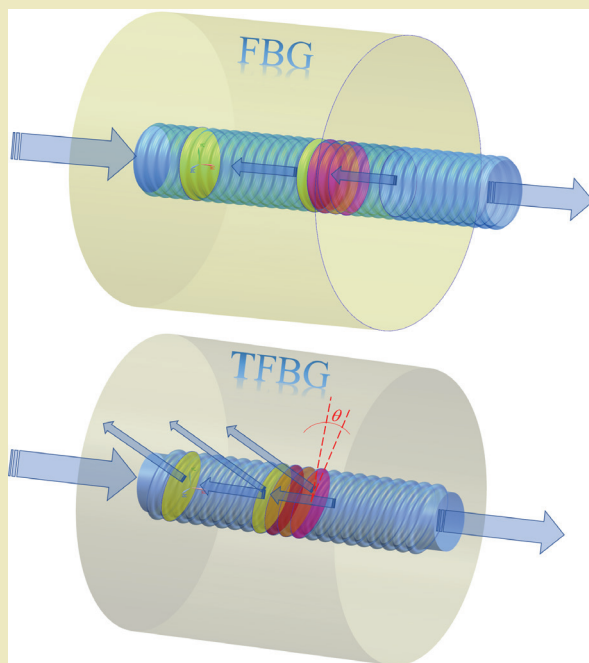


Piotr Kisała

Światłowodowe struktury periodyczne o pochylonej modulacji współczynnika załamania: właściwości i zastosowania



Lublin 2019

*„The important thing in science is not so much to obtain new facts
as to discover new ways of thinking about them”.*

Sir William Lawrence Bragg

Monografie – Politechnika Lubelska



Politechnika Lubelska
Wydział Elektrotechniki i Informatyki
ul. Nadbystrzycka 38A
20-618 Lublin

Piotr Kisała

Światłowodowe struktury periodyczne o pochylonej modulacji współczynnika załamania: właściwości i zastosowania



Wydawnictwo Politechniki Lubelskiej
Lublin 2019

Recenzent:

płk. dr hab. inż. Jacek Wojtas, Wojskowa Akademia Techniczna

Publikacja wydana za zgodą Rektora Politechniki Lubelskiej

© Copyright by Politechnika Lubelska 2019

ISBN: 978-83-7947-356-4

Wydawca: Wydawnictwo Politechniki Lubelskiej

www.biblioteka.pollub.pl/wydawnictwa

ul. Nadbystrzycka 36C, 20-618 Lublin

tel. (81) 538-46-59

Druk: TOP Agencja Reklamowa Agnieszka Łuczak

www.agencjatorp.pl

Elektroniczna wersja książki dostępna w Bibliotece Cyfrowej PL www.bc.pollub.pl

Nakład: 50 egz.

Spis Treści

WYKAZ WAŻNIEJSZYCH OZNACZEŃ	7
WYKAZ SKRÓTÓW	10
1. WPROWADZENIE.....	12
2. ŚWIATŁOWODOWE STRUKTURY PERIODYCZNE UMOŻLIWIAJĄCE SPRĘGANIE ŚWIATŁA DO MODÓW PŁASZCZOWYCH.....	23
2.1. WPROWADZENIE.....	23
2.2. ZJAWISKA DETERMINUJĄCE PROWADZENIE ŚWIATŁA W STRUKTURACH TFBG	26
2.3. WPROWADZENIE DO ANALIZY STRUKTUR PERIODYCZNYCH	31
3. PROPAGACJA ŚWIATŁA W POCHYLONEJ ŚWIATŁOWODOWEJ STRUKTURZE PERIODYCZNEJ	34
3.1. ZALEŻNOŚCI OPISUJĄCE PROPAGACJĘ FALI ELEKTROMAGNETYCZNEJ w TFBG	34
3.2. GEOMETRIA UKŁADU	37
3.3. DOSTOSOWANIE TEORII MODÓW SPRĘŻONYCH DO ANALIZY UKOŚNYCH STRUKTUR PERIODYCZNYCH	47
3.4. ROZWIĄZANIE ZAGADNIENIA SPRĘGANIA ENERGII POMIĘDZY MODAMI W STRUKTURZE TFBG	56
3.5. PORÓWNANIE I ANALIZA CHARAKTERYSTYK TRANSMISYJNYCH OBLICZONYCH POPRZECZ ROZWIĄZANIE RÓWNAŃ MODÓW SPRĘŻONYCH Z WYNIKAMI POMIARÓW SPEKTRALNYCH STRUKTUR WYTWORZONYCH W LABORATORIUM.....	61
4. POMIARY KĄTA OBROTU I SKRĘTU Z WYKORZYSTANIEM POCHYLONYCH STRUKTUR PERIODYCZNYCH.....	72
4.1. ZASADA POMIARÓW SKRĘTU I OBROTU METODAMI OPTYCZNYMI.....	72
4.2. POMIARY SKRĘTU I OBROTU PRZY WYKORZYSTANIU TFBG ZAPISANEJ NA WŁÓKNIE JEDNOMODOWYM.....	77
4.3. ANALIZA MOŻLIWOŚCI POMIARU OBROTU Z WYKORZYSTANIEM POCHYLONYCH STRUKTUR PERIODYCZNYCH	80
4.4. ANALIZA MOŻLIWOŚCI POMIARU SKRĘTU Z WYKORZYSTANIEM UKOŚNYCH STRUKTUR PERIODYCZNYCH	86
4.5. WYNIKI BADAŃ OBROTU I SKRĘTU METODĄ WYKORZYSTUJĄCĄ CZUJNIKI Z POCHYLONYMI SIATKAMI BRAGGA	89

5. METODA RÓWNOCZESNEGO POMIARU POLARYZACJI ŚWIATŁA, PROMIENIA ZGIĘCIA ORAZ TEMPERATURY WYKORZYSTUJĄCA POCHYLONE SIATKI BRAGGA	97
5.1. REAKCJA TFBG NA ZMIANY TEMPERATURY	97
5.2. POMIARY SPEKTRALNE WŁÓKIEN OPTYCZNYCH Z NANIESIONĄ STRUKTURĄ TFBG, PODAWANYCH ZGINANIU DLA RÓŻNYCH KĄTÓW OBROTU POLARYZACJI ŚWIATŁA WEJŚCIOWEGO	104
5.3. OZNACZANIE I NUMERACJA MODÓW PŁASZCZOWYCH PROPAGUJĄCYCH W JEDNOMODOWYCH FALOWODACH Z POCHYLONYMI STRUKTURAMI PERIODYCZNYCH	126
5.4. ANALIZA ZMIAN CHARAKTERYSTYK SPEKTRALNYCH TFBG PODDAWANYCH ZGINANIU.....	133
5.5. CHARAKTERYSTYKI PRZETWARZANIA STRUKTUR TFBG PODDAWANYCH ZGINANIU.....	144
5.6. WYJAŚNIENIE ZJAWISKA ZMIANY DŁUGOŚCI FALI POSZCZEGÓLNYCH MODÓW ORAZ KSZTAŁTU CHARAKTERYSTYKI TRANSMISYJNEJ POSZCZEGÓLNYCH MODÓW	154
6. MINIMALIZACJA WPLYWU TEMPERATURY PRZY POMIARACH Z WYKORZYSTANIEM TFBG.....	177
6.1. METODA POMIARU PRZESUNIĘCIA WYKORZYSTUJĄCA STRUKTURY TFBG NIEWRAŻLIWA NA ZMIANY TEMPERATURY	178
6.2. POMIARY ORIENTACJI POLARYZACJI ŚWIATŁA NIECZUŁE NA ZMIANY TEMPERATURY	185
6.3. OMÓWIENIE METODY PRZETWARZANIA SYGNAŁÓW TRANSMITOWANYCH PRZEZ TFBG POZWALAJĄCEJ NA ICH UNIEZALEŻNIENIE OD ZMIAN TEMPERATURY	189
6.4. SYSTEM INTERROGACJI SYGNAŁÓW Z CZUJNIKÓW OBROTU WYKORZYSTUJĄCYCH TFBG ZMNIEJSZAJĄCY WRAŻLIWOŚĆ NA ZMIANY TEMPERATURY	201
6.5. UKŁAD INTERROGACJI SYGNAŁÓW Z CZUJNIKÓW DO POMIARU WSPÓŁCZYNNIKA ZAŁAMANIA CIECZY OPARTYCH NA POCHYLONYCH STRUKTURACH PERIODYCZNYCH	214
7. NOWE STRUKTURY TFBG I ICH WŁAŚCIWOŚCI.....	229
7.1. UKOŚNE STRUKTURY PERIODYCZNE EKSTREMALNIE POCHYLONE (Ex-TFG)..	229
7.2. UKOŚNE SIATKI MOIRÉ (TMFBG).....	235
7.3. UKOŚNE ŚWIATŁOWODOWE STRUKTURY PERIODYCZNE O ZMIENNYM OKRESIE (CTFBG).....	239
7.4. POCHYLONE SKRĘCONE ŚWIATŁOWODOWE STRUKTURY PERIODYCZNE (TTFBG).....	246
8. PODSUMOWANIE.....	266
LITERATURA.....	270

Wykaz ważniejszych oznaczeń

a	– średnica płaszczka włókna światłowodowego
α	– kąt obrotu płaszczyzny polaryzacji światła wejściowego
b_k	– funkcje bazowe
B	– szerokość pasma
β	– stała propagacji
c	– prędkość światła w próżni
ς	– czynnik opisujący wielkość sprzężenia energii pomiędzy modami
δ	– niedopasowanie fazowe
E	– estymator odchylenia standardowego
$\vec{E}$	– wektor pola elektrycznego
$\vec{E}_1$	– wektor pola elektrycznego modu rdzeniowego
$\vec{E}_i$	– wektor pola elektrycznego i -tego modu płaszczowego
ε	– przenikalność elektryczna w próżni, ale również wydłużenie względne
ε_0	– przenikalność elektryczna w próżni
F	– siła
ϕ	– kąt skręcenia struktury TFBG
$\vec{H}$	– wektor pola magnetycznego
J_m	– funkcja Bessela
k	– liczba falowa
$\vec{k}_B$	– wektor falowy struktury Bragga
$\vec{k}_{in}$	– wektor falowy odpowiadający światłu wprowadzanemu do światłowodu

$\vec{k}_\theta$	– wektor falowy światła transmitowanego przez strukturę TFBG
$\vec{k}_r$	– wektor falowy światła odbitego od struktury TFBG
K	– współczynnik czułości, ale również kurtoza
K_m	– funkcja Neumanna
κ	– współczynnik sprzęgania
λ	– długość fali
λ_B	– długość fali Bragga
Λ	– okres struktury Bragga
Λ_{maski}	– stała maski fazowej
L	– długość struktury Bragga,
L	– operator liniowy w równaniu Sturm-Liouville’a
L_c	– długość konturu obwiedni charakterystyki widmowej
m	– liczba azymutalna modu
μ	– przenikalność magnetyczna
μ_0	– przenikalność magnetyczna w próżni
n	– współczynnik załamania światła, ale także liczba radialna modu
n_{eff}	– efektywny współczynnik załamania światła
n_0	– wartość średnia współczynnika załamania światła
Δn	– zmiana współczynnika załamania światła w strukturze Bragga
n_i	– efektywny współczynnik załamania światła i -tego modu płaszczyznowego
η	– czynnik normujący
p_{11}, p_{12}	– stałe fotoelastyczne
P	– moc

P_{env}	– parametr obwiedni charakterystyki widmowej
P_s	– moc strat
θ	– kąt nachylenia modulacji płaszczyzn dyfrakcyjnych w strukturze TFBG
θ_{maski}	– kąt pochylenia maski fazowej
r	– współrzędna cylindryczna, ale także promień zgięcia
Δr	– przyrost promienia zgięcia
R	– współczynnik odbicia
R^2	– współczynnik zbieżności
s	– odchylenie standardowe
S	– współczynnik skośności
Σ	– stała sprzęgania
t	– czas, ale również współczynnik transmisji
T	– temperatura
ΔT	– przyrost temperatury
ν	– współczynnik Poissona
V	– objętość, ale również częstotliwość znormalizowana
ω	– pulsacja
ρ, ϕ, z	– osie układu współrzędnych cylindrycznych
x, y, z	– osie układu współrzędnych kartezjańskich
∇	– operator rotacji
∇^2	– operator Laplace’a

Wykaz skrótów

BVP	– (ang.: <i>boundary value problem</i>) problem wartości brzegowej
CFBG	– (ang.: <i>chirped fiber Bragg grating</i>) struktura Bragga o zmiennym okresie
CMT	– (ang.: <i>coupled-mode theory</i>) teoria modów sprzężonych
CTFBG	– (ang.: <i>chirped tilted fiber Bragg gratings</i>) pochylone światłowodowe struktury periodyczne o zmiennym okresie
EF	– (ang.: <i>edge filter</i>) filtr krawędziowy
EIT	– (ang.: <i>electromagnetically induced transparency</i>) zjawisko elektromagnetycznie wymuszonej przezroczystości
Ex-TFG	– (ang.: <i>excessively tilted fiber grating</i>) ukośne struktury periodyczne ekstremalnie pochylone
FBG	– (ang.: <i>fiber Bragg grating</i>) światłowodowa siatka Bragga
FWHM	– (ang.: <i>Full Width at Half Maximum</i>) szerokość połowkowa
HE	– (ang.: <i>magnetic field transverse to the propagation direction</i>) mody, których natężenie pola magnetycznego w kierunku rozchodzenia się fali elektromagnetycznej jest zerowe
IVP	– (ang.: <i>initial value problem</i>) problemu wartości początkowej
LMA	– (ang.: <i>large mode area</i>) oznaczenie włókien o dużej średnicy pola modu
LP	– (ang.: <i>linearly polarized modes</i>) mody liniowo spolaryzowane
LPFG	– (ang.: <i>long-period fiber gratings</i>) długookresowe siatki Bragga
Nd:YAG	– kryształ $Y_3Al_5O_{12}$ domieszkowany jonami neodymu
OSA	– OSA (ang.: <i>Optical Spectrum Analyzer</i>) analizator widma optycznego
P	– (ang.: <i>P-polarized state</i>) stan polaryzacji typu P
PBGF	– (ang.: <i>all-solid photonic bandgap fiber</i>) włókno fotoniczne z przerwą fotoniczną
PCR	– (ang.: <i>principal component regression</i>) metoda regresji składowych głównych
PDL	– (ang.: <i>polarization dependence loss</i>) straty zależne od polaryzacji

PLS	– (ang.: <i>partial least-squares</i>) metoda cząstkowych najmniejszych kwadratów
PM	– (ang.: <i>polarization maintaining</i>) utrzymujący/zachowujący polaryzację
PMF	– (ang.: <i>polarization-maintaining fiber</i>) światłowód utrzymujący polaryzację
RI	– (ang.: <i>refractive index</i>) współczynnik załamania
RIU	– (ang.: <i>refraction index unit</i>) jednostka współczynnika załamania
S	– (ang.: <i>S-polarized state</i>) stan polaryzacji typu S
SDE	– (ang.: <i>standard deviation estimator</i>) estymator odchylenia standardowego
SMF	– (ang.: <i>single mode fiber</i>) włókno światłowodowe jednomodowe
SLD	– (ang.: <i>superluminescent diode</i>) dioda superluminescencyjna
SOP	– (ang.: <i>state of polarization</i>) stan polaryzacji światła
SPR	– (ang.: <i>surface plasmon resonance</i>) powierzchniowy rezonans plazmonowy
TE	– (ang.: <i>electric field transverse to the propagation direction</i>) mody, których natężenie pola elektrycznego w kierunku rozchodzenia się fali elektromagnetycznej jest zerowe
TFBG	– (ang.: <i>tilted fiber Bragg gratings</i>) pochylone światłowodowe siatki Bragga
TMFBG	– (ang.: <i>tilted Moiré fiber Bragg gratings</i>) pochylone struktury Bragga typu Moiré
TTFBG	– (ang.: <i>twisted tilted fiber Bragg grating</i>) pochylone skręcone światłowodowe struktury periodyczne
UV	– (ang.: <i>Ultraviolet</i>) promieniowanie elektromagnetyczne odpowiadające długościom fali światła ultrafioletowego
WDM	– (ang.: <i>Wavelength Division Multiplexing</i>) zwielokrotnianie w dziedzinie długości fali

1. Wprowadzenie

Żyjemy w czasach, w których rozwój badań podstawowych oraz wypracowane na ich bazie wyniki zostają w wielu dziedzinach bezpośrednio i niemal natychmiast włączone w rozwój nowych technologii, które z kolei znajdują zastosowanie w wielu układach i systemach pomiarowych. W nieustannej naturalnej dążności do podnoszenia jakości życia, ochrony zdrowia, a nade wszystko bezpieczeństwa, wyłaniają się i wysuwają na czoło systemy rozpoznania, detekcji, pomiarów, monitorowania i zapewne wielu innych. Takiej też problematyce zostaje poświęcona niniejsza książka. Zrozumienie potrzeb rozwoju gospodarczego i konkurencyjności w wielu krajach objawia się postawieniem na innowacje i nowe technologie, poprzez powierzenie i wspieranie badań naukowych w laboratoriach uczelni wyższych, instytutów badawczych i jednostek naukowych, dysponujących ważnymi elementami zaplecza: wiedzą, wyposażeniem, inwencją i wizją personelu. To z kolei stwarza możliwość kontynuacji istniejących lub rozwoju nowych badań naukowych, prowadzonych równolegle w wielu dyscyplinach i w wielu jednostkach naukowo-badawczych.

Od zarania dziejów próbujemy poznać i opisać otaczającą nas rzeczywistość, uchwycić prawidłowości rządzące światem, a przez to bardziej zrozumieć otoczenie, w którym żyjemy. Potrafimy projektować, budować i posługiwać się zaawansowanymi technologicznie maszynami i konstrukcjami. W chwili, kiedy pisana jest niniejsza książka, np. w Rosji powstaje raketowy silnik nuklearny, który może zrewolucjonizować podróże kosmiczne, zaś Chiny rozpoczynają prace nad nową siecią 6G. W Anglii na uniwersytecie Sussex naukowcy dokonali przełomu w pracach nad wielkoskalowymi komputerami kwantowymi, redukując negatywne skutki szumu środowiskowego w postaci zakłóceń elektromagnetycznych, z kolei naukowcy z uniwersytetu w Cambridge rozbili wodę na wodór i tlen za pomocą półsyntetycznej fotosyntezy, pozwalającej na efektywniejsze niż w przypadku naturalnej fotosyntezy wykorzystanie padającego światła słonecznego. Potrafimy prowadzić skomplikowane, wymagające szerokiej wiedzy i umiejętności procesy technologiczne, zarówno w skali makro – np. rakiety wielokrotnego użytku, jak i mikro – np. produkcja sekwencyjnych urządzeń cyfrowych, tzw. procesorów czy mikrolaboratoria chipowe. Dzięki „poznaniu” dualnej natury światła i umiejętności opisu propagacji fal elektromagnetycznych potrafimy „zatrudnić je” w charakterze swego rodzaju wysłanników, posłańców i „zmusić” by pracowały dla ludzkości, były coraz bardziej skutecznymi nośnikami informacji czy nawet badały materię. Potrafimy zatem dzięki naturze światła sięgać daleko poza nasz układ słoneczny i badać obiekty i zjawiska, które są daleko poza zasięgiem naszego wzroku. Potrafimy również te same fale elektromagnetyczne „zmuszać” do badania obiektów, które są w naszym bezpośrednim otoczeniu zaś ich rozmiary są kilkanaście rzędów wielkości mniejsze od struktur, które jesteśmy w stanie obserwować

bezpośrednio zmysłem wzroku. Owo „zatrudnianie” rozumiane jako wykorzystywanie, oznacza przede wszystkim umiejętność generacji i detekcji promieniowania świetlnego o zadanych właściwościach, umiejętność wysłania tego promieniowania w ściśle określonym kierunku, a także umiejętność przewidzenia, w którym miejscu i w jaki sposób należy go odebrać. Wspomniane „zatrudnianie” i „zmuszanie” to również umiejętność wybrania takiego parametru tego promieniowania, który odpowiednio zmodyfikowany czy zmodulowany dostarczy informacji na temat obiektu, z którym takie promieniowanie weszło w interakcje. Opis – nawet bardzo pobieżny – obszarów badawczych i dziedzin, w których wykorzystuje się fale elektromagnetyczne o zakresie nazwanym przez człowieka jako światło, wykroczyłby zapewne poza zakres wszelkich opracowań monograficznych, dlatego na uznanie zasługują prace wielu badaczy i naukowców oraz ich zespołów, którzy poświęcili życie dokładając wciąż zaledwie cegiełki w zrozumienie naszego świata. Osoby te, na swoich cegiełkach zostawiły niemal niezmywalne i nieścieralne stemple, które będą widoczne, doceniane i wykorzystywane przez kolejne pokolenia.

Jedną z konkluzji, która wynika z trwającego procesu poznawania świata jest logiczne stwierdzenie, że im więcej poznajemy tym więcej wiemy, jednak nasza wiedza o otaczającym świecie ciągle nie jest kompleksowa i jest nieskończona, a w różnych środowiskach wręcz wybiórcza i chaotyczna, co uświadamia nam jak wiele jeszcze trzeba poznać oraz że prawidłowości dotąd odkryte, okazują się nie takie proste jak się wydawało. Potrafimy opisać propagację i rozchodzenie się fal w znanym ośrodku, ale nie rozumiemy dlaczego światło w pewnych zjawiskach zachowuje się jak fala (natura falowa) i jednocześnie w innych jest ono strumieniem cząstek (natura korpuskularna) choć wiemy, że tak jest i potrafimy to opisać. Nie rozumiemy również dlaczego prędkość światła w danym ośrodku jest stała i zależy jedynie od właściwości tego ośrodka, lecz nie zależy od prędkości poruszania się źródła światła. Newton wykazał, że w pewnych warunkach prędkości się dodają – jak w przykładzie, gdzie to pasażer w poruszającym się pociągu, wyrzucający przed siebie piłeczkę w kierunku jazdy powoduje, że prędkość pociągu dodaje się do prędkości piłeczki i stojący obok obserwator zmierzy prędkość poruszania się wyrzuconej piłeczki jako składową prędkości poruszania się pociąg oraz prędkości nadanej piłce przez wyrzucającego. Ze światłem jednak tak się nie dzieje. Wiemy, że jego prędkość we wszechświecie jest stała, niezależna od układu odniesienia, niezależna od prędkości obserwatora, niezależna również od prędkości obiektu, który jest jego źródłem. Nawet przy przechodzeniu pomiędzy układami odniesienia, światło zachowuje stałą prędkość. Mamy natomiast pełne i kompleksowe narzędzia pozwalające obliczyć tę prędkość dla danego ośrodka. Pomimo posiadanego zaplecza technologicznego i aparatu matematycznego do przewidzenia zachowania się światła, nadal nie rozumiemy owej stałości jego prędkości. Nie wiemy dlaczego tak jest i nie znamy wielu innych równie elementarnych cech – np. dlaczego bozony nie tworzą materii, a przecież

stanowią nieodzowny składnik fizycznej rzeczywistości, dlaczego nieposiadające masy fotony służą jako nośnik oddziaływań i pełnią rolę kwantów pola elektromagnetycznego? Zatem czy w ogóle, a jeśli tak, to kiedy odkryjemy cząstki, które są już niepodzielne? A może nie będą to cząstki, tylko fale?

Jak wobec tego sprowokować do przeczytania niniejszego opracowania, które wobec tak podstawowych pytań, na które człowiek nie zna odpowiedzi porusza kwestie tak szczegółowe?

Otóż wszystkie postawione tu pytania, nawet przy niewielu udzielonych odpowiedziach, uświadamiają nam mimo wszystko, że poziom wiedzy nadal rośnie, nauka umacnia się przez doświadczenia i dociera do coraz bardziej elementarnych, zawężonych obszarów. Korzystając z niniejszego opracowania książkowego pozostawmy „na chwilę” bez odpowiedzi zagadnienia natury podstawowej i przejdźmy do nieco innego poziomu i kwestii szczegółowych zawartych już w rozdziałach, o których mowa w dalszej części.

Książka dotyczy i obejmuje zagadnienia propagacji fali elektromagnetycznej w światłowodach, a dokładniej w strukturach, które na drodze światłowodu przybierają charakter okresowy, periodyczny i w dodatku wytworzony wewnątrz włókien światłowodowych. Jeżeli wiedza zawarta w tej książce, popierana wynikami badań oraz zwracająca uwagę i wyjaśniająca pewne zjawiska zachodzące we wspomnianych strukturach światłowodowych w jakimś stopniu spełnią oczekiwania czytelnika i będą dlań użyteczne, to główny *implicite* cel niniejszego opracowania uznaję za osiągnięty.

Kiedy w 1918 roku Albert Einstein przewidział istnienie zjawiska emisji wymuszonej, umożliwiającego budowę laserów, zapewne nie spodziewał się, iż dzięki jego odkryciu możliwe będzie dalsze i tak szerokie ich zastosowanie w tak wielu dziedzinach naszego życia.

Z kolei, kiedy roku 1915 w William Henry Bragg otrzymywał wraz z synem Williamem Lawrence'em Braggiem nagrodę Nobla w dziedzinie fizyki za zasługi w badaniu struktury krystalicznej za pomocą promieniowania rentgenowskiego, również nie przewidzieli wagi tego odkrycia dla wszystkich eksplorowanych w przyszłości obszarów naukowych. Definiując i formułując relację pomiędzy geometrią kryształu, a długością fali padającego promieniowania i kątem, pod którym obserwowane są maksima interferencyjne – nazwane później jako prawo Bragga – nie zdawali sobie zapewne w tym czasie sprawy, że prawo to stanie się podstawą do konstrukcji periodycznych struktur dyfrakcyjnych, wytwarzanych we włóknach światłowodowych, znanych pod ogólną nazwą jako tzw. światłowodowe siatki Bragga – FBG (ang.: *fiber Bragg gratings*).

Zaobserwowanie przez Hill'a w roku 1978 zjawiska formowania się obszarów zmian współczynnika załamania światła we włóknach światłowodowych [88] otworzyło drogę do rozwoju całkowicie nowej klasy struktur przetwarzających światło, które charakteryzują się niskimi stratami wtrąceniowymi oraz możliwością płynnego kształtowania funkcji transmitancji [89].

Istotnym krokiem było również wykazanie możliwości zmiany współczynnika załamania światła we włóknie światłowodowym. Było to możliwe dzięki ekspozycji włókna na dwie wiązki światła z zakresu UV, które interferują ze sobą, przy czym ekranem, na którym dochodziło do interferencji było włókno światłowodowe [182]. Po tej pracy ukazało się wiele artykułów naukowych dotyczących już *stricte* naukowego wykorzystania tego typu struktur. Wtedy też przyjęła się nazwa „*światłowodowe siatki Bragga*”, ponieważ zmiana współczynnika załamania światła wewnątrz włókna światłowodowego powodowała analogiczną dyfrakcję światła jak struktura krystaliczna, na której William Henry i William Lawrence Bragg przeprowadzali badania dyfrakcji promieni rentgenowskich. Od początku nowego tysiąclecia datuje się wzrost zainteresowania światłowodowymi strukturami Bragga. Ogromna ilość ich zastosowań, wśród których nie sposób nie wspomnieć o systemach do monitorowania ścieków przemysłowych [129], pomiarów współczynnika załamania światła [155, 274], naprężenia [151], fali akustycznej [199], odkształceń [210], temperatury [70, 141], wibracji [71, 295], wilgotności [28, 247], poziomu cieczy [133], siły [246, 305], ugięcia [137], pola magnetycznego [19, 41], wielkości geomechanicznych [242], pomiarów wysokości i ciśnienia [101, 303] np. w lotnictwie [267], pomiarów stanu konstrukcji mechanicznych [46, 208, 291], w tym betonowych, [243, 271, 284], portlandytu [114], mostów [134], słupów [124], struktur kolejowych, [126], rurociągów [98, 99] a nawet zastosowań w charakterze inklinometrów [282, 230], detektorów światła UV [224] oraz czujników kriogenicznych do monitorowania parametrów skroplonych gazów w niskich temperaturach [91], spowodowała tak gwałtowny wzrost zainteresowania nowymi sposobami ich wykorzystania. Są one wykorzystywane również do konstrukcji, laserów włóknowych [293, 301], w charakterze elementów stabilizujących pracę diod laserowych [265] oraz jako elementy systemów zwielokrotnienia z podziałem długości fali WDM [105, 113, 172, 198, 276]. Jesteśmy zatem świadkami dynamicznego wzrostu badań nad strukturami zapisanymi wewnątrz włókien światłowodowych, charakteryzującymi się przestrzenną powtarzalnością.

Książka niniejsza zwraca uwagę na nową grupę tego typu struktur, czyli tzw. pochylone światłowodowe struktury typu Bragga – TFBG (ang.: *tilted fiber Bragg gratings*). Struktury te nazywane są również jako ukośne siatki Bragga. Pochylenie modulacji współczynnika załamania światła w rdzeniu włókna światłowodowego powoduje powstanie zupełnie nowych właściwości i związanych z nimi możliwości ich rozwoju i wykorzystania. W strukturach, w których płaszczyzny dyfrakcyjne są pochylone o pewien kąt w stosunku do normalnej oraz do osi włókna, mamy do czynienia zarówno z rezonansem długości fal związanych ze sprzęganiem części sygnału wejściowego do modu rdzeniowego, jak również z szeregiem rezonansów powodowanych sprzęganiem sygnału wejściowego do tzw. modów płaszczowych włókna jednomodowego. Pomimo, że włókno z wytworzoną

w nim strukturą Bragga jest jednomodowe, to propaguje w nim szereg tzw. modów płaszczowych, z których część stanowią tzw. mody wyciekające (ang.: *leaky modes*). Umieszczenie w światłowodzie jednomodowym tego typu struktur powoduje, że część światła jest również wypromieniowywana poprzez płaszcz do otaczającego go medium. To co sprawia, że struktury takie są bardzo interesujące z punktu widzenia ich zastosowań, to możliwość kształtowania ich charakterystyk widmowych transmisji w bardzo dużym zakresie spektralnym. Ogromny potencjał zastosowań światłowodowych „pochylonych” struktur periodycznych w charakterze czujników wielu wielkości fizycznych i chemicznych wynika również z ich niewielkich rozmiarów oraz nieczułości na zakłócenia elektromagnetyczne.

Pomimo, iż struktury takie są z natury nieczułe na zmiany natężenia pola elektromagnetycznego, opracowywane są także metody umożliwiające ich uwrażliwienie na tą właśnie wielkość. Ponieważ struktury TFBG są czułe na zmiany współczynnika załamania światła ośrodka, który otacza światłowod [297], to jedną ze stosowanych obecnie metod pomiaru zmian pola elektromagnetycznego przy wykorzystaniu TFBG jest np. pokrycie powierzchni światłowodu w miejscu gdzie wytworzona jest TFBG, cienką warstwą ciekłego kryształu [42] lub tzw. cieczami magnetycznymi [146]. Zmiany ustawienia molekuł ciekłego kryształu lub cieczy magnetycznej spowodowane zmianą pola elektromagnetycznego powodują w nich zmianę współczynnika załamania światła, która w efekcie jest zauważalna w zmianach współczynnika transmisji modów wyższych rzędów. Analogiczna zasada dotyczy zastosowań struktur TFBG jako elementy pomiarowe w biomedycynie, w których światłowod zostaje pokryty dodatkową warstwą, której współczynnik załamania ulega zmianie wskutek kontaktu z badaną substancją [158, 171, 178]. Z kolei pokrycie włókna z TFBG warstwą grafenu powoduje, że zmiany sygnału optycznego propagującego przez taką strukturę można wykorzystać do pomiaru wilgotności [233]. Ważnym obszarem ich zastosowań są układy do monitorowania zmian pola magnetycznego [287]. Oprócz możliwości pomiaru wspomnianych wielkości czujniki takie mogą być także stosowane w środowiskach pożarowych lub wybuchowych. Dla informacji nadmienię, iż w trakcie powstawania niniejszego opracowania, powstało wiele artykułów naukowych dotyczących nowych zastosowań struktur periodycznych o pochylonej modulacji współczynnika załamania światła, czego przykładem są publikacje z tego obszaru badawczego, które zostały opublikowane w czasopiśmie indeksowanych w bazie *Journal Citation Report*.

Wielokierunkowość badań w tym obszarze oraz ich równoległe prowadzenie przez wiele ośrodków naukowych o światowej renomie staje się więc faktem. Odnosząc się zatem do zawartości niniejszej książki, poniżej sformułowano następujące pytania badawcze:

- Czy można przewidywać i obliczać parametry struktur TFBG jeszcze przed ich wytwarzaniem, na etapie ich projektowania?
- Czy możliwe jest wskazanie determinantów wpływających na kształtowanie charakterystyk spektralnych struktur TFBG?
- Czy możliwe jest wydobycie informacji z sygnałów optycznych, pozwalających na wyznaczenie jednocześnie obrotu i skrętu światłowodu z zapisaną w nim strukturą TFBG?
- Czy możliwe jest określenie wektora skrętu struktur TFBG?
- W jaki sposób wybór modu płaszczonego TFBG i związanego z nim zakresu mierzonego spektrum optycznego wpływa na uwarunkowania metrologiczne pomiarów zgięcia i temperatury?
- Czy możliwe jest wykorzystanie TFBG do pomiaru orientacji polaryzacji światła niewrażliwego na zmiany temperatury?
- Czy możliwe jest teoretyczne wyznaczenie takiej wartości skręcenia pochylonej modulacji współczynnika załamania światła, która powoduje zmniejszanie wrażliwości całej struktury na zmiany kąta obrotu polaryzacji światła wejściowego?
- Dlaczego w rzeczywistych układach pomiarowych pojawia się wrażliwość struktur TFBG na polaryzację światła wejściowego przy kącie ich skrętu teoretycznie eliminującym taką wrażliwość?

Dalsza część niniejszej książki stanowi próbę odpowiedzi na stawiane pytania badawcze i zawiera m.in.:

- wykazanie możliwości modelowania struktur TFBG, pozwalające na wyznaczanie ich parametrów optycznych i właściwości na etapie ich projektowania – przed ich wytworzeniem;
- wyjaśnienie zjawisk determinujących prowadzenie światła w TFBG;
- wykazanie możliwości opracowania metod wykorzystujących TFBG do pomiaru wybranych wielkości fizycznych, m.in.: polaryzacji światła wejściowego, promienia zgięcia, kąta obrotu, kąta skrętu oraz współczynnika załamania z jednoczesnym wykazaniem możliwości uniezależnienia tych metod pomiarowych od zmian temperatury;
- wyjaśnienie zjawisk powodujących zniekształcenie charakterystyk TFBG i mających wpływ na możliwość ich zastosowania jako czujniki wybranych wielkości fizycznych.

Rozdziały 2 i 3 wprowadzają czytelnika w podstawowe zagadnienia związane z propagacją światła w strukturach TFBG oraz ich budową. Wielkości i zależności tu zdefiniowane stanowią bazę do analizy wyników badań przedstawionych w rozdziałach 4-7.

W rozdziale 2 na przykładzie schematu przedstawiającego budowę periodycznych struktur światłowodowych o pochylonej modulacji współczynnika załamania światła omówiono ich podstawowe parametry oraz właściwości oraz wskazano różnice występujące w charakterystykach spektralnych struktur typu

FBG oraz TFBG z wyjaśnieniem przyczyny powstawania na nich szeregu minimów związanych ze sprzężaniem światła do tzw. modów płaszczykowych. Ponadto przedstawiono zjawiska determinujące prowadzenie światła oraz wyjaśniono mechanizm sprzężania energii pomiędzy poszczególnymi modami w światłowodzie z wytworzoną strukturą periodyczną. Rozdział kończy wprowadzenie do analizy struktur o pochylonej modulacji współczynnika załamania światła oraz przedstawienie podstawowych zależności matematycznych opisujących główne różnice w sprzężaniu światła, występujące pomiędzy strukturami Bragga typu FBG oraz TFBG. Zdefiniowane zostały także podstawowe wielkości, które charakteryzują tego typu struktury, a definicje te wykorzystane zostały we wszystkich pozostałych rozdziałach niniejszego opracowania.

W rozdziale 3 ujęty został matematyczny opis propagacji światła w strukturach TFBG. Głównym celem tego rozdziału jest wykazanie możliwości rozwiązania równań modów sprzężonych dla struktur TFBG wykorzystując metody numeryczne. Wychodząc od równań Maxwella oraz opisu geometrii struktury w układzie cylindrycznym przedstawiono sposób konstrukcji sprzężonych równań różniczkowych. Następnie zagadnienie opisane zostało sumą szeregów, aż do uzyskania układu równań pozwalającego wykonać opis matematyczny procesu propagacji światła w cylindrycznym włóknie światłowodowym, ze strukturą periodyczną zapisaną pod znanym kątem w stosunku do osi tego włókna. W dalszej części rozdziału, przedstawiona została adaptacja teorii modów sprzężonych, stosowana zazwyczaj w przypadku struktur periodycznych prostych do analizy sprzężania fali świetlnej do modów płaszczykowych w strukturach TFBG. Na uwagę zasługuje także zdefiniowanie układu sprzężonych, nieliniowych równań różniczkowych, opisujących sprzężanie energii do poszczególnych modów struktur, ze wskazaniem sposobu jego rozwiązania przy wykorzystaniu metod numerycznych. Cały opis konstrukcji równań modów sprzężonych opisany w tym rozdziale jest dostosowany do geometrii struktur TFBG. Uwzględnia on nie tylko rezonans fal o określonych długościach, związanych ze sprzężaniem części sygnału wejściowego do modu rdzeniowego, ale również szereg rezonansów związanych ze sprzężaniem sygnału wejściowego do wielu modów płaszczykowych jednomodowego włókna światłowodowego. Rozdział kończy weryfikacja prezentowanej metody matematycznego opisu propagacji światła z wynikami pomiarów laboratoryjnych, wykonanych przy wykorzystaniu struktur wytworzonych w laboratorium. Prezentowane zaś wyniki obliczeń współczynnika transmisji dla zadanego zakresu długości fal potwierdzają możliwość projektowania kształtu charakterystyk widmowych takich struktur, a co za tym idzie, również ich kluczowych parametrów optycznych.

Rozdział 4 poświęcony został koncepcji pomiarów kąta obrotu i skrętu włókna światłowodowego z pochylonymi strukturami periodycznymi, podstawowym założeniem metody pomiaru wraz z opisem jej realizacji, a także analizą

uzyskanych wyników. Tematykę rozdziału inicjuje omówienie optycznych metod pomiarów kąta skrętu i obrotu, przechodząc do głównej części rozdziału, gdzie zawarty został opis idei pomiaru tych wielkości, przy wykorzystaniu właśnie pochyłonych siatek Bragga. Prezentowana koncepcja układu pomiarowego oraz wyniki badań laboratoryjnych, ze wskazaniem jakie parametry sygnałów pochodzących z TFBG mogą być wykorzystane do wyznaczenia kąta obrotu, pozwoliły wykazać w jakim stopniu obrót czujnika powoduje zmianę jego współczynnika transmisji dla wybranej długości fali wykazując jednocześnie, która część charakterystyki przetwarzania pozwala na uzyskanie największej czułości oraz to, że ta sama struktura może być również wykorzystana zarówno do pomiarów kąta obrotu jak i skrętu. Ponadto w tym właśnie rozdziale miejsce znalazło zagadnienie monitorowania obrotu światłowodu oraz jego skręcenia w zakresie 200° na długości rzędu 1 cm. Część zasadnicza rozdziału zawiera analizę charakterystyk widmowych oraz charakterystyk przetwarzania dla dwóch przypadków: obrotu i skrętu, w dwóch kierunkach od ustalonego stanu początkowego. Obrót oznacza wywołanie takiego samego ruchu obrotowego obydwu końców włókna z TFBG, natomiast skręt oznacza ruch obrotowy tylko jednego końca włókna z TFBG przy jednoczesnym unieruchomieniu jego drugiego końca. W tej samej części rozdziału znalazła swe miejsce analiza wpływu skręcenia włókna na charakterystyki widmowe przy różnych parametrach polaryzacji światła wejściowego, w tym również dla różnego pobudzenia modowego struktury. Wykazano np. że obrót czujnika o 160° powoduje niemal dwukrotną zmianę współczynnika transmisji dla wybranej długości fali.

Zawartość rozdziału 5 obejmuje zagadnienia związane z pomiarami promienia zgięcia włókien światłowodowych, pomiarami polaryzacji światła oraz temperatury. W tej części opracowania wykazano, że ten sam element TFBG może być wykorzystany do pomiarów kąta obrotu oraz zgięcia. Opisano również metodę, która umożliwia uniezależnienie pomiarów od wpływu temperatury. W rozdziale wskazano również, jakie parametry spektralne czujnika należy wybrać, aby uzyskać minimalną czułość na temperaturę przy zachowaniu wysokiej czułości na polaryzację światła i zgięcie światłowodu. Oprócz minimalizacji czułości na temperaturę, główną zaletą zaproponowanego rozwiązania jest jego uniwersalność. Istnieje bowiem możliwość regulacji zakresu pomiaru i rozdzielczości pomiaru w zależności od konkretnego zastosowania. Zamieszczone wyniki pozwalają na wybranie takich modów płaszczowych, których charakterystyka widmowa najsilniej reaguje na zginanie struktury. Istotnym elementem tego rozdziału jest przedstawienie metody oznaczania poszczególnych modów w strukturach TFBG. W chwili pisania niniejszej monografii nie opublikowano bowiem pracy, w której przedstawiony byłby sposób oznaczania wszystkich modów struktur TFBG. Prawidłowe oznaczenie modów jest szczególnie ważne przy zastosowaniu TFBG w konkretnych układach pomiarowych. Wykorzystanie tych struktur do wyznaczania

zmian wielkości wpływających na ich charakterystykę widmową wymaga bowiem pomiaru strat transmisyjnych, szerokości połówkowej lub przesunięcia danego modu TFBG. Prawidłowe oznaczenie poszczególnych modów TFBG ma również kluczowy wpływ na możliwość wyjaśnienia zjawisk wywołujących zmiany transmisji dla konkretnych długości fal, ponieważ znajomość tzw. liczb azymutalnych i radialnych wybranych modów pozwala na wyznaczenie rozkładu przestrzennego intensywności światła w falowodzie optycznym z TFBG. Dzięki temu staje się możliwe również wyjaśnienie zjawiska zmiany mocy poszczególnych modów wskutek wywoływanych w falowodzie zaburzeń, np. wskutek zginania. Kolejna część niniejszego rozdziału zawiera opis metody przetwarzania sygnałów z TFBG, umożliwiającej śledzenie przesunięcia spektralnego minimów na charakterystyce transmisyjnej odpowiadających poszczególnym modom płaszczyznowym. Z punktu widzenia możliwości aplikacyjnych TFBG jako czujników zgięcia ważne jest, aby charakterystyka przetwarzania była opisana funkcją rosnącą lub malejącą w możliwie najszerszym zakresie pomiarowym. Istotnym parametrem jest również liniowość i nachylenie takiej charakterystyki. Biorąc pod uwagę powyższe kryteria w niniejszym rozdziale udowodniono, że istnieje możliwość wyboru takiego modu płaszczyznowego TFBG i związanego z nim zakresu spektrum optycznego, który pozwala na uzyskanie najlepszych właściwości metrologicznych przy pomiarze zgięcia. W końcowej części rozdziału zamieszczono analizę prowadzącą do określenia rozkładu gęstości mocy poszczególnych modów w przekroju poprzecznym struktury. Jest to istotna część tego rozdziału, ponieważ zawarte w niej wyniki pozwalają wyjaśnić dlaczego minima na charakterystyce widmowej odpowiadające tylko niektórym modom płaszczyznowym zmieniają swój kształt podczas wyginania TFBG.

W rozdziale 6 znalazły miejsce zagadnienia minimalizacji i eliminowania wpływu zmian temperatury podczas pomiarów wybranych wielkości fizycznych z wykorzystaniem TFBG. Ta część opracowania prezentuje sposób pomiaru i przetwarzania sygnałów z czujników opartych na strukturach TFBG z możliwością kompensacji zmian temperatury podczas pomiaru. Prezentowana tu metoda analizy widma transmisyjnego struktur Bragga o nachylonych płaszczyznach dyfrakcyjnych polega na wyznaczaniu długości konturu widma transmisyjnego z takiego zakresu długości fal, który odpowiada istnieniu modów płaszczyznowych. Zaletą metody jest niezależność długości takiego konturu od temperatury, co zostało przedstawione w postaci wyników zależności długości konturu od długości fali dla różnych wartości współczynnika załamania światła, przy pomiarach wykonanych dla dwóch zakresów spektralnych. Wykazano również, że wykorzystanie prostej analizy spektralnej modów płaszczyznowych umożliwia wyznaczenie wartości współczynnika załamania światła. W rozdziale zamieszczono także opis układu interrogacji sygnałów z czujników obrotu wykorzystujących TFBG z kompensacją zmian temperatury. Przedstawiono metodę eliminującą konieczność przetwarzania danych pochodzących z pomia-

rów spektrometrycznych zastępując je prostymi pomiarami sygnałów z fotodetektorów. W niniejszym rozdziale przedstawiono zatem możliwości poprawy parametrów układów wykorzystujących struktury TFBG, stosowanych do analizy polaryzacji światła wejściowego. Wykazano możliwość zastosowania zwykłych, prostych siatek Bragga do budowy interrogatora optycznego, pracującego w trybie ratiometrycznym. Końcowa część rozdziału zawiera opis układu umożliwiającego pomiar współczynnika załamania światła bez konieczności stosowania analizatora widma optycznego. Wykazano również, że układ taki jest nieczuły na zmiany temperatury oraz fluktuacje mocy źródła światła.

Rozdział 7 zawiera opis rodzajów struktur periodycznych typu TFBG. Przedstawione struktury, m.in. tzw. ekstremalnie pochylone, siatki Moiré, struktury mieszane oraz siatki pochylone o zmiennym okresie, stanowią dowód wielokierunkowości kontynuowanych badań i eksploracji zagadnień fotoniki tak, by służyła człowiekowi w najlepszym tego słowa znaczeniu. W rozdziale niniejszym zaprezentowano również nowe struktury, np. pochylone-skręcone światłowodowe struktury periodyczne wraz z dowodami na to, że wywołanie skrętu struktury TFBG o znany kąt, powoduje zmniejszenie jej wrażliwości na zmiany kąta polaryzacji światła. Przedstawione dla takich przypadków wyniki badań wykazują możliwość ograniczenia wrażliwości na polaryzację w porównaniu z wykorzystywanymi obecnie strukturami TFBG. Wydaje się, że niniejszy rozdział dostarcza zatem dostatecznej ilości materiału w zakresie zastosowań światłowodowych układów czujnikowych oraz wykorzystania ich w pomiarach współczynnika refrakcji w wielu gałęziach gospodarki. Prezentacja w tym rozdziale trendów rozwojowych w kierunku nowych rodzajów TFBG, z ich zaletami i wadami w stosunku do standardowych TFBG, pozwala ocenić stopień opanowania zjawisk, wypracować metody pomiarów, szukać alternatywnych i tańszych rozwiązań, dokonywać analiz wyników, wyciągać wnioski, sprawdzać warunki powtarzalności i wyznaczać kolejne cele, a nade wszystko doskonaląc to, co dotąd osiągnięte.

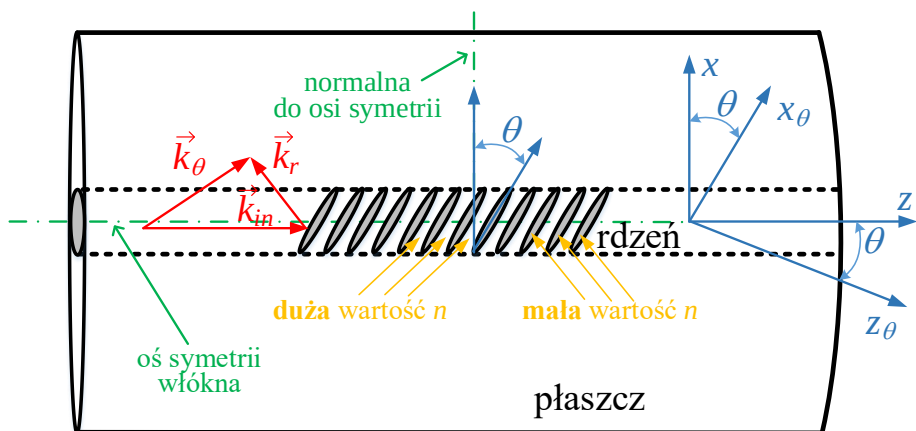
Proponowane podejście do światłowodowych struktur periodycznych i nowych ich rodzajów, to nie tylko problem badań, pomiarów, analiz w laboratoriach na gotowych elementach ze strukturami periodycznymi, np. w celu określenia pewnych prawidłowości, ale i zdolność techniczno-technologiczna ośrodków i laboratoriów, a także umiejętność modelowania, projektowania, wytwarzania oraz charakteryzacji takich struktur.

Podsumowując można stwierdzić, że niniejsze opracowanie swoim zakresem obejmuje zatem modelowanie, projektowanie, wytwarzanie oraz wyznaczanie parametrów światłowodowych struktur periodycznych o modulacji współczynnika załamania światła pochylonej w stosunku do osi włókna, a także wybrane zastosowania takich struktur. Ujęta w ten sposób tematyka nie była przedmiotem opracowania o charakterze monograficznym, a przeprowadzone w procesie jej powstawania badania mają charakter komplementarny w stosunku do dotychczasowych opracowań dotyczących tego obszaru badawczego.

2. Światłowodowe struktury periodyczne umożliwiające sprzęganie światła do modów płaszczowych

2.1. Wprowadzenie

Po raz pierwszy możliwość wykonania struktur Bragga, które posiadają właściwości sprzęgania światła do modów płaszczowych przewidział Meltz [183]. Zjawisko to występuje po modyfikacji siatki Bragga w taki sposób, aby poszczególne płaszczyzny siatki były obrócone pod określonym kątem w stosunku do kierunku światła propagującego w rdzeniu włókna światłowodowego (rys. 2.1).

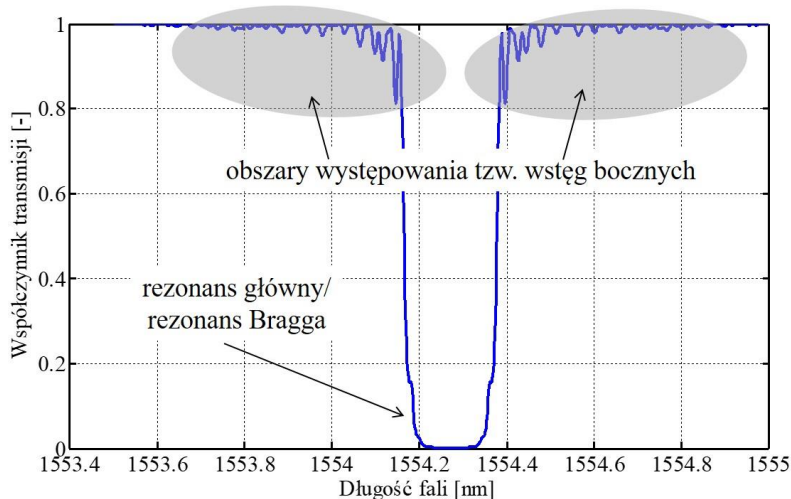


Rys. 2.1. Periodyczna struktura Bragga posiadająca pochyloną w stosunku do osi światłowodu modulację współczynnika załamania światła. Kolorem czerwonym oznaczono wektory falowe, kolorem niebieskim oznaczono osie układu współrzędnych w światłowodzie

Na rysunku 2.1 przedstawiono schematycznie modulację współczynnika załamania światła w rdzeniu włókna światłowodowego. W strukturach TFBG powstaje pewien niezerowy kąt pomiędzy płaszczyznami wyznaczonymi przez wartości współczynnika załamania światła a normalną do osi symetrii włókna. Kąt ten, oznaczany najczęściej symbolem θ , definiuje się również jako kąt pomiędzy osią włókna, wzdłuż której wytworzona jest TFBG (na rys. 2.1 – z) a osią symetrii modulacji współczynnika załamania światła TFBG (na rys. 2.1 – z_θ). W pracy będą wykorzystywane wymiennie obydwa te sposoby. Na schematach przedstawiających struktury TFBG często istnieje potrzeba przedstawienia ich w odpowiedniej orientacji przestrzennej. W całej niniejszej pracy osie układu współrzędnych zdefiniowane są w określony sposób, tak, aby oś symetrii włókna odpowiadała osi z układu współrzędnych. Ustalenie takiej geometrii jest konieczne, gdyż porządkuje i ułatwia analizę tego typu struktur

światłowodowych. Z kolei modulacją współczynnika załamania światła nazywać będziemy funkcję opisującą zmiany wartości współczynnika załamania wzdłuż osi symetrii włókna, która jak wspomniano wcześniej, pokrywa się osią z układu współrzędnych. Na rysunku 2.1 zaznaczono również położenie charakterystycznych wektorów falowych [171], przy czym $\vec{k}_{in}$ oznacza wektor falowy wskazujący kierunek rozchodzenia się fali wejściowej, tzw. światła wejściowego, wprowadzanego do TFBG, $\vec{k}_r$ odpowiada wektorowi falowemu światła odbitego od takiej struktury, natomiast $\vec{k}_\theta$ oznaczana wektor falowy światła, które jest transmitowane przez TFBG.

W prostej, światłowodowej strukturze periodycznej typu Bragga (FBG), występuje jeden główny rezonans, widoczny jako minimum na charakterystyce spektralnej transmisji. Rezonans ten wynika z tzw. odbicia Bragga [24] i w dalszej części pracy, zgodnie z przyjętą nomenklaturą, będzie on również nazywany rezonansem głównym, rezonansem Bragga a także rezonansem rdzeniowym. Poza rezonansem głównym w strukturach FBG pojawia się również szereg tzw. wstęp bocznych (ang.: *side-lobes* [38, 168, 176, 251]). Na rysunku 2.2 przedstawiono zmierzoną obliczoną numerycznie charakterystykę spektralną FBG z zaznaczonymi wstępami bocznymi.

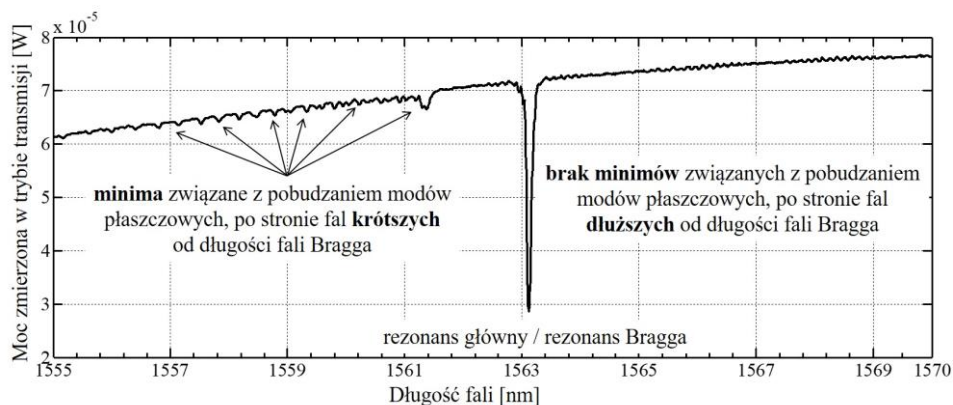


Rys. 2.2. Wyznaczona numerycznie charakterystyka widmowa jednorodnej, prostej siatki Bragga

W wypadku stosowania tego typu struktur w charakterze filtrów, np. w systemach telekomunikacyjnych [20, 61, 72, 93, 145, 144] wstęgi boczne są cechą

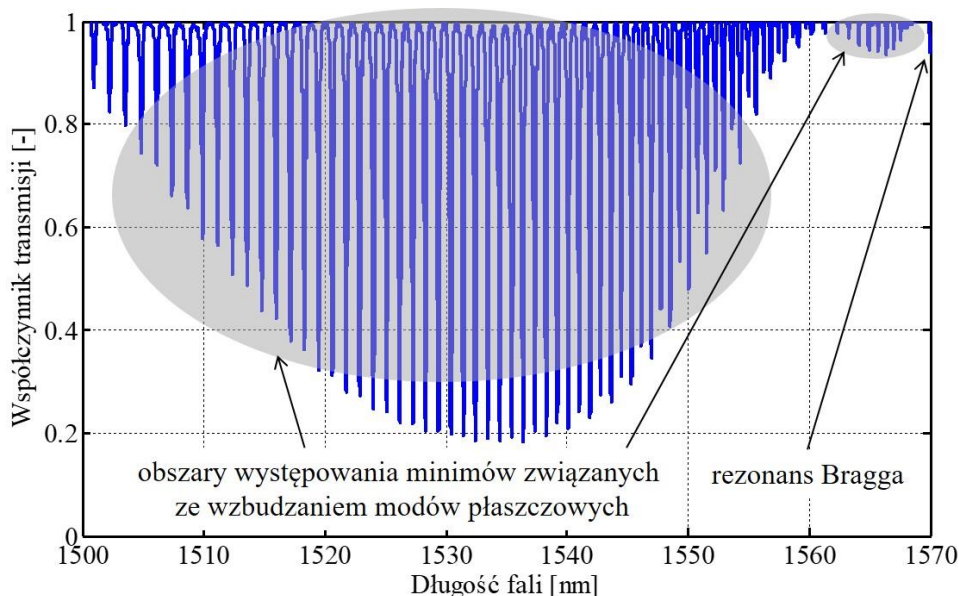
niepożądaną. Głównym sposobem ich eliminacji jest stosowanie tzw. apodyzacji struktur Bragga [95, 148, 194].

Oprócz rezonansu głównego w prostych siatkach występuje również szereg słabych rezonansów pojawiających się w widmie transmisyjnym jako minima położone w sąsiedztwie rezonansu głównego. Powstają one w wyniku sprzęgania światła weściowego do modów płaszczowych, które z kolei, z powodu dużych strat, są bardzo mocno tłumione w płaszczu włókna. Na rysunku 2.3 przedstawiono zmierzoną charakterystykę spektralną FBG z zaznaczonymi minimami pochodzącymi od modów płaszczowych.



Rys. 2.3. Zmierzona charakterystyka widmowa jednorodnej, prostej siatki Bragga z obszarami występowania minimów związanych ze sprzęganiem światła do modów płaszczowych

Zaznaczone na rysunku 2.3 minima związane z rezonansami pochodzącymi od sprzęgania światła do modów płaszczowych są cechą niepożądaną w przypadku prostych struktur Braggowskich, szczególnie podczas ich wykorzystania w charakterze elementów filtrujących. Pochylenie modulacji współczynnika załamania światła o pewien kąt θ sprawia, że większa część mocy jest sprzęgana do modów płaszczowych. Istnieje nawet pewien zakres zmian tego kąta, w którym obowiązuje prawidłowość polegająca na tym, że im większa jest jego wartość, tym więcej modów płaszczowych ulega pobudzeniu. Na charakterystyce transmisyjnej TFBG zjawisko to może być obserwowane w postaci pojawiających się dodatkowych minimów, powstających od strony fal krótszych. Na rysunku 2.4 przedstawiono przykładową charakterystykę transmisyjną struktury TFBG z zaznaczeniem właśnie tego typu minimów.



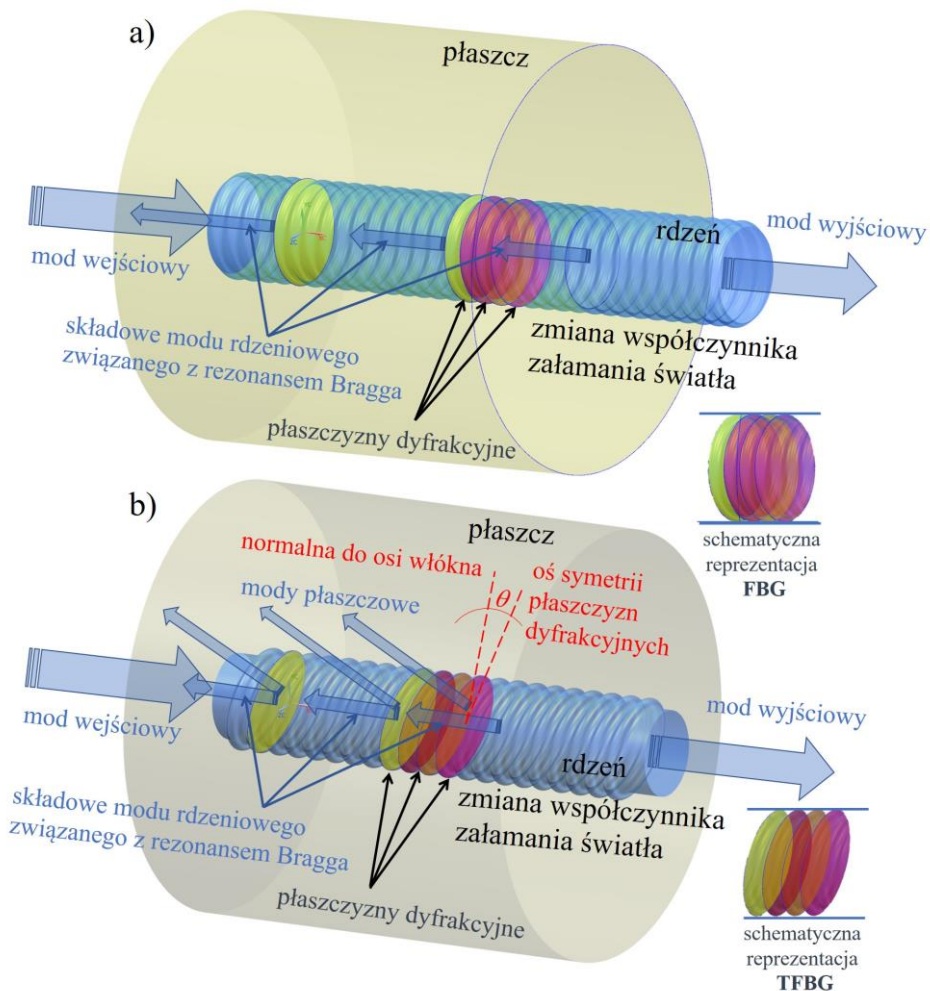
Rys. 2.4. Charakterystyka widmowa światłowodowej struktury periodycznej o modulacji współczynnika załamania światła pochylonej o kąt równy 6°

Rezonans Bragga występuje również w strukturze TFBG, przy czym na charakterystyce spektralnej jest on umiejscowiony zawsze od strony najdłuższych fal ponieważ efektywny współczynnik załamania światła pojedynczego modu propagującego w rdzeniu TFBG jest największy. Natężenie modu głównego zależy od kąta θ . Płaszcz światłowodu jednomodowego, na którym wytworzona jest przedstawiona struktura periodyczna posiada znacznie większą średnicę od rdzenia i może w nim propagować wiele modów. Mody płaszczowe propagują na granicy płaszcza i otoczenia światłowodu przez co są wrażliwe na wiele czynników [26, 27, 215, 285]. Dodatkowo, mody płaszczowe są mocno tłumione przez co szybko zanikają i można je obserwować głównie w widmie transmisyjnym, a nie odbiciowym [33]. W rzeczywistości na całkowity kształt charakterystyki spektralnej TFBG wpływ ma kilka zjawisk, których wyjaśnienie i mechanizm działania przedstawiono w rozdziale 2.2.

2.2. Zjawiska determinujące prowadzenie światła w strukturach TFBG

Światło o ściśle określonym zakresie długości fal, wprowadzane do włókna światłowodowego z wytworzoną TFBG może być prowadzone wewnątrz takiej struktury w przypadku, gdy spełnione będą dwa warunki. Pierwszy warunek dotyczy zasady zachowania pędu lub inaczej dopasowania fazowego, natomiast drugi dotyczy odpowiedniego kształtowania wiązki świetlnej. Spełnienie

warunku dopasowania fazowego oznacza równość wektora falowego wiązki, który ulega dyfrakcji na strukturze TFBG oraz sumy wektora falowego wiązki światła wprowadzanego oraz wektora falowego TFBG. Z kolei formowanie wiązki polega na spełnieniu odpowiednich warunków prowadzących do efektywnej dyfrakcji światła. Dyfrakcja taka zachodzi w całej strukturze TFBG i związana jest z rozpraszaniem pewnej niewielkiej ilości światła, po kolei, na każdej płaszczyźnie struktury wyznaczonej przez zmianę wartości współczynnika załamania światła. Ponieważ światłowodowe struktury Bragga powstają w wyniku wywołania cyklicznych i powtarzalnych na długości zmian współczynnika załamania światła, możemy oznaczyć wielkość charakterystyczną takiej struktury np. w postaci jej okresu. Jest to odległość pomiędzy dwoma sąsiednimi płaszczyznami dyfrakcyjnymi (rys. 2.5). Poszczególne maksymalne wartości współczynnika załamania światła występują cyklicznie (periodycznie), a zbiór punktów z taką samą wartością współczynnika załamania światła tworzy płaszczyznę, która, również cyklicznie, powtarza się na długości całej struktury (również rys. 2.5). W związku z tym, pomimo faktu, że siatka jest to okresowa ciągła zmiana współczynnika załamania światła wytworzona w rdzeniu włókna światłowodowego, jest ona opisywana i rysowana jako ciąg płaszczyzn, oddalonych od siebie o pewien okres i umieszczonych na całej długości struktury (dalej rys. 2.5). Jest to pewne uproszczenie budowy takiej struktury, ale nie prowadzi ono do błędów, a pomaga zrozumieć sposób w jaki światło „widzi” taką strukturę, ponieważ fala elektromagnetyczna o konkretnych długościach ulega tzw. odbiciom Fresnela [23] na strukturze tego typu. W rzeczywistości ulega ono odbiciu Fresnela na każdej z takich płaszczyzn. Jeżeli dodatkowo spełniony będzie pewien warunek, nazywany warunkiem Bragga, fale odbite „fresnelowsko” od takich płaszczyzn będą mogły ulec wzmocnieniu wskutek dyfrakcji. Dlatego płaszczyzny, z których składa się światłowodowa struktura periodyczna, struktura typu Bragga nazywa się często w literaturze płaszczyznami dyfrakcyjnymi, lub płaszczyznami siatki (ang.: *grating planes*, *diffraction planes* [55, 85, 249, 263]) pomimo tego, że w skali mikro, zmiana współczynnika załamania światła następuje w sposób płynny, nie skokowy co sugeruje słowo „płaszczyzna”. Na potrzeby niniejszego opracowania wykorzystywane będą również określenia „płaszczyzny siatki”.



Rys. 2.5. Schematyczne przedstawienie płaszczyzn dyfrakcyjnych struktur Bragga: a) typu FBG, b) typu TFBG

W przypadku sprzęgania energii pomiędzy poszczególnymi modami w światłowodzie z wytworzoną strukturą periodyczną wektory falowe posiadają kierunek zgodny z osią symetrii włókna. Również taki kierunek posiada tzw. wektor falowy struktury periodycznej [66]. Można również zapisać, że w przypadku sprzęgania energii pomiędzy poszczególnymi modami, np. modem m oraz modem n , spełniony jest warunek dopasowania fazowego pomiędzy tymi modami, co zapiszemy w postaci dwóch równań:

$$k_m = k_n + k_B, \quad (2.1)$$

i jednocześnie

$$k_m = k_n - k_B. \quad (2.2)$$

Jeżeli wektor falowy struktury Braggowskiej $\vec{k}_B$ nie posiada kierunku, to liczba falowa k_B , będąca jego miarą, nie posiada jednego wyróżnionego znaku. W równaniach (2.1) oraz (2.2) k_m oznacza liczbę falową modu m -tego, natomiast k_n odnosi się do liczby falowej modu n -tego, przy czym wartości liczb falowych dla poszczególnych modów są funkcją efektywnego współczynnika załamania światła i określone są następującą zależnością:

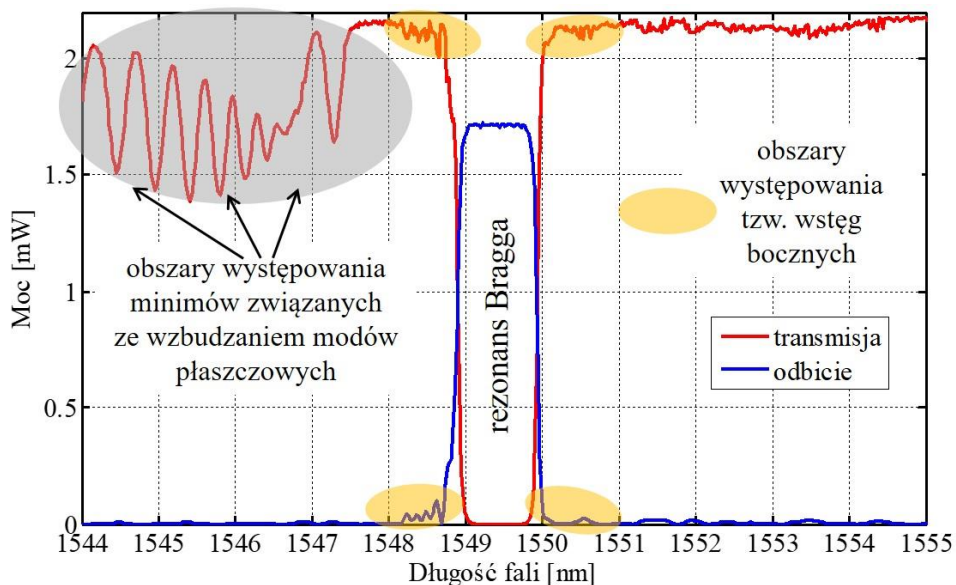
$$k_i = \frac{2\pi}{\lambda} n_i, \quad (2.3)$$

gdzie n_i oznacza wartość efektywnego współczynnika załamania światła dla i -tego modu, o długości fali równej λ . Z kolei liczba falowa struktury Bragga jest równa:

$$k_B = \frac{2\pi}{\Lambda_B}, \quad (2.4)$$

gdzie Λ_B jest okresem struktury mierzonym wzdłuż osi symetrii włókna, na którym jest ona zapisana.

W przypadku struktur o płaszczyznach dyfrakcyjnych niepochyłonych w stosunku do normalnej do osi włókna (rys. 2.5) światło wejściowe do struktury jest odbijane bezpośrednio w przeciwnym kierunku na jej poszczególnych płaszczyznach co jest widoczne na charakterystykach spektralnych transmisyjnych jako główne minimum (rys. 2.2) odpowiadające odbitemu modowi rdzeniowemu. Zgodnie z równaniami (2.1)–(2.2) takie odbicie zachodzi dla fal, których liczba falowa struktury Braggowskiej jest równa dwukrotności liczby falowej modu rdzeniowego k_m . Dlatego też na charakterystyce widmowej takiej struktury pojawia się wyróżniający się jeden główny pik o największej amplitudzie. Przy czym jest to wyraźne główne minimum na charakterystyce transmisji oraz odpowiadające mu maksimum na charakterystyce odbiciowej (rys. 2.6).



Rys. 2.6. Zmierzone charakterystyki spektralne światłowodowych struktur Bragga typu FBG, przedstawiające mody płaszczowe oraz wstęgi boczne

Zwykła prosta struktura FBG również powoduje sprzęganie światła do modów płaszczowych, z tą jednak różnicą, że jest to sprzęganie mniej efektywne niż w przypadku struktur TFBG co jest widoczne przy porównaniu ilości minimów związanych z istnieniem modów bocznych widocznych na rysunkach 2.4 (TFBG) oraz 2.6 (linia czerwona FBG). Różnicę w ilości i stopniu wzbudzenia modów płaszczowych występującą pomiędzy strukturami FBG i TFBG wyjaśnia wspomniane wcześniej zjawisko kształtowania wiązki świetlnej w tych strukturach. Światło wprowadzane do światłowodu ze strukturą periodyczną prostą i propagujące w jego rdzeniu pada na poszczególne płaszczyzny FBG pod kątem prostym do tych płaszczyzn i odbija się w kierunku przeciwnym, tzn. wstecz, przy czym jest to odbicie skierowane również do rdzenia światłowodu. W przypadku struktur TFBG, w których płaszczyzny siatki są pochylone pod pewnym kątem w stosunku do normalnej do osi włókna odbicia na takich płaszczyznach powodują kierowanie części światła do płaszcza, a nie tak jak to miało miejsca w przypadku FBG, tylko do rdzenia. Powoduje to powstanie zjawiska sprzęgania światła do modów płaszczowych spełniających warunek dopasowania fazowego, przy czym propagują one wstecz, tj. w kierunku przeciwnym w stosunku do kierunku propagacji światła wprowadzanego. Pojawiające się niewielkie minima na charakterystyce transmisji FBG powstają wskutek ograniczenia struktury jedynie do rdzenia włókna światłowodowego. W większości przypadków okresowe zmiany współczynnika załamania światła

wytworzone są jedynie w rdzeniu włókna. Dzieje się tak ponieważ to właśnie rdzeń włókna jest fotouczulany i podczas zapisu struktury np. przy wykorzystaniu światła z zakresu UV zmianie ulega głównie współczynnik załamania światła w rdzeniu. Dlatego w miejscu, gdzie wytworzona jest struktura typu FBG na granicy rdzenia i płaszcz powstaje zmiana efektywnej wartości współczynnika załamania światła, która prowadzi do słabej dyfrakcji światła w kierunku płaszcza. Rozwiązaniem prowadzącym do ograniczenia lub nawet wyeliminowania tego typu zjawiska jest poddanie procesowi fotouczulania całego włókna światłowodowego, tzn. zarówno rdzenia, jak i płaszcza.

2.3. Wprowadzenie do analizy struktur periodycznych

Współczynnik załamania światła, występujący w równaniu 2.3 jest funkcją długości fali i możemy zapisać, że:

$$n_i = f(\lambda), \quad (2.5)$$

przy czym oznacza on wartość efektywnego współczynnika załamania światła dla i -tego modu, również modu rdzeniowego, spełniającego warunek Bragga, oznaczmy go jako n_1 . Uwzględniając równanie (2.5) długość fali, dla której występuje sprzężanie energii pomiędzy modelem rdzeniowym (o indeksie 1) a danym modelem płaszczowym (określonym indeksem i) można wyrazić następującym równaniem:

$$\lambda_i = \Lambda_B \frac{[n_1(\lambda_i) + n_i(\lambda_i)]}{\cos \theta}, \quad (2.6)$$

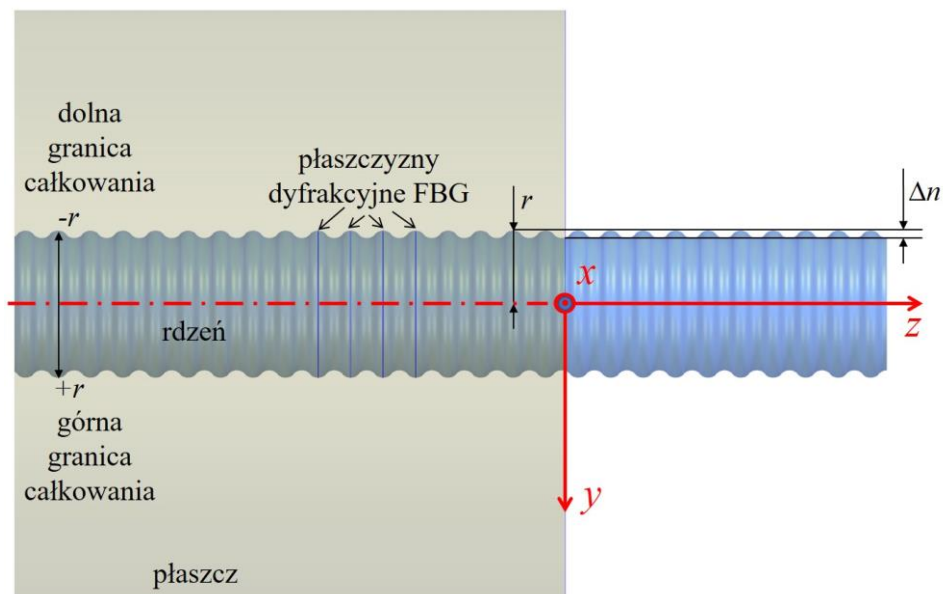
gdzie Λ_B jest okresem struktury Bragga, θ jest kątem nachylenia płaszczyzn dyfrakcyjnych, natomiast n_1 efektywnym współczynnikiem załamania światła pojedynczego modu prowadzonego w rdzeniu odpowiadającemu długości fali λ_i , dla której obserwowane jest sprzężenie, n_i jest efektywnym współczynnikiem załamania światła i -tego modu, odpowiadającemu również długości fali λ_i . W strukturach światłowodowych typu Bragga współczynnik odbicia jest z kolei funkcją długości L struktury oraz wartości współczynnika sprzężania pomiędzy wejściowym modelem rdzeniowym a modelem spełniającym warunek dopasowania fazowego. Ogólnie zależność tą przedstawia wyrażenie:

$$R = \tanh^2(L\kappa), \quad (2.7)$$

przy czym pochylenie płaszczyzn dyfrakcyjnych zmienia wartość współczynnika sprzęgania κ pomiędzy wejściowym modem rdzeniowym a modami płaszczyzowymi zgodnie z poniższym równaniem:

$$\kappa = C \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{E}_1 * \vec{E}_i \Delta n \, dx dy. \quad (2.8)$$

W równaniu (2.8) C jest stałą związaną z normalizacją pól modu rdzeniowego $\vec{E}_1$ oraz modów płaszczyzowych $\vec{E}_i$ [66], natomiast wielkość Δn opisuje zmiany współczynnika załamania światła w strukturze Bragga na jej długości (rys. 2.7).



Rys. 2.7. Modulacja współczynnika załamania tworząca strukturę FBG, wywołana w rdzeniu włókna światłowodowego

Zazwyczaj zmiany współczynnika załamania światła wywołane są w procesie wytwarzania struktur Bragga jedynie w rdzeniu włókna światłowodowego. Zatem $\Delta n \neq 0$ w rdzeniu, natomiast poza rdzeniem $\Delta n = 0$ (rys. 2.7). Całkę z równania 2.8 można zatem ograniczyć z zakresu od $-\infty, +\infty$ do $-r, +r$, gdzie r jest promieniem rdzenia włókna światłowodowego.

Ważną cechą struktury Bragga typu TFBG wytworzonych w rdzeniu włókna światłowodowego jest brak symetrii w płaszczyźnie y - z . Z jednej strony wiemy, że rdzeniowy mod wejściowy jest spolaryzowany liniowo wzdłuż jednego wybranego kierunku ze względu na cylindryczność światłowodu. Z drugiej

strony TFBG ma ściśle zdefiniowaną orientację w przestrzeni. Nachylenie jej płaszczyzn łamie symetrię w osi y - z , zgodnie z oznaczeniami osi na rysunku 2.7 oraz oznaczeniami w całym niniejszym opracowaniu. Jeżeli rozważymy osobno dwa skrajne przypadki, w których światło wprowadzane do struktury TFBG jest liniowo spolaryzowane wzdłuż osi x oraz y , wtedy występujący w równaniu (2.8) iloczyn skalarny wektorów pola elektrycznego modu rdzeniowego $\vec{E}_1$ oraz i -tego modu płaszczowego $\vec{E}_i$ można uprościć do iloczynu wartości tych pól, ponieważ Δn nie jest tensorem w szklach. W równaniu 2.8 całka jest liczona po przekroju poprzecznym (x - y) włókna, a zmiana współczynnika załamania światła jest dla struktury typu FBG stała w zakresie całkowania tj. w zakresie zmian promienia odpowiadających wymiarom rdzenia włókna. Natomiast dla struktur TFBG jest ona funkcją kąta nachylenia w stosunku do normalnej do osi symetrii włókna (osi z) przy czym [66]:

$$\Delta n = f(x, y, z, \theta) = \Delta n \cos \left[\left(\frac{4\pi}{\Lambda} \right) [z \cos(\theta) + y \sin(\theta)] \right], \quad (2.9)$$

zatem otrzymamy:

$$\kappa = c \int_{-r}^{+r} \int_{-r}^{+r} \vec{E}_1 * \vec{E}_i \left\{ \Delta n \cos \left[\left(\frac{4\pi}{\Lambda} \right) [z \cos(\theta) + y \sin(\theta)] \right] \right\} dx dy, \quad (2.10)$$

Jeżeli zatem wprowadzane do struktury światło wejściowe, propagujące w postaci modu rdzeniowego jest spolaryzowane liniowo wzdłuż osi x , wtedy w całce z równania (2.10) uwzględnione zostaną tylko składowe x pola elektrycznego. Jeżeli jednak mod rdzeniowy będzie spolaryzowany w osi y , w równaniu (2.10) uwzględnione zostaną składowe y pola elektrycznego. Pozostałe stany polaryzacji światła wejściowego można traktować jako superpozycję tych dwóch stanów. Implikuje to różnice w sprzęganiu światła w zależności od stanu polaryzacji światła wejściowego. Zgodnie z równaniem (2.10), współczynnik sprzęgania pomiędzy modem rdzeniowym a konkretnym modem płaszczowym będzie zatem przyjmował różne wartości w zależności od orientacji polaryzacji modu wejściowego względem pochyłonych płaszczyzn odbijających struktury TFBG. Zagadnienie to jest również przedmiotem badań przedstawionych w rozdziale 5 i 6.

3. Propagacja światła w pochylonej światłowodowej strukturze periodycznej

W niniejszym rozdziale przedstawiono koncepcję i realizację modelu matematycznego, pozwalającego na opisanie propagacji światła w cylindrycznym włóknie światłowodowym z wytworzoną wzdłuż jego osi, pochyloną strukturą periodyczną. W tym miejscu należy również zwrócić uwagę, że proces wytwarzania struktury Bragga w we włóknie światłowodowym nazywa się również w literaturze zapisem (ang. *Bragg grating inscription*). Analizę rozpoczęto wychodząc od równań Maxwella zapisanych dla układu cylindrycznego odpowiadającego strukturom zapisanym wewnątrz włókien światłowodowych. Wprowadzono również oznaczenia wymiarów charakterystycznych w układzie cylindrycznym włókien światłowodowych z pochylonymi strukturami periodycznymi. Oznaczenia te wykorzystywane są również w pozostałych rozdziałach niniejszego opracowania.

3.1. Zależności opisujące propagację fali elektromagnetycznej w TFBG

Geometria analizowanej struktury przedstawiona została na rysunku 2.1. Budowę modelu matematycznego struktury światłowodowej z modulacją współczynnika załamania światła wytworzoną pod pewnym kątem w stosunku do normalnej do osi włókna można rozpocząć wychodząc od równań Maxwella w układzie SI. W analizowanym przypadku należy określić w jaki sposób pole elektryczne i magnetyczne propaguje przez ukośną strukturę periodyczną. Zakładamy, że w analizowanym układzie nie występuje przepływ ładunków oraz prądu. Uwzględniając geometrię układu, tzn. zakładając, że mamy do czynienia ze światłowodem o kształcie cylindrycznym, równania Maxwella zapiszemy w postaci [100]:

$$\nabla \times \vec{H}(\vec{r}, t) = \left[\varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}) / c \right] \partial_t \vec{E}(\vec{r}, t), \quad (3.1)$$

$$\nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t) = -[\mu_0 / c] \partial_t \vec{H}(\vec{r}, t). \quad (3.2)$$

Operator rotacji ∇ działa w analizowanym układzie cylindrycznym na pola wektorowe $\vec{H}$ oraz $\vec{E}$, które zgodnie z równaniami (3.1) i (3.2) są jednocześnie funkcjami współrzędnej cylindrycznej $-r$ oraz czasu $-t$. Indeksami 0 oznaczono wartości stałe dla próżni, przy czym ε_0 oznacza przenikalność elektryczną, zaś μ_0 – przenikalność magnetyczną. $\varepsilon(\vec{r})$ oznacza przenikalność elektryczną rozpatrywanego światłowodu, c będzie zaś oznaczać prędkość światła w próżni. W równaniach (3.1) i (2.3) założono, że wektory pól magnetycznego

$\vec{H}(\vec{r}, t)$ oraz elektrycznego $\vec{E}(\vec{r}, t)$ zmieniają się harmonicznym w czasie, proporcjonalnie do czynnika $e^{j\omega t}$.

Jeżeli uwzględnione zostanie prawo Gaussa dla elektryczności oraz magnetyzmu zakładając jednocześnie, że pole magnetyczne wewnątrz światłowodu z pochyłą modulacją współczynnika załamania światła jest bezźródłowe oraz, że brak jest źródeł pola elektrycznego w postaci ładunków wewnątrz włókna światłowodowego, możemy zapisać następująco:

$$\nabla \cdot \vec{H}(\vec{r}, t) = 0, \quad (3.3)$$

$$\nabla \cdot [\varepsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}, t)] = 0. \quad (3.4)$$

Podstawowym zagadnieniem będzie zatem rozdzielanie równań Maxwella w taki sposób, aby uzyskać pełny opis pola elektrycznego $\vec{E}$ i magnetycznego $\vec{H}$. W związku z powyższym możemy wyznaczyć pochodną po czasie a następnie zastosować operator rotacji do obydwu równań. Można teraz przemnożyć przez operator rotacji obydwa wektory pól, przy czym wyrażenie $\nabla \times \vec{H}$ należy wprowadzić do równania (3.2), natomiast wyrażenie $\nabla \times \vec{E}$ do równania (3.1). Możemy w ten sposób zapisać równania Maxwella, rozdzielając wektory $\vec{E}$ i $\vec{H}$:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E}(\vec{r}) = \varepsilon(\vec{r}) k_0^2 \vec{E}(\vec{r}), \quad (3.5)$$

przy czym zgodnie z prawem Gaussa dla elektryczności zakładając, że całkowity ładunek zawarty wewnątrz powierzchni światłowodu jest równy zero [100] otrzymamy następujące wyrażenie:

$$\nabla \cdot [\varepsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r})] = 0. \quad (3.6)$$

Postępując analogicznie w przypadku pola magnetycznego otrzymamy:

$$\nabla \times [1/\varepsilon(\vec{r})] \nabla \times \vec{H}(\vec{r}) = k_0^2 \vec{H}(\vec{r}). \quad (3.7)$$

Równanie (3.7) analogicznie do (3.5) możemy uprościć uwzględniając prawo Gaussa dla magnetyzmu [100] oraz zakładając, że pole magnetyczne we włóknie światłowodowym jest bezźródłowe, otrzymamy wtedy:

$$\nabla \cdot \vec{H}(\vec{r}) = 0, \quad (3.8)$$

gdzie k_0 jest liczbą falową w próżni, przy czym: $k_0 = \omega / c$, natomiast pulsacja: $\omega = 1 / \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$. W ten sposób równania (3.6) i (3.8) zawierają pełny opis pola elektromagnetycznego. Istnieją dwa sposoby wyznaczenia wektorów tak opisanego pola elektromagnetycznego. Z jednej strony można w pierwszej kolejności wyznaczyć wartość wektora pola elektrycznego $\vec{E}$ wykorzystując równania (3.5) i (3.6), a następnie wyznaczyć wartość wektora pola magnetycznego $\vec{H}$. Należy wtedy postępować zgodnie z prawem indukcji elektromagnetycznej Faradaya uwzględniając wyrażenie $\nabla \times \vec{E}$ i jednocześnie wykorzystując równanie Maxwella zdefiniowane zależnością (3.2). Z drugiej strony istnieje również możliwość, aby w pierwszej kolejności wyznaczyć wartość wektora pola magnetycznego $\vec{H}$ wykorzystując równania (3.7) oraz (3.8) i w takim przypadku wartość wektora pola elektrycznego $\vec{E}$ można wyznaczyć zgodnie z prawem Ampère'a wykorzystując wyrażenie $\nabla \times \vec{H}$ i korzystając z równania Maxwella (3.1). Zwróćmy jednak uwagę, że wykorzystanie możliwości pierwszej, czyli skorzystanie z równań (3.5) i (3.6) jest efektywniejsze ze względu na konieczność obliczania czynnika $\nabla \times [1/\varepsilon(\vec{r})]\nabla \times \vec{H}(\vec{r})$.

Wykorzystując tożsamości operatorowe i wektorowe, uwzględniając równanie Lagrange'a możemy zapisać:

$$\text{rot rot } \vec{E} = \nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = \nabla (\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E}, \quad (3.9)$$

oraz uwzględniając, że w równaniu Gaussa (3.4) wielkość ε , reprezentująca przenikalność elektryczną jest skalarą, zaś $\vec{E}$ jest wektorem, możemy to równanie rozwinąć do następującej postaci:

$$\nabla \cdot [\varepsilon \vec{E}] = 0 \Rightarrow \varepsilon \nabla \cdot \vec{E} + \vec{E} \nabla \varepsilon = 0. \quad (3.10)$$

Korzystając z tożsamości wektorowych oraz równań (3.9) i (3.10) otrzymamy:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -\nabla \left(\vec{E} \cdot \frac{\nabla \varepsilon}{\varepsilon} \right) - \nabla^2 \vec{E}. \quad (3.11)$$

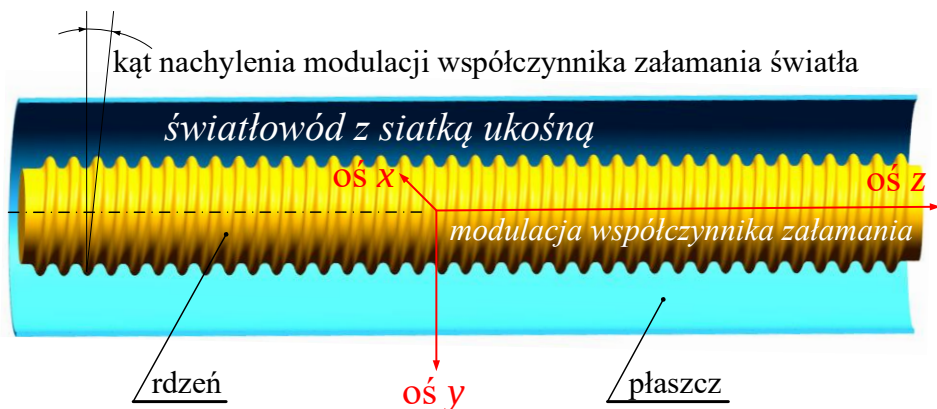
Zatem równania (3.5) i (3.6) można zapisać w postaci jednego równania (3.12), przedstawionego poniżej:

$$\nabla^2 \vec{E} + \varepsilon k_0^2 \vec{E} = -\nabla \left(\vec{E} \cdot \frac{\nabla \varepsilon}{\varepsilon} \right). \quad (3.12)$$

Równanie (3.12) opisuje zatem falę elektromagnetyczną w jednorodnym materiale niemagnetycznym, jakim jest włókno światłowodowe. Wyznaczenie wartości wektora pola elektrycznego $\vec{E}$ pozwala również na wyznaczenie wartości odpowiadającego mu wektora pola magnetycznego $\vec{H}$. Jest to możliwe poprzez wykorzystanie operacji rotacji $\nabla \times \vec{E}$ z równania (3.2). Celem dalszej części niniejszego rozdziału będzie zatem znalezienie rozwiązania równania fali propagującej w strukturze periodycznej wytworzonej pod pewnym kątem w stosunku do osi światłowodu cylindrycznego.

3.2. Geometria układu

W tej części rozdziału opisano zmienną na długości włókna sinusoidalną modulację współczynnika załamania światła, zapisaną dodatkowo pod pewnym kątem w stosunku do osi włókna optycznego. Zmianę współczynnika załamania światła w tego typu strukturze przedstawia rysunek 3.1, na którym zaznaczono wspomnianą modulację w rdzeniu włókna światłowodowego. Zmiana współczynnika załamania światła przedstawiona na rysunku 3.1 może być wywołana np. poprzez skierowanie na odpowiednio przygotowane włókno optyczne obrazu dyfrakcyjnego światła ultrafioletowego (o długości fali rzędu 248 nm) wytworzonego przez układ lasera UV i maski fazowej [62, 202, 203, 255].



Rys. 3.1. Modulacja współczynnika załamania światła we włóknie światłowodowym, umieszczona pod pewnym kątem w stosunku do osi włókna z

W celu analizy propagacji światła w takim układzie wykorzystamy skalarnie równanie Helmholtza w postaci:

$$(\nabla^2 + k^2)u(\vec{r}) = f(\vec{r}), \quad (3.13)$$

$$\left(\partial_\rho(\rho\partial_\rho)/\rho + \partial_\phi^2/\rho^2 + \partial_z^2 + k_0^2 n^2(\rho, \phi, z)\right)u(\rho, \phi, z) = f(\rho, \phi, z), \quad (3.14)$$

Uwzględniając równanie Sturm-Liouville’a [237] i wprowadzając operator liniowy L równanie (3.14) można w uproszczeniu zapisać w postaci:

$$Lu(\rho, \phi, z) = f(\rho, \phi, z). \quad (3.15)$$

Współrzędne ρ, ϕ, z są argumentami funkcji współczynnika załamania światła w rozważanej strukturze periodycznej. Funkcję przedstawiającą zmiany współczynnika załamania światła przedstawimy zatem w postaci:

$$n = n(\rho, \phi, z), \quad (3.16)$$

a zatem wartość współczynnika załamania światła w dowolnym miejscu światłowodu z wytworzoną zmianą współczynnika załamania światła w rdzeniu zależy od współrzędnych ρ, ϕ, z . W przypadku prostej struktury Bragga, współczynnik załamania jest funkcją współrzędnych ρ i z , natomiast w strukturze, w której modulacja współczynnika załamania jest wytworzona pod pewnym niezerowym kątem w stosunku do osi światłowodu, n staje się funkcją wszystkich trzech współrzędnych. W takim przypadku mówimy, że w tzw. strukturze ukośnej następuje sprzężenie trzech współrzędnych: ρ, ϕ, z . Jeżeli to sprzężenie jest relatywnie słabe, możemy do analizy takiej struktury wykorzystać teorię rachunku zaburzeń [68, 196]. W pierwszej kolejności należy znaleźć rozwiązanie równania niesprężonego dla regionu bez zaburzeń, tj. bez perturbacji współczynnika załamania światła, a następnie wykorzystując te rozwiązania należy rozwiązać problem sprzężenia. Zakładając, że zaburzenie jest o wiele mniejsze wzdłuż osi z niż w kierunku promieniowym ρ , równanie opisujące rozkład współczynnika załamania światła zapiszemy teraz w postaci:

$$n^2(\rho, \phi, z) \sim n_0^2(\rho) + \Delta(\rho, \phi, z). \quad (3.17)$$

Przy takim zapisie czynnik $\Delta(\rho, \phi, z)$ jest znacznie mniejszy od $n_0^2(\rho)$. Następnym krokiem jest znalezienie takich funkcji bazowych $b_k(r)$, które będą rozwiązaniem problemu sprzężenia. Istnieje kilka sposobów, aby znaleźć funkcje bazowe $b_k(r)$. W rozpatrywanym przypadku najwygodniejsze będzie wykorzystanie składowej promieniowej L_ρ operatora Sturm-Liouville'a L z równania (3.15). Szukane funkcje bazowe powinny spełniać warunek ortogonalności (3.16) w stosunku do funkcji wagowych. Powinny one również stanowić kompletny zestaw funkcji, obejmujących przestrzeń rozwiązania. Przed wyznaczeniem funkcji $b_k(r)$ operator L zdefiniowany równaniami (3.14) i (3.15) można rozdzielić na składową promieniową ρ i podłużną z . Zgodnie z [16, 283] problem można sprowadzić do znalezienia rozwiązania w postaci sumy następujących ciągów:

$$u(\rho, \phi, z) = \sum_m \zeta^m(\rho, z) e^{jm\phi}. \quad (3.18)$$

W dalszej części będziemy używać powyższych indeksów w odniesieniu do funkcji zależnych od współrzędnej kątowej. Z faktu, iż funkcja $u(\rho, \phi, z)$ przyjmuje taką samą wartość dla $\phi = 0$ oraz $\phi = 2\pi$ wynika, że $m = \pm 1, 2, 3, \dots$ dla $\phi \in [0, 2\pi]$.

Podstawiając równanie (3.18) do równania Helmholtza, które zapisane jest w postaci (3.14) oraz uwzględniając równanie (3.17) otrzymamy następującą zależność:

$$f(\rho, \phi, z) = \sum_m \left[\partial_\rho (\rho \partial_\rho) / \rho - m^2 / \rho^2 + k_0^2 n_0^2(\rho) + \partial_z^2 + k_0^2 \Delta(\rho, \phi, z) \right] \zeta^m(\rho, z) e^{jm\phi}. \quad (2.19)$$

Uwzględniając teraz równanie (3.15) oraz to, że w rozpatrywanym przypadku najwygodniejsze będzie wykorzystanie składowej promieniowej L_ρ operatora L z tego równania otrzymamy krótszy zapis równania (3.19) w postaci:

$$f(\rho, \phi, z) = \sum_m \left[L_\rho^m + \partial_z^2 + k_0^2 \Delta(\rho, \phi, z) \right] \zeta^m(\rho, z) e^{jm\phi}. \quad (3.20)$$

Operator działający we współrzędnej ρ oznaczmy jako L_ρ^m i nazwiemy go radialną częścią operatora L , przy czym:

$$L_\rho^m = \left[\partial_\rho (\rho \partial_\rho) / \rho \right] - \left[m^2 / \rho^2 \right] + k_0^2 n_0^2(\rho). \quad (3.21)$$

Funkcje bazowe można teraz wyznaczyć rozwiązując następujące równanie własne:

$$L_\rho^m b_k^m(\rho) = \lambda_k^m b_k^m(\rho), \quad (3.22)$$

w którym $b_k^m(\rho)$ są funkcjami własnymi obejmującymi przestrzeń rozwiązania. Wykorzystamy je zatem do uzyskania rozwiązania problemu sprzężonego opisanego równaniem (3.14). Zgodnie z teorią wektorów i wartości własnych wielkość λ_k^m będziemy nazywać wartością własną przekształcenia L_ρ^m .

Założmy teraz, że znaleźliśmy funkcje bazowe $b_k^m(\rho)$ i możemy kontynuować rozwiązanie równania sprzężonego (3.14). W tym przypadku sprzężenie jest opisane przez czynniki $\varsigma^m(\rho, z)$ oraz $\Delta(\rho, \phi, z)$ w równaniach (3.18) i (3.19). Istnieje możliwość rozprężnięcia współrzędnych (ρ, z) poprzez rozwinięcie czynnika $\varsigma_m(\rho, z)$ na szereg o funkcjach bazowych $b_k^m(\rho)$, podobnie jak to miało miejsce w przypadku równania (3.18).

$$\varsigma_m(\rho, z) = \sum_k \Sigma_k^m(z) b_k^m(\rho). \quad (3.23)$$

Po wprowadzeniu szeregów opisanych równaniem (3.23) do równania (3.20) otrzymamy:

$$f(\rho, \phi, z) = \sum_k \sum_m \left[L_\rho^m + \partial_z^2 + k_0^2 \Delta(\rho, \phi, z) \right] \Sigma_k^m(z) b_k^m(\rho) e^{jm\phi}. \quad (3.24)$$

Równanie własne (3.22) pozwala zastąpić iloczyn $L_\rho^m b_k^m(\rho)$ poprzez $\lambda_k^m b_k^m(\rho)$. W takim przypadku (3.24) przyjmie postać (3.25):

$$f(\rho, \phi, z) = \sum_k \sum_m \left[\lambda_k^m + d^2 z + k_0^2 \Delta(\rho, \phi, z) \right] \Sigma_k^m(z) b_k^m(\rho) e^{jm\phi}. \quad (3.25)$$

W ten sposób układ sprzężonych równań różniczkowych zwyczajnych zawiera tylko jedną zmienną z . Możemy dalej uprościć równanie różniczkowe, wprowadzając zmienną ζ i zapisać go w postaci:

$$\zeta_k^m(\rho, \phi) = b_k^m(\rho) e^{jm\phi}. \quad (3.26)$$

Wtedy równanie różniczkowe (3.25) zapiszemy następująco:

$$f(\rho, \phi, z) = \sum_k \sum_m \left[\lambda_k^m + d^2 z + k_0^2 \Delta(\rho, \phi, z) \right] \Sigma_k^m(z) \zeta_k^m(\rho, \phi). \quad (3.27)$$

Rozważmy teraz ortogonalne właściwości funkcji $\zeta_k^m(\rho, \phi)$ całkując je w granicach od 0 do 2π w dziedzinie ρ oraz od 0 do $+\infty$ w dziedzinie ϕ , co zapiszemy w postaci:

$$\begin{aligned}
& \int_0^{2\pi} \int_0^{+\infty} \rho \zeta_i^n \zeta_k^{*m} d\rho d\phi = \\
& = \int_0^{2\pi} \int_0^{+\infty} \rho [b_i^n(\rho) e^{jn\phi}] [b_k^m(\rho) e^{-jm\phi}] d\rho d\phi = \\
& = \int_0^{+\infty} \rho b_i^n(\rho) b_k^m(\rho) d\rho \int_0^{2\pi} e^{jn\phi} e^{-jm\phi} d\phi = \\
& = \eta_{ik}^{mn} \delta_{ik} 2\pi \delta_{mn},
\end{aligned} \tag{3.28}$$

gdzie czynnik normujący η_{ik}^{mn} jest zdefiniowany równaniem:

$$\eta_{ik}^{mn} = \int_0^{+\infty} \rho b_i^n(\rho) b_k^m(\rho) d\rho. \tag{3.29}$$

Indeksy górne i dolne będą dalej używane w odniesieniu do konkretnej rodziny modów oraz w celu oznaczenia określonego modu znajdującego się w danej rodzinie modów. Określiliśmy w ten sposób własności ortogonalne funkcji harmonicznych oraz bazowych.

Równanie (3.28) jest różne od zera wtedy i tylko wtedy, gdy $i \neq k$ i jednocześnie $m \neq n$ w przeciwnym razie wynosi zero, w ten sposób udowodniliśmy, że funkcje $\zeta_k^m(\rho, \phi)$ są ortogonalne. Iloczyn skalarny obu stron równania (3.27) będzie zatem równy:

$$\begin{aligned}
& \sum_{k,m} (\lambda_k^m + d^2 z) \left[\int \rho \zeta_i^{*n} \zeta_k^m d\rho d\phi \right] \Sigma_k^m(z) + \\
& + \sum_{k,m} \left[\int \rho \zeta_i^{*n} \zeta_k^m \Delta d\rho d\phi \right] \Sigma_k^m(z) = \int \rho \zeta_i^{*n} f(\rho, \phi, z) d\rho d\phi,
\end{aligned} \tag{3.30}$$

gdzie $\zeta_i^{*n}(\rho, \phi) = b_i^n(\rho) e^{-jn\phi}$ jest sprzężeniem funkcji $\zeta_i^n(\rho, \phi)$. Biorąc pod uwagę równanie ortogonalności, otrzymujemy układ równań różniczkowych w następującej postaci:

$$(\lambda_i^n + d^2 z) \Sigma_i^n(z) + \sum_k \sum_m [T_{ik}^{mn}(z)] \Sigma_k^m(z) = M_i^n(z), \tag{3.31}$$

przy czym w równaniu (3.31) $T_{ik}^{mn}(z)$ jest równe:

$$T_{ik}^{mn}(z) = \left[1 / 2\pi\eta_i^n \right] \cdot \left[\int_0^{2\pi} \int_0^{+\infty} \rho k_0^2 \Delta(\rho, \phi, z) b_i^n(\rho) b_k^m(\rho) e^{-jn\phi} e^{jm\phi} d\rho d\phi \right] \quad (3.32)$$

natomiast funkcja $M_i^n(z)$ dana jest równaniem:

$$M_i^n(z) = \left[1 / 2\pi\eta_i^n \right] \int_0^{2\pi} \int_0^{+\infty} [\rho f(\rho, \phi, z) b_i^n(\rho) e^{-jn\phi}] d\rho d\phi, \quad (3.33)$$

przy czym czynnik η_i^n , występujący w równaniach (3.32) oraz (3.33) jest równy:

$$\eta_i^n = \int_0^{+\infty} [\rho b_i^n(\rho) b_i^n(\rho)] d\rho. \quad (3.34)$$

Jeżeli wyznaczymy wszystkie funkcje $\Sigma_i^n(z)$ z układu równań (3.31) i uwzględnimy równania (3.18) i (3.23), wtedy rozwiązanie zagadnienia propagacji światła opiszemy następującą sumą szeregów:

$$u(\rho, \phi, z) = \sum_m \sum_k \Sigma_k^m(z) b_k^m(\rho) e^{jm\phi}. \quad (3.35)$$

Układ równań (3.31)–(3.34) pozwala na wyprowadzenie opisu matematycznego procesu propagacji światła w cylindrycznym włóknie światłowodowym z ukośną strukturą periodyczną zapisaną wzdłuż osi z . Charakterystyczne jest to, że równanie (3.31) należy rozwiązywać dla konkretnych par indeksów m i n . Analogicznie do mechaniki kwantowej i liczb kwantowych górny indeks może odnosić się do orbitalnej liczby kwantowej (tzw. pobocznej liczby kwantowej), oznaczając przy tym określoną rodzinę modów z konkretnym (ściśle określonym) momentem pędu. Z kolei indeks dolny może odnosić się do głównej liczby kwantowej, oznaczając jednocześnie konkretny (ściśle określony) mod z danej rodziny modów.

W ogólnym przypadku równanie własne opisujące mody wektorowe zapiszemy następująco [21]:

$$\begin{bmatrix} E_{11} & E_{12} \\ E_{21} & E_{22} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} E_\rho \\ E_\phi \end{bmatrix} = \beta^2 \begin{bmatrix} E_\rho \\ E_\phi \end{bmatrix}, \quad (3.36)$$

gdzie:

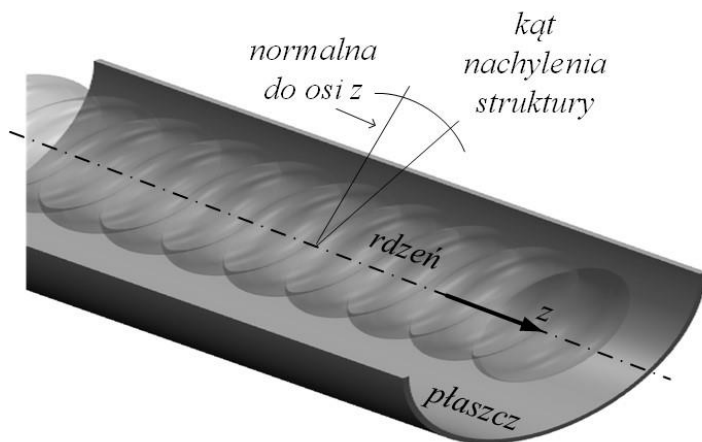
$$\begin{aligned}
E_{11} &= d_\rho^2 + (d_\rho / \rho) + (\ln \varepsilon)' d_\rho - \left[(m^2 + 1) / \rho^2 \right] + \varepsilon k_0^2 + (\ln \varepsilon)'' \\
E_{12} &= -j2m / \rho^2 \\
E_{21} &= (j2m / \rho^2) + (jm / \rho)(\ln \varepsilon)' \\
E_{22} &= d_\rho^2 + (d_\rho / \rho) - \left[(m^2 + 1) / \rho^2 \right] + \varepsilon k_0^2.
\end{aligned} \tag{3.37}$$

zatem:

$$\left[L_\rho^m \right] \vec{b}_k^m(\rho) = \lambda_k^m \vec{b}_k^m(\rho). \tag{3.38}$$

W równaniach (3.37) $\varepsilon = \varepsilon(\rho)$ jest niezależne od zmiennych z i ϕ .

Problem zdefiniowany przez cząstkowe równania różniczkowe ze sprzężeniem pomiędzy współrzędnymi z , ϕ oraz ρ można zatem zredukować do układu zwykłych równań różniczkowych sprzężonych tylko wzdłuż osi z . Sprowadzamy nasz model matematyczny do takiej postaci, w której występuje tylko sprzężenie zmiennych wzdłuż jednego wymiaru – wymiaru z . Sprzężenie to jest wprowadzone poprzez występowanie elementów macierzy oznaczonych jako funkcje $\left[T_{ik}^{mn}(z) \right]$, zmieniające swoją wartość wzdłuż osi z i określonych przez profil siatki $\Delta(\rho, \phi, z)$. Funkcje bazowe $b_i^n[\rho]$ zależą od profilu radialnego włókna światłowodowego. W celu wyznaczenia elementów macierzy $\left[T_{ik}^{mn}(z) \right]$, z równania (3.31) należy obliczyć transfer energii z podstawowego modu rdzeniowego do modów płaszczowych. W tym celu wykorzystać można teorię modów sprzężonych. Podejście oparte na teorii modów sprzężonych CMT (ang.: *coupled-mode theory*) zastosowanej do analizy propagacji światła w ukośnych siatkach Bragga zostało zaproponowane przez Erdogana i Sipe'a [66]. Propagację światła można również wyznaczać poprzez zastosowanie podejścia klasycznej optyki geometrycznej [130]. Stosowane są również inne alternatywne metody, np. oparte na tzw. teorii anten lub równorzędnym [111]. Strukturę o pochylonej w stosunku do osi włókna modulacji współczynnika załamania przedstawia rysunek 3.3.



Rys. 3.3. Zmiana współczynnika załamania światła w światłowodowej strukturze periodycznej pochylonej

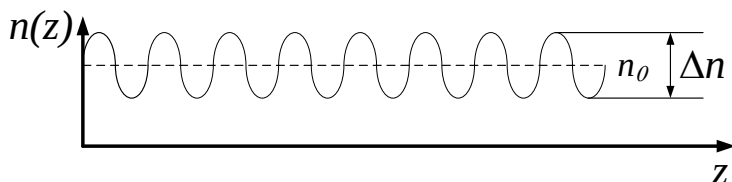
Struktura taka jest zmodulowana przy wykorzystaniu funkcji opisującej zmianę współczynnika załamania światła i pochylonej w stosunku do osi optycznej. W dalszej części wykazano, że kąt nachylenia modulacji współczynnika załamania światła odgrywa kluczową rolę w selektywnym sprzężeniu światła pomiędzy modem rdzeniowym a modami płaszczowymi.

Zakładając, że mamy do czynienia z jednorodną siatką Bragga, zapisaną wzdłuż osi z , zmiany współczynnika załamania światła w rdzeniu można opisać w następującej formie:

$$n(\rho, \phi, z) = n_0(\rho) + \Delta n(\rho, \phi, z). \quad (3.39)$$

Rysunek 3.4 przedstawia zmianę współczynnika załamania wzdłuż osi z , przy czym możemy zapisać, że [16, 283]:

$$n^2 = n_0^2 + n_0 \Delta n + (\Delta n)^2. \quad (3.40)$$



Rys. 3.4. Zmiany współczynnika załamania światła w jednorodnej i prostej strukturze periodycznej zapisanej w rdzeniu światłowodu

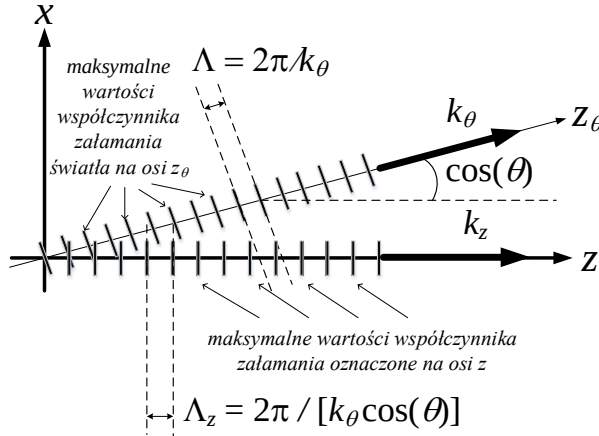
Zgodnie z rysunkiem 3.4, zmiana współczynnika załamania pomiędzy poszczególnymi okresami Δn jest o wiele mniejsza od średniej wartości współczynnika załamania światła n_0 zatem możemy zapisać, że:

$$n^2 \sim n_0^2 + n_0 \Delta n, \quad (3.41)$$

a zgodnie z równaniem (3.39) zapiszemy dalej, że:

$$n^2 = n_0^2 + \Delta. \quad (3.42)$$

Zdefiniujmy teraz moduły wektorów falowych w rozważanej strukturze TFBG ogólnie oznaczmy jako k . W przypadku TFBG mamy do czynienia z dwoma różnymi, ale zależnymi od siebie liczbami falowymi, będącymi miarą tych wektorów falowych.



Rys. 3.5. Oznaczenie liczb falowych w strukturze TFBG

Liczbę falową związaną z wektorem falowym zgodnym z osią nachylenia płaszczyzn TFBG oznaczmy jako k_θ , przy czym zapiszemy, że [162]:

$$k_\theta = \frac{2\pi}{\Lambda}, \quad (3.43)$$

natomiast liczbę falową będącą modulem wektora falowego zgodnego z osią z , wzdłuż której zapisana jest struktura TFBG oznaczmy przez k_z , przy czym zgodnie z rysunkiem 3.5 wzajemna relacja pomiędzy k_θ a k_z jest opisana równaniem:

$$k_z = k_\theta \cos(\theta). \quad (3.44)$$

Zatem przy założeniu, że oś z_θ jest osią pochyłoną pod kątem θ w stosunku do osi z oraz, że płaszczyzny odbijające siatki są zapisane równolegle do osi y , co pokazano na rysunku 3.5, można zapisać, że:

$$\Delta(\rho, \phi, z) = n_0(\rho) \Delta n(\rho, \phi, z) = n_0(\rho) \delta(\rho) \cos(k_\theta z_\theta). \quad (3.45)$$

Jeżeli natomiast oś z_θ przetransformujemy na oś z poprzez obrót układu współrzędnych wokół osi y , wtedy możemy zapisać następującą relację:

$$z_\theta = x \sin(\theta) - z \cos(\theta). \quad (3.46)$$

Indeksy dolne zawierające symbol θ oznaczają wartości wzdłuż osi pochyłonej o kąt nachylenia siatki θ w stosunku do osi z , natomiast indeksy dolne zawierające symbol z , ρ oznaczają te same wielkości zdefiniowane we współrzędnych – odpowiednio z i ρ . Możemy również zapisać, że:

$$x = \rho \cos(\phi). \quad (3.47)$$

Co jest zgodne również z następującą zależnością [17]:

$$k_x \cos(\phi) = k_\theta \sin(\theta) \sin(\phi). \quad (3.48)$$

3.3. Dostosowanie teorii modów sprzężonych do analizy ukośnych struktur periodycznych

Metoda modów sprzężonych została zastosowana w elektromagnetyzmie już we wczesnych latach pięćdziesiątych XX wieku i początkowo była stosowana do analizy pracy wzmacniaczy lub źródeł mocy w impulsowych układach radiolokacyjnych oraz układów mikrofalowych i lamp z falą bieżącą [193]. Lata siedemdziesiąte obfitowały w szereg prac opisujących możliwość zastosowania tej teorii do opisu propagacji fali w falowodach i rezonatorach [9, 40, 173, 174, 179, 193, 195, 214]. Powstały wtedy również prace analizujące propagację fal w mediach o powtarzających się okresowo parametrach czasowo-przestrzennych [225, 226]. Obecnie teoria modów sprzężonych ma również szerokie zastosowanie przy analizie i syntezie kryształów fotonicznych [56, 57, 67, 223] oraz rezonatorów optycznych [87, 112, 147] i akustycznych [169]. Struktura TFBG umożliwia transfer energii początkowo zamkniętej w rdzeniu włókna, do modów płaszczyznowych. Wiadomo również, że w analizowanym przypadku występuje również warunek dopasowania fazowego dla światła propagującego w kierunku przeciwnym do kierunku światła wprowadzonego, co jest wyjaśnione w dalszej części rozdziału.

Jak już wykazano, propagację światła można opisać sumą szeregów $u(\rho, \phi, z)$ opisanych relacją (3.35). Rozwiązanie tego równania może być zapisane w postaci następujących szeregów:

$$u(\rho, \phi, z) = \sum_m \sum_k A_k^m(z) b_k^m(\rho) e^{im\phi} e^{i\beta_k^m z}, \quad (3.49)$$

gdzie A_k^m są stałymi przy założeniu braku zmian współczynnika załamania w rdzeniu włókna, natomiast $\beta_k^m = \sqrt{\lambda_k^m}$ są stałymi propagacji. Uwzględniając układ równań różniczkowych (3.31) oraz zakładając, że nie ma żadnego wewnętrznego źródła światła zapiszemy:

$$(\lambda_i^n + d_z^2) \Sigma_i^n(z) = - \sum_k \sum_m [T_{ik}^{mn}(z)] \Sigma_k^m(z). \quad (3.50)$$

Jeżeli założymy brak zmian współczynnika załamania światła w rdzeniu wtedy prawa strona równania (3.50) może zostać wyzerowana i wtedy rozwiązania w postaci współczynników sprzęgania przyjmą postać: $\Sigma_i^n(z) = A_k^m e^{i\sqrt{\lambda_k^m} z}$. Natomiast w przypadku gdy pojawią się zmiany współczynnika załamania w rdzeniu włókna światłowodowego, wtedy stałe A_k^m należy zastąpić funkcjami $A_k^m = A_k^m(z)$ wzdłuż współrzędnej z . Wtedy $\Sigma_i^n(z)$ zapiszemy w postaci:

$$\Sigma_i^n(z) = A_k^m(z) e^{i\sqrt{\lambda_k^m} z} = A_k^m(z) e^{i\beta_k^m z}. \quad (3.51)$$

Uwzględniając fakt, że następuje sprzęganie energii pomiędzy modem rdzeniowym o stałej propagacji, którą oznaczonej jako β_1 a modami płaszczowymi o stałej propagacji, które w ogólnej postaci oznaczymy jako β_2 można zdefiniować dwa warunki dopasowania [16, 283], które opiszemy równaniami sprzęgania w kierunku zgodnym (2.67) i przeciwnym (2.68):

$$\Delta\phi = k_z + \beta_2 - \beta_1 = 0, \quad (3.52)$$

$$\Delta\phi = k_z + \beta_1 - \beta_2 = 0. \quad (3.53)$$

Dla przykładu, w celu analizy odbicia Bragga należy uwzględnić jedynie sprzęganie w kierunku przeciwnym. W tym miejscu najczęściej wprowadza się również parametr określający tzw. niedopasowanie fazowe, które oznaczymy jako δ , przy czym:

$$\delta = -k_z + \beta_1 - \beta_2 \rightarrow 0. \quad (3.54)$$

Przyjmujemy również, że stała propagacji β_1 jest dodatnia i opisuje ona sprzężanie wstecz, natomiast stała propagacji β_2 występuje ze znakiem ujemnym, oznaczając sprzężanie w przód, zgodne z kierunkiem propagacji fali wejściowej.

Zamiast rozważać sprzężanie mocy pomiędzy wszystkimi modami jednocześnie, możemy rozważyć jedynie sprzężanie mocy pomiędzy dwoma modami – modem rdzeniowym i jednym z modów płaszczowych. To założenie jest konieczne, aby zrozumieć podstawowe właściwości transferu energii z modu rdzeniowego do konkretnego modu płaszczowego. Gdy energia zostanie przeniesiona do określonego modu płaszczowego, nie może ona się ponownie sprzęgać do innych modów płaszczowych ze względu na znaczne niedopasowanie fazowe. Zakładając, że amplitudy $A_k^m(z)$ są wielkościami wolnozmiennymi, możemy zapisać, że [117, 142, 222]:

$$d_z^2 A_k^m(z) \ll \beta_\alpha d_z A_k^m(z). \quad (3.55)$$

Wyrażenie (2.65) przyjmie wtedy postać następujących równań:

$$i2\beta_1 d_z A_1(z) + \kappa e^{-j\delta z} A_2(z) = 0, \quad (3.56)$$

$$i2\beta_2 d_z A_2(z) + \kappa^* e^{j\delta z} A_1(z) = 0, \quad (3.57)$$

przy czym κ jest współczynnikiem sprzężenia, który może być obliczony zgodnie z równaniem

$$\kappa = [T_{12}] = [T_{21}]^*. \quad (3.58)$$

Rozwiązanie równań (3.56) i (3.57) dla przypadku gdy $\delta = 0$, który jest warunkiem dopasowania fazowego, najczęściej zapisuje się w postaci równań (3.59) i (3.60) w następującej postaci [16]:

$$A_1(z) = \cosh \left[\frac{\kappa(z-L)}{2\sqrt{\beta_1\beta_2}} \right] \sqrt{\cosh \left[\frac{\kappa L}{2\sqrt{\beta_1\beta_2}} \right]}, \quad (3.59)$$

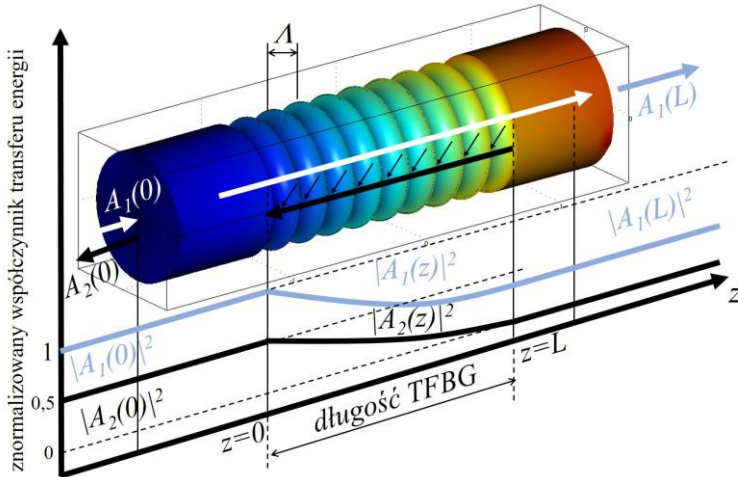
$$A_2(z) = i \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_2}} \sinh \left[\frac{\kappa(z-L)}{2\sqrt{\beta_1\beta_2}} \right] \sqrt{\sinh \left[\frac{\kappa L}{2\sqrt{\beta_1\beta_2}} \right]}. \quad (3.60)$$

Poszczególne amplitudy A modów TFBG mają następującą interpretację. Mod rdzeniowy o amplitudzie $A_1(z)$ jest modem wejściowym dla $z=0$ do obszaru włókna, w którym zapisana jest struktura TFBG. Zatem dla obszaru

zmian współczynnika załamania współrzędna $z \in [0, L]$ możemy zapisać, że $A_1(0)=1$. Mod płaszczowy $A_2(z)$ jest generowany w związku z tym, że we włóknie występują zmiany współczynnika załamania będące wynikiem istnienia TFBG. Zatem $A_2(z)$ osiągnie wartość zerową na końcu rejonu ze zmiennym współczynnikiem załamania światła, zatem zapiszemy, że $A_2(L)=0$. Na rysunku 3.6 przedstawiono rozkłady moc modów fali wprowadzanej oraz rozpraszanej na strukturze TFBG. Można zauważyć, że wartości mocy modów nie zmieniają się skokowo dla $z=0$ oraz $z=L$, co jest zgodne z równaniami opisującymi $A_1(z)$ (3.59) oraz $A_2(z)$ (3.60). Zakładając tak jak poprzednio, że $A_1(0)=1$ oraz $A_2(L)=0$ dla ogólnego przypadku niezerowej fazy, inaczej tzw. niedopasowania fazowego ($\delta \neq 0$) możemy otrzymać rozwiązania $A_1(L)$ oraz $A_2(0)$, wyznaczając tym samym wartości amplitud A_1 i A_2 na granicach zaburzeń współczynnika załamania światła, czyli jego perturbacji związanych z istnieniem TFBG:

$$A_1(L) = \sigma e^{-iL\delta/2} / [\sigma \cosh(L\delta/2) - i\delta \sinh(L\delta/2)], \quad (3.61)$$

$$A_2(0) = -\frac{i\kappa}{\beta_2} \sinh(L\delta/2) / [\sigma \cosh(L\delta/2) - i\delta \sinh(L\delta/2)]. \quad (3.62)$$



Rys. 3.6. Ilustracja transferu energii pomiędzy modelem wprowadzanym $A_1(z)$ i rozpraszanym wstecz modelem płaszczowym $A_2(z)$ dla przypadku sprzęgania w kierunku przeciwnym

Występująca w równaniach (3.61) oraz (3.62) wielkość L jest długością modulacji współczynnika załamania światła we włóknie, która odpowiada długości TFBG, β_1 jest stałą propagacji dla modu rdzeniowego, a β_2 jest stałą propagacji dla modu płaszczowego, natomiast $\sigma = \sqrt{\kappa^2 / \beta_1 \beta_2 - \delta^2}$ a także spełnione jest równanie (3.54). Z punktu widzenia możliwości analizy matematycznej umożliwiającej opis propagacji światła wewnątrz struktur periodycznych o pochylonej w stosunku do osi z modulacji współczynnika załamania światła interesująca jest strata energii spowodowana sprzężeniem modu rdzeniowego do modów płaszczowych, ponieważ energia ta może być obserwowana eksperymentalnie, podczas pomiarów charakterystyk transmisyjnych struktury TFBG. Straty mocy opiszemy następującym równaniem:

$$P_s(x) = \frac{|A_1(L, r)|^2}{|A_1(0, r)|^2} = \frac{\eta^2(r)}{\eta^2(r) \cosh^2[\Sigma \eta(r)/2] + r^2 \sinh^2[\Sigma \eta(r)/2]}, \quad (3.63)$$

przy czym parametr niedopasowania fazy jest określony w następujący sposób:

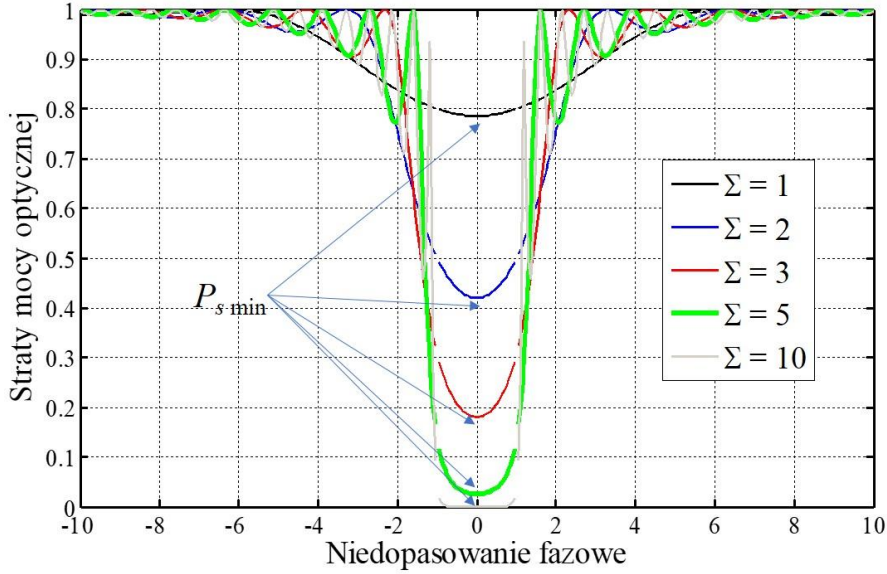
$$r = \delta / \gamma, \quad (3.64)$$

oraz

$$\gamma = \frac{\kappa}{\sqrt{\beta_1 \beta_2}}, \quad (3.65)$$

przy czym:

$$\eta(r) = \sigma / \gamma = \sqrt{1 - r^2}. \quad (3.66)$$



Rys. 3.7. Wykresy znormalizowanej wartości strat mocy modu rdzeniowego w funkcji niedopasowania fazowego dla różnych wartości parametru sprzężenia

Występująca w równaniu (3.63) wielkość Σ jest parametrem sprzężenia, który definiuje się poniższą zależnością:

$$\Sigma = L\sigma. \quad (3.67)$$

W miarę wzrostu parametru sprzężenia maleją również straty mocy optycznej dla danej długości fali. Natomiast najmniejsza wartość strat mocy przy stałej wartości Σ występuje dla niedopasowania fazy równego 0. Jest to widoczne na rysunku 3.7, na którym przedstawiono zależność strat mocy w funkcji rozstrojenia. Na rysunku 3.7 rozkłady mocy strat zestawiono dla kilku wartości parametru sprzężenia Σ . Liczbę falową TFBG k_θ można wyrazić w zależności od długości fali rezonansowej Bragga λ_B dzięki założeniu, że fala propagująca w rdzeniu w kierunku zgodnym ze zwrotem osi z jest sprzęgana do fali propagującej w rdzeniu w kierunku przeciwnym do zwrotu osi z , a zatem:

$$k_\theta = 2\beta_B = 4n_B\pi / \lambda_B. \quad (3.68)$$

Warunek niedopasowania fazowego opisany równaniami (3.52) oraz (3.53) można wtedy zapisać w postaci:

$$\Delta k_j(\lambda) = k_G - [\beta_B(\lambda) + \beta_j(\lambda)] = 2\pi \left[2n_B / \lambda_B - (n_B + n_j(\lambda) / \lambda) \right], \quad (3.69)$$

gdzie β_B i β_j są określone równaniami (3.70) oraz (3.71), przy czym wielkości te są stałymi propagacji fal odpowiednio modu rdzeniowego o efektywnym współczynniku załamania światła n_B oraz j -go modu płaszczowego o odpowiadającym mu efektywnym współczynniku załamania n_j obliczonych dla danej długości fali:

$$\beta_B(\lambda) = n_B k_o = 2\pi n_B / \lambda, \quad (3.70)$$

$$\beta_j(\lambda) = n_j(\lambda) k_o = 2\pi n_j(\lambda) / \lambda. \quad (3.71)$$

Powyższe rozważania dotyczą sprzęgania modów w strukturze TFBG, która zapisana jest w standardowym włóknie telekomunikacyjnym. W takiej strukturze energia zawarta wewnątrz rdzenia włókna ulega sprzęganiu pomiędzy modem rdzeniowym a modami płaszczowymi. Sprzęganie spowodowane istnieniem siatki jest możliwe tylko w przypadku modów propagujących w przeciwnych kierunkach. Dla danej geometrii włókna i długości fali sprzęganie energii pomiędzy różnymi modami płaszczowymi jest niemożliwe ze względu na znaczne niedopasowanie fazowe.

Zwróćmy również uwagę, że jeżeli promień rdzenia jest znacznie mniejszy od promienia płaszcza wtedy można przyjąć, że $n_B(\lambda) \sim \text{const}$ i wielkość ta w przybliżeniu jest niezależna od długości fali λ .

Opis propagacji światła w strukturze TFBG jest, tak jak w przypadku zwykłych, prostych struktur FBG, możliwy po wyprowadzeniu równań modów sprzężonych. Wyjście od tych równań pozwala bowiem na obliczenie wartości mocy transmitowanej i odbijanej przez TFBG w funkcji długości fali.

Można wykazać, że zachodzi następująca równość [16]:

$$d^2 z \Sigma(z) = d^2 z A(z) e^{j\beta z}, \quad (3.72)$$

zatem w rozważanym przypadku otrzymamy:

$$d^2 z \Sigma_i^n(z) = e^{j\beta_k^m z} \left(-\lambda_k^m + j2\beta_k^m dz + d^2 z \right) A_k^m(z). \quad (3.73)$$

Uwzględniając równanie (3.73) oraz wprowadzając równanie (3.51) do równania (3.50) otrzymamy następującą równość:

$$e^{j\beta_k^m z} \left(j2\beta_k^m dz + d^2 z \right) A_k^m(z) = - \sum_i \sum_n \left[T_{ik}^{mn}(z) \right] A_i^n(z) e^{j\beta_i^n z}, \quad (3.74)$$

przy czym współczynniki T_{ik}^{mn} można wyznaczyć z wykorzystaniem równania:

$$\left[T_{ik}^{mn}(z) \right] = T_{ik}^{mn} \cos(k_z z). \quad (3.75)$$

W ten sposób, uwzględniając powyższą zależność, równanie (3.74) zapiszemy w następującej formie:

$$(j2\beta_k^m dz + d^2 z) A_k^m(z) = - \sum_i \sum_n [T_{ik}^{mn}] A_i^n(z) \cos(k_z z) e^{j(\beta_i^n - \beta_k^m)z}, \quad (3.76)$$

przy czym (3.76) nazywać będziemy równaniem modów sprzężonych. Uwzględniając (3.52), (3.53) oraz (3.76), otrzymujemy następujący układ sprzężonych równań:

$$dz A_1(z) = \sum_{k=1}^N (i \Sigma_k / 2 \beta_1) e^{-i \delta_k z} A_{2k}(z), \quad (3.77)$$

$$dz A_{2k}(z) = -i \Sigma_k / 2 \beta_{2k} e^{+i \delta_k z} A_1(z), \quad (3.78)$$

w których Σ_k jest stałą sprzęgania modu rdzeniowego i k -tego modu płaszczowego, N jest liczbą modów sprzężonych. Wartości $\delta_k(\lambda)$, $\beta_{2k}(\lambda)$, oraz $\Sigma_k(\lambda)$ należy obliczać dla konkretnej długości fali λ . Wyprowadzenie równań określających amplitudy $A_1(z)$ oraz $A_{2k}(z)$ nie umożliwi w takim przypadku rozwiązania układu równań (3.77) i (3.78) ponieważ zachodzi następująca zależność:

$$dz A_1(z) = f(A_{2k}(z)). \quad (3.79)$$

Jednocześnie spełniona jest również zależność:

$$dz A_{2k}(z) = f(A_1(z)). \quad (3.80)$$

Powstaje zatem układ sprzężonych, nieliniowych równań różniczkowych, które można rozwiązać metodami numerycznymi. W tym celu należy rozdzielić dwa rodzaje sprzęgania mocy wejściowej w TFBG, zdefiniowane jako sprzęganie współbieżne (w tym samym kierunku) oraz przeciwbieżne, występujące w kierunku przeciwnym. Zgodność i przeciwność kierunków jest określona pomiędzy wektorem falowym wejściowym a wektorami falowymi modów, do których następuje sprzęganie mocy we włóknie z TFBG. W przypadku sprzęgania współbieżnego stosuje się metodę tzw. problemu wartości początkowej IVP (ang.: *initial value problem*) [51, 180, 300]. Przyjmujemy wtedy w (3.79) i (3.80), że:

$$\begin{cases} A_1(0) = 1 \\ A_{2k}(0) = 0. \end{cases} \quad (3.81)$$

Natomiast w przypadku sprzęgania przeciwbieżnego należy również uwzględnić problem wartości brzegowych BVP (ang.: *boundary value problem*) [51, 149], zgodnie z którym znając warunki brzegowe po obydwu stronach TFBG przyjmujemy, że:

$$\begin{cases} A_1(0) = 1 \\ A_{2k}(L) = 0. \end{cases} \quad (3.82)$$

Aby rozwiązać tak postawiony problem w przypadku IVP i BVP należy rozważyć propagację światła od końca TFBG dla $z = L$. Zgodnie z (3.82) zakładamy, że $A_{2k}(L) = 0$, a także zakładamy, że wartość amplitudy modu rdzeniowego dla $z = L$ jest równa pewnej arbitralnie wybranej stałej c , która jest wyznaczana później. Możemy zatem zapisać, że $A_1(L) = c$. Następnie rozważany układ równań można sprowadzić do problemu wartości początkowej. Ostatecznie, gdy rozwiązanie $A_1(0)$ dla $z = 0$ jest znane dokonuje się normalizacji rozwiązania, aby zapewnić, że $A_1(0) = 1$. Problem wartości początkowej najczęściej rozwiązuje się przy wykorzystaniu metody Rungego-Kutty [1, 159] lub metody macierzy przejścia [47, 272]. W tym opracowaniu zastosowano metodę macierzy przejścia.

W tym miejscu warto wspomnieć, że w przypadku struktury TFBG mamy do czynienia nie tylko z rezonansem fal związanych ze sprzęganiem części sygnału wejściowego do modu rdzeniowego, ale również z szeregiem rezonansów pochodzących od sprzęgania sygnału wejściowego do tzw. modów płaszczowych włókna jednomodowego. Warunek Bragga otrzymamy zakładając maksymalne dopasowanie, tj. brak niedopasowania fazowego pomiędzy modami, np. $\Delta k_j \sim 0$. Dzięki temu możemy wyznaczyć pozycję każdego j -tego rezonansu wykorzystując następujące równanie:

$$\lambda_{rez_j} = \left[1 + n_j(\lambda) / n_B \right] \lambda_B / 2. \quad (3.83)$$

Dla danej długości fali możemy określić niedopasowanie fazowe dla każdego j -tego rezonansu w pobliżu λ_j uwzględniając równanie (3.69) otrzymujemy:

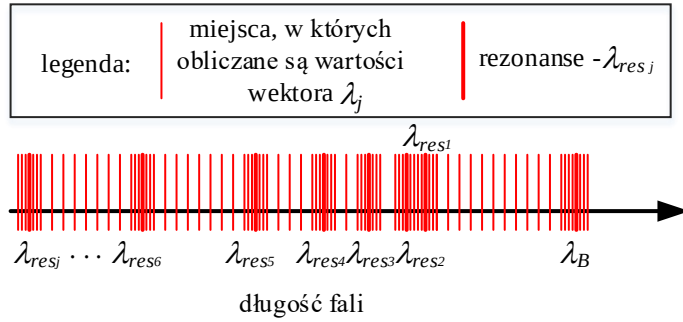
$$\delta_j(\lambda_j - \lambda) = 2\pi \left[n_B + n_j(\lambda) \right] \left(\frac{\lambda - \lambda_j}{\lambda^2} \right). \quad (3.84)$$

Rezonanse odpowiadające określonej rodzinie modów, dla przykładu rodzinie o liczbie $m = 0$, można obliczyć dla danej długości fali λ wykorzystując przybliżenie sprzęgania dwumodowego i uwzględniając powyższe równanie

niedopasowania fazowego. Dla pojedynczej rodziny modów minima rezonansowe prawie nie pokrywają się, zatem rezonans można wyznaczyć przy wykorzystaniu przybliżenia dwumodowego, niezależnie od istnienia innych rezonansów. Innymi słowy energia sprzęgana pomiędzy modem rdzeniowym a konkretnym modem płaszcзовym może być obliczona bez uwzględniania innych rezonansów płaszcзовych modów z tej samej rodziny. W przypadku struktury TFBG wiele rezonansów odpowiadających wielu różnym rodzinom modów znajduje się jednak w bliskim sąsiedztwie. Zatem pomimo, iż analiza dwumodowa jest użyteczna do przestudiowania podstawowych problemów propagacji światła przez włókno światłowodowe, nie może być ona zastosowana do analizy i modelowania struktury TFBG z powodu nakładania się poszczególnych rezonansów.

3.4. Rozwiązanie zagadnienia sprzęgania energii pomiędzy modami w strukturze TFBG

Zagadnienie sprzęgania energii pomiędzy poszczególnymi modami w całej strukturze TFBG można rozwiązać rozpoczynając od wprowadzenia wektora zawierającego zakres długości fal $\lambda_j \in [\lambda_{\min}, \lambda_{\max}]$ wprowadzanych do struktury. Układ równań sprzężonych (3.77) i (3.78) należy rozwiązać w każdym punkcie λ_j . Typowa szerokość minimum na charakterystyce spektralnej, związanego z istnieniem danego modu płaszcowego wynosi 0,15–0,2 nm dla struktur TFBG, natomiast cały zakres długości fal modów, dla którego następuje sprzęganie mocy wynosi typowo 100 nm. Implikuje to konieczność zdefiniowania wektora λ_j od długości minimum kilku tysięcy punktów w celu zapewnienia odpowiedniej dokładności i rozdzielczości obliczeń oraz analizy poszczególnych rezonansów modów płaszcзовych struktury. Zakładając konieczność rozwiązania równań sprzężonych dla tak dużej ilości punktów otrzymujemy czasochłonne zadanie numeryczne. Możemy zmniejszyć ilość obliczeń i przyspieszyć cały proces rozwiązywania równań zakładając, że odległości pomiędzy poszczególnymi punktami w wektorze λ_j nie będą takie same. Zmiana długości fali pomiędzy poszczególnymi punktami wektora będzie zatem niejednorodna. Oznacza to zagęszczenie siatki dla tych punktów (długości fal), gdzie pojawiają się rezonanse w strukturze TFBG, zgodnie z równaniem (3.83). Schematycznie przedstawia to rysunek 3.8.



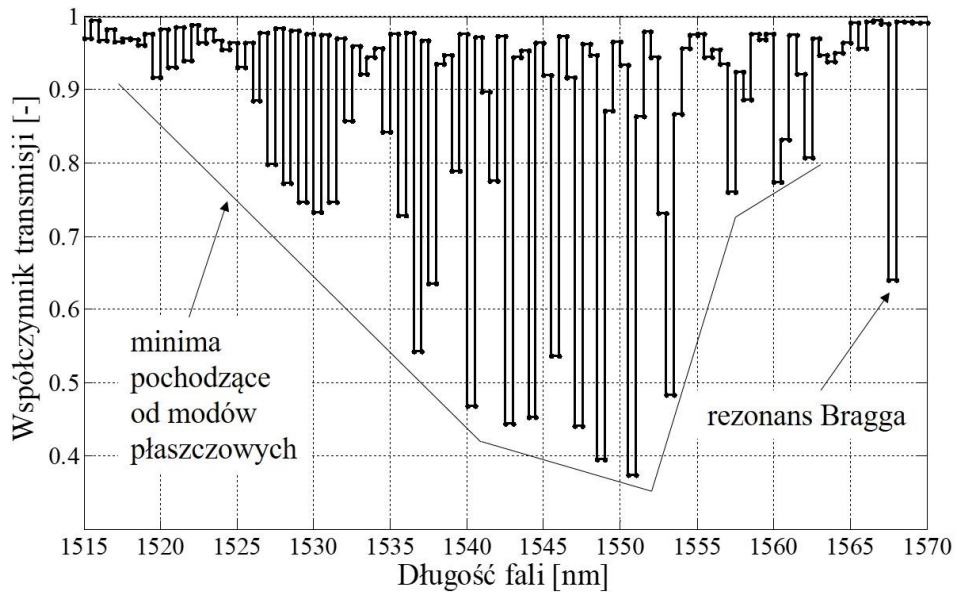
Rys. 3.8. Zagęszczenie punktów wektora długości fal w pobliżu rezonansów

Następnie konieczne jest wyznaczenie parametru rozstrojenia δ_j zgodnie z (3.84). W obliczeniach nie można pominąć dyspersji modów. W związku z tym należy obliczyć stałe sprzęgania w każdym punkcie wektora λ_j dla każdego z modów. W efekcie układ nieliniowych równań sprzężonych opisanych równaniami (3.77), (3.78) można rozwiązać niezależnie dla każdego punktu wektora λ_j . Równania te przepiszemy zatem w postaci:

$$d_z A_1(z, \lambda_j) = \sum_{k=1}^N i \left[\Sigma_k(\lambda_j) / 2\beta_1(\lambda_j) \right] e^{-i\delta_k(\lambda_j)z} A_{2k}(z, \lambda_j), \quad (3.85)$$

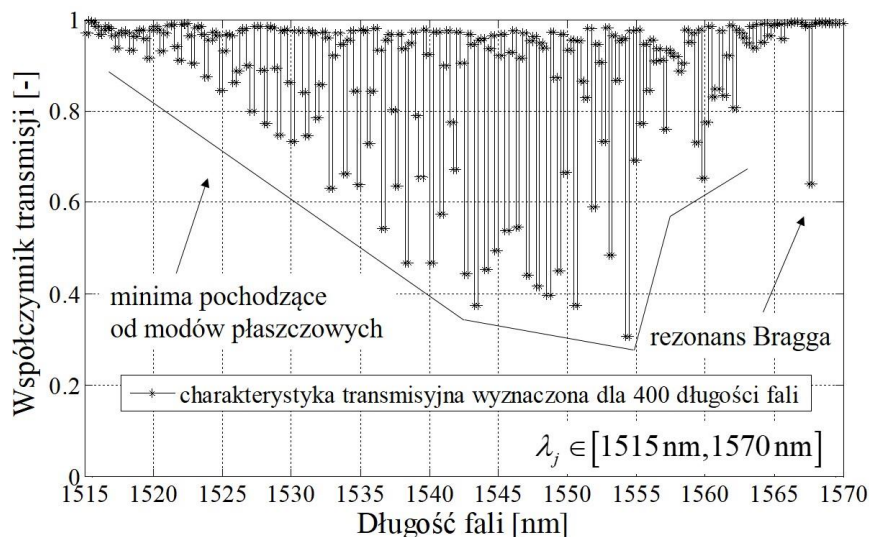
$$d_z A_{2k}(z, \lambda_j) = -i \left[\Sigma_k(\lambda_j) / 2\beta_{2k}(\lambda_j) \right] e^{+i\delta_k(\lambda_j)z} A_1(z, \lambda_j). \quad (3.86)$$

Ilość modów sprzężonych można ograniczyć do piętnastu $N_{max} = 15$ wybierając jedynie te mody, które posiadają najmniejsze wartości rozstrojenia $\delta_k(\lambda_j)$. Pozostałe mody można zaniedbać z powodu bardzo słabego sprzęgania. Należy obliczyć wartości dla N wybranych modów sprzężonych dla każdej λ_j . Na rysunku 3.9 przedstawiono obliczoną w ten sposób charakterystykę transmisyjną struktury TFBG o kącie θ równym 4 stopnie.



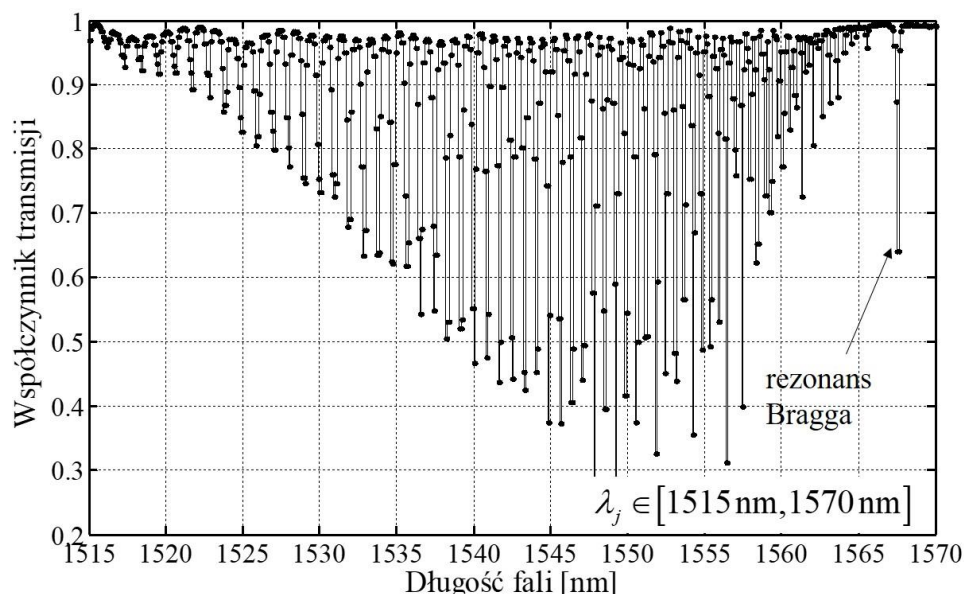
Rys. 3.9. Wyznaczona numerycznie charakterystyka transmisyjna ukośnej struktury TFBR o długości $L = 10$ cm i kącie $\theta = 4^\circ$

Wyniki przedstawione na rysunku 3.9 uzyskano dla długości wektora λ_j równego 200 oraz $N = 10$. Widoczny jest grzebień minimów pochodzących od poszczególnych modów płaszczowych oraz długość fali głównego rezonansu Bragga, występująca w okolicy 1567 nm. Kolejne obliczenia numeryczne przeprowadzone zostały dla większej długości wektora długości fal λ_j oraz $N = 12$. Wyniki obliczeń numerycznych charakterystyki spektralnej dla 400 punktów przedstawia rys. 3.10.



Rys. 3.10. Wyznaczona numerycznie charakterystyka transmisyjna ukośnej struktury TFBRG o długości $L = 10$ cm i kącie $\theta = 4^\circ$ przy 400 elementach wektora długości fal

Na rys. 3.10 widoczna jest wyraźna poprawa rozdzielczości z jaką wyznaczane są poszczególne punkty charakterystyki widmowej. Zwróćmy jednak uwagę, że położenie głównego rezonansu pomiędzy modami rdzeniowymi propagującymi w kierunku dodatnim i ujemnym nie uległo zmianie. Również szerokość całego grzebienia minimów na charakterystyce transmisyjnej pochodzących od poszczególnych modów płaszczowych nie ulega zmianie. Aby możliwe było określenie poprawności zaproponowanego modelu struktury TFBRG konieczne jest jednak wykonanie rzeczywistych struktur o znanych parametrach fizycznych i porównanie ich charakterystyk spektralnych z uzyskanymi z modelu. W dalszej części pracy przedstawione są widma wytworzonych w laboratorium i zbadanych struktur TFBRG o ściśle określonych parametrach fizycznych. Kolejnym etapem zmierzającym do poprawy dokładności obliczeń numerycznych prowadzących do rozwiązania równań modów sprzężonych dla pochyłonych struktur periodycznych było zwiększenie ilości punktów określających długości fal, dla których rozwiązano numerycznie równania (3.85) i (3.86). Możliwości opisanej w niniejszym rozdziale metody modelowania światłowodowych struktur periodycznych ukośnych prezentują jednak dopiero wyniki przedstawione na rys. 3.11, na którym przedstawiono transmisję struktury dla zakresu długości fal od 1515 nm do 1570 nm, przy czym wektor długości fal wyznaczający punkty, w których rozwiązywane były równania (3.85) i (3.86) posiadał tym razem 1000 elementów.



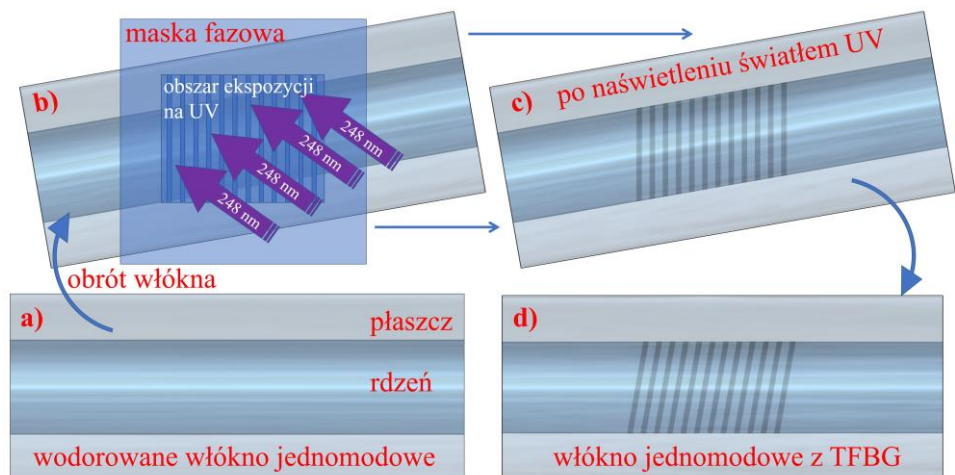
Rys. 3.11. Wyznaczona numerycznie charakterystyka transmisyjna ukośnej struktury TFBG o długości $L = 10$ cm i kącie $\theta = 4^\circ$ przy 1000 elementach wektora długości fal

Największe różnice pomiędzy teoretycznymi i rzeczywistymi widmami struktur występują dla modów wyższych rzędów. Jak można zauważyć, zaprezentowane charakterystyki teoretyczne oraz charakterystyki uzyskane z pomiarów rzeczywistych struktur TFBG przedstawione w dalszej części opracowania na rysunku 3.19b są zbliżone. Należy zwrócić uwagę, że różnice w wartościach znormalizowanego współczynnika transmisji występujące pomiędzy rozkładem uzyskanym z obliczeń a rozkładem zmierzonym są zależne od rozmiaru wektora zawierającego wartości długości fal. Obliczenia numeryczne i zaprezentowany model matematyczny służą głównie do oszacowania właściwości optycznych wytworzonych struktur. Do tego celu mogą być wykorzystywane prace związane z modelowaniem TFBG. Już na etapie modelowania można bowiem wyznaczyć niektóre właściwości, np. szerokość „grzebienia” TFBG, rozumianą jako zakres spektralny obejmujący wszystkie minima na charakterystyce transmisyjnej, związane z występowaniem modów płaszczowych. Na etapie modelowania można również wyznaczyć ilość modów płaszczowych i odpowiadających im minimów w całym spektrum. Wyznaczona może być także szerokości poszczególnych minimów charakterystyki transmisyjnej, pochodzących od modów płaszczowych, czy nawet położenie głównego rezonansu wynikającego z odbicia Bragga a także wysokość minimum na charakterystyce spektralnej transmisyjnej, związana z istnieniem tego rezonansu. Przedstawiony w niniejszym rozdziale model

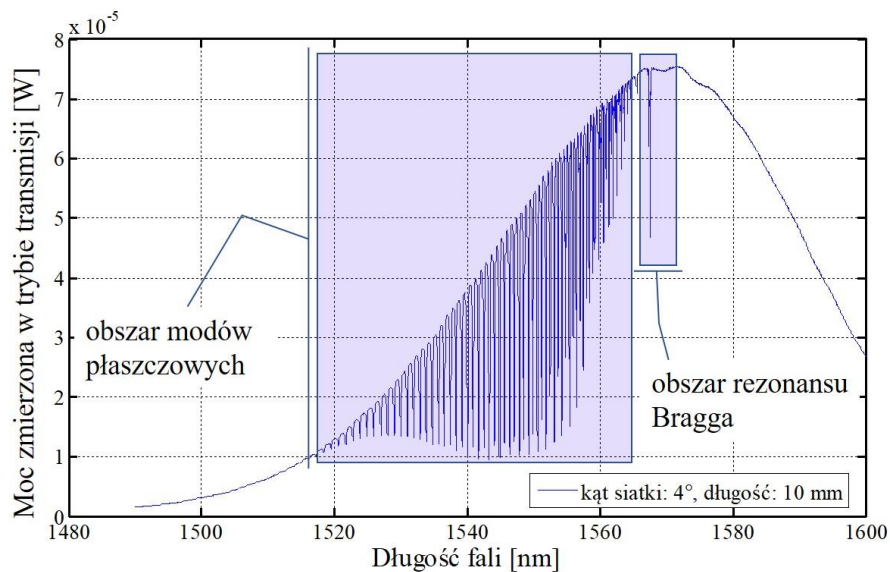
matematyczny oraz sposób numerycznego rozwiązywania równań modów sprzężonych znajdują zastosowanie właśnie do tych celów. Zwiększenie rozdzielczości charakterystyki spektralnej uzyskiwanej z takiego modelu jest możliwe poprzez zwiększenie rozmiaru wektora λ_j . Konieczne jest również rozwiązanie równań modów sprzężonych (3.85) i (3.86) dla równomiernych odległości pomiędzy wszystkimi wartościami opisującymi długości fal λ_j . Kolejnym elementem jest również uwzględnienie większej ilości rodzin modów płaszczyznowych oraz większej ilości poszczególnych modów w danej rodzinie. Takie zabiegi wpłyną jednak znacząco na liczbę wszystkich koniecznych do wykonania kombinacji obliczeń numerycznych, wielkość danych wyjściowych oraz stopień złożoności takich operacji. Byłoby to np. uzasadnione w wypadku, gdyby model TFBG był wykorzystany w charakterze modelu prostego np. przy procedurach rozwiązywania zagadnień odwrotnych, tak jak to jest stosowane dla zwykłych siatek FBG [50]. Jeżeli natomiast celem obliczeń numerycznych przedstawionych w niniejszym rozdziale jest możliwość obliczania parametrów optycznych wytwarzanych struktur, wówczas zaproponowana procedura będzie użyteczna bez konieczności stosowania opisanych powyżej czynności prowadzących do zwiększenia jej dokładności.

3.5. Porównanie i analiza charakterystyk transmisyjnych obliczonych poprzez rozwiązanie równań modów sprzężonych z wynikami pomiarów spektralnych struktur wytworzonych w laboratorium

Jak przedstawiono w poprzednim podrozdziale rozwiązanie zagadnienia sprzęgania energii pomiędzy modami w strukturze TFBG pozwala na obliczenie stałych sprzęgania i rozwiązanie równań modów sprzężonych (3.85) i (3.86) dla zdefiniowanego zakresu $\lambda_j \in [\lambda_{\min}, \lambda_{\max}]$ i przy uwzględnieniu skończonej liczby modów płaszczyznowych. W niniejszym podrozdziale przedstawiono również wyniki pomiarów charakterystyk spektralnych transmisyjnych struktur wytworzonych w laboratorium. Ta część pracy przedstawia zatem wyniki weryfikacji poprawności modelu matematycznego TFBG. W tym celu wytworzono struktury ukośne o ściśle zdefiniowanych parametrach fizycznych. Siatki zapisano metodą maski fazowej, wykorzystując ekscymerowy laser UV pracujący na długości fali równej 248 nm. Wodorowane wcześniej włókno światłowodowe (rys. 3.12a) poddano ekspozycji na światło z lasera UV, które kierowane było poprzez maskę fazową (rys. 3.12b). W układzie wywołano obrót światłowodu względem maski fazowej po to, aby w uzyskać możliwość zapisu struktur periodycznych o pochylonej modulacji współczynnika załamania światła (rys. 3.12c).



Rys. 3.12. Sposób wytwarzania struktur TFBG na wodorowanych włóknach jednomodowych: a), b), c), d) wybrane etapy procedury

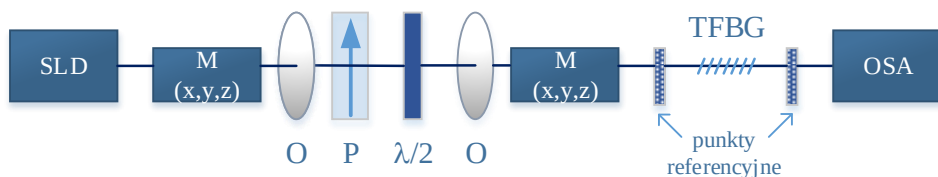


Rys. 3.13. Zmierzona charakterystyka widmowa struktury TFBG wytworzonej w laboratorium. Długość struktury: 10 mm, kąt nachylenia płaszczyzn TFBG: 4°

Po ekspozycji na światło UV włókna światłowodowego periodyczne zmiany współczynnika załamania naniesione zostały pod pewnym kątem w stosunku do osi światłowodu (rys. 3.12d). Rysunek 3.13 przedstawia zmierzoną

charakterystykę transmisyjną takiej struktury. Jak widać TFBG o kącie nachylenia modulacji współczynnika załamania równym 4° posiada szereg minimów na charakterystyce widmowej. Pochodzą one od modów płaszczowych co jest związane z faktem, że światło może propagować w takiej strukturze tylko w ściśle określony sposób. Szerokość pasma, w którym zawarte są mody płaszczowe wynosi dla zmierzonej struktury ok. 50 nm i w analizowanym przypadku zawiera się ono pomiędzy 1515 nm a 1565 nm, przy szerokości głównego piksu rezonansowego pochodzącego od dyfrakcji Bragga równej ok. 0,1 nm (rys. 3.13). Można również zauważyć, że moc sygnału transmitowanego przez badaną strukturę TFBG zawiera się w przedziale od $0,02 \cdot 10^{-5}$ W do $7,6 \cdot 10^{-5}$ W dla długości fal z zakresu od 1490 do 1600 nm.

W wielu praktycznych zastosowaniach ważne jest jednak określenie tzw. znormalizowanego współczynnika transmisji TFBG obliczonego lub zmierzonego dla konkretnego, wymaganego dla danego zastosowania, zakresu długości fal [181, 184, 253]. Taki znormalizowany współczynnik transmisji dla konkretnych długości fali obliczono numerycznie w poprzednim podrozdziale. Wyniki wspomnianych obliczeń dla TFBG o długości 1 cm i kącie pochylenia równym 4° przedstawiono na rysunkach 3.9 i 3.10. Główna różnica pomiędzy tymi rysunkami, a wynikami uzyskanymi na drodze eksperymentalnej polega na występowaniu charakterystycznego pochylenia obwiedni całej zmierzonej charakterystyki (rys. 3.13). Różnica ta wynika głównie ze specyfiki samego układu pomiarowego. W pomiarach jako źródło światła stosuje się najczęściej źródła szerokopasmowe, które są w stanie zapewnić wystarczający poziom mocy optycznej dla danego zakresu długości fal. W przypadku siatek ukośnych ten zakres jest znacznie większy niż przypadku klasycznych siatek prostych, jednorodnych. Jest to związane z występowaniem wspomnianych wcześniej tzw. modów płaszczowych i podziałem energii sygnału wejściowego również na te mody. Pomiary, których wyniki zaprezentowano na rys. 3.13 wykonane zostały w układzie, którego ideę przedstawia rysunek 3.14.



Rys. 3.14. Schemat układu do pomiaru charakterystyk transmisyjnych wytworzonych struktur TFBG

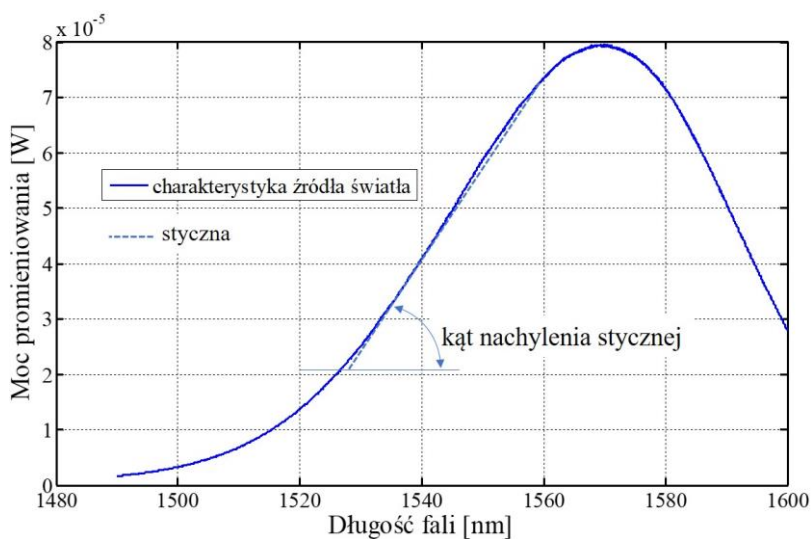
Sygnał kierowano ze źródła w postaci diody superluminescencyjnej SLD (ang.: *superluminescent diode*) do światłowodu jednomodowego, poprzez obiektyw (O) na polaryzator (P) oraz płytkę półfalową ($\lambda/2$) (ang.: *half-wave*

plate). Następnie przez obiektyw (O) sygnał świetlny kierowany był do włókna światłowodowego jednomodowego z zapisaną na nim strukturą TFBG. Pozycje włókna światłowodowego przy obiektywach (O) kontrolowane były w trzech osiach x, y, z przy użyciu manipulatora (M). Zastosowanie elementów optycznych w postaci polaryzatora, płytki półfalowej oraz obiektywów pozwalało na ustalenie i kontrolę polaryzacji światła.

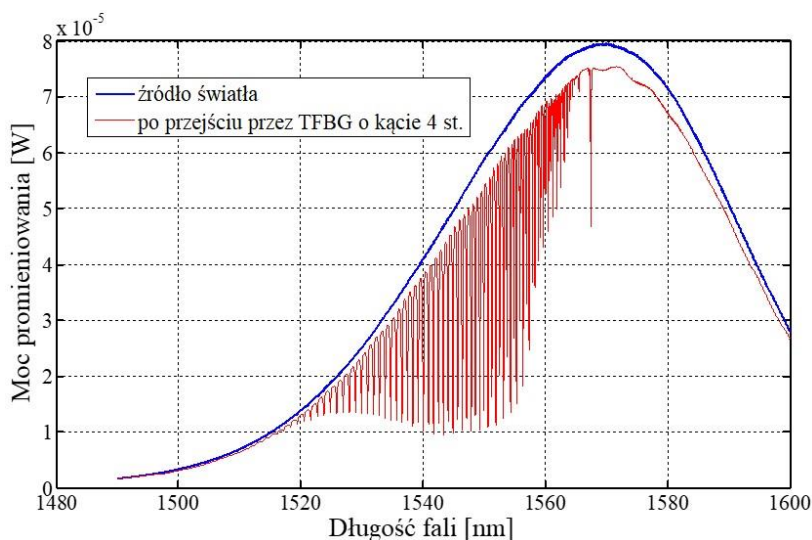
Wartości mocy optycznej dla poszczególnych długości fal mierzone były przy wykorzystaniu optycznego analizatora widma OSA (ang.: *Optical Spectrum Analyzer*) – Yokogawa AQ6370D. Pomiar analizatorem widma wykonany został przy szczelinie monochromatora równej 0,02 nm. Widmo optyczne mierzone było w zakresie od 1490 do 1600 nm z rozdzielczością równą 0,004 nm. Punkty referencyjne służyły do kontroli położenia odcinka światłowodu jednomodowego Corning SMF-28 z wytworzoną TFBG.

W pomiarach, których wyniki przedstawiono w niniejszym rozdziale zastosowano źródło światła SLD o maksymalnej mocy wynoszącej 2,5 mW. Źródło posiadało centralną długość fali równą 1550 nm oraz szerokość połówkową równą 90 nm. Pomiar przeprowadzano dla prądu źródła wynoszącego 200 mA i jego temperatury wynoszącej 20°C. Prąd źródła oraz jego temperatura były kontrolowane i stabilizowane podczas pomiarów.

Źródła światła charakteryzują się zmiennością generowanej mocy promieniowania w zależności od długości fali. Jak wspomniano powyżej w wielu zastosowaniach określa się tzw. znormalizowany współczynnik transmisji układów optycznych. Jest on obliczany lub mierzony dla konkretnego, wymaganego dla danego zastosowania, zakresu długości fal. Rozkład takiego współczynnika w zależności od długości fali określa się jako tzw. znormalizowane widmo transmisyjne [36, 92, 125, 128] lub odbiciowe [44, 118, 258]. Oprócz tego, że charakterystyki widmowe bardzo często podaje się w postaci znormalizowanej powinno się również uwzględniać rozkład widmowy źródła światła stosowanego do badania danej struktury optycznej. W związku z powyższym na potrzeby niniejszego opracowania wykonano pomiary charakterystyk samych źródeł światła, jeszcze bez jego propagacji przez struktury periodyczne, np. TFBG. Wykres przedstawiający przykładową charakterystykę spektralną SLD wykorzystanej w pomiarach przedstawiono na rys. 3.15.



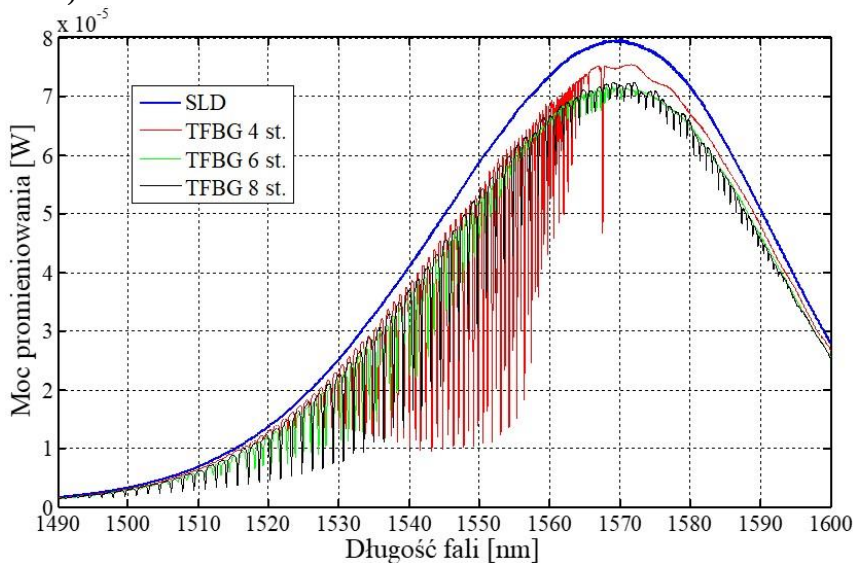
Rys. 3.15. Zmierzona charakterystyka widmowa źródła światła SLD wykorzystanego do charakteryzacji wytworzonych struktur TFBG



Rys. 3.16. Porównanie charakterystyk widmowych SLD oraz SLD+TFBG

Dopiero zestawienie charakterystyk z rys. 3.15 i 3.16 uświadamia, że w przypadku wielu praktycznych zastosowań należy uwzględniać charakter użytego do pomiarów źródła światła. Ma ono bowiem znaczący wpływ na pochylenie obwiedni charakterystyki TFBG (linia czerwona na rys. 3.16).

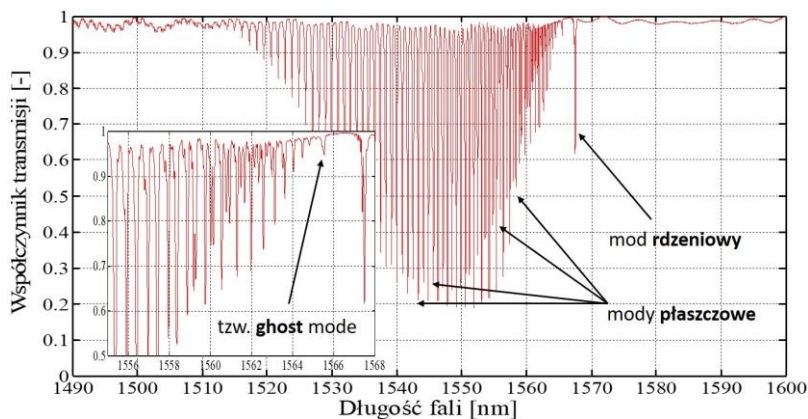
W przypadkach, gdy w opracowaniach naukowych lub dokumentacjach z pomiarów przedstawia się zmierzone charakterystyki widmowe transmisyjne TFBG, ich porównanie jest utrudnione ze względu na różny charakter widm użytych w pomiarach źródeł światła. Dla porównania na jednym rysunku zestawiono również charakterystyki transmisyjne trzech wytworzonych w laboratorium struktur ukośnych różniących się kątem nachylenia struktury (rys. 3.17).



Rys. 3.17. Zależność zmierzonej mocy transmitowanej przez SLD oraz SLD i TFBG od długości fali. Poszczególne struktury TFBG posiadały kąt 4° , 6° i 8° przedstawione odpowiednio liniami ciągłymi czerwoną, zieloną i czarną

Jak można zauważyć, zmiana kąta nachylenia modulacji współczynnika załamania światła ma wpływ na szerokość tej części charakterystyki transmisyjnej TFBG, w której występują minima związane z pobudzaniem modów płaszczowych. W miarę wzrostu kąta nachylenia struktury energia jest sprzęgana coraz mocniej do modów płaszczowych, a coraz mniej do modu rdzeniowego. Wskutek tego powstają nowe minima na charakterystyce transmisyjnej dla krótszych długości fal i są one związane z istnieniem modów płaszczowych wyższych rzędów.

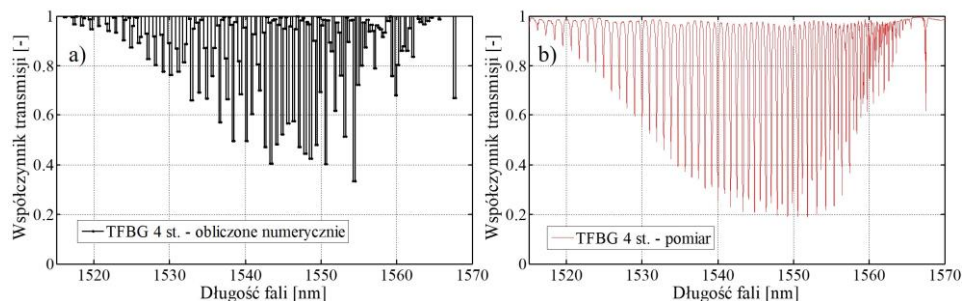
Aby porównać charakterystyki odbiciowe lub transmisyjne poszczególnych układów optycznych należy zatem uwzględniać wartości współczynnika transmisji źródeł światła dla badanych zakresów długości fal. Na rysunku 3.18 przedstawiono właśnie wyniki pomiarów TFBG uwzględniające charakterystykę SLD. Charakterystyka transmisyjna struktury TFBG została podzielona przez charakterystykę źródła światła i znormalizowana.



Rys. 3.18. Znormalizowane i podzielone przez charakterystykę spektralną SLD widmo transmisyjne struktury TFBG o kącie nachylenia 4°

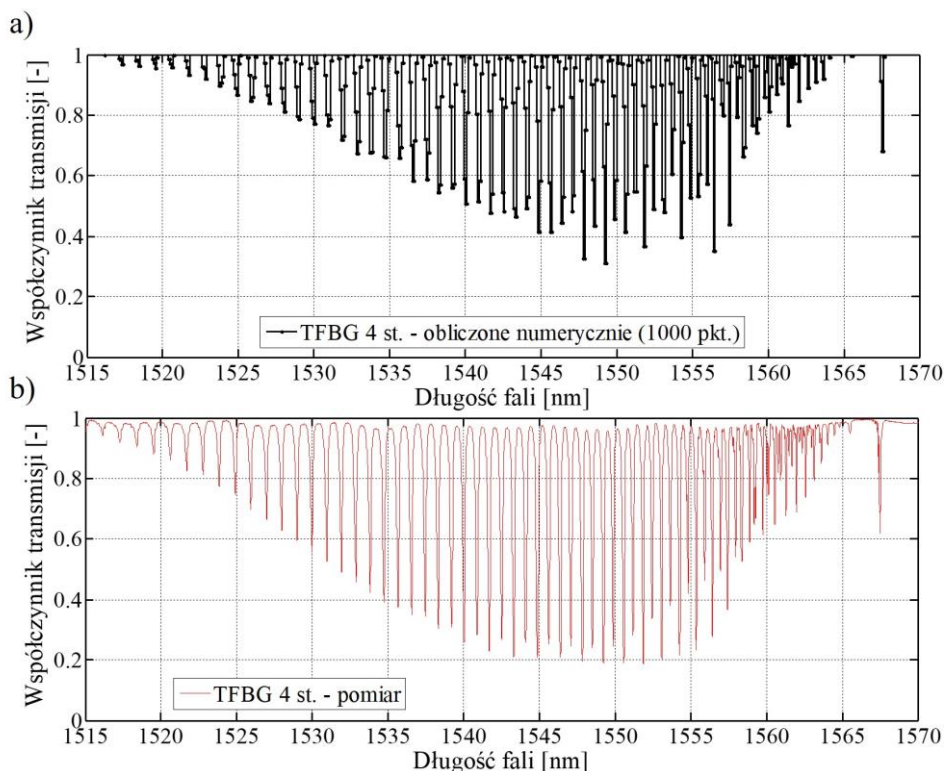
Na rysunku 3.18 zaznaczono również rezonans pochodzący od modu rdzeniowego, jest to tzw. główny rezonans Bragga [60, 190] oraz obszar rezonansów pochodzących od modów płaszczowych. W powiększonym fragmencie rysunku 3.18 widoczny jest również tzw. ghost mode [6, 80], który objawia się jako pierwsze minimum na charakterystyce transmisyjnej najbliższe od strony krótszych fal w stosunku do głównego rezonansu Bragga.

Dopiero charakterystyka znormalizowana i uwzględniająca kształt krzywej transmisji toru pomiarowego (rys. 3.18) może służyć do porównania położenia i wysokości poszczególnych minimów na charakterystyce transmisyjnej danej struktury z innymi TFBG. Możliwe jest również teraz porównanie wyników uzyskanych na drodze obliczeń numerycznych (np. rys. 3.10, 3.11) z charakterystykami rzeczywistych struktur.



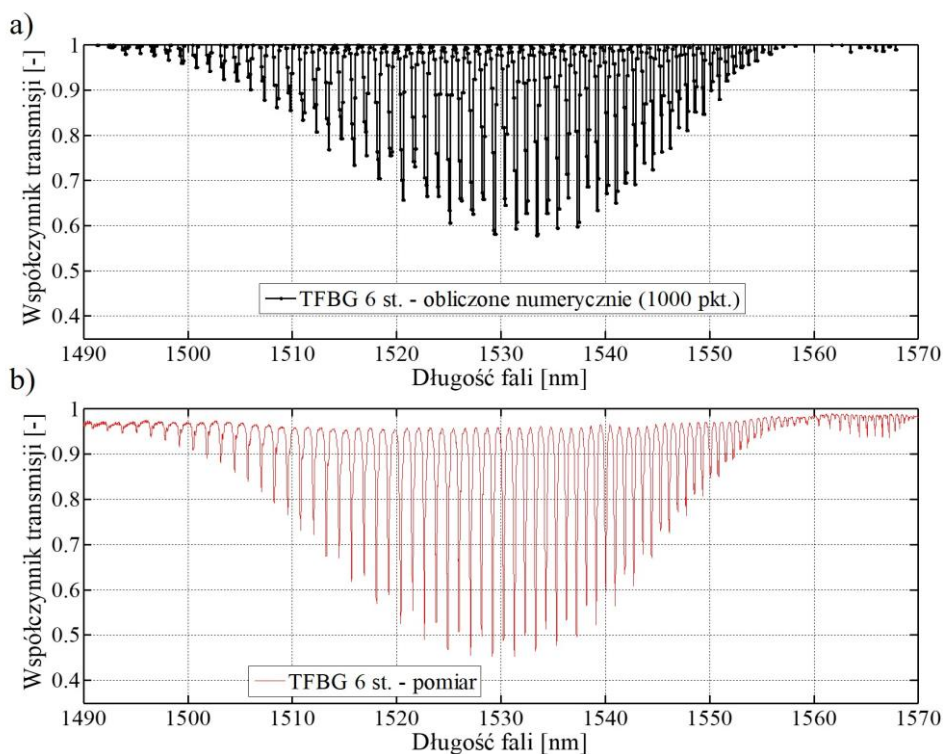
Rys. 3.19. Charakterystyka transmisyjna TFBG $\theta = 4^\circ$ dla zakresu spektralnego od 1515 nm do 1570 nm, a) wyznaczona poprzez rozwiązanie układu równań dla modów sprzężonych dla 400 wartości długości fali, b) zmierzona

Wyniki obliczeń numerycznych zgodnie z procedurą przedstawioną w niniejszym rozdziale pozwalają na uzyskanie charakterystyki transmisyjnej struktury TFBG, przy czym widoczna jest zbieżność obliczonej i zmierzonej długości fali Bragga struktury. Różnice w wartościach współczynnika odbicia dla poszczególnych rezonansów wynikających z istnienia modów płaszczowych są skutkiem ograniczonej ilości punktów, dla których rozwiązywane są równania modów sprzężonych. Poniżej przedstawiono widma transmisyjne TFBG o kącie $\theta = 4^\circ$, obliczone numerycznie dla 1000 punktów na długości fal (3.19a) oraz zmierzone (3.19b).



Rys. 3.20. Charakterystyki transmisyjne TFBG $\theta = 4^\circ$ dla zakresu spektralnego od 1515 nm do 1570 nm: a) widmo wyznaczone poprzez rozwiązanie układu równań dla modów sprzężonych dla 1000 wartości długości fali, b) widmo zmierzone

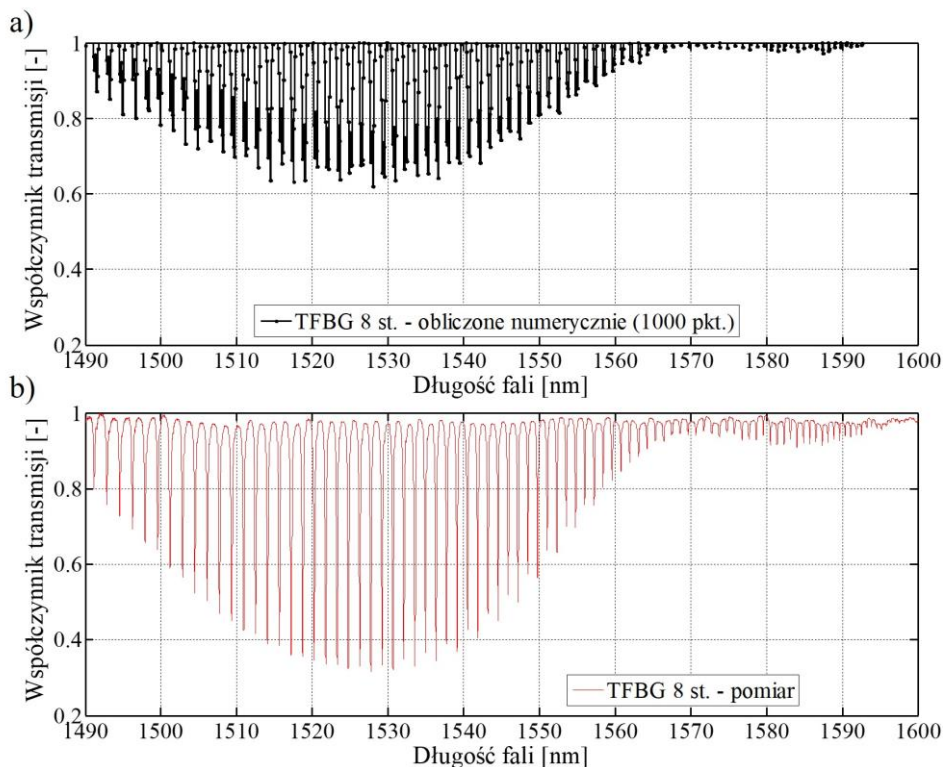
Długość fali Bragga zarówno obliczona (rys. 3.20a) jak i zmierzona podczas badań eksperymentalnych (rys. 3.20b) wynoszą 1567,5 nm. Dla porównania, na rysunku 3.21 zestawiono analogiczne charakterystyki dla siatki o kącie nachylenia modulacji współczynnika załamania wynoszącym 6° .



Rys. 3.21. Charakterystyki transmisyjne TFBG $\theta = 6^\circ$ dla zakresu spektralnego od 1490 nm do 1570 nm: a) widmo wyznaczone poprzez rozwiązanie układu równań dla modów sprzężonych dla 1000 wartości długości fali, b) widmo zmierzone

Ze względu na konieczność ograniczenia zakresu badawczego związanego z tematyką tego rozdziału zamieszczono wyniki obliczeń numerycznych jedynie dla wybranych struktur TFBG. Aby dokonać ilościowej oceny zbieżności tych wyników należałoby za miarę ich podobieństwa przyjąć np. błąd średniokwadratowy liczony dla takich długości fali, dla których rozwiązywane były równania modów sprzężonych (3.85), (3.86). Inną miarą może być również porównanie wartości pola powierzchni zamkniętego obwiednią całej charakterystyki widmowej transmisyjnej TFBG uzyskanej z obliczeń numerycznych oraz pomiarów. Miarą podobieństwa charakterystyk może być również suma różnic położenia poszczególnych minimów charakterystyki, pochodzących od modów płaszczowych. Nie jest to jednak przedmiotem niniejszego rozdziału, ponieważ jego głównym celem jest wykazanie możliwości rozwiązania numerycznego równań modów sprzężonych dla struktur TFBG, a obliczone wartości błędów zależą bardzo silnie od ilości punktów, w których rozwiązywane są równania modów sprzężonych oraz od ilości

modów uwzględnionych w obliczeniach. Rysunek 3.22 przedstawia wyniki analogiczne do tych zestawionych na rys. 3.20 i 3.21, ale dla siatki o kącie $\theta = 8^\circ$.



Rys. 3.22. Charakterystyki transmisyjne TFBB $\theta = 8^\circ$ dla zakresu spektralnego od 1490 nm do 1600 nm: a) widmo wyznaczone poprzez rozwiązanie układu równań dla modów sprzężonych dla 1000 wartości długości fali, b) widmo zmierzone

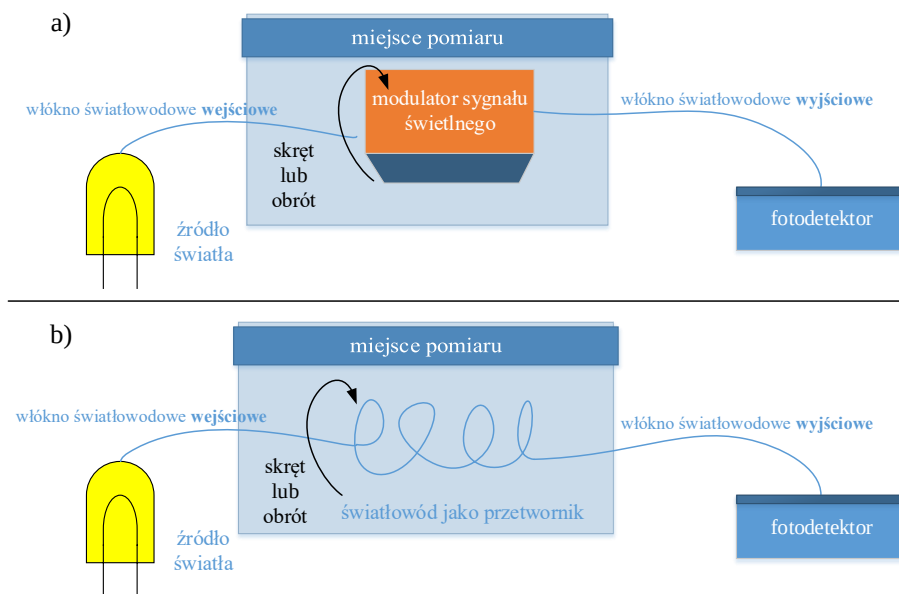
Analizując rysunki 3.20–3.22 widać wyraźną zbieżność wyników uzyskanych na podstawie z obliczeń numerycznych oraz wyników uzyskanych z pomiarów. Wytworzone w laboratorium struktury TFBB posiadały znane parametry fizyczne, takie jak okres maski fazowej i wynikający z tego okres siatek zapisanych na włóknach światłowodowych, długość struktury, kąt nachylenia modulacji współczynnika załamania światła oraz amplituda modulacji współczynnika załamania światła. Wprowadzenie tych danych przy uwzględnieniu geometrii i wymiarów włókien, na których zapisywane są TFBB stwarza zatem możliwość wyznaczenia właściwości optycznych takich struktur jeszcze przez ich wytworzeniem.

Do takich właściwości optycznych należą np. szerokość całego „grzebienia” na widmie transmisyjnym, odpowiadająca minimum pochodzącym od modów płaszczykowych, długość fali Bragga struktury, szerokość minimum pochodzącego od rezonansu głównego, amplitudy poszczególnych modów płaszczykowych, zakresy długości fali oraz szerokości minimum od poszczególnych modów płaszczykowych. Parametry te są kluczowe z punktu widzenia zastosowania TFBG w charakterze czujników różnych wielkości fizycznych, co zostało przedstawione w kolejnych rozdziałach. Przesuwanie się minimum poszczególnych modów na charakterystyce spektralnej transmisji może być bowiem miarą zmiany np. naprężenia, temperatury, rozciągnięcia TFBG [273, 294]. Zmiana amplitudy poszczególnych modów może być z kolei wykorzystana do pomiaru kąta polaryzacji światła wejściowego lub np. skrętu samej struktury TFBG. Z punktu widzenia możliwości pomiaru np. zginania światłowodu z zapisaną TFBG ważne jest np. wzajemne położenie poszczególnych minimum pochodzących od modów płaszczykowych i głównego rezonansu Bragga. Zatem istotna jest możliwość wyznaczenia kształtu charakterystyk widmowych takich struktur i jednocześnie ich parametrów optycznych. Taką możliwość stwarza zastosowanie opisanej w niniejszym rozdziale metody obliczania współczynnika transmisji dla zadanego zakresu długości fal. Przedstawione w niniejszym rozdziale charakterystyki spektralne uzyskane z obliczeń numerycznych modelu teoretycznego pozwalają na uzyskanie wyników zbliżonych do tych, które zostały zmierzone. Niewielkie różnice np. w wysokości poszczególnych minimum pochodzących od modów płaszczykowych wynikają ze skończonej ilości długości fal, dla których rozwiązywane są równania modów sprzężonych. Drugi czynnik wpływający na dokładność odwzorowania charakterystyk pochodzących z modelu TFBG wynika z przyjętej aproksymacji rzeczywistej struktury, opierającej się na analizie ograniczonej ilości modów. W przedstawionych rozważaniach teoretycznych uwzględniano maksymalnie 15 modów, co przy dokładnej analizie poszczególnych minimum modów płaszczykowych może być niewystarczające. Należy również zwrócić uwagę na to, że w modelu teoretycznym założono, że siatka jest strukturą idealną. Rzeczywiste, wytworzone struktury TFBG mogą bowiem posiadać wiele cech odbiegających od idealnego modelu, takich jak: niejednorodność wynikająca z oświetlania włókna światłem z lasera UV z jednej strony. Niemniej jednak z punktu widzenia praktycznych zastosowań, najbardziej interesującym obszarem widmowym są rezonanse pochodzące od poszczególnych modów płaszczykowych, a ten region spektralny jest również możliwy do zamodelowania poprzez numeryczne rozwiązanie równań modów sprzężonych.

4. Pomiary kąta obrotu i skrętu z wykorzystaniem pochyłonych struktur periodycznych

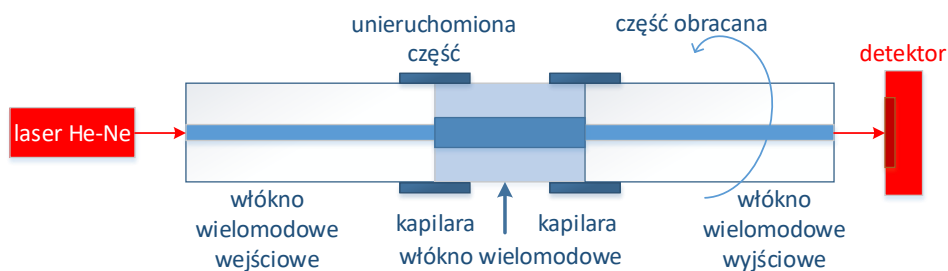
4.1. Zasada pomiarów skrętu i obrotu metodami optycznymi

Optyczny pomiar wielkości fizycznych w układach i konstrukcjach mechanicznych zyskuje na znaczeniu komercyjnym w różnych sektorach przemysłu. Skręcenie i obrót należą do bardzo często mierzonych wielkości mechanicznych. Istnieje duże zapotrzebowanie na czujniki do pomiaru tego typu wielkości, np. w szybch wiertniczych czy różnego rodzaju szachtach windowych, wentylacyjnych, kopalnianych i budowlanych. W ostatnich latach czujniki skrętu i obrotu stały się intensywnie rozwijanym tematem badań nowych rozwiązań czujników światłowodowych [108, 303]. Pierwsze prace w dziedzinie światłowodowych czujników obrotu pojawiły się już pod koniec lat 80. ubiegłego wieku. Prace te wykorzystywały wiedzę z powstającej wówczas technologii czujników światłowodowych i łączyły ją z wynikami badań dotyczących innych dziedzin, np. mechaniki. Przedmiotem pierwszych prac z tej tematyki były zarówno czujniki światłowodowe z przetwarzaniem zewnętrznym (rys. 4.1a) jak i wewnętrznym (rys. 4.1b). Ten podział dotyczy w zasadzie lokalizacji przetwarzania wielkości mierzonych.



Rys. 4.1. Przykład czujników światłowodowych: a) z przetwarzaniem zewnętrznym, b) z przetwarzaniem wewnętrznym [135]

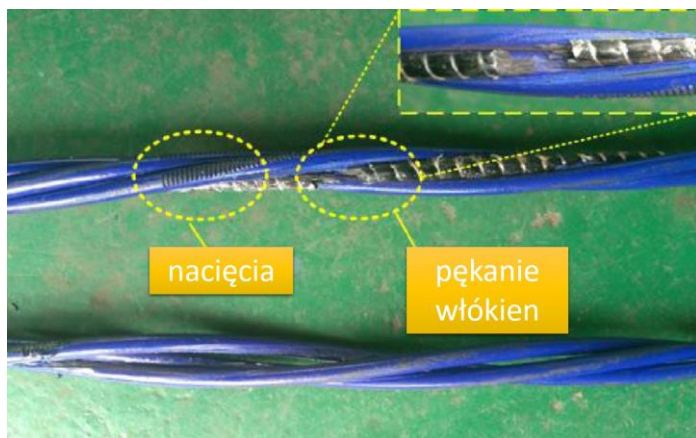
Przykładem prac stosujących podejście zewnętrzne są np. układy wykorzystujące dwójłomne płytki opóźniające, umieszczone pomiędzy dwoma skolimowanymi włóknami światłowodowymi [241]. Optyczne płytki opóźniające są wykorzystywane do kodowania informacji o przemieszczeniu obrotowym. Gdy płytka opóźniająca jest obracana, wiązka optyczna jest opóźniona. Fala, przy której opóźnienie wynosi połowę jej długości powoduje powstanie minimum na charakterystyce transmisyjnej. Długość fali, dla której występuje minimalna wartość natężenia promieniowania jest funkcją kąta obrotu płytki opóźniającej. Z kolei przykładem prac stosujących metody z przetwarzaniem wewnętrznym jest np. wykorzystanie efektu rotacji polaryzacji [96] lub wykorzystanie światłowodów wielomodowych [264]. Układ przetwarzania kąta obrotu na zmiany natężenia promieniowania działa na zasadzie wzbudzenia wybranych modów w światłowodzie wielomodowym. Jeżeli taki wielomodowy odcinek światłowodu ulega skręceniu, dochodzi do sprzęgania modów co skutkuje redystrybucją mocy do różnych modów (rys. 4.2). W ten sposób natężenie promieniowania poszczególnych modów zmienia się wraz ze skrętem.



Rys. 4.2. Światłowodowy czujnik skrętu wykorzystujący światłowody wielomodowe [264]

W niniejszym rozdziale omówione będą wybrane światłowodowe metody pomiarów kąta skrętu i obrotu. Główna część rozdziału zawiera opis idei pomiaru tych wielkości przy wykorzystaniu ukośnych siatek Bragga. Przedstawiono koncepcję układu pomiarowego oraz wyniki badań laboratoryjnych. W tej części opracowania wykazano możliwość pomiaru stopnia zarówno obrotu jak i skrętu światłowodu z zapisaną w nim strukturą TFBG o znanym kącie nachylenia. Wskazano jakie parametry sygnałów pochodzących z TFBG mogą być wykorzystane do wyznaczenia kąta obrotu. Wykazano w jakim stopniu obrót czujnika powoduje zmianę jego współczynnika transmisji dla wybranej długości fali wykazując jednocześnie, która część charakterystyki przetwarzania pozwala na uzyskanie największej czułości. Wykazano, że ta sama struktura może być również wykorzystana do pomiarów kąta skrętu.

Pomiary obrotu oraz skrętu są istotne przy monitorowaniu różnego rodzaju instalacji kablowych i konstrukcji mechanicznych [119, 312], a nawet we włókiennictwie [53]. W pracy [135] zaprezentowano metodę wykorzystującą proste i jednorodne siatki Bragga do monitorowania sił działających na przewody metalowe, będące elementami konstrukcji mechanicznych. Na rysunku 4.3 przedstawiono ciągną stalową wzmocnioną włóknami węglowymi, którego stan jest monitorowany czujnikami FBG.



Rys. 4.3. Przykład inteligentnego ciągną stalowego monitorowanego przy wykorzystaniu czujników FBG [135]

Czułość układów tego typu ocenia się najczęściej za pomocą testów statycznych i zmęczeniowych. Na rysunku 4.3 przedstawiono tzw. inteligentne stalowe linki z wbudowanymi prętami wykonanymi z włókien węglowych oraz z zamontowanymi czujnikami FBG. Układ zaproponowany w tej pracy poddano testom rozciągania w celu określenia czułości systemu pomiarowego. Uzyskane wyniki wykazują stabilność pomiarów i dokładność większą od pomiarów przy wykorzystaniu tensometrów.

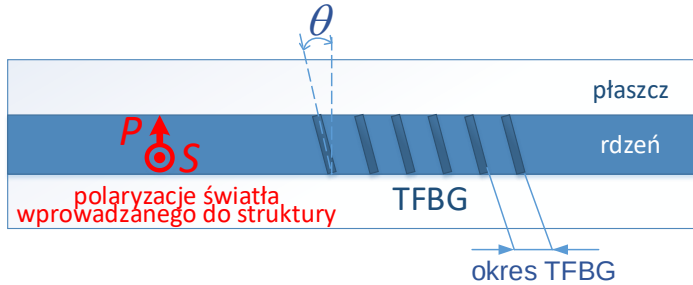
Światłowodowe metody pomiaru skrętu i obrotu posiadają ponadto kilka ważnych zalet, takich jak odporność na wpływ warunków zewnętrznych (zmienna temperatura czy pole elektromagnetyczne), stosunkowo łatwe możliwości umieszczenia czujników na konstrukcji oraz możliwość jednoczesnego pomiaru w wielu miejscach [200]. Istnieje wiele metod optycznego pomiaru obrotu oraz skrętu [25]. Wśród czujników, które wykorzystują włókna światłowodowe wymienić można takie jak: układy oparte na pętli Sagnaca i sprzęgaczach optycznych [45], interferometrze Sagnaca i eliptycznych światłowodach utrzymujących polaryzację PM (ang. *polarization maintaining*) [240], sprzęgaczu z włóknami jednomodowymi [136], siatkach długookresowych LPFG (ang.: *long period fiber gratings*) [69], siatkach FBG

utrzymujących polaryzację [152] oraz zwykłych, prostych FBG [288]. W ostatnim czasie dużym zainteresowaniem w zastosowaniach do pomiaru obrotu, skrętu oraz innych wielkości cieszą się pochyłone struktury TFBG [4, 60, 80]. W siatkach tych wykorzystuje się właściwość wpływu polaryzacji wprowadzanego światła SOP (ang.: *state of polarization*) na charakterystykę spektralną modów płaszczowych [138]. Jest to związane z tym, że siatka TFBG pozbawia światłowodów symetrii cylindrycznej [30] i umożliwia tym samym detekcję zmian orientacji polaryzacji światła wejściowego. Siatki TFBG posiadają wszystkie zalety technologii klasycznych FBG, z których jako najważniejsze wskazać można nieczułość na zmiany pola elektromagnetycznego oraz niewielkie rozmiary. Dodatkową zaletą struktur TFBG jest duża liczba modów płaszczowych widocznych w stosunkowo wąskim zakresie spektralnym. Do detekcji przesunięcia spektralnego powstającego w strukturach pochyłonych TFBG mogą być również wykorzystane układy przesłuchujące, wykorzystujące klasyczne siatki FBG [49] lub bezpośrednio sygnały laserowe [277]. Obszar charakterystyki widmowej siatki TFBG, odpowiadający modom płaszczowym zmienia się pod wpływem wielu czynników np. współczynnika refrakcji [48], siły powodującej zginanie struktury [122], zmiany poziomu cieczy, w której umieszczona jest siatka [106, 197, 205] oraz temperatury i wydłużenia struktury [188].

Stan polaryzacji może mieć negatywny wpływ na pomiary tych wielkości jeśli jest niekontrolowany lub też może być wykorzystany do zwiększenia czułości pomiarów niektórych wielkości [18, 34, 35]. W przypadku pomiarów wielkości takich jak współczynnik załamania lub poziom cieczy czułość na polaryzację może powodować błędy pomiaru. Stąd konieczność kontroli stanu polaryzacji [276]. Siatki TFBG mogą być również pokrywane dodatkowymi warstwami materiałów, co wywołuje powstanie efektu tzw. powierzchniowego rezonansu plazmonowego SPR (ang.: *surface plasmon resonance*) [3, 76, 86, 143, 262]. Efekt ten dodatkowo modyfikuje parametry optyczne i charakterystyki spektralne TFBG, pozwalając osiągnąć nieco inne właściwości czujnika opartego na tych siatkach [235]. Niestety tak zmodyfikowane struktury TFBG mogą dodatkowo wymagać zanurzenia w cieczy, co z kolei komplikuje ewentualne praktyczne zastosowania [235].

W strukturze TFBG właściwość podziału modu na dwa osobne minima (rozumiane jako ekstrema na charakterystyce spektralnej – ang.: *peaks*) dla dwóch polaryzacji posiadają mody asymetryczne LP_{1m} . Podział modu jest efektem pochylenia płaszczyzny zmian współczynnika załamania w rdzeniu światłowodu. Spolaryzowane światło wprowadzone do światłowodu w zależności od jego orientacji w stosunku do pochyłonych płaszczyzn siatki powoduje zmiany amplitud podzielonych charakterystyk widmowych modów. Ten efekt nazywa się tzw. transmisją podwójnego minimum modowego (ang.: *dual-peak transmission*). Właściwość ta może być wykorzystana do pomiarów obrotu, skrętu oraz zginania. Dwa powstałe ortogonalne stany polaryzacji określne są

jako P oraz S, przy czym stan P (ang.: *P-polarized state*) określa światło spolaryzowane liniowo, propagujące w płaszczyźnie utworzonej przez osie y-z, czyli w płaszczyźnie, w której pochylone są powierzchnie odbijające (ang.: *tilt planes*) TFBG. Z kolei stan S (ang.: *S-polarized state*) określa światło spolaryzowane liniowo, które propaguje prostopadłe do tej płaszczyzny [160, 161]. Obydwa stany przedstawia rysunek 4.4.



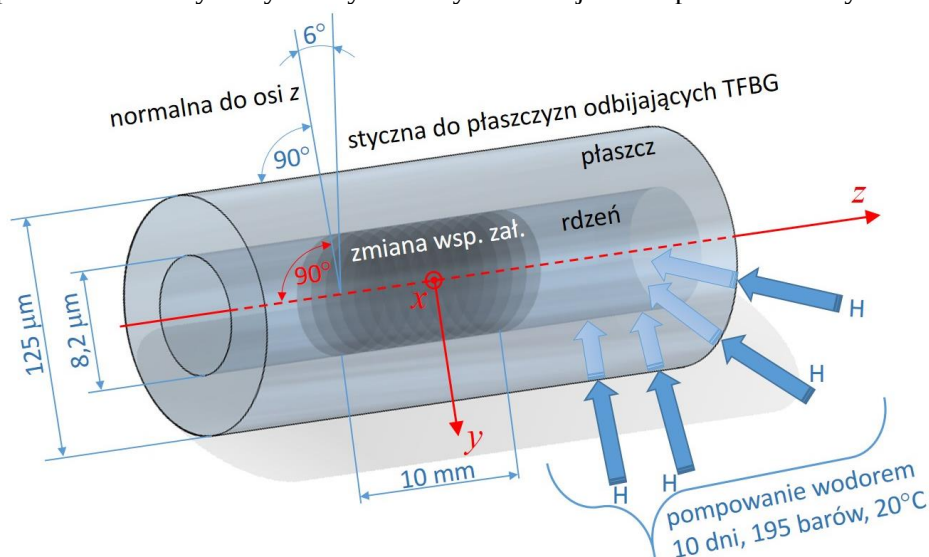
Rys. 4.4. Oznaczenie dwóch ortogonalnych stanów polaryzacji w strukturze TFBG

Różnica pomiędzy długością fali rezonansów S oraz P jest większa dla modów wyższych rzędów. Jednocześnie różnica ta jest większa dla siatek o większym kącie nachylenia płaszczyzn odbijających [162]. Zwiększenie odległości pomiędzy sąsiadującymi modami symetrycznymi LP_{0m} oraz asymetrycznymi LP_{1m} jest możliwe poprzez zmniejszenie średnicy rdzenia światłowodu, na którym jest zapisana TFBG [231]. Siatki TFBG zapisane na włóknach wielomodowych (ang.: *multi mode fiber tilted Bragg gratings*) posiadają większe średnice rdzenia co skutkuje zupełnie innymi zmianami widma pod wpływem zmian stanu polaryzacji [79]. Dokładna analiza właściwości struktury przy zmianie polaryzacji w kontekście zmiany parametrów spektralnych odpowiadających modom płaszczyznowym przedstawiona jest w pracy [2].

W niniejszym rozdziale zaprezentowane będą właściwości siatek TFBG umożliwiające ich wykorzystanie do pomiaru obrotu oraz skrętu. Dla obydwu tych wielkości wykorzystywany jest ten sam mechanizm zmiany amplitud rozczepionych modów asymetrycznych. W przypadku pomiarów obrotu zmiana amplitud modów jest taka sama na całej długości siatki. Natomiast w przypadku pomiaru skrętu zmiana ta zależy od konkretnego miejsca na długości siatki. W rozdziale tym wykazana zostanie możliwość monitorowania obrotu struktury oraz jej skręcania nawet w zakresie 200° na jej długości. Kluczowa część rozdziału zawiera analizę charakterystyk widmowych oraz charakterystyk przetwarzania dla dwóch przypadków: obrotu i skrętu w dwóch kierunkach od stanu początkowego.

4.2. Pomiary skrętu i obrotu przy wykorzystaniu TFBG zapisanej na włóknie jednomodowym

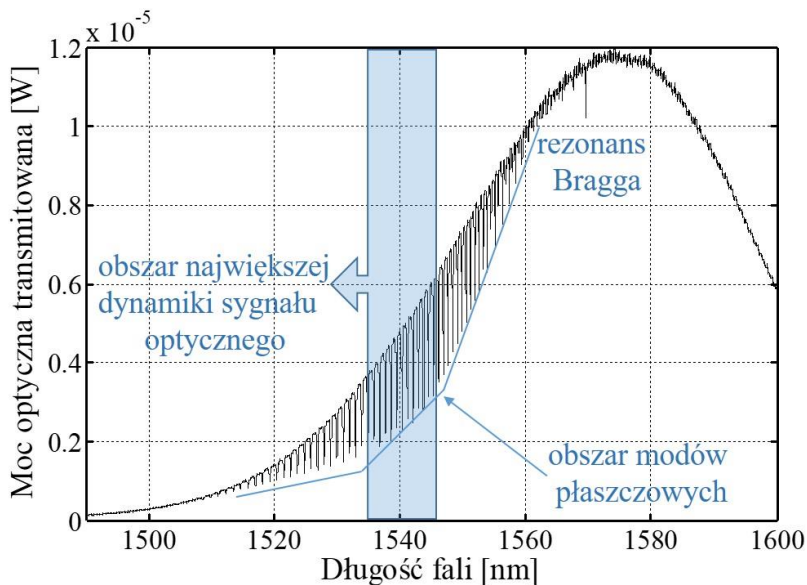
W rozdziale przedstawiono wykorzystanie pojedynczego włókna optycznego z wytworzoną pochyłą strukturą periodyczną do pomiaru kąta obrotu oraz skrętu włókna światłowodowego. W celu wykonania i analizy pomiarów obrotu oraz skrętu konieczne jest zapisanie struktury periodycznej, w której płaszczyzny modulacji współczynnika załamania są zapisane pod pewnym kątem θ w stosunku do normalnej do osi światłowodu. Na rysunku 4.5 przedstawiono wymiary rzeczywiste wytworzonej w ten sposób struktury.



Rys. 4.5. Wymiary i parametry charakterystyczne wytworzonej struktury TFBG wykorzystanej jako czujnik obrotu i skrętu

Strukturę, która przedstawiona jest na rys. 4.5 wytworzono laserem ekscymerowym z wykorzystaniem metody maski fazowej, zapewniając propagację światła w taki sposób, aby płaszczyzny siatki były umieszczone pod kątem $\theta = 6^\circ$ w stosunku do normalnej do osi z włókna. Jednomodowe włókno światłowodowe SMF-28 było wcześniej poddane procesowi fotouczulania w atmosferze wodoru o ciśnieniu 195 barów, temperaturze 20°C przez okres 10 dni. Siatka po zapisaniu posiadała całkowitą długość równą 10 mm. Tak wytworzoną strukturę poddano następnie badaniom spektralnym. Na rysunku 4.6 przedstawiono widmo transmisyjne wytworzonej struktury. Jak widać, posiada ono szereg rezonansów dla fal o długości krótszej od długości fali Bragga. Jak można zauważyć, największa wysokość minimów pochodzących od modów płaszczkowych występuje dla fal o długości zawierających się w obszarze 1540 nm. Ten zakres długości fal, wyróżniony na rys. 4.6, został wybrany do

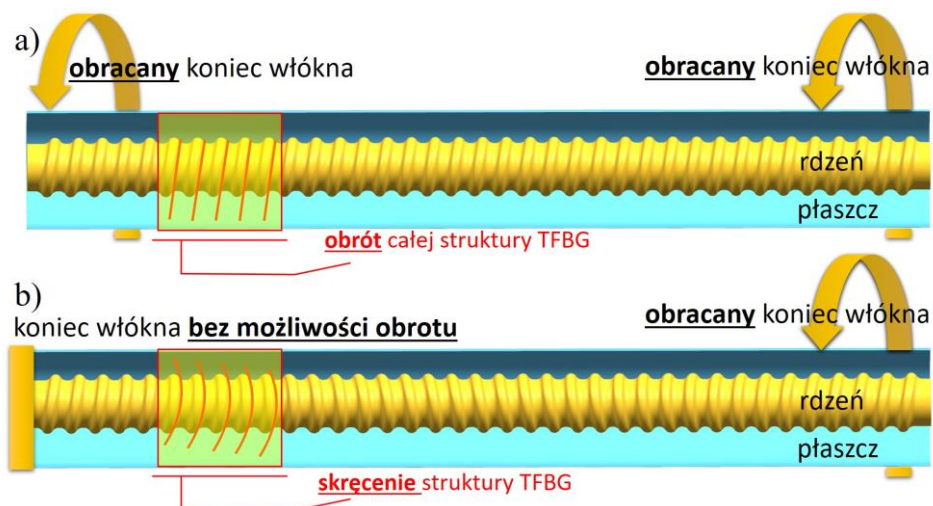
pomiarów kąta obrotu oraz skrętu. W tym obszarze uzyskano również największą dynamikę zmian poszczególnych minimów pochodzących od modów płaszczowych wraz ze zmianą obrotu i skrętu struktury TFBG.



Rys. 4.6. Widmo transmisyjne wytworzonej struktury ukośnej. Na charakterystyce zaznaczono główny rezonans rdzeniowy oraz szereg rezonansów do modów płaszczowych. Zaciemnionym pionowym prostokątem oznaczono wybrany do analizy zakres długości fali

Ponieważ wiemy, że światłowód z TFBG reaguje na zmiany kąta polaryzacji światła wprowadzanego do takiego włókna [25, 160], w niniejszym rozdziale wykazane będą różnice w reakcji odpowiedzi widmowych takiego układu na zmiany kąta jego obrotu oraz skręcenia.

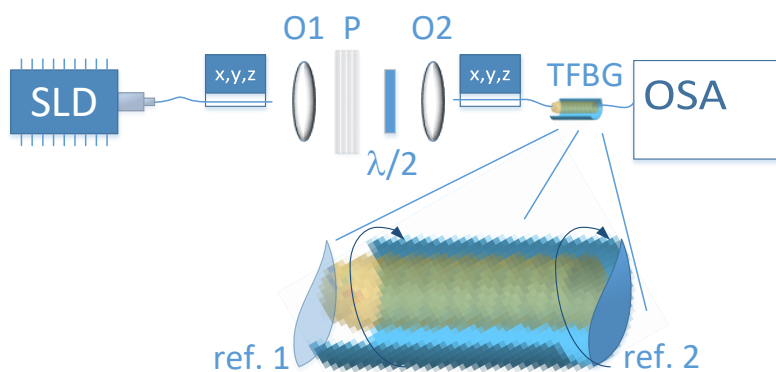
Podczas pomiarów włókno światłowodowe poddawano zarówno obrotowi (rys. 4.7a) jak i skrętowi (rys. 4.7b). W przypadku obrotu obydwa końce włókna z zapisanym elementem TFBG były obracane o ten sam kąt, co powodowało obrót całego włókna. Długość elementu TFBG wynosiła $L_{TFBG} = 10$ mm, natomiast długość światłowodu pomiędzy prawym obracającym końcem włókna a elementem TFBG wynosiła 15 mm.



Rys. 4.7. Sposób zadawania oraz pomiaru: a) obrotu, b) skrętu, włókna optycznego, w którym zapisano strukturę TFBG

W przypadku skrętu światłowodu element TFBG o długości 10 mm umieszczony był bezpośrednio przy zamocowanym na sztywno końcu włókna. Odległość TFBG od obracanego końca włókna wynosiła 30 mm. Zastosowano włókno jednomodowe SMF-28 o średnicy pola modu rdzenia równej $10,4\text{ }\mu\text{m}$ (@1550nm), średnicy rdzenia równej $8,2\text{ }\mu\text{m}$, średnicy płaszczu równej $125\text{ }\mu\text{m}$ oraz średnicy pokrycia zewnętrznego równej $242\text{ }\mu\text{m}$. Długość SMF-28 wynosiła 1 m. W obydwu przypadkach do włókna wprowadzane było światło spolaryzowane liniowo o znanej płaszczyźnie polaryzacji. W badaniach zastosowano źródło światła SLD o maksymalnej mocy 2,5 mW, centralnej długości fali równej 1550 nm oraz paśmie wynoszącym 90 nm. Pomiar przeprowadzono dla prądu źródła 200 mA i jego temperatury wynoszącej 20°C . Polaryzacja światła ustalana i kontrolowana była poprzez zastosowanie dodatkowych elementów optycznych. W pierwszym przypadku (rys. 4.7a) obydwa końce włókna obracane były przy wykorzystaniu precyzyjnego rotatora włókien światłowodowych Thorlabs HFR007 o ten sam kąt z dokładnością do dwóch stopni. Obrót włókna powodował zmiany dystrybucji energii pomiędzy poszczególnymi modami płaszczowymi w strukturze TFBG. Zmiany tej energii obserwowane były przy wykorzystaniu optycznego analizatora widma Yokogawa AQ6370D. Analizator posiadał rozdzielczość spektralną równą 0,02 nm. Widmo optyczne mierzone było w zakresie od 1490 nm do 1600 nm. W drugim przypadku (rys. 4.7b) pomiary wyglądały analogicznie, z tą jednak różnicą, że obracany był tylko jeden koniec włókna optycznego, co skutkowało skręcaniem się włókna optycznego i zapisanej w nim TFBG.

Idea układu pomiarowego przedstawiona jest na rysunku 4.8. Światło z diody superluminescencyjnej kierowane było poprzez obiektyw (O1) na polaryzator (P) oraz płytkę półfalową ($\lambda/2$) po to, aby przepuścić całe padające światło kontrolując tylko stan jego polaryzacji. Następnie, przez obiektyw (O2) światło kierowane było do włókna światłowodowego jednomodowego z zapisaną na nim TFBG. Sprzężanie światła pomiędzy włóknami i obiektywami realizowane było przy wykorzystaniu manipulatorów x,y,z firmy Thorlabs Inc. Obydwa punkty odniesienia (ref. 1 i ref. 2) służyły do wywoływania i kontroli obrotu oraz skrętu włókna z czujnikiem TFBG. Sygnał mierzono po przejściu przez cały układ przy wykorzystaniu analizatora widma optycznego (OSA). We wszystkich pomiarach wykorzystano siatkę TFBG o kącie $\theta = 6^\circ$, pomiary wykonywane były przy stabilizowanej temperaturze otoczenia równej 20°C oraz przy stałej temperaturze i prądzie SLD 200,8 mA.

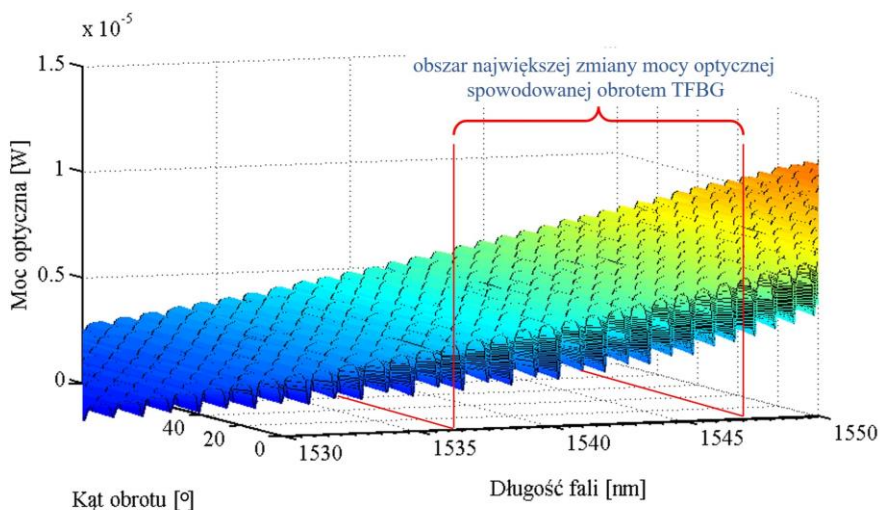


Rys. 4.8. Układ do pomiaru kąta obrotu oraz skrętu

Dla przejrzystości dalsza część rozdziału podzielona została na dwie części, pierwsza dotyczy pomiarów obrotu zaś druga dotyczy skrętu.

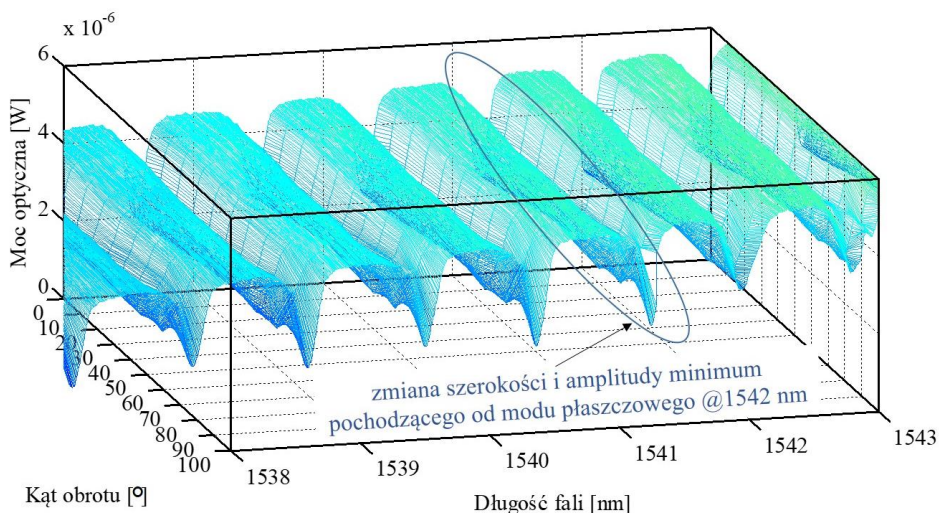
4.3. Analiza możliwości pomiaru obrotu z wykorzystaniem pochylonych struktur periodycznych

Strukturę TFBG wytworzoną zgodnie z procedurą przedstawioną na rys. 3.12 poddano badaniom spektralnym w układzie jak na rys. 4.8. W wyniku zmiany kąta obrotu włókna z TFBG uzyskano charakterystyki spektralne transmisji – rys. 4.9 dla różnych orientacji włókna.



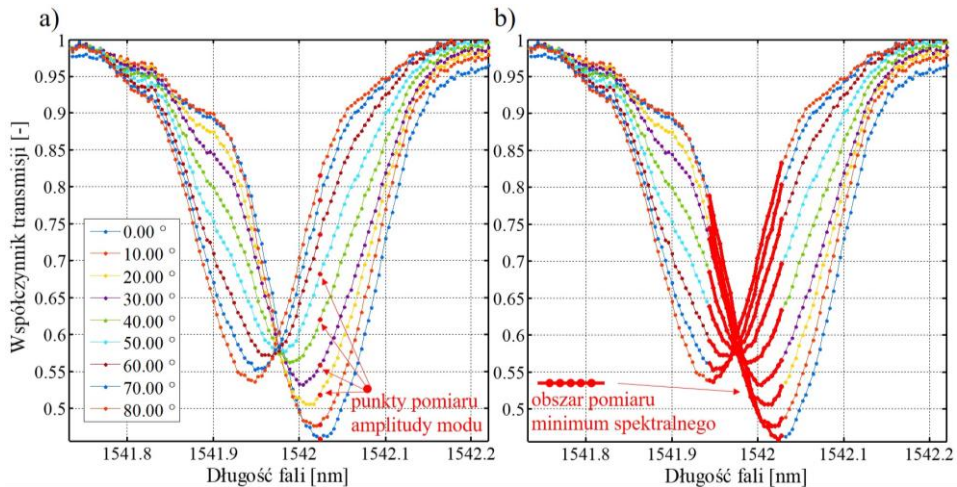
Rys. 4.9. Zmiana mocy optycznej transmitowanej po przejściu przez TFBG (6°) dla różnych kątów obrotu

Dla siatki o kącie $\theta = 6^\circ$ obszar największych zmian transmisji spowodowanych obrotem struktury zawiera się pomiędzy 1536 nm a 1548 nm (rys. 4.9). W wyniku wstępnych pomiarów widma transmisyjnego wybrano ten właśnie zakres długości fali odpowiadających modom płaszczyznowym.



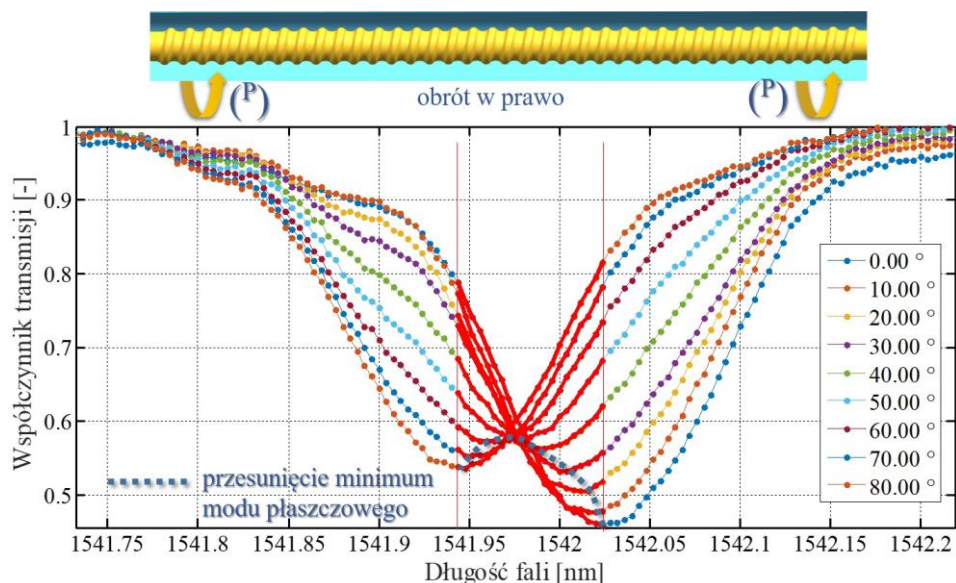
Rys. 4.10. Zmiana charakterystyki transmisyjnej TFBG dla kątów obrotu od 0° do 100°

Rysunek 4.10 przedstawia zmiany mocy optycznej po przejściu przez strukturę TFBG z zaznaczonym obszarem modu płaszczyzowego, wybranego do dalszych pomiarów. Wstępna analiza charakterystyk widmowych wykazała reakcję wytworzonej TFBG na obrót, objawiającą się zmianą amplitudy minimów pochodzących od modów płaszczyzowych @1542 nm a także zmianę długości fali odpowiadającej minimom dla modów płaszczyzowych w tym obszarze długości fal. Dalsze badania przeprowadzono już w obszarze 1542 nm, mierząc przesunięcia minimów charakterystyki spektralnej oraz zmiany amplitudy modów płaszczyzowych (rys. 4.11). Zjawisko polegające na zmianie współczynnika transmisji TFBG dla danej długości fali przedstawiono na rysunku 4.11a. Na rysunku tym zaznaczono również punkty pomiaru współczynnika transmisji dla TFBG (6°). Rysunek 4.11b przedstawia natomiast zjawisko przesuwania się widma modu płaszczyzowego wskutek obrotu struktury TFBG. Ze względów praktycznych to przesunięcie najprościej jest zmierzyć poprzez detekcję przesunięcia ekstremum na charakterystyce transmisyjnej. Na rysunku 4.11b zaznaczono także obszar pomiaru minimum na charakterystyce spektralnej transmisji.



Rys. 4.11. Dwa zaobserwowane zjawiska będące efektem obrotu TFBG: a) zmiana amplitudy modu dla wybranej długości fali, b) przesunięcie minimum odpowiadającemu konkretnemu modowi płaszczyzowemu

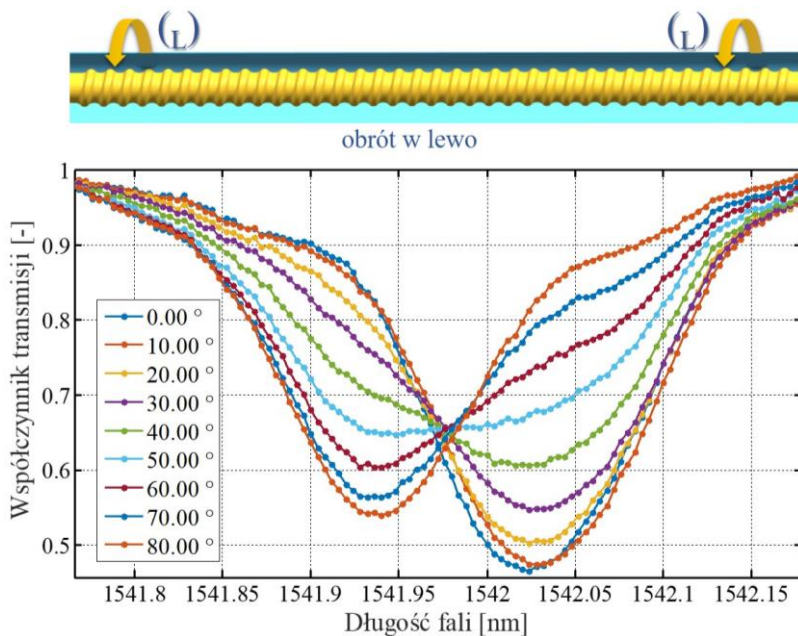
Rysunek 4.12 przedstawia wyniki pomiarów widmowych włókna z TFBG poddawanego obrotowi od 0 do 80 stopni. Kierunek obrotu był zgodny z oznaczeniem na rysunku i nazwano go w pracy jako tzw. obrót w prawo (P).



Rys. 4.12. Charakterystyki transmisyjne wytworzonej struktury TFBG zmierzone dla różnych kątów obrotu (P)

Ta część charakterystyki widmowej, która odpowiada minimum dla mniejszych długości fali (minimum występujące z lewej strony) nazywana jest w literaturze modem typu S. Minimum występujące z prawej strony oznaczane jest najczęściej w literaturze jako mod typu P [217, 218, 256]. Jak można zauważyć, obrót światłowodu z TFBG powoduje zmianę stopnia pobudzenia modów lewego (S) i prawego (P), propagujących w strukturze. Jest to spowodowane zmianą współczynnika sprzężenia mocy pomiędzy poszczególnymi modami. Ten efekt może być wykorzystany do wyznaczania kąta obrotu, np. poprzez pomiar wartości mocy dla danej długości fali. W tym celu w pracy wybrano długość fali równą 1542,2 nm (rys. 4.11a), dla której następuje znacząca zmiana mocy wskutek obrotu włókna. Ta długość fali może być wykorzystana do pomiarów pośrednich kąta obrotu. Zgodnie z rys. 4.11a dla położenia początkowego współczynnik transmisji przyjmuje wartość poniżej 0,5. Obrót struktury o 80° powoduje wzrost współczynnika transmisji dla wybranej długości fali nawet do wartości 0,85. Jednocześnie w tych zakresach obrotu włókna zauważalne jest przesunięcie minimum na charakterystyce transmisyjnej (rys. 4.11b i 4.12). Długość fali odpowiadająca minimum transmisji dla włókna w położeniu odniesienia (kąt obrotu równy 0°) wynosi 1542,025 nm i przesuwa się w miarę wzrostu kąta obrotu w kierunku fal krótszych, osiągając wartość 1541,94 nm dla kąta obrotu wynoszącego 80°. Czułość TFBG o kącie 6° na obrót wynosi zatem 1 pm/°.

charakterystykach widmowych występuje również pewien obszar, w którym wartość mocy nie ulega zmianie (lub zmienia się w sposób nieznaczny) wskutek obrotu. Poszczególne mody wymieniają się energią, ale wartość mocy dla długości fali np. 1541,975 nm (rys. 4.12) ulega bardzo małej zmianie. Jakakolwiek zmiana wartości mocy dla tych długości fali wynika bowiem ze zmiany temperatury. Gdyby temperatura zmieniała się podczas pomiaru, wtedy całe widmo ulegałoby przesunięciu, co w efekcie skutkować będzie zmianą mocy dla tych konkretnych długości fali. W niniejszym opracowaniu nazwano to zjawisko efektem temperaturowym. Należy go uwzględniać podczas pomiarów spektralnych TFBG w warunkach zmiennego kąta polaryzacji światła. Analogiczne badania można wykonać dla struktury TFBG obracając ją w przeciwnym kierunku. Rysunek 4.13 przedstawia wyniki pomiarów spektralnych TFBG dla zmiennych kątów jej obrotu w kierunku przeciwnym niż w przypadku 4.12. Ten ruch nazwano w pracy jako obrót w lewo i oznaczono go symbolem (L).

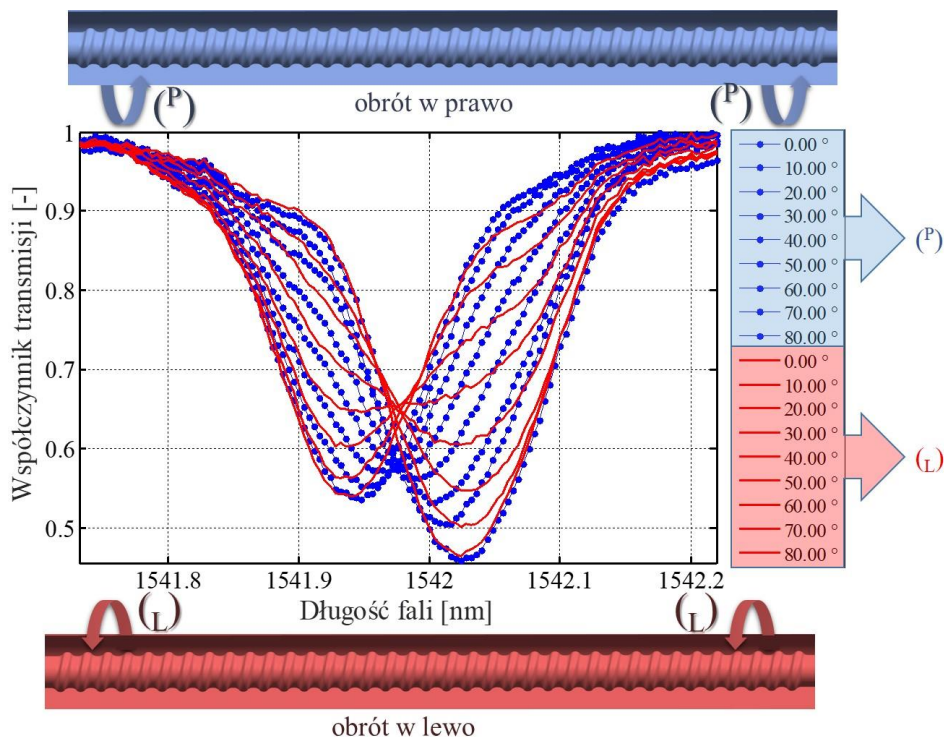


Rys. 4.13. Charakterystyki transmisyjne wytworzonej struktury TFBG zmierzone dla różnych kątów obrotu (L)

Analizując rys. 4.13 i 4.14 widać, że obrót włókna w kierunku ujemnym (L) w zakresie od 0° do 80° powoduje analogiczny efekt w stosunku do obrotu w kierunku dodatnim (P). Współczynnika transmisji struktury osiąga wartość maksymalną równą 0,82 przy kącie obrotu wynoszącym 80° . Dla kąta obrotu

równego 0° wartość współczynnika transmisji dla wybranej długości fali (1542,25 nm) wyniosła nawet poniżej 0,48.

Charakter zmian jest identyczny, zarówno obrót (L) jak i (P) powodują analogiczne zmiany charakterystyki widmowej struktury. Mierząc wartość mocy optycznej dla wybranej długości fali – w opisanym przypadku jest to 1542,25 nm – można wyznaczyć kąt obrotu włókna światłowodowego z zapisaną w nim strukturą TFBG.

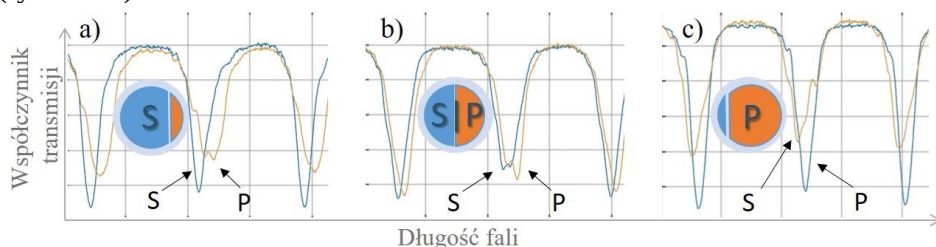


Rys. 4.14. Zestawienie charakterystyk transmisyjnych TFBG zmierzonych dla różnych kątów obrotu (P) oraz (L)

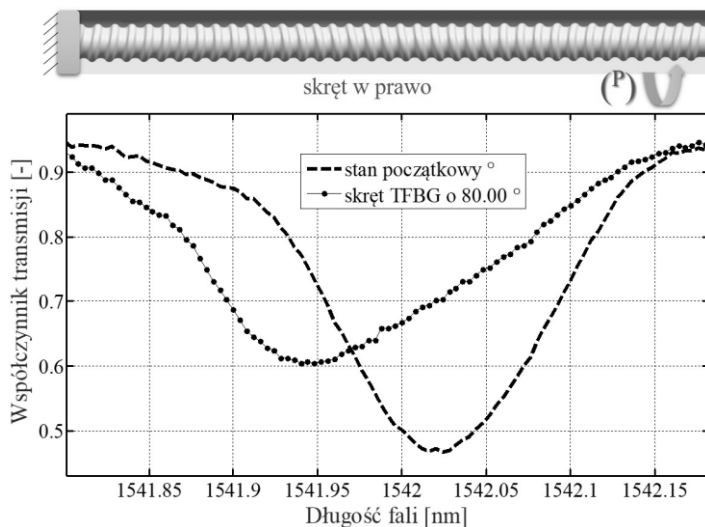
Przedstawione wyniki wykazują możliwość zastosowania TFBG do pomiaru kąta obrotu. W celu porównania, charakterystyki przetwarzania kąta obrotu na zmianę współczynnika transmisji TFBG zostały zamieszczone w dalszej części niniejszego opracowania razem z charakterystykami przetwarzania kąta skrętu struktury. Wyniki badań spektralnych skręcanej TFBG zaprezentowano w rozdziale 4.4. W rozdziale tym przeanalizowano wpływ skręcenia włókna na charakterystyki widmowe przy różnych parametrach polaryzacji światła wejściowego.

4.4. Analiza możliwości pomiaru skrętu z wykorzystaniem ukośnych struktur periodycznych

W tym podrozdziale zaprezentowano wyniki pomiarów spektralnych wytworzonej struktury TFBG poddawanej skręcaniu zgodnie z rys. 4.7b. Zbadano widma przy skręcaniu struktury w kierunku (P) oraz (L). Podawany kąt skręcenia jest kątem o jaki skręcano strukturę TFBG na jej długości. Pomiary wykonano również przy pobudzeniu początkowym różnych modów struktury (rys. 4.15), zarówno odpowiadających polaryzacji S (rys. 4.15a), jak i P (rys. 4.15c) [160, 161]. W tym rozdziale przeanalizowano również zmianę charakterystyk spektralnych dla pobudzenia obydwu modów jednocześnie. Nazwano ten stan jako polaryzacja pośrednia i oznaczono go symbolem: S|P (rys. 4.15b).



Rys. 4.15. Trzy stany pobudzania modów badanej TFBG: a) stan typu S, b) stan pośredni – S|P, c) stan typu P

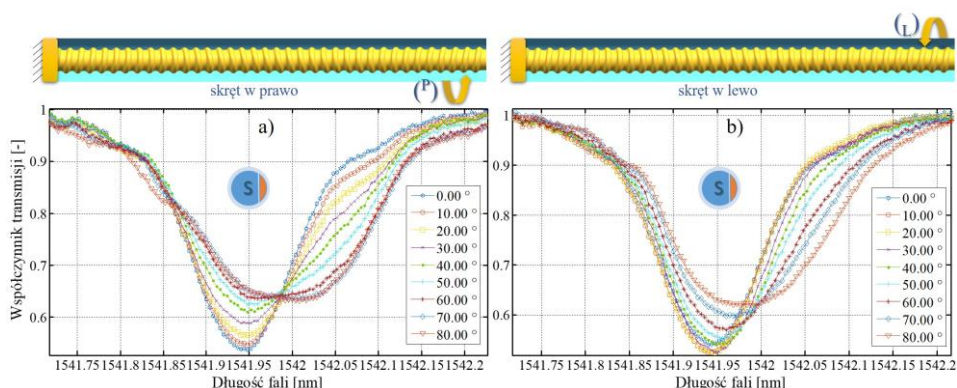


Rys. 4.16. Charakterystyki transmisyjne badanej TFBG zmierzone dla siatki nieskręconej oraz siatki skręconej (P) o kąt 80° . Pobudzenie modu typu P

Analizę wpływu skrętu TFBG na jej charakterystykę widmową wykonano wykorzystując siatkę o kącie $\theta = 6^\circ$. Strukturę poddano skręceniu o kąt równy 80° i zbadano zmiany jej transmisji dla przy znanym stanie pobudzenia modów. Rysunek 4.16 przedstawia zmianę widma transmisyjnego dla pobudzenia typu P i skrętu struktury w prawo o kąt równy 80° .

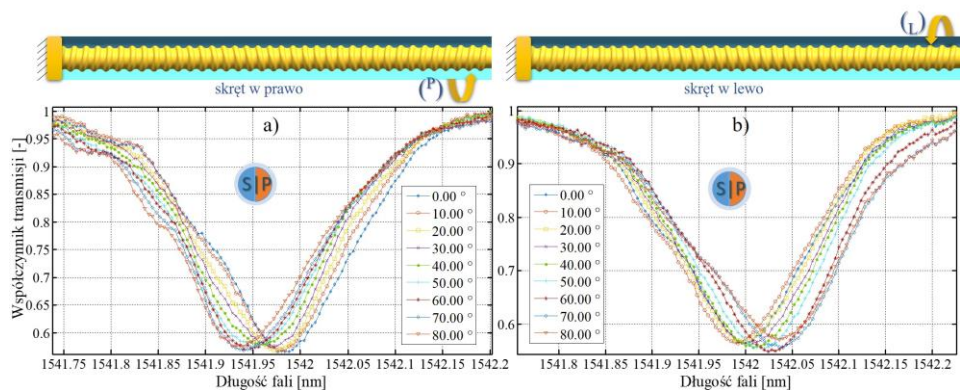
Analizując wyniki pomiarów skrętu TFBG widać, że charakterystyka transmisyjna struktury również ulega przesunięciu, tak jak to miało miejsce w przypadku jej obrotu. Charakterystyczna jest również wymiana mocy pomiędzy modami typu S i P. Na rys. 4.16 widać transfer mocy z modu typu P do modu typu S wskutek skrętu (P) struktury o kąt 80° .

Rysunki 4.17–4.19 przedstawiają widma transmisyjne dla sześciu przypadków. W pierwszej kolejności pobudzony był mod znajdujący się po stronie fal krótszych (pobudzenie typu S) poprzez odpowiednie ustawienie polaryzacji światła wejściowego, a całą strukturę poddano skrętowi (P) (rys. 4.17a). Następnie pobudzany był również mod typu S i jednocześnie wywołany skręt (L) struktury (rys. 4.17b).



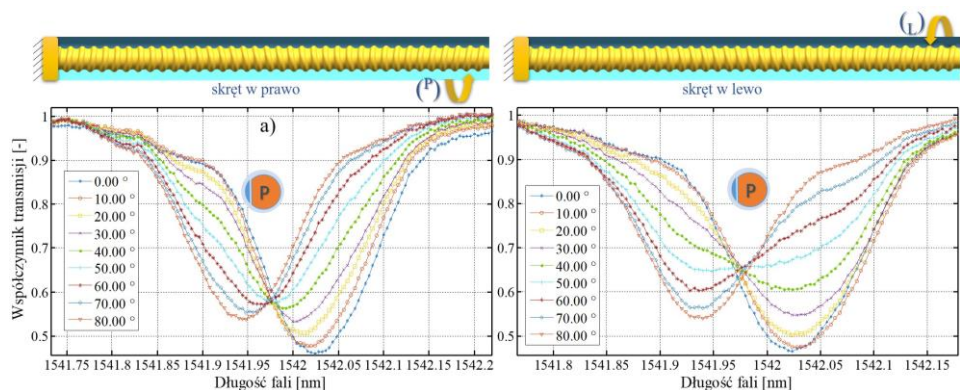
Rys. 4.17. Charakterystyki transmisyjne wytworzonej struktury TFBG zmierzone dla różnych wartości kąta skręcenia: a) pobudzony mod polaryzacyjny typu S, obrót w kierunku (P), b) pobudzony mod polaryzacyjny typu S, obrót w kierunku (L)

W dalszej części eksperymentów pobudzano obydwa mody S/P TFBG i jednocześnie skręcano strukturę w kierunku (P) (rys. 4.18a). Następnie, przy pobudzeniu obydwu modów w układzie S/P dokonano skrętu (L) TFBG (rys. 4.18b).



Rys. 4.18. Charakterystyki transmisyjne wytworzonej struktury TFBG zmierzone dla różnych wartości kąta skręcenia: a) pobudzone obydwa tryby polaryzacyjne S|P, obrót w kierunku (P), b) pobudzone obydwa tryby polaryzacyjne S|P, obrót w kierunku (L)

Na końcu pobudzany był prawy tryb TFBG i jednocześnie wywoływano skręt (P) struktury (rys. 4.19a) oraz skręt (L) TFBG (rys. 4.19b). Tak jak w przypadku obrotu – w tej części pomiarów również wybrano długość fali, dla której wyznaczano wartość współczynnika transmisji. Ze względu na położenie pików pochodzących od trybów płaszczowych w przypadku skrętu długość fali, dla której określano wartość transmisji wynosiła 1541,95 nm.



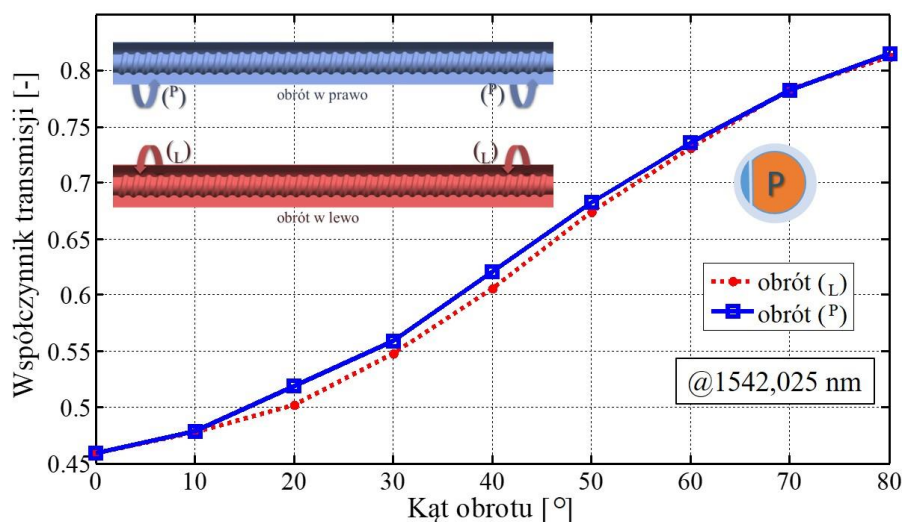
Rys. 4.19. Charakterystyki transmisyjne wytworzonej struktury TFBG zmierzone dla różnych wartości kąta skręcenia: a) pobudzony prawy tryb polaryzacyjny, obrót w kierunku (P), b) pobudzony prawy tryb polaryzacyjny, obrót w kierunku (L)

Analizując rysunki 4.17–4.19 można zauważyć, że skręcanie struktury TFBG powoduje również wymianę energii pomiędzy trybami typu S i P. Można to zaobserwować jako zmiany intensywności rezonansów na charakterystyce

spektralnej, pochodzących od poszczególnych modów. Zmniejszanie się amplitudy modu typu S powoduje wzrost amplitudy modu typu P i na odwrót. Miarą skreću może być zatem zarówno przesunięcie minimum wybranego modu, jak również np. wartość współczynnika transmisji dla wybranej długości fali jak to przyjęto w niniejszej pracy. Ponadto, charakterystyczne jest to, że szerokość połowkowa minimów na charakterystyce transmisyjnej – FWHM (ang.: *Full Width at Half Maximum*) wszystkich minimów pochodzących od modów płaszczowych ulega również zmianie. Zmiana parametru FWHM może być zatem również miarą skreću struktury. Analizując charakterystyki transmisyjne zamieszczone na rysunkach 4.17–4.19 widać, że FWHM wzrasta nawet 2-krotnie podczas skręcania TFBG o kąt 80° .

4.5. Wyniki badań obrotu i skreću metodą wykorzystującą czujniki z pochylonymi siatkami Bragga

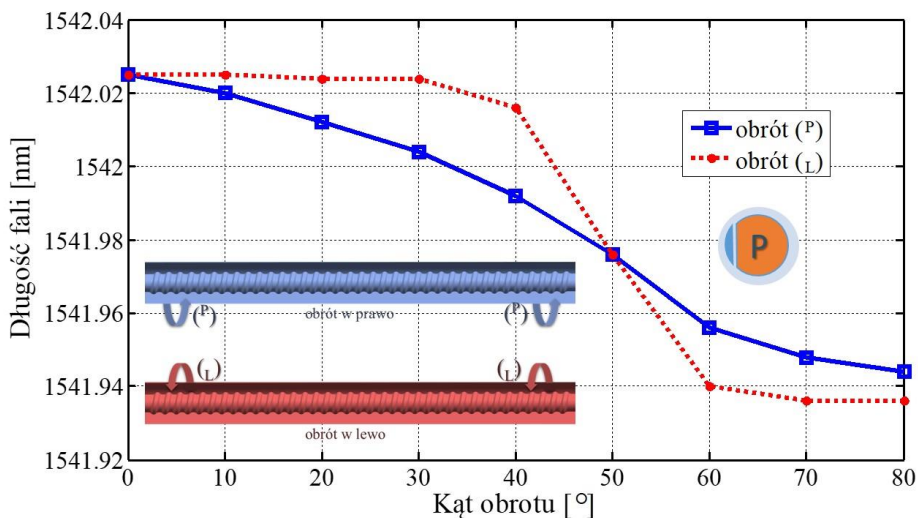
W tej części opracowania zaprezentowane zostały charakterystyki przetwarzania wytworzonej i opisanej w poprzednich rozdziałach struktury periodycznej. Rysunek 4.20 przedstawia wyniki pomiarów współczynnika transmisji struktury TFBG o kącie 6° dla wybranej długości fali (1542,025 nm). Na jednym wykresie zestawiono wyniki pomiarów dla obrotu (P) oraz (L). Transmisja osiąga wartość minimalną dla struktury nieobróconej (obróć równy 0°).



Rys. 4.20. Zmiana współczynnika transmisji TFBG pod wpływem obrotu dla długości fali równej 1542,025 nm. Pobudzony prawy mod polaryzacyjny, obróć w kierunku (P) oraz (L)

Jak widać obrót czujnika powoduje wzrost transmisji TFBG. Największa czułość została uzyskana w środkowej części charakterystyki przetwarzania, dla kątów zawierających się od 20° do 70° . Charakter zmian współczynnika transmisji jest taki sam dla obrotu (P) jak i (L) (rys. 4.20). Powyższe wyniki wskazują, że zapisanie siatki TFBG o kącie 6° umożliwia detekcję obrotu włókna światłowodowego poprzez pomiar transmisji układu na wybranej długości fali. Zmiany współczynnika transmisji układu są zbliżone dla obrotu (P) oraz (L).

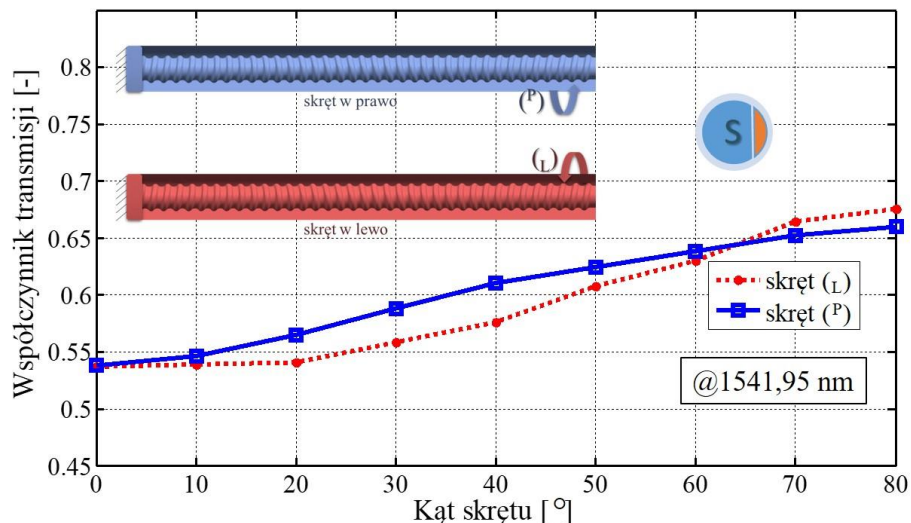
Dla porównania analogiczne krzywe przetwarzania zostały wykreślone na rysunku 4.21, na którym przedstawiono wartość długości fali odpowiadającą minimum na charakterystyce transmisyjnej wybranego modu płaszczowego. W tym przypadku charakter zmian przesunięcia długości fali minimum modu jest również podobny dla obrotu (P) oraz (L). Charakterystyczna jest jednak różnica przesunięcia wartości minimalnej współczynnika transmisji odpowiadającego modowi płaszczowemu (@1542,025 nm).



Rys. 4.21. Zmiany długości fali odpowiadające wartości minimalnej transmisji modu płaszczowego dla obrotu TFBG. Pobudzony prawy mod polaryzacyjny, obrót w kierunku (P) oraz (L)

Na rysunku 4.21 przedstawiono zmiany położenia minimum transmisji modu płaszczowego, które początkowo (dla 0°) zlokalizowane było dla fali o długości równej 1542,025 nm się przy obrotach w obydwie strony (P) i (L) włókna światłowodowego. Taki sam charakter zmian występuje dla wszystkich pozostałych modów płaszczowych, których minima na charakterystyce transmisyjnej występują dla innych długości fali. Jest to spowodowane

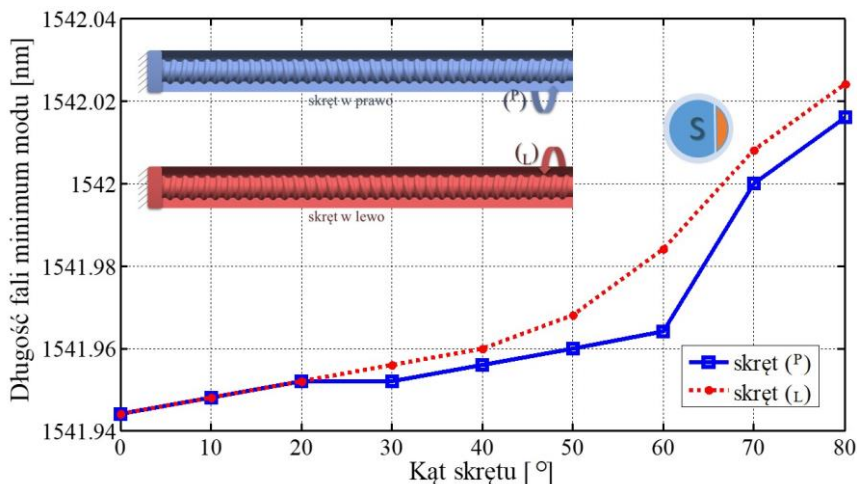
niesymetrycznym pobudzeniem składowych tego modu. Dlatego też w dalszej części niniejszego rozdziału przedstawiono charakterystyki przetwarzania dla innych stanów pobudzenia modów w strukturze TFBG, w tym również pobudzenia symetrycznego (S|P).



Rys. 4.22. Zmiana współczynnika transmisji TFBG pod wpływem skrętu dla długości fali równej 1541,95 nm. Pobudzony lewy mod polaryzacyjny, skręt w kierunku (P) oraz (L)

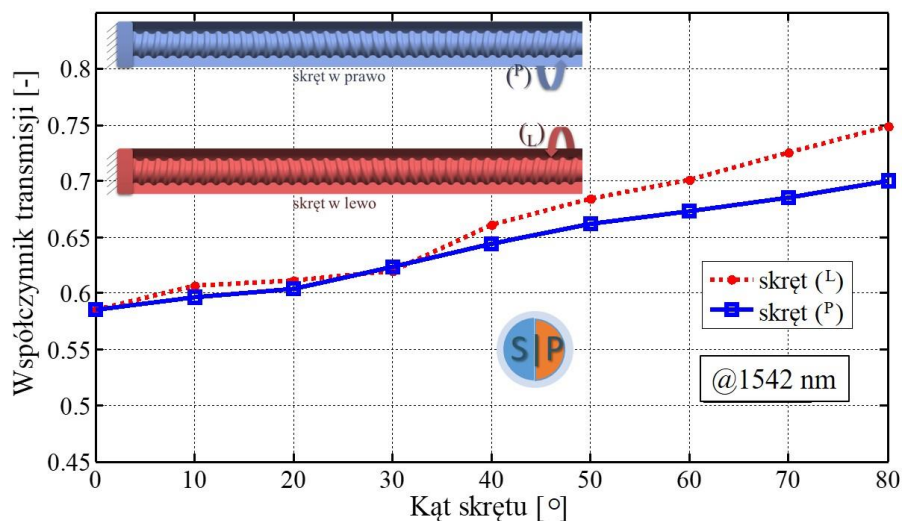
Dla porównania, analogiczne krzywe przetwarzania zostały wykreślone w przypadku skręcania czujnika, co zaprezentowano na rysunkach 4.22–4.25. Analizując rysunek 4.22 można zauważyć, że skręcenie struktury TFBG – tak jak w przypadku obrotu – ma wpływ na wartość współczynnika transmisji dla wybranej długości fali. Na rysunku 4.22 przedstawiono wyniki uzyskane w układzie, w którym pobudzany był mod polaryzacyjny S. Graniczne wartości skrętu wynosiły od $+80^\circ$ do -80° . Struktura reaguje na skręcanie w zakresie od $+80^\circ$ do -80° poprzez zmianę współczynnika transmisji dla wybranej długości fali (rys. 4.22).

Dalsza część rozdziału zawiera opis, wyniki pomiarów oraz ich analizę dla struktury TFBG skręcanej przy pobudzeniu modów typu S, S|P oraz P. Na rysunku 4.23 zestawiono charakterystyki przetwarzania czujnika w przypadku pobudzenia lewego modu polaryzacyjnego (S). Charakterystyczny jest w tym przypadku wzrost długości fali dla którego występuje minimum modu płaszczowego.



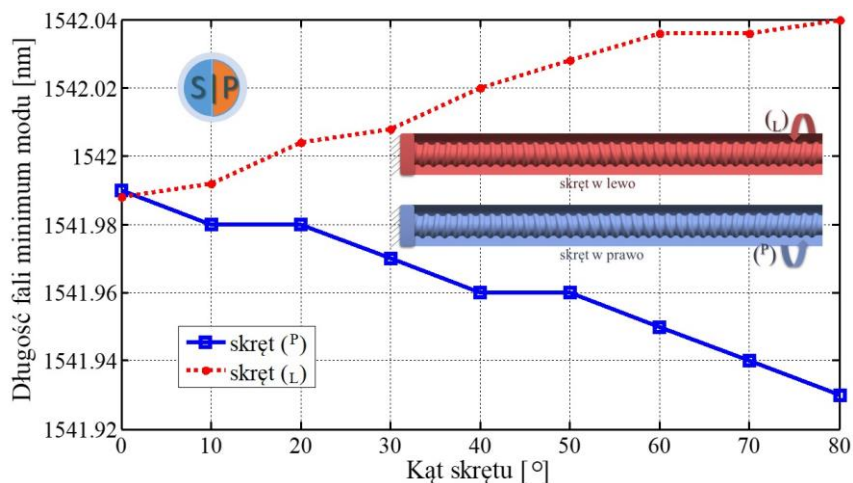
Rys. 4.23. Zmiany długości fali odpowiadające wartości minimalnej transmisji modu płaszczowego dla skrętu TFBG. Pobudzony lewy mod polaryzacyjny, skręt w kierunku (P) oraz (L)

Na rysunku 4.23 przedstawiono charakterystykę przetwarzania w obszarze występowania takiego minimum dla wybranego modu. Gdyby badany element TFBG miał być wykorzystany w charakterze czujnika skrętu, a wielkością monitorowaną byłoby przesunięcie długości fali minimum modu, wtedy istotną rolę odgrywałaby znajomość stanu polaryzacji pobudzanych modów. Przesunięcie długości fali minimum transmisji TFBG w stronę fal dłuższych (rys. 4.23), a nie krótszych (4.21) można bowiem wytłumaczyć różnicą pobudzenia modowego TFBG. Dla pobudzenia modu polaryzacyjnego typu S większa część energii przypada na lewą część charakterystyki widmowej modu (tzw. lewy pik, lewe minimum). Natomiast skręcanie struktury TFBG powoduje sprzężanie coraz większej wartości mocy optycznej do minimum leżącego po prawej stronie charakterystyki. To „przelewanie się” mocy pomiędzy modami i związanymi z nimi minimami, lewym i prawym, wskutek skręcenia oraz fakt, że w stanie początkowym (struktura TFBG nieskręcona) zastosowano pobudzenie typu S (lewy pik) powoduje, że wraz ze wzrostem kąta skrętu długość fali minimum odpowiadająca danemu modowi płaszczowemu przesuwa się w stronę fal dłuższych. Ważnym wnioskiem wynikającym bezpośrednio z analizy tych pomiarów jest to, że wykorzystanie elementu TFBG o znanych parametrach do monitorowania, pomiaru bądź kontroli skrętu wymaga dodatkowo znajomości polaryzacji światła wprowadzanego do światłowodu z TFBG. W dalszej części przedstawiono kolejne wyniki badań skręcania światłowodów z TFBG dla pozostałych stanów pobudzenia modów płaszczowych (S|P oraz P).



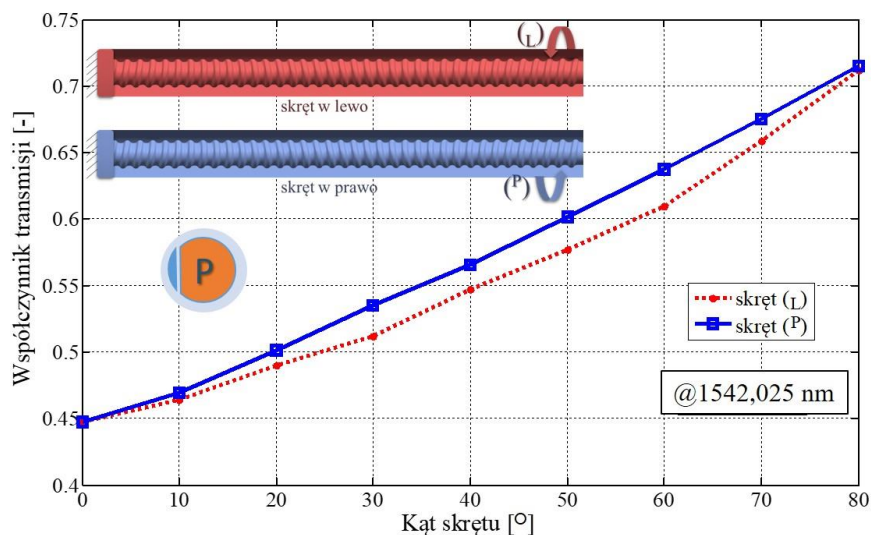
Rys. 4.24. Charakterystyki przetwarzania skrętu na transmisję TFBG dla długości fali równej 1541,95 nm. Pobudzone dwa mody polaryzacyjne: stan S|P, skręt w kierunku (P) oraz (L)

Na rysunku 4.24 przedstawiono wyniki pomiarów współczynnika transmisji dla kątów skrętu od 0° do 80° przy równym pobudzeniu dwóch minimów odpowiadających jednemu modowi polaryzacyjnemu, co zgodnie z nomenklaturą zaproponowaną we wcześniejszej części niniejszej monografii odpowiada stanowi polaryzacyjnemu S|P. W celu możliwości porównania otrzymanych wyników z danymi otrzymanymi w tym rozdziale a opisanymi powyżej, pomiary wykonano również przy skręcie TFBG w kierunku (P) oraz (L). W tym przypadku, tak jak dla stanu polaryzacyjnego S, kształt zmian współczynnika transmisji układu dla danej długości fali jest podobny. Różnice w wartościach transmisji pojawiają się dla większych kątów skrętu struktury TFBG. Dopiero po przekroczeniu kąta skrócenie powyżej wartości 30° następują różnice wartości współczynnika transmisji pomiędzy skrętem (P) oraz (L). Kolejne próby badań wykazały, że różnice te wynikają z niedoskonałości pobudzenia typu S|P. Im mniejsza jest różnica w amplitudzie minimów lewego oraz prawego danego modu płaszczowego, tym mniejsza jest później różnica w wartościach współczynnika transmisji dla obrotu (P) oraz (L). Kluczową rolę przy tego typu czujnikach odgrywa zatem geometria układu optycznego. Ciekawe zjawisko jest obserwowalne podczas pomiarów minimum modu płaszczowego w przypadku pobudzenia S|P (rys. 4.25).



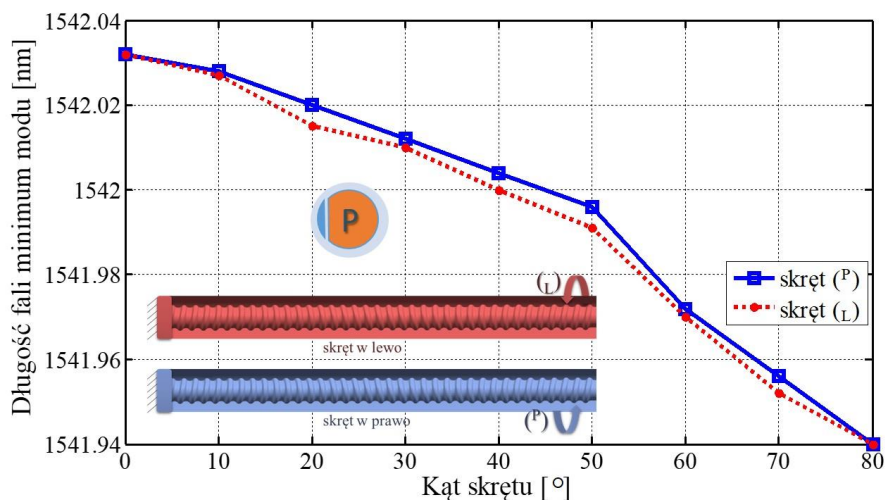
Rys. 4.25. Charakterystyki przetwarzania TFBG skrętu na długości fali odpowiadającą minimum modu płaszczowego. Pobudzone dwa tryby polaryzacyjne: stan S|P, skręt w kierunku (P) oraz (L)

Charakter zmian przesunięcia długości fali tego minimum jest zupełnie inny dla skrętów (P) i (L). Nachylenia krzywych przetwarzania układu dla tych skrętów mają przeciwne znaki. Skręt (P) powoduje przesunięcie długości fali minimum modu płaszczowego w stronę fal krótszych, natomiast skręt (L) przeciwnie, w stronę fal dłuższych (rys. 4.25). Wartości bezwzględne nachylenia charakterystyk przetwarzania dla (P) i (L) są wprawdzie zbliżone, ale w przypadku skrętu (P) nachylenie to jest ujemne podczas gdy skręt (L) struktury powoduje dodatnie nachylenie charakterystyki przetwarzania. Jest to spowodowane symetrią obydwu minimów modu płaszczowego. W warunkach idealnych stanem początkowym, w którym TFBG jest nieskręcona, jest dokładnie takie samo pobudzenie obydwu minimów (S|P). Zatem jeżeli skręt (P) struktury będzie powodował „przelewanie się” mocy z minimum transmisyjnego prawego do minimum lewego to skręt (L) spowoduje coraz mocniejsze sprzężanie mocy do pików transmisyjnych prawych kosztem lewych. To z kolei jest przyczyną, że skręt (P) powoduje przesuwanie się sumarycznego widma modu płaszczowego w stronę fal krótszych, a skręt (L) w stronę fal dłuższych. Wytlumaczenie tego zjawiska a także wykazanie jego powtarzalności pozwala postawić tezę, że z punktu widzenia zastosowań TFBG w pomiarach wielkości fizycznych stan polaryzacji światła wprowadzanego S|P jest najkorzystniejszy. Pozwala bowiem na określenie wektora skrętu, ponieważ możliwe jest w tym przypadku wyznaczenie znaku (kierunku) skręcania struktury TFBG. W końcowej części tego rozdziału przedstawiono charakterystyki przetwarzania w przypadku pobudzenia prawej części modu polaryzacyjnego (rys. 4.26).



Rys. 4.26. Charakterystyki przetwarzania zmiany skrętu na transmisję układu dla fali o długości równej 1542,025 nm. Pobudzony prawy mod polaryzacyjny (P), skręt w kierunku (P) oraz (L)

Charakterystyki przetwarzania skrętu TFBG analogiczne jak w przypadku rys. 4.23 oraz 4.25, ale dla pobudzonego modu typu P przedstawia rysunek 4.27.



Rys. 4.27. Charakterystyki przetwarzania TFBG zmiany skrętu na długość fali odpowiadającą minimum transmisji modu płaszczyzowego. Pobudzony prawy mod polaryzacyjny (P), skręt w kierunku (P) oraz (L)

Struktura reaguje na skręcanie w zakresie od $80^\circ(P)$ do $80^\circ(L)$ przy pobudzeniu prawego modu polaryzacyjnego również poprzez zmianę długości fali odpowiadającej minimum współczynnika transmisji dla danego modu płaszczonego (rys. 4.27). Porównując wyniki otrzymane dla różnych pobudzeń i przedstawione na rysunkach 4.23, 4.25, 4.27 można zauważyć, że jedynie pobudzenie typu S|P powoduje zmianę kąta nachylenia charakterystyki przetwarzania przy obrotach (P) i (L) . Charakterystyczna jest również symetria charakterystyki przetwarzania dla obrotów (P) i (L) i dla pobudzeń typu S i P.

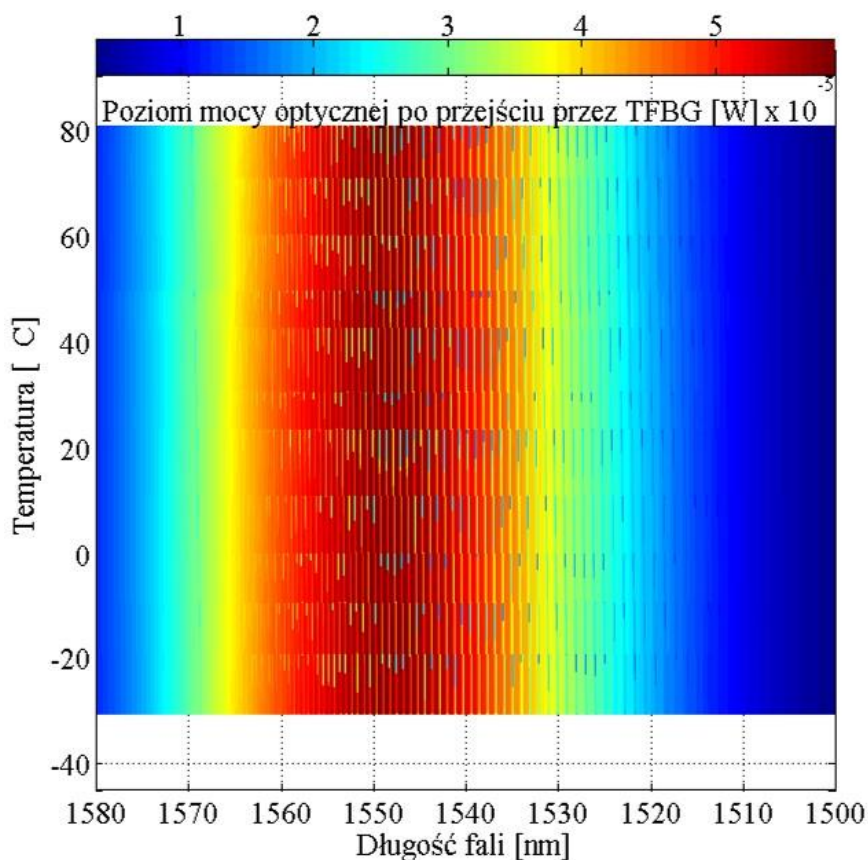
Podsumowując, w niniejszym rozdziale wykazano możliwość pomiaru zarówno stopnia obrotu jak i skrętu światłowodu z zapisaną w nim strukturą TFBG o kącie nachylenia równym 6° . Wykazano, że obrót czujnika o 160° powoduje zmianę współczynnika transmisji nawet od 0,45 do 0,83 dla długości fali równej 1542,025 nm. Udowodniono również, że największą czułość można uzyskać w środkowej części charakterystyki przetwarzania, dla kątów od 35° do 65° . Wykazano, że ta sama struktura może być również wykorzystana do pomiarów kąta skrętu. Stwarza to możliwość monitorowania zarówno kąta obrotu jak i skrętu włókna światłowodowego. TFBG reaguje na skręcenie o 160° na długości 10 mm (od -80° do $+80^\circ$) poprzez zmianę współczynnika transmisji w zakresie od 0,45 do 0,72 dla długości fali 1542,025 nm, przy czym największa czułość na skręcanie występuje dla polaryzacji wejściowej typu P (rys. 4.26). Dla polaryzacji wejściowej typu S i S|P zmiana wartości współczynnika transmisji dla wybranej długości fali jest nawet 2-krotnie mniejsza (rys. 4.22 oraz rys. 4.24). Wykorzystując zatem odcinek światłowodu z zapisaną TFBG i przyjmując jako miarę skrętu takiej struktury współczynnik transmisji dla wybranej długości fali, najkorzystniejszym przypadkiem będzie zatem pobudzenie wstępne w strukturze TFBG modów typu P ze względu na największą czułość układu. Jeżeli z kolei jako miarę skrętu przyjmiemy przesunięcie minimum modu na charakterystyce spektralnej transmisji wówczas najkorzystniejszym przypadkiem będzie pobudzenie wstępne modów typu S|P, ze względu na możliwość pomiaru wektora skrętu.

5. Metoda równoczesnego pomiaru polaryzacji światła, promienia zgięcia oraz temperatury wykorzystująca pochylone siatki Bragga

W niniejszym rozdziale zaprezentowane zostały możliwości pomiarów kąta zgięcia włókna światłowodowego z TFBG. Dodatkowo wykazano, że ten sam element TFBG może być wykorzystany do jednoczesnego pomiaru kąta obrotu. W rozdziale zawarto wyniki pomiarów tych wielkości fizycznych światłowodami z zapisanymi na nich siatkami ukośnymi. Zaprezentowano metodę, która umożliwia również uniezależnienie układu sensorycznego od temperatury.

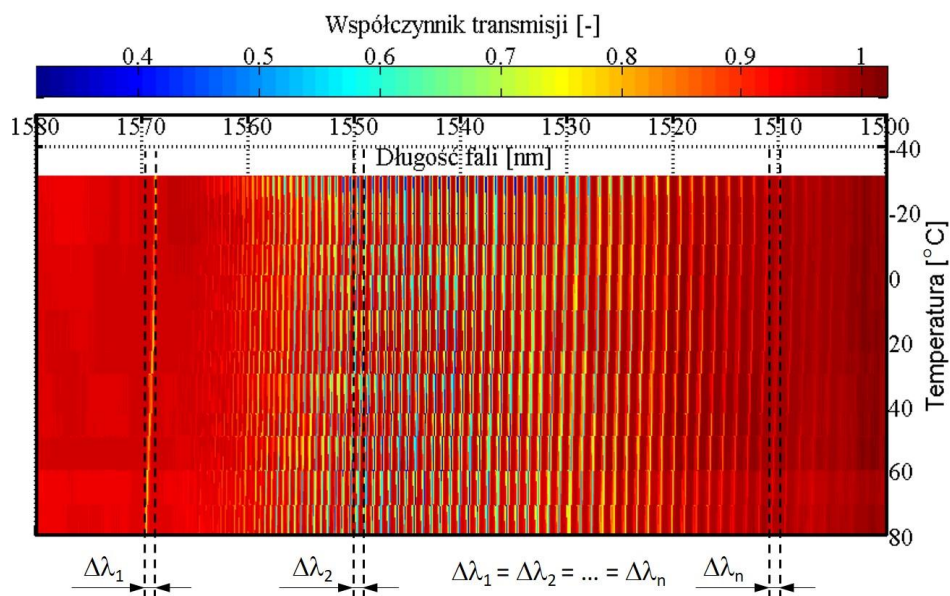
5.1. Reakcja TFBG na zmiany temperatury

Aby przedstawić możliwości wykorzystania pojedynczego elementu TFBG do równoległych pomiarów kątów zginania oraz obrotu dodatkowo uniezależniając cały układ pomiarowy od zmian temperatury, niniejszy rozdział rozpoczyna się od omówienia reakcji TFBG na zmiany temperatury na podstawie przedstawionych wyników pomiarów laboratoryjnych. Wytworzoną na włóknie jednomodowym SMF-28 siatkę TFBG o kącie nachylenia płaszczyzn odbijających równym 5° poddano działaniu zmiennej temperatury w komorze klimatycznej. Temperaturę zmieniano w zakresie od -30°C do 80°C mierząc moc optyczną promieniowania po przejściu przez strukturę. Wyniki pomiarów przedstawia rysunek 5.1. Jak widać poziom mocy optycznej dla całego rozpatrywanego zakresu spektralnego jest zdeterminowany charakterystyką spektralną źródła SLD (rys. 3.20). Na rysunku 5.1 widoczne jest przesunięcie spektrum w stronę fal dłuższych wskutek wzrostu temperatury. Zjawisko to jest spowodowane, podobnie jak w przypadku prostych siatek Bragga, rozszerzalnością termiczną światłowodu, na którym zapisana jest siatka oraz zmianą stałej elastooptycznej, przy czym dominujący jest efekt rozszerzalności termicznej włókna. W celu dokładniejszego zbadania tego zjawiska i wykorzystania wiedzy na jego temat w celu opracowania metody nieczułej na zmiany temperatury przeanalizowano kilka obszarów charakterystyki spektralnej. Obszary te znajdują się w pobliżu długości fal odpowiadających głównemu rezonansowi Bragga oraz wybranym pikom związanych z istnieniem modów płaszczowych.



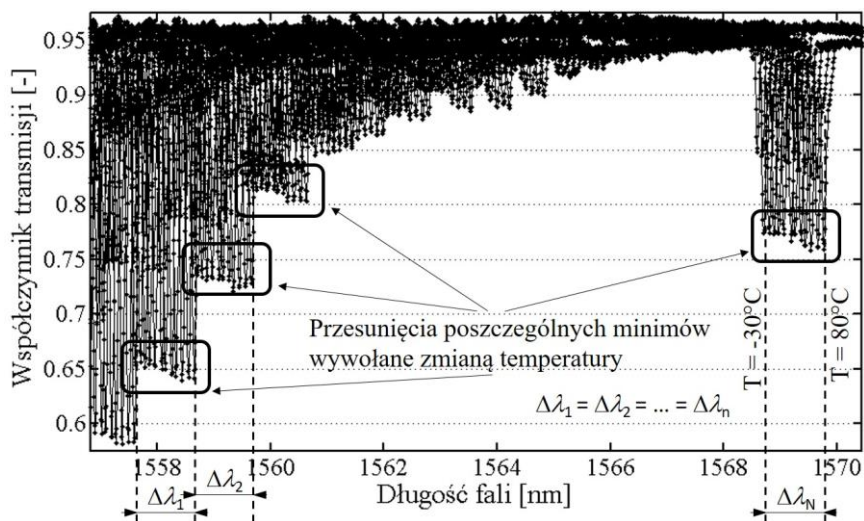
Rys. 5.1. Widmo transmisyjne TFBG zmierzone w zmiennej temperaturze

Obszar czerwony odpowiadający mocy transmisyjnej na poziomie $\sim 5 \cdot 10^{-5}$ W i występujący w okolicy 1550 nm jest związany z istnieniem charakterystycznego maksimum na krzywej promieniowania SLD (rys. 3.20). W pomiarach wykorzystywany był fotodetektor półprzewodnikowy wykonany z arsenku galowo-indowego firmy Thorlabs, typ PDA10CF. Wyniki uzyskane z pierwszych pomiarów temperaturowych i przedstawione na rys. 5.1 w znacznym stopniu są zdeterminowane przez charakterystykę spektralną źródła światła. Na rysunku 5.2 przedstawiono zmiany współczynnika transmisji TFBG w różnych temperaturach.

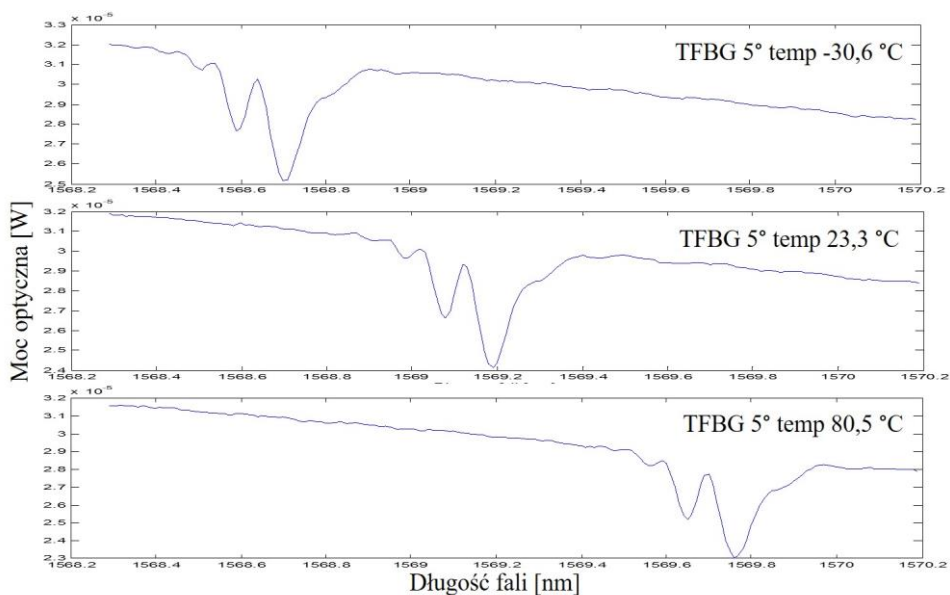


Rys. 5.2. Unormowane widma transmisyjne TFBG zmierzone w zmieniającej się temperaturze

Na rysunku 5.2 zaobserwować można charakterystyczne przesunięcie poszczególnych części charakterystyki spektralnej TFBG pod wpływem temperatury. W miarę wzrostu temperatury poszczególne obszary spektrum TFBG przesuwają się w stronę fal dłuższych. Jest to spowodowane w głównej mierze rozszerzalnością temperaturową włókna, na którym zapisana jest siatka. Przesunięcia widmowe poszczególnych części charakterystyki dla wszystkich długości fal $\Delta\lambda_i$ (gdzie $i = 1, 2, \dots, n$) na charakterystyce spektralnej są takie same. Właściwość tą dokładniej prezentuje rysunek 5.3, na którym przedstawiono, że zarówno przesunięcie głównego rezonansu Bragga (szereg minimów z prawej strony rysunku zawierający się pomiędzy długościami fal od 1568 do 1570 nm) jak i wybranych pików odpowiadających modom płaszczowym ma taką samą wartość. W celu pomiaru temperatury czujnikiem wykorzystującym elementy TFBG należy wykorzystać tą właśnie właściwość, polegającą na przesunięciu poszczególnych części charakterystyki widmowej. Jest paradoksem, że ta właśnie cecha wiąże się jednocześnie z podstawowym ograniczeniem, jeżeli chodzi o możliwość stosowania TFBG w pomiarach wielkości fizycznych. Wpływ temperatury powoduje bowiem zmianę charakterystyki widmowej TFBG, co przy braku uwzględnienia tego wpływu uniemożliwia wykonanie prawidłowych pomiarów innych wielkości fizycznych na podstawie pomiaru zmiany położenia poszczególnych części charakterystyki widmowej.



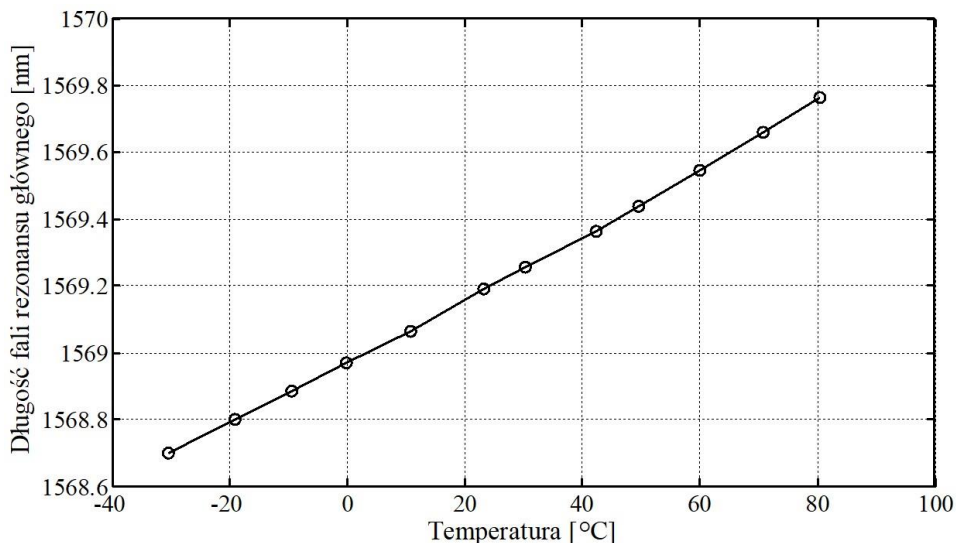
Rys. 5.3. Przesunięcie wybranej części charakterystyki transmisyjnej TFBG wywołane zmianą temperatury od -30°C do $+80^{\circ}\text{C}$



Rys. 5.4. Przesunięcie głównego rezonansu Bragga TFBG wskutek zmian temperatury

Kształt części widma na charakterystyce transmisji TFBG związanej z rezonansem Bragga nie ulega zmianie (rys. 5.4). Zmienia się jedynie długość

fali, dla której występuje minimum transmisji. Charakterystyka widmowa ulega przesunięciu, a kształt charakterystyki przetwarzania temperatury takiej struktury na zmianę długości fali przedstawia rysunek 5.5.

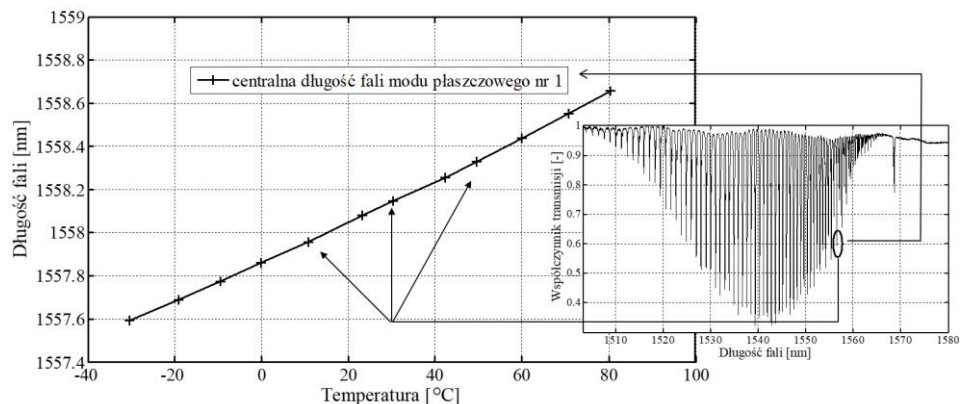


Rys. 5.5. Zmiany długości fali rezonansu głównego TFBG 6° wykorzystywanej przy pomiarach temperatury (rezonans Bragga)

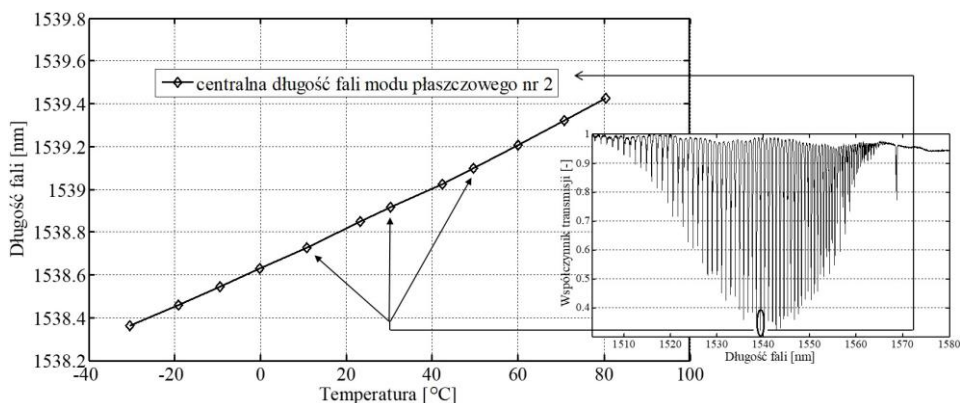
Mod rdzeniowy TFBG posiada największą długość fali a odpowiadający mu pik na charakterystyce spektralnej jest największy. Długość fali rezonansu głównego charakteryzuje się taką samą jak standardowa prosta siatka Bragga czułością temperaturową ($\sim 10 \text{ pm}/^\circ\text{C}$), a także taką samą jak FBG czułością na naprężenie osiowe ($\sim 1 \text{ pm}/\mu\text{e}$) [39]. W badanym zakresie, tzn. dla temperatur od $-30,5^\circ\text{C}$ do $80,5^\circ\text{C}$ współczynnik czułości długości fali modu głównego struktury TFBG na temperaturę wynosi $10 \text{ pm}/^\circ\text{C}$. Zależność długości fali rezonansu Bragga od temperatury jest liniowa i odpowiada czułości teoretycznej struktury FBG.

Na rysunku 5.6 wykreślono charakterystykę zmian długości fali przy zmianie temperatury w zakresie od $-30,5^\circ\text{C}$ do $80,5^\circ\text{C}$, przy czym analizowany jest rezonans na charakterystyce spektralnej pochodzący od modu płaszczowego. Mod ten oznaczono w niniejszym rozdziale jako mod płaszczowy 1. Z kolei rysunek 5.7 przedstawia analogiczne wyniki, ale dla modu płaszczowego wyższego rzędu, oznaczonego w rozdziale jako mod płaszczowy 2. Istnieje wiele prac, w których autorzy oznaczają mody płaszczowe kolejnymi cyframi. Spośród wielu oznaczeń najczęściej stosuje się oznaczenia zaproponowane w pracach [60, 82, 128], w których mody oznaczają się dwoma indeksami.

Pierwszy z indeksów oznacza czy dany mod jest parzysty czy nieparzysty (oznaczenie: 0 – parzysty, 1 – nieparzysty), natomiast drugi indeks oznacza numer kolejny danego modu, odpowiednio parzystego bądź nieparzystego.



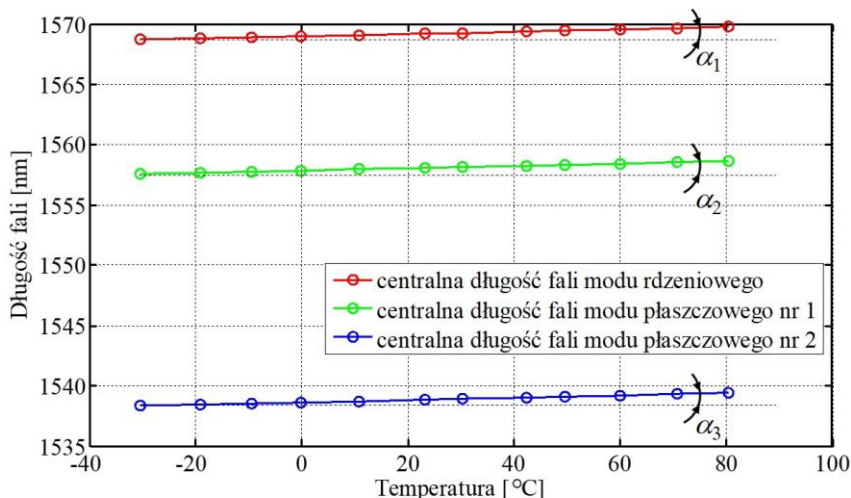
Rys. 5.6. Zmiany długości fali od temperatury dla modu płaszczonego nr 1 (TFBG 6°)



Rys. 5.7. Zmiany długości fali od temperatury dla modu płaszczonego nr 2 (TFBG 6°)

W niniejszym rozdziale przedstawiono wyniki badań spektralnych, które wykazują, że czułość temperaturowa wszystkich rezonansów TFBG jest taka sama i nie zależy np. od rzędu modu płaszczonego. Dlatego trzy wybrane rezonanse na charakterystyce spektralnej transmisji oznaczono jako: rezonans główny (pochodzący z modu rdzeniowego – tzw. rezonans Bragga) (rys. 5.5), rezonans modu płaszczonego nr 1 (pochodzący od wybranego modu propagującego w płaszczu, oznaczonego jako 1 zgodnie z rys. 5.6) oraz rezonans modu płaszczonego nr 2 (pochodzący od wybranego modu propagującego

w płaszczu, oznaczonego jako 2 zgodnie z rys. 5.7). Dla porównania na rysunku 5.8 zestawiono charakterystyki wpływu temperatury na przesunięcie minimum dla trzech wybranych rezonansów.



Rys. 5.8. Charakterystyki wpływu temperatury na długość fali dla trzech wybranych rezonansów

Czułość długości fali odpowiadającej minimum transmisji dla danego rezonansu można zdefiniować jako:

$$K_T^{\lambda_{\min}} = \frac{\Delta \lambda_{\min}}{\Delta T}, \quad (5.1)$$

gdzie $\Delta \lambda_{\min}$ jest zmianą (rozumianą jako przesunięcie) długości fali minimum wybranego modu, natomiast ΔT jest zmianą temperatury, wywołującą takie przesunięcie. Ponieważ kąty nachylenia krzywych przetwarzania dla wybranych modów są równe (rys. 5.8) możemy zapisać, że:

$$\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = \dots = \alpha_n. \quad (5.2)$$

Skoro spełnione jest równanie (5.1) to tangensy kątów nachylenia charakterystyk przetwarzania są w tym przypadku również równe, zatem czułości $K_T^{\lambda_{\min}}$ są takie same dla wszystkich modów płaszczowych oraz modu rdzeniowego. Ponieważ wszystkie rezonanse modu rdzeniowego oraz modów płaszczowych charakteryzują się taką samą zależnością od temperatury, to przesunięcie temperaturowe pików na charakterystyce spektralnej można skompensować poprzez pomiar względnych przesunięć długości fali

(np. w stosunku do piku odpowiadającego rezonansowi głównemu). W dalszej części niniejszego opracowania opisano wykorzystanie tej właściwości do uniezależnienia pracy czujnika opartego na TFBG od wpływu temperatury. Zamiast mierzyć absolutne przesunięcie długości fali poszczególnych modów płaszczowych, można wyznaczać przesunięcie tych modów w stosunku do modu rdzeniowego.

5.2. Pomiary spektralne włókien optycznych z naniesioną strukturą TFBG, podawanych zginaniu dla różnych kątów obrotu polaryzacji światła wejściowego

Ten rozdział zawiera opis metody i układ do równoległego pomiaru kąta polaryzacji światła wejściowego oraz zgięcia światłowodu z ukośną siatką Bragga. W rozdziale omówiono, jakie parametry spektralne czujnika należy wybrać i w jaki sposób, aby uzyskać minimalną czułość na temperaturę i jednocześnie czułość na polaryzację światła i zgięcie światłowodu. Oprócz nieczułości na temperaturę główną zaletą zaproponowanego rozwiązania jest jego uniwersalność. Istnieje możliwość regulacji zakresu pomiaru i rozdzielczości pomiaru w zależności od konkretnego zastosowania.

Czujniki przemieszczenia znajdują zastosowanie w wielu gałęziach przemysłu, takich jak np. przemysł lotniczy lub budownictwo. Podstawowymi rodzajami czujników mierzących przemieszczenie są sensory indukcyjne, impulsowe, potencjometryczne i pojemnościowe. Przykładem czujników światłowodowych do pomiarów zgięcia są długookresowe siatki Bragga LPFG (ang.: *long-period fiber gratings*). Znaną metodą pomiaru zgięcia, w których LPFG zapisuje się na standardowym światłowodzie jednomodowym i umieszcza w kompozycie z włókien węglowych [250]. Zmiany temperatury mają jednak bardzo duży wpływ na pracę czujników opartych o LPFG. Do pomiarów parametrów mechanicznych wykorzystuje się również zwykłe siatki Bragga (FBG). Wykorzystanie tych elementów w charakterze czujników zginania wymaga np. ich umieszczenia we włóknach fotonicznych z przerwą foniczną PBGFs (ang.: *all-solid photonic bandgap fibers*) [109]. Takie rozwiązanie jest jednak bardzo czułe na wpływy niedokładności geometrii włókien mikrostrukturalnych. Badane są również układy do pomiaru zgięcia wykorzystujące zarówno LPFG jak i FBG [248]. Redukcję czułości skrośnej na temperaturę przeprowadza się często poprzez wykorzystanie struktur hybrydowych, złożonych również z dwóch rodzajów siatek światłowodowych: LPFG i TFBG. W ten sposób można badać zmiany promienia zgięcia [230]. Niektóre z czujników wykorzystujących elementy TFBG mogą być również traktowane jako niezależne od temperatury [110] poprzez wstawienie odcinka światłowodu wielomodowego pomiędzy włókno jednomodowe a element TFBG. Znaną również strukturę, wykorzystywaną jako czujniki zgięcia [59], w których siatka FBG jest zapisana w tym samym miejscu co TFBG (ang.: *superimposed grating*

structure). W układach takich sygnał odbity od siatki FBG jest modulowany przez TFBG, która jest czuła na zginanie [10]. Czujniki wykorzystujące siatki Bragga do pomiaru przemieszczenia najczęściej wymagają zaprojektowania dodatkowego wspornika lub elementu mechanicznego, przenoszącego przemieszczenie z obiektu badanego do włókna optycznego [234]. Podstawowym problemem we wspomnianych rozwiązaniach jest czułość siatek Bragga zarówno na wydłużenie osiowe jak i temperaturę. Dlatego też układy pomiarowe wykorzystujące czujniki tego rodzaju wymagają kompensacji temperaturowej podczas pomiarów innych wielkości fizycznych. Niestety, często metody zmniejszania czułości skrośnej na temperaturę powodują zmniejszenie zakresu pomiarowego układu z siatkami TFBG i FBG. Znane są rozwiązania charakteryzujące się wysoką czułością na odkształcenie, ale posiadające wąski zakres pomiaru, np. rzędu 1 nm [107]. Zakres pomiarowy ulega również zmianie wskutek pokrycia włókna z siatką TFBG np. dodatkową warstwą ochronną [159].

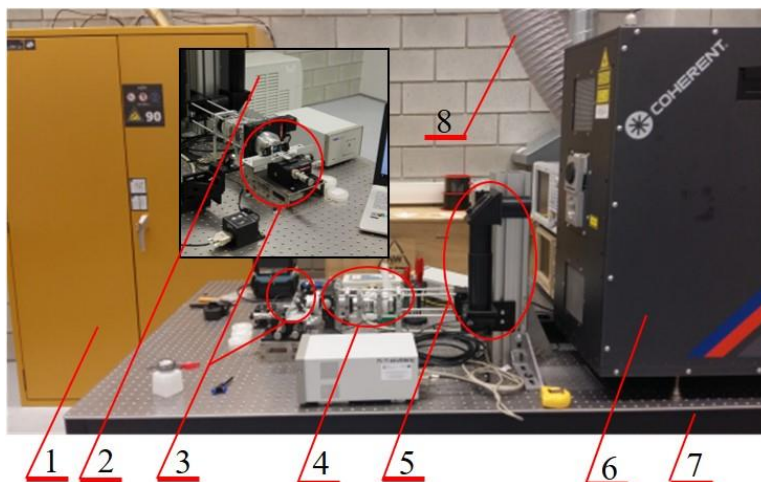
Spośród istniejących metod pomiaru zgięcia, wykorzystujących elementy TFBG wymienić należy takie, które pozwalają na pomiary makro zgięć [12] o bardzo małych wartościach. Dla przykładu w pracy [150] zaproponowana została bardzo obiecująca metoda, ale pozwala ona jedynie na pomiar promienia zgięcia, poza tym możliwy jest pomiar tylko kilku dyskretnych wartości zgięcia.

Analizując istniejące rozwiązania czujników opartych na TFBG do pomiaru zgięć można zauważyć, że dąży się do opracowań, które będą nieczułe na zmiany temperatury, pomimo że przetwornikiem pomiarowym jest światłowód z siatką Bragga [77]. Pożądaną cechą jest również możliwość wykonywania pomiaru innych wielkości fizycznych, tym samym elementem pomiarowym. Dlatego w niniejszym rozdziale przedstawiono podstawy teoretyczne i koncepcję czujników opartych na TFBG do jednoczesnego pomiaru zgięcia oraz kąta polaryzacji światła wejściowego. Wykazano w jaki sposób można uniezależnić układ od zmian temperatury otoczenia. W celu pomiaru wybranych parametrów czujników TFBG zaproponowano układ pomiarowy pozwalający na zadawanie wielkości mierzonych w sposób ciągły. Takie podejście pozwala na pełne określenie właściwości opracowanego układu i metody pomiarowej nie tylko dla konkretnych i dyskretnych wartości zadawanych wielkości mierzonych, ale w pełnym i ciągłym zakresie ich zmian. Przedstawiona metoda pomiarowa jest dodatkowo nieczuła na kierunek zginania.

Zaproponowany układ pomiarowy wykorzystuje zarówno zjawisko sprzęgania światła do modów płaszczowych jak również rezonans główny Bragga, który w strukturach TFBG zmniejsza się wraz ze wzrostem kąta nachylenia płaszczyzn siatki. Możliwe jest nawet jego całkowite wyeliminowanie jeżeli kąt siatki przekroczy pewną graniczną wartość. Granica, przy której następuje jego zanik jest zależna od geometrii włókna, na którym zapisana jest TFBG [4].

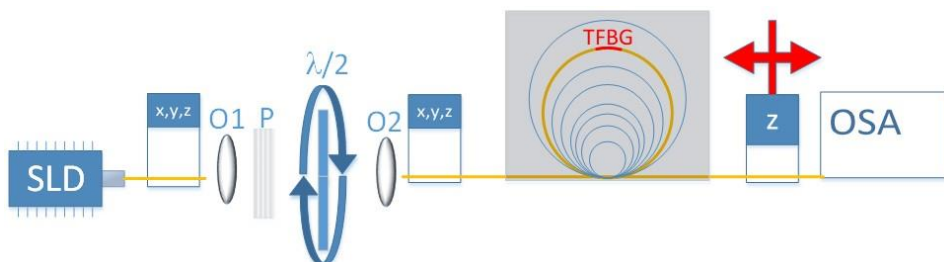
Położenie rezonansu głównego można wykorzystać w metodach uniezależnienia się od wpływu temperatury. W związku z powyższym na

potrzeby badań opisanych w niniejszym rozdziale wytworzono strukturę o kącie nachylenia równym 2° i długości równej 15 mm. Siatka była wytworzona na wodorowanym przez okres 10 dni światłowodzie jednomodowym SMF-28. Zapis odbywał się przy wykorzystaniu lasera ekscymerowego pracującego na długości fali 248 nm. Użycie maski fazowej o okresie 1080 nm pozwoliło to na wytworzenie struktury o długości fali Bragga równej 1564,5 nm. Laser pracował z mocą równą 100 mJ i częstotliwością repetycji równą 15 Hz. W celu stabilizacji pracy układu do zapisu siatek w pomieszczeniu utrzymywana była stała temperatura, a laser ekscymerowy posiadał dodatkowe chłodzenie wodne (rys. 5.9).



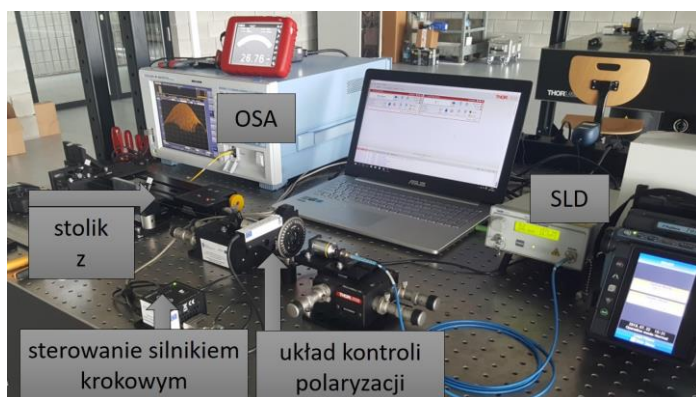
Rys. 5.9. Stanowisko do zapisu TFBG: 1 – instalacja gazów do lasera ekscymerowego, 2 – chłodnica wodna do stabilizacji parametrów lasera podczas zapisu struktur, 3 – stolik obrotowy do maski fazowej napędzany silnikiem krokowym, 4 – klatkowy system pozycjonowania i kształtowania wiązki UV, 5 – układ peryskopu optycznego, 6 – laser ekscymerowy, 7 – stół optyczny z aktywną eliminacją drgań, 8 – wyciąg gazów z lasera

Poprawę powtarzalności wytwarzanych struktur uzyskano również poprzez eliminację drgań całego układu dzięki zastosowaniu stołów optycznych z aktywną eliminacją drgań. Tak wytworzone elementy poddano następnie badaniom spektralnym na stanowisku, umożliwiającym zginanie włókna optycznego z TFBG. Płynna regulacja kąta zgięcia struktury była realizowana poprzez odpowiednie uformowanie odcinka światłowodu, na którym zapisano TFBG. Schemat układu pomiarowego przedstawiono na rysunku 5.10.



Rys. 5.10. Schemat układu do pomiaru promienia zgięcia światłowodu oraz kąta polaryzacji światła wejściowego

Polaryzacja światła wprowadzanego do światłowodu z zapisaną strukturą TFBG jest kontrolowana poprzez układ obiektywów (O1 i O2), polaryzator (P) oraz płytkę półfalową ($\lambda/2$). Promień zgięcia struktury jest kontrolowany i wywołowany poprzez ruch stolika w osi z (rys. 5.11). Oddalanie stolika (z) powoduje zaciskanie się pętli światłowodowej i zmniejszanie promienia zgięcia światłowodu z TFBG. Z drugiej strony ruch stolika w lewo (przybliżanie się do pojemnika z pętlą włókna) powoduje zwiększenie promienia zgięcia światłowodu z TFBG. Takie podejście umożliwia również sterowanie zakresem pomiarowym poprzez dobór średnicy pętli.



Rys. 5.11. Zdjęcie układu do pomiaru promienia zgięcia oraz kąta polaryzacji światła wejściowego

Zwiększenie średnicy początkowej włókna powoduje zwiększenie zakresu pomiarowego kosztem dokładności pomiaru. Zmiana geometrii układu pozwala zatem na sterowanie dokładnością pomiaru i zakresem pomiarowym. Zginanie włókna z TFBG oraz obrót płaszczyzny polaryzacji światła wprowadzanego powoduje zmianę charakterystyki widmowej TFBG. Wskutek zginania

występujące we włóknie naprężenia powodują zmianę wartości współczynników załamania światła dla poszczególnych modów płaszczowych. Długość fali, dla której występuje rezonans Bragga zdeterminowana jest, zgodnie z równaniem [4], w następującej postaci:

$$\Delta\lambda_B = 2n_{eff}^{rdzeń} \Lambda / \cos \theta, \quad (5.3)$$

gdzie: $n_{eff}^{rdzeń}$ jest efektywnym współczynnikiem załamania rdzenia włókna, na którym zapisana jest TFBG. Analogiczne równanie, ale opisujące długość fali, dla której występują rezonanse od poszczególnych modów płaszczowych zapiszemy z kolei w następującej formie:

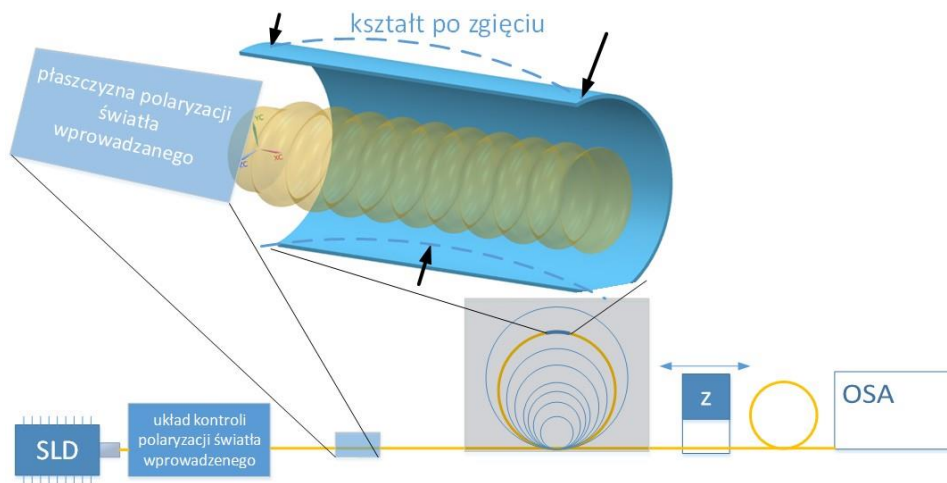
$$\Delta\lambda_i^{mod} = \left[\left(n_{eff}^{rdzeń} + n_{eff}^{płaszcz} \right) \Lambda \right] / \cos \theta. \quad (5.4)$$

Występujące w równaniu (5.4) wielkości $n_{eff}^{płaszcz}$ oznaczają efektywne współczynniki załamania światła w płaszczu dla i -tego modu płaszczowego. Analizując równania (5.3) i (5.4) możemy zauważyć, że długość fali rezonansu głównego zależy jedynie od efektywnego współczynnika załamania światła w rdzeniu, natomiast długości fal rezonansów pochodzących od modów płaszczowych są funkcją sumy efektywnych współczynników załamania światła modu rdzeniowego oraz i -tego modu płaszczowego. Oznacza to, że zmiana efektywnych współczynników załamania światła w płaszczu wpłynie na położenie poszczególnych pików na charakterystyce widmowej, pochodzących od modów płaszczowych. Drugim ważnym wnioskiem jest to, że wszelkie zmiany wartości efektywnych współczynników załamania światła modów płaszczowych nie spowodują zmiany długości fali Bragga struktury. Oznacza to, że jeżeli strukturę TFBG poddamy zginaniu w granicach sprężystości włókna, na którym jest ona zapisana i wpłyniemy na zmianę współczynników załamania dla poszczególnych modów płaszczowych, to zginanie takie nie powinno wpływać na długość fali rezonansu rdzeniowego. Współczynnik odbicia każdego modu rezonansowego zależy od funkcji modulacji współczynnika załamania światła zgodnie z zależnością [4]:

$$R_i^{mod} = \tanh^2 \left\{ \frac{LC \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{E}^{rdzeń} * \vec{E}^{płaszcz} \Delta n \cdot}{\cos \left[\frac{4\pi}{\Lambda} z \cos(\theta) + y \sin(\theta) \right] dx dy} \right\}. \quad (5.5)$$

L jest długością siatki, C jest to stała związana z normalizacją pól modów poprzecznych, Δn jest funkcją opisującą zmiany współczynnika załamania światła wynikające z istnienia TFBG we włóknie optycznym.

Zmiana promienia zginania światłowodu z zapisaną strukturą TFBG oraz zmiana kąta obrotu płaszczyzny polaryzacji światła wejściowego wpływają na wartości zmiany współczynników załamania światła, długość samej struktury TFBG oraz jej okres. Można się zatem spodziewać przesunięcia i zmiany intensywności rezonansów pochodzących od poszczególnych modów płaszczyzowych. W niniejszym rozdziale opisane jest wykorzystanie tych właściwości struktur TFBG, a także zaproponowana jest metoda pozwalająca na pomiar dwóch wielkości fizycznych, nieczuła na zmiany temperatury. W tym celu wykorzystano stanowisko do charakterystyki TFBG (rys. 5.11) wykonując badania laboratoryjne na wytworzonych wcześniej strukturach o kącie nachylenia równym 2° . Światło spolaryzowane liniowo zostało sprzęgnięte poprzez obiektywy O1, O2 i płytkę półfalową do światłowodu z TFBG. Odcinek światłowodu, na którym zapisano TFBG uformowano w pętlę, która poddawana była zginaniu poprzez ruch jednego z końców światłowodu.

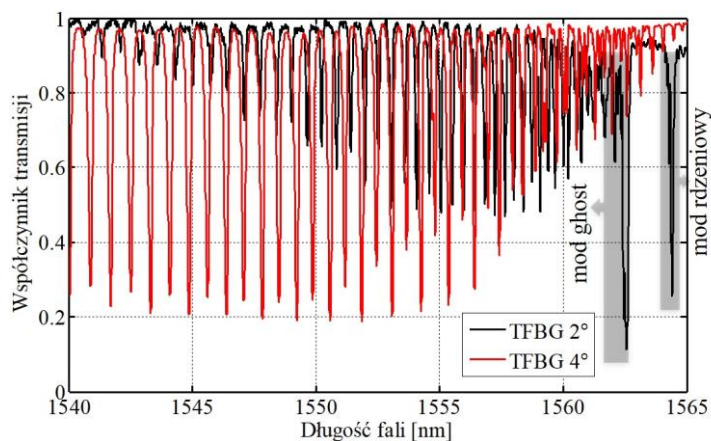


Rys. 5.12. Schemat układu do zginanie odcinka włókna światłowodowego z TFBG

Tak zaprojektowany układ pomiarowy pozwala na pomiary promienia zgięcia włókna ale może być również wykorzystany do pomiarów przemieszczenia jednego z końców tego włókna. Zwiększenie wartości przemieszczenia ruchomego końca włókna powoduje zmniejszenie promienia zgięcia, co powoduje zmianę charakterystyki spektralnej TFBG. Widmo to rejestrowane jest za pomocą analizatora widma optycznego OSA z rozdzielczością równą $0,02 \text{ nm}$. Przedstawiony układ pomiarowy pozwala również na kontrolę kąta polaryzacji płaszczyzny światła wejściowego poprzez obrót półfalówki, która przepuszcza padające na nią światło SLD, zmieniając stan jego polaryzacji. Zamontowanie płytki półfalowej na sterowanym elektronicznie stoliku obrotowym pozwala na

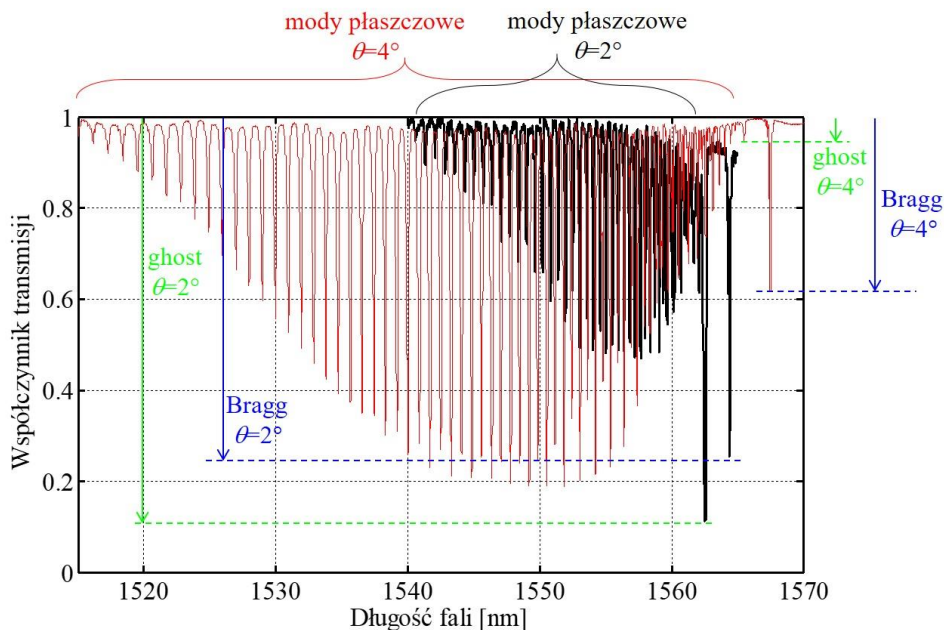
kontrolę jej położenia. Na rysunku 5.12 przedstawiono schematycznie wygięcie odcinka włókna z TFBG z zaznaczeniem kierunku działania sił wyginających. W tym przypadku TFBG zginana była w kierunku równoległym do swoich płaszczyzn. W dalszej części opracowania przedstawiono również wyniki pomiarów dla zginania w kierunku prostopadłym do płaszczyzn TFBG.

Ciekawym zjawiskiem, które cechuje struktury ukośne jest zmiana wysokości minimum na charakterystyce transmisyjnej odpowiadające tzw. minimum ducha (ang.: *ghost peak*) wraz ze zmianą kąta nachylenia płaszczyzn siatki [4]. Jest to związane z tym, że w miarę zwiększania się kąta pochylenia struktury TFBG coraz większa część energii światła wejściowego jest sprzęgana do modów wyższych rzędów i jednocześnie coraz mniej energii przypada w udziale modowi rdzeniowemu (Bragga). To „przelewanie” się energii wraz ze wzrostem kąta siatki z modu rdzeniowego do modów płaszczowych powoduje, że znajdujący się pomiędzy nimi mod *ghosta* również bierze udział w tym procesie, ponieważ mod *ghosta* składa się z kilku modów płaszczowych niższego rzędu [80, 81]. Zjawisko to można zatem wykorzystać w ten sposób, aby np. zmaksymalizować wysokość pików na charakterystyce spektralnej TFBG odpowiadającego modowi typu *ghost*, co w obrazowym tłumaczeniu oznacza tzw. „cień rezonansu Bragga”. W dalszej części niniejszego rozdziału opisany zostanie sposób wykorzystania tego modu do uniezależnienia pomiaru wykonywanego przy wykorzystaniu TFBG od temperatury. Takie podejście z kolei jest możliwe jeżeli wykorzysta się informację o względnym przesunięciu modu *ghosta* w stosunku do modu rdzeniowego. To z kolei wymaga, aby wysokość minimum pochodzącego od modu *ghosta* była odpowiednio duża, np. porównywalna z minimum pochodzącym od rezonansu Bragga. Jeżeli porównamy wysokości obydwu tych pików dla siatki o kącie 4° (rys. 3.23) to zauważymy, że wysokość pików modu typu *ghost* jest ok. 10-krotnie mniejsza od wysokości pików Bragga. Takie różnice mogą utrudnić pomiar wzajemnego przesunięcia obydwu minimów w układzie pomiarowym. Aby zminimalizować ten problem wytworzono siatkę TFBG o mniejszym kącie nachylenia płaszczyzn ($\theta = 2^\circ$) a jej charakterystykę spektralną zamieszczono na rys. 5.13. Dla porównania, na tym samym wykresie zamieszczono również charakterystykę spektralną TFBG o kącie 4° , wykorzystaną do pomiarów opisanych w rozdziale 3.



Rys. 5.13. Zmierzone widma transmisyjne TFBG wytworzonych dla różnych kątów θ

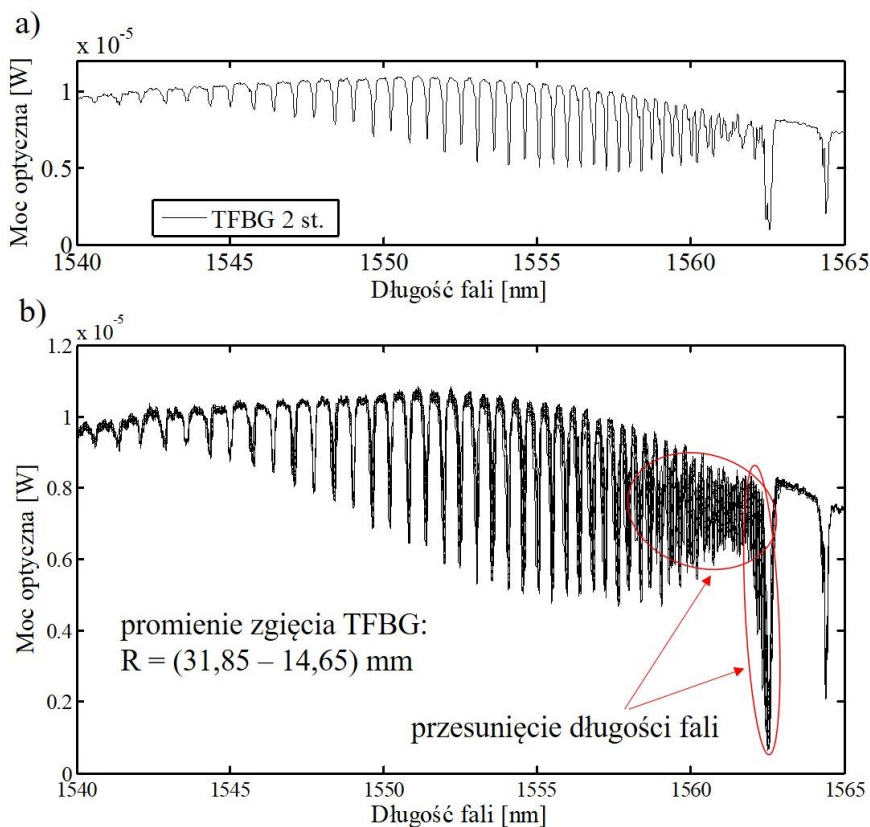
Analizując rysunek 5.13 widać wyraźne zwiększenie wysokości minimum odpowiadające istnieniu modu ducha w stosunku do struktury o kącie nachylenia równym 4° . Drugim zjawiskiem związanym ze zwiększeniem kąta nachylenia siatki z 2° do 4° jest również zwiększenie szerokości spektralnej grzebienia minimów pochodzących od modów płaszczowych. Jest to spowodowane tym, że dla struktury o kącie nachylenia 4° ilość modów płaszczowych którymi propaguje światło jest większa niż w przypadku TFBG 2° . Wskutek tego zjawiska zakres widmowy obejmujący charakterystykę spektralną TFBG 2° (w tym przypadku zawierający się pomiędzy 1540 nm a 1565 nm) jest zbyt wąski do przedstawienia całego widma TFBG 4° . Na rysunku 5.14 zestawione są widma TFBG dla zakresu umożliwiającego porównanie wysokości minimów pochodzących od modu ducha dwóch struktur o różnych kątach. Jak widać, zmniejszenie kąta z 4° do 2° powoduje niemal 100% wzrost wysokości pików, związanego z odbiciem Bragga. Największa jednak zmiana zachodzi w przypadku modu typu ghost. Współczynnik transmisji odpowiadający długości fali tego modu zmniejsza się nawet o 1800% co jest obserwowalne na charakterystyce widmowej jako wzrost wysokości minimum odpowiadającego modowi ghosta (rys. 5.14 – oznaczenia wykonane zielonym kolorem). Jak widać, dla struktury o kącie $\theta = 2^\circ$ wysokość pików typu ghost przewyższa nawet pik pochodzący od rezonansu Bragga. Wyjaśnienie tego zjawiska jest niezwykle interesujące, np. ze względu na możliwości jego wykorzystania w układach pomiarowych. Otóż w rzeczywistości minimum odpowiadające modowi typu ghost reprezentuje kilka modów, które „składają się na” ten mod. Wyrażenie „składają się” oznacza, że odpowiadające im długości fali są zbliżone i na charakterystyce spektralnej minima pochodzące od takich modów są widoczne jako jedno minimum.



Rys. 5.14. Porównanie charakterystyk spektralnych TFBG o kątach: $\theta = 2^\circ$ (linia czerwona) oraz $\theta = 4^\circ$ (linia czarna)

Mody wchodzące w skład ghosta są modami najniższych rzędów i stanowią one grupę tzw. silnie prowadzonych modów płaszczowych (ang. *strongly guided cladding modes*). Na mody tego typu największy wpływ ma zmiana parametrów włókna (np. stałych propagacji) na granicy rdzeń-płaszcz. Z kolei zmiana parametrów włókna w pobliżu zewnętrznej średnicy płaszcza (na granicy włókna optycznego) praktycznie nie wpływa na położenie i kształt pików (a w zasadzie jednego pików – ghosta) pochodzących od tych modów, znajdujących się na charakterystyce spektralnej [78]. Dzieje się tak dlatego, że rezonanse pochodzące od tych modów znajdują się zawsze (niezależnie od kąta nachylenia struktury) w pobliżu długości fali odpowiadających rezonansowi rdzeniowemu. Zazwyczaj jest to odległość rzędu maksymalnie kilku nm od rezonansu Bragga (od strony fal krótszych). Mody te – jak wspomniano wcześniej – tworzą pojedynczy rezonans, który spektralnie jest podobny do modu rdzeniowego i leży blisko modu rdzeniowego.

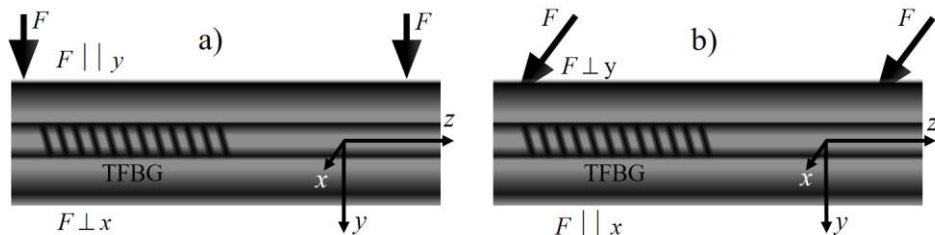
Na rysunku 5.15 zestawiono charakterystyki transmisji TFBG: niepoddanej zgięciu oraz zginanej z różnym promieniem zgodnie ze schematem przedstawionym na rys. 5.12.



Rys. 5.15. Zależność mocy optycznej transmitowanej przez strukturę TFBG $\theta = 2^\circ$: a) struktura nie poddawana zgięciu, b) struktura TFBG z różnymi promieniami zgięcia

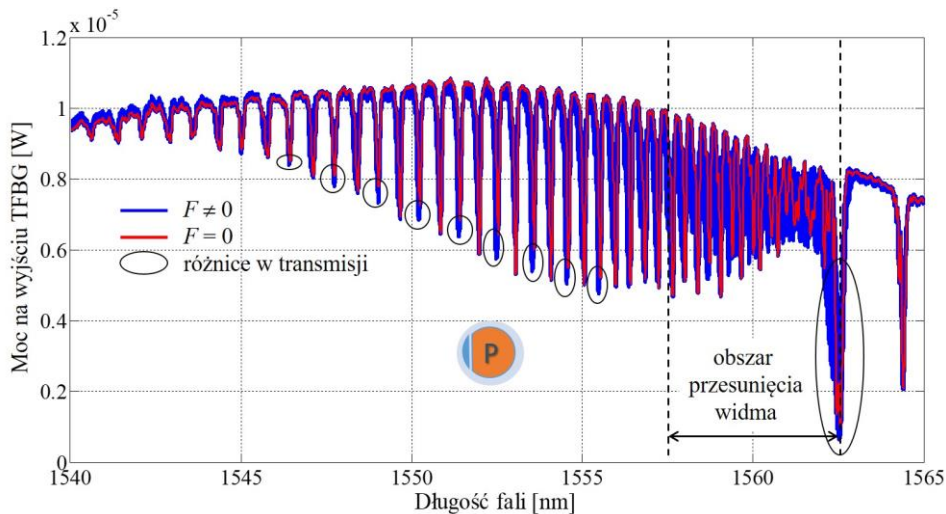
Poszczególne charakterystyki widmowe dla różnych promieni zgięcia analizowanego światłowodu prowadzącego do zginania TFBG wykreślono celowo liniami o takim samym kolorze. W rozważanym przypadku zginania w płaszczyźnie równoległej do płaszczyzn TFBG widoczne jest rozmycie charakterystyk spektralnych dla długości fal ghosta oraz modów niższych rzędów znajdujących się po stronie fal krótszych w stosunku do modu ghosta. Rozmycie to świadczy o przesuwaniu się poszczególnych pików, co jest związane ze zmianą długości fali modów wskutek wyginania struktury TFBG. Na rysunku 5.15 obszary największego przesunięcia charakterystyk widmowych zaznaczono liniami czerwonymi. Dokładniejsza analiza tego obszaru spektralnego pozwala na wybranie takich modów płaszczyznowych TFBG, które najsilniej reagują na zginanie struktury. Pomiary przedstawione na rys. 5.15 dotyczą przypadku, w którym siła zginająca jest równoległa do osi y zgodnie z rys. 5.16a. Rozpatrując wzajemne kierunki siły zginającej F oraz osi y

struktury TFBG oznaczono dwa rodzaje zginania w następujący sposób: zginanie równoległe (siła F działająca równoległe do osi y) oraz zginanie prostopadłe (siła F działająca prostopadłe do osi y), co przedstawiono na rys. 5.16.



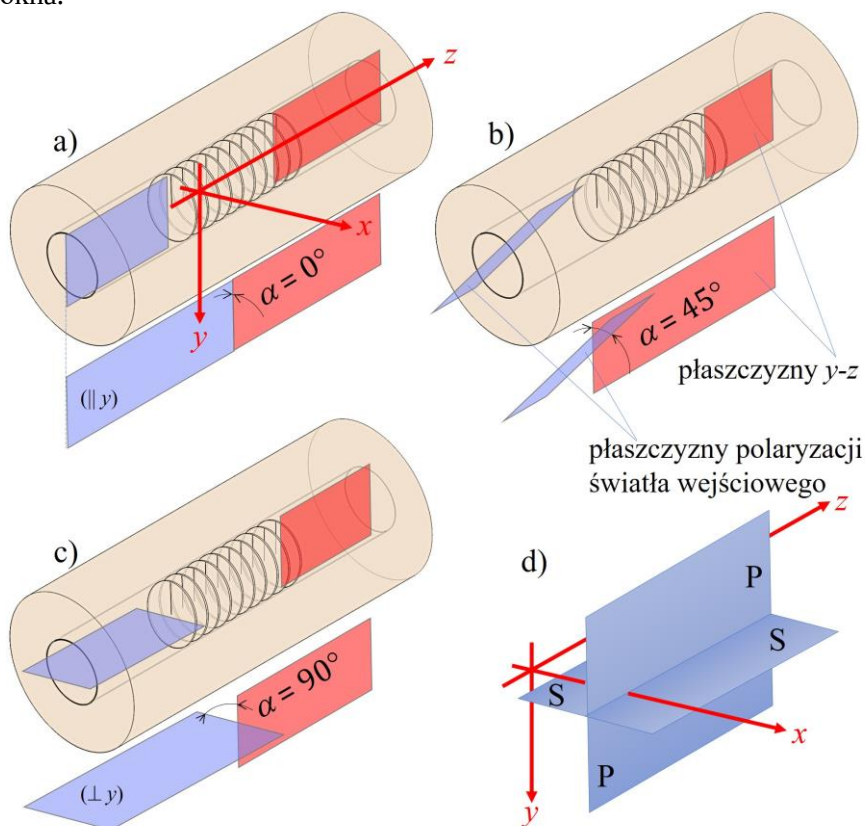
Rys. 5.16. Zginanie światłowodu z TFBG: a) siła F równoległa do osi y , b) siła F prostopadła do osi y

Zmiany charakterystyki spektralnej TFBG dla przypadku zginania równoległego (rys. 5.16a) zestawiono na rysunku 5.17. Linia czerwoną zaznaczono charakterystykę odpowiadającą strukturze bez działania żadnych sił zginających. Liniami niebieskimi oznaczono charakterystyki spektralne dla zmieniających się wartości promieni zgięcia. Takie oznaczenie widm pozwala na przedstawienie charakteru zmian właściwości optycznych TFBG wskutek jej zginania.



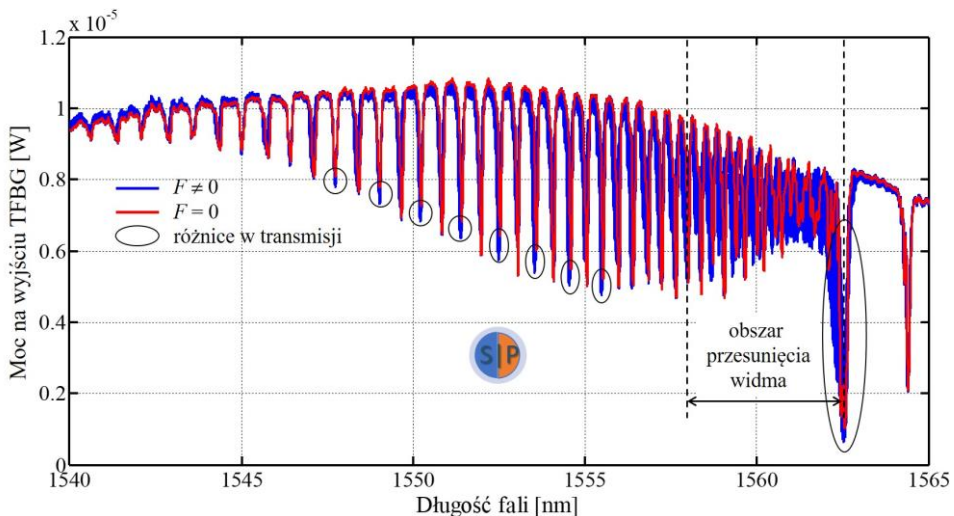
Rys. 5.17. Zmiany charakterystyki spektralnej wskutek działania siły równoległej do osi y ($F||y$) TFBG dla polaryzacji światła wejściowego typu P ($\alpha = 0^\circ$)

Na rysunku 5.17 zaznaczono obszar spektralny, w którym wskutek zginania struktury TFBG dochodzi do przesunięcia długości fali. Jak widać, zmiana długości fali spowodowana wyginaniem TFBG ma miejsce dla modów niższego rzędu, w tym modów należących do modu ghosta. Przesunięciu ulega tylko część charakterystyki spektralnej. Ciekawym zjawiskiem jest również zmiana mocy niektórych pików pochodzących od modów płaszczowych wyższych rzędów. Miejsca, w których różnica w wysokości minimów odpowiadających modom płaszczowym przekracza 10% zaznaczono ciągłymi liniami eliptycznymi na rysunku 5.17. Istnieje pewien obszar widma, w którym co drugi pik na charakterystyce spektralnej zmienia swoją wysokość. Jest to związane ze zmianą tłumienności jedynie modów określonego typu. Zjawisko to zostało zaobserwowane i opisane w pracy [231], w której przedstawiono również zależności amplitudy poszczególnych modów płaszczowych w zależności od promienia zgięcia włókna.



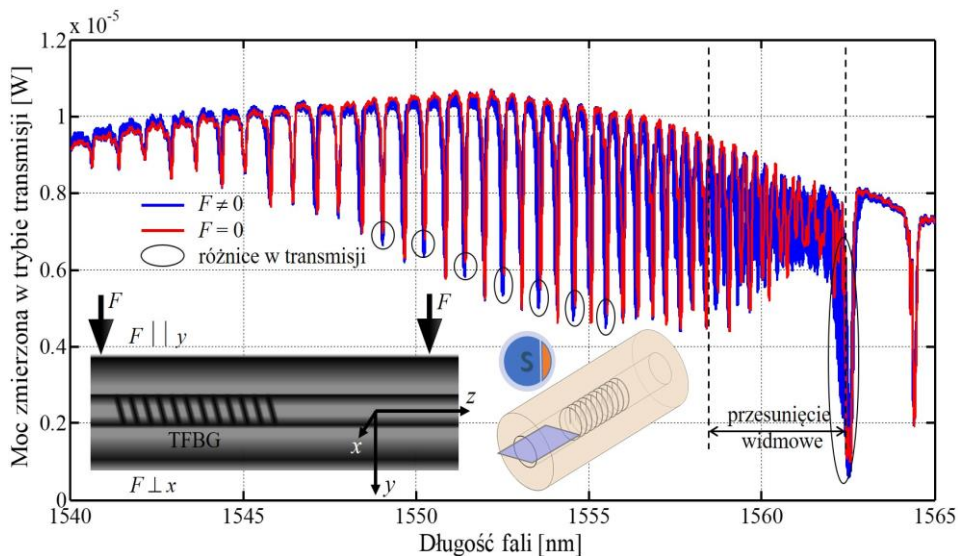
Rys. 5.18. Położenie płaszczyzn polaryzacji światła wejściowego: a) polaryzacja zgodna ze stanem P, b) polaryzacja pośrednia pomiędzy stanem P i S, c) polaryzacja zgodna ze stanem S, d) wzajemne położenie płaszczyzn polaryzacji P i S w układzie współrzędnych x,y,z

W celu zobrazowania wzajemnego położenia przestrzennego płaszczyzn polaryzacji światła wejściowego w stosunku do osi układu współrzędnych oraz płaszczyzn TFBG, cały układ dla trzech rozważanych przypadków przedstawiono na rysunku 5.18. Zaznaczono również kąt jaki dla każdego rozważanego przypadku tworzy płaszczyzna polaryzacji światła wejściowego (oznaczana na rys. 5.18 kolorem niebieskim) z płaszczyzną zdeterminowaną przez osie y - z (oznaczaną na rys. 5.18 kolorem czerwonym). Kąt ten zaznaczono jako α , przy czym dla trzech rozważanych przypadków (rys. 5.18a–5.18c) ma on różną wartość. Rysunek 5.18a przedstawia przypadek, w którym obydwie płaszczyzny znajdują się pod tym samym kątem ($\alpha = 0^\circ$), co odpowiada polaryzacji światła wejściowego typu P, której płaszczyzna jest równoległa do osi y . W przypadku, gdy płaszczyzny te znajdują się pod kątem $\alpha = 45^\circ$ mamy do czynienia z polaryzacją pośrednią, pomiędzy P i S. Dlatego – zgodnie z wprowadzonym wcześniej oznaczeniem – to położenie polaryzacji światła wejściowego nazwano jako S/P (rys. 4.15). Jeżeli natomiast obydwie płaszczyzny znajdują się pod kątem $\alpha = 90^\circ$ będzie to oznaczać, że płaszczyzna polaryzacji światła wejściowego posiada orientację typu S w stosunku do włókna z TFBG (rys. 5.18c). Dla przejrzystości, na rysunku 5.18d zaznaczono wzajemne położenie orientacji obydwu płaszczyzn polaryzacji w przestrzennym układzie kartezjańskim x,y,z . Charakterystyki wykreślone na rysunku 5.17 zostały zmierzone dla pierwszego rozważanego przypadku – rys. 5.18a (położenie polaryzacji typu P, siła zginająca F działająca w osi y – tzw. wyginanie równoległe $F||y$).



Rys. 5.19. Zmiany charakterystyki spektralnej wskutek działania siły równoległej do osi y ($F||y$) TFBG dla polaryzacji światła wejściowego zgodnej ze stanem S/P ($\alpha = 45^\circ$)

Pomiary charakterystyki spektralnej mocy promieniowania na wyjściu TFBG wyginanej w osi y dla polaryzacji P przedstawia rysunek 5.17. Wykonano również pomiary widm transmisji TFBG dla przypadków, gdy kąty α wynoszą 45° (stan S|P – rys. 5.19) oraz 90° (stan S – rys. 5.20).



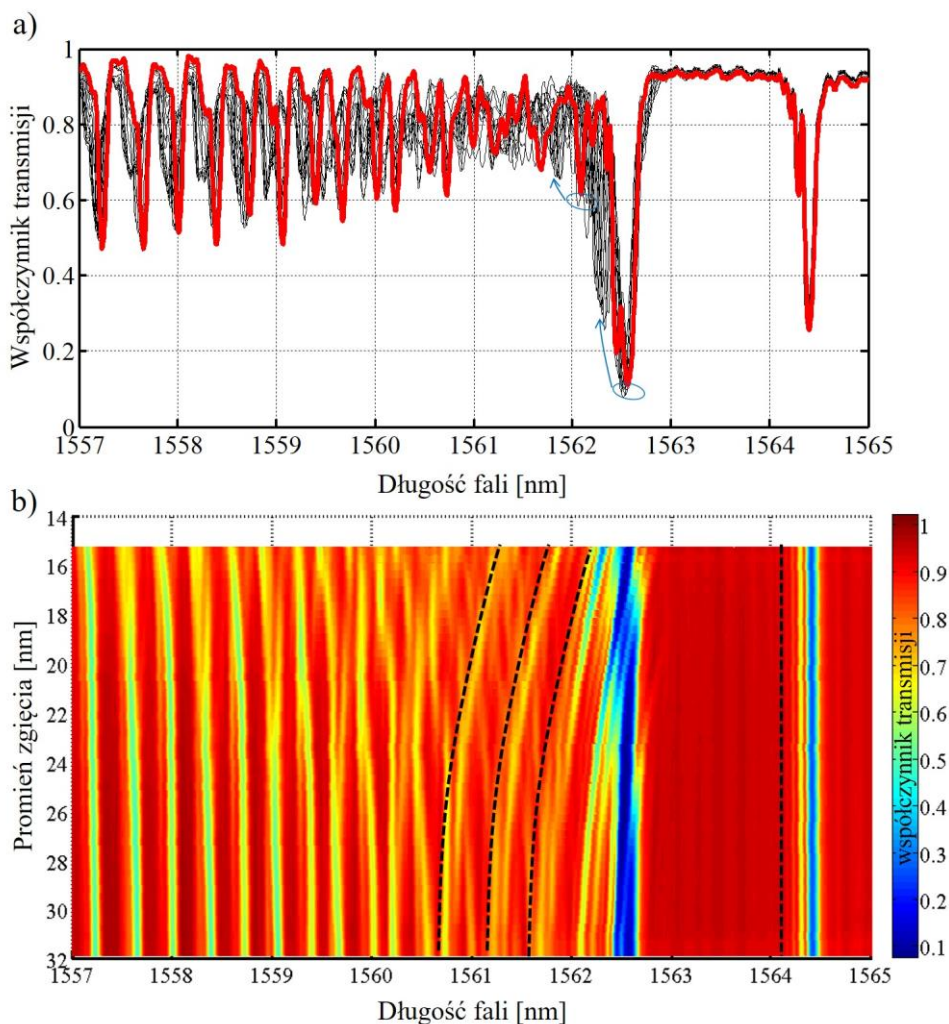
Rys. 5.20. Zmiany charakterystyki spektralnej wskutek równoległego wyginania struktury ($F||y$) TFBG dla polaryzacji światła wejściowego zgodnej ze stanem S ($\alpha = 90^\circ$)

Analiza wyników przedstawionych na rysunkach 5.17, 5.19 i 5.20 pozwala na zaobserwowanie podobieństwa zmian transmisji TFBG wskutek zginania struktury. Dla wszystkich przypadków kąta nachylenia płaszczyzny polaryzacji światła wejściowego (polaryzacje typu P, S|P i S) obserwowalne jest wyraźnie przesunięcie długości fali modów TFBG znajdujących się w okolicy modu ghosta. Region największego przesunięcia na charakterystyce widmowej zawiera się dla wszystkich rozważanych przypadków pomiędzy 1557 nm a modem ghosta, który dla struktury o kącie $\theta = 2^\circ$ leży na długości fali 1562,5 nm. Ten obszar długości fal przesuwają się najmocniej w odpowiedzi na zginanie włókna. Analiza różnic w wartościach tego przesunięcia jest możliwa poprzez wykonanie pomiarów widmowych w okolicy modu ghosta. Rysunki 5.17, 5.19 i 5.20 obrazują również zmianę amplitudy wybranych modów płaszczyzowych wskutek zginania włókna dla trzech różnych położań płaszczyzn polaryzacji światła wejściowego (P, S|P i S). Na rysunkach liniami o kształtach eliptycznych zaznaczono różnice w transmisji tych modów płaszczyzowych, których zmiana wskutek zginania przekracza 10%. Okazuje się, że w zależności od położenia płaszczyzny polaryzacji światła wejściowego liczba modów dla

których taka zmiana występuje jest różna. Analizowany obszar zmian tych modów ograniczono do zakresu zawierającego się od 1540 nm do 1557 nm. Dolna granica jest zdeterminowana szerokością pasma transmisyjnego wytworzonej TFBG ($\theta = 2^\circ$) ponieważ poniżej długości fali równej 1540 nm nie występują już minima pochodzące od modów płaszcзовych wyższych rzędów. Zaś górna granica zakresu zdeterminowana jest występującym i opisanym powyżej zjawiskiem przesunięcia spektralnego, które rozpoczyna się właśnie od długości fali równej 1557 nm. Dla celów aplikacyjnych wydzielono te dwa obszary zmian widma TFBG pod wpływem zginania. W obszarze pierwszym (1540–1557 nm) analizowana jest zmiana amplitudy poszczególnych modów płaszcзовych, zaś w obszarze drugim (1557–1562,5 nm) analizowane jest przesunięcie długości fali poszczególnych modów płaszcзовych. Ze względów praktycznych łatwiej jest bowiem mierzyć osobno przesunięcie i zmianę amplitudy poszczególnych pików TFBG. Pomiary takie są utrudnione, jeżeli wskutek zmian wielkości mierzonej (w analizowanym przypadku – promienia zgięcia) zmianie ulegają obydwa wspomniane parametry optyczne modów TFBG.

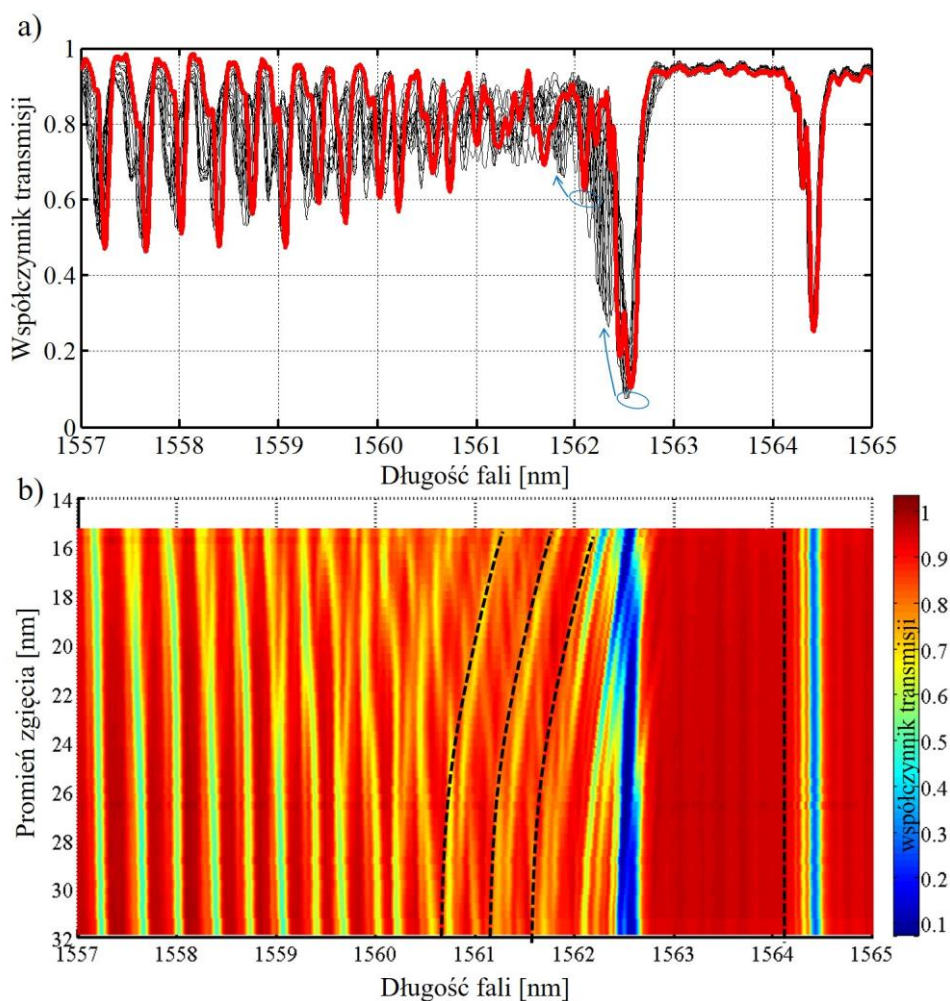
Rozważając położenie płaszczyzny polaryzacji typu P w analizowanym zakresie widmowym (1540–1557 nm), wyróżnić można 9 różnych modów, których zmiana amplitudy przekracza 10% (rys. 5.17). Jeżeli zmienimy kąt polaryzacji, pod którym wprowadzane będzie światło spolaryzowane do TFBG do położenia S|P, wówczas ilość modów, dla których zmiana amplitudy przekracza założony próg wyniesie 8. Jeżeli natomiast położenie płaszczyzny polaryzacji światła ustawimy zgodnie ze stanem typu S, ilość minimów na charakterystyce spektralnej, których amplituda zmieni się o 10% wyniesie już tylko 7. Wraz ze spadkiem ilości zmieniających się minimów zmniejsza się również amplituda zmian poszczególnych modów. Jest to wniosek istotny z punktu widzenia możliwości wykonywania praktycznych pomiarów zginania z wykorzystaniem struktury TFBG.

Rysunki 5.21–5.23 przedstawiają przesunięcie widmowe poszczególnych modów płaszcзовych TFBG. Takie zestawienie wyników pozwala również na analizę zmian transmisji poszczególnych modów. Jak widać zginanie struktury do promienia zgięcia równego 14,65 mm nie wpływa na współczynnik transmisji modów płaszcзовych, powodując jedynie przesunięcie pików od modów płaszcзовych w stronę fal dłuższych.



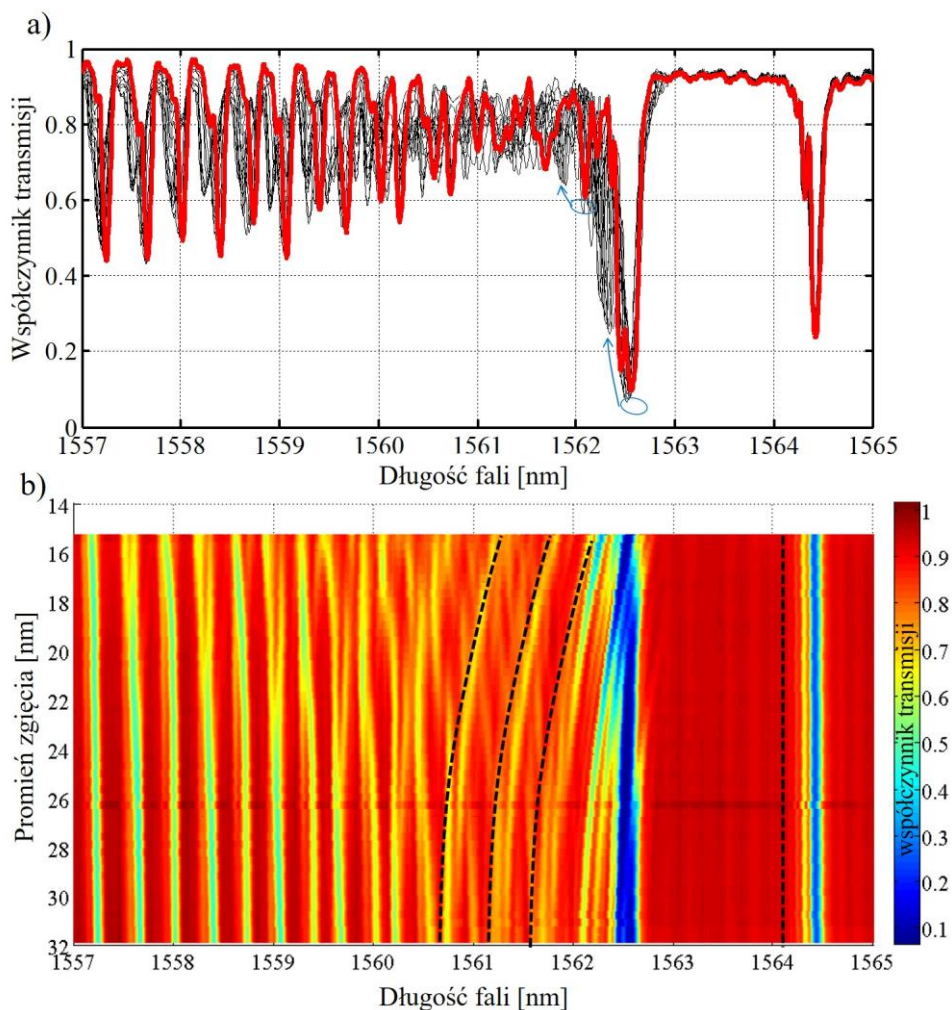
Rys. 5.21. Zmiana współczynnika transmisji dla modów niższego rzędu. Siła zginająca TFBG równoległa do osi y ($F||y$), polaryzacja światła wejściowego: P

Liniami przerywanymi na rysunku 5.21 zaznaczono przesunięcia widmowe poszczególnych części charakterystyk transmisyjnych TFBG. Zmiana długości fali wskutek zginania struktury nie obejmuje zakresu widmowego zawierającego się po stronie fal dłuższych od modu typu ghost. Zmiana długości fali nie dotyczy również rezonansu Bragga. Na rysunku 5.21b przesunięcie takie jest widoczne jako zakrzywienie linii o takich samych kolorach. Kolory te odpowiadają konkretnej wartości współczynnika transmisji – zgodnie z legendą.



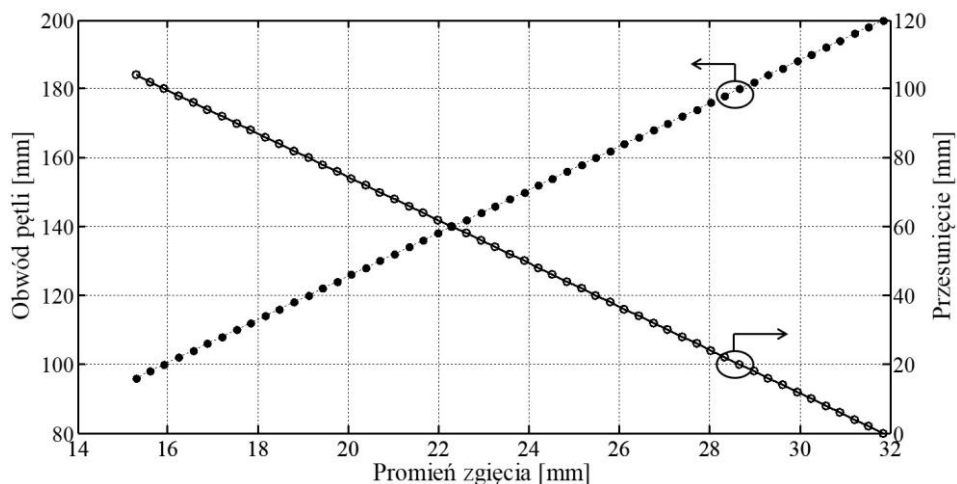
Rys. 5.22. Zmiana współczynnika transmisji dla modów niższego rzędu. Siła zginająca TFBG równoległa do osi y ($F||y$), polaryzacja światła wejściowego: S|P

Wyniki pomiarów zestawione na rysunkach 5.2–5.23 przedstawiają reakcję TFBG na zginanie w układzie zaciskającej się pętli światłowodowej. Jak jednak widać, układ taki może być zastosowany do pomiarów nie tylko promienia zgięcia konstrukcji mechanicznych czy kompozytów, w których umieszczony będzie światłowód z TFBG. Drugim nasuwającym się zastosowaniem opisanego rozwiązania może być pomiar np. przesunięcia. Zacisk pętli, powodujący zginanie włókna jest bowiem powodowany przesuwaniem jednego z końców włókna (rys. 5.12).



Rys. 5.23. Zmiana współczynnika transmisji dla modów niższego rzędu. Siła zginająca TFBG równoległa do osi y ($F||y$), polaryzacja światła wejściowego: S

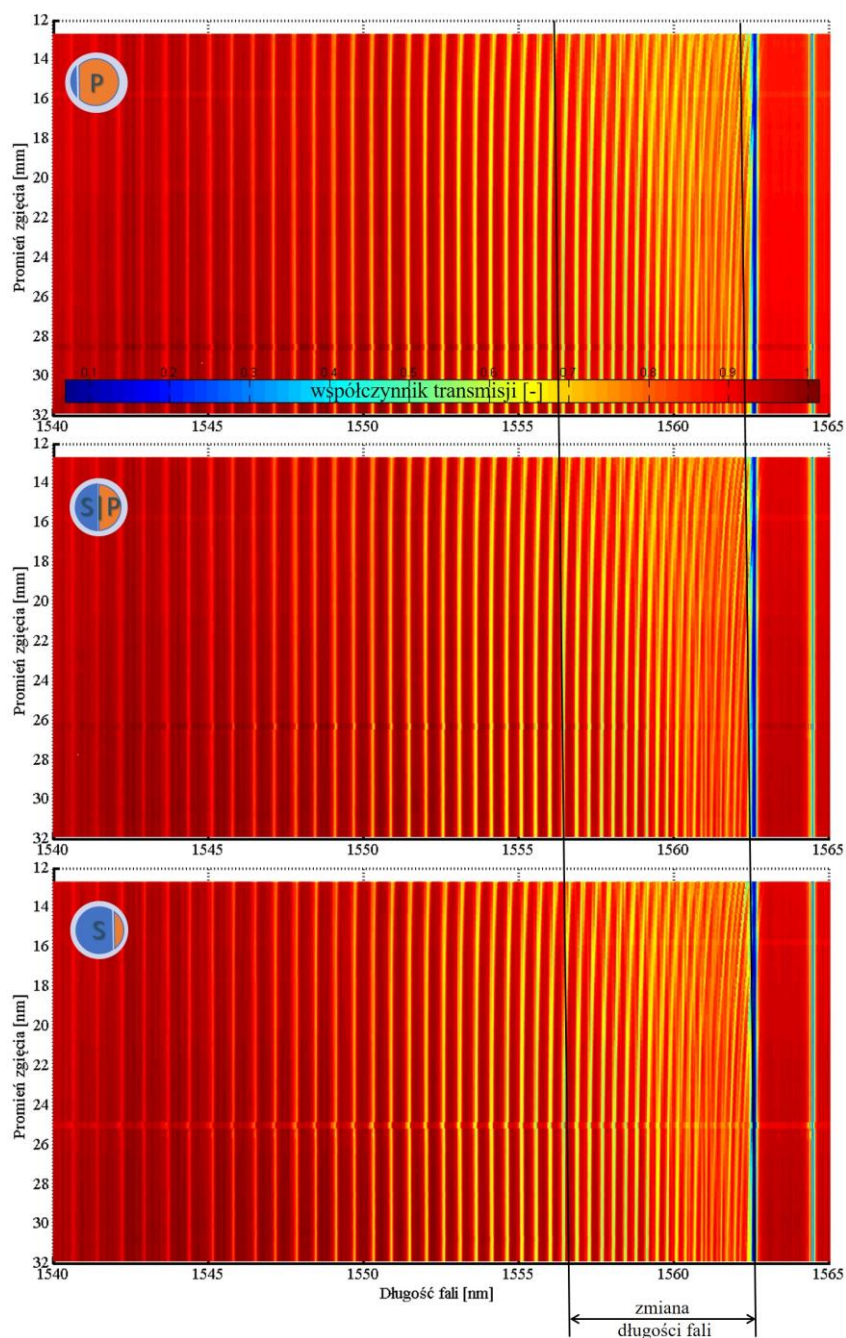
Pomiary przemieszczeń i przesunięć są również często wykonywane przy zastosowaniu czujników światłowodowych czy optycznych [140, 254, 306]. Jak wspomniano powyżej, opisana metoda również pozwala także na wykonanie takich pomiarów. Na rysunku 5.24 przedstawiono zależność długości obwodu pętli światłowodowej w układzie przedstawionym na rys. 5.10 od promienia zgięcia. Na tym samym rysunku wykreślono również charakterystykę przedstawiającą jaka musi być wartość przesunięcia jednego z końców włókna z TFBG, aby promień zgięcia włókna osiągał zadane wartości.



Rys. 5.24. Wzajemne relacje pomiędzy obwodem pętli, promieniem zgięcia włókna z TFBG oraz przesunięciem jednego z końców włókna

W układzie przedstawionym na rysunku 5.10 przesunięcie prawego końca włókna w prawą stronę powoduje zaciskanie się pętli jaką tworzy światłowód z naniesioną strukturą TFBG. Na rysunku 5.24 przedstawiono wzajemne relacje pomiędzy obwodem pętli, przesunięciem końca włókna oraz promieniem zgięcia układu. Światłowód został wstępnie uformowany w pętlę zatem stanem początkowym na rysunku 5.24 jest pętla o promieniu zgięcia równym 31,85 mm, posiadająca obwód równy 200 mm. Taki stan odpowiada przesunięciu równemu 0 mm. W miarę wzrostu przesunięcia prawego końca włókna w prawą stronę następuje zaciskanie się pętli i zmniejszanie zarówno promienia zgięcia włókna jak i obwodu pętli. Przesunięcie końca włókna o 104 mm (przy początkowej pętli o promieniu zgięcia 31,85 mm) powoduje zmniejszenie promienia zgięcia TFBG do wartości 15,29 mm. Do takiej granicznej wartości wykonywane były pomiary przy wykorzystaniu TFBG zapisanej na włóknie jednomodowym. Obwód pętli włókna z TFBG dla przesunięcia 104 mm zmniejsza się ponad 2-krotnie (tj. do wartości 96 mm). Charakterystyczne jest, że wszystkie przedstawione zależności obwód pętli-promień zgięcia-przesunięcia są liniowe. Jest to ważne z punktu widzenia możliwości zastosowania tego typu układu zarówno do pomiaru stopnia zgięcia jak i wartości przesunięcia. Dodatkowo, istnieje możliwość regulacji zakresu pomiarowego np. poprzez zwiększenie wstępnego rozmiaru pętli włókna z TFBG.

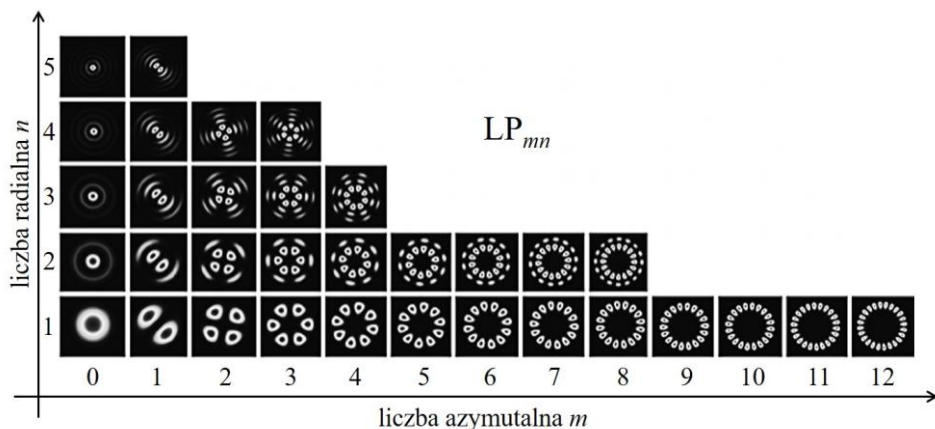
Dla porównania, pomiary transmisji TFBG dla różnych kątów położenia płaszczyzny polaryzacji światła wejściowego wykonano również przy zginaniu prostopadłym struktury.



Rys. 5.25. Zmiany współczynnika transmisji TFBG zginanej w przypadku sił zginających: $F_{||x}$ i $F_{\perp y}$ oraz dla trzech polaryzacji światła wejściowego: P, S|P, S

Zmierzone wartości współczynnika transmisji TFBG dla tego przypadku, zestawione na rysunku 5.25 wykazują podobieństwo do wyników pomiarów przedstawionych dla przypadku zginania równoległego ($F||y$). Widoczne jest charakterystyczne zakrzywienie „w prawą stronę” tzn. przesunięcie w stronę fal dłuższych wykresów transmisji struktury w zakresie długości fal od ok. 1557 nm do 1563 nm. Zakres ten wydzielono pionowymi liniami na rys. 5.25.

Dalsza analiza właściwości transmisyjnych struktur TFBG poddawanych zginaniu wymaga wprowadzenia numeracji poszczególnych modów płaszczowych. Włókna światłowodowe często posiadają skokową nieciągłość współczynnika załamania światła na granicy rdzeń-płaszcz. Włókna takie można traktować jako symetryczne cylindrycznie falowody dielektryczne. Można w nich modelować rozchodzenie się wprowadzanej fali elektromagnetycznej. Mody, które mogą propagować w takich włóknach dzielą się na kilka grup ze względu na wartości natężenia pól elektrycznego i magnetycznego względem kierunku rozchodzenia się fali elektromagnetycznej w falowodzie. Pierwsza grupa to mody, których natężenie pola elektrycznego w kierunku rozchodzenia się fali elektromagnetycznej jest zerowe. Oznacza się je jako TE (ang.: *electric field transverse to the propagation direction*). Druga grupa to mody, których natężenie pola magnetycznego w kierunku rozchodzenia się fali elektromagnetycznej jest zerowe. Te z kolei oznaczamy jako HE (ang.: *magnetic field transverse to the propagation direction*). Trzecia grupa są to mody hybrydowe oznaczane jako HE i EH, których zarówno natężenie pola elektrycznego jak i indukcja magnetyczna wzdłuż kierunku rozchodzenia fali elektromagnetycznej jest zerowa. W przypadku typowych włókien stosowanych w telekomunikacji i systemach transmisji danych różnica współczynnika załamania między rdzeniem a płaszczem jest tak mała (np.: 0,001–0,01), że większość modów TE, TM i hybrydowych jest zdegenerowana i wystarczające jest używanie tylko jednego oznaczenia dla tych wszystkich modów. Najczęściej wykorzystuje się wtedy oznaczenie: mody LP (ang.: *linearly polarized modes*). Każdy mod LP jest określony jako LP_{mn} , gdzie indeksy m oraz n lewe są związane z liczbą zer promieniowych i azymutalnych określonego modu zgodnie z rysunkiem 5.26.



Rys. 5.26. Oznaczenie modów spolaryzowanych liniowo LP_{mn}

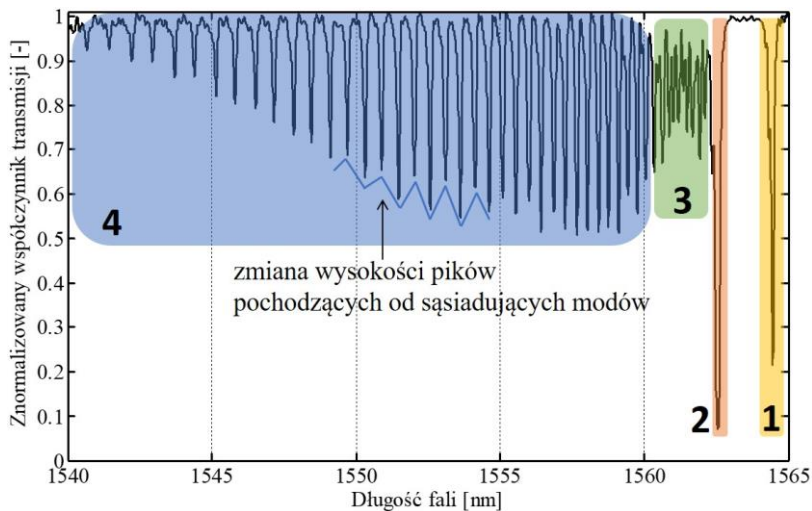
Podstawowym modem jest LP_{01} . Jest to jedyny mod, który może się rozprzestrzeniać w światłowodzie jednomodowym. Niemniej jednak pojawienie się w falowodzie struktury periodycznej której płaszczyzny są usytuowane pod pewnym kątem (θ) w stosunku do kierunku rozchodzenia się fali elektromagnetycznej powoduje, że część energii modu LP_{01} jest sprzęgana (rozpraszana) do modów wyższych rzędów, które na pewnym odcinku propagują w płaszczu, w którym są silnie tłumione. Ponieważ we włóknie jednomodowym mody te szybko zanikają i pozostaje jedynie mod LP_{01} , który propaguje w rdzeniu falowodu to w widmie transmisyjnym dla długości fal, odpowiadających modom wyższych rzędów widoczne są sąsiadujące ze sobą minima.

W przypadku struktur TFBG zapisanych we włóknaх jednomodowych spośród całej gamy modów LP_{mn} (rys. 5.26) wzbudzone są jedynie mody LP_{0n} i LP_{1n} [80]. Mody liniowo spolaryzowane LP_{0n} nazywa się również modami rzędu zerowego lub modami o liczbie azymutalnej 0, natomiast mody LP_{1n} modami rzędu drugiego lub modami o liczbie azymutalnej 1 [60, 128]. Ta nomenklatura będzie stosowana również w dalszej części niniejszego opracowania. Do tej pory w pracy nie było potrzeby liczenia i numerowania poszczególnych modów płaszczowych. Traktowane one były jako zbiór minimów tworzących „grzebień” na charakterystyce widmowej transmisyjnej. W konkretnych zastosowaniach struktur TFBG, np. czujnikowych, niezwykle ważnym, ale i interesującym zagadnieniem jest różnica w reakcji na wielkość mierzoną poszczególnych modów. Niniejszy rozdział dotyczy wykorzystania struktur TFBG do pomiaru zgięcia oraz polaryzacji światła wejściowego, ale nawet skupiając się na tych dwóch wielkościach wykazemy, że zmiana poszczególnych modów wywołana np. zmianą kąta zgięcia TFBG jest różna.

Mamy bowiem do czynienia ze zmianą długości fali niektórych modów płaszczykowych, co objawia się ich przesunięciem na charakterystyce widmowej transmisji. W przypadku innych modów zmienia się np. rozkład mocy przenoszonej przez konkretne długości fali, co objawia się np. rozdzielaniem się jednego piksu na charakterystyce spektralnej na dwa piksy. Pojawiają się dwa minima, a dystrybucja mocy pomiędzy długościami fali odpowiadającymi danemu modowi – zmienia się. Istnieją również takie mody, które reagują zarówno zmianą dystrybucji mocy na poszczególne długości fali oraz przesunięciem spektralnym. Aby wyjaśnić powyższe zjawiska wykonano dodatkowe badania, które opisano w niniejszym rozdziale oraz obliczenia dystrybucji mocy w wytworzonych strukturach. W pierwszej kolejności uporządkujemy jednak informacje dotyczące oznaczania poszczególnych modów struktury TFBG.

5.3. Oznaczanie i numeracja modów płaszczykowych propagujących w jednomodowych falowodach z pochylonymi strukturami periodycznych

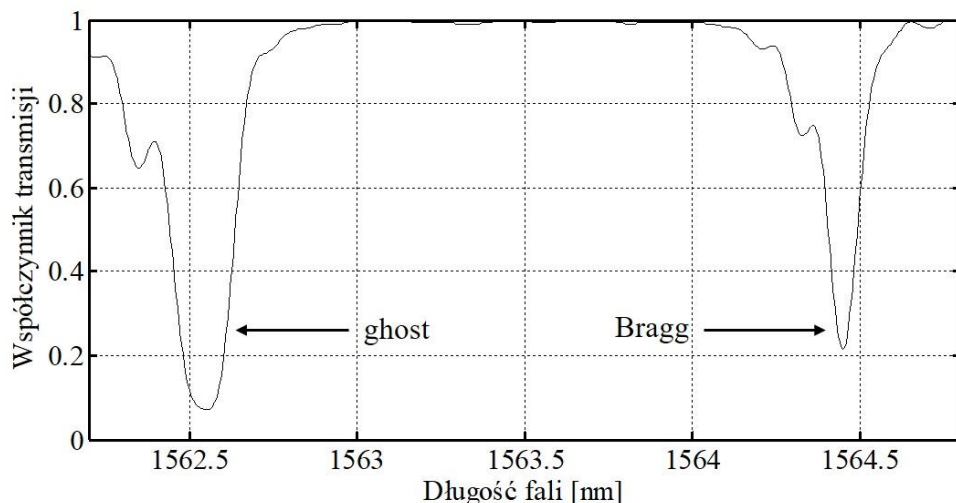
Charakterystykę widmową struktury TFBG wytworzonej w rdzeniu światłowodu jednomodowego przedstawiono na rysunku 5.27. Siatka posiada kąt nachylenia płaszczyzn dyfrakcyjnych równy 2° a światło wejściowe jest spolaryzowane zgodnie ze stanem P. Cała struktura posiada długość równą 15 mm.



Rys. 5.27. Charakterystyka spektralna TFBG z zaznaczeniem czterech obszarów o specyficznych rodzajach modów

Na zmierzonej charakterystyce spektralnej (rys 2.27) widzimy charakterystyczne minima związane ze sprzęganiem światła wejściowego do poszczególnych modów struktury. W chwili pisania niniejszej monografii nie istniała opublikowana praca, w której przedstawiony byłby sposób oznaczania wszystkich modów struktur TFBG, dlatego w niniejszym rozdziale przedstawiona została krótka analiza pozwalająca na zaproponowanie takiej metody. Znane są wprawdzie prace, w których autorzy przedstawiają zmiany mocy poszczególnych modów lub grup modów, ale brak jest opracowania, w którym wszystkie mody byłyby ponumerowane i policzone. Taka numeracja jest możliwa dla każdej struktury TFBG, a jej przedstawienie będzie ułatwione poprzez podzielenie całego widma na 4 charakterystyczne obszary widmowe zgodnie z rys. 5.27. Pierwszy obszar związany jest z tzw. odbiciem Bragga i odpowiada modowi rdzeniowemu o liczbie azymutalnej $m = 0$. Jedynym modem, którym propaguje energia świetlna jest mod o liczbie radialnej równej 1. Mod ten oznacza się zatem jako: LP_{01} . Drugi obszar na rys. 5.17 obejmuje tzw. mod typu „ghost”. Mod ten jest wynikiem złożenia modów płaszczykowych. Nałożenie się spektralne tych modów wynika ze zbliżonej długości fali odpowiadającej tym modom. W wielu pracach mod typu ghost w TFBG oznaczany jest jako suma modów niskich rzędów o liczbie azymutalnej równej 1. Nie jest to jednak do końca precyzyjne stwierdzenie i wynikają z niego niejednoznaczności w numeracji modów, przez co w publikacjach podaje się po prostu liczbę azymutalną i radialną modu bez jego wskazania na charakterystyce widmowej np. praca [60]. Wspomniane uproszczenie polegające na oznaczaniu modu typu ghost jako LP_{1n} wynika z tego, że w rzeczywistości na obszar ten (obszar numer 1 z rys. 5.27) składa się kilka modów o liczbie azymutalnej $m = 0$. Dopiero w pracy Tuan Guo i inni z roku 2016 opublikowanej w czasopiśmie *Optics & Laser Technology* [80] autorzy przeprowadzili obliczenia numeryczne poszczególnych trybów (modów) propagacji światła. Obliczenia dokonywane były oddzielnie dla każdego modu, a cała charakterystyka widmowa TFBG (4°), którą otrzymali wynikała ze złożenia wszystkich modów składowych. Ze względu na dużą wagę tej publikacji w niniejszej publikacji zamieszczono jeden z rysunków przedstawiających wyniki obliczeń numerycznych wykonanych w pracy [80]. Autor zwraca w tym miejscu uwagę, że jest to rysunek, który zapożyczono z już istniejącego opracowania [80]. Na jego zamieszczenie autor zdecydował się tylko dlatego, że jest on kluczowy w zrozumieniu odpowiedniej numeracji modów w strukturach TFBG mimo, że autorzy posiadając tak ważne wyniki, nie przedstawili pełnej charakterystyki wszystkich modów struktury TFBG. Dopiero połączenie wiedzy z tej publikacji oraz uwzględnienie sposobu numeracji modów wyższych rzędów (na przemian o liczbie azymutalnej 0 i 1) praca [60] – rysunki 15,17,19 lub np. artykuł [128] – rysunek 4, a także wnioski z obserwacji charakterystyk struktur TFBG przy różnych warunkach wprowadzania światła pozwalają na pełne

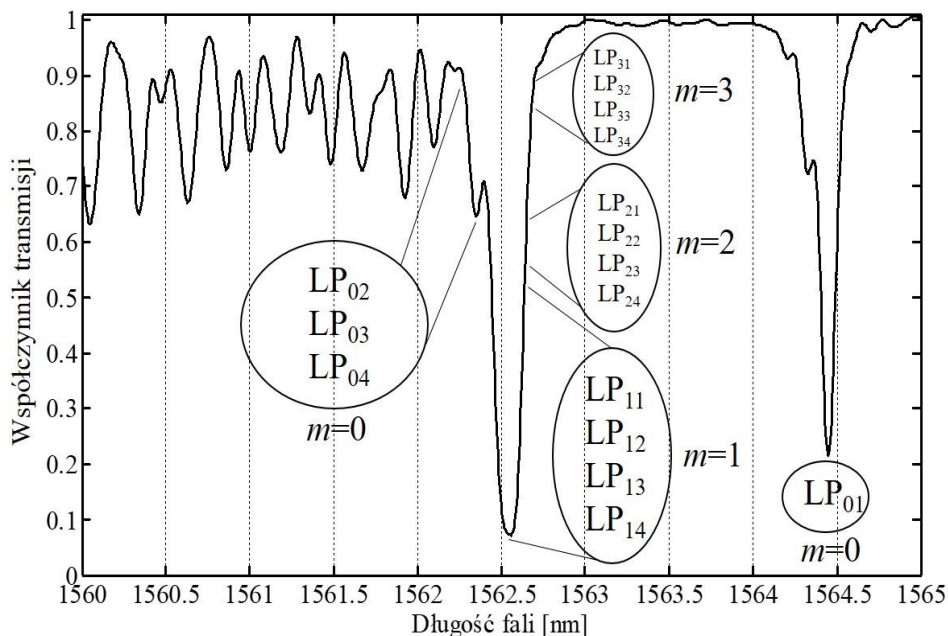
oznaczenie wszystkich modów spolaryzowanych liniowo na transmisyjnej charakterystyce spektralnej. Wracając do analizy obszaru nr 1 rysunku 5.27 widać, że mamy tutaj do czynienia z jednym wyraźnym minimum. Jest to mod LP_{01} , który propaguje głównie w rdzeniu włókna światłowodowego.



Rys. 5.28. Zmierzone charakterystyki spektralne w zakresie widmowym odpowiadającym modowi rdzeniowemu oraz modowi typu ghost dla struktury TFBG o kącie nachylenia równym 2° i długość równej 15 mm

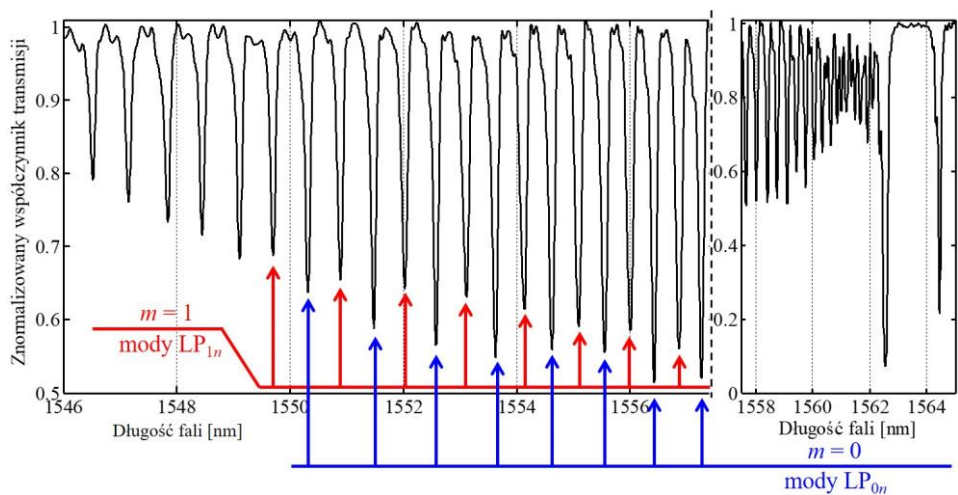
W obszarze widmowym numer 2 z rys. 5.27 mamy również do czynienia z jednym wyraźnym minimum odpowiadającym modom składającym się na pik ghosta. Kształt minimów pochodzących od modu rdzeniowego oraz modu ghosta przedstawiono na rys. 5.28. Z kolei analizując wyniki przedstawione w pracy [80] widzimy, że największy udział w przenoszeniu mocy w tym obszarze długości fal mają mody LP_{11} , LP_{12} , LP_{13} , LP_{14} o liczbie azymutalnej $m = 1$. Pojawiają się również mody o liczbie azymutalnej $m = 2$ (LP_{21} , LP_{22} , LP_{23} , LP_{24}) oraz $m = 3$ (LP_{31} , LP_{32} , LP_{33} , LP_{34}) jednak ich udział w przenoszeniu fali świetlnej w falowodzie jest pomijalny. Charakterystyczne jest również istnienie modów o liczbie azymutalnej $m = 0$ odpowiadającej modowi rdzeniowemu, ale o wyższych liczbach radialnych $n = 2-4$. Są to mody LP_{02} , LP_{03} , LP_{04} i wchodzi one również w skład całego pik ghosta, składając się na jego lewą część, będąc najbardziej wysuniętymi modami ghosta od strony fal krótszych. Powyższe informacje pozwalają na oznaczenie modów zmierzonej charakterystyki TFBG w obszarach 1 i 2 (zgodnie z rys. 5.27) tzn. składających się na zakres widmowy odpowiadający rezonansowi Bragga oraz minimum typu ghost. Na rysunku 5.29 przedstawiono charakterystykę struktury TFBG w analizowanym zakresie widmowym zmierzoną w temperaturze 20° , w stanie

bez naprężenia i zgięcia, przy polaryzacji światła wejściowego zgodnej ze stanem P.

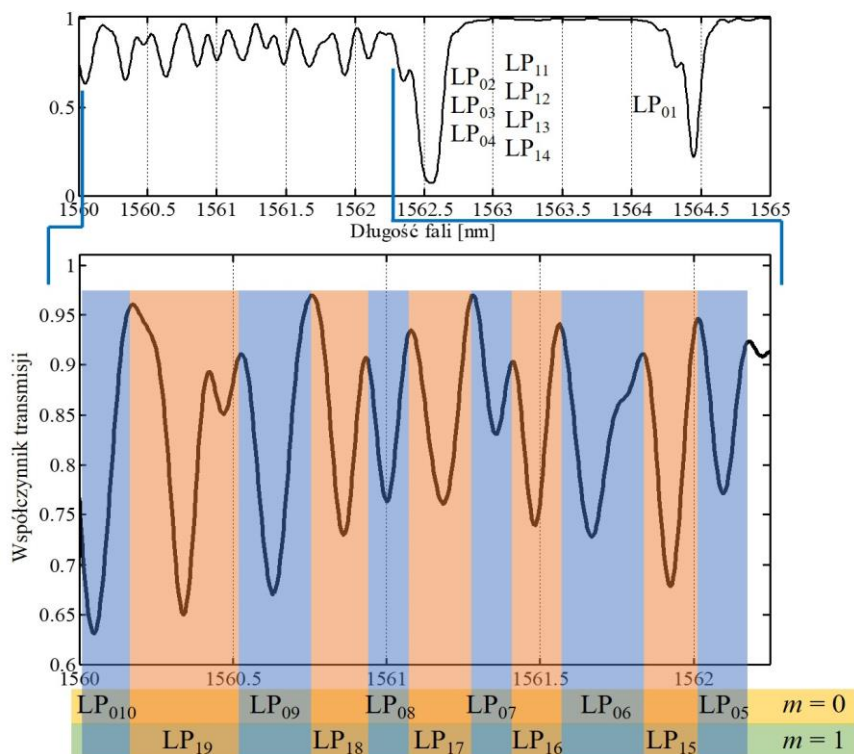


Rys. 5.29. Oznaczenie modu rdzeniowego LP_{01} oraz modów płaszczowych LP_{mn} na zmierzonej charakterystyce siatki TFBG w okolicy rezonansu Bragga oraz rezonansów wchodzących w skład ghošta

Spośród dwóch nieomówionych jeszcze obszarów widmowych 3 i 4 z rysunku 5.27, obszar nr 4 posiada regularne wysokości minimów na charakterystyce transmisyjnej, pochodzących od poszczególnych modów płaszczowych. W przypadku TFBG zapisanej we włóknie jednomodowym wzbudzane są mody o liczbie azymutalnej 0 i 1, przy czym występują one naprzemiennie dla kolejnych długości fali [60], zgodnie z rysunkiem 5.30.



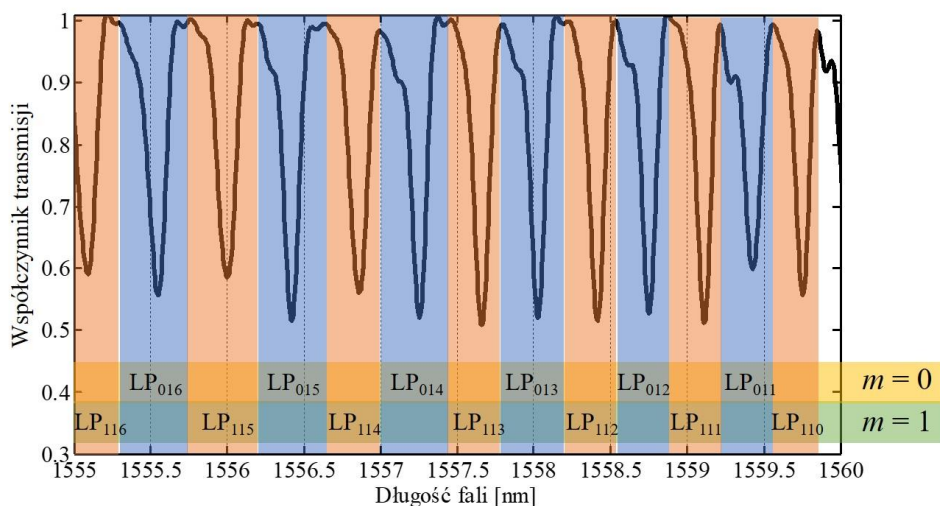
Rys. 5.30. Oznaczenie modów płaszczowych wyższych rzędów w strukturze TFBG. Mody o liczbie azymutalnej 1: kolor czerwony, mody o liczbie azymutalnej 0: kolor niebieski



Rys. 5.31. Oznaczenie modów płaszczowych TFBG w obszarze nr 3 z rys. 5.27

Spotykane w literaturze oznaczenia modów dotyczą zazwyczaj obszaru 4 z rys. 5.27 [60, 128]. Rysunek 5.30 umożliwia zatem rozróżnienie czy dane minimum na charakterystyce transmisyjnej pochodzi od modu o liczbie azymutalnej równej 0 czy od modu o liczbie azymutalnej równej 1. Numeracja poszczególnych modów z obszaru 4 zależy zatem od kolejności występowania i ilości modów w obszarze 3 z rys. 5.27.

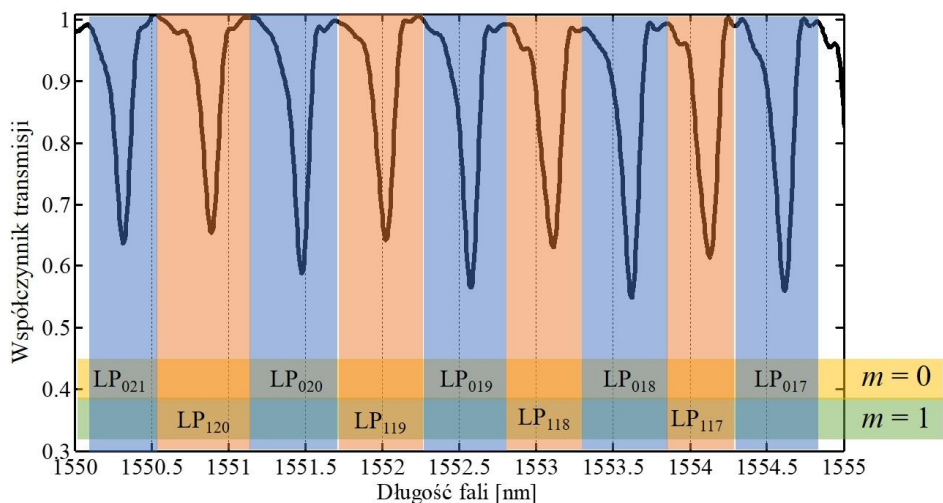
Na rysunku 5.31 zaprezentowano zmierzoną charakterystykę spektralną przedstawiającą minima pochodzące od modów płaszczowych z obszaru 3 (rys. 5.27). Jak widać piki pochodzące od poszczególnych modów mają nieregularną wysokość, co nie uniemożliwia jednak ich oznaczenia i policzenia. Obszar nr 3 z jednej strony charakteryzuje się największymi różnicami pomiędzy amplitudami i szerokościami pików pochodzących od modów płaszczowych niskiego rzędu, z drugiej jednak strony czułość zmian kształtu i przesunięcia tych pików na zmiany warunków propagacji światła (wywołana np. zginaniem) w całej strukturze jest największa. Oznaczenie kolejnych modów na charakterystyce spektralnej zamieszczono na rysunku 5.32.



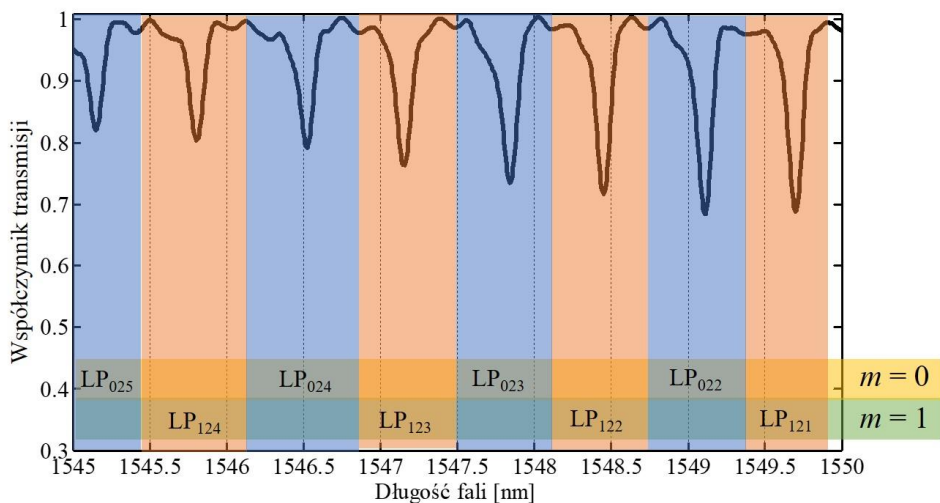
Rys. 5.32. Oznaczenie modów płaszczowych TFBG w obszarze widmowym nr 4 (zgodnie z rys. 5.27). Mody LP₁₁₀-LP₁₁₆, LP₀₁₁-LP₀₁₆

Rysunki 5.32–5.35 przedstawiają zmierzone charakterystyki transmisyjne TFBG w obszarze wyróżnionym na rysunku 5.27 jako obszar nr 4. Zaznaczono na nich numery poszczególnych modów płaszczowych. Dla struktury TFBG o kącie nachylenia płaszczyzn dyfrakcyjnych równym 2° posiadającej długość 15 mm oraz rezonans Bragga dla długości fali 1564,4 nm obszar modów płaszczowych typu 4 (rys. 5.27) zawiera się pomiędzy 1540,5 nm a 1560 nm.

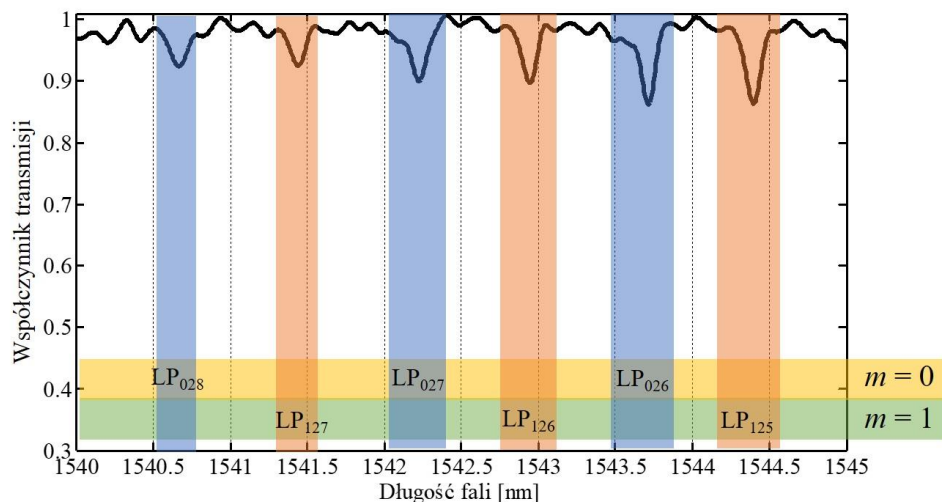
Zakres widmowy od 1560 nm do 1562,25 nm należy już do obszaru widmowego nr 3 z rys. 5.27 i jest on 10-krotnie węższy od zakresu widmowego odpowiadającego obszarowi 4. To właśnie mody z zakresu widmowego nr 3 są najczęściej wykorzystywane jako markery zmian czynników działających na TFBG [13, 177, 286, 297].



Rys. 5.33. Oznaczenie modów płaszczyznych TFBG w obszarze widmowym nr 4 (zgodnie z rys. 5.27). Mody LP₁₁₇-LP₁₂₀, LP₀₁₇-LP₀₂₁



Rys. 5.34. Oznaczenie modów płaszczyznych TFBG w obszarze widmowym nr 4 (zgodnie z rys. 5.27). Mody LP₁₂₁-LP₁₂₄, LP₀₂₂-LP₀₂₅



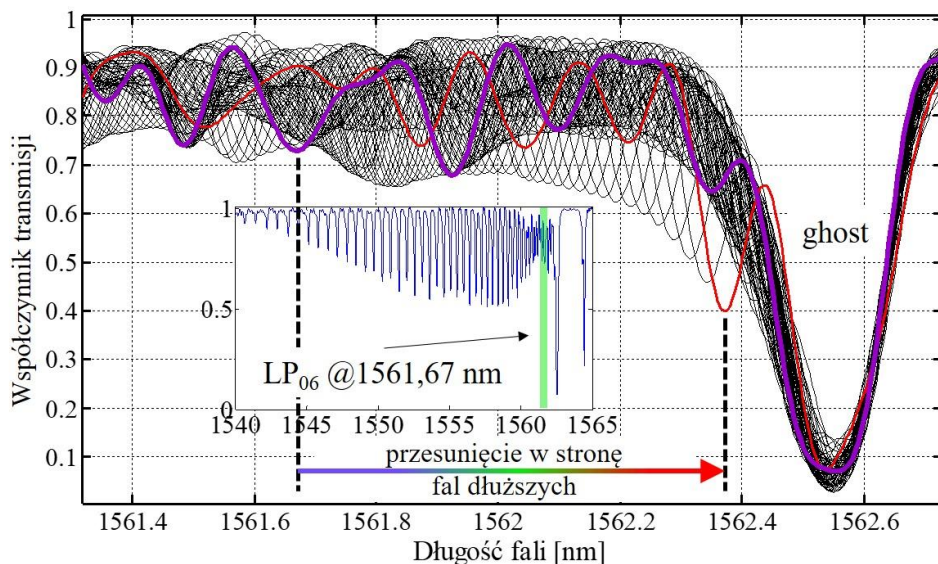
Rys. 5.35. Oznaczenie modów płaszczowych TFBG w obszarze widmowym nr 4 (zgodnie z rys. 5.27). Mody LP₁₂₅-LP₁₂₇, LP₀₂₆-LP₀₂₈

Rysunek 5.35 obejmuje mody najwyższych rzędów o numerach do LP₁₂₇ oraz LP₀₂₈ odpowiednio o liczbie azymutalnej 1 i 0. Mod LP₀₂₈ jest już ostatnim widocznym modem na charakterystyce transmisyjnej TFBG o kącie nachylenia wynoszącym 2°. Prawidłowe oznaczenie modów jest ważne przy zastosowaniu TFBG w konkretnych układach pomiarowych. Wykorzystanie tych struktur do wyznaczania zmian wielkości wpływających na ich charakterystykę widmową wymaga bowiem pomiaru strat transmisyjnych, szerokości połówkowej lub przesunięcia danego modu TFBG. To z kolei wymaga dokonania wyboru odpowiedniego zakresu widmowego i wyselekcjonowania zmian najczęściej jednego konkretnego modu. Już w następnych podrozdziałach (5.4, 5.5) wykazane zostanie jak ważne jest odpowiednie oznaczanie modów takich struktur. Ma ono również kluczowy wpływ na możliwość wyjaśnienia zjawisk wywołujących zmiany transmisji dla konkretnych długości fal, ponieważ znajomość liczb azymutalnych i radialnych modów pozwala na wyznaczenie rozkładu przestrzennego intensywności światła w falowodzie optycznym z TFBG. To z kolei umożliwia wyjaśnienie zjawiska zmiany natężenia promieniowania wskutek wywołanych w falowodzie zaburzeń, np. zginania, co zostanie przedstawione w następnych podrozdziałach.

5.4. Analiza zmian charakterystyk spektralnych TFBG poddawanych zginaniu

Zmiany przesunięcia poszczególnych modów zależą od kierunku przyłożenia siły zginającej, dlatego konieczne jest jego dokładne określenie. Dalsza część

niniejszego podrozdziału dotyczy przypadku, w którym siła działa równolegle do osi x ($F \parallel x$). Rysunek 5.36 przedstawia przesunięcie długości fali modu LP_{06} w stronę fal dłuższych wskutek zmiany promienia zgięcia włókna od wartości 31,85 mm do 12,74 mm. Obszary wyróżnione kolorem zielonym we wstawkach do rysunków wskazują umiejscowienie modu na całej charakterystyce spektralnej TFBG.

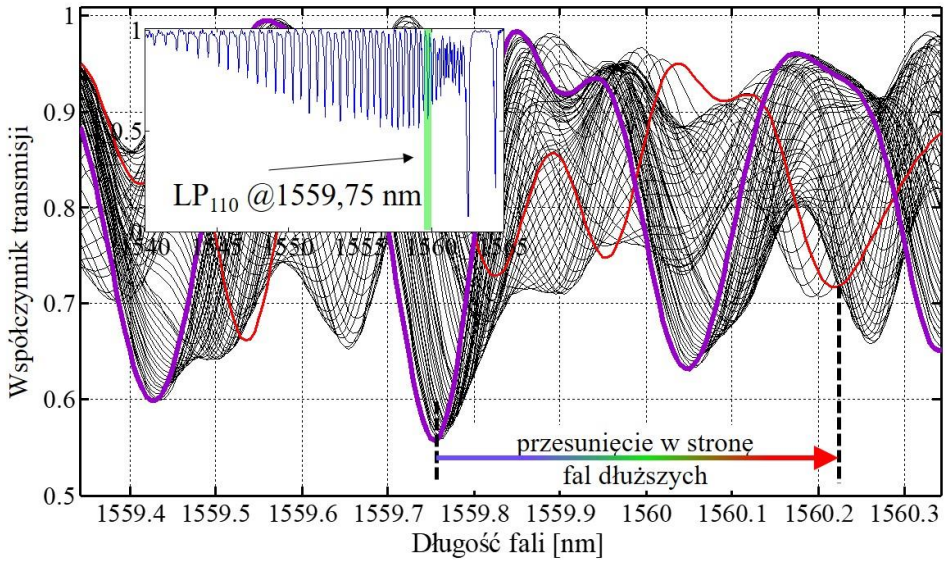


Rys. 5.36. Przesunięcie modu LP_{06} wskutek zginania TFBG w osi x . Linia fioletowa: stan początkowy, promień zgięcia 31,85 mm. Linie czarne: stany pośrednie. Linia czerwona: stan końcowy, promień zgięcia 12,74 mm. Zielony obszar wskazuje umiejscowienie modu na całej charakterystyce spektralnej

Rozpatrywana zmiana promienia zgięcia odpowiada przesunięciu prawego końca włókna tworzącego pętlę z TFBG na odległość 120 mm, przy początkowym obwodzie pętli wynoszącym 200 mm. Jak widać mod LP_{06} , którego centralna długość fali dla stanu początkowego wynosi 1561,67 nm przesuwa się o 0,71 nm czyli o wartość niemal 30-krotnie większą niż jego szerokość połowkowa (wynosząca ok. 0,025 nm). Reakcję poszczególnych modów płaszczowych na zginanie można wyrazić definiując czułości przesunięcia spektralnego danego modu na jednostkę zgięcia. W rozważanym przypadku najwygodniej będzie przyjąć jako miarę zginania – wielkość promienia zgięcia, ponieważ przyjmuje ona taką samą wartość na całej długości struktury TFBG. Wyrażenie określające tak zdefiniowaną czułość na zginanie zapiszemy teraz w postaci:

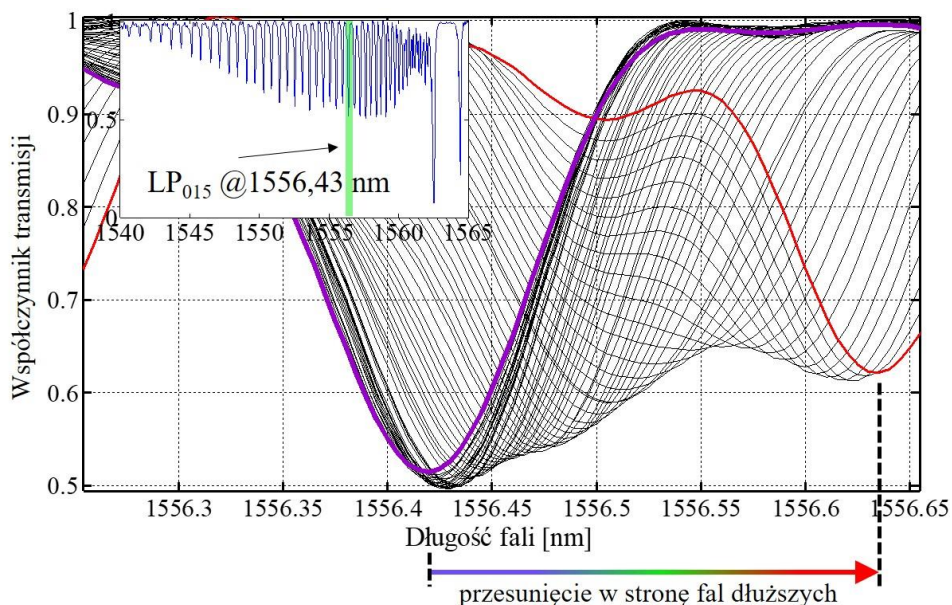
$$K_r^{LP_{jm}} = \frac{\Delta\lambda_{\min}}{|\Delta r|}, \quad (5.6)$$

gdzie $\Delta\lambda_{\min}$ jest zmianą długości fali minimum wybranego modu natomiast Δr jest zmianą długości promienia zgięcia, wywołującą przesunięcie spektralne modu, m jest liczbą azymutalną modu (przy czym $m = 0$ lub 1), n jest liczbą radialną modu. W przypadku modu LP_{06} współczynnik czułości na zginanie wynosi $K_r^{LP_{06}} = 37,15 \text{ pm/mm}$.



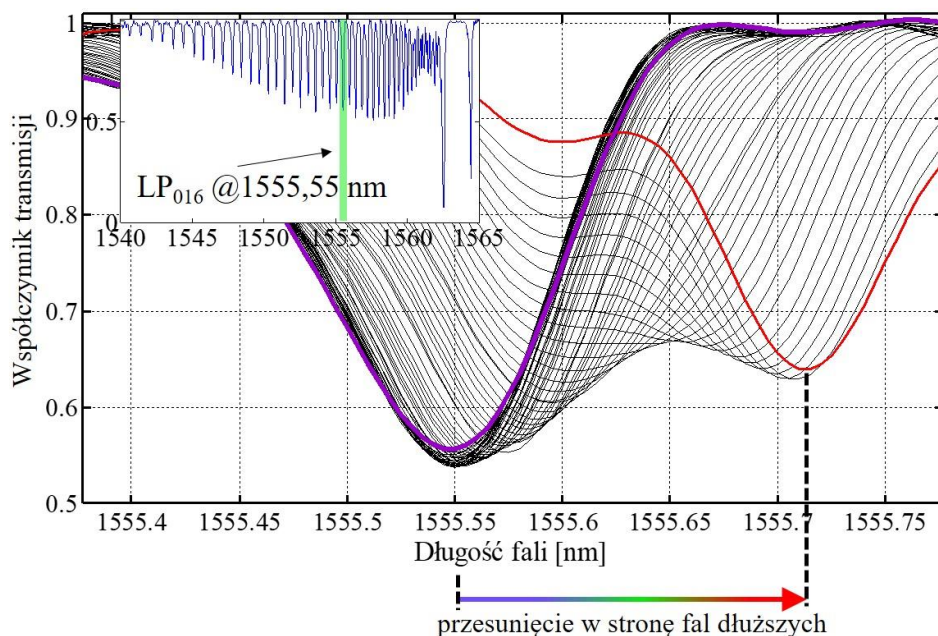
Rys. 5.37. Przesunięcie modu LP_{110} wskutek zginania TFBG w osi x . Linia fioletowa: stan początkowy, promień zgięcia 31,85 mm. Linie czarne: stany pośrednie. Linia czerwona: stan końcowy, promień zgięcia 12,74 mm. Zielony obszar na wstawce wskazuje umiejscowienie modu na całej charakterystyce spektralnej

Dla porównania na rysunku 5.37 przedstawiono przesunięcie widmowe modu wyższego rzędu LP_{110} dla tych samych wartości promienia zgięcia TFBG jak w przypadku modu LP_{06} . Przesunięcie spektralne wywołane zmniejszeniem promienia zgięcia włókna dla modu LP_{110} jest ok. 2-krotnie mniejsze niż w przypadku modu LP_{06} .



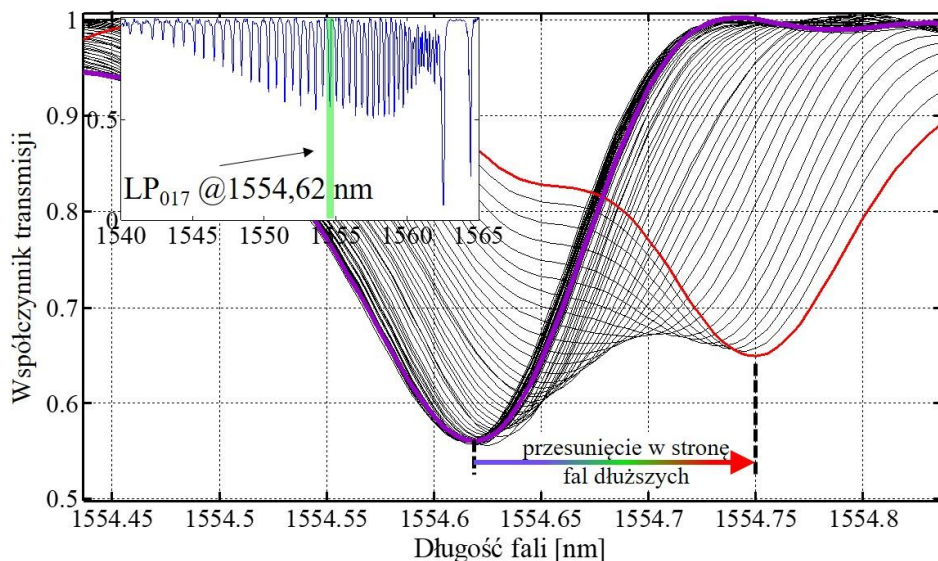
Rys. 5.38. Przesunięcie modu LP₀₁₅ wskutek zginania TFBG w osi x. Linia fioletowa: stan początkowy, promień zgięcia 31,85 mm. Linie czarne: stany pośrednie. Linia czerwona: stan końcowy, promień zgięcia 12,74 mm

W przypadku modu LP₁₁₀ czułość na zginanie jest ponad 2-krotnie mniejsza niż w przypadku LP₀₆ i wynosi $K_r^{LP_{110}} = 17,53 \text{ pm/mm}$. Mod LP₁₁₀ przesuwają się w rozważanym zakresie promienia zgięcia o 335 pm. Z kolei w przypadku modu LP₀₁₅ przesunięcie spektralne wynosi już tylko 210 pm (rys. 5.38) co daje czułość równą $K_r^{LP_{015}} = 11 \text{ pm/mm}$. Przesunięcie spektralne może być zatem miarą wygięcia włókna z TFBG, przy czym istotna jest znajomość numeru modu, którego przesunięcie jest mierzone. Wyjaśnienie różnic przesunięć poszczególnych modów płaszczowych wskutek zginania zostało umieszczone w kolejnym rozdziale. Praktyczne potwierdzenie zmian czułości poszczególnych modów na zginanie znajdziemy również w dalszej części rozdziału, która zawiera wyniki pomiarów przesunięć wybranych modów wyższych rzędów.

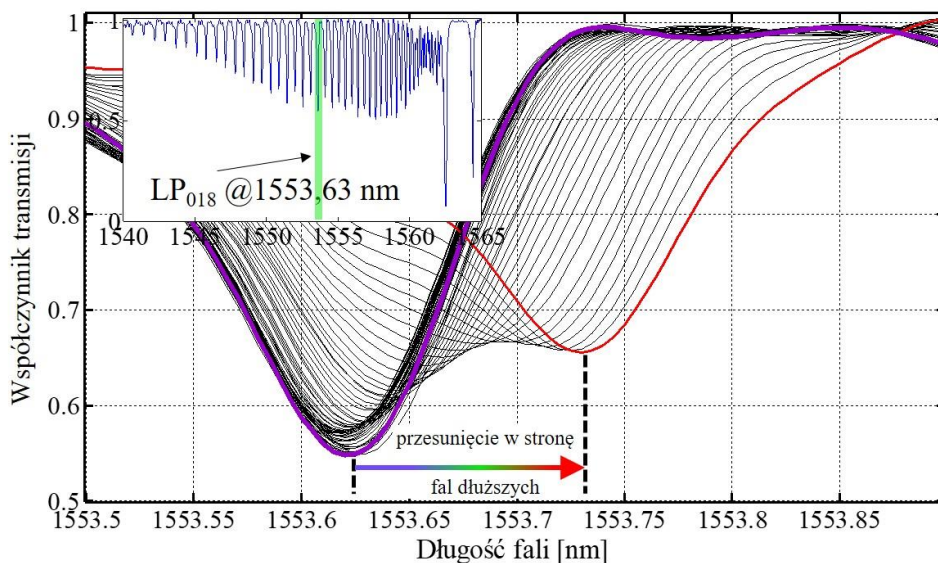


Rys. 5.39. Przesunięcie modu LP₀₁₆ wskutek zginania TFBG w osi x. Linia fioletowa: stan początkowy, promień zgięcia 31,85 mm. Linie czarne: stany pośrednie. Linia czerwona: stan końcowy, promień zgięcia 12,74 mm

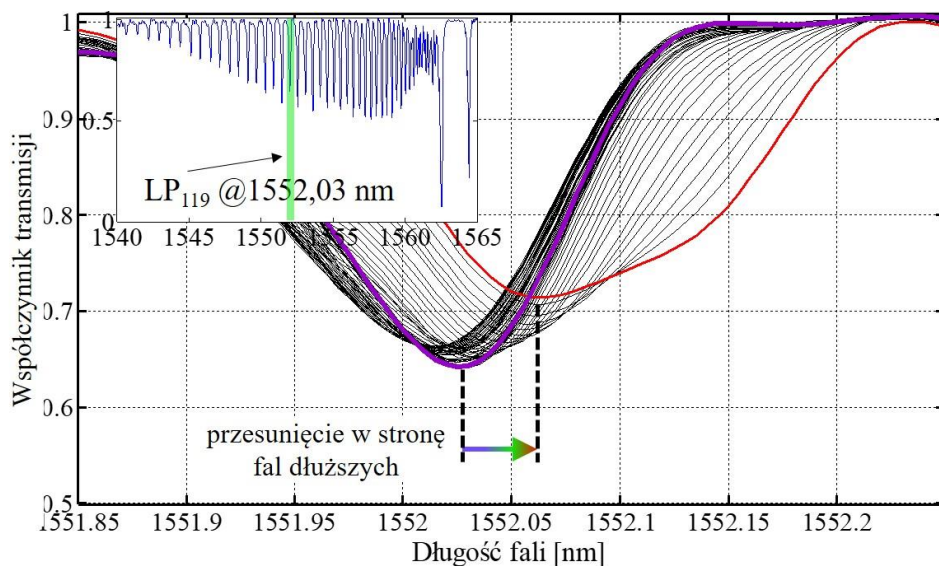
Przedstawiony na rysunku 5.39 mod LP₀₁₆ również ulega przesunięciu, przy czym współczynnik czułości $K_r^{LP_{016}}$ wynosi 8,37 pm/mm. Kolejne mody wyższych rzędów również ulegają przesunięciu wskutek zginania całej struktury. Mod LP₀₁₇ (rys. 5.40) ulega przesunięciu o 6,8 pm na każdy milimetr zmiany promienia zgięcia struktury ($K_r^{LP_{017}} = 6,8$ pm/mm). W rozważanym zakresie zmian zgięcia całkowite przesunięcie tego modu wynosi 130 pm. Charakterystyczne jest również to, że w tak wytworzonej strukturze TFBG wszystkie mody rzędów wyższych niż LP₀₁₇ posiadają coraz niższe wartości współczynnika czułości przesunięcia modu na zginanie. Dla przykładu mod LP₀₁₈, którego charakterystyka spektralna przedstawiona jest na rysunku 5.41, ulega przesunięciu zaledwie o 105 pm. Współczynnik czułości na zginanie dla tego modu wynosi zaledwie $K_r^{LP_{018}} = 5,49$ pm/mm.



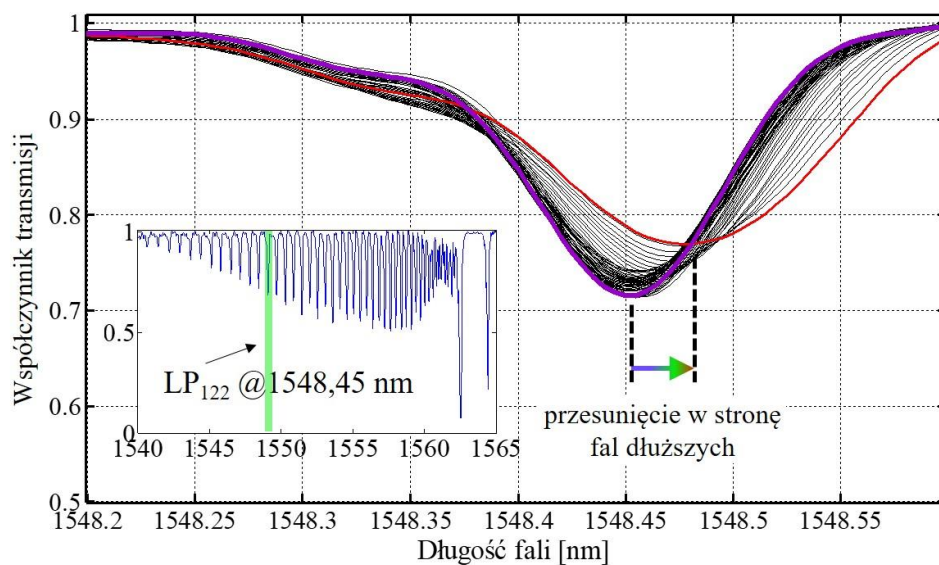
Rys. 5.40. Przesunięcie modu LP₀₁₇ wskutek zginania TFBG w osi x. Linia fioletowa: stan początkowy, promień zgięcia 31,85 mm. Linie czarne: stany pośrednie. Linia czerwona: stan końcowy, promień zgięcia 12,74 mm



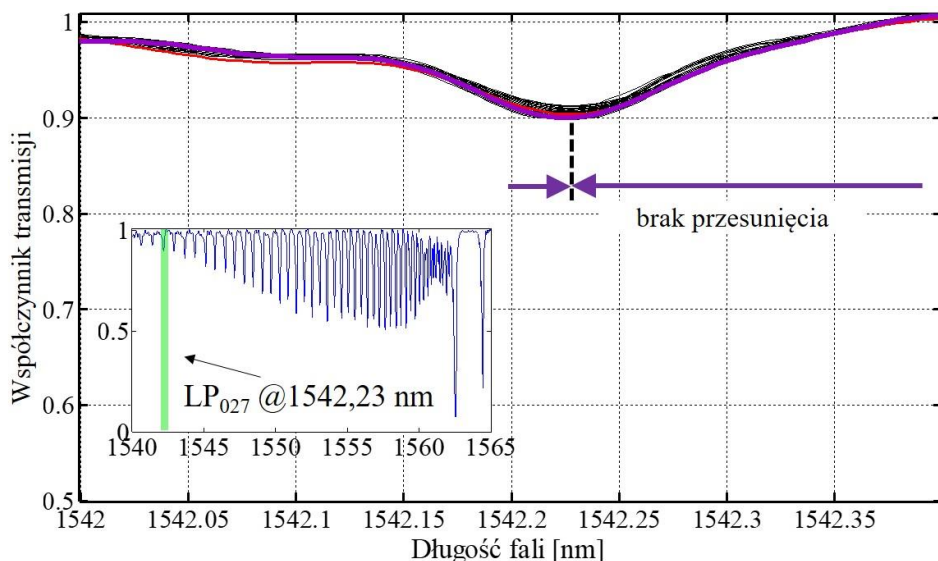
Rys. 5.41. Przesunięcie modu LP₀₁₈ wskutek zginania TFBG w osi x. Linia fioletowa: stan początkowy, promień zgięcia 31,85 mm. Linie czarne: stany pośrednie. Linia czerwona: stan końcowy, promień zgięcia 12,74 mm



Rys. 5.42. Przesunięcie modu LP₁₁₉ wskutek zginania TFBG w osi x. Linia fioletowa: stan początkowy, promień zginania 31,85 mm. Linie czarne: stany pośrednie. Linia czerwona: stan końcowy, promień zginania 12,74 mm



Rys. 5.43. Przesunięcie modu LP₁₂₂ wskutek zginania TFBG w osi x. Linia fioletowa: stan początkowy, promień zginania 31,85 mm. Linie czarne: stany pośrednie. Linia czerwona: stan końcowy, promień zginania 12,74 mm



Rys. 5.44. Przesunięcie modu LP_{027} wskutek zginania TFBG w osi x. Linia fioletowa: stan początkowy, promień zgięcia 31,85 mm. Linie czarne: stany pośrednie. Linia czerwona: stan końcowy, promień zgięcia 12,74 mm

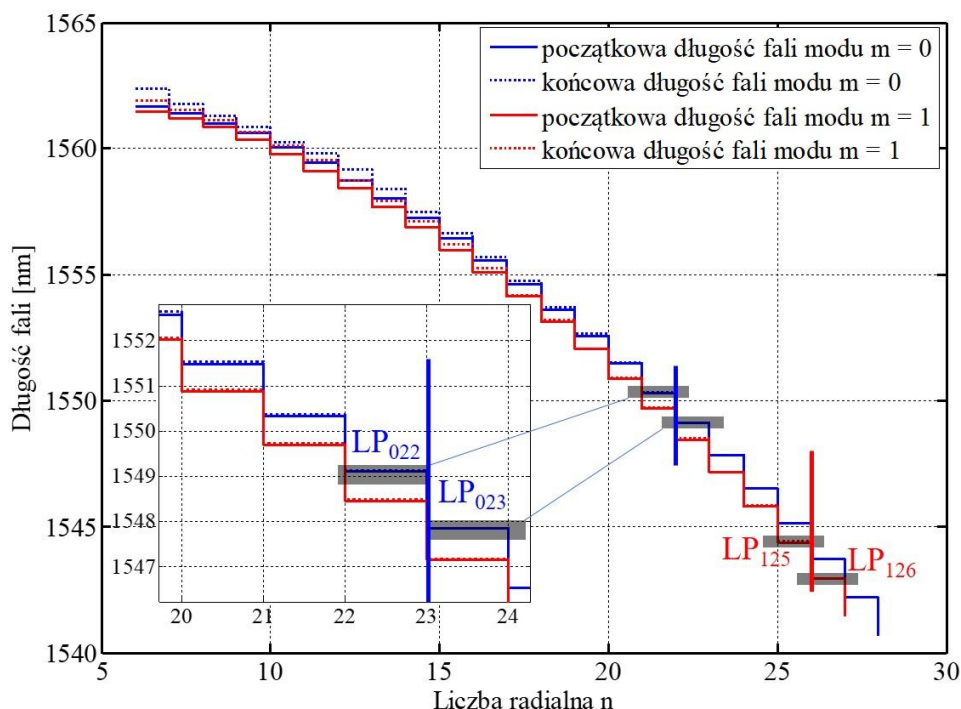
Przesunięcie widmowe modu LP_{119} wynosi już tylko 45 pm (rys. 5.42). Czułość tego modu wynosi $K_r^{LP_{119}} = 2,35$ pm/mm, natomiast długości fal modu LP_{122} ulegają zmianie jedynie o 25 pm (rys. 5.43), co z kolei odpowiada czułości tego modu $K_r^{LP_{122}}$ na poziomie jedynie 1,3 pm/mm. Charakterystyczne jest to, że dla TFBG o kącie nachylenia modulacji współczynnika załamania $\theta = 2^\circ$ dla wszystkich modów płaszczyznych wyższych rzędów, o liczbie azymutalnej 0 i 1, począwszy od LP_{024} zjawisko przesunięcia widmowego jest już praktycznie zaniedbywalne i np. dla LP_{027} zanika (rys. 5.44). Dla przejrzystości wszystkie dane z wykresów przedstawionych na rysunkach 5.36–5.44 zebrano w tabeli 1. Kolorem szarym zaznaczono ekstremalne wartości przesunięć widmowych oraz współczynnika czułości na zginanie.

Zwróćmy uwagę, że w tabeli 1 zestawiono jedynie wybrane mody płaszczyzowe, wartości przesunięć widmowych wszystkich modów LP struktury TFBG o kącie nachylenia równym 2° przedstawiono na rysunku 5.45.

Tabela 5.1. Zestawienie parametrów charakterystycznych dla wybranych modów struktury TFBG poddawanej zginaniu. W tabeli zestawiono mody LP_{0n} i LP_{1n} , których charakterystyki widmowe przedstawione zostały na rysunkach 5.36–5.44

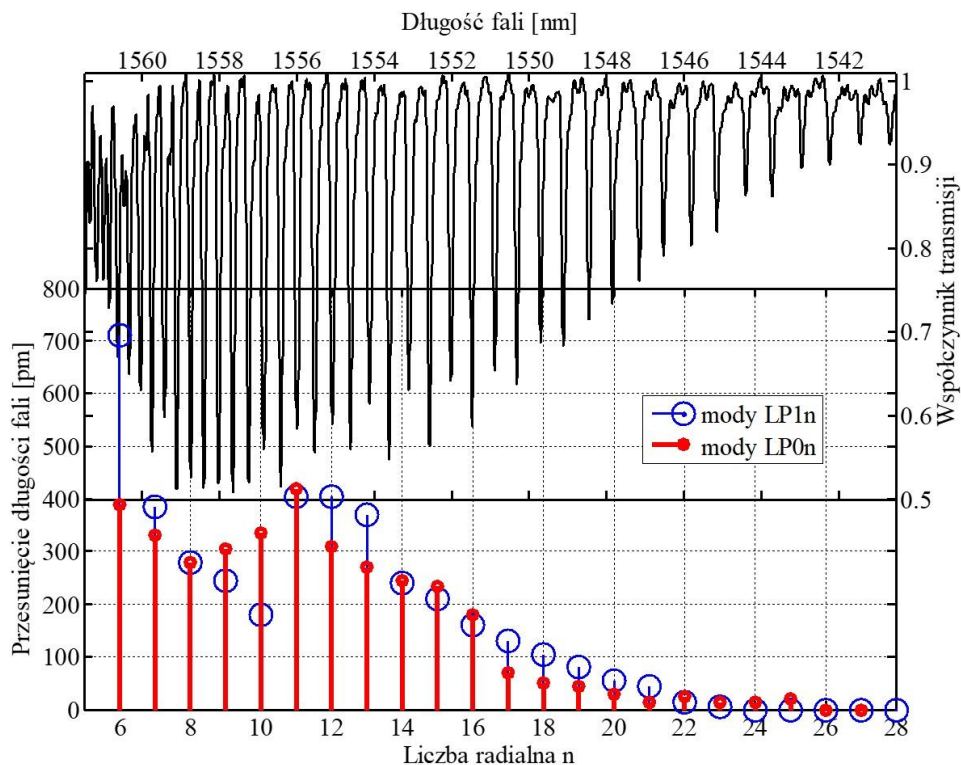
<i>mody płaszczyznowe</i>	centralna długość fali [nm]	przesunięcie spektralne [pm]	współczynnik czułości na zginanie [pm/mm]
LP₀₆	1561,67	710	37,15
LP₁₁₀	1559,76	335	17,53
LP₀₁₅	1556,43	210	10,99
LP₀₁₆	1555,55	160	8,37
LP₀₁₇	1554,62	130	6,80
LP₀₁₈	1553,63	105	5,49
LP₁₁₉	1552,03	45	2,35
LP₁₂₂	1548,46	25	1,31
LP₀₂₇	1542,23	0	0,00

Z przeprowadzonych badań eksperymentalnych wynika szereg wniosków o znaczeniu użytkowym. Największą czułość na zginanie dla struktury TFBG ($\theta = 2^\circ$) osiągnąć można mierząc przesunięcia widmowe modu LP_{06} . Mod ten jednak znajduje się najbliżej modu typu ghost i przesuwanie tego modu powoduje jego wchłonięcie przez ghosta po przekroczeniu pewnej wartości promienia zgięcia. Powoduje to zarówno ograniczenie zakresu pomiarowego jak również zniekształcenie jego charakterystyki widmowej w miarę zbliżania się do modu ghosta (rys. 5.36). Na rysunku 5.44 przedstawiono długości fal poszczególnych modów dla stanu początkowego tzn. dla promienia zgięcia $r = 31,85$ mm oraz stanu końcowego odpowiadającego promieniowi zgięcia światłowodu równego $r = 12,74$ mm. Kolorem niebieskim oznaczono mody o liczbie azymutalnej $m = 0$, natomiast kolorem czerwonym mody o liczbie $m = 1$. Jak widać, początkowe i końcowe długości fal różnią się tylko dla modów do pewnej granicznej liczby radialnej n . Granica, przy której wskutek zginania nie występuje już przesunięcie długości fali zależy jednak nie tylko od liczby radialnej modu, ale również od jego liczby azymutalnej. Dla grupy modów o liczbie $m = 0$ pierwszym modem, dla którego nie występuje różnica pomiędzy początkową a końcową długością fali jest mod o liczbie radialnej $n = 23$. Z kolei dla modów, dla których $m = 1$, pierwszym modem nie doznającym przesunięcia długości fali wskutek zginania jest mod o $n = 26$.



Rys. 5.45. Wartości długości fal modów o liczbie $m = 0$ oraz $m = 1$ dla stanu początkowego (promień zgięcia: 31,85 mm) oraz końcowego (promień zgięcia: 12.74 mm)

Niebieskie i czerwone linie pionowe na rysunku 5.44 oddzielają dwie grupy modów: te, których długość fali zmieniają się wskutek zginania TFBG oraz takie, dla których długość fali pozostaje bez zmian. Kolorem niebieskim oznaczono mody o liczbie azymutalnej 0, zaś kolorem czerwonym mody o liczbie azymutalnej równej 1. Charakterystyczna jest również zmiana nachylenia krzywej przedstawiającej długości fal poszczególnych modów wraz ze wzrostem ich liczby radialnej. W miarę wzrostu liczby radialnej nachylenie krzywej wzrasta. Oznacza to, że mody wyższych rzędów są od siebie bardziej oddalone spektralnie niż mody rzędów niższych. Na charakterystyce spektralnej TFBG objawia się to innymi – w zależności od numeru modu – odległościami minimów pochodzących od poszczególnych modów. Zjawisko to zachodzi zarówno dla modów o liczbie azymutalnej $m = 0$ jak i $m = 1$.

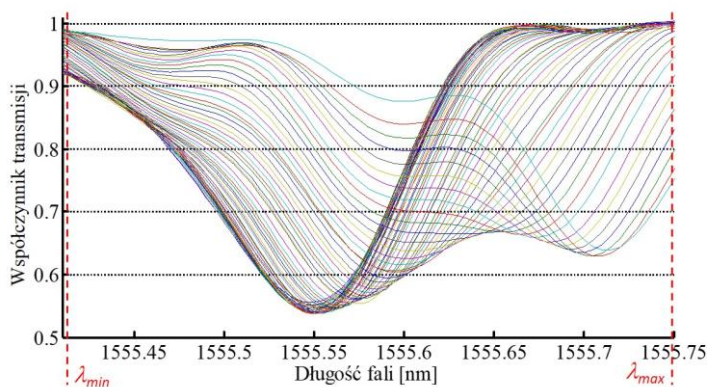


Rys. 5.46. Wartości przesunięć spektralnych dla wszystkich modów LP_{0n} i LP_{1n} wskutek zginania TFBG w osi x (dół). Orientacyjne położenie modów na charakterystyce spektralnej (góra)

Analizując wyniki pomiarów przedstawione na rys. 5.45 widać, że z punktu widzenia maksymalizacji czułości na zginanie w rozpatrywanym zakresie pomiarowym najbardziej korzystnym jest pomiar przesunięć widmowych modów o maksymalnych wartościach przesunięcia długości fali wskutek zginania. Zwróćmy uwagę, że istnieje kilka modów, dla których wartość takiego przesunięcia jest zbliżona lub większa niż 400 nm. Są to w szczególności mody LP_{16} , LP_{06} , LP_{17} , LP_{011} , LP_{111} , oraz LP_{112} . W przypadku siatki o kącie $\theta = 2^\circ$ ten zakres widmowy jest bowiem najbardziej czuły na zginanie i jednocześnie reaguje w szerokim zakresie zmian promienia zgięcia. W dalszej części wykazano, że również zmiana kąta polaryzacji światła wejściowego powoduje zmianę charakterystyki widmowej TFBG. Jak przedstawiono poniżej w tym przypadku zmianie ulega jednak również amplituda poszczególnych pików pochodzących od modów płaszczowych.

5.5. Charakterystyki przetwarzania struktur TFBG poddawanych zginaniu

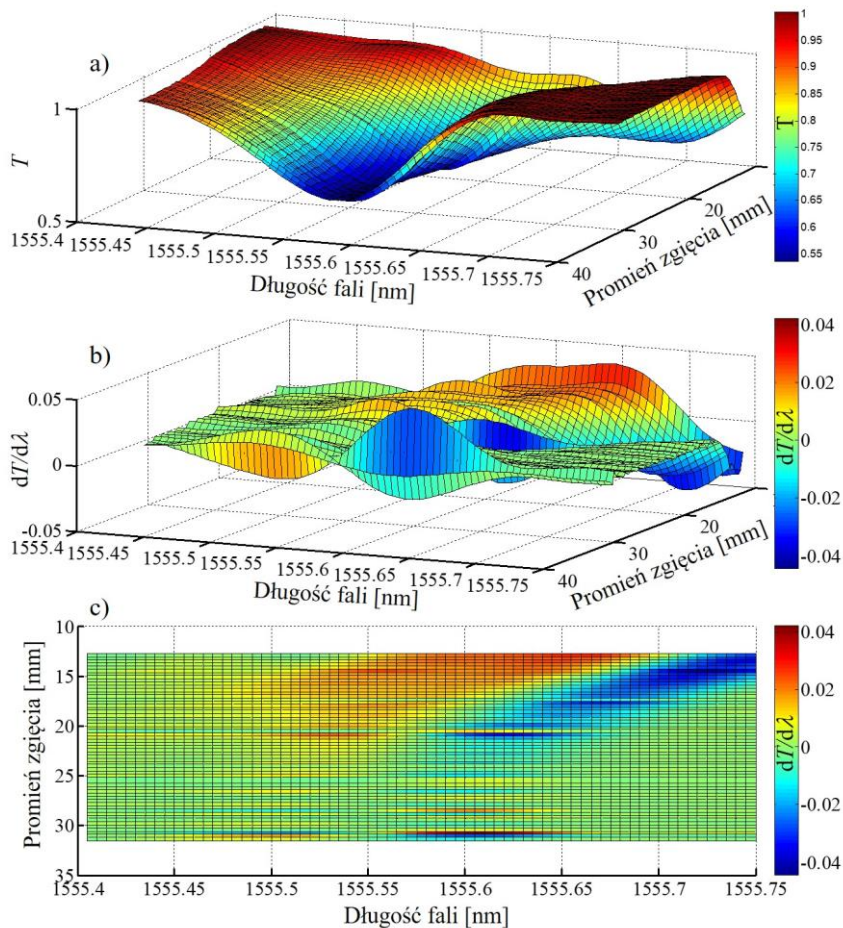
W tym podrozdziale przedstawione są możliwe do zastosowania w praktyce metody przetwarzania sygnałów z TFBG, umożliwiające śledzenie przesunięcia spektralnego poszczególnych modów płaszczowych. Na przykładzie modu LP_{016} omówiono sposoby uzyskania informacji dotyczącej promienia zgięcia włókna na podstawie pomiarów spektralnych opisanych w rozdziale 5.2. W dalszej części rozdziału przedstawiono zastosowanie zaproponowanej metody na inne mody płaszczowe. Ze względu na możliwość praktycznej implementacji metod np. z wykorzystaniem procesorów sygnałowych lub mikrokontrolerów ważna jest minimalizacja złożoności obliczeniowej. W tym celu zastosowano wyznaczenie przesunięcia spektralnego poprzez obliczenie pochodnej funkcji opisującej zmiany współczynnika transmisji struktury TFBG w zależności od długości fali. Zmiana znaku pochodnej niesie bowiem informacje o przesunięciach ekstremów funkcji $T = f(\lambda)$. Gdzie T jest współczynnikiem transmisji TFBG. Na rysunku 5.47 przedstawiono charakterystyki transmisyjne TFBG w zakresie spektralnym odpowiadającym modowi LP_{016} . Wyznaczanie pochodnej dla każdej z charakterystyk widmowych i poszukiwanie minimum wymaga zatem określenia zakresu długości fal. Dodatkowo należy zwrócić uwagę na fakt, że charakterystyki spektralne są to funkcje jednej zmiennej λ w postaci wektora punktów transmisji z pewnego zakresu.



Rys. 5.47. Zależność współczynnika transmisji TFBG 2° od długości fali wskutek zginania

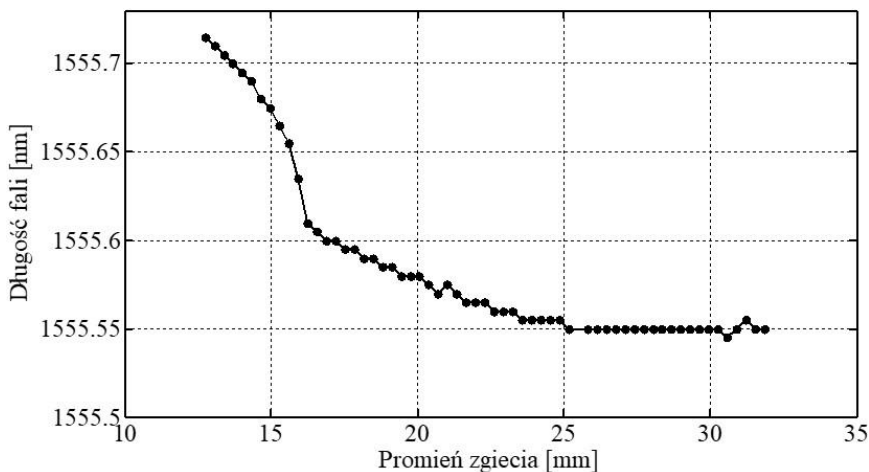
Zmierzone charakterystyki spektralne są wektorami, zawierającymi widmo z pewnego zakresu długości fal $<\lambda_{\min}, \lambda_{\max}>$. Przy czym $\lambda_{\min}$ jest minimalną długością fali należącą do badanego zakresu odpowiadającemu konkretnemu modowi, natomiast $\lambda_{\max}$ jest maksymalną długością fali z tego zakresu. Należy

zatem wyznaczyć wektor długości fal stanowiący charakterystykę transmisyjną TFBG. Wyniki takich obliczeń przedstawiono na rysunku 5.48.



Rys. 5.48. Zmiany modu LP_{016} wskutek zginania TFBG 2° , 15 mm ($F||x$): a) transmisja, b, c) pochodna $dT/d\lambda$ wyznaczona w zakresie widmowym odpowiadającym modowi LP_{016}

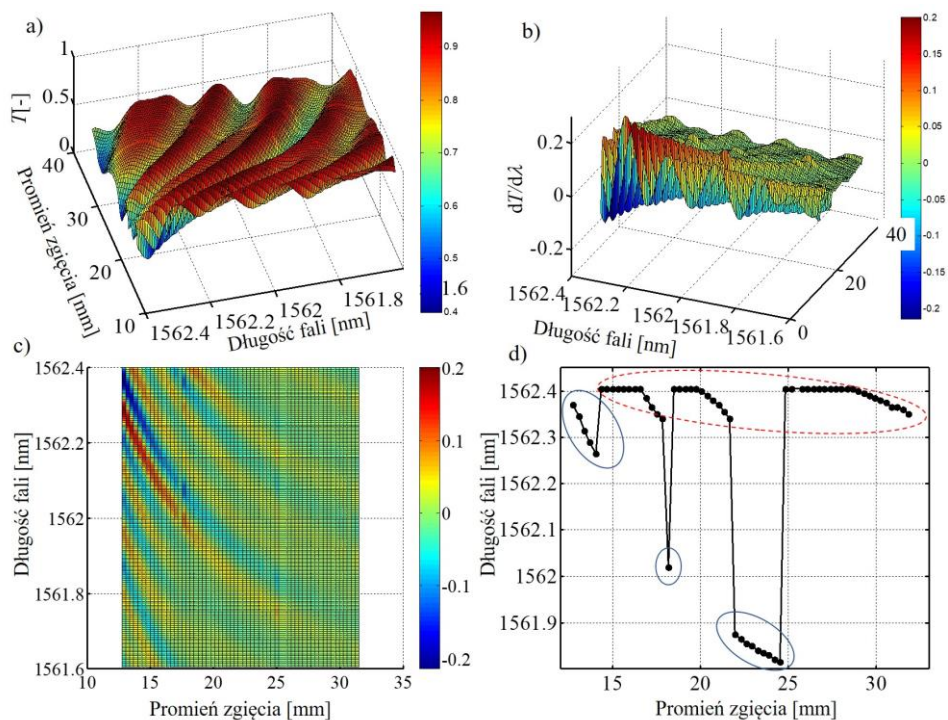
Przesunięcie modu LP_{016} wyznaczone jako przesunięcie minimum na charakterystyce spektralnej transmisyjnej w zakresie widmowym odpowiadającym temu modowi przedstawiono z kolei na rysunku 5.49. Jak widać wraz ze zwiększeniem stopnia zgięcia TFBG spowodowanym zmniejszeniem promienia zgięcia następuje wyraźny wzrost długości fali odpowiadającej minimum na charakterystyce widmowej.



Rys. 5.49. Zmiany długości fali odpowiadającej minimum transmisji dla modu LP_{016} wskutek zginania TFBG 2° , 15 mm ($F||x$)

Jak widać w przypadku modu LP_{016} istnieje taka wartość promienia zgięcia, po przekroczeniu której następuje wyraźne zwiększenie wrażliwości TFBG na zginanie. W rozważanym przypadku ta wartość wynosi $r \sim 16$ mm. Zjawisko zmiany nachylenia krzywej przetwarzania nie jest trudne do wytłumaczenia, gdyż jest ono związane z przyjęciem promienia jako miary zgięcia. Z jednej strony ułatwia to analizę reakcji TFBG na zginanie poprzez nieskomplikowany pomiar promienia pętli włókna z TFBG poddawanego zginaniu. Z drugiej jednak strony zmiana promienia zgięcia nie jest proporcjonalna do stopnia zgięcia w całym zakresie pomiarowym. Dla względnie dużych promieni zgięcia (np. 30–32 mm) zmiana promienia zgięcia o 1 mm wywołuje nieproporcjonalnie mniejsze wygięcie struktury niż taka sama zmiana (o 1 mm) dla mniejszych promieni (np. rzędu 12–15 mm).

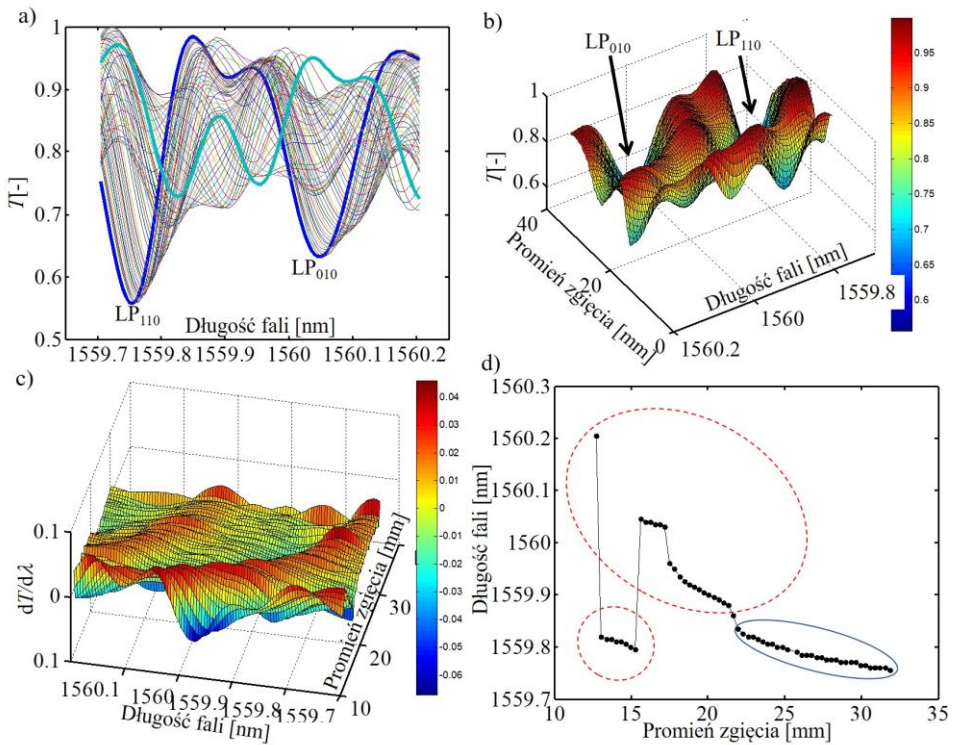
Z punktu widzenia możliwości aplikacyjnych TFBG jako czujników zgięcia ważne jest, aby charakterystyka przetwarzania była liniowa w całym zakresie pomiarowym. Istotnym parametrem jest również jej nachylenie. Biorąc pod uwagę powyższe kryteria w niniejszym rozdziale udowodniono, że istnieje możliwość wyboru takiego modu płaszczowego TFBG i związanego z nim zakresu mierzonego spektrum optycznego, który pozwala na uzyskanie dużej czułości, liniowości oraz szerokiego zakresu pomiarowego. W tym celu poddano analizie charakterystyki widmowe wszystkich modów propagujących w strukturze TFBG i dla wybranych modów płaszczowych przedstawiono wyznaczone charakterystyki przetwarzania. Na rysunku 5.50 przedstawiono charakterystyki spektralne oraz przetwarzania dla modu LP_{06} .



Rys. 5.50. Charakterystyki odnoszące się do modu LP_{06} przy zginaniu TFBG 2° , 15 mm ($F||x$): a) charakterystyka transmisyjna, b, c) pochodna $dT/d\lambda$ wyznaczona w zakresie widmowym odpowiadającym modowi LP_{06} , d) charakterystyka przetwarzania zgięcia na przesunięcie spektralne modu

Analizując wyniki przedstawione na rysunku 5.50 można zauważyć, że zastosowanie kryterium przesunięcia wartości minimalnej charakterystyki odpowiadającej modowi LP_{06} do wyznaczenia promienia zgięcia nie daje tak jednoznacznych wyników jak w przypadku modu LP_{016} . Widać to wyraźnie porównując charakterystyki przetwarzania dla obydwu modów zamieszczone na rysunkach 4.49 (LP_{06}) oraz 5.50d (LP_{016}). Charakterystyka przetwarzania w przypadku pomiaru minimum transmisji modu LP_{06} posiada kilka obszarów, w których wartość przesunięcia spektralnego zmienia się skokowo. Istnieją pewne cykle, w których wraz ze wzrostem wartości promienia zgięcia długość fali monotonicznie zmniejsza się, następnie skokowo wzrasta utrzymuje się na stałym poziomie i skokowo maleje. Wyjaśnienie tego zjawiska jest możliwe dzięki analizie zmian charakterystyk widmowych zamieszczonych na rys. 5.50a lub np. 5.36. Jak widać zmiana promienia zgięcia powoduje przesunięcie nie tylko modu LP_{06} ale również innych modów „sąsiadujących” (spektralnie) z tym modelem. Poddawany analizie obszar widmowy odpowiadający modowi LP_{06}

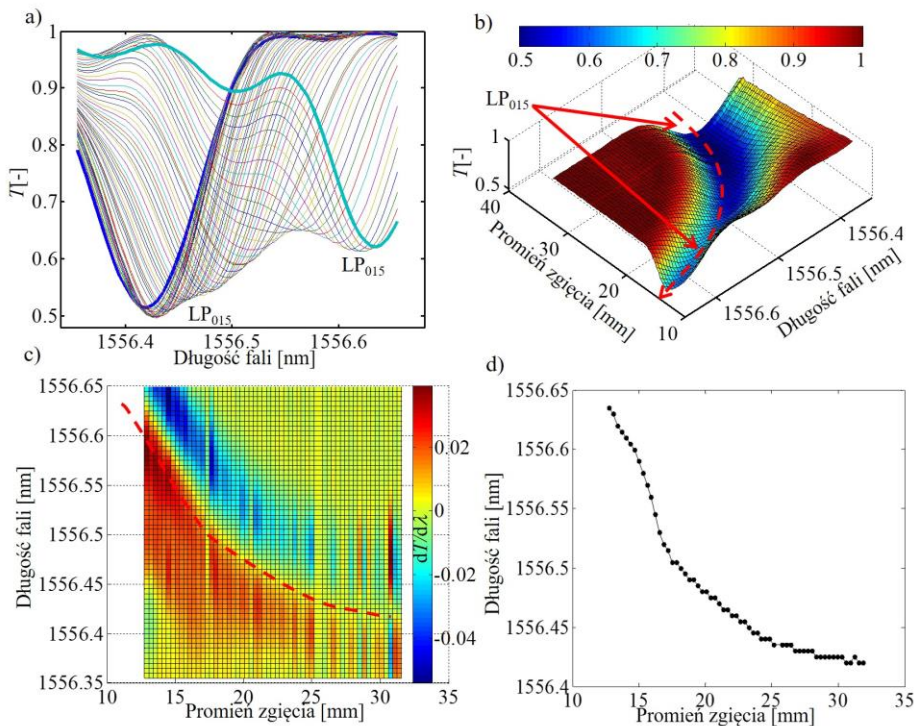
zawiera się pomiędzy długościami fal od 1561,6 nm do 1562,4 nm. W tym zakresie widmowym skutek zginania TFBG pojawiają się minima pochodzące od modów sąsiadujących z LP_{06} , które zakłócają lub uniemożliwiają prawidłowy pomiar przesunięcia minimum modu LP_{06} . Na charakterystyce przetwarzania zamieszczonej na rys. 5.50d istnieje kilka punktów odpowiadających przesunięciu minimum transmisji modu LP_{06} . Punkty te zakresłono niebieską ciągłą linią. Zakłócenia związane z przesuwaniem się modów innych niż LP_{06} zaznaczono na rys. 5.50d linią czerwoną przerywaną. Zatem zastosowanie pomiaru przesunięcia minimum w obszarze spektralnym odpowiadającym modowi LP_{06} jako miary zginania światłowodu z TFBG jest nieuzasadnione i prowadzi do nieciągłości charakterystyki przetwarzania.



Rys. 5.51. Charakterystyki odnoszące się do modu LP_{110} przy zginaniu TFBG 2° , 15 mm ($F||x$): a), b) charakterystyki transmisyjne, c) pochodna $dT/d\lambda$ wyznaczona w zakresie widmowym odpowiadającym modowi LP_{110} , d) charakterystyka przetwarzania zgięcia na przesunięcia spektralne modu

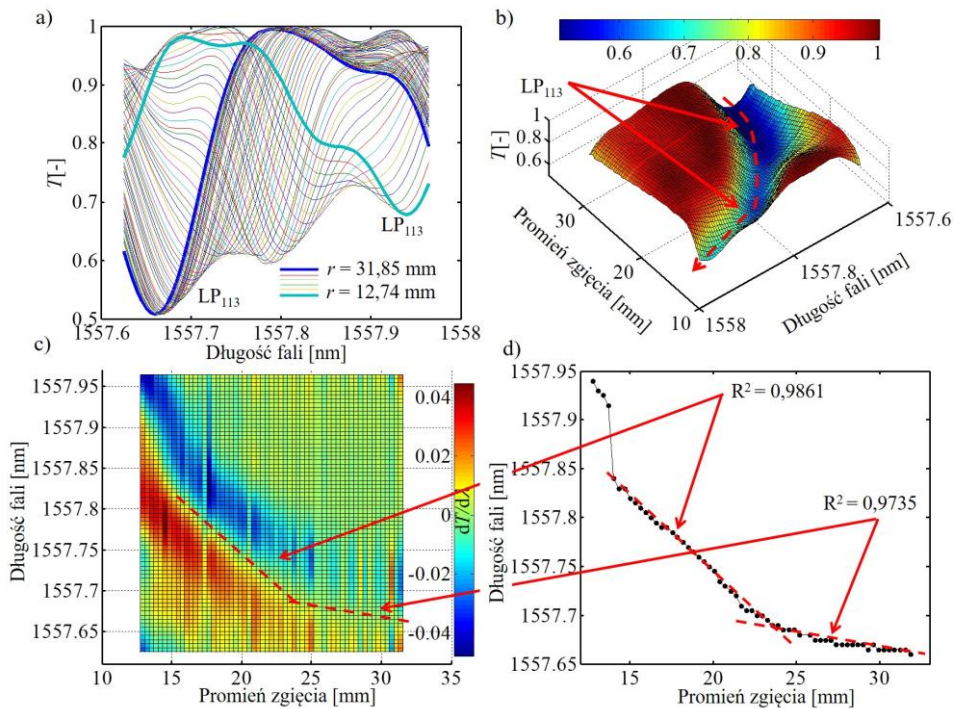
Mod LP_{06} posiada największy współczynnik czułości i charakteryzuje się największym przesunięciem spektralnym (tabela 5.1). Jednakże, ze względów

praktycznych, nie można go wykorzystać do pomiaru zgięć, biorąc pod uwagę kryterium przesunięcia minimum na charakterystyce spektralnej, ponieważ do tego obszaru widmowego „wchodzi” szereg minimów pochodzących od modów sąsiadujących z LP_{06} . Podobna sytuacja ma miejsce w przypadku modu LP_{110} , co widać na rysunku 5.51. Rys. 5.51a przedstawia charakterystyki spektralne dla zmiennych promieni zgięcia TFBG. Na charakterystyce przetwarzanej na rys. 5.51d istnieje jedynie kilka punktów (niebieska ciągła linia) odpowiadających przesunięciu minimum transmisji modu LP_{110} . Punkty związane z przesuwaniem się modów innych niż LP_{110} zaznaczono na rys. 5.51d linią czerwoną przerywaną. Widzimy, że wykorzystanie modu LP_{110} może być wykorzystane do pomiaru promienia zgięcia TFBG w zakresie 22–32 mm. Inne właściwości można zaobserwować dla przesunięcia spektralnego modu LP_{015} (rys. 5.52). Zakres widmowy odpowiadający jego przesunięciu zawiera się od 1556,35 nm do 1556,65 nm. W tym obszarze długości fal w zginanej TFBG występuje jedynie minimum pochodzące od modu płaszczonego LP_{015} .



Rys. 5.52. Charakterystyki odnoszące się do modu LP_{015} przy zginaniu TFBG 2°, 15 mm ($F|x$): a), b) charakterystyki transmisyjne, c) pochodna $dT/d\lambda$ wyznaczona w zakresie widmowym odpowiadającym modowi LP_{015} , d) charakterystyka wpływu zgięcia na przesunięcie spektralne modu

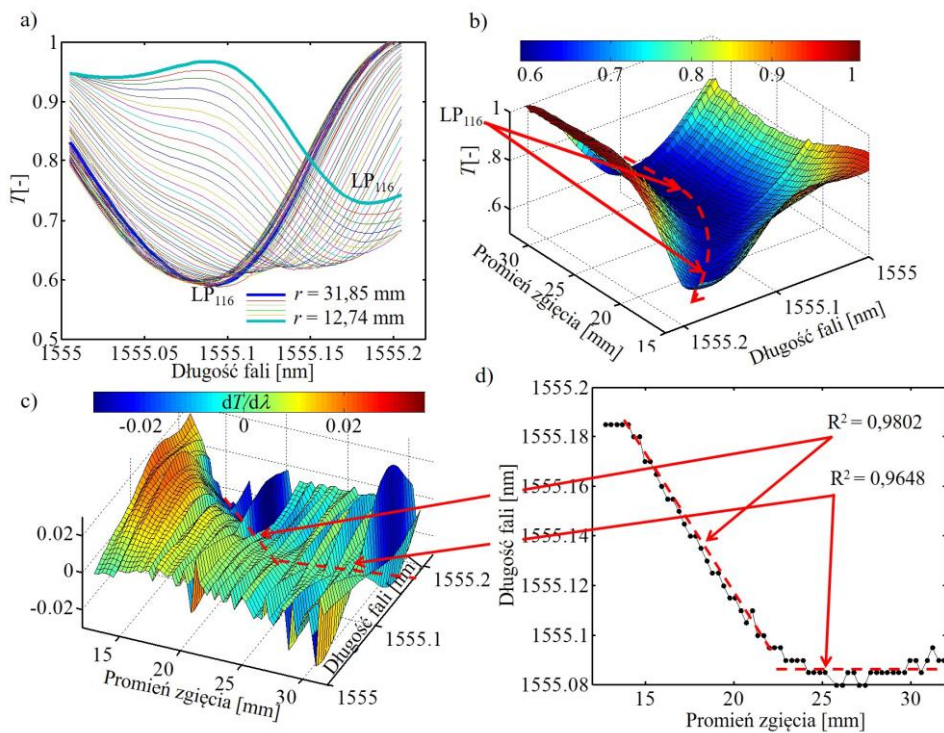
Zarówno niezgięte włókno z TFBG o kącie nachylenia 2° , jak również włókno z TFBG silnie wygięte (promień zgięcia $r = 12,74$ mm) nie posiada w tym zakresie widmowym żadnych minimów transmisji, pochodzących od modów innych niż LP_{015} . To istotny wniosek o charakterze użytkowym. W tym zakresie widmowym mamy bowiem do czynienia z dużą czułością na zginanie i jednocześnie detekcja przesunięcia minimum transmisji jest w tym zakresie jednoznaczna. Linia czerwona przerywana zaznaczono na rys. 5.52 ścieżkę, którą podąża minimum transmisji dla modu LP_{015} (5.52b) oraz miejsca, w których pochodna $dT/d\lambda$ zmienia swój znak (5.52c). Kształt charakterystyki przetwarzania (rys. 5.52d) determinuje możliwość wykorzystania tego zakresu widmowego do pomiaru zgięcia.



Rys. 5.53. Właściwości modu LP_{113} przy zginaniu TFBG 2° , 15 mm ($F||x$): a), b) charakterystyki transmisyjne, c) pochodna $dT/d\lambda$ wyznaczona w zakresie widmowym odpowiadającym modowi LP_{113} , d) charakterystyka zmian zgięcia na przesunięcie spektralne modu

Z kolei mod LP_{113} , którego reakcje na zginanie TFBG przedstawia rysunek 5.53 posiada właściwości przesunięcia spektralnego zbliżonego do liniowego w dwóch zakresach, od $r = 14$ mm do $r = 24$ mm oraz od $r = 24$ mm do $r = 32$ mm. Zakresy te zaznaczone zostały liniami prostymi przerywanymi na

rysunku 5.53c i 5.53d. Współczynnik R^2 do linii prostej wynosi dla tych zakresów odpowiednio 0,986 oraz 0,973.

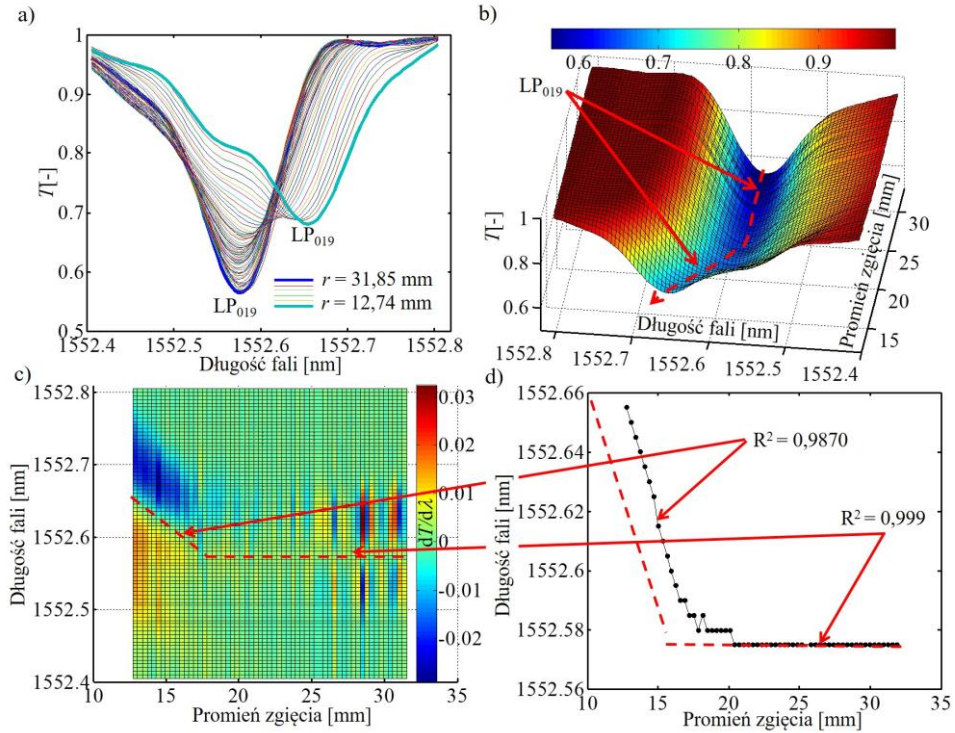


Rys. 5.54. Właściwości modu LP_{116} przy zginaniu TFBG 2°, 15 mm ($F||x$): a), b) charakterystyki transmisyjne, c) pochodna $dT/d\lambda$ wyznaczona w zakresie widmowym odpowiadającym modowi LP_{116} , d) zależność wpływu zgięcia na przesunięcie spektralne modu

W zakresie widmowym od 1555 nm do 1555,2 nm przesunięciu spektralnemu wskutek zginania TFBG podlega mod LP_{116} (rys. 5.54). W przypadku tego modu również da się wyróżnić dwa obszary liniowej zmiany długości fali w funkcji promienia zgięcia, przy czym z punktu widzenia pomiaru zgięcia ważny jest jedynie obszar zmian promienia zgięcia od 15 mm do 24 mm ze współczynnikiem zbieżności charakterystyki przetwarzania R^2 do linii prostej równym w tym obszarze 0,98. Dla mniejszego wygięcia TFBG czyli dla większych promieni zgięcia mod LP_{116} nie ulega przesunięciu spektralnemu.

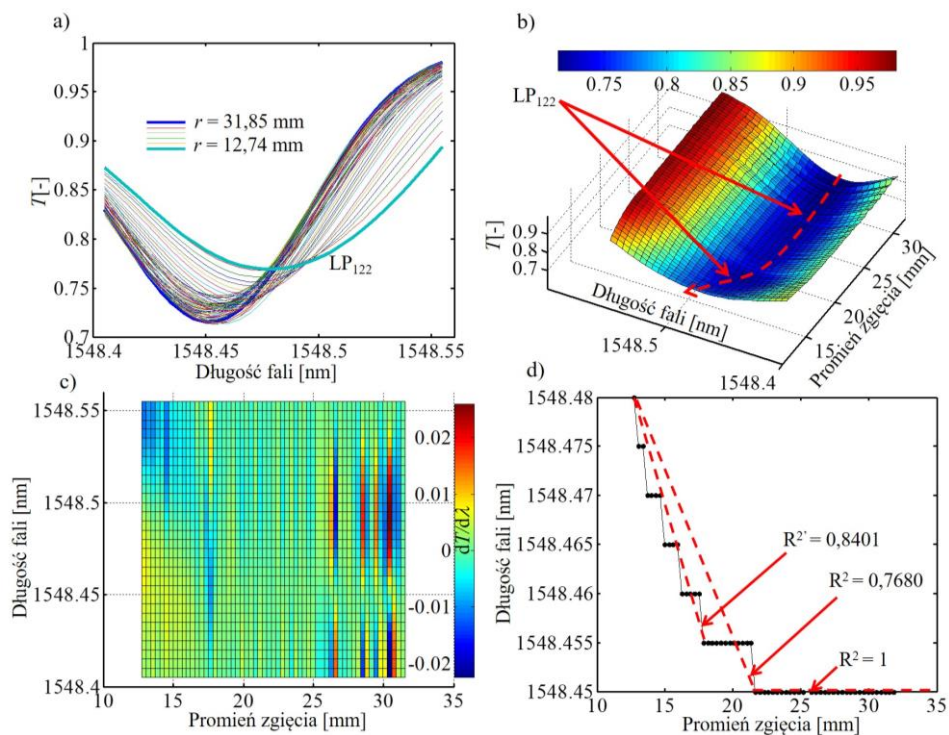
W dotychczasowych rozważaniach przedstawiono reakcję TFBG na zginanie i przeanalizowano charakterystyki spektralne struktur poddawanych zginaniu bez wyjaśniania przyczyny tego zjawiska. Wyjaśnienie zjawiska przesuwania się spektralnego poszczególnych modów oraz zjawiska zmiany kształtu ich charakterystyki zamieszczono bowiem w następnym podrozdziale.

Kolejnym interesującym zakresem widmowym jest przedział długości fal pomiędzy 1552,4 nm a 1552,8 nm, w którym przesunięciu ulega mod LP_{019} (rys. 5.55).



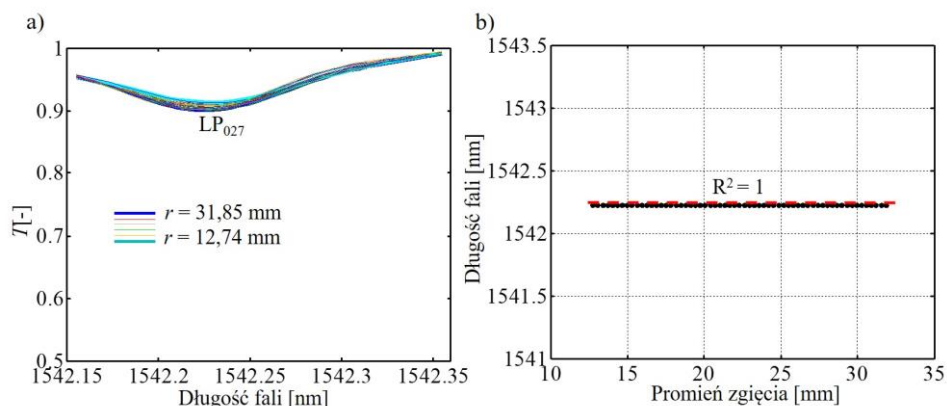
Rys. 5.55. Właściwości modu LP_{019} przy zginaniu TFBG 2°, 15 mm ($F||x$): a), b) charakterystyki transmisyjne, c) pochodna $dT/d\lambda$ wyznaczona w zakresie widmowym odpowiadającym modowi LP_{019} , d) wpływ zgięcia na przesunięcie spektralne modu

W zakresie długości fal przedstawionym na rysunku 5.55, charakterystyka przetwarzania jest bardzo stroma i zbliżona do liniowej jedynie w zakresie od $r \approx 12$ mm do $r \approx 18$ mm. Współczynnik czułości na zginanie wynosi w tym przypadku 4,2 pm/nm. Natomiast dla modu LP_{019} w zakresie od $r \approx 18$ mm do $r \approx 32$ mm nie występuje zmiana długości fali. Ostatnim modem, który można wykorzystać w pomiarach zgięcia jest mod LP_{122} . Jego reakcję na zginanie TFBG przedstawia rysunek. 5.56.



Rys. 5.56. Właściwości modu LP₁₂₂ przy zginaniu TF BG 2°, 15 mm ($F||x$): a), b) charakterystyki transmisyjne, c) pochodna $dT/d\lambda$ wyznaczona w zakresie widnowym odpowiadającym modowi LP₁₂₂, d) wpływ zmian zgięcia na przesunięcie spektralne modu

W przypadku modu LP₁₂₂ występuje wyraźne zmniejszenie czułości na zginanie (rys. 5.56). Dla rozpatrywanego zakresu promieni zgięcia długość fali tego modu zmienia się jedynie o 0,03 nm a reakcja na zginanie występuje w zakresie promieni zgięcia od 22 do 12,74 mm. Należy jednak zwrócić uwagę na fakt, że zginanie TF BG w tym zakresie pozwala na uzyskanie charakterystyki przetwarzania o współczynniku R^2 równym jedynie 0,768. Poprawę współczynnika determinacji uzyskamy zmniejszając zakres pomiarowy. Na rysunku 5.56d zaznaczono trzy zakresy promieni zgięcia. W pierwszym zakresie (31,85–22 mm) nie zaobserwowano żadnych zmian długości fali modu LP₁₂₂. W drugim zakresie (22–12,74 mm) istnieje niewielka zmiana długości fali modu ($\Delta\lambda = 0,03$ nm), a współczynnik R^2 wynosi 0,768. W trzecim zakresie (17,5–12,74 mm) zmiana długości fali modu płaszczowego jest jeszcze mniejsza ($\Delta\lambda = 0,025$ nm) natomiast współczynnik R^2 wynosi 0,84. Mody o liczbie radialnej powyżej 22 posiadają małą wartość współczynnika R^2 oraz wąski zakres pomiarowy przy pomiarze promienia zgięcia.



Rys. 5.57. Właściwości modu LP_{027} przy zginaniu TFBG 2° , 15 mm ($F||x$): a), charakterystyka transmisyjna, b) wpływ zgięcia na przesunięcie spektralne modu

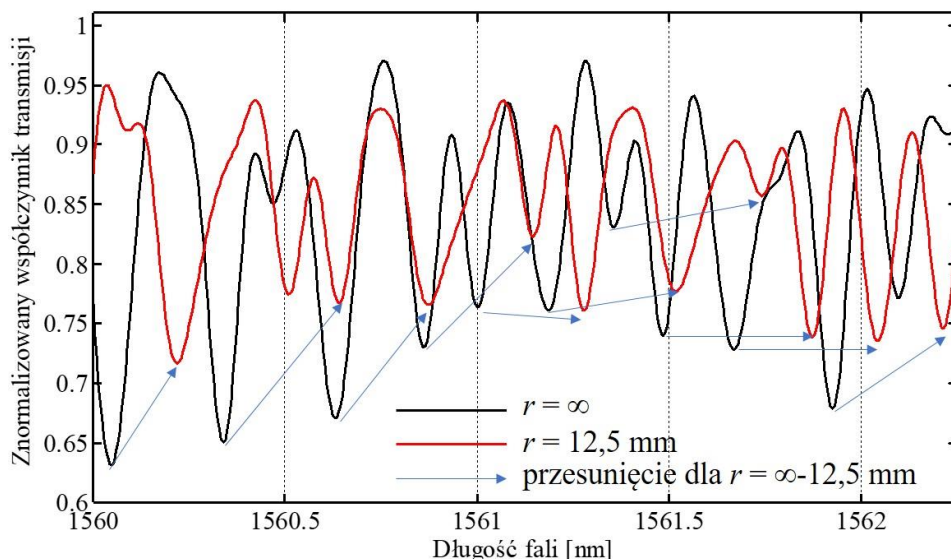
W przypadku modu LP_{027} (rys. 5.57) zgodnie z rys. 5.45 w całym analizowanym zakresie zgięć nie występuje zmiana długości fali. Zmiana długości fali tego modu pod wpływem zgięcia jest linią prostą, poziomą w całym zakresie pomiarowym (rys. 5.57b).

Podsumowując można stwierdzić, że w niniejszym podrozdziale określono podstawowe kryteria dla pomiarów zgięć czujnikami światłowodowymi z TFBG. Zwrócono szczególną uwagę na zakres pomiarowy oraz liniowość i nachylenie charakterystyki przetwarzania. Poddano analizie charakterystyki widmowe wszystkich modów propagujących w strukturze TFBG i dla wybranych modów płaszczowych przedstawiono charakterystyki przetwarzania. Wykazano, że istnieje możliwość wyboru takiego modu płaszczowego TFBG i związanego z nim zakresu mierzonego spektrum optycznego, który pozwala na uzyskanie najlepszych uwarunkowań metrologicznych przy pomiarze zgięcia.

5.6. Wyjaśnienie zjawiska zmiany długości fali poszczególnych modów oraz kształtu charakterystyki transmisyjnej poszczególnych modów

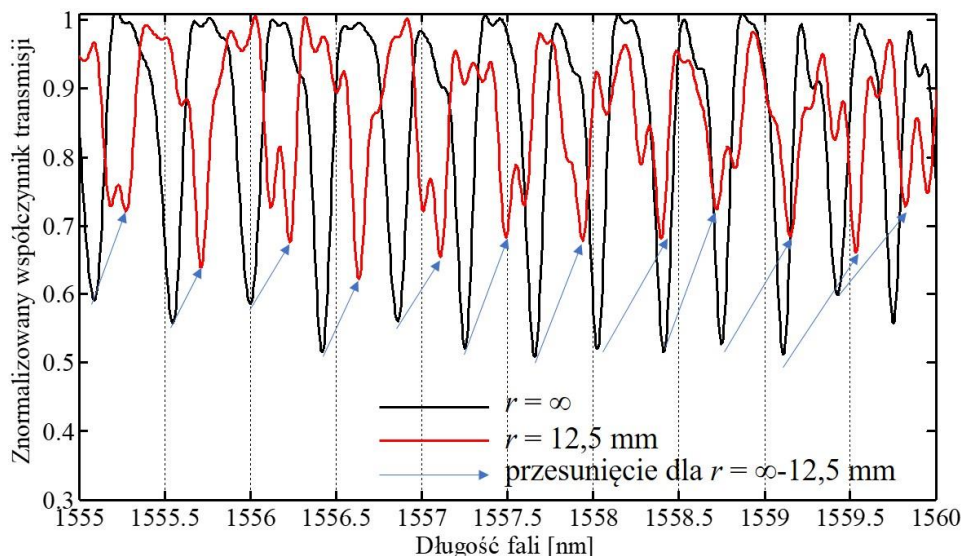
Wyniki pomiarów wytworzonych struktur TFBG oraz ich analiza numeryczna przedstawiona w rozdziale 5 wykazały zależność przesunięcia długości fali od liczby radialnej danego modu płaszczowego. W niniejszym podrozdziale wyjaśnione zostaną mechanizmy prowadzące do takich zmian. Dodatkowo, oprócz zmiany długości fali modów płaszczowych TFBG występuje jeszcze jedno zjawisko związane ze zginaniem światłowodów z TFBG. Polega ono na zmianie kształtu poszczególnych minimów pochodzących od konkretnych modów płaszczowych. Aby można było omówić obydwa te zjawiska poniżej zamieszczono rysunki przedstawiające zmiany widm poszczególnych modów wskutek wywołanego zgięcia TFBG. Rysunek 5.58 prezentuje wyniki takich

pomiarów dla modów znajdujących się w zakresie widmowym od 1560 nm do 1562,25 nm.



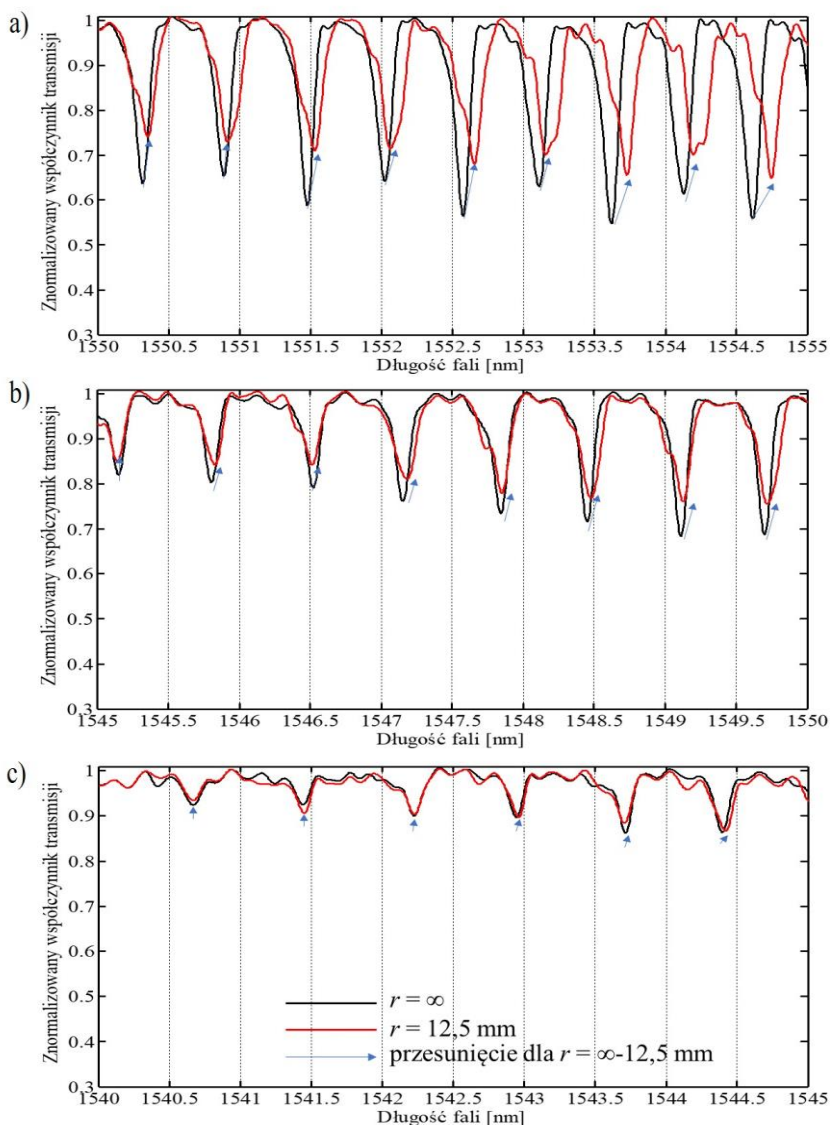
Rys. 5.58. Zmiany współczynnika transmisji modów TFBG 2° w zakresie widmowym 1560–1562,25 nm spowodowane zgięciem struktury

Oprócz wspomnianego już wcześniej przesunięcia w stronę fal dłuższych wskutek zginania zaobserwować można również zmianę kształtu pików pochodzących od poszczególnych modów płaszczowych. W analizowanym zakresie widmowym istnieje również taki obszar, w którym charakterystyka spektralna modu płaszczowego w postaci jednego minimum, doznaje rozszczepienia na dwa wyraźne minima. Ma to miejsce dla modu, który w stanie bez zadanego zgięcia posiada długość fali odpowiadającą minimum na charakterystyce spektralnej równą 1560,34 nm. Zgodnie z oznaczeniami zamieszczonymi na rysunku 5.31 jest to mod LP_{19} i po wygięciu TFBG do stanu, w którym promień zgięcia wynosi 12,5 mm mod ten reprezentują już dwa minima o zbliżonej wysokości o długościach fali 1560,51 nm (współczynnik transmisji równy 0,774) oraz 1560,65 (współczynnik transmisji równy 0,770). Zjawisko rozszczepiania się pików na charakterystyce spektralnej, pochodzących od modów płaszczowych występuje najsilniej w zakresie widmowym od 1555 nm do 1560 nm, co pokazano na rysunku 5.59. Ten zakres widmowy obejmuje mody o liczbach radialnych o wartościach zawierających się pomiędzy 10 a 16.



Rys. 5.59. Zmiany współczynnika transmisji modów TFBG 2° w zakresie widmowym 1555–1560 nm spowodowane zgięciem struktury

Wyniki pomiarów przedstawione na rysunku 5.59 przedstawiają bardzo ciekawe zjawisko, polegające na pojawieniu się drugiego minimum odpowiadającego danemu modowi płaszczowemu. W niniejszym opracowaniu to zjawisko nazwano rozszczepieniem minimów pochodzących od modów płaszczowych. Rozszczepieniu ulega średnio co drugi mod płaszczowy w zakresie od 1555 do 1560 nm. Rozszczepienie co drugiego modu występuje w szerszym zakresie widmowym. Rysunek 5.60a przedstawia porównanie widm transmisyjnych włókna z TFBG w stanie niewygiętym ($r = \infty$) oraz włókna zgiętego ($r = 12,5 \text{ mm}$) dla zakresu długości fal: 1550–1555 nm. Tutaj również widoczne jest rozszczepianie się pików na charakterystykach widmowych. Coraz słabsza reakcja na zginanie i coraz mniejsze wysokości minimów powodują jednak, że rozszczepienie widma jest trudniejsze do zauważenia. Dla zakresu widmowego zawierającego się pomiędzy 1540 nm a 1550 nm rozszczepienie jest już praktycznie niewidoczne (rys. 5.60b i 5.60c), podobnie jak przesunięcie spektralne.



Rys. 5.60. Zmiany współczynnika transmisji modów TFBG 2° w zakresie widmowym: a) 1550–1555 nm, b) 1545–1550 nm oraz c) 1540–1545 nm spowodowane zgięciem struktury

Wyjaśnienie zjawisk obserwowanych podczas pomiarów można wykonać analizując propagację fali elektromagnetycznej przez strukturę TFBG. Do zjawisk tych należą: przesunięcie spektralne, zmiana kształtu piku, poszerzenie i rozszczepienie piku. Reakcja na zginanie wyjaśniona była już w 2002 roku jako skutek zmiany efektywnego kąta nachylenia struktury TFBG [12]. To

wyjaśnienie nie jest do końca pełne, ponieważ w rzeczywistości średnica płaszczka światłowodu jest bardzo mała w porównaniu z promieniem zgięcia, który wnosi najczęściej kilkanaście centymetrów. Promień zgięcia wynoszący 12,5 cm daje krzywiznę wynoszącą 8 m, co przy średnicy płaszczka światłowodu równej 150 μm jest wartością o kilka rzędów większą. W związku z powyższym efekt zmiany kąta nachylenia płaszczyzn TFBG opisany w pracy [12] jest w na tyle niewielki, że może zostać pominięty. W rzeczywistości zmianie ulega współczynnik sprzęgania poszczególnych modów płaszczowych. Jest ona z kolei powodowana zmianami symetrii samych modów. Taki wniosek wynika chociażby z prac dotyczących zastosowania teorii modów sprzężonych do obliczeń energii niesionej właśnie przez te mody w anizotropowych włóknach optycznych [174].

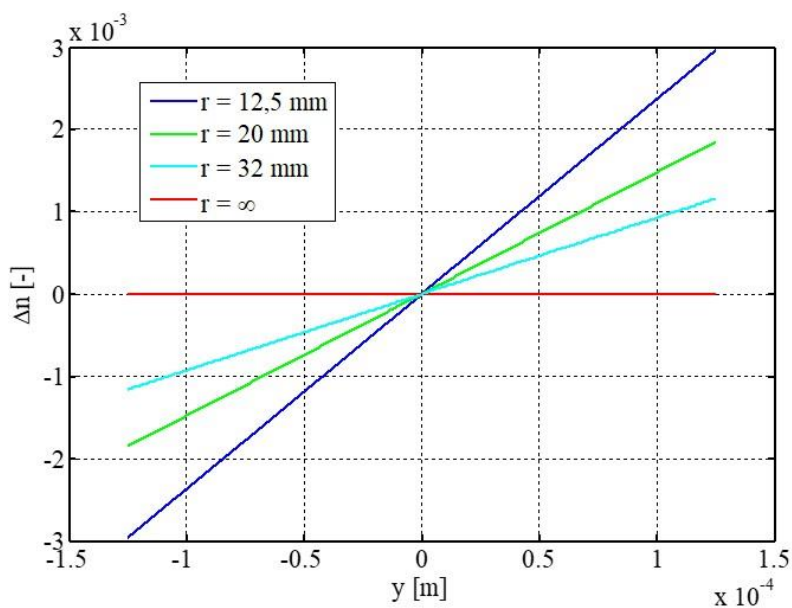
W pracy [174] wykazano, że mody włókien optycznych poddawanych zginaniu przesuwają się na zewnątrz falowodu [174]. Z kolei analizując wyniki przedstawione w pracy [22] można zauważyć, że efektywne współczynniki załamania światła modów płaszczowych oraz modu rdzeniowego ulegają również zmianie. Zginanie włókna z TFBG powoduje powstanie wzdłuż tego włókna wydłużenia względnego ε . Jest ono zorientowane równoległe do osi optycznej włókna. Zakładając, że włókno jest zginane w jednej płaszczyźnie z promieniem r , a siła zginająca jest równoległa do osi y możemy zapisać, że wydłużenie względne będzie określone następującym równaniem:

$$\varepsilon = \frac{y}{r}. \quad (5.7)$$

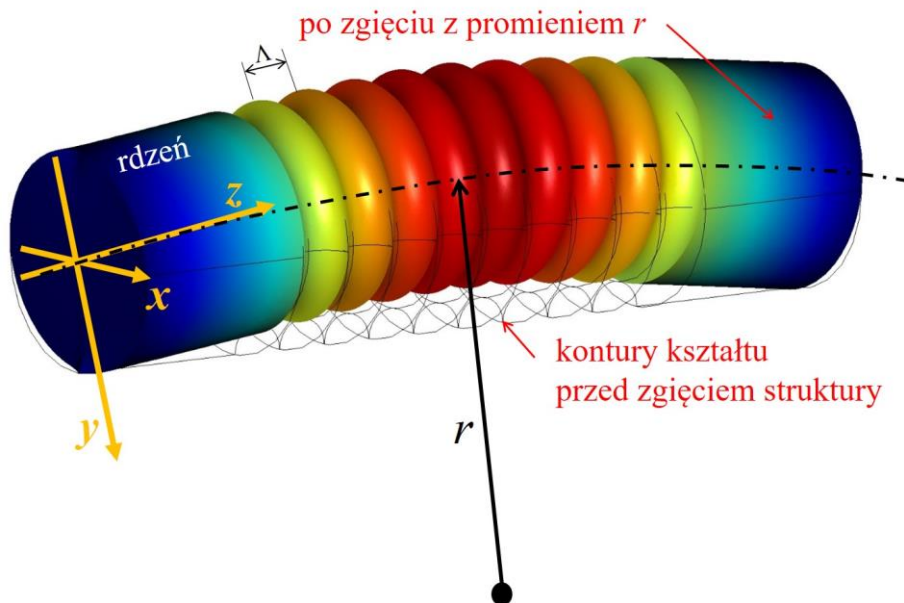
Z kolei pojawienie się takiego wydłużenia wzdłuż włókna optycznego spowoduje zmianę współczynnika załamania światła [176] zgodnie z efektem fotoelastycznym. Tę zmianę zapisać możemy przy wykorzystaniu równania (5.8):

$$\Delta n = \left(\frac{n^3}{2r} \right) \left[(1-\nu) \cdot p_{12} - \nu p_{11} \right] \cdot y, \quad (5.8)$$

gdzie ν jest współczynnikiem Poissona, p_{12} oraz p_{11} są stałymi fotoelastycznymi, natomiast n jest współczynnikiem załamania światła. Przy założeniu, że stała Poissona wynosi $\nu = 0,16$ natomiast p_{12} oraz p_{11} są równe odpowiednio 0,252 oraz 0,113 możemy wykreślić zmiany współczynnika załamania światła w funkcji położenia wzdłuż osi y . Zależność tą przedstawiono na rysunku 5.61, natomiast na rysunku 5.62 przedstawiono geometrię zginania włókna z TFBG.



Rys. 5.61. Zmiany współczynnika załamania światła w funkcji położenia wzdłuż osi y wykreślone dla kilku wartości promienia zgięcia r struktury TFBG



Rys. 5.62. Oznaczenie osi oraz promienia zgięcia włókna z TFBG

Zmiana współczynnika załamania spowodowana zginaniem światłowodu jest zależna od pozycji wzdłuż osi y . Jak widać wartość Δn jest równa 0 w rdzeniu włókna dokładnie w jego osi ($y = 0$). Na podstawie obliczeń zestawionych na rysunku 5.61 można również wywnioskować, że dla dodatnich i ujemnych pozycji na osi y , zmiana współczynnika załamania światła Δn spowodowana zginaniem włókna ma różne znaki. Dolna część włókna (zgodnie z rys. 5.61), dla której y przyjmuje wartości dodatnie jest ściskana wskutek zginania, podczas gdy część górna, dla której y jest ujemne ulega rozciąganiu. Jedynie warstwa leżąca dokładnie w środkowej części włókna jest neutralna, tzn. nie podlega ani ściskaniu, ani rozciąganiu wskutek zginania struktury, co jest również zgodne z równaniem (5.8).

Zwróćmy uwagę, że w przypadku braku zgięcia czyli dla promienia zgięcia dążącego do nieskończoności Δn nie zależy od pozycji wzdłuż osi y . Ten przypadek przedstawia charakterystyka oznaczona czerwoną linią na rysunku 5.61. Natomiast już dla włókna wygiętego z promieniem równym 32 mm następuje zmiana współczynnika załamania dla $y \neq 0$. W miarę wzrostu promienia zgięcia struktury nachylenie charakterystyk $\Delta n = f(y)$ również wzrasta. Dla większych promieni zgięcia zmiana współczynnika załamania światła zmienia się coraz silniej wraz ze zmianą pozycji wzdłuż osi y , ponieważ im mocniej wygnieśmy światłowód tym większe zmiany n uzyskamy, zgodnie z równaniem (5.8). Na granicy płaszcza i promienia zgięcia $r = 32$ mm bezwzględna zmiana współczynnika załamania wynosi $\Delta n = 1,2 \cdot 10^{-3}$, podczas gdy w przypadku zgięcia z promieniem $r = 12,5$ mm zmiana współczynnika załamania światła jest już ponad 2-krotnie większa i wynosi już nawet $3 \cdot 10^{-3}$. Powyższe zależności mają kluczowy wpływ na zmiany kształtu i przesunięcia charakterystyk widmowych poszczególnym modów płaszczowych struktury TFBG poddawanych zginaniu.

Skoro wiemy, że wyginanie TFBG powoduje jednocześnie jej rozciąganie i ściskanie w zależności od pozycji rozpatrywania wzdłuż osi y , to następnym krokiem będzie określenie rozkładu mocy poszczególnych modów w przekroju poprzecznym struktury a w szczególności wzdłuż osi y . Jest to istotna część niniejszego rozdziału, ponieważ wyjaśni ona, dlaczego tylko niektóre mody płaszczowe zmieniają swój kształt podczas wyginania TFBG.

Pojawienie się we włóknie jednomodowym zaburzenia w postaci ukośnej siatki Bragga powoduje sprzęganie światła wprowadzonego do światłowodu, propagującego w rdzeniu do szeregu modów płaszczowych. Mody te mają ściśle określony rozkład mocy, co oznacza, że natężenie światła propagującego poszczególnymi modami jest ściśle zdefiniowane. Można je wyznaczyć rozwiązując numerycznie równanie wartości własnych dla modów LP [239]. Zadanie to najprościej jest rozpocząć od równania Maxwella, które możemy zapisać jako równanie falowe w postaci:

$$\nabla^2 \tilde{\mathbf{E}} + n^2(\omega) k_0^2 \tilde{\mathbf{E}} = 0, \quad (5.9)$$

w którym ∇^2 jest operatorem Laplace'a, ω jest pulsacją, k_0 jest to liczba falowa, przy czym $k_0 = \omega/c$, natomiast współczynnik załamania światła n zapisany jest w przypadku światłowodów skokowych jedynie jako funkcja pulsacji $n(\omega)$. Zwróćmy uwagę na to, że $n = n_1$ wewnątrz rdzenia, ale przyjmuje on wartość równą n_2 w płaszczu. Zgodnie z oznaczeniami przyjętymi w rozdziale drugim najwygodniej jest przeprowadzić obliczenia we współrzędnych cylindrycznych ρ, φ, z . Wybierając składowe niezależne E_z i H_z , możemy zapisać równania je opisujące we współrzędnych cylindrycznych w postaci:

$$\frac{\partial E_z}{\partial \rho^2} + \frac{\partial E_z}{\rho \partial \rho} + \frac{\partial^2 E_z}{\rho^2 \partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} + n^2 k_0^2 E_z = 0. \quad (5.10)$$

Analogicznie, dla składowej niezależnej H_z :

$$\frac{\partial H_z}{\partial \rho^2} + \frac{\partial H_z}{\rho \partial \rho} + \frac{\partial^2 H_z}{\rho^2 \partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial z^2} + n^2 k_0^2 H_z = 0. \quad (5.11)$$

Kolejnym krokiem jest separacja zmiennych ρ, φ, z , co zapiszemy w następującej postaci:

$$E_z(\rho, \varphi, z) = F(\rho) \mathcal{G}(\varphi) Z(z). \quad (5.12)$$

Otrzymamy wtedy trzy równania (5.13)–(5.15):

$$\frac{d^2 Z}{dz^2} + \beta^2 Z = 0, \quad (5.13)$$

$$\frac{d^2 \mathcal{G}}{d\varphi^2} + m^2 \mathcal{G} = 0, \quad (5.14)$$

$$\frac{d^2 F}{d\rho^2} + \frac{dF}{\rho d\rho} + \left(n^2 k_0^2 - \beta^2 - \frac{m^2}{\rho^2} \right) F = 0, \quad (5.15)$$

gdzie β i m są stałymi, przy czym β jest stałą fazową (propagacji), natomiast m jest liczbą całkowitą. Równanie (5.13) może być rozwiązane przyjmując:

$$Z(z) = e^{-i\beta z}, \quad (5.16)$$

natomiast równanie (5.14) można doprowadzić do postaci:

$$\mathcal{G}(\varphi) = e^{-im\varphi}, \quad (5.17)$$

natomiast $F(\rho)$ spełnia równanie Bessela.

Ogólne rozwiązanie dla E_z i H_z można zapisać w postaci:

$$E_z = \begin{cases} C_1 J_m(p\rho) e^{im\varphi} e^{i\beta z}; & \rho \leq a, \\ C_2 K_m(q\rho) e^{im\varphi} e^{i\beta z}; & \rho > a, \end{cases} \quad (5.18)$$

$$H_z = \begin{cases} C_3 J_m(p\rho) e^{im\varphi} e^{i\beta z}; & \rho \leq a, \\ C_4 K_m(q\rho) e^{im\varphi} e^{i\beta z}; & \rho > a, \end{cases} \quad (5.19)$$

przy czym:

$$p^2 = n_1^2 k_0^2 - \beta^2, \quad (5.20)$$

oraz

$$q^2 = \beta^2 - n_2^2 k_0^2. \quad (5.21)$$

Funkcja J_m jest funkcją Bessela pierwszego rodzaju rzędu m , natomiast funkcja K_m jest funkcją Bessela drugiego rodzaju, rzędu m , przy czym K_m nazywana jest również funkcją Neumanna. Wielkość a jest średnicą rdzenia światłowodu. Pozostałe wielkości można zapisać już w funkcji E_z i H_z np. w następującej formie:

$$E_\rho = i / p^2 \left(\beta \frac{\partial E_z}{\partial \rho} + \mu_0 \frac{\omega}{\rho} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} \right), \quad (5.22)$$

$$E_\varphi = i / p^2 \left(\frac{\beta}{\rho} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} - \mu_0 \omega \frac{\partial H_z}{\partial \rho} \right), \quad (5.23)$$

$$H_\rho = i / p^2 \left(\beta \frac{\partial H_z}{\partial \rho} - \varepsilon_0 n^2 \frac{\omega}{\rho} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} \right), \quad (5.24)$$

$$H_\varphi = i / p^2 \left(\frac{\beta}{\rho} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} - \varepsilon_0 n^2 \omega \frac{\partial E_z}{\partial \rho} \right). \quad (5.25)$$

Z warunków brzegowych otrzymujemy, że wielkości E_z , H_z , E_φ oraz H_φ powinny być ciągłe na granicy rdzeń-płaszcz. Z kolei ciągłość wielkości E_z oraz H_z na granicy $\rho = a$ możemy zapisać w postaci dwóch równań:

$$C_1 J_m(pa) = C_2 K_m(qa), \quad (5.26)$$

$$C_3 J_m(pa) = C_4 K_m(qa). \quad (5.27)$$

Analogiczne równania otrzymamy zakładając ciągłość wielkości E_φ oraz H_φ . W ten sposób, określając równania opisujące E_z , H_z , E_φ oraz H_φ możemy sformułować równanie wartości własnych w postaci:

$$\begin{aligned} & \left(\frac{J'_m(pa)}{pJ_m(pa)} + \frac{K'_m(qa)}{qK_m(qa)} \right) \cdot \left(\frac{J'_m(pa)}{pJ_m(pa)} + \frac{n_2^2}{n_1^2} \frac{K'_m(qa)}{qK_m(qa)} \right) = \\ & = \frac{m^2}{a^2} \left(\frac{1}{p^2} + \frac{1}{q^2} \right) \cdot \left(\frac{1}{p^2} + \frac{n_2^2}{n_1^2} \frac{1}{q^2} \right). \end{aligned} \quad (5.28)$$

Równanie wartości własnych zawiera funkcje Bessela i ich pochodne co pozwala na jego rozwiązanie numeryczne. Uwzględniając również, że:

$$p^2 + q^2 = (n_1^2 - n_2^2) k_0^2, \quad (5.29)$$

możemy wprowadzić bezwymiarowy parametr V w postaci częstotliwości znormalizowanej, który jest równy:

$$V = k_0 a \sqrt{n_1^2 - n_2^2}. \quad (5.30)$$

Wobec powyższego istnieje wiele rozwiązań β dla danej wartości V . Każde z tych rozwiązań reprezentuje mod optyczny. Widzimy również, że ilość modów jest silnie zależna od wartości V . Możemy także zdefiniować efektywny współczynnik załamania modu jako:

$$n_{\text{eff}} = \frac{\beta}{k_0}, \quad (5.31)$$

jego wartość będzie zawierać się pomiędzy n_1 i n_2 dla wszystkich modów płaszczowych. W tym miejscu użyteczne jest wprowadzenie wielkości znormalizowanej b w postaci:

$$b = \frac{n_{\text{eff}} - n_2}{n_1 - n_2}, \quad (5.32)$$

przy czym $0 < b < 1$.

Dla każdej wielkości m można otrzymać wiele rozwiązań (5.28). Mody oznacza się jako HE_{mn} lub EH_{mn} ($n = 1, 2, \dots$) w zależności od tego, czy dominuje wartość H_z i czy E_z . Mody TE i TM istnieją dla $m = 0$ i nazywane są one modami TE_{0n} oraz TM_{0n} .

Zakładając $m = 0$ w równaniu wartości własnych (5.28) otrzymamy dwa równania:

$$\left(\frac{J'_m(pa)}{pJ_m(pa)} + \frac{K'_m(qa)}{qK_m(qa)} \right) = 0, \quad (5.33)$$

$$\left(\frac{J'_m(pa)}{pJ_m(pa)} + \frac{n_2^2}{n_1^2} \frac{K'_m(qa)}{qK_m(qa)} \right) = 0. \quad (5.34)$$

Równania te opisują zatem mody światłowodowe TE_{0n} oraz TM_{0n} . Dla włókien słabo prowadzących, w których $n_1 - n_2 \ll 1$ równanie wartości własnych można znacznie uprościć do następującej postaci:

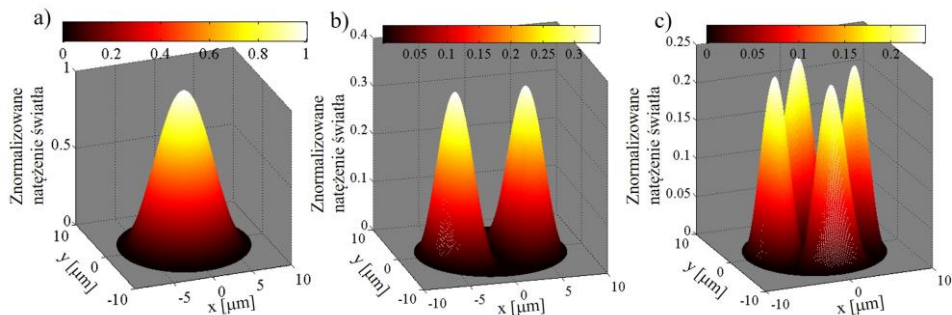
$$\left(\frac{J'_m(pa)}{pJ_m(pa)} + \frac{K'_m(qa)}{qK_m(qa)} \right)^2 = \frac{m^2}{a^2} \left(\frac{1}{p^2} + \frac{1}{q^2} \right)^2. \quad (5.35)$$

Wykorzystując właściwości funkcji Bessela równanie wartości własnych można zapisać w skróconej formie:

$$p \frac{J_{l-1}(pa)}{J_l(pa)} = -q \frac{K_{l-1}(qa)}{K_l(qa)}, \quad (5.36)$$

przy czym $l = 1$ dla modów TE oraz TM, $l = m-1$ dla modów HE oraz $l = m+1$ dla modów EH. Mody $TE_{0,n}$ oraz $TM_{0,n}$ są tzw. modami zdegenerowanymi. Również mody $HE_{m+1,n}$ oraz $EH_{m+1,n}$ są zdegenerowane. Mody zdegenerowane przemieszczają się z taką samą prędkością przez światłowód. Każda liniowa kombinacja modów zdegenerowanych będzie propagować przez światłowód bez zmiany kształtu. Niektóre liniowo spolaryzowane kombinacje powodują powstanie modów LP_{mn} . Dla przykładu, mody LP_{0n} są złożone z modów HE_{1n} , mody LP_{1n} są złożone z modów $TE_{0n} + TM_{0n} + HE_{2n}$, natomiast mody LP_{mn} są złożone z modów $HE_{m+1,n} + EH_{m-1,n}$.

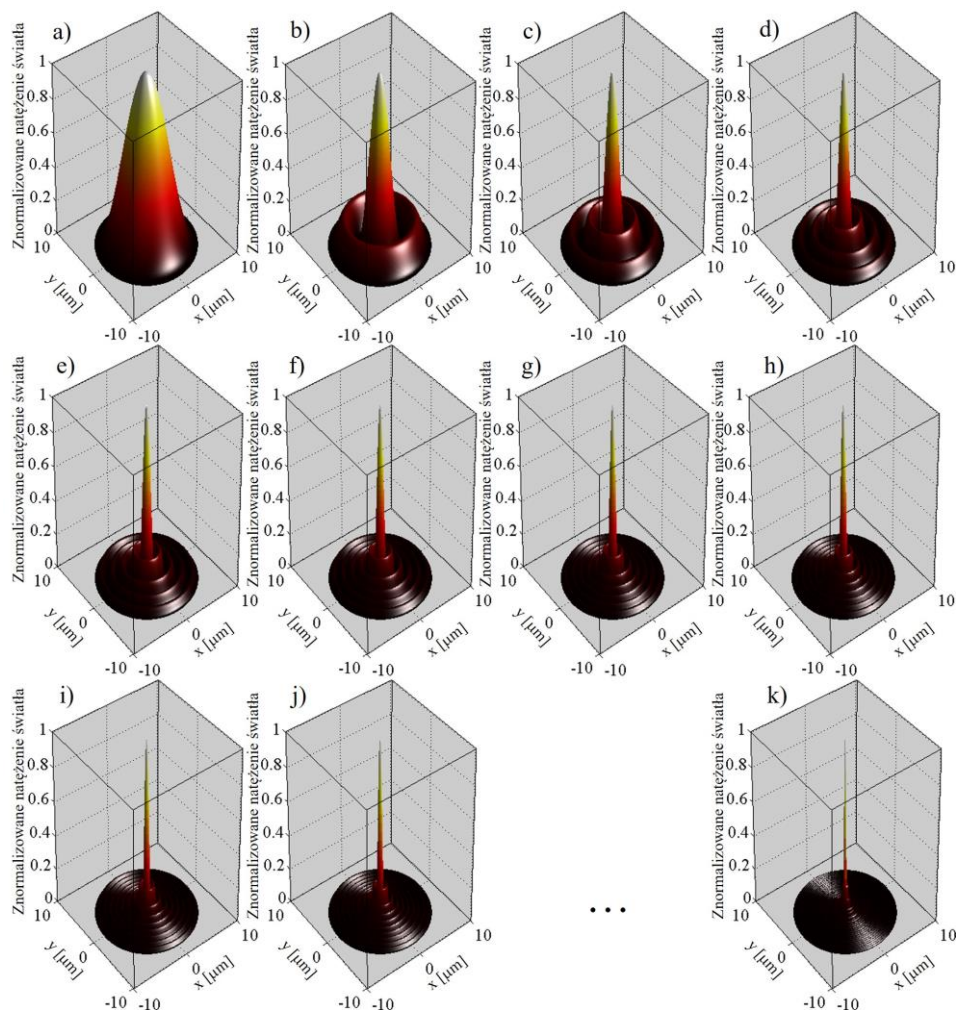
Równanie (5.36) może być rozwiązane numerycznie. Wyniki obliczeń natężenia światła odpowiadającego wybranym modom LP przedstawiono w dalszej części niniejszego rozdziału. Na rysunku 5.63 zestawiono wykresy intensywności dla modów LP o liczbie radialnej $n = 1$ oraz liczbach radialnych $m = 0-2$ (mody LP_{01} , LP_{11} , LP_{21}). Wyniki uzyskano dla średnicy rdzenia równej $a = 8 \mu m$ oraz dla współczynników załamania światła rdzenia oraz płaszczka równych odpowiednio $n_1 = 1,4624$ oraz $n_2 = 1,4574$.



Rys. 5.63. Rozkłady natężenia światła wyznaczone poprzez numeryczne rozwiązanie równania (5.36) dla modów LP o różnej liczbie azymutalnej: a) $m = 0$, mod LP_{01} , b) $m = 1$, mod LP_{11} , c) $m = 2$, mod LP_{21}

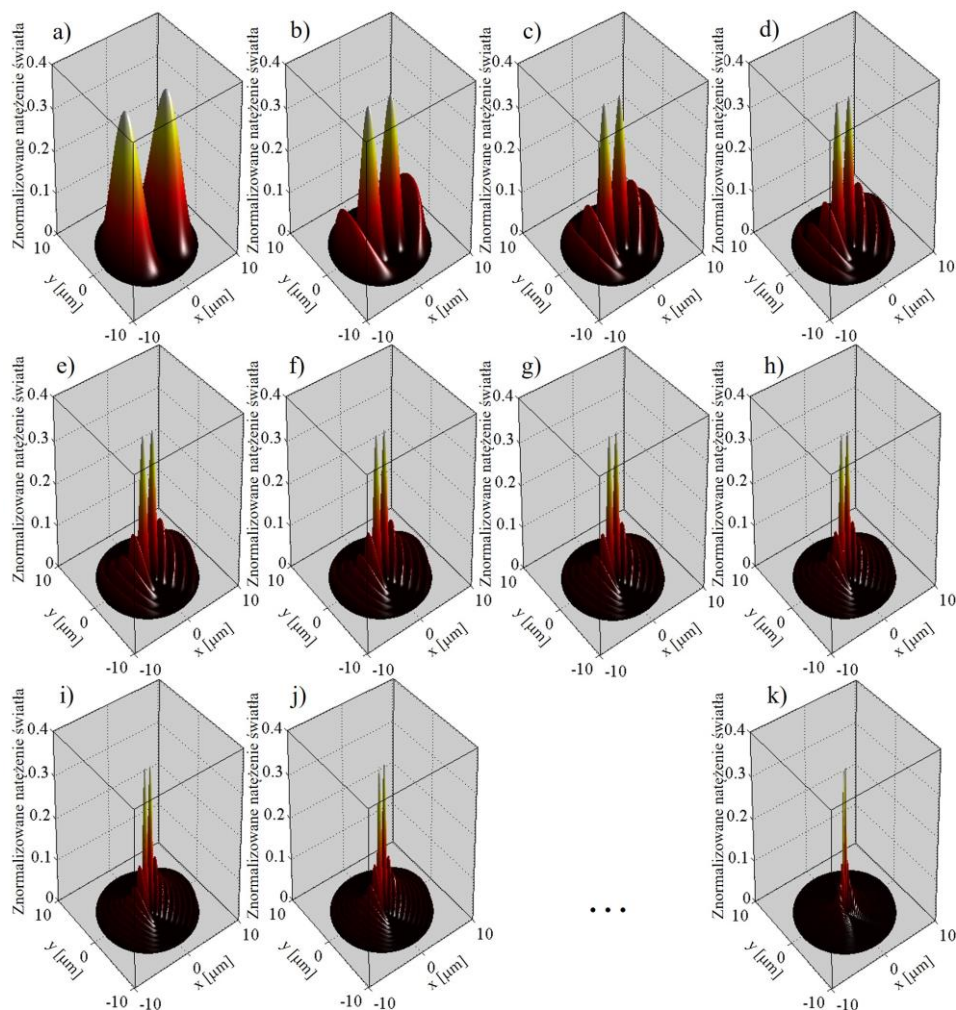
W miarę wzrostu liczby azymutalnej rośnie również ilość maksimów na charakterystykach rozkładu natężenia światła (rys. 5.63). W przypadku, gdy liczba radialna jest równa 1, dla liczby azymutalnej równej 0 istnieje jedno maksimum. Mody o tej samej liczbie radialnej, ale liczbie azymutalnej równej 1 posiadają już dwa maksima natomiast mody, dla których $n = 1$, $m = 2$ posiadają 4 maksima. Ta znana właściwość modów LP wpływa na zachowanie się charakterystyk widmowych poszczególnych modów płaszczowych propagujących przez włókna z TFBG. Zgodnie z wynikami obliczeń numerycznych rozkładów amplitudy modów płaszczowych LP struktur TFBG (rys. 5.28) i ze względu na udział mocy w propagującej poszczególnymi modami można przyjąć, że światło propagowane jest głównie modami o liczbach azymutalnych $m = 0-1$. W związku z powyższym dalszą analizę ograniczono do modów $LP_{0n}-LP_{1n}$. Na rysunku 5.64 przedstawiono różnice w rozkładach mocy pomiędzy modami LP o liczbie azymutalnej $m = 0$ i różnych liczbach radialnych n . Rysunek 5.65 zawiera natomiast zestawienie modów o liczbie azymutalnej $m = 1$ i różnych liczbach radialnych n .

Zwróćmy uwagę na to, że rysunki 5.64 oraz 5.65 zawierają rozkłady natężenia mocy optycznej dla poszczególnych modów płaszczowych LP w ściśle zdefiniowanym układzie współrzędnych a symetria takich rozkładów występuje tylko wzdłuż jednej z osi układu współrzędnych, przy czym w rozpatrywanych przypadkach jest to oś y .



Rys. 5.64. Obliczone rozkłady mocy w przekroju poprzecznym rdzenia dla modów LP o liczbie azymutalnej $m = 0$ i różnych liczbach radialnych: a) $n = 1$, b) $n = 2$, c) $n = 3$, d) $n = 4$, e) $n = 5$, f) $n = 6$, g) $n = 7$, h) $n = 8$, i) $n = 9$, j) $n = 10$, k) $n = 24$

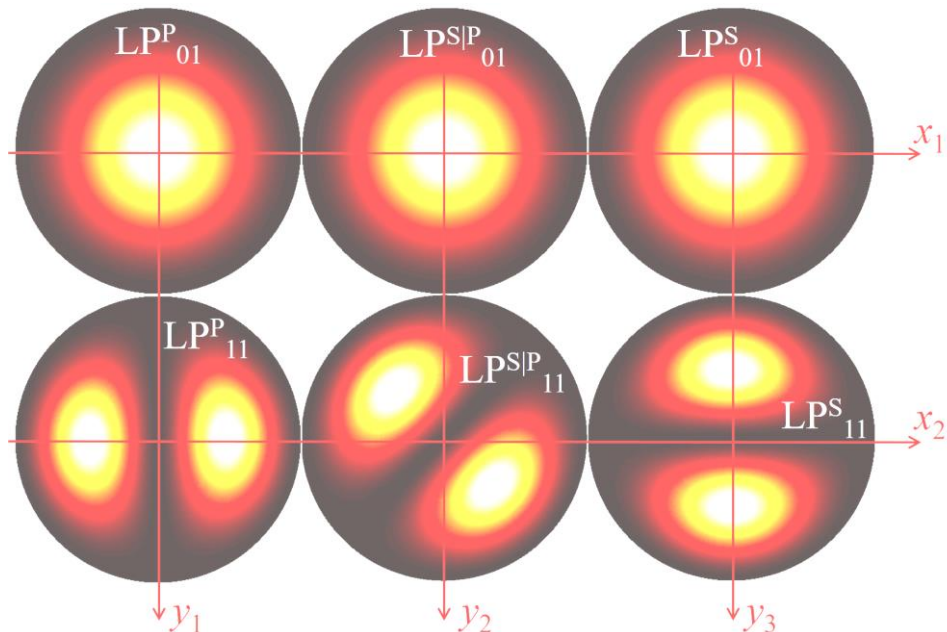
Analizując rozkłady mocy w przekroju poprzecznym rdzenia zamieszczone na rys. 5.64 widać, że w miarę wzrostu liczby radialnej modu LP maleje udział głównego maksimum w przenoszeniu całej mocy optycznej. Wzrost liczby radialnej powoduje bowiem pojawienie się szeregu ekstremów lokalnych na wykresach rozkładów mocy modów LP. Jednakże, cechą charakterystyczną modów LP_{0n} jest to, że są one osiowo symetryczne. Zupełnie inaczej wyglądają już rozkłady mocy dla modów o liczbie azymutalnej $m = 1$ (LP_{1n}), które zaprezentowano na rys. 5.65.



Rys. 5.65. Obliczone rozkłady mocy w przekroju poprzecznym rdzenia dla modów LP o liczbie azymutalnej $m = 1$ i różnych liczbach radialnych: a) $n = 1$, b) $n = 2$, c) $n = 3$, d) $n = 4$, e) $n = 5$, f) $n = 6$, g) $n = 7$, h) $n = 8$, i) $n = 9$, j) $n = 10$, k) $n = 24$

W przypadku modów LP_{1n} istnieją 2 wyraźne maksima w rozkładzie mocy optycznej na powierzchni czołowej włókna. W związku z powyższym światło, które propaguje we włóknie światłowodowym modami o liczbie azymutalnej 1 jest bardziej rozproszone a wartość mocy optycznej na czole włókna zależy nie tylko od pozycji wzdłuż promienia włókna, ale również od wartości kąta ϕ zgodnie z rysunkiem 3.2. W dalszej części niniejszego opracowania zostanie wykazane, że te różnice w rozkładzie mocy optycznej w przekroju poprzecznym rdzenia światłowodu mają wpływ na charakterystyki widmowe poszczególnych

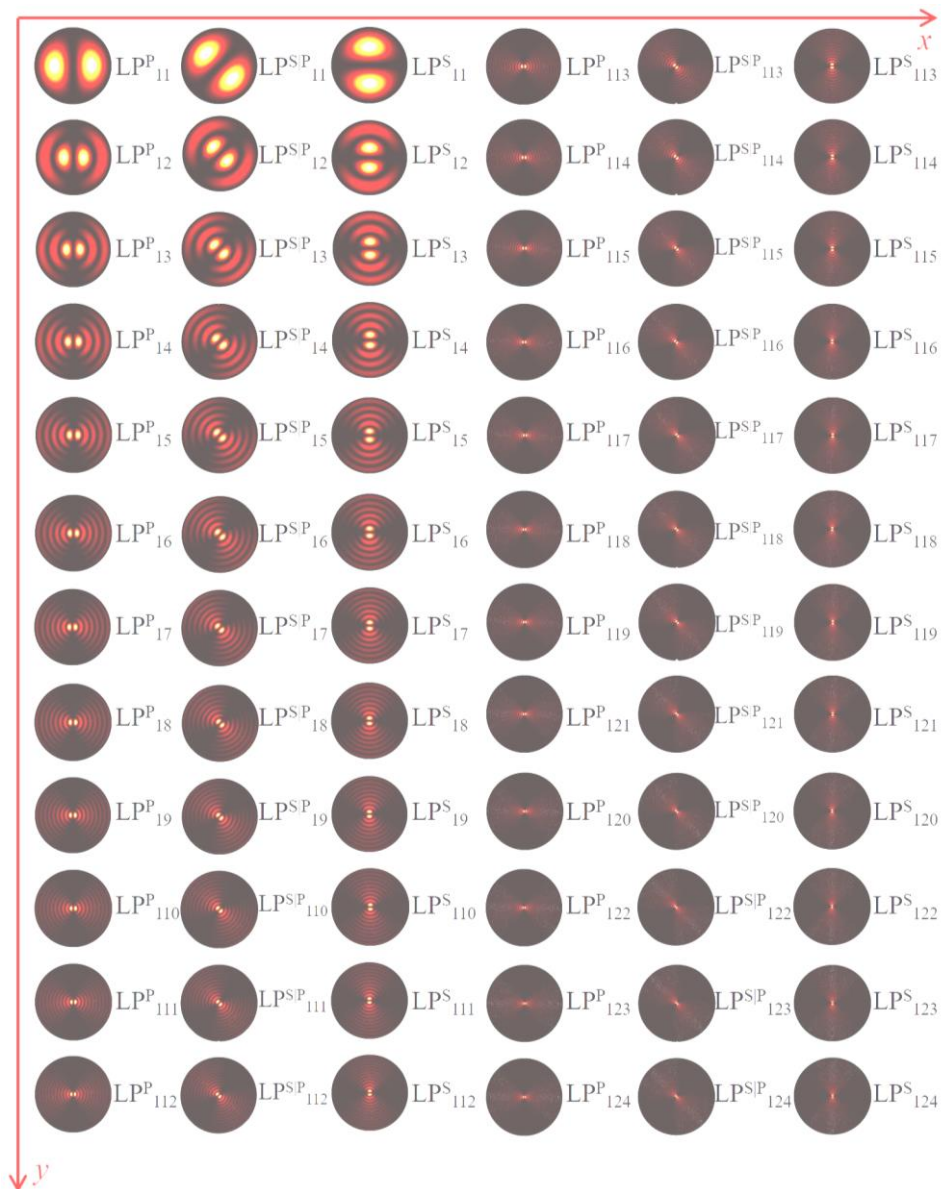
modów podczas zginania włókna. W niniejszym opracowaniu rozważane jest zginanie struktury TFBG dla siły zginającej przyłożonej równolegle do osi x (polaryzacja typu: S), równolegle do osi y (polaryzacja typu: P) oraz pod kątem 45° do x i y (polaryzacja typu: S|P), dlatego rozkład poprzeczny rozkład mocy we włóknie również ulegnie zmianie, jednak nie dla każdego z pobudzonych modów płaszczowych. Na rysunku 5.66 przedstawiono rozkłady poprzeczne mocy wybranych modów przy trzech stanach polaryzacji światła wejściowego.



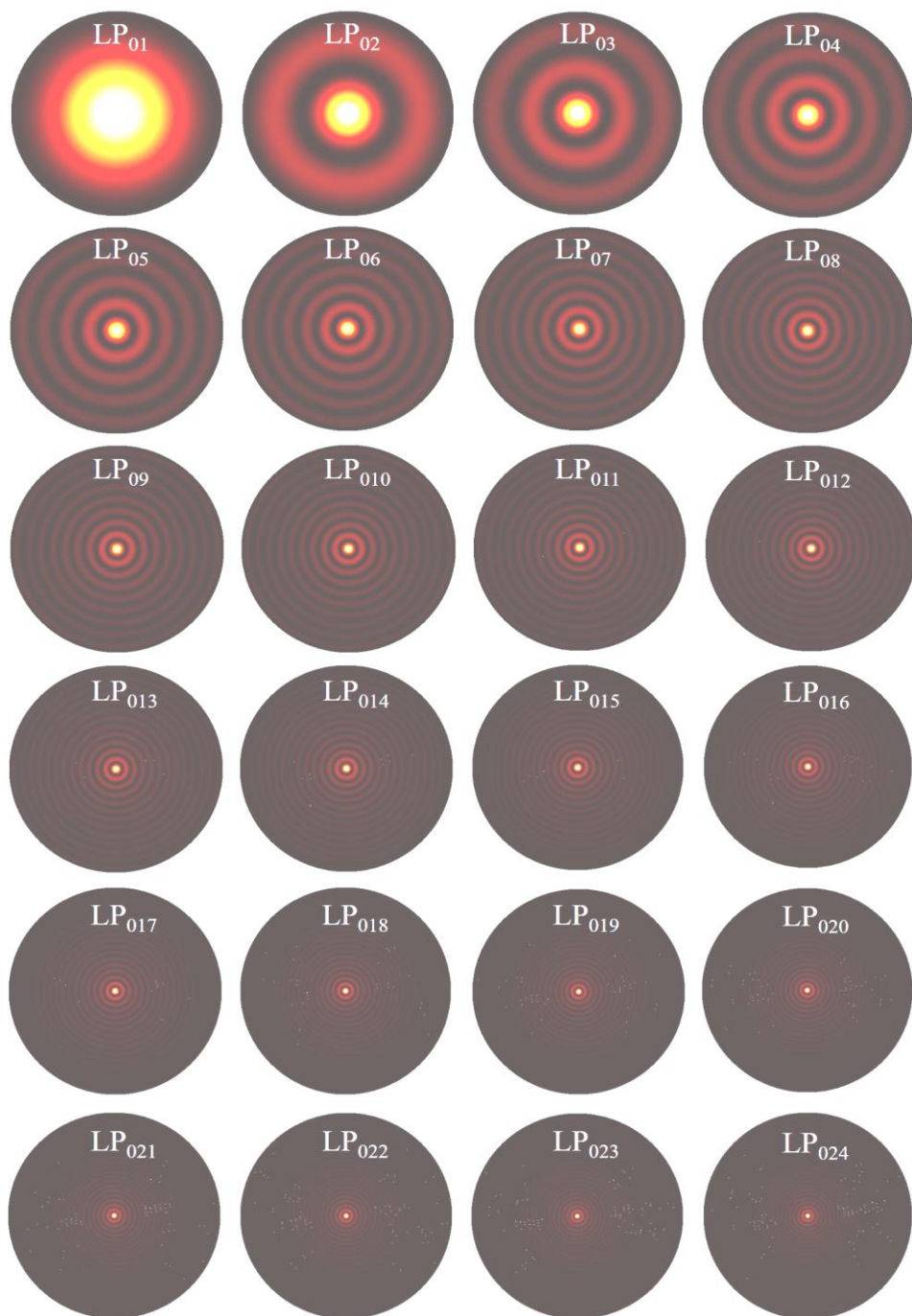
Rys. 5.66. Rozkłady mocy wybranych modów przy trzech stanach polaryzacji światła wejściowego: P – siła zginająca F działająca w osi y – tzw. wyginanie równoległe $F||y$, S – siła zginająca F działająca w osi x – tzw. wyginanie prostopadłe $F\perp y$ oraz S|P siła zginająca F działająca pod kątem 45° w stosunku do osi x i y

Indeks górny w symbolach poszczególnych modów płaszczowych oznacza typ polaryzacji światła wejściowego, odpowiednio: S, P oraz S|P. Należy zwrócić uwagę na fakt, że w przypadku modów, które wykazują symetrię osiową ich rozkład mocy w przekroju poprzecznym włókna nie ulega zmianie. Zgodnie z rys. 5.66 są to np. mody LP^P_{01} , $LP^{S|P}_{01}$, LP^S_{01} , których rozkłady mocy promieniowania zostały wykreślone w układach współrzędnych odpowiednio: x_1 - y_1 , x_1 - y_2 , x_1 - y_3 . Natomiast mody o liczbie azymutalnej $m = 1$, czyli np. mody LP^P_{11} , $LP^{S|P}_{11}$, LP^S_{11} z rys. 5.66 różnią się rozkładami mocy w zależności od polaryzacji światła wejściowego, co zostało wykreślone odpowiednio w układach

współrzędnych x_2-y_1 , x_2-y_2 , x_2-y_3 . Zestawienie rozkładów mocy w przekroju poprzecznym włókna modów LP_{1n} z uwzględnieniem polaryzacji światła wejściowego przedstawiono na rysunku 5.67.



Rys. 5.67. Zestawienie modów LP_{1n} w układzie współrzędnych xy dla trzech polaryzacji światła wejściowego

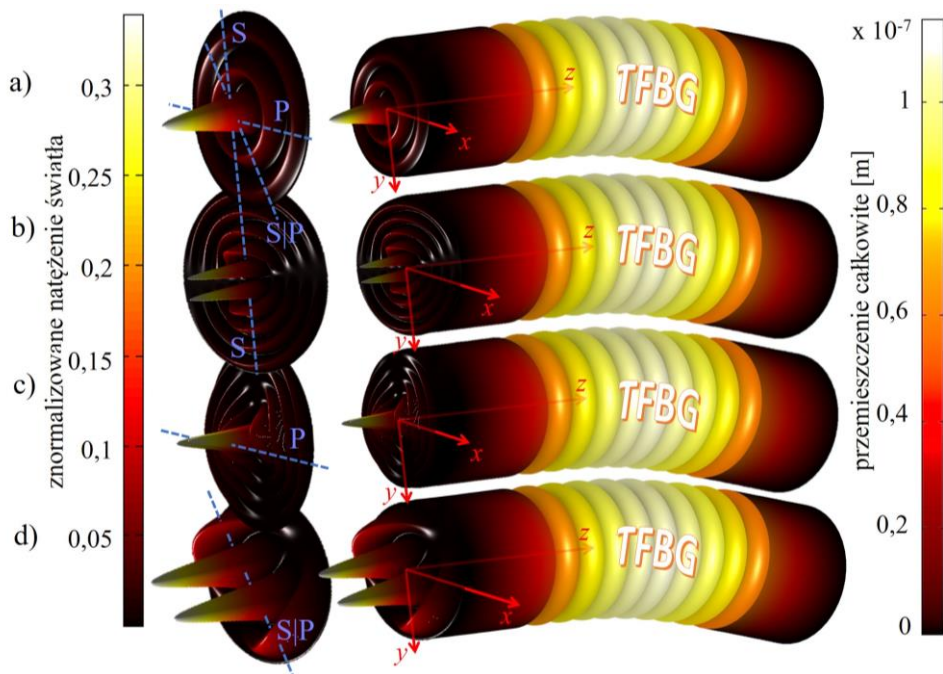


Rys. 5.68. Zestawienie modów LP_{0n} w strukturze TFBG

Na rysunku 5.68 przedstawiono rozkłady mocy w przekroju poprzecznym włókna modów LP_{0n} . Rozkłady mocy w przekroju poprzecznym włókna dla tej rodziny modów nie ulegają zmianie w zależności od polaryzacji światła wejściowego (rys. 5.66), dlatego też na rysunku 5.68 zestawiono jedynie mody LP dla polaryzacji typu P. Zmiana współczynnika załamania spowodowana zginaniem światłowodu jest zależna od pozycji wzdłuż osi y . Jak wykazane zostało wcześniej współczynnik załamania światła n w osi włókna podczas zginania struktury pozostaje stały. Wykazano również, że dla dodatnich i ujemnych pozycji na osi y , zmiana współczynnika załamania światła Δn spowodowana zginaniem włókna ma różne znaki (rys. 5.61). Wiemy, że wyginanie TFBG powoduje jednocześnie jej rozciąganie i ściskanie w zależności od pozycji rozpatrywania wzdłuż osi y . Z tego punktu widzenia istotne było określenie rozkładu mocy poszczególnych modów w przekroju poprzecznym struktury, w szczególności wzdłuż osi y .

W tej części podrozdziału wyjaśnione zostanie, dlaczego mody płaszczowe zmieniają w różnym stopniu swój kształt podczas wyginania TFBG. Jak wykazano, dolna część włókna (rys. 5.61), dla której y przyjmuje wartości ujemne jest ściskana wskutek zginania, podczas gdy część górna, dla której y jest dodatnie ulega rozciąganiu. Jedynie warstwa leżąca dokładnie w środkowej części włókna nie podlega ani ściskaniu, ani rozciąganiu wskutek zginania struktury (równanie 5.8). Z tego względu mod LP_{01} charakteryzuje się najmniejszą zależnością rozkładu jego mocy od promienia zgięcia włókna z TFBG. Średnica rdzenia włókna jest dużo mniejsza od średnicy jego płaszczu. Aby zauważyć zmianę rozkładu mocy światła należy wybrać tylko te mody, które charakteryzują się największą zależnością tego profilu od promienia zginania struktury. Są to głównie mody niższego rzędu, dla których względnie duża część światła propaguje na granicy płaszczu i rdzenia (rys. 5.57 i 5.68), a nie jedynie w centralnej części rdzenia. Wiemy również, że zgodnie z teorią modów sprzężonych współczynnik sprzężenia światła do modów płaszczowych jest częściowo zależny od wielkości powierzchni wewnątrz rdzenia włókna, w której rozkład poprzeczny intensywności promieniowania modu rdzeniowego i wejściowego modu płaszczowego pokrywają się [66]. Dlatego też wykresy intensywności dla włókna niezgiętego, przedstawione na rysunkach 5.64–5.68 wskazują, dlaczego stopień sprzęgania dla modów LP_{0n} jest większy od stopnia sprzęgania modów LP_{1n} . Analizując rozkłady poszczególnych modów można zauważyć, że mody LP_{0n} posiadają najmocniejsze lokalne maksima intensywności światła w rdzeniu włókna w pobliżu jego osi podłużnej. Skutkuje to mocnym pokrywaniem się ich rozkładu z rozkładem intensywności wejściowego modu rdzeniowego LP_{01} . Mody LP_{1n} posiadają mniejszą intensywność w centralnej części włókna w jego rdzeniu i w związku z tym pokrywanie się ich rozkładów z modem LP_{01} jest mniejsze niż w przypadku modów o liczbie azymutalnej $m = 0$. Dodatkowo, oprócz różnic we właściwoś-

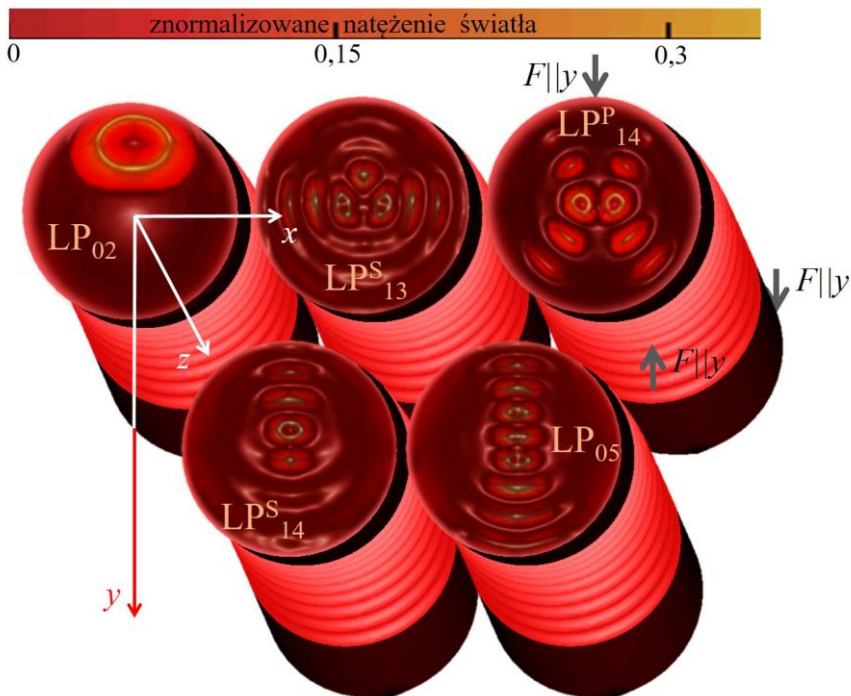
ciach modów LP_{0n} LP_{1n} spowodowanych zginaniem włókna rozpatrywać należy również wpływ polaryzacji światła wejściowego. Wpływa ona bowiem na orientację poszczególnych modów co przedstawiono na rysunku 5.69.



Rys. 5.69. Rozkład poprzeczny znormalizowanego natężenia światła w przekroju poprzecznym włókna z TFBG dla dużych ($r > 1$ m) promieni zgięcia: a) LP^P_{03} , LP^S_{03} , LP^{SP}_{03} , b) LP^S_{15} , c) LP^P_{15} , d) LP^{SP}_{12}

Przedstawione na rysunku 5.69 rozkłady natężenia pola, wykreślone zostały dla wybranych modów LP. Dotyczą one przypadków, w których włókno nie podlega zgięciu lub promień zgięcia jest bardzo duży, przekraczający wartość 1 m. W takiej sytuacji mody LP^P_{03} , LP^S_{03} oraz LP^{SP}_{03} pokrywają się, gdyż mody o liczbie azymutalnej równej 0 są osiowo symetryczne (rys. 5.69a). Rozkłady pól modów LP^P_{15} oraz LP^S_{15} są natomiast obrócone o 90° względem siebie, patrząc od czoła światłowodu. Widoczny jest również obrót o 45° w stosunku do osi y modu LP^{SP}_{12} . Zauważalne różnice w kątach obrotu rozkładów natężenia światła modów LP^P_{15} , LP^S_{15} oraz LP^{SP}_{12} są natomiast spowodowane ich niesymetrycznością osiową. Są to bowiem mody o liczbie azymutalnej równej 1. Inna sytuacja będzie jednak miała miejsce w przypadku większych zgięć włókna, czyli dla mniejszych promieni zgięcia. Na przykład w miarę zmniejszania się promienia zgięcia włókna natężenie promieniowania dla modów LP_{02} oraz LP_{05} przesuwają się w kierunku zewnętrznej powierzchni

włókna [4]. Rysunek 5.70 przedstawia wyniki obliczeń natężenia promieniowania dla wybranych modów przy wykorzystaniu modelu zbudowanego w środowisku COMSOL Multiphysics. Zamodelowana została propagacja światła we włóknie optycznym o średnicy rdzenia równej $a = 8 \mu\text{m}$, współczynnikach załamania światła rdzenia i płaszczka równych odpowiednio $n_1 = 1,4624$ i $n_2 = 1,4574$ przy długości fali równej $\lambda = 1550 \text{ nm}$ oraz o promieniu zgięcia równym $r = 20 \text{ mm}$.



Rys. 5.70. Rozkład znormalizowanego natężenia światła w przekroju poprzecznym włókna z TFBG dla promienia zgięcia $r = 20 \text{ mm}$, dla wybranych modów: LP_{02} , LPP_{13} , LPS_{14} , LPP_{14} , LPO_5

Przy zgięciu włókna maksymalna wartość natężenia światła dla modów LP_{0n} oraz LPP_{1n} przesuwa się w kierunku zewnętrznej powierzchni włókna. Przesunięcie to powoduje zmniejszenie się mocy optycznej propagującej w centralnej części światłowodu. To z kolei prowadzi do zmniejszenia obszaru pokrywania się danego modu LP z wejściowym modem rdzeniowym. Zmniejszeniu ulega bowiem powierzchnia, na której pole modu wejściowego (podstawowego: LP_{01}) pokrywa się z polem danego modu płaszczowego. To zjawisko powoduje z kolei zmianę współczynnika sprzęgania modu

rdzeniowego LP_{01} do poszczególnych modów LP_{mn} zgodnie z teorią modów sprzężonych, co można opisać równaniem [60]:

$$\kappa^{rdz-pl}(z) = w\varepsilon_0 n_1^2 \sigma(z) / 2 \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{a_1} r dr \left(E_r^{pl} E_r^{rdz*} + E_\phi^{pl} E_\phi^{rdz*} \right), \quad (5.37)$$

w którym wielkości $E^{rdz}(r, \phi)$ oraz $E^{pl}(r, \phi)$ reprezentują poprzeczne pola elektryczne odpowiednio E^{rdz} – modu rdzeniowego oraz E^{pl} – modów płaszczowych. Oprócz wspomnianego przesunięcia niektórych modów LP w kierunku powierzchni włókna równolegle występuje również drugie zjawisko polegające na zmianie efektywnego współczynnika załamania światła (rys. 5.61), które z kolei prowadzi do przesunięcia długości fali rezonansowej modów LP zgodnie z zależnością [4]:

$$\lambda_{rez} = \frac{\left[n_{eff}^{rdzeni}(\lambda_{rez}) + n_{eff}^{LP_{mn}}(\lambda_{rez}) \right] \Lambda}{\cos(\theta)}, \quad (5.38)$$

gdzie λ_{rez} jest rezonansową długością fali, dla której występuje minimum na charakterystyce spektralnej transmisji TFBG, n_{eff}^{rdzeni} jest efektywnym współczynnikiem załamania rdzenia dla długości fali odpowiadającej rezonansowi, $n_{eff}^{LP_{mn}}$ jest efektywnym współczynnikiem załamania światła dla danego modu LP_{mn} . W przypadku modu LP_{02} wygięcie TFBG w osi y spowoduje przesunięcie maksimum w rozkładzie mocy do górnej (zgodnie z oznaczeniem wykonanym na rysunku 5.70) części włókna. Górna część włókna (rys. 5.70) jest rozciągana wskutek zginania całej struktury. W tej części wartość Δn_{eff} jest ujemna zgodnie z równaniem (5.8). Ujemna wartość Δn_{eff} oznacza zmniejszenie efektywnego współczynnika załamania światła odpowiadającego temu modowi co z kolei prowadzi do tzw. „niebieskiego” przesunięcia tego modu. W efekcie cały mod LP_{02} ulega przesunięciu w stronę fal dłuższych wskutek zginania. Inaczej zmienia się rozkład mocy modów LP_{14}^P oraz LP_{05} . Wskutek zginania maksimum odpowiadające tym modom nie przesuwa się w jedną wybraną stronę włókna jak to miało miejsce w przypadku LP_{02} . Ulega ono wprawdzie przesunięciu w stronę zewnętrznej powierzchni włókna, jednakże przesunięcie to zachodzi zarówno w stronę dodatnich jak i ujemnych wartości na osi y . Cały sygnał świetlny propagujący modami LP_{14}^P oraz LP_{05} ulega również przesunięciu w stronę zarówno ujemnych, jak i dodatnich wartości wzdłuż osi y . Jest to widoczne, jeżeli porównamy rozkłady mocy modów LP_{14}^S oraz LP_{05} włókna zgiętego z rys. 5.70 z analogicznymi rozkładami struktury niezgiętej modu LP_{14}^S z rys. 5.67 oraz modu LP_{05} z rys. 5.68. Przy zgięciu włókna w przy-

padku modów LP_{14}^S i LP_{05} mamy zatem sytuację, że część mocy propaguje w rozciąganej części włókna natomiast część w ściskanej. To z kolei powoduje, że z jednej strony (dla ujemnych wartości na osi y) współczynnik załamania światła modu ulega zmniejszeniu, prowadząc do przesunięcia rezonansu na charakterystyce widmowej odpowiadającej temu modowi w stronę fal krótszych bowiem $\Delta n_{eff} > 0$. Z drugiej strony (dla dodatnich wartości na osi y) współczynnik załamania światła modu ulega zwiększeniu, gdyż Δn_{eff} rośnie wskutek zginania – zgodnie z rys. 5.61, powodując przesunięcie rezonansu na charakterystyce widmowej odpowiadającej temu modowi w stronę fal dłuższych.

Mamy zatem do czynienia z sytuacją, że część modu przesuwa się w lewo na charakterystyce spektralnej a część w prawo. Prowadzi to do charakterystycznego powstania dwóch minimów na charakterystykach widmowych niektórych modów.

Zwróćmy uwagę, że zgodnie z rysunkami 5.58–5.59 tylko niektóre mody ulegają tzw. rozszczepieniu wskutek zginania struktury TFBG. Są to bowiem jedynie te mody, dla których wskutek zgięcia włókna światłowodowego następuje redystrybucja mocy do zewnętrznej powierzchni włókna wzdłuż osi, w której struktura jest zginana. Przesunięcie widmowe wskutek zginania włókna jest również inne dla różnych modów, co jest również spowodowane różnicami w rozkładzie mocy poszczególnych modów LP. Największa wartość przesunięć spektralnych występuje dla modów niższych rzędów, ponieważ dla tych modów większa ilość mocy propaguje bliżej powierzchni włókna. Dla modów wyższych rzędów zmniejsza się całkowity udział mocy przenoszonej przez te mody i zgodnie z rysunkami 5.67 i 5.68 jest ona równomiernie rozłożona w przekroju poprzecznym włókna. Dodatkowo, im większy jest rząd modu LP, tym maksimum mocy światła jest skupione bliżej osi światłowodu. Światło w przypadku tych modów propaguje zatem głównie w tej części włókna, która jest ściskana i rozciągana w najmniejszym stopniu. Wskutek tego współczynnik efektywny załamania światła [22] i związane z nim przesunięcie spektralne modów wyższego rzędu jest mniejsze. Należy w tym miejscu również wspomnieć, że na charakterystyki widmowe poszczególnych modów wpływają również w mniejszym stopniu inne efekty, np. zależność rozkładu mocy od częstotliwości znormalizowanej włókna [127] czy zmiana kąta nachylenia struktury TFBG spowodowana wygięciem włókna [12].

Podsumowując należy stwierdzić, że przeciwstawne zmiany współczynnika załamania po obu stronach osi światłowodu prowadzą do zmniejszenia powierzchni, na której pole modu wejściowego (podstawowego: LP_{01}) pokrywa się z polem danego modu płaszczowego. To zjawisko powoduje z kolei zmianę współczynnika sprzęgania modu rdzeniowego LP_{01} do poszczególnych modów LP_{mn} zgodnie z teorią modów sprzężonych. Współczynnik sprzęgania danego modu płaszczowego jest zależny od efektywnego współczynnika załamania

światła tego modu oraz powierzchni nakładania się pól dwóch modów sprzężonych znajdujących się w obszarze modulacji współczynnika załamania. W przypadku, gdy taka modulacja, wywołana np. światłem UV we włóknie światłowodowym, jest jednorodna w całym przekroju poprzecznym włókna (brak zgięcia), wtedy współczynnik sprzężenia dla dwóch modów jest zdeteminowany głównie przez powierzchnię nakładania się pola modu rdzeniowego i danego modu płaszczowego. Kiedy następuje zgięcie włókna dla niektórych (np. LP_{0n}) modów więcej mocy wejściowej, wprowadzanej do włókna będzie sprzężanej do płaszcza, prowadząc do zwiększenia powierzchni nakładania się pól modu rdzeniowego i modów LP_{0n} , a zgodnie z zasadą zachowania energii rezonanse pochodzące od modów LP_{1n} będą wykazywać trend odwrotny. Jeżeli natomiast zwiększeniu ulegać będzie powierzchnia nakładania się pól modu rdzeniowego i modów LP_{1n} , wtedy rezonanse pochodzące od modów LP_{0n} zmniejszą się w takim samym stopniu w jakim wzrosły te odpowiadające modom LP_{1n} .

W sposób najbardziej ogólny stwierdzić należy, że: gdy dochodzi do zgięcia włókna wtedy następuje zmiana rozkładu odkształceń, efektywny kąt pochylenia płaszczyzn TFBG, współczynnika sprzężenia między modem rdzeniowym a modami płaszczowymi, co skutkuje poszerzeniem pików rezonansowych pochodzących od niektórych modów płaszczowych. Dodatkowo następuje również zmiana współczynnika sprzężenia i pojawienie się nowych minimów na charakterystyce transmisyjnej. Co więcej, to które mody ulegną poszerzeniu zależy od tego, które rodzaje modów LP_{mn}^P , LP_{mn}^S czy LP_{mn}^{SP} zostały pobudzone we włóknie. Dlatego właśnie TFBG mogą stanowić podstawę przy opracowaniu nowej klasy jednoelementowych czujników zdolnych do pomiaru krzywizny oraz rozpoznawania kierunku zgięcia.

6. Minimalizacja wpływu temperatury przy pomiarach z wykorzystaniem TFBG

Temperatura wpływa w znacznym stopniu na charakterystyki optycznych struktur wykazujących okresowość wzdłuż włókna światłowodowego, na którym są wytworzone. Zmiana temperatury powoduje bowiem zmiany współczynnika załamania światła a także wpływa na zmianę rozmiarów struktury wskutek rozszerzalności cieplnej. Ten drugi efekt jest w przypadku struktur periodycznych, również TFBG, dominujący. Pomiary wielu wielkości fizycznych wymagają kompensacji lub przynajmniej kontroli zmian temperatury. Siatki długookresowe LPFG charakteryzują się wysoką czułością skrośną (ang.: *cross-sensitivity*) na temperaturę co ogranicza możliwości ich zastosowań [115]. Konieczna jest wtedy kompensacja temperaturowa, np. poprzez zastosowanie jednorodnych siatek Bragga FBG [219].

Istnieją wprawdzie rozwiązania, w których autorzy twierdzą, że czułość TFBG na temperaturę, równa w przybliżeniu czułości FBG i wynosząca ok. 10 pm/°C jest wartością pomijalną, np. przy pomiarach kąta zgięcia [74], jednakże w większości zastosowań taka zmiana długości fali powoduje poważne utrudnienia w detekcji innych wielkości mierzonych takim czujnikiem [312].

W przypadku wykorzystania TFBG w charakterze czujników poziomu cieczy pojawiające się zmiany temperatury są głównym czynnikiem wpływającym negatywnie na pomiar [236]. Monitorowanie zmian temperatury jest wówczas możliwe poprzez pomiar przesunięcia spektralnego głównego rezonansu Bragga, gdyż jest on nieczuły na zmiany współczynnika załamania i w konsekwencji zmiany poziomu cieczy, w której zanurzony jest element TFBG [73]. Znane są również konstrukcje laserów włóknowych do równoczesnego pomiaru poziomu cieczy i temperatury [292]. Interferometr tworzą dwa przewężenia wykonane na włóknie jednomodowym. W takim układzie interferometr oraz zwykła jednorodna siatka Bragga działają w charakterze filtrów we wnęce laserowej. Układ generuje sygnał o dwóch długościach fali, przy czym każda składowa sygnału posiada inną czułość na temperaturę. Stosowane są również układy, w których włókno bezrdzeniowe łączy się ze zwykłą, jednorodną siatką FBG, uzyskując dynamiczną kompensację temperatury [132]. Śledzenie długości fali odpowiadającej rezonansowi Bragga jest zatem główną metodą pomiaru temperatury w systemach wykorzystujących siatki Bragga jako głowice pomiarowe. Śledząc λ_B możliwe jest ciągłe monitorowanie temperatury czujnika i w razie potrzeby kompensowanie indukowanej zmiany długości fali, np. przy pomiarach pH [7].

Uogólniając można powiedzieć, że jeżeli sygnał ze struktury TFBG jest filtrowany przez inne struktury periodyczne, np. FBG to taki przefiltrowany sygnał jest już skompensowany temperaturowo [49]. Wrażliwość termiczna TFBG przejawia się przesunięciem całego widma w stronę fal krótszych lub dłuższych, tak jak w przypadku FBG. W praktyce, jeśli czujnik TFBG i filtry

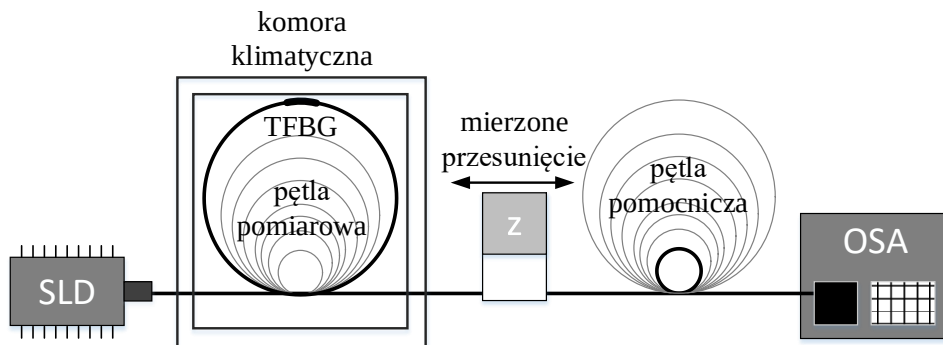
Bragga są zapisane na tym samym światłowodzie, ich czułość temperaturowa będzie taka sama ze względu na identyczną rozszerzalność termiczną. Takie samo przesunięcie charakterystyk widmowych TFBG i filtra optycznego powoduje, że moc optyczna transmitowana przez TFBG i filtrowana przez FBG nie zależy od temperatury. Ta właściwość powoduje, że opisana metoda jest niewrażliwa na temperaturę, jeśli czujnik i filtry będą pracowały w tych samych warunkach środowiskowych.

6.1. Metoda pomiaru przesunięcia wykorzystująca struktury TFBG niewrażliwa na zmiany temperatury

W niniejszej części rozdziału przedstawiono sposób pomiaru i interpretacji sygnałów z czujników wykorzystujących struktury TFBG, umożliwiający kompensację zmian temperatury podczas pomiaru. Założono, że czujnik TFBG będzie wykorzystany w układzie podobnym do tego, który przedstawiono na rys. 5.12 z tą różnicą, że pomiary przeprowadzono w komorze klimatycznej, umożliwiającej kontrolę temperatury. Rysunek 6.1 przedstawia układ do pomiaru temperatury, w którym struktury TFBG były umieszczane w komorze klimatycznej. Schemat układu do pomiaru przesunięcia i temperatury przedstawiono natomiast na rysunku 6.2.

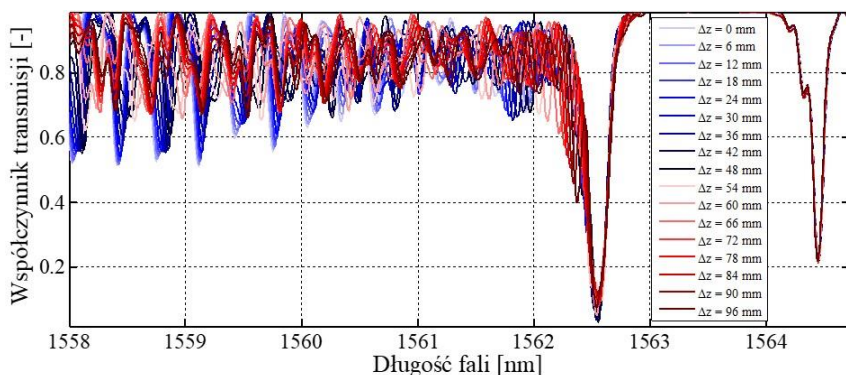


Rys. 6.1. Stanowisko laboratoryjne wykorzystywane przy pomiarach temperaturowych TFBG

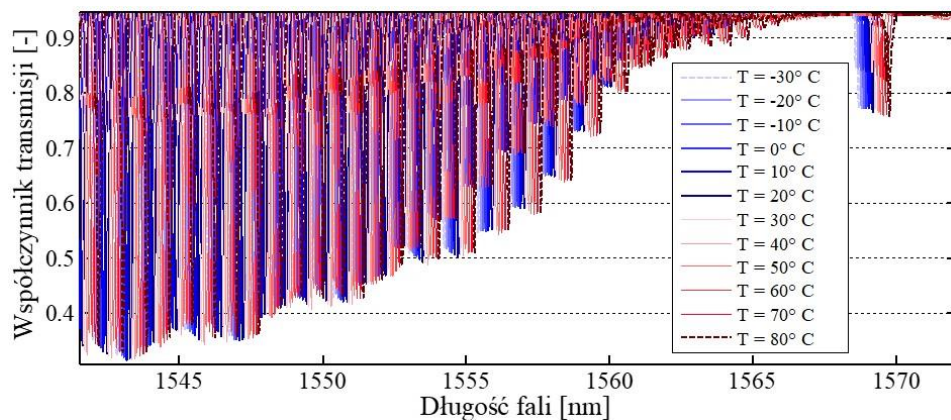


Rys. 6.2. Schemat układu do pomiaru przesunięcia w osi z oraz temperatury

Sygnał wejściowy czujnika stanowiło światło w zakresie długości fal od 1520 nm do 1600 nm, generowane przez diodę superluminescencyjną SLD. Pętla pomiarowa składająca się z włókna jednomodowego i zapisanej na nim struktury TFBG umieszczona została w komorze klimatycznej o kontrolowanej temperaturze. Przesunięcie w prawo w osi z wywołane przy wykorzystaniu stolika przesuwного powoduje zaciskanie się pętli pomiarowej i jednocześnie rozluźnianie się pętli pomocniczej. Powoduje to zmniejszanie się promienia zgięcia TFBG umieszczonego w pętli pomiarowej. Przesuwanie się stolika w lewą stronę powoduje natomiast rozluźnianie się pętli pomiarowej z siatką TFBG oraz zaciskanie się pętli pomocniczej. Jednocześnie dla danych warunków wygięcia światłowodu z TFBG zmieniano wartość temperatury otaczającej czujnik TFBG przy wykorzystaniu komory klimatycznej. Sygnał z czujnika TFBG mierzony i rejestrowany był użyciu analizatora widma optycznego. O ile w rozdziale 5.1 przedstawiono sposób pomiaru temperatury przy wykorzystaniu TFBG, to w niniejszym podrozdziale omówiono sposób uniezależnienia się od zmian temperatury przy pomiarze przesunięcia. Rysunek 6.3 przedstawia zmiany widma optycznego dla zmieniających się wartości przesunięcia końca włókna tworzącego pętlę, zgodnie z rysunkiem 6.2. Dla porównania na rysunku 6.4 zestawiono zmiany charakterystyk transmisyjnych TFBG dla wartości temperatury zawierających pomiędzy -30°C a $+80^{\circ}\text{C}$.



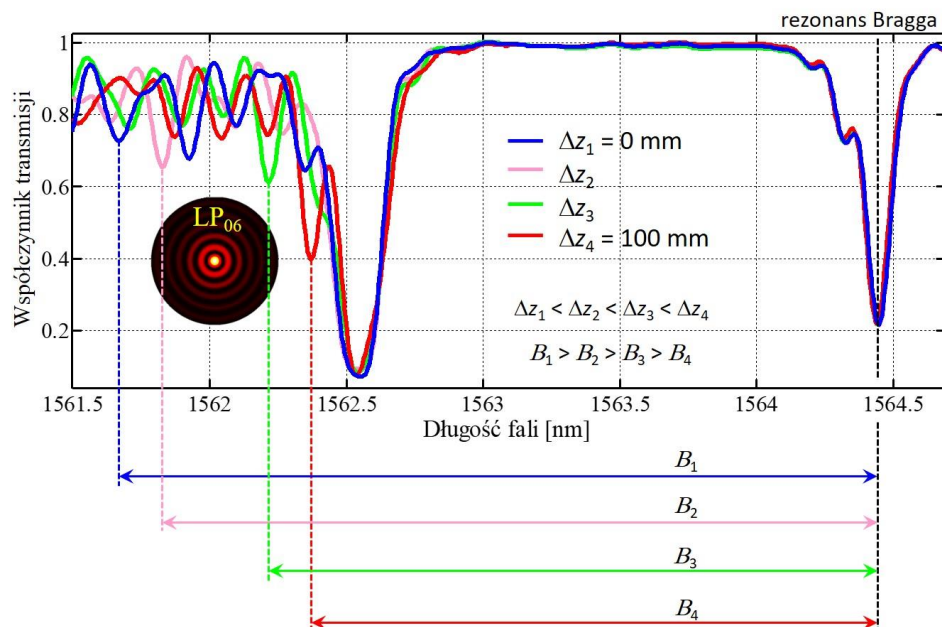
Rys. 6.3. Charakterystyki transmisyjne TFBG dla wartości przesunięcia Δz od 0 do 96 mm



Rys. 6.4. Przesunięcie charakterystyk widmowych TFBG wskutek zmian temperatury

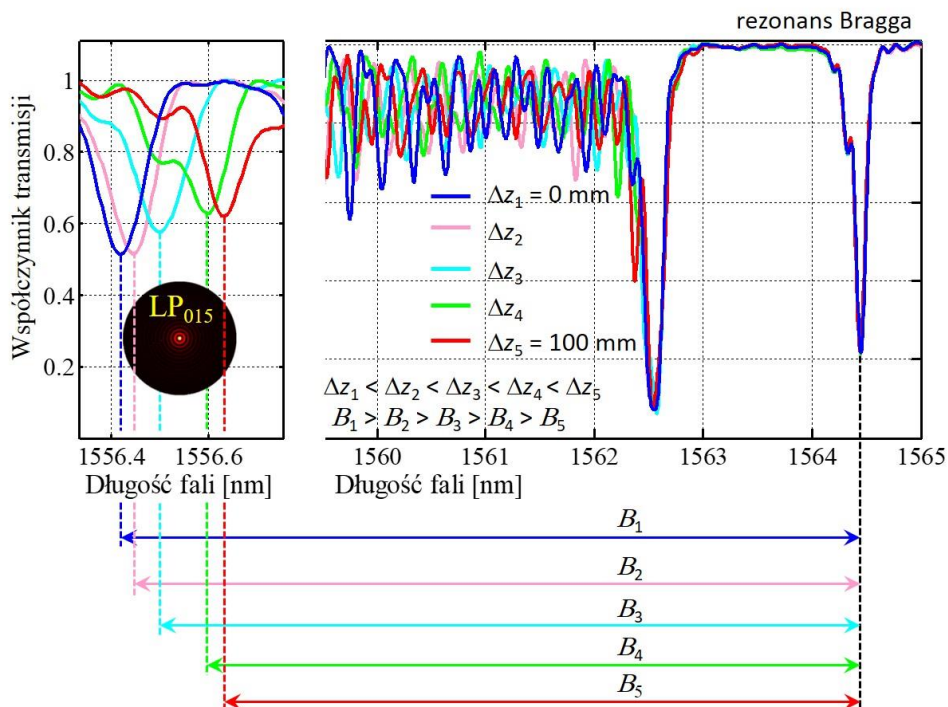
Przesunięcie końca włókna powoduje zmianę długości fali poszczególnych modów płaszczowych (rys. 6.3), podczas gdy rezonans Bragga pozostaje niezmienny. Wyginanie struktury TFBG w podanym zakresie nie wpływa bowiem na propagację światła w centrum rdzenia włókna światłowodowego. Z kolei zmiany temperatury powodują przesuwanie się całej charakterystyki widmowej bez zmiany jej kształtu (rys. 6.4). Skoro rezonans główny jest nieczuły na wywołane przesunięcia końca włókna, można go wykorzystać jako odniesienie przy pomiarach przesunięć (rys. 6.5).

Ponieważ przesunięcie końca włókna powoduje jego wygięcie, do dalszej analizy wybrano dwa przykładowe mody, które zgodnie z tabelą 5.1 charakteryzują się dużą, ale różną wartością czułości na zginanie.



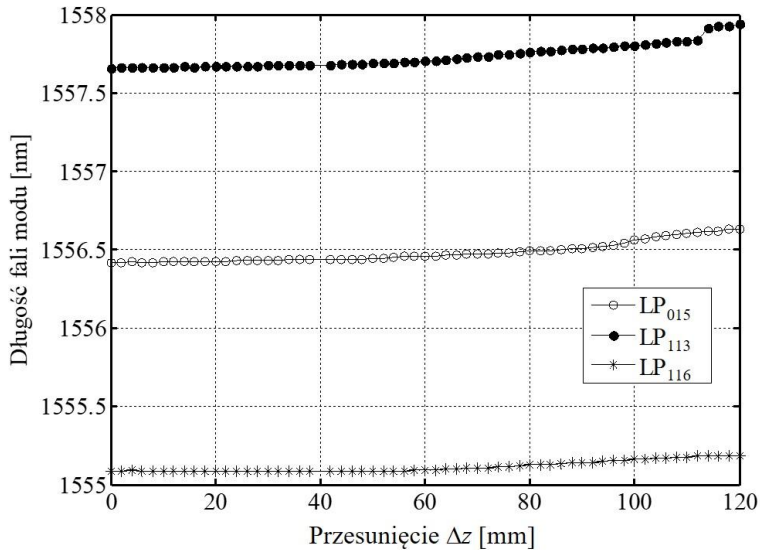
Rys. 6.5. Sposób wyznaczania wzajemnego położenia modu płaszczowego LP_{06} oraz modu rdzeniowego (Bragga) dla różnych wartości przesunięcia Δz

Przesunięcie końca włókna Δz w układzie przedstawionym na rys. 6.2 powoduje przesunięcie spektralne modu płaszczowego, w tym przypadku LP_{06} , podczas gdy część charakterystyki spektralnej odpowiadająca głównemu rezonansowi Bragga pozostaje bez zmian. Zakres długości fal zawierający się pomiędzy minimum odpowiadającym konkretnemu modowi płaszczowemu a minimum pochodzącym od modu rdzeniowego oznaczono jako B i odpowiada ono pasmu optycznemu, którego zmiana wartości jest miarą przesunięcia w zaproponowanym układzie pomiarowym (rys. 6.2). Wraz ze wzrostem wartości Δz ten zakres długości fal (pasmo B) ulega zmniejszeniu wskutek zaciskania się pętli włókna z TFBG i przesunięcia modów płaszczowych w stronę fal dłuższych zgodnie z mechanizmem wytłumaczonym w rozdziale 5. Na rysunku 6.6 przedstawiono wpływ zmiany położenia końca włókna w osi z (inaczej przesunięcia: Δz) na pasmo B zawarte pomiędzy modem LP_{015} a modem rdzeniowym.

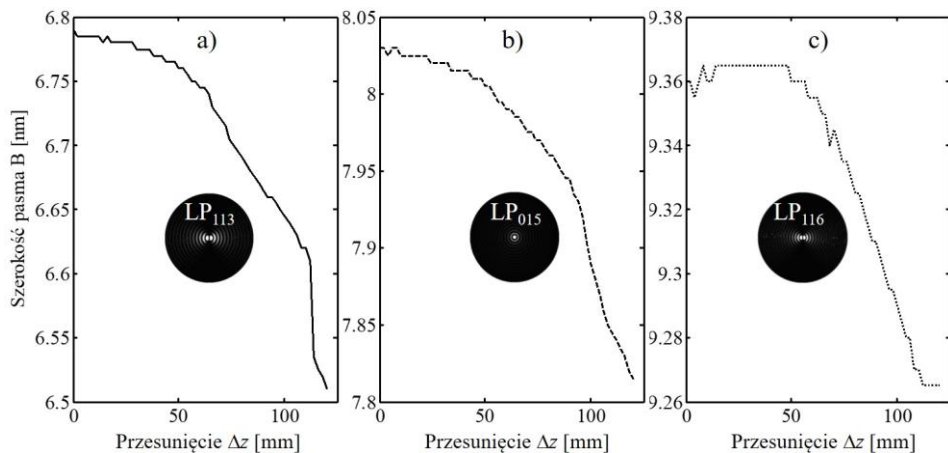


Rys. 6.6. Zmiana wzajemnego położenia modu płaszczowego LP_{015} oraz modu rdzeniowego (Bragga). Pomiar wykonany dla różnych wartości przesunięcia Δz

Zmiany pasma B , określonego przez położenie modu LP_{015} oraz modu rdzeniowego są podobne jak w przypadku modu LP_{06} . Zmiana temperatury powoduje równomierne przesunięcie całego widma TFBG, jednym z rozwiązań jest przyjęcie jako miary temperatury np. przesunięcia głównego piksu Bragga, natomiast miarą wygięcia światłowodu może być różnica długości fal wybranego modu płaszczowego i modu rdzeniowego. Zależności wybranych parametrów spektralnych od przesunięcia i temperatury przedstawiono odpowiednio na rysunkach 6.7–6.10. Do analizy wybrano tylko te tryby, których wyznaczenie wartości minimalnej na charakterystyce transmisyjnej daje najlepsze rezultaty. Zgodnie z materiałem zawartym w rozdziale 5 są to np. tryby: LP_{113} , LP_{015} , LP_{116} . Charakterystyki przetwarzania przedstawiono zatem z uwzględnieniem tych trzech wybranych trybów płaszczowych. Na rysunku 6.7 zestawiono wyniki pomiarów zmiany długości fali trybów uzyskane dla różnych wartości przesunięcia końca włókna w osi z .



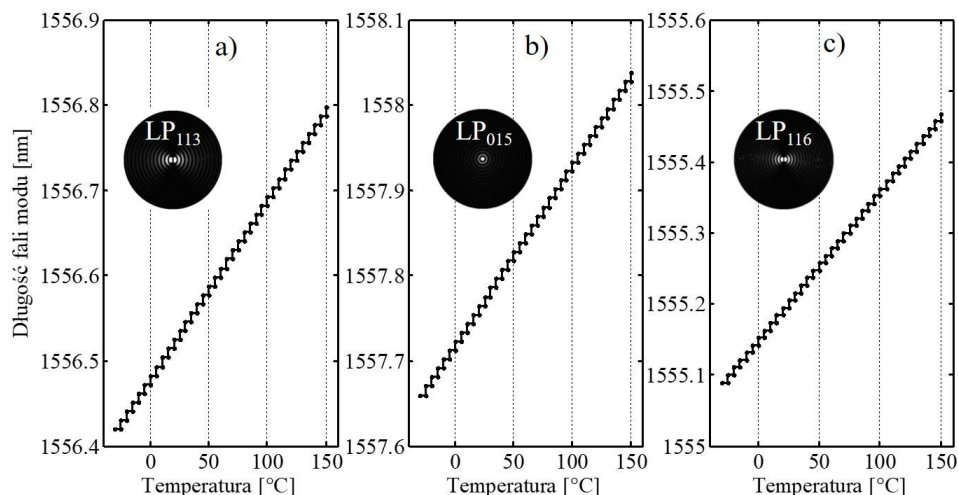
Rys. 6.7. Długości fal wybranych modów LP w strukturze TFBG zmierzone przy polaryzacji typu P. Pomiary wykonane dla różnych wartości przesunięcia Δz



Rys. 6.8. Wyznaczone wartości szerokości pasma B (zgodnie z oznaczeniem z rys. 6.6) w funkcji wywołanego przesunięcia Δz : a) dla modu LP_{113} , b) dla modu LP_{015} , c) dla modu LP_{116}

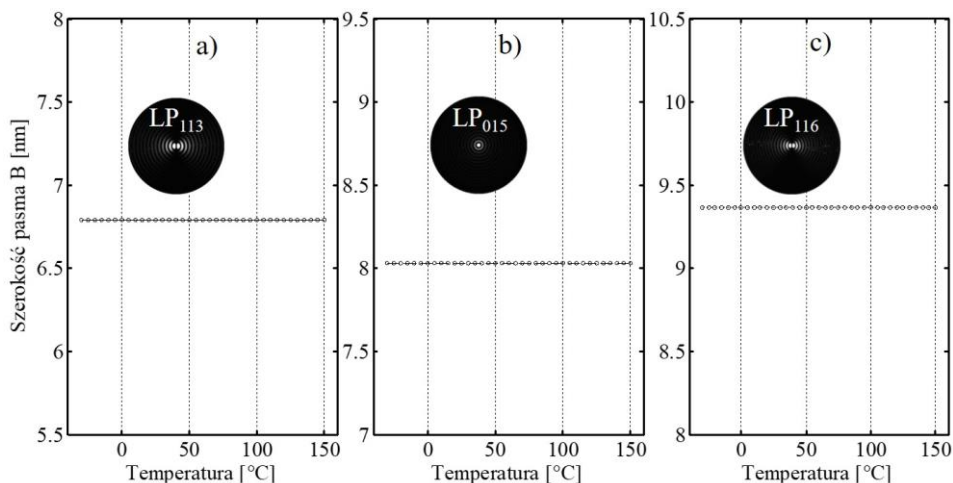
Zależności szerokości pasma B pomiędzy danym modem płaszczywnym a modem rdzeniowym pod wpływem przesunięcia Δz mają postać funkcji malejących. Wzrost przesunięcia końca włókna w osi z powoduje również zmianę długości fali danego modu w stronę fal dłuższych, zgodnie z krzywymi

przedstawionymi na rysunku 6.7. W tym samym czasie długość fali odpowiadająca modowi rdzeniowemu nie ulega zmianie. Wskutek tego pasmo zawarte pomiędzy modem płaszczowym a modem rdzeniowym ulega zmniejszeniu, a jego wartość może być miarą przesunięcia, które go wywołało.



Rys. 6.9. Długości fal wybranych modów LP w strukturze TFBG zmierzone przy polaryzacji typu P. Pomiary wykonane dla różnych wartości temperatury: a) LP₁₁₃, b) LP₀₁₅, c) LP₁₁₆

Na rysunku 6.9 przedstawiono krzywe ilustrujące wpływ temperatury na długości fali wybranych modów płaszczowych. Pomiary wykonywane były przy wykorzystaniu komory klimatycznej w temperaturze zmienianej w zakresie temperatury od -30°C do $+150^{\circ}\text{C}$ zmienianej ze skokiem co 5°C . Ustalenie się zadanej temperatury było kontrolowane przez układ elektroniczny sterujący pracą komory, a pomiary wykonywane były w cyklu ciągłym. Zauważalna jest monotoniczna zmiana długości fal wybranych modów wskutek zmian temperatury. Wzrost temperatury powoduje również przesuwanie się poszczególnych modów na charakterystyce spektralnej w stronę fal dłuższych, o ok. 10 pm na 1°C , co skutkuje wzrostem długości fali danego modu. W tym samym czasie przesunięcie długości modu rdzeniowego, odpowiadającego rezonansowi Bragga, również ulega takiemu samemu przesunięciu w stronę fal dłuższych wskutek rozszerzalności termicznej całej struktury TFBG. To z kolei powoduje, że szerokość pasma B pomiędzy danym modem płaszczowym a rezonansem Bragga nie zmienia się. Szerokość pasma B tak zdefiniowana, może być zatem miarą przesunięcia końca włókna przy jednoczesnej nieczułości tego parametru na zmiany temperatury. Rysunek 6.10 przedstawia wyniki pomiarów szerokości pasma B w warunkach temperatury zmienianej w zakresie od -30°C do $+150^{\circ}\text{C}$.



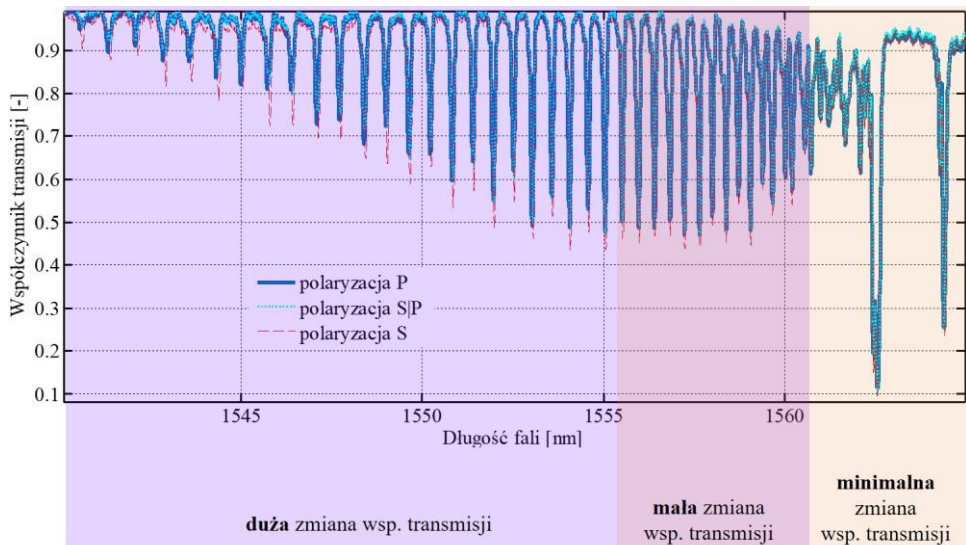
Rys. 6.10. Wyznaczone wartości szerokości pasma B (zgodnie z oznaczeniem z rys. 6.6) w funkcji temperatury T : a) dla modu LP_{113} , b) dla modu LP_{015} , c) dla modu LP_{116}

Dla wszystkich wybranych modów szerokość pasma pozostaje stała w badanym zakresie zmian temperatury. Wartości szerokości pasma jest różna dla trzech wybranych modów i wynosi 6,79 nm, 8,03 nm oraz 9,36 nm odpowiednio dla modów LP_{113} , LP_{015} oraz LP_{116} , natomiast wartości te nie ulegają zmianie wskutek zmian temperatury od -30°C do $+150^{\circ}\text{C}$.

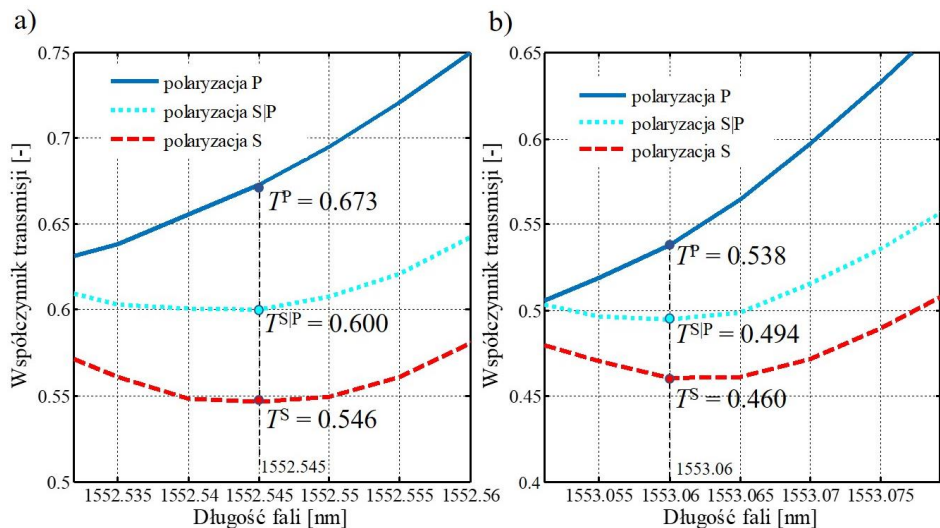
6.2. Pomiary orientacji polaryzacji światła nieczułe na zmiany temperatury

Przy pomiarach TFBG w układzie przedstawionym na rysunku 6.2 istnieje możliwość wyznaczenia orientacji polaryzacji światła wejściowego pomimo jednoczesnych zmian temperatury. Pomiar stanu polaryzacji wykorzystuje zmianę współczynnika transmisji określonych modów płaszczowych wskutek zmian orientacji płaszczyzny polaryzacji światła wejściowego. Ten efekt jest możliwy do zaobserwowania na rysunku 6.11, na którym przedstawiono charakterystyki spektralne TFBG zmierzone dla trzech orientacji polaryzacji, zgodnie z oznaczeniami wykonanymi w rozdziale 5 na rysunku 5.18. Pomiary orientacji polaryzacji światła wprowadzanego do włókna z TFBG można sprowadzić do pomiarów kąta, jaki tworzy płaszczyzna polaryzacji światła wejściowego z płaszczyzną zdeterminowaną przez osie y - z . Kąt ten zaznaczono na rysunku 5.18 jako α i dla trzech rozważanych przypadków ma on różną wartość. Jeżeli obydwie płaszczyzny znajdują się pod tym samym kątem ($\alpha = 0^{\circ}$), odpowiada to polaryzacji światła wejściowego typu P, której płaszczyzna jest równoległa do osi y . W przypadku, gdy płaszczyzny te znajdują się pod kątem $\alpha = 45^{\circ}$ mamy do czynienia z polaryzacją pośrednią, oznaczoną jako S|P zgodnie z rys. 4.15. Jeżeli natomiast obydwie płaszczyzny znajdują się

pod kątem $\alpha = 90^\circ$, płaszczyzna polaryzacji światła wejściowego posiada orientację typu S określony dla włókna z TFBG (rys. 5.18c).

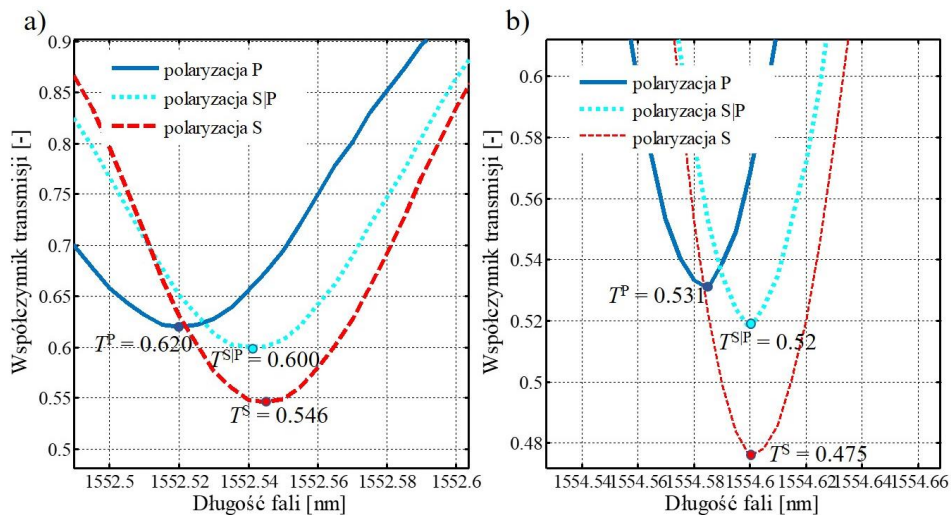


Rys. 6.11. Charakterystyki spektralne TFBG zmierzone dla trzech orientacji płaszczyzny polaryzacji światła wejściowego



Rys. 6.12. Zmiany współczynnika transmisji zmierzone dla trzech orientacji płaszczyzny polaryzacji światła wejściowego: a) pierwszy zakres spektralny, b) drugi zakres spektralny

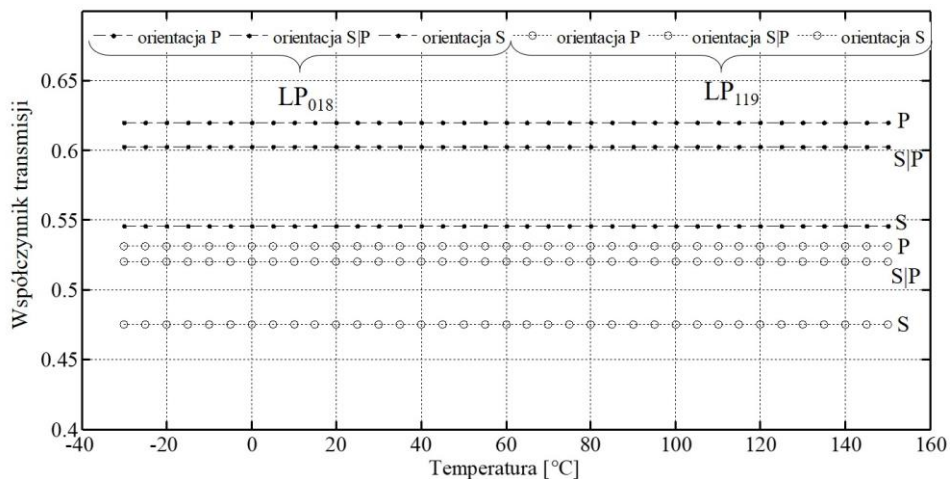
Zmiana orientacji płaszczyzny polaryzacji światła wejściowego wpływa na współczynnik transmisji struktury dla danej długości fali. W przypadku długości fali równej 1552,545 nm, współczynnik transmisji ulega zmianie wraz z obrotem płaszczyzny polaryzacji światła wejściowego przyjmując wartości od 0,546 dla polaryzacji S, do wartości 0,673 w przypadku polaryzacji zgodnej z położeniem typu P. Można również wybrać taką długość fali, np. 1553,06 nm, dla której współczynnik transmisji, wskutek zmiany polaryzacji od stanu P do stanu S, będzie ulegał zmianie w granicach $T = 0,46\text{--}0,538$ (rys. 6.12b). Pomiar taki pozwala na skalibrowanie TFBG do wyznaczenia położenia płaszczyzny polaryzacji światła wejściowego, ale niesie ono za sobą pewne utrudnienia. Otóż zmiana temperatury powoduje przesunięcie całej charakterystyki widmowej TFBG zgodnie z wynikami przedstawionymi w rozdziale 6.1. To z kolei spowoduje zmianę współczynnika transmisji dla wybranej długości fali (rys. 6.12a i 6.12b) i metoda ta będzie wrażliwa na zmiany temperatury. Uniezależnienie się od zmian temperatury jest jednak możliwe, jeżeli jako miarę zmiany kąta polaryzacji światła wejściowego przyjmiemy wartość współczynnika transmisji, ale nie dla danej długości fali, tylko dla minimum odpowiadającego danemu modowi płaszcwowemu, co graficznie przedstawiono na rysunku 6.13.



Rys. 6.13. Zmiany współczynnika transmisji odpowiadające minimum wybranego modu płaszcwowego, zmierzone dla trzech orientacji polaryzacji światła wejściowego: a) zakres widmowy odpowiadający modowi płaszcwowemu LP_{018} , b) zakres widmowy odpowiadający modowi płaszcwowemu LP_{119}

Takie podejście powoduje wprawdzie, że zmiana współczynnika transmisji dla badanego zakresu zmian polaryzacji światła wejściowego (od stanu P do stanu

S) jest mniejsza (np. $T = 0,546\text{--}0,62$ dla modu LP_{018} oraz $T = 0,475\text{--}0,531$ dla modu LP_{119}) niż w przypadku podejścia przedstawionego na rysunku 6.12, ale metoda ta jest nieczuła na temperaturę. Jej zmiana spowoduje bowiem jedynie przesunięcie się minimów na charakterystyce spektralnej odpowiadających poszczególnym modom płaszcwowym, podczas gdy współczynnik transmisji odpowiadający danemu minimum pozostaje bez zmian. Wyniki pomiarów zmian współczynnika transmisji przy zmianach temperatury przedstawia rysunek 6.14.



Rys. 6.14. Wyniki pomiarów współczynnika transmisji dla dwóch wybranych modów LP_{018} oraz LP_{119} w warunkach zmian temperatury. Pomiary wykonane dla trzech orientacji polaryzacji światła wejściowego P, S/P oraz S

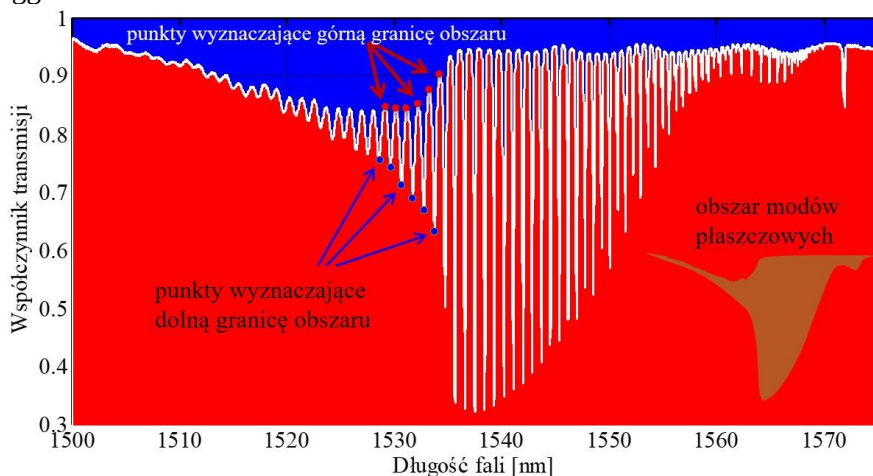
W przypadku pomiarów orientacji płaszczyzny polaryzacji światła wprowadzanego do światłowodu z TFBG również wykorzystać można tę właściwość, że zmiana temperatury powoduje jedynie zmianę długości fali poszczególnych modów, nie zmieniając transmisji struktury. Wyniki pomiarów wykonanych dla trzech rozważanych stanów polaryzacji: P, S/P oraz S wykazują brak zmian współczynnika transmisji w zakresie temperatur od -30°C do $+150^{\circ}\text{C}$, dla wybranych modów płaszcзовych wyższych rzędów, LP_{018} oraz LP_{119} . Minimum transmisji na charakterystyce widmowej odpowiadające konkretnemu modowi płaszcзовemu wyższego rzędu może być zatem wykorzystane do pomiarów kąta polaryzacji światła, nieczułych na zmiany temperatury. W następnym rozdziale przedstawiona zostanie metoda pozwalająca na uniezależnienie się od wpływów temperatury podczas pomiarów wykonywanych przy wykorzystaniu TFBG. Przedstawiona metoda wymaga zastosowania prostych operacji przetwarzania danych uzyskanych z pomiarów spektralnych czujników opartych na strukturach TFBG.

6.3. Omówienie metody przetwarzania sygnałów transmitowanych przez TFBG pozwalającej na ich uniezależnienie od zmian temperatury

W niniejszym rozdziale przedstawiona została metoda analizy widma transmisyjnego pochyłonych struktur Bragga dająca możliwość uniezależnienia pomiarów współczynnika refrakcji od wpływów temperatury. Struktury TFBG mogą służyć jako czujniki do pomiarów różnych wielkości fizycznych i chemicznych [26, 310]. Jednym z ciekawszych zastosowań jest pomiar indeksu refrakcji RI (ang.: *refractive index*). Możliwa jest w tym przypadku budowa układów pomiarowych, umożliwiających osiągnięcie wysokiej czułości na zmiany współczynnika refrakcji oraz stosunkowo niedużych czułości na zmiany innych wielkości wpływających na pomiar RI, tzw. czułości skrośnych. Przy pomiarach współczynnika załamania ważna jest niewielka masa czujnika, jego rozmiary, możliwość wykonywania pomiarów zdalnych oraz odporność na czynniki zewnętrzne. Zmiany indeksu refrakcji wpływają na widmo siatki pod warunkiem, że światłowód znajduje się w bezpośrednim otoczeniu badanej substancji. Mody propagujące na granicy płaszcza i otoczenia zmieniają swoje parametry pod wpływem zmian indeksu refrakcji badanej substancji. Mody takie pojawiają się w efekcie nachylenia struktury periodycznej w rdzeniu i to dzięki nim siatki TFBG posiadają unikalne właściwości, umożliwiające pomiary współczynnika załamania światła. Jak udowodniono w rozdziałach 3–5 w strukturach takich wyróżnić można trzy rodzaje modów. Są one widoczne na charakterystykach widmowych transmisyjnych, przy czym główny mod rdzeniowy jest jako jedyny widoczny również w widmie odbiciowym [31, 166, 228, 281]. Pozostałe mody są widoczne tylko w widmie transmisyjnym, ponieważ są silnie tłumione w płaszczu i rozpraszane na granicy płaszcza oraz medium otaczającego płaszcza. Mody te pojawiają się w wyniku pochylenia modulacji współczynnika załamania wywołanej w rdzeniu włókna światłowodowego i odbijania części światła w kierunku płaszcza. Omawiając zagadnienia związane z pomiarami współczynnika załamania warto przypomnieć, że mod typu ghost jest związany z propagacją fali świetlnej w płaszczu, ale blisko rdzenia włókna światłowodowego. Mod ten jest zatem w widmie obserwowany najbliżej modu głównego. Mody płaszczowe są wyprzewodzane z rdzenia w kierunku płaszcza w wyniku pochylenia modulacji w rdzeniu o określony kąt. Zwiększenie tego kąta powoduje zwiększenie współczynnika sprzęgania do modów płaszczowych. Jak wykazano w rozdziałach 3-6 widmo tych modów leży w zakresie krótszych długości fali niż pik główny Bragga, tzw. mod rdzeniowy. Mody płaszczowe propagują wstecznie do kierunku propagacji światła i są mocno tłumione, stąd nie są one widoczne w widmie odbiciowym struktury TFBG. Ich obserwacja jest możliwa jedynie w przypadku zastosowania odpowiednich układów, umożliwiających ich propagację we włóknie, np. poprzez połączenie struktur TFBG zapisanych na włóknach jednomodowych ze światłowodem wielomodowym lub światłowodem

o podwójnym płaszczu [13]. Zastosowanie znajdują również zwierciadła powodujące odbijanie i sprzęganie modów płaszczowych do rdzenia [298], a także metoda poszerzenia włókna przed strukturą TFBG [154]. Zmiana indeksu refrakcji medium, w którym umieszczony jest światłowód z TFBG powoduje, że charakterystyki widmowe poszczególnych modów płaszczowych są przesuwane w kierunku fal o większych długościach, a następnie propagują poza światłowód [102]. Wyrównanie współczynników załamania światła płaszczu i medium go otaczającego prowadzi do zaniku warunku całkowitego wewnętrznego odbicia na ich granicy, co powoduje, że mody płaszczowe propagują poza płaszcz włókna.

Zwiększenie kąta nachylenia powoduje, że mody płaszczowe propagują bliżej krawędzi płaszczu, co oznacza większą czułość na zmiany RI oraz pobudzenie modów wyższych rzędów. Z drugiej jednak strony, zgodnie z obliczeniami przeprowadzonymi w rozdziale trzecim, większy współczynnik sprzęgania modu rdzeniowego do modów płaszczowych występuje dla siatek o małym kącie nachylenia. Wiemy również, że widmo pochylnych siatek jest znacznie bardziej złożone od widma siatek prostych. Zawiera ono więcej informacji, jednakże ich wydobyć za pomocą metod demodulacji oraz interogacji nie jest tak mocno rozwinięte jak dla siatek zwykłych. O ile pomiary współczynnika załamania światła są możliwe dzięki zastosowaniu technik interogacji wybranych modów płaszczowych TFBG [75], o tyle pomiary temperatury oraz naprężenia za pomocą struktur TFBG najczęściej opierają się na detekcji przesunięcia długości fali modu rdzeniowego. Czułość temperaturowa struktur ukośnych jest podobna do czułości zwykłych, prostych i jednorodnych siatek Bragga.



Rys. 6.15. Obszary charakterystyczne w tzw. grzebieniu modów płaszczowych widma transmisyjnego TFBG wykorzystywane do uzyskiwania informacji o zmianie współczynnika załamania badanego medium

Inaczej sytuacja wygląda w wypadku pomiarów np. współczynnika załamania światła. Wyznaczanie zgięcia, obrotu czy współczynnika załamania światła wymaga już bardziej zaawansowanych metod analizy widma transmisyjnego. Metody te bazują głównie na wyznaczaniu z widma optycznego określonych obszarów, które zawierają się pomiędzy liniami łączącymi minimalne i maksymalne wartości współczynnika transmisji poszczególnych modów płaszczowych. Sposób oznaczania takich obszarów przedstawiono na rysunku 6.15. Charakterystyka przedstawiona na rysunku 6.15 pochodzi z pomiarów wykonywanych przy wykorzystaniu struktury TFBG o kącie nachylenia równym 2° umieszczonej w medium, którego współczynnik załamania światła wynosił $n_m = 1,39$. Warto wspomnieć, że obecnie stosowane metody pomiaru współczynnika załamania światła polegają na analizie przesunięcia spektralnego modów płaszczowych oraz długości fali odcięcia. Ponieważ jednak zmiana temperatury powoduje również przesunięcie spektrum TFBG, powstaje problem czułości skrośnej na temperaturę. W niniejszym rozdziale zaprezentowano metodę analizy widma transmisyjnego struktur Bragga o nachylonych płaszczyznach dyfrakcyjnych. Metoda ta polega na wyznaczaniu długości konturu widma transmisyjnego z takiego zakresu długości fal, który odpowiada istnieniu modów płaszczowych. Ważną zaletą takiej metody jest fakt, że długość konturu jest niezależna od temperatury. Podobne metody są stosowane np. w spektrometrycznej analizie widm gazów w przypadku nieznanej lub fluktuującej charakterystyki widmowej. Poniżej zaprezentowana została modyfikacja tej metody na potrzeby analizy sygnałów pochodzących z czujników wykorzystujących struktury TFBG. Widmo transmisyjne TFBG zawiera kilkadziesiąt widmowych linii transmisyjnych modów płaszczowych. Kąt nachylenia siatki określa, które mody będą widoczne w widmie transmisyjnym i jaka będzie wysokość minimów związanych z ich obecnością. Pod wpływem zmian indeksu refrakcji zmienia się zarówno amplituda jak też położenie tych linii. Wyznaczanie wartości współczynnika załamania światła na podstawie zmian widma może być wykonywane w różny sposób. Jedną z możliwości jest obliczanie zintegrowanego obszaru widma transmisyjnego w określonym zakresie spektralnym [5, 6]. Do wyznaczania indeksu refrakcji wykorzystuje się również algorytm opisany w pracy [128], w którym wyznaczany jest parametr obwiedni P_{env} zdefiniowany w sposób następujący:

$$P_{env} = \left[\int_{\lambda_1}^{\lambda_n} (P_T^g(\lambda) - P_T^d(\lambda)) d\lambda \right] / \left[\int_{\lambda_1}^{\lambda_n} (P_T^{g'}(\lambda) - P_T^{d'}(\lambda)) d\lambda \right], \quad (6.1)$$

gdzie λ_1 oraz λ_n są odpowiednio pierwszą i ostatnią wartością długości fali zmierzoną w rozpatrywanym obszarze widmowym, P_T^g oraz P_T^d są obwiedniami charakterystyki transmisyjnej odpowiednio górną i dolną, natomiast wartości

mocy transmisyjnych oznaczone jako P_T^g oraz P_T^d odnoszą się do obwiedni widma wyznaczonych dla wartości referencyjnej współczynnika załamania światła. Przetwarzanie sygnałów np. w postaci widma transmisyjnego struktur TFBG zaliczyć można zatem do metod demodulacyjnych. Wspomniane przetwarzanie może również polegać na znalezieniu prawidłowości statystycznych. Modulacja taka może bowiem polegać również na przykład na obliczaniu korelacji pomiędzy dwoma charakterystykami widmowymi struktury TFBG i wyznaczenia parametrów statystycznych [32, 181]. Takimi parametrami są najczęściej kurtoza, będąca miarą spłaszczenia rozkładu wartości cechy, określana następującym wyrażeniem [32]:

$$K = \frac{\sum_{i=1}^N (P_i - \bar{P})^4}{(N-1)s^4}, \quad (6.2)$$

gdzie P_i punkt pomiarowy odpowiadający górnej i dolnej obwiedni widma transmisyjnego, $\bar{P}$ odpowiada wartości średniej promieniowania transmitowanego lub współczynnika transmisji, s jest odchyleniem standardowym, natomiast N odpowiada całkowitej liczbie punktów pomiarowych odpowiadających długości fali, dla których mierzone było promieniowanie transmitowane przez strukturę TFBG.

Drugim parametrem statystycznym, pozwalającym na wyznaczenie korelacji pomiędzy dwoma charakterystykami widmowymi struktury TFBG jest współczynniki skośności S . Jest on miarą asymetrii rozkładu [32, 181] i wyznacza się go w sposób następujący:

$$S = \frac{\sum_{i=1}^N (P_i - \bar{P})^3}{(N-1)s^3}. \quad (6.3)$$

Parametry K oraz S ulegają monotonicznej zmianie wskutek zmian współczynnika załamania światła badanego medium. Zwróćmy jednak uwagę, że metoda ta w zasadzie nadal wymaga wyznaczenia dolnej i górnej obwiedni widma transmisyjnego. Jednakże, jak wspomniano wcześniej, obliczone parametry K oraz S zmieniają się monotonicznie wraz ze zmianą zewnętrznego współczynnika załamania światła, co pozwala na ich wykorzystanie do wyznaczania jego wartości dla zakresu zmian poniżej 1,33.

Stosowane są również inne metody demodulacji widma transmisyjnego struktur TFBG. Kolejną z nich jest metoda estymatora odchylenia standardowego SDE (ang.: *standard deviation estimator*). Metoda ta opiera się

na operacji matematycznej, której skutkiem jest wygładzenie widma. Jest to przeprowadzane za pomocą filtra cyfrowego Savitzky'ego-Golaya [181].

Wspomniany estymator E obliczany jest dla N punktów widma transmisyjnego TFBG zgodnie z poniższym równaniem:

$$E = \sqrt{\left(1/(N-1)\right) \sum_{i=1}^N \left(P_i - \overline{P}_i\right)^2} . \quad (6.4)$$

W tym wypadku P_i oznacza punkty pomiaru widma transmisyjnego TFBG dla danego zakresu długości fal, natomiast $\overline{P}_i$ oznacza punkty charakterystyki widmowej, która jest odfiltrowywana przy wykorzystaniu filtra Savitzky'ego i Golaya. Innym rodzajem metod służących do wyznaczania wartości współczynnika załamania na podstawie widma TFBG są metody opierające się na przesunięciu poszczególnych rezonansów pochodzących od poszczególnych modów płaszczowych. Możliwe jest na przykład wykorzystanie przesunięcia widma względem sygnału świetlnego o długości odpowiadającej fali modu rdzeniowego [37]. Dobre właściwości tej metody uzyskać można dla struktur o małym kącie nachylenia płaszczyzn dyfrakcyjnych. Wykorzystywanych jest najczęściej kilka różnych rezonansów pochodzących od modów płaszczowych w zależności od zakresu mierzonego współczynnika załamania światła. Poszczególne mody płaszczowe posiadają największą czułość zmiany długości fali w pobliżu ich długości fali odcięcia. Wraz ze zmianą indeksu refrakcji poszczególne mody płaszczowe wyższych rzędów zanikają. Zwiększanie się wartości współczynnika załamania medium otaczającego włókno optyczne z TFBG powoduje, że ich widmo optyczne zostaje wygładzone, zmniejszone a następnie zanika. Zwiększający się współczynnik załamania światła osiąga wartość efektywnego indeksu refrakcji określonego modu płaszczowego przez co mod taki jest wyprowadzany ze struktury światłowodu. Długość fali odcięcia danego modu może zatem również stanowić wskaźnik zmian zewnętrznego indeksu refrakcji. Długości fali odcięcia modów płaszczowych zmieniają się liniowo wraz ze zmianą indeksu refrakcji. Na przykład w pracy [151] zmiana długości fali odcięcia spowodowana zmianą współczynnika załamania światła jest równa 557,79 nm/RIU (ang.: *refraction index unit*). Demodulację sygnałów pochodzących od TFBG można stosować również w przypadku pomiarów współczynnika załamania uwzględniających zależność zmian charakterystyki spektralnej od polaryzacji światła.

Znana jest metoda wykorzystująca zmiany tłumienia zależnego od polaryzacji PDL (ang.: *polarization dependence loss*) czyli różnicę widm dla dwóch polaryzacji [29]. W przypadku metod tego typu wykorzystuje się ekstrema lokalne na charakterystyce widmowej czujnika. Głównym parametrem jest zmiana transmisji odpowiadająca pikowi o maksymalnej wysokości. Metody te

pozwalają na pomiary współczynnika załamania światła na nawet wartości $n_{\max} = 1,45$. W tym miejscu należy zwrócić uwagę, że w przypadku pomiarów nieuwzględniających polaryzacji światła wprowadzanego do struktury TFBG efekt jej wpływu może być negatywny dla właściwości czujnika [161]. Wśród metod demodulacji charakterystyk widmowych czujników TFBG znane są również rozwiązania polegające na optymalizacji istniejących metod demodulacji. Polegają one głównie na podziale mierzonego widma struktur TFBG oraz osobnej analizie poszczególnych jego fragmentów [207]. Takie rozwiązanie jest możliwe np. poprzez zastosowanie zwykłych, jednorodnych i prostych siatek Bragga w charakterze filtrów, umożliwiających selektywny wybór pożądanego zakresu długości fal transmitowanych przez struktury TFBG.

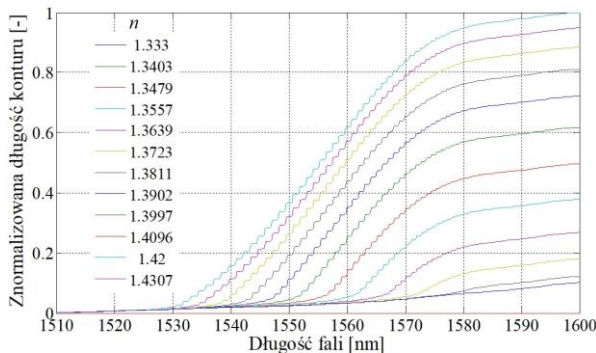
Poniżej przedstawiona została metoda wykorzystująca operację pozwalającą na wyznaczenie długości konturu widm ukośnych siatek Bragga. Metoda ta jest znana w spektroskopii, gdzie wykorzystuje się ją głównie przy analizie ilościowej widm gazów. Dobrym przykładem może być np. metoda wyznaczania zawartości gazów z wykorzystaniem obliczania długości konturów widma w określonym zakresie [14]. Polega ona na odejmowaniu od zmierzonego widma, np. transmisyjnego, określonego składnika zależnego od zmian współczynnika transmisji w poszczególnych zakresach spektralnych. Dla każdego z tak uzyskanych charakterystyk widmowych określa się długości ich konturu dla określonego zakresu spektralnego. W spektroskopii na przykład uznaje się, że zawartość substancji w medium, którego charakterystykę widmową mierzy się wcześniej, jest równa substancji odpowiadającej właśnie odjętemu widmu, przy czym odejmowana jest charakterystyka widmowa, dla której długość konturu przyjmuje wartość minimalną [14]. Analogiczną metodę opracowano dla pomiarów wykonywanych spektrometrami o tzw. otwartej ścieżce pomiarowej, dla których istnieje problem korekcji tła w pomiarach widmowych [245]. Wprawdzie dużą popularnością i powszechnością stosowania cieszą się metody chemometryczne, do których należą m.in.: metoda PLS (ang.: *partial least-squares*) oraz metoda PCR (ang.: *principal component regression*), jednakże metod tych nie można bezpośrednio zastosować do ilościowej analizy widm struktur TFBG, a w efekcie do wyznaczania współczynnika załamania. Głównym powodem jest bowiem nieliniowa zależność pomiędzy transmisyjnością a współczynnikiem załamania światła, a także dodatkowe, niespotykane w klasycznej analizie widm w spektroskopii, przesuwanie linii spektralnych wraz ze zmianą współczynnika załamania.

W dalszej części rozdziału przedstawiono metodę demodulacji charakterystyk spektralnych struktur TFBG niewrażliwą na zmiany temperatury i pozwalającą na wyznaczenie współczynnika załamania. W przypadku demodulacji widm ukośnych struktur Bragga metodę długości konturu należy wykorzystać w nieco inny sposób niż w przypadku spektroskopii gazów. Otóż w początkowej fazie należy obliczyć długość konturów widma transmisyjnego dla wybranego zakresu spektralnego. Zakłada się przy tym, że zakres ten zawiera N punktów

o zmierzonym współczynniku transmisji struktury. Długość konturu wyznaczana jest wtedy z zależności:

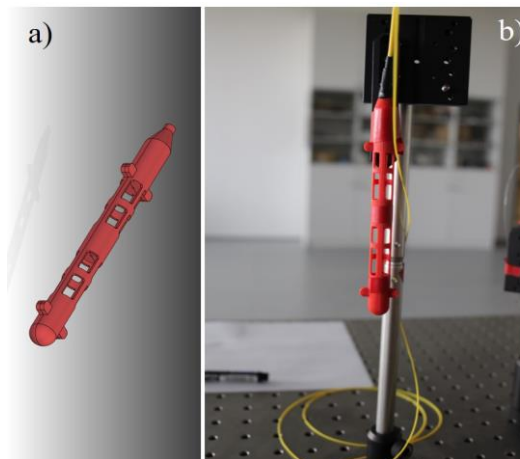
$$L_c = \sum_{i=0}^N |T_{i+1} - T_i|, \quad (6.5)$$

gdzie T jest współczynnikiem transmisji struktury TFBG. Porównanie metody z innymi, opisanym wcześniej, jest możliwe dzięki wyznaczeniu zależności długości konturu L_c w funkcji współczynnika załamania. Zestawienie takich charakterystyk znajduje się na rysunku 6.19, na którym dla porównania zamieszczono również analogiczne charakterystyki przetwarzania dla innych metod demodulacji charakterystyk TFBG. Adaptacja metody do demodulacji charakterystyk spektralnych TFBG posiada jedno ważne uproszczenie. Związane jest ono z tym, że punkty mierzonego spektrum, np. otrzymane z pomiarów wykonanych przy wykorzystaniu analizatora widma optycznego, są najczęściej rozłożone równomiernie w całym badanym zakresie spektralnym. Nie ma więc konieczności mnożenia sumy zdefiniowanej równaniem (6.5) przez rozdzielczość spektralną pomiaru widma, ponieważ jest to wartość stała dla całego zakresu długości fal. Długość konturu grzebienia modów płaszczowych jest sumą dyskretnych pierwszych pochodnych wektora, którego poszczególne dyskretne wartości oznaczają długości fali, dla których mierzone jest spektrum optyczne. Jest ona niezależna od temperatury, ponieważ zmiana temperatury powoduje przesunięcie spektralne całej charakterystyki widmowej. Metoda jest zatem z zasady nieczuła na temperaturę. Długość konturu pozostaje niezmienna, niezależnie od wartości temperatury, w której dokonywany jest pomiar współczynnika załamania światła. Zmianę tak zdefiniowanej długości konturu w funkcji długości fali dla kilku wybranych wartości współczynnika załamania światła przedstawiono na rysunku 6.16.



Rys. 6.16. Długości konturu obszaru odpowiadającego modom płaszczowym TFBG 6° w funkcji długości fali dla wybranych wartości współczynnika załamania badanego ośrodka

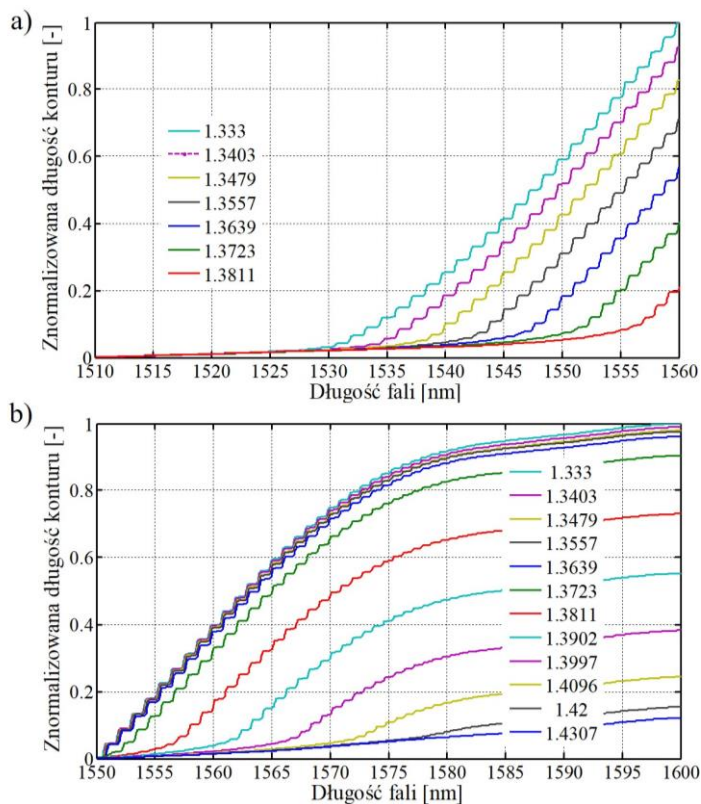
Poszczególne odcinki krzywych z rysunku 6.16 charakteryzują się różnym nachyleniem. Wartość długości konturu wzrasta bowiem gwałtownie dla tych długości fal, przy których rozpoczynają się tryby płaszczowe. Dla współczynnika załamania światła równego 1,33 długość konturu zaczyna wzrastać monotonicznie już od długości fali równej 1530 nm. Wzrost współczynnika załamania światła do wartości 1,38 powoduje, że znormalizowana długość konturu jest praktycznie niezmienna i dopiero dla długości fal powyżej 1553 nm następuje gwałtowny wzrost długości konturu. Natomiast w przypadku struktury umieszczonej w medium o współczynniku załamania $n_{\text{med}} = 1,42$ wzrost rozważanego parametru znormalizowanego następuje dla długości fal powyżej 1570 nm. Związane jest to ze zjawiskiem tzw. wyciekania modów wskutek wyrównywania się współczynników załamania płaszcza n_p oraz medium otaczającego n_{med} włókno z zapisaną strukturą TFBG. I tak na przykład dla współczynnika załamania światła n_{med} równego 1,33 w widmie transmisyjnym światłowodu z TFBG obserwowalne są tryby płaszczowe do długości fali równej 1530 nm, dla $n_{\text{med}} = 1,38$ tryby o długościach fal poniżej 1553 nm zanikają, natomiast w przypadku $n_{\text{med}} = 1,42$ tryby płaszczowe zanikają już dla długości fal poniżej 1570 nm i zauważalna zmiana długości konturu zachodzi jedynie do tej długości fali. W dalszej części rozdziału przedstawiono wyniki zależności długości konturu od długości fali dla różnych wartości współczynnika załamania światła, podzielone na dwa zakresy spektralne. Przeprowadzono badania charakterystyk transmisyjnych struktur TFBG o kącie nachylenia płaszczyzn dyfrakcyjnych równym 6° . Siatki wytworzono przy wykorzystaniu techniki maski fazowej przy wykorzystaniu lasera ekscimerowego.



Rys. 6.17. Głowica czujnika z TFBG wykorzystywana do pomiarów współczynnika załamania: a) projekt 3D, b) zdjęcie wykonanej głowicy czujnika

W celu przeprowadzenia pomiarów współczynnika załamania wykorzystano głowicę pomiarową, która pozwalała na bezpieczny pomiar współczynnika załamania światła jednocześnie umożliwiając ochronę włókna z TFBG przed uszkodzeniami mechanicznymi (rys. 6.17).

Podczas pomiarów czujnik w postaci włókna z zapisaną strukturą TFBG zamontowany został w głowicy przedstawionej na rysunku 6.17. Całość umieszczana była w wodnych roztworach glukozy o kontrolowanej temperaturze, co pozwoliło na uzyskanie roztworów o znanych wartościach współczynnika załamania światła. Pomiary wykonywane były przy wykorzystaniu optycznego analizatora widma z rozdzielczością równą 0,02 nm.

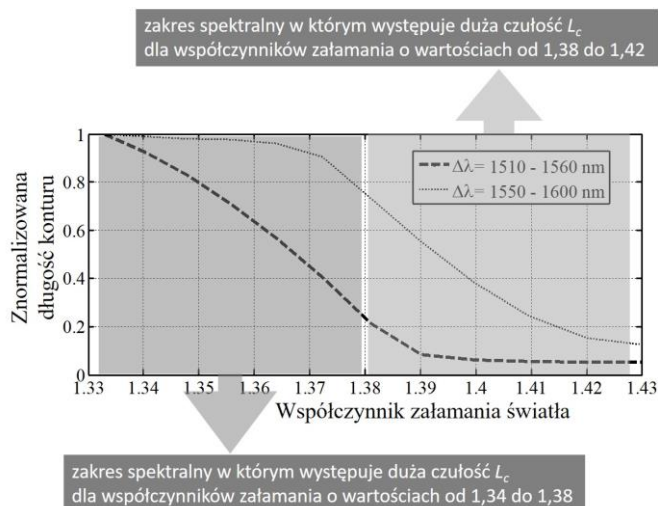


Rys. 6.18. Zależność znormalizowanej długości konturu od długości fali w dwóch zakresach spektralnych: a) 1510–1560nm, b) 1550–1600nm

Istnieje również możliwość modyfikacji przedstawionej metody pomiaru współczynnika załamania światła poprzez podział charakterystyk transmisyjnych czujników na kilka (np. 2–10) równych części odpowiadających różnym zakresom długości fal. Długość konturu, będąca miarą współczynnika

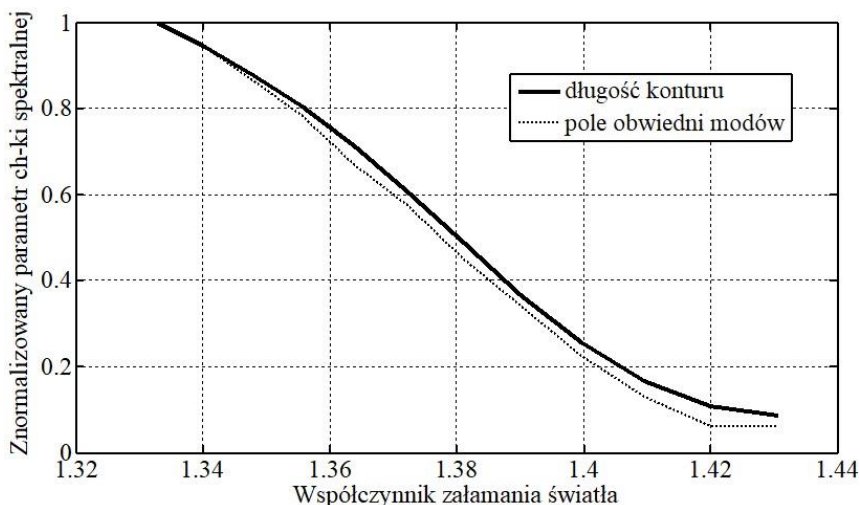
załamania światła, wyznacza się wtedy w każdym takim zakresie spektralnym. Na rysunku 6.18 przedstawiono wyniki obliczeń znormalizowanej długości konturu w funkcji długości fali dla dwóch zakresów pomiarowych. Pierwszy zakres obejmuje fale o długości od 1510 nm do 1560 nm, zaś drugi zawiera się od 1550 nm do 1600 nm.

Długość konturu jest w takim przypadku normalizowana do jedności dla każdego z rozpatrywanych zakresów spektralnych. Taki podział powoduje, że w każdym zakresie fal dobrze rozróżnialne są określone obszary wartości zmian współczynnika załamania światła. Tak na przykład zakres spektralny zawierający się pomiędzy 1510 nm a 1560 nm może być wykorzystany do detekcji zmian współczynnika załamania w zakresie od 1,33 do 1,38. Z kolei zakres długości fal od 1550 nm do 1600 nm będzie w takim przypadku wykorzystany do pomiarów współczynnika załamania mierzonego medium, którego wartość zmienia się w granicach $n_{\text{med}} = 1,38\text{--}1,43$ (rys. 6.19). Podobną analizę można przeprowadzić dla innych zakresów spektralnych. Istnieje np. możliwość selektywnego pomiaru właściwości roztworów, w których współczynnik załamania światła zmienia się w niewielkim zakresie, co wymaga zagęszczenia zakresów widmowych, w których wyznaczana jest wartość konturu. Stwarza to możliwość zwiększenia rozdzielczości w pożądanym zakresie zmian współczynnika refrakcji. Dodatkowo, znormalizowana długość L_c jest parametrem niezależnym od temperatury. Zmiana temperatury powoduje przesunięcie całej charakterystyki widmowej, zgodnie z wynikami przedstawionymi w rozdziale 5.1, natomiast znormalizowana długość konturu nie ulega zmianie.



Rys. 6.19. Zestawienie różnic w zmianie znormalizowanej długości konturu dla dwóch zakresów pomiarowych

Zwróćmy teraz uwagę, że wartość graniczna współczynnika załamania światła, która może być wyznaczona przy wykorzystaniu tej metody jest zdeterminowana poprzez obszary, dla których krzywe z rysunku 6.16 osiągają maksimum dla wybranego zakresu pomiarowego. W przypadku struktury o kącie nachylenia równym 6° takie nasycenie (osiągnięcie wartości maksymalnej na charakterystykach z rys. 6.16) występuje dla długości fali równej 1580 nm. Te wartości graniczne użyte zostały w celu określenia zależności znormalizowanej wartości konturu od współczynnika refrakcji. Dla porównania, na rysunku 6.20 przedstawiono zależność innych, stosowanych obecnie parametrów charakterystyk spektralnych TFBG w funkcji długości fali. Wszystkie charakterystyki zostały znormalizowane do wartości 1,333. Odpowiada to wartości współczynnika załamania światła w wodzie.



Rys. 6.20. Zestawienie zmian długości konturu oraz pola obwiedni modów TFBG w funkcji współczynnika załamania światła. W celu porównania, parametry znormalizowano do wartości 1

Znormalizowana wartość długości konturu jest funkcją współczynnika załamania światła. Parametr ten ulega monotonicznej zmianie wskutek wzrostu współczynnika załamania światła i w przypadku siatki o kącie nachylenia 6° oraz długości równej 12 mm zakres pomiarowy współczynnika załamania zawiera się pomiędzy 1,34 a 1,42. Uwagę zwraca wysoka zbieżność zmian znormalizowanej długości konturu oraz obwiedni widma TFBG spowodowana zmianą współczynnika załamania (rys. 6.20). Zwróćmy również uwagę, że zestawiony na rysunku 6.20 charakter zmian krzywej przedstawiającej wartość znormalizowanego pola charakterystyki widmowej TFBG, jest również podobny do wspomnianej długości konturu oraz obwiedni widma. Różnice pomiędzy

tymi parametrami polegają jedynie na zakresie zmian wartości znormalizowanych poszczególnych parametrów, tj. pola widma, obwiedni oraz długości konturu.

Podsumowując należy stwierdzić, że dla porównywanych metod zależność obliczonych parametrów spektralnych od współczynnika załamania światła mierzonego medium daje kształt podobny do funkcji $f = \cos(n)$.

Należy również zwrócić uwagę, że w przypadku stosowania metody długości konturu do pomiarów współczynnika załamania światła zmniejszenie wartości rozdzielczości pomiaru powoduje wygładzenie widma i w konsekwencji zmniejszanie wysokości minimów na charakterystyce spektralnej, pochodzących od poszczególnych modów płaszczowych. Przy rozdzielczości równej 2 nm poszczególne minima pochodzące od modów płaszczowych zmniejszają się i prawie znikają. Ten efekt eliminuje możliwość wykorzystania metody długości konturu przy większych szczelinach monochromatora występujących dla mniejszych rozdzielczości pomiarów spektrofotometrycznych.

Przedstawiona w niniejszym rozdziale metoda porównana została z najczęściej stosowanymi obecnie metodą pola obwiedni modów. Opisana metoda długości konturu umożliwia wykorzystanie prostej analizy spektralnej modów płaszczowych w celu pomiarów współczynnika załamania. Należy jednak zwrócić uwagę, że każda z krzywych przedstawionych na rysunku porównawczym (rys. 6.20) powinna być wyznaczana osobno dla danej struktury TFBG. Jest to konieczne, ponieważ kształt krzywych przetwarzania współczynnika załamania światła na wybrany i znormalizowany parametr widma optycznego zależy od parametrów samej struktury TFBG. Podstawowymi parametrami mającymi zatem wpływ na krzywe przedstawione na rysunku 6.20 są: długość struktury TFBG, amplituda modulacji współczynnika załamania światła, kąt nachylenia płaszczyzn dyfrakcyjnych oraz okres struktury. Rozwiązaniem jest zatem kalibracja, która musi być stosowana dla struktury TFBG o danych parametrach fizycznych.

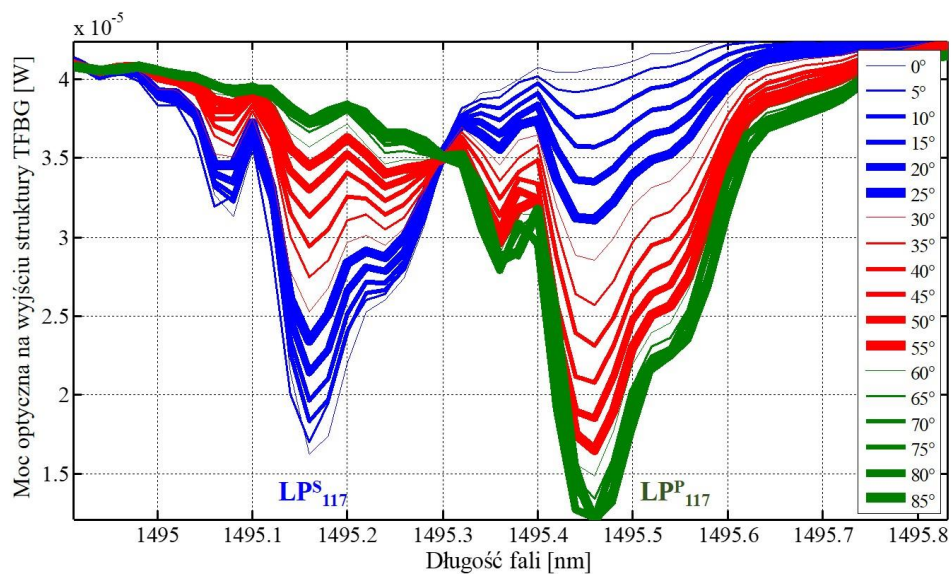
Podsumowując warto również wspomnieć, że zaproponowana metoda wyznaczania współczynnika załamania, nieczuła na zmiany temperatury, jest prostsza w porównaniu do wielu istniejących obecnie metod. Zaletą metody jest to, że nie wymaga ona wyznaczania ekstremów na charakterystyce spektralnej, w szczególności minimów odpowiadających poszczególnym modom płaszczowym. To z kolei powoduje, że może być ona stosowana do szybkich pomiarów np. wykonywanych w tzw. czasie rzeczywistym. Wykorzystanie do obliczeń wszystkich punktów mierzonego widma optycznego struktury TFBG w zadanym zakresie pomiarowym powoduje zmniejszenie wrażliwości na szумы powstające podczas pomiarów spektralnych. Dodatkowo istnieje możliwość zwiększenia czułości metody w zadanych przedziałach zmian współczynnika załamania światła, np. poprzez pomiar i demodulację wybranej części charakterystyki spektralnej TFBG.

6.4. System interrogacji sygnałów z czujników obrotu wykorzystujących TFBG zmniejszający wrażliwość na zmiany temperatury

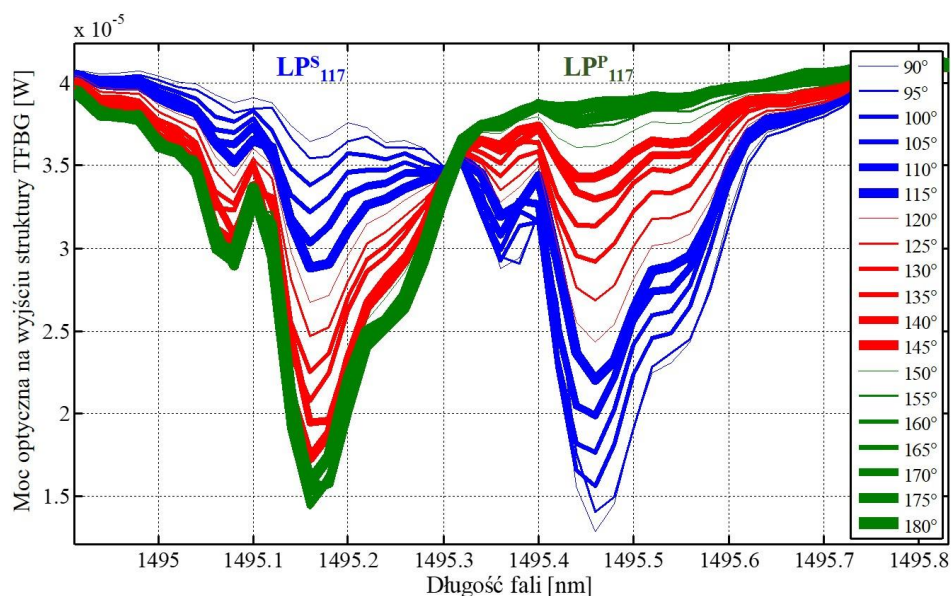
Pomiary wielkości fizycznych przy wykorzystaniu struktur TFBG można również uniewrażliwić na zmiany temperatury poprzez zastosowanie odpowiedniej metody do pomiaru sygnałów optycznych. W tym podrozdziale rozważaną wielkością fizyczną jest kąt obrotu. Analizie poddany zostanie wpływ kąta na sygnały pochodzące z czujnika wykorzystującego ukośne struktury periodyczne w postaci TFBG. Wykazano, że zastosowanie odpowiedniej metody pomiaru sygnałów optycznych włókien z TFBG przy wykorzystaniu właściwie dobranych filtrów optycznych umożliwia monitorowanie zmian amplitud poszczególnych modów płaszczowych wyższych rzędów. Jednym z ważniejszych elementów tego typu układów jest wykorzystanie pary dwóch modów płaszczowych, sąsiadujących spektralnie ze sobą. Możliwość wytworzenia struktur TFBG oraz FBG o zadanych parametrach optycznych pozwala na wykonywanie pomiarów o wysokiej rozdzielczości z jednoczesną niewrażliwością na fluktuację temperatury, w której wykonywany jest pomiar. Warto zwrócić uwagę, że zazwyczaj pomiary wykonywane czujnikami, w których przetwornikiem jest włókno światłowodowe z naniesioną strukturą periodyczną wymagają kompensacji temperatury. Znane są rozwiązania prowadzące do ograniczenia bądź nawet wyeliminowania tej niedogodności, np. poprzez wywołanie liniowej zmiany okresu na długości całej struktury [58, 121]. Istotnym elementem umożliwiającym zmianę właściwości metrologicznych struktur periodycznych było pochylenie płaszczyzny struktury w stosunku do osi światłowodu [291]. Zgodnie z informacjami przedstawionymi w rozdziale 4.2 pomiary kąta obrotu są bardzo ważnym elementem monitoringu stanu konstrukcji mechanicznych, wpływającym bezpośrednio na bezpieczeństwo i życie człowieka. Pomiary kąta obrotu wykorzystywane przy monitorowaniu stanu technicznego obiektów mechanicznych (np. mostów, przęseł oraz budynków) wymagają opracowania wiarygodnych oraz dokładnych metod pomiarowych, które umożliwią wykonywanie pomiarów w różnych warunkach środowiskowych, np. przy zmieniającej się temperaturze. Przed omówieniem metody interrogacji sygnałów z czujników TFBG nieczulej na temperaturę warto wspomnieć, że obecnie najbardziej powszechnym podejściem, jeżeli chodzi o monitorowanie stanu konstrukcji mechanicznych czujnikami światłowodowymi jest wykorzystanie zjawiska zmiany dwójłomności kołowej w pętli czujnika opartego na interferometrze Sagnaca [239, 315]. Czujniki skrętu oparte na interferometrze Sagnaca charakteryzują się jednak silną zależnością od temperatury i niestabilnością [160]. W niniejszym podrozdziale przedstawimy wykorzystanie struktur TFBG do pomiaru obrotu. Światłowodowe struktury periodyczne z nachylenym w stosunku do osi włókna współczynnikiem załamania są coraz częściej wykorzystywane w charakterze przetworników umożliwiających

pomiary skrętu. Wykorzystuje się w ich przypadku zależność parametrów optycznych TFBG od kąta położenia polaryzacji światła wejściowego α (oznaczenie zgodnie z rys. 5.18). Ważną zaletą tego typu struktur jest również możliwość wyznaczenia kąta skrętu poprzez pomiar mocy optycznej wybranych modów płaszczykowych. W niniejszym rozdziale skupiono się na systemie interrogacji sygnałów pochodzących z czujników obrotu. Systemy do analiza takich czujników wymagają najczęściej pomiaru mocy odniesienia. Pozwala to na uzyskanie wyższych rozdzielczości pomiaru w stosunku do układów jednokanałowych, w których nie ma możliwości pomiaru mocy odniesienia. W przypadku rozwiązań jednokanałowych najczęściej monitorowane jest przesunięcie długości fali odpowiadającej ekstremum na charakterystyce spektralnej. Najczęściej wykorzystuje się wówczas metodę filtrów krawędziowych [262]. Układy wykorzystujące filtry krawędziowe, w połączeniu z odpowiednimi elektronicznymi systemami sterującymi, znajdują zastosowanie w pomiarach sygnałów o wysokiej częstotliwości [52], ale nie są używane bezpośrednio jako układy do interrogacji sygnałów pochodzących z czujników opartych na TFBG [214].

Wiemy, że położenie płaszczyzny polaryzacji światła wejściowego, wprowadzanego do światłowodu, w którym zapisana jest struktura TFBG ma duży wpływ na charakterystyki spektralne włókna. Silną zależność od stanu polaryzacji światła wejściowego uzyskuje się poprzez wprowadzenie do rdzenia światłowodu promieniowania spolaryzowanego liniowo w stosunku do płaszczyzn tworzących TFBG. Wprawdzie rezonans główny, czyli tzw. pik Bragga jest praktycznie nieczuły na kąt obrotu płaszczyzny polaryzacji światła wejściowego, natomiast już w przypadku modów płaszczykowych następuje wyraźna zmiana współczynnika transmisji. Na rysunku 6.21 przedstawiono wpływ kąta obrotu płaszczyzny polaryzacji światła wejściowego na charakterystyki transmisyjne włókna z zapisaną siatką TFBG. Pomiary wykonane zostały przy wykorzystaniu siatki TFBG o kącie $\theta = 7,5^\circ$. Do analizy wybrano mod LP_{117} , znajdujący się w środkowej części grzebienia modów płaszczykowych (rys. 6.23). Przeprowadzone zostały pomiary charakterystyki transmisyjnej tego modu dla kąta obrotu płaszczyzny polaryzacji światła wejściowego zmieniającego się od 0° , co odpowiadało polaryzacji typu S do 90° , co z kolei odpowiadało polaryzacji typu P. Kąt obrotu płaszczyzny polaryzacji był zmieniany ze skokiem 5° poprzez obrót półfalówki zamocowanej na stoliku obrotowym, którego ruch kontrolowany i zadawany był poprzez sterownik elektroniczny. Wyniki pomiarów spektralnych dla zakresu kątów od $0-85^\circ$ zestawiono na rysunku 6.21.

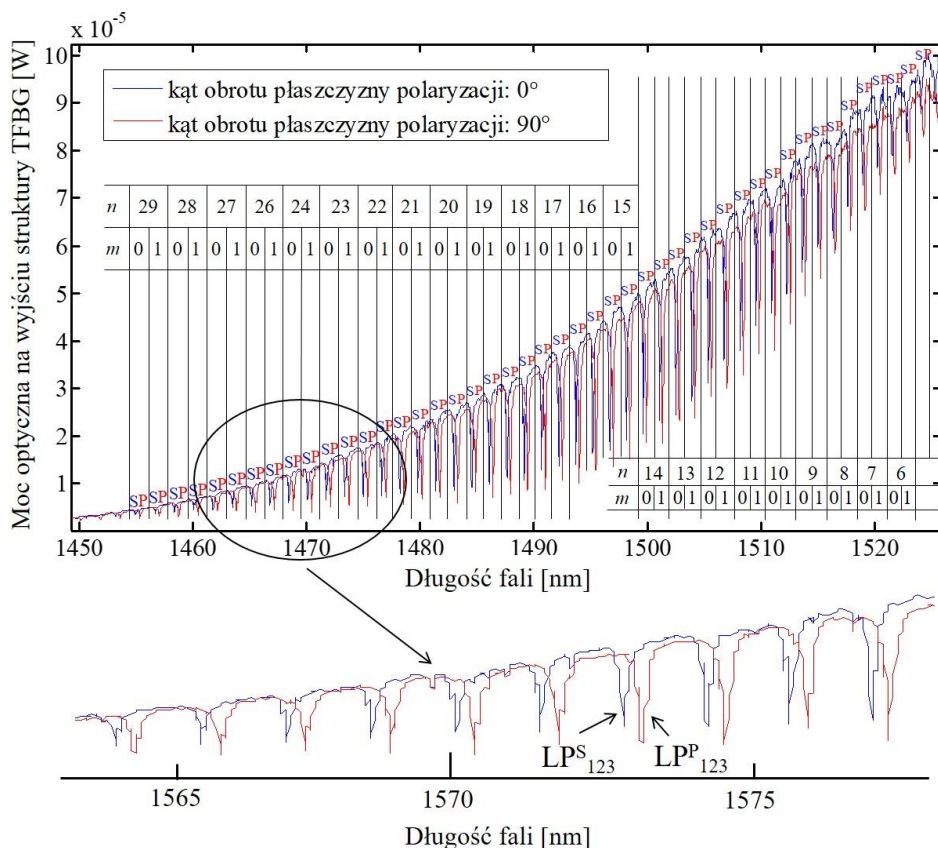


Rys. 6.21. Zmiany mocy modu płaszczowego LP_{117} dla różnych wartości kąta obrotu płaszczyzny polaryzacji światła wejściowego α w zakresie od 0° do 85°



Rys. 6.22. Zmiany mocy modu płaszczowego LP_{117} dla różnych wartości kąta obrotu płaszczyzny polaryzacji światła wejściowego α w zakresie od 90° do 180°

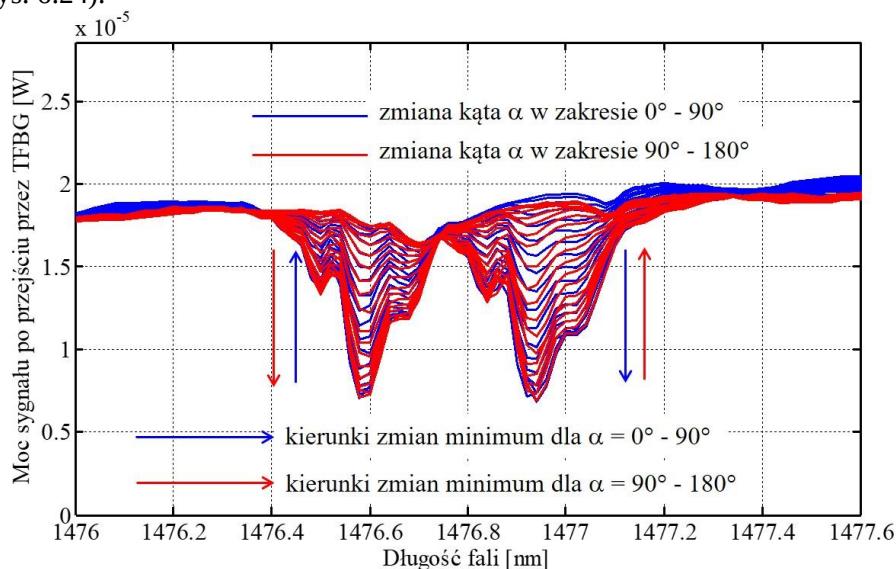
Analiza wyników pomiarów przedstawionych na rysunkach 6.21 oraz 6.22 uwidacznia wpływ zmiany kąta obrotu płaszczyzny polaryzacji światła wejściowego α w zakresie od $0-90^\circ$ na monotoniczną zmianę amplitudy modów LP_{117}^S oraz LP_{117}^P . Wysokość minimum na charakterystyce spektralnej, odpowiadająca modowi LP_{117}^S zmniejsza się, co dzieje się równoległe ze zwiększaniem się wysokości minimum odpowiadającego modowi LP_{117}^P . Zatem amplituda modu LP_{117}^P rośnie kosztem amplitudy modu LP_{117}^S . Dzieje się tak, ponieważ wraz ze zmianą kąta obrotu płaszczyzny polaryzacji światła moc optyczna jest dystrybuowana pomiędzy modami typu S a modami typu P. Powyższa prawidłowość zachodzi dla wszystkich modów płaszczyznych, co jest widoczne na charakterystykach transmisyjnych TFBG przedstawiających szeroki zakres widmowy na rysunku 6.23.



Rys. 6.23. Numeracja modów TFBG $7,5^\circ$ z wyszczególnieniem stanów S i P

Na rysunku 6.23 liniami pionowymi zaznaczono obszary spektralne odpowiadające poszczególnym liczbom azymutalnym m oraz radialnym n .

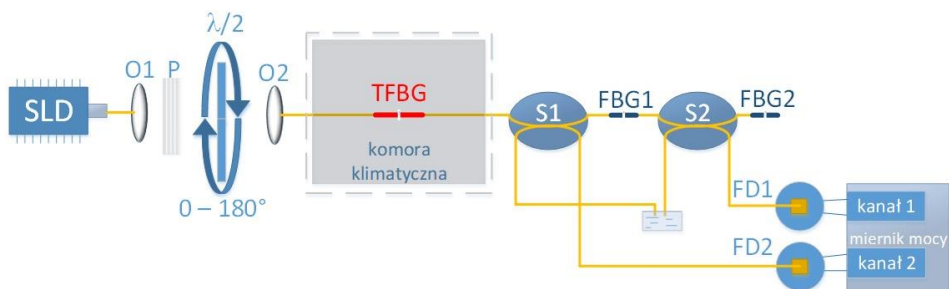
Wspomniane „przelewanie się” mocy pomiędzy modami płaszcзовymi zupełnie inaczej wygląda w przypadku zmian kąta obrotu płaszczyzny polaryzacji światła wejściowego zmieniającego się w zakresie od 90° do 180° , co przedstawiono na rysunku 6.22. Dla tego zakresu zmian polaryzacji światła wzrost kąta powoduje wzrost wysokości minimum odpowiadającego modowi płaszcзовemu LP_{117}^S , przy jednoczesnym zmniejszeniu się amplitudy modu LP_{117}^P . Zatem, jeżeli kąt obrotu płaszczyzny polaryzacji przekroczy 90° i wzrasta dalej, do 180° to w tym zakresie jego zmian następuje powrót rozkładu mocy do stanu, który występował przy kącie równym 0° . Oznacza to, że pełny cykl zmian charakterystyki widmowej wybranych modów wynosi 180° (rys. 6.24).



Rys. 6.24. Zmiany mocy modu płaszcowego LP_{122} dla kąta obrotu płaszczyzny polaryzacji światła wejściowego α zmieniającego się w zakresie od 0° do 180°

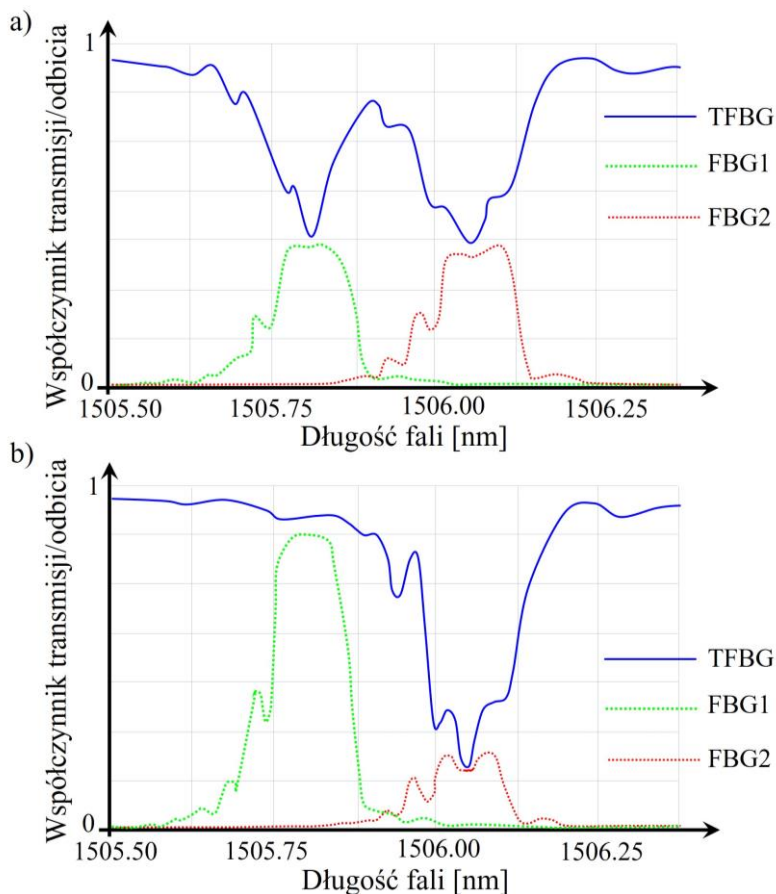
Na rysunku 6.24 zaprezentowane zostały zmiany amplitudy dwóch części modu LP_{122} , odpowiadające polaryzacji S i P. W miarę wzrostu kąta α od 0° do 90° straty transmisyjne modów LP_{mn}^P wzrastają, co powoduje spadek mocy transmisyjnej odpowiadającej tym modom, jednocześnie straty transmisyjne modów LP_{mn}^S zmniejszają się, co z kolei powoduje wzrost mocy tych modów. Dalszy wzrost kąta α w zakresie od 90° do 180° powoduje spadek strat transmisyjnych odpowiadających modom LP_{mn}^P , powodując wzrost ich mocy transmisyjnej, natomiast straty transmisyjne modów LP_{mn}^S ulegają wzrostowi, co z kolei powoduje zmniejszenie się poziomu mocy transmisyjnej odpowiadającej

tym modom. Przedstawione powyżej wyniki pomiarów spektralnych oraz prace dotyczące badań czujników TFBG do kontroli położenia płaszczyzny polaryzacji [49] pozwoliły na opracowanie nowatorskiej metody pomiaru sygnałów z czujników obrotu opartych na wykorzystaniu TFBG. Dodatkowo, opis metody interrogacji przedstawionej w niniejszym rozdziale należy umiejscowić w kontekście innych, rozwijanych obecnie, metod tego typu. Należy zatem zwrócić uwagę na fakt, że najpowszechniejszym rozwiązaniem umożliwiającym interrogację prostych i jednorodnych siatek Bragga, zarówno w trybie odbiciowym jak i transmisyjnym, jest zastosowanie innych siatek dyfrakcyjnych, pełniących rolę siatek filtrujących [258]. Pomiary natężenia światła pochodzącego z jednego czujnika FBG są uzależnione od fluktuacji mocy źródła światła. Rozwiązaniem tego problemu mogą być tzw. pomiary ratiometryczne mocy optycznej. Polegają one na pomiarze stosunku mocy optycznej, np. pochodzącej z dwóch kanałów pomiarowych. Ratiometryczne metody interrogacji posiadają zatem z zasady odporność na zmiany mocy wyjściowej źródła promieniowania optycznego. Historycznie, pierwsze próby stosowania tego typu metod polegały na rejestracji sygnału odbijanego przez pojedynczą FBG. Kolejne modyfikacje polegały na wprowadzeniu do ramienia referencyjnego drugiego filtra FBG. Metody interrogacji sygnałów z czujników opartych na światłowodowych siatkach dyfrakcyjnych wykorzystujące dwie dopasowane siatki umożliwiają uzyskanie nawet 2-krotnie większej czułości pomiarowej [300]. Tego typu układy pomiarowe charakteryzują się również większą liniowością charakterystyki przetwarzania [290] oraz możliwością kompensacji wpływu zmian temperatury na wynik pomiaru [210]. W niniejszym rozdziale przedstawiona zostanie metoda interrogacji modów płaszczyzowych pochodzących z czujników opartych na ukośnych strukturach Bragga (TFBG). Ważną zaletą metody jest to, że wszystkie elementy w niej wykorzystywane są pasywne. Posiada ona zatem wszelkie zalety, które są charakterystyczne dla czujników światłowodowych. Schemat blokowy przedstawiający ideę metody umieszczono na rysunku 6.25.



Rys. 6.25. Układ do interrogacji sygnałów z czujników polaryzacji opartych o struktury TFBG

Światło z diody superluminescencyjnej SLD jest kierowane, poprzez układ kontroli kąta płaszczyzny polaryzacji, do przetwornika, którym jest struktura TFBG. Układ kontroli położenia płaszczyzny polaryzacji stanowią dwa obiektywy O1 i O2, polaryzator P oraz płytka półfalowa $\lambda/2$. Sygnał optyczny transmitowany przez TFBG jest kierowany do jednorodnej i prostej siatki Bragga FBG1, a następnie odbity sygnał jest kierowany poprzez sprzęgacz S1 do fotodetektora FD2, którego wyjście jest podłączone do miernika mocy optycznej. Charakterystyka widmowa siatki FBG1 jest dobrana w taki sposób, aby jej centralna długość fali oraz szerokość połówkowa odpowiadała wybranemu modowi LP_{mn}^s struktury TFBG, zgodnie z rysunkiem 6.26.



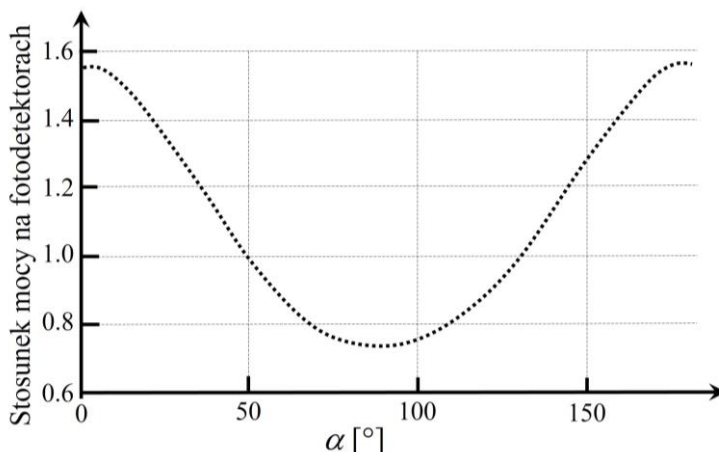
Rys. 6.26. Wzajemne położenie charakterystyk widmowych struktur periodycznych z układu przedstawionego na rysunku 6.25: a) kąt obrotu płaszczyzny polaryzacji światła wejściowego równy 45° , b) kąt obrotu płaszczyzny polaryzacji światła wejściowego równy 90°

Z kolei sygnał optyczny przetransmitowany przez układ szeregowo połączonych struktur TFBG i FBG1 jest kierowany na drugą siatkę prostą: FBG2, a następnie ta część widma transmisyjnego TFBG, na którą dostrojona jest siatka FBG2 odbijana jest do fotodetektora FD1, a wartość mocy optycznej rejestrowana jest przy wykorzystaniu miernika mocy. Charakterystyka widmowa siatki FBG2 jest dobrana w taki sposób, aby jej centralna długość fali oraz szerokość połówkowa odpowiadała wybranemu modowi LP_{mn}^P struktury TFBG, zgodnie z rysunkiem 6.26. Zmiana kąta płaszczyzny polaryzacji światła wprowadzanego do czujnika TFBG powoduje zmianę transmisji poszczególnych modów płaszczowych, co z kolei powoduje zmiany amplitudy sygnałów odbijanych od siatek FBG1 i FBG2. Istnieje zatem możliwość wybrania określonych modów typu P i S do monitorowania kąta obrotu nie tylko polaryzacji, ale również każdego elementu, który będzie powodował jej obrót.

Warto również zwrócić uwagę, że do odbijania sygnałów odpowiadających modom typu P i S służą struktury FBG1 i FBG2. Istnieje zatem taka możliwość, że ich charakterystyka odbiciowa w centralnej części widma, w okolicy długości fali Bragga nie będzie płaska. Tę cechę można zaobserwować również na przykładzie zastosowanych w układzie siatek (rys. 6.26). Jest to szczególnie widoczne w przypadku filtra FBG2. Powstaje zatem pytanie, czy brak płaskości lub wypukłości środkowej części charakterystyki widmowej filtrów optycznych dopasowanych do poszczególnych modów TFBG nie wpłynie na dokładność wykonywanych pomiarów. Wykorzystane filtry powinny posiadać charakterystyki zbliżone do płaskich w pobliżu długości fali Bragga. Jest to osiągalne np. poprzez wykorzystanie masek fazowych do zapisu struktur periodycznych o odpowiedniej apodyzacji, pozwalających osiągnąć kształty charakterystyk widmowych FBG zbliżone nawet do prostokątnych [65]. Poza tym, w przedstawionym układzie interrogatora nie występuje przesunięcie widm ale zmiana intensywności dwóch typów modów siatki TFBG. Stąd np. krzywa intensywności dla każdego kanału (FBG1 i FBG2) jest proporcjonalnie przesunięta. Zatem w układzie pomiaru stosunku mocy efekt zafalowania charakterystyk filtrów przesłuchujących nie wpływa negatywnie na charakterystyki przetwarzania czujnika. W tak zestawionym układzie detekcji najistotniejsza informacja o wartości kąta obrotu położenia płaszczyzny polaryzacji światła wejściowego jest zawarta w stosunku mocy mierzonej przez fotodetektory FD1 i FD2. W tym miejscu należy również zwrócić uwagę, że w celu zapewnienia dużego stosunku sygnału do szumu ważne jest, aby siatki FBG1 oraz FBG2 były mocne (ang. *strong gratings*), tzn. posiadały wysoką wartość współczynnika odbicia. W ten sposób układ taki wyeliminuje konieczność stosowania analizatora widma optycznego. Nie ma bowiem konieczności rejestracji całego lub nawet wybranej części widma optycznego, co sprawia, że układ pomiarowy jest prostszy i tańszy. Dodatkowo eliminuje się w ten sposób konieczność przetwarzania danych pochodzących z pomiarów spektrometrycznych zastępując je prostymi pomiarami sygnałów z fotode-

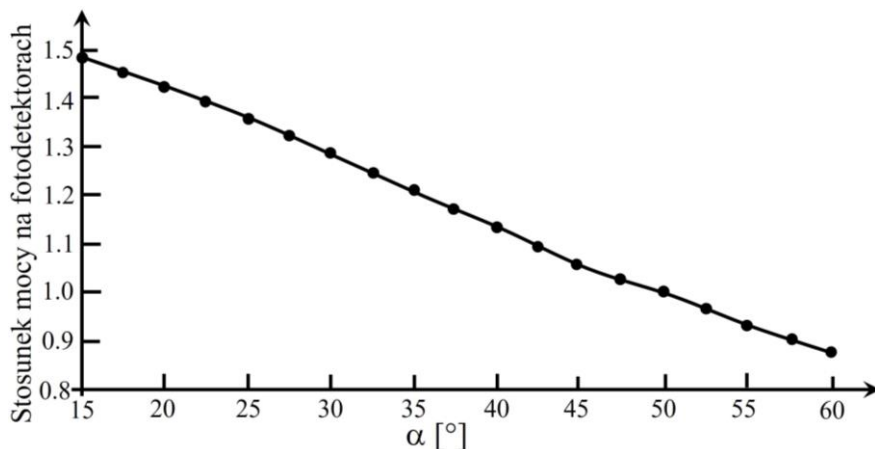
tektorów. Wykorzystuje się zatem zjawisko dystrybucji mocy pomiędzy modami typu P i S w strukturach TFBG wskutek zmiany kąta polaryzacji światła propagującego przez takie struktury. Pozwala to na wykorzystanie dwóch zwykłych siatek Bragga w charakterze filtrów dopasowanych do czujnika oraz do selektywnego wybierania poszczególnych modów TFBG np. w celu pomiaru ich mocy optycznej przy użyciu fotodetektorów. W tym miejscu należy wspomnieć, że również struktury TFBG mogą być wykorzystywane w charakterze elementów filtrujących [139, 208, 233].

Zmiana temperatury powoduje przesuwanie się całej charakterystyki widmowej TFBG, FBG1 i FBG2. Jeżeli wszystkie siatki, przetwarzająca oraz filtrujące, będą zapisane na takim samym włóknie optycznym, ich czułość temperaturowa będzie taka sama. Ta właściwość opisanego układu powoduje, że jest on niewrażliwy na temperaturę. Jej zmiana spowoduje przesunięcie spektralne wszystkich charakterystyk, podczas gdy stosunek mocy na fotodetektorach pozostanie stałą wartością. Na rysunku 6.27 zamieszczono wykres przedstawiający wartość stosunku mocy na fotodetektorach P_{FD1}/P_{FD2} w funkcji kąta obrotu płaszczyzny polaryzacji światła wejściowego. Pomimo sinusoidalnego kształtu krzywej przetwarzania układu, można wybrać takie zakresy zmian kąta polaryzacji, dla których przetwarzanie przez układ kąta obrotu na stosunek mocy na fotodetektorach jest zbliżone do liniowego. Zmiana kąta obrotu od 0° do 90° powoduje spadek stosunku mocy na fotodetektorach, natomiast dla kąta obrotu płaszczyzny polaryzacji światła wejściowego zawierającego się w przedziale od 90° do 180° stosunek mocy zwiększa się i osiąga maksimum dla kąta α równego 180° (rys. 6.27).



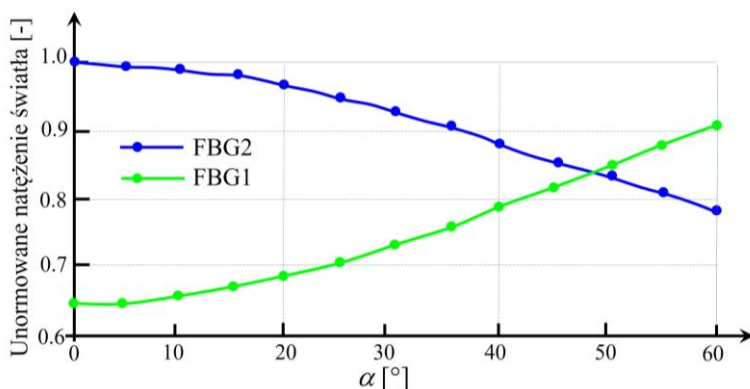
Rys. 6.27. Moc zmierzona przez fotodetektor FD1 podzielona przez moc zmierzona przez fotodetektor FD2 w funkcji kąta obrotu płaszczyzny polaryzacji światła wejściowego α

Wykorzystanie zjawiska przeciwnych zmian amplitudy modów LP_{mn}^P oraz LP_{mn}^S , tzn. zwiększenie strat transmisyjnych modów typu LP_{mn}^P przy jednoczesnym spadku strat transmisyjnych modów typu LP_{mn}^S , wskutek obracania się płaszczyzny polaryzacji światła wprowadzanego do światłowodu pozwala na uzyskanie większej dynamiki zmian sygnału.



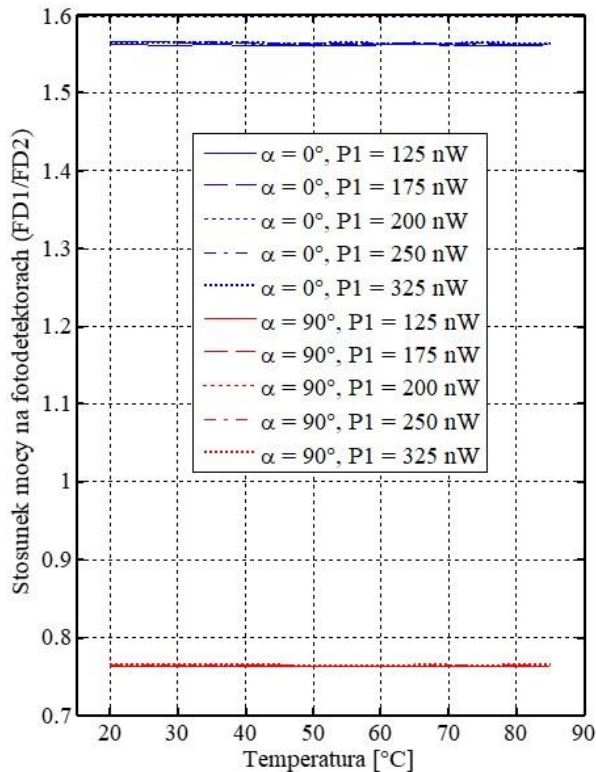
Rys. 6.28. Charakterystyka przetwarzania układu z rys. 6.25, stosunek mocy obydwu kanałów w zakresie zmian kąta α od 15° do 60°

Dynamika zmian stosunku mocy na fotodetektorach w przedstawionym układzie jest większa niż w przypadku układu opartego na pojedynczym filtrze optycznym.



Rys. 6.29. Intensywność sygnału odbitego od filtrów FBG1 i FBG2 zmierzona w układzie przedstawionym na rysunku 6.25

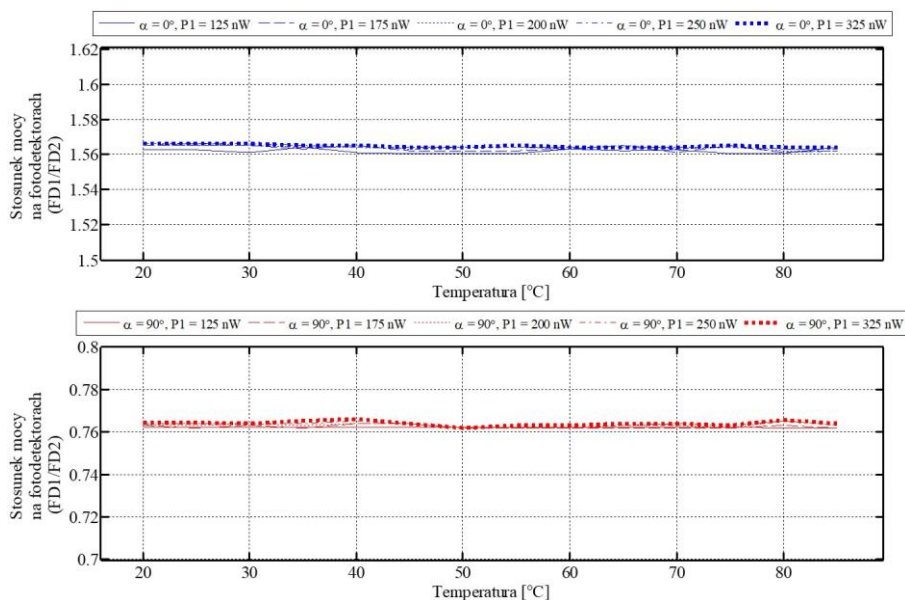
Porównanie systemów jedno- i dwukanałowego jest możliwe, jeżeli przeanalizujemy zmiany mocy sygnałów na poszczególnych filtrach FBG1 i FBG2, co przedstawiono na rysunku 6.29. Zmiana mocy światła odbitego od poszczególnych filtrów FBG1 i FBG2 jest mniejsza niż w przypadku zmiany stosunku mocy na fotodetektorach w układzie przedstawionym na rysunku 6.25. W przypadku, gdyby czujnik TFBG filtrowany był tylko przez jeden filtr (FBG1) wówczas dla pomiarów kąta $\alpha = 15^\circ\text{--}60^\circ$, unormowana moc światła zmieniać będzie się od wartości 0,67 do 0,91 (rys. 6.29), co daje 24% zmianę mocy światła odbitego od filtra FBG1. Z kolei, gdyby sygnał z czujnika TFBG filtrowany był przez pojedynczy filtr FBG2, wtedy dla kąta $\alpha = 15^\circ\text{--}60^\circ$, unormowana moc światła zmieniać będzie się od wartości 0,98 do 0,78 (rys. 6.29), co z kolei powoduje zmianę mocy światła odbitego od filtra FBG1 na poziomie jedynie 20%.



Rys. 6.30. Stosunek mocy na fotodetektorach w funkcji temperatury dla dwóch wartości kąta obrotu polaryzacji światła wejściowego α oraz dla pięciu wartości mocy (P_1) rejestrowanej przez fotodetektor FD1

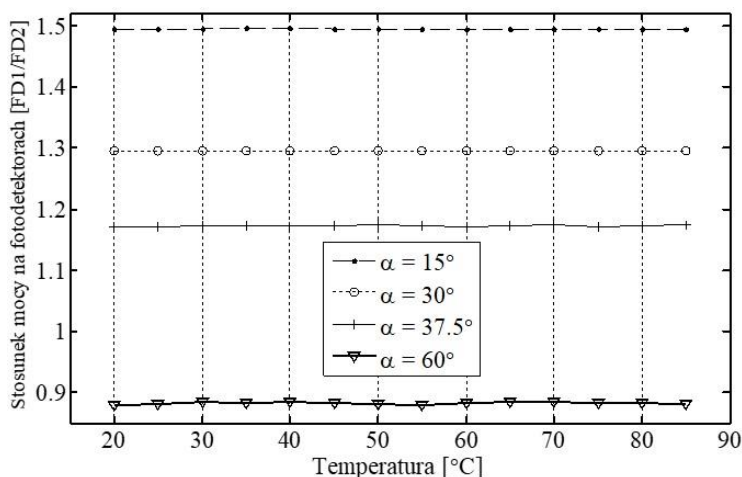
Równocześnie, zgodnie z wynikami przedstawionymi na rysunku 6.28, stosunek mocy odbitych od FBG1 i FBG2, w badanym zakresie zmian kąta polaryzacji $\alpha = 15^\circ$ – 60° , zmienia się od wartości 1,49 do 0,88. Zmiana stosunku sygnałów w układzie z dwoma filtrami interrogatora jest zatem na poziomie 59%, co jest wartością 2-krotnie większą niż w przypadku zastosowania interrogatora z pojedynczym filtrem optycznym.

Analizując wyniki pomiarów temperaturowych, przedstawione na charakterystykach zestawionych na rysunku 6.30 można zauważyć kilka prawidłowości. Najważniejsze z nich są związane z niewrażliwością metody i całego układu pomiarowego na temperaturę oraz na zmiany natężenia promieniowania świetlnego dostarczanego do układu. Po pierwsze, zauważalny jest wyraźny, ponad dwukrotny, spadek stosunku mocy mierzonych na obydwu fotodetektorach podczas zmiany polaryzacji światła wejściowego z orientacji typu S ($\alpha = 0^\circ$) na orientację typu P ($\alpha = 90^\circ$). Jest to jedyny czynnik powodujący zmiany stosunku mocy, a zmiana temperatury w mierzonym zakresie, tj. od 20 – 85°C ma niewielki wpływ na wartość tego stosunku. Również wartość mocy optycznej rejestrowana przez fotodetektor FD1, będąca funkcją mocy światła dostarczanego do całego układu pomiarowego, ma niewielki wpływ na wartość stosunku mocy $P1/P2$.



Rys. 6.31. Stosunek mocy na fotodetektorach w funkcji temperatury dla zmiennych wartości mocy ($P1$) rejestrowanej przez fotodetektor FD1. Linie niebieskie reprezentują pomiary wykonane dla polaryzacji typu S, linie czerwone odpowiadają pomiarom wykonanym przy polaryzacji typu P

Rysunek 6.31 przedstawia zależność stosunku mocy na fotodetektorach od zmiany temperatury i mocy na wejściu układu. Zmiana wartości ilorazu mocy mierzonych przez FD1 i FD2 jest praktycznie niemierzalna, zarówno w przypadku polaryzacji światła wejściowego typu S, jak i P. Na rysunku 6.32 przedstawiono z kolei wartość stosunku mocy zmierzonej fotodetektorami FD1 i FD2 w funkcji temperatury dla kilku wartości kąta α .



Rys. 6.32. Stosunek mocy na fotodetektorach FD1/FD2 w funkcji temperatury dla kilku wartości kąta obrotu płaszczyzny polaryzacji światła wejściowego

Również kąt obrotu płaszczyzny polaryzacji światła nie wpływa na zmianę ilorazu mocy mierzonych przez obydwa fotodetektory wskutek zmieniającej się temperatury. Wartość ilorazu jest wprawdzie zależna od wartości kąta α , jednakże dla ustalonej wartości tego parametru iloraz mocy P1/P2 jest stały mimo zmian temperatury, w której umieszczony jest czujnik światłowodowy z zapisaną strukturą TFBG.

Podsumowując, warto zauważyć, że niewrażliwość na temperaturę występuje w przedstawionym układzie dla różnych wartości kąta obrotu płaszczyzny polaryzacji światła wejściowego. Wspomniana niewrażliwość na temperaturę występuje również dla różnych wartości natężenia sygnału optycznego, wprowadzanego do układu pomiarowego. Układ jest zatem niewrażliwy na temperaturę oraz fluktuacje mocy źródła światła wejściowego.

W niniejszym rozdziale przedstawiono zatem możliwości poprawy parametrów układów do analizy polaryzacji światła wejściowego wykorzystujących struktury TFBG. Wykazano możliwość zastosowania zwykłych, prostych siatek Bragga do budowy interrogatora optycznego, pracującego w trybie ratiometrycznym. Wprawdzie metoda ta jest podobna do

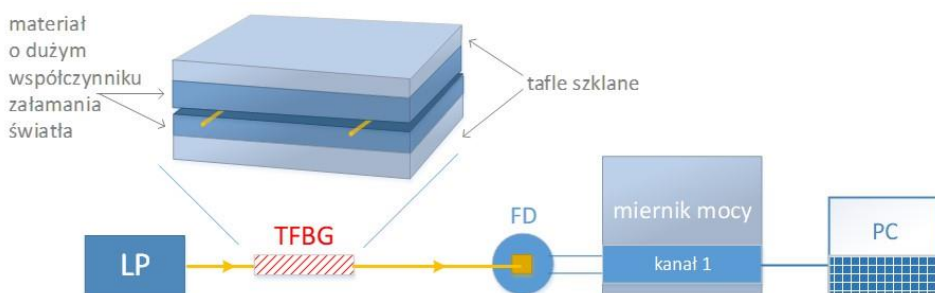
metody filtrów dopasowanych, z tą jednak różnicą, że w przedstawionym układzie informacja o wielkości mierzonej nie jest zakodowana w przesunięciu długości fali, ale w zmianach współczynnika transmisji wybranych modów płaszczowych TFBG. Ważnym aspektem użytecznym takiego układu jest nieczułość na fluktuacje mocy źródła światła. Dodatkowo, czułości temperaturowe przetwornika TFBG oraz filtrów optycznych FBG1 i FBG2 zapisanych na takim samym włóknie optycznym, jednomodowym, są takie same i wynoszą w przybliżeniu $10 \text{ pm}/^\circ\text{C}$. Oznacza to, że jeżeli wszystkie elementy optyczne umieszczone są w tej samej temperaturze otoczenia to przesunięcie spektralne ich charakterystyk będzie takie samo, co implikuje możliwość wykonywania pomiarów kąta obrotu płaszczyzny polaryzacji światła wejściowego, nieczułe na zmiany temperatury. W kolejnym rozdziale przedstawiony zostanie układ interrogacji sygnałów z czujników TFBG, wykorzystanych w charakterze przetworników współczynnika załamania światła. Jest on modyfikacją i jednocześnie rozwinięciem układu przedstawionego w niniejszym rozdziale, co wskazuje na uniwersalność zaproponowanej metody i możliwość jej zastosowania do interrogacji czujników TFBG różnych wielkości fizycznych i chemicznych.

6.5. Układ interrogacji sygnałów z czujników do pomiaru współczynnika załamania cieczy opartych na pochyłonych strukturach periodycznych

Analizatory widma optycznego są często wykorzystywane przy pomiarach sygnałów pochodzących z czujników optycznych. W rzeczywistości w większości praktycznych zastosowań, koszt całej aparatury pomiarowej oraz konieczność skomplikowanego i czasochłonnego przetwarzania sygnału często eliminuje tego typu elementy składowe toru pomiarowego. Ogólnie rzecz biorąc, przy pomiarach z wykorzystaniem OSA koszt samego przetwornika pomiarowego w postaci odpowiednio przygotowanego włókna światłowodowego, np. z naniesioną siatką dyfrakcyjną jest niewielki w porównaniu z układem pomiaru sygnału z takiego czujnika. Pomiary przesunięcia widmowego sygnałów pochodzących z czujników opartych na jednorodnych i prostych siatkach Bragga są wykonywane przy wykorzystaniu tańszych rozwiązań, które dodatkowo oferują również możliwość wykonywania szybkich pomiarów. Ta cecha pozwala na prowadzenie pomiarów dynamicznych wielkości fizycznych. Na ogół tego typu systemy pomiarowe można podzielić na dwie grupy. Do pierwszej z nich należą układy, które wykorzystują źródła światła w postaci laserów przestrajalnych, w drugiej grupie znajdują się rozwiązania wykorzystujące szerokopasmowe źródła światła połączone z filtrami światłowodowymi. Osobną grupę stanowią układy przesłuchujące, które zamieniają zmiany przesunięcia spektralnego sygnału pochodzącego z czujnika na zmiany mocy na jego wyjściu. Wykorzystują one stosunek mocy zmierzonej w dwóch kanałach i nazywane są, zgodnie z nomenklaturą użytą już

w rozdziale 6.4, układami ratiometrycznymi. Zaletą tego typu rozwiązań jest ich niewrażliwość na fluktuacje mocy promieniowania wejściowego. W większości zastosowań wykorzystywana jest konfiguracja, w której wiązka światła wejściowego, po odbiciu lub transmisji przez przetwornik światłowodowy, jest dzielona na dwa kanały zawierające odpowiednie filtry optyczne. Pomiar sygnału pochodzącego z dwóch kanałów, np. pomiarowego i referencyjnego pozwala na zwiększenie rozdzielczości w stosunku do pomiarów jednokanałowych. Istnieją jednak takie zastosowania układów przesłuchujących sygnały z czujników światłowodowych, w których nadal najczęściej stosuje się pomiary jednokanałowe. Przykładem są np. metody, w których monitorowane jest przesunięcie długości fali odpowiadającej ekstremum na charakterystyce widmowej (ang.: *peak wavelength shift*). Stosuje się wtedy najczęściej filtry krawędziowe EF (ang.: *edge filters*) o odpowiednio ukształtowanym zboczu narastającym lub opadającym. Ich zaletą, np. dzięki zastosowaniu odpowiedniego sterowania elektronicznego, jest możliwość wykonywania bardzo szybkich pomiarów. Niestety, ze względu na szereg wąskich minimów pochodzących od modów płaszczowych, tego typu metod nie można bezpośrednio wykorzystać do przesłuchiwanie czujników, w których przetwornikiem są struktury TFBG. Przedmiotem niniejszego rozdziału jest układ interrogacji sygnałów z refraktometru światłowodowego, w którym jako przetwornik pomiarowy występuje światłowodowa pochyłona siatka Bragga. Metody wyznaczania zmian parametrów widma siatki pochyłonej w zależności od zmian współczynnika załamania medium, w którym zanurzona jest siatka wymagają przeprowadzenia pomiarów spektrometrycznych lub zastosowania innych, stosunkowo złożonych i drogich metod pomiarowych [253]. Wynika to z konieczności wykonywania pomiaru widma transmisyjnego pochyłonej siatki Bragga, a nie widma odbiciowego, jak to ma miejsce w klasycznych (np. jednorodnych i prostych) siatkach Bragga. Obecnie istnieje zapotrzebowanie na metody konwersji zmian widma siatki pochyłonej na natężenie promieniowania. Ogólnym problemem wynikającym ze stosowania tego typu układów np. dla zwykłych siatek Bragga jest zależność sygnału wyjściowego układu nie tylko od zmian parametrów siatki, lecz także od fluktuacji mocy użytego źródła promieniowania. Dlatego też, jak wspomniano wcześniej, w celu pomiaru sygnałów pochodzących z jednorodnych i prostych siatek Bragga stosowane są metody różnicowe oparte na detekcji w dwóch kanałach. Tego typu systemów niestety nie można zastosować bezpośrednio w układach przesłuchujących sygnały z siatek pochyłonych, gdyż mierzymy w nich widmo transmisyjne, a nie odbiciowe jak w siatkach prostych. Spośród opracowywanych obecnie układów demodulacji sygnałów z czujników TFBG znane są rozwiązania w których monitoruje się wybrane maksima na charakterystyce transmisyjnej siatki, co pozwala na wyznaczenie np. ciśnienia działającego na taką strukturę [120]. Układ demodulacji sygnału składa się z przestrajalnego lasera, fotodetektora, urządzenia do akwizycji danych z foto-

detektora oraz urządzenia przetwarzającego dane (rys. 6.33). Sygnał świetlny jest kierowany z lasera przestrajalnego LP do włókna na którym zapisana jest ukośna siatka Bragga TFBG, a moc mierzona jest na wyjściu przez fotodetektor FD. Głowica pomiarowa składa się z włókna z naniesioną TFBG, umieszczoną pomiędzy dwoma równoległymi i elastycznymi materiałami, posiadającymi duży współczynnik załamania światła. Całość jest z kolei najczęściej umieszczana pomiędzy dwoma równoległymi taflami szklanymi. Siła działająca na górną taflę szklaną jest przenoszona równomiernie do włókna szklanego z TFBG. Sygnał uzyskany z fotodetektora jest poddawany transformacji Fouriera w komputerze i na tej podstawie wyznaczana jest wartość ciśnienia działającego na przetwornik.

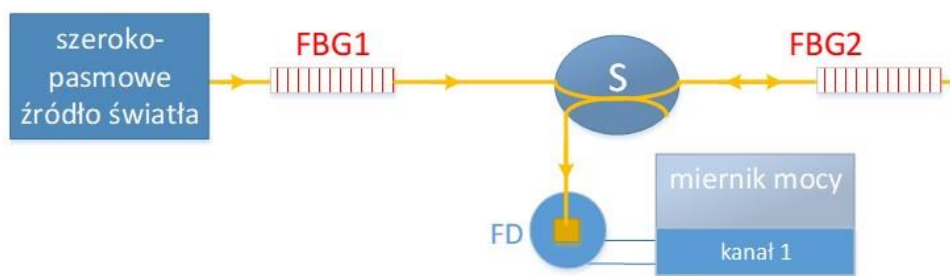


Rys. 6.33. Układ demodulacji sygnału z czujnika ciśnienia wykorzystujących struktury TFBG

Zastosowanie lasera w przedstawionym układzie wymaga jego przestrajania, co komplikuje układ demodulacji i zwiększa znacznie jego koszty. Znanе są również układy do pomiarów wielkości fizycznych, których zmiana jest rozłożona na pewnej długości czujnika. Tęgo typu rozwiązania składają się z wielu połączonych szeregowo jednorodnych siatek Bragga. Każda z siatek jest usytuowana w innym miejscu, przez co cały układ pozwala na pomiar wielkości w różnych miejscach na pewnej długości. Sygnały z takiego układu siatek są następnie filtrowane przez siatkę odniesienia o bardzo wąskim paśmie zaporowym, której charakterystyka jest regulowana wymuszonym naprężeniem. Siatka o regulowanej charakterystyce widmowej decyduje o długości fali wprowadzanej do układu szeregowo połączonych siatek. W ten sposób przesuwając pasmo odbiciowe siatki regulowanej można mierzyć sygnał każdej z siatek czujnika rozłożonego. Takie rozwiązanie pozwala na przesłuchiwanie siatek Bragga zwykłych, jednorodnych. Nie umożliwia interogacji charakterystyk widmowych siatek pochyłonych i nie może być wykorzystane przy pomiarach współczynnika załamania światła. Stosowane są również układy refraktometru z pochyłą siatką Bragga, służące do pomiaru współczynnika załamania gazów i cieczy [64, 202]. Tęgo typu systemy wykorzystują struktury

TFBG, a ich odpowiedź spektralna jest zależna zarówno od współczynnika załamania medium jak również od parametrów źródła światła. Zmiany charakterystyki widmowej powstające w wyniku zmiany współczynnika załamania medium są najczęściej mierzone przy wykorzystaniu spektrometru, który jest układem kosztownym i skomplikowanym. Dodatkowo, charakterystyki widmowe wymagają przetworzenia, tak aby możliwe było wyznaczenie na ich podstawie współczynnika załamania światła.

Spośród wielu metod pomiaru wielkości fizycznych niewymagających stosowania spektrofotometrów i wykorzystujących jako przetworniki struktury periodyczne na włóknach światłowodowych najpowszechniejsze są układy wykorzystujące sygnały z dwóch struktur prostych Bragga oraz sprzęgacza. Struktury periodyczne posiadają odpowiednio dopasowany okres, co umożliwia również dopasowanie ich charakterystyk widmowych. Na rysunku 6.34 przedstawiono przykładowy układ umożliwiający wykonywanie wysokoczęstotliwościowych pomiarów dynamicznych wydłużeń i naprężeń przy wykorzystaniu jednorodnej siatki Bragga.

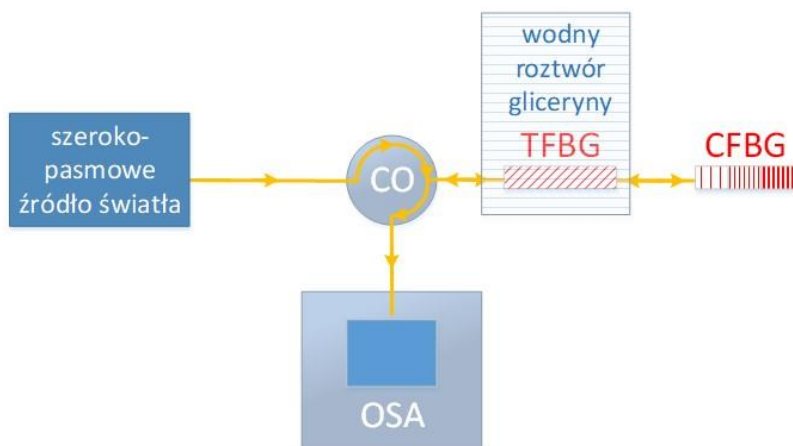


Rys. 6.34. Metoda dynamicznego pomiaru sygnałów z czujników FBG, niewymagająca stosowania analizatora widma optycznego

W metodzie wykorzystuje się szerokopasmowe źródło światła połączone z głowicą czujnika. Przetwornik wielkości mierzonych zawiera dwie proste siatki Bragga FBG1 oraz FBG2, dopasowane długościami fali Bragga, sprzęgacz S oraz fotodetektor FD, najczęściej w postaci fotodiody. Jednorodna, prosta siatka Bragga znajdująca się od strony źródła światła FBG1 tłumi środkową część widma transmisyjnego i jednocześnie widmo odbiciowe drugiej jednorodnej, prostej siatki Bragga FBG2. W ten sposób przesuwanie się charakterystyki widmowej np. siatki FBG1 powoduje zmiany mocy mierzone przy wykorzystaniu fotodiody. Zmierzone przez fotodiodę zmiany mocy mogą być wykorzystane do wyznaczenia zmian wielu wielkości fizycznych. Taki układ nie jest jednak odporny na zmiany mocy źródła światła. Jej chwilowe zmiany spowodują bowiem również zmiany mocy mierzonej przez fotodetektor. Natomiast możliwość wykonywania pomiarów dynamicznych doskonale nadaje

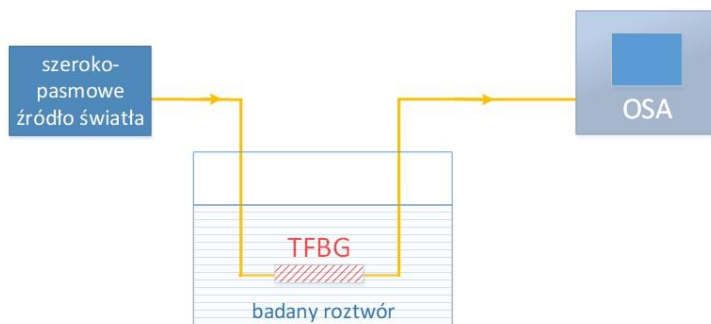
się np. do monitorowania drgań o wysokiej częstotliwości, które są wykorzystywane w systemach kontroli stanu konstrukcji mechanicznych.

W przypadku pomiarów współczynnika załamania wykorzystywana jest informacja zawarta w mocy poszczególnych modów płaszczowych wchodzących w skład widma pochylonej siatki Bragga. Wraz ze zmianą współczynnika załamania mierzonego medium następuje zmiana wysokości poszczególnych minimów na charakterystyce spektralnej transmisji TFBG, pochodzących od modów płaszczowych. Przykładowy układ do pomiaru współczynnika załamania światła w wodnym roztworze gliceryny przedstawiono na rysunku 6.35 [305]. Przedstawiony na rysunku 6.35 układ do pomiaru współczynnika załamania światła składa się z szerokopasmowego źródła oraz cyrkulatora optycznego (CO), do którego podłączone są dwie gałęzie. Pierwsza gałąź jest pomiarowa i zawiera ukośną strukturę Bragga (TFBG), za którą znajduje się struktura Bragga o liniowo zmiennym okresie CFBG (ang.: *chirped fiber Bragg grating*), odbijająca sygnał siatki pochylonej. Druga gałąź podłączona jest do analizatora widma (OSA). Element pomiarowy znajduje się za cyrkulatorem optycznym, przez co sygnał optyczny przechodzi przez niego 2-krotnie, przy czym nie jest to układ różnicowy. W niektórych zastosowaniach wykorzystuje się metodę wyznaczania współczynnika załamania opartą o pomiar zmiany mocy transmitowanej przez struktury TFBG. Metody takie opierają się na pomiarze zmieniającej się mocy za pomocą analizatora widma optycznego [189, 190, 191].



Rys. 6.35. Układ do pomiaru współczynnika załamania światła, wykorzystujący strukturę TFBG oraz CFBG [305]

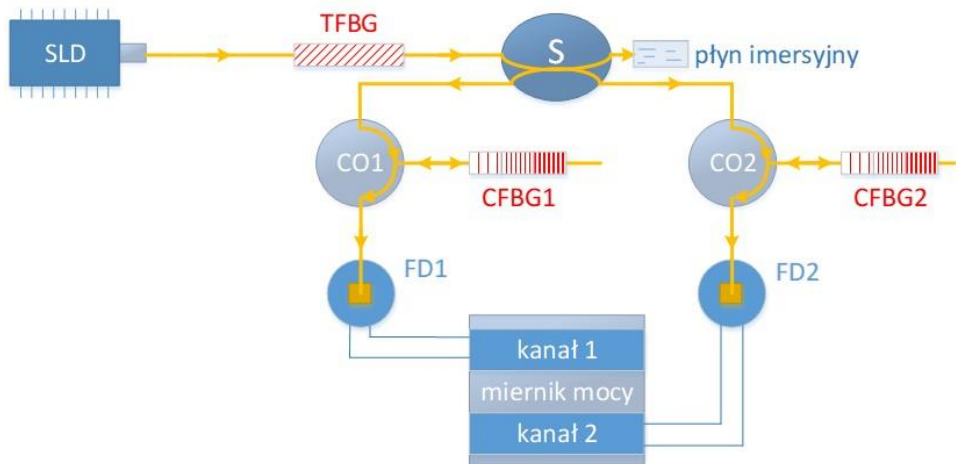
Przykładowy układ do pomiaru współczynnika załamania wykorzystujący informację o zmianach mocy na wyjściu TFBG przedstawiono na rysunku 6.36.



Rys. 6.36. Układ pomiarowy przedstawiający ideę wyznaczania współczynnika załamania na podstawie pomiaru zmiany mocy transmitowanej przez struktury TFBG [190]

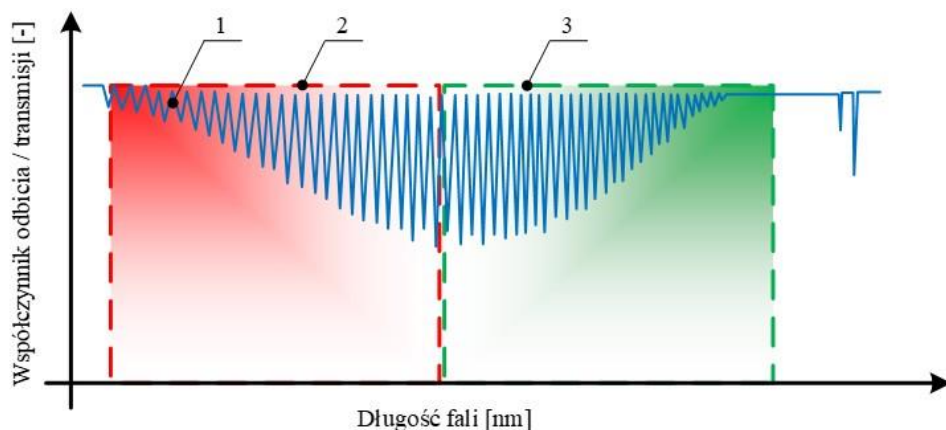
Układ składa się z szerokopasmowego źródła promieniowania, pochyłonej siatki Bragga, będącej przetwornikiem oraz analizatora widma optycznego. W tego typu układzie nie jest wykorzystywany żaden element optyczny filtrujący zmieniające się widmo TFBG. Jak można zauważyć, wyzwaniem jest monitorowanie współczynnika załamania medium, w sposób pozbawiony wpływu zmian mocy źródła światła, temperatury oraz zakłóceń elektromagnetycznych. Dalsza część rozdziału została poświęcona metodzie pozwalającej na wykonywanie takich pomiarów. Dodatkową zaletą będzie również brak konieczności stosowania kosztownej aparatury pomiarowej w postaci np. analizatorów widma optycznego.

Główne założenie metody opiera się na wykorzystaniu zjawiska, które polega na różnej reakcji modów płaszczowych na zmiany współczynnika załamania światła. W zależności bowiem od rzędu modu jego reakcja, w postaci zmiany współczynnika transmisji, na zmianę współczynnika załamania jest różna. Wskutek wzrostu współczynnika załamania światła najmocniej zmienia się bowiem amplituda modów wyższych rzędów. Wzrost współczynnika załamania powoduje powstanie zjawiska zanikania, tzw. „wyciekania” modów wyższego rzędu do medium, w którym umieszczony jest czujnik ze strukturą TFBG. Wykorzystanie tej właściwości jest możliwe, jeżeli część zakresu widmowego charakterystyki transmisji struktury, np. odpowiadającą modom wyższych rzędów skieruje się na jeden fotodetektor, zaś drugą część, odpowiadającą modom niższych rzędów skieruje się na fotodetektor drugi. Taki proces jest możliwy np. w układzie przedstawionym na rysunku 6.37. Wykorzystanie siatek Bragga o liniowo zmiennym okresie pozwala na odfiltrowanie z charakterystyki widmowej struktury TFBG odpowiednio szerokich zakresów spektralnych.

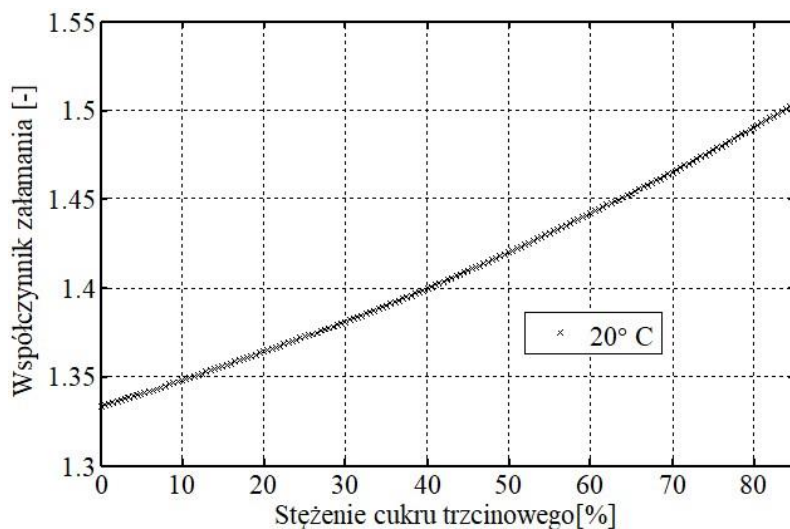


Rys. 6.37. Schemat układu umożliwiającego pomiar współczynnika załamania światła bez konieczności stosowania analizatora widma optycznego. Układ nieczuły na zmiany temperatury oraz fluktuacje źródła światła

Przedstawiony na rysunku 6.37 układ, umożliwiający pomiar współczynnika załamania światła, składa się z szerokopasmowego źródła światła połączonego poprzez światłowód jednomodowy z pochyloną siatką Bragga (TFBG) i sprzęgaczem optycznym (S). Pierwsze wyjście sprzęgacza optycznego połączone jest za pomocą światłowodu jednomodowego z pierwszym cyrkulatorem optycznym (CO1), do którego dołączona jest za pomocą światłowodu jednomodowego pierwsza siatka Bragga o liniowo zmiennym okresie (CFBG1). CFBG1 połączona jest poprzez cyrkulator optyczny (CO1) za pomocą światłowodu jednomodowego z fotodetektorem (FD1). Drugie wyjście sprzęgacza optycznego połączone jest z drugim cyrkulatorem optycznym (CO2). Następnie sygnał optyczny trafia na drugą siatkę Bragga o liniowo zmiennym okresie (CFBG2). Druga siatka Bragga z chirpem połączona jest poprzez cyrkulator optyczny CO2 za pomocą światłowodu jednomodowego z fotodetektorem FD2. W przypadku przedstawionej metody bardzo ważne jest odpowiednie ukształtowanie charakterystyk transmisyjnych poszczególnych struktur periodycznych. Charakterystyki widmowe siatek o liniowo zmiennym okresie powinny obejmować odpowiednią część charakterystyki widmowej TFBG. Charakterystyka odbiciowa CFBG1 powinna obejmować lewą część widma TFBG, tzn. ten zakres długości fal, który odpowiada modom wyższych rzędów, natomiast charakterystyka CFBG2 powinna obejmować prawą część spektrum TFBG, co z kolei odpowiada zakresowi długości fal związanemu z modami niższych rzędów. Wzajemne położenie poszczególnych charakterystyk widmowych struktur periodycznych wykorzystywanych w przedstawionej metodzie pomiaru współczynnika refrakcji przedstawiono na rysunku 6.38.



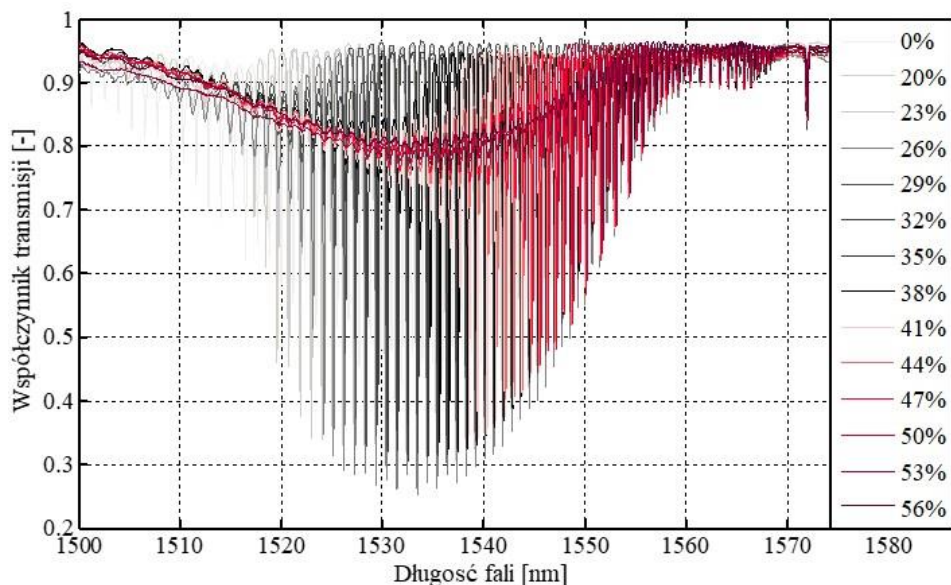
Rys. 6.38. Wzajemne położenie charakterystyk widmowych poszczególnych struktur periodycznych wykorzystywanych w metodzie pomiaru współczynnika załamania: 1 – charakterystyka transmisyjna TFBG, 2 – charakterystyka odbiciowa CFBG1, 3 – charakterystyka odbiciowa CFBG2



Rys. 6.39. Zależność zmian współczynnika załamania wodnego roztworu cukru trzcinowego w funkcji jego procentowego stężenia w temperaturze 20°C

Wykonanie badania czujnika załamania wymaga przygotowania odpowiednich roztworów o znanej i kontrolowanej wartości współczynnika załamania. Jest to możliwe np. poprzez wykonanie wodnych roztworów substancji, których stężenie wpływa na wartość współczynnika załamania światła. Przykładem

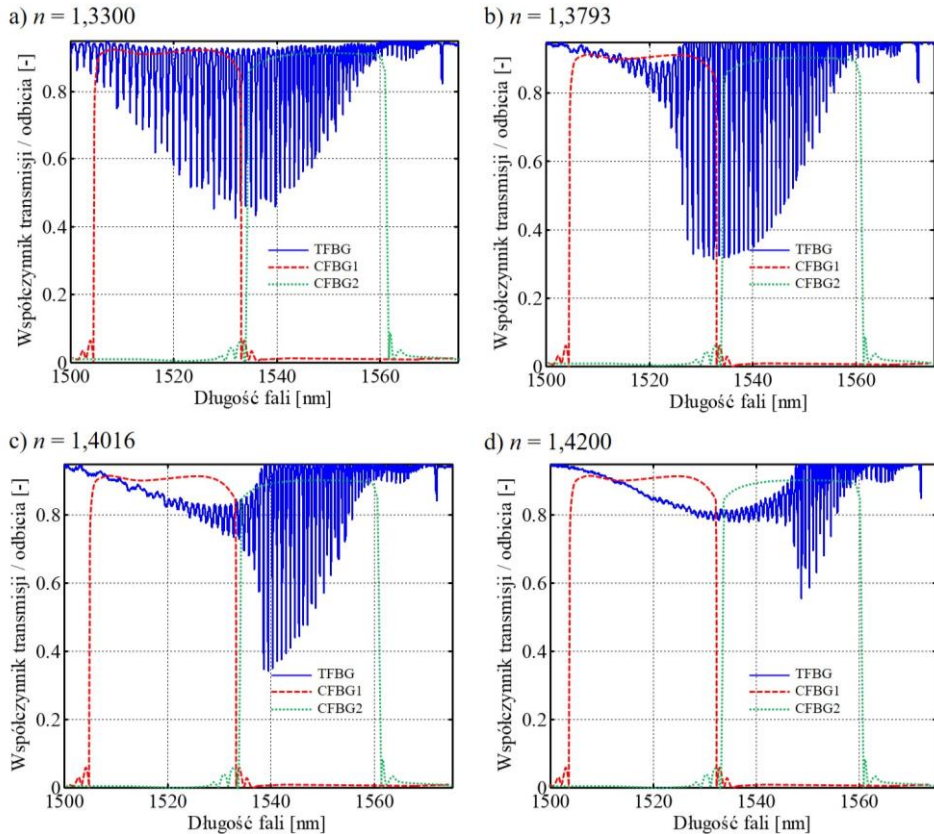
takiej substancji jest np. wodny roztwór cukru trzcinowego. Współczynnik załamania światła takiego roztworu jest ściśle zdefiniowany, jego wartość jest zależna głównie od stężenia procentowego cukru oraz temperatury [90]. Wykres przedstawiający zależność współczynnika załamania takiego medium w funkcji stężenia cukru trzcinowego w wodzie przedstawia rysunek 6.39. Jak widać wzrost stężenia cukru powoduje również wzrost współczynnika załamania. Przykładowe charakterystyki transmisyjne struktury TFBG o kącie nachylenia równym 6° zestawiono na jednym rysunku (6.40) dla różnych wartości stężenia procentowego.



Rys. 6.40. Zmiany charakterystyki widmowej TFBG zmierzona dla różnych wartości stężenia procentowego cukru trzcinowego w wodzie w temperaturze 20°C

Na rysunku 6.40 zauważyć można charakterystyczne zanikanie modów wyższych rzędów w miarę wzrostu stężenia roztworu. Jest ono związane z wyciekaniem modów płaszczowych, kolejno od najwyższej do najniższej liczby radialnej, wraz ze wzrostem stężenia roztworu i związanym z nim współczynnikiem załamania światła – zgodnie z zależnością przedstawioną na rysunku 6.39. Wykorzystanie właśnie tego zjawiska jest podstawą opisanej w niniejszym rozdziale metody interogacji sygnałów pochodzących z refraktometrów światłowodowych wykorzystujących struktury TFBG. Niesymetryczna zmiana charakterystyki widmowej TFBG wskutek zmian współczynnika załamania badanej cieczy może być wykorzystana do unieważnienia układu od zmian temperatury i fluktuacji mocy źródła światła.

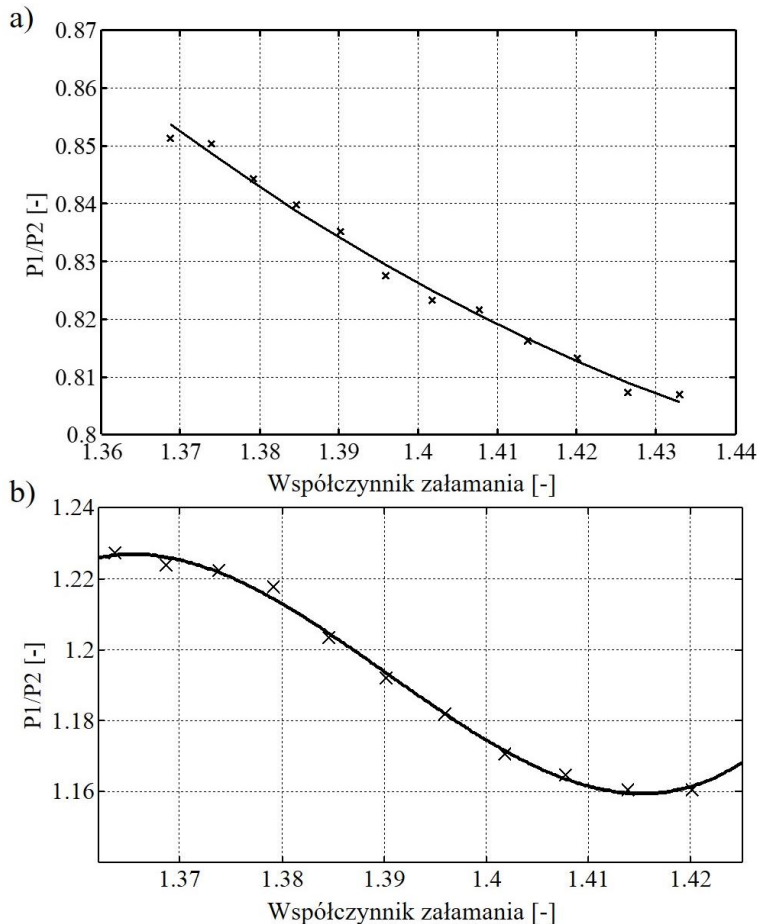
Jest to możliwe poprzez podział spektrum transmisyjnego TFBG na dwie części: jednej zawierającej minima pochodzące od modów wyższych rzędów i drugiej, zawierającej minima pochodzące od modów niższych rzędów. Drugim elementem jest pomiar mocy transmitowanej przez TFBG, niezależnie w obydwu zakresach spektralnych. Trzecim krokiem jest wyznaczenie stosunku tak zmierzonych mocy transmisyjnych. Na rysunku 6.41 przedstawiono zmierzone charakterystyki widmowe wszystkich struktur periodycznych wykorzystanych w opisywanej metodzie.



Rys. 6.41. Charakterystyki widmowe TFBG (zmiana współczynnika transmisji w funkcji długości fali) oraz CFBG1/CFBG2 (zmiana współczynnika odbicia w funkcji długości fali) zmierzone w temperaturze 20° C dla czterech wartości współczynnika załamania światła

Jak widać, charakterystyka odbiciowa struktury CFBG1 o liniowo zmiennym okresie obejmuje lewą połowę charakterystyki transmisyjnej TFBG, działającej w układzie pomiarowym jako przetwornik współczynnika załamania. Natomiast charakterystyka odbiciowa CFBG2 o liniowo zmiennym okresie obejmuje prawą

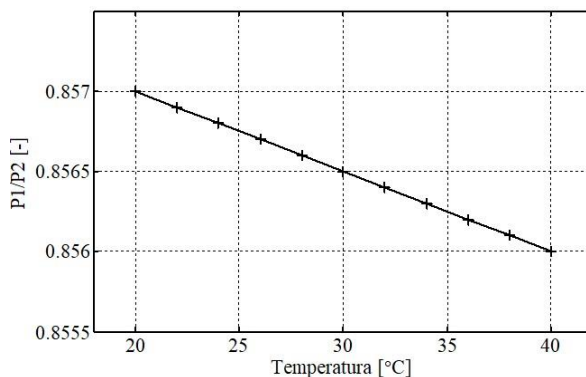
połowę spektrum transmisyjnego TFBG. Taki dobór parametrów struktur periodycznych wykorzystywanych w opisanej metodzie interrogacji sygnałów powoduje, że – zgodnie z rys. 6.37 – wartość mocy P_1 z zakresu długości fal odpowiadającemu charakterystyce CFGB1 jest mierzona przez fotodetektor FD1, natomiast wartość mocy P_2 z zakresu długości fal odpowiadającemu charakterystyce CFGB2 jest mierzona przez fotodetektor FD2. Informacja o wartości współczynnika załamania światła zawarta jest w stosunku mocy mierzonych przez obydwa fotodetektory, zatem $n = f(P_1/P_2)$. Na rysunku 6.42 przedstawiono wyniki pomiarów stosunku mocy P_1/P_2 dla różnych roztworów o znanej wartości współczynnika załamania.



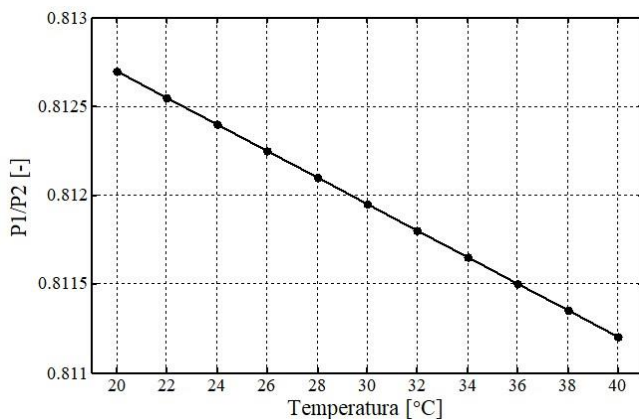
Rys. 6.42. Stosunek mocy zmierzonej na fotodetektorach FD1 i FD2 w funkcji współczynnika załamania: a) dla charakterystyk CFGB1 oraz CFGB2 – zgodnie z rys. 6.41; b) dla charakterystyk CFGB1 zawierającej się od 1500–1515 nm oraz CFGB2 od 1520–1540 nm

Na rysunku 6.42a przedstawiono zmiany wartości stosunku mocy P_1/P_2 w funkcji współczynnika załamania światła dla charakterystyk CFBG1 oraz CFBG2 posiadających taką samą wartość szerokości połówkowej, równą 27,5 nm. Charakterystyka widmowa CFBG1 zawiera się w zakresie od 1505 nm do 1532,5 nm, natomiast charakterystyka widmowa CFBG2 zawiera się w zakresie od 1534,5 nm do 1562 nm. Natomiast na rysunku 6.42b przedstawione są zmiany wartości stosunku mocy P_1/P_2 dla różnych wartości szerokości połówkowych struktur CFBG. Szerokość połówkowa CFBG1 wynosiła 15 nm, a zakres widmowy jej charakterystyki widmowej zawierał się od 1500 nm do 1515 nm. Z kolei szerokość połówkowa CFBG1 wynosiła 20 nm, przy czym zakres widmowy jej charakterystyki widmowej zawierał się od 1520 nm do 1540 nm. Jak można zauważyć większą zmianę stosunku mocy P_1/P_2 oraz liniowość charakterystyki $(P_1/P_2) = f(n)$ uzyskać można w przypadku przedstawionym na rysunku 6.42a. Charakterystyki w dalszej części niniejszego rozdziału dotyczą przypadku przedstawionego na rysunku 6.42b.

Przedstawiona metoda pomiaru współczynnika załamania światła jest niewrażliwa na zmiany temperatury, ponieważ wszystkie struktury periodyczne, tj. pomiarowa TFBG oraz filtrujące (CFBG1 i CFBG2) są zapisane na takim samym włóknie optycznym. Ich charakterystyki widmowe ulegają takiemu samemu przesunięciu wskutek zmian temperatury. Na rysunkach 6.43 oraz 6.44 przedstawiono wyniki pomiarów stosunku mocy P_1/P_2 wykonane w różnych temperaturach. Analizując wyniki przedstawione na rys. 6.43–6.44 wydawałoby się, że temperatura wpływa na wyniki pomiarów mocy optycznej uzyskane przy wykorzystaniu przedstawionego interrogatora. Różnice w wartościach stosunku mocy dla różnych wartości temperatury wynikają jednakże nie z metody interrogacji sygnałów TFBG, ale ze zmiany współczynnika załamania światła medium.

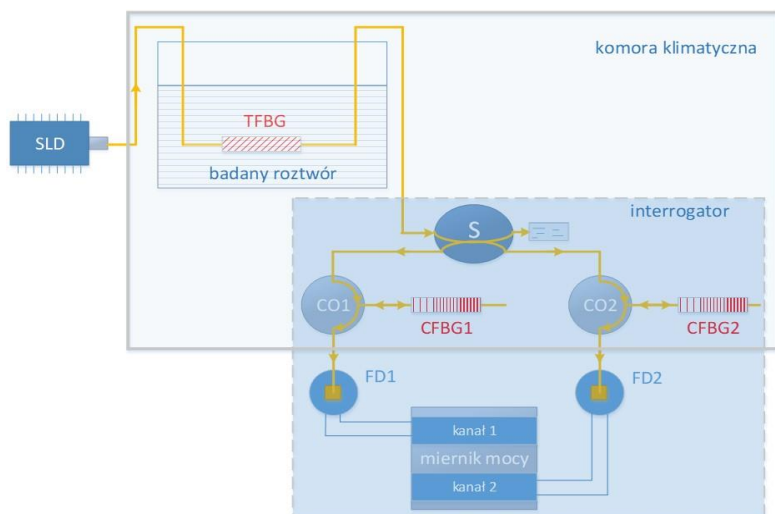


Rys. 6.43. Wartość ilorazu mocy zmierzonej na fotodetektorach FD1 i FD2 w funkcji temperatury dla roztworu 20%



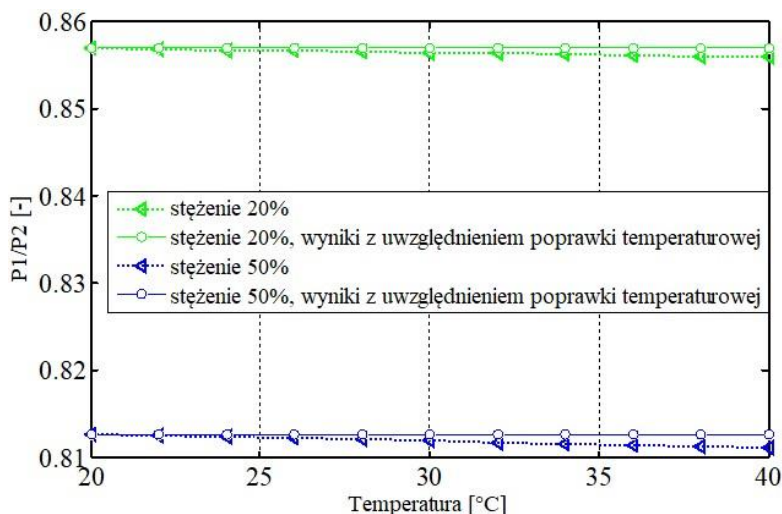
Rys. 6.44. Wartość ilorazu mocy zmierzonej na fotodetektorach FD1 i FD2 w funkcji temperatury dla roztworu 50%

Pomiary opisane w niniejszym rozdziale wykonywane były w układzie przedstawionym na rysunku 6.45. Jak można zauważyć kontrolowana i mierzona była temperatura całego układu pomiarowego, tj. wszystkich struktur periodycznych (TFBG, CFBG1, CFBG2) oraz badanego roztworu. W celu odwzorowania warunków pracy zbliżonych do rzeczywistych badania wykonano w układzie, w którym zmianom temperatury poddawany był również testowany roztwór cukru trzcinowego.



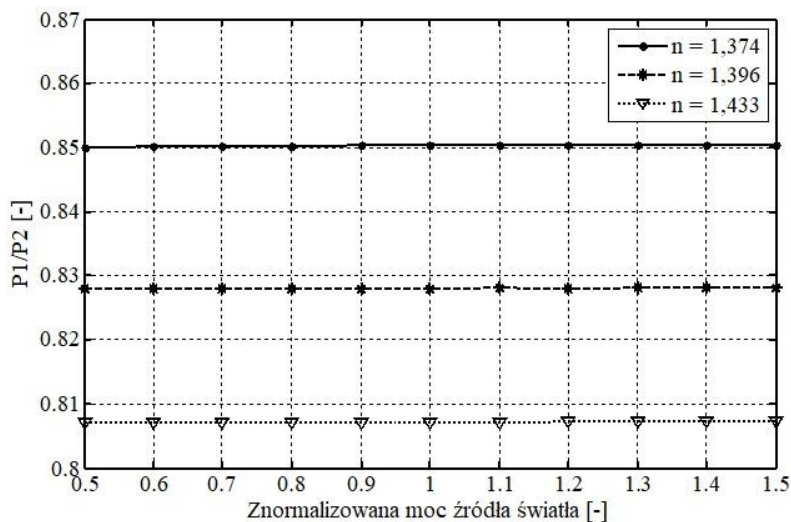
Rys. 6.45. Układ do badania współczynnika załamania roztworów w kontrolowanych warunkach temperaturowych

W rzeczywistości zmiana temperatury powoduje zmianę gęstości badanego roztworu co wpływa również na zmianę jego współczynnika załamania światła. Zmiana taka jest możliwa do wyznaczenia poprzez uwzględnienie tzw. poprawki temperaturowej współczynnika załamania [90]. Na rysunku 6.46 przedstawiono charakterystyki przetwarzania wartości współczynnika załamania opisanego układu na iloraz mocy P_1/P_2 zmierzonych przez fotodetektory FD1 i FD2. W celu porównania zestawiono wyniki pomiarów w warunkach zmiennej temperatury dla roztworów o 20% oraz 50% stężeniach cukru trzcinowego. Na tym samym wykresie zestawiono również wartości ilorazu mocy P_1/P_2 z uwzględnieniem poprawki temperaturowej. Porównując rysunki 6.43 oraz 6.46 można zauważyć, że zmiana temperatury w zakresie od 20°C do 40°C powoduje zmniejszenie zmian stosunku P_1/P_2 .



Rys. 6.46. Charakterystyki temperaturowe układu do pomiaru współczynnika załamania światła zmierzone dla dwóch wartości stężeń badanego roztworu: 20% i 40% (trójkąty) oraz charakterystyki skorygowane poprzez naniesienie poprawki temperaturowej współczynnika refrakcji (koła)

Po uwzględnieniu poprawki temperaturowej współczynnika załamania światła uzyskuje się praktycznie poziome charakterystyki zależności stosunku mocy P_1/P_2 od temperatury, co przedstawiają linie ciągłe na rysunku 6.46. Przedstawiony układ i metoda interrogacji sygnałów są nieczułe na zmiany temperatury. Umożliwiają pomiar współczynnika załamania niezależnie od wartości temperatury otoczenia. Przedstawiony układ wykazuje również niewrażliwość na fluktuacje mocy źródła światła. Wyniki pomiarów dla różnych wartości unormowanej mocy źródła światła przedstawiono na rysunku 6.47.



Rys. 6.47. Wpływ zmian mocy źródła światła na wartość ilorazu mocy mierzonych przez fotodetektory

Wszystkie pomiary odniesiono do unormowanej mocy promieniowania źródła światła. Wartość unormowanej mocy z rysunku 6.47 równa 1 oznacza, że moc źródła światła jest równa mocy referencyjnej, przy której wykonano pomiary, których wyniki przedstawiono w rozdziale 6.5. Wartość mocy równa 0,5 oznacza, że moc źródła światła jest równa połowie mocy referencyjnej tak zdefiniowanej. Natomiast wartość mocy równa 1,5 oznacza, że moc źródła światła jest 1,5 razy większa od wartości mocy referencyjnej.

Reasumując możemy zauważyć, że przedstawiona metoda pomiaru pozwala na znaczne uproszczenie układu do pomiaru współczynnika załamania światła medium. Metoda nie wymaga zastosowania spektrofotometrów oraz analizatorów widma optycznego oraz nie wymaga stosowania algorytmów analizy widma optycznego. Ważną zaletą jest również uniezależnienie pomiarów od wpływu temperatury zewnętrznej i pola elektromagnetycznego w miejscu pomiaru, co zostaje osiągnięte poprzez to, że siatki są zapisane na takim samym światłowodzie jednomodowym. Wykorzystanie elementów pomiarowych w postaci struktur TFBG oraz filtrujących w postaci struktur CFBG eliminuje również problem fluktuacji mocy źródeł światła. Jest to osiągnięte również dzięki temu, że miarą współczynnika załamania jest stosunek mocy zmierzonej przez dwa fotodetektory.

7. Nowe struktury TFBG i ich właściwości

W niniejszym rozdziale przedstawiono ostatnio zaproponowane rodzaje struktur periodycznych, bazujące na ukośnych siatkach Bragga. Zaprezentowano kierunki rozwoju takich struktur oraz ich zalety i wady w porównaniu do opisanych TFBG. Spośród wielu nowych rodzajów rozwijanych obecnie struktur periodycznych wybrano te, których parametry i właściwości wydają się najbardziej obiecujące. Przedstawiono struktury o bardzo dużych kątach nachylenia płaszczyzn, tzw. siatki ekstremalnie pochylone, siatki nadpisane na sobie na jednym włóknie, tzw. siatki Moiré, struktury mieszane, np. siatki ukośne o zmiennym okresie oraz siatki ukośne skręcone. Niniejszy rozdział nie wyczerpuje z pewnością całej szerokiej tematyki związanej z nowymi strukturami periodycznymi ukośnymi, jest raczej próbą wskazania możliwych dróg ich rozwoju oraz określenia ich zalet i możliwych zastosowań.

7.1. Ukośne struktury periodyczne ekstremalnie pochylone (Ex-TFG)

Struktury TFBG charakteryzują się silną zależnością współczynnika sprzęgania modu rdzeniowego do modów płaszczowych od polaryzacji światła. Stopień sprzęgania zależy również znacznie od kąta pochylenia takich struktur oraz ich okresu. Istnieją trzy główne grupy struktur ukośnych różniące się mechanizmami sprzęgania światła do modów płaszczowych. Pierwsza grupa zawiera struktury o kątach pochylenia osiągających wartość do kilkunastu stopni. Do drugiej grupy zaliczyć można struktury o kącie nachylenia równym 45° . Natomiast do grupy trzeciej należą siatki, których kat nachylenia jest ekstremalnie duży, nazywane siatkami skośnymi, ekstremalnie pochylonymi i oznaczanymi jako Ex-TFG (ang.: *excessively tilted fiber grating*). Wiemy już, że standardowe struktury TFBG posiadają szereg rezonansów pochodzących od propagujących wstecznie modów płaszczowych. Są one widoczne jako grzebień minimów na charakterystyce spektralnej transmisji TFBG. Ta właściwość jest wykorzystywana w czujnikach do pomiaru wilgotności [186], poziomowi cieczy [73, 106], wibracji [11, 94], akceleratorach [82], czujnikach pola elektromagnetycznego wykorzystujących efekt plazmonowy [8], czujnikach korozji [97], a nawet do pomiarów molekuł charakteryzujących się niewielkimi masami cząsteczkowymi [131] i wielu innych.

Czujniki TFBG o kącie pochylenia równym 45° charakteryzują się wysokim współczynnikiem tłumienia światła spolaryzowanego. Dzięki temu mogą być wykorzystywane jako liniowe polaryzatory [281, 309] całkowicie światłowodowe. Właściwości te wykorzystywane są w np. układach polarymetrów [213, 267] oraz spektrometrów światłowodowych [308]. Tego rodzaju siatki TFBG charakteryzuje również wysoki potencjał zastosowań przy budowie laserów światłowodowych [314].

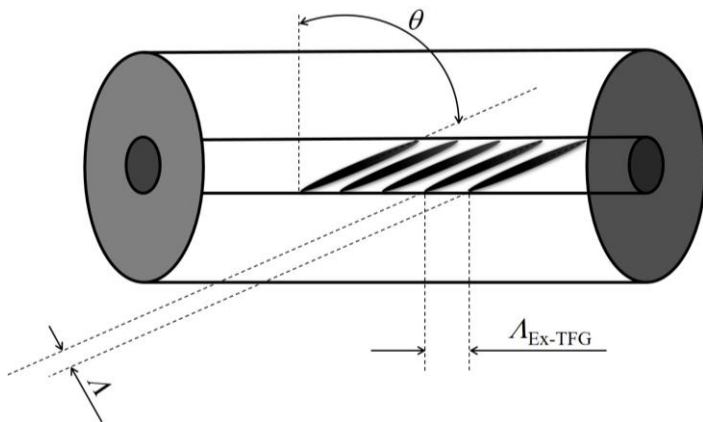
Pierwsze prace dotyczące czujników z ukośnymi siatkami Bragga o ekstremalnie dużych kątach pochylenia dotyczyły możliwości ich zastosowania do

pomiarów współczynnika załamania ze zmniejszoną czułością skrośną na temperaturę [311] oraz w układach pomiaru kąta skrętu [43]. Wiemy, że mody płaszczowe, do których sprzęgany jest wejściowy mod rdzeniowy ulegają rozszczepieniu na dwa mody zależne od polaryzacji LP_{mn}^P oraz LP_{mn}^S . Ze względu na dużą symetrię standardowego światłowodu jednomodowego jego dwójłomność jest zanedbywalna. Asymetryczna ekspozycja takiego włókna na światło UV, np. podczas zapisu struktur periodycznych może powodować powstawanie dwójłomności. W dalszym ciągu jest to jednak niewielka asymetria i dwójłomność takiej struktury można zignorować. W przypadku struktur TFBG zapisanych w rdzeniu włókna światłowodowego powodują silne zaburzenie symetrii kołowej co powoduje powstanie znacznej dwójłomności w rdzeniu włókna. W związku z powyższym struktury TFBG mogą sprzęgać mod wejściowy do ortogonalnych modów płaszczowych LP_{mn}^P oraz LP_{mn}^S .

W przypadku siatek ekstremalnie pochyłonych warunków dopasowania fazowego, określający długość fali, dla której występuje najsilniejsze sprzęganie mocy pomiędzy modem rdzeniowym a płaszczowym można wyrazić zależnościami:

$$\lambda = [n_{rdzeń}(\lambda) - n_{m,płaszcz}^P(\lambda)](\Lambda_{Ex-TFG} / \cos \theta), \quad (7.1)$$

$$\lambda = [n_{rdzeń}(\lambda) - n_{m,płaszcz}^S(\lambda)](\Lambda_{Ex-TFG} / \cos \theta). \quad (7.2)$$



Rys. 7.1. Schematyczne przedstawienie struktury Ex-TFG z zaznaczeniem wielkości charakterystycznych

Przy czym w równaniach (7.1) oraz (7.2) λ jest rezonansową długością fali, $n_{rdzeń}$ jest efektywnym współczynnikiem załamania światła w rdzeniu włókna z zapisaną strukturą Ex-TFBG dla danej długości fali λ , $n_{m,płaszcz}^P$ oraz

$n_{m,plaszcz}^S$ są efektywnymi współczynnikami załamania światła m -tego rzędu dla modów typu P oraz S, θ jest kątem pochylenia struktury, natomiast Λ_{Ex-TFG} jest okresem pomiędzy pochyłonymi płaszczyznami struktury Ex-TFG i zgodnie z rysunkiem 7.1 $\Lambda_{Ex-TFG} = \Lambda \cos \theta$, co po wstawieniu do równań (7.1) i (7.2) pozwala na ich zapisanie w prostszej postaci:

$$\lambda = \left[n_{rdzeń}(\lambda) - n_{m,plaszcz}^P(\lambda) \right] \Lambda, \quad (7.3)$$

$$\lambda = \left[n_{rdzeń}(\lambda) - n_{m,plaszcz}^S(\lambda) \right] \Lambda. \quad (7.4)$$

Z powyższych równań wynika, że długość fali, dla której występuje najsilniejsze sprzężanie modu rdzeniowego do płaszczyznowego jest w przypadku struktur Ex-TFG zależna od współczynników załamania światła rdzenia i płaszcza oraz okresu siatki Λ . Odpowiedź widmową modów LP^P oraz LP^S struktur Ex-TFG można wyznaczyć wykorzystując następujące równanie [168]:

$$\Delta\lambda = \lambda^{LP^P} - \lambda^{LP^S} = \frac{\Delta n_{plaszcz}^{S-P} \Lambda}{\Lambda \left(\frac{dn_{plaszcz}^P}{d\lambda} - \frac{dn_{rdzeń}}{d\lambda} \right) + 1}, \quad (7.5)$$

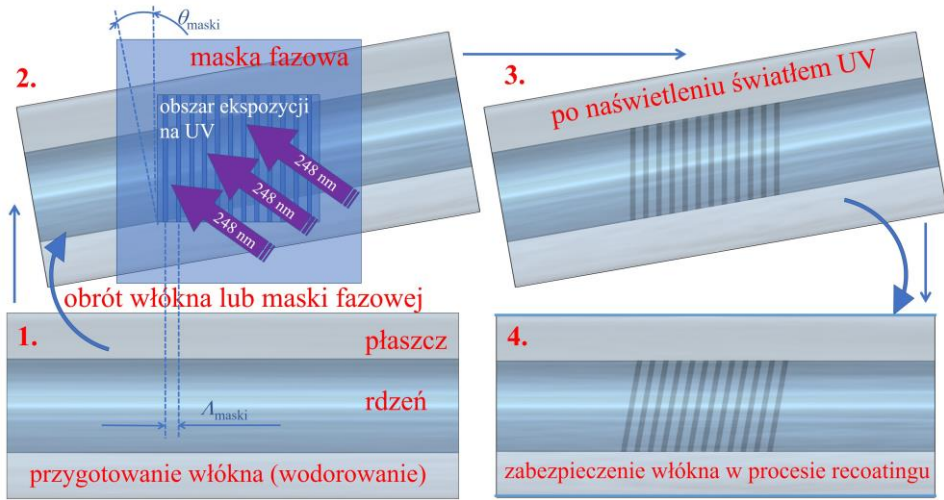
co możemy zapisać jako:

$$\Delta\lambda = \gamma^P \Delta n_{plaszcz}^{S-P} \Lambda, \quad (7.6)$$

gdzie γ^P jest współczynnikiem odpowiadającym danemu modowi LP^P [168], $\Delta n_{plaszcz}^{S-P}$ jest różnicą współczynnika załamania światła pomiędzy modami LP^P oraz LP^S . Należy również zwrócić uwagę, że rzeczywisty kąt pochylenia struktury różni się od kąta pochylenia maski fazowej w stosunku do osi światłowodu. Jest to spowodowane cylindrycznością światłowodu, która powoduje, że kąt pochylenia prążków światła pochodzącego z lasera UV jest inny w wewnętrznej i zewnętrznej części włókna [192]. Wpływa to na okres zapianej struktury, który jest również funkcją kąta nachylenia maski fazowej w stosunku do osi włókna światłowodowego θ_{maski} , co możemy zapisać w postaci $\Lambda_{Ex-TFG} = f(\theta_{maski}, n_{|\lambda_{UV}})$. Rzeczywisty okres z jakim zostanie zapisana struktura zależy również od okresu maski fazowej. Równanie uwzględniające powyższe zależności przyjmuje następującą postać:

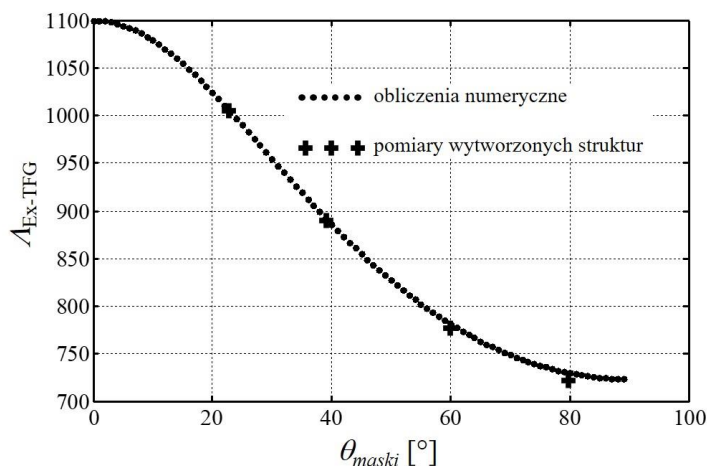
$$\Lambda_{Ex-TFG} = \left[\frac{\Lambda_{maski}}{\cos(\theta_{maski})} \right] \cos \left[\frac{\pi}{2} - \arctan \left[\frac{1}{n_{|\lambda_{UV}} \tan(\theta_{maski})} \right] \right], \quad (7.7)$$

$n_{|\lambda_{UV}}$ jest współczynnikiem załamania światłowodów dla długości fali lasera UV, Λ_{maski} jest okresem maski fazowej. Na rysunku 7.2 przedstawiono schemat układu, w którym wytworzono struktury TFBG, w tym również Ex-TFG.

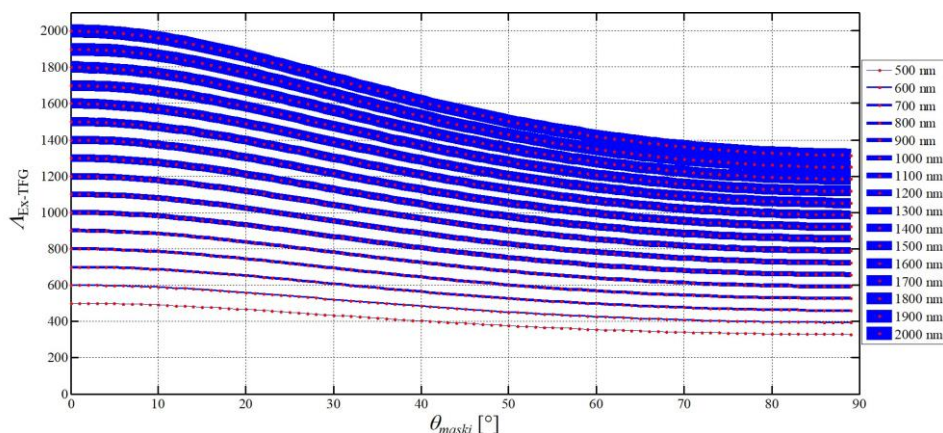


Rys. 7.2. Układ, w którym wytworzono struktury Ex-TFG z zaznaczeniem kąta obrotu maski fazowej oraz okresu maski

Na rysunku 7.3 przedstawiono wpływ obrotu maski fazowej na okres wytworzonych struktur. Zestawiono wyniki pomiarów okresów, wyznaczonych na podstawie pomiarów spektralnych. Okres rzeczywisty wytworzonych struktur był wyznaczany na podstawie długości fali Bragga. Jak widać, zwiększenie kąta obrotu maski fazowej względem normalnej do osi włókna optycznego powoduje relatywne zmniejszenie okresu TFBG. Jak wspomniano wcześniej jest to spowodowane geometrią światłowodów.

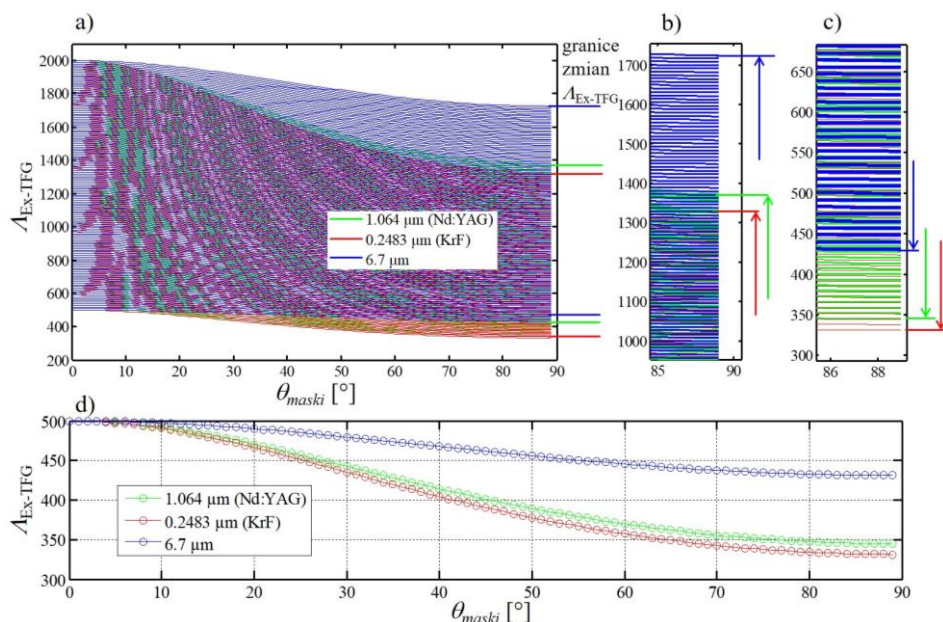


Rys. 7.3. Wpływ kąta nachylenia maski fazowej względem normalnej do osi włókna optycznego na okres wytworzonej struktury Ex-TFG



Rys. 7.4. Krzywe przedstawiające zależność okresu Ex-TFG od kąta nachylenia maski fazowej dla różnych wartości okresu maski (500–2000 nm)

Analizując wyniki przedstawione na rysunku 7.4 należy zauważyć, że na okres wytworzonej struktury TFBG ma również wpływ okres użytej maski fazowej. Jest to wniosek dość oczywisty, wynikający z właściwości technologii zapisu struktur TFBG metodą maski fazowej. Niemniej jednak przedstawione wyniki wskazują również inną ważną właściwość. Otóż im większy jest okres maski fazowej tym większa jest wrażliwość okresu wytworzonej TFBG na kąt pochylenia maski. Dla większych wartości okresu maski większy jest zakres zmian okresu TFBG wynikający ze zmiany kąta nachylenia maski.

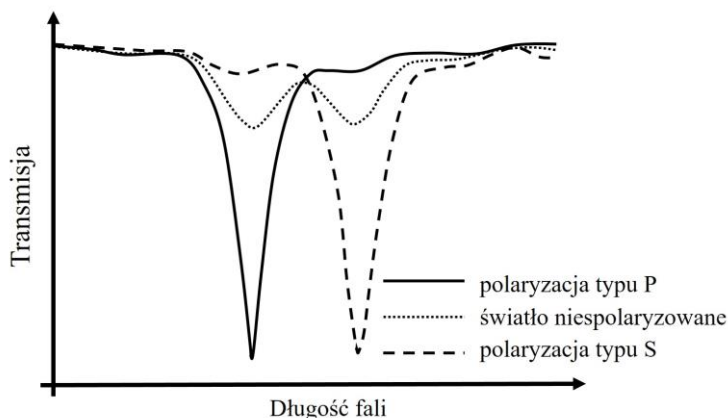


Rys. 7.5. Teoretyczne wartości krzywych przedstawiające zależność okresu TFBG w funkcji kąta nachylenia maski fazowej dla różnych wartości okresu maski obliczone dla trzech długości fali lasera: 248 nm (UV, KrF), 1,064 μm (Nd:YAG), 6,7 μm (CO)

Na rysunku 7.5 przedstawiono zupełnie hipotetyczne przypadki prezentujące jak zmieniłby się okres wytworzonej struktury TFBG gdyby zamiast lasera ekscymerowego o długości fali 248 nm wykorzystać układy laserowe emitujące światło o innych długościach fal, np. 1,064 μm oraz 10,6 μm . Znane są wprawdzie prace, w których struktury Bragga wytwarzane są przy wykorzystaniu laserów neodymowych Nd:YAG, ale zapis następuje dla harmonicznej zbliżonej do światła UV, np. 266 nm, przy czasie trwania impulsu rzędu 8 ns oraz energii równej 72 μJ [212]. Wyniki przedstawione na rysunku 7.5 mają zatem charakter poglądowy i wskazują, jak zmieniałby się okres wytworzonej struktury wraz ze zmianą długości fali lasera zapisującego TFBG. Wyjaśnienie tego zjawiska jest możliwe, jeżeli ponownie przeanalizujemy równanie (7.7). Zmiana długości fali światła padającego powoduje bowiem zmianę kąta, pod którym załamywane jest światło padające na maskę fazową. Jest to związane z różnicami wartości współczynnika załamania dla różnych długości fali. Dla lasera ekscymerowego o długości fali 248 nm współczynnik załamania światła jest równy ok. 1,51. W przypadku lasera o długości fali równej 1,064 μm współczynnik załamania dla szkła kwarcowego przyjmuje wartość ok. 1,45, natomiast już dla długości fali 6,7 μm współczynnik załamania osiąga wartość 1,16. Zwróćmy również uwagę, że dla kąta nachylenia maski fazowej równego

0° wszystkie charakterystyki rozpoczynają się i kończą w tym samym punkcie, tzn. dla tych samych wartości okresu TFBG, niezależnie od długości fali lasera.

Struktury Ex-TFG pozwalają uzyskać znaczne różnice amplitudy pików na charakterystyce spektralnej pochodzących od światła spolaryzowanego zgodnie z polaryzacją typu P i S. Dodatkowo, w przypadku światła niespolaryzowanego obydwa minima na charakterystyce spektralnej Ex-TFG charakteryzują się taką samą wartością współczynnika transmisji (rys. 7.6).



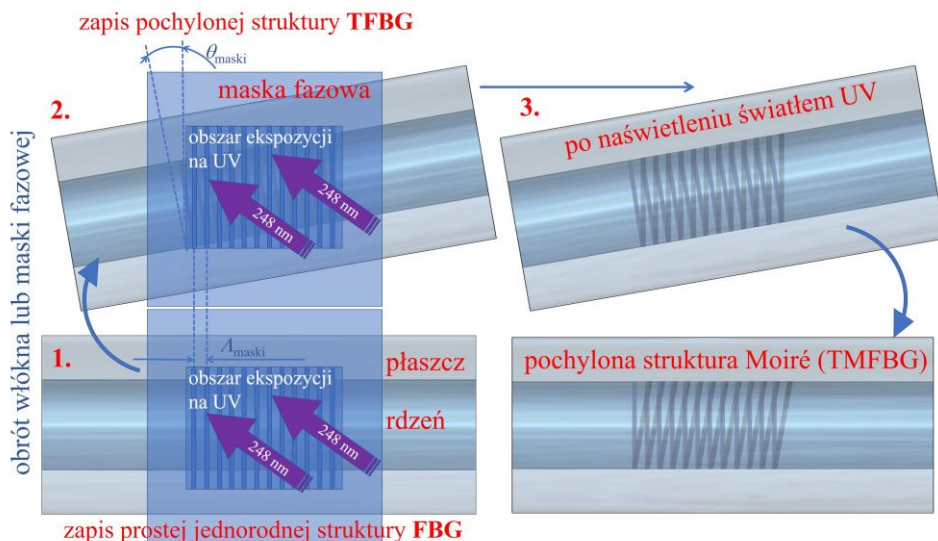
Rys. 7.6. Poglądowe charakterystyki transmisyjne Ex-TFG dla światła niespolaryzowanego, oraz dla światła spolaryzowanego ortogonalnie

Te unikalne właściwości polaryzacyjne struktur Ex-TFBG stwarzają nowe możliwości ich wykorzystania np. w charakterze refraktometrów [279, 280], czujników skrętu [43], obciążenia poprzecznego [246] czy poziomu cieczy [197]. Najnowsze prace dotyczą również możliwości ich aplikacji w medycynie np. w charakterze czujników biomarkerów [164–166]. Właściwości metrologiczne przy pomiarach polaryzacji światła z wykorzystaniem Ex-TFBG można również poprawiać stosując pokrycie włókien np. warstwą grafenu [103]. Struktury takie mogą znaleźć potencjalne zastosowania w modulatorach światłowodowych, laserach włóknowych oraz czujnikach biochemicznych. W dalszej części rozdziału 7 przedstawiono inne niż Ex-TFG struktury o modulacji współczynnika załamania światła pochyłonej w stosunku do osi światłowodu.

7.2. Ukośne siatki Moiré (TMFBG)

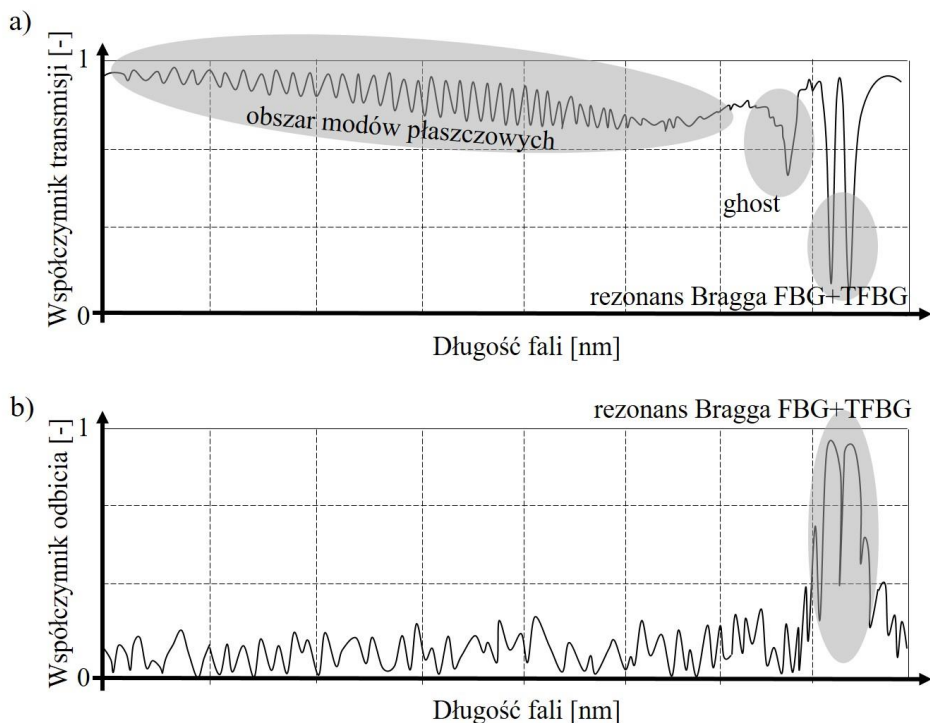
Ciekawe właściwości można uzyskać za pomocą struktur będących superpozycją kilku siatek Bragga, zapisanych w tym samym miejscu w rdzeniu włókna światłowodowego. Struktury takie nazywa się tzw. siatkami Moiré.

Najczęściej poszczególne siatki różnią się wtedy np. okresami [222, 217]. W odróżnieniu do wszystkich przedstawionych w niniejszej pracy siatek ukośnych, TMFBG (ang.: *tilted Moiré fiber Bragg gratings*) są jedynymi strukturami, które nie zostały wytworzone na potrzeby niniejszego opracowania, skupiono się jedynie na przedstawieniu ich budowy oraz podstawowych parametrów, wyróżniających je od innych struktur pochyłonych. Przykładowa struktura Moiré złożona z siatki FBG oraz TFBG oraz sposób jej wytwarzania przedstawiono na rysunku 7.7.



Rys. 7.7. Jeden z możliwych sposobów zapisu struktur TMFBG

Charakterystyka spektralna struktur TMFBG zawiera zarówno minimum pochodzące od struktury prostej FBG oraz szereg minimów pochodzących od modów płaszczowych pochodzących od TFBG, na których propagację ma wpływ otaczające medium, to struktury takie mogą być wykorzystane do pomiarów jednoczesnych dwóch wielkości fizycznych. W takim przypadku przetwornik składa się z jednej głowicy pomiarowej, zawierającej nałożone na siebie struktury FBG oraz TFBG i może być wykorzystany np. do pomiarów temperatury i współczynnika załamania roztworów chemicznych lub biomedycznych [271]. Struktury Moiré są także alternatywą dla zjawiska elektromagnetycznie wymuszonej przezroczystości EIT (ang.: *electromagnetically induced transparency*) [116]. Siatki tego typu stosuje się jednak najczęściej jako czujniki do jednoczesnego pomiaru dwóch wielkości fizycznych [269, 270]. Na rysunku 7.8 przedstawiono charakterystyki widmowe takich struktur.



Rys. 7.8. Charakterystyki spektralne struktur TMFBG: a) charakterystyka transmisyjna, b) charakterystyka odbiciowa

Charakterystyczne jest np. występowanie dwóch minimów na charakterystyce transmisyjnej, którym odpowiadają dwa maksima na charakterystyce odbiciowej. Są one związane z odbiciem Bragga w siatce FBG oraz rezonansem głównym (również Bragga) powstającym w strukturze TFBG. Istnieje również możliwość takiego doboru okresów struktur FBG oraz TFBG, żeby ich długości fali Bragga były jednakowe. Spowoduje to znaczne wzmocnienie odbicia Bragga w strukturze TMFBG w porównaniu do układu, w którym na włóknie światłowodowym zapisana byłaby jedynie struktura TFBG. Takie wzmocnienie odbicia Bragga jest np. pożądane w sytuacji, gdy czujnik wykorzystywany jest do równoczesnego pomiaru temperatury oraz drugiej, innej wielkości fizycznej. Położenie piku głównego (Bragga) jest wtedy traktowane jako odniesienie i może być ono wykorzystane do uzyskania informacji o temperaturze, w której wykonywany jest pomiar.

Zapis TMFBG zgodnie z procedurą przedstawioną na rysunku 7.7 powoduje powstanie dwóch struktur periodycznych o jednakowym okresie, przy czym jedna z nich jest nachylona w stosunku do osi włókna pod pewnym kątem. Powoduje to powstanie tzw. efektu rezonansu Moiré [217]. Modulację

współczynnika załamania światła w takiej strukturze opisuje się następującym równaniem:

$$\Delta n(z) = \Delta n_0 \left[2 + 2 \sin(2\pi z / \Lambda_1) \cos(2\pi z / \Lambda_2) \right], \quad (7.8)$$

gdzie Δn_0 jest różnicą składowych stałych współczynnika załamania światła tj, różnicą pomiędzy wartością n_0 odpowiadającą światłowodowi bez TMFBG a wartością n_0 odpowiadającą światłowodowi z zapisaną strukturą TMFBG. Występujące w równaniu (7.8) okresy Λ_1 oraz Λ_2 opisują poniższe równania:

$$\Lambda_1 = 2 \frac{\Lambda_{FBG} \cdot \Lambda_{TFBG}}{\Lambda_{FBG} + \Lambda_{TFBG}} \quad (7.9)$$

oraz

$$\Lambda_1 = 2 \frac{\Lambda_{FBG} \cdot \Lambda_{TFBG}}{\Lambda_{FBG} - \Lambda_{TFBG}}. \quad (7.10)$$

W przypadku struktur TMFBG występują zatem dwa składniki modulacji współczynnika załamania światła związane z istnieniem prostej i pochylonej struktury periodycznej. Składowe te opisać można poniższymi równaniami:

$$\Delta n_{FBG}(z) = 1 + \sin\left(z \frac{2\pi}{\Lambda_{FBG}}\right) \quad (7.11)$$

oraz

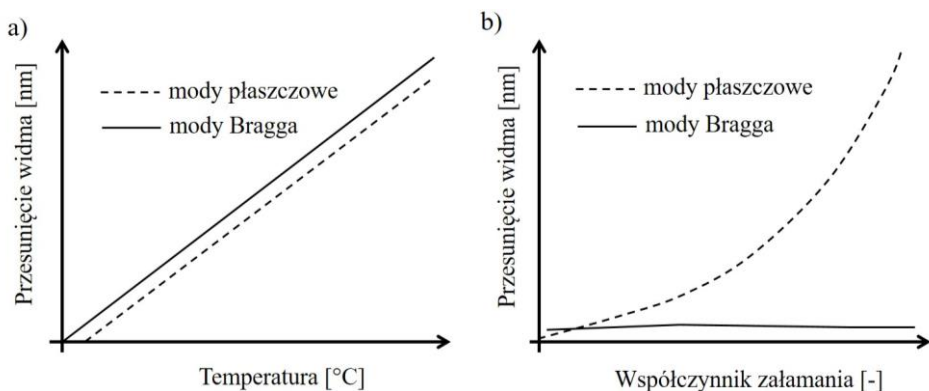
$$\Delta n_{TFBG}(z) = 1 + \sin\left(z \frac{2\pi}{\Lambda_{TFBG}}\right), \quad (7.12)$$

przy czym wzajemna relacja pomiędzy okresami struktur FBG i TFBG jest następująca:

$$\Lambda_{TFBG} = \frac{\Lambda_{FBG}}{\cos \theta}. \quad (7.13)$$

Znajomość powyższych zależności (7.8)–(7.13) pozwala na precyzyjną kontrolę zapisu struktur TMFBG.

Na rysunku 7.9 przedstawiono kształt charakterystyk przetwarzania czujnika temperatury i współczynnika załamania światła wykorzystującego TMFBG w charakterze przetwornika tych dwóch wielkości.

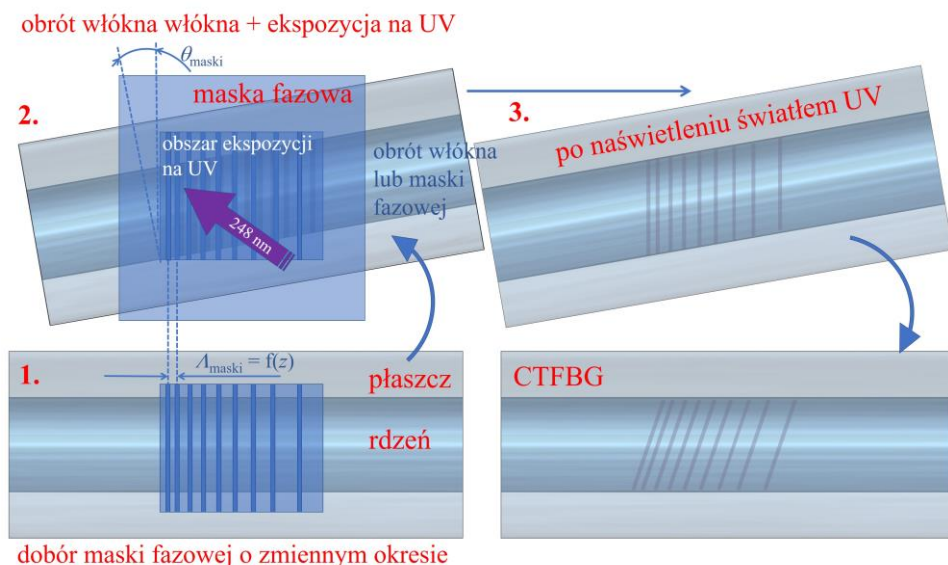


Rys. 7.9. Poglądowe charakterystyki przetwarzania TMFBG: a) temperatury, b) współczynnika załamania światła

Występujące różnice przesunięcia widmowe pod wpływem współczynnika załamania światła odpowiadających rezonansowi głównemu (Bragga) oraz rezonansom pochodzącym od modów płaszczowych pozwalają na równoległy pomiar temperatury i współczynnika załamania. Zmiany długości fali modów płaszczowych i modu rdzeniowego w przypadku zmiany współczynnika załamania światła daje możliwość dyskryminacji tych dwóch wielkości.

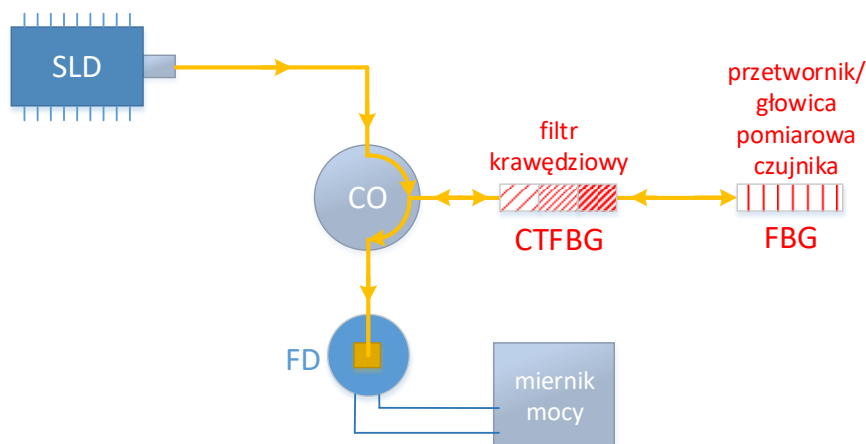
7.3. Ukośne światłowodowe struktury periodyczne o zmiennym okresie (CTFBG)

Kolejną grupą struktur periodycznych o pochylonej modulacji współczynnika załamania światła są struktury ukośne o liniowo zmiennej wartości okresu CTFBG (ang.: *chirped tilted fiber Bragg gratings*). Tego typu struktury są stosowane jako filtry krawędziowe w systemach służących do filtrowania sygnałów np. z czujników opartych na standardowych, prostych i jednorodnych siatkach Bragga [83, 84, 157, 158, 205], a także jako struktury wykorzystywane do ograniczania efektu rozpraszania Ramana w laserach włóknowych [261]. Dodatkowo, zapis struktur CTFBG na światłowodach o dużej średnicy pola modu LMA (ang.: *large mode area*) pozwala na ograniczenie ich czułości na temperaturę [260]. Sposób wytwarzania takich struktur na potrzeby niniejszego opracowania metodą maski fazowej oraz ich budowę zaprezentowano na uproszczonym schemacie (rys. 7.10).

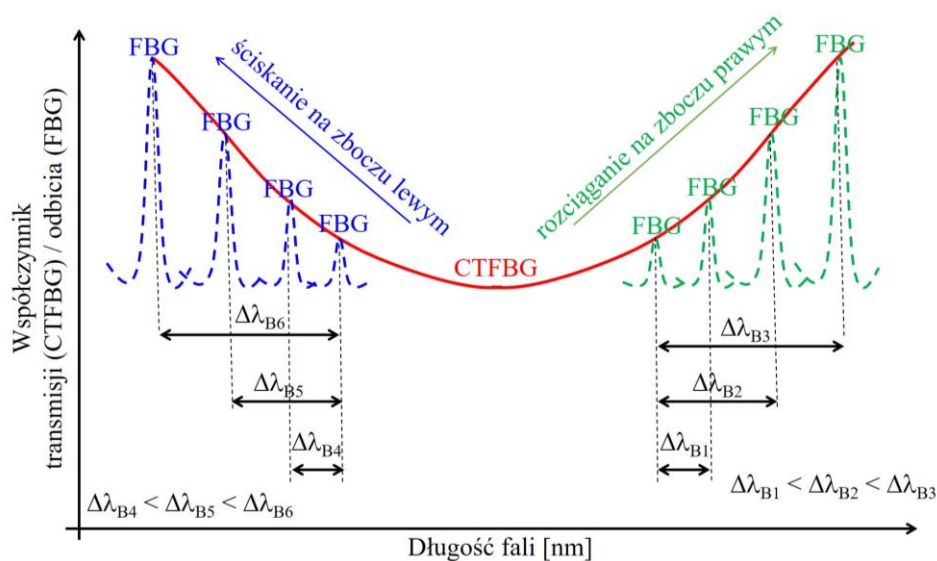


Rys. 7.10. Zapis struktur CTFBG

Kształt charakterystyk widmowych CTFBG stwarza nowe możliwości ich zastosowania. W układach filtrujących najbardziej pożądane są charakterystyki posiadające długie, tzn. obejmujące szeroki zakres spektralny, zbocza, które dodatkowo opadają lub wzrastają liniowo. Wolno opadające zbocza CTFBG stosowane w charakterze filtrów krawędziowych pozwalają bowiem na wykorzystanie tych struktur do zamiany przesunięcia długości fali np. siatek prostych FBG na zmiany mocy, co eliminuje konieczność pomiaru długości fali i jego zastąpienie prostym pomiarem mocy optycznej. Ideę zastosowania CTFBG w charakterze filtrów krawędziowych dla prostych struktur FBG przedstawia rysunek 7.11. Wzajemne położenie charakterystyk transmisyjnych CTFBG wykorzystywanych w układzie oraz charakterystyk odbiciowych FBG przedstawiono na rysunku 7.12. Linią czerwoną ciągle na rysunku przedstawiono kształt charakterystyki CTFBG natomiast liniami przerywanymi wykreślono kształt i położenie charakterystyk FBG. W sytuacji, gdy charakterystyka transmisyjna CTFBG posiadałaby symetryczne zbocza, możliwa byłaby praca układu zarówno na lewym (opadającym) jak i prawym (narastającym) zboczu CTFBG. Kolorem zielonym zaznaczono możliwy obszar pracy układu na zboczu narastającym CTFBG natomiast kolorem niebieskim charakterystyki układu zmieniające swoje położenie w zakresie zbocza opadającego. Jak widać, struktura FBG może pracować jako czujnik np. naprężenia, przy czym możliwe jest zarówno jego ściskanie jak i rozciąganie.



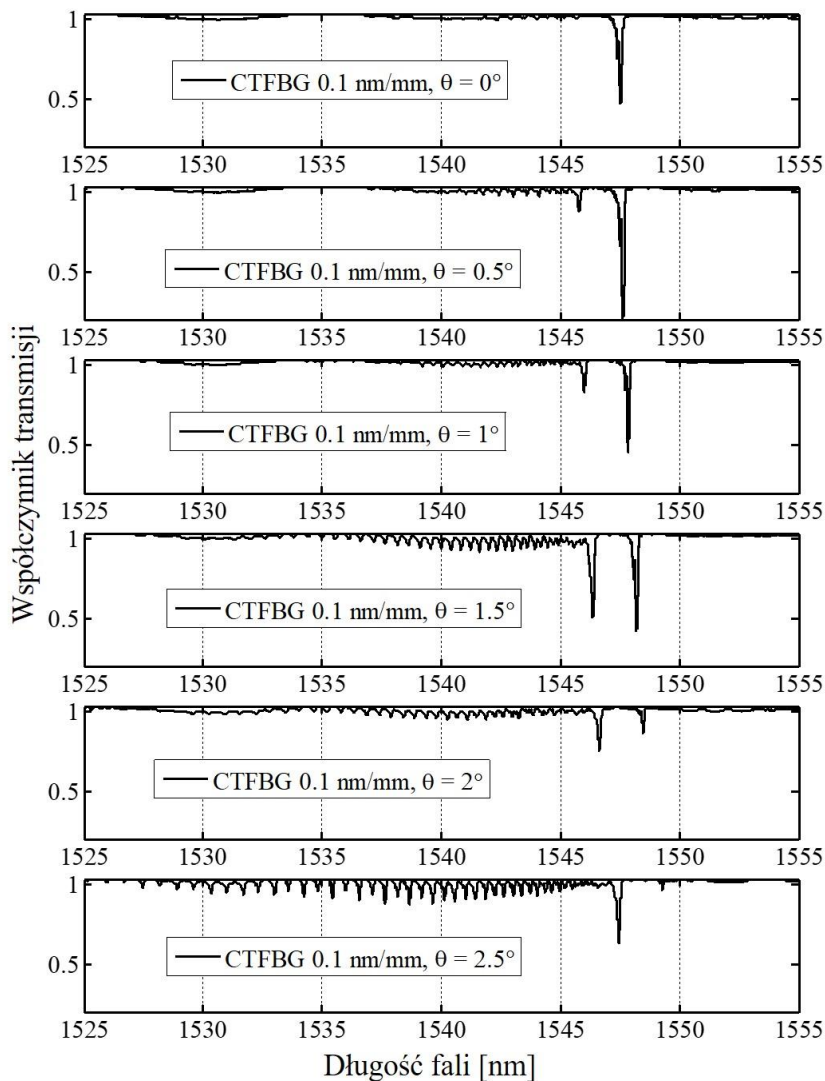
Rys. 7.11. Zastosowanie CTFBG w układzie filtra krawędziowego do czujników FBG



Rys. 7.12. Charakterystyki filtra krawędziowego opartego na siatkach pochyłonych o zmiennym okresie (CTFBG) oraz czujników wykorzystujących jednorodne i proste siatki Bragga (FBG)

Przy takim doborze charakterystyk spektralnych CTFBG oraz FBG możliwa jest zamiana wartości przesunięcia fali o danej długości elementów FBG na wartość mocy odbijanej przez FBG i docierającej np. do fotodetektora. Na rysunku 7.13 przedstawiono charakterystyki widmowe transmisyjne wytworzo-

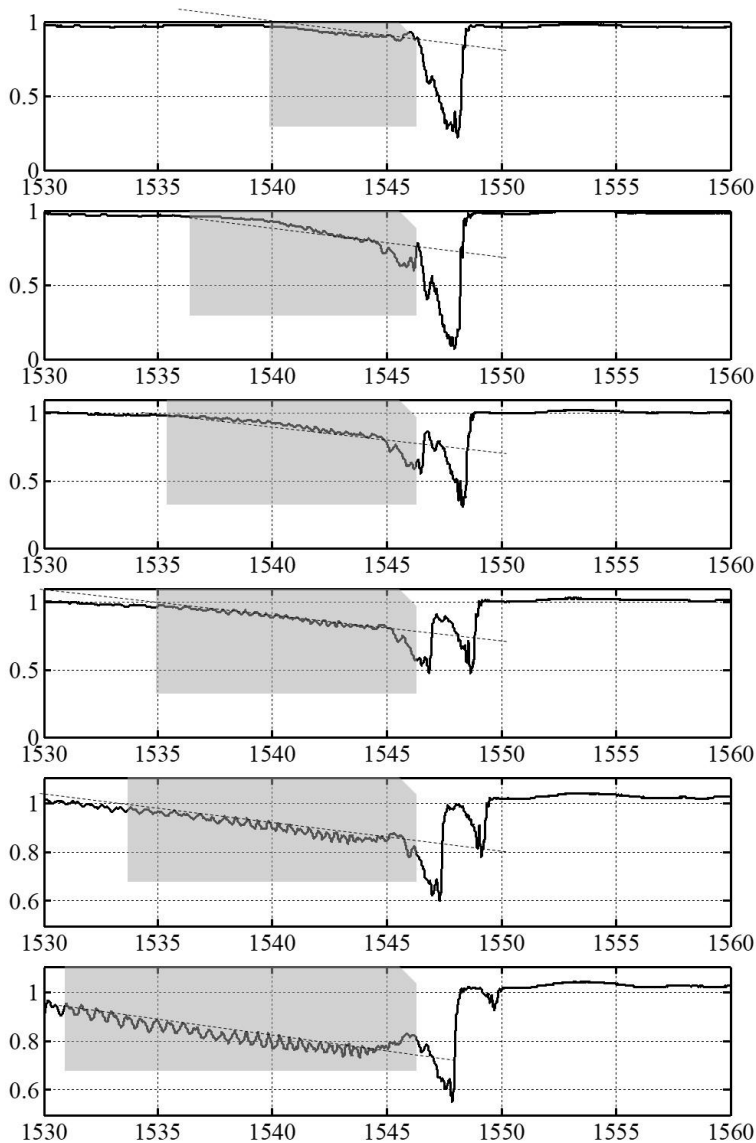
nych struktur CTFBG o różnych wartościach kąta pochylenia θ oraz tej samej wartości zmiany okresu na ich długości.



Rys. 7.13. Charakterystyki transmisyjne wytworzonych struktur CTFBG o zmiennym kącie pochylenia θ , dla porównania pomiaru wykonano dla struktur o tej samej wartości „chirpu”

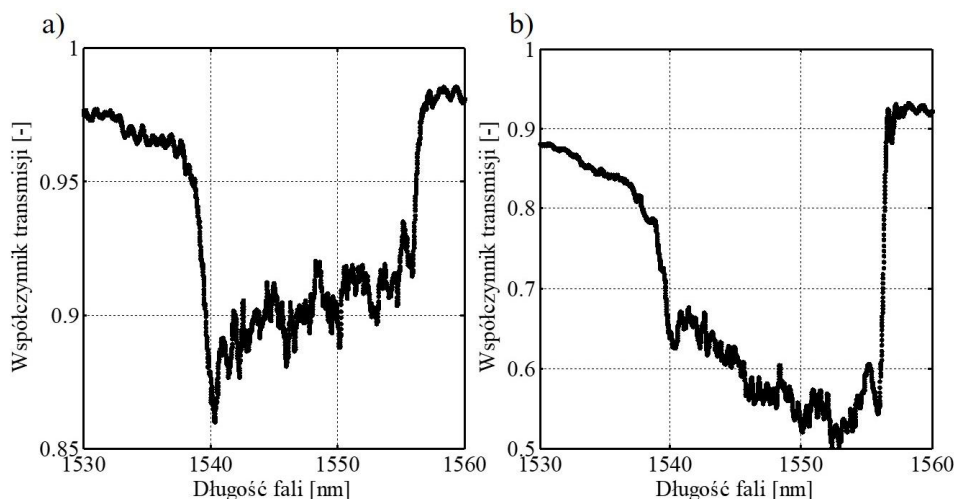
Wyniki przedstawione na rysunku 7.13 wskazują, że zmiana okresu na długości struktury (ang.: *chirp*) CTFBG na poziomie 0,1 nm/mm jest zbyt mała, aby wytworzyć filtr krawędziowy, niezależnie od wartości kąta nachylenia

struktury. Przy tak małych wartościach zmian okresu na długości siatki praktycznie nie można uzyskać zauważalnego nachylenia zbocza charakterystyki transmisyjnej CTFBG. Takie struktury nie mogą służyć jako filtry krawędziowe.



Rys. 7.14. Charakterystyki transmisyjne wytworzonych struktur CTFBG o różnych wartościach kąta pochylenia θ i wartości „chirpu” struktur równym 1 nm/mm. Linia przerywaną oznaczono nachylenie zbocza charakterystyki, które jest największe w wyróżnionych obszarach widma, oznaczonych kolorem szarym.

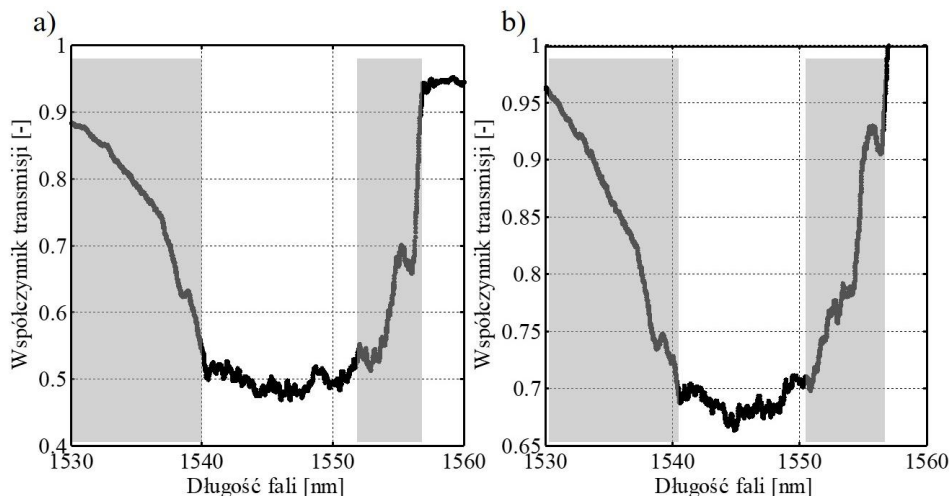
Kolejne struktury CTFBG, które mogłyby być zastosowane w układach interrogacji sygnałów z czujników optycznych wykonano dla 10-krotnie większej wartości zmiany okresu na długości struktury – tzw. chirpu. Na rysunku 7.14 przedstawiono charakterystyki wytworzonych siatek o zmianie okresu na długości struktury wynoszącej 1 nm/mm. Polem szarym zaznaczono obszar widmowy, w którym charakterystyki transmisyjne posiadają nachylenie zbocza odpowiednie do układu interrogacji. Jak można zauważyć zwiększenie wartości kąta nachylenia struktury powoduje zwiększenie zakresu widmowego, w którym charakterystyka widmowa uzyskuje charakterystyczne pochylenie. Z drugiej jednak strony większe wartości kąta θ powodują wzrost amplitudy poszczególnych pików pochodzących od modów płaszczowych i charakterystyka transmisyjna ulega charakterystycznemu „poszarpaniu” od strony fal krótszych do długości fali Bragga. Te dwa efekty umożliwiają dobór optymalnych parametrów w postaci zmiany okresu na długości struktury oraz kąta nachylenia modulacji współczynnika załamania światła. Parametry te należy analizować indywidualnie do każdego zastosowania. Na rysunku 7.15a przedstawiono charakterystykę siatki z chirpem ale bez nachylenia modulacji współczynnika załamania światła (siatka CFBG – *chirped fiber Bragg grating*). Dla porównania na rysunku 7.15 przedstawiono strukturę CTFBG o kącie nachylenia wynoszącym $\theta_{\text{CTFBG}} = 0,5^\circ$.



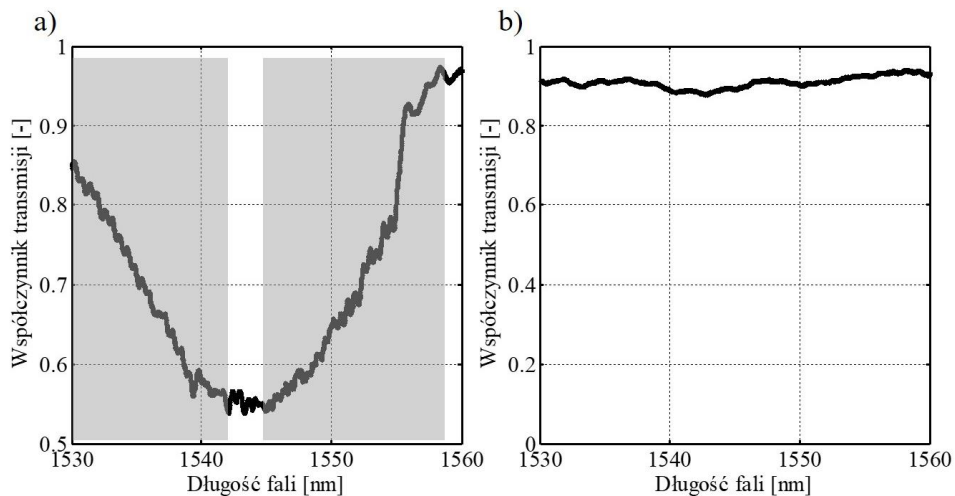
Rys. 7.15. Charakterystyki transmisyjne wytworzonych struktur: a) CFBG b) CTFBG o kącie $\theta = 0,5^\circ$ i zmianie okresu równej 10 nm/mm

Obydwie struktury, których charakterystyki widmowe przedstawiono na rys. 7.15, posiadały okres zmieniający się o 1 nm na każdy milimetr długości struktury. Porównując charakterystyki CFBG i CTFBG zauważyć można

wyraźną zmianę kształtu charakterystyki spektralnej już dla kąta pochylenia struktury CTFBG równego $\theta = 0,5^\circ$. Analogiczne pomiary wykonano dla struktur o większych kątach pochylenia, co zaprezentowano na rysunkach 7.16 i 7.17.



Rys. 7.16. Charakterystyki transmisyjne wytworzonych struktur CTFBG o kącie pochylenia modulacji współczynnika załamania: a) $\theta = 1^\circ$ b) $\theta = 1,5^\circ$ o zmianie okresu równej 10 nm/mm



Rys. 7.17. Charakterystyki transmisyjne wytworzonych struktur CTFBG o kącie pochylenia modulacji współczynnika załamania: a) $\theta = 2^\circ$ b) $\theta = 2,5^\circ$ o zmianie okresu równej 10 nm/mm

Na rysunkach 7.16 oraz 7.17 szarym kolorem oznaczono obszary, w których na charakterystykach transmisyjnych CTFBG występuje nachylenie zboczy. Dla kąta nachylenia θ o wartościach zawierających się w zakresie od $1\text{--}1,5^\circ$ występują dwa wyraźne obszary, w których zbocza charakterystyk transmisyjnych są pochylone. W obszar umiejscowionym po stronie fal krótszych, zbocze jest pochylone w zakresie 10 nm, podczas gdy zbocze umiejscowione po stronie fal dłuższych, jest również pochylone w zakresie kilku nm. Dla kąta nachylenia θ o wartości 2° współczynnik transmisji CTFBG zmienia się praktycznie w całym rozpatrywanym zakresie widmowym (rys. 7.17a).

Podsumowując, można stwierdzić, że dla wartości „chirpu” struktury na poziomie 10 nm/mm otrzymać można filtr krawędziowy. Dla tego typu struktur istnieje bowiem szeroki zakres regulacji nachylenia zbocza ich charakterystyk spektralnych. Zwróćmy również uwagę, że istnieje pewna graniczna wartość kąta θ , po przekroczeniu której następuje silne spłaszczenie charakterystyk spektralnych (rys. 7.17b). Jest ono związane z występowaniem dwóch równolegle zachodzących zjawisk. Pierwsze z nich polega na nierównomiernym rozszerzeniu spektralnym poszczególnych modów propagujących w strukturze CTFBG wskutek wzrastającej na długości wartości okresu modulacji współczynnika załamania światła. Drugie zjawisko polega na zmniejszeniu się wysokości minimów pochodzących od poszczególnych modów płaszczowych wskutek wzrostu kąta nachylenia spowodowane coraz silniejszym „wyciekaniem” modów ze struktury CTFBG. Obydwa te zjawiska powodują zatem spłaszczenie całej charakterystyki transmisyjnej CTFBG. Możliwości kształtowania nachylenia zboczy charakterystyk widmowych CTFBG są ważne z punktu widzenia ich potencjalnych zastosowań jako filtry krawędziowe.

Wszystkie opisane struktury o pochylonej modulacji współczynnika załamania światła posiadają jedną wspólną cechę, która narzuca pewne ograniczenia w układach detekcji. Otóż jeśli do światłowodu z TFBG wprowadzimy spolaryzowane światło to zakres spektralny odpowiadający modom płaszczowym będzie się zmieniał w zależności od stanu polaryzacji tego światła. Wpływ polaryzacji światła wejściowego na widmo struktur TFBG, w tym również CTFBG determinuje zatem konieczność kontroli stanu, np. kąta, polaryzacji. W związku z powyższym zasadne są badania prowadzące do zmniejszenia lub wyeliminowania wpływu kąta polaryzacji światła wejściowego na parametry optyczne, np. kształt charakterystyk transmisyjnych, ukośnych struktur periodycznych. Temat ten rozwinięty jest w kolejnym podrozdziale niniejszego opracowania.

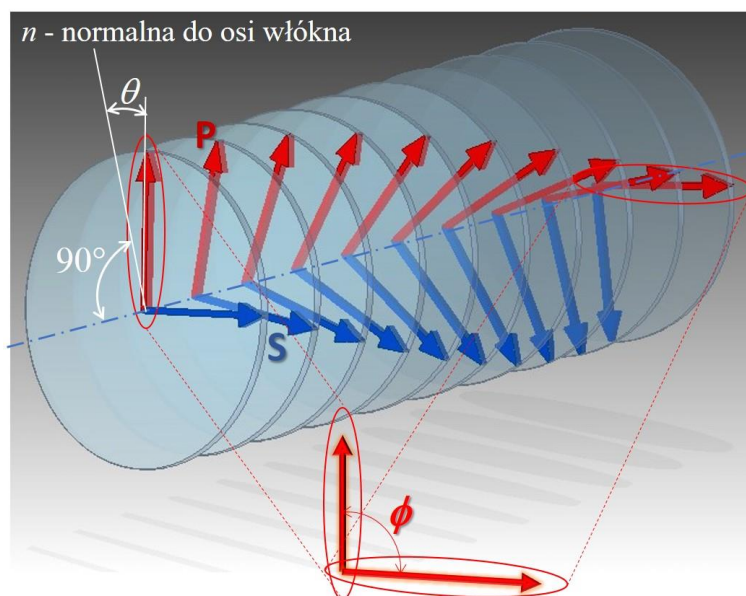
7.4. Pochylone skręcone światłowodowe struktury periodyczne (TTFBG)

Przykładem nowej struktury TFBG jest skręcona pochylona siatka Bragga TTFBG (ang.: *twisted tilted fiber Bragg grating*) po raz pierwszy

zaproponowana w pracy [123]. Jak zasygnalizowano w rozdziale 7.3 stan polaryzacji światła wejściowego wpływa na parametry optyczne struktur TFBG. W niniejszym rozdziale udowodniono, że skrócenie pochyłonej już modulacji współczynnika załamania światła powoduje zmniejszanie wrażliwości takiej struktury na kąt obrotu polaryzacji światła wejściowego. Światłowody oraz zapisane na nich proste i jednorodne światłowodowe struktury periodyczne nie są czułe na zmiany polaryzacji wprowadzanego światła, ponieważ są symetryczne cylindrycznie. Taka symetria jest ich ważną zaletą, ponieważ podczas pomiarów sygnałów pochodzących z takich struktur, np. w układzie interrogatora nie ma konieczności stosowania światła spolaryzowanego. Nie ma również potrzeby kontroli polaryzacji w całym torze optycznym, np. poprzez stosowanie włókien utrzymujących polaryzację (ang.: *polarization-maintaining fiber*) [54, 104, 154]. Włókno światłowodowe w pewnych warunkach może stać się czułe na położenie płaszczyzny polaryzacji światła wejściowego. Jak już wspomniano, najczęściej przyczyną czułości na polaryzację jest zaburzenie jego symetrii cylindrycznej. Należy tutaj zwrócić uwagę, że struktury TFBG powstają poprzez pochylenie osi zmian współczynnika refrakcji w stosunku do normalnej do osi światłowodu co jest właśnie zaburzeniem takiej cylindrycznej symetrii. Po zapisaniu takiej struktury światłowodów przestaje mieć symetrię cylindryczną i staje się on wrażliwy na polaryzację światła wejściowego. Jak wykazano w rozdziale 3 światło wprowadzane do takiej struktury jest sprzęgane zarówno do propagującego wstecz modu rdzeniowego jak i do szeregu modów propagujących w płaszczu w kierunku zgodnym z kierunkiem propagacji światła wprowadzanego.

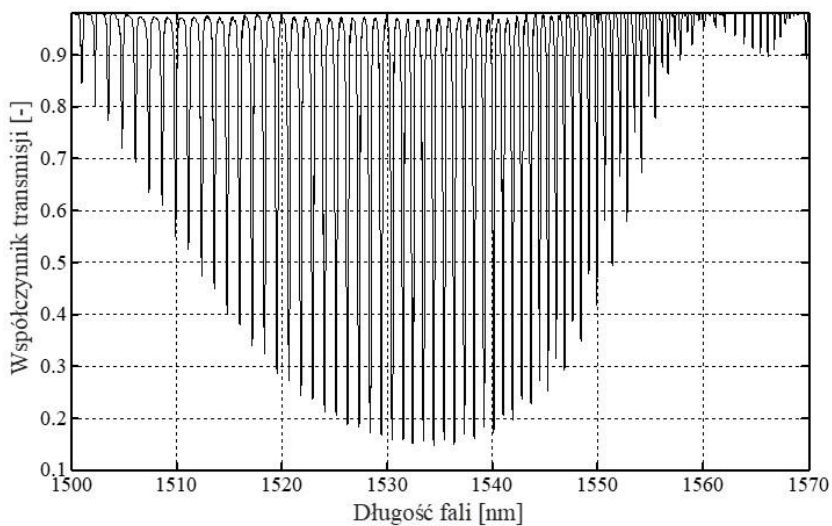
Jeśli do włókna światłowodowego z zapisaną strukturą TFBG wprowadzimy światło spolaryzowane to widmo w zakresie modów płaszczowych będzie się zmieniać w zależności od kąta obrotu polaryzacji światła. Wpływ kąta obrotu polaryzacji na charakterystyki widmowe struktur TFBG może zostać wykorzystany do pomiarów kąta obrotu oraz skrętu jak to przedstawiono w rozdziale 4. Pomiary wielu wielkości fizycznych wymagają dużej staranności i kontroli stanu polaryzacji światła wejściowego, co wpływa na poprawę czułości pomiarów, np. refraktometrycznych [35]. Jeśli jednak stan polaryzacji nie jest kontrolowany, to będzie on wpływał bardzo negatywnie na dokładność pomiarów refraktometrycznych. Jednym ze sposobów zmniejszenia wpływu zmian kąta obrotu polaryzacji światła wejściowego podczas pomiarów jest wykorzystanie światła niespolaryzowanego. Kolejnym sposobem jest precyzyjna kontrola kąta obrotu polaryzacji światła wejściowego, co w praktyce jest trudno wykonać. Poniżej zaprezentowano metodę minimalizacji wpływu zmiany kąta polaryzacji światła wejściowego na charakterystyki spektralne czujników opartych o struktury TFBG. Opisany sposób minimalizacji wpływu zmian polaryzacji polega na wytworzeniu nowej struktury TFBG, która będzie nieczuła na zmianę polaryzacji światła. Rozwiązaniem jest w tym przypadku wytworzenie struktury, która oprócz pochylenia modulacji współczynnika

załamania będzie skrócona na swojej długości o pewien kąt ϕ , zgodnie z rysunkiem 7.18.

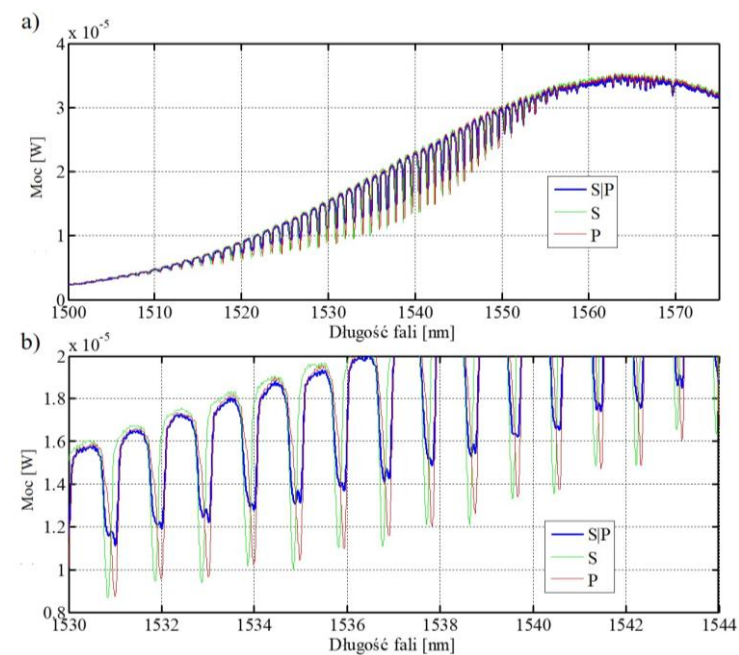


Rys. 7.18. Skręcenie struktury TFBG o kąt ϕ . Czerwonymi strzałkami oznaczono polaryzację typu P, niebieskie strzałki odpowiadają polaryzacji typu S

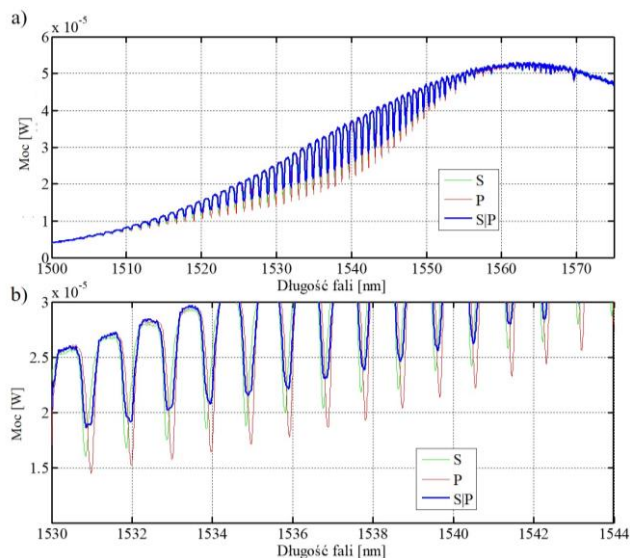
Na rysunku 7.18 przedstawiono sposób oznaczenia kąta skrętu struktury ϕ . Ta sama struktura charakteryzuje się również kątem θ , określającym pochylenie modulacji współczynnika załamania światła w stosunku do normalnej do włókna, na którym zapisana jest TFBG. W celu wykazania wpływu skręcenia struktury na zależność jej widma transmisyjnego od polaryzacji światła wejściowego w pierwszym etapie wykonano badania, w której TFBG jest skręcana ze znanym kątem ϕ . Do badań wytworzono strukturę TFBG o kącie nachylenia $\theta = 5^\circ$. Charakterystykę transmisyjną całej struktury, bez wywołanego skrętu przedstawia rysunek 7.19. Ewolucję widma wskutek zmian kąta polaryzacji dla struktury nieskręconej ($\phi = 0^\circ$) zestawiono na rysunku 7.20. Trzy charakterystyki spektralne zmierzone były dla trzech różnych wartości kąta polaryzacji światła wejściowego zgodnej z polaryzacją typu P, polaryzacją obróconą o kąt 45° , co odpowiadało polaryzacji typu S/P oraz polaryzacją obróconą o 90° , co odpowiadało polaryzacji typu S. Dla porównania, na rysunku 7.21 przedstawiono wyniki analogicznych pomiarów spektralnych, ale wykonane już na strukturze skręconej o kąt $\phi = 45^\circ$.



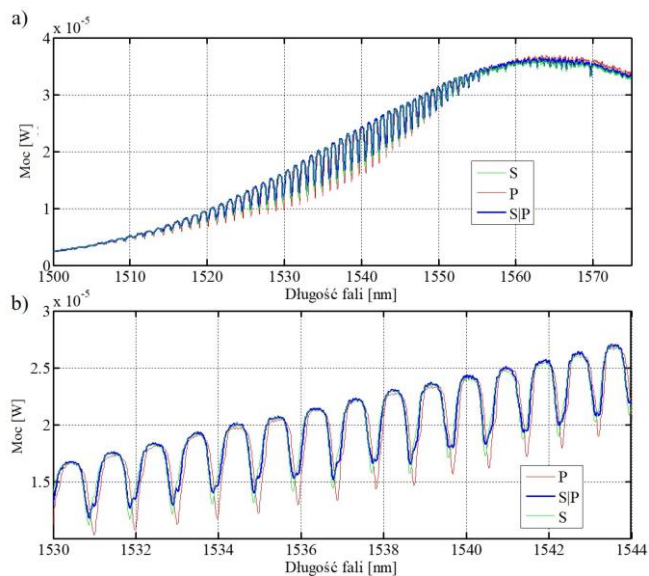
Rys. 7.19. Charakterystyka spektralna struktury TFBG: $\theta = 5^\circ$, $\phi = 0^\circ$



Rys. 7.20. Wyniki pomiarów spektralnych TFBG $\theta = 5^\circ$, $\phi = 0^\circ$ nieskręconej dla trzech stanów polaryzacji światła wejściowego dla fal o długościach: a) 1500–1575 nm, b) 1530–1544 nm

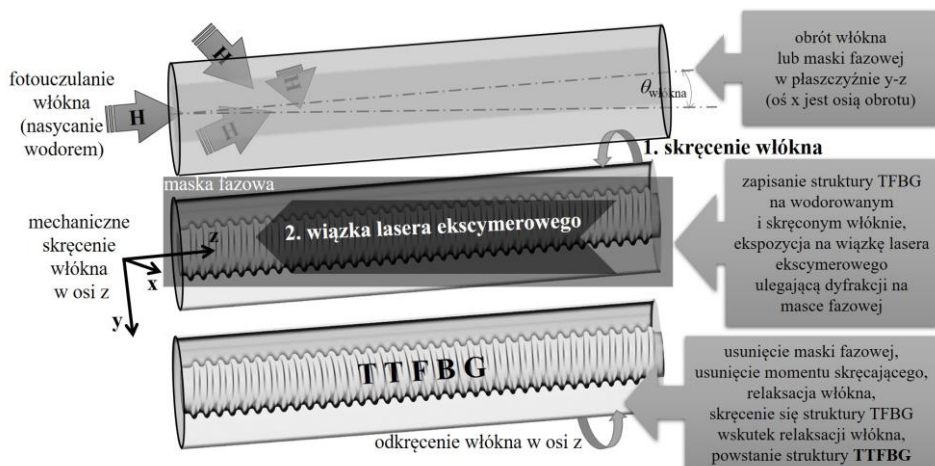


Rys. 7.21. Wyniki pomiarów spektralnych TFBG $\theta = 5^\circ$, skręconej o kąt $\phi = 45^\circ$ dla trzech stanów polaryzacji światła wejściowego dla fal o długościach: a) 1500–1575 nm, b) 1530–1544 nm



Rys. 7.22. Wyniki pomiarów spektralnych TFBG $\theta = 5^\circ$, skręconej o kąt $\phi = 90^\circ$ dla trzech stanów polaryzacji światła wejściowego dla fal o długościach: a) 1500–1575 nm, b) 1530–1544 nm

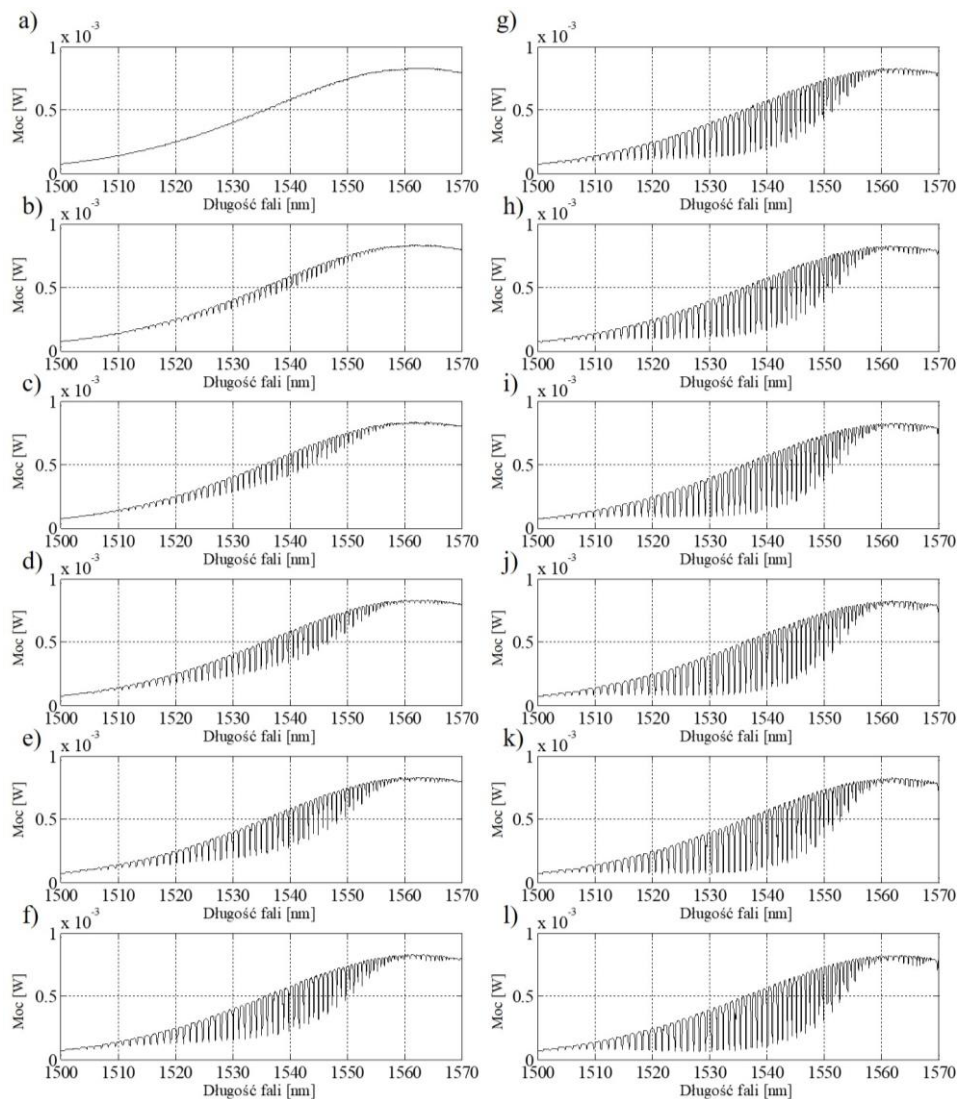
Wyniki pomiarów przedstawione na rysunkach 7.20–7.22 dowodzą, że istnieje możliwość sterowania czułością na zmiany kąta polaryzacji światła wejściowego poprzez dobór kąta skręcenia całej struktury TFBG. Zmiana amplitudy pików pochodzących od modów płaszczowych jest tym mniejsza, im większy jest kąt skręcenia ϕ struktury TFBG. Wyniki przedstawione na rysunkach 7.20–7.22 zapoczątkowały prace nad wytworzeniem struktury TFBG, która będzie nieczuła lub będzie posiadała zminimalizowaną czułość na zmiany polaryzacji światła. Samo skręcenie struktury, jak to miało miejsce w przypadku wyników przedstawionych na rys. 7.20–7.22 oraz w rozdziale 4 nie jest jednak rozwiązaniem optymalnym. Aby uzyskać zmniejszenie czułości na polaryzację wymagane jest bowiem wywołanie skrętu na istniejącym elemencie TFBG. To z kolei wymaga stosowania układów do zadawania i precyzyjnej kontroli kąta skrętu światłowodu. W tym celu opracowano metodę wytwarzania struktur, które będą już same w sobie skręcone o określony kąt. Na rysunku 7.23 przedstawiono sposób wytwarzania takich struktur. Metodę zastosowano następnie do wytworzenia rzeczywistych struktur TFBG, które dodatkowo, ze względu na ich skręt, oznaczono symbolem TTFBG.



Rys. 7.23. Schemat przedstawiający sposób wytwarzania struktur TTFBG

Standardowe włókna jednomodowe, na których zapisane zostaną struktury TTFBG posiadają poziom domieszkowania rdzenia dwutlenkiem germanu GeO_2 na poziomie 3%, jest to wartość wystarczająca do uzyskania zmian współczynnika załamania światła jedynie na poziomie 10^{-5} . Aby zwiększyć poziom zmian współczynnika załamania w rdzeniu należy kilkukrotnie zwiększyć poziom domieszkowania, co jest skomplikowane technologicznie.

Wszystkie struktury opisane w niniejszym opracowaniu wytworzono poprzez fotoczuwanie włókien światłowodowych w atmosferze wodoru.

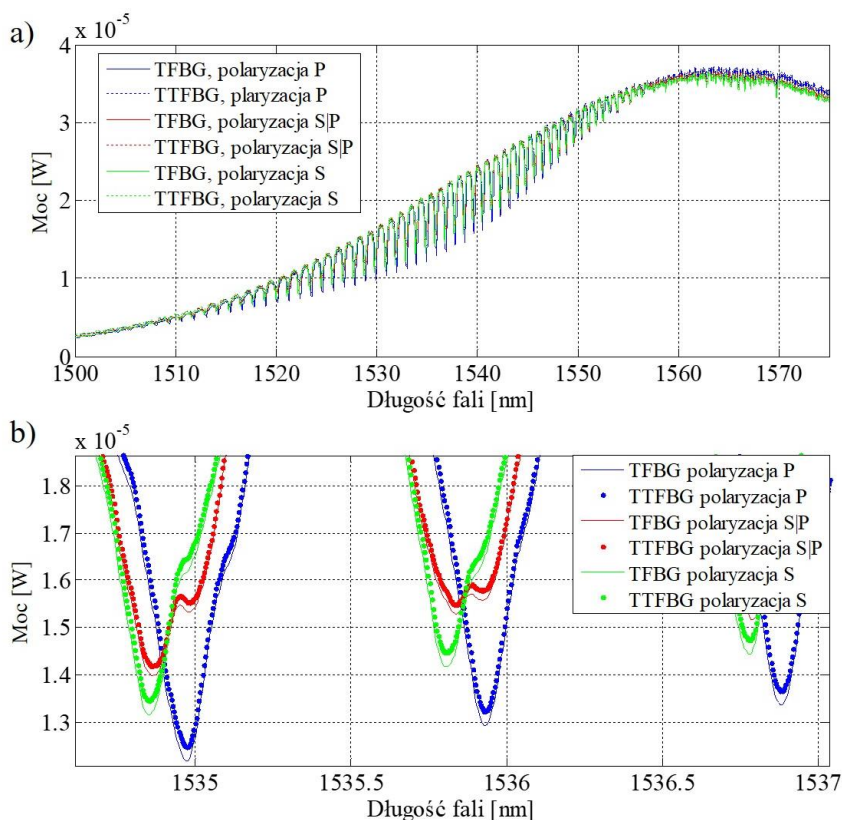


Rys. 7.24. Proces powstawania struktury TFBG na włóknie optycznym skręconym o kąt równy 180° . Rysunek przedstawia charakterystyki transmisyjne zmierzone w różnym czasie od chwili załączenia lasera: a) 4 s, b) 8 s, c) 12 s, d) 16 s, e) 20 s, f) 24 s, g) 28 s, h) 32 s, i) 36 s, j) 40 s, k) 44 s, l) 48 s

Proces ten pozwolił na uzyskanie dyfuzji atomów wodoru do rdzenia włókna światłowodowego, a tym samym jego uczulenie na światło z zakresu UV [89]. Proces wodorowania włókna trwał 8 dni w kontrolowanej temperaturze, wynoszącej 23°C oraz przy ciśnieniu równym 200 barów. Dzięki temu uzyskano zmiany współczynnika załamania na poziomie 10^{-2} .

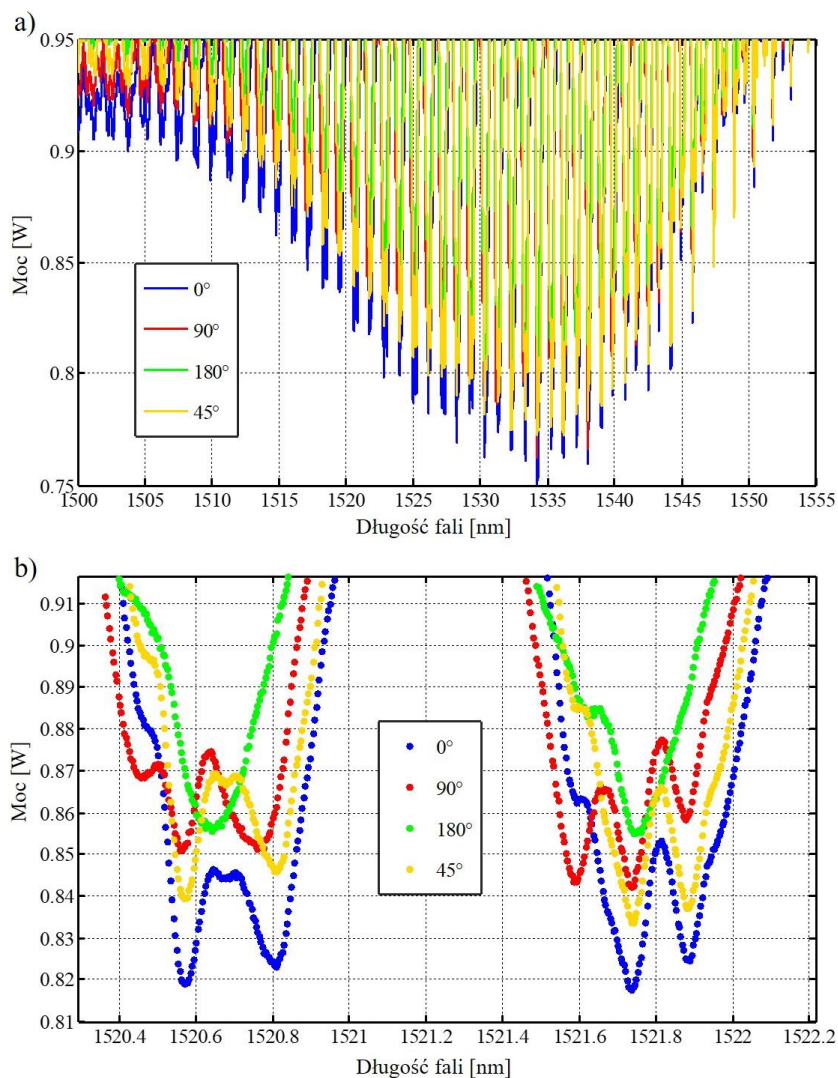
Na rysunku 7.24 przedstawiono kolejne etapy procesu powstawania minimów na charakterystyce transmisyjnej światłowodu skręconego o kąt 180° podczas zapisu na nim TFBG. Struktura, której charakterystyki przedstawia rysunek 7.24 zapisana była laserem Coherent Inc. pracującym z mocą 100 mJ i częstotliwością repetycji równą 100 Hz. Jak widać wzrost czasu naświetlania włókna powoduje zwiększenie poszczególnych minimów na charakterystyce widmowej transmisji, co jest spowodowane coraz silniejszym sprzęganiem światła do modów płaszczowych. Czas zapisu całej struktury na skręconym włóknie wynosił 48 s (rys. 7.24). Należy również zwrócić uwagę, że na skręconym mechanicznie włóknie powstaje tak naprawdę struktura TFBG. Następnym etapem jest zatem zwolnienie (relaksacja) włókna. Ponieważ skręcenie odbywa się w granicach sprężystości światłowodu to zwolnienie momentu skręcającego włókno powoduje jego powrót do stanu nieskręconego. To z kolei powoduje, że struktura TFBG, która została zapisana na włóknie skręconym przekształca się w wyniku relaksacji włókna w strukturę TTFBG.

Pierwsze badania wpływu kąta obrotu polaryzacji światła na charakterystyki widmowe wykonano dla struktur TTFBG o kącie skręcenia równym 90°. Pomiary wykonano dla trzech stanów polaryzacji światła wejściowego: P, S i P oraz S. Dla porównania analogiczne pomiary wykonano również dla struktury TFBG skręconej o taki sam kąt wynoszący 90°. Wyniki pomiarów przedstawiono na rysunku 7.25. Zmiany spektrum TFBG oraz TTFBG mają taki sam charakter. Jak widać efekt minimalizacji czułości na zmianę kąta obrotu polaryzacji światła wejściowego można uzyskać poprzez skręcenie struktury TFBG na czas pomiarów. Taki sam efekt można uzyskać również poprzez zastosowanie struktury TTFBG o takim samym jak TFBG kącie skrętu. W tym miejscu należy również zwrócić uwagę, że w przeciwieństwie do publikacji dotyczących zastosowania TFBG, w czujnikach skrętu opartych na TTFBG analizie podlega jedynie skręt samej struktury siatki a nie np. skręt światłowodu utrzymującego polaryzację oraz siatki. Pomimo tego, że struktury skręcone są znane dla siatek długookresowych [228], TTFBG opisane w niniejszym rozdziale są jedną z pierwszych prezentacji skręconych światłowodowych siatek ukośnych.



Rys. 7.25. Porównanie charakterystyk spektralnych dwóch struktur TTFBG posiadającej kąt skrętu równy 90° oraz TFBG skręconej na czas pomiarów o kąt równy 90° : a) cały zakres spektralny, b) wybrany zakres spektralny odpowiadający trzem wybranym modom płaszcзовym

Tak wytworzone TTFBG poddano następnie badaniom spektralnym dla różnych warunków polaryzacyjnych. W celu określenia stopnia skręcenia struktury wprowadzono odpowiednie markery kątowe, pomiędzy którymi mierzony był kąt skręcenia ϕ . Zbadano następujące struktury: TFBG (TTFBG $\phi = 0^\circ$), TTFBG $\phi = 45^\circ$, TTFBG $\phi = 90^\circ$, TTFBG $\phi = 180^\circ$. Wszystkie wytworzone siatki posiadały kąt nachylenia modulacji współczynnika załamania światła równy $\theta = 5^\circ$. Wyniki pomiarów dla dwóch zakresów spektralnych, pełnego (a) oraz zawężonego dla wybranych modów płaszcзовych (b) zestawiono na rysunku 7.26. Bezpośrednim efektem skręcenia struktury jest zmniejszenie zmian współczynnika transmisji dla poszczególnych modów płaszcзовych przy zmianach polaryzacji światła wejściowego.



Rys. 7.26. Porównanie charakterystyk spektralnych czterech struktur TTFBG różniących się kątem ϕ a) cały zakres spektralny, b) wybrany zakres spektralny odpowiadający dwóm wybranym modom płaszczyznym

Na rys. 7.27 przedstawiono zmiany transmisji modu P oraz S pod wpływem zmian stanu polaryzacji wprowadzanego światła dla struktury TFBG, struktury TTFBG skręconej na swojej długości o 45°, 90° oraz 180°. W celu porównania, wszystkie struktury posiadały taką samą długość $L = 10$ mm.

Wykresy przedstawione na rysunku 7.27 dotyczą zmian wartości współczynnika transmisji wybranego modu płaszczyzowego. Wykresy otrzymano w drodze

obliczeń numerycznych poprzez podział struktury na 50 elementów. Każdemu takiemu elementowi przyporządkowano odpowiednie spektrum transmisyjne.

Aby zobrazować zależność widma od skrętu polaryzacji na wykresach zamieszczonych na rysunku 7.27 przedstawiono współczynniki transmisji dla minimum pochodzącego od wybranego modu. Najważniejszym etapem obliczeń numerycznych jest określenie współczynnika transmisji jednorodnej siatki $T(\alpha)$ dla każdego stanu polaryzacji reprezentowanego przez kąt α liniowo spolaryzowanego światła. Transmisja taka wyznaczona została przy wykorzystaniu pomiarów wykonanych dla jednorodnej nieskręconej struktury TFBG o długości 1 cm i kącie θ równym 5° . Transmisję siatki skręconej określono jako iloczyn transmisji 50 jednorodnych struktur TFBG o długości $1/50$ cm. W takim przypadku współczynnik transmisji elementarnej jednorodnej struktury TFBG będzie określony równaniem:

$$T_\phi(\alpha) = \sqrt[50]{T(\alpha)}. \quad (7.14)$$

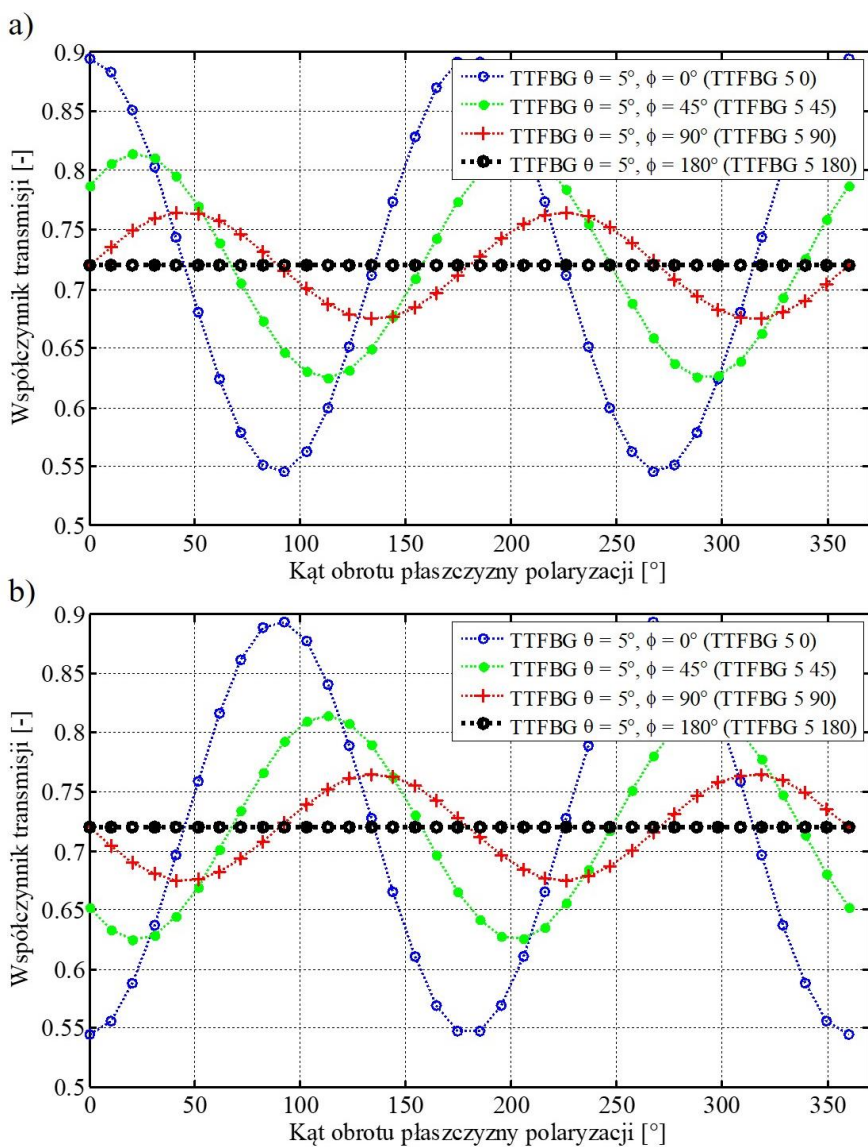
Odpowiednio, współczynnik transmisji siatki skręconej o kąt równy 90° będzie określony równaniem:

$$\begin{aligned} T_{0-90}(\alpha) = & T_\phi(\alpha) \cdot T_\phi\left(\alpha + \frac{1}{50}90^\circ\right) \cdot \\ & \cdot T_\phi\left(\alpha + \frac{2}{50}90^\circ\right) \cdot \dots \cdot T_\phi\left(\alpha + \frac{49}{50}90^\circ\right), \end{aligned} \quad (7.15)$$

natomiast w przypadku struktury skręconej o kąt równy 180° jej współczynnik transmisji wyznaczono przy wykorzystaniu równania:

$$\begin{aligned} T_{0-180}(\alpha) = & T_\phi(\alpha) \cdot T_\phi\left(\alpha + \frac{1}{50}180^\circ\right) \cdot \\ & \cdot T_\phi\left(\alpha + \frac{2}{50}180^\circ\right) \cdot \dots \cdot T_\phi\left(\alpha + \frac{49}{50}180^\circ\right). \end{aligned} \quad (7.16)$$

Przy skręceniu siatki o kąt $\phi = 180^\circ$ poszczególne siatki elementarne są skręcone o kąt 0° , $180^\circ/50$, $2 \cdot 180^\circ/50$, $3 \cdot 180^\circ/50$, $4 \cdot 180^\circ/50$, ..., $49 \cdot 180^\circ/50$. Na rysunku 7.27 przedstawiono wyniki obliczeń numerycznych współczynnika transmisji wykonane dla minimum pochodzącego od wybranego modu płaszczyznowego.

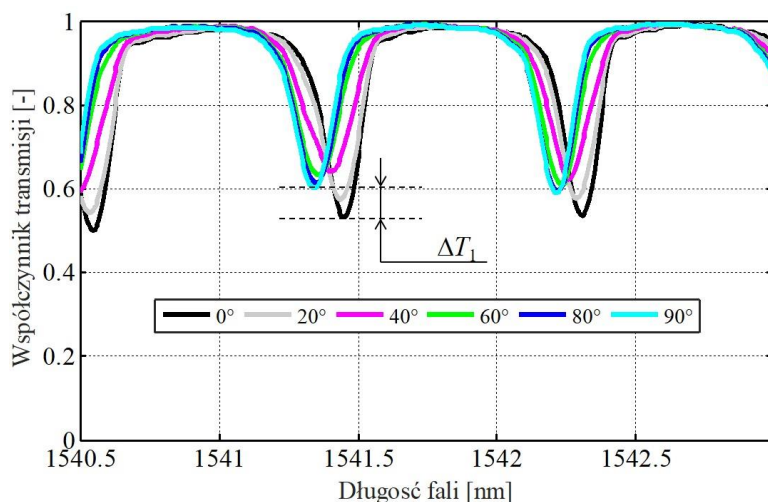


Rys. 7.27. Wyniki obliczeń numerycznych zmian współczynnika transmisji struktury TTFBG dla różnych kątów ϕ : a) dla modu typu P, b) dla modu typu S

W przypadku struktury nieskręconej kształt zmian transmisji modów jest asymetryczny. W związku z tym zarówno kierunek rotacji polaryzacji jak też kierunek skrętu takiej siatki nie jest możliwy do określenia na podstawie jej charakterystyki spektralnej. W przypadku struktury, dla której $\phi = 45^\circ$ przy zmianie kąta obrotu płaszczyzny polaryzacji w zakresie od $-22,5$ do $+22,5^\circ$

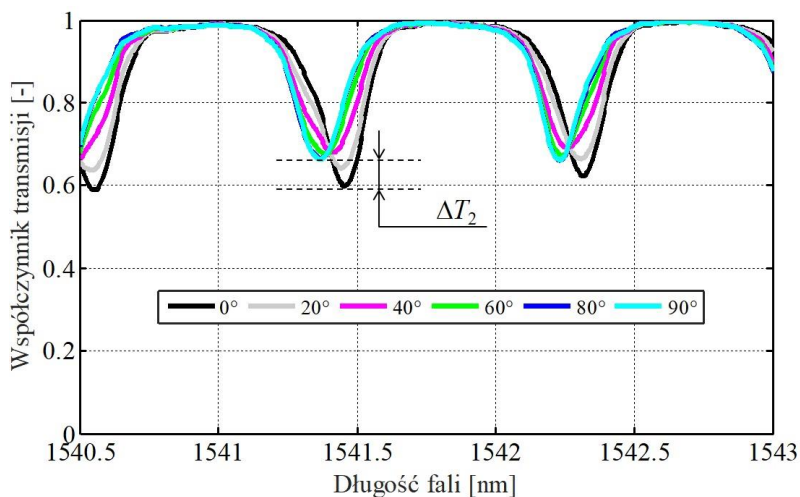
dyskryminacja taka jest możliwa. Wyznaczyć można również kąt skrętu takiej struktury. Siatka skręcona o 180 stopni na swojej długości nie wykazuje żadnej czułości na polaryzację.

Potwierdzenie właściwości struktur TTFBG określonych wstępnie podczas obliczeń numerycznych stanowią wyniki badań przedstawione na rysunkach 7.28–7.31. Na rysunku 7.28 zestawiono szereg charakterystyk widmowych zmierzonych dla struktury TFBG. Jak widać wskutek zmiany kąta obrotu polaryzacji światła wejściowego następuje również zmiana współczynnika transmisji struktury. Zmiana współczynnika transmisji dla wybranego modu struktury dla długości fali w pobliżu 1541,5 nm oznaczona została na rysunku 7.28 jako ΔT_1 i odpowiada ona zmianom kąta polaryzacji o 90°.

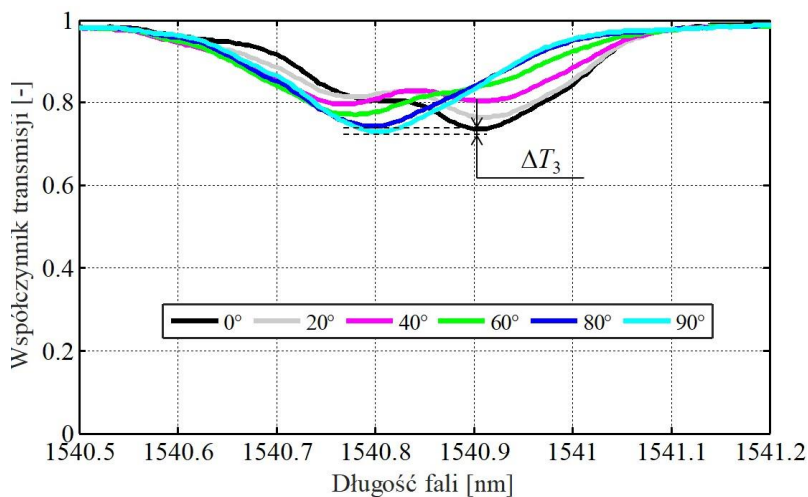


Rys. 7.28. Wyniki pomiarów współczynnika transmisji struktury TFBG w warunkach zmian polaryzacji światła wprowadzanego do struktury

Analogiczne pomiary współczynnika transmisji wykonano dla struktury TTFBG $\theta = 5^\circ$, $\phi = 45^\circ$ a ich wyniki zestawiono na rysunku 7.29.

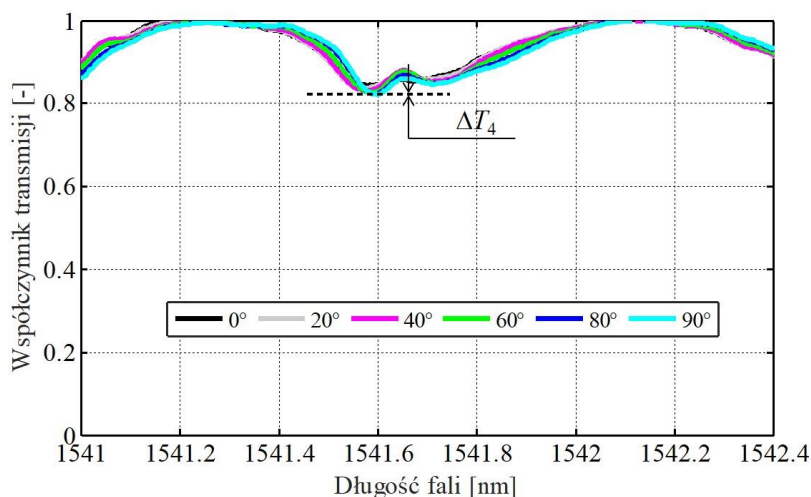


Rys. 7.29. Wyniki pomiarów współczynnika transmisji struktury TTFBG $\theta = 5^\circ$, $\phi = 45^\circ$ wytworzonej zgodnie z procedurą przedstawioną na 7.23. Pomiary wykonano w warunkach zmian kąta polaryzacji światła wprowadzanego do struktury



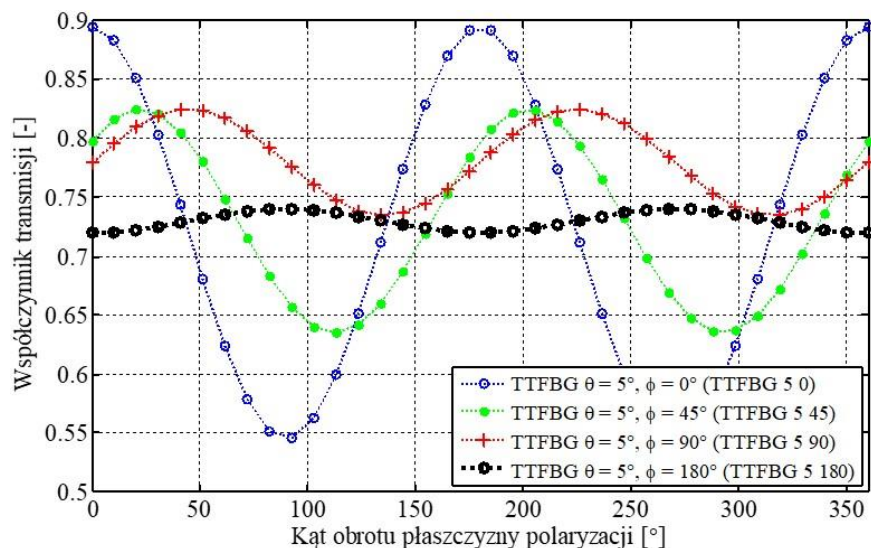
Rys. 7.30. Wyniki pomiarów współczynnika transmisji struktury TTFBG $\theta = 5^\circ$, $\phi = 90^\circ$ wytworzonej zgodnie z procedurą przedstawioną na 7.23. Pomiary wykonano w warunkach zmian kąta polaryzacji światła wprowadzanego do struktury

Pomiary współczynnika transmisji wykonano również dla struktury TTFBG $\theta = 5^\circ$, $\phi = 90^\circ$ oraz 180° , a ich wyniki zestawiono odpowiednio na rysunkach 7.30 oraz 7.31.



Rys. 7.31. Wyniki pomiarów współczynnika transmisji struktury TTFBG $\theta = 5^\circ$, $\phi = 180^\circ$ wytworzonej zgodnie z procedurą przedstawioną na 7.23. Pomiary wykonano w warunkach zmian kąta polaryzacji światła wprowadzanego do struktury

Wpływ zmian kąta obrotu polaryzacji światła wejściowego w zakresie od 0 do 90° na widma transmisyjne ulega znacznemu ograniczeniu przy wzroście kąta skręcenia struktury TTFBG.



Rys. 7.32. Wyniki pomiarów zmian współczynnika transmisji struktury TTFBG dla różnych kątów skręcenia ϕ

Wyraźne zmniejszenie zakresu zmian współczynnika transmisji wskutek zmian polaryzacji światła, zaznaczone zostało na rysunkach 7.28–7.31 jako ΔT , przy czym: $\Delta T_1 > \Delta T_2 > \Delta T_3 > \Delta T_4$. W celu określenia wpływu polaryzacji na odpowiedź czujnika określono parametr w postaci współczynnika czułości transmisji na zmianę kąta obrotu płaszczyzny polaryzacji w zakresie od 0° do 90° , który zdefiniowano równaniem (7.17) w postaci:

$$K_\alpha^t = \frac{\Delta t}{\Delta \alpha_{|0-90|}}, \quad (7.17)$$

gdzie $\Delta \alpha_{|0-90|}$ określa zmianę kąta płaszczyzny polaryzacji w zakresie od 0° do 90° . Dodatkową informację o zmniejszeniu czułości na kąt obrotu płaszczyzny polaryzacji światła wejściowego dostarcza parametr uwzględniający wartość referencyjną współczynnika transmisji, w tym przypadku jest to wartość początkowa. Zdefiniowano zatem parametr określający względną procentową zmianę współczynnika transmisji struktury w wybranym zakresie zmian kąta obrotu płaszczyzny polaryzacji światła wejściowego, który określa następująca zależność:

$$\delta T = \left(\frac{T_{\max} - T_{\min}}{T_{|0^\circ}} \right) \cdot 100\%, \quad (7.18)$$

w którym $T_{\min}$ oraz $T_{\max}$ oznaczają odpowiednio minimalną oraz maksymalną wartość współczynnika transmisji struktury TTFBG w badanym zakresie zmian polaryzacji światła wejściowego, $T_{|0^\circ}$ jest wartością współczynnika transmisji struktury dla stanu referencyjnego, dla którego $\alpha = 0$. Wartości parametrów określających czułość nowych struktur TTFBG na polaryzację zestawiono w tabeli 7.1.

Tabela 7.1. Zestawienie parametrów wybranej struktury TTFBG świadczących o ich zmniejszonej czułości na polaryzację

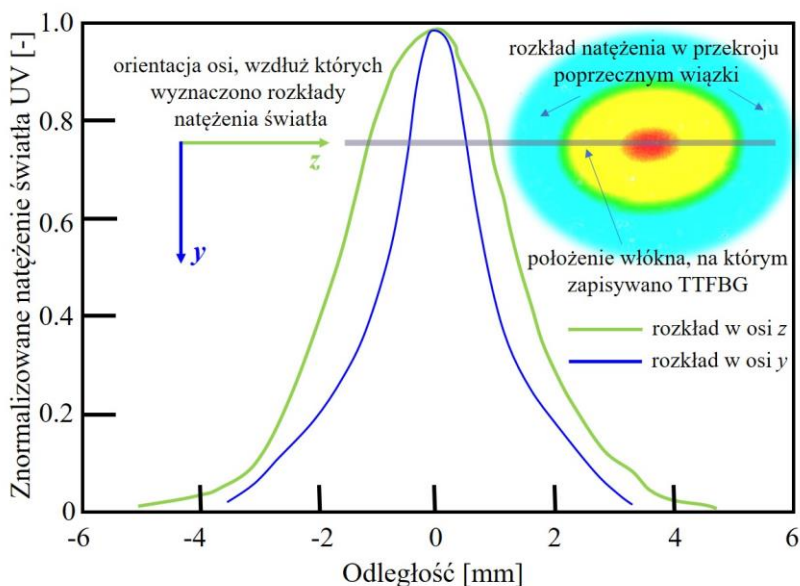
$\alpha [^\circ]$	180		90		45		0	
$T [-]$	min	max	min	max	min	max	min	max
	0,720	0,740	0,735	0,825	0,635	0,824	0,546	0,895
$\Delta T [-]$	0,0200		0,0900		0,1894		0,3493	
$\delta T [\%]$	2,78		11,54		23,76		39,03	
$K_\alpha^T [1/^\circ]$	0,0002		0,0010		0,0021		0,0039	
$T_{ 0^\circ} [-]$	0,72		0,78		0,7972		0,895	

Pola wyróżnione kolorem zielonym i czerwonym odpowiadają skrajnym wartościom parametrów badanych struktur. Kolorem czerwonym oznaczono parametry wykazujące największą zmianę wskutek obrotu płaszczyzny polaryzacji światła wejściowego, natomiast kolorem zielonym oznaczono najkorzystniejsze wartości, z punktu widzenia niewrażliwości na polaryzację, parametrów badanych struktur TTFBG.

W przypadku istniejących siatek TFBG zmiana kąta płaszczyzny polaryzacji w zakresie od 0° do 90° wpływa znacząco na światło propagujące w strukturze, co powoduje zmiany amplitudy pików pochodzących od poszczególnych modów płaszczyzowych. Powoduje to zmianę współczynnika transmisji struktury. Dla siatki TFBG, czyli takiej, w której nie występuje skręt ($\phi = 0^\circ$) parametr określający względną zmianę wartości współczynnika transmisji jest na poziomie $\delta T = 39\%$ (przy zakresie zmian współczynnika transmisji od 0,546 do 0,895). Odpowiada to współczynnikowi czułości struktury na polaryzację na poziomie $3,9 \cdot 10^{-3} 1/^\circ$. Struktura TTFBG, której kąt skręcenia wynosi 45° jest już wyraźnie mniej wrażliwa na polaryzację od TFBG. Względna wartość zmiany współczynnika transmisji TTFBG $\theta = 5^\circ$, $\phi = 45^\circ$ wynosi już tylko 23,76%, co powoduje zmniejszenie współczynnika czułości na polaryzację do wartości $2,1 \cdot 10^{-3} 1/^\circ$. Wzrost kąta skręcenia TTFBG ϕ powoduje dalsze zmniejszenie wartości współczynnika transmisji przy zmieniającej się polaryzacji światła wejściowego. Dla TTFBG $\theta = 5^\circ$, $\phi = 45^\circ$ parametr $\delta T = 2,78\%$, określający procentową zmianę współczynnika transmisji jest ponad 14-krotnie mniejszy niż w przypadku struktur TFBG. Również współczynnik czułości transmisji na zmianę kąta obrotu płaszczyzny polaryzacji dla takiej struktury ulega znacznemu (17-krotnemu w stosunku do struktur TFBG) zmniejszeniu do wartości $K_\alpha^T = 0,2 \cdot 10^{-3} 1/^\circ$. Należy jednak zwrócić uwagę na fakt, że wraz ze wzrostem kąta ϕ zmniejszeniu ulegają również wysokości minimów na charakterystyce spektralnej TTFBG odpowiadające poszczególnym modom płaszczyzowym, co należy uwzględnić w przyszłych układach pomiarowych wykorzystujących tego typu struktury jako przetworniki mierzonych wielkości.

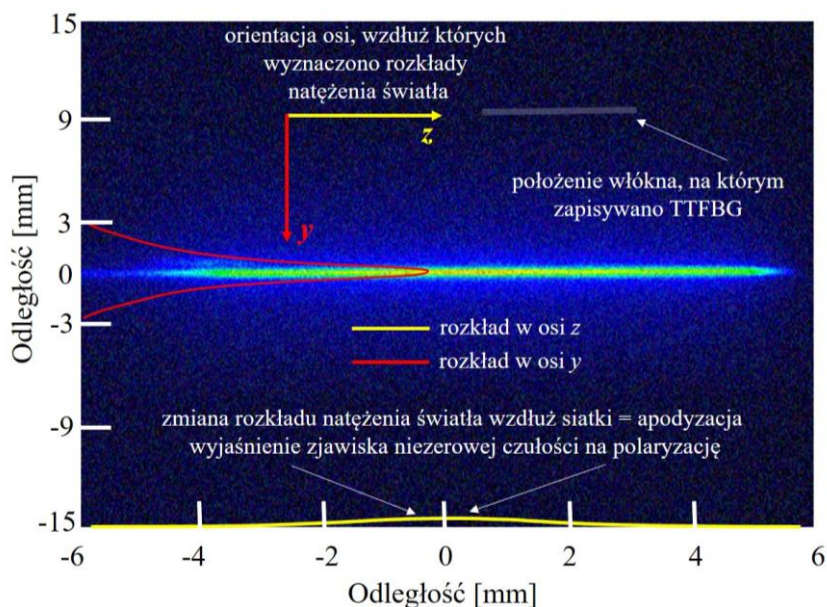
Reasumując, można zatem stwierdzić, że przedstawione wyniki badań wykazują możliwość ograniczenia wrażliwości TTFBG na polaryzację w stosunku do wykorzystywanych obecnie struktur TFBG. W rozdziale tym zaprezentowano struktury pochylonych siatek Bragg, które powstają poprzez skręcenie światłowodu podczas procesu zapisu światłem UV. Skręt występujący w strukturze TTFBG powoduje zmniejszenie jej wrażliwości na polaryzację światła wprowadzanego. Teoretycznie, w przypadku jednorodnej struktury TTFBG, skręconej o kąt równy 180° staje się ona zupełnie niewrażliwa na wpływ polaryzacji. W praktyce jednak niewielka wrażliwość na polaryzację światła występuje również w strukturach TTFBG, co wykazała analiza wyników badań przedstawiona w niniejszym rozdziale. Przyczyną tego zjawiska jest

nierównomierny kształt rozkładu mocy promieniowania lasera ekscymerowego na długości odcinka światłowodu, na której zapisywana jest cała struktura TTFBG. W celu wyznaczenia rozkładu natężenia promieniowania laserowego wykorzystano płytki fluorescencyjne, na które kierowano światło lasera UV poprzez układ soczewek cylindrycznych taki sam, jaki wykorzystywano do wytwarzania struktur TTFBG. Na rysunku 7.33 przedstawiono wykres znormalizowanej wartości natężenia promieniowania lasera wykorzystywanego do zapisu struktur TTFBG (Coherent, Inc., 248 nm, pulse energy 140 mJ) zmierzony w dwóch osiach.

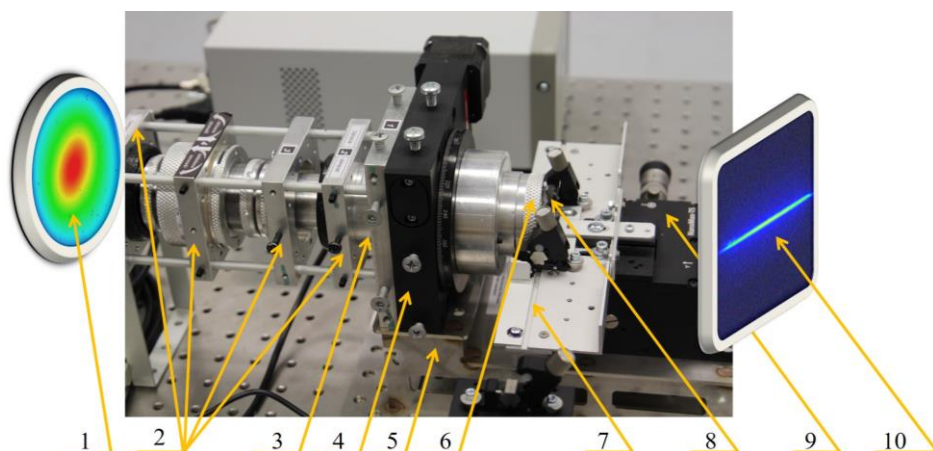


Rys. 7.33. Rozkład znormalizowanej wartości natężenia promieniowania lasera wykorzystywanego do zapisu TTFBG (wartości zmierzono w osi, w której zapisywane były struktury TTFBG oraz prostopadłej do osi TTFBG). Na rysunku przedstawiono również zdjęcie promienia wiązki w przekroju poprzecznym

Natomiast na rysunku 7.34 zestawiono rozkład znormalizowanych wartości natężenia promieniowania wiązki po przejściu przez układ do kształtowania i przeniesienia wiązki laserowej (rys. 7.35). Pomiar przeprowadzono dla odległości równej dwukrotności ogniskowej w układzie obrazującym, dzięki temu zbadano rzeczywisty rozkład natężenia promieniowania uzyskiwany podczas zapisu struktur TTFBG na włóknach światłowodowych.



Rys. 7.34. Rozkład znormalizowanej wartości natężenia promieniowania lasera wykorzystywanego do zapisu TTFBG (wartości zmierzono w osi, w której zapisywane były struktury TTFBG oraz prostopadłej do osi TTFBG). Dodatkowo umieszczono zdjęcie przedstawiające rozkład promieniowania na płycie luminescencyjnej



Rys. 7.35. Układ przeniesienia i kształtowania wiązki z lasera ekscymerowego na maskę fazową do zapisu struktur TTFBG: 1 – wiązka lasera UV (rozkład natężenia), 2 – klatki do posuwu osiowego soczewek, 3 – rura osłonowa do utrzymania soczewek w zadanej atmosferze gazowej, 4 – stół obrotowy sterowany elektronicznie, 5 – stół 2 poziomowy, 6 – głowica z uchwytem do maski fazowej, 7 – stół z uchwytem do światłowodów, 8 – maska fazowa, 9 – manipulator 3-osiowy, 10 – kształt wiązki lasera UV na masce fazowej

Wyniki pomiarów przedstawionych na rysunkach 7.33 oraz 7.34 dowodzą, że wytwarzane struktury TTFBG posiadały największą amplitudę modulacji współczynnika załamania światła w środkowej części. Wartości tej amplitudy ulegały zmniejszeniu wraz z oddalaniem się od centralnego punktu struktury. Zatem wszystkie wytwarzane elementy były apodyzowane. To właśnie istnienie apodyzacji jest odpowiedzialne za pojawienie się wrażliwości całej struktury na polaryzację światła wejściowego przy kącie jej skrzytu wynoszącym 180° mimo, iż obliczenia teoretyczne wykazują, że struktura taka powinna być nieczuła na polaryzację. Skutek skrzytu skrajnych części struktur TTFBG jest zatem pomniejszony ze względu na tzw. zmniejszanie się mocy siatki (ang.: *grating strength* [15, 63, 221]) w miarę zbliżania się do jej końców. Eliminację tego zjawiska, a tym samym rozwiązaniem problemu niezerowej nieczułości TTFBG $\theta = 5^\circ$, $\phi = 180^\circ$ na polaryzację światła wejściowego będzie zatem zastosowanie takiej technologii i konfiguracji układu do zapisu tych struktur, które pozwolą na uzyskanie wiązki światła lasera UV o stałej wartości natężenia promieniowania wzdłuż długości wytwarzanych struktur. Jest to możliwe poprzez zastosowanie odpowiedniego układu optycznego do kształtowania wiązki lasera.

Warto również zauważyć, że zaproponowane struktury stanowią nowe podejście do zmniejszania wrażliwości na polaryzację pochyłonych siatek Bragga co może być wykorzystane w pomiarach współczynnika załamania w przemyśle samochodowym (refraktometri do płynów eksploatacyjnych), spożywczym, rolniczym, hodowlanym (refraktometri do pomiaru stężenia np. cukru, soli w roztworach wodnych), technologiach przemysłowych (refraktometria substancji np. naftowych, refraktometr do pomiaru emulsji olejowych, emulsji chłodzących). Otrzymane rezultaty mogą być również interesujące w obszarze zastosowań w pomiarach skrzytu.

Należy również zwrócić uwagę na praktyczne aspekty zastosowania struktur TTFBG, porównując je np. z dwiema strukturami wytworzonymi pod kątem 180° względem siebie. Technologicznie lepiej jest prowadzić jeden proces zapisu struktury periodycznej na włóknie jednomodowym. Zapis dwóch siatek zawsze wiąże się z możliwością niedokładnego ustawienia drugiej siatki. Zapis dwóch struktur TTFBG wymaga przez to dokładnej kontroli zapisania pierwszej przed zapisaniem drugiej. Taki proces wymaga stosowania dodatkowych elementów precyzyjnej kontroli struktury podczas zapisu. W przypadku TTFBG montaż włókna, uruchomienie lasera i demontaż włókna wykonuje się tylko raz. W przypadku dwóch TFBG taki proces należy powtórzyć. Opisana metoda wytwarzania TTFBG jest zatem technologicznie prostsza a parametry tego typu struktur w kontekście nieczułości na polaryzację światła wydają się obiecujące.

8. Podsumowanie

Tematyka niniejszego opracowania dotyczy projektowania, modelowania, wytwarzania, charakteryzacji i zastosowań światłowodowych struktur Bragga o modulacji współczynnika załamania światła wytworzonej pod pewnym, niezerowym kątem, w stosunku do osi włókna. Chociaż struktury dyfrakcyjne wewnątrz włókien światłowodowych umożliwiające sprzęganie światła do modów płaszczowych są znane i wykorzystywane już od kilku lat, do chwili obecnej brak było monograficznego opracowania na ich temat. Stale pojawiają się nowe obszary zastosowań już istniejących czujników oraz układów i metod pomiarowych wykorzystujących struktury TFBG.

Przedstawione w niniejszej pracy rozwiązania oraz wyniki pomiarów na pewno nie wyczerpują wszystkich problemów związanych z projektowaniem, wytwarzaniem i zastosowaniami TFBG. Niemniej jednak autor ma nadzieję, że przedstawione wyniki demonstrować potencjał aplikacyjny struktur TFBG i możliwości ich rozwoju oraz otwierają pole do dalszych badań i rozwijania nowych metod ich wytwarzania oraz poprawy ich właściwości.

Efektom przeprowadzonych badań są następujące ustalenia:

- zapisanie równań modów sprzężonych dla struktur TFBG i ich rozwiązanie metodami numerycznymi pozwala na wyznaczenie ich charakterystyk spektralnych a tym samym wyznaczenie ich podstawowych parametrów optycznych,
- budowa modelu struktury TFBG pozwala na określenie czynników wpływających na kształt jej charakterystyk spektralnych,
- zastosowanie odpowiednich metod przetwarzania informacji z czujników TFBG pozwala na wyznaczenie wartości obrotu i wektora skrętu,
- istnieje możliwość wykorzystania TFBG do pomiarów wybranych wielkości fizycznych takich jak: orientacja polaryzacji światła, wartość współczynnika załamania światła, promień zgięcia oraz kąt skrętu, a odpowiedni dobór zakresu spektralnego umożliwia wyeliminowanie wrażliwości układu pomiarowego na zmiany temperatury.

Powyższe ustalenia są jednocześnie odpowiedziami na sformułowane we wstępie pytania badawcze.

Do najważniejszych rezultatów z punktu widzenia dalszego rozwoju i możliwych zastosowań, będących przedmiotem niniejszego opracowania zaliczyć można:

- wyjaśnienie zjawisk determinujących prowadzenie światła w strukturach TFBG,
- przedstawienie przyczyn i skutków wynikających z różnic w sprzęganiu światła w zależności od stanu polaryzacji światła wejściowego,
- adaptacja teorii modów sprzężonych do budowy modelu matematycznego ukośnych struktur periodycznych,

- wykazanie możliwości projektowania i obliczania parametrów optycznych wytwarzanych struktur TFBG z wykorzystaniem zdefiniowanych wcześniej równań modów sprzężonych rozwiązanych przy wykorzystaniu metod numerycznych oraz wykazanie możliwości wyznaczania ilości modów płaszczyznowych propagujących w strukturach TFBG i szerokości poszczególnych części charakterystyki transmisyjnej, pochodzących od modów płaszczyznowych oraz modu rdzeniowego,
- określenie warunków, w których możliwy jest pomiar kąta zarówno obrotu jak i skrętu światłowodu z zapisaną w nim strukturą TFBG.
- wykazanie różnic odpowiedzi widmowych TFBG na zmiany kąta obrotu oraz skrętu dla różnych stanów pobudzenia modowego struktury,
- wykazanie, że zapis siatki TFBG o znanym kącie nachylenia płaszczyzn dyfrakcyjnych umożliwia detekcję obrotu włókna światłowodowego poprzez pomiar transmisji układu na wybranej długości fali,
- udowodnienie, że wykorzystanie elementu TFBG o znanych parametrach do monitorowania, pomiaru bądź kontroli skrętu wymaga dodatkowo znajomości polaryzacji światła wprowadzanego do światłowodu,
- wyjaśnienie zjawisk powodujących „przelewanie się” mocy pomiędzy poszczególnymi modami płaszczyznowymi wskutek obrotu włókna z TFBG,
- wskazanie warunków, w których możliwe jest wyznaczenie kierunku skręcania struktury TFBG,
- wykazanie, że TFBG reaguje na skręcenie o 160° na długości 10 mm (od -80° do $+80^\circ$) poprzez zmianę współczynnika transmisji w zakresie od 0,45 do 0,72 dla długości fali 1542,025 nm, przy czym istnieje taki stan polaryzacji światła wejściowego, dla którego uzyskuje się najwyższą czułość na skręcanie,
- wykazanie możliwości jednoczesnego pomiaru kąta obrotu oraz zgięcia światłowodu z jednoczesną minimalizacją wpływu temperatury, w której wykonywany jest pomiar, wskazanie, które parametry spektralne czujnika należy wybrać, aby uzyskać minimalną czułość na temperaturę i jednocześnie dużą czułość na polaryzację światła i zgięcie światłowodu,
- wykazanie, że możliwe jest określenie granicznej wartości promienia zgięcia, do której zginanie struktury nie wpływa na współczynnik transmisji modów płaszczyznowych, powodując jedynie przesunięcie minimów transmisyjnych pochodzących od modów płaszczyznowych w stronę fal dłuższych,
- zaproponowanie metody oznaczania modów propagujących w strukturach TFBG,
- określenie podstawowych kryteriów dla pomiarów zgięć czujnikami światłowodowymi z TFBG,
- wyznaczenie czułości na zginanie poszczególnych modów struktur TFBG oraz wykazanie, że wielkość przesunięcia spektralnego może być miarą

wygięcia włókna, przy czym istotna jest znajomość numeru modu, którego przesunięcie jest mierzone, wyjaśnienie różnic przesunięć poszczególnych modów płaszczowych wskutek zginania.

- praktyczne potwierdzenie zmian czułości poszczególnych modów na zginanie na podstawie przeprowadzonych pomiarów przesunięć wybranych modów wyższych rzędów,
- wykazanie, że istnieje możliwość wyboru takiego modu płaszczowego TFBG i związanego z nim zakresu mierzonego spektrum optycznego, który pozwala na uzyskanie najlepszych parametrów metrologicznych przy pomiarze zgięcia,
- wyjaśnienie zjawiska zmiany długości fali poszczególnych modów oraz kształtu charakterystyki transmisyjnej poszczególnych modów wskutek zginania,
- zaproponowanie nieczułej na fluktuacje temperatury metody pomiaru przesunięcia z wykorzystaniem czujników TFBG,
- opracowanie metody przetwarzania sygnałów transmitowanych przez TFBG umożliwiającej wykonywanie pomiarów orientacji polaryzacji światła z jednoczesną minimalizacją wpływu zmian temperatury,
- opis układu interrogacji sygnałów z czujników obrotu wykorzystujących TFBG nieczułego na temperaturę,
- wykorzystanie zjawiska dystrybucji mocy pomiędzy modami typu P i S do pomiaru kąta polaryzacji światła propagującego i wykazanie możliwości zastosowania prostych siatek Bragga do budowy interrogatora optycznego, pracującego w trybie ratiometrycznym,
- budowa i charakteryzacja układu interrogacji sygnałów z czujników do pomiaru współczynnika załamania opartych na ukośnych strukturach periodycznych,
- udowodnienie, że skręcenie pochylonej modulacji współczynnika załamania światła powoduje zmniejszanie wrażliwości takiej struktury na kąt obrotu polaryzacji światła wejściowego,
- wyznaczenie teoretycznej niewrażliwości TTFBG na kąt obrotu płaszczyzny polaryzacji światła wprowadzanego do struktury po raz pierwszy w literaturze dla kąta skręcenia równego 180° ,
- zaproponowanie technologii wytwarzania TTFBG,
- wyjaśnienie przyczyn pojawienia się wrażliwości struktury TTFBG na polaryzację światła wejściowego przy kącie jej skrętu wynoszącym 180° mimo jej teoretycznej nieczułości.

Przedstawiony w niniejszej pracy materiał z pewnością nie wyczerpuje tematyki związanej ze światłowodowymi strukturami Bragga o pochylonej modulacji współczynnika załamania światła, bowiem tematyka ta stanowi obszar dynamicznej eksploracji zjawisk kiedyś odkrytych, które dziś – w świetle obecnych możliwości technologicznych – uzyskują nowy potencjał aplikacyjny.

Dzisiejsze dążenie do zastosowań praktycznych, prowadzi więc nas m.in. poprzez opisane tu badania, do osiągnięcia lub nadania najlepszych właściwości i parametrów takich struktur.

Zgodnie zatem z ideą Sir Bragga, rzeczywiście „*W nauce nie tyle istotne jest uzyskiwanie nowych faktów, ile odkrywanie nowych sposobów myślenia o nich*”.

Literatura

- [1] Abrishamian F., Sato S., Imai M., A New Method of Solving Multimode Coupled Equations for Analysis of Uniform and Non-Uniform Fiber Bragg Gratings and Its Application to Acoustically Induced Superstructure Modulation. *Optical Review* 12(6), 467-471 (2005). doi: 10.1007/s10043-005-0467-2
- [2] Alam M. Z., Albert J., Selective excitation of radially and azimuthally polarized optical fiber cladding modes, *Journal of Lightwave Technology* 31(19), 3167-3175 (2013). doi: 10.1109/JLT.2013.2280581
- [3] Albert J., Lepinay S., Caucheteur Ch., DeRosa M. C., High resolution grating-assisted surface plasmon resonance fiber optic aptasensor. *Methods* 63, 239-254 (2013). doi: 10.1016/j.ymeth.2013.07.007
- [4] Albert J., Shao L. Y., Caucheteur C., Tilted fiber Bragg grating sensors, *Laser & Photonics Reviews* 7(1), 83-108 (2013). doi: 10.1002/lpor.201100039
- [5] Alberto N., Vigário C., Duartea D., Almeida N. A.F., Gonçalves Gil, Pintoc João L., Marques P. A.A.P., Nogueira R., Neto V., Characterization of graphene oxide coatings onto optical fibers for sensing applications, *Materials Today: Proceedings* 2, 171-177 (2015). doi: 10.1016/j.matpr.2015.04.019
- [6] Alberto N. J., Marques C. A., Pinto J. L., Nogueira R. N., Three-parameter optical fiber sensor based on a tilted fiber Bragg grating, *Applied Optics* 49(31), 6085-6091 (2010). doi: doi.org/10.1364/AO.49.006085
- [7] 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). doi: 10.1016/j.snb.2017.07.167
- [8] Allsop T., Neal R., Rehman S., Webb D. J., Mapps D., Bennion I., Characterization of infrared surface plasmon resonances generated from a fiber-optical sensor utilizing tilted Bragg gratings. *Journal of the Optical Society of America B* 25(4), 481-490 (2008). doi: 10.1364/JOSAB.25.000481
- [9] Amalric J. L., Baudrand H., Hollinger M., Various Aspects of Coupled-Mode Theory for Anisotropic Partially - Filled Waveguides. Application to a Semi-Conductor Loaded Wave-Guide with Perpendicular Induction, *Microwave Conference, 1977. 7th European*, 146-150 (1977). doi: 10.1109/EUMA.1977.332419

- [10] Amanzadeh M., Aminossadati S. M., Kizil M. S., Rakić A. D., Measurement 128, 119-137 (2018). doi: 10.1016/j.measurement.2018.06.034
- [11] 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). doi: 10.1155/2013/545013
- [12] Baek S., Jeong Y., Lee B., Characteristics of short-period blazed fiber Bragg gratings for use as macrobending sensors, Applied Optics 41(4), 631-636 (2002). doi: 10.1364/AO.41.000631
- [13] Baiad M. D., Gagné M., De Montigny E., Madore W. J., Godbout N., Boudoux C., Kashyap R., High-efficiency, double-clad fiber coupler, cladding mode sensor using a tilted fiber Bragg grating. 2013 18th OptoElectronics and Communications Conference held jointly with 2013 International Conference on Photonics in Switching (OECC/PS)
- [14] Bak J., Retrieving CO Concentrations from FT-IR Spectra with Nonmodeled Interferences and Fluctuating Baselines Using PCR Model Parameters, Applied Spectroscopy 55(5), 591-597 (2001). doi: 10.1366/0003702011952208
- [15] 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). doi: 10.1016/j.optmat.2018.05.026
- [16] Bialiyeu A., The sensitivity enhancement of fiber-based Bragg sensors with resonant nano-scale coatings. Ottawa-Carleton Institute for Electrical and Computer Engineering. Department of Electronics Carleton University Ottawa, Canada (2014)
- [17] Bialiyeu A., Tilted Fibre Bragg Grating sensors. Application in monitoring of the chemical fabrication of nanometer metal films. Ottawa, Ontario, Canada (2010)
- [18] Bialiyeu A., Ianoul A., Albert J., Polarization-resolved sensing with tilted fiber Bragg gratings: theory and limits of detection, Journal of Optics 17(8), 085601 (2015). doi: 10.1364/OE.22.005277
- [19] Bieler G., Werneck M. M., A magnetostrictive-fiber Bragg grating sensor for induction motor health monitoring. Measurement 122, 117-127 (2018). doi: 10.1016/j.measurement.2018.03.010
- [20] Bindhaiq S., Zulkifli N., Supa'at A. M., Idrus S. M., Salleh M. S., 128 Gb/s TWDM PON system using dispersion-supported transmission method. Optical Fiber Technology 38, 87-97 (2017). doi: 10.1016/j.yofte.2017.08.006
- [21] Black R. J., Gagnon L., Optical waveguide modes. Polarization, Coupling, and Symmetry. McGraw-Hill Professional (2010)

- [22] Block U. L., Digonnet M. J. F., Fejer M. M., Dangui V., Bending-induced birefringence of optical fiber cladding modes, *Journal of Lightwave Technology* 24(6), 2336-2339 (2006). doi: 10.1109/JLT.2006.874566
- [23] Born M., Wolf E., *Principles of Optics. Electromagnetic Theory of Propagation Interference and Diffraction of Light*. Pergamon Press, Oxford, New York, Beijing, Frankfurt, Sao Paulo, Sydney, Tokyo, Toronto, 6-th edition (1980)
- [24] Bragg W. H., Bragg W. L., The reflection of X-rays by crystals. *Proceedings of the Royal Society A* 88(605), 428-38 (1913) 10.1098/rspa.1913.0040
- [25] Budinski V., Donlagic D., Fiber-Optic Sensors for Measurements of Torsion, Twist and Rotation: A Review, *Sensors* 17(3), 443 (2017). doi: doi:10.3390/s17030443
- [26] 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). doi: 10.1109/ICSENS.2014.6985190
- [27] Candiani A., Sozzi M., Cucinotta An., Veneziano R., Corradini R., Childs P., Pissadakis S., Selleri S., *IEEE Photonics Conference 2012*, Burlingame, CA, USA 206-207 (2012). doi: 10.1109/IPCon.2012.6358563
- [28] Caponero M., D'Amato R., Polimadei A., Terranova G., Polymer-coated FBG humidity sensors for monitoring cultural heritage stone artworks. *Measurement* 125, 325-329 (2018). doi: 10.1016/j.measurement.2018.04.072
- [29] Caucheteur Ch., Bette S., Chen C., Wuilpart M., Megret P., Albert J., Tilted fiber Bragg grating refractometer using polarization-dependent loss measurement, *IEEE Photon. Technol. Lett.* 20(24), 2153-2155 (2008). doi: 10.1109/LPT.2008.2007745
- [30] Caucheteur Ch., Guo T., Albert J., Polarization-assisted fiber Bragg grating sensors: Tutorial and review, *Journal of Lightwave Technology* 35(16), 3311-3322 (2017). doi: 10.1109/JLT.2016.2585738
- [31] Caucheteur Ch., Malachovska Viera, Ribaut C., Wattiez R., Cellsensing with near-infrared plasmonic optical fiber sensors, *Optics & Laser Technology* 78, 116-121 (2016). doi: 10.1016/j.optlastec.2015.08.011
- [32] Caucheteur Ch., Megret P., Demodulation technique for weakly tilted fiber Bragg grating refractometer, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 17, no. 12, pp. 2703-2705, Dec. 2005.
- [33] Caucheteur Ch., Paladino D., Pilla P., Cutolo A., Campopiano S., Giordano M., Cusano A., Mégret P., External Refractive Index Sensitivity of Weakly Tilted Fiber Bragg Gratings With Different Coating Thicknesses. *IEEE Sensors Journal* 8(7), 1330-1336 (2008). doi: 10.1109/JSEN.2008.926966

- [34] Caucheteur Ch., Shevchenko Y., Shao L. Y., Wuilpart M., Albert J., High resolution interrogation of tilted fiber grating SPR sensors from polarization properties measurement, *Optics express* 19(2), 1656-1664 (2011). doi: doi.org/10.1364/OE.19.001656
- [35] Caucheteur Ch., Voisin V., Mégret P., Light Polarization-Assisted Sensing with Tilted Fiber Bragg Gratings, *The Open Optics Journal* 7(1) (2013). doi: 10.2174/1874328501307010095
- [36] 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). doi: 10.1016/j.optcom.2007.03.043
- [37] Chan C.-F., Chen C., Jafari A., Laronche A., Thomson D. J., Albert J., Optical fiber refractometer using narrowband cladding-mode resonance shifts, *Applied Optics* 46(7), 1142-1149 (2007). doi: doi.org/10.1364/AO.46.001142
- [38] Chaoui F., Aghzout O., Alejos A. V., Naghar A., Falcone F., El Yakhouloufi M., *Optik* 140, 634-643 (2017). doi: 10.1016/j.ijleo.2017.04.094
- [39] Chen Ch., Laronche A., Bouwmans G., Bigot L., Quiquempois Y., Albert J., Sensitivity of photonic crystal fiber modes to temperature, strain and external refractive index, *Optics Express* 16(13), 9645-9653 (2008). doi: 10.1364/OE.16.009645
- [40] Chen L.-W., Felsen L., Coupled-mode theory of unstable resonators, *IEEE Journal of Quantum Electronics* 9(11), 1102-1113 (1973). doi: 10.1109/JQE.1973.1077409
- [41] Chen M.-q., Zhao Y., Lv R.-q., Xia F., Hybrid MEFPI/FBG sensor for simultaneous measurement of strain and magnetic field. *Optical Fiber Technology* 39, 32-36 (2017). doi: 10.1016/j.yofte.2017.09.021
- [42] 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). doi: 10.1109/JLT.2016.2643163
- [43] 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. doi: 10.1109/LPT.2006.887371
- [44] Chen Y., Li J., Yang Y., Chen M., Li J., Luo H., Numerical modeling and design of mid-infrared FBG with high reflectivity, *Optik* 124, 2565-2568 (2013). doi: dx.doi.org/10.1016/j.ijleo.2012.07.016
- [45] Chen Y., Semenova Y., Farrell G., Xu F., Lu Y. Q., A compact sagnac loop based on a microfiber coupler for twist sensing, *IEEE Photonics Technology Letters* 27(24), 2579-2582 (2015). doi: 10.1109/LPT.2015.2478479

- [46] Cheng-Yua H., Yi-Fanc Z., Meng-Xi Z., Gordon L. L. M., Li-Qiang L., Application of FBG sensors for geotechnical health monitoring, a review of sensor design, implementation methods and packaging techniques. *Sensors and Actuators A* 244, 184-197 (2016). doi: 10.1016/j.sna.2016.04.033
- [47] Chuang K.-Ch., Yuan Z.-W., Y. Q., Lv X.-F., A self-demodulated fiber Bragg grating for investigating impact-induced transient responses of phononic crystal beams. *Journal of Sound and Vibration* 431, 40-53 (2018). doi: 10.1016/j.jsv.2018.04.035
- [48] Ciężarczyk S., Harasim D., Kisała P., A novel simple TFBG spectrum demodulation method for RI quantification, *IEEE Photonics Technology Letters* 29(24), 2264-2267 (2017). doi: 10.1109/LPT.2017.2768601
- [49] Ciężarczyk S., Harasim D., Kisała P., Novel twist measurement method based on TFBG and fully optical ratiometric interrogation, *Sensors and Actuators A* 272, 18-22 (2018). doi: doi.org/10.1016/j.sna.2018.01.048
- [50] Ciężarczyk 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). doi: 10.1364/AO.55.001412
- [51] Clarkson P. A., Mansfield E. L., Open problems in symmetry analysis. Leslie J. A., Robart T., *Geometrical Study of Differential Equations*, Contemporary Mathematics 285, Amer. Math. Soc., Providence, RI, 195-205 (2001). doi: 10.1090/conm/285/04744
- [52] Cui J., Hu Y., Feng K., Li J., Tan J., FBG Interrogation Method with High Resolution and Response Speed Based on a Reflective-Matched FBG Scheme, *Sensors* 15, 16517-16535 (2015). doi: 10.3390/s150716516
- [53] Czaplicki Z., A New Method of Measuring Twist of Yarn, *Fibres & Textiles in Eastern Europe* 14(1), 27-29 (2006).
- [54] Dai R., Zhang L., Liu Y., Zhou Y., Twist characteristics of the helical long-period fiber gratings written in the polarization maintaining fiber. 2017 16th International Conference on Optical Communications and Networks (ICOON), IEEE 1-3 (2017). doi: 10.1109/ICOON.2017.8121284
- [55] Dana H. R., Jacquemin F., Fréour S., Perronnet A., Casari P., Lupi C., Numerical and experimental investigation of hygro mechanical states of glass fiber reinforced polyester composites experienced by FBG sensors. *Composite Structures* 116, 38-47 (2014). doi: 10.1016/j.compstruct.2014.04.018
- [56] Darki B. S., Nezhad A. Z., Firouzeh Z. H., Analysis and synthesis of one-dimensional magneto-photonic crystals using coupled mode theory, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 426, 163-172 (2017). doi: 10.1016/j.jmmm.2016.11.074

- [57] Darki B. S., Nezhad A. Z., Firouzeh Z. H., Temporal coupled mode analysis of one-dimensional magnetophotonic crystals with cavity structures, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 419, 84-91 (2016). doi: 10.1016/j.jmmm.2016.06.016
- [58] 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). doi: 10.1016/j.sna.2008.05.019
- [59] Dong X., Liu Y., Shao L. Y., Kang J., Zhao Ch. L., Temperature-Independent Fiber Bending Sensor Based on a Superimposed Grating, *IEEE Sens. J.* 11(11), 3019-3022 (2011). doi: 10.1109/JSEN.2011.2157124
- [60] Dong X., Zhang H., Liu B., Miao Y., Tilted Fiber Bragg Gratings: Principle and Sensing Applications, *Photonic Sensors* 1(1), 6-30 (2011). doi: 10.1007/s13320-010-0016-x
- [61] Durak F. E., Altuncu A., All-optical gain clamping and flattening in L-Band EDFAs using lasing-controlled structure with FBG. *Optical Fiber Technology* 45, 217-222 (2018). doi: 10.1016/j.yofte.2018.07.014
- [62] Dyer P. E., Farley R. J., Giedl R., Analysis of grating formation with excimer laser irradiated phase masks. *Optics Communication* 115, 327-334 (1995). doi: 10.1016/0030-4018(94)00694-P
- [63] Dyer P. E., Farley R. J., Giedl R., Karnakis D. M., Excimer laser ablation of polymers and glasses for grating fabrication. *Applied Surface Science* 96-98, 537-549 (1996). doi: 10.1016/0169-4332(95)00528-5
- [64] 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, *Optical Diagnostics for Fluids/Heat/Combustion and Photomechanics for Solids*, 176-183 (1999). doi: 10.1117/12.365735
- [65] Elzahaby E. A., Kandas I. L., Aly M. H., Efficient apodized-TFBG for DWDM systems, 2016 Sixth International Conference on Digital Information Processing and Communications (ICDIPC), Beirut, 198-202 (2016). doi: 10.1109/ICDIPC.2016.7470818
- [66] Erdogan T., Sipe J., Tilted fiber phase gratings, *J. Opt. Soc. Am. A* 13, 296-313 (1996).
- [67] Fan S., 12 - Photonic crystal theory: Temporal coupled-mode formalism, In *Optics and Photonics*, Academic Press, Burlington, 2008, 431-454, *Optical Fiber Telecommunications V A* (Fifth Edition), doi: 10.1016/B978-0-12-374171-4.00012-5
- [68] Fedorov, V. V., Voronin, V. V., Lapin, E. G. On the search for neutron EDM using Laue diffraction by a crystal without a centre of symmetry (1992) *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 18 (7), art. no. 005, pp. 1133-1148. doi: 10.1088/0954-3899/18/7/005.

- [69] Gao R., Jiang Y., Jiang L., Multi-phase-shifted helical long period fiber grating based temperature-insensitive optical twist sensor, *Optics Express* 22(13), 15697-15709 (2014). doi: 10.1364/OE.22.015697
- [70] Gao R. X., Wang Q., Zhao F., Meng B., Qu S. L., Optimal design and fabrication of SMS fiber temperature sensor for liquid. *Optics Communications* 283, 3149-3152 (2010). doi: 10.1016/j.optcom.2010.04.027
- [71] Gao Z., Zhu X., Fang Y., Zhang H., Active monitoring and vibration control of smart structure aircraft based on FBG sensors and PZT actuators. *Aerospace Science and Technology* 63, 101-109 (2017). doi: 10.1016/j.ast.2016.12.027
- [72] Ghosh Ch., Priye V., Dispersion compensation in a 24×20 Gbps DWDM system by cascaded chirped FBGs. *Optik* 164, 335-344 (2018). doi: 10.1016/j.ijleo.2018.03.037
- [73] Gu B., Qi W., Zhou Y., Wu Zhifang, Shum P. P., Luan F., Reflective liquid level sensor based on modes conversion in thin-core fiber incorporating tilted fiber Bragg grating, *Optics Express* 22(10), 11834-11839 (2014). doi: 10.1364/OE.22.011834
- [74] Guo Ch., Chen D., Shen Ch., Lu Y, Liu H., Optical inclinometer based on a tilted fiber Bragg grating with a fused taper, *Optical Fiber Technology* 24, 30-33 (2015). doi: 10.1016/j.yofte.2015.04.004
- [75] Guo H., Xiao G., Yao J., Shao L., Mrad N., Wavelength interrogation of a tilted fiber Bragg grating sensor using space-to-wavelength mapping of an arrayed waveguide grating with closed-loop Piezo-Electrical Control, *Sensors*, 2010 IEEE, Kona, HI, USA 1152-1155 (2010) doi: 10.1109/ICSENS.2010.5690698
- [76] Guo T., Fiber Grating-Assisted Surface Plasmon Resonance for Biochemical and Electrochemical Sensing. *Journal of Lightwave Technology* 35(16), 3323-3333 (2017). doi: 10.1109/JLT.2016.2590879
- [77] Guo T., Chen Ch., Laronche A., Albert J., Power-Referenced and Temperature-Calibrated Optical Fiber Refractometer. *IEEE Photonics Technology Letters* 20(8), 635-637 (2008). doi: 10.1109/LPT.2008.919457
- [78] Guo T., Ivanov A., Chen C. K., Albert J., Temperature-independent tilted fiber grating vibration sensor based on cladding-core recoupling, *Optics Letters* 33(9) 1004-1006 (2008). doi: doi.org/10.1364/OL.33.001004
- [79] Guo T., Liu F., Guan B.-O., Albert J., Polarimetric multi-mode tilted fiber grating sensors, *Optics Express* 22(6), 7330-7336 (2014). doi: 10.1364/OE.22.007330
- [80] Guo T., Liu F., Guan B.-O., Albert J., Tilted fiber grating mechanical and biochemical sensors, *Optics & Laser Technology* 78, 19-33 (2016). doi: dx.doi.org/10.1016/j.optlastec.2015.10.007

- [81] 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 nanocoatings. *Biosensors and Bioelectronics* 78, 221-228 (2016). doi: 10.1016/j.bios.2015.11.047
- [82] Guo T., Shao L., Tam H.-Y., Peter K. A., Albert Jacques, Tilted fiber grating accelerometer incorporating an abrupt biconical taper for cladding to core recoupling, *Optics Express* 17(23), 20651-20660 (2008). doi: 10.1364/OE.17.020651
- [83] Guo T., Tam H.-Y., Albert J., Chirped and tilted fiber Bragg grating edge filter for in-fiber sensor interrogation. *CLEO:2011 - Laser Applications to Photonic Applications* 1-2 (2011). doi: 10.1364/CLEO_SI.2011.CThL3
- [84] Guo T., Tam H.-Y., Albert J., Linearly chirped and weakly tilted fiber Bragg grating edge filters for in-fiber sensor interrogation. *Proceedings of SPIE* 7753, 21st International Conference on Optical Fiber Sensors, 77537V-1- 77537V-4 (2011). doi: 10.1117/12.884956
- [85] Gupta B. D., Kant R., Recent advances in surface plasmon resonance based fiber optic chemical and biosensors utilizing bulk and nanostructures. *Optics and Laser Technology* 101, 144-161 (2018). doi: 0.1016/j.optlastec.2017.11.015
- [86] Han L., Lao J., Xie Ch., Chen X., Zhang X., Jian X., Huang Y., Xu P., Mao W., Guan B.-O., Guo T., Highly sensitive and specific detection of urinary Aquaporin-2 using tilted fiber grating sensors with Plasmonic nanocoatings, 2016 15th International Conference on Optical Communications and Networks (ICOON), Hangzhou, 1-3 (2016). doi: 10.1109/ICOON.2016.7875630
- [87] Han W., Zhou J., Song H., Meng Y., Yang J., Analysis of compound coupled-resonator optical waveguide by coupled-mode theory, *Optik* 126, 1114-1116 (2015). doi: 10.1016/j.ijleo.2015.03.025
- [88] Hill K., Fujii Y., Johnson D., Kawasaki B., Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication. *Applied Physics Letters* 32(10), 647-649 (1978). doi: 10.1063/1.89881
- [89] Hill K. O., Meltz G., Fiber Bragg grating technology fundamentals and overview. *Journal of Lightwave Technology* 15(8), 1263-1276 (1997). doi: 10.1109/50.618320
- [90] Hodgman Ch. D., *Handbook of Chemistry and Physics*, 40th edition, Chemical Rubber Publishing Co., Cleveland, Ohio (1959). doi: 10.1002/lipi.19580600728
- [91] Hong W., Shen S., Wang Z., Wang Z., Cai W., A cryogenic sensor based on fiber Bragg grating for storage monitoring of liquefied natural gas. *Cryogenics* 97, 7-12 (2019). doi: 10.1016/j.cryogenics.2018.11.001

- [92] Hu W., Zhang W., Chen L., Wang S., Zhang Y., Zhang Y., Kong L., Yu L., Yan T., Li Y., Tunable overlapping long-period fiber grating and its bending vector sensing application, *Optical Fiber Technology* 41, 200-204 (2018). doi: doi.org/10.1016/j.yofte.2018.01.013
- [93] Huang R., Zhou Y., Cai H., Qu R., Fang Z., A fiber Bragg grating with triangular spectrum as wavelength readout in sensor systems. *Optics Communications* 229, 197-201 (2004). doi: 10.1016/j.optcom.2003.10.045
- [94] Huang Y., Guo T., Lu Ch., Tam H.-Y., VCSEL-Based Tilted Fiber Grating Vibration Sensing System. *IEEE Photonics Technology Letters* 22(16), 1235-1237 (2010). doi: 10.1109/LPT.2010.2052797
- [95] 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). doi: 10.1016/j.proeng.2014.06.390
- [96] Itoh, K., Saitoh, T., Ohtsuka, Y., Optical-rotation sensing by the geometric effect of fiber-loop twisting, *Journal of Lightwave Technology* 5, 916-919 (1987). doi: 10.1109/JLT.1987.1075584
- [97] Islam M. R., Bagherifaez M., Ali M. M., Chai H. K., Lim K., Ahmad H., Tilted Fiber Bragg Grating Sensors for Reinforcement Corrosion Measurement in Marine Concrete Structure, in *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement* 64(12), 3510-3516 (2015). doi: 10.1109/TIM.2015.2459511
- [98] Jia Z., Wang Z., Sun W., Li Z., Pipeline leakage localization based on distributed FBG hoop strain measurements and support vector machine. *Optik - International Journal for Light and Electron Optics* 176, 1-13 (2019). doi: 10.1016/j.ijleo.2018.09.048
- [99] Jia Z., Wu W., Ren L., Li H., Wang Z., Pipeline abnormal classification based on support vector machine using FBG hoop strain sensor. *Optik - International Journal for Light and Electron Optics* 170, 328-338 (2018). doi: 10.1016/j.ijleo.2018.05.103
- [100] Jackson, J. D. Electrodynamics. In *The Optics Encyclopedia*, eds T. G. Brown, K. Creath, H. Kogelnik, M. A. Kriss, J. Schmit and M. J. Weber (2007). doi:10.1002/9783527600441.oe014.
- [101] Jahan I. M. A, Honnungar D. R. V., Versha R., Analysis of FBG Sensor for Accurate Pressure Sensing With Improved Sensitivity. *Materials Today: Proceedings* 5, 5452-5458 (2018). doi: 10.1016/j.matpr.2017.12.133
- [102] Jiang B., Lu X., Mao D., Zhang W., Zhao J., In-Situ Monitoring Method for Solution Volatilization Using Tilted Fiber Bragg Grating. *IEEE Sensors Journal* 15(5), 3000-3003 (2015). doi: 10.1109/JSEN.2014.2385735
- [103] Jiang B., Yin G., Zhou K., Wang Ch., Gan X., Zhao J., Zhang L., Graphene-induced unique polarization tuning properties of excessively tilted fiber grating. *Optics Letters* 41(23), 5450-5453 (2016). doi: 10.1364/OL.41.005450

- [104] Jiang Ch., Liu Y., Zhao Y., Zhang L., Mou Ch., Wang T., Helical Long-period Fiber Grating Written in Polarization-maintaining Fiber by CO₂-laser. Conference on Lasers and Electro-Optics OSA Technical Digest 1-2 (2018). doi: 10.1364/CLEO_SI.2018.SM2K.2
- [105] Jiang H., Chen J., Liu T., Huang W., A novel wavelength detection technique of overlapping spectra in the serial WDM FBG sensor network. *Sensors and Actuators A* 198, 31-34 (2013). doi: 10.1016/j.sna.2013.04.023
- [106] Jiang Q., Hu D., Yang M., Simultaneous measurement of liquid level and surrounding refractive index using tilted fiber Bragg grating, *Sensors and Actuators A: Physical* 170(1-2), 62-65 (2011). doi: 10.1016/j.sna.2011.06.001
- [107] Jiang Q., Hu D., Microdisplacement sensor based on tilted fiber Bragg grating transversal load effect, *IEEE Sens. J.* 11(9), 1776-1779 (2011). doi: 10.1109/JSEN.2010.2103399
- [108] Jiang S., Wang J., Sui Q., Distinguishable circumferential inclined direction tilt sensor based on fiber Bragg grating with wide measuring range and high accuracy. *Optics Communications* 355, 58-63 (2015). doi: 10.1016/j.optcom.2015.05.055
- [109] Jin L., Wang Z., Fang Q., Liu Y., Liu B., Kai G., Dong X., Spectral characteristics and bend response of Bragg gratings inscribed in all-solid bandgap fibers, *Optics Express* 15(23), 15555-15565 (2007). doi: 10.1364/OE.15.015555
- [110] Jin Y. X., Chan C. C., Dong X. Y., Zhang Y. F., Temperature-independent bending sensor with tilted fiber Bragg grating interacting with multimode fiber, *Optics Communications* 282(19), 3905-3907 (2009). doi: 10.1016/j.optcom.2009.06.058
- [111] Jordan R. H., Hall D. G., Radiation from concentric-circle grating, surface-emitting planar waveguides: The volume current method. *Applied Physics Letters* 64(23), 3077-3079 (1994). doi: 10.1063/1.111352
- [112] Kamalakis T., Alexandropoulos D., Vainos N., Efficient design of polymer micro-ring resonator filters based on coupled mode theory and finite difference mode solver, *Optics Communications* 339, 123-128 (2015). doi: 10.1016/j.optcom.2014.11.033
- [113] Kaur B., Sharma A. K., Kapoor V., On WDM RoF-EPON link using OSSB transmission with and without DCF + FBG. *Optik* 125, 2066-2069 (2014). doi: 10.1016/j.ijleo.2013.09.072
- [114] Kaur G., Kaler R. S., Sensitivity enhancement of FBG sensor for portlandite monitoring. *Optical Fiber Technology* 46, 83-87 (2018). doi: 10.1016/j.yofte.2018.09.017

- [115] 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). doi: 10.1364/OL.26.001224
- [116] Khurgin J. B., Light slowing down in Moiré fiber gratings and its implications for nonlinear optics. *Physical Review A* 62, 013821-1-013821-4 (2000). doi: 10.1103/PhysRevA.62.013821
- [117] Khushaini M. A. A., Ibrahim A.-B. M. A., On the optical bistability of ferroelectrics via two-wave mixing: Beyond the slowly varying envelope approximation, *Optics Communications*, 381, 384-390 (2016). doi: 10.1016/j.optcom.2016.07.043
- [118] Kim S.-W., Characteristics of strain transfer and the reflected spectrum of a metalcoated fiber Bragg grating sensor, *Optics and Lasers in Engineering* 96, 83-93 (2017). doi: 10.1016/j.optlaseng.2017.04.012
- [119] Kim S.-W., Jeon B.-G., Kim N.-S., Park J.-Ch., Vision-based monitoring system for evaluating cable tensile forces on a cable-stayed bridge, *Structural Health Monitoring* 12(5-6), 440-456 (2013). doi: 10.1177/1475921713500513
- [120] Kinet D., Mégret P., Goossen K. W., Qiu L., Heider D., Caucheteur Ch., Fiber Bragg Grating Sensors toward Structural Health Monitoring in Composite Materials: Challenges and Solutions, *Sensors* 14, 394-7419 (2014). doi: 10.3390/s140407394
- [121] Kisała P., Ciężczyk S., Method of simultaneous measurement of two direction force and temperature using FBG sensor head, *Applied Optics* 54(10), 2677-2687 (2015). doi: 10.1364/AO.54.002677
- [122] 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). doi: 10.1364/OE.24.029922
- [123] Kisała P., Mroczka J., Ciężczyk S., Skorupski K., Panas P., Twisted tilted fiber Bragg gratings: new structures and polarization properties. *Optics Letters* 43(18), 4445-4448 (2018). doi: 10.1364/OL.43.004445
- [124] Kong X., Cai C. S., Hou S., Scour effect on a single pile and development of corresponding scour monitoring methods. *Smart Materials and Structures* 22, 1-13 (2013). doi: 10.1088/09641726/22/5/055011
- [125] Korposh S., James S., Partridge M., Sichka M., Tatam R., All-optical switching based on optical fibre long period gratings modified bacteriorhodopsin, *Optics and Laser Technology* 101, 162-171 (2018). doi: doi.org/10.1016/j.optlastec.2017.11.021
- [126] Kouroussis G., Kinet D., Moeyaert V., Dupuy J., Caucheteur Ch., Railway structure monitoring solutions using fibre Bragg grating sensors. *International Journal of Rail Transportation* 1-16 (2016). doi: 10.1080/23248378.2016.1184598

- [127] Kumar A., R. Gallawa L., Goyal I. C., Modal Mode Characteristics of Bent Dual Planar Optical Waveguides, *Journal of Lightwave Technology* 12(4), 621-624 (1994). doi: 10.1109/50.285355
- [128] Laffont G., Ferdinand P., Tilt short-period fibre-Bragg-grating-induced coupling to cladding modes for accurate refractometry, *Meas. Sci. Technol.* 12, 765-770 (2001). doi: 10.1088/0957-0233/12/7/302
- [129] Laxmeshwar L. S., Jadhav M. S., Akki J. F., Raikar P., Raikar U. S., Elemental analysis of wastewater effluent using highly sensitive fiber Bragg grating sensor. *Optics and Laser Technology* 105, 45-51 (2018). doi: 10.1016/j.optlastec.2018.02.043
- [130] Lee K. S., Mode coupling in tilted planar waveguide gratings, *Applied Optics* 39(33), 6144-6149 (2000). doi: 10.1364/AO.39.006144
- [131] Lépinay S., Ianoul A., Albert J., Molecular imprinted polymer-coated optical fiber sensor for the identification of low molecular weight molecules. *Talanta* 128, 401-407 (2014). doi: 10.1016/j.talanta.2014.04.037
- [132] Li Ch., Ning T., Zhang Ch., Li J., Wen X., Pei Li, Gao X., Lin H., Liquid level measurement based on a no-core fiber with temperature compensation using a fiber Bragg grating, *Sensors and Actuators A* 245, 49-53 (2016). doi: 10.1016/j.sna.2016.04.046
- [133] Li Ch., Ning T., Zhang Ch., Wen X., Li J., Zhang Ch., Liquid level and temperature sensor based on an asymmetrical fiber Mach-Zehnder interferometer combined with a fiber Bragg grating. *Optics Communications* 372, 196-200 (2016). doi: 10.1016/j.optcom.2016.04.025
- [134] Li D., Zhou Z., Ou J., Development and sensing properties study of FRP-FBG smart stay cable for bridge health monitoring applications, *Measurement* 44, 722-729 (2011). doi: 10.1016/j.measurement.2011.01.005
- [135] Li F., Du Y., Sun X., Zhao W., Sensing performance assessment of twisted CFRP with embedded fiber Bragg grating sensors subjected to monotonic and fatigue loading, *Sensors and Actuators A* 271, 153-161 (2018). doi: doi.org/10.1016/j.sna.2018.01.027
- [136] Li H., Wang Z., Liu Y., Liang H., FFT Algorithm-Assisted Polarimetric Twist Sensor, *IEEE Photonics Technology Letters* 29, 2083-2086 (2017). doi: 10.1109/LPT.2017.2764522
- [137] Li H., Zhu L., Sun G., Dong M., Qiao J., Deflection monitoring of thin-walled wing spar subjected to bending load using multi-element FBG sensors. *Optik* 164, 691-700 (2018). doi: 10.1016/j.ijleo.2018.03.067
- [138] Li M., Shao L.-Y., Albert J., Yao J., Continuously Tunable Photonic Fractional Temporal Differentiator Based on a Tilted Fiber Bragg Grating. *IEEE Photonics Technology Letters* 23(4), 251-253 (2011). doi: 10.1109/LPT.2010.2098475
- [139] Li M., Shao L.-Y., Albert J., Yao J., *IEEE Photonics Technology Letters* 23(5), 314-316 (2011). doi: 10.1109/LPT.2010.2102013

- [140] Li T., Ren H., A hybrid FBG displacement and force sensor with a suspended and bent optical fiber configuration, *Sensors and Actuators A* 268, 117-125 (2017). doi: 10.1016/j.sna.2017.11.032
- [141] Li Y., Yang K., Li X., Temperature sensing characteristics of metal coated FBG during dynamic cooling process. *Optical Fiber Technology* 45, 368-375 (2018). doi: 10.1016/j.yofte.2018.08.013
- [142] Li Z.-Y., Gu B.-Y., Yang G.-Z., Slowly varying amplitude approximation appraised by transfer-matrix approach, *Phys. Rev. B* 60, 10644-10647 (1999). doi: 10.1103/PhysRevB.60.10644
- [143] Liang P., Jiang Q., Zhang T., Researches and experiments on reflective TFBG - SPR biosensor, 2017 Chinese Automation Congress (CAC), Jinan, 1158-1162 (2017). doi: 10.1109/CAC.2017.8242941
- [144] Liaw S.-K., Tsai P.-S., Wang H., Minh H. L., Ghassemloooy Z., FBG-based reconfigurable bidirectional OXC for 8×10 Gb/s DWDM transmission. *Optics Communications* 358 154-159 (2016). doi: 10.1016/j.optcom.2015.09.032
- [145] Liang T.-Ch., Tsai Ch.-M., Wu B.-C., A wavelength routing device by using cyclic AWGs and tunable FBGs. *Optical Fiber Technology* 19, 189-193 (2013). doi: 10.1016/j.yofte.2013.01.001
- [146] Lin W., Miao Y., Zhang H., Liu B., Liu Y., Song B., Wu J., Two-Dimensional Magnetic Field Vector Sensor Based on Tilted Fiber Bragg Grating and Magnetic Fluid. *Journal of Lightwave Technology* 31(15), 2599-2605 (2013). doi: 10.1109/JLT.2013.2271635
- [147] Lin X-S, Yan J-H, Coupling constant of microcavity waveguides based on coupled mode theory, *Optics Communications* 282, 3081-3084 (2009). doi: 10.1016/j.optcom.2009.04.035
- [148] Lin Z., Chen X., Wu F., Shi J., Yin Y., Xie S., A novel method for fabricating apodized Bragg gratings. *Optics & Laser Technology* 35, 315-318 (2003). doi: 10.1016/S0030-3992(03)00027-6
- [149] Lindfield G., Penny J., Chapter 6 - Boundary Value Problems. Lindfield G., Penny J., *Numerical Methods (Fourth Edition)*, Academic Press, 301-328 (2019). doi: 10.1016/B978-0-12-812256-3.00015-4
- [150] Liu B., Miao Y., Zhou H., Zhao Q., Research on Pure Bending characteristic of tilted fiber Bragg grating, in *IEEE Optical Fiber Sensors Conference*, 1-4 (2008). doi: 10.1109/APOS.2008.5226323
- [151] Liu F., Guo T., Liu J. G., Zhu X. Y., Liu Y., Guan B. O., Albert J., High-sensitive and temperature-self-calibrated tilted fiber grating biological sensing probe *Chinese Science Bulletin* 58(21), 2611-2615, (2013). doi: 10.1007/s11434-013-5724-3
- [152] Liu H., Zhu Z.-w., Zheng Y., Liu B., Xiao F., Experimental study on an FBG strain sensor, *Optical Fiber Technology* 40, 144-151 (2018). doi: 10.1016/j.yofte.2017.09.003

- [153] Liu Q., Discriminating Twisting Direction by Polarization maintaining Fiber Bragg Grating, *IEEE Photonics Technology Letters* 30 (7), 654-657 (2018). doi: 10.1109/LPT.2018.2810500
- [154] Liu Q., Chai Q., Tian Y., Zhao Y., Liu Y., Wang S., Zhang J., Yang J., Yuan L., Spectral characteristics of rotated fused polarization maintaining fiber Bragg gratings subjected to transverse loading. 2017 25th Optical Fiber Sensors Conference (OFS), Proceedings of SPIE 10323, 103233Q1-103233Q4 (2017). doi: 10.1117/12.2265310
- [155] Liu X., Zheng J., Yang J., Li Y., Dong X., Refractive index sensor based on combination of tilted fiber Bragg grating and waist-enlarged fusion bitaper. *Optics Communications* 356, 571-573 (2015). doi: 10.1016/j.optcom.2015.08.064
- [156] Liu Y., Liu X., Zhang T., Zhang W., Integrated FPI-FBG composite all-fiber sensor for simultaneous measurement of liquid refractive index and temperature. *Optics and Lasers in Engineering* 111, 167-171 (2018). doi: 10.1016/j.optlaseng.2018.08.007
- [157] Liu Y., Zhang L., Bennion I., Arbitrary spectral response fibre edge filters based on tilted chirped grating structures. Technical Digest. Summaries of papers presented at the Conference on Lasers and Electro-Optics. Postconference Edition. CLEO '99. Conference on Lasers and Electro-Optics (IEEE Cat. No.99CH37013), 297 (1999). doi: 10.1109/CLEO.1999.834214
- [158] 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), L1-L3 (1999). doi: 10.1088/0957-0233/10/1/001
- [159] 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). doi: 10.1016/j.snb.2018.09.115
- [160] Lu Ch., Cui J., Cui Y., Reflection spectra of fiber Bragg gratings with random fluctuations. *Optical Fiber Technology* 14, 97-101 (2008). doi: 10.1016/j.yofte.2007.09.007
- [161] Lu Y., Shen C., Chen D., Chu J., Wang Q., Dong X., Highly sensitive twist sensor based on tilted fiber Bragg grating of polarization-dependent properties, *Optical Fiber Technology* 20(5), 491-494 (2014). doi: 10.1016/j.yofte.2014.05.011
- [162] Lu Y. C., Geng R., Wang C., Zhang F., Liu C., Ning T., Jian S., Polarization effects in tilted fiber Bragg grating refractometers, *Journal of Lightwave Technology* 28(11), 1677-1684 (2010). doi: 10.1109/JLT.2010.2047844

- [163] Lu Y. C., Huang W. P., Jian S. S., Full vector complex coupled mode theory for tilted fiber gratings, *Optics express* 18(2), 713-726 (2010). doi: 10.1364/OE.18.000713
- [164] Luo B., Wu S., Zhang Z., Zou W., Shi S., Zhao M., Zhong N., Liu Y., Xue Z., Wang L., Chai W., Hu Ch., Zhang L., *Biomedical Optics Express* 8(1), 57-67 (2017). doi: 10.1364/BOE.8.000057
- [165] Luo B., Wu S., Zou W., Zhang Z., Zhao M., Shi S., Liu Y., Xi X., Zeng Z., Liang W., Yan Z., Zhang L., Label-free immuneassay for porcine circovirus type 2 based on excessively tilted fiber grating modified with staphylococcal protein A. *Biosensors and Bioelectronics* 86, 1054-1060 (2016). doi: 10.1016/j.bios.2016.07.100
- [166] Luo B., Xu Y., Wu S., Zhao M., Jiang Pe., Shi S., Zhang Z., Wang Y., Wang L., Liu Y., A novel immunosensor based on excessively tilted fiber grating coated with gold nanospheres improves the detection limit of Newcastle disease virus. *Biosensors and Bioelectronics* 100, 169-175 (2018). doi: 10.1016/j.bios.2017.08.064
- [167] Ma Ch.-Ch., Chuang K.-Ch., Lin B.-R., Investigation of the dynamic demodulation ability of a tilted fiber Bragg grating filter in an all-fiber displacement sensing system, *Sensors and Actuators A* 168, 179-186 (2011). doi: 10.1016/j.sna.2011.03.060
- [168] MacDougall T. W., Pilevar S., Haggans Ch. W., Jackson M. A., Generalized Expression for the Growth of Long Period Gratings. *IEEE Photonics Technology Letters* 10(10), 1449- 1451 (1998). doi: 10.1109/68.720290
- [169] 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). doi: 10.1016/j.optcom.2012.08.015
- [170] Maksimov D. N., Sadreev A. F., Lyapina A. A., Pilipchuk A. S., Coupled mode theory for acoustic resonators, *Wave Motion* 56, 52-66 (2015). doi: 10.1016/j.wavemoti.2015.02.003
- [171] Malachovská V., Ribaut C., Voisin V., Surin M., Leclère P., Wattiez R., Caucheteur Ch., Fiber-Optic SPR Immunosensors Tailored To Target Epithelial Cells through Membrane Receptors. *Analytical Chemistry* 87(12), 5957-5965 (2015). doi: 10.1021/acs.analchem.5b00159
- [172] Mamaeva N., Modelling of Coated Tilted Fiber Bragg Gratings. Ottawa-Carleton Institute for Electrical and Computer Engineering Carleton University Department of Electronics. Ottawa, Ontario (2012)
- [173] Marazzi L., Boffi P., Parolari P., Martinelli M., Gatti D., Coluccelli N., Longhi S., Structured FBG filters for 10-Gb/s DPSK signal demodulation in single ended applications. *Optical Fiber Technology* 17, 156-159 (2011). doi: 10.1016/j.yofte.2011.01.008

- [174] Marcuse D., Coupled mode theory of round optical fibers, *The Bell System Technical Journal* 52(6), 817-842 (1973). doi: 10.1002/j.15387305.1973.tb01992.x
- [175] Marcuse D., Coupled-mode theory for anisotropic optical waveguides, *The Bell System Technical Journal* 54(6), 985-995 (1975). doi: 10.1002/j.1538-7305.1975.tb02878.x
- [176] Marcuse D., Field deformation and loss caused by curvature of optical fibers, *Journal of the Optical Society of America* 66(4), 311-320 (1976). doi: 10.1364/JOSA.66.000311
- [177] Marques C. A. F., Oliveira R. A., A. Pohl A. P., Canning J., Nogueira R. N., Dynamic control of a phase-shifted FBG through acousto-optic modulation. *Optics Communications* 284, 1228-1231(2011). doi: 10.1016/j.optcom.2010.11.023
- [178] Marques C. A. F., Webb D. J., Andre P., Polymer optical fiber sensors in human life safety. *Optical Fiber Technology* 36, 144-154 (2017). doi: 10.1016/j.yofte.2017.03.010
- [179] Marquez-Cruz V., Albert J., High Resolution NIR TFBG-Assisted Biochemical Sensors. *Journal of Lightwave Technology* 33(16), 3363-3373 (2015). doi: 10.1109/JLT.2015.2431912
- [180] McDuff O. P., Pardue A. L., Theory of mode-coupling in the length-modulated laser, *IEEE Transactions on Electron Devices* 15(6), 414-414 (1968). doi: 10.1109/T-ED.1968.16231
- [181] McClarren, R. G., Initial Value Problems. *Computational Nuclear Engineering and Radiological Science Using Python*, 301-332 (2018). doi:10.1016/b978-0-12-812253-2.00019-4
- [182] Melo L. B. Rodrigues J. M. M., Farinha A. S. F., Marques C. A., Bilro L., Alberto N., Tomé J. P. C., Nogueira R. N., Concentration sensor based on a tilted fiber Bragg grating for anions monitoring, *Optical Fiber Technology* 20, 422-427 (2014). doi: 10.1016/j.yofte.2014.05.002
- [183] Meltz G., Morey W., Glenn W., Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method. *Optics Letters* 14(15), 823-825 (1989). doi: 10.1364/OL.14.000823
- [184] Meltz G., Morey W. W., Glenn W. H., In-fiber Bragg grating tap, *Conference on Optical Fiber Communications, OFC'90, San Francisco, Calif, 1990*, p. TUG1.
- [185] Mi Y., Ren G., Gao Y., Li H., Zhu B., Liu Y., Vector mode conversion based on tilted fiber Bragg grating in ring-core fibers, *Optics Communications* 410, 930-935 (2018). doi: 10.1016/j.optcom.2017.09.035
- [186] Miao Y., Liu B., Zhang H., Li Y., Zhou H., Sun H., Zhang W., Zhao Q., Relative Humidity Sensor Based on Tilted Fiber Bragg Grating With Polyvinyl Alcohol Coating. *IEEE Photonics Technology Letters* 21(7), 441-443 (2009). doi: 10.1109/LPT.2009.2013185

- [187] Miao Y., Liu B., Zhang K., Zhao Qi., Linear edge and temperature characteristic of tilted fiber Bragg gratings cladding-mode envelope, *Optical Fiber Technology* 17, 286-290 (2011). doi: 10.1016/j.yofte.2011.05.001
- [188] Miao Y.-p., Liu B., Zhao Q.-d., Refractive index sensor based on measuring the transmission power of tilted fiber Bragg grating. *Optical Fiber Technology* 15, 233-236 (2009). doi: 10.1016/j.yofte.2008.11.002
- [189] Miao Y., Liu B., Zhao Q., Simultaneous measurement of strain and temperature using single tilted fibre Bragg grating, *Electronics Letters* 44(21), 1242-1243 (2008). doi: 10.1016/j.snb.2012.11.091
- [190] Miao Y., Liu B., Zhang W., Dong B., Zhou H., Zhao Q., Dynamic Temperature Compensating Interrogation Technique for Strain Sensors With Tilted Fiber Bragg Gratings, *IEEE Photonics Technology Letters* 20(16) 1393-1395 (2008). doi: 10.1109/LPT.2008.927875
- [191] Miao Y.-P., Liu B., Zhao Q.-D., Refractive index sensor based on measuring the transmission power of tilted fiber Bragg grating, *Optical Fiber Technology* 15, 233-236 (2009). doi: 10.1016/j.yofte.2008.11.002
- [192] Mihailov S. J., Walker R. B., Lu P., Ding H., Dai X., Smelser C., Chen L., UV-induced polarisation-dependent loss (PDL) in tilted fibre Bragg gratings: application of a PDL equalizer. *IEE Proceedings - Optoelectronics* 148(5/6), 211-216 (2002). doi 10.1049/ip-opt:20020669
- [193] Miller S. E., Coupled wave theory and waveguide applications, *The Bell System Technical Journal* 33(3), 661-719 (1954). doi: 10.1002/j.15387305.1954.tb02359.x
- [194] Misra V. K., Wadhwa R. P., Coupled-mode theory of the crossed-field instability, *Proceedings of the IEEE* 57(5), 828-829 (1969). doi: 10.1109/PROC.1969.7102
- [195] Mohammed N. A., Ali T. A., Aly M. H., Evaluation and performance enhancement for accurate FBG temperature sensor measurement with different apodization profiles in single and quasi-distributed DWDM systems. *Optics and Lasers in Engineering* 55, 22-34 (2014). doi: 10.1016/j.optlaseng.2013.10.013
- [196] Moore R. M., DePian L., The coupled-mode theory of acoustic amplification, *Proceedings of the IEEE* 55(2), 238-239 (1967). doi: 10.1109/PROC.1967.5461
- [197] Morand A., Phan-Huy K., Desieres Y., Benech P., Analytical Study of the Microdisk's Resonant Modes Coupling With a Waveguide Based on the Perturbation Theory. *Journal of Lightwave Technology* 22(3), 827-832 (2004). doi: 10.1109/JLT.2004.824528
- [198] Mou C., Zhou K., Yan Z., Fu H., Zhang L., Liquid level sensor based on an excessively tilted fibre grating, *Optics Communications* 305, 271-275 (2013). doi: 10.1016/j.optcom.2013.05.019

- [199] Nemykin A. V., Shapiro D. A., Optical FBG filter with minimum group delay for WDM systems. *Optics Communications* 289, 97-102 (2013). doi: 10.1016/j.optcom.2012.10.007
- [200] Ni Xi., Zhao Y., Yang J., Research of a novel fiber Bragg grating underwater acoustic sensor. *Sensors and Actuators A* 138, 76-80 (2007). doi: 10.1016/j.sna.2007.04.055
- [201] Ning X., Zhao Ch., Shi F., Jin S., Multipoint chemical vapor measurement by zeolite thin film-coated Fresnel reflection-based fiber sensors with an Array-Waveguide Grating, *Sensors and Actuators B* 227, 533-538 (2016). doi: doi.org/10.1016/j.snb.2015.12.059
- [202] Obaton A. F., Laffont G., Wang C., Allard A., Ferdinand P., Tilted Fibre Bragg Gratings and Phase Sensitive-Optical Low Coherence Interferometry for refractometry and liquid level sensing. *Sensors and Actuators A* 189, 451-458 (2013). doi: 10.1016/j.sna.2012.10.020
- [203] Osuch T., Jaroszewicz Z., Influence of optical fiber location behind an apodized phase mask on Bragg grating reflection efficiencies at Bragg wavelength and its harmonics. *Optics Communications* 382, 36-41 (2017). doi: 10.1016/j.optcom.2016.07.058
- [204] 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). doi: 10.1016/j.optcom.2010.09.063
- [205] Osuch T., Jurek T., Jędrzejewski K., Spectral transmission characteristics of weakly tilted and tilted chirped fiber gratings: comparative studies, *Proceedings of SPIE 8903, Photonics Applications in Astronomy, Communications, Industry, and High-Energy Physics Experiments*, 89030W-1- 89030W-6 (2013). doi: 10.1117/12.2035446
- [206] Osuch T., Jurek T., Markowski K., Jędrzejewski K., Simultaneous measurement of liquid level and temperature using tilted fiber Bragg grating, *IEEE Sensors Journal* 16(5), 1205-1209 (2016). doi: 10.1109/JSEN.2015.2501381
- [207] Paladino D., Cusano A., Pilla P., Campopiano S., Caucheteur C., Mégret, 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). doi: 10.1109/LPT.2007.909627
- [208] Parker R., de Sterke C. M., Reduced Cladding Mode Losses in Tilted Gratings that are Rotationally Symmetric. *Journal of Lightwave Technology* 18(12), 2133-2138 (2000). doi: 10.1109/50.908824
- [209] Pei H.-F., Yin J.-H., Jin W., Development of novel optical fiber sensors for measuring tilts and displacements of geotechnical structures. *Measurement and Science Technology* 24, 1-10 (2013). doi: 10.1088/0957-0233/24/9/095202

- [210] Pei J., Yang X., Zhan Y., Zhu R., Xiang S., On a fiber grating sensor system with the capacity of cross-sensitivity discrimination, *Optik* 119, 565-570 (2008). doi: 10.1016/j.ijleo.2007.04.001
- [211] Peng J., Jia S., Jin Y., Xu S., Xu Z., Design and investigation of a sensitivity-enhanced fiber Bragg grating sensor for micro-strain measurement. *Sensors and Actuators A: Physical* 285, 437-447 (2019). doi: 10.1016/j.sna.2018.11.038
- [212] Pereira L., Min R., Hu X., Caucheteur Ch., Bang O., Ortega B., Marques C., Antunes P., Pinto J. L., Polymer optical fiber Bragg grating inscription with a single Nd:YAG laser pulse. *Optics Express* 26(14), 18096-18104 (2018). doi: 10.1364/OE.26.018096
- [213] Peupelmann J., Krause E., Bandemer A. Schaffer C., Fibre-polarimeter based on grating taps. *Electronics Letters* 38(21), 1248-1250 (2002). doi: 10.1049/el:20020783
- [214] Pisco M., Ricciardi A., Campopiano S., Caucheteur Ch., Mégret P., Cusano A., Time Delay Measurements as Promising Technique for Tilted Fiber Bragg Grating Sensors Interrogation. *IEEE Photonics Technology Letters* 21(23), 1752-1754 (2009). doi: 10.1109/LPT.2009.2032780
- [215] Pöeverlein H., Ionospheric wave theory using coupled vacuum modes, *Radio Science* 2(8), 905-911 (1967). doi: 10.1002/rds196728905
- [216] Rahimi S., Ban D., Xiao G., Zhang Z., Albert J., Temperature and Strain Sensors Based on Integration of Tilted Fiber Bragg Gratings With a Free Spectral Range Matched Interrogation System. *IEEE Sensors Journal* 9(7), 858-861 (2009). doi: 10.1109/JSEN.2009.2024710
- [217] Reid D. C. J., Ragdale C. M., Bennion I., Buus J., Stewart W. J., Phase-shifted Moire grating fibre resonators. *Electronics Letters* 26(1), 10-12 (1990). doi: 10.1049/el:19900007
- [218] Ribaut Clotilde, Loyez Médéric, Larrieu Jean-Charles, Chevineau Samia, Lambert Pierre, Rummelink Myriam, Wattiez Ruddy, Caucheteur Christophe, Cancer biomarker sensing using packaged plasmonic optical fiber gratings: Towards in vivo diagnosis, *Biosensors and Bioelectronics* 92, 449-456 (2017). doi: 10.1016/j.bios.2016.10.081
- [219] Ribaut C., Voisin V., Malachovská V., Dubois V., Mégret P., Wattiez R., Caucheteur Ch., Small biomolecule immunosensing with plasmonic optical fiber grating sensor, *Biosensors and Bioelectronics* 77, 315-322 (2016). doi: 10.1016/j.bios.2015.09.019
- [220] Ricchiuti A. L., Barrera D., Urrutia A., Goicoechea J., Arregui F. J., Sales S., *IEEE Sensors Journal* 16(6), 1652-1658 (2016). doi: 10.1109/JSEN.2015.2504131
- [221] Royon M., Piétroy D., Marin E., Saulot A., A thermomechanical sensor using photo-inscribed volume Bragg gratings. *Tribology International* 115, 417-423 (2017). doi: 10.1016/j.triboint.2017.06.005

- [222] Min R., Marques C., Bangc O., Ortega B., Moiré phase-shifted fiber Bragg gratings in polymer optical fibers. *Optical Fiber Technology* 41, 78-81 (2018). doi: 10.1016/j.yofte.2018.01.003
- [223] Sanborn J. Z., Hellings C., Donnelly T. D., Breakdown of the slowly-varying-amplitude approximation: generation of backward-traveling, second-harmonic light, *J. Opt. Soc. Am. B* 20(1), 152-157 (2003). doi: 10.1364/JOSAB.20.000152
- [224] Segovia-Chaves F., Vinck-Posada H., Dependence of optical microcavities coupled with temperature in one-dimensional photonic crystals 165, 168-173 (2018). doi: 10.1016/j.ijleo.2018.03.065
- [225] Seo G.-S., Cho H.-T., Lim O.-R., Ahn T.-J., Highly sensitive and fast UV sensor based on fiber grating with easily producible photoreactive material. *Sensors and Actuators A* 283, 169-173 (2018). doi: 10.1016/j.sna.2018.09.056
- [226] Seshadri S. R., Asymptotic theory of mode coupling in a space-time periodic medium - Part I: Stable interactions, *Proceedings of the IEEE* 65(7), 996-1004 (1977). doi: 10.1109/PROC.1977.10610
- [227] Seshadri S. R., Asymptotic theory of mode coupling in a space-time periodic medium - Part II: Unstable interactions, *Proceedings of the IEEE* 65(10), 1459-1469 (1977). doi: 10.1109/PROC.1977.10749
- [228] Shang R. B., Zhang W. G., Zhu W. B., Geng P. C., Ruan J., Gao S. C., Li X. N., Cao Q. X., Zeng X, Fabrication of twisted long period fiber gratings with high frequency CO2 laser pulses and its bend sensing. *Journal of Optics* 15, 1-6 (2013). doi: 10.1088/2040-8978/15/7/075402
- [229] Shao L.-Y., Albert J., Lateral force sensor based on a core-offset tilted fiber Bragg grating, *Optics Communications* 284, 1855-1858 (2011). doi: 10.1016/j.optcom.2010.12.051
- [230] Shao L. Y., Albert J., Compact fiber-optic vector inclinometer. *Optics Letters* 35(7), 1034-1036 (2010). doi: 10.1364/OL.35.001034
- [231] 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). doi: 10.1016/j.optcom.2010.03.013
- [232] Shao L. Y., Xiong L., Chen C., Laronche A., Albert J., Directional bend sensor based on re-grown tilted fiber Bragg grating, *Journal of Lightwave Technology* 28(18), 2681-2687 (2010). doi: 10.1109/JLT.2010.2064158
- [233] Shahoei H., Yao J., Slow and Fast Light Effects in a Tilted Fiber Bragg Grating and the Application in a Continuously Tunable Microwave Photonic Filter. 2013 IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest (MTT), Seattle, WA, 1-3 (2013). doi: 10.1109/MWSYM.2013.6697682

- [234] Shen C., Lou W., Shentu F., Wang Y., Tong L., Tilted fiber Bragg gratings and its fiber humidity and twist sensing applications, 2016 15th International Conference on Optical Communications and Networks (ICOON), Hangzhou, 1-3 (2016). doi: 10.1109/ICOON.2016.7875786
- [235] Shen C., Zhong C., Novel temperature-insensitive fiber Bragg grating sensor for displacement measurement, *Sensors and Actuators A Phys.* 170(1-2), 51-54 (2011). doi: 10.1016/j.sna.2011.05.030
- [236] Shen C., Zhou W., Albert J., Polarization-resolved evanescent wave scattering from gold-coated tilted fiber gratings, *Optics express* 22(5), 5277-5282 (2014). doi: 10.1364/OE.22.005277
- [237] Shu X., Sugden K., Bennion I., Simultaneous measurement of liquid level and temperature employing a single uniform FBG, *Proceedings of SPIE* 7503, 75032S-1-75032S-4 (2009). doi: 10.1117/12.833528
- [238] Simonov S., Wave model of the regular Sturm Liouville operator. 2017 Days on Diffraction (DD), St. Petersburg, Russia, IEEE, 300-303 (2017). doi: 10.1109/DD.2017.8168043
- [239] Silva R. M., Ferreira M. S., Frazão O., Temperature independent torsion sensor using a high-birefringent Sagnac loop interferometer, *Optics Communications* 285, 1167-1170 (2012). doi: 10.1016/j.optcom.2011.11.119
- [240] Smith D. W., Coherent fiberoptic communications, *Laser Focus*, 92-106 (1985).
- [241] Song B., Zhang H., Miao Y., Lin W., Wu J., Liu H., Yan D., Liu B., Highly sensitive twist sensor employing Sagnac interferometer based on PM-elliptical core fibers, *Optics express* 23(12), 15372-15379 (2015). doi: 10.1364/OE.23.015372
- [242] Spillman W. B., Peter L. Fuhr, Fiber-optic rotary displacement sensor with wavelength encoding, *Appl. Opt.* 27, 3081-3084 (1988). doi: 10.1364/AO.27.003081
- [243] Sun Y., Li Q., Yang D., Fan Ch., Sun A., Investigation of the dynamic strain responses of sandstone using multichannel fiber-optic sensor arrays. *Engineering Geology* 213, 1-10 (2016). doi: 10.1016/j.enggeo.2016.08.008
- [244] Sundaram B. A., Kesavan K., Parivallal S., A. Ahmed K. F., Ravisankar K., *Procedia Engineering* 14, 1549-1556 (2011). doi: 10.1016/j.proeng.2011.07.195
- [245] Sung L.-Y., Lu Ch.-J., A single-beam titration method for the quantification of open-path Fourier transform infrared spectroscopy, *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer* 145, 43-49 (2014). doi: 10.1016/j.jqsrt.2014.04.016

- [246] Suo R., Chen X., Zhou K., Zhang L., Bennion I., In-fibre directional transverse loading sensor based on excessively tilted fibre Bragg gratings. *Measurement Science and Technology* 20, 1-6 (2009). doi: 10.1088/0957-0233/20/3/034015
- [247] Suresh R., Tjin S. C., Ngo N. Q., Shear force sensing by strain transformation using non-rectilinearly embedded fiber Bragg grating. *Sensors and Actuators A* 116, 107-118 (2004). doi: 10.1016/j.sna.2004.04.001
- [248] Swanson A. J., Raymond S. G., Janssens S., Breukers R. D., Bhuiyan M. D. H., Lovell-Smith J. W., Waterland M. R., Development of novel polymer coating for FBG based relative humidity sensing. *Sensors and Actuators A* 249, 217-224 (2016). doi: 10.1016/j.sna.2016.08.034
- [249] Taghipour A., Rostami A., Bahrami M., Baghban H., Dolatyari M., Comparative study between LPFG- and FBG- based bending sensors, *Optics Communications* 312, 99-105 (2014). doi: 10.1016/j.optcom.2013.09.020
- [250] Tan D., Sharafudeen K. N., Yue Y., Qiu J., Femtosecond laser induced phenomena in transparent solid materials: Fundamentals and applications. *Progress in Materials Science* 76, 154-228 (2016). doi: 10.1016/j.pmatsci.2015.09.002
- [251] Tan K. M., Chan C. C., Tjin S. C., X., Dong Y., Embedded long-period fiber grating bending sensor, *Sensors and Actuators A Phys.* 125(2), 267-272 (2006). doi: 10.1016/j.sna.2005.08.026
- [252] Tosi D., FBG/DFB-induced chaotic self-mixing analysis and sensing applications. *Optics & Laser Technology* 50, 176-181 (2013). doi: 10.1016/j.optlastec.2013.02.020
- [253] Tosi D., Shaimerdenova M., Bekmurzayeva A., Sypabekova M., Demodulation of Tilted Fiber Bragg Grating Refractive Index Sensors with KLT. 2017 IEEE Sensors, Glasgow, 1-3 (2017). doi: 10.1109/ICSENS.2017.8234117
- [254] Tsao S.-L., Wu J., Yeh B.-Ch., High-Resolution Neural Temperature Sensor Using Fiber Bragg Gratings, *IEEE Journal of Quantum Electronics* 35(11), 1590-1596 (1999). doi: 10.1109/3.798080
- [255] Twu R.-Ch., Yan N.-Y., Birefringence angle sensor for optical displacement measurements, *Sensors and Actuators A* 267, 272-277 (2017). doi: 10.1016/j.sna.2017.10.027
- [256] Ugale S. P., Mishra V., Formation and characterization of nonuniform long and ultralong period reversible optical fiber gratings. *Optik* 125, 3822-3824 (2014). doi: 10.1016/j.ijleo.2014.01.179
- [257] Voisin V., Pilate J., Damman P., Mégret P., Caucheteur Ch., Highly sensitive detection of molecular interactions with plasmonic optical fiber grating sensors, *Biosensors and Bioelectronics* 51, 249-254 (2014). doi: 10.1016/j.bios.2013.07.030

- [258] Wade S. A., Attard D. P., Stoddart P. R., Analysis of transmission mode of a matched fiber Bragg grating interrogation scheme, *Applied Optics* 49(24), 4498-4505 (2010). doi: 10.1364/AO.49.004498
- [259] Wang L., Wang J., Bao D., Yang R., Yan Q., Gao F., Hua D., Optimization design of the tuning method for FBG spectroscopy based on the numerical analysis of all-fiber Raman temperature lidar, *Optical Fiber Technology* 40, 165-171 (2018). doi: doi.org/10.1016/j.yofte.2017.11.010
- [260] 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). doi: 10.1364/AO.57.004376
- [261] 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), 1529-1534 (2017). doi: 10.1364/OE.25.001529
- [262] Wang Q., Farrell G., Freir T., Study of transmission response of edge filters employed in wavelength measurements, *Applied Optics* 44(36), 7789- 7792 (2005). doi: 10.1364/AO.44.007789
- [263] Wang Q., Jing J., Wang B., Highly Sensitive SPR Biosensor Based on Graphene Oxide and Staphylococcal Protein A Co-Modified TFBG for Human IgG Detection, *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 1-8 (2018) doi: 10.1109/TIM.2018.2875961
- [264] Wang Q., Liu Y., Review of optical fiber bending/curvature sensor. *Measurement* 130, 161-176 (2018). doi: 10.1016/j.measurement.2018.07.068
- [265] West S. T., Chen Ch.-L., Optical fiber rotary displacement sensor, *Applied Optics* 28(19), 4206-4209 (1989). <https://doi.org/10.1364/AO.28.004206>
- [266] Westbrook P. S, Kremp T., Optical Fiber Gratings. *Encyclopedia of Modern Optics II* 1, 229-241 (2017). doi: 10.1016/B978-0-12-803581-8.09459-5
- [267] Westbrook P. S., Strasser T. A., Erdogan T., In-Line Polarimeter Using Blazed Fiber Gratings. *IEEE Photonics Technology Letters* 12(10), 1352-1354 (2000). doi: 10.1109/68.883827
- [268] Wild G., Optimising the Design of a Pressure Transducer for Aircraft Altitude Measurement using Optical Fibre Bragg Grating Sensors. *IEEE Metrology for Aerospace (MetroAeroSpace)*, 123-128 (2015). doi: <https://doi.org/10.1109/MetroAeroSpace.2015.7180639>
- [269] Wong A. C. L., Giovinazzo M., Tam H.-Y., Lu Ch., Peng G.-D., Single Tilted Moiré Fiber Bragg Grating for Simultaneous Measurement of Refractive Index and Temperature. *Asia Communications and Photonics Conference and Exhibition* 210-211 (2010). doi: 10.1109/ACP.2010.5682761

- [270] Wong A. C. L., Giovinazzo M., Tam H.-Y., Lu Ch., Peng G.-D., Simultaneous Two-Parameter Sensing Using a Single Tilted Moiré Fiber Bragg Grating With Discrete Wavelet Transform Technique. *IEEE Photonics Technology Letters* 22(21), 1574-1576 (2010). doi: 10.1109/LPT.2010.2072955
- [271] Wong A. C. L., Giovinazzo M., Tam H.-Y., Lu Ch., Peng G.-D., Tilted Moiré Fiber Bragg Grating Optical Filters With Controllable Passband and Stopband. *Journal of Lightwave Technology* 28(6), 898-904 (2010). doi: 10.1109/JLT.2010.2040458
- [272] Woods J. E., Lau D. T., Bao X., Li W., Measuring strain fields in FRP strengthened RC shear walls using a distributed fiber optic sensor. *Engineering Structures* 152, 359-369 (2017). doi: 10.1016/j.engstruct.2017.09.034
- [273] Wójcik, W., Kisała P., The application of inverse analysis in strain distribution recovery using the fibre Bragg grating sensors. *Metrology and Measurement Systems* 16(4), 649-660 (2009).
- [274] Wu D., Peng B.-j., Xu Q.-f., A Building Structure Health Monitoring System Based on the Characteristic of TFBG. 9th International Conference on Optical Communications and Networks (ICOON 2010), 95-98 (2010). doi: 10.1049/cp.2010.1161
- [275] Wu Q., Semenova Y., Yan B., Ma Y., Wang P., Yu Ch., Farrell G., Fiber refractometer based on a fiber Bragg grating and single-mode-multimode-single-mode fiber structure. *Optics Letters* 36(12), 2197-2199 (2011). doi: 10.1364/OL.36.002197
- [276] Xu N., Yang L., Zhang J., Zhang X., Wang J., Zhang Z., Liu X., Fault detection technique for wavelength division multiplexing passive optical network using chaotic fiber laser. *Optical Fiber Technology* 20, 163-167 (2014). doi: 10.1016/j.yofte.2014.01.012
- [277] Yan Z., Mou C., Sun Z., Zhou K., Wang H., Wang Y., Zhang L., Hybrid tilted fiber grating based refractive index and liquid level sensing system, *Optics Communications* 351, 144-148 (2015). doi: 10.1016/j.optcom.2015.04.038
- [278] Yan Z., Mou C., Zhou K., Chen X., Zhang L., UV-inscription, polarization-dependant loss characteristics and applications of 45° tilted fiber gratings, *Journal of lightwave technology* 29(18), 2715-2724 (2011). doi: 10.1109/JLT.2011.2163196
- [279] Yan Z., Mou Ch., Sun Z., Zhou K., Wang H., Wang Y., Zhao W., Zhang L., Hybrid tilted fiber grating based refractive index and liquid level sensing system. *Optics Communications* 351, 144-148 (2015). doi: 10.1016/j.optcom.2015.04.038

- [280] Yan Z., Wang H., Wang Ch., Sun Z., Yin G., Zhou K., Wang Y., Zhao W., Zhang L., Theoretical and experimental analysis of excessively tilted fiber gratings. *Optics Express* 24(11), 12107- 12115 (2016). doi: 10.1364/OE.24.012107
- [281] Yan Z., Zhou K., Zhang L., In-fiber linear polarizer based on UV-inscribed 45° tilted grating in polarization maintaining fiber. *Optics Letters* 37(18), 3819-3821 (2012). doi: 10.1364/OL.37.003819
- [282] Yang K., Liu Y.-G., Wang Z., Li G.-Y., Han Y., Zhang H.-W., Yu J., Five-wavelength-switchable all-fiber erbium-doped laser based on few-mode tilted fiber Bragg grating, *Optics and Laser Technology* 108, 273-278 (2018). doi: 10.1016/j.optlastec.2018.07.005
- [283] Yang Y., Ma X., Chen K., Wang E., Yu Z., Yu Q., A high-resolution dynamic fiber-optic inclinometer. *Sensors and Actuators A* 283, 305-312 (2018). doi: 10.1016/j.sna.2018.10.007
- [284] Yariv A., Coupled-Mode Theory for Guided-Wave Optics. *IEEE Journal of Quantum Electronics* 9(9), 919-933 (1973). doi: 10.1109/JQE.1973.1077767
- [285] Yazdizadeh Z., Marzouk H., Hadianfard M. A., Monitoring of concrete shrinkage and creep using Fiber Bragg Grating sensors. *Construction and Building Materials* 137, 505-512 (2017). doi: 10.1016/j.conbuildmat.2017.01.084
- [286] Yin G., Lou S., Li Q., Zou H., Theory analysis of mode coupling in tilted long period fiber grating based on the full vector complex coupled mode theory. *Optics & Laser Technology* 48, 60-66 (2013). doi: 10.1016/j.optlastec.2012.10.002
- [287] Yin M.-j., Gu B., An Q.-F., Yang Ch., Guan Y. L., Yong K.-T., Recent development of fiber-optic chemical sensors and biosensors: Mechanisms, materials, micro/nano-fabrications and applications. *Coordination Chemistry Reviews* 376, 348-392 (2018). doi: 10.1016/j.ccr.2018.08.001
- [288] Ying Y., Zhang R., Si G.-Y., Wang X., Qi Y.-W., D-shaped tilted fiber Bragg grating using magnetic fluid for magnetic field sensor. *Optics Communications* 405, 228-232 (2017). doi: 10.1016/j.optcom.2017.08.009
- [289] Yiping W., Wang M., Huang X., In fiber Bragg grating twist sensor based on analysis of polarization dependent loss, *Optics express* 21(10), 11913-11920 (2013). doi: 10.1364/OE.21.011913
- [290] 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). doi: 10.1016/j.optcom.2010.04.095

- [291] Zhang M., Zhong X., Zheng W., Ruan S., Dua B., Yan P., Liang H., Liu Ch., Li L., Su H., Optics and Laser Technology 109, 525-533 (2019). doi: 10.1016/j.optlastec.2018.07.035
- [292] Zhang Q., Wang Y., Sun Y., Gao L., College Y. Y., Hilbert-Huang Transform based method for monitoring the crack of concrete arch by using FBG sensors. Optik 127, 3417-3422 (2016).
- [293] Zhang W., Ying Z, Yuan S., Tong Z., A fiber laser sensor for liquid level and temperature based on two taper structures and fiber Bragg grating, Optics Communications 342, 243-246 (2015). doi: 10.1016/j.optcom.2014.12.065
- [294] Zhang W. S., Duan X. M., Li L. J., High power Ho:SSO laser resonantly pumped by a FBG-locked Tm fiber laser at 1940.3 nm. Optik - International Journal for Light and Electron Optics 175, 340-343 (2018). doi: 10.1016/j.ijleo.2018.09.014
- [295] Zhang X., Lin W., Li X., Shen R., Du G., Paper title temperature-independent surrounding refractive index sensing using a single weakly tilted fiber Bragg grating, Proceedings of 2011 International Conference on Electronics and Optoelectronics, Dalian, V4-138-V4-140 (2011). doi: 10.1109/ICEOE.2011.6013445
- [296] Zhang X., Liu X., Zhang F., Sun Z., Min L., Li S., Jiang S., Li M., Wang Ch., Ni J., Reliable high sensitivity FBG geophone for low frequency seismic acquisition. Measurement 129, 62-67 (2018). doi: 10.1016/j.measurement.2018.07.009
- [297] Zhang X., Peng W., Liu Y., Pan L., Core-cladding mode recoupling based fiber optic refractive index sensor. Optics Communications 294, 188-191 (2013). doi: 10.1016/j.optcom.2012.12.065
- [298] Zhang X.-Y., Chen Ch., Yu Yo.-S., Wei W.-H., Qi Guo, Chen Y.-Y., Zhang X., Qin L., Ning Y.-Q., Sun H.-B., High-Order-Tilted Fiber Bragg Gratings With Superposed Refractive Index Modulation. IEEE Photonics Journal 10(1), 1-8 (2018) doi: 10.1109/JPHOT.2017.2784818
- [299] Zhang Z., Guo T., Guan B., Reflective Fiber-Optic Refractometer Using Broadband Cladding Mode Coupling Mediated by a Tilted Fiber Bragg Grating and an In-Fiber Mirror. Journal of Lightwave Technology 1-5 (2018). doi: 10.1109/JLT.2018.2838538
- [300] Zhang Z., Yan L., Pan W., Luo B., Wang P., Guo L., Zhou W., Sensitivity Enhancement of Strain Sensing Utilizing a Differential Pair of Fiber Bragg Gratings, Sensors 12, 3892-3900 (2012). doi: 10.3390/s120403891
- [301] Zhang Z.-Y., Partial symmetry of initial value problems. Journal of Mathematical Analysis and Applications 450, 814-828 (2017). doi: 10.1016/j.jmaa.2017.01.054

- [302] Zhao J., Wang J., Zhang Ch., Xu W., Sun X., Bai H., Chen L., Fiber laser refractometer based on tunable bandpass filter tailored FBG reflection. *Optics and Laser Technology* 99, 101-106 (2018). doi: 10.1016/j.optlastec.2017.08.019
- [303] Zhao Y., Wang Ch., Yin G., Jiang B., Zhou K., Mou Ch., Liu Y., Zhang L., Wang T., Fiber Specklegram Sensor Based on the Twist-induced Effect in Tilted Two-mode Fiber Bragg Gratings. 2017 Conference on Lasers and Electro-Optics Pacific Rim (CLEO-PR), 1-3 (2017). doi: 10.1109/CLEOPR.2017.8119080
- [304] Zhao Y., Zheng H.-k., Lv R.-q., Yang Y., A practical FBG pressure sensor based on diaphragm-cantilever. *Sensors and Actuators A* 279, 101-106 (2018). doi: 10.1016/j.sna.2018.06.004
- [305] Zheng J., Dong X., Ji J., Su H., Shum P. P., Power-referenced refractometer with tilted fiber Bragg grating cascaded by chirped grating, *Optics Communications* 312, 106-109 (2014). doi: 10.1016/j.optcom.2013.09.026
- [306] Zheng R., Liu L., Zhao X., Chen Z., Zhang Ch., Hua X., Investigation of measurability and reliability of adhesive-bonded built-in fiber Bragg grating sensors on steel wire for bridge cable force monitoring. *Measurement* 129, 349-357 (2018). doi: 10.1016/j.measurement.2018.07.053
- [307] Zheng Y., Huang D., Zhu Z.-W., Theoretical and experimental study on fiber-optic displacement sensor with bowknot bending modulation, *Optical Fiber Technology* 41, 12-20 (2018). doi: 10.1016/j.yofte.2017.12.008
- [308] Zhou K., Chen X., Yan Z., Adebayo A., Zhang L., Optical Spectrum Analyzer using a 45° tilted fiber grating. *Advanced Photonics Congress, OSA Technical Digest* (2012), paper BW2E.7. doi: 10.1364/BGPP.2012.BW2E.7
- [309] Zhou K., Simpson G., Chen X., Zhang L., Bennion I., High extinction ratio in-fiber polarizers based on 45° tilted fiber Bragg gratings. *Optics Letters* 30(11), 1285-1287 (2005). doi: 10.1364/OL.30.001285
- [310] Zhou K., Webb D., Farries M., Hayes N., Zhang L., Bennion I., Biochemical sensor based on a novel all-fibre cavity ring down spectroscopy technique in incorporating a tilted fibre Bragg grating. *Optics and Lasers in Engineering* 47, 1023-1027 (2009). doi: 10.1016/j.optlaseng.2009.04.001
- [311] Zhou K., Zhang L., Chen X., Bennion I., Optic sensors of high refractive-index responsivity and low thermal cross sensitivity that use fiber Bragg gratings of >80° tilted structures. *Optics Letters* 31(9), 1193-1195 (2006). doi: 10.1364/OL.31.001193

- [312] Zhou Y., Zhou W., Chan Ch. Chi., Wong W. Ch., Shao L.-Y., Cheng J., Dong X., Simultaneous measurement of curvature and temperature based on PCF-based interferometer and fiber Bragg grating. *Optics Communications* 284, 5669-5672 (2011). doi: 10.1016/j.optcom.2011.08.048
- [313] Zhou Z., Zhao X., Wang Ch., Zhang Z., Hu Q., Ou J., A new kind of smart bridge cable based on FBG sensors, *Proc. SPIE* 5502, Second European Workshop on Optical Fibre Sensors, (2004). doi: 10.1117/12.566622
- [314] Zou Ch., Wang T., Yan Z., Huang Q., AlAraimi M., Rozhin A., Mou Ch., Wavelength-tunable passively mode-locked Erbium-doped fiber laser based on carbon nanotube and a 45° tilted fiber grating. *Optics Communications* 406, 151-157 (2018). doi: 10.1016/j.optcom.2017.06.006
- [315] Zu P., Chan Ch. Ch., Jin Y., Gong T., Zhang Y., Ch. Li H., Dong X., A Temperature-Insensitive Twist Sensor by Using Low-Birefringence Photonic-Crystal-Fiber-Based Sagnac Interferometer, *IEEE Photonics Technology Letters* 23(13), 920-922 (2011). doi: 10.1109/LPT.2011.2143400

