

Politechnika Wrocławska
Wydział Podstawowych Problemów Techniki
Katedra Optyki i Fotoniki

Rozprawa doktorska

Eksperymentalne badania wybranych procesów konwersji
modowej w strukturyzowanych światłowodach

Kinga Żołnacz

Promotor:

Prof. dr hab. inż. Wacław Urbańczyk

Promotor pomocniczy:

Dr Maciej Napiórkowski

Wrocław, 2022

Praca powstała przy wsparciu Narodowego Centrum Nauki w ramach stypendium doktorskiego w granie Maestro 8 „Spiralne światłowody foniczne do zastosowań w metrologii i komunikacji optycznej” na podstawie decyzji numer DEC-016/22/A/ST7/00089.

Pragnę wyrazić podziękowania promotorowi Profesorowi Wacławowi Urbańczykowi za poświęcony czas i okazaną pomoc oraz promotorowi pomocniczemu Maciejowi Napiórkowskiemu za porady merytoryczno-techniczne.

Za wsparcie i motywację do pracy dziękuję również mojej siostrze Anicie, Mamie, przyjaciółce Beacie, a także członkom Grupy Optyki Światłowodów PWr – Gabrysi, Marcie, Jackowi, Karolowi i Tadeuszowi.

Spis treści

1. Wprowadzenie.....	3
2. Pomiar dyspersji chromatycznej oraz grupowego współczynnika załamania modu podstawowego metodą interferencji spektralnej	7
2.1. Stanowisko pomiarowe oraz metoda analizy serii interferogramów spektralnych	8
2.2. Metoda wyznaczania dyspersji chromatycznej na podstawie pojedynczego interferogramu spektralnego	14
3. Pobudzanie modów wyższych rzędów	22
3.1. Pobudzanie modów wyższych rzędów przy użyciu przestrzennego modulatora światła.....	22
3.2. Pobudzanie modów wyższych rzędów przy pomocy pryzmatu Wollastona.....	34
4. Wektorowe efekty nieliniowe we włóknach z dwójłomnością typu kołowego.....	45
4.1. Światłowody z dwójłomnością liniową, eliptyczną oraz kołową.....	45
4.2. Wektorowe niestabilności modulacyjne w światłowodach o różnych typach dwójłomności.....	47
4.3. Wyniki eksperymentalne.....	55
5. Międzymodowe efekty nieliniowe we włóknach dwójłomnych typu Panda.....	59
5.1. Efekt wektorowych niestabilności modulacyjnych w modach wyższego rzędu.....	61
5.2. Efekt nieliniowego mieszania czterofalowego pomiędzy modami polaryzacyjnymi	63
5.3. Konwersja modu LP ₁₁ do modu wirowego wywołana gradientowym skręceniem.....	66
6. Skręcone włókna z rdzeniami utworzonymi przez niedomknięte pierścienie kanałów powietrznych	70
6.1. Formalizm optyki transformacyjnej	71
6.2. Zasada propagacji światła oraz parametry transmisyjne włókna	73
6.3. Straty zgięciowe – czujnik przesunięcia	77
7. Efekty wywołane zgięciem we włóknie z asymetryczną mikrostrukturą.....	81
7.1. Efekt modulacji dyspersji chromatycznej wywołany zgięciem	82
7.2. Efekt sprzęgania modów polaryzacyjnych wywołany zgięciem oraz jego wpływ na generację solitonów.....	86
8. Siatki długookresowe wywołane zgięciem w skręconych włóknach dwurdzeniowych.....	90
8.1. Zasada powstawania siatek	91
8.2. Siatka długookresowa o stałym promieniu zgięcia	93
8.3. Siatka długookresowa z przesunięciem fazy o π	95
9. Podsumowanie.....	97
Bibliografia.....	101
Dorobek naukowy.....	109

Rozdział 1.

Wprowadzenie

W 1965 roku Charles Kao zauważył, że wynosząca ponad 1000 dB/km tłumienność szkła kwarcowego wytwarzanego poprzez topienie krzemionki (SiO_2) nie jest jego naturalną cechą, a spowodowana jest jedynie absorpcją światła przez obecne w takim szkłe zanieczyszczenia, głównie tlenki metali [1]. Kao przewidział, że zmniejszenie tłumienności do 20 dB/km przez obniżenie poziomu zanieczyszczeń pozwoli na zastosowanie krzemionki do wytwarzania światłowodów, które znajdują praktyczne zastosowania w komunikacji optycznej na dużych odległościach. Oczekiwana wartość tłumienia udało się uzyskać zaledwie cztery lata później amerykańskiej firmie Corning Glass [2], która do dziś pod nazwą Corning Incorporated jest wiodącym graczem na rynku światłowodowym. Charles Kao został uhonorowany nagrodą Nobla w 2009 roku za „przełomowe osiągnięcia w dziedzinie transmisji światła w światłowodach na potrzeby komunikacji optycznej” [3, 4].

Dalszy rozwój technologii światłowodów pozwolił na ich powszechne zastosowanie nie tylko w komunikacji optycznej, ale również w wielu innych dziedzinach. Światłowody wykorzystywane są w metrologii jako czujniki [5–8], w medycynie jako endoskopy [9], czujniki biochemiczne [10] i czujniki ruchu [11], w spektroskopii [12], w mikroskopii [13], w technologiach laserowych [14], do wytwarzania źródeł światła na potrzeby telekomunikacji kwantowej [15], w technice oświetleniowej [16], jak i w wielu innych specjalistycznych zastosowaniach.

Aby możliwe było praktyczne wykorzystanie światłowodów do specyficznych celów, konieczne jest ich odpowiednie zaprojektowanie i pomiar ich właściwości. Nawet najprostsze w budowie konwencjonalne światłowody z domieszkowanym rdzeniem o skokowym profilu współczynnika załamania zapewniają szeroką gamę parametrów, które można kontrolować zmieniając rodzaj i poziom domieszki w rdzeniu, a także kształt i średnicę rdzenia. Parametry strukturalne włókna wpływają na jego właściwości optyczne, w szczególności tłumienność, liczbę prowadzonych modów oraz na efektywny współczynnik załamania modów, a co za tym idzie na dyspersję chromatyczną, dwójłomność oraz nieliniowość. Strukturyzacja przekroju poprzecznego światłowodu, np. przez dodanie elementów naprężających [6] lub kanałów powietrznych [17], daje jeszcze więcej możliwości manipulowania parametrami optycznymi włókna.

Przełomem w dziedzinie światłowodów specjalnych było wytworzenie włókna z mikrostrukturalnym płaszczem przez grupę Philipa St. J. Russella w 1996 roku [18]. Podobnie jak w światłowodach konwencjonalnych, transmisja we włóknach mikrostrukturalnych odbywa się dzięki różnicy efektywnych współczynników załamania w litym rdzeniu (o większym współczynniku załamania) i mikrostrukturalnym płaszczu (o mniejszym współczynniku załamania silnie zależnym od długości fali). Właściwości transmisyjne włókien mikrostrukturalnych zależą od liczby, wielkości

i odległości kanałów powietrznych, a ułożenie mikrostruktury w różnorodne kształty i stosowanie kanałów powietrznych o różnych geometriach umożliwiają kontrolowanie parametrów transmisyjnych włókna w niespotykanym wcześniej zakresie. Odpowiednio skonstruowane światłowody mikrostrukturalne umożliwiają jednomodową propagację światła w nieograniczonym zakresie spektralnym [19] oraz kształtowanie przebiegu dyspersji chromatycznej w szerokim zakresie [20, 21], co wykorzystywane jest przede wszystkim do generacji superkontinuum [20, 22], ale również innych procesów nieliniowych [23]. W roku 1999 ta sama grupa naukowców pokazała po raz pierwszy transmisję światła w światłowodzie o rdzeniu powietrznym (ang. *hollow-core fiber*) [24], w którym światło uwięzione jest dzięki istnieniu fotonicznej przerwy wzbronionej. Taki światłowód umożliwia propagację wiązek o znacznie większych gęstościach mocy niż światłowody konwencjonalne [25]. Kanały powietrzne we włóknach mikrostrukturalnych można wypełniać różnymi substancjami, co daje możliwość nie tylko zmiany parametrów włókna, ale również zwiększa ich stosowalność w metrologii [17], w szczególności do detekcji zanieczyszczeń gazów i cieczy. Wypełnienie otworów roztworem ciekłych kryształów [26, 27] zwiększa czułość światłowodów na zmiany temperatury, ciśnienia oraz pola elektrycznego. W ostatnich latach poprzeczna strukturyzacja światłowodów została posunięta o krok dalej, dzięki udanym próbom wytworzenia światłowodów z rdzeniem nanostrukturyzowanym [28, 29].

Dodatkowym stopniem swobody w kształtowaniu właściwości propagacyjnych światłowodów jest strukturyzacja poosiowa, wzdłuż długości włókna. Przykładem takiego typu strukturyzacji jest periodyczna zmiana średnicy światłowodu wzdłuż jego długości [30, 31], periodyczna zmiana współczynnika załamania tworząca siatkę długookresową [32, 33] lub siatkę Bragga [34], a także zginanie [35] lub skręcanie światłowodu [36, 37]. Wszystkie podane przykłady modulacji poosiowej wpływają na propagację modów światłowodowych, a w przypadku światłowodów prowadzących więcej niż jeden mod, mogą powodować wzajemne oddziaływanie modów, które polega na sprzężeniu energii z jednego modu do drugiego, zarówno między modami polaryzacyjnymi lub modami różnych rzędów propagującymi w rdzeniu, jak i między modami rdzeniowymi i płaszczowymi.

Światłowody skręcone zostały po raz pierwszy wytworzone w latach 80. ubiegłego wieku. Wykazano wtedy, że we włóknie z chiralnym rdzeniem propagują się mody spolaryzowane eliptycznie lub kołowo w zależności od stopnia skręcenia włókna [38]. Od tamtej pory światłowody skręcone znalazły zastosowanie jako polaryzatory kołowe [36] i czujniki [36, 39, 40]. Ponadto, dzięki możliwości propagacji modów o dużej średnicy pola mogą być one stosowane do wytwarzania laserów o dużej mocy [41]. Skręcone światłowody umożliwiły również generację oraz transmisję wiązek wirowych [42, 43] niosących niezerowy orbitalny oraz spinowy moment pędu, które są szczególnie interesujące ze względu na ich właściwości pułapkujące.

Rozwój technologii skręcania włókien poprzez obrót preformy światłowodowej podczas procesu wyciągania lub poprzez lokalne podgrzanie i obrót światłowodu w płomieniu palnika wodorowego [44] albo w skupionej wiązce lasera CO₂ [45], pozwolił na uzyskanie submilimetrycznych okresów skręcenia. Lokalne skręcenie światłowodu umożliwia wytwarzanie siatek typu *rocking-filter* służących do sprzężenia modów polaryzacyjnych [46] oraz siatek długookresowych [36, 37, 44, 45] stosowanych między innymi do sprzężenia modów rdzeniowych różnych rzędów. Już w roku 1991 pokazana została możliwość konwersji modu podstawowego do modu LP₁₁ przez helikoidalną siatkę wytworzoną przez mikrozgęścia powstające przy owinięciu włókna metalowym drutem [47]. Wielokrotnie demonstrowane

było również rezonansowe sprzężenie modów rdzeniowych z modami płaszczyzowymi w wąskim zakresie spektralnym określonym przez geometrię przekroju włókna i stopień jego skręcenia [36, 37, 40, 44, 45], co umożliwia zastosowanie skręconych włókien w filtracji oraz metrologii. Z kolei gradientowe skręcenie końcówki włókna dwójłomnego na krótkim odcinku powoduje konwersję modów spolaryzowanych liniowo do modów spolaryzowanych kołowo, a w szczególności modu LP_{11} do modów wirowych [48].

Konwersję modową można uzyskać również w wyniku procesu nieliniowego [49–52], na skutek zmiany efektywnego współczynnika załamania modu w obecności impulsu światła o dużej mocy, zwanego pompą. Międzymodowe [49–52] oraz międzypolaryzacyjne [51, 52] procesy nieliniowe pozwalają na uzyskanie wiązek światła w różnych modach przestrzennych na różnych długościach fal, co jest wykorzystywane do wytwarzania laserów, do zasiewania innych efektów nieliniowych oraz w telekomunikacji.

Pomimo istnienia wielu metod konwersji modowej, temat ten jest wciąż rozwijany, o czym świadczą przytoczone publikacje z ostatnich lat. Celem niniejszej rozprawy było udowodnienie następujących tez:

Teza nr 1: Strukturyzacja parametrów światłowodu w połączeniu ze strukturyzacją wiązki oświetlającej zapewnia nowe możliwości liniowej i nieliniowej konwersji modowej.

Teza nr 2: Strukturyzacja wiązki oświetlającej umożliwia selektywne pobudzenie modów wyższych rzędów i bezpośredni pomiar ich parametrów transmisyjnych.

Tezy rozprawy udowodniono poprzez eksperymentalne badania procesów konwersji modowej w światłowodach strukturyzowanych różnego typu. Wzięto pod uwagę strukturyzację geometrii przekroju światłowodu (zmianę średnicy włókna, poziomu domieszkowania i średnicy rdzenia, a także wprowadzenie asymetrycznych elementów mikrostrukturalnych), jak i strukturyzację poosiową (skręcenie oraz zgięcie światłowodu). Dodatkowo, opracowane zostały dwie metody selektywnego pobudzania odpowiednich modów przestrzennych i polaryzacyjnych poprzez strukturyzację fazową i amplitudową wiązki pobudzającej.

Aby określić możliwości konwersji modów konieczna jest znajomość parametrów transmisyjnych dla modów prowadzonych w danym włóknie. W ramach rozprawy zbudowane zostało stanowisko do pomiaru dyspersji chromatycznej oraz grupowego współczynnika załamania metodą interferencji spektralnej w bardzo szerokim zakresie spektralnym od 600 do 3400 nm. Ponadto, opracowane zostały dwa algorytmy (jeden dla długich odcinków włókien, drugi – dla krótkich) wyznaczania dyspersji chromatycznej na podstawie zarejestrowanych interferogramów spektralnych umożliwiające częściową automatyzację pomiaru. Opis metody pomiaru oraz analizy danych zawarty został w rozdziale 2. Charakteryzacja oraz konwersja różnych modów przestrzennych wymaga selektywnego pobudzenia wybranego modu wyższego rzędu. W tym celu opracowane zostały dwie metody (jedna na potrzeby charakteryzacji, druga na potrzeby konwersji modowej w wyniku procesów nieliniowych) selektywnego pobudzania modów wyższych rzędów w szerokim zakresie spektralnym, które opisano w rozdziale 3.

W rozdziałach 4–8 pokazano praktyczne realizacje konwersji modowej we włóknach różnego typu. W rozdziale 4 przedstawiona została nieliniowa konwersja pomiędzy modami polaryzacyjnymi skręconego włókna o kołowej dwójłomności w wyniku procesu wektorowych niestabilności modulacyjnych. W rozdziale 5 z kolei pokazano różne przykłady międzymodowych i międzypolaryzacyjnych oddziaływań nieliniowych (proces mieszania czterofalowego i wektorowych niestabilności modulacyjnych zachodzących w modach polaryzacyjnych wyższego rzędu) w komercyjnym włóknie typu Panda o dużej dwójłomności liniowej. Zademonstrowano również eksperymentalnie konwersję pasm wygenerowanych w wyniku procesu nieliniowego w modach polaryzacyjnych LP_{11} do modów wirowych przez gradientowe skręcenie końcówki włókna.

W rozdziałach 6–8 skupiono się na konwersji zachodzącej w wyniku jednoczesnego skręcenia oraz zgięcia światłowodu. W rozdziale 6 przedstawione zostało włókno o nowej konstrukcji z niedomieszkowanymi rdzeniami utworzonymi przez niedomknięte pierścienie kanałów powietrznych umieszczone poza osią symetrii włókna, w których transmisja modów jest możliwa tylko, gdy włókno jest skręcone. W rozdziale 7 pokazano efekt periodycznej modulacji dyspersji wywołany zgięciem w skręconym włóknie z domieszkowanym, centralnie położonym rdzeniem, z asymetryczną mikrostrukturą w jego pobliżu, prowadzącym mody spolaryzowane kołowo. W takim włóknie, zgięcie wywołuje sprzężenie modów polaryzacyjnych o przeciwnych skrętnościach, co wykorzystano do przestrajania długości fali solitonu optycznego powstającego przy femtosekundowym pompowaniu. W rozdziale 8 opisano generację siatki długookresowej poprzez zgięcie skręconego włókna dwurdzeniowego, w którym jeden z rdzeni jest umieszczony na osi symetrii płaszcza, a drugi – poza nią, tworząc helisę otaczającą rdzeń centralny. W ostatnim rozdziale 9 zawarto podsumowanie uzyskanych rezultatów.

Wyniki przedstawione w rozprawie zostały opublikowane w 8 artykułach w czasopiśmie z listy filadelfijskiej oraz w jednym komunikacie konferencyjnym, a także zostały przedstawione przez autorkę rozprawy na trzech konferencjach międzynarodowych (wszystkie wystąpienia ustne, w tym jedno zaproszone; czwarte wystąpienie ustne jest zaplanowane na 20–22 czerwca 2022 roku). Szczegółowy wykaz dorobku naukowego doktorantki znajduje się na końcu rozprawy na str. 109.

Rozdział 2.

Pomiar dyspersji chromatycznej oraz grupowego współczynnika załamania modu podstawowego metodą interferencji spektralnej

Dobranie odpowiednich parametrów materiałowych oraz geometrycznych włókna pozwala zaprojektować światłowody o zróżnicowanych właściwościach, w szczególności o różnych przebiegach dyspersji chromatycznej i efektywnego współczynnika załamania w funkcji długości fali. Spektralny przebieg tych parametrów wpływa na efekty nieliniowe oraz sprzężenia międzymodowe, które mogą zachodzić w danym włóknie, a także przesądza o możliwości jego zastosowania do budowy specyficznych urządzeń światłowodowych, takich jak kompensatory dyspersji, konwertery modów lub czujniki. Znajomość dokładnej długości fali, dla której dyspersja chromatyczna przyjmuje wartość zero jest z kolei ważna w telekomunikacji, gdzie wymagana jest transmisja na dużych odległościach z możliwie małym zniekształceniem sygnału.

Istnieje wiele sposobów wyznaczania dyspersji chromatycznej. W szczególności, są to pomiary w dziedzinie czasu [53] polegające na wyznaczeniu czasowego poszerzenia impulsu przechodzącego przez wielokilometrowe odcinki włókien oraz pomiary wykorzystujące zjawisko interferencji spektralnej [54–58], najczęściej przeprowadzane w układzie interferometru Michelsona lub Macha-Zehndera, i możliwe do wykonania we włóknach o długościach od kilku centymetrów do pojedynczych metrów. Znanych jest kilka metod wyznaczania dyspersji chromatycznej z interferogramów spektralnych, które dzielą się na dwie grupy:

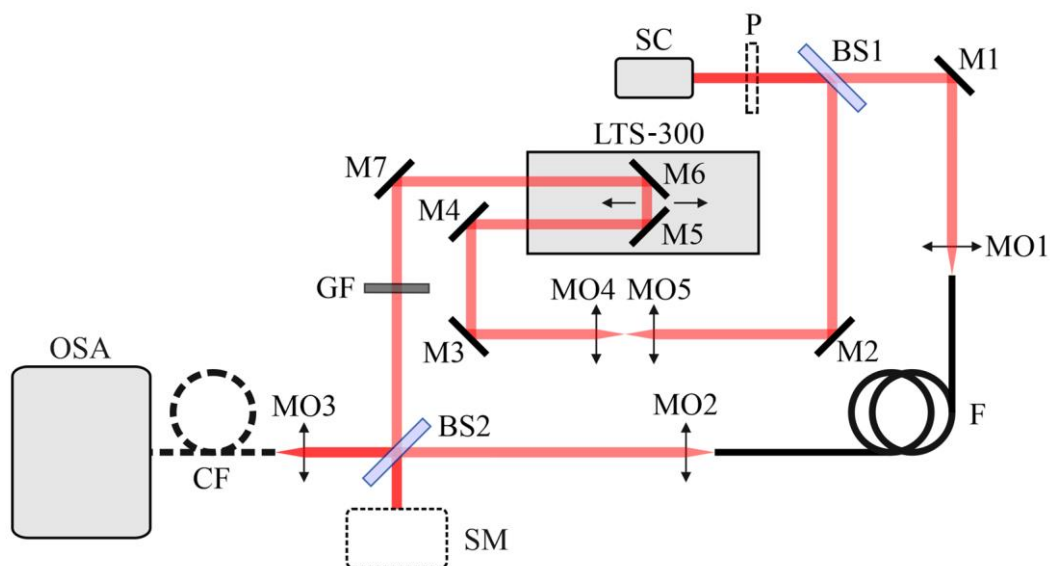
- a) metody polegające na pomiarze różnicy grupowych dróg optycznych pomiędzy falą odniesienia i modem światłowodu np. przez śledzenie spektralnego położenia prążka zerowego rzędu (najszerszego prążka interferencyjnego, dla którego różnica dróg optycznych wynosi zero) w funkcji zmiany długości ramienia odniesienia [54] – typowo stosowane do dłuższych włókien (od kilkudziesięciu centymetrów do pojedynczych metrów);
- b) metody wykorzystujące pojedynczy interferogram (ang. *single-shot*), z którego wyznaczana jest spektralna zależność różnicy faz pomiędzy interferującymi falami [55–58] – stosowane do krótszych włókien (od kilku do kilkudziesięciu centymetrów).

W ramach niniejszej rozprawy zbudowane zostało zautomatyzowane stanowisko do interferencyjnego pomiaru dyspersji chromatycznej i efektywnych grupowych współczynników załamania w bardzo szerokim zakresie spektralnym od 600 do 3400 nm. Opracowana została metoda automatycznej analizy serii interferogramów do wyznaczenia spektralnego przebiegu różnicy grupowych dróg optycznych, co w konsekwencji umożliwia wyznaczenie przebiegu dyspersji chromatycznej światłowodu. Opracowano także alternatywną metodę wyznaczania dyspersji

z pojedynczego interferogramu poprzez rekonstrukcję spektralnego przebiegu pochodnej różnicy faz na podstawie ekstremów natężenia. Układ pomiarowy oraz obie opracowane metody analizy interferogramów opisane zostały w kolejnych podrozdziałach.

2.1. Stanowisko pomiarowe oraz metoda analizy serii interferogramów spektralnych

Układ do pomiaru dyspersji chromatycznej oraz grupowego współczynnika załamania zbudowany został w konfiguracji interferometru Macha-Zehndera. Schemat układu pokazany jest na rys. 2.1 (liniami przerywanymi oznaczono opcjonalne elementy stanowiska). Skolimowana wiązka z szerokopasmowego superkontinuum (NKT Photonics SuperK Compact dla zakresu spektralnego 450–2400 nm lub NKT Photonics SuperK MIR dla zakresu 1000–3400 nm) dzielona jest na płycie światłodzielną BS1 na dwie wiązki, kierowane odpowiednio do ramienia pomiarowego, w którym umieszczony jest badany światłowód F, i ramienia odniesienia, w którym jest tylko powietrze.



Rys. 2.1. Układ do pomiaru dyspersji chromatycznej w modzie podstawowym. SC – źródło światła (superkontinuum), BS – płytki światłodzielnące, M – zwierciadła, MO – obiektywy mikroskopowe, F – badany światłowód, CF – światłowód zbierający, GF – gradientowy filtr szary, LTS-300 – stół z przesuwną platformą, OSA – optyczny analizator widma, SM – spektrometr, P – polaryzator.

Wiązka pomiarowa kierowana jest zwierciadłem M1 do achromatycznego obiektywu MO1 skupiającego światło na czole badanego światłowodu. Początek i koniec światłowodu umieszczone są na stolikach umożliwiających przesuw w trzech kierunkach, pochylenie w dwóch płaszczyznach i obrót światłowodu wokół jego osi. Takie ruchy justerskie pozwalają na ustawienie czola włókna w płaszczyźnie ogniskowej obiektywu prostopadle do biegu wiązki pobudzającej, aby zapobiec pobudzeniu się niepożądanych modów. Obiektyw achromatyczny MO2 kolimuje wiązkę wychodzącą ze światłowodu i kieruje ją na płytkę światłodzielną BS2.

Wiązka odniesienia odbija się kolejno od zwierciadeł M2–M7, z których M5 i M6 umieszczone są na przesuwnej platformie LTS-300 o zakresie przesuwu wynoszącym 300 mm, co pozwala na zmianę długości ramienia odniesienia o 600 mm. Aby wyeliminować wpływ dyspersji chromatycznej obiektywów MO1 i MO2 użytych do wprowadzenia i wyprowadzenia światła ze światłowodu, w ramieniu odniesienia można wstawić parę identycznych obiektywów MO4 i MO5. Aby prążki

interferencyjne miały najlepszy kontrast, intensywności obu wiązek muszą być zbliżone, w związku z czym w ramieniu referencyjnym wstawiany jest dodatkowo gradientowy filtr szary GF.

Wiązki z obu ramion interferometru łączą się ponownie na płycie światłodzielną BS2, skąd kierowane są do optycznego analizatora widma (ang. *optical spectrum analyzer* – OSA) lub spektrometru SM. Światło może być wprowadzane bezpośrednio do wejścia wybranego detektora lub z użyciem światłowodu zbierającego CF, do którego sygnał wprowadzany jest dodatkowym obiektywem achromatycznym MO3. Spektralny przebieg natężenia w sygnale zbieranym przez detektor zmienia się w zależności od różnicy faz pomiędzy wiązkami z obu ramion. Oscylacje natężenia tworzą prążki interferencyjne, które można opisać wzorem [58, 59]:

$$I(\lambda) = I_R(\lambda) + I_F(\lambda) + 2V(\lambda)\sqrt{I_R(\lambda)I_F(\lambda)}\cos(\varphi(\lambda)), \quad (2.1)$$

gdzie $I_R(\lambda)$ – natężenie wiązki referencyjnej, $I_F(\lambda)$ – natężenie wiązki pomiarowej przechodzącej przez badany światłowód, $\varphi(\lambda)$ – różnica faz pomiędzy interferującymi falami, oraz $V(\lambda)$ – funkcja widoczności (kontrastu) interferogramu spektralnego. Natężenie przyjmuje wartości ekstremalne dla $\varphi(\lambda) = q\pi$, gdzie q jest liczbą całkowitą. W szczególności, gdy q jest liczbą parzystą obserwowane są maksima interferencyjne, a gdy nieparzystą – minima interferencyjne. Różnica faz jest zależna od różnicy dróg optycznych jaką przebywa światło w obu ramionach interferometru i wyraża się wzorem:

$$\varphi(\lambda) = \frac{2\pi}{\lambda} [L_F n_{eff}(\lambda) - L_{ref}], \quad (2.2)$$

gdzie L_F – długość światłowodu, $n_{eff}(\lambda)$ – spektralny przebieg efektywnego fazowego współczynnika załamania modu światłowodu, oraz L_{ref} – różnica długości dróg, które pokonuje światło w powietrzu w obu ramionach. Okres spektralnych prążków interferencyjnych, wyznaczany jako różnica długości fal dla kolejnych punktów o tej samej fazie, wyraża się wzorem:

$$\Delta\lambda(\lambda) = |\lambda_{k\pi} - \lambda_{(k+2)\pi}| \approx 2\pi \left[\frac{d\varphi(\lambda)}{d\lambda} \right]^{-1}, \quad (2.3)$$

przy czym zgodnie ze wzorem (2.2) pochodna różnicy faz po długości fali dana jest przez:

$$\frac{d\varphi(\lambda)}{d\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda^2} [L_{ref} - L_F N_{eff}(\lambda)], \quad (2.4)$$

gdzie N_{eff} jest grupowym efektywnym współczynnikiem załamania modu:

$$N_{eff}(\lambda) = n_{eff}(\lambda) - \lambda \frac{dn_{eff}(\lambda)}{d\lambda}. \quad (2.5)$$

Obserwowane prążki interferencyjne mają zmienną gęstość zależną od różnicy faz między interferującymi falami. Dla ekstremalnej różnicy faz jej pochodna przyjmuje 0 i okres prążka, zwanego prążkiem zerowego rzędu, jest nieskończenie duży. Zgodnie ze wzorem (2.4) różnica faz przyjmuje wartość ekstremalną dla długości fali, dla której opóźnienia grupowe w obu ramionach interferometru są takie same, co pozwala wyznaczyć opóźnienie grupowe wnoszone przez badany światłowód w funkcji długości fali poprzez śledzenie położenia prążka zerowego rzędu, gdy zmieniana jest długość ramienia odniesienia. Ekstremalna różnica faz niekoniecznie przypada dla wartości $q\pi$, w związku

z czym natężenie w środku prążka zerowego rzędu może przyjmować różne wartości z zakresu pomiędzy górną i dolną obwiednią interferogramu, w zależności od różnicy faz między interferującymi wiązkami.

Jak pokazali autorzy pracy [55], widoczność prążków $V(\lambda)$ opisać można funkcją sinc, której argumentem jest stosunek rozdzielczości detektora i okresu prążków interferencyjnych. Kontrast interferogramu jest zatem największy w pobliżu prążka zerowego rzędu, zmniejsza się, gdy okres prążków zaczyna być porównywalny z rozdzielczością detektora, oraz spada do zera, gdy ich okres jest mniejszy niż rozdzielczość detektora.

Prześledzenie spektralnego położenia prążka zerowego rzędu w funkcji długości ramienia referencyjnego (zmienianej przesuwem stolika LTS-300 z dwoma zwierciadłami tworzącymi linię opóźniającą) pozwala wyznaczyć spektralny przebieg efektywnego grupowego współczynnika załamania pobudzonego modu z dokładnością do stałej C ponieważ absolutna długość ramienia referencyjnego L_{ref} we wzorze (2.4) nie jest znana:

$$N_{eff}(\lambda) = \frac{\Delta L_{ref}(\lambda)}{L_F} + C, \quad (2.6)$$

gdzie $\Delta L_{ref}(\lambda)$ – zmiana długości ramienia referencyjnego ($\Delta L_{ref}(\lambda) = 2\Delta L_{LTS}(\lambda)$, gdzie $\Delta L_{LTS}(\lambda)$ jest przesunięciem stolika LTS-300). Na podstawie spektralnego przebiegu N_{eff} można wyznaczyć dyspersję chromatyczną $D(\lambda)$ z następującego wzoru:

$$D(\lambda) = \frac{1}{c} \frac{dN_{eff}(\lambda)}{d\lambda} = \frac{1}{cL_F} \frac{d\Delta L_{ref}(\lambda)}{d\lambda}, \quad (2.7)$$

gdzie c – prędkość światła. Do wyznaczenia dyspersji konieczne jest obliczenie pochodnej grupowego współczynnika załamania. Ponieważ numeryczne wyznaczanie pochodnej funkcji dyskretnej reprezentowanej zbiorem punktów pomiarowych obarczone jest dużym błędem, dane pomiarowe są w pierwszej kolejności aproksymowane wielomianem. W zależności od przebiegu funkcji $\Delta L_{ref}(\lambda)$ do aproksymacji wykorzystywane są wielomiany różnych rzędów lub zmodyfikowane wielomiany Cauchy'ego [56] (np. $\Delta L_{ref}(\lambda) = a_1\lambda^{-5} + a_2\lambda^{-3} + a_3\lambda^{-1} + a_4\lambda + a_5\lambda^3 + a_6\lambda^5 + a_7\lambda^7$).

Aby przyspieszyć pomiar i zwiększyć jego dokładność dzięki większej liczbie punktów pomiarowych, w środowisku MATLAB App Designer napisane zostało oprogramowanie w dużej mierze automatyzujące pomiar oraz analizę danych. Po znalezieniu prążków interferencyjnych użytkownik zadaje zakres przesuwu stolika LTS-300, dla którego ma zostać wykonany pomiar oraz liczbę kroków. Program automatycznie rejestruje kolejne interferogramy, które następnie są automatycznie analizowane. Analiza polega na wyznaczeniu spektralnych szerokości $\Delta\lambda$ kolejnych prążków interferencyjnych, na podstawie których określone jest położenie środka najszerszego prążka (prążka zerowego rzędu). Przed wykonaniem pomiaru rejestrowany jest sygnał referencyjny, czyli rozkład intensywności obu wiązek dla takiej długości ramienia referencyjnego, dla której prążki nie są widoczne w mierzonym widmie. Dzięki odjęciu sygnału referencyjnego, średnie natężenie, wokół którego oscylują prążki interferencyjne, nie jest zmodulowane spektralnym rozkładem źródła światła i przebiega w pobliżu 0. W takiej sytuacji, ze względu na szum pomiarowy funkcja $\Delta\lambda(\lambda)$ przyjmuje bardzo małe wartości dla długości fal, dla których prążki interferencyjne nie są widoczne, a w obszarze interferogramu systematycznie rośnie do największych wartości w pobliżu prążka zerowego rzędu.

Przykładowy interferogram oraz wyznaczona dla niego funkcja $\Delta\lambda(\lambda)$ dla prawidłowo zarejestrowanego sygnału referencyjnego pokazane są na rys. 2.2(a) i 2.2(d).

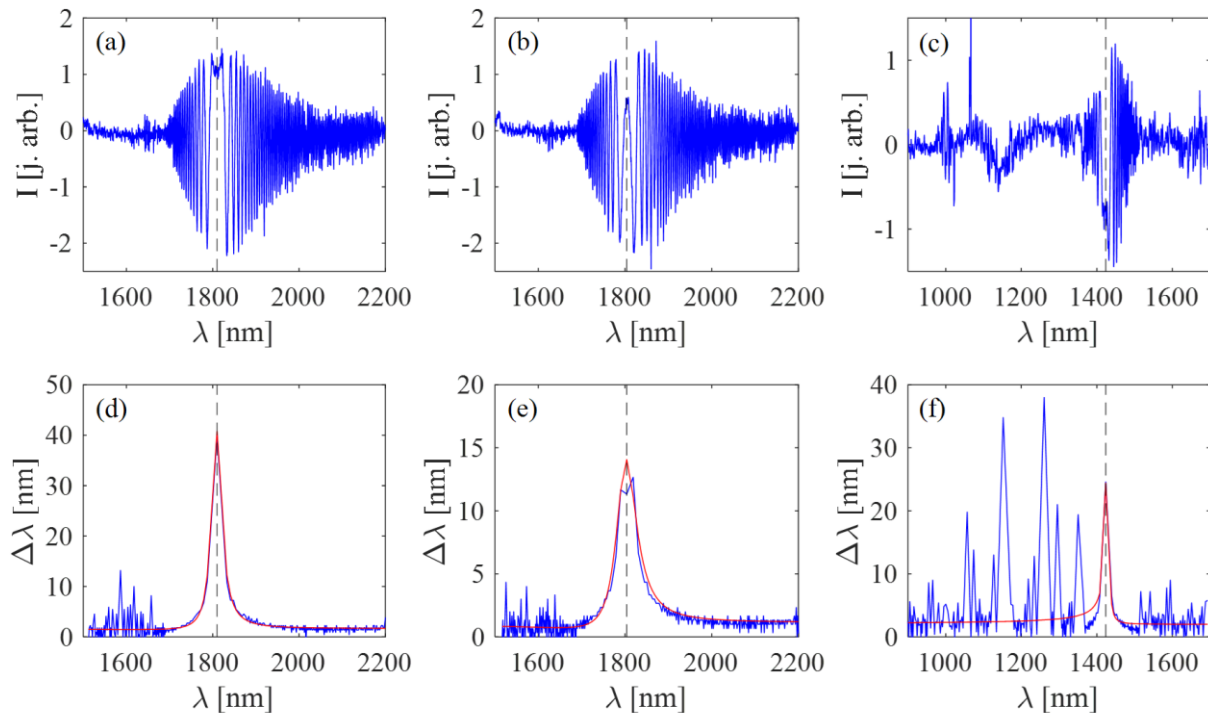
W zależności od chwilowej różnicy faz między interferującymi wiązkami, zmieniającej się na skutek niestabilności interferometru, natężenie w środku prążka zerowego rzędu może przyjmować różne wartości. Jeżeli przypadnie w pobliżu średniej wartości natężenia (tzn. 0 w przypadku sygnałów z odjętym sygnałem referencyjnym), jak pokazano na rys. 2.2(b), maksimum funkcji $\Delta\lambda(\lambda)$ nie odpowiada szerokości zerowego prążka lecz prążkowi 1 lub -1 rzędu (rys. 2.2(e)). Dodatkowo, często zdarza się, że w trakcie rejestracji danych trwającej kilka do kilkunastu minut, sygnał referencyjny ulega zmianie, przez co średnie natężenie nie wynosi 0 i funkcja $\Delta\lambda(\lambda)$ przyjmuje znaczne wartości w miejscach, gdzie nie jest obserwowany sygnał interferencyjny, rys. 2.2(c) i 2.2(f). Średnie natężenie można wyznaczyć na podstawie obwiedni interferogramu [58], jednak zazwyczaj wynik jest zależny od jakości i przebiegu interferogramu (stosunku sygnału do szumu, kontrastu i przede wszystkim okresu prążków związanego z długością włókna i jego dyspersją). Z tego powodu, aby zapewnić stosowalność metody do różnych interferogramów, średnie natężenie nie jest korygowane dla zarejestrowanych sygnałów, a funkcja $\Delta\lambda(\lambda)$ wyznaczana jest przy założeniu, że wynosi ono 0 w całym zakresie pomiarowym.

Aby uniknąć błędów przy wyznaczaniu spektralnej pozycji prążka zerowego rzędu spowodowanych wyżej opisanymi problemami, zamiast wyznaczania maksimum funkcji $\Delta\lambda(\lambda)$, stosowano aproksymację dyskretnych danych pomiarowych $\Delta\lambda(\lambda)$ funkcją Doniach-Sunjic, która ma następującą postać [60]:

$$\Delta\lambda(\lambda) = b + \frac{H \cos\left(\frac{a\pi}{2} + (1-a) \arctan\left(\frac{\lambda - \lambda_{\max}}{w}\right)\right)}{\sqrt{\left(w^2 + (\lambda - \lambda_{\max})^2\right)^{(1-a)}}, \quad (2.8)$$

gdzie b , H , a , w i λ_{\max} to współczynniki aproksymacji, z których λ_{\max} odpowiada położeniu maksimum funkcji, czyli długości fali, dla której następuje zrównanie się grupowych dróg optycznych w ramieniu pomiarowym i odniesienia. Aby zminimalizować prawdopodobieństwo pojawienia się grubych błędów pomiarowych, na początku analizy serii interferogramów algorytm wymaga przeprowadzenia wstępnej kalibracji polegającej na ręcznym wskazaniu prawidłowego położenia prążka zerowego rzędu dla czterech przykładowych interferogramów (dwóch dla skrajnych położenia stolika LTS-300 i dwóch pośrednich). Na tej podstawie aproksymowana jest przybliżona długość fali $\lambda_{\max 0}$ w pobliżu której powinien znajdować się prążek zerowego rzędu na pozostałych interferogramach i analizowane spektrum jest obcinane do węższego zakresu wokół tej długości fali. Wartość $\lambda_{\max 0}$ zadawana jest jako punkt startowy aproksymacji.

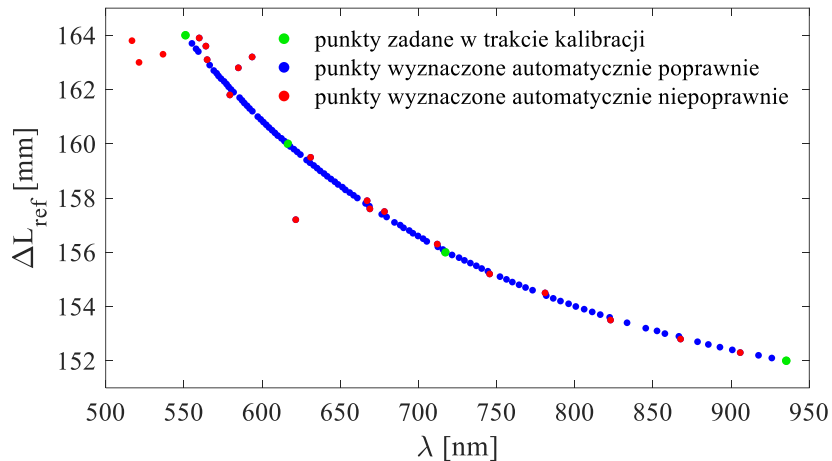
Na rys. 2.2(d–f) czerwonymi liniami pokazane zostały wyniki aproksymacji przebiegów $\Delta\lambda(\lambda)$ funkcją Doniach-Sunjic, a przerywaną pionową linią wyznaczone na tej podstawie położenia środków prążka zerowego rzędu. Dzięki dobrze dobranej na podstawie wstępnej kalibracji wartości $\lambda_{\max 0}$ we wszystkich trzech przypadkach położenie środka prążka zerowego zostało wyznaczone poprawnie. Dla przebiegów $\Delta\lambda(\lambda)$ pokazanych na rys. 2.2(d–e) prawidłowe wyniki uzyskiwane są dla zadanej wartości $\lambda_{\max 0}$ z zakresu 1700–1910 nm, a dla przypadku 2.2(f) – z zakresu 1395–1510 nm. Zakresy te są znacznie szersze niż niepewność $\lambda_{\max 0}$ wynikająca z kalibracji na podstawie tylko czterech pomiarów.



Rys. 2.2. Interferogram zarejestrowany dla prawidłowego sygnału referencyjnego, gdy natężenie dla ekstremum prążka zerowego rzędu wypada w pobliżu obwiedni sygnału (a) oraz w pobliżu 0 (b). Interferogram zarejestrowany dla nieprawidłowego sygnału referencyjnego, dla którego średnie natężenie nie wynosi 0 w całym zakresie spektralnym (c). Funkcje $\Delta\lambda(\lambda)$ wyznaczone z powyższych interferogramów (niebieskie linie) oraz ich aproksymacje funkcją Doniach-Sunjic (czerwone linie) z wyznaczonymi położeniami prążków zerowego rzędu (czarne przerywane linie) (d–f).

Jeżeli w mierzonym zakresie spektralnym dyspersja chromatyczna zmienia znak, w interferogramie widoczne są dwa prążki zerowego rzędu. Dla takich interferogramów powyższa analiza przeprowadzana jest dwukrotnie z zadanymi dwiema różnymi początkowymi wartościami λ_{max0} .

Na rys. 2.3 pokazano serię punktów w pełni automatycznie wyznaczonych przez powyższy algorytm podczas pomiaru dyspersji dla modu LP_{01}^x we włóknie PM1550B-XP firmy Nufern przy pomocy spektrometru OceanOptics USB4000. Kolorem zielonym zaznaczone są cztery punkty zadane ręcznie w trakcie kalibracji, kolorem niebieskim punkty wyznaczone automatycznie bezbłędnie, a kolorem czerwonym punkty wyznaczone niepoprawnie, które odstają od linii trendu. Najwięcej punktów wyznaczonych z błędem grubym przypada dla długości fal krótszych niż 630 nm, gdyż wartości dyspersji chromatycznej w tym zakresie spektralnym są duże, w związku z czym prążki interferencyjne są bardzo gęste i ich okres jest porównywalny z rozdzielczością spektrometru (która dla detektora USB4000 wynosi 0.26 nm). Przed aproksymacją przebiegu $\Delta L_{ref}(\lambda)$ takie punkty pomiarowe powinny zostać usunięte lub skorygowane. Napisane oprogramowanie, po kliknięciu w wybrany punkt, pozwala na ręczne wskazanie prawidłowego położenia prążka zerowego rzędu na podstawie zarejestrowanego interferogramu. Przebiegi dyspersji chromatycznej oraz grupowego współczynnika załamania obliczone na podstawie zmierzonej zależności $\Delta L_{ref}(\lambda)$ są pokazane w rozdziale 5, w którym przedstawiono wszystkie wyniki pomiarów dla włókna PM1550B-XP.



Rys. 2.3. Długość ramienia referencyjnego w funkcji położenia prążka zerowego rzędu wyznaczona w pełni automatycznie podczas pomiaru modu LP_{01}^x we włóknie PM1550B-XP firmy Nufern.

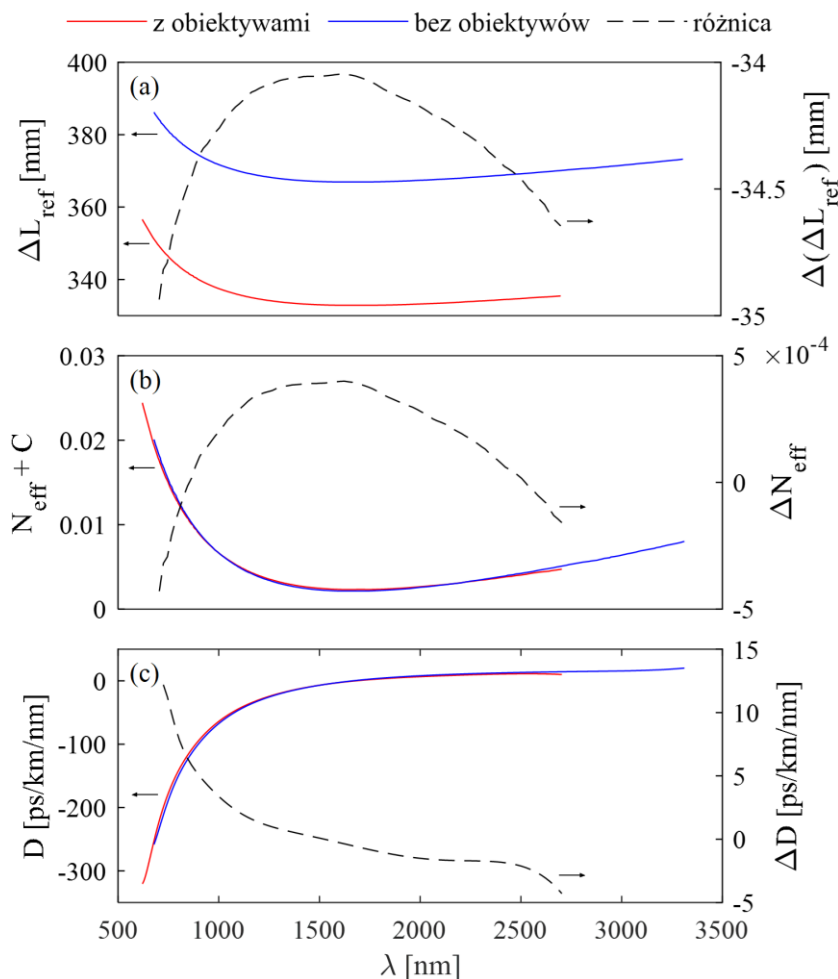
Ze względu na duże straty transmisyjne użytych obiektywów achromatycznych w zakresie powyżej 2800 nm nie jest możliwy pomiar z obiektywami kompensującymi MO4 i MO5 w ramieniu referencyjnym, gdyż nawet dla 100% mocy superkontinuum NKT Photonics SuperK MIR i dla maksymalnej czułości detektora OSA Yokogawa AQ6376 nie obserwuje się żadnego sygnału w tym zakresie spektralnym. W układzie bez obiektywów MO4 i MO5, w zakresie powyżej 2800 nm możliwe jest wprowadzenie do detektora światła o wysokiej intensywności z ramienia referencyjnego i światła o znacznie mniejszej intensywności z ramienia pomiarowego. Różnica intensywności obu sygnałów obniża kontrast prążków interferencyjnych, jednak w dalszym ciągu możliwa jest identyfikacja prążka zerowego rzędu i przeprowadzenie pomiarów dyspersji w zakresie powyżej 2800 nm.

Aby określić wpływ obiektywów MO1 i MO2 na wyniki pomiaru dyspersji chromatycznej badanego włókna w przypadku, kiedy w ramieniu referencyjnym nie są wstawione identyczne obiektywy kompensujące MO4 i MO5, zmierzono dyspersję oraz grupowy współczynnik załamania tego samego odcinka włókna fluorkowego Thorlabs P1-32F o długości $L_F = 107.4$ cm w układzie z obiektywami MO4 i MO5 oraz bez nich. Wybrano włókno na bazie fluorku indu (InF_3) o transmisji w zakresie spektralnym od 300 do 5500 nm, aby możliwe było przeprowadzenie pomiaru również powyżej 2400 nm, gdzie włókna krzemionkowe wykazują dużą tłumienność.

Długość ramienia referencyjnego pokazana na rys. 2.4(a) zmieniła się między pomiarami z obiektywami MO4 i MO5 i bez nich o ok. 34.5 mm. Oznacza to, że sumaryczna grubość wszystkich soczewek obu obiektywów jest mniejsza niż 24 mm. Bezwzględna różnica długości ramion między pomiarami (pokazana linią czarną) zmienia się o mniej niż 1 mm w całym zmierzonym zakresie spektralnym. Przebiegi grupowego współczynnika załamania pokazane na rys. 2.4(b) różnią się o mniej niż 5×10^{-4} , a przebiegi dyspersji chromatycznej wyznaczone w obu przypadkach przedstawione na rys. 2.4(c) – o mniej niż 5 ps/km/nm w prawie całym zakresie pomiarowym i rosną dopiero na krańcach zakresu, gdzie obarczone są błędem wynikającym z aproksymacji danych pomiarowych wielomianem.

Porównanie wyników uzyskanych w obu konfiguracjach interferometru pokazuje, że dyspersja chromatyczna obiektywów nie wpływa znacząco na wyniki pomiaru dyspersji chromatycznej włókien o długościach rzędu 100 cm. Błąd wprowadzany przez obiektywy jest rzędu kilku ps/km/nm

w większości zakresu pomiarowego i odpowiada niepewności pomiarowej spowodowanej przez aproksymację danych pomiarowych wielomianem i numerycznym obliczaniem pochodnej. Oznacza to, że dla długich włókien, aby uprościć proces justowania układu można przeprowadzać pomiar bez obiektywów MO4 i MO5. Ich stosowanie jest konieczne tylko w przypadku pomiaru krótkich włókien o długościach rzędu 25–50 cm, dla których sumaryczna grubość soczewek obiektywów wynosi już blisko 5–10% długości włókna.



Rys. 2.4. Długości ramienia referencyjnego w funkcji spektralnego położenia prążka zerowego rzędu zmierzone w układzie z obiektywami kompensującymi MO4 i MO5 (czerwona linia) oraz bez nich (niebieska linia) dla włókna P1-32F firmy Thorlabs (a). Wyznaczone z nich spektralne przebiegi grupowego współczynnika załamania z dokładnością do stałej C (b) oraz dyspersji chromatycznej (c). Czarnymi liniami pokazano różnice przebiegów.

Wszystkie wyniki pomiarów dyspersji chromatycznej oraz grupowego współczynnika załamania pokazane w dalszej części rozprawy zostały wyznaczone z wykorzystaniem opisanego w tym rozdziale stanowiska pomiarowego.

2.2. Metoda wyznaczania dyspersji chromatycznej na podstawie pojedynczego interferogramu spektralnego

Połączenie równań (2.5) i (2.7) pozwala wyrazić dyspersję chromatyczną poprzez drugą pochodną fazowego współczynnika załamania modu:

$$D(\lambda) = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_{\text{eff}}(\lambda)}{d\lambda^2}. \quad (2.9)$$

Przekształcenie równania (2.2) tak, aby wyrażało zależność $n_{\text{eff}}(\lambda)$ od $\varphi(\lambda)$ i podstawienie go do powyższej zależności pozwala powiązać dyspersję ze spektralnym przebiegiem pierwszej i drugiej pochodnej różnicy faz względem długości fali (dla lepszej czytelności w dalszej części podrozdziału stosowany jest zapis pierwszej i drugiej pochodnej po długości fali kolejno jako 'i' i 'ii'):

$$D(\lambda) = -\frac{1}{2\pi c L_F} [2\lambda\varphi'(\lambda) + \lambda^2\varphi''(\lambda)]. \quad (2.10)$$

Istnieje kilka sposobów odtwarzania różnicy faz z pojedynczego interferogramu spektralnego [55–58], z których najprostszy polega na przypisaniu kolejnym ekstremom natężenia wartości φ różniących się o π . Taka metoda jest jednak czuła na błędy wyznaczenia ekstremów w przypadku interferogramów obarczonych szumem pomiarowym i z tego powodu jej automatyzacja jest trudna.

Poniżej przedstawiona została oryginalna metoda rekonstrukcji pochodnej różnicy faz z pojedynczego interferogramu spektralnego zarejestrowanego w układzie opisanym w podrozdziale 2.1, która może być w pełni zautomatyzowana, co umożliwi wyświetlenie przebiegu dyspersji chromatycznej praktycznie w czasie rzeczywistym w trakcie trwania pomiaru.

W ogólności modulację natężenia w interferogramie spektralnym można opisać następującym wzorem:

$$I(\lambda) = B(\lambda) + M(\lambda)\cos(\varphi(\lambda)) + N(\lambda), \quad (2.11)$$

gdzie $B(\lambda)$ – średnie natężenie, $M(\lambda)$ – obwiednia (amplituda modulacji) prążków interferencyjnych, oraz $N(\lambda)$ – funkcja szumu.

Odcjęcie sygnału referencyjnego pozwala uzyskać interferogram oscylujący wokół średniej wartości natężenia $B(\lambda) = 0$. Ponadto, jeśli stosunek sygnału do szumu jest duży to funkcja $N(\lambda)$ jest pomijalnie mała. Przy spełnieniu takich warunków równanie (2.11) upraszcza się do następującej postaci:

$$I_S(\lambda) = M(\lambda)\cos(\varphi(\lambda)). \quad (2.12)$$

Druga pochodna tej funkcji względem długości fali wyraża się następującym wzorem:

$$I_S''(\lambda) = M''(\lambda)\cos(\varphi(\lambda)) - M(\lambda)\varphi'(\lambda)^2\cos(\varphi(\lambda)) - 2M'(\lambda)\varphi'(\lambda)\sin(\varphi(\lambda)) - M(\lambda)\varphi''(\lambda)\sin(\varphi(\lambda)). \quad (2.13)$$

Zgodnie z równaniem (2.1), ekstrema natężenia kolejnych prążków interferencyjnych (za wyjątkiem prążka zerowego rzędu przypadającego w ekstremum $\varphi(\lambda)$) odpowiadają różnicy faz $\varphi(\lambda_{\text{ext}}) = q\pi$, gdzie q jest liczbą całkowitą. A zatem ograniczając dziedzinę funkcji (2.13) tylko do dyskretnych długości fali odpowiadających ekstremom natężenia, dla których $\sin(q\pi) = 0$ oraz $\cos(q\pi) = \pm 1$, uzyskuje się znacznie uproszczoną zależność:

$$I_S''(\lambda_{\text{ext}}) = \pm M''(\lambda_{\text{ext}}) \mp M(\lambda_{\text{ext}})\varphi'(\lambda_{\text{ext}})^2. \quad (2.14)$$

Podzielenie stronami powyższego równania i równania (2.12), które dla warunku $\cos(q\pi) = \pm 1$ przyjmuje postać $I_S(\lambda_{ext}) = \pm M(\lambda_{ext})$, pozwala wyznaczyć pochodną różnicy faz w następujący sposób:

$$|\varphi'(\lambda_{ext})| = \sqrt{\frac{M''(\lambda_{ext})}{M(\lambda_{ext})} - \frac{I_S''(\lambda_{ext})}{I_S(\lambda_{ext})}}, \quad (2.15)$$

Po aproksymowaniu i numerycznym różniczkowaniu powyższej funkcji można wyznaczyć $\varphi''(\lambda)$, a następnie spektralny przebieg dyspersji chromatycznej zgodnie ze wzorem (2.10).

Dla poprawnego działania metody rejestrowany sygnał interferencyjny musi zatem spełniać następujące warunki:

- średnie natężenie w całym zakresie spektralnym musi być bliskie 0,
- stosunek sygnału do szumu musi być odpowiednio duży,
- interferogram musi być szeroki spektralnie z dobrze widocznymi przynajmniej kilkunastoma rzędami prążków interferencyjnych.

Średnie natężenie równe 0 jest z łatwością uzyskiwane w trakcie przeprowadzania eksperymentu przez odjęcie sygnału referencyjnego zarejestrowanego dla długości ramienia odniesienia zwiększonej lub zmniejszonej tak, aby prążki interferencyjne nie były widoczne w mierzonym widmie. Poziom szumu jest zależny od użytego źródła światła, kontrastu prążków oraz rozdzielczości i jakości spektrometru, jednak w większości układów interferencyjnych odpowiednio wysoki stosunek sygnału do szumu może być zapewniony dzięki kontroli równoległości wiązek oraz wyrównaniu ich intensywności. Ostatnie wymaganie uwarunkowane jest długością badanego włókna, rozdzielczością detektora oraz rozpatrywanym zakresem spektralnym. Prążki interferencyjne są tym szersze im wartości dyspersji chromatycznej są bliższe zeru oraz im krótszy odcinek światłowodu jest mierzony, w związku z czym proponowana metoda może zostać z powodzeniem zastosowana do pomiaru włókien o długościach do kilkudziesięciu centymetrów przy pomiarach w podczerwieni oraz kilku-kilkunastu centymetrów w zakresie widzialnym, gdzie dyspersja jest największa. Wszystkie powyższe warunki są zatem z łatwością możliwe do spełnienia w eksperymencie.

Do obliczenia przebiegu dyspersji $D(\lambda)$ opisaną metodą konieczne jest wyznaczenie spektralnych pozycji ekstremów natężenia w interferogramie, obwiedni interferogramu $M(\lambda)$ i numeryczne obliczenie drugich pochodnych $I_S''(\lambda)$, $M''(\lambda)$ oraz $\varphi''(\lambda)$. Podobnie jak w przypadku pierwszej metody, aby uniknąć błędów numerycznych, przed obliczeniem pochodnych dane eksperymentalne powinny zostać aproksymowane. Wszystkie opisane operacje numeryczne są możliwe do wykonania w praktycznie każdym środowisku obliczeniowym, a dodatkowo mogą zostać w znacznym stopniu zautomatyzowane. Jedynym problemem jest ustalenie znaku funkcji $\varphi'(\lambda)$, ze względu na to, że równanie (2.15) określa jej wartość bezwzględną. Znak funkcji $\varphi'(\lambda)$ jest możliwy do ustalenia eksperymentalnie przez obserwację kierunku przesuwu prążków przy zmianie różnicy dróg optycznych między ramionami interferometru. Jeżeli ramię referencyjne jest wydłużane, a prążki interferencyjne przesuwają się w kierunku krótkofalowym, to dyspersja chromatyczna w tym zakresie przyjmuje wartości ujemne. W tym zakresie funkcja $\varphi'(\lambda)$ monotonicznie rośnie wraz z długością fali i przyjmuje dodatnie ekstremum dla długości fali, dla której dyspersja chromatyczna wynosi 0. Analogicznie, jeżeli ramię referencyjne jest wydłużane, a prążki interferencyjne przesuwają się w kierunku długofalowym, dyspersja w tym zakresie przyjmuje wartości dodatnie, a funkcja $\varphi'(\lambda)$ w tym zakresie jest monotonicznie malejąca.

Długości fali odpowiadające ekstremom natężenia prążków zerowych rzędów muszą zostać pominięte przy wyznaczaniu dziedziny równania (2.15). Jak wspomniano wcześniej, natężenia w ekstremach prążków zerowego rzędu przypadają dla różnicy faz różnej od $q\pi$ i wartość $\varphi'(\lambda)$ wyznaczana dla tej długości fali z równania (2.15) jest nieprawidłowa. Ponieważ środek prążka zerowego rzędu odpowiada ekstremum różnicy faz, pochodna różnicy faz w tym punkcie przyjmuje wartość 0. Przypisanie tej długości fali wartości 0 oraz zmiana znaku funkcji $\varphi'(\lambda)$ w odpowiednich zakresach spektralnych również mogą zostać w pełni zautomatyzowane po zastosowaniu algorytmu wyznaczania prążka zerowego rzędu opisanego w podrozdziale 2.1.

W przypadku znormalizowanego interferogramu, dla którego $M(\lambda)$ jest funkcją stałą lub wolnozmienną, druga pochodna obwiedni jest pomijalnie mała i równanie (2.15) upraszcza się do następującej postaci:

$$|\varphi'(\lambda_{ext})| = \sqrt{\frac{I_S''(\lambda_{ext})}{I_S(\lambda_{ext})}}. \quad (2.16)$$

Taka postać równania ułatwia automatyzację pomiaru, gdyż nie jest konieczne wyznaczenie obwiedni sygnału.

Aby zilustrować działanie opisanego algorytmu wygenerowano numerycznie przebieg różnicy faz stosując zmodyfikowany wielomian Cauchy'ego:

$$\varphi(\lambda) = a_1\lambda^{-5} + a_2\lambda^{-3} + a_3\lambda^{-1} + a_4\lambda + a_5\lambda^3, \quad (2.17)$$

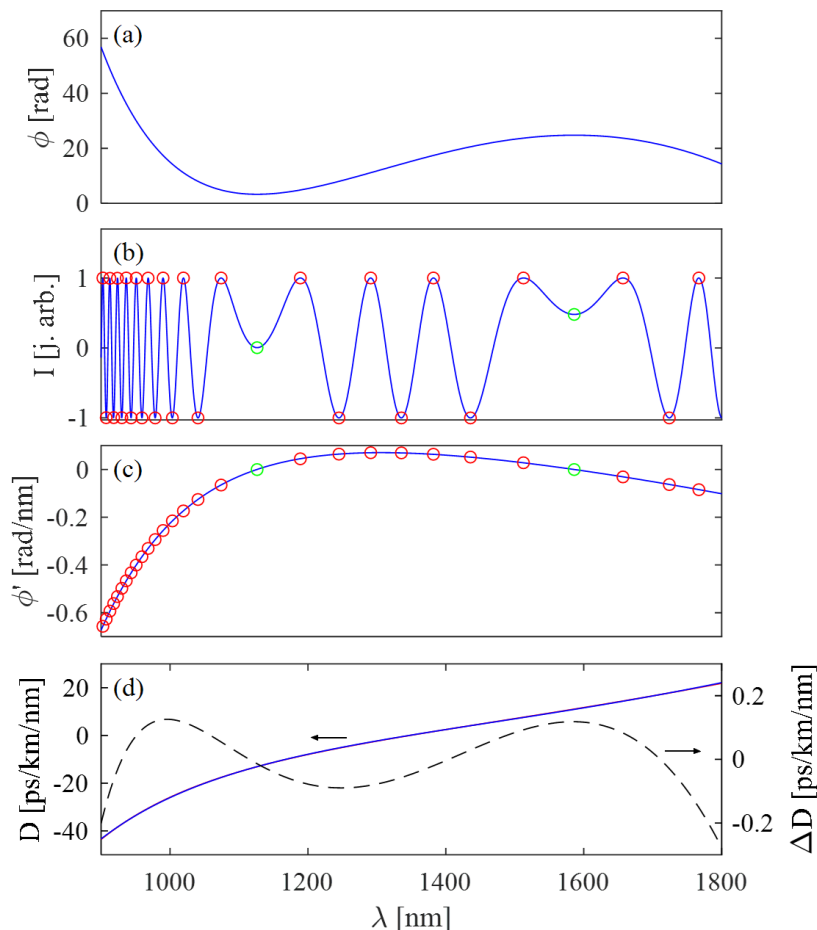
w którym przyjęto współczynniki $a_1 = 100 \mu\text{m}^5$, $a_2 = 80 \mu\text{m}^3$, $a_3 = -400 \mu\text{m}$, $a_4 = 250 \mu\text{m}^{-1}$ oraz $a_5 = -45 \mu\text{m}^{-3}$. Zakładany przebieg różnicy faz pokazany jest na rys. 2.5(a). W takim przypadku, łącząc równania (2.10) i (2.17) dokładny przebieg dyspersji można opisać następującym wielomianem:

$$D(\lambda) = -\frac{1}{2\pi c L_F} [20a_1\lambda^{-5} + 6a_2\lambda^{-3} + 2a_4\lambda + 12a_5\lambda^3], \quad (2.18)$$

który posłużył do weryfikacji dokładności metody. Na podstawie przebiegu $\varphi(\lambda)$ wyznaczono rozkład natężenia w interferogramie ze wzoru (2.12) spełniający założenia metody, tzn. z odjętym średnim natężeniem ($B(\lambda) = 0$), bez szumu pomiarowego ($N(\lambda) = 0$) oraz o stałej funkcji kontrastu ($M(\lambda) = 1$). Interferogram ten pokazany jest na rys. 2.5(b). Czerwonymi punktami zaznaczone zostały wartości ekstremalne natężenia, a zielonymi położenie prążków zerowego rzędu, dla których $\varphi' = 0$. Na kolejnych wykresach pokazane są wyznaczone przy użyciu wzoru (2.16) dyskretne wartości $\varphi'(\lambda_{ext})$, ich aproksymacja wielomianem (2.17), oraz przebiegi dyspersji chromatycznej wyznaczone na podstawie odtworzonego przebiegu $\varphi'(\lambda_{ext})$ z równania (2.10) oraz przebiegu różnicy faz wyznaczony na podstawie równania (2.18). Porównanie obu przebiegów pokazuje, że proponowany algorytm obarczony jest bardzo niewielkim błędem, związanym głównie z aproksymacją danych wielomianem. Błędy numeryczne rosną na brzegach analizowanego zakresu spektralnego, jednak nie przekraczają 1%.

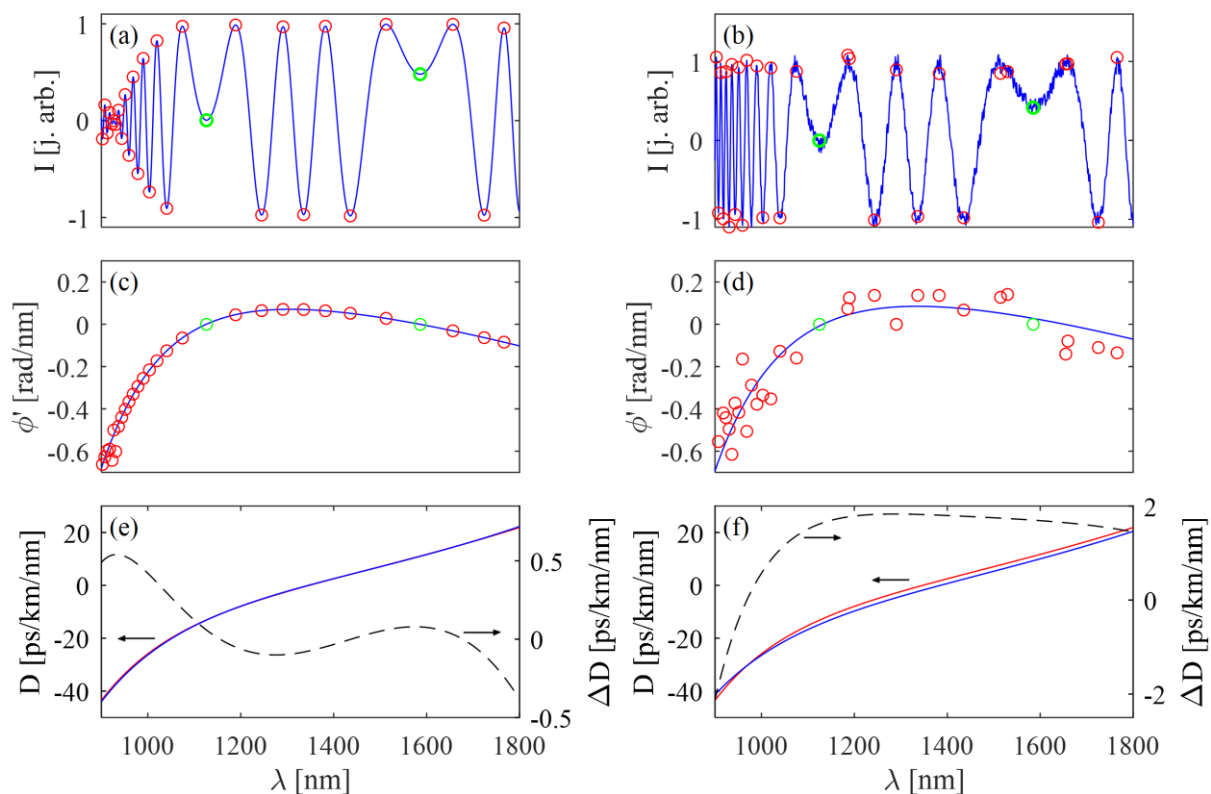
W rzeczywistych pomiarach kontrast prążków nigdy nie jest funkcją stałą, jednak w przypadku wolnozmienniej obwiedni można zastosować przybliżenie (2.16), gdyż $|M''(\lambda_{ext})| \ll |I_S''(\lambda_{ext})|$ i pominięcie wyrazu $M''(\lambda_{ext})/M(\lambda_{ext})$ wnosi wtedy niewielki błąd. W przypadku silnie zmodulowanego kontrastu ekstrema interferogramu przypadają dla różnicy faz nieco różnej od $q\pi$ i w konsekwencji wyrazy zależne od funkcji $\sin(\varphi(\lambda))$ w równaniu (2.13) odbiegają od zera i ich pominięcie wprowadza

dodatkowy błąd. Dla takich sygnałów konieczne może być wyznaczenie obwiedni prążków interferencyjnych jedną ze znanych metod [61, 62] oraz ich normalizacja lub korzystanie z równania (2.15). W takim przypadku automatyzacja algorytmu jest utrudniona, gdyż dokładność wyznaczenia obwiedni jest zależna od jakości interferogramu i gęstości prążków.



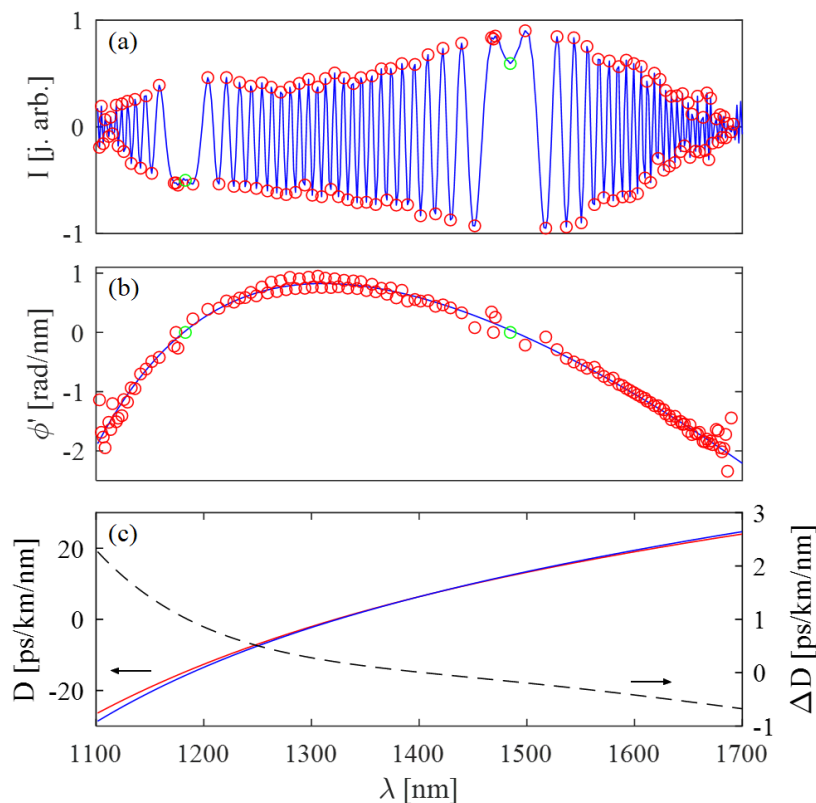
Rys. 2.5. Zakładany spektralny przebieg różnicy faz (a). Wygenerowany na jego podstawie interferogram z odjętym natężeniem średnim z zaznaczonymi ekstremami natężenia prążków zerowych rzędów (zielony) oraz wyższych rzędów (czerwony) (b). Pochodna różnicy faz wyznaczona przy użyciu opracowanego algorytmu w ekstremach natężenia (punkty) oraz jej aproksymacja zmodyfikowanym wielomianem Cauchy’ego (linia) (c). Przebieg dyspersji obliczony na podstawie odtworzonej pochodnej różnicy faz (niebieska linia) oraz na podstawie wzoru analitycznego (czerwona linia). Przerywaną linią pokazano różnicę obu przebiegów (d).

W przypadku silnie zaszumionych danych pomiarowych uproszczenie zastosowane do wyznaczenia równania (2.12) przestaje obowiązywać. Dodatkowym problemem jest numeryczne wyznaczenie drugiej pochodnej zaszumionego interferogramu, które jest obarczone dużym błędem. W takiej sytuacji, w celu zmniejszenia niepewności wyniku, konieczne jest numeryczne wygładzenie interferogramu. Aby sprawdzić jak wspomniane zaburzenia wpływają na dokładność wyznaczania przebiegu dyspersji, do idealnego interferogramu dodana została obwiednia opisywana funkcją sinc oraz losowy szum o amplitudzie 10% i rozkładzie jednostajnym. Tak zmodyfikowane interferogramy oraz wyznaczone na ich podstawie przebiegi $\phi'(\lambda)$ i wartości dyspersji obliczone na podstawie równania (2.10) pokazane zostały na rys. 2.6.



Rys. 2.6. Wygenerowany interferogram z dodaną obwiednią o kształcie funkcji sinc (a) oraz z nałożonym szumem o amplitudzie 10% (b). Czerwonymi punktami oznaczone są automatycznie wyznaczone ekstrema natężenia, zielonymi – ekstrema, którym przypisano $\phi' = 0$. Wyznaczone na ich podstawie wartości pochodnej fazy oraz ich aproksymacja wielomianem (c i d). Przebiegi dyspersji wyznaczone na podstawie odtworzonej pochodnej fazy (niebieska linia) oraz błąd (przerywana linia) względem przebiegu wyznaczonego ze wzoru analitycznego dla interferogramu bez zaburzeń (czerwona linia) (e i f).

Pokazany na rys. 2.6(e i f) błąd wyznaczenia dyspersji nieznacznie rośnie na skutek modulacji kontrastu. Na podstawie przeprowadzonej serii prób można wnioskować, że modulacja najczęściej obserwowana w eksperymencie (tzn. kontrast największy wokół prążka zerowego rzędu i stopniowo zanikający dla coraz większej różnicy dróg optycznych) nie wprowadza istotnego błędu wyznaczenia dyspersji. Szum wielkości 10% amplitudy prążków (bardzo duży w porównaniu do tego, jaki można uzyskać w warunkach eksperymentalnych) zwiększa błąd do kilku ps/km/nm, co w przypadku pomiarów wokół zera dyspersji daje błąd względny rzędu nawet kilkunastu–kilkudziesięciu procent. Jak wspomniano wcześniej, w takiej sytuacji konieczne jest numeryczne wygładzenie sygnału pomiarowego. Opracowana metoda jest jednak mało czuła na błędy wyznaczenia ekstremów dla zaszumionych sygnałów interferencyjnych. Na rys. 2.6(b i d) zauważyć można, że w przypadku błędnego wyznaczenia kilku ekstremów na szczycie jednego prążka lub zupełnym pominięciu jednego z ekstremów, dzięki aproksymacji wielomianem błędne wartości zostają uśrednione. Warto podkreślić, że jako przykładowy interferogram do analizy błędów wybrano jeden z najtrudniejszych przypadków możliwych do uzyskania w eksperymencie, kiedy w analizowanym widmie znajdują się dwa prążki zerowego rzędu i widocznych jest tylko kilkanaście prążków wyższego rzędu. Dla interferogramów, w których nie ma prążków zerowego rzędu, a prążków wyższych rzędów jest więcej, analiza obciążona jest jeszcze mniejszymi niepewnościami ze względu na to, że analizowany przebieg różnicy faz jest zbliżony do funkcji liniowej i więcej ekstremów bierze udział w jej aproksymacji.



Rys. 2.7. Interferogram zarejestrowany dla włókna SMF-28e o długości $L_F = 68.4$ cm (a). Wyznaczone na jego podstawie dyskretne wartości pochodnej różnicy faz oraz ich aproksymacja wielomianem (b). Przebieg dyspersji wyznaczony metodą odtwarzania różnicy faz (niebieska linia) i na podstawie analitycznej zależności podanej przez producenta światłowodu (czerwona linia) oraz różnica między nimi (przerywana linia) (c).

Działanie metody zostało również potwierdzone na rzeczywistych danych pomiarowych zarejestrowanych w układzie opisanym w podrozdziale 2.1 dla włókna SMF-28e firmy Corning o długości $L_F = 68.4$ cm z wykorzystaniem spektrometru OceanOptics NIR-512. Zapisany interferogram pokrywa niemal cały dostępny na detektorze zakres pomiarowy. Do oceny dokładności metody wybrano to włókno, ponieważ producent podaje analityczną zależność, którą spełnia jego krzywa dyspersji w zakresie od 1200 do 1625 nm [63]:

$$D(\lambda) = \frac{S_0}{4} \left(\lambda - \frac{\lambda_0^4}{\lambda^3} \right), \quad (2.19)$$

gdzie S_0 – nachylenie krzywej przyjmujące wartości ≤ 0.089 ps/km/nm² oraz λ_0 – długość fali, dla której dyspersja wynosi 0, zawierająca się w zakresie od 1302 do 1322 nm. Dzięki temu możliwe było porównanie wyników zmierzonych i gwarantowanych przez producenta. Na rys. 2.7 pokazano zarejestrowany interferogram, wyznaczoną na podstawie wzoru (2.16) funkcję $\phi'(\lambda_{ext})$ i jej aproksymację wielomianem oraz przebieg dyspersji uzyskany z zależności (2.10) porównany z wartościami wyznaczonymi analitycznie z równania (2.19) dla $S_0 = 0.089$ ps/km/nm² i $\lambda_0 = 1322$ nm.

Pokazane na rys. 2.7(a) dane są bezpośrednio odczytane ze spektrometru i w trakcie analizy nie zostały w żaden sposób wygładzone ani znormalizowane. Dla zarejestrowanych danych średnia wartość natężenia w zakresie od 1200 do 1500 nm nie jest dokładnie równa 0, w związku z czym na rys. 2.7(b) zaobserwować można, że wartości funkcji $\phi'(\lambda_{ext})$ oznaczone czerwonymi punktami są w tym zakresie

rozrzucone symetrycznie względem prawidłowego przebiegu. Błąd z jakim wyznaczane są wartości $\varphi'(\lambda_{ext})$ przy niezerowym średnim natężeniu przyjmuje przeciwne znaki dla dodatnich i ujemnych ekstremów ponieważ funkcja $I_S(\lambda)$ zmienia znak dla kolejnych ekstremów, a funkcja $B(\lambda)$ – nie. Dzięki temu, jeżeli w interferogramie wyznaczonych jest w przybliżeniu tyle samo maksimum i minimum, w trakcie aproksymacji błąd ten jest uśredniany. Mimo dość znacznej modulacji kontrastu, niezerowego średniego natężenia i okresu prążków na granicach widma zbliżonego do rozdzielczości spektrometru, przebieg dyspersji chromatycznej pokazany na rys. 2.7(c) z dokładnością pojedynczych ps/km/nm zgadza się z krzywą wyznaczoną analitycznie na podstawie danych producenta.

Opracowana metoda wyznaczania pochodnej spektralnego przebiegu różnicy faz z pojedynczego interferogramu może zostać wykorzystana do stworzenia oprogramowania wyświetlającego spektralny przebieg dyspersji praktycznie w czasie rzeczywistym w trakcie pomiaru. Taka aplikacja może być interesująca dla producentów światłowodów do szybkiej kontroli jakości i powtarzalności wytworzonych przez nich różnych odcinków tego samego włókna. Metoda odtwarzania pochodnej różnicy faz opisana w tym podrozdziale jest oryginalnym wynikiem autorki rozprawy i została opublikowana w pracy [64].

Zbudowane stanowisko pomiarowe oraz oba opisane algorytmy wyznaczania przebiegu dyspersji chromatycznej pozwalają uzyskać wyniki z dokładnością pojedynczych ps/km/nm. Dzięki oprogramowaniu napisanemu do zautomatyzowanego wyznaczania spektralnego położenia prążka zerowego rzędu dla serii automatycznie zapisanych interferogramów spektralnych, pomiar wraz z analizą danych trwa zaledwie kilkanaście–kilkadziesiąt minut (w porównaniu do kilku godzin koniecznych do wykonania pomiaru manualnie). Wymienność źródeł światła i detektorów spektralnych zapewnia możliwość pomiaru w bardzo szerokim zakresie spektralnym od 600 do 3400 nm. Zakres średniej podczerwieni jest szczególnie przydatny w pomiarach włókien fluorkowych, cieszących się w ostatnich latach zwiększonym zainteresowaniem ze względu na rozwijającą się technologię ich wytwarzania oraz poprawę parametrów wytrzymałościowych.

Wszystkie przebiegi dyspersji chromatycznej oraz grupowego współczynnika załamania dla modu podstawowego przedstawione w dalszych częściach rozprawy zostały zmierzone z użyciem opisanego w tym rozdziale stanowiska pomiarowego. Dodanie do niego ciekłokrystalicznego przestrzennego modulatora światła, który umożliwi modulację rozkładu fazy w przekroju wiązki superkontinuum, pozwala zmierzyć przebieg dyspersji i grupowego współczynnika załamania także dla modów wyższych rzędów, czemu poświęcono kolejny rozdział rozprawy.

Rozdział 3.

Pobudzanie modów wyższych rzędów

W wielu praktycznych zastosowaniach światłowodów dwu- oraz kilkumodowych wymagane jest selektywne pobudzenie jednego z modów, które realizowane jest albo przez dopasowanie przestrzennego rozkładu fazy w przekroju wiązki pobudzającej do rozkładu fazy w danym modzie [65–69], albo przez sprzężanie międzymodowe, np. poprzez siatki długookresowe [32, 33, 35, 36, 47], efekty nieliniowe [50–52] lub specjalnie do tego celu wytworzone konwertery modów [70]. Każda z metod obarczona jest pewnymi ograniczeniami, takimi jak brak możliwości przestrajania modów, stosowalność tylko do jednego modu wyższego rzędu lub możliwość pracy tylko ze źródłami o wąskim zakresie spektralnym i/lub niewielkiej mocy.

W ramach rozprawy zostały opracowane dwa sposoby kształtowania rozkładu amplitudy i fazy w wiązce wprowadzanej do światłowodu pozwalające na selektywne pobudzenie modów wyższych rzędów, w tym modów polaryzacyjnych, w szerokim zakresie spektralnym z zachowaniem możliwości przestrajania modów. Pierwszy z nich, opisany szczegółowo w podrozdziale 3.1, wykorzystuje przestrzenny modulator światła (ang. *spatial light modulator* – SLM) i pozwala na interferencyjne pomiary dyspersji chromatycznej oraz grupowego współczynnika załamania metodami opisanymi w rozdziale 2 nawet dla modów wysokich rzędów. Drugi, przedstawiony w rozdziale 3.2, dzięki zastosowaniu pryzmatu Wollastona umożliwia pobudzanie różnych modów polaryzacyjnych z grup LP_{01} i LP_{11} i jest w szczególności przydatny do generacji nieliniowych efektów międzymodowych, a także do pomiarów z wykorzystaniem spektralnej interferencji międzymodowej w światłowodach dwójłomnych.

3.1. Pobudzanie modów wyższych rzędów przy użyciu przestrzennego modulatora światła

Ciekłokrystaliczne przestrzenne modulatory światła oferują możliwość dynamicznego kształtowania fazy oraz amplitudy wiązki. Zbudowane są one z matrycy komórek ciekłego kryształu, z których każda tworzy piksel o rozmiarze kilku mikrometrów. W przypadku modulatorów sterowanych elektronicznie, pod wpływem przyłożonego napięcia cząsteczki nematyka ustawiają się pod różnym kątem zmieniając współczynnik załamania w danym pikselu, w wyniku czego faza wiązki odbitej, ugiętej lub transmitowanej lokalnie ulega zmianie. Napięcie sterujące zadawane jest z poziomu komputera, najczęściej za pomocą mapy bitowej zakodowanej w skali RGB lub w skali szarości o wymiarach matrycy SLM, gdzie każdej barwie przypisana jest inna wartość napięcia. Dzięki temu, że matryce SLM są najczęściej zbudowane z sieci kilkuset tysięcy komórek ciekłego kryształu ułożonych w niewielkich

odległościach względem siebie, a każda z nich jest sterowana niezależnie, możliwe jest generowanie z ich pomocą również struktur dyfrakcyjnych.

Zastosowanie SLM do pobudzania modów wyższych rzędów w światłowodach jest znane w literaturze naukowej. Autorzy publikacji [65–68] pokazywali różne sposoby kształtowania wiązki w celu efektywnego pobudzenia danego modu stosując modulację amplitudowo-fazową [65, 66] lub tylko fazową [67, 68]. W każdej z tych prac omówione zostały tylko zastosowania z wykorzystaniem monochromatycznych lub wąskopasmowych źródeł światła, a wpływ szerokości spektralnej źródła nie był analizowany. Większość z nich opierała się również na modulacji światła w wyniku dyfrakcji na pikselach SLM, a w takim przypadku wprowadzenie szerokiej spektralnie wiązki do jednego modu światłowodu jest nieosiągalne, ponieważ kąt ugięcia wiązki zależy od długości fali.

W referencji [68] autorzy udowodnili, że zaproponowane przez nich binarne maski fazowe generowane przez SLM pozwalają na selektywne pobudzenie modów nawet tak wysokich rzędów jak LP₆₂ lub LP₈₁ w zakresie całego III okna telekomunikacyjnego i zmierzili ich dyspersję chromatyczną w standardowym telekomunikacyjnym włóknie wielomodowym OM2 poprzez porównanie opóźnień impulsów transmitowanych na długościach fali 1564.68 nm i 1528.77 nm. Taka metoda pomiaru dyspersji nie jest możliwa do zastosowania w przypadku światłowodów specjalnych, dla których uzyskanie wystarczająco długich odcinków (rzędu kilometrów) jest bardzo kosztowne, a często nawet niemożliwe. Dodatkowo, w zastosowaniach takich jak optyka nieliniowa czy sprzężanie międzymodowe, istotne jest określenie dyspersji chromatycznej w znacznie szerszym przedziale spektralnym niż kilkudziesięcionanometrowe okno telekomunikacyjne. Maski fazowe zaproponowane w [68] generowane były za pomocą skomplikowanego algorytmu symulowanego wyżarzania (ang. *simulated annealing*), którego zastosowanie do pobudzania modów wyższych rzędów włókien strukturyzowanych, o różnych geometriach wymagałoby nie tylko dokładnej znajomości rozkładu pola modów w danym włóknie, ale też czasochłonnego procesu optymalizacji masek fazowych dla każdego włókna oddzielnie.

W ramach rozprawy zbadano numerycznie i eksperymentalnie selektywność pobudzania modów wyższych rzędów wiązką superkontinuum zmodulowaną tylko fazowo przez odbicie od SLM z zastosowaniem najprostszych możliwych masek fazowych, pokazanych na rys. 3.1(b), gdzie zmiana fazy w części wiązki odbitej od obszaru czarnego i szarego jest różna o π , analogicznie jak w pobudzanych modach światłowodu. SLM działa jak przestrajalna maska fazowa, a zatem zmiana fazy wynosząca dokładnie π jest uzyskiwana tylko dla jednej długości fali λ_π określonej różnicą napięć przykładanych pomiędzy obszarami oznaczonymi kolorem czarnym i szarym. Dla długości fal odbiegających od λ_π różnica faz zmienia wartość, przez co pobudzać się mogą mody niepożądane, co zostało pokazane na podstawie symulacji i wyników eksperymentalnych.

Do przeanalizowania efektywności pobudzania poszczególnych modów posłużono się modelem światłowodu o skokowym profilu współczynnika załamania i następujących parametrach: poziom domieszki GeO₂ w rdzeniu wynoszący 3.8 mol%, średnica rdzenia 8.2 μm i płaszcz 125 μm . Rozkłady pola modów E_{lm}^f propagujących w tym włóknie wyznaczone zostały przez rozwiązanie równania charakterystycznego:

$$\begin{cases} u \frac{J_{l-1}(u)}{J_l(u)} = -w \frac{K_{l-1}(w)}{K_l(w)} & \text{dla } l \geq 1, \text{ oraz} \\ u^2 + w^2 = V^2 \end{cases} \quad \text{oraz} \quad \begin{cases} u \frac{J_1(u)}{J_0(u)} = -w \frac{K_1(w)}{K_0(w)} & \text{dla } l = 0, \\ u^2 + w^2 = V^2 \end{cases} \quad (3.1)$$

w których J i K są funkcjami Bessela odpowiednio pierwszego i drugiego rodzaju, l i m to kolejno azymutalna i radialna liczba modowa, V to znormalizowana częstotliwość określająca liczbę propagujących się w światłowodzie modów, a wyznaczone znormalizowane poprzeczne stałe propagacji u i w modów opisują rozkład pola modu E_{lm}^f odpowiednio w rdzeniu oraz płaszczu światłowodu:

$$E_{lm}^f(r, \theta) = \begin{cases} \frac{J_l(ur/r_{core})}{J_l(u)} \sin l\theta & \text{dla } r \leq r_{core} \\ \frac{K_l(wr/r_{core})}{K_l(w)} \sin l\theta & \text{dla } r > r_{core} \end{cases}, \quad (3.2)$$

gdzie θ i r to współrzędne azymutalna oraz radialna, a r_{core} to promień rdzenia. Pole E_{lm}^f wyznaczone jest dla jednego kierunku polaryzacji liniowej, tzn. jeżeli $E_x = E_{lm}^f$ to $E_y = 0$ i odwrotnie. Ze względu na przyjętą symetrię obrotową włókna wyniki uzyskane dla obu polaryzacji są identycznie, w związku z czym obliczenia przeprowadzono tylko dla jednej z nich. Przyjęto, że składowa pola E_z w kierunku propagacji światła we włóknie jest pomijalnie mała.

Dla długości fali powyżej 450 nm w analizowanym włóknie propagować się może siedem modów przestrzennych pokazanych na rys. 3.1(a), gdzie jako λ_c oznaczono ich długości fali odcięcia. Rozkład pola w wiązce pobudzającej E_{pq}^i wyznaczono jako wynik odbicia wiązki gaussowskiej od maski fazowej zadanej na SLM:

$$E_{pq}^i(r, \theta) = E_0 \exp\left(\frac{-r^2}{w_0^2}\right) \exp\left\{i \frac{\pi + \delta\varphi}{2} [\operatorname{sgn}(E_{lm}^f(r, \theta)) + 1]\right\}, \quad (3.3)$$

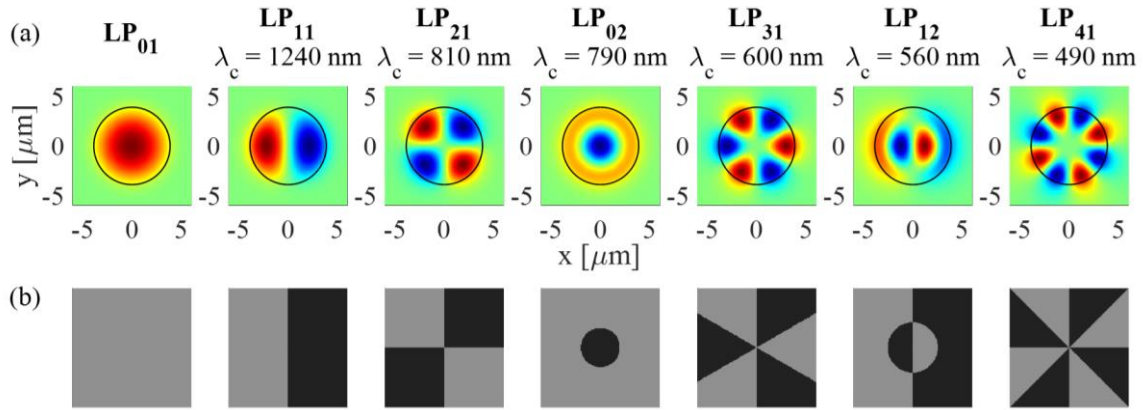
gdzie p i q odpowiadają liczbom modowym l i m światłowodu, w_0 jest promieniem wiązki gaussowskiej skupionej na czole światłowodu, a $\delta\varphi$ jest odstępstwem różnicy faz od wartości π dla długości fal różnych od λ_c . W symulacjach przyjęto, że odwzorowanie wiązki przez obiektyw skupiający na czole światłowodu jest bezaberracyjne oraz pominięto fakt, że współczynnik wypełnienia panelu SLM nie jest równy 100%, co zostało skomentowane w dalszej części rozdziału.

Współczynniki sprzężenia $\eta_{pq/lm}$ dla każdego z modów LP_{lm} pobudzanego wiązką zmodulowaną fazowo E_{pq}^i wyznaczano jako całki przekrycia ich pól:

$$\eta_{pq/lm} = \frac{\left| \iint E_{pq}^{i*} E_{lm}^f dA \right|^2}{\iint |E_{pq}^i|^2 dA \iint |E_{lm}^f|^2 dA}, \quad (3.4)$$

gdzie całkowanie odbywa się po przekroju światłowodu A . Współczynniki te przyjmują wartości z zakresu od 0 do 1, gdzie 1 oznacza, że rozkłady pól E_{lm}^f i E_{pq}^i są identyczne, a 0 – brak przekrycia.

W pierwszym kroku przeprowadzono optymalizację, w wyniku której wyznaczone zostały promienie wiązki w_0 dające największy współczynnik sprzężenia $\eta_{lm/lm}$ do pożądanego modu. Ze względu na zwiększającą się wraz ze wzrostem długości fali efektywną średnicę modu, optymalny promień wiązki gaussowskiej również się zmienia i wynosi między 3 a 5.5 μm , w zależności od modu i długości fali (przy czym wzrasta do wartości większych od promienia rdzenia dla długości fali zbliżających się do odcięcia każdego z modów). W związku z tym, aby uwzględnić wszystkie mody propagujące się we włóknie, do dalszych rozważań przyjęto długość fali $\lambda = 475$ nm i średni rozmiar wiązki gaussowskiej dla wszystkich modów na tej długości fali wynoszący $w_0 = 4.1$ μm .



Rys. 3.1. Rozkłady pola modów propagujących się w rozpatrywanym światłowodzie dla długości fali $\lambda = 475$ nm. Czarnym okręgiem oznaczono średnicę rdzenia światłowodu. Wartości λ_c oznaczają długości fali odcięcia danego modu (a). Mapy fazowe stosowane do pobudzenia odpowiednich modów (b).

W tabeli 3.1 pokazane zostały współczynniki $\eta_{lm/lm}$ dla optymalnego promienia wiązki gaussowskiej dla każdego z modów oraz dla promienia uśrednionego. Przyjęcie stałej średnicy wiązki zmienia wydajność pobudzenia wszystkich modów wyższych rzędów o pojedyncze procenty. To porównanie pokazuje, że w eksperymencie znalezienie optymalnego pobudzenia dla jednego z modów wyższych rzędów pozwala uzyskać w przybliżeniu optymalne pobudzenie dla pozostałych modów tylko poprzez zmianę maski fazowej wyświetlanej na SLM bez konieczności przejustowywania pozycji włókna względem ogniska obiektywu. Spadek współczynnika przekrycia dla modu podstawowego wynoszący ok. 11% nie jest istotny, gdyż pobudzenie tego modu w szerokim zakresie spektralnym z dobrą wydajnością nie jest eksperymentalnie żadnym problemem.

Tabela 3.1. Współczynniki $\eta_{lm/lm}$ dla optymalnych wartości w_{0opt} oraz dla średniej wartości $w_0 = 4.1$ μm dla $\lambda = 475$ nm.

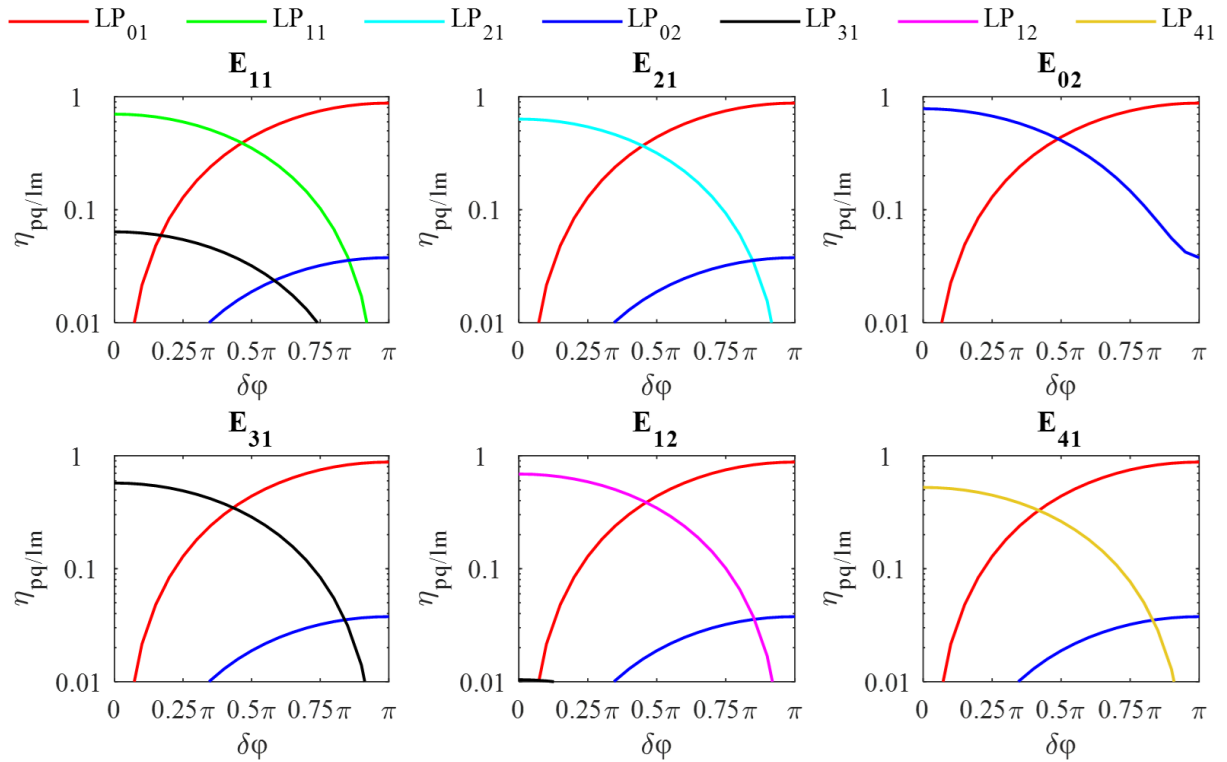
	LP ₀₁	LP ₁₁	LP ₂₁	LP ₀₂	LP ₃₁	LP ₁₂	LP ₄₁
w_{0opt} [μm]	3.0	3.7	4.1	3.9	4.6	4.3	5.1
$\eta_{lm/lm}$ dla w_{0opt}	0.99	0.71	0.64	0.79	0.59	0.69	0.57
$\eta_{lm/lm}$ dla $w_0 = 4.1$ μm	0.88	0.70	0.64	0.79	0.57	0.69	0.53

W kolejnym kroku sprawdzone zostały przekrycia wiązek zmodulowanych każdą z masek fazowych z każdym modem światłowodu. W tabeli 3.2 pokazano tylko te współczynniki $\eta_{pq/lm}$, które są większe niż 1%. Uzyskane wyniki wskazują, że dla każdej ze zmodulowanych wiązek pobudzenie niepożądanych modów jest praktycznie niezauważalne. Najmniej selektywne jest pobudzenie wiązką z modulacją fazy odpowiadającą modowi LP₁₁, dla której częściowo pobudzony zostaje również mod LP₃₁. Jego intensywność jest jednak ponad 10-krotnie mniejsza niż modu LP₁₁.

Wyniki przedstawione w tabeli 3.2 zostały uzyskane przy założeniu, że różnica faz wprowadzana przez SLM w różnych sektorach jest równa dokładnie π . Aby sprawdzić, jak zmienia się przekrycie modów przy odstępstwie różnicy faz od idealnej wartości wykonano obliczenia dla $\delta\varphi$ z zakresu od 0 do π , gdzie $\delta\varphi = 0$ odpowiada idealnej różnicy faz równej π , a $\delta\varphi = \pi$ – wiązce niezmodulowanej. Wyniki przedstawiono na rys. 3.2, przy czym w obliczeniach pominięto wiązkę pobudzającą E₀₁, gdyż faza w jej przekroju jest zawsze jednorodna niezależnie od parametru $\delta\varphi$, a wynik odpowiada pierwszemu wierszowi tabeli 3.2.

Tabela 3.2. Współczynniki przekrycia $\eta_{pq/lm}$ wszystkich analizowanych modów światłowodowych LP_{lm} i wiązek pobudzających E_{pq}^i dla $w_0 = 4.1 \mu\text{m}$ i $\lambda = 475 \text{ nm}$. Puste komórki oznaczają $\eta_{pq/lm} < 1\%$.

		mod światłowodu						
		LP ₀₁	LP ₁₁	LP ₂₁	LP ₀₂	LP ₃₁	LP ₁₂	LP ₄₁
wiązka oświetlająca E_{pq}^i	E ₀₁	0.88			0.04			
	E ₁₁		0.70			0.06		
	E ₂₁			0.64				
	E ₀₂				0.79			
	E ₃₁					0.57		
	E ₁₂					0.01	0.69	
	E ₄₁							0.53



Rys. 3.2. Współczynniki przekrycia wiązek oświetlających E_{pq}^i z modami światłowodu LP_{lm} dla różnicy faz odbiegającej od idealnej wartości π o $\delta\varphi$.

Z rys. 3.2 wynika, że dla wszystkich zmodulowanych wiązek przekrycie z innymi modami wyższych rzędów jest znikome i w większości przypadków wynosi poniżej 10^{-3} , natomiast przekrycie z modem podstawowym rośnie i w każdym przypadku dla $\delta\varphi = 0.25\pi$ wynosi już ok. 10%, a dla $\delta\varphi = 0.5\pi$ pobudzenie modu podstawowego jest większe niż modów pożądaných. Przyjmując kryterium 10% jako krytyczny błąd, dla którego pobudzenie modów niepożądaných może zaburzać wykonanie interferencyjnego pomiaru dyspersji chromatycznej, dopuszczalna różnica faz wprowadzana przez modulator powinna zatem mieścić się w zakresie od 0.75π do 1.25π . Błąd fazy $\delta\varphi$ można powiązać z odstępstwem wprowadzanej długości fali $\delta\lambda$ od optymalnej długości fali λ_π w następujący sposób:

$$\delta\lambda = \frac{\delta\varphi}{\pi} \lambda_\pi. \quad (3.5)$$

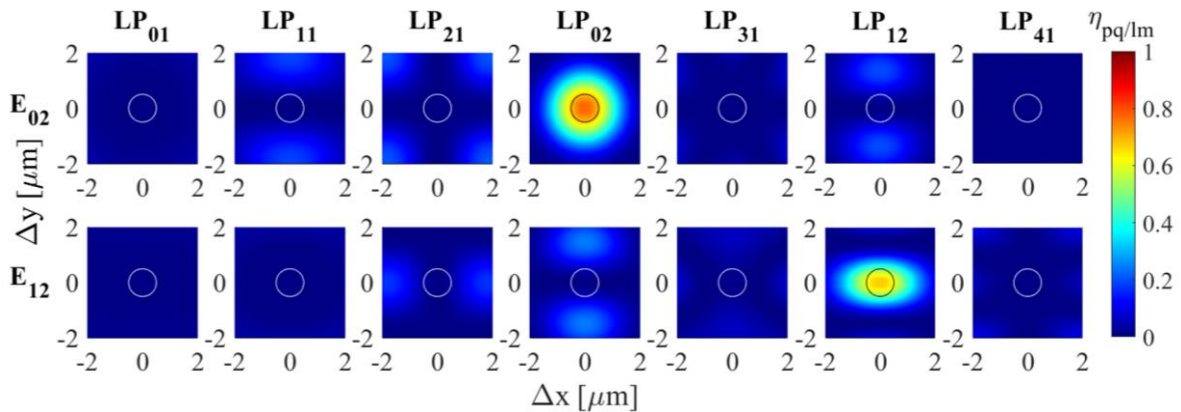
Przyjmując jako dopuszczalną tolerancję zmiany fazy $\delta\varphi = \pm 0.25\pi$ można wyznaczyć zakres spektralny, w którym maska fazowa wygenerowana dla λ_π może być stosowana: $\delta\lambda = \pm 0.25\lambda_\pi$. Oznacza to, że w trakcie pomiaru dyspersji chromatycznej w zakresie widzialnym konieczne jest przestrajanie parametru λ_π , gdy prążki przesuną się o około 250 nm (od $\lambda_\pi - 125$ nm do $\lambda_\pi + 125$ nm), a przy pomiarach w bliskiej podczerwieni – znacznie rzadziej.

W literaturze znana jest metoda pobudzania modów wyższych rzędów przez nieosiowe oświetlenie rdzenia światłowodu [71, 72] lub wiązką padającą pod kątem do normalnej czoła włókna [71]. W tych metodach jednak uzyskanie selektywnego i efektywnego pobudzenia jest praktycznie niemożliwe, a kontrolowanie rzędu pobudzanego modu we włóknach kilku- i wielomodowych jest bardzo trudne. W symulacjach sprawdzono również jak niewielkie odstępstwa od idealnego ustawienia włókna względem wiązki pobudzającej wpływają na efektywność i selektywność pobudzenia wybranego modu. Analizowano wpływ przesunięcia zmodulowanej wiązki oświetlającej względem środka rdzenia w zakresie do 2 μm oraz pochylenia frontu falowego, które w eksperymencie może wynikać z ustawienia włókna nieprostopadle do biegu wiązki lub krzywego obciążenia jego końcówki, w zakresie do 5° uwzględniając pochylanie w różnych płaszczyznach.

Na rys. 3.3 pokazane zostały przykładowe mapy współczynnika przekrycia $\eta_{pq/lm}$ w funkcji błędu przesunięcia, gdzie $\Delta x^2 + \Delta y^2 = \Delta r^2$. Pokazane zostały wyniki dla dwóch wiązek oświetlających E_{02} i E_{12} , dla których przekrycia z niepożądanymi modami są największe. Dla większości przypadków, w zakresie błędu wyjustowania wynoszącego 2 μm współczynnik przekrycia z modami niepożądanymi osiąga znaczne wartości rzędu 15–25%. Rozpatrywane przesunięcie jest jednak bardzo duże, bliskie ¼ średnicy rdzenia. Przyjęto, że błąd, który może być trudny do skorygowania eksperymentalnie wynosi $\Delta r = 0.5 \mu\text{m}$. Obszar ten zaznaczono na rys. 3.3 okręgami, a największe współczynniki $\eta_{pq/lm}$ dla wszystkich wiązek pobudzających i modów światłowodu, oznaczające najmniej selektywne pobudzenie, zostały zamieszczone w tabeli 3.3. Stosując wspomniane wyżej kryterium 10%, zauważyć można, że przesunięcie wiązki oświetlającej względem środka rdzenia w zakresie 0.5 μm w każdym kierunku nie powoduje znacznego wzrostu pobudzenia modów niepożądanych. Porównując te wyniki z tabelą 3.2 widać jednak, że przy takim błędzie wydajność pobudzenia modów docelowych nieco się pogarsza – najbardziej dla modów najwyższych rzędów. Oznacza to, że idealnie centralne oświetlenie rdzenia jest krytyczne przy pobudzaniu modów znacznie wyższych rzędów niż rozpatrywane w rozprawie oraz w przypadku światłowodów o znacznie mniejszej średnicy rdzenia.

Na rys. 3.4 pokazano przykładowe mapy współczynnika przekrycia $\eta_{pq/lm}$ w funkcji kąta α pochylenia frontu falowego względem normalnej do powierzchni czołowej włókna dla różnych azymutów płaszczyzny pochylenia θ_α , gdzie $\theta_\alpha = 0^\circ$ oznacza pochylenie frontu w płaszczyźnie xz, a $\theta_\alpha = 90^\circ$ – w płaszczyźnie yz (osie ustawione są w kierunkach pokazanych na rys. 3.1(a)). Jako przykład pokazano wyniki dla dwóch wiązek pobudzających E_{11} i E_{21} , dla których przekrycia z modami niepożądanymi są największe. W tym przypadku, jako granicę błędu trudnego do skorygowania eksperymentalnie przyjęto kąt pochylenia $\alpha = 1^\circ$, co oznaczono na rysunkach łukiem, a największe wartości $\eta_{pq/lm}$ uzyskiwane przy takim pochyleniu zamieszczone zostały w tabeli 3.4. Wyniki te pokazują, że równoległość czoła włókna względem frontu falowego wiązki zmodulowanej jest znacznie bardziej krytyczna niż jego ustawienie centralne, gdyż sprzężenie z modami docelowymi coraz wyższych rzędów zauważalnie spada nawet przy tak niewielkim pochyleniu. Dla kilku kombinacji wiązek pobudzających i modów światłowodowych, pobudzenia modów niepożądanych rosną już do poziomu

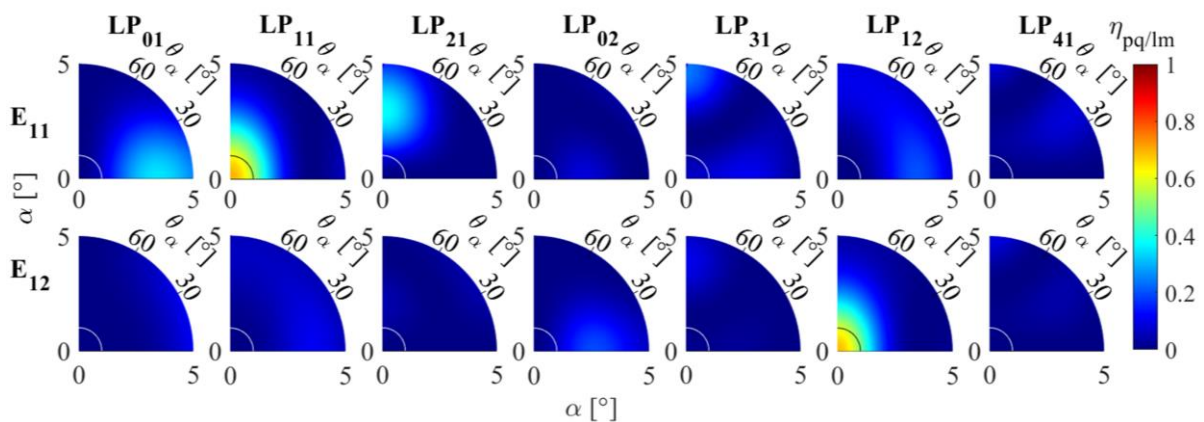
przekraczającego 10%, co w pomiarze dyspersji chromatycznej może spowodować zniekształcenie interferogramu powstającego dla modu mierzonego prążkami pochodzącymi od interferencji innych modów.



Rys. 3.3. Współczynniki przekrycia wiązek oświetlających E_{02} i E_{12} ze wszystkimi modami światłowodu w funkcji poprzecznego przesunięcia wiązki. Okręgami zaznaczono błąd wyjustowania $\Delta r = 0.5 \mu\text{m}$, dla którego maksymalne wartości $\eta_{pq/lm}$ podane zostały w tabeli 3.3.

Tabela 3.3. Maksymalne współczynniki przekrycia $\eta_{pq/lm}$ wszystkich rozpatrywanych modów światłowodowych LP_{lm} i wiązek pobudzających E_{pq}^i dla $w_0 = 4.1 \mu\text{m}$, $\lambda = 475 \text{ nm}$ obliczone dla przesunięcia wiązki pobudzającej względem środka rdzenia o $\Delta r = 0.5 \mu\text{m}$. Puste komórki oznaczają $\eta_{pq/lm} < 1\%$.

		mod światłowodu						
		LP ₀₁	LP ₁₁	LP ₂₁	LP ₀₂	LP ₃₁	LP ₁₂	LP ₄₁
wiązka oświetlająca E_{pq}^i	E_{01}	0.87			0.04			
	E_{11}	0.01	0.69		0.01	0.06		
	E_{21}		0.01	0.59		0.02	0.01	
	E_{02}		0.02		0.72		0.04	
	E_{31}			0.02		0.51		0.03
	E_{12}			0.02	0.04	0.01	0.63	
	E_{41}					0.02		0.45

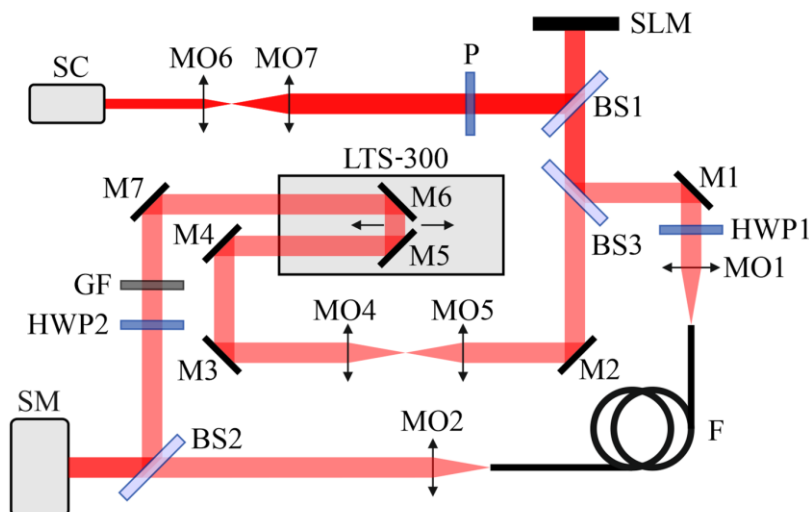


Rys. 3.4. Współczynniki przekrycia wiązek oświetlających E_{11} i E_{21} ze wszystkimi modami światłowodu w funkcji pochylenia frontu falowego o kąt α względem czoła włókna dla różnych azymutów płaszczyzny pochylenia θ_α , gdzie $\theta_\alpha = 0^\circ$ oznacza pochylenie w płaszczyźnie xz , a $\theta_\alpha = 90^\circ$ – w płaszczyźnie yz . Łukiem zaznaczono kąt $\alpha = 1^\circ$, dla którego maksymalne wartości $\eta_{pq/lm}$ podane zostały w tabeli 3.4.

Tabela 3.4. Maksymalne współczynniki przekroczenia $\eta_{pq/lm}$ wszystkich rozpatrywanych modów światłowodowych LP_{lm} i wiązek pobudzających E_{pq}^i dla $w_0 = 4.1 \mu\text{m}$, $\lambda = 475 \text{ nm}$ i wiązki pochylonej pod kątem $\alpha = 1^\circ$ względem czoła włókna. Puste komórki oznaczają $\eta_{pq/lm} < 1\%$.

		mod światłowodu						
		LP ₀₁	LP ₁₁	LP ₂₁	LP ₀₂	LP ₃₁	LP ₁₂	LP ₄₁
wiązka oświetlająca E_{pq}^i	E ₀₁	0.76	0.13		0.01		0.02	
	E ₁₁	0.08	0.62	0.10	0.04	0.08		0.02
	E ₂₁		0.05	0.50		0.06		
	E ₀₂		0.05		0.64		0.10	
	E ₃₁			0.06		0.44		0.06
	E ₁₂			0.02	0.07	0.01	0.59	
	E ₄₁					0.06		0.38

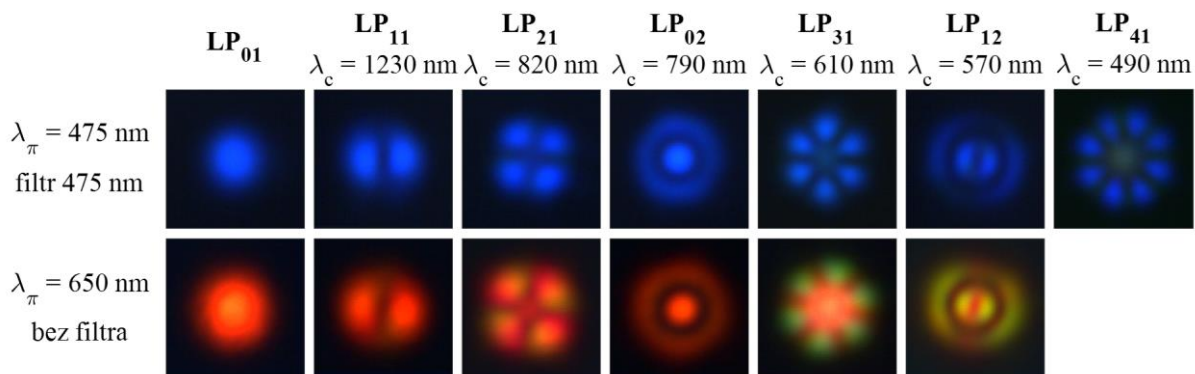
W trakcie przeprowadzania eksperymentu wszystkie wyżej omawiane problemy – pochylenie i przesunięcie światłowodu oraz odstępstwo od idealnej różnicy faz – są obecne jednocześnie. Dodatkowo, rzeczywisty układ optyczny jest obciążony również innymi niedoskonałościami, np. aberracjami obiektywu skupiającego światło na czole światłowodu. To powoduje obniżenie efektywności pobudzenia modów względem wartości wyznaczonych w symulacjach. Do eksperymentalnego potwierdzenia skuteczności metody pobudzania wykorzystano włókno, którego parametry są bliskie parametrom modelu przyjętego w symulacjach, czyli włókno SMF-28e firmy Corning. Pobudzenie realizowano przez oświetlenie SLM wiązką superkontinuum rozszerzoną z użyciem dwóch obiektywów o powiększeniach $40\times$ i $10\times$ do średnicy ok. 8 mm. Ponieważ korzystano z modulatora odbiciowego, konieczne było wstawienie przed nim kostki światłodzielącej, aby możliwe było skierowanie wiązki zmodulowanej do włókna, jak pokazano na rys 3.5 przedstawiającym układ do pomiaru dyspersji chromatycznej i grupowego współczynnika załamania zmodyfikowany do przeprowadzenia pomiarów w modach wyższych rzędów.



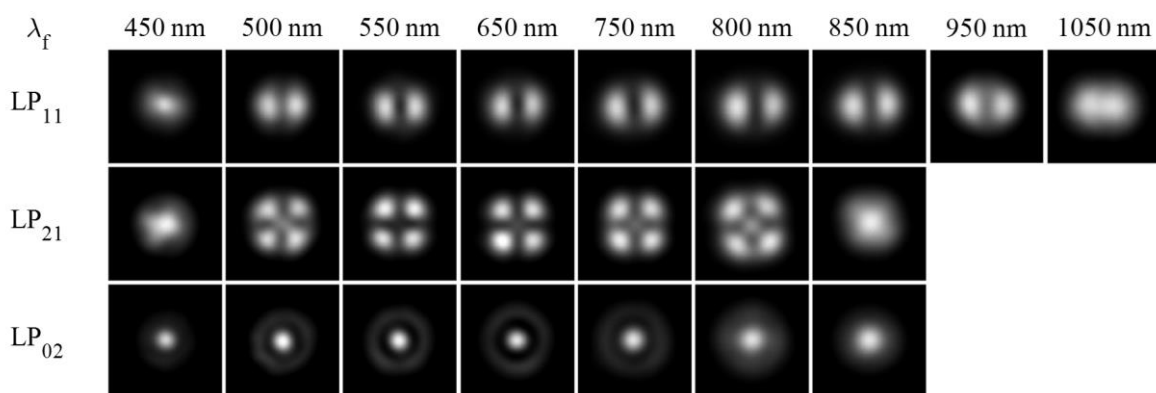
Rys. 3.5. Układ do pomiaru dyspersji chromatycznej i grupowego współczynnika załamania modów wyższych rzędów pobudzanych przy pomocy SLM. SC – źródło światła (superkontinuum), BS – płytki światłodzielące, M – zwierciadła, MO – obiektywy mikroskopowe, F – mierzony światłowód, GF – gradientowy filtr szary, LTS-300 – stolik przesuwny, SM – spektrometr, SLM – przestrzenny modulator światła, HWP – płytki półfalowe.

W ramach pracy korzystano z dwóch modulatorów odbiciowych: Pluto 020 VIS firmy Holoeye oraz SLM-200 firmy Santec. Rozmiar pikseli (ok. 8 μm), wielkości matryc (odpowiednio 1920×1080 oraz 1920×1200 pikseli), sposób kodowania masek fazowych oraz głębokość modulacji fazy obu z nich są podobne. Różnią się one jednak znacząco użytecznym zakresem spektralnym i jakością wiązki zmodulowanej, co wynika między innymi ze współczynnika wypełnienia matrycy SLM oraz zastosowanych przez producentów warstw przeciwoodbiciowych. Modulator firmy Holoeye przystosowany jest do pracy w zakresie 530–640 nm, w którym zapewnione jest odbicie zmodulowanej wiązki na poziomie 75%, natomiast dla modulatora firmy Santec w zakresie 450–1600 nm wynosi ono ponad 90%. Pomimo tego, modulator Holoeye umożliwia wykonanie pomiarów w znacznie szerszym zakresie spektralnym (w pracy przeprowadzono pomiary z jego użyciem w zakresie od 450 do 1350 nm), jednak światło odbite częściowo na szkło ochronnym przed matrycą, które nie jest zmodulowane a porusza się po tej samej drodze, co wiązka zmodulowana, może powodować silniejsze pobudzenie modów pasożytniczych, w tym najsilniej modu podstawowego. Ten sam problem spowodowany jest współczynnikiem wypełnienia paneli obu modulatorów. Ze względu na to, że komórki ciekłych kryształów umieszczone są w pewnych niezerowych odległościach od siebie, część światła odbija się lub rozprasza od obszarów pomiędzy nimi i wraca niezmodulowana. Jak wykazano eksperymentalnie, opisane problemy nie wykluczają możliwości stosowania SLM w pomiarach dyspersji chromatycznej modów wyższych rzędów metodą interferencji spektralnej.

Na rys. 3.6 pokazano zdjęcia modów pobudzonych z użyciem masek fazowych przedstawionych na rys. 3.1(b), zarejestrowane z użyciem kolorowej kamery wstawionej za obiektywem MO2, gdy na SLM zadany był skok fazy wynoszący π dla $\lambda_\pi = 475$ nm, a przed kamerą wstawiony był wąskopasmowy filtr interferencyjny przepuszczający zakres 470–480 nm, oraz dla $\lambda_\pi = 650$ nm bez filtra. Nad zdjęciami podane zostały zmierzone długości fal odcięcia λ_c każdego z modów. Na zdjęciach modów LP₃₁ i LP₁₂ zarejestrowanych bez filtra dla $\lambda_\pi = 650$ nm widać pasożytniczo pobudzone inne mody w zakresie powyżej ich długości fal odcięcia (w kolorze czerwonym). Obserwacja modu LP₄₁ bez filtra nie jest możliwa dla $\lambda_\pi = 650$ nm ze względu na jego odcinanie znacznie poniżej tej długości fali. Zdjęcia te pośrednio dowodzą, że docelowy mod jest pobudzany w dość szerokim zakresie spektralnym (zakres pracy kolorowej kamery to 400–800 nm, a superkontinuum 450–2400 nm), gdyż dla modów LP₁₁, LP₀₂ oraz LP₂₁ zaobserwowano charakterystyczne dla nich rozkłady intensywności, bez wyraźnego zaburzenia obecnością modu podstawowego. Aby określić dokładniej szerokość widma wprowadzanego efektywnie do wybranego modu, zmieniono kamerę na monochromatyczną o szerszym zakresie pracy (400–1100 nm) i dla $\lambda_\pi = 650$ nm zarejestrowano zdjęcia przez kolejne filtry interferencyjne (szerokość połówkowa $FWHM = 10$ nm) o maksimach transmisji na długościach fal λ_f od 450 do 1050 nm, co 50 nm. Na rys. 3.7 widać, że struktura docelowego modu jest niezaburzona obecnością innych modów w zakresie spektralnym o szerokości około 200–250 nm. Dla modu LP₁₁ wyraźne minimum intensywności na środku rozkładu pola widoczne jest w zakresie 550–850 nm oraz z nieco mniejszym kontrastem również na długościach fal 500 nm i 950 nm. Dla pozostałych dwóch modów, długości fali odcięcia wynoszą w przybliżeniu 800 nm, przez co już dla tej długości fali ich struktura jest zdecydowanie bardziej zniekształcona obecnością modu podstawowego.



Rys. 3.6. Zdjęcia modów pobudzonych we włóknie SMF-28e firmy Corning dla $\lambda_\pi = 475 \text{ nm}$ wykonane kamerą wstawioną na wyjściu włókna przez wąskopasmowy filtr interferencyjny przepuszczający zakres 470–480 nm oraz dla $\lambda_\pi = 650 \text{ nm}$ bez filtra. Nad zdjęciami podano zmierzone długości fali odcięcia λ_c .



Rys. 3.7. Zdjęcia modów LP_{11} , LP_{21} oraz LP_{02} pobudzonych we włóknie SMF-28e firmy Corning dla $\lambda_\pi = 650 \text{ nm}$ wykonane kamerą wstawioną na wyjściu włókna z użyciem filtrów interferencyjnych o $FWHM = 10 \text{ nm}$ i maksimum transmisji dla λ_f .

Aby możliwy był pomiar dyspersji chromatycznej oraz grupowego współczynnika załamania modów wyższych rzędów konieczne jest zmodulowanie rozkładu fazy wiązki zarówno w ramieniu pomiarowym jak i referencyjnym interferometru. W tym celu płytką światłodzielną BS1 układu pokazanego na rys. 2.1 została obrócona o 90° , aby skierować wiązkę na przestrzenny modulator światła, tak jak pokazano na rys. 3.5. Wiązka odbita od modulatora wraca po tej samej drodze i trafia na dodatkową płytkę światłodzielną BS3, która dzieli ją na wiązkę pomiarową i wiązkę odniesienia. Obie wiązki propagują się w układzie pomiarowym aż do płytki światłodzielną BS2, analogicznie jak opisano to w rozdziale 2.1 dla modu podstawowego. W tym przypadku wymagane jest azymutalne ustawienie końcówki włókna na wyjściu tak samo jak na wejściu, aby struktura modu wychodzącego ze światłowodu pokrywała się ze strukturą rozkładu fazy w wiązce odniesienia, co zapewnia największy kontrast prążków interferencyjnych.

Ze względu na nematyczną budowę komórek ciekłego kryształu, SLM moduluje tylko jedną polaryzację. W związku z tym przed płytką światłodzielną BS1 znajduje się polaryzator P blokujący niezmodulowaną składową polaryzacji, która pobudzałaby pasożytniczo inne mody niż pożądany. W przypadku pomiaru włókien dwójłomnych z wykorzystaniem SLM, dopasowanie polaryzacji wiązki do kierunku osi symetrii włókna w ramieniu pomiarowym i w ramieniu odniesienia uzyskuje się przez wstawienie półfalówek HWP.

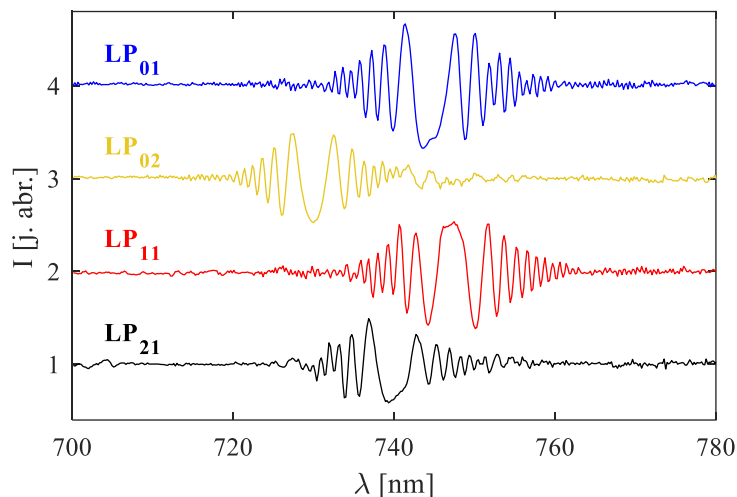
W przypadku pomiarów modów wyższych rzędów zmieniany jest również sposób detekcji sygnału z następujących powodów. Po pierwsze, ze względu na próg czułości OSA dla ustawień umożliwiających szybkie skanowanie widma, wymagane są moce światła przekraczające próg dozwolony dla SLM. Zastosowanie mocy niegroźących uszkodzeniem modulatora wiąże się z koniecznością zmiany czułości OSA na poziom High1 lub wyższy, co wydłuża czas rejestracji pojedynczego widma nawet do kilkudziesięciu sekund/kilku minut w zależności od zakresu spektralnego i rozdzielczości, a w konsekwencji wydłuża cały pomiar dla jednego modu nawet do kilku godzin. W tak długim czasie, ze względu na niestabilność układu, sygnał referencyjny ulega zmianie i pomiar zautomatyzowany jest obciążony większym błędem. Po drugie, efektywne pobudzenie tego samego modu w światłowodzie zbierającym CF dwoma zmodulowanymi wiązkami (z ramienia odniesienia i z badanego światłowodu) jest bardzo trudne, a nawet niemożliwe w przypadku modów wysokich rzędów. Ze względu na powyższe ograniczenia w układzie z SLM zamiast optycznych analizatorów widma wykorzystywane są kompaktowe spektrometry OceanOptics USB4000 (na zakres 600–1000 nm) i OceanOptics NIR-512 (na zakres 900–1700 nm), które wstawiane są w bieg skolimowanych pokrywających się wiązek z obu ramion interferometru za płytką światłodziącą BS2, z pominięciem obiektywu MO3 i włókna zbierającego CF. Wadą spektrometrów względem OSA jest przede wszystkim stała rozdzielczość (wynosząca 0.26 nm dla USB4000 i 2.6 nm dla NIR-512), co powoduje, że dla długich włókien o dużej dyspersji prążki interferencyjne mogą być spektralnie węższe niż rozdzielczość detektorów. Dodatkowo, sygnały zbierane na spektrometrze USB4000 obciążone są znacznie większym szumem niż w przypadku optycznych analizatorów widma, jednak przy odpowiednio dobrym kontraście sygnału interferencyjnego nie wpływa to na jakość pomiaru.

Warto wspomnieć, że jeżeli dla tego samego odcinka włókna zmierzonych zostanie kilka różnych modów bez zmiany położenia badanego włókna względem ognisk obiektywów MO1 i MO2 oraz bez wstawiania/wyjmowania dodatkowych elementów (takich jak filtry, półfalówki, polaryzatory) w obu ramionach, korzystając z równania (2.6) otrzymuje się przebiegi grupowych współczynników załamania z dokładnością do tej samej stałej C dla każdego modu, a zatem możliwe jest wyznaczenie różnic między grupowymi współczynnikami załamania różnych modów, a w przypadku pomiarów modów polaryzacyjnych – ich dwójłomności grupowej. Takie informacje są szczególnie przydatne do analizy i symulacji międzymodowych efektów nieliniowych oraz sprzężeń międzymodowych.

Sam sposób rejestracji danych i ich późniejszej analizy nie zmienia się w porównaniu do pomiarów bez użycia SLM. W trakcie pomiarów w zakresie widzialnym wymagane jest jedynie dodatkowe przestrajanie parametru λ_π zadanego na SLM, gdy prążek zerowego rzędu przesunie się w widmie o około 250 nm. Dla pomiarów w podczerwieni, ustawienie $\lambda_\pi = 1300$ nm pozwala wykonać pomiar w praktycznie całym zakresie spektrometru NIR-512 bez zmiany λ_π .

Przykładowe prążki interferencyjne zarejestrowane dla tej samej długości ramienia referencyjnego dla pobudzonych czterech różnych modów pokazane są na rys. 3.8 dla $\lambda_\pi = 700$ nm. Wykres ten dowodzi, że interferogramy nie są zaburzone prążkami pochodzącymi od pasożytniczo pobudzonych innych modów i umożliwiają pomiar dyspersji jedną z metod opisanych w rozdziale 2. Wyniki pomiaru dyspersji chromatycznej modu podstawowego oraz pierwszych pięciu modów wyższych rzędów pokazane zostały na rys. 3.9. Obniżenie dolnej granicy mierzonego widma z 600 do 450 nm wymagało zastosowania kostek światłodziących na zakres 400–700 nm w miejscu płytek światłodziących pracujących w szerokim zakresie 800–6000 nm, oraz ręcznego odczytywania pozycji prążka zerowego

rzędu, gdyż ze względu na duże wartości dyspersji w tym zakresie, okres prążków był porównywalny z rozdzielczością spektrometru USB4000. Pozwoliło to jednak zmierzyć dyspersję modów tak wysokich rzędów jak LP_{31} i LP_{12} . Pomiar dyspersji modu LP_{41} nie był możliwy ze względu na jego odcinanie na długości fali około 490 nm, czyli niewiele powyżej dolnej granicy zakresu spektralnego superkontinuum.

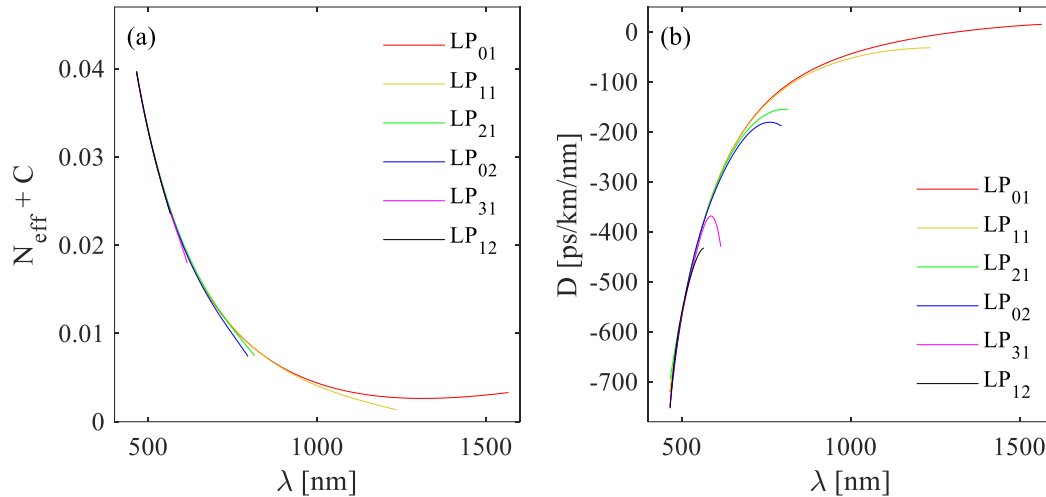


Rys. 3.8. Prążki interferencyjne zarejestrowane dla $\lambda_{\pi} = 700$ nm, dla czterech różnych modów dla stałej długości ramienia odniesienia.

Włókno z kołowym rdzeniem i skokowym profilem współczynnika załamania jest izotropowe. W takim włóknie modami własnymi są mody hybrydowe EH i HE, a mody LP powstające na skutek superpozycji modów hybrydowych nie są w ścisłym sensie modami własnymi światłowodu z cylindrycznym rdzeniem. Przejawia się to w taki sposób, że struktura modów LP obraca się wzdłuż drogi propagacji (a także w funkcji długości fali), gdyż budujące je mody hybrydowe nie są całkowicie zdegenerowane. Obrót modu można zaobserwować na rys. 3.6, gdzie pomiędzy wykonaniem zdjęć dla różnych długości fal końcówka włókna nie była obracana względem kamery, a kierunki ciemnych linii między płatkami modów obróciły się o kilka stopni. Szczególnie widoczne jest to na zdjęciu zarejestrowanym bez filtra dla modu LP_{21} , na którym widać, że jedna krawędź maksimum intensywności jest zielona, a druga czerwona. Efekt ten nieco utrudnia wykonanie pomiaru dyspersji, gdyż kąt azymutu modu wychodzącego z włókna obraca się względem stałego azymutu wiązki referencyjnej, w wyniku czego w funkcji długości fali obserwowane są fluktuacje kontrastu prążków.

Opisana metoda pobudzania modów wyższych rzędów może być z powodzeniem zastosowana do pomiarów kilku- i kilkunastomodowych światłowodów strukturyzowanych o różnych geometriach przekroju. Jednak ze względu na prostotę użytych masek fazowych przekrycie pól wiązki zmodulowanej i modów światłowodu maleje dla modów coraz wyższych rzędów. W przypadku światłowodów wielomodowych wydajność pobudzenia wiązkami zmodulowanymi w ten sposób może nie być wystarczająca i w takiej sytuacji konieczne może być zastosowanie masek zoptymalizowanych jedną z metod opisanych w literaturze [68]. Dla modów wysokich rzędów i włókien o bardzo małych rdzeniach selektywność pobudzenia zaczyna spadać w obecności błędów justerskich, takich jak pochylenie włókna względem wiązki oświetlającej lub przesunięcie środka wiązki względem środka rdzenia. W takich przypadkach, w pomiarach dyspersji chromatycznej interferogramy mogą być zniekształcone prążkami pochodzącymi od interferencji modów różnych rzędów. Jest to szczególnie kłopotliwe w zakresie krótkofalowym, gdzie efektywne współczynniki załamania modów różnych

rzędów są do siebie zbliżone i dla tej samej długości ramienia referencyjnego interferogramy obserwowane są na zbliżonych długościach fal. Efekt ten może zostać zminimalizowany przez skierowanie do wejścia detektora tylko części plamki modu odpowiadającej jednemu z maksimum natężenia modu.



Rys. 3.9. Zmierzone przebiegi efektywnego grupowego współczynnika załamania (a) oraz dyspersji chromatycznej (b) dla pierwszych sześciu modów we włóknie SMF-28e firmy Corning o długości $L_F = 116$ cm.

Ze względu na ograniczenie mocy, którą może być oświetlony SLM opracowana metoda nie sprawdzi się w zastosowaniach wymagających źródeł światła o dużych intensywnościach, takich jak pomiary nieliniowe. Może ona jednak z powodzeniem zostać użyta do różnych pomiarów spektralnych, np. do pomiaru stanu polaryzacji modów własnych w kilkumodowych światłowodach o helikoidalnym rdzeniu lub do pomiarów dwójłomności fazowej i grupowej w modach wyższych rzędów światłowodu dwójłomnego [73].

W niniejszym podrozdziale wykazano, że pobudzanie modów wyższych rzędów przez modulację fazy przy pomocy ciekłokrystalicznego modulatora światła umożliwia pomiar dyspersji chromatycznej oraz grupowego współczynnika załamania modów wyższych rzędów. Wszystkie wyniki zawarte w tym podrozdziale zostały uzyskane przez autorkę rozprawy, a część z nich została opublikowana w referencji [74]. Wszystkie przebiegi dyspersji chromatycznej, grupowego i fazowego współczynnika załamania modów wyższych rzędów oraz ich dwójłomności fazowych i grupowych pokazane w dalszej części rozprawy zostały zmierzone z wykorzystaniem opracowanej metody pobudzania modów.

3.2. Pobudzanie modów wyższych rzędów przy pomocy pryzmatu Wollastona

Ważnym obszarem zastosowań światłowodów jest zakres spektralny, w którym są one dwumodowe. Dzięki strukturyzacji światłowodów można uzyskać różne przebiegi grupowych i fazowych współczynników załamania oraz dyspersji chromatycznej dla modu podstawowego i modu LP₁₁, co pozwala na kontrolowanie sprzężeń oraz efektów nieliniowych zachodzących między tymi modami.

W światłowodach dwójłomnych, w których propagują się dwa mody przestrzenne – LP₀₁ i LP₁₁ – wyróżnia się sześć modów polaryzacyjnych pokazanych na rys. 3.10(a). Istnieje wiele sposobów pobudzania tych modów, dostosowanych do szczególnych zastosowań [32, 34, 35, 47, 52, 68, 70, 72], jednak żadna z dotychczas znanych metod nie zapewnia selektywnego pobudzenia różnych kombinacji

tych modów przy zachowaniu możliwości ich przestrajania i jednoczesnego zastosowania źródeł o szerokim spektralnie widmie i dużej mocy. W niniejszym podrozdziale opisana jest oryginalna metoda pobudzania modów polaryzacyjnych z grup LP₀₁ i LP₁₁ w światłowodach dwójłomnych z użyciem pryzmatu Wollastona, półfalówek i polaryzatora, która spełnia wszystkie wymienione kryteria, a dodatkowo umożliwia selektywne pobudzenie prawie każdej kombinacji modów – w szczególności par modów z różnych grup przestrzennych o ortogonalnych polaryzacjach, co nie jest osiągalne dla innych znanych sposobów pobudzania.

Schemat układu do pobudzania modów zaproponowaną metodą pokazany jest na rys. 3.10(b). Wiązka światła polichromatycznego, spolaryzowanego liniowo pod kątem 45° względem osi polaryzacyjnych pryzmatu Wollastona, jest dzielona przez pryzmat na dwie wiązki o ortogonalnych polaryzacjach. Wiązki te rozchodzą się względem siebie pod kątem $2\theta_{WP}$ zależnym od dwójłomności Δn użytego kryształu i kąta łamiącego γ_{WP} pryzmatów składowych, zgodnie ze wzorem:

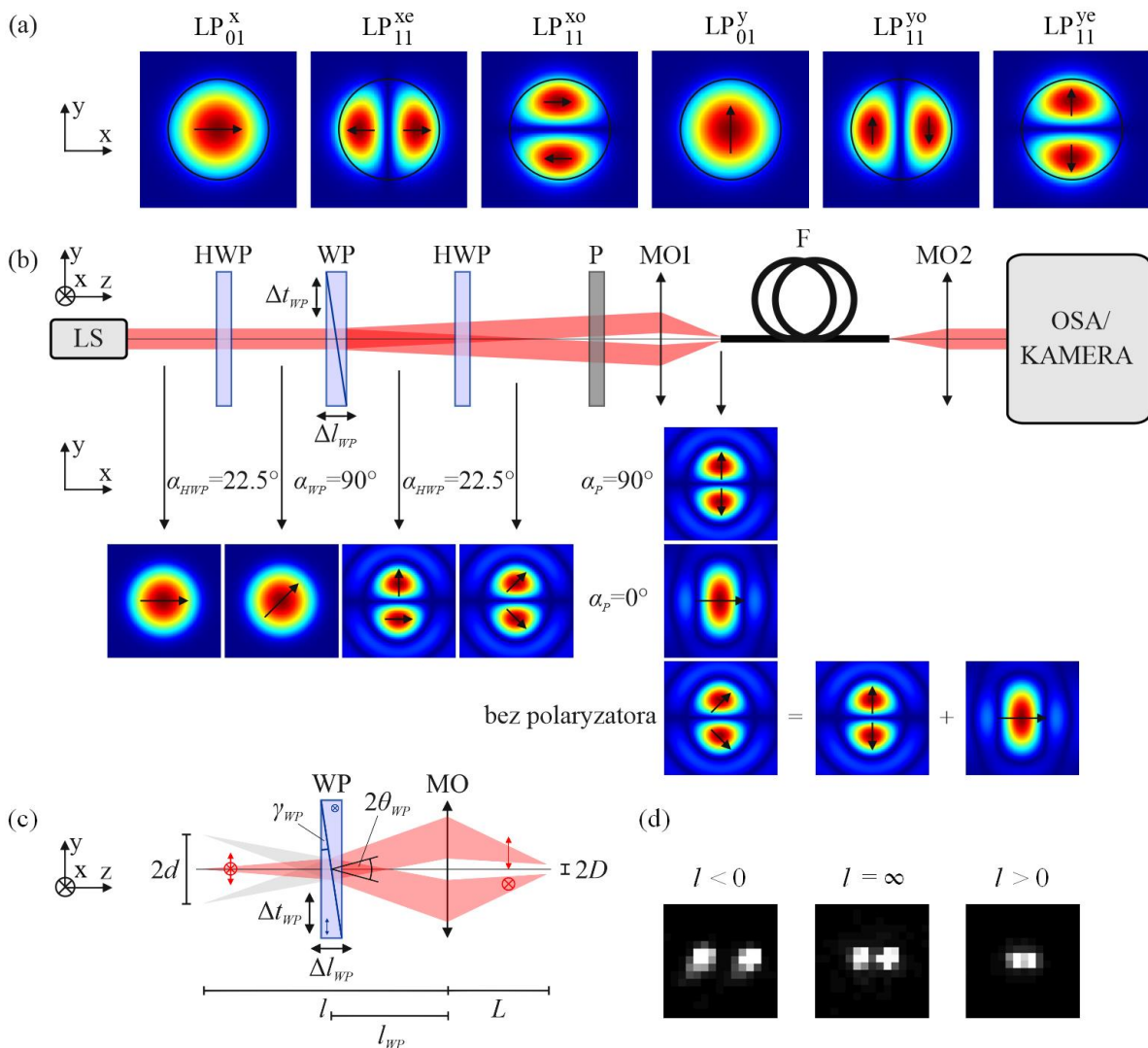
$$\tan(2\theta_{WP}) = 2(n_o - n_e) \tan(\gamma_{WP}) = 2\Delta n \tan(\gamma_{WP}), \quad (3.6)$$

gdzie n_o i n_e to kolejno zwyczajny i nadzwyczajny współczynnik załamania kryształu. Płytkę półfalowa wstawiona za pryzmatem, o azymucie obróconym o kąt $\pm 22.5^\circ$ względem osi polaryzacyjnych pryzmatu Wollastona (pokrywających się z osiami x i y układu odniesienia), obraca polaryzację obu wiązek o kąt 45°, dzięki czemu składowe amplitudy spolaryzowane wzdłuż jednej z osi w obu wiązkach są w tej samej fazie, a w kierunku ortogonalnym – w przeciwnych fazach. Jeżeli po skupieniu takich wiązek na czole światłowodu dwójłomnego o płaszczyznach symetrii zgodnych z kierunkami x i y uzyska się rozmiar i odległość plamek dopasowanych do modu LP₁₁, to we włóknie pobudzony zostanie jeden z modów LP₁₁ (np. LP₁₁^{ye}) oraz mod podstawowy LP₀₁ o ortogonalnej polaryzacji (LP₀₁^x). Polaryzator wstawiony za półfalówką pozwala wyciąć z wiązki jedną składową polaryzację, umożliwiając selektywne pobudzenie tylko modu LP₀₁ lub tylko LP₁₁ o jednej polaryzacji. Kształt plamki oraz kierunki polaryzacji po każdej transformacji dla przykładowych azymutów wszystkich elementów układu pokazane są w dolnej części rysunku 3.10(b).

Dla równoległej wiązki padającej na pryzmat Wollastona, jego przesunięcie poosiowe praktycznie nie wpływa na wynikowy rozkład pola skupionego przez obiektyw. Jeżeli jednak wiązka padająca na pryzmat Wollastona nie jest skolimowana (rys. 3.10(c)), to zmieniając jego położenie względem punktu zogniskowania wiązki można sterować odległością plamek na czole włókna, co pokazano na rys. 3.10(d). Traktując obiektyw mikroskopowy jako soczewkę cienką można wyprowadzić następującą przybliżoną zależność, łączącą położenie elementów w układzie i odległość pomiędzy obiema plamkami na czole światłowodu:

$$2D = \frac{\left|1 - \frac{l_{WP}}{l}\right| f}{1 - \frac{f}{l}} \tan(2\theta_{WP}), \quad (3.7)$$

gdzie f to ogniskowa obiektywu, a pozostałe oznaczenia zilustrowane są na rys. 3.10(c). Ta właściwość układu jest jego dużą zaletą, gdyż zmieniając położenie punktu zogniskowania wiązki oświetlającej pryzmat Wollastona lub przesuując pryzmat wzdłuż osi układu można w prosty i precyzyjny sposób dopasować odległość plamek do rozkładu pola modu LP₁₁ światłowodu o dowolnej geometrii.



Rys. 3.10. Mody polaryzacyjne z grup przestrzennych LP_{01} i LP_{11} w światłowodzie dwójłomnym, gdzie x oznacza oś wolną światłowodu, a y – oś szybką (a). Schemat układu do pobudzenia modów polaryzacyjnych z grupy LP_{01} i LP_{11} oraz przykładowe rozkłady pola po kolejnych transformacjach. LS – źródło światła, HWP – półfalówki, WP – pryzmat Wollastona, P – polaryzator, MO – obiektyw mikroskopowy, F – światłowód, OSA – optyczny analizator widma, α – kąty azymutów elementów polaryzacyjnych określone względem osi x , Δl_{WP} – poposiowe przesunięcie pryzmatu Wollastona, Δt_{WP} – poprzeczne przesunięcie pryzmatu Wollastona (b). Zasada działania pryzmatu Wollastona dla wiązki rozbieżnej (c). Zarejestrowane na kamerze rozkłady pola za obiektywem MO1 (bez włókna) dla różnych położenia punktu ogniskowania wiązki oświetlającej względem pryzmatu (d).

Ponieważ obie wiązki przechodzą przez pryzmat Wollastona z różnymi współczynnikami załamania, różnica ich dróg optycznych zależy od lokalnej grubości klinów składających się na pryzmat Wollastona. Dzięki temu, sterując poprzecznym położeniem pryzmatu Wollastona można w sposób ciągły zmieniać różnicę faz pomiędzy obiema wiązkami kontrolując w ten sposób podział mocy pomiędzy modami z różnych grup przestrzennych o tej samej polaryzacji. W szczególnym przypadku, gdy wiązka przechodzi przez pryzmat Wollastona w miejscu, gdzie grubości obu klinów są sobie równe, dzielona jest ona na dwie wiązki, których różnica faz wynosi $\delta\varphi = 0$. Przesunięcie pryzmatu o Δt_{WP} od tego położenia powoduje zmianę różnicy faz, której wartość można wyznaczyć z następującego wzoru:

$$\delta\varphi = \frac{4\pi\Delta n\Delta t_{WP} \tan(2\theta_{WP})}{\lambda}. \quad (3.8)$$

Wprowadzenie różnicy faz $\delta\varphi = \pi/2$ daje możliwość jednoczesnego pobudzenia dwóch modów z różnych grup przestrzennych o takiej samej polaryzacji (np. LP_{01}^x i LP_{11}^{xe}), gdy w układzie wstawiony jest polaryzator lub czterech modów polaryzacyjnych z dwóch grup przestrzennych (np. LP_{01}^x , LP_{11}^{xe} , LP_{01}^y i LP_{11}^{yo}) w układzie bez polaryzatora. Dla każdego pośredniego ustawienia pryzmatu Wollastona można pobudzić wybraną kombinację modów w różnych proporcjach, które pokazane są w dalszej części rozdziału przedstawiającej wyniki symulacji.

Opracowana metoda pozwala na selektywne pobudzanie prawie wszystkich kombinacji modów polaryzacyjnych. Możliwe przypadki zamieszczono w tabeli 3.6 wraz z wymaganymi azymutami elementów polaryzacyjnych i przykładowymi rozkładami pola na czole włókna. Wykluczone jest jedynie selektywne pobudzenie pary LP_{11}^{xe} i LP_{11}^{ye} lub LP_{11}^{xo} i LP_{11}^{yo} ze względu na to, że rozkład amplitudy na czole światłowodu wymagany do pobudzenia jednej z nich odpowiada jednocześnie rozkładowi amplitudy wymaganemu do pobudzenia drugiej pary i ostatecznie pobudzone zostają wszystkie cztery mody LP_{11} (tabela 3.6, rząd (h)).

Aby określić maksymalne efektywności pobudzenia modów przy użyciu tej metody, posłużono się modelem włókna dwójłomnego z nieznacznie eliptycznym rdzeniem i dwójłomnością indukowaną przez naprężenia, dla którego przyjęto następujące parametry: wymiary eliptycznego rdzenia $9.1 \times 8.3 \mu\text{m}$, dwójłomność fazowa $\Delta n = 4 \times 10^{-4}$ oraz apertura numeryczna $NA = 0.125$. Efektywny współczynnik załamania płaszcza wyznaczony został z formuły Sellmeiera [75] przy założeniu, że jest to światłowód krzemionkowy (płaszcz wykonany z niedomieszkowanego SiO_2). Rozkłady pola dla sześciu modów polaryzacyjnych z grup przestrzennych LP_{01} i LP_{11} zostały wyznaczone w środowisku obliczeniowym COMSOL Multiphysics przy użyciu wbudowanej funkcji Mode Analysis w pakiecie Electromagnetic Waves, Frequency Domain.

Pole wiązki oświetlającej wyznaczono korzystając z formalizmu macierzy Jonesa. Macierze te kolejno dla półfalówki (\mathbf{T}_{HWP}), polaryzatora (\mathbf{T}_P) oraz dla układu pryzmatu Wollastona i obiektywu skupiającego (\mathbf{T}_{WP-MO}) przyjmują następującą postać:

$$\mathbf{T}_{HWP}(\alpha_{HWP}) = \begin{bmatrix} \cos(2\alpha_{HWP}) & \sin(2\alpha_{HWP}) \\ \sin(2\alpha_{HWP}) & -\cos(2\alpha_{HWP}) \end{bmatrix}, \quad (3.9)$$

$$\mathbf{T}_P(\alpha_P) = \begin{bmatrix} \cos^2(\alpha_P) & \cos(\alpha_P)\sin(\alpha_P) \\ \cos(\alpha_P)\sin(\alpha_P) & \sin^2(\alpha_P) \end{bmatrix}, \quad (3.10)$$

$$\mathbf{T}_{WP-MO}(x, y) = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix}, \quad (3.11)$$

gdzie α_{HWP} i α_P są kątami azymutu półfalówki oraz pryzmatu, a składowe macierzy \mathbf{T}_{WP-MO} określone są wzorami [76]:

$$T_{11} = \exp(-i\delta\varphi/2)\cos^2(\alpha_{WP})h[x - D\cos(\alpha_{WP}), y - D\sin(\alpha_{WP})] + \exp(i\delta\varphi/2)\sin^2(\alpha_{WP})h[x + D\cos(\alpha_{WP}), y + D\sin(\alpha_{WP})], \quad (3.11.1)$$

$$T_{12} = \cos(\alpha_{WP}) \sin(\alpha_{WP}) \left(\exp(-i\delta\varphi/2) h[x - D \cos(\alpha_{WP}), y - D \sin(\alpha_{WP})] - \exp(i\delta\varphi/2) h[x + D \cos(\alpha_{WP}), y + D \sin(\alpha_{WP})] \right), \quad (3.11.2)$$

$$T_{21} = \cos(\alpha_{WP}) \sin(\alpha_{WP}) \left(\exp(-i\delta\varphi/2) h[x - D \cos(\alpha_{WP}), y - D \sin(\alpha_{WP})] - \exp(i\delta\varphi/2) h[x + D \cos(\alpha_{WP}), y + D \sin(\alpha_{WP})] \right), \quad (3.11.3)$$

$$T_{22} = \exp(-i\delta\varphi/2) \sin^2(\alpha_{WP}) h[x - D \cos(\alpha_{WP}), y - D \sin(\alpha_{WP})] + \exp(i\delta\varphi/2) \cos^2(\alpha_{WP}) h[x + D \cos(\alpha_{WP}), y + D \sin(\alpha_{WP})], \quad (3.11.4)$$

w których $\delta\varphi$ oznacza różnicę faz pomiędzy wiązkami wyznaczaną ze wzoru (3.8), α_{WP} to kąt azymutu pryzmatu Wollastona (gdzie $\alpha_{WP} = 0^\circ$ oznacza podział wiązki wzdłuż osi x , a $\alpha_{WP} = 90^\circ$ – wzdłuż osi y), D to połowa odległości między plamkami na czole światłowodu, a funkcja $h(x,y)$ opisuje rozmycie plamki w wyniku dyfrakcji w trakcie odwzorowywania przez obiektyw MO i dla układu bezaberracyjnego opisana jest wzorem:

$$h(x, y) = \frac{2J_1\left(2\pi NA \sqrt{(x^2 + y^2)}/\lambda\right)}{2\pi NA \sqrt{(x^2 + y^2)}/\lambda}, \quad (3.12)$$

gdzie NA to apertura numeryczna obiektywu, a J_1 to funkcja Bessela pierwszego rzędu, pierwszego rodzaju. Rozkład pola wiązki skupionej na czole światłowodu można wyznaczyć jako iloczyn macierzy Jonesa dla kolejnych elementów w układzie:

$$\mathbf{E}_i(x, y) = \mathbf{T}_P \mathbf{T}_{\lambda/2} \mathbf{T}_{WP-MO}(x, y) \mathbf{E}_0, \quad (3.13)$$

gdzie $\mathbf{E}_0 = [E_0^x, E_0^y]$ definiuje polaryzację wiązki padającej na pryzmat Wollastona (tzn. $\mathbf{E}_0 = [1, 1]$ odpowiada wiązce spolaryzowanej pod kątem 45° do osi pryzmatu, a $\mathbf{E}_0 = [1, 0]$ – wzdłuż osi x), a \mathbf{T}_P w układzie bez polaryzatora jest macierzą jednostkową.

W pierwszej kolejności, dla wybranej długości fali $\lambda = 1064$ nm wyznaczono optymalną aperturę numeryczną obiektywu skupiającego oraz odległość $2D$ między plamkami odwzorowanymi na czoło światłowodu, dla których przekrycia z kolejnymi modami światłowodu są największe. Przekrycia te, analogicznie jak w przypadku metody pobudzania modów wyższych rzędów z użyciem SLM, wyznaczono z równania (3.4), przy czym oznaczenie $\eta_{pq/lm}$ zmieniono na η_{WP} . Wyznaczone optymalne wartości parametrów NA i $2D$ wraz z odpowiadającymi im współczynnikami przekrycia zamieszczono w tabeli 3.5. Ponieważ wyznaczone parametry zmieniają się w zależności od wybranego modu przestrzennego, znaleziono pośrednie wartości parametrów NA i $2D$, dla których przekrycia wszystkich modów są sobie najbliższe. Dla tych parametrów ($NA = 0.12$ oraz $2D = 6.0 \mu\text{m}$), współczynniki przekrycia η_{WP} podane w ostatnim wierszu tabeli 3.5 zawierają się między 0.68 a 0.74.

Tabela 3.6. Wszystkie kombinacje modów możliwe do pobudzenia przy użyciu opracowanej metody wraz z wymaganymi azymutami elementów polaryzacyjnych oraz przykładowymi rozkładami pola na czole włókna.

	α_{E0}	α_{WP}	$\delta\phi$	α_{HWP}	α_P	rozkład pola dla parametrów oznaczonych pogrubieniem	
						E^{ix}	E^{iy}
(a) jeden mod polaryzacyjny							
LP_{01}^x LP_{11}^{xe} LP_{11}^{xo} LP_{01}^y LP_{11}^{yo} LP_{11}^{ye}	45°	0° 90°	0	22.5° -22.5°	90° 0°		
(b) dwa mody przestrzenne o tej samej polaryzacji							
$LP_{01}^x + LP_{11}^{xe}$ $LP_{01}^x + LP_{11}^{xo}$ $LP_{01}^y + LP_{11}^{yo}$ $LP_{01}^y + LP_{11}^{ye}$	45°	0° 90°	$\pi/2$	22.5°	0° 90°		
(c) dwa mody LP₁₁ z różnych grup przestrzennych o tej samej polaryzacji							
$LP_{11}^{yo} + LP_{11}^{ye}$ $LP_{11}^{xe} + LP_{11}^{xo}$	0°	45°	0	0° 45°	90° 0°		
(d) dwa mody przestrzenne o ortogonalnych polaryzacjach							
$LP_{01}^x + LP_{11}^{ye}$ $LP_{01}^x + LP_{11}^{yo}$ $LP_{01}^y + LP_{11}^{xo}$ $LP_{01}^y + LP_{11}^{xe}$	45°	0° 90°	0	-22.5° 22.5°	-		
(e) jeden mod przestrzenny o ortogonalnych polaryzacjach (wymagana dodatkowa półfalówka za polaryzatorem o azymucie $\alpha_{HWP} = 22.5^\circ$)							
$LP_{01}^x + LP_{01}^y$ $LP_{11}^{xo} + LP_{11}^{ye}$ $LP_{11}^{xe} + LP_{11}^{yo}$	45°	90° 0°	0	22.5°	90° 0°		
(f) trzy mody przestrzenne o tej samej polaryzacji							
$LP_{01}^x + LP_{11}^{xo} + LP_{11}^{xe}$ $LP_{01}^y + LP_{11}^{yo} + LP_{11}^{ye}$	0	45°	$\pi/2$	45°	0° 90°		
(g) cztery mody polaryzacyjne z dwóch grup przestrzennych							
$LP_{01}^x + LP_{01}^y + LP_{11}^{xe} + LP_{11}^{yo}$ $LP_{01}^x + LP_{01}^y + LP_{11}^{xo} + LP_{11}^{ye}$	45°	0° 90°	$\pi/2$	-22.5°	-		
(h) cztery mody polaryzacyjne LP₁₁ (wymagana dodatkowa półfalówka za polaryzatorem o azymucie $\alpha_{HWP} = 22.5^\circ$)							
$LP_{11}^{xo} + LP_{11}^{ye} + LP_{11}^{xe} + LP_{11}^{yo}$	0°	45°	0	45°	0		
(i) sześć modów polaryzacyjnych							
$LP_{01}^x + LP_{11}^{xo} + LP_{11}^{ye} +$ $+ LP_{01}^y + LP_{11}^{xe} + LP_{11}^{yo}$	0°	45°	$\pi/2$	45°	-		

Tabela 3.5. Optymalna apertura numeryczna NA_{opt} i odległość między plamkami $2D_{opt}$ oraz odpowiadające im maksymalne współczynniki przekrycia η_{WPmax} wiązki skupionej na czole światłowodu i wszystkich rozpatrywanych modów polaryzacyjnych w badanym światłowodzie dla $\lambda = 1064$ nm, oraz współczynniki przekrycia η_{WP} dla stałych parametrów $NA = 0.12$ i $2D = 6.0$ μm .

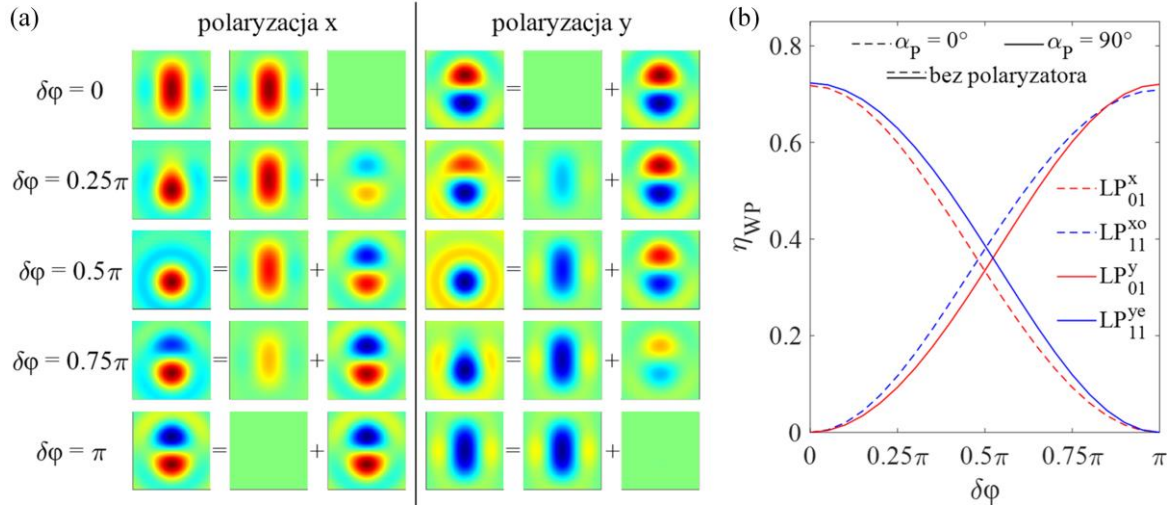
	LP_{01}^x	LP_{11}^{xe}	LP_{11}^{xo}	LP_{01}^y	LP_{11}^{yo}	LP_{11}^{ye}
NA_{opt}	0.10	0.12	0.12	0.10	0.12	0.12
$2D_{opt}$ [μm]	4.4	8.0	8.0	4.4	8.0	7.6
η_{WPmax} dla NA_{opt} i $2D_{opt}$	0.86	0.72	0.74	0.86	0.75	0.76
η_{WP} dla $NA = 0.12$ i $2D = 6.0$ μm	0.72	0.71	0.68	0.72	0.72	0.74

Współczynniki przekrycia nie są równe współczynnikom sprzężenia. Moc źródła światła dzielona jest pomiędzy różne mody w zależności od liczby pobudzanych modów. Dodatkowo, do pobudzenia niektórych kombinacji modów wymagany jest w układzie polaryzator wycinający połowę natężenia światła. W związku z tym, wyniki pokazane w tabeli 3.5 należy interpretować w następujący sposób:

- około 35% natężenia światła padającego na pryzmat Wollastona może zostać wprowadzone selektywnie do jednego z wybranych modów polaryzacyjnych (tabela 3.4, rząd (a));
- około 35% natężenia światła (po 17.5% w każdym z dwóch modów) może zostać wprowadzone do pary modów z różnych grup przestrzennych o tej samej polaryzacji lub jednego modu przestrzennego o dwóch polaryzacjach (tabela 3.4, rzędy (b) i (e));
- około 70% natężenia światła (po 35% w każdym z dwóch modów) może zostać wprowadzone do pary modów z różnych grup przestrzennych o ortogonalnych polaryzacjach (tabela 3.4, rząd (d));
- oraz około 70% natężenia światła (po 17.5% w każdym z czterech modów) może zostać wprowadzone do czterech modów polaryzacyjnych z dwóch grup przestrzennych w układzie bez polaryzatora (tabela 3.4, rząd (g)).

Obliczone zostały również współczynniki przekrycia pola modów z wiązką oświetlającą, której kierunek podziału ustawiony był pod kątem 45° względem osi włókna. W takiej sytuacji współczynniki η_{WP} wynosiły między 0.35 a 0.36, co oznacza, że para modów LP_{11}^{xe} i LP_{11}^{xo} lub LP_{11}^{yo} i LP_{11}^{ye} w układzie z polaryzatorem może zostać pobudzona z wydajnością ok. 35% (po 17.5% natężenia światła w każdym z dwóch modów, tabela 3.4, rząd (c)), a bez polaryzatora wszystkie cztery mody LP_{11} mogą zostać pobudzone z podobną intensywnością transmitując sumarycznie ok. 70% natężenia światła padającego na włókno (również po ok. 17.5% w każdym z modów, tabela 3.4, rząd (h)). Potwierdzone zostało również, że składowa antysymetryczna względem osi x i osi y wiązki padającej wynosi 0, co oznacza, że w zakresie spektralnym, w którym włókno może transmitować mody z grupy przestrzennej LP_{21} , żaden z nich nie zostanie pasywnie pobudzony.

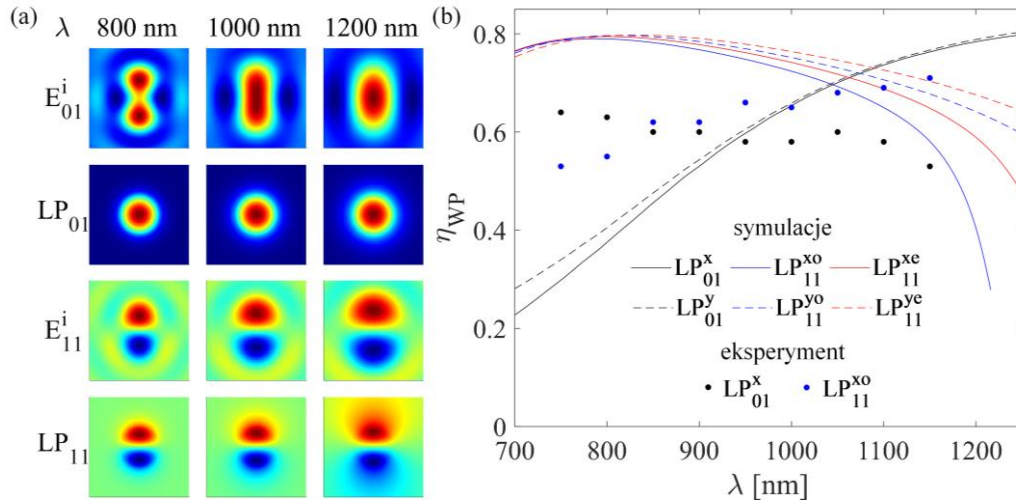
Następnie obliczono proporcje podziału natężenia między mody LP_{11} i LP_{01} w funkcji różnicy faz pomiędzy wiązkami rozdzielonymi przez pryzmat Wollastona zmienianej w zakresie od $\delta\varphi = 0$ do $\delta\varphi = \pi$. Obliczenia przeprowadzono dla $\alpha_{WP} = 90^\circ$, co odpowiada kierunkowi podziału modu umożliwiającemu pobudzenie kombinacji modów LP_{11}^{xo} , LP_{11}^{ye} oraz modów podstawowych. Wyniki pokazano na rys. 3.11 wraz z przykładowymi rozkładami pól wiązek pobudzających dla wybranych wartości $\delta\varphi$.



Rys. 3.11. Wypadkowe rozkłady pola wiązki oświetlającej dla $\lambda = 1064$ nm oraz $\alpha_{WP} = 90^\circ$ dla kilku różnych wartości $\delta\varphi$ oraz ich składowe symetryczne i antysymetryczne powodujące pobudzenie odpowiednio modów $LP_{01}^{x/y}$ i $LP_{11}^{x0/ye}$ (a). Współczynniki η_{WP} przekrycia wiązki oświetlającej z modami światłowodu w funkcji różnicy faz $\delta\varphi$ zmienianej przesuwem poprzecznym pryzmatu Wollastona (b).

Ze względu na dyspersyjność współczynnika załamania kryształu, z którego zbudowany jest pryzmat Wollastona, kąt podziału wiązek, i w związku z tym również odległość plamek po ich skupieniu na czole włókna, są zależne od długości fali. To powoduje, że przekrycie wiązki pobudzającej i modu światłowodowego zmienia się w funkcji długości fali. Selektyność pobudzenia w funkcji długości fali jest najlepsza dla $\Delta t_{WP} = 0$, gdyż wtedy mimo zmiany rozmiaru plamek i odległości między nimi, różnica faz nie zależy od długości fali i wynosi $\delta\varphi = 0$.

Wyznaczona optymalna apertura numeryczna $NA = 0.12$ odpowiada obiektywowi o powiększeniu $5\times$, dla którego ogniskowa wynosi $f = 33$ mm. Zgodnie z równaniem (3.7), gdy wiązka padająca na pryzmat Wollastona jest równoległa, dla takiego obiektywu odległość między plamkami na czole światłowodu $2D = 6 \mu\text{m}$ odpowiada $2\theta_{WP} = 0.0105^\circ$. Dla takich parametrów ($NA = 0.12, f = 33$ mm oraz $2\theta_{WP} = 0.0105^\circ$ dla długości fali $\lambda = 1064$ nm) wyznaczono kąt łamiący klina γ_{WP} z równania (3.6) i na jego podstawie wyznaczono kąty $2\theta_{WP}$ z równania (3.6) oraz odległości $2D$ z równania (3.7) w funkcji długości fali zakładając, że obiektyw nie ma aberracji chromatycznej, a pryzmat Wollastona zbudowany jest z kryształu kwarcu. Następnie wyznaczono rozkład pola wiązki oświetlającej w funkcji długości fali dla $\delta\varphi = 0$ i obliczono współczynniki przekrycia η_{WP} tych wiązek z rozkładami pól modów. Przykładowe rozkłady pola skupionego na czole światłowodu dla trzech długości fali pokazane są na rys. 3.12(a), a wyznaczone przebiegi spektralne η_{WP} na rys. 3.12(b). Obliczenia przeprowadzone zostały w zakresie od 700 do 1250 nm, w którym analizowane włókno jest praktycznie dwumodowe (obliczona długość fali odcięcia modu LP_{21} wynosi około 750 nm). Uzyskane wyniki sugerują, że selektywne pobudzenie modów polaryzacyjnych LP_{11} jest możliwe z wydajnością powyżej 30% (połowa mocy tracona na polaryzatorze) w całym rozpatrywanym zakresie spektralnym i zmniejsza się dopiero w pobliżu długości fali odcięcia modów. Ze względu na to, że odległość między plamkami zwiększa się dla krótszych fal, przekrycie z modem podstawowym znacznie spada w tej części zakresu spektralnego. Przy pobudzaniu pary modów z grup przestrzennych LP_{01} i LP_{11} o ortogonalnych polaryzacjach można wyrównać stosunek mocy pomiędzy obydwooma modami sterując rozbieżnością wiązki padającej na pryzmat Wollastona i pozycją pryzmatu.



Rys. 3.12. Rozkłady pola wiązki oświetlającej oraz modu światłowodu dla różnych długości fal (a). Przebiegi współczynnika przekrycia η_{WP} wiązek pobudzających z modami światłowodu w funkcji długości fali dla parametrów zoptymalizowanych dla długości fali $\lambda = 1064$ nm (b).

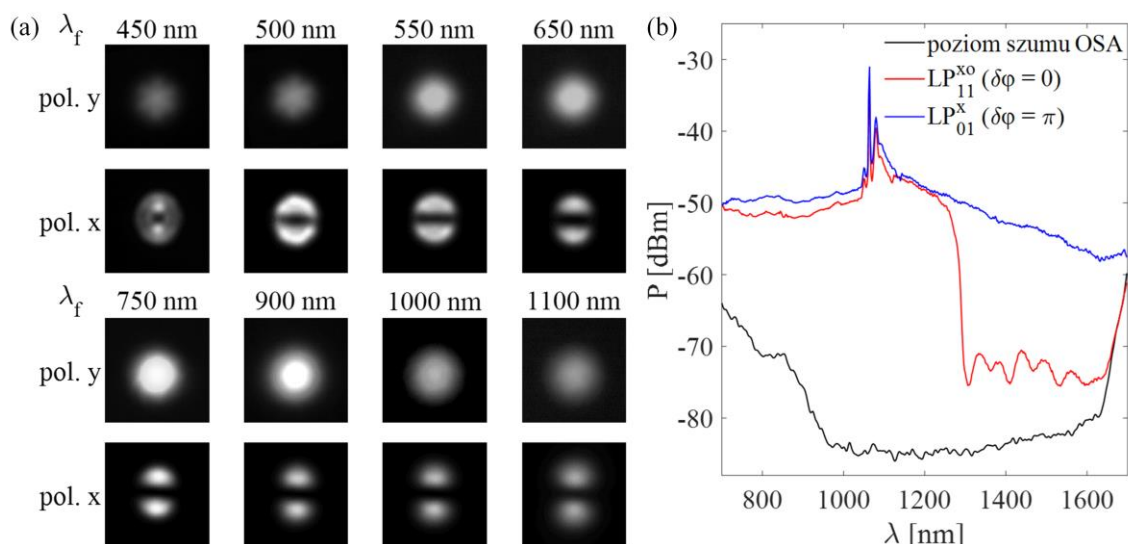
Podobnie jak dla metody pobudzania modów wyższych rzędów z użyciem SLM, również w tym przypadku efektywność oraz czystość pobudzenia modów zależy od błędów justerskich takich jak pochylenie frontu falowego oraz przesunięcie środka wiązki oświetlającej względem środka rdzenia. Spodziewać się można, że analogicznie do wyników pokazanych w podrozdziale 3.1 dla modów LP_{01} i LP_{11} , błąd przesunięcia rzędu $\Delta r = 0.5 \mu\text{m}$ nie będzie wpływał zauważalnie na pobudzenie, a pochylenie frontu falowego o kąt $\alpha = 1^\circ$ może powodować sprzężanie kilku do kilkunastu procent światła do modów innych niż zamierzone w zakresie, w którym włókno jest kilkumodowe. W tym przypadku jednak, taki błąd może zostać skorygowany poprzecznym przesunięciem pryzmatu Wollastona.

Skuteczność metody została potwierdzona eksperymentalnie przez selektywne pobudzenie jednego z modów lub par modów wiązką superkontinuum NKT Photonics SuperK Compact w szerokim zakresie spektralnym we włóknie PM1550B-XP firmy Nufern, którego parametry są zbliżone do parametrów przyjętych dla modelu włókna w symulacjach numerycznych (szczegółowa charakterystyka włókna pokazana jest w rozdziale 5). Posłużono się pryzmatem Wollastona złożonym z dwóch klinów kwarcowych o podobnych grubościach, oraz kącie podziału wiązki wynoszącym w przybliżeniu $2\theta_{WP} = 0.04^\circ$. W związku z tym, że kąt dostępnego pryzmatu Wollastona był inny niż optymalny kąt wyznaczony w symulacjach, za źródłem światła dodano układ dwóch obiektywów o powiększeniach $5\times$ oraz $10\times$, które umożliwiły kontrolowanie punktu zogniskowania wiązki superkontinuum. Odległość między tymi obiektywami oraz odległości kolejnych elementów układu zostały dobrane tak, aby obiektyw o powiększeniu $5\times$ i $NA = 0.12$ dawał największe sprzężenie do modu LP_{11}^{x0} na długości fali 1064 nm. Czystość pobudzenia była oceniana z użyciem kamery oraz OSA wstawianych na wyjściu z włókna. Na rys. 3.13(a) pokazano przykładowe zarejestrowane zdjęcia z kamery, przed którą umieszczane były kolejne filtry interferencyjne ($FWHM = 10$ nm) o maksimach transmisji na długościach fal λ_f dla polaryzatora o azymucie ustawionym wzdłuż osi x lub y włókna, gdy $\delta\varphi = 0$ (pobudzany był selektywnie mod LP_{01}^y lub LP_{11}^{x0}). Uzyskany wynik potwierdza możliwość jednoczesnego pobudzenia modów z dwóch grup przestrzennych o ortogonalnych polaryzacjach w szerokim zakresie spektralnym (od 550 do 1100 nm). Ze względu na rosnące niedopasowanie

odległości między plamkami na czole włókna dla coraz krótszych długości fal, poniżej długości fali 550 nm widać pasożytniczo pobudzone mody wyższych rzędów.

Na rys. 3.13(b) pokazano widmo transmisji światłowodu dla polaryzatora o azymucie wzdłuż osi x włókna dla różnicy faz $\delta\varphi = 0$ oraz $\delta\varphi = \pi$ zmienianej poprzecznym przesunięciem pryzmatu Wollastona, co odpowiada selektywnemu pobudzeniu kolejno modu LP_{11}^{x0} lub LP_{01}^x . Obserwowany spadek intensywności poniżej długości fali $\lambda = 1300$ nm związany jest z odcięciem modu LP_{11}^{x0} . Różnica 20 dB w poziomach sygnału w dalszej części widma świadczy o dużej czystości pobudzenia modów. Wynik ten potwierdza możliwość przestrajania przesuwem poprzecznym pryzmatu Wollastona różnych modów przestrzennych o tej samej polaryzacji.

Dodatkowo dla pary modów LP_{11}^{x0} i LP_{01}^y wyznaczono eksperymentalnie współczynniki sprzężenia poprzez porównanie mocy na wejściu (za obiektywem MO1) i wyjściu z włókna (przed obiektywem MO2) w funkcji długości fali korzystając z filtrów interferencyjnych. Współczynniki te, pokazane jako punkty na rys. 3.12(b), są nieco mniejsze niż uzyskane w symulacjach dla modu LP_{11}^{x0} i nieco większe w zakresie fal krótszych dla modu LP_{01}^y , co może wynikać z nieoptymalnego kąta podziału wiązki przez pryzmat Wollastona. Niemniej jednak, uzyskane wyniki eksperymentalne potwierdzają, że opisana metoda pozwala na pobudzenie wybranej kombinacji modów w bardzo szerokim zakresie spektralnym.



Rys. 3.13. Zdjęcia z kamery umieszczonej na wyjściu włókna wykonywane przez kolejne filtry interferencyjne o maksimum transmisji na długości fali λ_f dla polaryzatora przepuszczającego wzdłuż osi x oraz y włókna (a). Widmo sygnału na wyjściu włókna dla polaryzatora przepuszczającego polaryzację wzdłuż osi x włókna dla różnicy faz $\delta\varphi = 0$ oraz $\delta\varphi = \pi$ przestrojonej przesuwem poprzecznym pryzmatu Wollastona (b).

Dzięki temu, że wszystkie elementy układu odporne są na wysokie moce światła, zaproponowany sposób pobudzania może zostać wykorzystany w pomiarach nieliniowych. Możliwość przestrajania modów oraz pobudzania ich różnych kombinacji z zachowaniem dużej selektywności jest również potwierdzona w rozdziale 5, w którym zawarto eksperymentalne wyniki generacji różnych międzymodowych efektów nieliniowych z udziałem modów polaryzacyjnych z grup LP_{01} i LP_{11} we włóknach typu Panda. Obie metody opisane w tym rozdziale mogą posłużyć również do selektywnego pobudzania modów LP_{11} , a następnie ich konwersji do modów wirowych w gradientowo skręconym światłowodzie, co jest opisane w podrozdziale 5.3.

Przedstawiona w tym podrozdziale metoda selektywnego pobudzenia modów z użyciem pryzmatu Wollastona jest oryginalnym wynikiem autorki rozprawy i została częściowo opublikowana w [77]. Mimo swojej prostoty, zaproponowana metoda ma dużo zalet, z których najważniejsze to wysoka czystość pobudzenia, praca w szerokim zakresie spektralnym, możliwość pracy ze źródłami światła o dużych mocach oraz przestrajalność modów z możliwością pobudzenia modów z różnych grup przestrzennych o ortogonalnych polaryzacjach. Zaproponowana metoda może znaleźć wiele praktycznych zastosowań, np. w optyce nieliniowej do generacji efektów międzymodowych oraz międzypolaryzacyjnych, w pomiarach dyspersji chromatycznej oraz współczynników załamania modów LP_{01} i LP_{11} w świetle polichromatycznym, oraz w badaniach wykorzystujących spektralną interferencję modów LP_{01} i LP_{11} . Ze względu na to, że wszystkie elementy układu wprowadzającego mogą zostać zminiaturyzowane, opracowana metoda może być wykorzystana do budowy kompaktowego, przestrajalnego konwertera modów.

Rozdział 4.

Wektorowe efekty nieliniowe we włóknach z dwójłomnością typu kołowego

W tym rozdziale wyjaśniono wpływ skrzywienia włókna dwójłomnego liniowo na generację wektorowych niestabilności modulacyjnych (ang. *vector modulation instability* – VMI). Jeżeli włókno dwójłomne liniowo zostanie skrzywione podczas wyciągania z małym okresem, jego mody własne stają się spolaryzowane eliptycznie, co opisano w podrozdziale 4.1. W kolejnym podrozdziale przeanalizowany został efekt generacji pasm VMI w funkcji dwójłomności dla różnych typów dwójłomności (liniowej, eliptycznej i kołowej). Przedstawiona analiza została wsparta obliczeniami pokazującymi, że efekt VMI we włóknach o relatywnie dużej dwójłomności kołowej cechuje się takimi samymi właściwościami, jak VMI obserwowane we włóknach izotropowych. W podrozdziale 4.3 pokazane zostały wyniki eksperymentalne generacji VMI we włóknie dwójłomnym typu Side-Hole skrzywionym z różnymi okresami, potwierdzające analizy przedstawione w podrozdziale 4.2. Najważniejsze wyniki zawarte w tym rozdziale zostały opublikowane w [78].

4.1. Światłowody z dwójłomnością liniową, eliptyczną oraz kołową

Liniową dwójłomność fazową definiuje się jako różnicę fazowych efektywnych współczynników załamania n_x oraz n_y spolaryzowanych liniowo i ortogonalnie modów własnych światłowodu. Eksperymentalnie można ją wyznaczyć poprzez pomiar liniowej drogi zdudnień. Taki pomiar polega na pobudzeniu jednego modu polaryzacyjnego światłem polichromatycznym i naciskaniu włókna w różnych jego punktach, w wyniku czego część światła sprzęga się do niepobudzonego modu spolaryzowanego ortogonalnie i na wyjściu włókna obserwowane są spektralne prążki interferencyjne, których okres zależy od różnicy grupowych współczynników załamania modów światłowodu, a faza początkowa – od różnicy faz modów na wyjściu światłowodu. Zmieniając miejsce nacisku można wyznaczyć taką długość włókna, wzdłuż której faza prążków zmieni się dla danej długości fali o 2π [73, 79]. Długość ta jest nazywana liniową drogą zdudnień L_l i związana jest z dwójłomnością liniową Δn_l w następujący sposób:

$$\Delta n_l(\lambda) = n_x(\lambda) - n_y(\lambda) = \frac{\lambda}{L_l(\lambda)}. \quad (4.1)$$

Analogicznie, grupową dwójłomność definiuje się jako różnicę grupowych współczynników załamania N_x i N_y ortogonalnie spolaryzowanych modów własnych. Korzystając z zależności (2.5)

wiążącej fazowy i grupowy współczynnik załamania światła, grupową dwójłomność liniową ΔN_l można wyznaczyć z następującego wzoru:

$$\Delta N_l(\lambda) = N_x(\lambda) - N_y(\lambda) = \Delta n_l(\lambda) - \lambda \frac{d\Delta n_l(\lambda)}{d\lambda}. \quad (4.2)$$

W światłowodzie dwójłomnym liniowo skręconym wokół osi symetrii (np. poprzez obrót preformy w trakcie procesu wyciągania) osie polaryzacyjne światłowodu obracają się wzdłuż jego długości, w związku z czym, również związane z nimi polaryzacje modów własnych ulegają rotacji i indukowana jest w ten sposób dwójłomność kołowa Δn_c . Ponieważ jeden okres skręcenia odpowiada obrotowi stanu polaryzacji o 2π , dwójłomność kołową można wyznaczyć znając okres skręcenia Λ :

$$\Delta n_c(\lambda) = \frac{2\lambda}{\Lambda}, \quad (4.3)$$

przy czym mnożnik 2 w powyższym wzorze wynika z faktu, że kąt skręcenia płaszczyzny polaryzacji w ośrodku dwójłomnym kołowo jest równy połowie różnicy faz między kołowo spolaryzowanymi modami własnymi. Złożenie dwójłomności liniowej i kołowej powoduje, że mod podstawowy spolaryzowany liniowo w światłowodzie nieskręconym staje się spolaryzowany eliptycznie w światłowodzie skręconym, przy czym jego kąt eliptyczności θ można wyznaczyć ze wzoru [73]:

$$\theta = 0.5 \arctan\left(\frac{\Delta n_c}{\Delta n_l}\right) = 0.5 \arctan\left(\frac{2\lambda}{\Delta n_l \Lambda}\right). \quad (4.4)$$

Wypadkową dwójłomność eliptyczną Δn_e można wyznaczyć znając dwójłomność liniową oraz kołową na podstawie ze wzoru [73]:

$$\Delta n_e(\lambda) = \sqrt{\Delta n_l^2(\lambda) + \Delta n_c^2(\lambda)} - \Delta n_c(\lambda). \quad (4.5)$$

Analogicznie, eliptyczną dwójłomność grupową można wyznaczyć łącząc równania (4.2) oraz (4.5):

$$\Delta N_e(\lambda) = \Delta n_e(\lambda) - \lambda \frac{d\Delta n_e(\lambda)}{d\lambda} = \frac{\Delta n_l(\lambda)}{\sqrt{\Delta n_l^2(\lambda) + \Delta n_c^2(\lambda)}} \Delta N_l(\lambda). \quad (4.6)$$

Wypadkowa dwójłomność jest wynikiem strukturyzacji włókna, zarówno w jego przekroju jak i wzdłuż długości. Projektując włókna o różnych geometriach przekroju można uzyskać różne przebiegi spektralne fazowej i grupowej dwójłomności liniowej, a w szczególności zerową dwójłomność grupową praktycznie dla dowolnej długości fali. Zwłaszcza w światłowodach mikrostrukturalnych przebiegi te mogą być bardziej dyspersyjne, co odgrywa ważną rolę w optyce nieliniowej.

W wyniku skręcania włókna dwójłomność zmienia się zgodnie ze wzorami (4.5) i (4.6), natomiast długość fali, dla której dwójłomność grupowa zmienia znak zostaje taka sama, co wynika z wzoru (4.6). Skręcanie włókien jest stosowane podczas wytwarzania światłowodów nominalnie izotropowych, gdyż resztkowa dwójłomność liniowa indukowana przez nieidealnie cylindryczny rdzeń, zgodnie ze wzorem (4.5) może zostać zredukowana poprzez wprowadzenie dwójłomności kołowej poprzez skręcenie włókna z małym okresem.

4.2. Wektorowe niestabilności modulacyjne w światłowodach o różnych typach dwójłomności

Niestabilności modulacyjne (ang. *modulation instability* – MI) to szczególny przypadek nieliniowego oddziaływania czterofalowego (ang. *four-wave mixing* – FWM), w którym dwa fotony pompy o częstości ω_0 generują dwa fotony o częstościach $\omega_0 + \Omega$ oraz $\omega_0 - \Omega$, w wyniku niewielkich fluktuacji parametrów pompy. Pozycje spektralne powstałych w ten sposób pasm bocznych, ich wzmocnienie oraz polaryzacja zależą od mocy pompy i warunków pobudzenia (polaryzacji, liczby pobudzonych modów oraz ich wzajemnych intensywności), a także od parametrów włókna, takich jak dwójłomność, dyspersja chromatyczna, długość oraz nieliniowość. Efekt ten może zachodzić skalarnie (w obrębie jednej polaryzacji) [30, 80–82] lub wektorowo (między polaryzacjami) [30, 80, 83–87]. Skalarny efekt MI obserwowany jest głównie w reżimie dyspersji anomalnej [30, 80], jednak jak pokazali autorzy [81, 82] w światłowodach fotonicznych dopasowanie fazowe może zostać spełnione również w warunkach dyspersji normalnej. Wektorowe MI są obserwowane zarówno w zakresie dyspersji anomalnej [80, 84], jak i normalnej [80, 83–86], a polaryzacja pasm bocznych zależna jest od polaryzacji pompy oraz dwójłomności i eliptyczności modów własnych włókna.

Oddziaływania czterofalowe w światłowodach nieliniowych opisuje się za pomocą sprzężonych nieliniowych równań Schrödingera [80], które w ogólnym przypadku przyjmują postać:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_p}{\partial z} + \beta_{1p} \frac{\partial A_p}{\partial t} + \frac{i\beta_{2p}}{2} \frac{\partial^2 A_p}{\partial t^2} + \frac{\alpha_t}{2} A_p = \\ = i\gamma' \left(|A_p|^2 + B |A_q|^2 \right) A_p + i\gamma' C A_p^* A_q^2 e^{-2i\Delta\beta z} + i\gamma' D \left[A_q^* A_p^2 e^{i\Delta\beta z} + \left(|A_q|^2 + 2|A_p|^2 \right) A_q e^{-i\Delta\beta z} \right], \end{aligned} \quad (4.7a)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_q}{\partial z} + \beta_{1q} \frac{\partial A_q}{\partial t} + \frac{i\beta_{2q}}{2} \frac{\partial^2 A_q}{\partial t^2} + \frac{\alpha_t}{2} A_q = \\ = i\gamma' \left(|A_q|^2 + B |A_p|^2 \right) A_q + i\gamma' C A_q^* A_p^2 e^{2i\Delta\beta z} + i\gamma' D \left[A_p^* A_q^2 e^{-i\Delta\beta z} + \left(|A_p|^2 + 2|A_q|^2 \right) A_p e^{i\Delta\beta z} \right], \end{aligned} \quad (4.7b)$$

gdzie A to wolnozmiennie obwiednie amplitud szybkozmiennych pól elektrycznych E modów p i q opisywanych wzorem:

$$E_{p/q}(\mathbf{r}, t) = E_{p/q}^f(x, y) A_{p/q}(z, t) \exp(i\beta_{0p/q} z), \quad (4.8)$$

E^f to rozkłady pól modów p i q w światłowodzie, t oraz z to kolejno współrzędna czasowa i przestrzenna (liczona jako odległość od początku włókna), $\Delta\beta$ to różnica stałych propagacji β_0 tych modów proporcjonalna do dwójłomności fazowej (liniowej lub eliptycznej w zależności od eliptyczności modów własnych światłowodu):

$$\Delta\beta = \beta_{0p} - \beta_{0q} = \frac{2\pi\Delta n}{\lambda}. \quad (4.9)$$

Parametry β_1 oraz β_2 oznaczają kolejne pochodne po częstości stałej propagacji β_0 i są proporcjonalne odpowiednio do grupowego współczynnika załamania modu ΔN i dyspersji chromatycznej D , α_t to współczynnik tłumienności włókna, a współczynniki γ' , B , C i D są zależne od kąta eliptyczności θ modów światłowodu zgodnie ze wzorami [80]:

$$B = \frac{2 + 2\sin^2 2\theta}{2 + \cos^2 2\theta}, \quad C = \frac{\cos^2 2\theta}{2 + \cos^2 2\theta}, \quad D = \frac{\sin 2\theta \cos 2\theta}{2 + \cos^2 2\theta}, \quad \gamma' = \gamma \frac{2 + \cos^2 2\theta}{3}, \quad (4.10)$$

gdzie współczynnik nieliniowości jest określony wzorem $\gamma = \omega_0 n_2 / (c A_{eff})$, ω_0 to częstość kołowa pompy, A_{eff} to efektywne pole modu światłowodu, n_2 to nieliniowy współczynnik załamania szkła rdzenia, a c to prędkość światła w próżni. Zgodnie ze wzorem (4.4), w przyjętej konwencji kąt eliptyczności modów θ przyjmuje wartość 0° dla modów spolaryzowanych liniowo oraz 45° dla spolaryzowanych kołowo.

Po prawej stronie nieliniowych równań Schrödingera wyraz niezależny od współczynników B , C oraz D opisuje nieliniowy efekt samomodulacji fazy (ang. *self-phase modulation* – SPM), czyli efekt wynikający z narastania i opadania intensywności światła na początku i końcu trwania impulsu. Ponieważ współczynnik załamania ośrodka zmienia się w funkcji intensywności światła, prowadzi to do zjawiska, w którym różne fragmenty impulsu doznają różnej zmiany fazy w trakcie propagacji przez ośrodek i impuls ulega poszerzeniu spektralnemu. Efekt ten może doprowadzić do rozpadu impulsu na ciąg impulsów (ang. *pulse train*).

Wyraz w równaniach (4.7) zawierający współczynnik B opisuje niekoherentne oddziaływania nieliniowe zwane skrośną modulacją fazy (ang. *cross-phase modulation* – XPM). Jest to efekt analogiczny do SPM, który zachodzi w światłowodach dwójłomnych lub wielomodowych w przypadku pobudzenia dwóch różnych modów. Wyraz zawierający współczynnik C opisuje koherentne oddziaływania międzypolaryzacyjne w przypadku pobudzenia dwóch ortogonalnie spolaryzowanych modów (zarówno modów spolaryzowanych liniowo o ortogonalnych kierunkach, jak i eliptycznie lub kołowo o przeciwnych skrętnościach), a wyraz zależny od współczynnika D – pozostałe oddziaływania czterofalowe. Zatem efekt VMI jest skutkiem jednocześnie zachodzących różnych zjawisk nieliniowych, a to które z nich dominuje jest zależne od warunków pobudzenia i parametrów ośrodka, w szczególności od eliptyczności modów własnych włókna, a także dwójłomności fazowej oraz grupowej włókna.

W światłowodach dwójłomnych liniowo współczynniki B , C , D oraz γ' przyjmują odpowiednio wartości $B = 2/3$, $C = 1/3$, $D = 0$ oraz $\gamma' = \gamma$. W związku z tym przebieg generacji VMI jest zależny od fazowej dwójłomności liniowej Δn_l , która w równaniach (4.7) zawarta jest w wyrazie zależnym od współczynnika C . W zależności od wartości Δn_l proces VMI przebiega w następujący sposób:

- a) w światłowodach o dużej dwójłomności liniowej ($\Delta n_l > 10^{-5}$) efekt VMI obserwowany jest tylko wtedy, gdy pompa spolaryzowana jest liniowo pod kątem 45° do osi polaryzacyjnych włókna. Wygenerowane pasma są spolaryzowane ortogonalnie względem siebie i pod kątem 45° względem pompy – ten efekt jest skutkiem niestabilności modulacyjnych pochodzących od skrośnej modulacji fazy (ang. *cross-phase MI* – XPMI) [82–84];
- b) w światłowodach o małej dwójłomności liniowej ($\Delta n_l < 10^{-5}$) efekt obserwowany jest przy pobudzaniu pompą spolaryzowaną wzdłuż jednej z osi polaryzacyjnych włókna. Oba pasma boczne generowane są w polaryzacji ortogonalnej do pompy, a wzmocnienie pasm jest największe, gdy pompa spolaryzowana jest wzdłuż osi wolnej włókna – ten efekt jest skutkiem polaryzacyjnych niestabilności modulacyjnych (ang. *polarization MI* – PMI) [86];
- c) w światłowodach bliskich izotropowym ($\Delta n_l < 10^{-8}$) wyraz zależny od współczynnika C w równaniach (4.7) jest pomijalnie mały ponieważ $\Delta\beta \approx 0$. Takie światłowody nie mają wyróżnionych osi polaryzacyjnych, a w związku z tym generacja pasm nie jest zależna od azymutu liniowej polaryzacji pompy. Podobnie jak w przypadku słabo dwójłomnych włókien oba pasma generowane są w jednej polaryzacji, ortogonalnej do pompy – ten efekt w literaturze określany jest jako izotropowe PMI [87].

W przypadku włókien skręconych, w których propagują się mody spolaryzowane eliptycznie, współczynniki B , C , D oraz γ' przyjmują wartości zależne od eliptyczności modów własnych, a więc właściwości generowanych pasm bocznych zmieniają się w zależności od okresu skręcenia włókna. W szczególnym przypadku, gdy światłowód prowadzi mody spolaryzowane kołowo, współczynniki te przyjmują wartości $B = 2$, $C = 0$, $D = 0$ oraz $\gamma' = 2/3\gamma$. Podobnie jak w przypadku światłowodów izotropowych, wyrazy koherentne zależne od współczynników C i D w równaniach (4.7) zerują się i obserwowany efekt jest niezależny od dwójłomności fazowej włókna, bez względu na jej wielkość. Zatem, efekt VMI obserwowany w silnie dwójłomnych włóknach skręconych z małym okresem jest bardzo podobny do PMI obserwowanego we włóknach izotropowych mimo, że przyczyny tego podobieństwa są różne: w światłowodach izotropowych wyrazy koherentne są pomijalnie małe ze względu na zerową dwójłomność fazową, natomiast w światłowodach silnie skręconych – ze względu na dużą eliptyczność modów własnych. Co ciekawe, w światłowodach o dużej dwójłomności liniowej, wyrazy te również mogą zostać zaniedbane ze względu na to, że w trakcie propagacji wzdłuż długości włókna ich wartości oscylują często zmieniając znak i wynikowo uśredniają się do 0. Dzięki temu możliwe jest opisywanie efektu VMI we wszystkich trzech typach światłowodów tylko na podstawie współczynników B i γ' , co umożliwia przeanalizowanie efektu w funkcji eliptyczności modów i dwójłomności włókna.

W referencjach [83, 84] pokazane zostało, że przy zaniedbaniu tłumienności światłowodu ($\alpha_t = 0$), w światłowodach, w których wyrazy koherentne są pomijalnie małe ($C = 0$ i $D = 0$), liczba falowa k oraz odstrojenie generowanych pasm bocznych wyrażone przez częstość kołową Ω spełniają następującą zależność, zwaną równaniem dyspersji:

$$\left[(k-b)^2 - H_p \right] \left[(k+b)^2 - H_q \right] = G^2, \quad (4.11)$$

gdzie

$$H_{p/q} = \frac{\beta_{2p/q} \Omega^2}{2} \left(\frac{\beta_{2p/q} \Omega^2}{2} + 2\gamma' P_{p/q} \right), \quad (4.12)$$

$$G = B\Omega^2 \gamma' \sqrt{\beta_{2p} \beta_{2q} P_p P_q}, \quad (4.13)$$

$$b = \frac{\Omega \Delta \beta_1}{2} = \frac{\Omega \Delta N}{2c}, \quad (4.14)$$

$P_{p/q}$ to moc wprowadzona odpowiednio do modów p i q , a różnica $\Delta \beta_1 = \beta_{1p} - \beta_{1q}$ jest proporcjonalna do grupowej dwójłomności ΔN . Pasma boczne VMI generowane są tylko, gdy k przyjmuje wartości urojone, a spektralny przebieg wzmocnienia g tych pasm wyznaczyć można ze wzoru [83]:

$$g(\Omega) = 2\text{Im}(k). \quad (4.15)$$

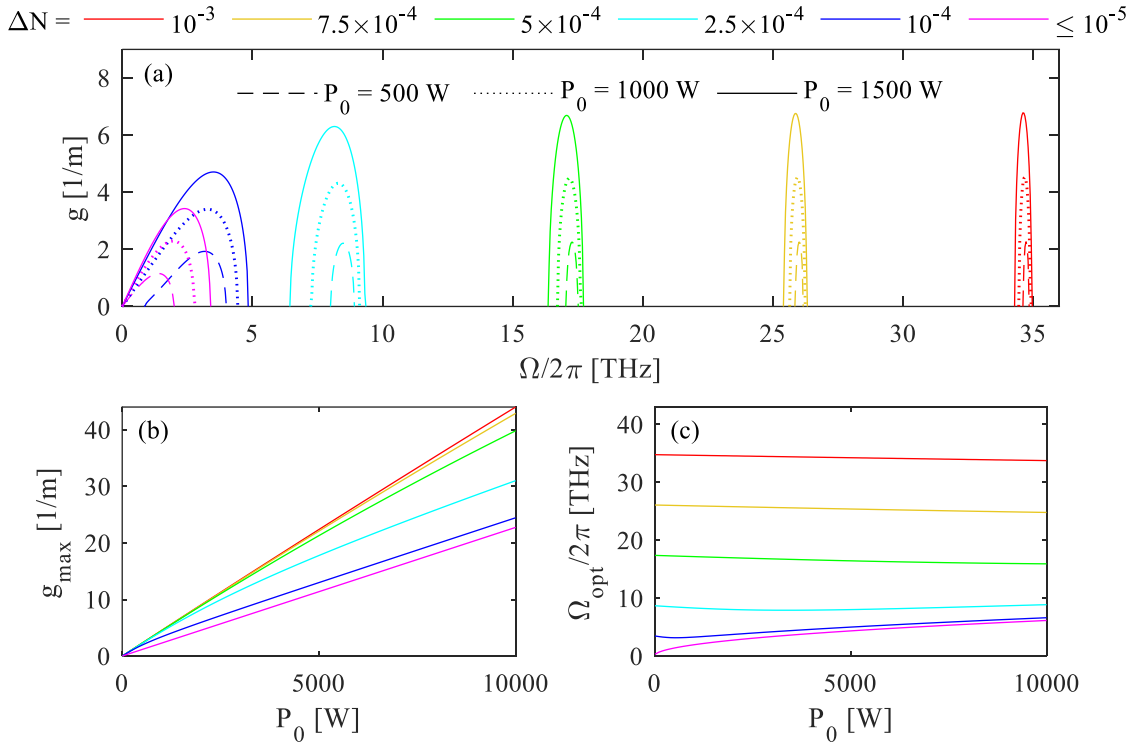
Ponieważ założenie, że wyrazy koherentne są pomijalnie małe jest spełnione również w światłowodach o kołowo spolaryzowanych modach własnych ($C = 0$ i $D = 0$ dla $\theta = 45^\circ$), równania (4.11)–(4.15) są w takim przypadku identyczne niezależnie od wartości fazowej dwójłomności kołowej. Wtedy ΔN pojawiające się we wzorze (4.14) jest wyznaczone ze wzoru (4.6).

Jeżeli oba tryby spolaryzowane ortogonalnie (liniowo lub kołowo o przeciwnych skrętnościach) są pobudzone z taką samą mocą $P_q = P_p = P_0/2$, a dyspersje obu trybów różnią się nieznacznie $\beta_{2p} = \beta_{2q} = \beta_2$, to równanie (4.11) upraszcza się do następującej postaci:

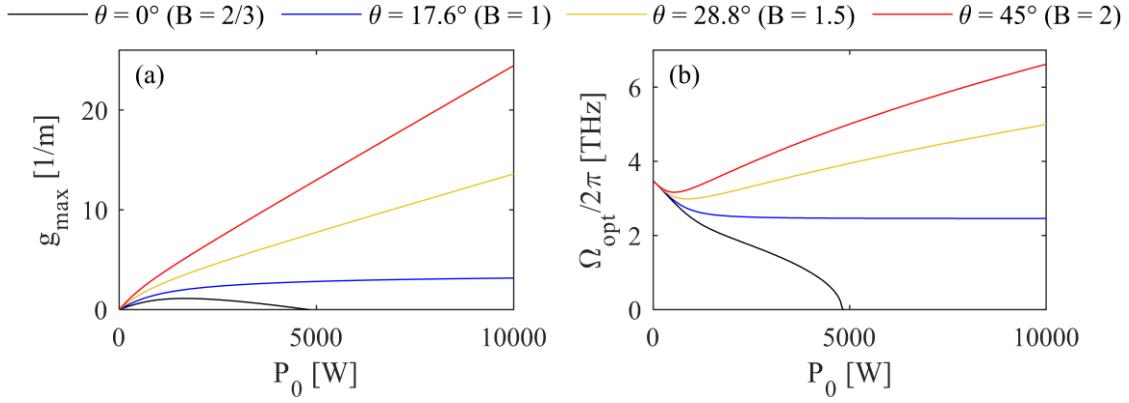
$$k = \sqrt{H + b^2 \pm \sqrt{4Hb^2 + G^2}}. \quad (4.16)$$

Ta postać równania posłużyła do przeanalizowania efektu VMI w funkcji mocy pompy P_0 w światłowodach o różnych dwójłomnościach grupowych ΔN oraz o różnym kącie eliptyczności trybów własnych θ , od którego zależą współczynniki B i γ' . Obliczone wartości wektora falowego k podstawiano do wzoru (4.15) w celu wyznaczenia spektralnego przebiegu pasm bocznych i na tej podstawie określono maksymalne wzmocnienie g_{max} oraz odpowiadającą mu częstotliwość odstrojenia pasm bocznych Ω_{opt} . Parametry światłowodu przyjęte w obliczeniach były następujące: $\beta_2 = 0.0153 \text{ ps}^2/\text{m}$, $A_{eff} = 45 \text{ } \mu\text{m}^2$, $n_2 = 2.6 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$, $\lambda_0 = 1064.3 \text{ nm}$, dla których $\gamma = 0.00341 \text{ W}^{-1}/\text{m}$. Odpowiadają one parametrom włókna użytego w eksperymencie opisanym w podrozdziale 4.3.

W pierwszej kolejności wyznaczono zależność wzmocnienia pasm bocznych od częstotliwości fali we włóknach o kołowo spolaryzowanych trybów własnych ($\theta = 45^\circ$, $B = 2$, $\gamma' = 2/3\gamma$) dla różnych wartości dwójłomności grupowej ΔN i mocy pompy P_0 . Wszystkie wyniki dla $\Delta N < 10^{-5}$ są zbliżone do wyników dla $\Delta N = 10^{-5}$, w związku z czym zostały narysowane na wykresach jedną linią oznaczoną jako $\Delta N \leq 10^{-5}$. Na rys. 4.1 pokazane zostały spektralne przebiegi wzmocnienia pasm bocznych, maksymalne wzmocnienia g_{max} oraz optymalne odstrojenia Ω_{opt} w funkcji mocy pompy. Następnie, dla stałej dwójłomności grupowej $\Delta N = 10^{-4}$ wyznaczono zależność tych samych parametrów od kąta eliptyczności trybów własnych. Wyniki tych obliczeń pokazane są na rys. 4.2.



Rys. 4.1. Widma jednego z pasm bocznych wygenerowanych w wyniku efektu VMI dla trzech mocy pompy $P_0 = 500, 1000$ i 1500 W (a), maksymalne wzmocnienie g_{max} (b) oraz odpowiadające mu odstrojenie pasm Ω_{opt} (c) w funkcji mocy pompy we włóknach prowadzących kołowo spolaryzowane tryby własne ($\theta = 45^\circ$, $B = 2$, $\gamma' = 2/3\gamma$) o różnych dwójłomnościach grupowych ΔN .



Rys. 4.2. Maksymalne wzmocnienie g_{max} (a) oraz odpowiadające mu odstrojenie Ω_{opt} (b) pasm bocznych generowanych w wyniku efektu VMI w funkcji mocy pompy we włóknach o różnych kątach eliptyczności θ modów własnych i stałej dwójłomności grupowej $\Delta N = 10^{-4}$.

Wyniki symulacji pokazują istotne różnice efektu VMI w światłowodach o eliptycznie i liniowo spolaryzowanych modach własnych. Po pierwsze, maksymalne wzmocnienie pasm bocznych w światłowodach o kącie eliptyczności modów własnych $\theta > 17.6^\circ$ stale rośnie w funkcji mocy pompy i, w przeciwieństwie do światłowodów dwójłomnych liniowo, nie ma mocy krytycznej, powyżej której efekt ten zanika. W literaturze znany jest wzór opisujący moc krytyczną w przypadku światłowodów dwójłomnych liniowo [80]:

$$P_c = \frac{3\Delta\beta_1^2}{4\beta_2\gamma}. \quad (4.17)$$

Z warunku na istnienie urojonego rozwiązania równania (4.16), można wyprowadzić bardziej ogólną zależność mocy krytycznej dla światłowodów o różnym kącie eliptyczności modów własnych:

$$P_c = \frac{\Delta\beta_1^2}{4\beta_2\gamma(1-B)}, \quad (4.18)$$

która potwierdza, że dla $B = 1$ (czyli dla $\theta = 17.6^\circ$) moc krytyczna przyjmuje wartości nieskończone i dla większych kątów eliptyczności wzmocnienie pasm bocznych rośnie monotonicznie w funkcji mocy pompy. To oznacza, że w światłowodach skręconych generacja pasm VMI jest znacznie bardziej efektywna niż w światłowodach dwójłomnych liniowo.

Drugim ciekawym wnioskiem płynącym z przeprowadzonych symulacji jest zależność optymalnego odstrojenia pasm w funkcji mocy pompy. Dla małych mocy pompy optymalne odstrojenie jest proporcjonalne do ilorazu dwójłomności grupowej i dyspersji:

$$\Omega_{opt} = \frac{\Delta\beta_1}{\beta_2} = \frac{\Delta N}{c\beta_2} \quad (4.19)$$

niezależnie od eliptyczności modów własnych. Dodatkowo, w literaturze znana jest następująca zależność odstrojenia Ω_{opt} od mocy pompy dla światłowodów izotropowych [87]:

$$\Omega_{opt} = \sqrt{\frac{2\gamma}{3\beta_2}} \sqrt{P_0} \quad (4.20)$$

Wyznaczone w symulacjach przebiegi Ω_{opt} w funkcji mocy P_0 dla światłowodów o kołowo spolaryzowanych modach własnych również spełniają tę zależność nawet dla relatywnie dużej dwójłomności grupowej rzędu $\Delta N = 10^{-5}$. To oznacza, że na podstawie obserwacji narastania i położenia pasm VMI w funkcji mocy pompy nie można określić, czy włókno jest izotropowe, czy dwójłomne o kołowo spolaryzowanych modach własnych.

W celu wyznaczenia stanu polaryzacji generowanych pasm bocznych w funkcji dwójłomności grupowej i fazowej w światłowodach dwójłomnych kołowo, przeprowadzone zostały symulacje numeryczne na podstawie sprzężonych nieliniowych równań Schroedingera (4.7). Przyjęte zostały następujące parametry: $\alpha_t = 0$, współczynniki $B = 2$, $C = 0$, $D = 0$ i $\gamma' = 2/3\gamma$ ze względu na dwójłomność kołową, $\Delta\beta_1 = \beta_{1p} - \beta_{1q}$ i lokalny układ odniesienia poruszający się wraz z impulsem z prędkością grupową v_g :

$$T = t - \frac{z}{v_g} = t - \beta_1 z, \quad (4.21)$$

gdzie $\beta_1 = (\beta_{1p} + \beta_{1q})/2$. Dodatkowo, ponieważ rozważany światłowod prowadzi mody spolaryzowane kołowo, amplitudy A_p i A_q zostały zastąpione amplitudami A_+ i A_- zapisanymi w bazie polaryzacji kołowych. Przekształcenie pomiędzy bazami opisującymi mody własne o różnej eliptyczności odbywa się na podstawie zmiany wersorów jednostkowych w tych bazach według następujących relacji:

$$\mathbf{e}_r = \frac{\hat{\mathbf{x}} + ir\hat{\mathbf{y}}}{\sqrt{1+r^2}}, \quad (4.22a)$$

$$\mathbf{e}_l = \frac{ir\hat{\mathbf{x}} + \hat{\mathbf{y}}}{\sqrt{1+r^2}}, \quad (4.22a)$$

gdzie \mathbf{e}_r i \mathbf{e}_l oznaczają wersory prawo- i lewoskrętnie eliptycznie spolaryzowanych modów własnych, $\hat{\mathbf{x}}$ i $\hat{\mathbf{y}}$ to wersory w układzie kartezjańskim, a $r = \tan(\theta)$. Przejście z bazy kołowej z powrotem do bazy liniowej może zatem zostać wykonane przez przekształcenie amplitud $A_{+/-}$ z użyciem następujących relacji:

$$A_+ = \frac{A_p + iA_q}{\sqrt{2}}, \quad (4.23a)$$

$$A_- = \frac{A_p - iA_q}{\sqrt{2}}. \quad (4.23b)$$

Zamiana ta może oczywiście odbywać się w obie strony – po przekształceniu równań (4.23) tak, aby wyrażały zależność $A_{p/q}$ od $A_{+/-}$ można równania (4.7) zapisać w bazie kołowej dla światłowodów dwójłomnych liniowo.

Dodatkowo, równania (4.7a) i (4.7b) są zapisane dla różnych czynników fazowych związanych z tym, jak faza zmienia się dla każdego z modów. W związku z tym, konieczne było uzgodnienie faz w obu równaniach Schrödingera poprzez zamianę amplitud A_+ i A_- na A'_+ i A'_- zgodnie z zależnościami:

$$A_+ = A'_+ \exp(-i\Delta\beta z / 2), \quad (4.24a)$$

$$A_- = A'_- \exp(i\Delta\beta z / 2). \quad (4.24b)$$

Po zastosowaniu powyższych podstawień oraz przekształceń, równania (4.7) zapisane w bazie kołowej (w której rozwiązanie równań jest łatwiejsze) są następujące:

$$\frac{\partial A'_+}{\partial z} - \frac{i\Delta\beta}{2} A'_+ + \frac{\Delta\beta_1}{2} \frac{\partial A'_+}{\partial T} + \frac{i\beta_{2+}}{2} \frac{\partial^2 A'_+}{\partial T^2} = \frac{2i\gamma}{3} \left(|A'_+|^2 + 2|A'_-|^2 \right) A'_+, \quad (4.25a)$$

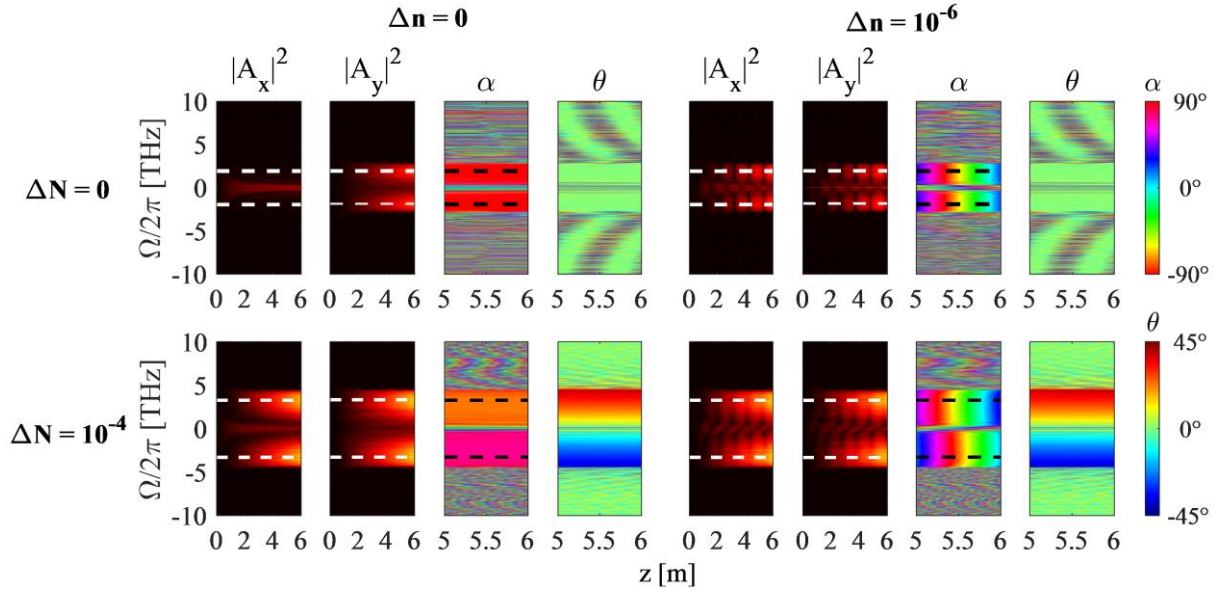
$$\frac{\partial A'_-}{\partial z} + \frac{i\Delta\beta}{2} A'_- - \frac{\Delta\beta_1}{2} \frac{\partial A'_-}{\partial T} + \frac{i\beta_{2-}}{2} \frac{\partial^2 A'_-}{\partial T^2} = \frac{2i\gamma}{3} \left(|A'_-|^2 + 2|A'_+|^2 \right) A'_-. \quad (4.25b)$$

Przyjęto, że rozwiązania powyższych równań mają postać:

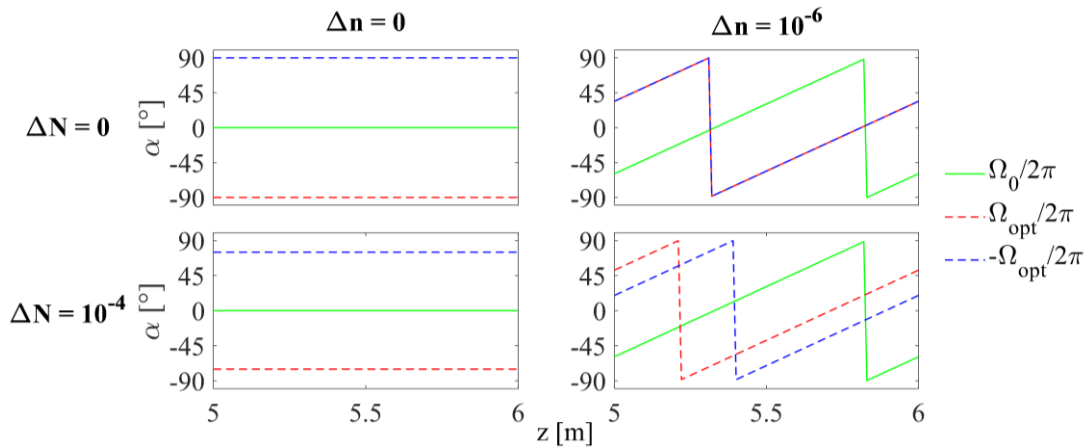
$$A'_{+/-}(z, T) = \left(\sqrt{P_{+/-}} + a_{+/-}(z, T) \right) \exp\left(\frac{2i\gamma}{3} (P_{-/+} + BP_{+/-}) z \right), \quad (4.26)$$

gdzie a_+ i a_- to zaburzenie modów spolaryzowanych kołowo prawoskrętnie i lewoskrętnie. Równania zostały rozwiązane metodą rozdzielonego kroku w dziedzinie Fouriera (ang. *split-step Fourier method*) [80], gdzie każdy pobudzony mod zaburzany był szumem pochodzącym od jednego fotonu o losowej fazie [22] (obliczenia te zostały wykonane przez dra hab. inż. Karola Tarnowskiego). Do obliczeń przyjęto stałą moc $P_+ = P_- = 500$ W ($P_0 = 1000$ W) oraz azymut liniowej polaryzacji pompy równoległy do wolnej osi włókna (osi x). Na rys. 4.3 pokazana została ewolucja pasm VMI w światłowodzie o długości 6 m o zerowej dwójłomności grupowej ($\Delta N = 0$) oraz o dużej dwójłomności grupowej ($\Delta N = 10^{-4}$), gdy ich dwójłomności fazowe wynosiły $\Delta n = 0$ lub $\Delta n = 10^{-6}$. Amplitudy A_x i A_y to składowe rozwiązań A'_+ i A'_- przekształconych do bazy liniowej na podstawie równań (4.23) i (4.24) tak, aby opisywały składowe amplitudy odpowiednio w kierunkach wolnej i szybkiej osi włókna. Z tak wyznaczonych amplitud wyznaczono kąt azymutu α oraz kąt eliptyczności θ pasm bocznych. Przebieg tych parametrów na odcinku ostatniego metra włókna, na którym efekt VMI jest już zbudowany, pokazano w kolejnych częściach rys. 4.3 oraz na rys. 4.4 dla częstości odpowiadających maksimum pasm bocznych (oznaczonych na rys. 4.3 przerywanymi liniami). Analogiczną analizę przeprowadzono dla innych wartości dwójłomności grupowej, a zależności α oraz θ od ΔN pokazane są rys. 4.5.

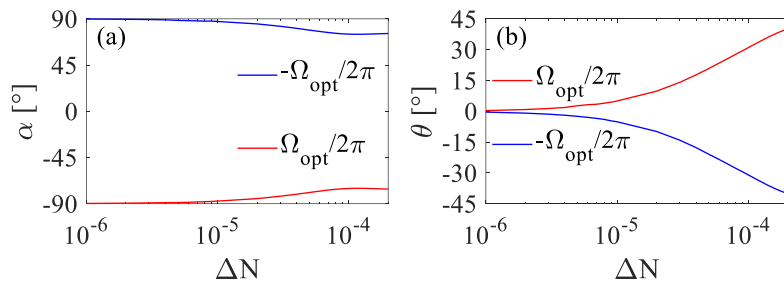
Uzyskane wyniki pokazują, że we włóknie izotropowym ($\Delta n = 0$ i $\Delta N = 0$) pasma boczne spolaryzowane są liniowo i ortogonalnie do pompy. We włóknie, którego dwójłomność fazowa jest niezerowa ($\Delta n = 10^{-6}$), a dwójłomność grupowa $\Delta N = 0$ pasma boczne są wciąż spolaryzowane liniowo i ortogonalnie do pompy, jednak ze względu na dwójłomność kołową włókna azymut polaryzacji dla wszystkich trzech częstości (pompy oraz obu pasm bocznych) obraca się wzdłuż długości włókna. Podobne właściwości są obserwowane dla efektu VMI we włóknach o dwójłomności grupowej $\Delta N < 2 \times 10^{-6}$. Dla większych dwójłomności grupowych pasma boczne stają się spolaryzowane eliptycznie o przeciwnych skrętnościach, a wraz z rosnącą dwójłomnością grupową azymut ich polaryzacji coraz bardziej odbiega od ortogonalności w stosunku do pompy.



Rys. 4.3. Narastanie pasm VMI we włóknie o długości 6 m prowadzącym kołowo spolaryzowane mody własne, kąt azymutu polaryzacji α oraz kąt eliptyczności θ pasm bocznych na ostatnim metrze włókna dla: $\Delta N = 0$ i $\Delta n = 0$, $\Delta N = 0$ i $\Delta n = 10^{-6}$, $\Delta N = 10^{-4}$ i $\Delta n = 0$, oraz $\Delta N = 10^{-4}$ i $\Delta n = 10^{-6}$.



Rys. 4.4. Kąty azymutu polaryzacji α oraz eliptyczności θ pasm bocznych na ostatnim metrze włókna o kołowo spolaryzowanych modach własnych w maksimum wzmocnienia pasm zaznaczonym na rys. 4.3 przerywanymi liniami dla: $\Delta N = 0$ i $\Delta n = 0$, $\Delta N = 0$ i $\Delta n = 10^{-6}$, $\Delta N = 10^{-4}$ i $\Delta n = 0$, oraz $\Delta N = 10^{-4}$ i $\Delta n = 10^{-6}$.

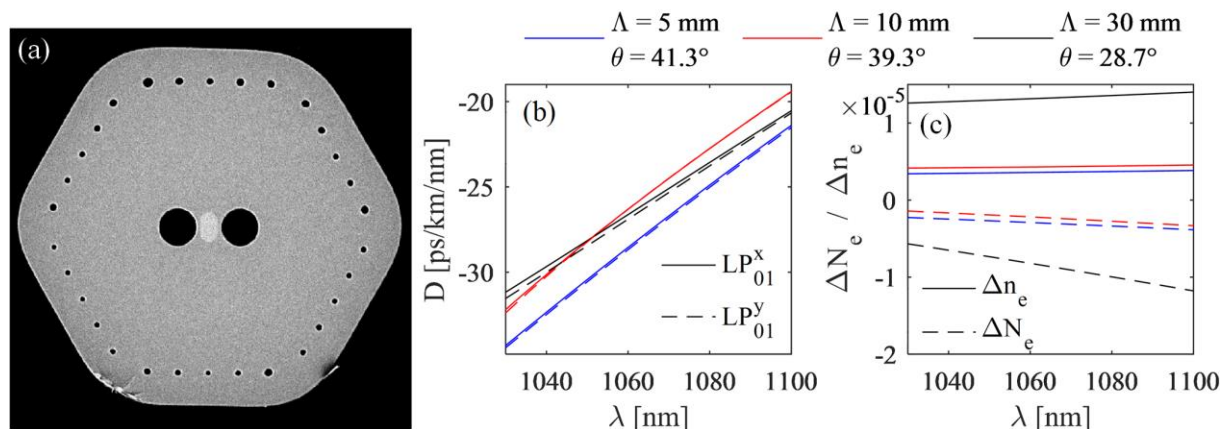


Rys. 4.5. Kąt azymutu polaryzacji α (a) oraz kąt eliptyczności θ (b) pasm bocznych w funkcji dwójłomności grupowej ΔN we włóknie o kołowo spolaryzowanych modach własnych.

4.3. Wyniki eksperymentalne

Przekrój poprzeczny włókna, którego użyto do eksperymentalnej demonstracji efektu VMI zachodzącego dla modów o dużej eliptyczności (bliskiej kołowego stanu polaryzacji) jest pokazany na rys. 4.6(a). Włókna zostały wytworzone przez Pracownię Technologii Światłowodów na Uniwersytecie Marii Curie-Skłodowskiej w Lublinie z zastosowaniem techniki wirującej preformy w trakcie procesu wyciągania. Długości światłowodów wynosiły w przybliżeniu $L_F = 6$ m, a uzyskane okresy skręcenia $\Lambda = 5, 10$ oraz 30 mm, co odpowiada kątom eliptyczności modów własnych odpowiednio $\theta = 41.3^\circ, 39.3^\circ$ oraz 28.7° dla $\lambda = 1064$ nm. Dwójłomność liniowa ($\Delta n_l = 4.5 \times 10^{-5}$ oraz $\Delta N_l = 1.7 \times 10^{-5}$ dla długości fali 1064 nm [73]) jest spowodowana w tym włóknie dużą eliptycznością rdzenia (wymiary elipsy: $10 \times 6.5 \mu\text{m}$, poziom domieszki GeO_2 w rdzeniu: 3.8 mol%) oraz dodatkowo kanałami powietrznymi umieszczonymi symetrycznie po obu stronach rdzenia (średnica kanałów: $12.3 \mu\text{m}$, odległość środka kanału od środka rdzenia: $12.3 \mu\text{m}$). Kształt płaszczca wynika z technologii wytwarzania preformy światłowodu, która jest składana ze szklanych prętów i kapilar w strukturę o symetrii heksagonalnej. Widoczny na brzegu płaszczca pierścień kanałów powietrznych jest defektem technologicznym takiej metody wytwarzania preformy, jednak ze względu na jego dużą odległość od rdzenia światłowodu nie wpływa on na charakterystyki transmisji włókien.

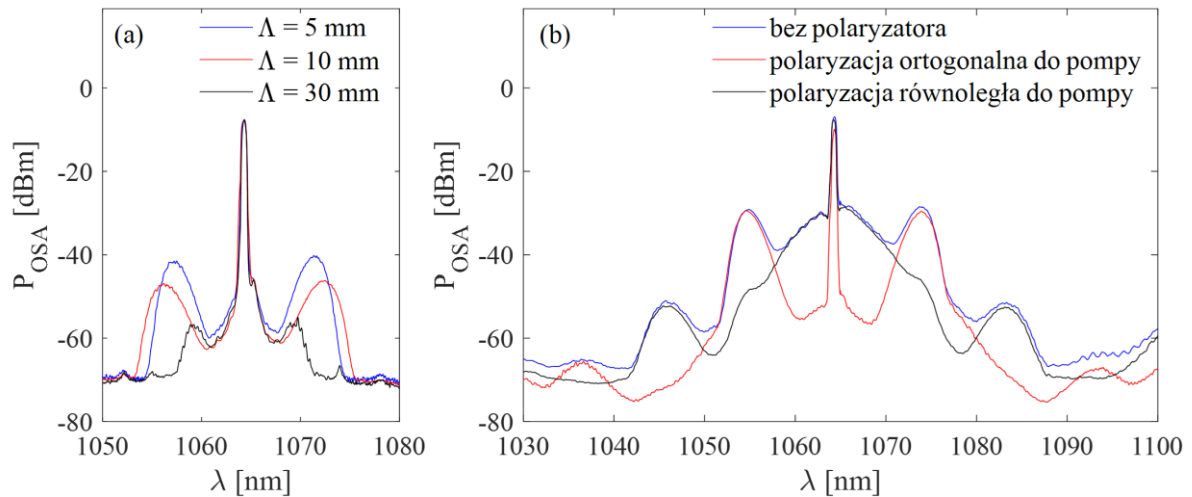
Zmierzone przebiegi dyspersji chromatycznej oraz fazowej i grupowej dwójłomności eliptycznej modów własnych są pokazane na rys. 4.6(b) i (c). Charakterystyki dyspersji chromatycznej i dwójłomności nie zmieniają się systematycznie wraz z okresem skręcenia, co świadczy o tym, że na skutek skręcania z różnym okresem zmieniają się także inne parametry włókna (średnica zewnętrzna, geometria włókna, wielkość kanałów powietrznych).



Rys. 4.6. Przekrój poprzeczny włókna o okresie skręcenia $\Lambda = 5$ mm (a). Zmierzone przebiegi dyspersji chromatycznej oraz grupowej ΔN_e i fazowej Δn_e dwójłomności eliptycznej modów własnych w światłowodach o różnych okresach skręcenia Λ i kątach eliptyczności modów własnych θ (b).

Wykorzystany w eksperymencie laser Nd:YAG o długości fali 1064.3 nm miał następujące parametry: czas trwania impulsu 1 ns, częstość repetycji 19 kHz oraz średnią moc 140 mW. Światło zostało wprowadzone do światłowodu obiektywem o powiększeniu $10\times$ i aperturze numerycznej $NA = 0.26$ ze współczynnikiem sprzężenia około 60-65%. Ze względu na charakterystykę spektralną miernika mocy, współczynnik sprzężenia był mierzony raz dla każdego z włókien dla małej mocy pompy, dla której nie generowały się żadne efekty nieliniowe, a moce podawane w tekście oraz na wykresach zostały przeskalowane według tego współczynnika dla pozostałych mocy mierzonych tylko

przed włóknem. Moce określone jako P_0 oznaczają moce szczytowe impulsów, które zostały wyznaczone na podstawie mierzonej mocy średniej P_{av} oraz parametrów lasera przy założeniu impulsu o kształcie funkcji prostokątnej. Zmierzone długości fali odcięcia modów wyższych rzędów wynoszą odpowiednio 1210 oraz 830 nm dla modów $LP_{11}^{xo/ye}$ oraz $LP_{11}^{xe/yo}$, w związku z czym dla długości fali pompy w tym włóknie mogą propagować się dwa mody przestrzenne. Jednomodowa propagacja została zapewniona przez skupienie wiązki lasera dokładnie na środku rdzenia. Polaryzacja światła była kontrolowana na wejściu i na wyjściu włókna parami ćwierćfalówek, półfalówek i polaryzatorów liniowych.



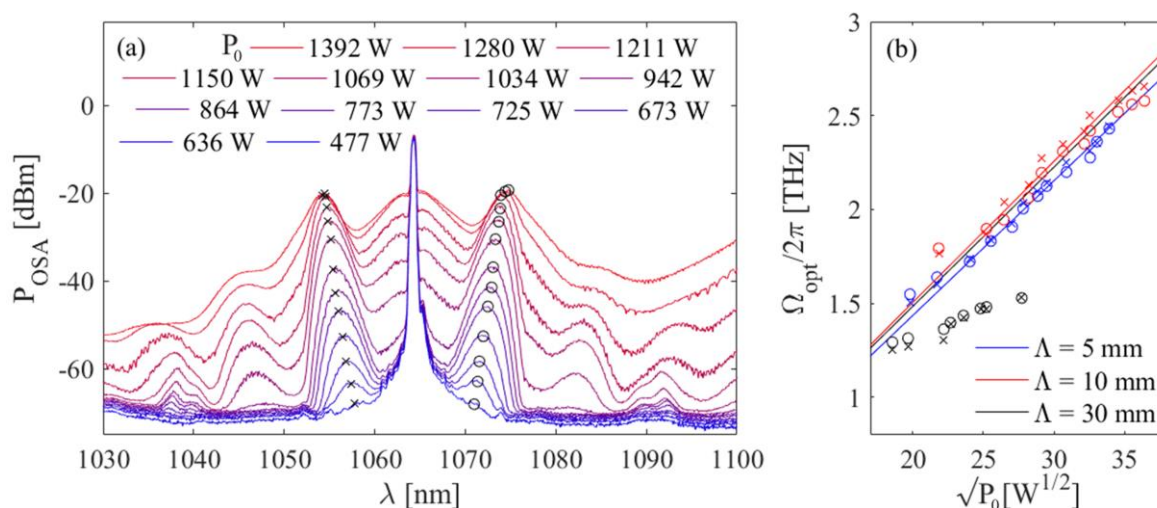
Rys. 4.7. Widma zarejestrowane dla takiej samej mocy impulsu pompy ($P_0 = 750$ W) dla włókien o różnych okresach skręcenia (a). Widma zarejestrowane dla włókna o okresie skręcenia $A = 10$ mm dla $P_0 = 1000$ W bez polaryzatora oraz z polaryzatorem wstawionym na wyjściu włókna o azymucie ustawionym równoległe oraz prostopadle do polaryzacji pompy na wyjściu włókna. (b)

Na rys. 4.7(a) pokazane są widma zarejestrowane przy pomocy analizatora widma OSA Yokogawa AQ6370B z widocznymi wygenerowanymi pasmami VMI dla takiej samej mocy pompy ($P_0 = 750$ W) wprowadzonej do wszystkich trzech światłowodów, spolaryzowanej liniowo pod kątem 45° względem osi symetrii włókna. Wykres ten pokazuje, że generacja VMI zachodzi wydajniej dla bardziej skręconych włókien. Ze względu na brak systematycznej zależności dwójłomności grupowych i dyspersji od okresu skręcenia, nie zaobserwowano systematycznej zależności Ω_{opt} od kąta eliptyczności modów własnych. Pasma VMI we włóknie pośrednim, skręconym z okresem $A = 10$ mm, generują się w największej odległości spektralnej od pompy. Dla większych mocy pompy, w wyniku wielu efektów nieliniowych zachodzących we włóknie jednocześnie (rozpraszanie Ramana, samomodulacja fazy i VMI), widmo pompy ulega poszerzeniu spektralnemu. Z tego powodu, we włóknie o okresie skręcenia $A = 30$ mm, w którym pasma VMI generują się najbliżej pompy, dla mocy większych od $P_0 = 950$ W przestają być one widoczne, co uniemożliwiło pełną charakteryzację procesu generacji VMI w tym włóknie. Dla mocy większych niż $P_0 = 850$ W, w pozostałych dwóch włóknach generują się kaskadowo wyższe rzędy pasm VMI oddalone od pompy o $2\Omega_{opt}$ i $3\Omega_{opt}$, co widoczne jest na rys. 4.7(b). Na tym rysunku pokazane są widma zarejestrowane dla włókna o okresie skręcenia $A = 10$ mm dla mocy pompy $P_0 = 1000$ W bez polaryzatora oraz z polaryzatorem liniowym ustawionym na wyjściu włókna z kierunkiem transmisji równoległym oraz prostopadłym względem kierunku polaryzacji pompy. Wykres ten pokazuje, że pasma VMI o rzędach nieparzystych generują się

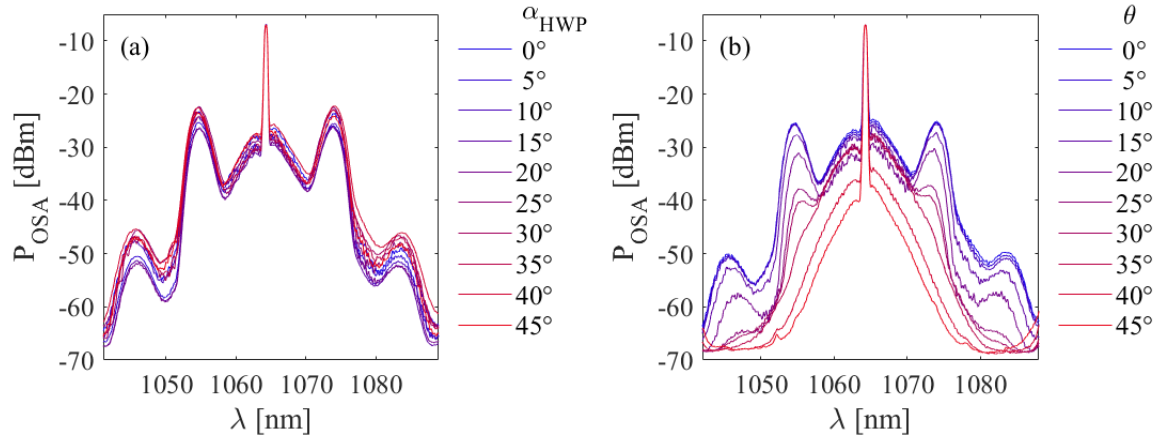
w polaryzacji ortogonalnej do pompy, a parzystych – w polaryzacji równoległej do pompy, co jest również cechą charakterystyczną procesu PMI we włóknach izotropowych [80].

Na rys. 4.8(a) pokazane zostały widma w funkcji mocy pompy kontrolowanej gradientowym filtrem szarym dla włókna o okresie skręcenia $\Lambda = 10$ mm. Na podstawie takich charakterystyk zarejestrowanych dla wszystkich trzech włókien wyznaczone zostały spektralne pozycje Ω_{opt} maksimum wygenerowanych pasm bocznych, które pokazane są w funkcji pierwiastka z mocy na rys. 4.8(b) jako punkty (krótkofalowe pasmo oznaczone jako „x”, długofalowe – „o”). Ciągłymi liniami narysowano teoretyczne przebiegi tej zależności dla każdego z włókien wyznaczone ze wzoru (4.20). Należy pamiętać jednak, że wzór poprawnie opisuje położenie pasm VMI dla włókien izotropowych oraz o kołowo spolaryzowanych modach własnych. Przebiegi zmierzone są zbliżone do teoretycznych dla dwóch bardziej skręconych włókien, dla których eliptyczność modów własnych jest bliska kołowej. Eliptyczność modów własnych we włóknie o okresie skręcenia $\Lambda = 30$ mm jest znacznie mniejsza ($\theta = 28.7^\circ$), w związku z czym wzór (4.20) w przypadku tego włókna nie jest poprawny, co tłumaczy wyraźną rozbieżność wyników eksperymentalnych i obliczonych.

Na rys. 4.9 pokazano wpływ polaryzacji pompy na proces generacji pasm VMI we włóknie o okresie skręcenia $\Lambda = 10$ mm. W pierwszym kroku zbadano zależność wydajności generacji pasm bocznych od azymutu polaryzacji liniowej pompy zmienianego obrotem półfalówki wstawionej przed włóknem, gdzie $\alpha_{HWP} = 0^\circ$ oznacza kierunek drgań pola elektrycznego równoległy do dłuższej, a $\alpha_{HWP} = 45^\circ$ – do krótszej osi rdzenia. W drugim kroku zmieniano kąt eliptyczności θ pompy poprzez obrót ćwierćfalówki wstawionej przed włóknem, gdzie $\theta = 0^\circ$ oznacza polaryzację liniową, a $\theta = 45^\circ$ – kołową prawoskrętną. Wyniki zabrane na rys. 4.9 pokazują, że wydajność procesu generacji VMI jest praktycznie niezależna od azymutu liniowej polaryzacji pompy, oraz że efekt zanika wraz ze wzrostem kąta eliptyczności wiązki pobudzającej i dla $\theta \geq 35^\circ$ pasma boczne nie są generowane. Dla eliptyczności dążącej do kołowej lewoskrętnej zaobserwowana została analogiczna zależność. Takie zachowanie pasm VMI jest obserwowane również we włóknach izotropowych [80].



Rys. 4.8. Widma zarejestrowane w funkcji mocy pompy P_0 dla włókna o okresie skręcenia $\Lambda = 10$ mm (a). Zmierzone optymalne odstrojenia Ω_{opt} pasm bocznych (krótkofalowe oznaczone „x”, długofalowe – „o”) w funkcji pierwiastka z mocy pompy (b). Ciągłymi liniami pokazano przebiegi teoretyczne.



Rys. 4.9. Widma zarejestrowane we włóknie o okresie skręcenia $\Lambda = 10$ mm dla mocy $P_0 = 1000$ W, w funkcji azymutu liniowej polaryzacji pompy, gdzie $\alpha_{HWP} = 0^\circ$ oznacza kierunek drgań pola elektrycznego równoległy do dłuższej, a $\alpha_{HWP} = 45^\circ$ – do krótszej osi rdzenia (a) oraz w funkcji kąta eliptyczności pompy gdzie $\theta = 0^\circ$ oznacza polaryzację liniową, a $\theta = 45^\circ$ – kołową prawoskrętną (b).

Generacja VMI we włóknach dwójłomnych liniowo oraz izotropowych jest szczegółowo opisana w literaturze oraz była wielokrotnie demonstrowana eksperymentalnie w różnych typach światłowodów, jednak w światłowodach z eliptycznie spolaryzowanymi modami własnymi efekt ten nie był dotychczas badany. Wyniki zawarte w tym rozdziale zostały opublikowane w [78]. Dowodzą one, zarówno na podstawie symulacji jak i eksperymentu, że pomimo znacznej dwójłomności włókna rzędu $\Delta N = 10^{-5}$ efekt VMI w światłowodach prowadzących mody o polaryzacji bliskiej kołowej ma bardzo podobne właściwości jak efekt PMI obserwowany we włóknach izotropowych. Dodatkowo, we włóknach o kącie eliptyczności $\theta > 17.6^\circ$ wzmocnienie pasm bocznych nie jest ograniczone mocą krytyczną i monotonicznie rośnie w funkcji mocy pompy. Dzięki temu, wykorzystując efekt VMI w skręconych włóknach można uzyskać znacznie bardziej wydajne źródła światła dla różnych długości fal definiowanych stosunkiem dwójłomności grupowej do dyspersji włókna, co z kolei może posłużyć do zasiewania innych efektów nieliniowych. Zbadana została także zależność polaryzacji pasm bocznych w funkcji grupowej dwójłomności kołowej, która pokazuje że dla stosunkowo niewielkiej dwójłomności ($\Delta N < 2 \times 10^{-6}$) pasma boczne są spolaryzowane liniowo ortogonalnie do pompy, a wraz z rosnącą dwójłomnością zwiększa się eliptyczność pasm bocznych.

Rozdział 5.

Międzymodowe efekty nieliniowe we włóknach dwójłomnych typu Panda

W tym rozdziale przedstawiono trzy zastosowania opracowanej metody pobudzania wybranych kombinacji modów przestrzennych z grup LP_{01} i LP_{11} z użyciem pryzmatu Wollastona (metoda opisana w podrozdziale 3.2) do uzyskania nieliniowej konwersji międzymodowej. W podrozdziale 5.1 pokazano eksperymentalnie generację efektu VMI (szczegółowy opis efektu znajduje się w podrozdziale 4.2) zachodzącą w różnych modach przestrzennych w światłowodzie firmy Nufern PM-GDF-6. W podrozdziale 5.2 z kolei pokazano eksperymentalnie oddziaływania czterofalowe (FWM) różnego typu, zachodzące między różnymi modami polaryzacyjnymi LP_{01} i LP_{11} w światłowodzie firmy Nufern PM1550B-XP, a w szczególności przy pobudzeniu dwóch modów z różnych grup przestrzennych o ortogonalnych polaryzacjach. W podrozdziale 5.3 pokazano możliwość konwersji modów polaryzacyjnych LP_{11} generowanych w procesie VMI w światłowodzie PM-GDF-6 do modów wirowych z wykorzystaniem metody gradientowego skręcenia światłowodu opisanej w pracy [48].

W tabeli 5.1 zebrano charakterystyki obu użytych światłowodów. Widoczne na zdjęciach z mikroskopu elektronowego ciemne obszary położone symetrycznie po obu stronach rdzenia to elementy naprężające domieszkowane B_2O_3 , do których nawiązuje nazwa światłowodu „Panda”. Naprężenia wymuszają dwójłomność liniową o kierunkach głównych pokrywających się z osiami symetrii elementów naprężających, oznaczonych przez x i y , odpowiednio dla polaryzacji wolnej i szybkiej. Dodatkowo, oba włókna mają nieco eliptyczne rdzenie (stosunki długości osi a/b wynoszą odpowiednio 1.03 dla włókna PM-GDF-6 oraz 1.10 dla PM1550B-XP). Osie elipsy rdzenia we włóknie PM1550B-XP z dokładnością pojedynczych stopni pokrywają się z osiami polaryzacyjnymi światłowodu. We włóknie PM-GDF-6 są one obrócone o około 26° względem osi polaryzacyjnych światłowodu wyznaczonych przez elementy naprężające. Z tego powodu, płaszczyzny symetrii rozkładu natężenia modów LP_{11} są obrócone względem kierunków polaryzacji tych modów, co pokazano w kolejnym wierszu tabeli 5.1. W dalszej części tabeli podano podstawowe parametry włókien, takie jak wymiary rdzenia, aperturę numeryczną NA , długości fali odcięcia λ_c , długości światłowodów L_F użytych w eksperymentach nieliniowych, a także zmierzone spektralne przebiegi dyspersji chromatycznej D oraz dwójłomności grupowej ΔN i fazowej Δn .

Do generacji efektów nieliniowych użyto lasera impulsowego Nd:YAG o długości fali $\lambda_0 = 1064.3$ nm (czas trwania impulsu 1 ns, częstość repetycji 19 kHz, moc średnia 140 mW).

Tabela 5.1. Porównanie zmierzonych parametrów oraz charakterystyk spektralnych włókien PM-GDF-6 i PM1550B-XP firmy Nufern.

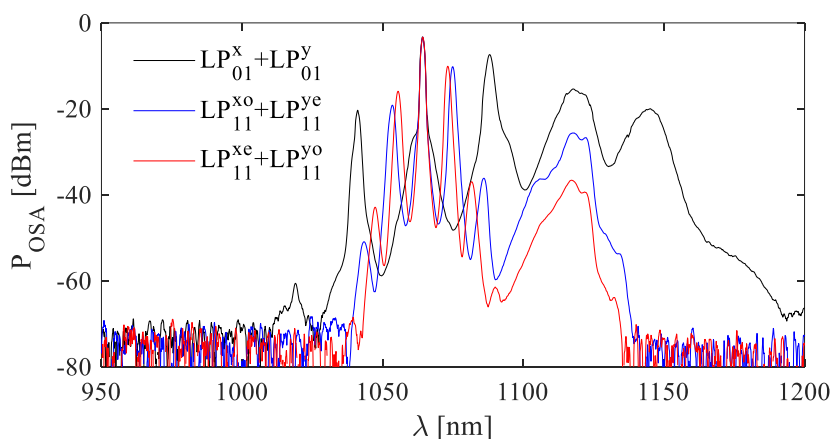
	PM-GDF-6	PM1550B-XP
zdjęcie z mikroskopu elektronowego z zaznaczonymi osiami elipsy rdzenia (a i b) oraz osiami polaryzacyjnymi (x i y)		
schematyczne rozkłady pola elektrycznego dla modów LP ₁₁	LP_{11}^{xo} LP_{11}^{xe} LP_{11}^{ye} LP_{11}^{yo}	LP_{11}^{xo} LP_{11}^{xe} LP_{11}^{ye} LP_{11}^{yo}
wymiary rdzenia	$6.5 \times 6.3 \mu\text{m}$	$8.3 \times 9.1 \mu\text{m}$
NA	0.16	0.125
λ_c	$\approx 1300 \text{ nm}$	$\approx 1300 \text{ nm}$
L_F	52 m	12 m
oznaczenia modów		
zmierzona dyspersja chromatyczna		
zmierzona dwójłomność grupowa		
zmierzona dwójłomność fazowa		

5.1. Efekt wektorowych niestabilności modulacyjnych w modach wyższego rzędu

Opisywany w rozdziale 4 efekt VMI może oczywiście zachodzić w modzie przestrzennym o dowolnym rzędzie, jeżeli jego dyspersja chromatyczna, dwójłomność i odstrojenie pasm bocznych spełniają warunek dopasowania fazowego.

Na rys. 5.1 pokazane są widma wygenerowane dzięki efektom nieliniowym przy selektywnym pobudzeniu każdego z modów przestrzennych o ortogonalnych polaryzacjach przy użyciu pryzmatu Wollastona we włóknie PM-GDF-6 (ustawienia elementów polaryzacyjnych pokazane są w tabeli 3.6, rząd (e)). Pasma położone najbliższej pompy wygenerowane zostały w wyniku efektu VMI, a pasmo w okolicy długości fali 1117 nm – w wyniku rozpraszania Ramana (dla modu podstawowego dodatkowo widać antystokesowskie pasmo rozpraszania Ramana dla długości fali 1017 nm oraz pasmo wokół długości fali 1145 nm kaskadowo wygenerowane w wyniku wzajemnego oddziaływania pompy, pasm VMI oraz rozpraszania Ramana).

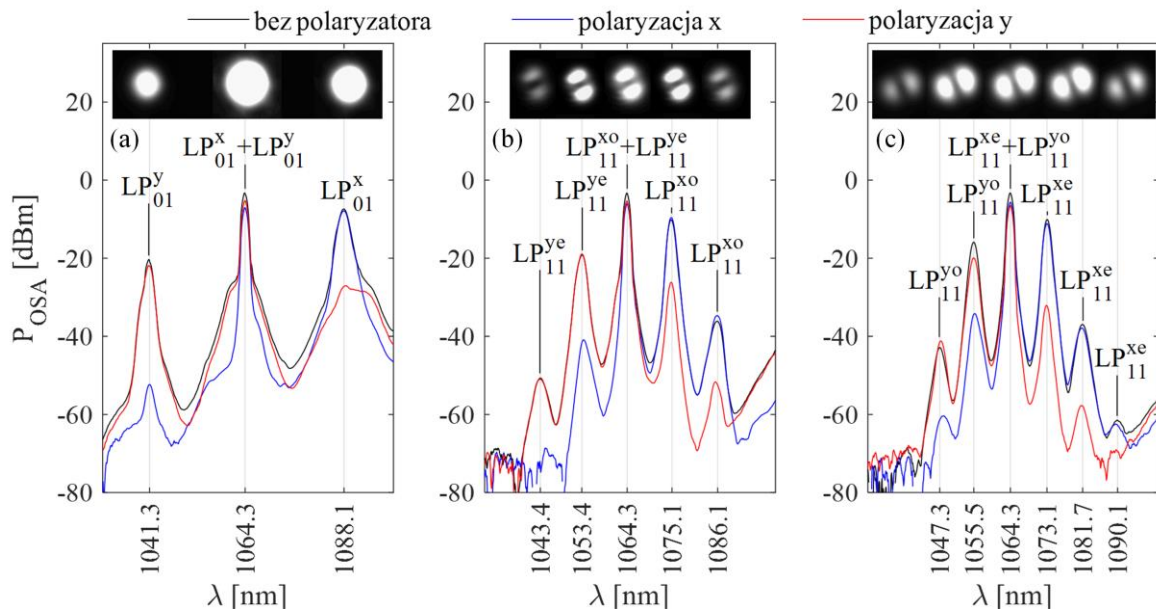
Dla modu podstawowego widoczny jest tylko pierwszorzędowy efekt VMI (dalsze rzędy pokrywają się z pasmem Ramana), dla modów $LP_{11}^{xo/ye}$ zaobserwowane zostały dwa rzędy, a dla $LP_{11}^{xe/yo}$ – trzy rzędy VMI. Dwójłomności wszystkich rozważanych modów przestrzennych są w przybliżeniu takie same i wynoszą około $\Delta n = 2.5 \times 10^{-4}$ oraz $\Delta N = 2.5 \times 10^{-4}$ dla długości fali pompy. Dyspersja chromatyczna poszczególnych modów przestrzennych jest jednak znacznie różna i zaobserwować można systematyczną zależność pomiędzy odstrojeniem pasm od pompy, a wartością dyspersji – im mniejsza co do modu dyspersja chromatyczna, tym dalej od pompy generują się pasma VMI.



Rys. 5.1. Widma VMI zarejestrowane we włóknie PM-GDF-6 o długości $L_F = 52$ m dla selektywnie pobudzonych par ortogonalnie spolaryzowanych modów polaryzacyjnych o takim samym rozkładzie przestrzennym.

Na rys. 5.2 pokazano oddzielnie widma zarejestrowane dla każdej pary modów polaryzacyjnych bez polaryzatora na wyjściu włókna oraz z polaryzatorem o azymucie transmisji wzdłuż wolnej (polaryzacja x) i szybkiej (polaryzacja y) osi włókna. Nad widmami umieszczone zostały zdjęcia modów dla poszczególnych pasm zarejestrowane przy użyciu monochromatycznej kamery wstawionej na wyjściu włókna za odbiciową siatką dyfrakcyjną (600 linii/mm). Dowodzą one, że wszystkie efekty wygenerowane zostały w obrębie tego samego modu przestrzennego (intensywności na zdjęciach nie są proporcjonalne do rzeczywistych intensywności pasm, gdyż do ich obserwacji korzystano z filtrów szarych o różnych gęstościach optycznych). Dla wszystkich trzech modów przestrzennych pasma po krótkofalowej stronie pompy generowane są w modach o polaryzacji y, a po długofalowej w polaryzacji

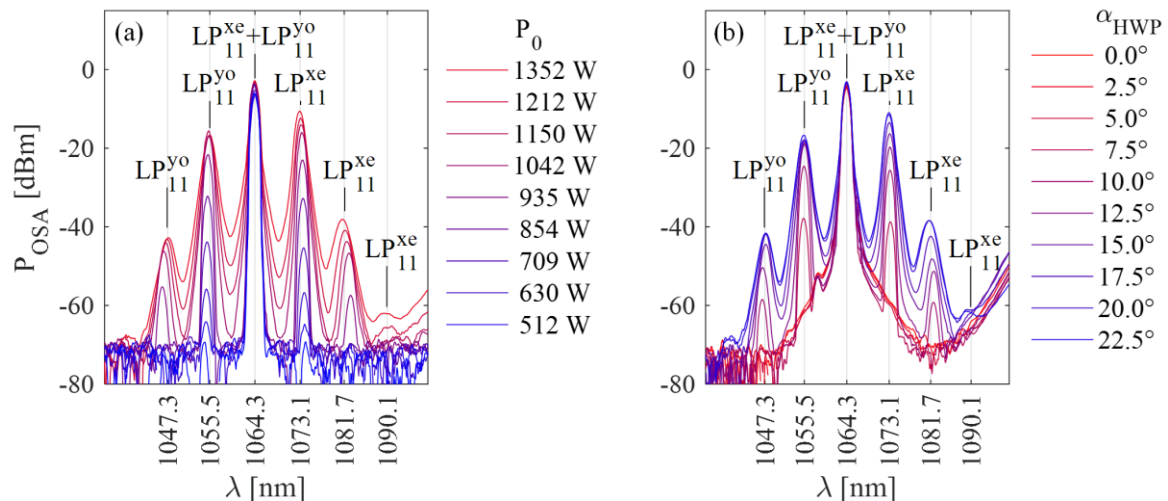
x, niezależnie od rzędu efektu VMI. To, że efekt generowany jest kaskadowo w modzie o tej samej polaryzacji po danej stronie pompy jest typowym zachowaniem efektu VMI obserwowanego w światłowodach o dużej dwójłomności liniowej [80].



Rys. 5.2. Widma zarejestrowane dla włókna PM-GDF-6 bez polaryzatora oraz z polaryzatorem wstawionym na wyjściu włókna o azymucie transmisji równoległym do wolnej (x) i szybkiej (y) osi włókna dla selektywnie pobudzonych par ortogonalnie spolaryzowanych modów z tej samej grupy przestrzennej.

Na rys. 5.3 pokazane zostały widma zarejestrowane dla pobudzonej pary modów LP_{11}^{xe} oraz LP_{11}^{yo} w funkcji mocy pompy oraz w funkcji azymutu polaryzacji liniowej (kąt azymutu polaryzacji liniowej wyznacza stosunek mocy wprowadzanej do każdego z dwóch modów: $\cos^2(2\alpha_{HWP})/\sin^2(2\alpha_{HWP})$) kontrolowanego obrotem półfalówki na wejściu, gdzie $\alpha_{HWP} = 0^\circ$ oznacza pobudzenie tylko modu LP_{11}^{xe} , a $\alpha_{HWP} = 22.5^\circ$ – obu modów z taką samą wydajnością. Przy pobudzeniu tylko jednego modu polaryzacyjnego efekt VMI nie jest obserwowany. Pasma zaczynają się budować dla $\alpha_{HWP} = 10^\circ$, co odpowiada stosunkowi mocy około 7:1 między modami LP_{11}^{xe} i LP_{11}^{yo} . Efekt zachodzi najwydajniej przy pobudzeniu obu modów z taką samą mocą. Dla obrotu półfalówki w zakresie 22.5° – 45° (równoważnego z wygaszaniem modu LP_{11}^{xe} i wzmacnianiem LP_{11}^{yo}) zaobserwowano analogiczną zależność. Na rys. 5.3(a) można zaobserwować, że wraz z rosnącą mocą pompy pasma VMI nieznacznie przybliżają się do pompy. Oba pokazane efekty są charakterystyczną cechą VMI w światłowodach o dużej dwójłomności liniowej [80].

Opisane w tym podrozdziale eksperymenty pokazują jedną z wielu możliwości nieliniowej konwersji międzymodowej, które oferuje opracowana metoda selektywnego pobudzania modów z użyciem pryzmatu Wollastona. Zgodnie z wiedzą autorki jest to pierwsza demonstracja eksperymentalna efektu VMI zachodzącego w modach LP_{11} dwójłomnego światłowodu.



Rys. 5.3. Widma zarejestrowane dla włókna PM-GDF-6 dla selektywnie pobudzonej pary modów LP_{11}^{xe} oraz LP_{11}^{yo} w funkcji mocy pompy P_0 (a) oraz w funkcji azymutu polaryzacji pompy zmienianej obrotem półfalówki, gdzie $\alpha_{HWP} = 22.5^\circ$ oznacza pobudzenie obu modów z taką samą mocą, a $\alpha_{HWP} = 0^\circ$ tylko modu LP_{11}^{xe} (b).

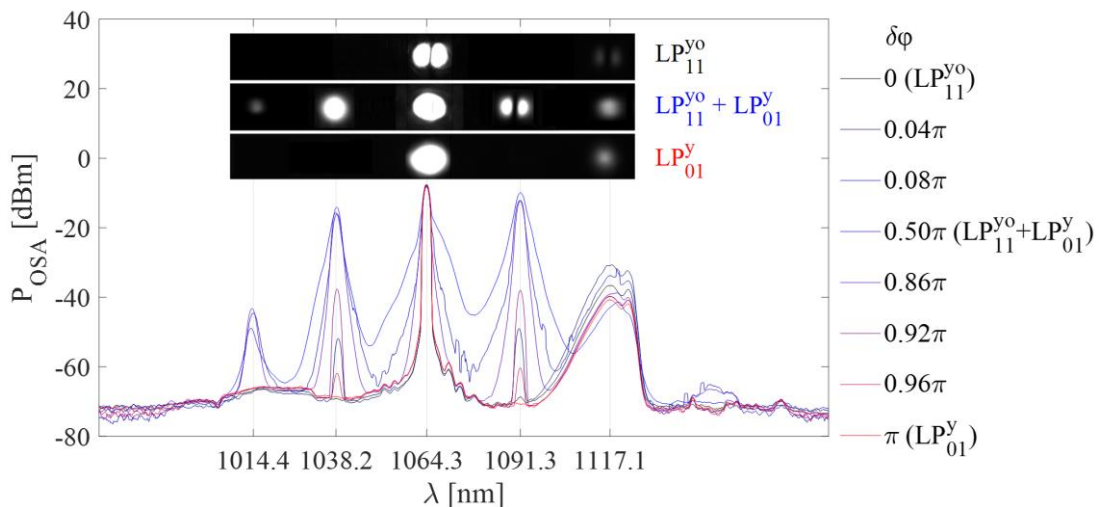
5.2. Efekt nieliniowego mieszania czterofalowego pomiędzy modami polaryzacyjnymi

Efekt nieliniowego mieszania czterofalowego (FWM) może zachodzić pomiędzy każdą parą modów polaryzacyjnych z grup przestrzennych LP_{01} i LP_{11} , jeżeli dla danych parametrów włókna spełnione jest dopasowanie fazowe. Poza dopasowaniem fazowym, drugim ograniczeniem wydajności procesów nieliniowych jest przekrycie modów z różnych grup przestrzennych. Wiele przypadków FWM zachodzących pomiędzy modami LP_{01} i LP_{11} było opisanych w literaturze [49–52], jednak dotychczas znane metody pobudzania modów nie pozwalały na selektywne pobudzanie niektórych par modów – w szczególności par modów z różnych grup przestrzennych o ortogonalnych polaryzacjach. Opracowana metoda pobudzania modów polaryzacyjnych LP_{01} i LP_{11} z użyciem pryzmatu Wollastona, opisana w podrozdziale 3.2, pozwala na selektywne pobudzenie prawie każdej kombinacji modów polaryzacyjnych, co umożliwi obserwację szerszej gamy procesów FWM. Zapewnia ona nie tylko selektywne pobudzenie modów do obserwacji procesów skalarnych (zachodzących dla tej samej polaryzacji) i wektorowych (międzypolaryzacyjnych w obrębie jednego modu przestrzennego), ale również skalarnych-międzymodowych (pomiędzy modami z różnych grup przestrzennych o tej samej polaryzacji), jak i wektorowych-międzymodowych (pomiędzy modami z różnych grup przestrzennych o ortogonalnych polaryzacjach).

Włókno PM1550B-XP ma zbliżone wartości dyspersji chromatycznych, grupowych współczynników załamania oraz dwójłomności dla wszystkich modów polaryzacyjnych wokół długości fali $\lambda = 1064.3$ nm, co sugeruje, że przy pompowaniu laserem Nd:YAG mogą w nim zostać zaobserwowane różnorodne procesy czterofalowe. W tym włóknie sprawdzono eksperymentalnie każde pobudzenie możliwe do zrealizowania przy użyciu opracowanej metody, a na rys. 5.4 oraz 5.5 pokazano przykładowe widma zarejestrowane dla różnych kombinacji pobudzonych modów.

Na rys. 5.4 pokazana została możliwość przestrajania pobudzenia pomiędzy modami LP_{01} i LP_{11} o tej samej polaryzacji realizowana przesuwem poprzecznym pryzmatu Wollastona. Dla początkowego ustawienia ($\delta\varphi = 0$) pobudzony był tylko mod LP_{11}^{yo} (pobudzenie opisane w tabeli 3.6, rząd (a))

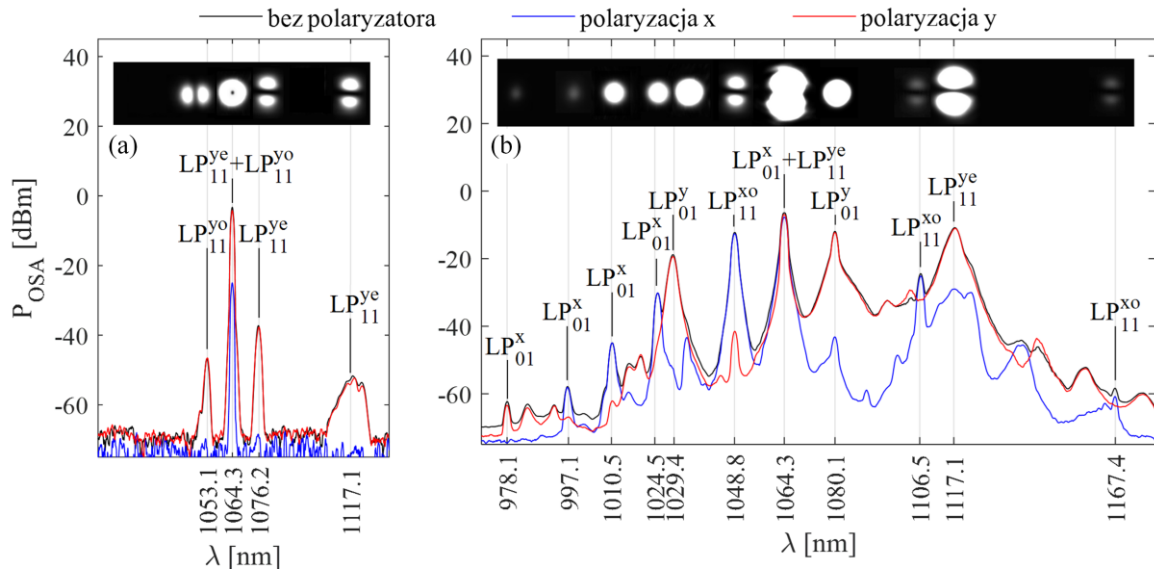
i obserwowany był tylko efekt rozpraszania Ramana (pasmo widoczne wokół długości fali 1117 nm). Stopniowe przesuwanie pryzmatu Wollastona poprzecznie do wiązki z lasera nanosekundowego powodowało zmianę różnicy faz pomiędzy wiązkami rozdzielonymi przez pryzmat Wollastona, skutkując coraz silniejszym pobudzeniem modu LP_{01}^y i osłabianiem modu $LP_{11}^{y_0}$. Na skutek pobudzenia dwóch modów pojawiły się pasma wygenerowane w wyniku międzymodowego FWM na długościach fal 1038.2 nm i 1091.3 nm, odpowiednio w modach LP_{01}^y i $LP_{11}^{y_0}$. Dla $\delta\varphi = 0.5\pi$, dla którego oba mody pobudzone były z równą mocą (tabela 3.6, rząd (b)) zaobserwowano maksymalne wzmocnienie tych pasm wraz z pasmem generowanym kaskadowo na długości fali 1014.4 nm (odpowiadające mu pasmo po długofalowej stronie pompy jest niewidoczne ze względu na przekrywanie się z pasmem Ramana). Przy dalszym przesuwaniu pryzmatu, mod $LP_{11}^{y_0}$ był wygaszany, co powodowało zanik pasm od międzymodowego efektu i ostatecznie dla $\delta\varphi = \pi$ jedynym obserwowanym efektem nieliniowym było rozpraszanie Ramana w modzie LP_{01}^y . Modowość poszczególnych pasm potwierdzono przez ich obserwację przy pomocy kamery wstawionej na wyjściu włókna za siatką dyfrakcyjną o częstotliwości 600 linii/mm. Zdjęcia dla trzech pozycji pryzmatu Wollastona ($\delta\varphi = 0, 0.5\pi$ oraz π) pokazane są nad każdym z pasm. Wygaszenie pasm od efektu międzymodowego, gdy pobudzony jest tylko jeden z modów, jest rzędu 52–60 dB, co świadczy o bardzo dobrej selektywności metody pobudzania. Oszacowano, że mody niepożądane mogą zostać pobudzone z wydajnością mniejszą od 1% względem modu pożądanego, co wynika głównie z nieoptymalnego kąta łamiącego pryzmatu Wollastona oraz braku warstw antyrefleksyjnych na jego powierzchniach.



Rys. 5.4. Widma zarejestrowane dla włókna PM1550B-XP o długości $L_F = 6$ m w funkcji przesunięcia poprzecznego pryzmatu Wollastona względem wiązki lasera pompującego, skutkującego przestrojeniem pobudzenia modów $LP_{11}^{y_0}$ oraz LP_{01}^y i wzmocnieniem efektu międzymodowego FWM lub jego całkowitym wygaszeniem przy pobudzeniu tylko jednego z modów.

Widma pokazane na rys. 5.5 przedstawiają kolejne przykłady pobudzenia par modów z użyciem opracowanej metody: pobudzenie dwóch modów LP_{11} o tej samej polaryzacji i różnym rozkładzie przestrzennym (tabela 3.6, rząd (c)) oraz po jednym z modów LP_{01} i LP_{11} o ortogonalnych polaryzacjach (tabela 3.6, rząd (d)). Nad każdym z pasm pokazane zostały zdjęcia rozkładu natężenia modu. Widma zostały zarejestrowane bez polaryzatora oraz z polaryzатorem o azymucie transmisji ustawionym równoległe do wolnej (x) i szybkiej (y) osi na wyjściu włókna, co pozwoliło na identyfikację w jakim modzie polaryzacyjnym zostało wygenerowane dane pasmo. Słaba wydajność procesu obserwowanego

na rys. 5.5(a) wynika z małej całki przekrycia obu modów. Na rys. 5.5(b) zauważyć można, że przy pobudzeniu pary modów LP_{01}^x i LP_{11}^{ye} generuje się jedna para pasm w modach, które zostały pobudzone (LP_{01}^x i LP_{11}^{ye} odpowiednio na długościach fal 1024.5 oraz 1117.1 nm) oraz dwie pary pasm w modach o ortogonalnych polaryzacjach względem pobudzonych (w modzie LP_{01}^y na długościach fali 1080.1 i 1029.4 nm oraz w modzie LP_{11}^{xo} odpowiednio na długościach fali 1048.8 i 1106.5 nm). Pozostałe pasma wygenerowane zostały w wyniku procesów zachodzących kaskadowo.



Rys. 5.5. Przykładowe widma FWM zarejestrowane dla włókna PM1550B-XP dla pobudzonych par modów LP_{11}^{ye} i LP_{11}^{yo} (a) oraz LP_{01}^x i LP_{11}^{ye} (b).

Analogiczne widma uzyskano dla wszystkich par modów możliwych do pobudzenia z użyciem opracowanej metody. Wyniki przedstawione w tym podrozdziale pokazują jedno z najważniejszych zastosowań opracowanej metody pobudzania modów polaryzacyjnych z grup LP_{01} i LP_{11} z użyciem pryzmatu Wollastona, którym jest możliwość obserwacji różnorodnych międzymodowych procesów nieliniowych. Na rys. 5.2, 5.4 oraz 5.5 pokazano przykładowe eksperymentalne demonstracje wszystkich możliwości selektywnego pobudzenia jednego z modów lub par modów opisanych w tabeli 3.6 w rzędach (a)–(e). Szczególnie istotnym wynikiem jest widmo pokazane na rys. 5.5(b) wygenerowane przez pobudzenie modów z różnych grup przestrzennych o ortogonalnych polaryzacjach, co nie było dotychczas możliwe do obserwacji innymi metodami pobudzania. Widma te są pierwszą eksperymentalną demonstracją efektu międzymodowego-międzypolaryzacyjnego FWM, którego szczegółowe wyjaśnienie przedstawiono w pracy [88]. Wkład autorki rozprawy do tej pracy polegał na przeprowadzeniu wszystkich opisanych tam eksperymentów. Różnorodność modowa i spektralna, kontrolowana przez selektywne pobudzanie odpowiednich par modów polaryzacyjnych i przestrzennych, umożliwia wykorzystanie nieliniowych efektów międzymodowych do konwersji częstotliwości i generacji wiązek o różnych długościach fali, a także do generacji splątanych fotonów [89] lub nieliniowej konwersji międzymodowej. Ponadto, pasma wygenerowane w wyniku efektów nieliniowych w modach LP_{11} mogą zostać przetransformowane do wiązek wirowych, co pokazano w następnym podrozdziale.

5.3. Konwersja modu LP₁₁ do modu wirowego wywołana gradientowym skręceniem

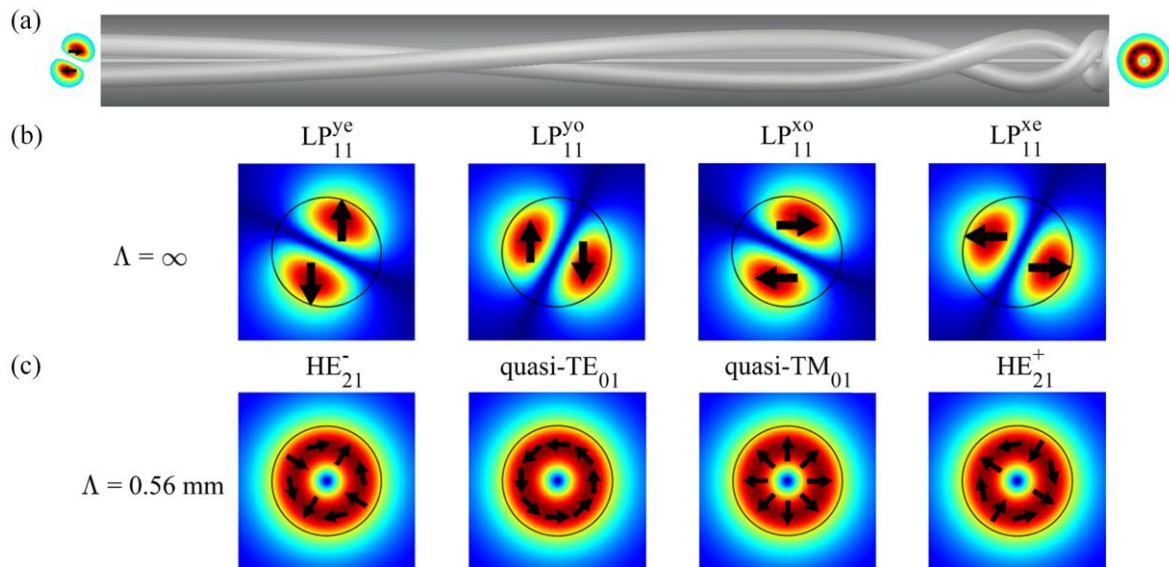
W niniejszym podrozdziale pokazano, że mody polaryzacyjne LP₁₁ wygenerowane w procesie nieliniowym w światłowodzie dwójłomnym można przekonwertować do modów wirowych stosując metodę gradientowego skręcania światłowodu opisaną w [48]. Wiązki wirowe są szczególnie ważne w optyce ze względu na ich właściwości pułapkujące [90], a także na zastosowania w mikroskopii [91], telekomunikacji światłowodowej [92] i kwantowej [93] oraz w laserach [94].

Skręcenie włókna o dużej dwójłomności liniowej wywołuje w nim dwójłomność kołową związaną z obracaniem się osi polaryzacyjnych wzdłuż długości włókna, co wyjaśnione zostało w podrozdziale 4.1. Mod podstawowy spolaryzowany liniowo, ze względu na swoją symetrię obrotową, ulega w ten sposób konwersji do modu spolaryzowanego eliptycznie lub kołowo w zależności od okresu skręcenia włókna. Dla modów LP₁₁ konwersja w wyniku skręcenia przebiega w bardziej złożony sposób i prowadzi do powstania modów wirowych [95]. Mody LP₁₁ o największym i najmniejszym efektywnym fazowym współczynniku załamania w wyniku skręcania ewoluują odpowiednio do prawo- i lewoskrętnie spolaryzowanych modów hybrydowych HE₂₁⁺ oraz HE₂₁⁻ (niosących orbitalny moment pędu $l = \pm 1$, spinowy moment pędu $\sigma = \pm 1$ oraz całkowity moment pędu $j = l + \sigma = \pm 2$), natomiast pozostałe dwa mody – do modów quasi-TE₀₁ oraz quasi-TM₀₁ ($l = -\sigma, j = 0$).

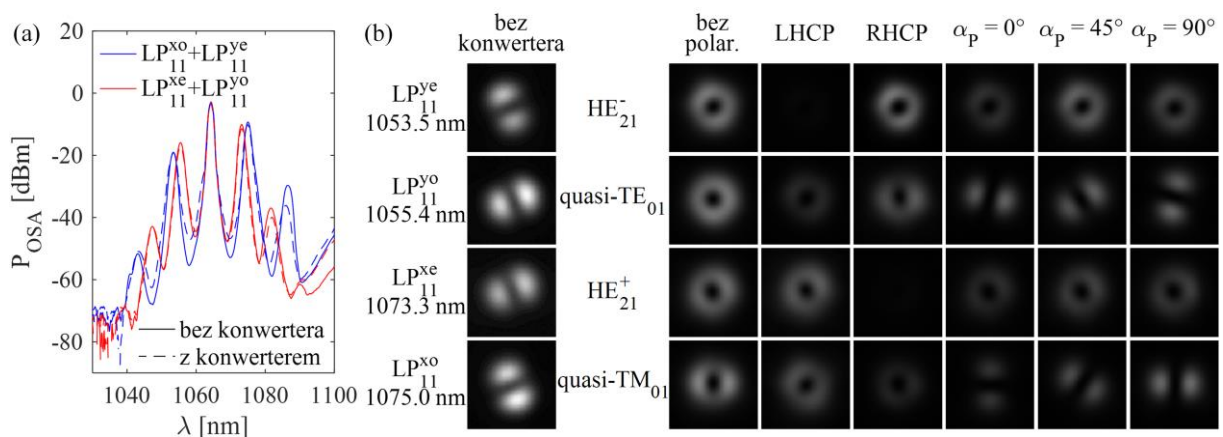
W pracy [48] pokazano eksperymentalnie po raz pierwszy, że przez gradientowe skręcenie światłowodu na długości około 3 cm można wytworzyć konwerter liniowo spolaryzowanych modów LP₁₁ do modów wirowych, który ze względu na topologiczną naturę działa w szerokim zakresie spektralnym w przeciwieństwie do konwerterów wykorzystujących np. siatki światłowodowe [96] lub sprzęgacze modowe [97, 98], które charakteryzują się wąskim zakresem spektralnym ze względu na naturę rezonansową. Schemat takiego konwertera pokazany jest na rys. 5.6(a) na przykładzie włókna typu Panda oraz konwersji modu LP₁₁^{xo} do modu wirowego quasi-TE₀₁. Głównym praktycznym ograniczeniem takiego konwertera jest konieczność selektywnego pobudzenia odpowiednich modów LP₁₁ na wejściu światłowodu, co można zrealizować przy pomocy SLM lub pryzmatu Wollastona. Tymi metodami pobudzenia można uzyskać maksymalną czystość modową rzędu 20 dB, a reszkowe pobudzenie innych modów z grupy LP₁₁ wpływa niekorzystnie na jakość modu wirowego. Aby rozwiązać problem czystości konwertowanych modów LP₁₁, w ramach niniejszej rozprawy zaproponowano wykorzystanie do tego celu pasm wygenerowanych w procesie VMI lub międzymodowego FWM w modach LP₁₁. Pasma te powstają dla danej długości fali w wyniku dopasowania fazowego i w związku z tym charakteryzują się większą czystością rzędu 35 dB.

Konwerter o malejącym okresie skręcenia od $A = \infty$ do około $A = 0.56$ mm został wytworzony we włóknie PM-GDF-6 przez jego gradientowe skręcenie przy miejscowym ogrzewaniu włókna płomieniem [48]. Całkowita długość skręconego odcinka włókna wynosiła około 30 mm. Ze względu na pomijalnie małą długość względem reszty włókna oraz dużą odległość od jego początku (ok. 52 m), konwerter nie miał wpływu na wydajność nieliniowych procesów we włóknie, a tylko na konwersję wygenerowanych modów LP₁₁ do odpowiednich modów wirowych. Widma uzyskane na wyjściu włókna przy pobudzeniu ortogonalnie spolaryzowanych par modów LP₁₁ przed oraz po wytworzeniu konwertera są pokazane na rys. 5.7(a). Na rys. 5.7(b) pokazane zostały rozkłady pól zarejestrowane kamerą ustawioną na wyjściu włókna z użyciem filtrów interferencyjnych dla długości fali odpowiadających maksimum pasm VMI pierwszego rzędu przy pobudzeniu par modów LP₁₁^{xe} i LP₁₁^{yo} lub LP₁₁^{xo} i LP₁₁^{ye} bez konwertera (tzn. przed skręceniem końcówki włókna) oraz z konwerterem.

Zdjęcia wykonano bez polaryzatora, z polaryzatorem kołowym (układ ćwierćfalówki oraz polaryzatora liniowego) wstawionym na wyjściu włókna, gdzie RHCP i LHCP oznaczają polaryzację kołową prawo- oraz lewoskrętną, oraz z polaryzatorem liniowym o azymucie transmisji ustawionym pod różnymi kątami α_P , gdzie $\alpha_P = 0^\circ$ oznacza azymut równoległy do szybkiej, a $\alpha_P = 90^\circ$ – wolnej osi włókna. Pasma wydzielane były przy użyciu wąskopasmowych filtrów interferencyjnych. Korzystano z filtrów o maksimum transmisji dla $\lambda_f = 1064$ nm oraz $\lambda_f = 1100$ nm wstawianych pod kątem względem biegu wiązki. Dla wiązki padającej pod kątem innym niż normalny względem filtra widmo transmisji przesuwa się w kierunku krótkofalowym, co umożliwiło ograniczenie transmisji do poszczególnych pasm.

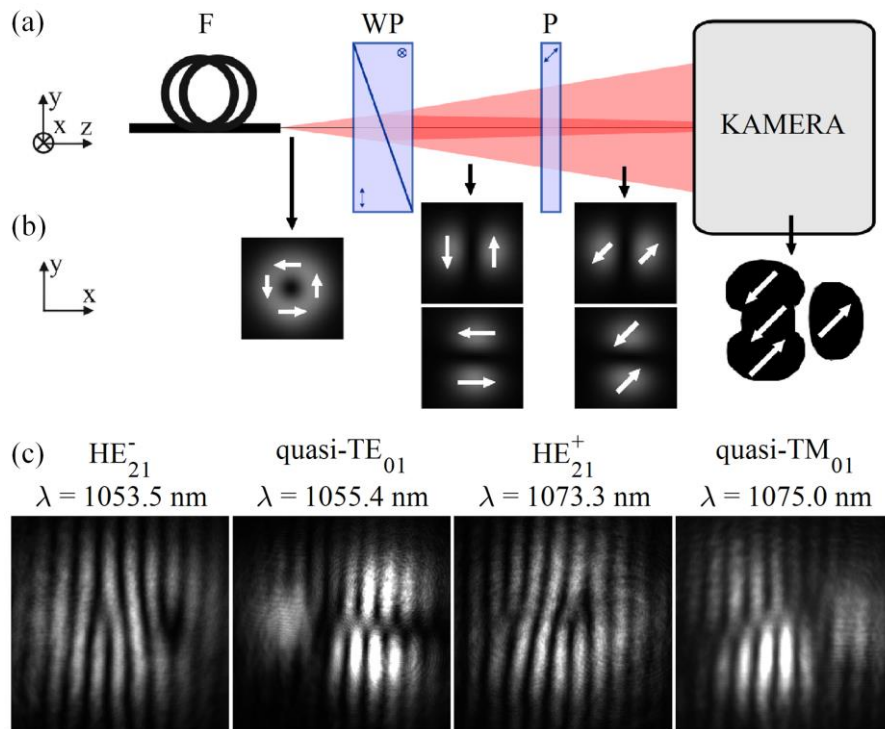


Rys. 5.6. Schemat konwertera modów polaryzacyjnych LP_{11} do modów wirowych przez gradientowe skręcenie końcówki włókna dwójmno liniowo (a). Rozkłady pól modów własnych pierwszego rzędu we włóknie PM-GDF-6 nieskręconym (b) oraz skręconym z okresem $\Lambda = 0.56$ mm (c). Strzałki na rys. (c) pokazują chwilowe orientacje wektora natężenia pola elektrycznego.



Rys. 5.7. Widma generowane w procesie VMI dla par modów $LP_{11}^{xo} + LP_{11}^{ye}$ oraz $LP_{11}^{xe} + LP_{11}^{yo}$ zarejestrowane przed i po wykonaniu konwertera (a). Rozkłady intensywności zarejestrowane na wyjściu światłowodu bez konwertera (przed skręceniem końcówki) oraz z konwerterem dla długości fal odpowiadających maksimum pasm VMI pierwszego rzędu: bez polaryzatora, z polaryzatorem kołowym (RHCP oznacza polaryzację kołową prawoskrętną, LHCP – lewoskrętną) oraz liniowym (azymut $\alpha_P = 0^\circ$ oznacza polaryzację wzdłuż szybkiej osi włókna tzn. pionową, a $\alpha_P = 90^\circ$ – wolnej, tzn. poziomą) (b).

Wykonane zdjęcia pokazują, że polaryzacja w pasmach przekonwertowanych z modów LP_{11}^{xe} i LP_{11}^{ye} odpowiednio do modów HE_{21}^+ i HE_{21}^- jest prawie idealnie kołowa, gdyż możliwe jest ich praktycznie całkowite wygaszenie polaryzatorem kołowym (zmierzony kąt eliptyczności wynosił $\theta = 38\text{--}42^\circ$, uzyskano wygaszenie pasm rzędu 16–20 dB, czyli takie samo jak dla polaryzatora liniowego dla pasm wygenerowanych w modach LP_{11} bez konwertera (rys. 5.2)). W przypadku pozostałych dwóch modów dla obu skrzywności polaryzatora kołowego zaobserwowana została niezerowa składowa o różnej intensywności, co świadczy o ich polaryzacji eliptycznej (zmierzony kąt eliptyczności wynosił $\theta = 12\text{--}14^\circ$, uzyskano wygaszenie pasm rzędu 12–16 dB). Dla modów $HE_{21}^{+/-}$ obrót liniowego polaryzatora praktycznie nie wpływa na rozkład intensywności, co potwierdza ich kołową polaryzację. Dla modów quasi- TE_{01} i quasi- TM_{01} , które mają odpowiednio azymutalną i radialną orientację dłuższej osi eliptycznego stanu polaryzacji, dla każdego ustawienia polaryzatora liniowego widoczna jest ciemna linia w kierunku równoległym (quasi- TE_{01}) lub ortogonalnym (quasi- TM_{01}) do α_P .



Rys. 5.8. Schemat interferometru z użyciem pryzmatu Wollastona służącego do potwierdzenia wirowego rozkładu fazy w wiązce wychodzącej z konwertera. F – światłowód zakończony konwerterem, WP – pryzmat Wollastona, P – polaryzator (a). Rozkład fazy w częściowo nakładających się wiązках rozdzielonych przez pryzmat Wollastona na przykładzie modu quasi- TE_{01} (b). Zarejestrowane wzory interferencyjne powstałe w wyniku nakładania się wiązek rozdzielonych przez pryzmat Wollastona dla czterech różnych pasm VMI (c).

Aby w pełni potwierdzić, że mody na wyjściu konwertera mają wirową strukturę, zostały one zinterferowane same ze sobą po podzieleniu wiązki wychodzącej z konwertera na pryzmacie Wollastona o kącie podziału $2\theta_{WP} = 0.5^\circ$. Za pryzmatem Wollastona wstawiony został polaryzator liniowy (azymut $\alpha_P = 45^\circ$ względem osi pryzmatu Wollastona) wydzielający składowe obu wiązek spolaryzowane w tym samym kierunku. W wyniku częściowego przekrycia się obu wiązek powstały prążki interferencyjne, których struktura pozwala na interpretację rozkładu fazy w wiązce wejściowej [99]. Na rys. 5.8(a i b) pokazany został schemat działania interferometru oraz kierunek polaryzacji

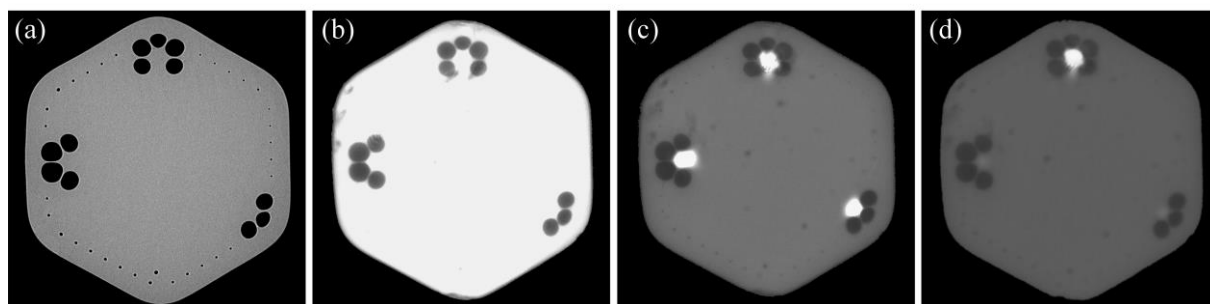
interferujących składowych na przykładzie modu quasi-TE₀₁. W dalszej części rysunku pokazana została struktura prążków zarejestrowana dla każdego z modów. Dla modów hybrydowych HE₂₁^{+/-} widoczne są charakterystyczne rozgałęzienia jednego prążka interferencyjnego na dwa w punktach nieciągłości fazy. Przeciwnie kierunki tych rozgałęzień dla modów generowanych dla długości fali $\lambda = 1053.5$ nm i $\lambda = 1073.3$ nm świadczą o tym, że mody LP₁₁^{ye} i LP₁₁^{xe} przekonwertowane zostały do ortogonalnych modów hybrydowych. Dla pozostałych dwóch pasm (quasi-TE₀₁ i quasi-TM₀₁) wstawienie pryzmatu Wollastona powoduje podzielenie wiązki na dwie składowe przypominające mody LP₁₁ o ortogonalnych rozkładach przestrzennych (analogicznie jak na rys. 5.7(b) dla $\alpha_P = 0^\circ$ i $\alpha_P = 90^\circ$). Wstawiony w biegu tych wiązek polaryzator o azymucie $\alpha_P = 45^\circ$ powoduje wygaszenie składowych ortogonalnych i transmisję tylko składowych wzdłuż jednego kierunku, co pokazano na przykładzie wiązki quasi-TE₀₁ na rys. 5.8(b). Nakładające się w ten sposób jedno z maksimum pierwszej wiązki z dwoma maksimumami drugiej wiązki daje wzór analogiczny jak przy interferencji modu LP₁₁ z płaską falą odniesienia, gdzie wzdłuż ciemnej linii nieciągłości fazy dochodzi do zmiany fazy prążków o π .

Niniejszy podrozdział pokazuje możliwość wykorzystania modów LP₁₁ generowanych w procesie VMI, które dzięki dopasowaniu fazowemu charakteryzują się dobrą czystością modową i w związku z tym doskonale nadają się do konwersji do modów wirowych przy pomocy metody zaproponowanej w [48], polegającej na gradientowym skręceniu światłowodu. Konwersja modów LP₁₁ wygenerowanych w wyniku efektów nieliniowych daje możliwość uzyskania źródeł wiązek wirowych praktycznie na dowolnej długości fali zależnej od parametrów włókna i długości fali pompy. Przedstawione wyniki są kolejnym przykładem zastosowania opracowanej metody selektywnego pobudzania modów polaryzacyjnych z użyciem pryzmatu Wollastona.

Rozdział 6.

Skręcone włókna z rdzeniami utworzonymi przez niedomknięte pierścienie kanałów powietrznych

W tym rozdziale przedstawiono właściwości nowego skręconego włókna mikrostrukturalnego, którego rdzeń stanowi niedomknięty pierścień kanałów powietrznych umieszczony poza osią symetrii płaszcza (rys. 6.1(a)). Takie włókno w postaci nieskręconej nie prowadzi zlokalizowanych modów ze względu na brak obszaru w pełni ograniczonego niższym współczynnikiem załamania (rys. 6.1(b)). Skręcenie włókna umożliwia jednak uwięzienie światła wewnątrz mikrostrukturalnych częściowych pierścieni (rys. 6.1(c i d)) w ograniczonym zakresie spektralnym określonym przez liczbę kanałów powietrznych tworzących rdzeń, jego odległość od środka światłowodu oraz okres skręcenia. W podrozdziale 6.1 opisano podstawy formalizmu optyki transformacyjnej, który umożliwia modelowanie propagacji światła w światłowodach skręconych oraz zginanych. W podrozdziale 6.2 wyjaśniono zasadę propagacji światła w takim światłowodzie oraz pokazano charakterystyki spektralne rdzeni złożonych z różnej liczby kanałów powietrznych i skręconych z różnym okresem. W podrozdziale 6.3 pokazano wpływ zgięcia na wzrost tłumienności włókna i w konsekwencji zwięźnienie zakresu spektralnego transmitowanego przez każdy z rdzeni oraz zaproponowano możliwość praktycznego zastosowania włókna jako czujnika przesunięcia.



Rys. 6.1. Zdjęcie z mikroskopu elektronowego włókna o okresie skręcenia $\Lambda = 1.5$ mm (a). Zdjęcia zarejestrowane kamerą wstawioną na wyjściu włókna nieskręconego (b) oraz skręconego z okresem $\Lambda = 1.5$ mm (c i d) pobudzonego wiązką skupioną na środku włókna (b i c) oraz w pobliżu jednego z rdzeni (d).

Trzyrdzeniowe włókno tego typu zostało wyciągnięte w Pracowni Technologii Światłowodów na Uniwersytecie Marii Curie-Skłodowskiej w Lublinie z okresami skręcenia $\Lambda = 1.5$, 3 oraz 5 mm. Odległości od środka światłowodu rdzeni ograniczonych trzema, czterema oraz pięcioma kanałami powietrznymi wynoszą odpowiednio 51, 44 i 49 μm .

6.1. Formalizm optyki transformacyjnej

Propagacja światła w światłowodach jest opisana za pomocą równania falowego. Analityczne rozwiązanie tego równania jest znane dla światłowodów o skokowym profilu współczynnika załamania i okrągłym rdzeniu [100], jednak dla bardziej skomplikowanych geometrii przekroju rdzenia (np. włókien mikrostrukturalnych lub z eliptycznym rdzeniem) konieczne jest numeryczne rozwiązanie równania falowego. Najczęściej wektorowe równanie falowe rozwiązuje się za pomocą metody elementów skończonych [101] polegającej na podzieleniu obszaru obliczeniowego na małe obszary tworzące siatkę obliczeniową i dyskretnej reprezentacji pola elektrycznego na każdym elemencie siatki. Obliczenia przeprowadzane są tylko w węzłach siatki, czyli w punktach łączących kolejne obszary, a pomiędzy węzłami wartości są aproksymowane prostymi funkcjami na podstawie wyników uzyskanych w węzłach. Dzięki możliwości dostosowania wielkości elementów do stopnia skomplikowania struktury światłowodu, możliwe jest uzyskanie wyników o dokładności takiej, jak dla rozwiązania analitycznego.

Dla światłowodów, których geometria przekroju nie zmienia się wzdłuż długości włókna wystarczające jest zastosowanie modelu dwuwymiarowego. Dla światłowodów skręconych oraz zgiętych wymagane jest jednak korzystanie z modelu trójwymiarowego, ze względu na to, że geometria przekroju zmienia się wzdłuż długości włókna. Zastosowanie modelu trójwymiarowego wymaga znacznie większych mocy obliczeniowych i pamięci komputera, co często prowadzi do zmniejszenia dokładności wyników. Alternatywą dla modelu trójwymiarowego jest zastosowanie modelu dwuwymiarowego po odpowiedniej zmianie parametrów przekroju włókna na podstawie formalizmu optyki transformacyjnej [102, 103]. Optyka transformacyjna wykorzystuje specyficzną cechę równań Maxwella, która polega na ich niezmienniczości względem przyjętego układu odniesienia. Dzięki temu zmiana geometrii światłowodu wzdłuż jego długości w modelu trójwymiarowym może zostać przekształcona na zmianę przenikalności elektrycznej i magnetycznej (i w konsekwencji współczynnika załamania) w przekroju ekwiwalentnego światłowodu w modelu dwuwymiarowym.

W kartezjańskim układzie odniesienia o współrzędnych $[x, y, z]$ przenikalność elektryczna ε i magnetyczna μ izotropowego ośrodka są znane w całym przekroju włókna. Jeżeli zmieniają się one w przekroju włókna wzdłuż jego długości, to do jego zamodelowania przyjmuje się układ odniesienia o współrzędnych $[x', y', z']$ zdefiniowany w taki sposób, aby parametry światłowodu stały się niezależne od położenia z . W nowym układzie odniesienia przenikalność elektryczną ε' i magnetyczną μ' można wyznaczyć z następujących zależności:

$$\varepsilon' = \mathbf{T}\varepsilon, \quad (6.1)$$

$$\mu' = \mathbf{T}\mu, \quad (6.2)$$

gdzie \mathbf{T} jest macierzą przekształcenia wiążącą oba układy współrzędnych.

Dla światłowodów skręconych układem odniesienia, względem którego parametry przekroju nie zmieniają się wzdłuż długości włókna jest układ helikoidalny obracający się wokół środka włókna z okresem odpowiadającym skręceniu włókna, rys. 6.2(a). W takim układzie współrzędne $[x', y', z']$ są zależne od współrzędnych $[x, y, z]$ kartezjańskiego układu współrzędnych zgodnie z równaniami [102]:

$$x' = x \cos(Az) + y \sin(Az), \quad (6.3a)$$

$$y' = -x \sin(Az) + y \cos(Az), \quad (6.3b)$$

$$z' = z, \quad (6.3c)$$

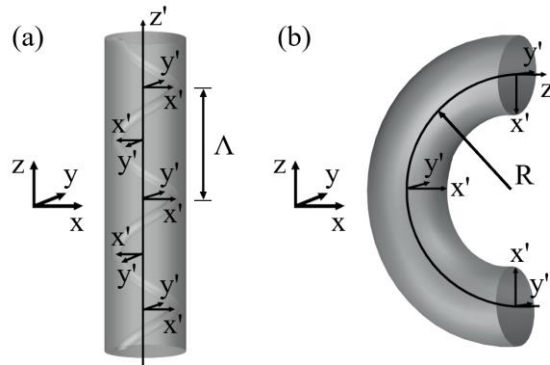
gdzie $A = 2\pi/\Lambda$ określa stopień skręcenia włókna wyrażony jako liczba okresów (w radianach) przypadająca na jednostkę długości włókna. Dla takiego układu współrzędnych macierz przekształcenia \mathbf{T} przyjmuje następującą postać [102]:

$$\mathbf{T} = \begin{bmatrix} 1 + A^2 y^2 & -A^2 xy & -Ay \\ -A^2 xy & 1 + A^2 x^2 & Ax \\ -Ay & Ax & 1 \end{bmatrix}, \quad (6.4)$$

co umożliwia rozwiązanie równania falowego metodą elementów skończonych przy użyciu modelu dwuwymiarowego. Jeśli pominąć elementy pozadiagonalne macierzy \mathbf{T} , to wartości współczynnika załamania n w punkcie $[x, y]$ przekroju włókna skręconego można powiązać w przybliżony sposób z wartościami współczynnika załamania n' w przekroju ekwiwalentnego włókna nieskręconego, za pomocą wzoru:

$$n'(x, y) = n \sqrt{1 + A^2 (x^2 + y^2)}. \quad (6.5)$$

Zgięcie włókna również powoduje, że w różnych punktach przekroju włókna światło porusza się po drodze o różnej długości zależnej od promienia zgięcia. Do zamodelowania zgiętego włókna w postaci dwuwymiarowej przyjmuje się układ współrzędnych, w którym oś z' jest wyznaczona przez lokalną oś symetrii włókna, a oś x' jest skierowana wzdłuż promienia zgięcia, rys. 6.2(b).



Rys. 6.2. Transformacja układu współrzędnych $[x', y', z']$ względem współrzędnych kartezjańskich $[x, y, z]$ dla światłowodu skręconego (a) oraz zgiętego (b).

W takim przypadku zależności współrzędnych $[x', y', z']$ w transformowanym układzie odniesienia od współrzędnych $[x, y, z]$ w kartezjańskim układzie odniesienia wyrażają się przez:

$$x' = \sqrt{x^2 + z^2} - R, \quad (6.6a)$$

$$y' = y, \quad (6.6b)$$

$$z' = R \arctan\left(\frac{z}{x}\right), \quad (6.6c)$$

gdzie R jest promieniem zgięcia. Macierz przekształcenia \mathbf{T} dla takiej transformacji jest zależna od orientacji płaszczyzny zgięcia α [103], a zmiana ekwiwalentnego współczynnika załamania wyraża się wzorem:

$$n'(x, y) = n \left[1 + \frac{x \cos(\alpha) + y \sin(\alpha)}{R} \right]. \quad (6.7)$$

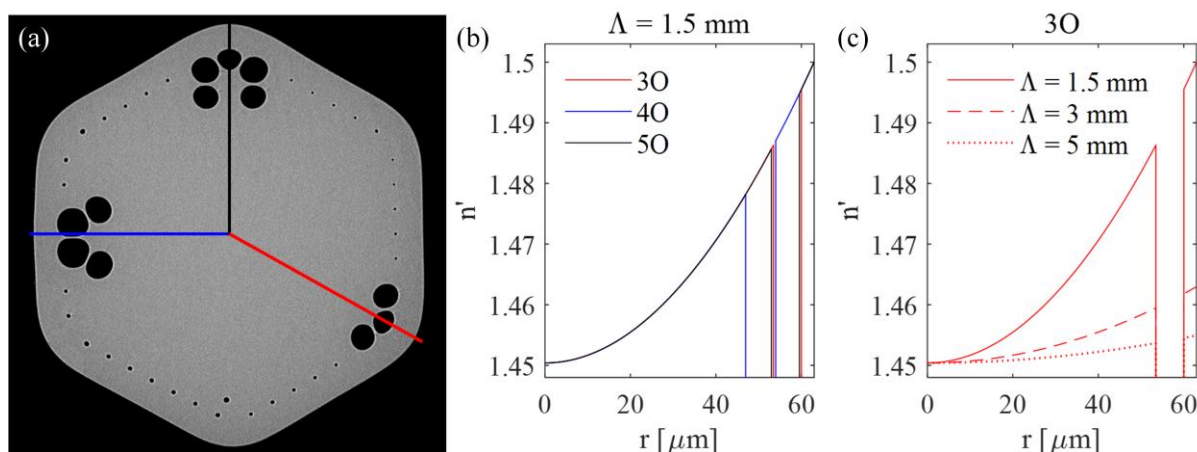
W przypadku włókna skręconego i zgiętego jednocześnie transformacje współczynnika załamania kumulują się [103], w wyniku czego można go opisać wzorem:

$$n'(x, y) = n \sqrt{1 + A^2 (x^2 + y^2)} \left[1 + \frac{x \cos(\alpha) + y \sin(\alpha)}{R} \right]. \quad (6.8)$$

Z powyższego równania wynika, że współczynnik załamania w przekroju światłowodu ekwiwalentnego niezmienniczego względem jego długości zwiększa się w stosunku do rzeczywistego współczynnika załamania włókna skręconego oraz zwiększa lub zmniejsza się względem rzeczywistego współczynnika załamania włókna zgiętego w zależności od orientacji płaszczyzny zgięcia.

6.2. Zasada propagacji światła oraz parametry transmisyjne włókna

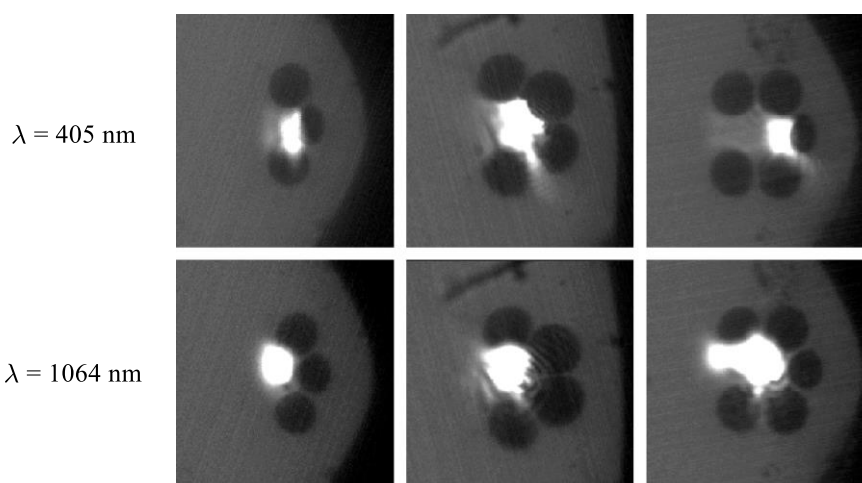
W badanym włóknie z niedomkniętymi pierścieniami kanałów powietrznych propagacja światła nie jest możliwa jeżeli nie jest ono skręcone ze względu na brak bariery współczynnika załamania. W skręconym włóknie ekwiwalentny współczynnik załamania zgodnie ze wzorem (6.5) rośnie wraz z odległością od środka włókna. Na podstawie tego wzoru zostały obliczone ekwiwalentne współczynniki załamania dla wszystkich trzech rdzeni we włóknie o okresie skręcenia $\Lambda = 1.5$ mm oraz dla rdzenia ograniczonego trzema kanałami powietrznymi we włóknie o różnych okresach skręcenia. Obliczenia ekwiwalentnego współczynnika załamania wykonano wzdłuż promienia łączącego środek włókna oraz środek danego rdzenia, przy czym odległości te zostały odtworzone na podstawie zdjęcia włókna z mikroskopu elektronowego. Wyniki obliczeń pokazane są na rys. 6.3.



Rys. 6.3. Promienie r (a), wzdłuż których przeprowadzono obliczenia ekwiwalentnego współczynnika załamania w światłowodzie o okresie skręcenia $\Lambda = 1.5$ mm dla wszystkich trzech rdzeni (b) oraz dla rdzenia złożonego z trzech kanałów powietrznych w światłowodach o różnych okresach skręcenia Λ (c), gdzie O oznacza liczbę kanałów powietrznych budujących rdzeni.

Wyniki te potwierdzają, że im dalej od środka światłowodu umieszczony jest rdzeń oraz im bardziej skręcone jest włókno, tym większy jest współczynnik załamania w środku obszaru otoczonego kanałami powietrznymi. Po stronie dalszej od środka włókna współczynnik załamania jest mniejszy ze względu na kanały powietrzne, a po stronie bliższej środka włókna nieograniczonej kanałami powietrznymi – ze względu na skręcenie włókna. Ponieważ rdzeń nie jest umieszczony na środku światłowodu, droga którą pokonuje światło poruszając się po helisie wzdłuż światłowodu jest większa od długości światłowodu, co intuicyjnie tłumaczy zwiększenie efektywnego współczynnika załamania rdzenia mimo braku domieszki. Dzięki temu propagacja światła w takim rdzeniu jest możliwa, jednak spektralny zakres transmisji jest ograniczony i zależy od liczby i wielkości kanałów powietrznych tworzących dany rdzeń, grubości mostków szklanych pomiędzy kanałami powietrznymi, odległości mikrostruktury od środka włókna oraz okresu skręcenia włókna.

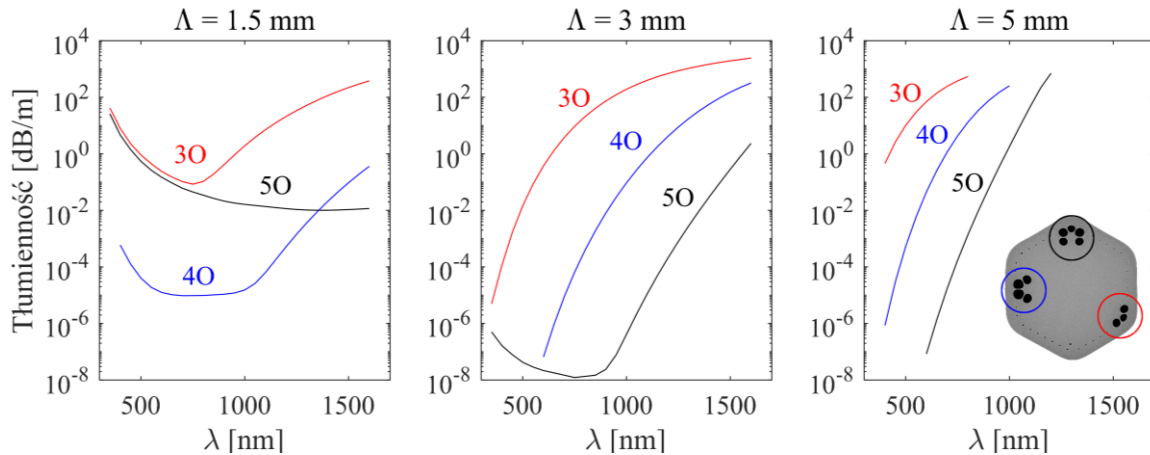
Na rys. 6.4 pokazano zarejestrowane kamerą wstawioną na wyjściu włókna rozkłady pola modu podstawowego w każdym z rdzeni dla światłowodu o okresie skręcenia $A = 1.5$ mm dla dwóch długości fali: $\lambda = 405$ nm oraz $\lambda = 1064$ nm.



Rys. 6.4. Rozkłady pola modu podstawowego zarejestrowane kamerą wstawioną na wyjściu włókna o okresie skręcenia $A = 1.5$ mm dla długości fali $\lambda = 405$ nm oraz $\lambda = 1064$ nm.

Efektywna średnica modu rośnie w funkcji długości fali, a światło propagowane jest w obszarze wyższego współczynnika załamania. Na zarejestrowanych zdjęciach można zaobserwować, że dla krótszych fal mod lokalizuje się bliżej kanałów powietrznych, a część światła wycieka przez mostki pomiędzy kanałami powietrznymi. Z tego powodu transmisja włókna po stronie krótkofalowej jest ograniczona wielkością kanałów powietrznych i odległością między nimi. Dla dłuższych fal mod lokuje się dalej od kanałów powietrznych, w związku z czym straty po stronie długofalowej zdefiniowane są przez liczbę kanałów powietrznych budujących dany rdzeń. Im więcej kanałów powietrznych, tym bariera współczynnika załamania jest większa po stronie bliższej środka włókna, dzięki czemu mody o większych długościach fal mogą być transmitowane.

W programie COMSOL Multiphysics wyznaczone zostały numerycznie spektralne przebiegi tłumienności dla wszystkich trzech rdzeni i włókien skręconych z różnym okresem (obliczenia tłumienności pokazywane w tym podrozdziale zostały przeprowadzone przez dra Macieja Napiórkowskiego). Wyniki pokazane są na rys. 6.5.

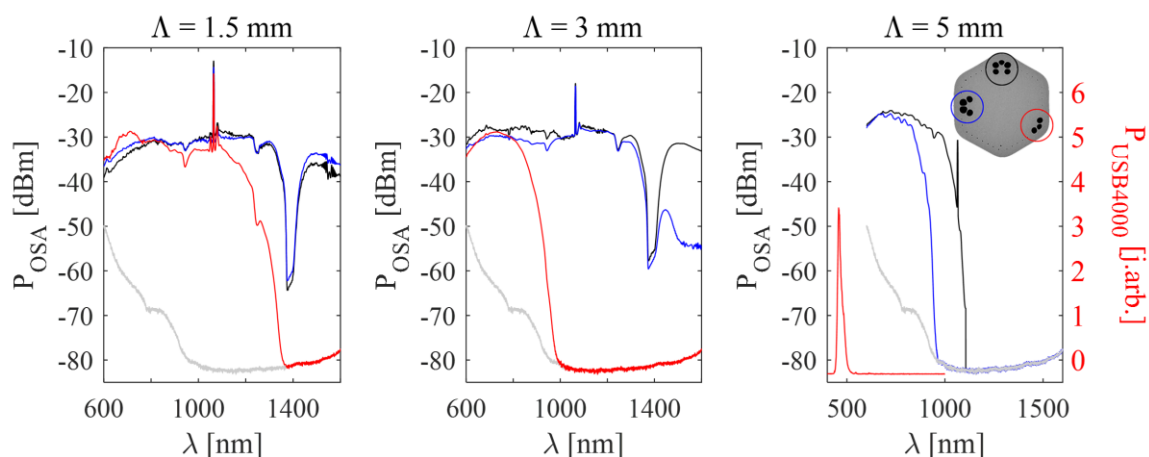


Rys. 6.5. Tłumienność obliczona dla włókien skręconych z okresem Λ dla różnych rdzeni, gdzie O oznacza liczbę kanałów powietrznych budujących rdzeń.

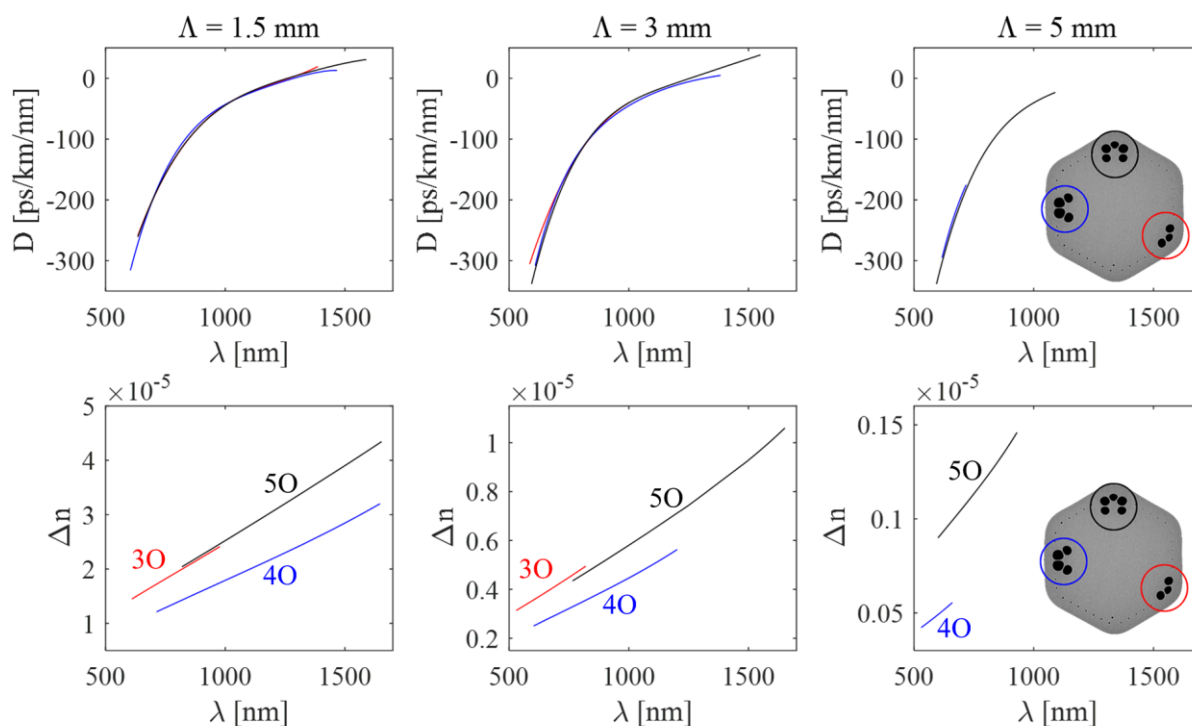
Rdzenie złożone z trzech oraz pięciu kanałów powietrznych znajdują się w podobnej odległości od środka włókna. Z tego powodu w najsilniej skręconym włóknie ($\Lambda = 1.5$ mm) można zauważyć, że straty transmisyjne obu rdzeni po stronie krótkofalowej są praktycznie takie same natomiast po stronie długofalowej zwiększają się znacznie szybciej dla rdzenia złożonego z trzech kanałów powietrznych ze względu na to, że rosnąca w funkcji długości fali efektywna średnica modu zaczyna być większa niż obszar ograniczony kanałami powietrznymi i mod wycieka w kierunku środka włókna. Porównując wyniki uzyskane dla włókien skręconych z różnym okresem można zaobserwować, że tłumienność po stronie krótkofalowej dla danego rdzenia jest tym mniejsza im słabiej skręcone jest włókno. Im silniej skręcone włókno, tym ekwiwalentny współczynnik załamania światła w środku rdzenia jest większy, w związku z czym mod lokalizuje się bliżej kanałów powietrznych i więcej światła ucieka przez mostki pomiędzy kanałami powietrznymi. Z tego samego powodu, po stronie długofalowej tłumienność jest najmniejsza w najsilniej skręconym włóknie. Ponadto, po stronie długofalowej tłumienność jest tym mniejsza im więcej kanałów powietrznych ogranicza rdzeń. Tłumienność w krótkofalowym zakresie dla rdzenia złożonego z czterech kanałów w najsilniej skręconym włóknie jest mniejsza niż dla pozostałych dwóch rdzeni, co wynika głównie z tego, że kanały powietrzne w tym rdzeniu są znacznie większe niż dla pozostałych dwóch rdzeni. Z tego powodu mostki pomiędzy kanałami powietrznymi w tym rdzeniu są węższe i dłuższe, co ogranicza wyciekanie modów w zakresie krótkofalowym.

Na rys. 6.6 pokazane są zmierzone widma transmisji wszystkich rdzeni we włóknach skręconych z różnym okresem. Jako źródła światła użyto superkontinuum NKT Photonics SuperK Versa emitującego światło w zakresie spektralnym od 450 do 2400 nm. Superkontinuum to jest pompowane laserem o długości fali $\lambda = 1064$ nm, stąd dla tej długości fali widoczny jest pik intensywności. Preforma światłowodu wytworzona została z kapilar oraz szklanych prętów o stosunkowo dużej zawartości jonów OH^- , które absorbują światło w pobliżu długości fali $\lambda = 1400$ nm. Zarejestrowane dla tej długości fali straty absorpcyjne są rzędu 10 dB/m, w związku z czym są one widoczne w widmie transmisyjnym nawet dla krótkich odcinków światłowodu. Dla większości rdzeni i okresów skręcenia, transmisja włókien jest możliwa w bardzo szerokim zakresie spektralnym, a ich widma transmisyjne zarejestrowane zostały z użyciem OSA Yokogawa AQ6370B o zakresie pracy od 600 do 1700 nm. Jednak ze względu na bardzo dużą tłumienność i spektralnie wąski zakres transmisji włókna skręconego z najmniejszym okresem $\Lambda = 5$ mm, widma transmisyjne dla tego włókna dla rdzeni złożonych z trzech

oraz czterech kanałów powietrznych zostały zarejestrowane z użyciem spektrometru Ocean Optics USB4000 pracującego w zakresie 200–1100 nm. Użyte źródło światła i detektory nie pozwoliły na obserwację krótkofalowej granicy transmisji tych włókien, jednak po stronie długofalowej można zaobserwować zależność transmisji od okresu skręcenia włókna oraz liczby kanałów powietrznych budujących dany rdzeń.



Rys. 6.6. Widma transmisji badanych włókien o długości $L_F = 3$ m skręconych z okresem Λ , dla rdzeni ograniczonych różną liczbą kanałów powietrznych.



Rys. 6.7. Spektralne przebiegi dyspersji D i dwójłomności fazowej Δn zmierzone dla włókien skręconych z okresem Λ dla różnych rdzeni.

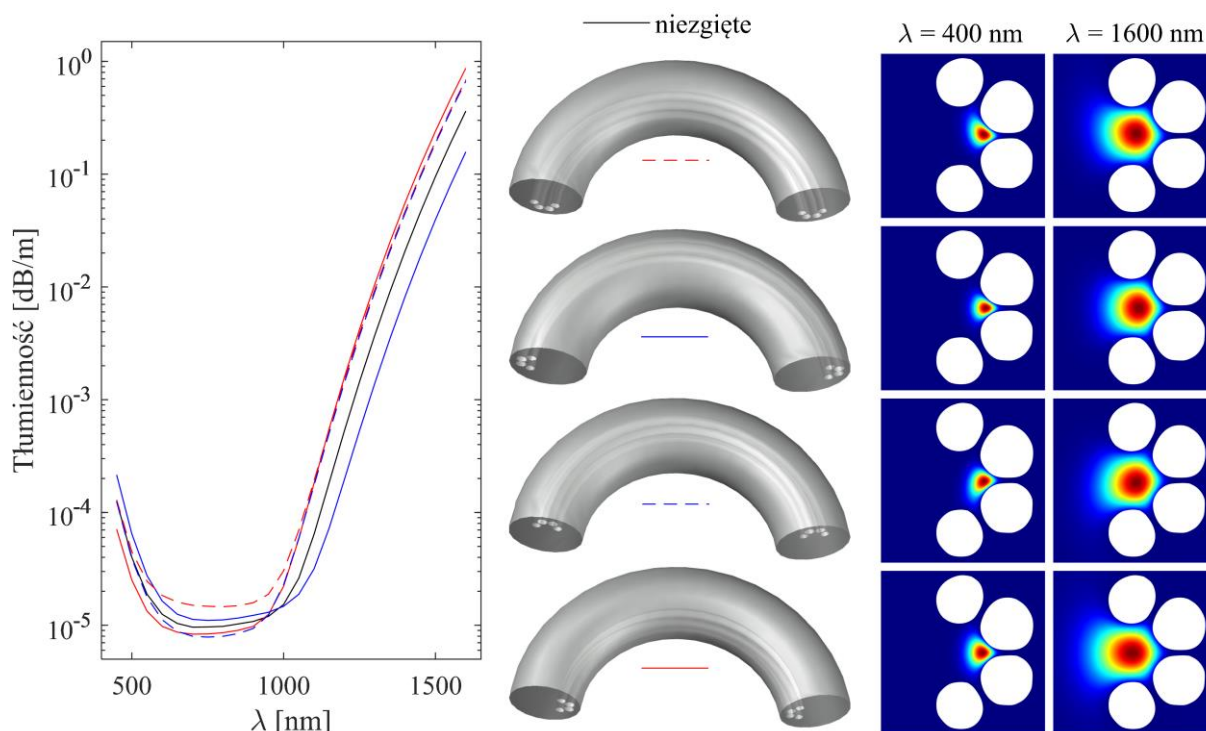
Na rys. 6.7 pokazane są spektralne przebiegi dyspersji oraz dwójłomności fazowej zmierzone we wszystkich włókienach (pomiar dwójłomności wykonany został metodą interferencji spektralnej z punktowym naciskiem bocznym [73] przez dr hab. inż. Gabrielę Statkiewicz-Barabach oraz mgr inż. Martę Bernaś). Ze względu na ograniczenie zakresu transmisji rdzenia złożonego z trzech

kanałów powietrznych w najslabiej skręconym włóknie do zaledwie kilkudziesięciu nanometrów przeprowadzenie pomiarów dla tego rdzenia nie było możliwe.

Ze zmierzonych przebiegów wynika, że dyspersja chromatyczna praktycznie nie zależy od okresu skręcenia oraz kształtu i odległości rdzenia od środka światłowodu, natomiast dwójłomność fazowa jest tym większa im silniej skręcone jest włókno i im dalej od środka światłowodu położony jest rdzeń. Zmierzona została również eliptyczność modów własnych we wszystkich rdzeniach. Kąt eliptyczności był praktycznie niezależny od długości fali i odpowiednio dla włókien skręconych z okresem $A = 1.5, 3$ i 5 mm wynosił $\theta = 39.5^\circ, 41.2^\circ$ oraz 42.5° dla rdzeni złożonych z trzech oraz pięciu kanałów powietrznych oraz $\theta = 40.3^\circ, 41.7^\circ$ oraz 43.2° dla rdzeni złożonych z czterech kanałów powietrznych.

6.3. Straty zgięciowe – czujnik przesunięcia

Na podstawie formalizmu optyki transformacyjnej, dla rdzenia złożonego z czterech kanałów powietrznych obliczone zostały spektralne przebiegi tłumienności dla włókna o okresie skręcenia $A = 1.5$ mm niezgiętego oraz zgiętego z promieniem $R = 5$ mm w różnych płaszczyznach. Wyniki obliczeń pokazane są na rys. 6.8 wraz z rozkładami pola modu dla długości fali $\lambda = 400$ nm oraz $\lambda = 1600$ nm.

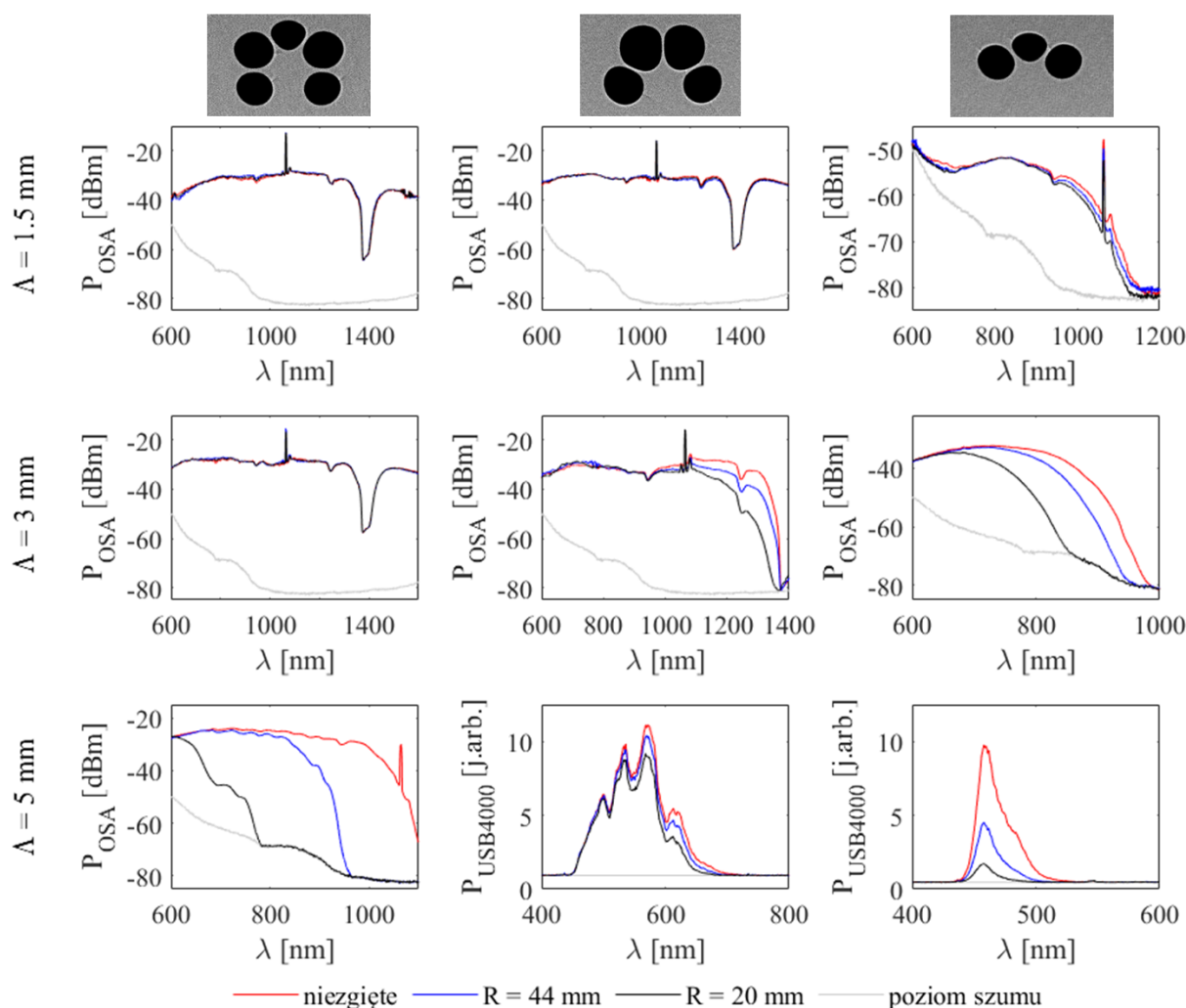


Rys. 6.8. Spektralne przebiegi tłumienności obliczone dla rdzenia złożonego z czterech kanałów powietrznych we włóknie o okresie skręcenia $A = 1.5$ mm niezgiętego oraz zgiętego z promieniem $R = 5$ mm w różnych płaszczyznach oraz rozkłady pola modu we włóknie zgiętym dla długości fali $\lambda = 400$ oraz 1600 nm.

Wyniki te pokazują, że tłumienność zależy od płaszczyzny zgięcia i dla zgięcia mikrostrukturą na zewnątrz (niebieska linia ciągła) mod wypychany jest jeszcze mocniej w kierunku kanałów powietrznych, w związku z czym tłumienność w zakresie krótkofalowym rośnie, a w zakresie długofalowym maleje. Dla zgięcia mikrostrukturą do wewnątrz zgięcia (czerwona linia ciągła) mod lokuje się dalej od kanałów powietrznych, a więc jego tłumienność w zakresie krótkofalowym maleje,

a w zakresie długofalowym rośnie. Dla pozostałych dwóch płaszczyzn zgięcia (linie przerywane) mod lokalizuje się bliżej skrajnych kanałów powietrznych, w związku z czym tłumienność rośnie w zakresie długofalowym. Ponieważ badane włókna są skręcone ich płaszczyzna zgięcia obraca się wzdłuż długości włókna względem otworów powietrznych. Wypadkowa tłumienność włókna jest zatem uśredniona po wszystkich możliwych orientacjach płaszczyzny zgięcia i w zakresie długofalowym rośnie niezależnie od kierunku zgięcia, pod warunkiem, że zgięty odcinek włókna jest znacznie dłuższy od jednego okresu skręcenia. W ten sposób indukowane są straty zgięciowe w skręconym włóknie, które nie zależą od orientacji płaszczyzny zgięcia.

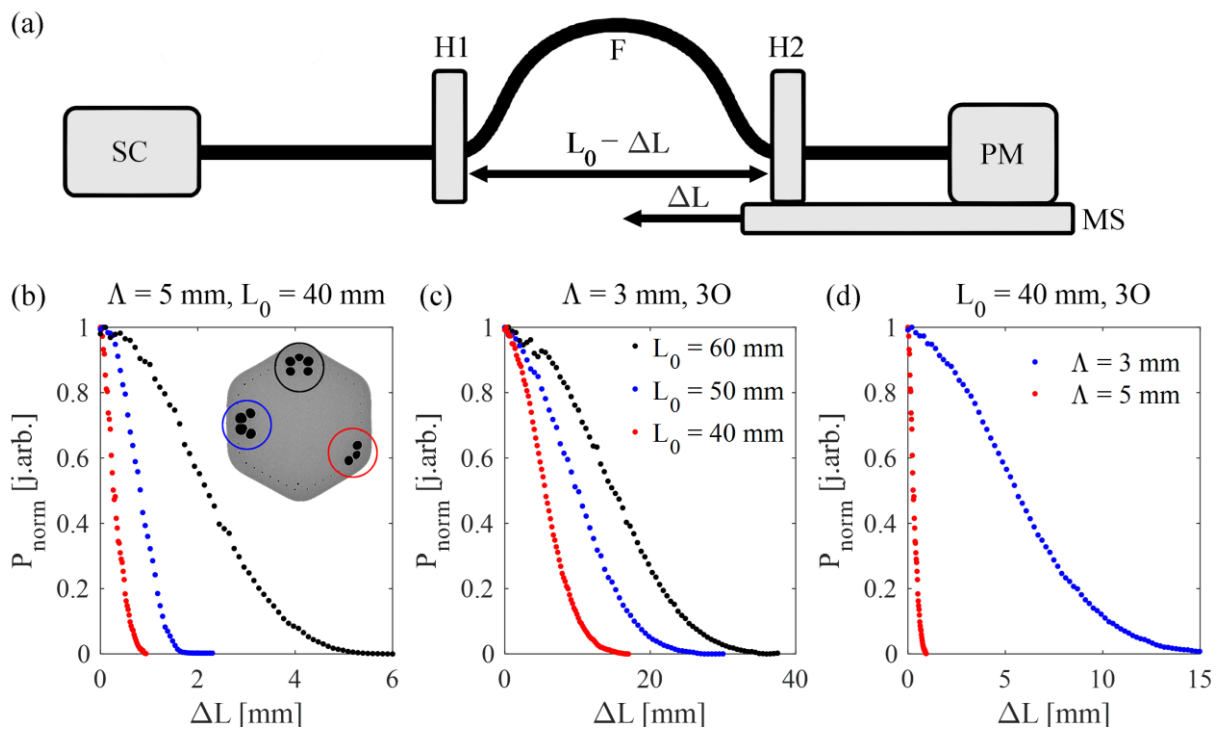
Na rys. 6.9 pokazane są widma transmisji wszystkich trzech rdzeni we włóknach o różnych okresach skręcenia niezgiętych oraz nawiniętych na szpulę o promieniu $R = 44$ mm (8 pętli) oraz $R = 20$ mm (18 pętli). Ze względu na znacznie większą czułość na zgięcie włókna skręconego z okresem $A = 5$ mm, pomiary dla rdzenia ograniczonego czterema oraz trzema kanałami powietrznymi wykonywane były z użyciem spektrometru USB4000 zamiast analizatora widma po nawinięciu tylko jednej pętli na szpulę o danym promieniu.



Rys. 6.9. Widma transmisji badanych włókien o okresie skręcenia A niezgiętych oraz nawiniętych na szpulę o promieniu R .

Zarejestrowane widma pokazują, że straty zgięciowe są tym większe im słabiej skręcone jest włókno. Najbardziej czuły na zgięcie jest rdzeń złożony z trzech, a najmniej – z pięciu kanałów powietrznych.

Dzięki temu, takie włókno może posłużyć do wytworzenia czujnika zgięcia lub przemieszczenia, którego czułość można kontrolować liczbą kanałów powietrznych tworzących rdzeń, ich odległością od środka światłowodu oraz okresem skręcenia włókna. W ramach rozprawy został zbudowany oraz scharakteryzowany czujnik przemieszczenia, którego schemat pokazany jest na rys. 6.10(a). Włókno umieszczono w dwóch uchwytach znajdujących się w początkowej odległości L_0 od siebie. Jeden z uchwytów wraz z miernikiem mocy wstawionym na wyjściu włókna umieszczony został na przesuwnej ławie. Przesuw ławy powodował wygięcie włókna i w konsekwencji zwiększenie strat transmisyjnych. Na rys. 6.10(b–d) pokazano znormalizowane zmierzone moce światła na wyjściu światłowodu w funkcji przesunięcia dla: wszystkich trzech rdzeni we włóknie o okresie skręcenia $\Lambda = 5$ mm (b), dla rdzenia złożonego z trzech kanałów powietrznych we włóknie o okresie skręcenia $\Lambda = 3$ mm dla trzech różnych odległości początkowych L_0 (c), oraz dla rdzenia złożonego z trzech kanałów powietrznych we włóknach o różnych okresach skręcenia (d).



Rys. 6.10. Schemat czujnika przemieszczenia. SC – superkontinuum, H – uchwyty na światłowód, F – światłowód, PM – miernik mocy, MS – stół przesuwny (a). Znormalizowane moce zmierzone dla światłowodu o okresie skręcenia Λ dla rdzenia o liczbie kanałów powietrznych oznaczonych jako O, w funkcji przesunięcia ΔL dla odległości początkowej uchwytów H1 i H2 równej L_0 (b–d).

Uzyskane wyniki pokazują, że w zależności od geometrii rdzenia oraz okresu skręcenia włókna odpowiedź czujnika jest liniowa dla różnych zakresów przesuwu. W szczególności, większe zakresy przesunięcia można mierzyć czujnikiem zbudowanym z bardziej skręconego włókna, natomiast największą czułość uzyskuje się dla rdzenia ograniczonego trzema kanałami powietrznymi w najmniej skręconym włóknie. Dla rdzenia złożonego z trzech kanałów powietrznych zmiana okresu skręcenia z $\Lambda = 3$ mm do $\Lambda = 5$ mm (rys. 6.10(d)) pozwala zwiększyć czułość pomiaru ponad 10-krotnie. Dla wszystkich badanych rdzeni i okresów skręcenia dla początkowej odległości $L_0 = 40$ mm uzyskano czułości pomiaru przesunięcia z zakresu od 10 do 150 μm (wyznaczone jako średnie odchylenie kwadratowe od aproksymującej funkcji liniowej w zakresie liniowej odpowiedzi czujnika), a liniową

odpowieź czujnika w zakresie od 0.35 do 5 mm. Liniowy zakres odpowiedzi czujnika można znacznie zwiększyć wydłużając odległość początkową L_0 , a czułość można zwiększyć zmniejszając odległość L_0 . Zaletą czujnika jest niezależność odpowiedzi od kierunku zgięcia, dzięki czemu jego zastosowanie nie wymaga kontrolowania pozycji początkowej włókna podczas mocowania go w uchwytach, w przeciwieństwie do czujników wykorzystujących nieskręcone włókna wielordzeniowe [104].

W tym rozdziale przedstawiono nowy rodzaj włókna mikrostrukturalnego, którego właściwości takie jak tłumienność, zakres transmisji, dwójłomność oraz straty zgięciowe zależą zarówno od strukturyzacji poosiowej włókna (okresu skręcenia) jak i jego strukturyzacji w przekroju (liczby i wielkości kanałów powietrznych budujących mikrostrukturalny rdzeń oraz ich odległości od środka światłowodu). Ze względu na brak całkowitej bariery współczynnika załamania takie włókno nie prowadzi światła w postaci nieskręconej, jednak jego skręcenie umożliwia transmisję światła w ograniczonym zakresie spektralnym, ze względu na czysto geometryczny efekt wydłużenia drogi propagacji światła wzdłuż helisy utworzonej przez niedomknięty pierścień kanałów powietrznych. W wyniku zgięcia w takim włóknie indukowane są straty zgięciowe, których poziom zależy od okresu skręcenia oraz geometrii rdzenia, ale nie zależy od kierunku zgięcia dzięki temu, że włókno jest skręcone. Wykorzystując efekt strat zgięciowych zbudowano model czujnika przemieszczenia, dla którego uzyskane czułości pomiaru wynosiły od 10 do 150 μm , a liniowy zakres odpowiedzi od 0.35 do 5 mm. Opisane w tym rozdziale wyniki zostały częściowo opublikowane w [105].

Rozdział 7.

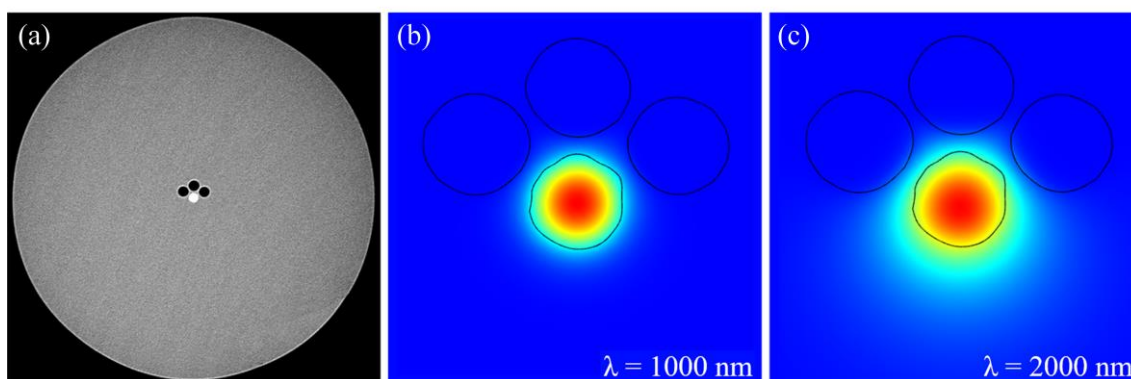
Efekty wywołane zgięciem we włóknie z asymetryczną mikrostrukturą

W światłowodach z domieszkowanym rdzeniem o skokowym profilu współczynnika załamania propagacja światła jest możliwa dzięki całkowitemu wewnętrznemu odbiciu na krawędzi rdzenia i płaszczu, które zachodzi, gdy efektywny współczynnik załamania rdzenia jest większy niż płaszczu i kąt padania światła na granicę tych dwóch ośrodków jest większy od kąta granicznego. Podczas całkowitego wewnętrznego odbicia część światła wnika w płaszcz światłowodu i propagowana jest w nim blisko granicy obu ośrodków tworząc tak zwane pole zanikające (ang. *evanescent field*) [106]. Dzięki temu efektowi, umieszczenie blisko rdzenia elementów o innym współczynniku załamania (kanałów powietrznych lub dodatkowych obszarów domieszkowanych) wpływa na charakterystyki transmisyjne światłowodu, a w szczególności na dwójłomność, dyspersję chromatyczną oraz straty falowodowe.

Zgięcie oraz punktowy nacisk wywołują we włóknie lokalną dwójłomność [107, 108]. W przypadku nacisku bocznego wypadkowe kierunki osi polaryzacyjnych w punkcie nacisku zależą od kierunku przyłożenia siły względem osi polaryzacyjnych włókna wyznaczonych przez jego płaszczyzny symetrii. Efekt ten jest wykorzystywany np. w pomiarach dwójłomności metodą interferencji spektralnej [73, 107]. W przypadku zgięcia, wypadkowe kierunki osi dwójłomności zależą od płaszczyzny zgięcia, a efekt ten jest wykorzystywany w kontrolerze polaryzacji [109]. Dodatkowo, dla małego promienia zgięcia światło prowadzone w rdzeniu może sprzęgać się do modów płaszczowych, co indukuje straty zgięciowe.

W tym rozdziale pokazane są dwa przykłady efektów wywołanych zgięciem we włóknach z małym okrągłym domieszkowanym rdzeniem z trzema kanałami powietrznymi umieszczonymi bardzo blisko rdzenia, po jego jednej stronie. W podrozdziale 7.1 pokazano eksperymentalnie efekt modulacji dyspersji, a w podrozdziale 7.2 – efekt sprzęgania modów polaryzacyjnych i jego wpływ na nieliniowy proces generacji solitonów. Włókna zostały wytworzone przez Pracownię Technologii Światłowodów na Uniwersytecie Marii Curie-Skłodowskiej w Lublinie. Z dwóch preform o takiej samej konstrukcji geometrycznej, ale różnych poziomach domieszki GeO_2 w rdzeniu (18 mol% dla włókna A_1 oraz 22 mol% dla włókien B_{1-4}) wyciągnięte zostały serie włókien nieskręconych oraz skręconych z okresem $A = 5$ mm o różnych średnicach zewnętrznych i różnych średnicach kanałów powietrznych kontrolowanych w trakcie procesu wyciągania ciśnieniem przykładanym do odpowiednich kapilar. Średnice zewnętrzne światłowodów wynosiły 136, 125, 124, 120 i 118 μm kolejno dla światłowodów A_1 , B_1 , B_2 , B_3 i B_4 , a odpowiadające im średnice rdzenia 3.7, 3.5, 3.4, 3.2 i 3.1 μm . Dla wszystkich badanych włókien odległość kanałów powietrznych od rdzenia wynosiła między 4.1 a 4.3 μm ,

a średnica kanałów powietrznych była ok. 10% mniejsza od średnicy rdzenia dla włókna A_1 i ok. 5% większa od średnicy rdzenia dla włókien B_{1-4} . Zdjęcie z mikroskopu elektronowego przekroju włókna B_1 pokazane jest na rys. 7.1(a), a na rys. 7.1(b) oraz (c) pokazane są rozkłady pól modu podstawowego dla $\lambda = 1000$ nm oraz $\lambda = 2000$ nm obliczone przy pomocy oprogramowania COMSOL Multiphysics dla włókna o parametrach geometrycznych i materiałowych odpowiadających nieskręconemu światłowodowi B_1 . Kształty rdzenia i kanałów powietrznych zostały odtworzone na podstawie zdjęcia włókna z mikroskopu elektronowego. Z tego powodu nie są one idealnie okrągłe.



Rys. 7.1. Zdjęcie z mikroskopu elektronowego przekroju włókna B_1 (a). Rozkłady pola modu podstawowego obliczone dla tego włókna dla długości fali $\lambda = 1000$ nm (b) oraz $\lambda = 2000$ nm (c).

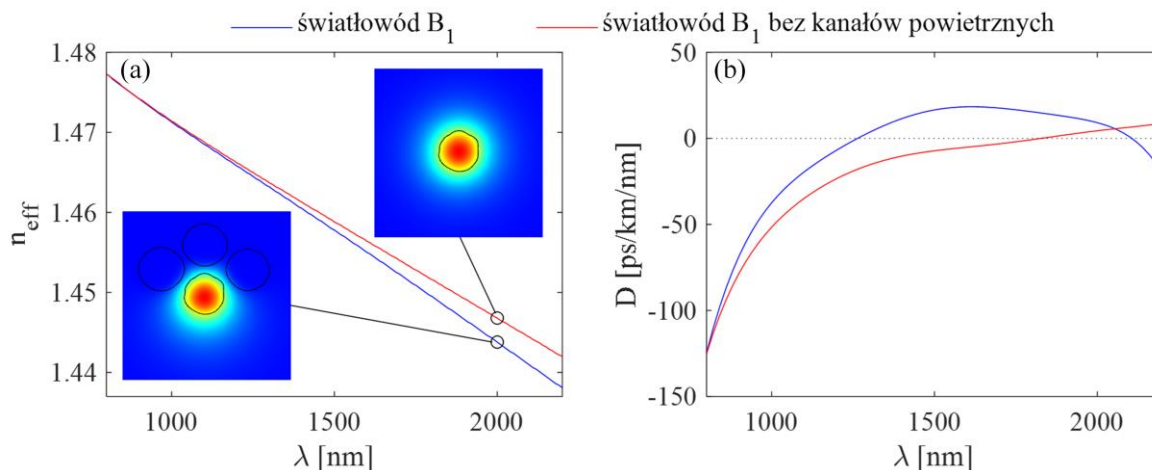
Poniżej długości fali $\lambda = 1000$ nm mod jest dobrze uwięziony w rdzeniu i obecność kanałów powietrznych praktycznie nie wpływa na jego propagację, jednak dla dłuższych fal, dla których średnica pola modu jest większa od średnicy rdzenia, mod zaczyna oddziaływać z kanałami powietrznymi. Znacznie niższy współczynnik załamania w kanałach powietrznych niż w rdzeniu powoduje, że mod wraz z rosnącą długością fali może rozlewać się tylko w kierunku przeciwnym do kanałów powietrznych.

7.1. Efekt modulacji dyspersji chromatycznej wywołany zgięciem

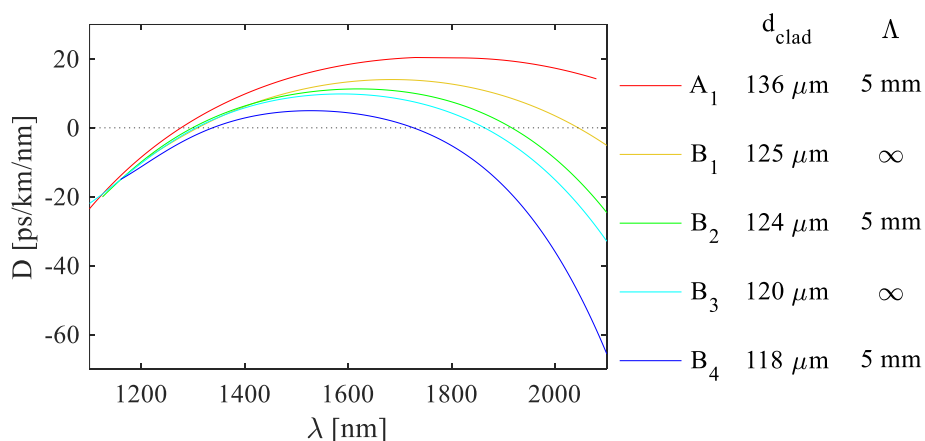
W światłowodzie krzemionkowym z rdzeniem o skokowym profilu współczynnika załamania (bez kanałów powietrznych) efektywny współczynnik załamania monotonicznie maleje w funkcji długości fali, a dyspersja chromatyczna monotonicznie rośnie. Dodanie kanałów powietrznych nie powoduje zmiany efektywnego współczynnika załamania oraz dyspersji chromatycznej w zakresie długości fal, dla których efektywna średnica modu nie przekracza średnicy rdzenia. Jednakże, dla większych długości fal mod o zwiększającej się średnicy przesuwają się coraz bliżej krawędzi rdzenia (rys. 7.1(c)), w wyniku czego jego efektywny współczynnik załamania zmniejsza się szybciej niż dla światłowodu bez kanałów powietrznych. To powoduje, że kanały powietrzne zmieniają również przebieg dyspersji chromatycznej. Na rys. 7.2(a) pokazano spektralne przebiegi współczynnika załamania obliczone dla włókna B_1 oraz takiego samego włókna bez kanałów powietrznych, a na rys. 7.2(b) wyznaczone na podstawie wzoru (2.9) przebiegi dyspersji chromatycznej takich włókien.

Zmieniając poziom domieszkowania rdzenia, średnicę rdzenia, a także wielkość i odległość kanałów powietrznych od rdzenia można kontrolować przebieg dyspersji w zakresie długofalowym, a w szczególności uzyskać światłowody, które mają dyspersję chromatyczną równą zero dla dwóch długości fali. Na rys. 7.3 przedstawione zostały zmierzone przebiegi dyspersji chromatycznej badanych

włókien pokazujące jak drastycznie zmienia się ich charakterystyka w zakresie długofalowym mimo niewielkich różnic w geometrii światłowodu. Dla włókien B_{1-4} przy zmianie tylko okresu skręcenia oraz średnicy zewnętrznej światłowodu o zaledwie 6% uzyskano przesunięcie długości fali o zerowej dyspersji o ok. 50 nm w pobliżu $\lambda = 1300$ nm oraz o ponad 300 nm w pobliżu $\lambda = 2000$ nm.



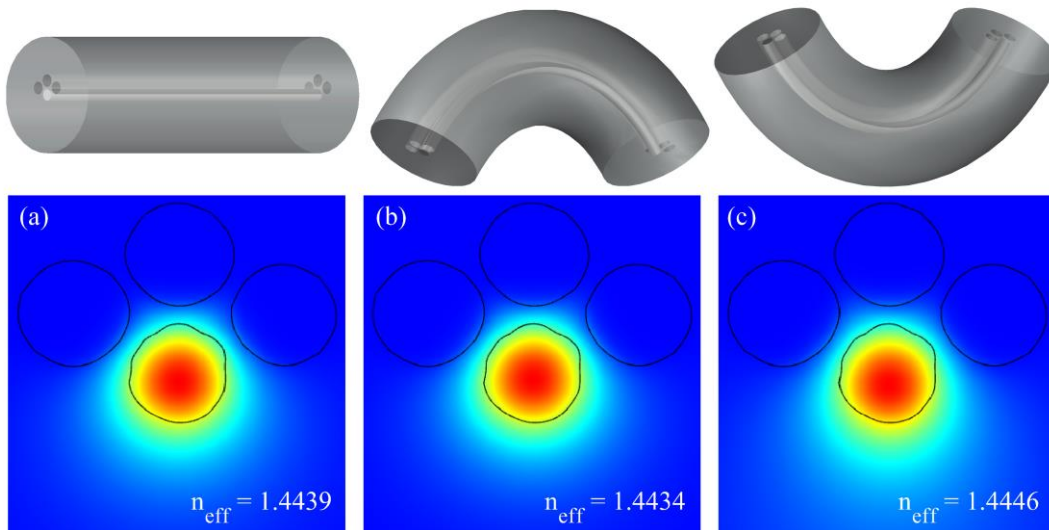
Rys. 7.2. Przebiegi efektywnego współczynnika załamania (a) oraz dyspersji chromatycznej (b) obliczone dla światłowodu B_1 oraz dla takiego samego światłowodu bez kanałów powietrznych. W części (a) pokazano również rozkłady pola modu obu światłowodów dla długości fali $\lambda = 2000$ nm.



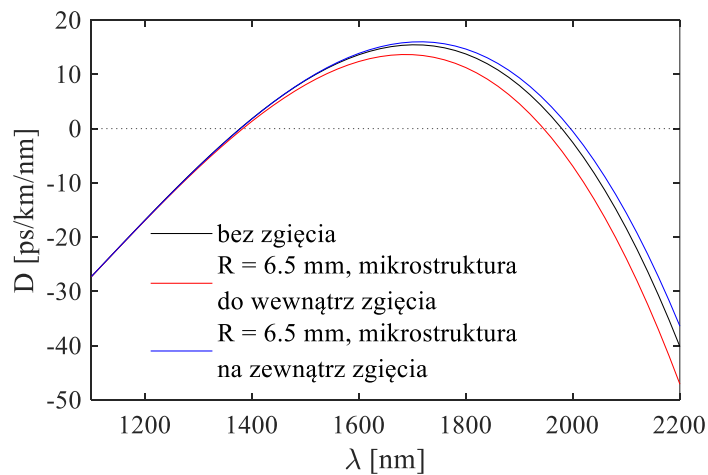
Rys. 7.3. Zmierzone przebiegi dyspersji chromatycznej dla włókien z trzema kanałami powietrznymi w pobliżu rdzenia o różnych średnicach zewnętrznych d_{clad} , skręconych ($\Lambda = 5$ mm) oraz nieskręconych ($\Lambda = \infty$).

W badanych światłowodach kanały powietrzne umieszczone są bardzo blisko rdzenia, dzięki czemu nawet w niezgiętym światłowodzie ich obecność wpływa na spektralny przebieg dyspersji chromatycznej w zakresie fal dłuższych. Ponieważ są one umieszczone tylko po jednej stronie rdzenia, w światłowodzie nieskręconym, kontrolując kierunek zgięcia można zmieniać oddziaływanie modu z kanałami powietrznymi. Na rys. 7.4 pokazano rozkłady pola modu oraz wartości efektywnego współczynnika załamania dla długości fali $\lambda = 2000$ nm obliczone dla promienia zgięcia $R = 1.5$ mm przy zgięciach w różnych kierunkach (przyjęto bardzo mały promień zgięcia, aby lepiej widoczna była zmiana efektywnej średnicy modu, obliczenia przeprowadzono stosując formalizm optyki transformacyjnej opisany w podrozdziale 6.1). Przebiegi współczynnika załamania dla wszystkich trzech położów włókna zostały obliczone w funkcji długości fali dla zgięcia o promieniu $R = 6.5$ mm

i na ich podstawie wyznaczone zostały przebiegi dyspersji chromatycznej pokazane na rys. 7.5. Przy zgięciu włókna kanałami powietrznymi na zewnątrz zgięcia mod światłowodu wypychany jest w kierunku kanałów powietrznych i dla większych długości fal efektywny współczynnik załamania maleje względem współczynnika załamania modu w światłowodzie niezgiętym, natomiast dyspersja chromatyczna rośnie. Przy zgięciu w przeciwnym kierunku, gdy mod wypychany jest w kierunku od kanałów powietrznych, efektywny współczynnik załamania modu rośnie, natomiast jego dyspersja chromatyczna zmniejsza się względem dyspersji w światłowodzie niezgiętym.



Rys. 7.4. Rozkłady pola modu i efektywne współczynniki załamania dla długości fali $\lambda = 2000$ nm obliczone dla światłowodu B_1 niezgiętego (a) oraz dla promienia zgięcia $R = 1.5$ mm z kanałami powietrznymi na zewnątrz zgięcia (b) oraz do wewnątrz (c).

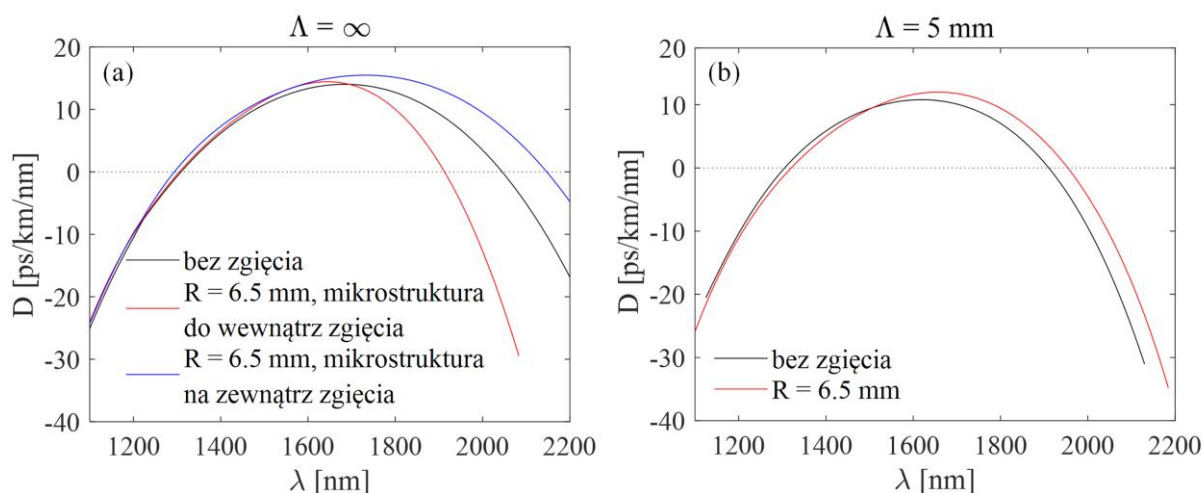


Rys. 7.5. Przebiegi dyspersji chromatycznej obliczone dla światłowodu B_1 niezgiętego oraz dla promienia $R = 6.5$ mm z kanałami powietrznymi na zewnątrz oraz do wewnątrz zgięcia.

W światłowodzie skręconym wokół osi symetrii płaszczka, umieszczony centralnie okrągły rdzeń nie ulega transformacji, natomiast kanały powietrzne umieszczone poza osią obrotu tworzą helisę okrążającą rdzeń wzdłuż długości włókna. Dzięki temu, przy zgięciu skręconego światłowodu mod naprzemiennie wypychany jest w kierunku kanałów powietrznych oraz obszaru płaszczka bez mikrostruktury tworząc periodyczną zmianę efektywnego współczynnika załamania, a w związku z tym także dyspersji chromatycznej. Ponieważ włókno jest skręcone, kierunek zgięcia nie ma wpływu

na uzyskaną modulację dyspersji (pod warunkiem, że zgięty odcinek światłowodu jest znacznie dłuższy niż jeden okres skręcenia), natomiast wpływ na głębokość modulacji dyspersji ma promień zgięcia.

Możliwość zmiany dyspersji włókna poprzez zginanie została potwierdzona eksperymentalnie na przykładzie włókna B₁. Podgląd bocznej powierzchni włókna na mikroskopie z podświetleniem dolnym pozwolił określić kierunek ułożenia kanałów powietrznych względem rdzenia. Co kilka centymetrów na włóknie wykonywano znacznik markerem określający pozycję mikrostruktury, co pozwoliło na nawinięcie włókna na pręt z możliwością kontroli kierunku zgięcia. Dla tego samego odcinka włókna dyspersja została zmierzona trzykrotnie: gdy włókno było wyprostowane, oraz gdy było częściowo nawinięte na pręt o średnicy promieniu $R = 6.5$ mm kanałami powietrznymi na zewnątrz i do wewnątrz zgięcia. Długość badanego odcinka światłowodu wynosiła $L_F = 98.9$ cm, a długość nawiniętego odcinka w przybliżeniu 40% całkowitej długości włókna. Zmierzone przebiegi dyspersji pokazane zostały na rys. 7.6(a). Dyspersja została również zmierzona we włóknie B₂ skręconym z okresem $\Lambda = 5$ mm, gdy było ono wyprostowane oraz nawinięte na ten sam pręt, a wyniki pokazane są na rys. 7.6(b). Długość badanego włókna wynosiła $L_F = 103.6$ cm, a długość odcinka nawiniętego – 47% długości włókna.



Rys. 7.6. Przebiegi dyspersji chromatycznej zmierzone dla nieskręconego światłowodu B₁ (a) i skręconego światłowodu B₂ (b) niezgiętych oraz nawiniętych na pręt o promieniu $R = 6.5$ mm.

Zmierzone przebiegi dowodzą, że zginając włókno można zmieniać przebieg dyspersji chromatycznej, a kierunek zmiany w zakresie długofalowym zgadza się z przewidywaniami teoretycznymi – dyspersja zwiększa się, gdy mod jest zlokalizowany bliżej mikrostruktury i zmniejsza, gdy na skutek zgięcia mod jest wypychany w kierunku płaszcza bez mikrostruktury. Różnica w zakresie zmiany dyspersji między wynikami obliczeń numerycznych oraz pomiarów spowodowana jest najprawdopodobniej błędami odtworzenia rzeczywistej geometrii włókna na podstawie zdjęć z mikroskopu elektronowego.

W skręconym włóknie współczynnik załamania na zgiętym odcinku włókna periodycznie rośnie i maleje względem włókna niezgiętego, w związku z czym zmierzony przebieg dyspersji jest uśredniony po długości całego włókna. Jednak na rys.7.6(b) widać, że uzyskane przebiegi we włóknie zgiętym i niezgiętym różnią się, co dowodzi zjawiska modulacji dyspersji. Zjawisko to może być szczególnie przydatne w optyce nieliniowej do kontrolowania procesów generowanych we włóknie, gdyż zmiana dyspersji chromatycznej poprzez zgięcie może doprowadzić do przestrajania długości fali,

na których zachodzi dany proces nieliniowy. Taki efekt przedstawili autorzy referencji [30, 31, 110] na przykładzie generacji procesu niestabilności modulacyjnych we włóknie o periodycznie zmieniającej się średnicy zewnętrznej.

7.2. Efekt sprzężania modów polaryzacyjnych wywołany zgięciem oraz jego wpływ na generację solitonów

We włóknie dwójłomnym energia z jednego modu polaryzacyjnego może zostać częściowo sprzężona do modu spolaryzowanego ortogonalnie, gdy dojdzie do punktowej lub periodycznej perturbacji efektywnego współczynnika załamania (efekt sprzężania modów szerzej opisano w rozdziale 8) i/lub dwójłomności, np. w wyniku punktowego nacisku, zgięcia, skręcenia lub siatki długookresowej. Efekt sprzężenia może zachodzić w światłowodach o dowolnym typie dwójłomności (liniowej, eliptycznej oraz kołowej).

W tym podrozdziale, na przykładzie włókna A_1 , pokazano eksperymentalnie możliwość kontrolowania wzajemnych intensywności modów polaryzacyjnych poprzez zgięcie włókna z odpowiednim promieniem. Ponieważ badane włókno jest skręcone, kierunek zgięcia nie ma wpływu na uzyskany podział mocy między modami. Asymetria ułożenia mikrostruktury względem rdzenia powoduje niewielką dwójłomność liniową, która dla włókna A_1 wynosi w przybliżeniu $\Delta n_l = 2 \times 10^{-5}$. Włókno to jest skręcone z okresem $\Lambda = 5$ mm, co indukuje w nim dwójłomność kołową wynoszącą w przybliżeniu $\Delta n_c = 6 \times 10^{-4}$ dla $\lambda = 1550$ nm, a wypadkowa dwójłomność wyznaczona ze wzoru (4.5) wynosi $\Delta n = 3 \times 10^{-7}$. Kąt eliptyczności modów własnych włókna wynosi $\theta = 43 \pm 1^\circ$ dla $\lambda = 1550$ nm, w związku z czym wykazuje ono niewielką dwójłomność kołową.

Wprowadzenie do rdzenia włókna dwójłomnego kołowo wiązki światła spolaryzowanej kołowo prawo- lub lewoskrętnie powoduje pobudzenie tylko jednego z modów polaryzacyjnych. Jeżeli wiązka padająca ma kąt eliptyczności $\theta < 45^\circ$, pobudzone zostają dwa mody spolaryzowane kołowo o przeciwnych skrętnościach, a stosunek mocy propagowanej w każdym z nich jest zależny zarówno od kąta eliptyczności jak i kąta azymutu elipsy wejściowego stanu polaryzacji. Szczególnym przypadkiem jest wprowadzenie do rdzenia włókna wiązki spolaryzowanej liniowo, dla której oba mody spolaryzowane kołowo pobudzane są z taką samą intensywnością.

Efekt sprzężania modów o polaryzacji kołowej w badanym włóknie wykorzystano do przestrajania solitonów w funkcji wypadkowej eliptyczności światła propagującego we włóknie. Soliton optyczny jest impulsem powstającym w wyniku efektu samomodulacji fazy, który propaguje się zachowując swój przebieg czasowy w wyniku wzajemnego znoszenia się dodatniej nieliniowości włókna γ' i ujemnej dyspersji β_2 . Długość fali, dla której generowany jest soliton w światłowodzie może być przestrajana mocą pompy, ale również eliptycznością wiązki pobudzającej. Nieliniowe równanie Schrödingera uproszczone do postaci opisującej tylko efekt samomodulacji fazy z zaniedbaniem tłumienności włókna przyjmuje postać:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + i\gamma'|A|^2 A, \quad (7.1)$$

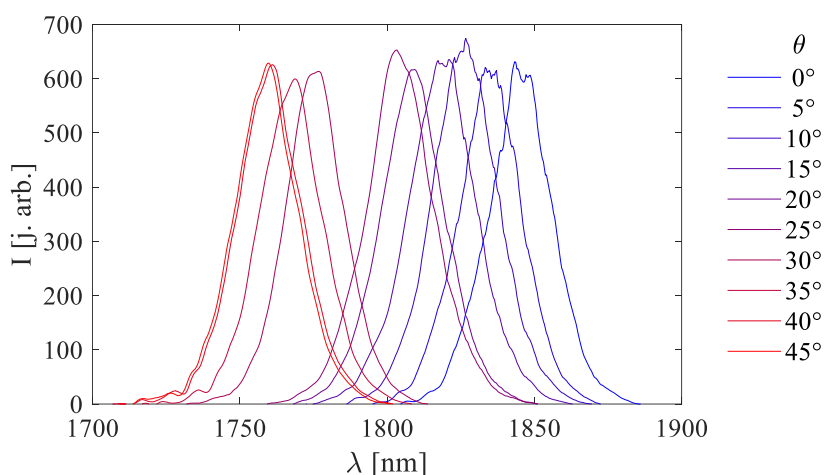
gdzie A to wolnozmienna obwiednia impulsu, z oraz t oznaczają odpowiednio drogę propagacji impulsu oraz czas, a współczynnik nieliniowości γ' zależy od kąta eliptyczności θ wiązki pobudzającej zgodnie ze wzorem:

$$\gamma' = \gamma \frac{2 + \cos^2 2\theta}{3}. \quad (7.2)$$

Współczynnik ten wynosi $\gamma' = \gamma$ dla modów spolaryzowanych liniowo, oraz $\gamma' = 2\gamma/3$ dla modów spolaryzowanych kołowo, a zatem dla polaryzacji liniowej jest większy. Jak pokazali autorzy referencji [111] dla stałej mocy pompy i pobudzenia światłowodu skręconego prowadzącego kołowo spolaryzowane mody własne wiązką spolaryzowaną liniowo, odstrojenie solitonu od długości fali pompy jest większe niż w przypadku pobudzenia wiązką spolaryzowaną kołowo.

Jako źródła światła do generacji solitonu użyto lasera o długości fali $\lambda = 1560$ nm, częstotliwości repetycji 80 MHz, czasie trwania impulsu < 100 fs oraz średniej mocy > 350 mW. Światło wprowadzane i wyprowadzane było ze światłowodu obiektywem o powiększeniu $20\times$ i aperturze numerycznej $NA = 0.40$. Jako detektora użyto spektrometru ASP-IR-2.6 firmy Avesta o rozdzielczości 0.5 nm i zakresie pracy 900–2600 nm.

W pierwszej kolejności w niezgiętym włóknie A_1 o długości $L_F = 6$ m, skręconym z okresem $\Lambda = 5$ mm i prowadzącym mody spolaryzowane kołowo, dla stałej mocy pompy zbadano zależność długości fali, dla której generowany jest soliton od eliptyczności wiązki padającej na czoło światłowodu zmienianej obrotem ćwierćfalówki wstawionej na wejściu włókna. Zależność ta jest pokazana na rys. 7.7, gdzie $\theta = 0^\circ$ oznacza pobudzenie polaryzacją liniową (czyli pobudzenie obu modów polaryzacyjnych z taką samą intensywnością), natomiast $\theta = 45^\circ$ – polaryzację kołową prawoskrętną.

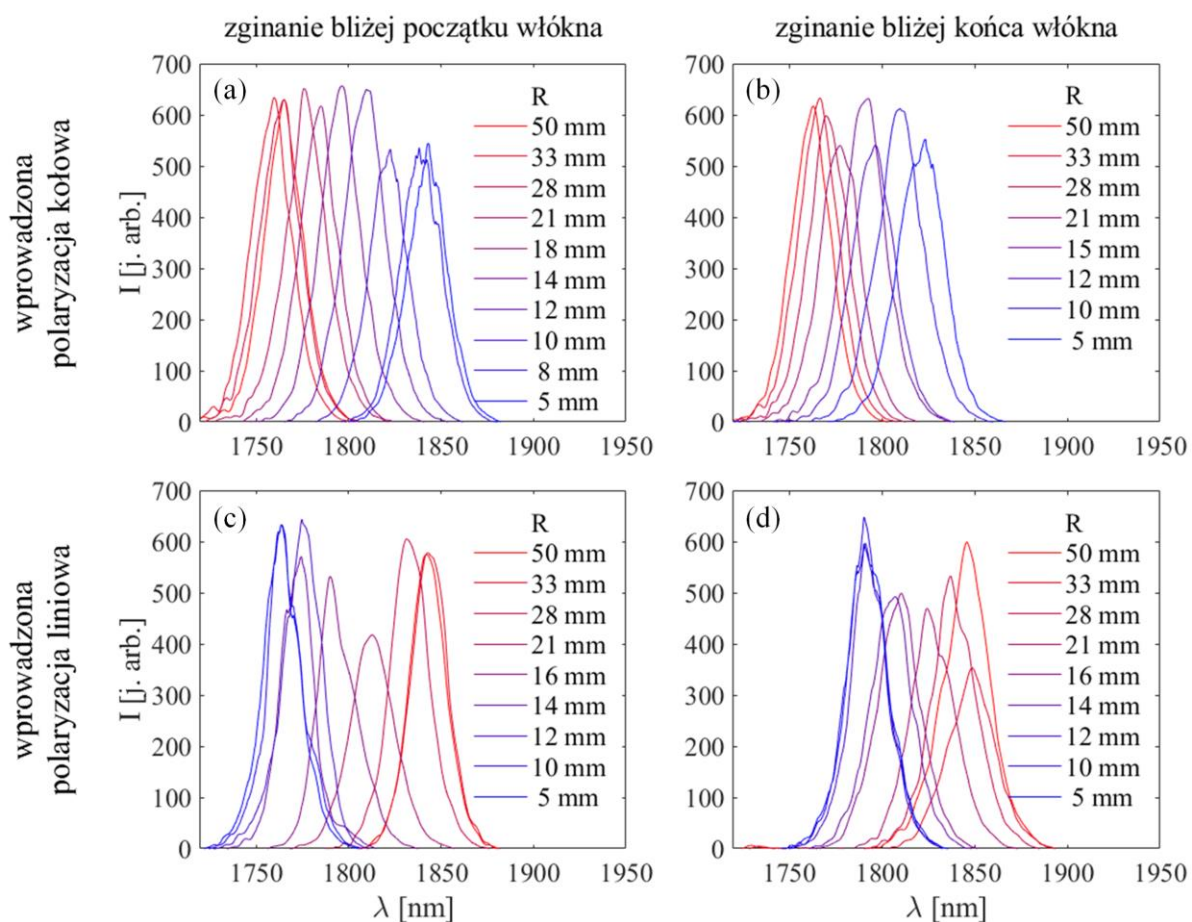


Rys. 7.7. Widmo solitonu generowanego w funkcji kąta eliptyczności wiązki pobudzającej w światłowodzie A_1 skręconym z okresem $\Lambda = 5$ mm o kołowo spolaryzowanych modach własnych, gdzie $\theta = 0^\circ$ oznacza pobudzenie polaryzacją liniową, a $\theta = 45^\circ$ – kołową prawoskrętną.

Wyniki pokazane na rys. 7.7 potwierdzają zależność obserwowaną w [111]. Dla pobudzenia wiązką spolaryzowaną liniowo odstrojenie solitonu od długości fali pompy jest większe niż w przypadku pobudzenia wiązką spolaryzowaną kołowo. Przy zmianie eliptyczności wiązki oświetlającej w kierunku polaryzacji kołowej lewoskrętniej zaobserwowano analogiczną zależność.

W kolejnym kroku, dla wiązki pobudzającej spolaryzowanej kołowo prawoskrętnie o stałej mocy zarejestrowano widmo solitonu w funkcji promienia zgięcia R , gdy włókno zginane było blisko początku i blisko końca włókna. Wyniki pokazane są odpowiednio na rys. 7.8(a) i (b). Dla niezgiętego włókna soliton lokalizował się wokół długości fali $\lambda = 1760$ nm i w wyniku zginania włókna na coraz mniejszy promień przesunął się w kierunku fal dłuższych aż do $\lambda = 1845$ nm. Przy zginaniu na początku

włókna, dla promienia zgięcia $R = 5$ mm przesunięcie spektralne solitonu osiągnęło wartość odpowiadającą liniowemu pobudzeniu bez zginania. Dla takiego zgięcia sprawdzono polaryzację wiązki wychodzącej ze światłowodu. Całkowite wygaszenie solitonu było możliwe przy użyciu pojedynczego polaryzatora liniowego, co wskazuje, że na wyjściu ze światłowodu oba ortogonalnie spolaryzowane kołowo mody polaryzacyjne były pobudzone z taką samą mocą. To dowodzi sprzężeniu połowy mocy światła z modu spolaryzowanego kołowo prawoskrętnie do modu o przeciwnej skrętności. Przy zginaniu bliżej końca włókna, gdzie efekt nieliniowy był już zbudowany, zaobserwowano podobną zależność jednak uzyskano mniejsze maksymalne przesunięcie spektralne solitonu, a kąt eliptyczności solitonu wynosił w przybliżeniu $\theta = 10^\circ$, co oznacza, że do modu spolaryzowanego kołowo lewoskrętnie sprzęgnięte zostało mniej niż połowa mocy wiązki propagującej w światłowodzie i na wyjściu uzyskana została superpozycja dwóch modów o przeciwnych skrętnościach.



Rys. 7.8. Widmo solitonu zarejestrowane w funkcji promienia zgięcia R w światłowodzie o kołowo spolaryzowanych modach własnych przy pobudzeniu wiązką spolaryzowaną kołowo prawoskrętnie (a i b) i liniowo (c i d) oraz przy zginaniu włókna bliżej początku (a i c) i bliżej końca (b i d).

W następnym kroku zbadano tą samą zależność dla początkowego pobudzenia wiązką spolaryzowaną liniowo, dla której soliton lokalizuje się wokół długości fali $\lambda = 1850$ nm. Wyniki zarejestrowane dla zginania włókna blisko jego początku i końca pokazano odpowiednio na rys. 7.8(c) i (d). W wyniku zginania włókna soliton przesuwał się w kierunku fal krótszych, jednak w tym przypadku zaobserwowano znacznie większe fluktuacje intensywności solitonu oraz mniej systematyczne przesunięcie w funkcji promienia zgięcia R . Maksymalne przesunięcie solitonu do $\lambda = 1760$ nm uzyskano przy zginaniu bliżej początku włókna. Dla zgięcia na promień $R = 5$ mm

zmierzona eliptyczność wiązki wychodzącej z włókna wynosiła $\theta = 43^\circ$ przy zginaniu bliżej początku włókna oraz $\theta = 30^\circ$ – bliżej końca włókna.

Uzyskane wyniki potwierdzają zjawisko sprzężenia modów polaryzacyjnych w badanym włóknie wywołwane zgięciem, które można wykorzystać do przestrajania spektralnej pozycji solitonów. W tym samym włóknie również w wyniku zgięcia dochodzi do zjawiska modulacji dyspersji chromatycznej, jednak efekt sprzężenia modów jest praktycznie niezależny od tego zjawiska ze względu na bardzo krótką długość zgiętego światłowodu. Pojedyncze zgięcie o promieniu $R = 6.5$ mm nie powodowało zauważalnej zmiany dyspersji chromatycznej w pomiarach opisanych w podrozdziale 7.1. Aby zaobserwować zjawisko modulacji dyspersji zwinięty kawałek włókna miał długość kilkudziesięciu centymetrów, natomiast do wywołania sprzężenia modów polaryzacyjnych wystarczy zgięcie o długości kilkunastu milimetrów.

Opisane w tym rozdziale włókno z asymetryczną mikrostrukturą w pobliżu silnie domieszkowanego rdzenia ma nowe właściwości polegające na możliwości zmiany jego parametrów transmisyjnych w wyniku zgięcia. Po pierwsze, we włóknie nieskręconym ze względu na asymetrię mikrostruktury można zmieniać efektywny współczynnik załamania, a w związku z tym również dyspersję chromatyczną, kontrolując płaszczyznę zgięcia. Natomiast we włóknie skręconym można wywołać efekt periodycznej modulacji dyspersji, której amplituda oscylacji jest zależna od geometrii włókna, okresu skręcenia oraz promienia zgięcia, ale nie jest zależna od płaszczyzny zgięcia dzięki temu, że włókno ma spiralną symetrię. Efekt ten może znaleźć zastosowanie do przestrajania procesów nieliniowych zależnych od dyspersji lub w kompensatorach dyspersji. Po drugie, zgięcie włókna powoduje sprzężenie modów polaryzacyjnych, co może zostać wykorzystane do spektralnego przestrajania solitonów w funkcji promienia zgięcia.

Rozdział 8.

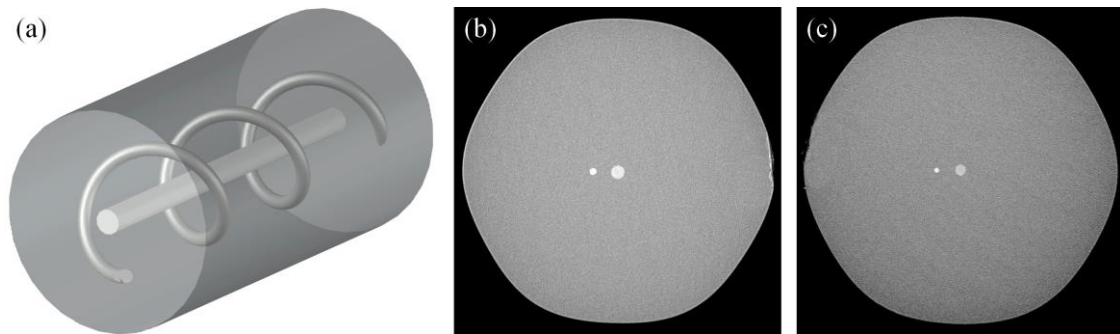
Siatki długookresowe wywołane zgięciem w skręconych włóknach dwurdzeniowych

Światłowody dwu- i wielordzeniowe mają wiele zastosowań w komunikacji optycznej [112–114] przede wszystkim do zwiększenia przepustowości transmisji [113] i do wzmacniania sygnału [114], ale mogą posłużyć również jako obrazowody [115]. Są one także przydatne w metrologii, w szczególności w różnego rodzaju czujnikach [104, 116, 117] i detektorach gazu [118]. Jeżeli odległości między rdzeniami w światłowodzie wielordzeniowym są odpowiednio duże to nie oddziałują one ze sobą i można taki światłowód traktować jako zbiór kilku oddzielnych światłowodów. Jeżeli jednak odległości między rdzeniami, ich średnice oraz współczynniki załamania zostaną odpowiednio dobrane, światło może się sprzęgać między rdzeniami tworząc w ten sposób supermody [119]. Do sprzężenia może dojść zarówno w zakresie małych mocy [98, 119], jak i w wyniku procesu nieliniowego zachodzącego w obecności dużych mocy [120]. Sprzężenie między rdzeniami może być przydatne w wytwarzaniu jednomodowych światłowodów o dużej średnicy modu [119], które pozwalają na transmisję wiązek o znacznie większych mocach.

W tym rozdziale opisano nowy rodzaj sprzężenia, które zachodzi pomiędzy rdzeniami skręconego światłowodu dwurdzeniowego w wyniku jego zgięcia. W światłowodach stosowanych do obserwacji tego efektu jeden z rdzeni o kołowym kształcie jest położony na osi symetrii płaszcza, dzięki czemu nie ulega on transformacji w trakcie procesu skręcania poprzez obrót preformy podczas wyciągania światłowodu. Drugi rdzeń ulokowany jest poza osią symetrii płaszcza i w wyniku skręcenia tworzy helisę otaczającą rdzeń środkowy. Schemat światłowodu pokazano na rys. 8.1(a). Jeżeli w takim światłowodzie odległość między rdzeniami jest odpowiednio duża, sprzężenie między nimi nie zachodzi nawet dla zgiętego światłowodu. Dla rdzeni położonych bliżej siebie (jednak nieoddziałujących dla prostego światłowodu) zgięcie światłowodu powoduje periodyczną modulację efektywnego współczynnika załamania modu propagującego w helikoidalnym rdzeniu, w wyniku czego może dojść do sprzężenia światła między rdzeniami, gdy stałe propagacji obu modów spełnią warunek dopasowania fazowego. W takim przypadku powstaje długookresowa siatka światłowodowa, która umożliwia sprzężanie światła z jednego rdzenia do drugiego w określonych zakresach spektralnych, dla których spełnione jest dopasowanie fazowe. Ponieważ światłowód jest skręcony, sprzężenie jest uzyskiwane niezależnie od kierunku zgięcia pod warunkiem, że zgięty odcinek jest znacznie dłuższy od jednego okresu skręcenia światłowodu. Wyniki eksperymentalne potwierdzające istnienie takiego mechanizmu sprzężenia zostały pokazane w podrozdziałach 8.2 i 8.3 oraz częściowo opublikowane w pracy [121].

Dwurdzeniowe skręcone włókna zostały wytworzone przez Pracownię Technologii Światłowodów na Uniwersytecie Marii Curie-Skłodowskiej w Lublinie. Zdjęcia z mikroskopu elektronowego

przekrojów wybranych włókien C_1 oraz D_4 pokazane zostały na rys. 8.1(b) oraz (c), a w tabeli 8.1 zebrane zostały parametry geometryczne i materiałowe wszystkich badanych włókien.



Rys. 8.1. Struktura skręconego światłowodu dwurdzeniowego (a). Zdjęcie z mikroskopu elektronowego przekrojów włókien C_1 (b) oraz D_4 (c).

Tabela 8.1. Parametry geometryczne oraz materiałowe badanych włókien dwurdzeniowych.

	okres skręcenia	odległość między środkami rdzeni	rdzeń centralny		rdzeń boczny	
			średnica	poziom domieszki	średnica	poziom domieszki
C_1	1.5 mm	10 μm	5.2 μm	10.5 mol%	2.7 μm	23 mol%
D_1	8 mm	9.8 μm	4.5 μm	10.5 mol%	2.1 μm	22.1 mol%
D_2	4 mm					
D_3	3 mm					
D_4	2 mm					

8.1. Zasada powstawania siatek

Do sprzężenia modów może dojść, gdy spełniony zostanie warunek dopasowania fazowego między stałymi propagacji dwóch modów. W typowym dwurdzeniowym światłowodzie (nieskręconym i niezgiętym) warunek dopasowania fazowego można zapisać następująco:

$$\beta_{01}^C - \beta_{01}^S = 0, \quad (8.1)$$

gdzie β_{01} to stałe propagacji modów podstawowych w rdzeniu centralnym C i bocznym S światłowodu dwurdzeniowego, proporcjonalne do ich efektywnego współczynnika załamania zgodnie ze wzorem $\beta = 2\pi n_{\text{eff}}/\lambda$. W skręconym i zgiętym dwurdzeniowym światłowodzie stała propagacji β_{01}^C modu podstawowego w centralnie położonym rdzeniu nie zmienia się znacząco. Jednak w bocznym rdzeniu o spiralnym kształcie zachodzi periodyczna modulacja ekwiwalentnego współczynnika załamania n' zgodnie z następującym wzorem:

$$n' = n \left(1 + \frac{A^2 r^2}{2} \right) \left(1 + \frac{r \cos(\varphi_0 - Az)}{R} \right), \quad (8.2)$$

gdzie n to współczynnik załamania w nieskręconym i niezgiętym światłowodzie, $A = 2\pi/\Lambda$ – stopień skręcenia włókna wyrażony przez odwrotność okresu skręcenia Λ , R – promień zgięcia, φ_0 – faza początkowa zależna od położenia rdzenia bocznego względem centralnego w punkcie początku zgięcia, a r oraz z to odpowiednio współrzędna radialna (w przekroju światłowodu) oraz współrzędna poosiowa.

Periodyczna modulacja ekwiwalentnego współczynnika załamania opisana wzorem (8.2) prowadzi do modulacji stałej propagacji modu podstawowego w bocznym rdzeniu opisanej wzorem:

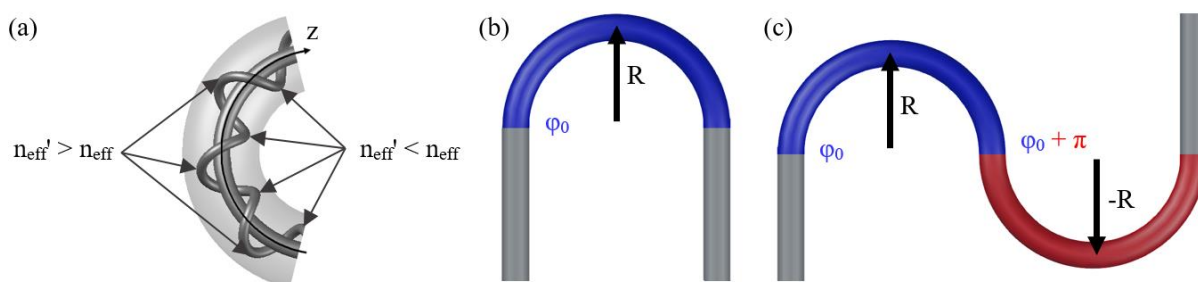
$$\beta_{01}^S(z) = \overline{\beta_{01}^S}(z) + \Delta\beta_{01}^S \cos\left(\varphi_0 - \frac{2\pi z}{\Lambda}\right), \quad (8.3)$$

gdzie $\overline{\beta_{01}^S}(z)$ to stała propagacji uśredniona na jednym okresie skręcenia, a $\Delta\beta_{01}^S$ to amplituda modulacji stałej propagacji. Modulacja stałej propagacji modu w bocznym rdzeniu z okresem skręcenia Λ wynika z faktu, że na skutek zgięcia światłowodu ekwiwalentny współczynnik załamania rdzenia bocznego przyjmuje większe wartości, gdy znajduje się on po zewnętrznej stronie zgięcia oraz mniejsze dla położenia po wewnętrznej stronie zgięcia, co pokazano na rys. 8.2(a). Tak powstała siatka długookresowa powoduje sprzężenia zachodzące rezonansowo, gdy spełniony jest następujący warunek dopasowania fazowego:

$$\int_0^{\Lambda} (\beta_{01}^C - \beta_{01}^S(z)) dz = 2\pi\kappa, \quad (8.4)$$

gdzie κ jest liczbą całkowitą oznaczającą rząd sprzężenia. Powyższy warunek dopasowania fazowego można zapisać w następującej prostszej postaci:

$$\left[\beta_{01}^C - \overline{\beta_{01}^S}(z) \right] \Lambda = 2\pi\kappa. \quad (8.5)$$



Rys. 8.2. Struktura skręconego zgiętego światłowodu dwurdzeniowego z zaznaczonymi punktami o maksymalnie zmniejszonym i zwiększonym efektywnym współczynniku załamania modu (a). Zgięcie w kształcie litery U wywołujące siatkę długookresową bez skoku fazy (b) oraz w kształcie litery S wywołujące siatkę z przesunięciem fazy o π w miejscu zmiany znaku promienia zgięcia (c).

Sprzężenie zerowego rzędu może zachodzić dla światłowodu niezgiętego, natomiast zgięcie indukuje dodatkowe sprzężenia wyższych rzędów. Dzięki temu, że włókno jest skręcone kierunek zgięcia nie ma wpływu na warunek dopasowania fazowego (zmienia tylko fazę początkową siatki φ_0) i sprzężenie zachodzi tak samo dla każdego kierunku zgięcia.

Pojedyncze zgięcie powoduje wyindukowanie siatki, dla której faza początkowa φ_0 zależy od położenia rdzenia bocznego względem centralnego na początku zgięcia, co schematycznie pokazano na rys. 8.2(b). Wyniki eksperymentalne potwierdzające powstawanie siatki dla pojedynczego zgięcia opisane są w podrozdziale 8.2. Zgięcie światłowodu w różnych miejscach na różne promienie R może doprowadzić do wzmocnienia, wygaszenia lub rozdwojenia pasm sprzężenia w zależności od różnicy faz wprowadzonych przez każdą z wytworzonych siatek. Szczególnym przypadkiem jest zgięcie włókna w kształt litery S (rys. 8.2(c)). Jeżeli promienie obu zgięć są sobie równe co do wartości bezwzględnej,

to takie zgięcie powoduje powstanie dwóch siatek długookresowych przesuniętych w fazie o π . Dla takiego zgięcia wynik sprzężenia zależy od położenia rdzenia bocznego względem centralnego w punkcie, w którym dochodzi do zmiany kierunku zgięcia, co zademonstrowano eksperymentalnie w podrozdziale 8.3.

8.2. Siatka długookresowa o stałym promieniu zgięcia

Dla badanych światłowodów wyznaczone zostały przebiegi efektywnego współczynnika załamania modów podstawowych w obu rdzeniach w programie COMSOL Multiphysics w prostym światłowodzie. Wyniki dla włókien C_1 oraz D_4 pokazane są odpowiednio na rys. 8.3(a) oraz 8.3(b). Przerwanymi liniami zaznaczono długości fal, dla których na podstawie wzoru (8.5) może zachodzić sprzężenie o rzędzie κ spowodowane zgięciem światłowodu.

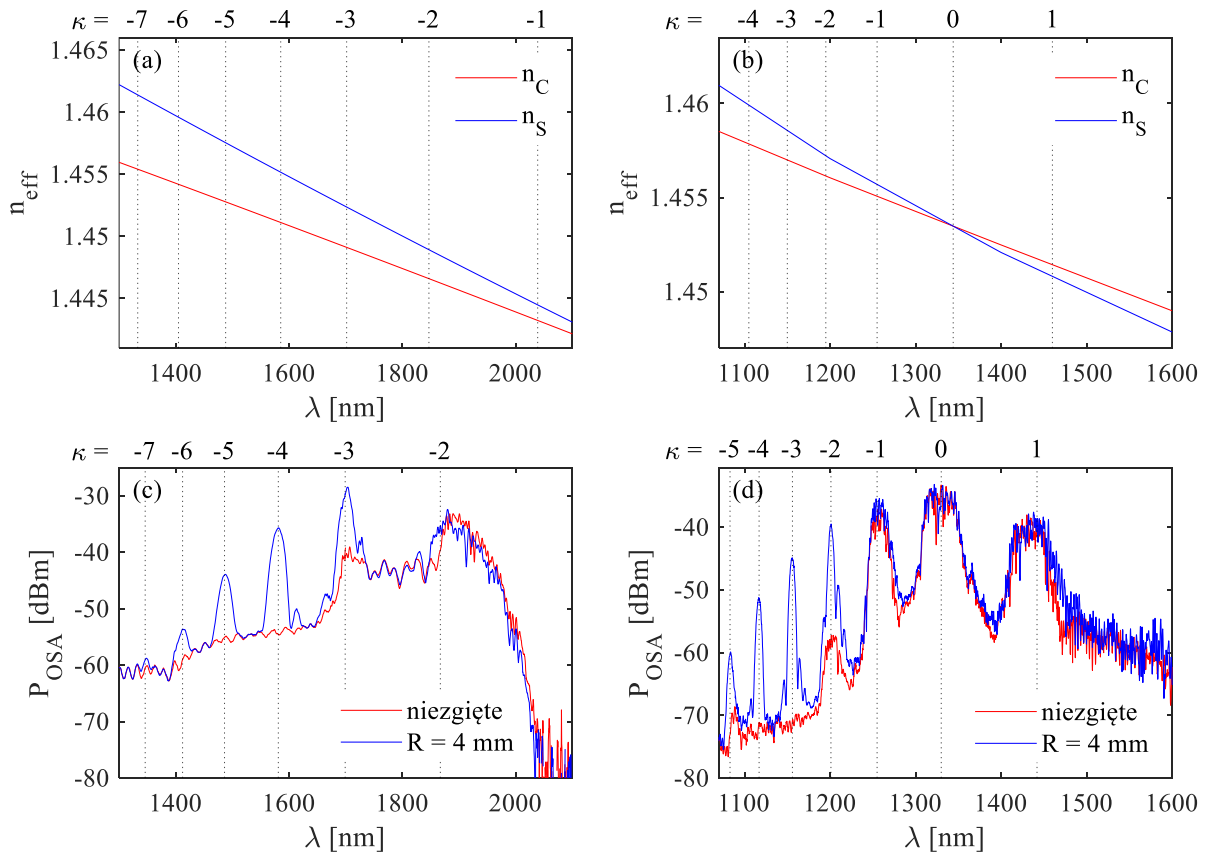
Aby eksperymentalnie potwierdzić generację siatki długookresowej przez zgięcie włókna, do jednego z rdzeni wprowadzano światło z superkontinuum i zarejestrowano widma transmisji drugiego (niepobudzonego) rdzenia, gdy włókno było niezgięte oraz zgięte. Światło wprowadzane było do włókna obiektywem o powiększeniu $20\times$ oraz wyprowadzane było z włókna obiektywem o powiększeniu $100\times$. Tak duże powiększenie obiektywu na wyjściu włókna pozwoliło na ostre odwzorowanie światła wychodzącego z każdego z rdzeni oddzielnie na wejściu detektora. Na rys. 8.3(c) oraz 8.3(d) pokazane zostały widma zarejestrowane z użyciem optycznych analizatorów widma OSA Yokogawa AQ6370D oraz AQ6376 dla włókien C_1 oraz D_4 niezgiętych oraz zgiętych z promieniem $R = 4$ mm. Pozycje rezonansów wyznaczone na podstawie wzoru (8.5) oraz uzyskane eksperymentalnie wykazują dobrą zgodność dla obu włókien. Niestety, ze względu na duże straty transmisyjne włókna C_1 dla $\lambda > 1950$ nm niemożliwe było zaobserwowanie dla niego sprzężenia zerowego rzędu.

Teoretycznie w niezgiętym włóknie powinno zostać zaobserwowane tylko sprzężenie zerowego rzędu, jednak eksperymentalnie zaobserwowano sprzężenia o rzędach rezonansu -3 oraz -2 dla włókna C_1 oraz od -2 do 1 dla włókna D_4 . Powstawanie kilku sprzężeń w niezgiętym włóknie jest spowodowane najprawdopodobniej mikrozgięciami, które powstają na skutek szybkiego wirowania preformy w trakcie procesu wyciągania włókna. Niemniej jednak, widma zarejestrowane po zgięciu dowodzą, że zgięcie generuje dodatkowe sprzężenia o rzędach od -7 do -2 dla włókna C_1 oraz od -5 do 1 dla włókna D_4 . Wyniki te pokazują jak znaczne różnice w pozycjach rezonansów można uzyskać mimo niewielkich różnic w geometrii światłowodów.

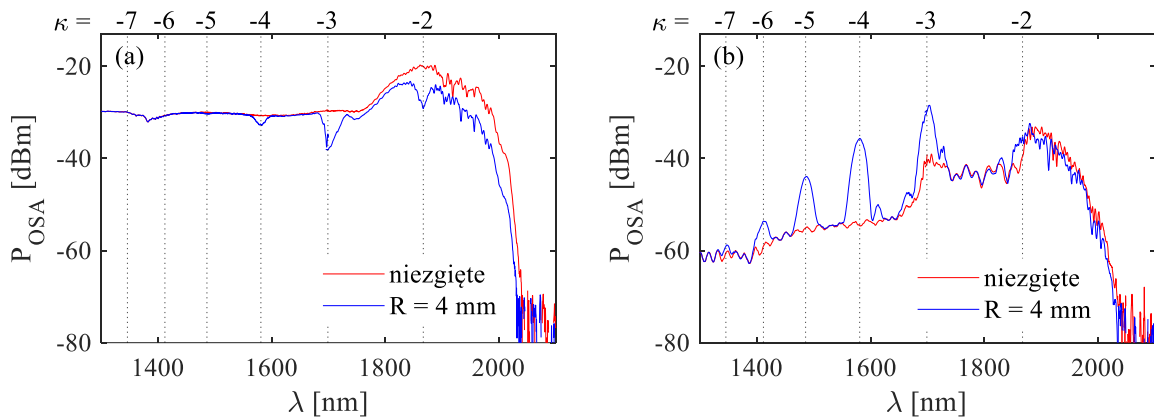
Dla niezgiętego oraz zgiętego włókna C_1 zarejestrowano również widma transmisji rdzenia pobudzonego, które pokazano na rys. 8.4(a). Na ich podstawie widać, że intensywność sprzężenia rzędów -3 i -2 jest około 10 dB i spada dla wyższych rzędów. Mniejszy poziom sygnału powyżej długości fali $\lambda = 1700$ nm po zgięciu wynika ze strat zgięciowych rdzenia bocznego.

Sprzężenie modów zachodzi w obu kierunkach: z rdzenia centralnego do bocznego, gdy pobudzony zostanie rdzeń centralny, lub z rdzenia bocznego do rdzenia centralnego, gdy pobudzony zostanie rdzeń boczny. Na rys. 8.5 pokazano widma zarejestrowane dla obu kierunków sprzężenia pokazujące, że efektywność sprzężenia jest podobna w obu przypadkach.

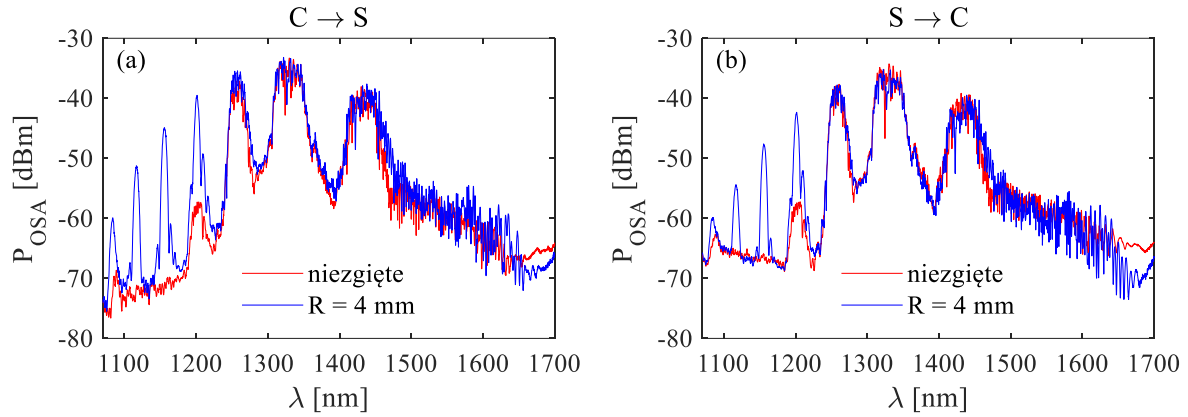
Dla włókien D_1 – D_4 zarejestrowano analogiczne widma, co pozwoliło na analizę efektu w funkcji okresu skręcenia. Na rys. 8.6 pokazano zarejestrowane widma dla światłowodów niezgiętych oraz zgiętych z promieniem R przy pobudzeniu rdzenia centralnego i zbieraniu sygnału z rdzenia bocznego.



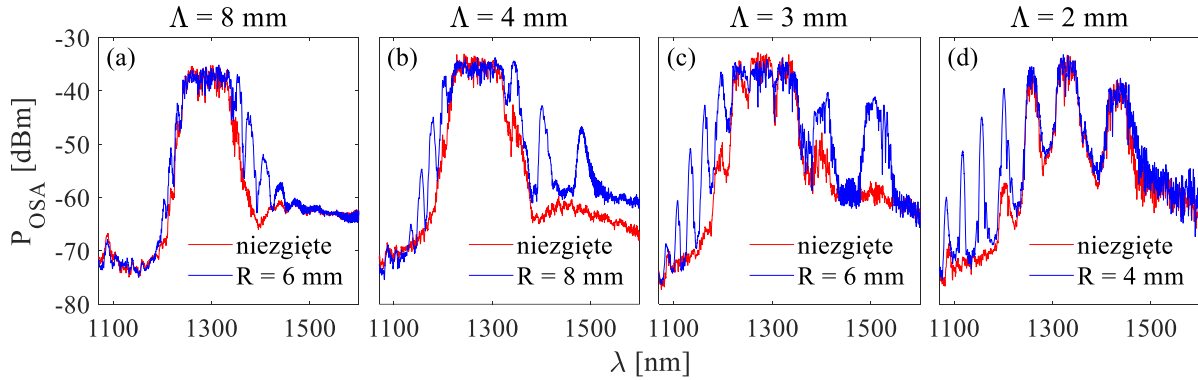
Rys. 8.3. Obliczone efektywne współczynniki załamania dla rdzenia centralnego C i bocznego S w niezgiętych włóknach C₁ (a) oraz D₄ (b) oraz wyznaczone na ich podstawie spektralne pozycje sprzężeń o rzędzie κ (przerwane czarne linie). Widma zarejestrowane dla obu włókien niezgiętych (czerwony) oraz dla promienia zgięcia $R = 4$ mm (niebieski) przy pobudzeniu rdzenia centralnego i zbieraniu sygnału z rdzenia bocznego (c i d).



Rys. 8.4. Widma zarejestrowane dla włókna C₁ niezgiętego (czerwony) oraz zgiętego z promieniem R (niebieski) przy pobudzeniu rdzenia centralnego i zbieraniu sygnału z rdzenia centralnego (a) oraz z rdzenia bocznego (b).



Rys. 8.5. Widma zarejestrowane dla włókna D_4 niezgiętego (czerwony) oraz zgiętego (niebieski) przy pobudzeniu rdzenia centralnego i zbieraniu sygnału z rdzenia bocznego (a) oraz przy pobudzeniu rdzenia bocznego i zbieraniu sygnału z rdzenia centralnego (b).



Rys. 8.6. Widma zarejestrowane dla włókien D_1 – D_4 o okresach skręcenia Λ niezgiętych (czerwony) i zgiętych z promieniem R (niebieski) przy pobudzeniu rdzenia centralnego i zbieraniu sygnału z rdzenia bocznego.

Zaobserwowano nieznacznie przesunięcie sprzężenia zerowego rzędu w kierunku długofalowym wraz z malejącym okresem skręcenia od $\lambda = 1290$ nm dla $\Lambda = 8$ mm do $\lambda = 1330$ nm dla $\Lambda = 2$ mm. Ten efekt jest spowodowany wzrostem współczynnika załamania modu propagującego w bocznym rdzeniu wraz z malejącym Λ . Ponadto, im bardziej skręcone jest włókno tym bardziej kolejne rzędy sprzężenia są rozdzielone spektralnie. Przekształcając warunek (8.5) na dopasowanie fazowe można wyprowadzić następującą zależność na separację spektralną $\Delta\lambda$ kolejnych rzędów sprzężenia:

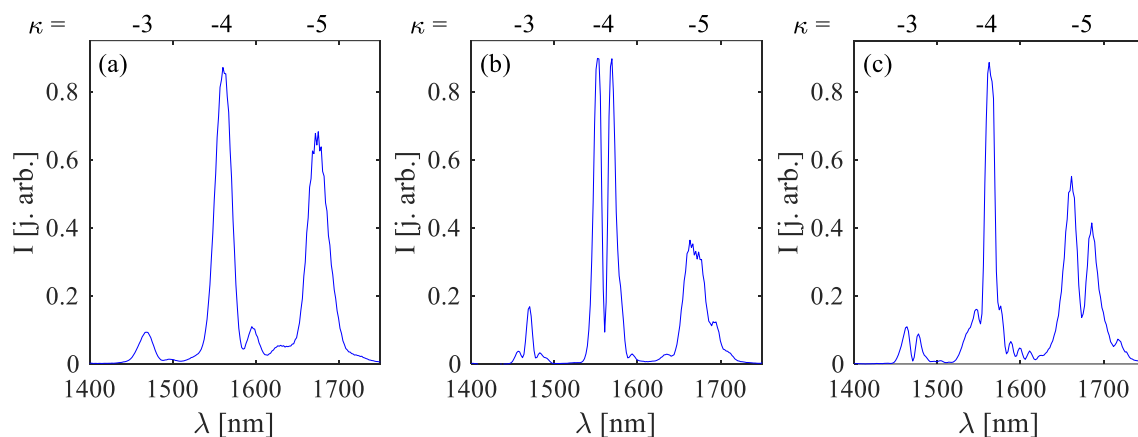
$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{\Lambda |n_c - n_s|}, \quad (8.6)$$

z której wynika, że jest ona odwrotnie proporcjonalna do okresu skręcenia. Wyniki uzyskane eksperymentalnie są jakościowo zgodne z tym wzorem.

8.3. Siatka długookresowa z przesunięciem fazy o π

Dla włókna C_1 potwierdzono eksperymentalnie możliwość generacji siatki z przesunięciem fazy o π , dla której co drugi rząd rezonansu ulega rozdwojeniu [121]. Pomiary przeprowadzone zostały w zakresie spektralnym od 1400 do 1750 nm obejmującym rzędy rezonansu κ od -5 do -3 w tym włóknie.

Pobudowano rdzeń centralny i z użyciem spektrometru Ocean Optics NIR-512 zarejestrowano widma transmisji bocznego rdzenia dla zgięcia w kształcie litery U (rys. 8.2(b)) oraz dla dwóch różnych zgięć w kształcie litery S (rys. 8.2(c)), dla których odległość L_π czyli odległość punktu zmiany fazy o π (punktu, w którym promień zgięcia zmienia znak z R na $-R$) od początku pierwszego zgięcia była różna. Aby zachować stały promień zgięcia przyklejono odcinek włókna do pręta o średnicy 8 mm ($R = 4$ mm), a drugie zgięcie tworzone wokół drugiego pręta o tej samej średnicy ustawionego w różnych odległościach od pierwszego. Określenie dokładnej odległości L_π było eksperymentalnie niemożliwe, jednak zmiana tej odległości pomiędzy widmami pokazanymi na rys. 8.7(b) i 8.7(c) była mniejsza niż jeden okres skręcenia włókna. Zarejestrowane widma pokazane na rys. 8.7 dowodzą możliwości wygenerowania siatki z przesunięciem fazy o π , dla której w zależności od odległości L_π tylko parzyste lub tylko nieparzyste rzędy sprzężenia ulegają rozdzieleniu. Mniejsza intensywność światła dla rezonansu o rzędzie $\kappa = -3$ względem pozostałych rzędów wynika z mniejszej czułości spektrometru dla $\lambda > 1600$ nm.



Rys. 8.7. Widma zarejestrowane przy pobudzeniu rdzenia centralnego i zbieraniu światła z rdzenia bocznego dla pojedynczego zgięcia w kształcie litery U (a) oraz dla podwójnego zgięcia w kształcie litery S dla dwóch różnych odległości L_π punktu zmiany fazy od początku pierwszego zgięcia (b i c), gdzie κ oznacza rząd rezonansu. Promień zgięć wynosiły $|R| = 4$ mm.

W niniejszym rozdziale pokazano eksperymentalnie możliwość generacji siatki długookresowej w skręconym włóknie dwurdzeniowym w wyniku zgięcia włókna, które wprowadza periodyczną modulację efektywnego współczynnika załamania bocznego rdzenia o kształcie helisy. Położenie i efektywność rezonansowych sprzężeń zależy od okresu skręcenia włókna, geometrii jego przekroju (rozmiaru rdzeni i ich odległości) oraz promienia zgięcia. Jednak jeżeli promień zgięcia jest stały wzdłuż długości zgiętego odcinka światłowodu, to efektywność sprzężenia nie zależy od kierunku zgięcia, co bardzo ułatwia w praktyce indukowanie takich siatek. Siatki długookresowe tego rodzaju mogą posłużyć do wytworzenia czujników zgięcia oraz mogą znaleźć zastosowania w filtracji spektralnej lub przełącznikach optycznych. Badane włókna były jednomodowe w zakresie spektralnym powyżej 1000 nm, w związku z czym nie zaobserwowano w nich sprzężeń między modami różnych rzędów. Dla włókna kilkumodowego można się spodziewać, że możliwe będzie wytworzenie analogicznej siatki wywołanej zgięciem pozwalającej na sprzężenie modu podstawowego w jednym rdzeniu z modem wyższego rzędu w drugim rdzeniu. Wyniki przedstawione w tym rozdziale zostały częściowo opublikowane w pracy [121], w której udział autorki rozprawy polegał na przeprowadzeniu wszystkich badań eksperymentalnych.

Rozdział 9.

Podsumowanie

Badania przeprowadzone w ramach niniejszej rozprawy miały na celu udowodnienie następujących tez:

Teza nr 1: Strukturyzacja parametrów światłowodu w połączeniu ze strukturyzacją wiązki oświetlającej zapewnia nowe możliwości liniowej i nieliniowej konwersji modowej.

Teza nr 2: Strukturyzacja wiązki oświetlającej umożliwia selektywne pobudzenie modów wyższych rzędów i bezpośredni pomiar ich parametrów transmisyjnych.

Główna teza rozprawy dotyczy nowych sposobów konwersji modowej możliwych do uzyskania poprzez zastosowanie jednoczesnej strukturyzacji wiązki oświetlającej i geometrii światłowodu. Zbadano możliwości konwersji modowej w światłowodach o znanych dotychczas konstrukcjach, takich jak światłowody typu Side-Hole, typu Panda oraz skrzyżowane światłowody dwurdzeniowe, a także o konstrukcjach nowych, takich jak światłowody z asymetryczną mikrostrukturą umieszczoną blisko domieszkowanego rdzenia oraz światłowody skrzyżowane z rdzeniami utworzonymi przez częściowe pierścienie kanałów powietrznych. Badano konwersję modów zachodzącą w wyniku efektów nieliniowych, a także w wyniku liniowego sprzężenia powodowanego jednoczesnym zgięciem i skręceniem włókna.

Druga teza rozprawy dotyczy selektywnego pobudzenia modów wyższych rzędów przy pomocy strukturyzowanego oświetlenia, co umożliwia bezpośredni pomiar ich parametrów transmisyjnych oraz badanie międzymodowych efektów nieliniowych. Aby udowodnić tę tezę, zbudowano częściowo zautomatyzowane stanowisko pozwalające na pomiar dyspersji chromatycznej oraz grupowego współczynnika załamania metodą interferencji spektralnej w bardzo szerokim zakresie spektralnym 600–3400 nm dla modu podstawowego oraz indywidualnie pobudzanych modów wyższych rzędów [74]. Opracowane zostały dwa algorytmy analizy danych pomiarowych w celu wyznaczenia mierzonej wielkości. Pierwszy z nich, stosowalny do światłowodów o długości powyżej kilkudziesięciu centymetrów, pozwala na automatyczne wyznaczenie położenia prążka zerowego rzędu z serii interferogramów spektralnych i w konsekwencji na wyznaczenie grupowego współczynnika załamania oraz dyspersji chromatycznej dla każdego z pobudzanych modów. Druga metoda [64], dedykowana do pomiaru światłowodów o długościach od kilkunastu do kilkudziesięciu centymetrów, polega na odtworzeniu spektralnego przebiegu różnicy faz interferujących wiązek na podstawie pojedynczego szerokiego spektralnie interferogramu, co umożliwia bezpośrednio wyznaczenie dyspersji chromatycznej. Obie opracowane metody pomiaru dyspersji chromatycznej mają dokładność rzędu

pojedynczych ps/km/nm, oraz dzięki częściowej automatyzacji skracają czas trwania pomiaru dla pojedynczego modu do zaledwie kilkunastu–kilkudziesięciu minut względem kilku godzin koniecznych do wykonania pomiaru manualnie. Opracowane metody mogą być wykorzystane do zautomatyzowanego pomiaru parametrów światłowodu w przemyśle.

Zbudowane stanowisko pozwala charakteryzować zarówno mod podstawowy, jak i mody wyższego rzędu, dzięki opracowanej metodzie szerokopasmowego pobudzania tych modów z użyciem przestrzennego modulatora światła [74]. Dzięki zastosowaniu sektorowych, odbiciowych masek fazowych generowanych przy pomocy przestrzennego modulatora światła, opisana metoda sprawdza się zarówno w pomiarach światłowodów standardowych, jak i strukturyzowanych, w tym również włókien mikrostrukturalnych. Pozwala ona nie tylko na pomiary dyspersji chromatycznej i grupowego współczynnika załamania, ale także umożliwia charakteryzację innych parametrów modów wyższych rzędów, takich jak dwójłomność fazowa i grupowa oraz długość fali odcięcia. Niestety ze względu na ograniczenie gęstości mocy, jaką może zostać oświetlony przestrzenny modulator światła, metoda nie może zostać zastosowana w badaniach zjawisk nieliniowych zachodzących w modach wyższego rzędu.

Aby umożliwić nieliniową konwersję między modami polaryzacyjnymi oraz przestrzennymi z grup LP_{01} i LP_{11} , opracowana została metoda selektywnego pobudzania różnych kombinacji tych modów z użyciem pryzmatu Wollastona. Metoda pozwala na pobudzenie praktycznie dowolnej kombinacji modów z grup LP_{01} i LP_{11} , w tym także po raz pierwszy [77] różnych modów przestrzennych o ortogonalnych polaryzacjach, co nie było dotychczas możliwe. Opracowana metoda zapewnia nie tylko selektywne pobudzenie wybranego modu z czystością rzędu 20 dB i możliwość stosowania wiązek o dużej mocy, ale również pracę w szerokim zakresie spektralnym z zachowaniem możliwości ciągłego przestrajania modów. Pokazana została możliwość konwersji wiązki superkontinuum z modu LP_{01} do LP_{11} w zakresie spektralnym od 500 do 1300 nm. Ponieważ wszystkie elementy optyczne zbudowanego układu mogą zostać zminiaturyzowane, opracowana metoda może posłużyć do budowy szerokopasmowego kompaktowego konwertera modów.

Metodę pobudzania różnych kombinacji modów z użyciem pryzmatu Wollastona wykorzystano do zbadania konwersji między modami polaryzacyjnymi oraz modami przestrzennymi z grup LP_{01} i LP_{11} w dwóch komercyjnych dwójłomnych światłowodach typu Panda. W jednym z nich pokazano możliwość generacji pasm wektorowych niestabilności modulacyjnych w wybranym modzie przestrzennym, czyli przykład konwersji międzypolaryzacyjnej. W drugim natomiast zbadano efekt mieszania czterofalowego zachodzącego w obrębie dwóch różnych modów przestrzennych o tej samej polaryzacji, oraz po raz pierwszy [88] zademonstrowano eksperymentalnie generację międzymodowego-międzypolaryzacyjnego procesu mieszania czterofalowego. Ponadto, na przykładzie pasm wygenerowanych nieliniowo w wyniku wektorowych niestabilności modulacyjnych zachodzących w modach LP_{11} pokazano możliwość konwersji tych modów do modów wirowych poprzez gradientowe skręcenie końcówki włókna.

W skręconym włóknie typu Side-Hole z eliptycznym rdzeniem, prowadzącym mody spolaryzowane kołowo, pokazano możliwość nieliniowej konwersji międzypolaryzacyjnej w modzie podstawowym. Pokazano, że w światłowodach dwójłomnych kołowo efekt ten nie jest ograniczony mocą krytyczną w przeciwieństwie do światłowodów dwójłomnych liniowo. Jego wydajność rośnie w funkcji mocy pompy, co pozwala na uzyskanie wiązek światła w wybranym modzie polaryzacyjnym o różnych

długościach fali. Stopień skrzywienia włókna określa eliptyczność modów własnych, a zatem strukturyzacją poosiową włókna można wpłynąć na wydajność procesu i spektralną pozycję wygenerowanych wiązek.

Na przykładzie włókien typu Side-Hole oraz Panda pokazano, że długości fal, dla których generowane są pasma w danym modzie w wyniku różnych procesów nieliniowych, określone są różnicą dyspersji chromatycznej oraz różnicą efektywnych współczynników załamania modów biorących udział w procesie, które z kolei zależą od strukturyzacji materiałowej i geometrycznej włókna. Wygenerowane we wszystkich przypadkach pasma mogą zostać wykorzystane w technice laserowej, w optyce nieliniowej do zasiewania innych procesów nieliniowych, a także do uzyskania superkontinuum w wybranym modzie polaryzacyjnym. Konwersja wybranych pasm wygenerowanych w modach LP_{11} do modów wirowych otwiera możliwość zastosowania uzyskanych wiązek wirowych do pułapkowania optycznego oraz w telekomunikacji kwantowej.

We włóknie z małym domieszkowanym rdzeniem położonym centralnie i z mikrostrukturą złożoną z trzech kanałów powietrznych umieszczonych asymetrycznie po jednej stronie rdzenia, pokazano możliwość zmiany dyspersji chromatycznej na skutek zgięcia włókna. Ze względu na asymetrię mikrostruktury, w światłowodzie nieskręconym o takiej konstrukcji dyspersja chromatyczna może być kontrolowana płaszczyzną zgięcia, natomiast w światłowodzie skrzyconym dyspersja chromatyczna zmienia się periodycznie na długości całego zgiętego odcinka niezależnie od płaszczyzny zgięcia. W tym samym włóknie pokazano również możliwość zmiany przebiegu dyspersji chromatycznej w funkcji skalowania wymiarów światłowodu. Skrzycony światłowód o takiej geometrii wykazuje niewielką dwójłomność kołową, a zgięcie takiego włókna na krótkim odcinku powoduje sprzężenia modów polaryzacyjnych o ortogonalnych skrzyćnościach, przy czym wydajność sprzężenia zależna jest od promienia zgięcia. Udowodniono, że efekt ten może zostać wykorzystany do przestrajania spektralnej pozycji oraz kąta eliptyczności solitonu optycznego powstającego przy pompowaniu tego włókna impulsami femtosekundowymi.

W niedomieszkowanym włóknie skrzyconym z rdzeniem utworzonym przez niedomknięte pierścienie kanałów powietrznych położone poza osią symetrii światłowodu, pokazano możliwość zmiany efektywnego współczynnika załamania modu w funkcji zgięcia oraz stopnia skrzywienia włókna [105]. Ze względu na brak domieszkowanego rdzenia, w wyniku zgięcia w tym włóknie generowane są straty, które zależą od stopnia skrzywienia włókna, promienia zgięcia, liczby kanałów powietrznych tworzących rdzeń, ich odległości od środka włókna oraz od grubości mostków szklanych pomiędzy kanałami powietrznymi. Dzięki temu włókno nadaje się do wytworzenia czujnika zgięcia lub przemieszczenia, którego odpowiedź jest niezależna od płaszczyzny zgięcia. Zbudowano i scharakteryzowano model czujnika przemieszczenia, dla którego, w zależności od konstrukcji użytego włókna, uzyskano czułości w zakresie od 10 do 150 μm oraz liniową odpowiedź czujnika w zakresie przesuwu od 0.35 do 5 mm. Czułość oraz zakres liniowej odpowiedzi czujnika można dostosowywać zmieniając długość zginanej części włókna.

Ostatni przykład badanej konwersji modowej wykorzystuje nowy efekt generacji siatki długoookresowej poprzez zgięcie skrzyconego włókna dwurdzeniowego [121]. Indukowana w ten sposób siatka, powoduje rezonansowe sprzężenie między rdzeniami na różnych długościach fali zależnych od poziomu domieszkowania rdzeni, ich rozmiarów i wzajemnej odległości (strukturyzacja poprzeczna),

a także stopnia skrzywienia włókna (strukturyzacja poosiowa). Taki rodzaj konwersji, ze względu na naturę rezonansową, może znaleźć zastosowanie w filtracji spektralnej i przełącznikach optycznych.

Przedstawione wyniki badań potwierdzają główną tezę rozprawy, że różne typy strukturyzacji poprzecznej oraz poosiowej połączone z odpowiednią strukturyzacją oświetlenia umożliwiają nowe sposoby liniowej i nieliniowej konwersji modowej. Przytoczone potencjalne zastosowania świadczą o wielu możliwościach praktycznego wykorzystania nowych metod konwersji badanych w ramach rozprawy, zarówno w nauce, jak i w telekomunikacji oraz przemyśle światłowodowym.

Wyniki uzyskane w ramach rozprawy zostały częściowo opublikowane w następujących artykułach w czasopismach recenzowanych:

1. **K. Zolnacz**, J. Olszewski, T. Martynkien, W. Urbanczyk, "Effective method for determining chromatic dispersion from a spectral interferogram," *J. Light. Technol.* 37(3), 1056–1062 (2019).
2. **K. Zolnacz**, M. Napiorkowski, A. Kiczor, M. Makara, P. Mergo, W. Urbanczyk, "Bend-induced long period grating in a helical core fiber," *Opt. Lett.* 45(7), 1595–1598 (2020).
3. M. Napiorkowski, **K. Zolnacz**, G. Statkiewicz-Barabach, M. Bernas, A. Kiczor, P. Mergo, W. Urbanczyk, "Twist induced mode confinement in partially open ring of holes," *J. Light. Technol.* 38(6), 1372–1381 (2020).
4. **K. Zolnacz**, K. Tarnowski, M. Napiorkowski, K. Poturaj, P. Mergo, W. Urbanczyk, "Vector modulation instability in highly birefringent fibers with circularly polarized eigenmodes," *IEEE Photonics J.* 13(1), 7100616 (2021).
5. **K. Zolnacz**, M. Szatkowski, J. Masajada, W. Urbanczyk, "Broadband chromatic dispersion measurements in higher-order modes selectively excited in optical fibers using a spatial light modulator," *Opt. Express* 29(9), 13256–13268 (2021).
6. M. Bernas, **K. Zolnacz**, M. Napiorkowski, G. Statkiewicz-Barabach, W. Urbanczyk, "Conversion of LP_{11} modes to vortex modes in a gradually twisted highly birefringent optical fiber," *Opt. Lett.* 46(18), 4446–4449 (2021).
7. **K. Zolnacz**, W. Urbanczyk, "Selective excitation of different combinations of LP_{01} and LP_{11} polarization modes in a birefringent optical fiber using a Wollaston prism," *Opt. Express* 30(2), 926–938 (2022).
8. S. Majchrowska, **K. Zolnacz**, W. Urbanczyk, K. Tarnowski, "Multiple intermodal-vectorial four-wave mixing bands generated by selective excitation of orthogonally polarized LP_{01} and LP_{11} modes in a birefringent fiber," na dzień składania rozprawy artykuł został zaakceptowany do druku w czasopiśmie *Optics Letters* (2022).

Ponadto wyniki zostały również przedstawione przez autorkę rozprawy na trzech konferencjach międzynarodowych (wszystkie wystąpienia ustne, w tym jedno zaproszone; czwarte wystąpienie jest zaplanowane na 20–22 czerwca 2022 roku). Szczegółowy spis dorobku naukowego doktorantki znajduje się na str. 109.

Bibliografia

- [1] K. C. Kao, G. A. Hockham, I. E. E. Synopsis, "Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies" Proc. of the Institution of Electrical Engineers **113**(7), 1151–1158 (1966).
- [2] F. P. Kapron, D. B. Keck, R. D. Maurer, "Radiation losses in glass optical waveguides," Appl. Phys. Lett. **17**(10), 423–425 (1970).
- [3] K. C. Kao, T. W. Davies, "Spectrophotometric studies of ultra low loss optical glasses I: Single beam method," J. Phys. E. **1**(11), 1063–1068 (1968).
- [4] M. W. Jones, K. C. Kao, "Spectrophotometric studies of ultra low loss optical glasses II: Double beam method," J. Phys. E. **2**(4), 331–335 (1969).
- [5] B. Lee, "Review of the present status of optical fiber sensors," Opt. Fiber Technol. **9**(2), 57–79 (2003).
- [6] T. Woliński, "Polarimetric optical fibers and sensors," Progress in Optics **40**, 1–75 (2000).
- [7] P. Lu, N. Lalam, M. Badar, B. Liu, B. T. Chorpening, M. P. Buric, P. R. Ohodnicki, "Distributed optical fiber sensing: Review and perspective," Appl. Phys. Rev. **6**(4), 041302 (2019).
- [8] L. R. Jaroszewicz, A. Kurzych, Z. Krajewski, P. Marć, J. K. Kowalski, P. Bobra, Z. Zembaty, B. Sakowicz, R. Jankowski, "Review of the usefulness of various rotational seismometers with laboratory results of fibre-optic ones tested for engineering applications," Sensors (Switzerland) **16**, 2126 (2016).
- [9] I. N. Papadopoulos, S. Farahi, C. Moser, D. Psaltis, "High-resolution, lensless endoscope based on digital scanning through a multimode optical fiber," Biomed. Opt. Express **4**(2), 260–270 (2013).
- [10] C. Caucheteur, T. Guo, J. Albert, "Review of plasmonic fiber optic biochemical sensors: improving the limit of detection," Anal. Bioanal. Chem. **407**(14), 3883–3897 (2015).
- [11] D. Z. Stupar, J. S. Bajic, L. M. Manojlovic, M. P. Slankamenac, A. V. Joza, M. B. Zivanov, "Wearable low-cost system for human joint movements monitoring based on fiber-optic curvature sensor," IEEE Sens. J. **12**(12), 3424–3431 (2012).
- [12] U. Utzinger, R. R. Richards-Kortum, "Fiber optic probes for biomedical optical spectroscopy," J. Biomed. Opt. **8**(1), 121–147 (2003).
- [13] B. A. Flusberg, E. D. Cocker, W. Piyawattanametha, J. C. Jung, E. L. M. Cheung, M. J. Schnitzer, "Fiber-optic fluorescence imaging," Nat. Methods **2**(12), 941–950 (2005).
- [14] L. Dong, B. Samson, Fiber Lasers: Basics, Technology, and Applications, 1st ed. (CRC Press, 2016).

- [15] M. Fiorentino, P. L. Voss, J. E. Sharping, P. Kumar, "All-fiber photon-pair source for quantum communications," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **14**(7), 983–985 (2002).
- [16] Z. Gong, Z. Xiang, X. OuYang, J. Zhang, N. Lau, J. Zhou, C. C. Chan, "Wearable fiber optic technology based on smart textile: A review," *Materials (Basel)*. **12**, 3311 (2019).
- [17] J. C. Knight, "Photonic crystal fibres," *Nature* **424**(6950), 847–851 (2003).
- [18] J. C. Knight, T. A. Birks, P. S. J. Russell, D. M. Atkin, "All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding," *Opt. Lett.* **21**(19), 1547–1549 (1996).
- [19] T. A. Birks, J. C. Knight, P. S. J. Russell, "Endlessly single-mode photonic crystal fiber," *Opt. Lett.* **22**(13), 961–963 (1997).
- [20] G. Humbert, W. Wadsworth, S. Leon-Saval, J. Knight, T. Birks, P. St. J. Russell, M. Lederer, D. Kopf, K. Wiesauer, E. Breuer, D. Stifter, "Supercontinuum generation system for optical coherence tomography based on tapered photonic crystal fibre," *Opt. Express* **14**(4), 1596–1603 (2006).
- [21] J. C. Knight, J. Arriaga, T. A. Birks, A. Ortigosa-Blanch, W. J. Wadsworth, P. S. J. Russell, "Anomalous dispersion in photonic crystal fiber," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **12**(7), 807–809 (2000).
- [22] J. M. Dudley, G. Genty, S. Coen, "Supercontinuum generation in photonic crystal fiber," *Rev. Mod. Phys.* **78**(4), 1135–1184 (2006).
- [23] J. M. Dudley, J. R. Taylor, "Ten years of nonlinear optics in photonic crystal fibre," *Nat. Photonics* **3**(2), 85–90 (2009).
- [24] R. F. Cregan, B. J. Mangan, J. C. Knight, T. A. Birks, P. S. J. Russell, P. J. Roberts, D. C. Allan, "Single-mode photonic band gap guidance of light in air," *Science* **285**(5433), 1537–1539 (1999).
- [25] M. Michieletto, J. K. Lyngsø, C. Jakobsen, J. Lægsgaard, O. Bang, T. T. Alkeskjold, "Hollow-core fibers for high power pulse delivery," *Opt. Express* **24**(7), 7103–7119 (2016).
- [26] T. R. Wolinski, K. Szaniawska, S. Ertman, P. Lesiak, A. W. Domanski, R. Dabrowski, E. Nowinowski-Kruszelnicki, J. Wojcik, "Influence of temperature and electrical fields on propagation properties of photonic liquid-crystal fibres," *Meas. Sci. Technol.* **17**(5), 985–991 (2006).
- [27] D. J. J. Hu, J. L. Lim, Y. Cui, K. Milenko, Y. Wang, P. P. Shum, T. Wolinski, "Fabrication and characterization of a highly temperature sensitive device based on nematic liquid crystal-filled photonic crystal fiber," *IEEE Photonics J.* **4**(5), 1248–1255 (2012).
- [28] R. Buczyński, M. Klimczak, T. Stefaniuk, R. Kasztelanic, B. Siwicki, G. Stępniewski, J. Cimek, D. Pysz, R. Stępień, "Optical fibers with gradient index nanostructured core," *Opt. Express* **23**(20), 25588–25596 (2015).
- [29] Y. Ruan, H. Ebendorff-Heidepriem, S. Afshar, T. M. Monroe, "Light confinement within nanoholes in nanostructured optical fibers," *Opt. Express* **18**(25), 26018–26026 (2010).
- [30] A. Mussot, M. Conforti, S. Trillo, F. Copie, A. Kudlinski, "Modulation instability in dispersion oscillating fibers," *Adv. Opt. Photonics* **10**(1), 1–42 (2018).

- [31] F. Copie, A. Kudlinski, M. Conforti, G. Martinelli, A. Mussot, "Modulation instability in amplitude modulated dispersion oscillating fibers," *Opt. Express* **23**(4), 3869–3875 (2015).
- [32] N. Andermahr, C. Fallnich, "Optically induced long-period fiber gratings for guided mode conversion in few-mode fibers," *Opt. Express* **18**(5), 4411–4416 (2010).
- [33] Y. Zhao, Y. Liu, C. Zhang, L. Zhang, G. Zheng, C. Mou, J. Wen, T. Wang, "All-fiber mode converter based on long-period fiber gratings written in few-mode fiber," *Opt. Lett.* **42**(22), 4708–4711 (2017).
- [34] Y. Gao, J. Sun, G. Chen, C. Sima, "Demonstration of simultaneous mode conversion and demultiplexing for mode and wavelength division multiplexing systems based on tilted few-mode fiber Bragg gratings," *Opt. Express* **23**(8), 9959–9967 (2015).
- [35] D. Östling, H. E. Engan, "Broadband spatial mode conversion by chirped fiber bending," *Opt. Lett.* **21**(3), 192–194 (1996).
- [36] V. I. Kopp, J. Park, M. Wlodawski, J. Singer, D. Neugroschl, A. Z. Genack, "Chiral fibers: Microformed optical waveguides for polarization control, sensing, coupling, amplification, and switching," *J. Light. Technol.* **32**(4), 605–613 (2014).
- [37] V. I. Kopp, V. M. Churikov, J. Singer, N. Chao, D. Neugroschl, A. Z. Genack, "Chiral fiber gratings," *Science* **305**, 74–75 (2004).
- [38] R. D. Birch, "Fabrication and characterisation of circularly birefringent helical fibres," *Electron. Lett.* **23**(1), 50–52 (1987).
- [39] V. P. Gubin, V. A. Isaev, S. K. Morshnev, A. I. Sazonov, N. I. Starostin, Y. K. Chamorovsky, A. I. Oussov, "Use of Spun optical fibres in current sensors," *Quantum Electron.* **36**(3), 287–291 (2006).
- [40] V. I. Kopp, V. M. Churikov, G. Zhang, J. Singer, C. W. Draper, N. Chao, D. Neugroschl, A. Z. Genack, "Single- and double-helix chiral fiber sensors," *J. Opt. Soc. Am. B* **24**(10), A48–A52 (2007).
- [41] P. Wang, L. J. Cooper, J. K. Sahu, W. A. Clarkson, "Efficient single-mode operation of a cladding-pumped ytterbium-doped helical-core fiber laser," *Opt. Lett.* **31**(2), 226–228 (2006).
- [42] X. M. Xi, G. K. L. Wong, M. H. Frosz, F. Babic, G. Ahmed, X. Jiang, T. G. Euser, P. S. J. Russell, "Orbital-angular-momentum-preserving helical Bloch modes in twisted photonic crystal fiber," *Optica* **1**(3), 165–169 (2014).
- [43] C. N. Alexeyev, T. A. Fadeyeva, B. P. Lapin, M. A. Yavorsky, "Generation and conversion of optical vortices in long-period twisted elliptical fibers," *Appl. Opt.* **51**(10), C193–C197 (2012).
- [44] Z. Li, S. Liu, Z. Bai, C. Fu, Y. Zhang, Z. Sun, X. Liu, Y. Wang, "Residual-stress-induced helical long period fiber gratings for sensing applications," *Opt. Express* **26**(18), 24114–24123 (2018).
- [45] L. Zhang, Y. Liu, X. Cao, T. Wang, "High sensitivity chiral long-period grating sensors written in the twisted fiber," *IEEE Sens. J.* **16**(11), 4253–4257 (2016).
- [46] R. H. Stolen, A. Ashkin, W. Pleibel, J. M. Dziedzic, "In-line fiber-polarization-rocking rotator and filter," *Opt. Lett.* **9**(7), 300–302 (1984).

- [47] C. D. Poole, C. D. Townsend, K. T. Nelson, "Helical-grating two-mode fiber spatial-mode coupler," *J. Light. Technol.* **9**(5), 598–604 (1991).
- [48] M. Bernas, K. Zolnacz, M. Napiorkowski, G. Statkiewicz-Barabach, W. Urbanczyk, "Conversion of LP₁₁ modes to vortex modes in a gradually twisted highly birefringent optical fiber," *Opt. Lett.* **46**(18), 4446–4449 (2021).
- [49] S. Perret, G. Fanjoux, L. Bigot, J. Fatome, G. Millot, J. M. Dudley, T. Sylvestre, "Supercontinuum generation by intermodal four-wave mixing in a step-index few-mode fibre," *APL Photonics* **4**, 022905 (2019).
- [50] R. J. Essiambre, M. A. Mestre, R. Ryf, A. H. Gnauck, R. W. Tkach, A. R. Chraplyvy, Y. Sun, X. Jiang, R. Lingle, "Experimental investigation of inter-modal four-wave mixing in few-mode fibers," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **25**(6), 539–542 (2013).
- [51] K. Krupa, A. Tonello, A. Barthélémy, T. Mansuryan, V. Couderc, G. Millot, P. Grelu, D. Modotto, S. A. Babin, S. Wabnitz, "Multimode nonlinear fiber optics, a spatiotemporal avenue," *APL Photonics* **4**, 110901 (2019).
- [52] S. R. Petersen, T. T. Alkeskjold, C. B. Olausson, J. Lægsgaard, "Intermodal and cross-polarization four-wave mixing in large-core hybrid photonic crystal fibers," *Opt. Express* **23**(5), 5954–5971 (2015).
- [53] S. Vivek, J. P. Raina, "Time domain measurement of dispersion in optical fibres," *Opt. Laser Technol.* **20**(1), 39–44 (1988).
- [54] T. Grósz, A. P. Kovács, K. Mecseki, L. Gulyás, R. Szipocs, "Monitoring the dominance of higher-order chromatic dispersion with spectral interferometry using the stationary phase point method," *Opt. Commun.* **338**, 292–299 (2015).
- [55] G. M. Ponzio, M. N. Petrovich, X. Feng, P. Horak, F. Poletti, P. Petropoulos, D. J. Richardson, "Fast and broadband fiber dispersion measurement with dense wavelength sampling," *Opt. Express* **22**(1), 943–953 (2014).
- [56] P. Hlubina, M. Kadulová, D. Ciprian, "Spectral interferometry-based chromatic dispersion measurement of fibre including the zero-dispersion wavelength," *J. Eur. Opt. Soc. Publ.* **7**, 12017 (2012).
- [57] P. Hlubina, J. Luňáček, D. Ciprian, R. Chlebus, M. Luňáčková, "Phase retrieval from the spectral interferograms by windowed Fourier transform," *Proc. SPIE 6995, Opt. Micro- Nanometrology Microsystems Technol. II*, 69950Z (2008).
- [58] P. Hlubina, J. Olszewski, "Phase retrieval from spectral interferograms including a stationary-phase point," *Opt. Commun.* **285**, 4733–4738 (2012).
- [59] J. Jasapara, T. H. Her, R. Bise, R. Windeler, D. J. DiGiovanni, "Group-velocity dispersion measurements in a photonic bandgap fiber," *J. Opt. Soc. Am. B* **20**(8), 1611–1615 (2003).
- [60] S. Doniach, M. Sunjic, "Many-electron singularity in X-ray photoemission," *J. Phys. C Solid State Phys.* **3**, 285–291 (1970).
- [61] K. G. Larkin, "Efficient nonlinear algorithm for envelope detection in white light interferometry," *J. Opt. Soc. Am. A* **13**(4), 832–843 (1996).

- [62] G. Gianto, F. Salzenstein, P. Montgomery, "Comparison of envelope detection techniques in coherence scanning interferometry," *Appl. Opt.* **55**(24), 6763–6774 (2016).
- [63] Corning SMF-28e Optical Fiber Product Information, dostęp 26.04.2022r., http://www.tlc.unipr.it/cucinotta/cfa/datasheet_SMF28e.pdf.
- [64] K. Zolnacz, J. Olszewski, T. Martynkien, W. Urbanczyk, "Effective method for determining chromatic dispersion from a spectral interferogram," *J. Light. Technol.* **37**(3), 1056–1062 (2019).
- [65] A. Ruskuc, P. Koehler, M. A. Weber, A. Andres-Arroyo, M. H. Frosz, P. S. J. Russell, T. G. Euser, "Excitation of higher-order modes in optofluidic photonic crystal fiber," *Opt. Express* **26**(23), 30245–30254 (2018).
- [66] D. Flamm, C. Schulze, D. Naidoo, S. Schroter, A. Forbes, M. Duparre, "All-digital holographic tool for mode excitation and analysis in optical fibers," *J. Light. Technol.* **31**(7), 1023–1032 (2013).
- [67] G. Stepniak, L. Maksymiuk, J. Siuzdak, "Binary-phase spatial light filters for mode-selective excitation of multimode fibers," *J. Light. Technol.* **29**(13), 1980–1987 (2011).
- [68] J. Carpenter, T. D. Wilkinson, "Characterization of multimode fiber by selective mode excitation," *J. Light. Technol.* **30**(10), 1386–1392 (2012).
- [69] T. Gissibl, M. Schmid, H. Giessen, "Spatial beam intensity shaping using phase masks on single-mode optical fibers fabricated by femtosecond direct laser writing," *Optica* **3**(4), 448–451 (2016).
- [70] W. V. Sorin, B. Y. Kim, H. J. Shaw, "Highly selective evanescent modal filter for two-mode optical fibers," *Opt. Lett.* **11**(9), 581–583 (1986).
- [71] R. Chandra, K. Thyagarajan, A. K. Ghatak, "Mode excitation by tilted and offset Gaussian beams in W-type fibers," *Appl. Opt.* **17**(17), 2842–2847 (1978).
- [72] R. Cherif, M. Zghal, L. Tartara, V. Degiorgio, "Supercontinuum generation by higher-order mode excitation in a photonic crystal fiber," *Opt. Express* **16**(3), 2147–2152 (2009).
- [73] D. Kowal, G. Statkiewicz-Barabach, M. Napiorkowski, M. Makara, K. Poturaj, P. Mergo, W. Urbanczyk, "Measurement of birefringence and ellipticity of polarization eigenmodes in spun highly birefringent fibers using spectral interferometry and lateral point-force method," *Opt. Express* **26**(26), 34185–34199 (2018).
- [74] K. Zolnacz, M. Szatkowski, J. Masajada, W. Urbanczyk, "Broadband chromatic dispersion measurements in higher-order modes selectively excited in optical fibers using a spatial light modulator," *Opt. Express* **29**(9), 13256–13268 (2021).
- [75] R. B. Dyott, *Elliptical Fiber Waveguides* (Boston Artech House Inc., 1995), 100–101.
- [76] W. Urbanczyk, "Optical imaging in polarized light," *Optik* **63**, 25–35 (1982).
- [77] K. Zolnacz, W. Urbanczyk, "Selective excitation of different combinations of LP₀₁ and LP₁₁ polarization modes in a birefringent optical fiber using a Wollaston prism," *Opt. Express* **30**(2), 926–938 (2022).

- [78] K. Zolnacz, K. Tarnowski, M. Napiorkowski, K. Poturaj, P. Mergo, W. Urbanczyk, "Vector modulation instability in highly birefringent fibers with circularly polarized eigenmodes," *IEEE Photonics J.* **13**(1), 7100616 (2021).
- [79] W. J. Bock, W. Urbanczyk, "Measurement of polarization mode dispersion and modal birefringence in highly birefringent fibers by means of electronically scanned shearing-type interferometry," *Appl. Opt.* **32**(30), 5841–5848 (1993).
- [80] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 6th ed. (Academic Press, 2019), Chap. 6.
- [81] J. D. Harvey, R. Leonhardt, S. Coen, G. K. L. Wong, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, P. S. J. Russell, "Scalar modulation instability in the normal dispersion regime by use of a photonic crystal fiber," *Opt. Lett.* **28**(22), 2225–2227 (2003).
- [82] A. Kudlinski, A. Bendahmane, D. Labat, S. Virally, R. T. Murray, E. J. R. Kelleher, A. Mussot, "Simultaneous scalar and cross-phase modulation instabilities in highly birefringent photonic crystal fiber," *Opt. Express* **21**(7), 8437–8443 (2013).
- [83] S. Wabnitz, "Modulational polarization instability of light in a nonlinear birefringent dispersive medium," *Phys. Rev. A* **38**(4), 2018–2021 (1988).
- [84] G. P. Agrawal, "Modulation instability induced by cross-phase modulation," *Phys. Rev. Lett.* **59**(8), 880–883 (1987).
- [85] G. Millot, E. Seve, S. Wabnitz, M. Haelterman, "Observation of induced modulational polarization instabilities and pulse-train generation in the normal-dispersion regime of a birefringent optical fiber," *J. Opt. Soc. Am. B* **15**(4), 1266–1277 (1998).
- [86] S. G. Murdoch, R. Leonhardt, J. D. Harvey, "Polarization modulation instability in weakly birefringent fibers," *Opt. Lett.* **20**(8), 866–868 (1995).
- [87] G. Millot, S. Pitois, P. Tchofo-Dinda, "Modulational instability processes in optical isotropic fibers under dual-frequency pumping," *J. Opt. Soc. Am. B* **19**(3), 454–460 (2014).
- [88] S. Majchrowska, K. Zolnacz, W. Urbanczyk, K. Tarnowski, "Multiple intermodal-vectorial four-wave mixing bands generated by selective excitation of orthogonally polarized LP₀₁ and LP₁₁ modes in a birefringent fiber," na dzień składania rozprawy artykuł został zaakceptowany do druku w czasopiśmie *Optics Letters* (2022).
- [89] D. De la Torre-Robles, F. Dominguez-Serna, G. L. Osorio, A. B. U'Ren, D. Bermudez, K. Garay-Palmett, "Frequency and polarization emission properties of a photon-pair source based on a photonic crystal fiber," *Sci. Rep.* **11**(1), 1–11 (2021).
- [90] M. Padgett, R. Bowman, "Tweezers with a twist," *Nat. Photonics* **5**(6), 343–348 (2011).
- [91] R. Dorn, S. Quabis, G. Leuchs, "Sharper focus for a radially polarized light beam," *Phys. Rev. Lett.* **91**(23), 233901 (2003).
- [92] N. Bozinovic, Y. Yue, Y. Ren, M. Tur, P. Kristensen, H. Huang, A. E. Willner, S. Ramachandran, "Multiplexing in Fibers," *Science* **340**, 1545–1548 (2013).

- [93] A. Sit, F. Bouchard, R. Fickler, J. Gagnon-Bischoff, H. Larocque, K. Heshami, D. Elser, C. Peuntinger, K. Günthner, B. Heim, C. Marquardt, G. Leuchs, R. W. Boyd, E. Karimi, "High-dimensional intracity quantum cryptography with structured photons," *Optica* **4**(9), 1006–1010 (2017).
- [94] T. Wang, J. Lu, H. Yao, F. Shi, L. Meng, P. Cheng, X. Zeng, "Recent progress in all-fiber ultrafast high-order mode lasers," *J. Phys. Photonics* **3**, 012007 (2021).
- [95] M. Napiorkowski, W. Urbanczyk, "Rigorous modeling of twisted anisotropic optical fibers with transformation optics formalism," *Opt. Express* **29**(10), 15199–15216 (2021).
- [96] Z. Lin, A. Wang, L. Xu, X. Zhang, B. Sun, C. Gu, H. Ming, "Generation of optical vortices using a helical fiber Bragg grating," *J. Light. Technol.* **32**(11), 2152–2156 (2014).
- [97] T. Wang, F. Wang, F. Shi, F. Pang, S. Huang, T. Wang, X. Zeng, "Generation of femtosecond optical vortex beams in all-fiber mode-locked fiber laser using mode selective coupler," *J. Light. Technol.* **35**(11), 2161–2166 (2017).
- [98] X. Ma, C.-H. Liu, G. Chang, A. Galvanauskas, "Angular-momentum coupled optical waves in chirally-coupled-core fibers," *Opt. Express* **19**(27), 26515–26528 (2011).
- [99] P. Kurzynowski, M. Borwinska, J. Masajada, "Optical vortex sign determination using self-interference methods," *Opt. Appl.* **40**(1), 165–175 (2010).
- [100] T. Okoshi, *Optical Fibers* (Academic Press, 1982).
- [101] M. S. Gockenbach, *Understanding, Implementing the Finite Element Method* (SIAM, 2006).
- [102] A. Nicolet, F. Zolla, S. Guenneau, "Modelling of twisted optical waveguides with edge elements," *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* **28**, 153-157 (2004).
- [103] D. M. Shyroki, "Exact equivalent straight waveguide model for bent, twisted waveguides," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **56**(2), 414-419 (2008).
- [104] J. P. Moore, M. D. Rogge, "Shape sensing using multi-core fiber optic cable and parametric curve solutions," *Opt. Express* **20**(3), 2967–2973 (2012).
- [105] M. Napiorkowski, K. Zolnacz, G. Statkiewicz-Barabach, M. Bernas, A. Kiczor, P. Mergo, W. Urbanczyk, "Twist induced mode confinement in partially open ring of holes," *J. Light. Technol.* **38**(6), 1372–1381 (2020).
- [106] F. L. Pedrotti, L. M. Pedrotti, L. S. Pedrotti, *Introduction to Optics*, 3rd ed. (Cambridge University Press, 2017), Chapter 23.
- [107] W. J. Bock, W. Urbanczyk, "Measurement of polarization mode dispersion and modal birefringence in highly birefringent fibers by means of electronically scanned shearing-type interferometry," *Appl. Opt.* **32**(30), 5841–5848 (1993).
- [108] A. M. Smith, "Birefringence induced by bends and twists in single-mode optical fiber," *Appl. Opt.* **19**(15), 2606–2611 (1980).
- [109] B. G. Koehler, J. E. Bowers, "In-line single-mode fiber polarization controllers at 1.55, 1.30, and 0.63 μm ," *Appl. Opt.* **24**(3), 349–353 (1985).

- [110] A. Armaroli, F. Biancalana, "Vector modulational instability induced by parametric resonance in periodically tapered highly birefringent optical fibers," *Phys. Rev. A* **87**, 063848 (2013).
- [111] M. Almanee, J. W. Haus, I. Armas-Rivera, G. Beltran-Perez, B. Ibarra-Escamilla, M. Duran-Sanchez, R. I. Álvarez-Tamayo, E. A. Kuzin, Y. E. Bracamontes-Rodríguez, O. Pottiez, "Polarization evolution of vector wave pulses in twisted fibers pumped by single and coupled solitons," *Opt. Lett.* **41**(21), 4927–4930 (2016).
- [112] K. Stępień, M. Slowikowski, T. Tenderenda, M. Murawski, M. Szymanski, L. Szostkiewicz, M. Becker, M. Rothhardt, H. Bartelt, P. Mergo, L. R. Jaroszewicz, T. Nasilowski, "Fiber Bragg gratings in hole-assisted multicore fiber for space division multiplexing," *Opt. Lett.* **39**(12), 3571–3574 (2014).
- [113] B. Zhu, T. F. Taunay, M. F. Yan, J. M. Fini, M. Fishteyn, E. M. Monberg, F. V. Dimarcello, "Seven-core multicore fiber transmissions for passive optical network," *Opt. Express* **18**(11), 11117–11122 (2010).
- [114] K. S. Abedin, T. F. Taunay, M. Fishteyn, D. J. DiGiovanni, V. R. Supradeepa, J. M. Fini, M. F. Yan, B. Zhu, E. M. Monberg, F. V. Dimarcello, "Cladding-pumped erbium-doped multicore fiber amplifier," *Opt. Express* **20**(18), 20191–20200 (2012).
- [115] J. Shin, D. N. Tran, J. R. Stroud, S. Chin, T. D. Tran, M. A. Foster, "A minimally invasive lens-free computational microendoscope," *Sci. Adv.* **5**, eaaw5595 (2019).
- [116] A. Van Newkirk, J. E. Antonio-Lopez, G. Salceda-Delgado, M. U. Piracha, R. Amezcua-Correa, A. Schülzgen, "Multicore fiber sensors for simultaneous measurement of force and temperature," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **27**(14), 1523–1526 (2015).
- [117] J. E. Antonio-Lopez, Z. S. Eznaveh, P. LiKamWa, A. Schülzgen, R. Amezcua-Correa, "Multicore fiber sensor for high-temperature applications up to 1000°C," *Opt. Lett.* **39**(15), 4309–4312 (2014).
- [118] H. Chen, X. Hu, M. He, Q. Yu, Z. Lian, Z. Yang, H. Wang, H. Qu, "Dual-core fiber-based interferometer for detection of gas refractive index," *Photonics* **7**(111), 7040111 (2020).
- [119] C. Xia, N. Bai, I. Ozdur, X. Zhou, G. Li, "Supermodes for optical transmission," *Opt. Express* **19**(17), 16653–16664 (2011).
- [120] S. R. Friberg, A. M. Weiner, Y. Silberberg, B. G. Sfez, P. S. Smith, "Femtosecond switching in a dual-core-fiber nonlinear coupler," *Opt. Lett.* **13**(10), 904–906 (1988).
- [121] K. Zolnacz, M. Napiorkowski, A. Kiczor, M. Makara, P. Mergo, W. Urbanczyk, "Bend-induced long period grating in a helical core fiber," *Opt. Lett.* **45**(7), 1595–1598 (2020).

Dorobek naukowy

Publikacje w czasopismach recenzowanych

Publikacje związane z rozprawą doktorską

1. **K. Zolnacz**, J. Olszewski, T. Martynkien, W. Urbanczyk, "Effective method for determining chromatic dispersion from a spectral interferogram," *J. Light. Technol.* **37**(3), 1056–1062 (2019).
2. **K. Zolnacz**, M. Napiorkowski, A. Kiczor, M. Makara, P. Mergo, W. Urbanczyk, "Bend-induced long period grating in a helical core fiber," *Opt. Lett.* **45**(7), 1595–1598 (2020).
3. M. Napiorkowski, **K. Zolnacz**, G. Statkiewicz-Barabach, M. Bernas, A. Kiczor, P. Mergo, W. Urbanczyk, "Twist induced mode confinement in partially open ring of holes," *J. Light. Technol.* **38**(6), 1372–1381 (2020).
4. **K. Zolnacz**, K. Tarnowski, M. Napiorkowski, K. Poturaj, P. Mergo, W. Urbanczyk, "Vector modulation instability in highly birefringent fibers with circularly polarized eigenmodes," *IEEE Photonics J.* **13**(1), 7100616 (2021).
5. M. Bernas, **K. Zolnacz**, M. Napiorkowski, G. Statkiewicz-Barabach, W. Urbanczyk, "Conversion of LP₁₁ modes to vortex modes in a gradually twisted highly birefringent optical fiber," *Opt. Lett.* **46**(18), 4446–4449 (2021).
6. **K. Zolnacz**, M. Szatkowski, J. Masajada, W. Urbanczyk, "Broadband chromatic dispersion measurements in higher-order modes selectively excited in optical fibers using a spatial light modulator," *Opt. Express* **29**(9), 13256–13268 (2021).
7. **K. Zolnacz**, W. Urbanczyk, "Selective excitation of different combinations of LP₀₁ and LP₁₁ polarization modes in a birefringent optical fiber using a Wollaston prism," *Opt. Express* **30**(2), 926–938 (2022).
8. S. Majchrowska, **K. Zolnacz**, W. Urbanczyk, K. Tarnowski, "Multiple intermodal-vectorial four-wave mixing bands generated by selective excitation of orthogonally polarized LP₀₁ and LP₁₁ modes in a birefringent fiber," na dzień składania rozprawy artykuł został zaakceptowany do druku w czasopiśmie *Optics Letters* (2022).

Publikacje niezwiązane z rozprawą doktorską

1. K. Gasiór, T. Martynkien, M. Napiorkowski, **K. Zolnacz**, P. Mergo, W. Urbanczyk, "A surface plasmon resonance sensor based on a single mode D-shape polymer optical fiber," *J. Opt.* **19**(2), 025001 (2017).

2. **K. Zolnacz**, A. Musial, N. Srocka, J. Große, M. J. Schlösinger, P.-I. Schneider, O. Kravets, M. Mikulicz, J. Olszewski, K. Poturaj, G. Wojcik, P. Mergo, K. Dybka, M. Dyrkacz, M. Dlubek, S. Rodt, S. Burger, L. Zschiedrich, G. Sek, S. Reitzenstein, W. Urbanczyk, "Method for direct coupling of a semiconductor quantum dot to an optical fiber for single-photon source applications," *Opt. Express* **27**(19), 26772–26785 (2019).
3. A. Musial, **K. Zolnacz**, N. Srocka, O. Kravets, J. Große, J. Olszewski, K. Poturaj, G. Wojcik, P. Mergo, K. Dybka, M. Dyrkacz, M. Dlubek, K. Lauritsen, A. Bültner, P. I. Schneider, L. Zschiedrich, S. Burger, S. Rodt, W. Urbanczyk, G. Sek, S. Reitzenstein, "Plug&play fiber-coupled 73 kHz single-photon source operating in the telecom O-band," *Adv. Quantum Technol.* **3**(6), 2000018 (2020).
4. T. Gao, L. Rickert, F. Urban, J. Große, N. Srocka, S. Rodt, A. J. Musial, **K. Zolnacz**, P. Mergo, K. Dybka, W. Urbanczyk, G. Sek, S. Burger, S. Reitzenstein, T. Heindel, "A quantum key distribution testbed using a plug&play telecom-wavelength single-photon source," *Appl. Phys. Rev.* **9**(1), 011412 (2022).

Komunikaty konferencyjne

Komunikat związany z rozprawą doktorską

1. **K. Zolnacz**, J. Olszewski, T. Martynkien, W. Urbanczyk, "A method of chromatic dispersion retrieval from a zero-mean spectral interferogram," *Proc. SPIE 10976, 21st Czech-Polish-Slovak Optical Conference on Wave and Quantum Aspects of Contemporary Optics*, 109760B (2018).

Komunikat niezwiązany z rozprawą doktorską

1. **K. Zolnacz**, W. Urbanczyk, N. Srocka, T. Heuser, D. Quandt, A. Strittmatter, S. Rodt, S. Reitzenstein, A. Musial, P. Mrowinski, G. Sek, K. Poturaj, G. Wojcik, P. Mergo, K. Dybka, M. Dyrkacz, M. Dlubek, "Semiconductor quantum dot to fiber coupling system for 1.3 μm range," *Proc. SPIE 10674, Quantum Technologies 2018*, 106741R (2018).

Wystąpienia na konferencjach

Referaty konferencyjne związane z rozprawą doktorską

1. Konferencja SPIE Optics+Optoelectronics, Praga, Czechy, 1–4 kwietnia 2019, **K. Zolnacz**, G. Statkiewicz-Barabach, M. Napiórkowski, K. Poturaj, P. Mergo, W. Urbanczyk, "Light guidance in optical traps created by arrangement of holes in helically twisted fiber."
2. Konferencja SPIE Optics+Optoelectronics Digital Forum, 19–23 kwietnia 2021, **K. Zolnacz**, M. Szatkowski, J. Masajada, W. Urbanczyk, "Broadband chromatic dispersion measurements of higher-order fiber modes selectively excited using a spatial light modulator."

3. Konferencja SPIE Photonics Europe, Strasbourg, Francja, 3–8 kwietnia 2022, **K. Zolnacz**, M. Bernas, W. Urbanczyk, "Selective excitation of LP₀₁ and LP₁₁ polarization modes in a birefringent optical fiber using a Wollaston prism," (wystąpienie zaproszone).
4. Konferencja 9th International Symposium on Sensor Science, Warszawa, Polska, **K. Zolnacz**, G. Statkiewicz-Barabach, M. Napiórkowski, M. Bernas, P. Mergo, W. Urbanczyk, "Twisted microstructured fiber with core created by partially open rings of holes for bend sensing", wystąpienie zaplanowane na 20–22 czerwca 2022.

Referaty i plakaty konferencyjne niezwiązane z rozprawą doktorską

1. Konferencja SPIE Photonics Europe, Strasbourg, Francja, 22–26 kwietnia 2018, **K. Zolnacz**, W. Urbanczyk, N. Srocka, T. Heuser, D. Quandt, A. Strittmatter, S. Rodt, S. Reitzenstein, A. Musial, P. Mrowinski, G. Sek, K. Poturaj, G. Wojcik, P. Mergo, K. Dybka, M. Dyrkacz, M. Dlubek, "Semiconductor quantum dot to fiber coupling system for 1.3 um range", plakat.
2. Konferencja Integrated Optics – Sensors, Sensing Structures and Methods, Szczyrk, Polska, 26 lutego–2 marca 2018, **K. Zolnacz**, W. Urbanczyk, N. Srocka, T. Heuser, D. Quandt, A. Strittmatter, S. Rodt, S. Reitzenstein, A. Musial, P. Mrowinski, G. Sek, K. Poturaj, G. Wojcik, P. Mergo, K. Dybka, M. Dyrkacz, M. Dlubek, "High precision aligning method for fiber-coupled single-photon sources based on semiconductor quantum dots", referat.
3. Konferencja Optical Fibers and Their Applications, Białowieża, Polska, 27–31 stycznia 2020, **K. Zolnacz**, A. Musial, N. Srocka, J. Große, M. Mikulicz, J. Olszewski, S. Rodt, K. Poturaj, G. Wojcik, P. Mergo, K. Dybka, M. Dyrkacz, M. Dlubek, G. Sek, S. Reitzenstein, W. Urbanczyk "Comparison of two methods for coupling of InGaAs quantum dot to single mode fiber", referat.