraz przy braku chirpu

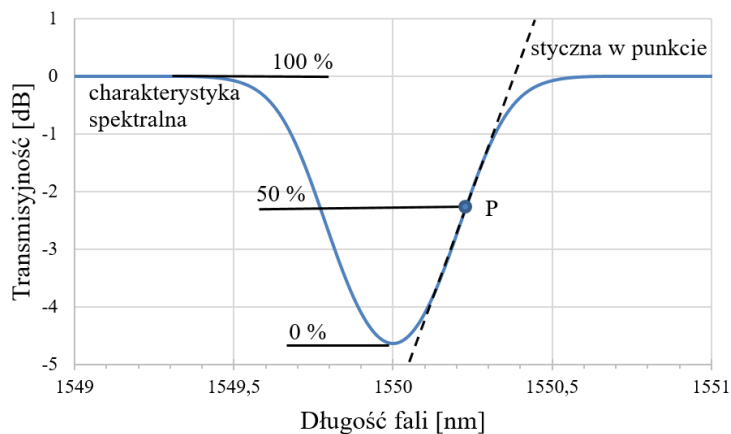


Rys. 4.40. Zależność współczynnika odbicia od długości siatki dla struktury bez chirpu z chirpem 0,05 nm/cm, chirpem 0,5 nm/cm i chirpem 5 nm/cm

Siatki bez chirpu oraz z chirpem 0,05 nm/cm posiadają zbliżone parametry *FWHM* oraz wartości współczynnika odbicia, spowodowane jest to małą zmianą okresu siatki po długości. *FWHM* dla siatki o długości 15 mm bez chirpu wynosi 0,19 nm natomiast siatka tej samej długości z chirpem 0,05 nm/cm posiada wartość parametru *FWHM* równą 0,18 nm. Współczynnik odbicia przyjmuje wartość powyżej 0,87 przy długości siatki 5 mm dla struktury z chirpem 0,05 nm/cm jak również dla struktury bez chirpu. Zwiększanie długości siatki powyżej 10 mm w wypadku siatki bez chirpu i z chirpem 0,05 nm/cm nie powoduje znacznego wzrostu współczynnika odbicia.

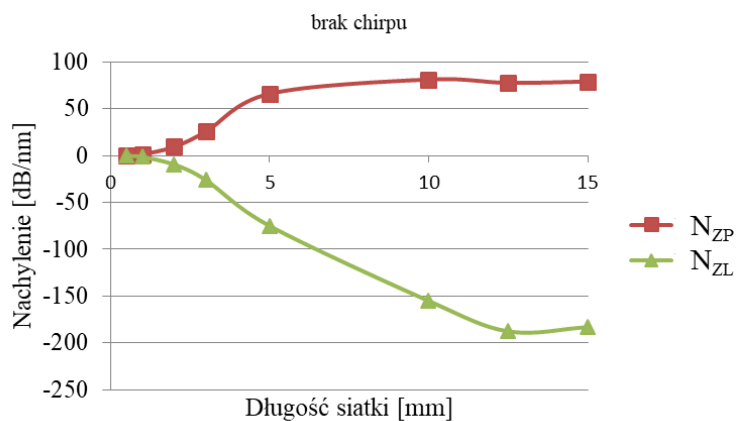
Dla siatek z chirpem równym 0,5 nm/cm parametr *FWHM* zmienia się w zakresie od 1,46 nm dla siatki o długości 0,5 mm do wartości 0,5 nm dla siatki o długości 15 mm. Zauważyć można, że zwiększając długość siatki z chirpem 0,5 nm/cm połowkowa szerokość spektralna dla siatek do 3 mm przyjmuje wartości zbliżone do siatki bez chirpu, natomiast dla dłuższych struktur powyżej 4 mm zmiana parametru *FWHM* jest w zakresie od 0,4 nm do 0,51 nm. Natomiast współczynnik odbicia zmienia się w zakresie od 0,04 dla siatki o długości 0,5 mm do 0,94 dla siatki o długości 15 mm.

W wypadku siatki z chirpem 5 nm/cm wartość parametru *FWHM* wynosi 1,45 nm dla siatki o długości 0,5 mm i 5,7 nm dla siatki o długości 15 mm. Zatem 30-krotna zmiana długości siatki powoduje blisko czterokrotną zmianę szerokości połowkowej jej charakterystyki transmisyjnej. Na rysunku 4.38 oraz 4.39 widać, że krótkie siatki chirpowe posiadają parametry i charakterystyki zbliżone do siatek bez chirpu, spowodowane jest to tym, że na krótkim odcinku siatki chirpowej zmiana okresu struktury jest niewielka i taka siatka parametrami zbliżona jest do siatki jednorodnej o stałym okresie. Dla struktury CFBG o długości równej 0,5 mm współczynnik odbicia osiąga wartość 0,04 natomiast w wypadku siatki o długości 15 mm współczynnik ten równy jest 0,09. Kolejnym parametrem, który został wyznaczony z charakterystyk widmowych jest nachylenie zbocza charakterystyki transmisyjnej siatki. Nachylenie zbocza określone zostało poprzez współczynnik kierunkowy stycznicy poprowadzonej w środkowej części zbocza (Rys. 4.41).

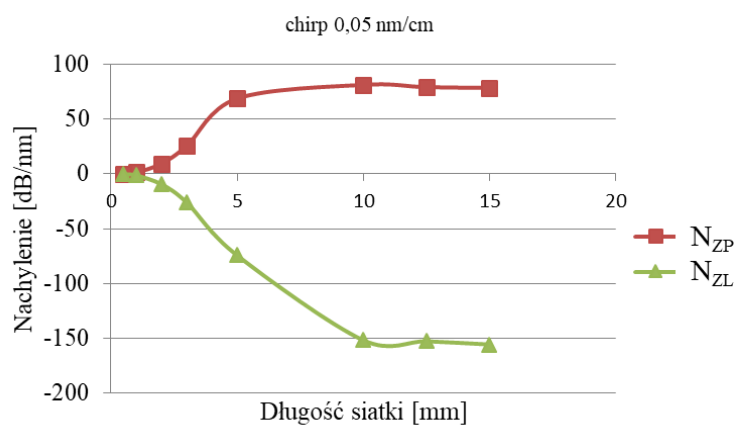


Rys. 4.41. Sposób wyznaczania wartości nachylenia zbocza charakterystyki spektralnej siatki Bragga z zaznaczeniem punktu P, w którym obliczana jest wartość nachylenia

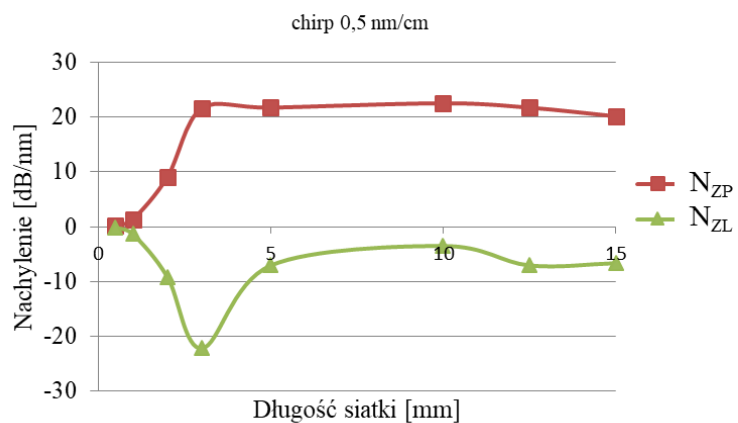
Rysunki 4.42–4.45 przedstawiają wartości nachylenia charakterystyk spektralnych siatek Bragga w zależności od długości struktur periodycznych dla siatek bez chirpu, z chirpem 0,05 nm/cm, 0,5 nm/cm oraz 5 nm/cm. Określone zostało nachylenie dla zbocza lewego charakterystyki oznaczone jako N_{ZL} oraz prawego oznaczone jako N_{ZP} .



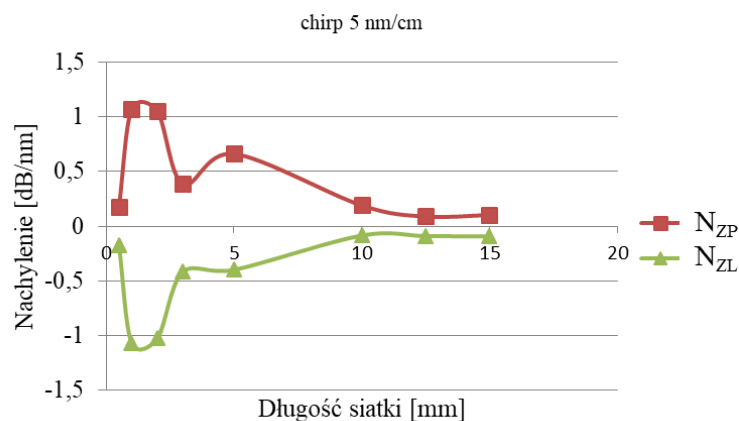
Rys. 4.42. Nachylenie zbocza charakterystyki spektralnej siatki Bragga w funkcji długości dla struktury bez chirpu



Rys. 4.43 Nachylenie zbocza charakterystyki spektralnej siatki Bragga w funkcji długości dla struktury z chirpem 0,05 nm/cm



Rys. 4.44 Nachylenie zbocza charakterystyki spektralnej siatki Bragga w funkcji długości dla struktury z chirpem 0,5 nm/cm



Rys. 4.45. Nachylenie zbocza charakterystyki spektralnej siatki Bragga w funkcji długości dla struktury z chirpem 5 nm/cm

Siatki o największym chirpie wynoszącym 5 nm/cm charakteryzują się najmniejszym nachyleniem zbocza charakterystyki widmowej uzyskując wartość 1,1 dB/nm dla zbocza prawego oraz -1,1 dB/nm dla zbocza lewego. Dla mniejszego chirpu, np. wynoszącego 0,5 nm/cm nachylenie to jest większe i osiąga wartość 22,5 dB/nm dla zbocza prawego oraz -22,5 dB/nm dla zbocza lewego.

Największe nachylenie zbocza charakterystyki widmowej siatek występuje dla struktur bez chirpu i z małym chirpem 0,05 nm/cm. Dla najmniejszych długości siatek, np. 0,5 mm N_{ZP} wynosi 0,17 dB/nm oraz N_{ZL} osiąga wartość -0,17 dB/nm, dla siatek o długości równej 15 mm N_{ZL} wynosi -155,7 dB/nm natomiast N_{ZP} wynosi 78,5 dB/nm. Dla siatek bez chirpu wartość N_{ZL} wynosi -183 dB/nm oraz N_{ZP} wynosi 79 dB/nm. Wynika stąd, że długość siatki wpływa znacząco na nachylenie zbocza charakterystyki widmowej siatki. Nachylenie można zmieniać w szerokim zakresie od 0,17 dB/nm do około 80 dB/nm dla zbocza prawego i w zakresie od -0,17 dB/nm do -183 dB/nm dla zbocza lewego. Siatki o dużym nachyleniu zbocza charakterystyki spektralnej rzędu kilkudziesięciu dB/nm są strukturami bez chirpu i o długości powyżej 10 mm. Tego typu siatki charakteryzują się małą wartością połówkowej szerokości spektralnej poniżej 0,2 nm oraz wysoką wartością współczynnika odbicia struktury bliską 1. Długość struktury periodycznej ma wpływ na parametry charakterystyk widmowych a przez to wpływa na wartość $FWHM$, współczynnik odbicia jak również wartość nachylenia zbocza charakterystyki spektralnej. Chcąc uzyskać powtarzalne siatki Bragga o zadanych parametrach należy dokładnie kontrolować szerokość wiązki UV, którą nasświetlane jest włókno, a tym samym kontrolować długość struktury periodycznej.

5. Wytwarzanie specjalnych struktur periodycznych we włóknach światłowodowych

5.1. Projekt układu opto-mechanicznego z opisem elementów.

W celu wytworzenia siatki Bragga o właściwościach pozwalających jej zastosowanie w układach czujnikowych niezbędne jest spełnienie warunku generacji promieniowania laserowego o długości fali 248 nm o mocy zapewniającej zmiany współczynnika załamania światła rdzenia włókna, a także posiadanie odpowiednich elementów do kształtowania obrazu dyfrakcyjnego na ekranie, którym jest włókno światłowodowe. Najczęściej stosowanym źródłem promieniowania UV jest laser ekscymerowy. W tego rodzaju laserach ośrodkiem czynnym są gazy, w których pod wpływem wzbudzenia atomy łączą się w nietrwałe związki chemiczne zwane ekscymerami. Laser ekscymerowy należy do klasy laserów gazowych, a ośrodkiem aktywnym jest molekula złożona z gazu obojętnego: argonu, kryptonu, ksenonu, halogenu i fluoru, a także chloru. Do wzbudzenia elektronów na wyższy stan energetyczny potrzebne jest dostarczenie im energii, które w tego typu laserach realizowane jest poprzez wyładowanie elektryczne. Wzbudzone molekuly mają krótki czas życia i w trakcie rozpadu uwalniają energię emitując promieniowanie o różnych długościach fal, np. XeCl o długości fali 308 nm, KrF o długości fali 248 nm oraz ArF o długości fali 193 nm. Fluor i chlor są toksyczne i korozyjne, zwłaszcza w kontakcie z wilgocią i wymagają zachowania specjalnych środków podczas dostarczania gazu i pozbywania się zużytego. Promieniowanie tego rodzaju laserów ma charakter impulsowy o długościach impulsów w zakresie 10–300 ns i energii do 1 J z częstotliwością do 1 kHz. Biorąc pod uwagę dużą energię impulsu i wykorzystywaną długość fali lasery ekscymerowe mają szerokie zastosowanie w medycynie, głównie w mikrochirurgii, angioplastyce oraz okulistyce. Ze względu na oddziaływanie promieniowania na wiązania chemiczne, lasery takie stosowane są do produkcji struktur specjalnych, czyszczenia i usuwania warstw oraz do produkcji układów scalonych metodą stereolitografii.

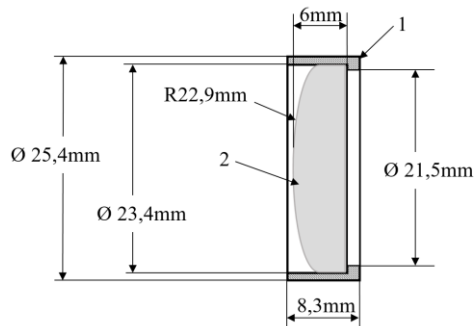
Jedną z najbardziej znanych i popularnych metod wytwarzania struktur periodycznych jest metoda maski fazowej, która wykorzystuje promieniowanie o długości fali 193 nm oraz 248 nm. Metoda ta charakteryzuje się dużą stabilnością mechaniczną i optyczną. Po oświetleniu wiązką laserową maski fazowej powstaje regularny wzór interferencyjny, przy czym najlepszy kontrast uzyskuje się w odległości 100–200 μm od maski fazowej [6, 30, 74, 88]. Wiązką lasera możemy oświetlać cały obszar roboczy maski fazowej w zależności od rodzaju maski jest to 25, 30 lub 50 mm długości maski, jeżeli pozwala na to konstrukcja lasera. Wiązka używana do badań wykonanych na potrzeby niniejszej pracy posiada na wyjściu wymiary 12 x 4,5 mm oraz rozbieżność 0,4 x 0,2 mrad. Jako czynnik wyładowczy zastosowana jest mieszanina gazów szlachetnych i halogenów. W wypadku lasera Bragg Star 248 nm nośnikiem jest neon,

a pozostałe gazy stanowią fluor 0,13%, hel 2,44% oraz krypton 3,42%. W celu zapisu dłuższych siatek stosowane są ekspandery wiązki, które poszerzają wiązkę optyczną np. 2,5- krotnie, umożliwiając zapis dłuższych siatek. Laser Bragg Star M (Coherent Inc.) umożliwia zapis siatki z energią 140 mJ i repetycją 100 Hz. Koherencja, czyli droga spójności tego lasera wynosi 800 μm , co pozwala na powstanie interferencji i umożliwia zapis siatki na rdzeniu o średnicy ok 10 μm . Ten typ lasera ze względu na długą drogę koherencji i energię ma możliwość zapisu równoległego wielu siatek poprzez rozdzielenie wiązki lasera [25]. Na świecie jest około 50 producentów siatek Bragga, najwięksi producenci wytwarzają siatki Bragga podczas wyciągania włókna jednomodowego jednym impulsem lasera ekscymerowego. Siatka jest powlekana lakierem i oznaczana markerem. Niestety zapis podczas wyciągania z powodu użycia jednego nanoimpulsu skutkuje małymi wartościami współczynnika odbicia takich siatek, rzędu 10-20%.



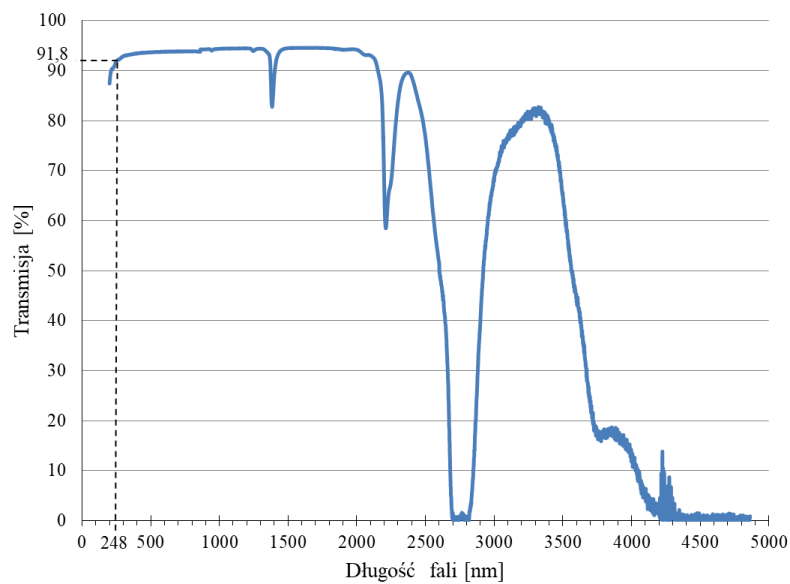
Rys. 5.1. Zdjęcie zaprojektowanego i wykorzystywanego na potrzeby pracy stanowiska do wytwarzania siatek Bragga na włóknach foto uczulonych, niebieskimi strzałkami zaznaczono przebieg wiązki lasera

Na potrzeby niniejszej pracy zbudowano stanowisko do wytwarzania siatek Bragga. Zaprojektowano kompletny układ optyczny oparty na zwierciadłach interferencyjnych oraz soczewce cylindrycznej. Układ optyczny pełni rolę peryskopu, dopasowuje on wysokość wyjścia promieniowania lasera ekscymerowego do układu zapisu siatek i odwraca wiązkę, gdyż promień wyjściowy z lasera ma ułożenie pionowe. Układ transformuje wiązkę za pomocą trzech zwierciadeł dielektrycznych na wiązkę poziomą. Zastosowana soczewka pokazana na rysunku 5.2 jest soczewką cylindryczną wykonaną z czystego szkła krzemionkowego o charakterystyce przedstawionej na rysunku 5.3.



Rys. 5.2. Rysunek soczewki cylindrycznej wykorzystanej do budowy układu optycznego: 1) element mocujący wykonany z anodowanego aluminium, 2) soczewka cylindryczna ze szkła krzemionkowego

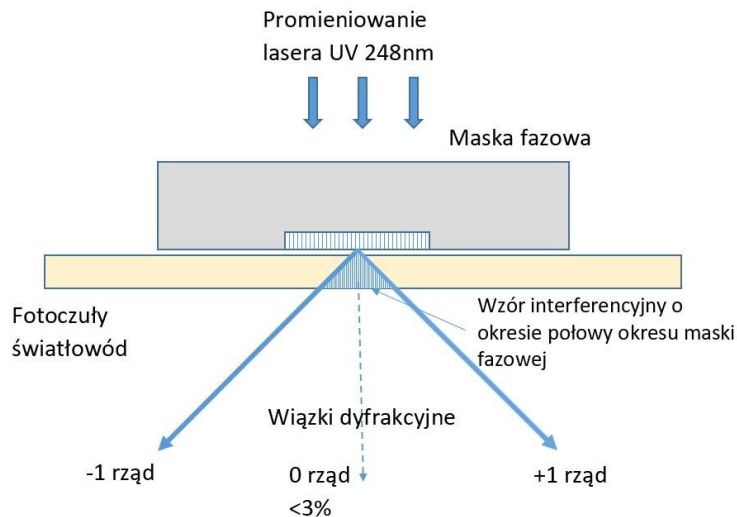
Rysunek 5.3 przedstawia charakterystykę spektralną szkła, z którego wykonana została soczewka cylindryczna.



Rys. 5.3. Charakterystyka spektralna szkła soczewki cylindrycznej opisanego układu [Thorlabs Inc.]

Dla fali lasera ekscymerowego o długości 248 nm transmisyjność szkła, z którego zbudowana jest soczewka jest na poziomie 91,8%, ogniskowa soczewki wynosi 50 mm natomiast zakres spektralny pracy soczewki zawiera się

w granicach 185–2100 nm. Aby umożliwić zapisu siatek skośnych układ został wyposażony w obrotowy element, na którym umieszczana jest maska fazowa. Obrotowy stolik ma możliwość precyzyjnego sterowania kątem skręcenia maski względem padającej wiązki.



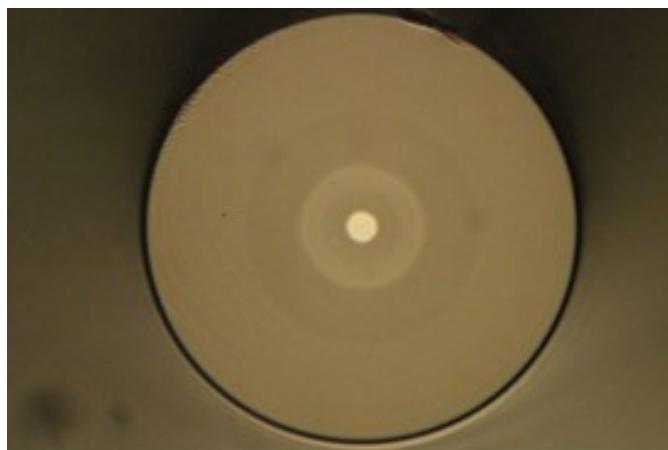
Rys. 5.4. Wytwarzanie siatek Bragga metodą maski fazowej

Metoda maski fazowej jest obecnie najbardziej rozpowszechnioną techniką wytwarzania siatek Bragga. Ze względu na stosowanie jednego elementu dyfrakcyjnego zapewnia ona dużą powtarzalność, natomiast bliskie umieszczenie maski i włókna zmniejsza wpływ drgań mechanicznych. Wadą metody jest konieczność stosowania konkretnej maski o odpowiedniej długości fali, implikująca brak możliwości płynnej zmiany długości fali w dużym zakresie oraz znaczący koszt takiego elementu [6, 8, 88]. Maska fazowa jest elementem wykonanym techniką elektronolitografii w czystej stopionej krzemionce, zazwyczaj jest to płytką o wymiarach 30x25 mm z naniesioną strukturą. W większości zastosowań maska fazowa służy jako precyzyjna siatka dyfrakcyjna, która dzieli padającą monochromatyczną wiązkę, w zakresie spektralnym UV, na trzy rzędy ugięcia, -1, 0 oraz +1 tworząc wzór interferencyjny w obszarze, w którym zachodzą na siebie, jak pokazano na rysunku 5.4, przy czym rząd zerowy jest zminimaizowany do wartości poniżej 3% mocy. Maski fazowe mają szeroką gamę zastosowań w optoelektronice, umożliwiając produkcję siatek na „waflach” półprzewodnikowych i zintegrowanej optyce z bardzo krótkimi okresami do 260 nm, zapewniając wysoką dokładnością i dużą powierzchnię struktury są to tzw. maski NHF (ang.: Nearfield Holography) firmy Ibsen

Photonics stosowane do wytwarzania np. laserów DFB (ang.: Distributed Feedback), DBR (ang.: Distributed Bragg Reflector) oraz maski 2D do wytwarzania wyświetlaczy, ogniw solarnych, struktur fonicznych oraz matryc biochipów. Typowymi przykładami są światłowodowe struktury periodyczne stosowane w zintegrowanych urządzeniach optycznych i wykorzystywane do tworzenia odbić dla jednej lub wielu długości fal.

Siatki Bragga wytwarzane na włóknach światłowodowych są podstawowymi komponentami w wielu zastosowaniach telekomunikacyjnych, systemach wykrywania i pomiaru sił działających na obiekt, zmian temperatury obiektu, sensorach biologicznych i przemysłowych oraz laserach światłowodowych. Ponieważ FBG są głównie produkowane przy użyciu masek fazowych, prawidłowe określenie parametrów maski fazowej ma kluczowe znaczenie dla uzyskania prawidłowego działania FBG.

Typowa siatka Bragga zapisana jest jako okresowa zmiana współczynnika załamania na krótkim odcinku rdzenia o średnicy ok 10 μm .



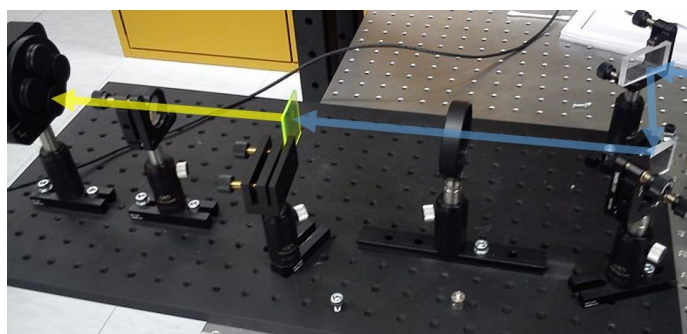
Rys. 5.5. Zdjęcie przekroju światłowodu fotouczulonego o zwiększonej zawartości germanu

Na rysunku 5.5 przedstawiony jest przekrój poprzeczny włókna o wyższej od typowej dla światłowodów telekomunikacyjnych zawartości germanu wynoszącej 3%mol [87]. Dodatkowo, aby zapewnić odpowiedni współczynnik załamania do tego rodzaju włókien dodawany jest bor powodujący zmniejszenie (kompensację) współczynnika załamania i zapewnienie apertury numerycznej dostosowanej do klasycznych włókien telekomunikacyjnych. Poniżej w tabeli 5.1 zamieszczone zostały parametry włókna o zwiększonej zawartości germanu przeznaczonego do zapisu siatek Bragga.

Tabela 5.1. Parametry włókna światłowodowego GF1 fotoczułego o zwiększonej zawartości germanu firmy Nufern

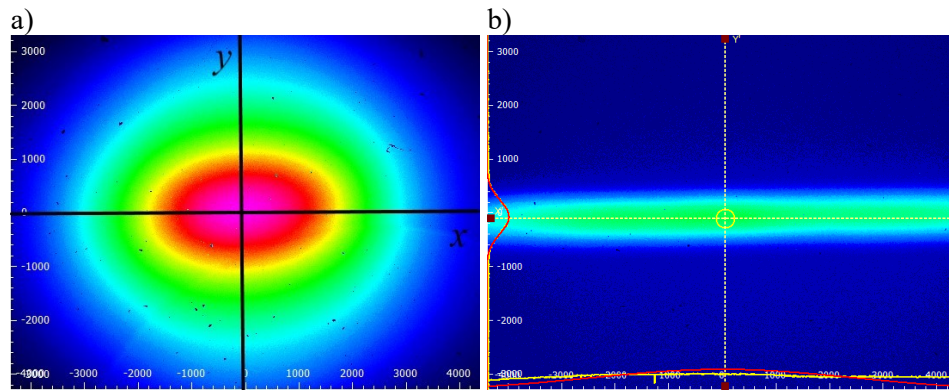
Parametr	Wartość
Średnica pola modu	9.3 $\mu\text{m} \pm 0.5 \mu\text{m}$ @ 1310 nm 10.5 $\mu\text{m} \pm 1.0 \mu\text{m}$ @ 1550 nm
Apertura numeryczna rdzenia	0,13
Długość fali odcięcia	1260 nm ± 75
Błąd koncentryczności rdzenia \leq	$< 0,5 \mu\text{m}$
Średnica płaszczka	125 $\pm 1,5 \mu\text{m}$
Średnica rdzenia	9
Geometria płaszczka	cyldryczna
Średnica zewnętrzna	250 $\pm 20 \mu\text{m}$
Pokrycie zewnętrzne	Podwójne pokrycie akrylowe
Proof test \geq	$> 100 (0,7 \text{ GN/m}^2)$
Chwilowy promień gięcia	$\geq 12 \text{mm}$
Długo czasowy promień gięcia	$\geq 25 \text{mm}$

Profil apodyzacyjny wytworzonej siatki zdeterminowany jest profilem wiązki lasera ekscymerowego. Profil wiązki wyjściowej zmierzony został profilometrem Thorlabs Inc., którego głównym elementem jest 12-bitowa kamera CCD o aktywnym rozmiarze czujnika 8,77 mm x 6,6 mm, rozdzielczości 1,4 megapiksela i minimalnym czasie ekspozycji 20 μs . Kamera CCD jest kamerą o wysokiej czułości i niskim poziomie szumów. Automatyczna kalibracja poziomu ciemności zapewnia stabilne wartości prądów ciemnych niezależnie od ustawień urządzenia. Profilometr przystosowany jest do pracy ze źródłem ciągłym lub pulsacyjnym. Wejście TTL umożliwia synchronizację z laserem i wykrywanie pojedynczych impulsów o częstotliwości repetycji do 50 kHz. Impulsy o częstotliwościach powyżej 50 kHz postrzegane są przez profilometr wiązki jako źródło fali ciągłej. Układ, za pomocą którego mierzony był profil wiązki przedstawia rysunek 5.6.



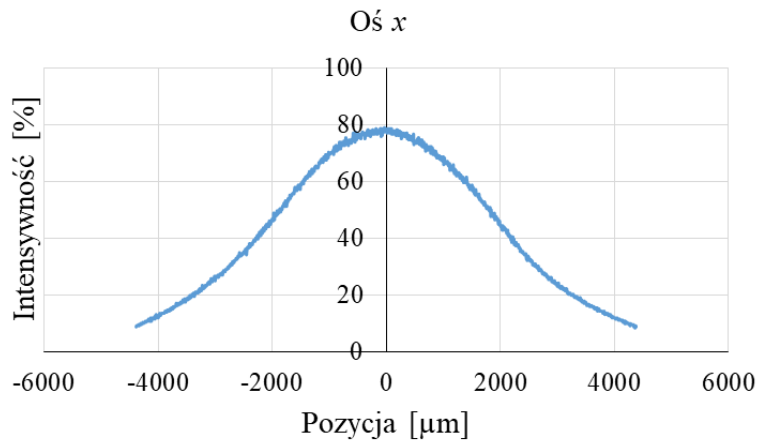
Rys. 5.6. Układ do pomiaru rozkładu profilu wiązki lasera

Ze względu na dużą wartość mocy, wiązka lasera została stłumiona poprzez wykorzystanie wielokrotnego jej odbicia od stożkowych płytek kwarcowych. Następnie wiązka lasera rzutowana była na płytkę fluorescencyjną, której obraz za pomocą soczewki odwzorowany został na detektor kamery. Charakterystyki profili w obydwu osiach x oraz y zostały zapisane w postaci zdjęć i przedstawione na rysunku 5.7.

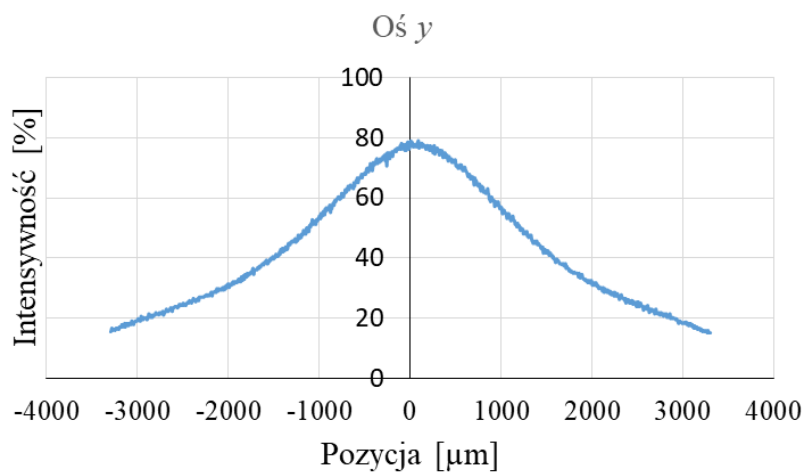


Rys. 5.7. Obraz wiązki wyjściowej lasera ekscymerowego uzyskany za pomocą profilometru: a) profil wiązki bez dodatkowej optyki, b) obraz wiązki po przejściu przez układ optyczny z soczewką cylindryczną

Zdjęcia zostały wykonane dla wiązki bez dodatkowej optyki rysunek 5.7a jak również po przejściu przez soczewkę cylindryczną zastosowaną w układzie, jak przedstawiono na rysunku 5.7b. Za pomocą dołączonego oprogramowania do obsługi profilometru wykonane zostały przebiegi intensywności promieniowania w osi x (Rys. 5.8) oraz w osi y (Rys. 5.9).



Rys. 5.8. Profil wiązki lasera zmierzony w osi x (rys. 5.7a)



Rys. 5.9. Profil wiązki lasera zmierzony w osi y (Rys. 5.7a)

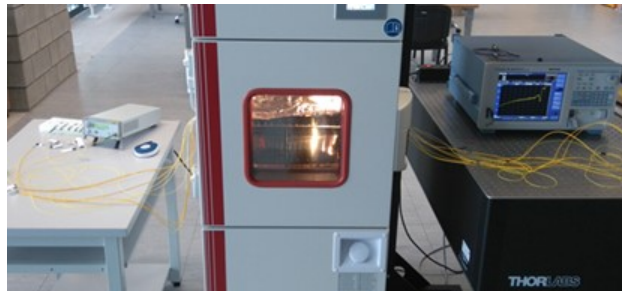
Na podstawie uzyskanych charakterystyk dopasowano funkcję matematyczną, która odwzorowała przebieg rzeczywisty. Najdokładniejsze odwzorowanie zostało uzyskane dla rozkładu normalnego.

5.2. Charakterystyki widmowe wytworzonych siatek chirpowych

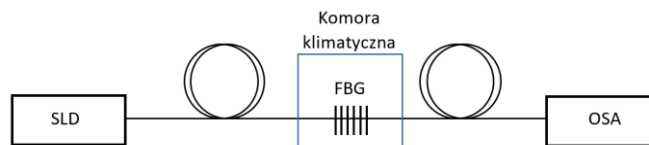
Pomiar charakterystyk spektralnych wykonany został w układzie transmisyjnym w stałej temperaturze wynoszącej 20 °C którą zapewniała komora klimatyczna, a jako źródło światła wykorzystano diodę SLD

(ang.: *superluminescent diode*) 1550 nm o połówkowej szerokości spektralnej 100 nm. Moc optyczna dla poszczególnych długości fal mierzona była za pomocą optycznego analizatora widma OSA (ang.: *Optical Spectrum Analyzer*) Yokogawa AQ6370D.

a)

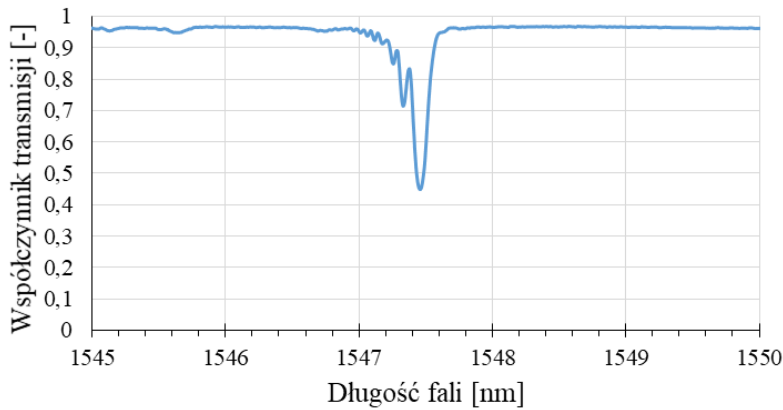


b)



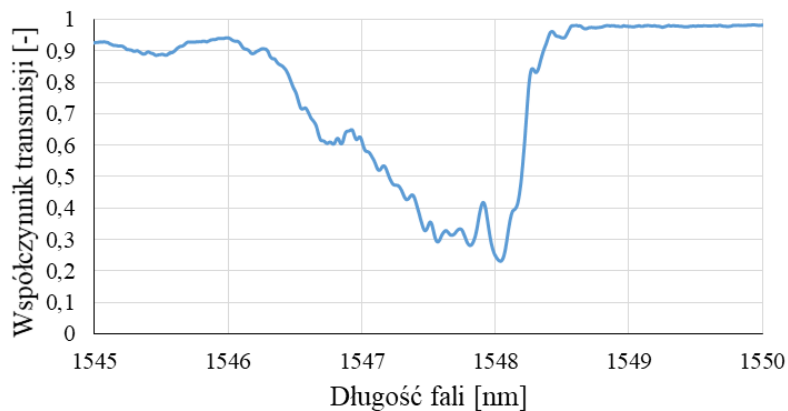
Rys. 5.10. Układ do pomiaru charakterystyk spektralnych siatek Bragga: a) zdjęcie, b) schemat

Za pomocą masek fazowych o chirpach: 0,1 nm/cm, 1 nm/cm oraz 10 nm/cm zostały wytworzone siatki. Każda z masek fazowych wykorzystana do zapisu siatki posiadała w centralnej części okres równy 1068,97 nm. Współczynnik załamania rdzenia włókna fotouczulonego, na którym zapisywane były struktury periodyczne był równy 1,4672. Na rysunkach 5.11–5.13 przedstawione zostały charakterystyki spektralne wytworzonych siatek za pomocą masek fazowych z chirpem wynoszącym odpowiednio 0,1 nm/cm, 1 nm/cm oraz 10 nm/cm. Długość każdej z zapisanych siatek wynosiła 12,5 mm.



Rys. 5.11. Charakterystyka spektralna siatki zapisana za pomocą maski o chirpie równym 0,1 nm/cm z energią impulsu równą 90 mJ, repetycją 50 Hz, czasem ekspozycji 4 min

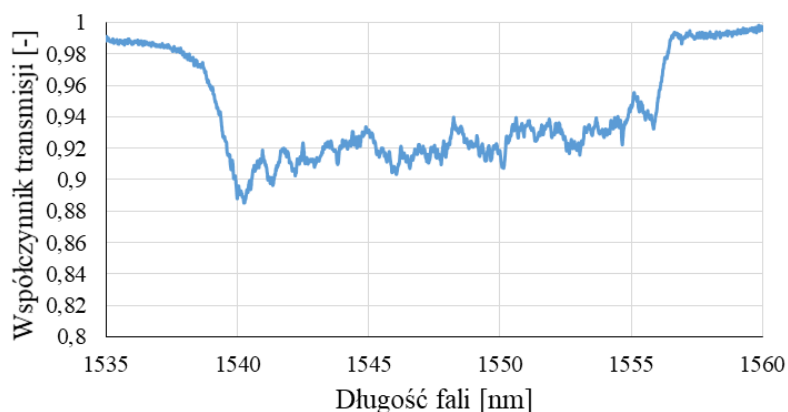
Charakterystyka siatki zapisanej za pomocą maski o chirpie 0,1 nm/cm jest zbliżona do charakterystyki wytworzonej siatki bez chirpu. Zmierzona wartość *FWHM* wynosi 0,2 nm natomiast współczynnik odbicia tej siatki uzyskał wartość 0,55.



Rys. 5.12. Charakterystyka spektralna siatki zapisana za pomocą maski o chirpie równym 1 nm/cm z energią impulsu równą 90 mJ, repetycją 50 Hz, czasem ekspozycji 15 min

Charakterystyka widmowa siatki zapisanej za pomocą maski o chirpie 1 nm/cm różni się znacznie od charakterystyki siatki bez chirpu i zapisanej za pomocą maski z chirpem wynoszącym 0,1 nm/cm. Wartość *FWHM* zwiększyła się do 1,2 nm czyli sześciokrotnie, znormalizowany współczynnik odbicia uzyskał wartość 0,77. Na rysunkach 5.11 oraz 5.12 oscylacje od strony fal krótkich są

wynikiem nierównomierności średniego współczynnika refrakcji na długości siatki wynikającego z kształtu intensywności wiązki lasera.



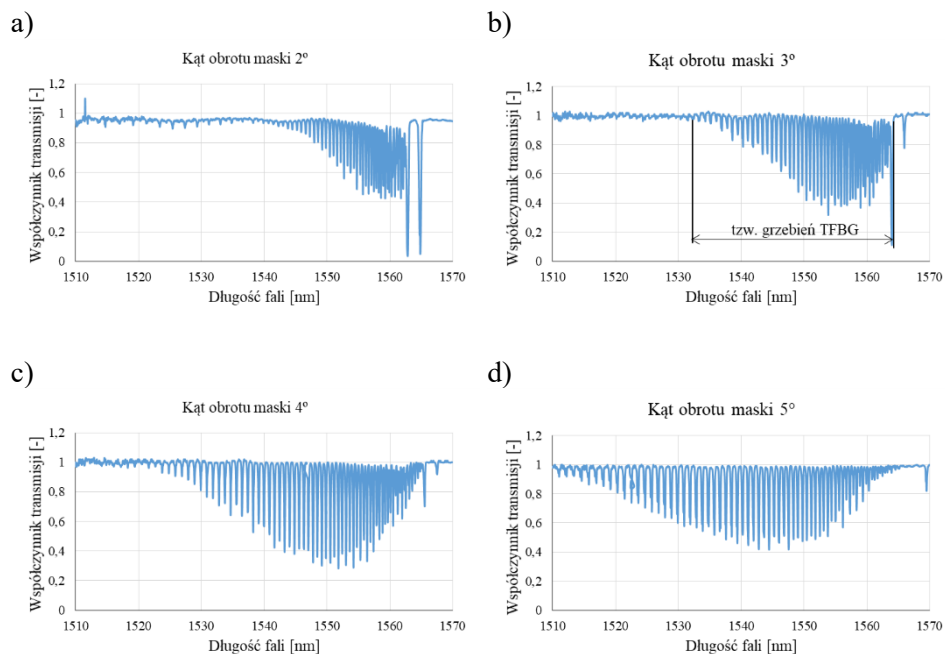
Rys. 5.13. Charakterystyka spektralna siatki zapisana za pomocą maski o chirpie równym 10 nm/cm z energią impulsu równą 90 mJ, repetycją 50 Hz, czasem ekspozycji 30 min

Dla siatki zapisanej za pomocą maski z chirpem równym 10 nm/cm współczynnik odbicia wnosi zaledwie 0,12, natomiast wartość *FWHM* zwiększyła się 14-krotnie w porównaniu do siatki z chirpem wynoszącym 1 nm/cm i wynosi 16,8 nm.

Analizując rysunki 5.11–5.13 można zauważyć, że wartość chirpu znacząco wpływa na połówkową szerokość spektralną, jak również na współczynnik odbicia siatki. Parametr *FWHM* dla siatki o małym chirpie wynosi 0,2 nm, natomiast dla siatki o wartości chirpu równym 5 nm/cm wynosi 16,8 nm. Największą wartość współczynnika odbicia, powyżej 0,5 można uzyskać dla siatek o małych wartościach chirpu, rzędu 0,05 nm/cm do 0,5 nm/cm, najmniejszą wartość współczynnika odbicia uzyskano dla siatek o chirpie równym 5 nm/cm i wartość ta wyniosła 0,12. Siatka z najmniejszym chirpem zapisywana była z najkrótszym czasem wynoszącym 4 minuty, zapis siatki o chirpie 0,5 nm/cm trwał 15 minut, natomiast zapis siatki z chirpem 5 nm/cm trwał aż 30 minut. Dla dużej wartości chirpu siatka ma szerokie spektrum lecz małą wartość współczynnika odbicia.

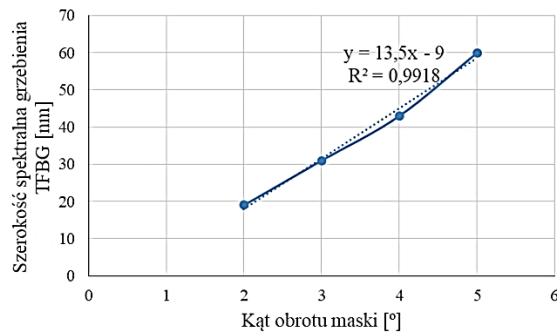
5.3. Charakterystyki widmowe wytworzonych siatek skośnych.

Siatki skośne wytworzone zostały w układzie zapisu maski fazowej z możliwością obrotu maski fazowej o dowolny kąt. Wytworzone zostały siatki z kątem obrotu maski fazowej równym 2, 3, 4 i 5 stopni. Ich charakterystyki spektralne, zmierzone w trybie transmisyjnym przedstawiono na rysunku 5.14.



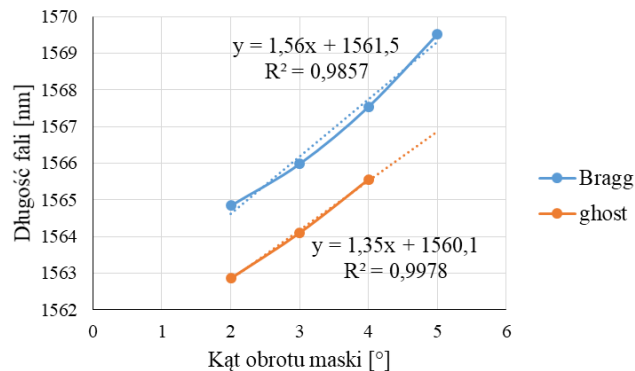
Rys. 5.14. Charakterystyki wytworzonych siatek skośnych przy różnym kącie obrotu 2,3,4 i 5, stopni dla maski fazowej o stałym okresie (energia 83 mJ, repetycja 50Hz czas ekspozycji 5 min, apodyzacja Gaussa)

Przy wytwarzaniu siatek skośnych dodatkowo pojawiają się rezonanse pochodzące od modów płaszczowych, a także pojawia się mod typu ghost. Rezonanse pochodzące od modów płaszczowych nazwane zostały w dalszej części grzebieniem siatki. Na rysunku 5.15 przedstawiono zależność szerokości spektralnej grzebienia siatki skośnej od kąta obrotu maski fazowej względem osi włókna.



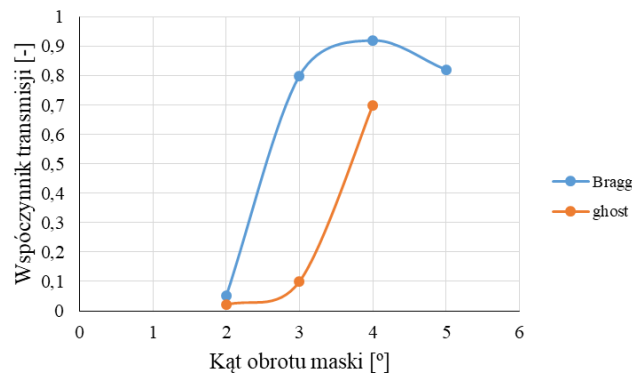
Rys. 5.15. Zależność szerokości grzeźbienia występowania modów płaszczowych od kąta naświetlania dla siatek skośnych.

Wraz ze zmianą kąta naświetlania wzrasta szerokość grzeźbienia siatki. Dla kąta obrotu maski fazowej równego 2° szerokość ta przyjmuje wartość równą 19 nm, natomiast dla kąta wynoszącego 5° jest to już 60 nm. Zależność ta jest liniowa ze współczynnikiem R^2 równym 0,99. Przesunięcie głównego rezonansu Bragga oraz modu ghost dla różnych kątów obrotu maski fazowej przedstawiono na rysunku 5.16.



Rys. 5.16. Zależność przesunięcia rezonansu Bragga i modu typu ghost od kąta naświetlania dla siatek skośnych

Zależność zmiany położenia rezonansu Bragga i modu typu ghost są liniowe przy współczynnikach R^2 powyżej 0,98, przy czym dla kąta obrotu maski wynoszącym 5° mod ghost zanika. Stała odległość spektralna między modem Bragga i ghosta utrzymuje się w zakresie zmiany kąta od 2° do 5° i wynosi 2 nm. Na rysunku 5.17 wykreślono funkcję wartości współczynnika odbicia w zależności od kąta obrotu maski fazowej dla głównego rezonansu Bragga oraz modu ghosta.



Rys. 5.17. Zależność współczynnika odbicia rezonansu Bragga i modu gosta od kąta naświetlania dla siatek skośnych

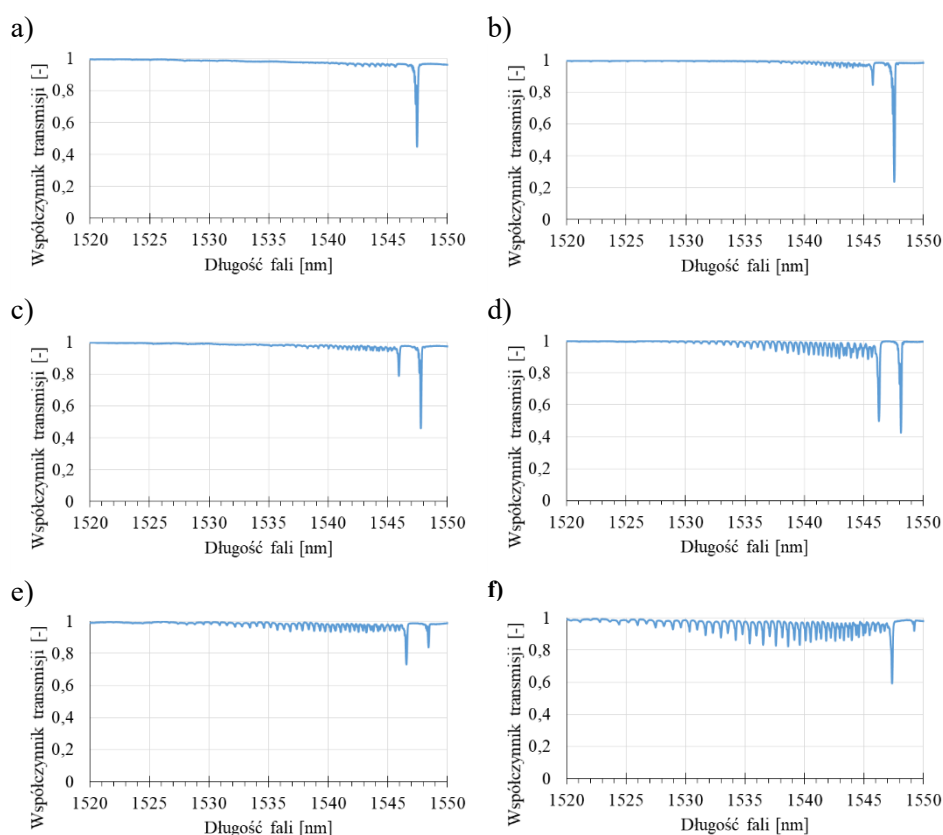
Jak można zauważyć, wraz ze wzrostem kąta zapisu struktury współczynnik transmisji obydwu modów rośnie. Przy kącie obrotu maski fazowej większym od 4° mod ghost zanika, natomiast współczynnik transmisji modu braggowskiego zmienia się w zakresie od 0,05 do 0,82.

5.4. Charakterystyki widmowe wytworzonych siatek skośnych i chirpowych.

W tej części pracy przedstawione zostały charakterystyki widmowe struktur Bragga, wytworzonych w laboratorium przy wykorzystaniu opisanego wcześniej układu lasera ekscymerowego oraz układu optycznego do przeniesienia wiązki lasera na włókna światłowodowe. Zbudowany układ pozwalał na zmianę szeregu kluczowych parametrów procesu zapisu tego typu struktur. Dla potrzeb dalszej analizy w tabeli 5.2 wyszczególniono takie parametry i podano ich wartości. Dla każdej kombinacji wartości podanych w tabeli w laboratorium wykonano odpowiednie struktury Bragga, a ich widmowe charakterystyki transmisyjne zestawiono na rysunkach 5.15–5.17. W siatkach skośnych znormalizowana efektywna widzialność prążków jest zależna od kąta skosu i powoduje zmniejszanie się współczynnika odbicia modu Bragga. Dokładny kształt tej zmiany zależy również od wartości współczynnika modulacji oraz kształtu profilu siatki. Stąd też przykładowo współczynnik odbicia może maleć dla kątów skosu powyżej wartości 5 stopni i przyjmować wartość zero dla kąta o wartości nieco powyżej 8 stopni [33].

Tab. 5.2. Parametry zapisu siatek chirpowych

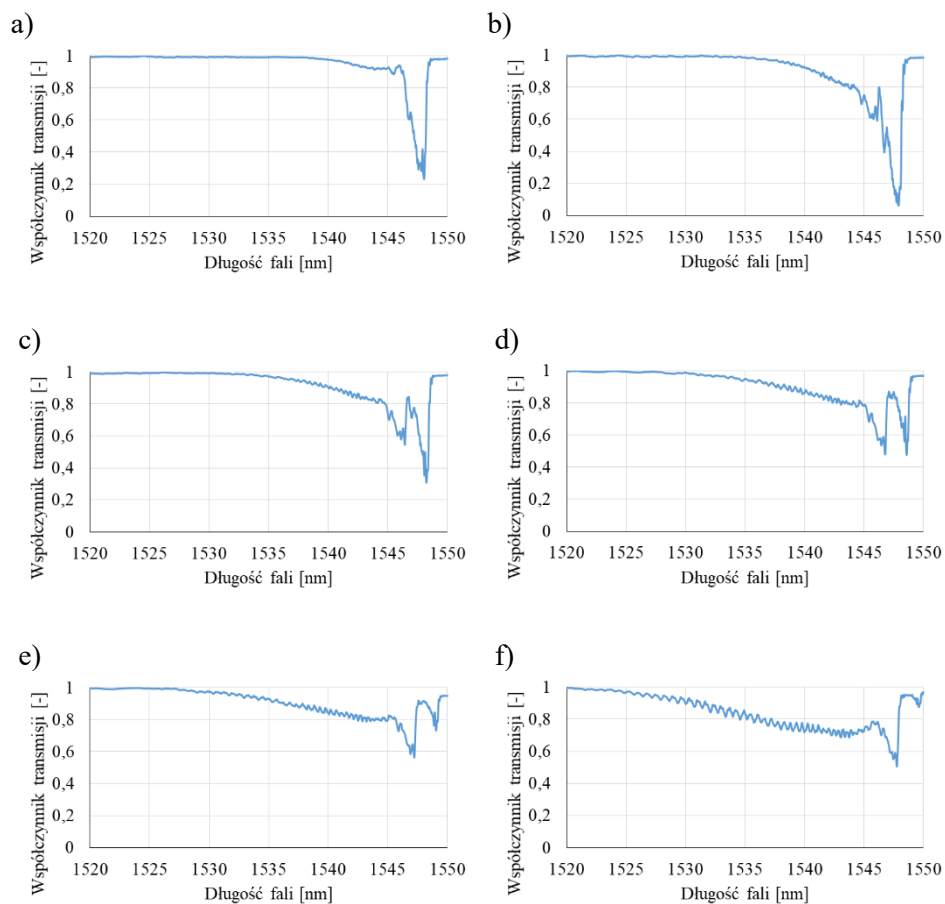
Maska fázowa	Czas naświetlania	repetycja	energia	Napięcie
0,1 nm/cm	4 min	50 Hz	90 mJ	20,5 kV
1 nm/cm	15 min	50 Hz	90 mJ	20,5 kV
10 nm/cm	30 min	50 Hz	90 mJ	20,5 kV



Rys. 5.18. Zmierzone charakterystyki spektralne siatek zapisanych za pomocą maski z chirpem 0,1 nm/cm dla różnych kątów zapisu a) 0°, b) 0,5°, c) 1°, d) 1,5°, e) 2°, f) 2,5°

Dla siatek o małych wartościach chirpu w widmie (Rys. 5.18b, 5.18c, 5.18d, 5.18e, 5.18f) widoczne jest charakterystyczne minimum odpowiadające istnieniu modu typu ghost oraz minimum odpowiadające rezonansowi/modowi Bragga. Wyraźnie widoczny jest również grzebień modów płaszczowych charakterystyczny dla struktur skośnych i pojawiający się po stronie fal krótszych w stosunku do głównego rezonansu Bragga. Dla małych wartości chirpu siatki

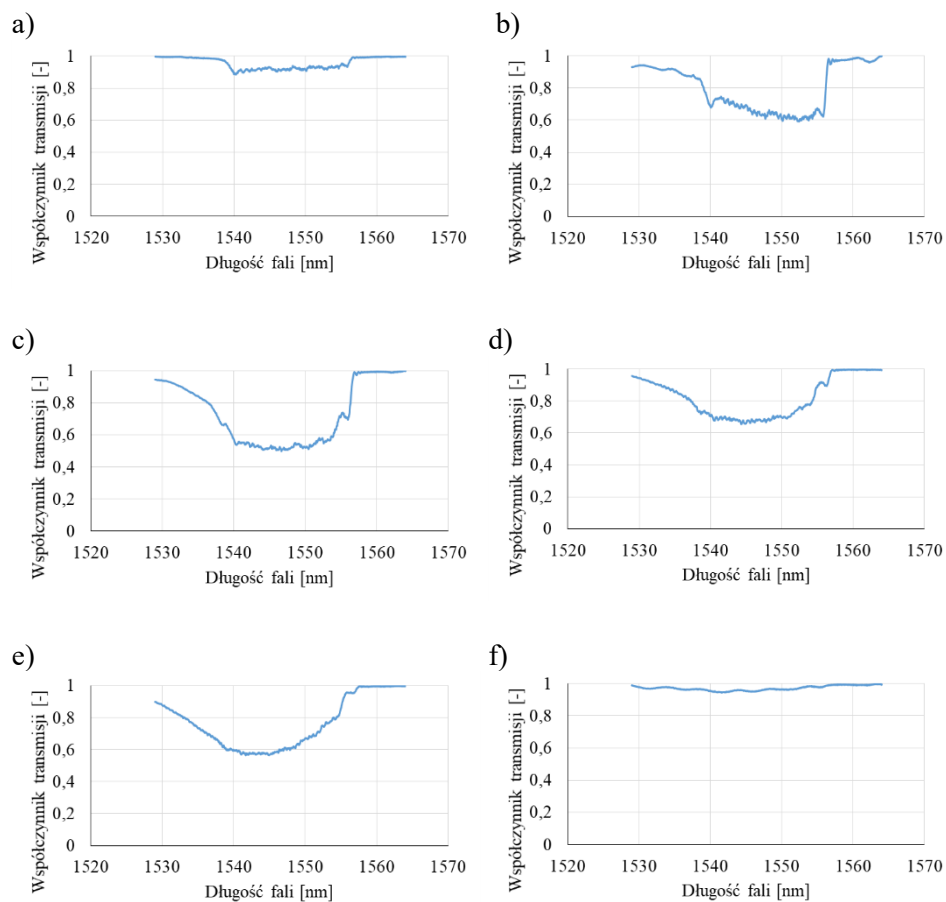
(Rys. 5.18 a, 5.18b, 5.18c, 5.18d, 5.18e, 5.18f) widoczne jest, że wraz ze wzrostem kąta siatki następuje wzrost amplitudy modów płaszczowych. Pojawia się również minimum związane z występowaniem modu ghošta. Charakterystyczne jest również poszerzenie zakresu spektralnego, w którym pojawiają się nowe minima, związane z występowaniem kolejnych modów wyższego rzędu. W celu dalszej analizy charakterystyk spektralnych na rysunku 5.19 umieszczono wyniki pomiarów widmowych siatek z chirpem 0,5 nm/cm dla sześciu wartości kąta obrotu maski fazowej.



Rys. 5.19. Zmierzone charakterystyki spektralne siatek zapianych za pomocą maski z chirpem 1 nm/cm dla różnych kątów zapisu: a) 0°, b) 0,5°, c) 1°, d) 1,5°, e) 2°, f) 2,5°

Dla chirpów o większej wartości, rzędu 0,5 nm/cm (Rys. 5.19a, 5.19b, 5.19c, 5.19d, 5.19e, 5.19f) wraz ze wzrostem kąta nachylenia płaszczyzn siatek skośnych

chirpowych zmienia się charakter widma. Wzrost amplitudy poszczególnych minimów charakterystyki spektralnej jest mniejszy, natomiast część widma znajdująca się po stronie fal krótszych ulega obniżeniu. Zmniejsza się zatem współczynnik transmisji dla fal krótszych od fal rezonansowych Bragga. Wynika to ze wzrostu odbicia tej części widma przez siatki skośne, posiadające chirp rzędu 0,5 nm/cm. Kolejnej analizie poddane zostały siatki zapisane za pomocą maski o chirpie 10 nm/cm, których zmierzone charakterystyki spektralne przedstawione zostały na rysunku 5.20.



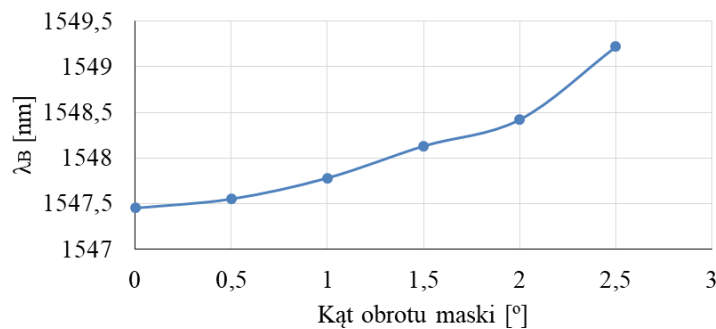
Rys. 5.20. Zmierzone charakterystyki spektralne siatek zapisanych za pomocą maski z chirpem 10nm/cm dla różnych kątów zapisu: a) 0°, b) 0,5°, c) 1°, d) 1,5°, e) 2°, f) 2,5°

Dla struktur wytworzonych za pomocą masek z chirpem 10 nm/cm pik ghošta, pik główny rezonansowy oraz piki modów wyższych rzędów przyjmują takie

same wartości i charakterystyka siatki obniża się w szerokim zakresie długości fal. Dla siatek o tak dużej wartości chirpu dla różnych wartości kąta nachylenia płaszczyzny siatki charakterystyczne jest płaskie widmo w szerokim zakresie długości fal. Wyjaśnienie tego efektu jest możliwe jeżeli przeanalizujemy rysunek 3.11. Jak można zauważyć im szerszy jest zakres zmian okresu struktury Bragga tym większy jest zakres długości fal, które spełniają warunek Bragga. Fale o różnych długościach odbijane są w różnych częściach struktury o zmiennym okresie. Krótsze fale odbijane są w miejscu, gdzie okres jest mniejszy i analogicznie fale dłuższe ulegają odbiciu w miejscu, w którym okres jest większy. Im szerszy jest zatem zakres zmian wartości okresu struktury na jej długości, tym zakres długości odbitych fal jest szerszy, co powoduje poszerzenie charakterystyki spektralnej całej struktury.

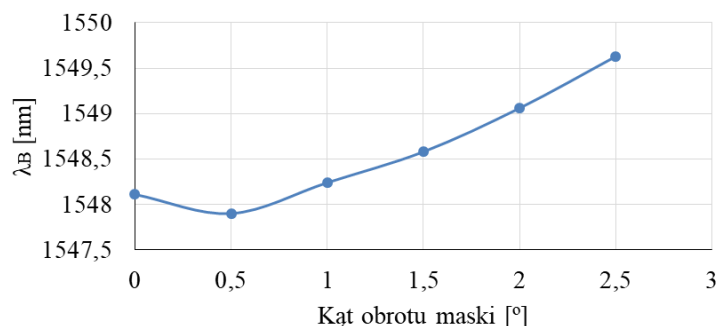
5.5. Porównanie charakterystyk spektralnych siatek skośnych chirpowych ze strukturami mieszanymi.

Struktura mieszana powstaje z połączenie dwóch rodzajów siatek: siatki chirpowej oraz siatki skośnej, przez co posiada cechy siatki skośnej, jak również siatki chirpowej.



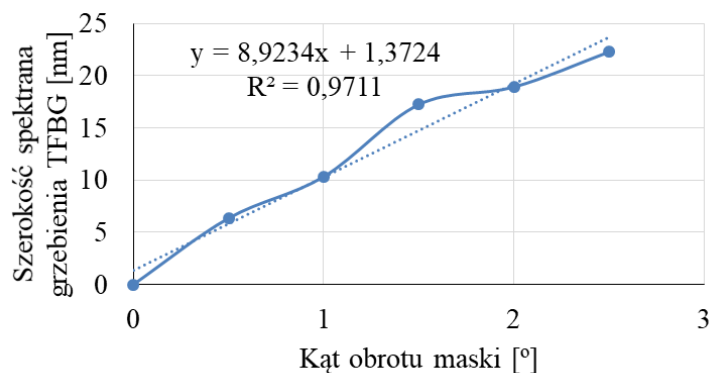
Rys. 5.21. Zależność centralnej długości fali Bragga od kąta naświetlania siatki wytworzonej za pomocą maski fazowej o chirpie 0,1 nm/cm

Rysunek 5.21 przedstawia wzrost długości fali Bragga wraz ze wzrostem kąta naświetlania. Dla kąta 0° wynosi ona 1547,45 nm natomiast dla 2,5° jest to 1549,22 nm, co oznacza zmianę o 1,77 nm. Dla większych kątów θ występuje większa zmiana długości fali Bragga.



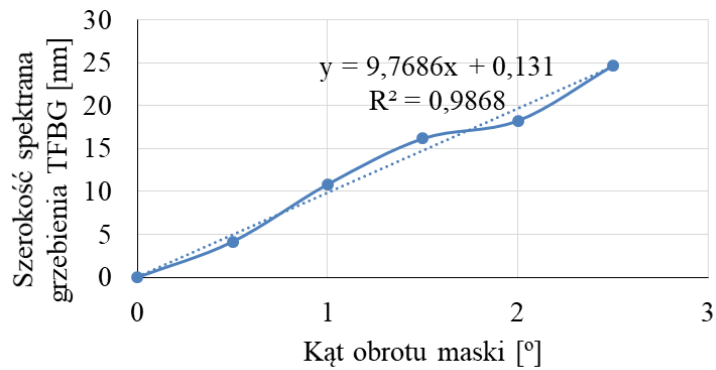
Rys. 5.22. Zależność centralnej długości fali Bragga od kąta naświetlania siatki wytworzonej za pomocą maski fazowej o chirpie 1 nm/cm

Również dla struktur o 10-krotnie większej wartości chirpu charakterystyczny jest wzrost długości fali Bragga pojawiający się wraz ze wzrostem kąta nachylenia płaszczyzn dyfrakcyjnych (Rys. 5.22). Zakres zmian długości fali Bragga dla siatki o wartości chirpu 0,5 nm/cm wynosi 1,73 nm i jest porównywalny do struktur o chirpie równym 0,05 nm/cm. Chcąc uzyskać strukturę o precyzyjnie dobranej wartości długości fali Bragga należy uwzględnić i kontrolować kąt obrotu maski podczas wytwarzania siatek o pochylonej modulacji współczynnika załamania.



Rys. 5.23. Zależność szerokości grzebienia od kąta naświetlania dla siatki wytworzonej za pomocą maski z chirpem równym 0,1 nm/cm

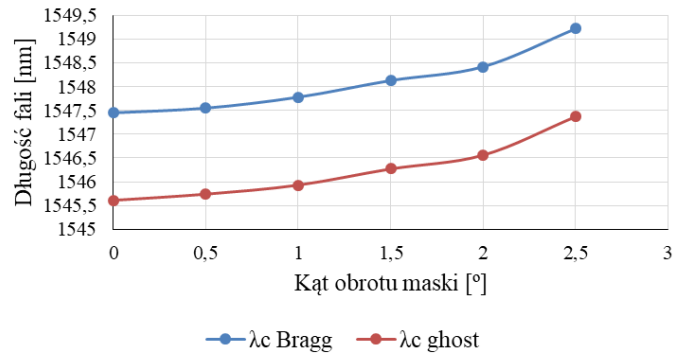
Na wykresach umieszczonych na rysunkach 5.23 i 5.24 przedstawiono zależność szerokości grzebienia złożonego z minimów na charakterystyce transmisyjnej, pochodzących od modów wyższych rzędów, również dla różnych wartości chirpu struktury.



Rys. 5.24. Zależność szerokości grzebienia od kąta naświetlania dla siatki wytworzonej za pomocą maski z chirpem równym 1 nm/cm

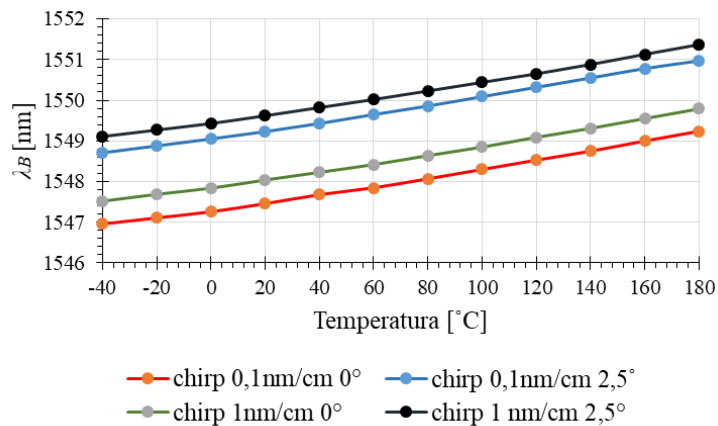
Rysunki 5.23 i 5.24 przedstawiają szerokość spektralną tej części charakterystyki widmowej, która odpowiada istnieniu minimów związanych z istnieniem modów płaszczowych. Zmiana wartości szerokości widma odpowiadającej istnieniu modów płaszczowych jest niemal liniowa w zależności od kąta θ , przy czym ten sam charakter zmian występuje dla struktur o wartości chirpu równych 0,5 nm/cm oraz 0,05 nm/cm. Współczynnik determinacji dla charakterystyk przedstawiających zależność szerokości grzebienia od kąta siatki (Rys. 5.23 i 5.24) przyjmuje wartości powyżej 0,97. Aby uzyskać szerszą oraz bardziej płaską charakterystykę widmową siatek należy dokonać ich zapisu zwiększając wartość kąta nachylenia płaszczyzny dyfrakcyjnej w podanym zakresie, tj. $0,5^\circ$ – $2,5^\circ$. Tego typu charakterystyki są pożądane w zastosowaniach czujnikowych, np. przy detekcji zmiany współczynnika załamania światła.

Na rysunku 5.25 przedstawiono zmianę długości fali Bragga i długości fali modu ghosta w zależności od kąta obrotu maski fazowej.



Rys. 5.25. Zmiana długości fali Bragga i długości fali modu ghosta w zależności od kąta obrotu maski fazowej podczas zapisu siatek wytworzonych za pomocą maski z chirpem 0,1 nm/cm

W celu wyznaczenia czułości temperaturowej siatek badaniu poddane zostały cztery siatki Bragga z różnymi kombinacjami wartości chirpu oraz kąta obrotu maski fazowej, które wynosiły odpowiednio 0,05 nm/cm i 0,5 nm/cm oraz 0° oraz 2,5°. Badania przeprowadzone zostały w komorze klimatycznej w zakresie pracy komory od -40°C do 180°C. Wyniki przedstawione zostały na rysunku 5.26.



Rys. 5.26. Zależność długości fali Bragga od temperatury dla siatek wytworzonych za pomocą maski z z chirpem 0,1 nm/cm oraz 1 nm/cm dla dwóch kątów obrotu maski fazowej 0° i 2,5°

Pod wpływem zmiany temperatury przesuwa się minimum odpowiadające głównemu rezonansowi Bragga (Rys. 5.26). Zmiana długości fali dla czterech charakterystyk jest liniowa. Czułość temperaturowa dla każdej siatki jest

identyczna i wynosi $10,36 \text{ pm}/^\circ\text{C}$. Różnica długości fali dla siatek zapisanych z kątem 0° i $2,5^\circ$ jest stała w całym zakresie temperatury. Wykonane badania wykazały, że wraz ze wzrostem kąta naświetlania rośnie centralna długość fali Bragga, zależność ta nie jest liniowa. Podobnie jest z szerokością obszaru widmowego odpowiadającą występowaniu minimów związanych ze sprzężeniem mocy do modów płaszczowych, która wraz ze wzrostem kąta osiąga większe wartości. Największą szerokość grzebienia pików płaszczowych uzyskano dla siatki o chirpie równym $0,5 \text{ nm/cm}$ i wynosiła ona 25 nm . Zależność szerokości grzebienia od kąta naświetlania dla siatek z chirpem $0,05$ oraz $0,5 \text{ nm/cm}$ jest zależnością liniową ze współczynnikiem R^2 równym $0,98$. Wyniki wskazują możliwość sterowania charakterystykami spektralnymi siatek chirpowych skośnych i dostosowywania ich do specyfiki konkretnych potrzeb. Zmieniać można kształt, zakres płaskiego obszaru widma, a nawet wysokość minimów odpowiadających poszczególnym modom płaszczowym wyższych rzędów.

6. Fotouczulanie standardowych włókien światłowodowych do zapisu struktur periodycznych

6.1. Opis stanowiska do wodorowania włókien

W rozdziałach 3–5 wykazano możliwość regulacji odpowiedzi widmowej struktur typu Bragga w szerokim zakresie. Wskazano które parametry układu optycznego i w jaki sposób wpływają na właściwości optyczne modelowanych oraz wytwarzanych struktur. Wszystkie badania opisane w tych rozdziałach dotyczą jednak głównie analizy wpływu parametrów układu optycznego na uzyskane właściwości spektralne siatek Bragga. W tej części pracy podjęto próbę przeanalizowania wpływu materiału, na którym zapisywane są tego typu struktury. Dzięki budowie autorskiego stanowiska do wodorowania włókien światłowodowych w warunkach wysokich ciśnień uzyskano możliwość wpływania na strukturę światłowodów i reakcje zachodzące we włóknach wskutek ich naświetlania promieniowaniem z zakresu UV.

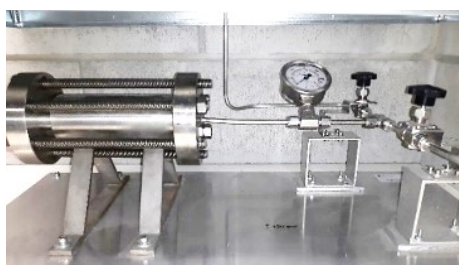
W ramach pracy zaprojektowany został układ do wodorowania włókien w zakresie ciśnień 10-200 barów w temperaturze pokojowej. W późniejszym okresie możliwa będzie rozbudowa układu umożliwiającego wodorowanie również w wyższych temperaturach. Dodatkowa instalacja argonu jako gazu obojętnego umożliwia oczyszczanie instalacji wodorowej. Czyste gazy, takie jak wodór i argon dostarczane są w przenośnych zbiornikach, butlach o pojemności 50 litrów pod ciśnieniem 200 barów. Butle są przechowywane w laboratorium w wentylowanej szafie G90.205.140 o odporności ogniowej 90 min. W szafie zaprojektowane są miejsca na dwie butle dla jednego rodzaju gazu tak, aby możliwe też było przechowywanie butli rezerwowych. Butle przechowywane są w pozycji pionowej oraz zabezpieczone przed przewróceniem.



Rys. 6.1. Panel redukcyjny S201 wraz z elektrozaworem i butlą z wodorem

Na potrzeby badań wykonanych w ramach niniejszej pracy butle podpięto przewodem giętkim do panelu redukcyjnego, który stanowi pierwszy stopień redukcji i pozwala zredukować ciśnienie z butli do ciśnienia w zakresie od 10 do 200 barów dla wodoru i od 1 do 14 barów dla argonu. Panel przeznaczony jest do gazów wysokiej czystości (99,9999%) i jest wyposażony w systemem przepłukiwania gazem roboczym. Argon podawany jest poprzez instalację do punktu poboru, który stanowi drugi stopień redukcji i pozwala precyzyjnie wyregulować ciśnienie wyjścia w zależności od potrzeb w zakresie 1–10 barów.

a)



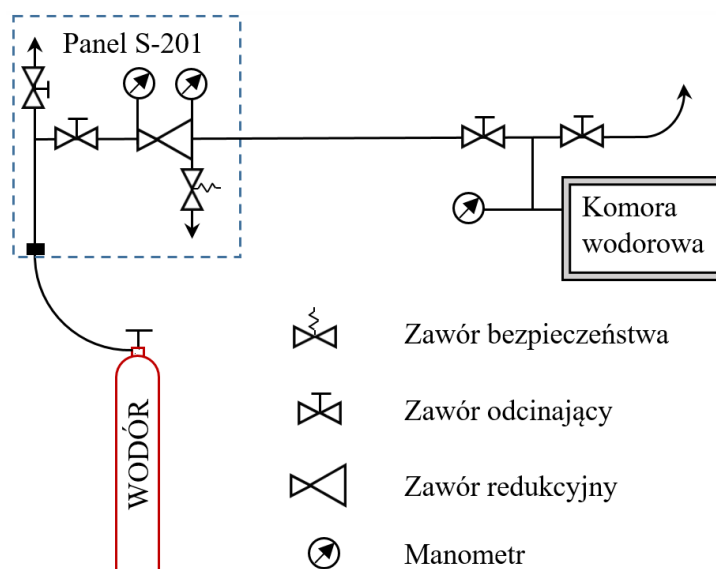
b)



Rys. 6.2. a) Komora do wodorowania włókien, b) system wentylacji i odprowadzania gazów

Komora do wodorowania posiada długość 130 mm i średnicę 50 mm, umożliwia ona wodorowanie jednocześnie różnego rodzaju włókien światłowodowych. W celu monitorowania poprawności pracy instalacji oraz zabezpieczenia przed sytuacjami awaryjnymi w pomieszczeniu laboratorium zastosowany jest dwuprogowy system detekcji wodoru z sygnalizacją świetlną i dźwiękową, wentylacją awaryjną i elektrozaworem odcinającym dopływ wodoru. System monitoruje pojawienie się atmosfery wzbogaconej w wodór. W pomieszczeniu laboratorium zapewniona jest mechaniczna wentylacja awaryjna o wydajności 10 wymian/h. Dwuprogowe detektory wodoru zostały zamontowane nad komorą wodorową i nad szafą z butlami. Ze względu na to, iż wodór jest bardzo lekkim gazem detektory zostały zamontowane na suficie pomieszczenia.

Na rysunku 6.3 przedstawiono schemat układu wodorowania włókien, na którym umieszczono komorę do wodorowania, panel z reduktorem i zaworami oraz zasobnik gazu.

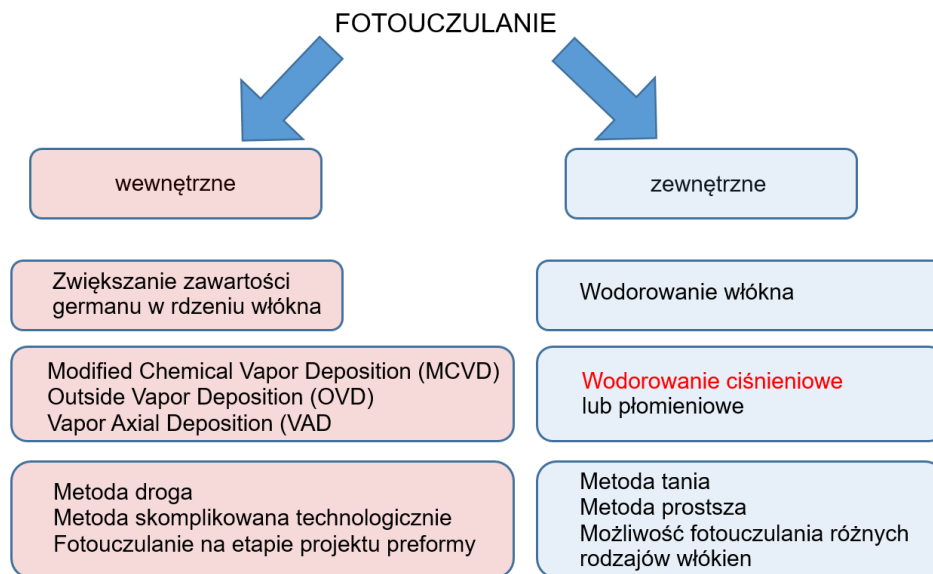


Rys. 6.3. Układ wodorowania światłowodów wraz z instalacją zaworów

Dodatkowo pomieszczenie z gazami zostało wyposażone w czujnik tlenu wraz z systemem automatycznego przewietrzania, ze względu na obecność innych gazów, które mogą wypierać tlen. Wszystkimi urządzeniami wchodzącymi w skład systemu monitorującego steruje centralka połączona z systemem głównym budynku.

Wodorowanie nie jest jedyną metodą fotouczulania włókien światłowodowych, możliwość taką daje domieszkowanie rdzenia dodatkowymi pierwiastkami. Włókna światłowodowe domieszkowane są borem i germanem. Połączenie boru i germanu zapewnia ekstremalnie wysoką światłoczułość przy zachowaniu stosunkowo dużej średnicy pola modu (MFD) (ang.: *mode field diameter*). Wysoki poziom światłoczułości zapewnia możliwość zapisu siatek Bragga o dużym współczynniku odbicia, w krótkim czasie bez konieczności stosowania wodorowania, które wpływa na charakterystyki spektralne. Jest to spowodowane zjawiskiem polegającym na tym, że część wodoru pozostaje w strukturze. Włókno tego typu można stosować do zapisu struktury bez konieczności stosowania dodatkowych zabiegów zwiększających fotoczułość i łatwość zapisu struktury periodycznej na włóknie [34, 37].

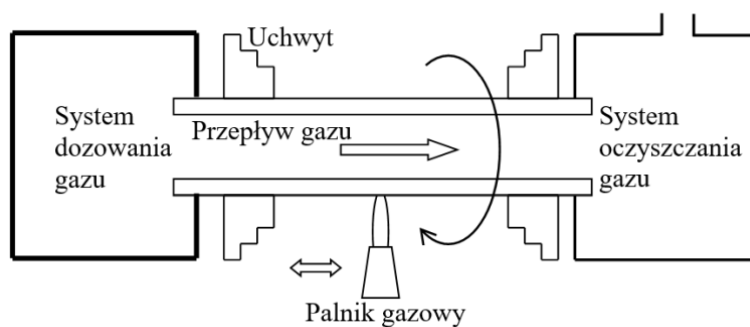
Standardowe światłowody jednomodowe stosowane w telekomunikacji takie jak SMF-28 posiadają domieszkowanie rdzenia GeO_2 na poziomie 3%mol. Na tego rodzaju włóknach trudno jest zapisać strukturę periodyczną ponieważ zmiana współczynnika załamania dla tego rodzaju struktur osiąga wartość $3,4 \cdot 10^{-5}$ [87]. Aby uzyskać większą zmianę współczynnika załamania stosuje się dwa sposoby polegające na fotouczuleniu włókna. Pierwszy sposób polega na zwiększeniu domieszkowania rdzenia światłowodu GeO_2 podczas wytwarzania preformy i nazywany jest sposobem wewnętrznym. Natomiast drugi sposób fotouczulania – zewnętrzny – polega na umieszczeniu włókna w atmosferze wodoru. Podział metod fotouczulania wraz ze wskazaniem podstawowych cech przedstawiono na rysunku 6.4.



Rys. 6.4. Podział i właściwości metod fotouczulania

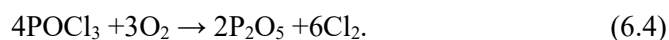
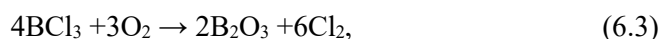
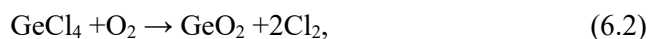
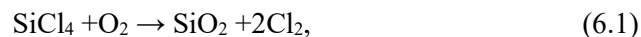
Metoda MCVD (ang.: *Modified Chemical Vapor Deposition*) jest najlepiej poznaną i względnie prostą pod względem aparaturowym metodą wytwarzania preform światłowodowych. Polega na osadzaniu z fazy gazowej cząsteczek szkła krzemionkowego SiO_2 . W metodzie tej osadzanych może być wiele warstw o różnym współczynniku załamania w zależności od założonego profilu światłowodu [103, 105, 107]. Po każdym przejściu palnika tworzona jest kolejna warstwa. W metodzie MCVD grubość warstwy może wynieść od kilku do kilkudziesięciu mikrometrów. Z połączenia czterochloru krzemu i tlenu pod wpływem temperatury na ściankach rury osadzają się cząsteczki dwutlenku krzemu, który stanowi elementarny składnik włókien światłowodowych. Poprzez

domieszki innych pierwiastków uzyskuje się zwiększenie lub zmniejszenie współczynnika załamania. Domieszki boru i fluoru powodują zmniejszenie współczynnika załamania natomiast german, fosfor i glin powodują zwiększenie współczynnika załamania. Po takim procesie rura wewnątrz jest porowata i konieczne jest stopienie wszystkich warstw w celu uzyskania jednorodnej struktury szkła. Na rysunku 6.5 przedstawiono schematycznie proces wytwarzania preformy metodą wewnętrznego osadzania.



Rys 6.5. Wytwarzanie preform światłowodowych metodą osadzania z fazy gazowej MCVD

Podstawowe reakcje chemiczne, które biorą udział w procesie powstawania preformy światłowodowej przedstawione są poniżej:



Domieszkowanie germanem w celu uzyskania fotoczułości możliwe jest tylko na etapie wytwarzania preformy, jest to proces mocno skomplikowany technologicznie, który wymaga dużych nakładów finansowych i wiedzy typowo chemicznej. W metodzie OVD (ang.: *Outside Vapor Deposition*) cząsteczki osadzane są na zewnątrz rury ze szkła krzemionkowego natomiast w VAD (ang.: *Vapor Axial Deposition*) osadzanie się osiowo podczas wytwarzania preformy. Drugi sposób fotouczulania polega na umieszczeniu włókna w atmosferze wodoru i powolnej dyfuzji atomów wodoru do struktury światłowodu, a szczególnie rdzenia światłowodowego [47, 65]. Najczęściej wodorowanie odbywa się w temperaturze 20–75°C pod ciśnieniem 20–750 barów przez okres kilku do

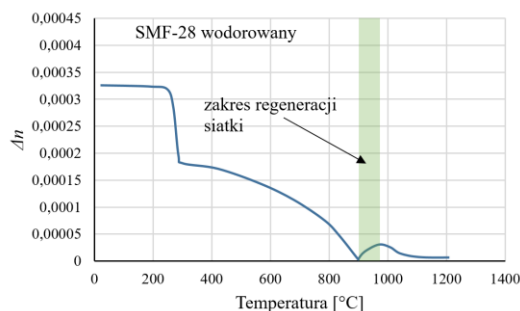
kilkunastu dni. Po tym okresie molekuly wodoru przyczyniają się do zmiany właściwości szkła tworząc wiązania GODC (ang.: *germanium oxygen-deficient defect*) bez mostka tlenowego, które pod wpływem promieniowania UV o długości fali 248 nm lub 193 nm zmieniają lokalnie współczynnik załamania [9, 95]. Dzięki technice tej możliwe staje się uzyskanie zmian współczynnika załamania na poziomie nawet 10^{-2} [87]. Obszary niepoddane naświetlaniu przy zapisie siatki uwalniają wodór i nie ma on znaczącego wpływu na straty w żadnym z okien telekomunikacyjnych. Drugą metodą jest wodorowanie płomieniowe. Polega ono na umieszczeniu światłowodu w wysokiej temperaturze, około 1700°C wytwarzanej przez palnik wodorowy przez około 20 min. W tym czasie atomy wodoru przenikają do rdzenia tworząc dodatkowe wiązania. Wodorowanie jest skuteczną metodą fotouczulania włókien. W porównaniu z domieszkowaniem rdzenia na poziomie wytwarzania preformy jest ono znacznie prostsze technologicznie i bardziej ekonomiczne. Zaletą wodorowania jest możliwość nanoszenia siatek Bragga na dowolnym światłowodzie germanowo-krzemionkowym. Wodorowaniu można poddać każde włókno dostępne handlowo i zapisać na nim strukturę periodyczną, wyjątkiem mogą być jedynie nowoczesne struktury światłowodów fotonicznych, których płaszcz wykonany jest z otworów powietrznych przez co proces ucieczki wodoru jest szybszy i trudniejszy staje się zapis struktury. Wodorowanie obniża koszty wytwarzania czujników opartych na światłowodowych siatkach Bragga. Klasyczne włókno telekomunikacyjne jest 10-cio krotnie tańsze od włókna ze zwiększoną domieszką GeO₂. Celowym byłoby rozwinięcie metody wodorowania i uzyskanie lepszych parametrów siatek wytwarzanych dzięki metodzie fotouczulania polegającej na wodorowaniu włókien.

Zjawisko fotoczułości związane jest z obecnością centrów barwnych, czyli tzw. złych wiązań chemicznych. Idealna struktura SiO₂ posiada wygląd czworościanu, w którym atomy Si połączone są ze sobą za pomocą atomów tlenu, wiązanie takie nosi nazwę mostka tlenowego. Szkło, z którego zbudowany jest rdzeń włókna domieszkowane jest germanem celem zwiększenia współczynnika załamania i możliwości zaistnienia zjawiska całkowitego wewnętrznego odbicia. W procesie produkcji preformy jak i wyciągania włókna powstają defekty wiązań oraz ich zerwania. Pojawiają się wiązania Ge-Si i Ge-Ge bez mostka tlenowego, które mają częstotliwości rezonansowe w zakresie UV zwiększając absorpcję w tym zakresie. Po oświetleniu następuje rozpad wiązań i powstanie lokalnych zmian współczynnika załamania [10].

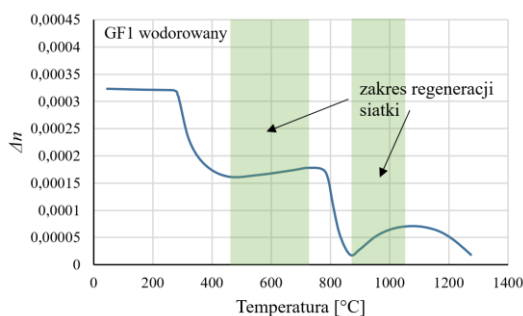
Niestety siatki typu I czyli takie, których metoda wytwarzania oparta jest na zjawisku fotoczułości są siatkami pracującymi stabilnie do około 300°C. Powyżej tej temperatury współczynnik załamania maleje natomiast współczynnik odbicia takiej siatki spada. Podczas wzrostu temperatury zauważalne są obszary regeneracji takiej siatki. Na rysunku 6.6 zamieszczono charakterystyki

przedstawiające zmianę współczynnika załamania, wywołane zmianą temperatury w zakresie 20°C–1200°C

a)



b)



Rys. 6.6. Zmiana współczynnika załamania Δn pod wpływem zmiany temperatury: a) włókna wodorowanego SMF-28 oraz b) włókna wodorowanego o podwyższonej zawartości germanu [80]

Zgodnie z rysunkiem 6.6 dla włókna wodorowanego SMF-28 występuje jeden obszar regeneracji powyżej temperatury ok 900°C, natomiast dla włókna o podwyższonej zawartości germanu wodorowanego występują dwa obszary regeneracji od ok 450°C oraz drugi powyżej 850°C.

W ramach pracy wodorowaniu poddane zostało włókno światłowodowe standardowe jednomodowe SMF-28 oraz włókno już wcześniej uczulone ze zwiększoną zawartością germanu GF1. Obydwa rodzaje włókien poddane zostały wodorowaniu przez okres 12 dni w temperaturze 23°C oraz ciśnieniu 190 barów. Następnie na tak przygotowanych włóknach wytworzone zostały siatki Bragga.

Stężenie wodoru dyfundującego do układu cylindrycznego jest funkcją promienia r i czasu t i można je wyznaczyć przez rozwiązanie równania dyfuzji [26, 92]:

$$\frac{\delta C}{\delta t} = \frac{1}{r} \frac{\delta}{\delta r} \left(r D \frac{\delta C}{\delta r} \right). \quad (6.5)$$

D jest współczynnikiem dyfuzji a C jest koncentracją wodoru. Dla stałego ciśnienia i temperatury w komorze, przy założeniu zerowej koncentracji w światłowodzie warunki graniczne wyglądają następująco:

$$t = 0, C = 0, 0 < r < a, \quad (6.6)$$

$$t > 0, C = C_0, r = a. \quad (6.7)$$

Rozwiązanie równania (6.5) przyjmie wówczas następującą postać [63]:

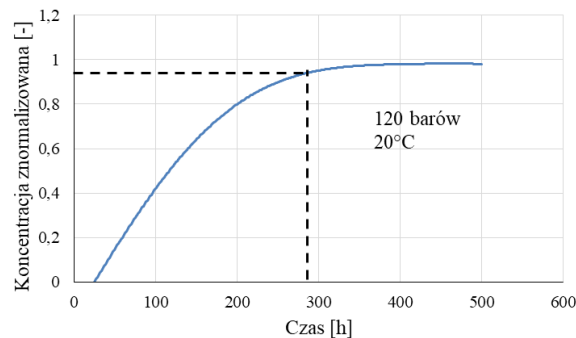
$$\frac{C(r,t)}{C_0} = 1 - 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\exp(-D\alpha_n^2 t) J_0(r\alpha_n)}{a\alpha_n J_1(a\alpha_n)}, \quad (6.8)$$

gdzie α_n s są biegunami $J_0(r\alpha_n)$, J_0 to funkcja Bessela pierwszego rodzaju zerowego rzędu i J_1 to funkcja Bessela pierwszego rodzaju pierwszego rzędu.

Zgodnie z modelem dyfuzji wyznaczony współczynnik D wynosi $2,32 \cdot 10^{-11}$ cm^2/s . Czas do nasycenia wodorem na poziomie 95% będzie określony wzorem:

$$t_{0,95} = \frac{0,6a^2}{D_{H_2}}, \quad (6.9)$$

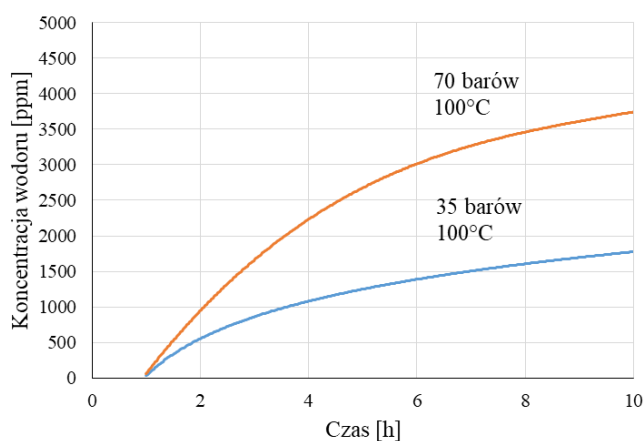
gdzie a jest promieniem światłowodu natomiast D_{H_2} jest współczynnikiem dyfuzji wodoru do szkła krzemionkowego. Im średnica światłowodu jest większa tym dłużej trwa proces dyfuzji. Dla przykładu dla klasycznego światłowodu o średnicy 125 μm nasycenie wodorem na poziomie 95% zostanie uzyskane po 12 dniach. Rysunek 6.7 przedstawia zmianę koncentracji wodoru w czasie dla włókna SMF-28.



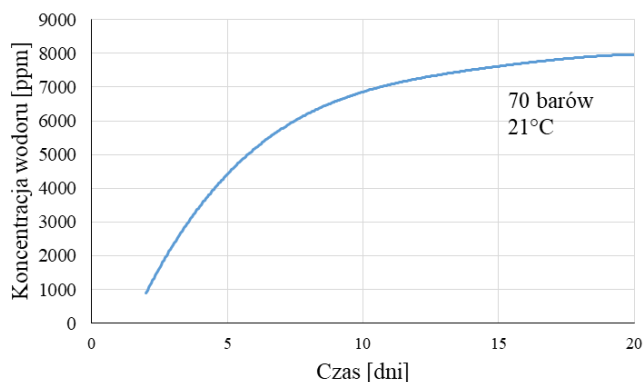
Rys. 6.7. Dyfuzja wodoru do światłowodu telekomunikacyjnego przy ciśnieniu 120 barów i temperaturze 20°C

Największy wzrost koncentracji uzyskuje się w początkowej fazie wodorowania. Niestety proces wodorowania jest procesem odwracalnym, tzn. po wyjęciu włókna z komory wodór w warunkach normalnych wydostaje się z włókna dosyć szybko. Czas wyjścia wodoru do poziomu koncentracji 5% określony jest na około 240 godzin [87]. Do spowolnienia wydostawania się wodoru temperatura przechowywania włókien uwodornionych obniżana jest do -80°C . W takich warunkach włókno może być przechowywane bez znacznej utraty koncentracji wodoru, nawet do kilku tygodni [90]. Szybkość dyfuzji uzależniona jest od ciśnienia i temperatury, rysunek 6.8 przedstawia zależność koncentracji wodoru w funkcji czasu dla różnych wartości ciśnienia i temperatury.

a)

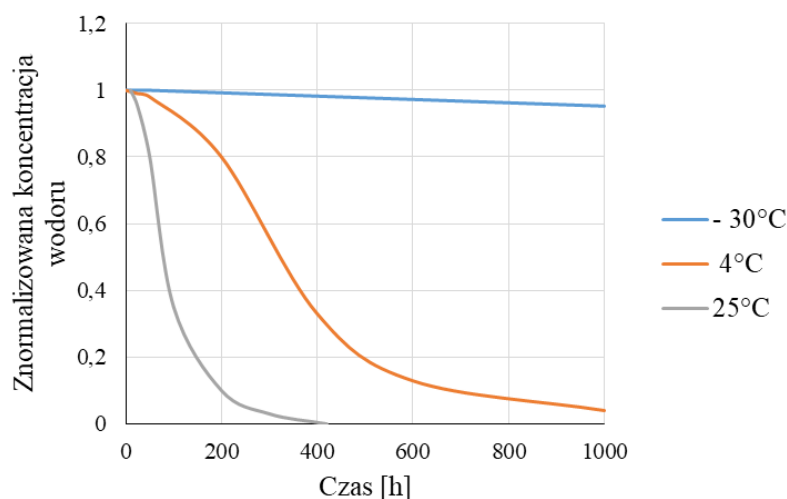


b)



Rys. 6.8. Zależność koncentracji wodoru od czasu wodorowania: a) przy różnych ciśnieniach i temperaturze 100°C , b) przy ciśnieniu 70 barów i temperaturze 21°C [87]

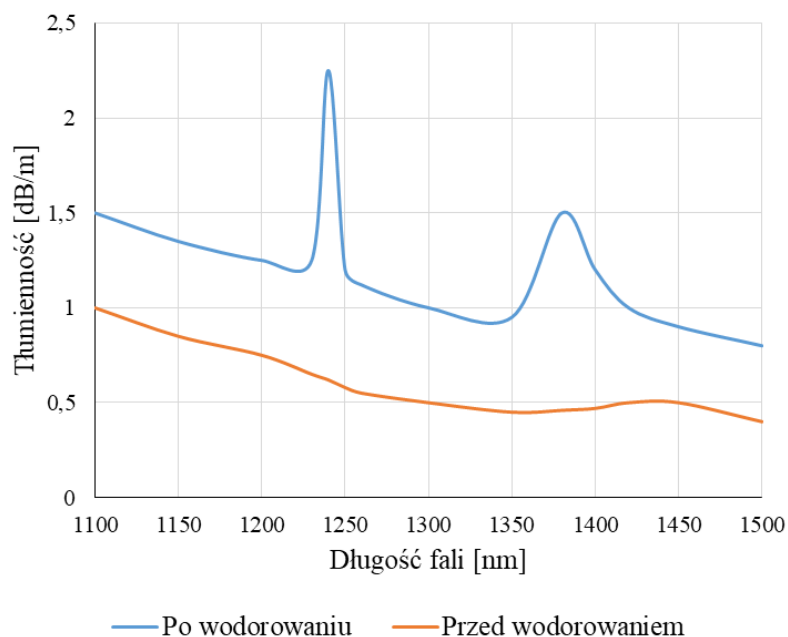
Nasylenie wodorem jest zależne od temperatury i ciśnienia. Skrócenie czasu wodorowania można uzyskać zwiększając ciśnienie jakiemu poddawane jest wodorowane włókno w atmosferze wodoru, jak również zwiększając temperaturę wodorowania. Wodorowanie może trwać od kilku godzin do kilkudziesięciu dni. Po wyciągnięciu włókna z komory wodorowej następuje proces odwrotny, czyli opuszczanie atomów wodoru z rdzenia światłowodu. Na rysunku 6.9 zaobserwować można, że wodór wydostaje się z wodorowanego włókna bardzo szybko. Obliczenia koncentracji wodoru wykonane zostały na podstawie modelu absorpcji dla długości fali $1,24\ \mu\text{m}$ [69]. W celu przedstawienia szybkości wydostawania się wodoru z włókna światłowodowego na rysunku 6.9 zestawiono charakterystyki ukazujące zależności znormalizowanej koncentracji wodoru w funkcji czasu dla różnych temperatur.



Rys. 6.9. Ulatnianie się wodoru z uwodornionych włókien światłowodowych na podstawie modelu absorpcji wodoru dla długości fali $1,24\ \mu\text{m}$ dla trzech temperatur $25\ ^\circ\text{C}$, $4\ ^\circ\text{C}$ i $-30\ ^\circ\text{C}$ [69]

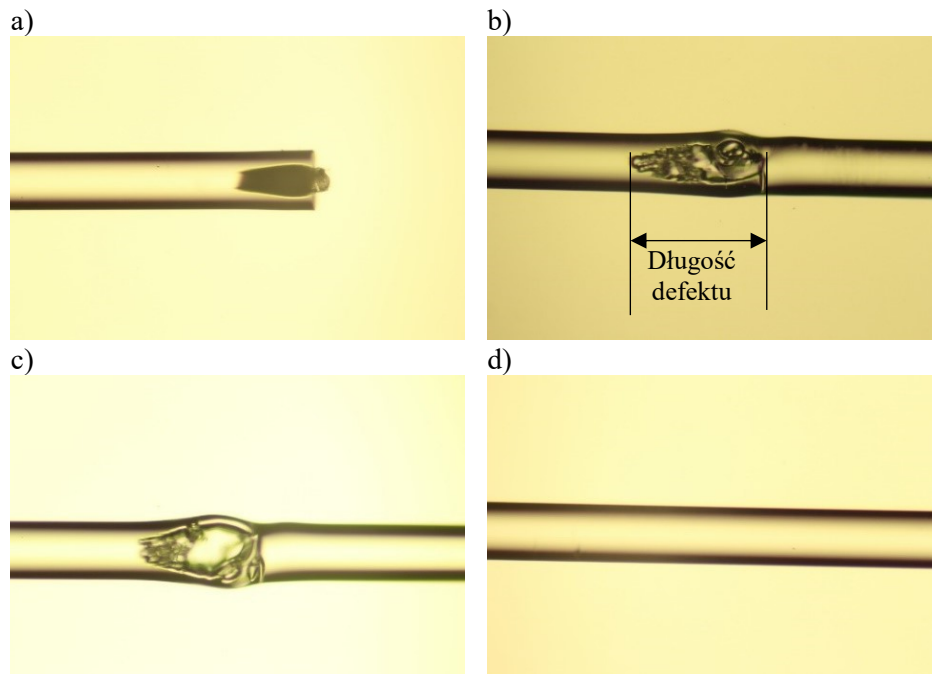
Dla spowolnienia procesu wydostawania się atomów wodoru obniża się temperaturę przechowywania takiego włókna. Już dla temperatury $-30\ ^\circ\text{C}$ po 41 dniach, co odpowiada przedziałowi czasowemu równemu w przybliżeniu 1000 godzin, spadek koncentracji wodoru jest niewielki. Inaczej wygląda sytuacja dla temperatury $25\ ^\circ\text{C}$, w której już po 400 godzinach koncentracja wodoru spada do 0. Zawartość wodoru wpływa na charakterystykę spektralną. Zauważalny jest wzrost tłumienia zawodorowanego odcinka, w miejscu wytworzenia siatki wodor trwale wiąże się z materiałem rdzenia światłowodu natomiast wycieka z pozostałej nienaświetlonej części, ponieważ nie jest związany z materiałem rdzenia. Wolne atomy wodoru pod wpływem temperatury pokojowej lub podgrzania

wydyfundowują do otoczenia nie wpływając znacząco na widmo. [61, 71]. Na rysunku 6.10. przedstawiono charakterystyki spektralne włókna przed procesem wodorowania i po wodorowaniu.



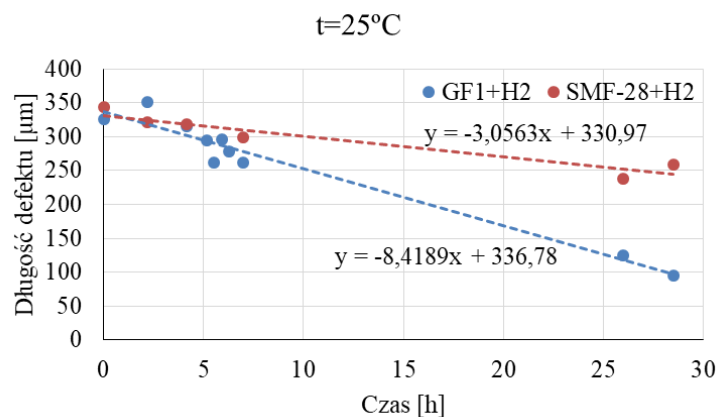
Rys. 6.10. Charakterystyki przedstawiające zależność tłumienności włókna od długości fali propagującej się we włóknie przed i po procesie wodorowania [69]

Bezpośrednio po zwodorowaniu zauważalny jest wzrost strat dla długości fali 1,24 μm oraz 1,38 μm . Są to maksima związane z grupami OH, które w klasycznym włóknie telekomunikacyjnym są zminimalizowane [83, 104]. Wielkość piksu absorpcyjnego na długości fali 1,24 μm jest wprost proporcjonalna do stężenia wodoru. Na rysunku 6.11 przedstawione są zdjęcia włókien wykonane bezpośrednio po procesie ich wodorowaniu oraz miejsca spawów włókien dla różnych czasów przebywania w temperaturze 25°C. Zdjęcia z prób spawania wykonane zostały bezpośrednio po wyjęciu z komory w odstępach 24 godzinnych. Zdjęcie 6.11a ukazuje włókno, które poddane zostało próbie oczyszczenia za pomocą łuku elektrycznego. Również przed spawaniem występuje reakcja łuku elektrycznego z wodorem. W kolejnych odstępach czasu spaw jest wykonany, jednakże zwiększona energia łuku powoduje również reakcję z wodorem (rys. 6.11b i 6.11c). Dopiero po upływie 72 godzin w temperaturze 25°C i normalnej atmosferze koncentracja wodoru spadła do poziomu umożliwiającego wykonanie spawu bez defektu (rys. 6.11d).

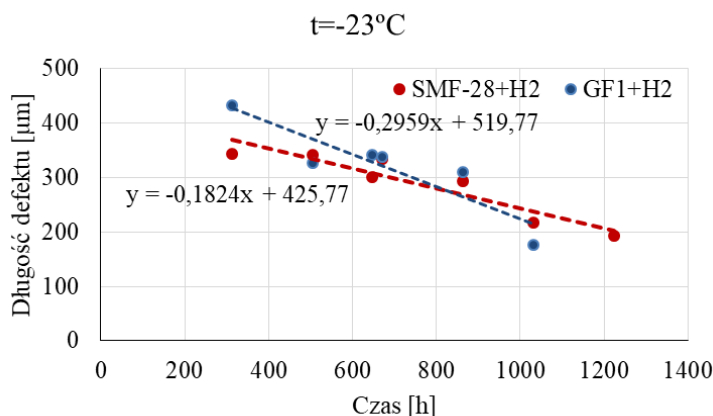


Rys. 6.11. Zdjęcia włókien wodorowanych przy próbie spawania: a) bezpośrednio po wyjęciu, b) po 24 godzinach, c) po 48 godzinach i d) po 72 godzinach (prawidłowe spawanie, bez defektów)

Na rysunku 6.12. i 6.13 przedstawiono zależność długości defektu od czasu przebywania w atmosferze o różnych temperaturach 25°C oraz -23°C. Długość defektu mierzona była dla dwóch rodzajów włókien poddanych wodorowaniu, było to włókno telekomunikacyjne SMF-28 oraz GF1 o zwiększonej zawartości germanu.



Rys. 6.12. Zmierzone charakterystyki przedstawiające zmianę długości defektu w zależności od czasu przebywania włókna w atmosferze o temperaturze 25°C dla dwóch rodzajów włókien fotoczulonych GF1 oraz SMF-28



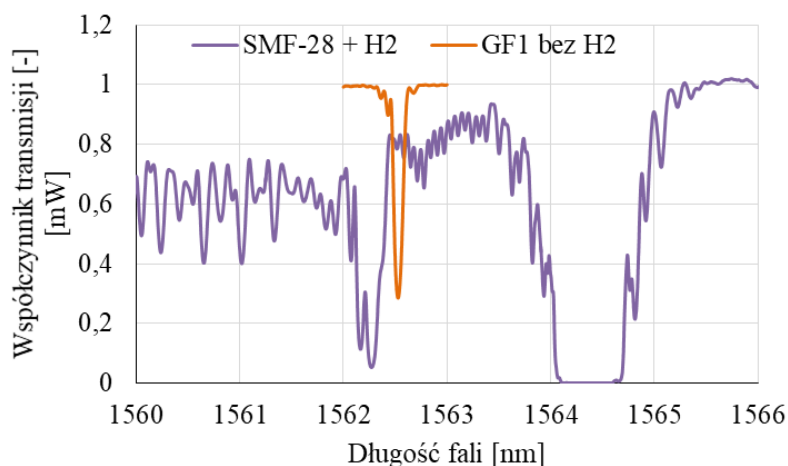
Rys. 6.13. Zmierzone charakterystyki przedstawiające zmianę długości defektu w zależności od czasu przebywania włókna w atmosferze o temperaturze -23°C dla dwóch rodzajów włókien fotoczulonych GF1 oraz SMF-28

Na podstawie przeprowadzonych obserwacji można stwierdzić, iż długość defektu podczas próby spawania może być wskaźnikiem koncentracji wodoru. Stężenie wodoru szybciej spada dla włókna GF1 niż dla włókna SMF-28. Zauważalny jest również wpływ temperatury przechowywania na koncentrację wodoru, przy temperaturze -23°C czas jest 40-krotnie dłuższy niż przy temperaturze 25°C. Rozwiązaniem problemu ze spawaniem włókien wodorowanych, na których wytwarzane będą siatki Bragga może być wygrzewanie samych końcówek, a następnie spawanie tych włókien.

Wygrzewanie przyspiesza usuwanie wodoru z włókna i umożliwia wykonanie spawu bez defektu.

6.2. Wytwarzanie struktur periodycznych na przygotowanych włóknach optycznych

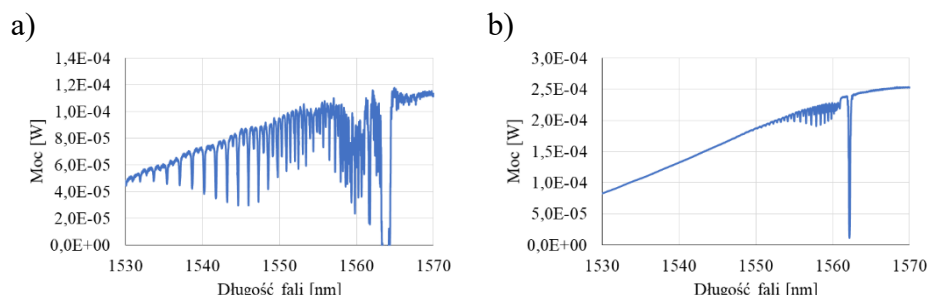
Procesowi wodorowania poddano włókno SMF-28 przez okres 10 dni i ciśnieniu 190 barów. Następnie porównano charakterystyki spektralne z włóknem GF1 bez wodorowania, zachowując te same parametry pracy lasera ekscymerowego (rys. 6.14).



Rys. 6.14. Charakterystyki spektralne siatek wytworzonych na włóknie wodorowanym SMF-28 oraz na włóknie niewodorowanym GF1 przy takich samych parametrach wytwarzania, tj. energia impulsów lasera równa 85 mJ, czas zapisu równy 30 s

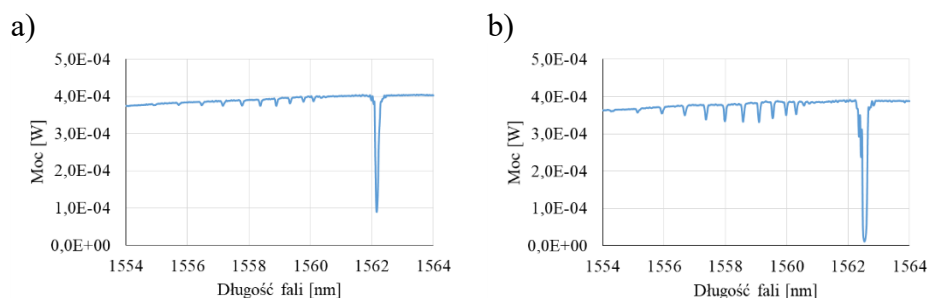
Szerokość spektralna *FWHM* włókna GF1 wynosi 98 pm, natomiast wartość *FWHM* włókna SMF-28 wodorowanego wynosi 0,96 nm czyli jest 10-cio krotnie większa. Aby uzyskać zbliżone parametry dla włókna wodorowanego należy skrócić czas naświetlania.

Następnie procesowi wodorowania poddane zostały obydwa włókna SMF-28 oraz GF1. W celu porównania, zachowane zostały takie same parametry wytwarzania, tj. energia impulsów lasera równa 85 mJ, czas repetycji równy 20 Hz oraz czas naświetlania struktury równy 30 s. Charakterystyki spektralne wytworzonych siatek przedstawia rysunek 6.15.



Rys. 6.15. Charakterystyka siatki zapisanej: a) na włóknie wodorowanym GF1 o podwyższonej zawartości germanu, b) na włóknie SMF-28 wodorowanym, (energia zapisu 85 mJ, czas 30 s)

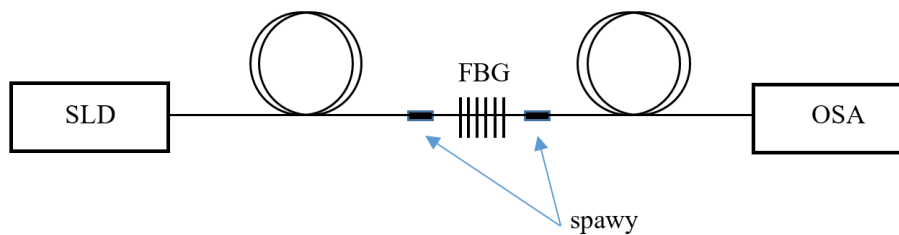
Dla wodorowanego włókna GF1 wartość współczynnika odbicia odpowiadająca minimum na charakterystyce widmowej związanym z rezonansem Bragga osiąga wartość 1, parametr *FWHM* osiąga wartość 1,97 nm przy centralnej długości fali równej 1564,012 nm. Siatka wytworzona na włóknie SMF-28 poddanym wodorowaniu uzyskała wartość współczynnika odbicia odpowiadająca minimum na charakterystyce widmowej związanym z rezonansem Bragga na poziomie 0,9. Parametr *FWHM* uzyskał wartość 0,204 nm natomiast centralna długość fali wyniosła 1562,172 nm. Dla porównania wytworzono siatki na włóknie GF1 bez procesu wodorowania, zachowując identyczną wartość energii podczas naświetlania włókna. Wyniki charakterystyk spektralnych siatek przedstawione są na rysunku 6.16.



Rys. 6.16. Charakterystyka spektralna siatki zapisanej na włóknie fotouczulonym GF1 bez wodorowania, energia 85mJ: a) czas 30 s, b) czas 5 min

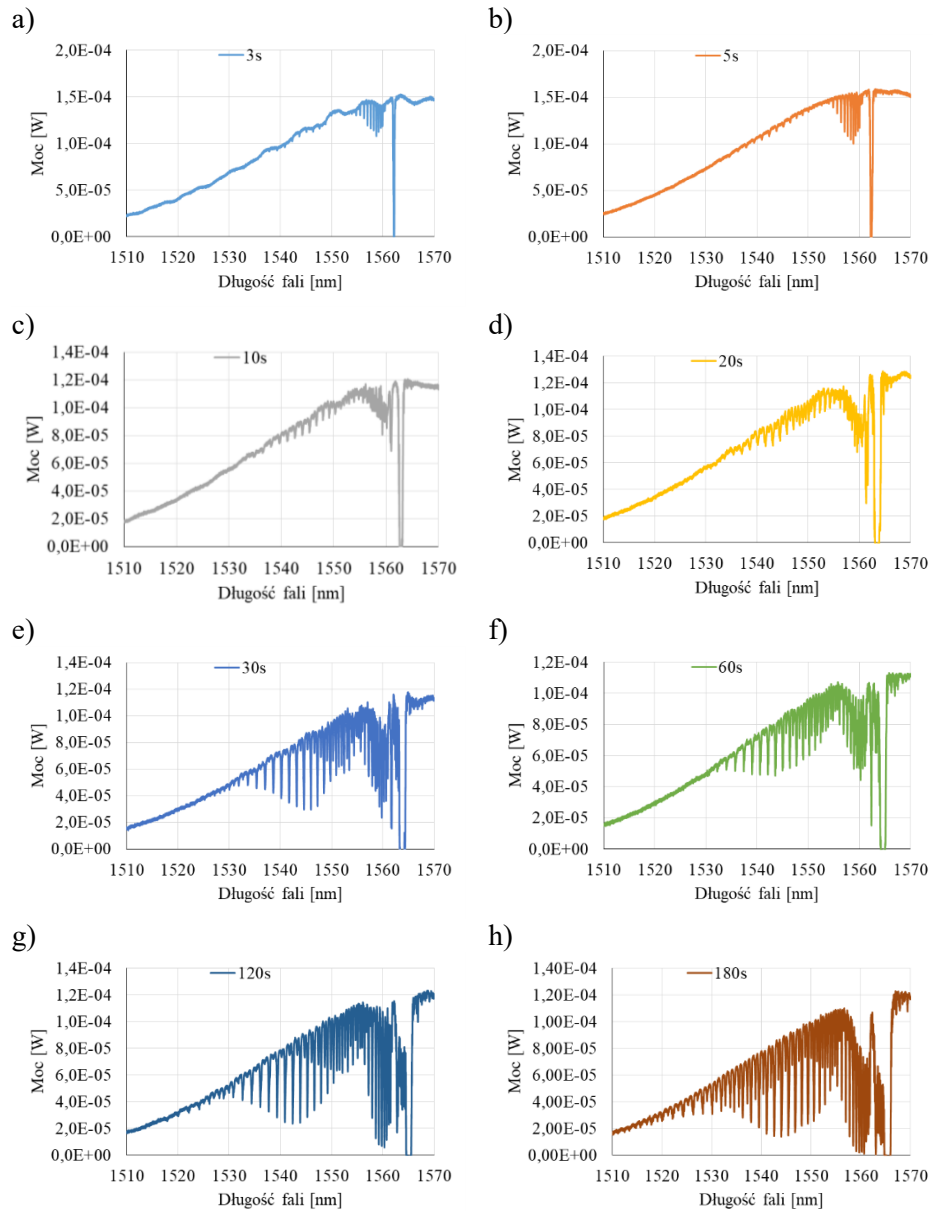
Przy takich samych parametrach wytwarzania włókno fotouczulone, które jest dodatkowo wodorowane posiada większą wartość współczynnika odbicia, prawie dziesięciokrotnie większą szerokość spektralną *FWHM* oraz występuje

przesunięcie minimalnej wartości odpowiadającej rezonansowi Bragga o ponad 2,2 nm. W wypadku włókna GF1, w celu uzyskania zbliżonej wartości współczynnika odbicia jak dla włókna SMF-28 wodorowanego przy takich samych parametrach wytwarzania zapis siatki trwa 5 minut, natomiast dla SMF-28 wodorowanego wynosi on 30 s. Charakterystyki spektralne mierzone były z wykorzystaniem szerokopasmowego źródła światła SLD oraz analizatora widma optycznego AQ6370D w układzie przedstawionym na rysunku 6.17.



Rys. 6.17. Schemat układu do pomiaru charakterystyk spektralnych wytworzonych siatek

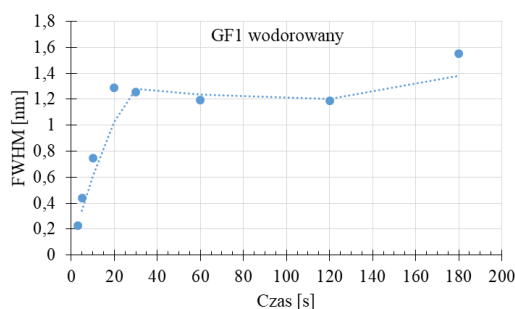
W celu porównania parametrów charakterystyk spektralnych wytworzono siatki na trzech rodzajach włókien: GF1 dodatkowo wodorowanym, SMF-28 wodorowanym oraz GF1 bez procesu wodorowania. Wszystkie siatki zapisywane były w tych samych warunkach i o takich samych parametrach ustawienia lasera: częstotliwość repetycji wynosiła 20 Hz, energia zapisu 85 mJ. Zmiennym parametrem był czas naświetlania, który wynosił 3 s, 5 s, 10 s, 20 s, 30 s, 60 s, 120 s i 180 s. Na rysunku 6.18 przedstawiono charakterystyki spektralne wytworzonych siatek na włóknie fotocuczulonym GF1 dodatkowo wodorowanym dla wskazanych powyżej czasów naświetlania.



Rys. 6.18. Charakterystyki widmowe siatek zapisanych na włóknie fotouczulonym GF1 oraz dodatkowo wodorowanym dla różnych czasów naświetlania: a) 3 s, b) 5 s, c) 10 s, d) 20 s, e) 30 s, f) 60 s, g) 120 s, h) 180 s

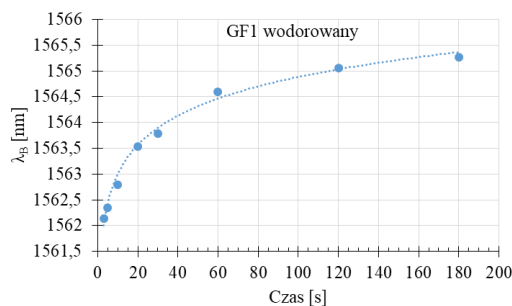
Już przy zapisie trwającym 3 s czyli przy 60 impulsach lasera zapisana siatka uzyskuje wartość współczynnika odbicia równą 1. Wraz ze wzrostem czasu

naświetlania zmienia się jej połówkowa szerokość spektralna oraz centralna długość fali zgodnie z rysunkami (Rys. 6.19, Rys. 6.20) pojawia się również charakterystyczny grzebień od strony fal krótszych.



Rys. 6.19. Zależność szerokości połówkowej charakterystyki transmisyjnej odpowiadającej rezonansowi Bragga w funkcji czasu naświetlania włókna światłem UV

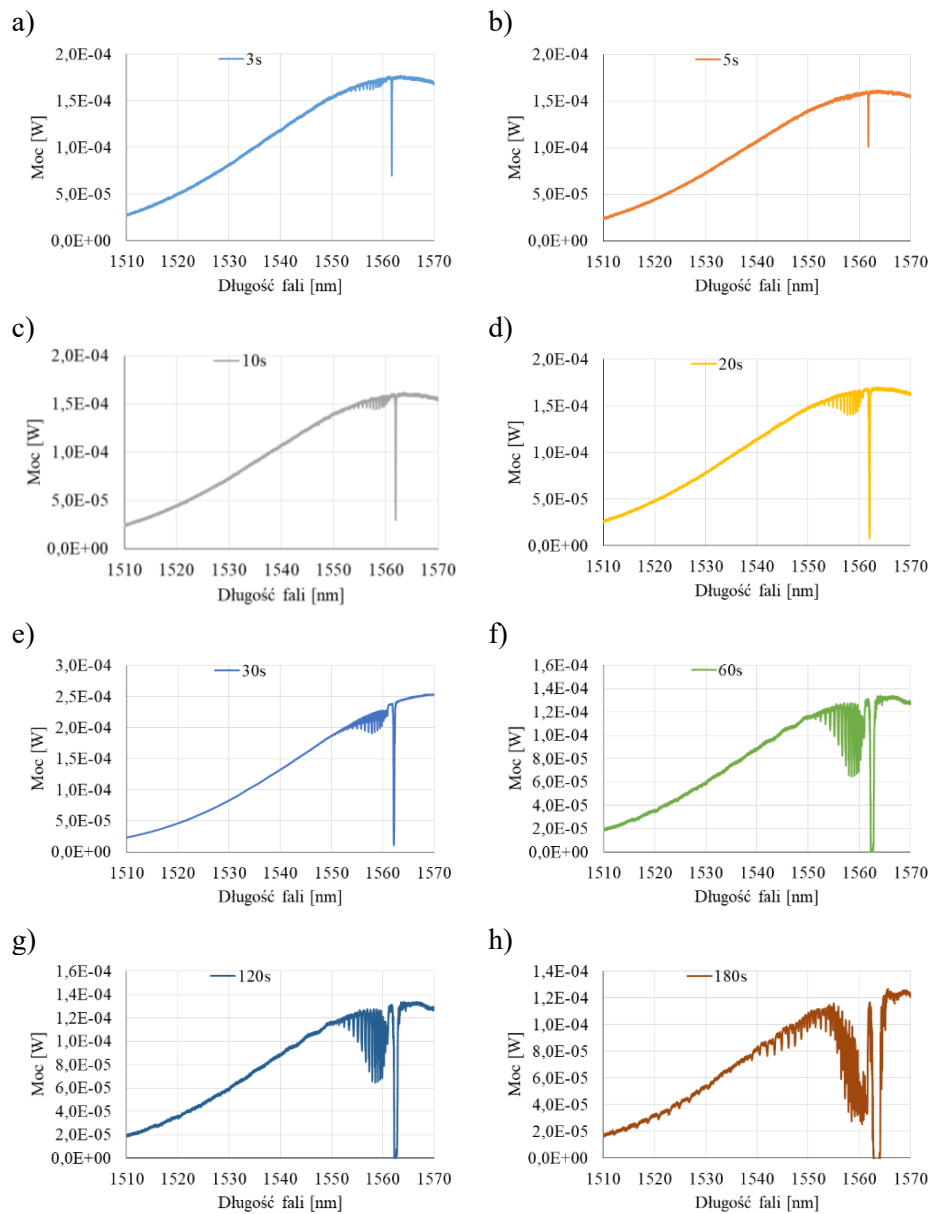
Dla włókna GF1, które zostało dodatkowo poddane procesowi wodorowania wartość połówkowej szerokości spektralnej zwiększa się do 1,3 nm w ciągu 20 s naświetlania promieniowaniem UV. Po 20 sekundach ekspozycji włókna na światło UV zakres zmian wartości parametru FWHM ulega wyraźnemu zmniejszaniu.



Rys. 6.20. Zależność przesunięcia centralnej długości fali Bragga od czasu naświetlania

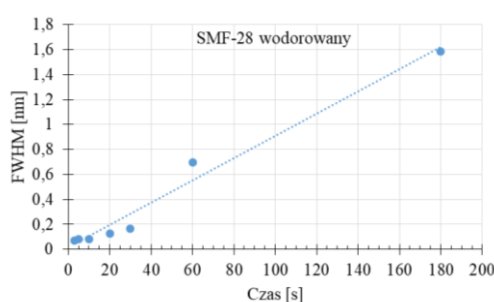
Zapisując siatkę na konkretną długość fali Bragga nie wystarczy jedynie dysponować odpowiednią maską fazową, ponieważ zgodnie z rysunkiem 6.20 na długość fali Bragga wpływa również całkowita energia, którą dostarczamy do światłowodu. Zmiana czasu naświetlania w zakresie 100 s powoduje przesunięcie długości fali zapisywanej struktury nawet o 3 nm, przy czym zmiana ta nie jest liniowa. W początkowej fazie zapisu dla mniejszych czasów ekspozycji (w zakresie od 0 do ok 80 s) nachylenie krzywej z rysunku 6.20 jest mniejsze niż w wypadku dłuższych czasów zapisu FBG. Charakterystyka przedstawiająca zależność długości Bragga od czasu ekspozycji na światło UV wykazuje nasycenie po czasie równym 90 s. Na rysunku 6.21 przedstawiono charakterystyki

spektralne siatek wytworzonych na włóknie SMF-28 poddanym procesowi wodorowania.



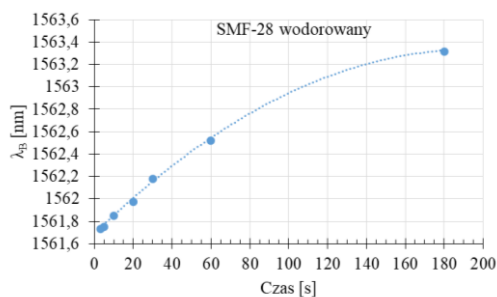
Rys. 6.21. Charakterystyki widmowe siatek zapisanych na włóknie jednomodowym SMF-28 wodorowanym dla różnych czasów naświetlania: a) 3 s, b) 5 s, c) 10 s, d) 20 s, e) 30 s, f) 60 s, g) 120 s, h) 180 s

W początkowej fazie wytwarzania dla czasu naświetlania UV równego 3 s siatka wytworzona na włóknie SMF-28 wodorowanym, w porównaniu ze strukturą wytworzoną na włóknie GF1 wodorowanym, nie uzyskuje wartości współczynnika odbicia równego 1. Jej współczynnik odbicia po 3 s jest na poziomie 0,6. Świadczy to o szybszym wytwarzaniu struktury na włóknie GF1 wodorowanym. Rysunek 6.22 przedstawia zależność parametru $FWHM$ od czasu wytwarzania dla włókna SMF-28 wodorowanego.



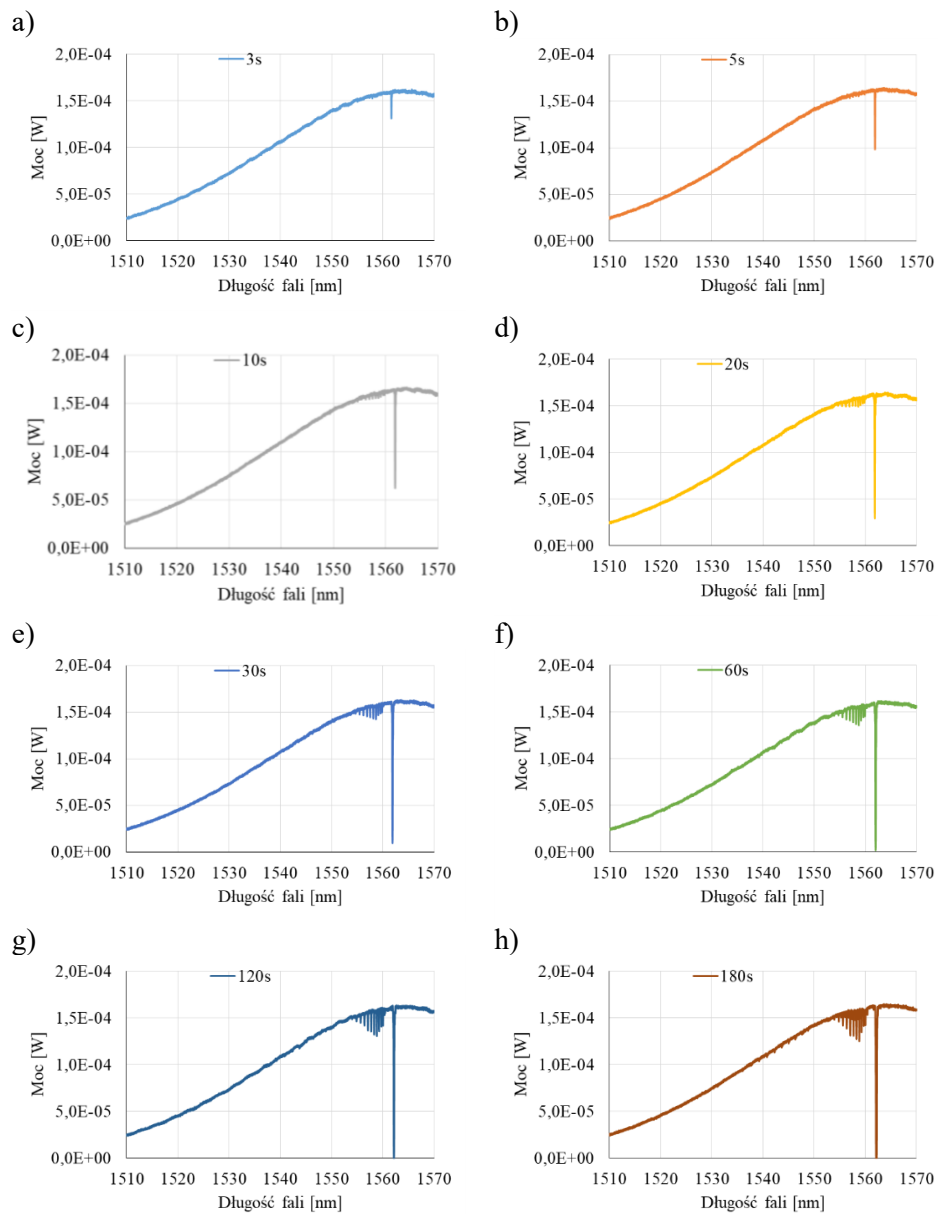
Rys. 6.22. Zależność połówkowej szerokości spektralnej $FWHM$ od czasu naświetlania siatki dla światłowodu jednomodowego SMF-28 wodorowanego

Parametr $FWHM$ światłowodu SMF-28 wodorowanego zmienia się liniowo w całym zakresie czasowym osiągając wartość 1,6 nm po czasie 180 s, podczas gdy dla włókna GF1 wodorowanego wykazuje bardzo szybki wzrost do 20 s i następnie nasycę się przy wartości $FWHM$ głównego rezonansu Bragga na poziomie 1,2 nm. Na rysunku 6.23 przedstawiono zależność przesunięcia głównego rezonansu Bragga od czasu wytwarzania struktury na włóknie SMF-28 wodorowanym.



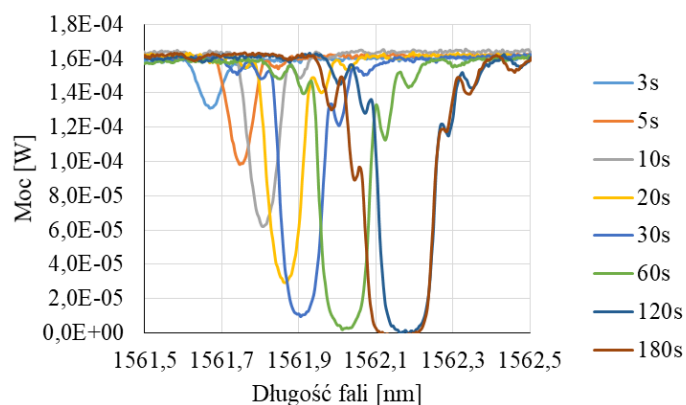
Rys. 6.23. Zależność przesunięcia centralnej długości fali Bragga od czasu naświetlania dla światłowodu jednomodowego fotoczulonego wodorem

Rysunek 6.24 przedstawia charakterystyki spektralne siatek wytworzonych na włóknie fotouczulonym GF1, które nie było poddane procesowi wodorowania.



Rys. 6.24. Charakterystyki widmowe siatek zapisanych na włóknie fotouczulonym GF1 bez wodorowania dla różnych czasów naświetlania włókna wiązką UV: a) 3 s, b) 5 s, c) 10 s, d) 20 s, e) 30 s, f) 60 s, g) 120 s, h) 180 s

Rysunek 6.25 przedstawia charakterystyki spektralne siatek wytwarzanych dla różnych czasów naświetlania włókna promieniowaniem UV.

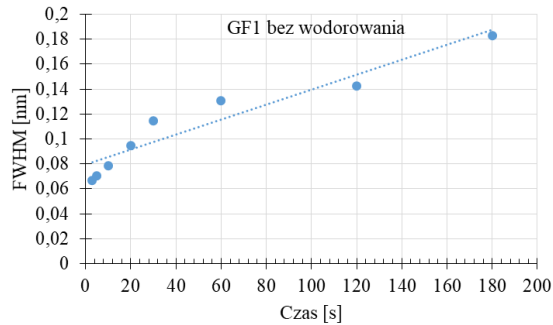


Rys. 6.25. Charakterystyki siatek Bragga zapisanych na włóknie fotouczulonym GF1 dla różnych czasów zapisu

Na rysunku 6.25 widać przesunięcie charakterystyk w kierunku dłuższych fal, zjawisko to znane jest jako przesunięcie rezonansu Bragga w kierunku fal dłuższych (ang.: *red shift*). Przesunięcie to spowodowane jest wzrostem efektywnego współczynnika załamania światła rdzenia zgodnie zależnością opisaną równaniem (3.3).

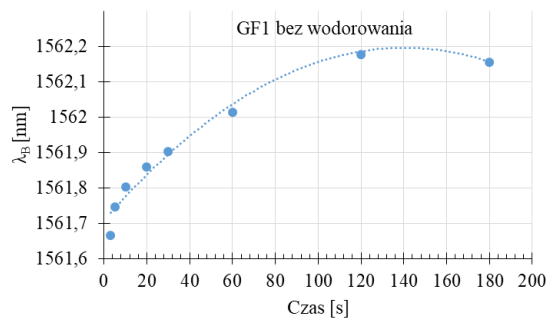
Wraz ze wzrostem czasu naświetlania zwiększa się ilość zerwanych tzw. złych wiązań z niedoborem tlenu występujących w rdzeniu światłowodu co w efekcie prowadzi do lokalnej zmiany współczynnika załamania rdzenia. Zwiększając czas naświetlania włókna światłowodowego promieniowaniem UV zwiększa się zmiana współczynnika załamania światła ponieważ wzrasta amplituda modulacji współczynnika załamania. Z kolei zwiększenie amplitudy modulacji współczynnika załamania światła powoduje wzrost efektywnego współczynnika załamania światła.

Wraz z wydłużaniem czasu wytwarzania siatki zwiększa się również współczynnik odbicia jak również zwiększa się wartość parametru *FWHM*, jak przedstawia to rysunek 6.26.



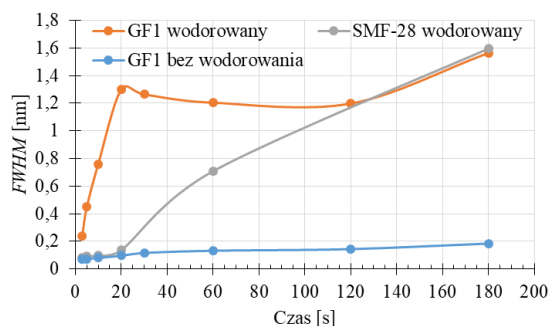
Rys. 6.26. Zależność połówkowej szerokości spektralnej od czasu naświetlania

Wartość przesunięcia głównego rezonansu Bragga przedstawia rysunek 6.27

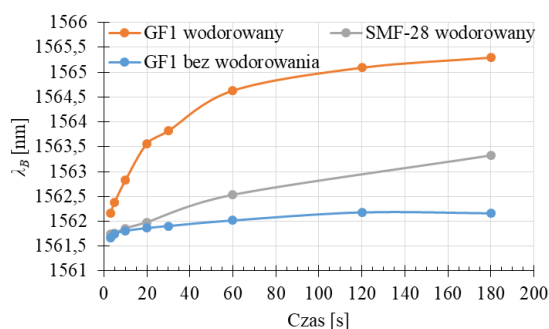


Rys. 6.27. Przesunięcie długości fali Bragga w zależności od czasu naświetlania

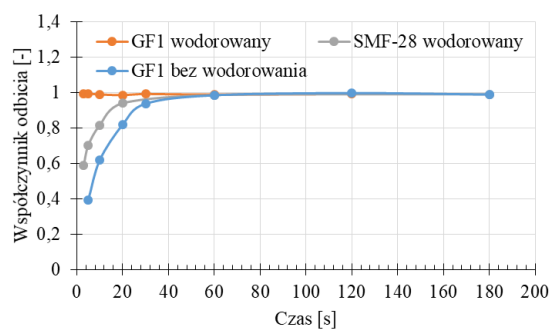
Zauważyć można, że wartość długości fali rezonansu Bragga zgodnie z teorią przemieszcza się w kierunku fal dłuższych. W celu dokładniejszego zobrazowania charakterystyki zostały umieszczone na wspólnych wykresach, co przedstawione zostało na rysunkach 6.28–6.30.



Rys. 6.28. Zależność FWHM od czasu naświetlania dla trzech rodzajów światłowodów, na których zapisywane były siatki



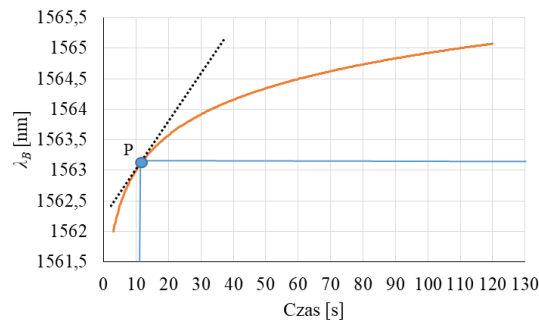
Rys. 6.29. Zależność przesunięcia długości fali Bragga od czasu naświetlania dla trzech rodzajów światłowodów, na których zapisywane były siatki



Rys. 6.30. Zależność współczynnika odbicia od czasu naświetlania dla trzech rodzajów włókien

W dalszej części rozdziału przedstawiono analizę zmian długości fali Bragga oraz parametru $FWHM$ w początkowej fazie zapisu struktury. W związku z tym, że proces zapisu siatki przebiega szybciej w początkowej fazie ekspozycji włókna

na światło UV, to w niniejszym rozdziale analizie poddano zmiany parametrów struktury w początkowym etapie jej zapisu tj. po czasie równym 10 s. Przeanalizowano prędkość zmian długości fali Bragga i wartość szerokości połówkowej wytworzonej struktury dla trzech różnych przypadków przedstawionych powyżej, tj dla włókna SMF-28 wodorowanego (SM+H₂), GF1 oraz GF1 wodorowanego (GF1+H₂). Wyznaczono współczynnik czułości długości fali Bragga w czasie, który oznaczono jako $K_t^{\lambda_B}$ oraz współczynnik czułości parametru $FWHM$ w czasie, który oznaczono jako K_t^{FWHM} , a także współczynnik czułości reflektancji w czasie K_t^R . Rysunek 6.31 przedstawia sposób wyznaczania zdefiniowanych powyżej współczynników czułości. W punkcie P odpowiadającym 10 s wyznaczono styczną do krzywej przedstawiającej zmiany parametru siatki, a następnie obliczono wartości współczynników czułości zgodnie z równaniami (6.1)–(6.3).



Rys. 6.31. Wyznaczanie stycznej w punkcie do charakterystyki przedstawiającej zmiany długości fali Bragga w czasie

Czułości zmian przesunięcia długości fali, szerokości spektralnej i współczynnika odbicia wyznaczone były zgodnie z poniższymi zależnościami:

$$K_t^{\lambda_B} = \frac{\Delta\lambda_B}{\Delta t} \left[\frac{nm}{s} \right], \quad (6.1)$$

$$K_t^{FWHM} = \frac{\Delta FWHM}{\Delta t} \left[\frac{nm}{s} \right], \quad (6.2)$$

$$K_t^R = \frac{\Delta R}{\Delta t} \left[\frac{\%}{s} \right]. \quad (6.3)$$

Tabela 6.1. Zestawienie wyników współczynników zmiany czułości przesunięcia rezonansu Bragga, szerokości spektralnej i współczynnika odbicia dla różnych włókien optycznych wykorzystywanych w badaniach laboratoryjnych

	GF1	SMF-28+H ₂	GF1+H ₂
$K_t^{\lambda_B} \left[\frac{nm}{s} \right]$	0,0073	0,0145	0,0780
$K_t^{FWHM} \left[\frac{nm}{s} \right]$	0,0016	0,0031	0,0564
$K_t^R \left[\frac{\%}{s} \right]$	2,7265	1,5468	-0,0566

Na podstawie wyznaczonych czułości widać, iż światłowód fotouczulony GF1 dodatkowo poddany procesowi wodorowania osiąga po czasie 3 s wartość współczynnika odbicia równą 1, dlatego wartość czułości K_t^R dla 10 s jest równa -0,0566. Drugą z kolei pod względem wartości współczynnika odbicia jest siatka zapisana na włóknie SMF-28 wodorowanym. Jej współczynnik odbicia wynosi 0,82 i czułość K_t^R dla 10 s wynosi 1,5468, natomiast najmniejsza wartość współczynnika odbicia występuje dla siatki zapisanej na włóknie GF1 nie poddanym wodorowaniu, przy czym jego współczynnik odbicia po 3 s wynosi 0,62 i czułość K_t^R dla 10 s wynosi 2,7265.

Jeżeli chodzi o współczynnik szybkość zmian długości fali $K_t^{\lambda_B}$ to największą wartość – 0,078 nm/s – osiąga włókno GF1 dodatkowo wodorowane, następnie włókno SMF-28 wodorowane, dla którego $K_t^{\lambda_B}$ wynosi 0,0145 nm/s. Włóknom o najmniejszej szybkości zmian długości fali jest włókno GF1, dla którego szybkość przesunięcia fali Bragga w czasie wynosi 0,0073 nm/s.

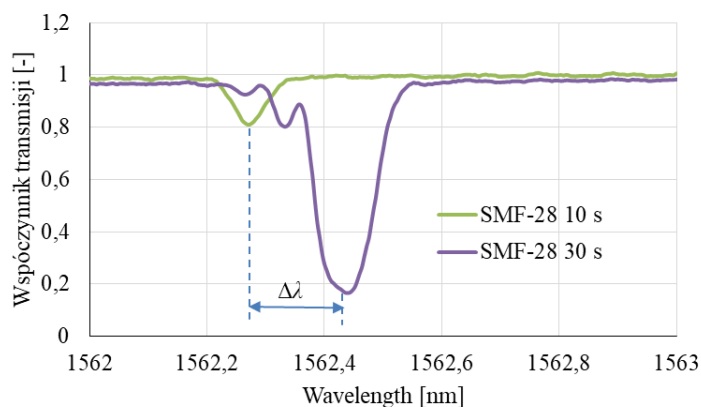
Podobnie wygląda sytuacja dla szybkości zmiany parametru $FWHM$. Najszybciej zmienia się parametr $FWHM$ dla włókna GF1 wodorowanego jest to wartość 0,0564 nm/s. W wodorowanym SMF-28 zmiana parametru $FWHM$ wynosi 0,0031 nm/s, natomiast najwolniejsze zmiany parametru $FWHM$ występują dla włókna GF1 nie poddanego procesowi wodorowania, dla którego K_t^{FWHM} wynosi 0,0016 nm/s.

Wyższe wartości współczynnika czułości wynikają z faktu, że włókno GF1 jest już włóknom fotouczulonym i dodatkowe jego wodorowanie powoduje większą zmianę badanych parametrów w czasie w stosunku do pozostałych włókien. Powyższe zależności należy brać pod uwagę przy wytwarzaniu struktur FBG zarówno do zastosowań czujnikowych jak i telekomunikacyjnych.

6.3. Wpływ parametrów układu wodorowania na charakterystyki spektralne wytworzonych struktur periodycznych oraz ich parametry optyczne

Jako źródła promieniowania użyto diodę SLD o centralnej długości fali 1550 nm i połówkowej szerokości spektralnej $FWHM$ 90 nm. Charakterystyki mierzone były za pomocą analizatora optycznego Yokogawa AQ6370D. Wytworzone siatki badane były w trybie transmisyjnym. Układ pomiarowy wykorzystywany do badania wytworzonych siatek Bragga na włóknach wodorowanych przedstawiony został na rysunku 6.17.

Po wytworzeniu siatki włókna optyczne zawierały nagromadzony wodór, który uniemożliwiał wykonywanie spawów. Podczas spawania powstawały defekty pokazane na zdjęciu (Rys. 6.11) utrudniające wykonanie prawidłowych pomiarów spektralnych. Większość pomiarów wykonana została po 48 godzinach. Po tym czasie stężenie wodoru było na tyle małe, że możliwe było wykonanie połączenia spawanego bez defektów. Na rysunku 6.32 przedstawiono charakterystyki spektralne siatek wytworzonych na włóknie SMF-28 poddanemu procesowi wodorowania.



Rys. 6.32. Charakterystyki spektralne wytworzonych siatek dla włókna jednomodowego poddanego wodorowaniu pod ciśnieniem 50 barów dla czasów naświetlania 10 s i 30 s

Przy zmianie czasów naświetlania zauważalne jest przesunięcie długości fali rezonansu Bragga w kierunku fal dłuższych, które oznaczono jako $\Delta\lambda$. Największe przesunięcie $\Delta\lambda$ dla czasów 10 i 30 s zostało uzyskane dla światłowodu GF1 wodorowanego przy największym ciśnieniu 190 barów i wynosiło ono 1 nm. Najmniejsza wartość $\Delta\lambda$ została uzyskana dla włókna SMF-28 poddanego procesowi wodorowania pod ciśnieniem równym 50 barów, uzyskując wartość $\Delta\lambda$ równą 0,168 nm. W tabelach 6.2–6.4 zestawiono parametry wytworzonych siatek na włóknach wodorowanych dla ciśnienia odpowiednio 190 barów, 100 barów oraz 50 barów.

Tabela 6.2. Parametry wytworzonych siatek Bragga dla dwóch rodzajów włókien dla ciśnienia wodorowania równego 190 barów

	SMF-28		GF1	
Czas [s]	10	30	10	30
<i>FWHM</i> [nm]	0,096	0,180	0,760	1,264
λ_B [nm]	1561,86	1562,19	1562,82	1563,33
<i>R</i>	0,81	0,94	100	100
$\Delta\lambda$ [nm]	0,334		0,51	

Tabela 6.3. Parametry wytworzonych siatek Bragga dla dwóch rodzajów włókien dla ciśnienia wodorowania równego 100 barów

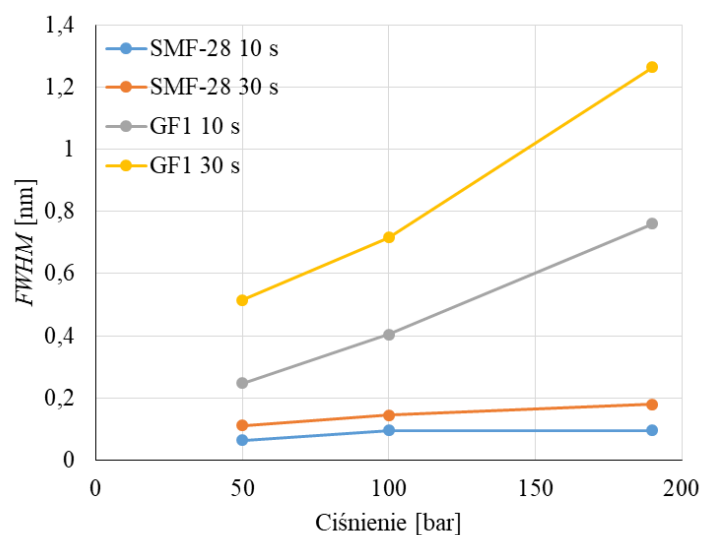
	SMF-28		GF1	
Czas [s]	10	30	10	30
<i>FWHM</i> [nm]	0,096	0,144	0,404	0,716
λ_B [nm]	1562,15	1562,33	1563,07	1563,69
<i>R</i>	0,79	0,94	100	100
$\Delta\lambda$ [nm]	0,176		0,62	

Tabela 6.4. Parametry wytworzonych siatek Bragga dla dwóch rodzajów włókien dla ciśnienia wodorowania równego 50 barów

	SMF-28		GF1	
Czas [s]	10	30	10	30
<i>FWHM</i> [nm]	0,064	0,112	0,248	0,515
λ_B [nm]	1562,28	1562,45	1563,10	1563,82
<i>R</i>	0,18	0,83	0,85	0,99
$\Delta\lambda$ [nm]	0,168		0,72	

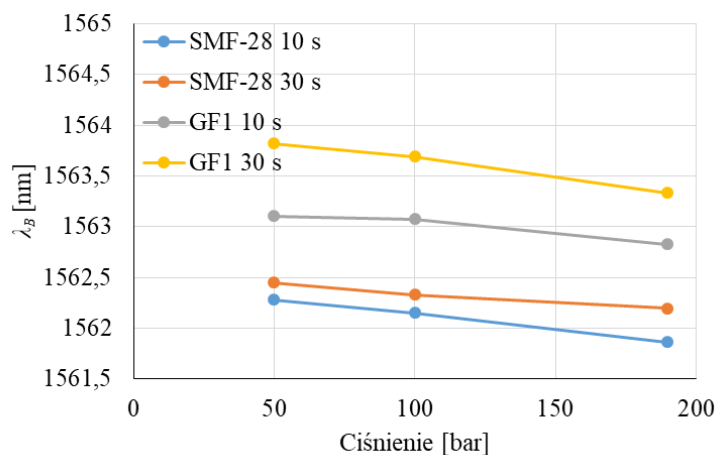
Największa wartość parametru *FWHM* występuje dla włókna GF1 wodorowanego pod ciśnieniem 190 barów i wynosi on 1,3 nm. Tak wytworzona struktura Bragga osiąga wartość współczynnika odbicia równy 1. Przy 50 barach *FWHM* dla włókna SMF-28 uzyskuje najmniejszą wartość 0,064 nm i najmniejszą wartość współczynnika odbicia na poziomie 0,18. Przesunięcie wartości λ_B powodowane czasem ekspozycji promieniowania UV posiada największą wartość dla włókna GF1 przy ciśnieniu wodorowania 50 barów, najmniejsza dla włókna SM-28 wodorowanego pod ciśnieniem 190 barów. W celu zobrazowania wpływu parametrów procesu wodorowania na parametry siatek Bragga na rysunku 6.33

przedstawiono zależność parametru $FWHM$ od ciśnienia gazu podczas procesu wodorowania.



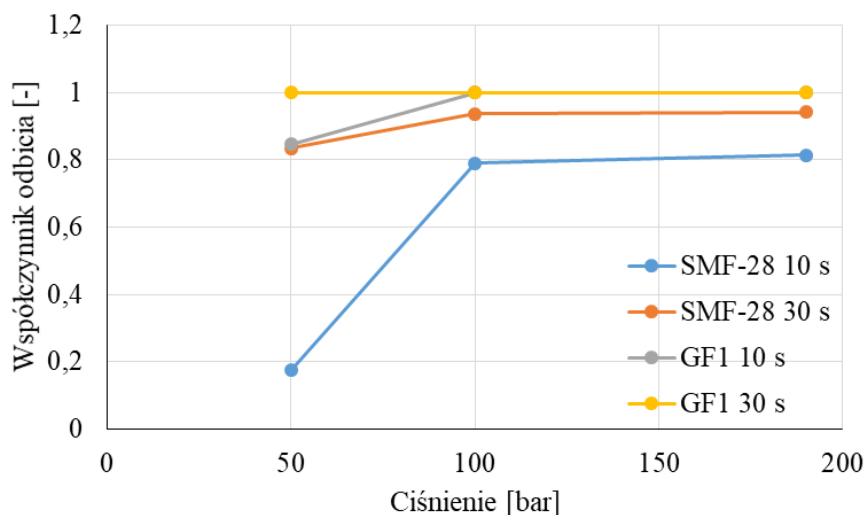
Rys. 6.33. Zależność $FWHM$ od ciśnienia dla światłowodu SMF-28 i GF1

Wraz ze wzrostem ciśnienia zwiększa się połówkowa szerokość spektralna $FWHM$ (Rys. 6.33). Średnia wartość nachylenia charakterystyki dla włókna SMF-28, przedstawionej na rysunku 6.33, wynosi $3 \cdot 10^{-4}$ nm/bar natomiast dla włókien o zwiększonej zawartości germanu GF1 średnia wartość nachylenia jest ok 15-krotnie większa i wynosi $45,5 \cdot 10^{-4}$ nm/bar. Wrażliwość na wartość ciśnienia wodorowania w wypadku włókna GF1 jest zatem 15-to krotnie większe w stosunku do włókna wodorowanego SMF-28. Na rysunku 6.34 przedstawiono zależność centralnej długości fali Bragga od ciśnienia gazu podczas procesu wodorowania.



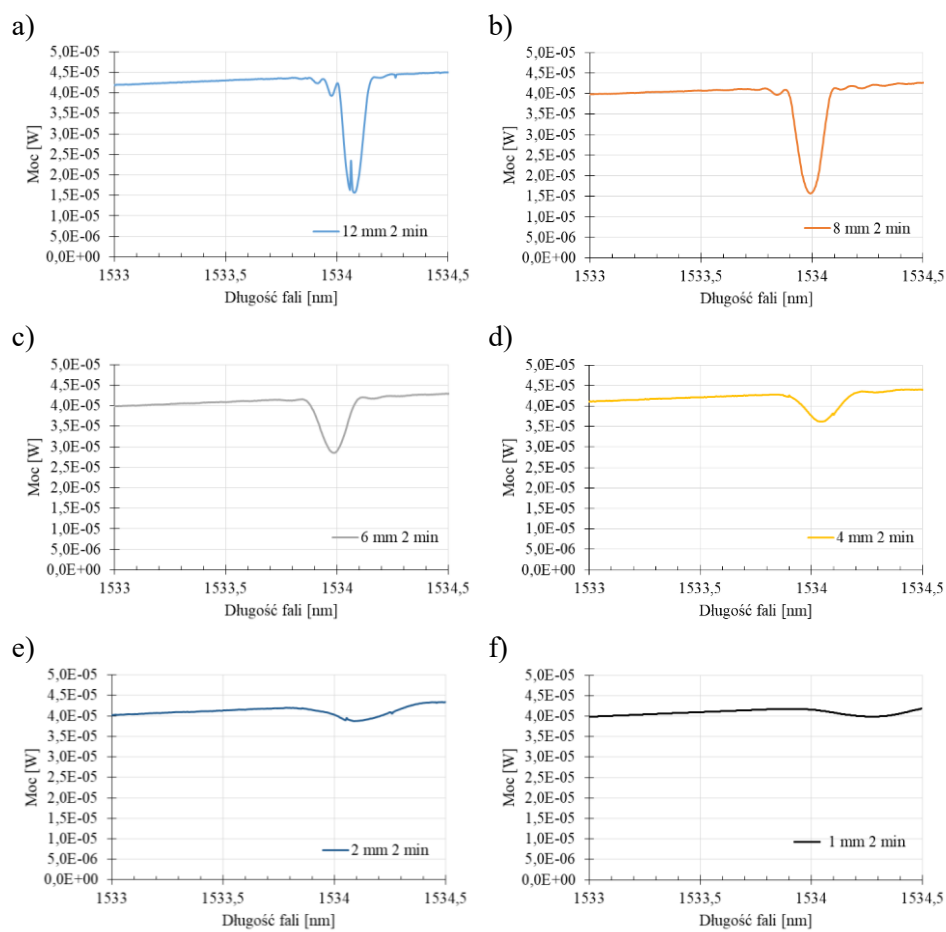
Rys. 6.34. Zależność centralnej długości fali Bragga od ciśnienia dla dwóch rodzajów światłowodów SMF-28 i GF1, dla czasów naświetlania 10 s oraz 30 s

Efektywność zapisu siatek jest większa dla włókien wodorowanych, dlatego początkowe przesunięcie w kierunku fal dłuższych jest większe w porównaniu z włóknami niewodorowanymi. Późniejsza częściowa ucieczka wodoru, który nie jest związany w obszarze siatki powoduje, że długość fali Bragga przesuwa się szybciej w kierunku fal krótkich dla włókien wodorowanych. Wyniki uzyskane w tej części pracy wskazują jednoznacznie, że wartość ciśnienia podczas wodorowania włókien ma istotne znaczenie i należy je uwzględnić podczas projektowania struktur Bragga na tego typu włóknach. Czas po jakim stężenie wodoru spadnie do ok 5% w warunkach normalnych wynosi 10 dni, dlatego włókna po zapisie powinny zostać poddane procesowi wygrzewania aby całkowicie usunąć wodór. Na rysunku 6.35 przedstawiono zmianę współczynnika odbicia siatek wytworzonych na włóknach wodorowanych w zależności od ciśnienia wodorowania.



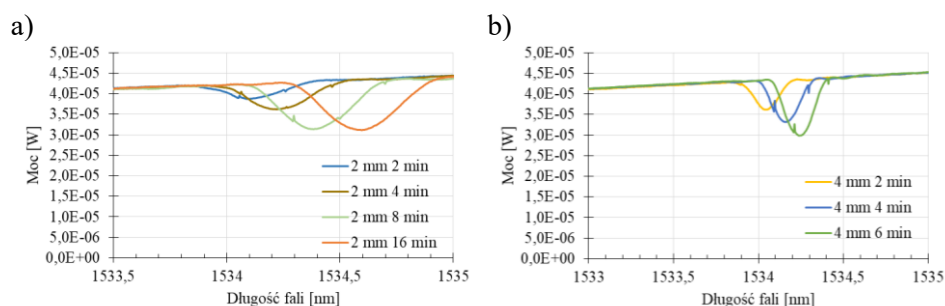
Rys. 6.35. Zależność współczynnika odbicia siatki Bragga od ciśnienia dla dwóch rodzajów światłowodów SM i GF1 dla dwóch różnych czasów naświetlania 10 s oraz 30 s

Największa wartość współczynnika odbicia (Rys. 6.35) uzyskana została dla siatki wodorowanej o podwyższonym stężeniu Ge i jest to wartość bliska 1. Włókna SMF-28 dla tych samych parametrów osiągają wartości współczynnika odbicia w zakresie od 0,2 do 0,9 w zależności od ciśnienia wodoru. Zwiększenie ciśnienia dla włókna SMF-28 10 s ze 100 barów do 190 barów nieznacznie wpływa na współczynnik odbicia włókna, natomiast zmiana z 50 barów do 100 barów objawia się zmianą współczynnika odbicia o 0,6. Rysunek 6.36 przedstawia charakterystyki spektralne siatek wytworzonych na włóknie wodorowanym GF1 przy stałym czasie naświetlania równym 2 minuty i zmiennej długości naświetlanej struktury. Zmienna długość struktury uzyskana została dzięki zastosowaniu szczelin o regulowanej odległości krawędzi. W pracy przyjęto uproszczenie przyjmując, że długość wytworzonej siatki jest równa szerokości szczeliny. Uproszczenie takie przyjęto, gdyż zminimalizowano odległość szczeliny od maski fazowej co z kolei zminimalizowało zjawisko dywergencji i dyfrakcji.



Rys. 6.36 Wytworzone struktury o różnej długości i stałym czasie naświetlania 2 min: a) 12 mm, b) 8 mm, c) 6 mm, d) 4 mm, e) 2 mm, f) 1 mm

Charakterystyki (Rys. 6.36) zostały uzyskane dla włókna GF1 dodatkowo wodorowanego pod ciśnieniem 190 barów przez okres 14 dni. Dla uzyskania największej wartości *FWHM* i małego nachylenia zbocza należy skrócić strukturę do 2 mm. Na rysunku 6.37 przedstawiono charakterystyki spektralne dla dwóch wartości szczelin 2 mm i 4 mm oraz różnych czasów naświetlania struktury.



Rys. 6.37. Charakterystyka spektralna siatek dla szczeliny: a) 2 mm, b) 4 mm oraz różnych czasów naświetlania

Niestety struktury siatek Bragga o małej długości rzędu 2 mm uzyskują niskie wartości współczynnika odbicia do wartości 0,3, natomiast wartości parametru *FWHM* osiągają wartości do 0,4 nm. Zaletą takich struktur jest możliwość kształtowania nachylenia zbocza charakterystyki oraz wartość parametru *FWHM*, co umożliwia projektowanie optycznych filtrów do zastosowań czujnikowych i układów przesłuchowych.

Podsumowując, wytworzono siatki Bragga na dwóch rodzajach włókien wodorowanych. Wyznaczony został wpływ ciśnienia wodorowania na parametry wytworzonych struktur. Wodór dostarczany podczas procesu wodorowania sprawia, że zapis struktury jest bardziej efektywniejszy i przesunięcie rezonansu Bragga w kierunku fal dłuższych jest większe w porównaniu z włóknami niewodorowanymi. Późniejsze procesy starzeniowe powodują że długość fali Bragga przesuwa się w kierunku fal krótszych znacznie szybciej w porównaniu z włóknami niewodorowanymi. W celu zapewnienia stabilności długości fali wytwarzanych struktur periodycznych niezbędne jest umieszczenie wytworzonej siatki w komorze do wygrzewania bezpośrednio po zakończeniu wodorowania włókna i zapisie siatki, aby przyspieszyć wydostawanie się molekuł wodoru ze szkła. Wodorowanie jest procesem fotouczulania włókien znacznie tańszym niż zakup specjalnych włókien przeznaczonych do zapisu struktur periodycznych. Siatki na wodorowanym włóknie GF1 zapisują się kilka razy szybciej niż na niewodorowanym włóknie GF1 i wodorowanym włóknie SMF-28. Ma to duże znaczenie przy zapisie struktur mieszanych, gdzie dużą rolę odgrywa czas zapisu jak również przy strukturach siatek Bragga o małych długościach.

7. Podsumowanie i wnioski

Poruszone w pracy zagadnienia wpływu parametrów procesu wytwarzania siatek Bragga na ich charakterystyki spektralne są istotne ze względu na znaczącą ilość zastosowań tego typu przetworników jako elementów czujników. W pracy wykazano, że poprzez odpowiedni dobór parametrów zapisu struktur periodycznych można uzyskać dużo szerszy zakres możliwych do uzyskania parametrów optycznych. Dla każdego rodzaju struktur oznacza to modyfikację innych właściwości optycznych i metrologicznych czujnika.

Proces wytwarzania struktur zaczyna się od przygotowania włókna. Dla klasycznych włókien jednomodowych SMF-28 znaczący okazał się proces ich wodorownia. Od niego bowiem zależą możliwości uzyskania siatek o dużej reflektancji, przy czym stężenie wodoru spada szybciej dla włókien GF1 o zwiększonej zawartości germanu niż w przypadku włókien SMF-28. Po procesie wodorownia na koncentrację wodoru znacząco wpływa temperatura przechowywania włókna. Dodatkowym problemem pojawiającym się w przypadku włókien poddawanych procesowi wodorowania okazały się również pojawiające się podczas ich spawania defekty. Długość tych defektów może być pośrednim wskaźnikiem poziomu koncentracji wodoru. Aby uniknąć problemów podczas spawania zaproponowana została metoda wygrzewania samych końcówek, które bezpośrednio podlegają procesowi spawania. Wygrzewanie przyspiesza usuwanie wodoru z włókna i umożliwia wykonanie spawu bez defektu.

Podczas procesu naświetlania włókien światłowodowych występuje również zjawisko zmiany długości fali Bragga zapisywanej struktury. Fakt ten należy uwzględniać przy wykorzystywaniu określonej maski fazowej przystosowanej na konkretną długość fali. W pracy wykazano, że zmiana czasu naświetlania o 100 s powoduje przesunięcie długości fali zapisywanej struktury nawet o 3 nm, a sama zmiana nie jest liniowa. Wraz z wydłużaniem czasu wytwarzania siatki zwiększa się efektywny współczynnik załamania rdzenia, który powoduje to charakterystyczne przesunięcie w kierunku dłuższych fal, określane jako tzw. „red shift”. Wraz z wydłużeniem czasu wytwarzania siatki zwiększa się również wartość parametru *FWHM*. Podobny efekt poszerzenia połówkowej szerokości spektralnej uzyskuje się wraz ze wzrostem ciśnienia wodoru, przy czym zmiana ta jest 15-krotnie większa dla włókna GF1 w stosunku do włókna wodorowanego SMF-28.

Do najważniejszych osiągnięć autora należą:

1. Analiza numeryczna i eksperymentalna charakterystyk widmowych siatek prostych, skośnych, chirpowych oraz skośnych chirpowych.

Parametry optyczne struktur przeanalizowane zostały pod kątem ich związku z parametrami wytwarzania. Zmieniano parametry fizyczne siatek takie jak: chirp, długość siatki, kształt profilu apodyzacyjnego i kąt naświetlania.

2. Wykonanie układu do wytwarzania światłowodowych struktur periodycznych FBG oraz CFBG.
Zbudowany układ umożliwia zadawanie parametrów w szerokich granicach. Wykorzystywana jest metoda wytwarzania za pomocą elementu dyfrakcyjnego w postaci maski fazowej. Zastosowanie precyzyjnego mechanizmu obrotowego umożliwiło wywarzenie struktur prostych oraz zmianę kąta nachylenia płaszczyzn dyfrakcyjnych w zakresie od 0 do 90°. Zaprojektowany i wykonany układ opto-mechaniczny pozwala na umieszczenie elementów dyfrakcyjnych o dowolnych parametrach, np. apodyzacja, chirp czy długość fali.
3. Projekt i wykonanie stanowiska do wodorowania włókien światłowodowych w celu zwiększenia ich fotoczułości przy zapisie z wykorzystaniem lasera ekscymerowego.
Dzięki procesowi wodorowania możliwe było wytwarzanie struktur Bragga na większości rodzajów światłowodów. Opracowane stanowisko stworzyło również możliwości szybszego wytwarzania struktur złożonych, szczególnie siatek skośnych i chirpowych oraz siatek krótkich, ale posiadających jednocześnie duże wartości współczynnika odbicia.
4. Analiza wpływu ciśnienia wodorowania na parametry wytworzonych siatek Bragga.
Wodorowanie przeprowadzono dla włókien SMF-28 oraz GF1, przy czym dla włókien GF1 oznacza to podwójne fotouczulenie powodujące znaczące skrócenie czasu zapisu w stosunku do włókna niewodorowanego GF1 oraz wodorowanego SMF-28. Jest to zjawisko bardzo korzystne z punktu widzenia ekonomicznego ze względu na mniejsze zużycie gazów i energii elektrycznej, co zmniejsza koszty jednostkowe wytworzenia pojedynczej struktury.
5. Wykazanie występowania zmian długości defektu powstającego podczas spawania włókna wodorowanego od czasu upływającego pomiędzy wodorowaniem a procesem spawania.
Zaobserwowano silną zależność długości defektu od czasu upływającego od chwili zakończenia procesu wodorowania do momentu zapisu struktur. Wykazano, że zjawisko to jest zależne od stężenia wodoru w rdzeniu światłowodu.

6. Wykazanie występowania różnic w czułości na promieniowania UV włókien wodorowanych oraz włókien o podwyższonej zawartości germanu.
W pracy udowodniono, że najbardziej czułym na promieniowanie UV jest włókno podwójnie fotouczulone, tzn. włókno o zwiększonej zawartości germanu, dodatkowo poddane procesowi wodorowania.
7. Opracowanie nowatorskiego sposobu zmiany apodyzacji struktury poprzez umieszczenie szczeliny w wiązce promieniowania UV.
Wykazano możliwość regulowania parametrów struktur poprzez zastosowanie szczelin przesłaniających wiązkę promieniowania UV i umieszczonych niecentrycznie w stosunku do osi wiązki.
8. Analiza wpływu parametru chirpu na szerokość połówkową charakterystyki spektralnej oraz na współczynnik odbicia wytwarzanych struktur.
9. Określenie wpływu temperatury i wydłużenia na zmianę długości rezonansu Bragga siatek prostych jednorodnych oraz na przesunięcie modu „ghosta” dla siatek skośnych.
10. Określenie wpływu długości struktury oraz kształtu funkcji apodyzacji na współczynnik odbicia, nachylenie zbocza charakterystyki spektralnej oraz na połówkową szerokość spektralną.
11. Analiza wpływu kąta obrotu maski fazowej oraz chirpu na przesunięcie rezonansu Bragga oraz na zakres spektralny występowania rezonansów modów płaszczowych i szerokości grzebienia siatki TFBG.
12. Wyjaśnienie efektu poszerzenia charakterystyki spektralnej siatki TFBG przy zmianach wartości parametru chirpu.
13. Wykazanie możliwości sterowania charakterystykami spektralnymi siatek chirpowych skośnych i ich dostosowywania w zależności od specyfiki wymagań.
Istnieje możliwość zmiany kształtu oraz zakresu obszaru widma, dla którego występują mody płaszczowe oraz możliwość zmiany intensywności modów płaszczowych wyższych rzędów.

Przedstawione w niniejszej pracy wyniki projektowania, badań oraz wykonanych analiz z pewnością nie wyczerpują wszystkich problemów związanych z wyznaczeniem wpływu parametrów wytwarzania siatek Bragga na ich charakterystyki spektralne. W szczególności doskonalenia wymaga opracowanie efektywnych metod numerycznych, pozwalających na budowę modelu struktur chirpowych oraz ukośnych. Dostępne w chwili obecnej narzędzia

nie pozwalają na ilościowe porównanie charakterystyk uzyskanych w drodze obliczeń numerycznych z charakterystykami rzeczywistymi, zmierzonymi. W przyszłych badaniach warto byłoby również zająć się problemem kształtowania charakterystyk apodyzacyjnych zgodnie z wybraną funkcją matematyczną, poprzez zastosowanie zaproponowanego w niniejszej pracy układu szczelin optycznych, umieszczonych na drodze wiązki lasera zapisującego struktury periodyczne. Również sam proces wodorowania warto byłoby poddać optymalizacji ze względu na parametry uzyskanych struktur i możliwość zmiany np. temperatury procesu wodorowania. Powyższe zadania stanowią zatem kontynuację prac podjętych w ramach niniejszej rozprawy.

Literatura

- [1] Agrawal G. P., *Lightwave Technology, Components and Devices*. Wiley Interscience, John Wiley & Sons, Inc., (2004).
- [2] Albert J., Lepinay S., Caucheteur Ch., DeRosa M. C., *High resolution grating-assisted surface plasmon resonance fiber optic aptasensor*. *Methods* 63, 239–254 (2013).
- [3] Albert J., Shao L. Y., Caucheteur C., *Tilted fiber Bragg grating sensors*. *Laser and Photonics Reviews* 7(1), 83–108 (2013).
- [4] Aldaba A. L., González-Vila Á., Debliquy M., Lopez-Amo M., Caucheteur C., Lahemd D., *Polyaniline-coated tilted fiber Bragg gratings for pH sensing*. *Sensors and Actuators B* 254, 1087–1093 (2018)
- [5] An J. L., Liu T., Ji Y. G., *Fiber optic vibration sensor based on the tilted fiber bragg grating*. *Advances in Materials Science and Engineering* 2013, 346–349 (2013).
- [6] Anderson D. Z., Mizrahi V., Erdogan T., and White A. E., *Production of in-fibre gratings using a diffractive optical element*. *Electron. Lett.*, 29(6) (1993).
- [7] Aristilde S., Cordeiro C.M.B., Osorio J.H., *Gasoline Quality Sensor Based on Tilted Fiber Bragg Gratings*. *PHOTONICS* 6 (2), (2019)
- [8] Ascorbe J., Corres J. M., Villar I. and Matias I. R., *Fabrication of Long Period Gratings by Periodically Removing the Coating of Cladding-Etched Single Mode Optical Fiber Towards Optical Fiber Sensor Development*. *Sensors (Basel)* 18(6), (2018).
- [9] Atkins R. M., Lemaire P. J., Erdogan T., and Mizrahi V., *Mechanisms of enhanced UV photosensitivity via hydrogen loading in germanosilicate glasses*. *Electron. Lett.* 29(14), (1993).
- [10] Bastola B., Fischer B., Roths J., Ruediger A., *Qualitative photoluminescence study of defect activation in telecommunication fibers and Bragg gratings in hydrogen-loaded fibers*. *Optical Materials* 81, 134–139 (2018).
- [11] Becker M., Elsmann T., Lorenz A., Rothhardt M., *Fiber Bragg filters For laser- and multicore fibers*. *Proc. SPIE* 10232, (2017).
- [12] Bragg W. H., Bragg W. L., *The reflection of X-rays by crystals*. *Proceedings of the Royal Society A* 88(605), 428–38 (1913)
- [13] Bueno A., Debliquy M., Lahem D., Van Baekel A., Mégret P., Caucheteur C., *NO₂ optical fiber sensor based on TFBG coated with LuPc₂*. *Sensors IEEE*, 1073–1076 (2014).
- [14] Canning J., *Fibre gratings and devices for sensors and lasers*. *Laser Photonics Rev* 2(4), 275–289 (2008).
- [15] Chang H. Y., Chang Y. C., Sheng H. J., Fu M. Y., Liu W. F., Kashyap R., *An Ultra-Sensitive Liquid-Level Indicator Based on an Etched Chirped-*

- Fiber Bragg Grating*. IEEE Photonics Technology Letters 28(3), 268 – 271 (2016).
- [16] Chao Chen, Yong-Sen Yu, Rui Yang, Chuang Wang, Jing-Chun Guo, Yang Xue, Qi-Dai Chen, and Hong-Bo Sun, *Reflective Optical Fiber Sensors Based on Tilted Fiber Bragg Gratings Fabricated With Femtosecond Laser*. Journal Of Lightwave Technology 31(3), (2013).
- [17] Chehura E., James S. W., Tatam R. P., *Temperature and strain discrimination using a single tilted fibre Bragg grating*. Optics Communications 275, 344–347 (2007).
- [18] Chen L., Felsen L., *Coupled-mode theory of unstable resonators*. IEEE Journal of Quantum Electronics 9(11), 1102–1113 (1973).
- [19] Chen X., Du F., Guo T., Lao J., Zhang X., Zhang Z., Liu Fu, Li J., Chen Ch., Guan B.-O., *Liquid Crystal-Embedded Tilted Fiber Grating Electric Field Intensity Sensor*. Journal of Lightwave Technology 35(16), 3347–3353 (2017).
- [20] Chen X., Zhou K., Zhang L., Bennion I., *In-Fiber Twist Sensor Based on a Fiber Bragg Grating With 81° Tilted Structure*. IEEE Photonics Technology Letters 18(24), 2596–2598 (2006).
- [21] Chen Y., Li J., Yang Y., Chen M., Li J., Luo H., *Numerical modelling and design of mid-infrared FBG with high reflectivity*. Optik 124, 2565– 2568 (2013).
- [22] Cieszczyk S., *Spectral contour length demodulation method for tilted fiber Bragg grating refractive index sensing*. Proceedings of SPIE 11045 (2019).
- [23] Cieszczyk S., Kisała P., *Inverse problem of determining periodic surface profile oscillation defects of steel materials with a fiber Bragg grating sensor*. Applied Optics 55(6), 1412–1420 (2016).
- [24] Cieszczyk S., Klimek J., Skorupski K., Kisała P., *A Study and modeling of Fabry-Perot cavities with rare earth doped fiber*. Proc. of SPIE 9228 (2014).
- [25] Coherent, *Fiber Bragg Grating (FBG) Writing with Excimer Lasers. Fiber Optic Smart Structures on the Rise*, www.coherent.com dostęp 2017.06.19
- [26] Crank J., *The mathematics of diffusion*. Oxford Univ. Press, (1975).
- [27] Dong B., Guan S., Yuan X., Dong H., Tam H., *Strain gradient chirp of fiber Bragg grating without shift of central Bragg wavelength*. Opt. Commun. 202, 91–95 (2002).
- [28] Dong B., Zhao Q., Zhao L., Jin L., Miao Y., Liao T., Zeng X., *Simultaneous measurement of temperature and force based on a special strain-function-chirped FBG*. Sensors and Actuators A 147, 169–172 (2008).

- [29] Dong X. Y., Shum P., Ngo N. Q., Chan C. C., Ng J., Zhao C., *Largely tunable CFBG-based dispersion compensator with fixed center wavelength*. Opt. Express 11(22), 2970–2974 (2003).
- [30] Dyer P. E., Farley R. J., Giedl R., *Analysis of grating formation with excimer laser irradiated phase masks*. Optics Communication 115, 327–334 (1995)
- [31] Ecke W., Schroeder K., Andreev A. Y., Mueller R., Willsch R., *Optical fiber grating sensor network for monitoring refractive index and temperature distributions in fluids*. Proc. SPIE 3783, 176–183 (1999).
- [32] Ennsner, K., Zervas, N., & Laming, R. L. *Optimization of apodized linearly chirped fiber gratings for optical communications*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 34(5), 770-778. (1998).
- [33] Erdogan T., *Fiber grating spectra*. J. Light. Technol. 15, 1277–1293 (1997).
- [34] Geernaert T., Nasilowski T., Chah K., Szpulak M., Szewski J., Statkiewicz G., Wojcik J., Poturaj K., Urbanczyk W., Becker M., Rothhardt M., Bartelt H., Berghmans F., and Thienpont H., *Fiber Bragg gratings in germanium-doped highly birefringent microstructured optical fibers*. IEEE Photonics Technol. 20(5–8), 554–556 (2008).
- [35] Ghosh Ch., Priye V., *Dispersion compensation in a 24×20 Gbps DWDM system by cascaded chirped FBGs*. Optik 164, 335–344 (2018)
- [36] Gillooly A. M., Zhang, L., Bennion, I., and Chisholm, K. E., *Implementation Of Chirped Fiber Bragg Gratings (CFBG) As Optical Wear Sensors*. Lasers and Electro-Optics Society, The 16th Annual Meeting of the IEEE, (2003).
- [37] Gong Y. D., Li T. J., Cai Q., Li, Q., Wang Z., Guan Y. L., Zhang J. S., Jian S. S., *Novel B/Ge codoped photosensitive fiber and dispersion compensation in an 8 x 10 Gbit/s DWDM system*. Optics and Laser Technology 32(1), 23–31 (2000).
- [38] Guo T., *Fiber Grating-Assisted Surface Plasmon Resonance for Biochemical and Electrochemical Sensing*. Journal of Lightwave Technology 35(16), 3323–3333 (2017).
- [39] Guo T., Liu F., Guan B.-O., Albert J., *Tilted fiber grating mechanical and biochemical sensors*, Optics & Laser Technology 78, 19-33 (2016).
- [40] Guo T., Liu F., Liang X., Qiu X., Huang Y., Xie Ch., Xu P., Mao W., Guan B.-O., Albert J., *Highly sensitive detection of urinary protein variations using tilted fiber grating sensors with plasmonic nano-coatings*. Biosensors and Bioelectronics 78, 221-228 (2016).
- [41] Guo T., Tam H., Albert J., *Chirped and tilted fiber Bragg grating edge filter for in-fiber sensor interrogation*. CLEO, Laser Applications to Photonic Applications 1–2, (2011).
- [42] Hill K. O., Bilodeau F., Malo B., Kitagawa T., Thériault S., Johnson D. C., Albert J., Takiguchi K., *Chirped in-fiber Bragg gratings for*

- compensation of optical-fiberdispersion. Opt. Lett.* 19, 1314–1316 (1994).
- [43] Hill K. O., Fujii Y., Johnson D. C. and Kawasaki B. S., *Photosensitivity in optical fiber waveguides: application to reflection fiber fabrication. Appl. Phys.*, 32 (10), (1978).
- [44] Hill K., and Meltz G., *Fibre Bragg grating technology fundamentals and overview, Jr. Lightwave Techno.* 15, 1263–1276 (1997).
- [45] Huang Y., Heng X., *Research on sensing characteristics of cascaded tilted fiber Bragg grating. Proc. of SPIE* 11048, (2019).
- [46] Hwang G.-S., Huang D.-W., Ma Ch.-Ch., *Numerical Study on Reflection Spectra of an Apodized Fiber Bragg Grating Subjected to Strain Gradients. Procedia Engineering* 79, 631–639 (2014).
- [47] Jędrzejewski K., Helsztyński J. and Lewandowski L., *Hydrogenation influence on telecom fiber Bragg gratings properties. Proc. of SPIE*, 59510I, (2005).
- [48] Jiang, B., Bi, Z., Wang, S., Xi, T., Zhou, K., Zhang, L., & Zhao, J. *Cascaded tilted fiber Bragg grating for enhanced refractive index sensing. Chinese Physics B*, 27(11), 114220. (2018).
- [49] Jin Y. X., Charr C. C., Dong X. Y., Zhang Y. F., *Bending sensor with tilted fiber Bragg grating interacting with multimode fiber. Asia Communications and Photonics conference and Exhibition (ACP)*, (2009).
- [50] Kashyap R., *Design of step-chirped fibre Bragg gratings. Opt. Commun.*, 136(5–6), 461–469 (1997).
- [51] Kashyap R., *Fiber Bragg gratings, Optics And Photonics. Academic Press* (1999).
- [52] Kashyap R., Froehlich H., Swanton A., Armes D. J., *1.3 m long super-step-chirped fibre Bragg grating with a continuous delay of 13.5 ns and bandwidth 10 nm for broadband dispersion compensation. Electronics Letters* 32(19), 1807–1809 (1996).
- [53] Kashyap R. and de Lacerda Rocha M., *On the group delay characteristics of chirped fibre Bragg gratings. Opt. Commun.* 153(1–3), 19–22 (1998).
- [54] Khalid K. S., Zafrullah M., Bilal S. M., Mirzad M. A., *Simulation and analysis of Gaussian apodized fiber Bragg grating strain sensor. Journal of Optical Technology* 79(10), 667–673 (2012).
- [55] Khaliq S., James S. W., Tatam R. P., *Fiber-optic liquid-level sensor using a long-period grating. Optics Express* 26(16), 1224–1226 (2001)
- [56] Khan S. S. A. and Islam M. S., *Determination of the Best Apodization Function and Grating Length of Linearly Chirped Fiber Bragg Grating for Dispersion Compensation. J. Commun.* 7(11) 840–846 (2012).
- [57] Kinet D., Mégret P., Goossen K. W., Qiu L., Heider D., and Caucheteur C., *Fiber Bragg Grating Sensors toward Structural Health Monitoring in*

- Composite Materials: Challenges and Solutions*. Sensors 14, 7394–7419 (2014).
- [58] Kisała, P., *Metrological conditions of strain measurement optoelectronic method by the use of fibre Bragg gratings*. Metrology and Measurement Systems 19(3), 471–480 (2012).
- [59] Kisała P., Cieszczyk S., *Method of simultaneous measurement of two direction force and temperature using FBG sensor head*. Applied Optics 54(10), (2015)
- [60] Kisała P., Harasim D., Mroczka J., *Temperature-insensitive simultaneous rotation and displacement (bending) sensor based on tilted fiber Bragg grating*. Optics Express 24(26), 29922–29929 (2016).
- [61] Klimek, J., Karnakova, G. and Yusupova, G., *Analysis of the effect of hydrogenation of photosensitive fibres on the parameters of the periodic structures produced*. Proc. SPIE 11045, (2019).
- [62] Klimek J., Skorupski K., Harasim D., *The influence of CTFBG gratings physical parameters on their spectral properties*. Proc. SPIE 10445, (2017).
- [63] Kreider K. G. and Ruff A. W., *Materials for thin-film wear sensors*. Surface and Coatings Technology 8687, 557–563 (1996).
- [64] Laffont, G., & Ferdinand, P. *Tilted short-period fibre-Bragg-grating-induced coupling to cladding modes for accurate refractometry*. Measurement Science and Technology, 12(7), 765. (2001).
- [65] Lemaire P. J., Atkins R. M., Mizrahi V., Reed W. A., *High pressure H₂ loading as a technique for achieving ultra-high UV photosensitivity and thermal sensitivity in GeO₂ doped optical fibers*. Electron. Lett. 29, 1191–1193 (1993).
- [66] Li Y., Yang K., Li X., *Temperature sensing characteristics of metal coated FBG during dynamic cooling process*. Optical Fiber Technology 45, 368–375 (2018)
- [67] Li Z., Chen Z., Hsiao V.K.S., Tang J-Y., Zhao F. and Jiang S-J., *Optically tunable chirped fiber Bragg grating*. Optics Express 10827 20(9), 1–6 (2012).
- [68] Lin Z., Chen X., Wu F., Shi J., Yin Y., Xie S., *A novel method for fabricating apodized fiber Bragg gratings*. Optics and Laser Technology 35, 315–318 (2003).
- [69] Liou C. L., Wang L. A., Shih M. C. and Chuang T. J., *Characteristics of hydrogenated fiber Bragg Gratings*. Applied Physics A64, 191–197 (1997).
- [70] Liu H., Zhu Z.-W., Zheng Y., Liu B., Xiao F., *Experimental study on anFBG strain sensor*. Optical Fiber Technology 40, 144–151 (2018).

- [71] Liu Y., Williams J. A. R., Zhang L. and Bennion I., *Abnormal spectral evolution of fiber Bragg gratings in hydrogenated fibers*. Optics Letters 27(8), 586–588 (2002).
- [72] Liu Y., Zhang L., Bennion I., *Fabricating fibre edge filters with arbitrary spectral response based on tilted chirped grating structures*. Measurement Science and Technology 10(1), (1999).
- [73] Loyez M., Ribaut C., Caucheteur Ch., Wattiez R., *Functionalized gold electroless-plated optical fiber gratings for reliable surface biosensing*. Sensors and Actuators B: Chemical 280, 54–61 (2019).
- [74] Mahakud R., Prakash O., Kumar J., Nakhe S. V., Dixit S. K., *Analysis on the effect of UV beam intensity profile on the refractive index modulation in phase mask based fiber Bragg grating writing*. Optics Communications 285, 5351–5358 (2012).
- [75] Markowski K., Perka A., Jędrzejewski K., and Osuch T., *Custom FBGs inscription using modified phase mask method with precise micro- and nano-positioning*. Proc. of SPIE, Vol. 10031 (2016).
- [76] Markowski K., *Metody kształtowania właściwości spektralnych przewężanych struktur braggowskich wykazujących efekt Fabry-Perota*. Rozprawa doktorska, promotor dr hab. inż. Kazimierz Piotr Jędrzejewski, promotor pomocniczy dr inż. Tomasz Przemysław Osuch, Politechnika Warszawska (2017).
- [77] Marcuse D., *Coupled mode theory of round optical fibers*. The Bell System Technical Journal 52(6), 817–842 (1973).
- [78] Meltz G., Morey W. W. and Glenn, W. H., *Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method*. Opt. Lett., 14(15), 823 (1989).
- [79] Miao Y., Liu B., Zhang H., Li Y., Zhou H., Sun H., Zhang W. and Zhao Q., *Relative Humidity Sensor Based on Tilted Fiber Bragg Grating With Polyvinyl Alcohol Coating*. IEEE Photonics Technology Letters 21(7), 441–443 (2009).
- [80] Miao Y., Liu B., Zhang W., Dong B., Zhou H. and Zhao Q., *Dynamic Temperature Compensating Interrogation Technique for Strain Sensors With Tilted Fiber Bragg Gratings*. IEEE Photonics Technology Letters 20(16), 1393–1395 (2008).
- [81] Miao Y., Liu B., Zhao Q., *Refractive index sensor based on measuring the transmission power of tilted fiber Bragg grating*. Optical Fiber Technology 15, 233–236 (2009).
- [82] Mohd Nazal N., A., Lai M., H., Lim K., S., Gunawardena D., S., Chong W., Y., Yang H., Z., Ahmad H., *Demarcation energy properties of regenerated fiber Bragg grating sensors in few-mode fibers*. Optica Applicata, Vol. XLVIII, 2, (2018).

- [83] Murata H., *Handbook of Optical Fibers and Cables, Second Edition*. CRC Press, (1996).
- [84] Osuch T., Jaroszewicz Z., *Numerical analysis of apodized fiber Bragg gratings formation using phase mask with variable diffraction efficiency*. Optics Communications 284, 567–572 (2011).
- [85] Osuch T., Jaroszewicz Z., Kołodziejczyk A., *Width of the apodization area in the case of diffractive optical elements with variable efficiency*. Proc. of SPIE Vol. 6187 (2006).
- [86] Osuch T., Markowski K. and Jędrzejewski K., *Fiber-Optic Strain Sensors Based on Linearly Chirped Tapered Fiber Bragg Gratings With Tailored Intrinsic Chirp*. IEEE Sensors Journal 16(20), 7508–7514 (2016).
- [87] Othonos A. and Kalli K., *Fiber Bragg Gratings: Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing*. Artech House, (1999).
- [88] Othonos A. and Lee X., *Novel and improved methods of writing Bragg gratings with phase masks*. IEEE Photonics Technology Letters 7(10), 1183 – 1185 (1995).
- [89] Paladino D., Cusano A., Pilla P., Campopiano S., Caucheteur C., Megret P., *Spectral behavior in nano-coated tilted fiber Bragg gratings: effect of thickness and external refractive index*, IEEE Photonics Technology Letters 19(24), 2051–2053 (2007).
- [90] Polz L., Nguyen Q., Bartelt H. and Roths J., *Fiber Bragg gratings in hydrogen-loaded photosensitive fiber with two regeneration regimes*. Optics Communications, 128–133 (2014).
- [91] Prabhugoud M., Peters K. *Modified transfer matrix formulation for Bragg grating strain sensors*. Journal of Lightwave Technology 22(10), 2302–2309 (2004).
- [92] Shang L., Chou I-M., Lu, W., Burruss R., C. and Zhang, Y., *Determination of diffusion coefficients of hydrogen in fused silica between 296 and 523 K by Raman spectroscopy and application of fused silica capillaries in studying redox reactions*. Geochimica et Cosmochimica 73, 5435–5443 (2009).
- [93] Shao L. Y., Laronche A., Smietana M., Mikulic P., Bock W. J., Albert J., *Highly sensitive bend sensor with hybrid long-period and tilted fiber Bragg grating*. Optics Communications 283(13), 2690–2694 (2010).
- [94] Shevchenko, Y. Y. and Albert, J., *Plasmon resonances in gold-coated tilted fiber Bragg gratings*. Opt. Lett. 32, 211–213 (2007).
- [95] Stardubov D. S., Dianov E. M., Vasiliev S. A., Frolov A. A., Medvedkov O. I., Rybaltovskii A. O., and Titova V. A., *Hydrogen enhancement of near-UV photosensitivity of germanosilicate glass*. Photosensit. Opt. Mater. Devices 2998, 111–121 (1997).
- [96] Tosi D., *Review of Chirped Fiber Bragg Grating (CFBG) Fiber-Optic Sensors and Their Applications*. Sensors 18(7), (2018).

- [97] Wang M., Li Z., Liu L., Wang Z., Gu X., Xu X., *Fabrication of chirped and tilted fiber Bragg gratings on large-mode-area doubled-cladding fibers by phase-mask technique*. Applied Optics 57(16), 4376–4380 (2018).
- [98] Wang M., Zhang, Y., Wang, Z., Sun J., Cao J., Leng J., Gu X., Xu X., *Fabrication of chirped and tilted fiber Bragg gratings and suppression of stimulated Raman scattering in fiber amplifiers*. OPTICS EXPRESS 25(2), (2017).
- [99] Wang T., Liu K., Jiang J., Xue M., Chang P. and Liu T., *Temperature-insensitive refractive index sensor based on tilted moiré FBG with high resolution*. Optics Express 14901, 25(13) (2017).|
- [100] Wang Y., Rao Y., Ran Z., Zhu T. and Hu A., *A Novel Tunable Gain Equalizer Based on a Long-Period Fiber Grating Written by High-Frequency CO₂ Laser Pulses*. IEEE Photonics Technology Letters 15 (2), (2003).
- [101] Weilin L., Wangzhe L., Jianping Y., *Real-Time Interrogation of a Linearly Chirped Fiber Bragg Grating Sensor for Simultaneous Measurement of Strain and Temperature*. IEEE Photonics Technology Letters 23(18), 1340 – 1342 (2011).
- [102] Wojcik, J., Czyzewska, L., Klimek, J., Chodkowska, E. and Warda, J., *Technology of silver structural elements for special waveguides production*. Proc. SPIE 5028, 35–39 (2003).
- [103] Wojcik J., Makara M., Janoszczuk B., Poturaj K., Mergo P., *Technical aspects of hybrid method of optical fibres production for telecommunication uses*. Proc. of SPIE 4425, 312–317 (2000).
- [104] Wojcik J., Makara M., Poturaj K., Janoszczuk B., *Influence of diffusion of water during production process of single-mode fibres on their loss*. Proc. of SPIE 4239, 44–51 (1999).
- [105] Wood D., Walker, K., Macchesney J., Simpson J., Csencsits, R., *Germanium chemistry in the MCVD process for optical fiber fabrication*. Journal of Lightwave Technology 5(2), 277–285 (1987).
- [106] Yamada M. and Sakuda K., *Analysis of almost-periodic distributed feedback slab waveguide via a fundamental matrix approach*. Appl. Opt. 26(16), 3474– 3478 (1987).
- [107] Yamashita K., Koyamada Y., Hatano Y., *Launching condition dependence of bandwidth in graded-index multimode fibers fabricated by MCVD or VAD method*. Journal of Lightwave Technology 3(3), 601–607 (1985).
- [108] Yariv A., *Coupled-mode theory for guide-wave optics*. IEEE J. Quantum Electron. QE-9, 919–933, (1973).
- [109] Yu J. C., Wu Z., Yang X., Han X., Zhao M., *Tilted Fiber Bragg Grating Sensor Using Chemical Plating of a Palladium Membrane for the Detection of Hydrogen Leakage*. Sensors 18(12), (2018).

- [110] Zhan Y., Yu M., Pei J., Yang X., Xiang S., *A linearity interrogation technique with enlarged dynamic range for fiber Bragg grating sensing*. Optics Communications 283, 3428–3433 (2010).
- [111] Zhang H., *A novel method of optimal apodization selection for chirped fiber Bragg gratings*. Optik - International Journal for Light and Electron Optics 125(5), 1646–1649 (2014).
- [112] Zychowicz Ł., Klimek J. and Kisała P., *Methods of producing apodized fiber Bragg gratings and examples of their applications*. Informatyka, Automatyka, Pomiary w Gospodarce i Ochronie Środowiska 89(1), 60–63 (2018).

Oświadczenie autora pracy

Oświadczam, że pracę wykonałem osobiście i samodzielnie i że nie korzystałem ze źródeł innych niż wymienione w pracy.

.....

data

podpis