

POLITECHNIKA WARSZAWSKA

**Wydział Elektroniki i Technik
Informacyjnych**

ROZPRAWA DOKTORSKA

mgr inż. Robert Krzysztof Cybulski

**Analiza właściwości nieliniowego przyciągania polaryzacji jako narzędzia
do kontroli polaryzacji sygnału w światłowodowych systemach
transmisyjnych**

Promotor
dr hab. inż. Krzysztof Perlicki prof. uczelni

Warszawa, 2023

*Serdeczne podziękowania dla
Krzysztofa Perlickiego za zwierzchnictwo i cierpliwość*

STRESZCZENIE	7
ABSTRACT	8
WYKAZ WAŻNIEJSZYCH OZNACZEŃ	9
WYKAZ SYMBOLI	11
1. WSTĘP I CEL PRACY	13
2. SYSTEMY TRANSMISYJNE Z DETEKcją KOHERENTNĄ	16
3. ZJAWISKO NIELINIOWEGO PRZYCIĄGANIA POLARYZACJI WE WŁÓKNIE ŚWIATŁOWODOWYM	20
3.1. ZJAWISKO MODYFIKACJI WSPÓŁCZYNNIKA ZAŁAMANIA JAKO EFEKT NIELINIOWEJ POLARYZACJI DRGAŃ ELEKTRONÓW WALENCYJNYCH MOLEKUŁ OŚRODKA	21
3.2. NIELINIOWY WSPÓŁCZYNNIK KERRA	24
3.3. WYMUSZONE ROZPRASZANIE JAKO PRZYKŁAD KONSEKWENCJI NIELINIOWEJ POLARYZACJI	24
3.4. NIELINIOWE PRZYCIĄGANIE POLARYZACJI JAKO KONSEKWENCJA WYMUSZONEGO ROZPRASZANIA ŚWIATŁA	26
3.5. PRZYKŁADY WYMUSZONEGO ROZPRASZANIA WYKAZUJĄCE WŁAŚCIWOŚCI NIELINIOWEGO PRZYCIĄGANIA POLARYZACJI	27
3.5.1. <i>Nieliniowe przyciąganie polaryzacji wykorzystujące wymuszone rozpraszanie Brillouin we włóknie światłowodowym</i>	27
3.5.2. <i>Nieliniowe przyciąganie polaryzacji wykorzystujące wymuszone rozpraszanie Ramana we włóknie światłowodowym</i>	28
3.5.3. <i>Nieliniowe przyciąganie polaryzacji wykorzystujące mieszanie czterofalowe we włóknie światłowodowym</i>	29
3.5.4. <i>Wybór rozwiązania do realizacji nieliniowego przyciągania polaryzacji</i>	30
4. TEORETYCZNA WERYFIKACJA NIELINIOWEGO PRZYCIĄGANIA POLARYZACJI Z WYKORZYSTANIEM WYMUSZONEGO ROZPRASZANIA RAMANA	32
4.1. MODEL WYMUSZONEGO ROZPRASZANIA RAMANA	32
4.1.1. <i>Zjawisko wyczerpania fali pompującej</i>	36
4.2. METODOLOGIA OCENY EFEKTYWNOŚCI NIELINIOWEGO PRZYCIĄGANIA POLARYZACJI	38
4.3. ANALIZA NUMERYCZNA MODELU NIELINIOWEGO PRZYCIĄGANIA POLARYZACJI Z WYKORZYSTANIEM WYMUSZONEGO ROZPRASZANIA WE WŁÓKNIE ŚWIATŁOWODOWYM	39
4.3.1. <i>Scenariusz oraz parametry symulacji</i>	40
4.3.2. <i>Rezultaty obliczeń dla konfiguracji współbieżnej</i>	42
4.3.2.1. <i>Analiza zmian stanu polaryzacji fali wzmacnianej</i>	43
4.3.2.2. <i>Analiza zmian stopnia spolaryzowania światła</i>	45
4.3.2.3. <i>Analiza procesu wzmocnienia</i>	47
4.3.3. <i>Rezultaty dla konfiguracji przeciwbieżnej</i>	51
4.3.3.1. <i>Analiza zmian polaryzacji</i>	51
4.3.3.2. <i>Analiza zmian stopnia spolaryzowania światła</i>	53
4.3.3.3. <i>Analiza procesu wzmocnienia</i>	55
4.3.4. <i>Ocena nieliniowego przyciągania polaryzacji przy zmianie wartości współczynników PMDc i γ_{XPM} światłowodu dla konfiguracji współbieżnej</i>	57
4.3.4.1. <i>Zmiana wartości współczynnika PMDc światłowodu</i>	58
4.3.4.2. <i>Zmiana wartości współczynnika γ_{XPM} światłowodu</i>	59
4.3.5. <i>Teoretyczna ocena nieliniowego przyciągania polaryzacji dla parametrów weryfikacji eksperymentalnej</i>	62
4.3.5.1. <i>Analiza efektywności zmian polaryzacji</i>	63
4.3.5.2. <i>Analiza stopnia spolaryzowania</i>	66
4.3.5.3. <i>Analiza efektywności procesu wzmocnienia</i>	67
4.4. WNIOSKI	70
4.4.1. <i>Wybór konfiguracji propagacyjnej</i>	71
4.4.2. <i>Wybór długości światłowodu, wartości mocy fali pompującej, γ_{XPM} oraz wejściowej polaryzacji fali pompującej</i>	72
5. EKSPERYMENTALNA WERYFIKACJA PROCESU PRZYCIĄGANIA POLARYZACJI DLA SYGNAŁU O DŁUGOŚCI FALI 1552 NM W WARUNKACH LABORATORYJNYCH	75

5.1.	OPIS UKŁADU POMIAROWEGO.....	75
5.2.	OPRACOWANIE PARAMETRÓW SCENARIUSZA POMIAROWEGO W OPARCIU O WŁAŚCIWOŚCI DOSTĘPNYCH URZĄDZEŃ ORAZ UKŁADU POMIAROWEGO.....	79
5.2.1.	<i>Wejściowy stan polaryzacji, DOP oraz moc fali wzmacnianej.....</i>	79
5.2.2.	<i>Długość i typ światłowodu.....</i>	80
5.2.3.	<i>Wejściowa moc fali pompującej.....</i>	80
5.2.4.	<i>Wejściowe stany polaryzacji fali pompującej.....</i>	81
5.3.	REZULTATY POMIARÓW.....	82
5.3.1.	<i>Analiza efektywności zmian polaryzacji.....</i>	82
5.3.2.	<i>Analiza efektywności zmian stopnia spolaryzowania światła.....</i>	85
5.3.3.	<i>Analiza efektywności procesu wzmocnienia.....</i>	87
5.4.	WNIOSKI	89
6.	WERYFIKACJA PROCESU PRZYCIĄGANIA POLARYZACJI PRZY ZMIANIE DŁUGOŚCI FALI WZMACNIANEJ	91
6.1.	SCENARIUSZ I PARAMETRY SYMULACJI.....	91
6.2.	REZULTATY	93
6.3.	WNIOSKI	96
7.	ZASTOSOWANIE ATRAKTORA POLARYZACJI DO KONTROLI STANU POLARYZACJI I DETEKCJI SYGNAŁU 16-QAM	98
7.1.	DETEKCJA KOHERENTNA SYGNAŁU QAM.....	98
7.2.	SYSTEM TRANSMISJI POJEDYNCZEGO KANAŁU 16-QAM O PRZEPUSTOWOŚCI 40 GBIT/S W TORZE ŚWIATŁOWODOWYM O DŁUGOŚCI 192 KM Z DETEKCJĄ KOHERENTNĄ	100
7.2.1.	<i>Scenariusz i parametry symulacji oraz sposób prezentacji rezultatów</i>	100
7.2.2.	<i>Analiza rezultatów dla przypadku bez estymacji fazy.....</i>	102
7.2.3.	<i>Analiza rezultatów dla przypadku z aktywną procedurą estymacji fazy</i>	105
7.3.	SYSTEM TRANSMISJI POJEDYNCZEGO KANAŁU 16-QAM O PRZEPUSTOWOŚCI 40 GBIT/S W TORZE ŚWIATŁOWODOWYM O DŁUGOŚCI 192 KM Z ATRAKTOREM POLARYZACJI DO KONTROLI POLARYZACJI NA WEJŚCIU DETEKTORA KOHERENTNEGO	105
7.3.1.	<i>Scenariusz i parametry symulacji.....</i>	107
7.3.2.	<i>Analiza rezultatów przy ustalonej długości fali sygnału użytkowego.....</i>	109
7.3.3.	<i>Analiza rezultatów przy zmianie długości fali sygnału użytkowego</i>	114
7.4.	WNIOSKI	115
8.	PODSUMOWANIE.....	117
	LISTA PUBLIKACJI AUTORA	119
	PUBLIKACJE Z LISTY FILADELFIJSKIEJ	119
	POZOSTAŁE PUBLIKACJE.....	119
	W PRZYGOTOWANIU.....	120
	WYSTĄPIENIA NA KONFERENCJACH:	120
	UDZIAŁ W PROJEKTACH BADAWCZYCH:.....	120
	BIBLIOGRAFIA.....	121
	SPIS RYSUNKÓW	128
	SPIS TABEL.....	134

Streszczenie

W niniejszej pracy dokonano analizy właściwości wymuszonego rozpraszania Ramana we włóknie światłowodowym z punktu widzenia zmian zachodzących w fali wzmacnianej. Skoncentrowano się na nieliniowym przyciąganiu polaryzacji polegającym na uporządkowanych zmianach stanu polaryzacji fali wzmacnianej jak również na charakteryzacji procesu wzmocnienia, z uwzględnieniem jego właściwości polaryzacyjnych, które to zjawiska są szczególnie istotne z punktu widzenia systemów transmisyjnych wykorzystujących rozpraszanie Ramana. Zaproponowano wykorzystanie nieliniowego przyciągania polaryzacji do kontroli polaryzacji sygnału w systemie transmisyjnym wykorzystującym detekcję koherentną. Analizy dokonano na podstawie rezultatów symulacji numerycznych i eksperymentów laboratoryjnych.

Abstract

Content of this thesis is analysis of stimulated Raman scattering in optical fiber performed from the point of view of changes occurring for amplified wave. Evaluation of nonlinear interaction consequences was focused on polarization pulling, which describes determined amplified wave polarization changes as well as characterization of amplification process, together with its polarization properties. Those effects are of significant importance for performance of transmission system exploiting Raman scattering. Proposition of application of nonlinear polarization pulling for polarization control of signals used in coherent detection transmission system was presented. Analysis was performed basing on numerical and experimental results.

Wykaz ważniejszych oznaczeń

$S_{i,i=1,2,3}$ – kolejne współrzędne wektora falli wzmacnianej

$P_{i,i=1,2,3}$ – kolejne współrzędne wektora falli pompującej

ϵ_0 – przenikalność dielektryczna próżni

c – prędkość światła w próżni

λ – długość fali światła

$\chi^{(i)}$ – tensor podatności nieliniowej i-tego rzędu

E – natężenie pola elektrycznego

n – współczynnik załamania

ω – pulsacja fali światła

α – współczynnik absorpcji

P_L, P_{NL} – polaryzacje liniowa i nieliniowa dipoli elektrycznych struktury ośrodka

$\epsilon_L, \epsilon_{NL}$ – liniowa i nieliniowa składowa stałej dielektrycznej

ϵ_{eff} – efektywna stała dielektryczna

n_{eff} – efektywny współczynnik załamania

α_{eff} – efektywny współczynnik absorpcji

k_0 – stała propagacji światła w próżni

γ – współczynnik nieliniowy Kerra

$\gamma_{XPM}, \gamma_{PS}, \gamma_{SP}$ – wartość nieliniowego współczynnika Kerra związana z efektem skrośnej modulacji fazy

γ_{SS}, γ_{PP} – wartość nieliniowego współczynnika Kerra związana z efektem samo-modulacji fazy

A_{eff} – powierzchnia efektywna światłowodu

P_0, S_0 – moce fali pompującej i wzmacnianej

L_{NL} – długość nieliniowa

g_R, g_B – efektywne współczynniki wzmocnienia Ramana i Brillouin

α_S, α_P – tłumienność światłowodu dla długości fali wzmacnianej i pompującej

ζ – współczynnik konfiguracji propagacyjnej

μ – współczynnik anizotropii światłowodu

$\beta_{i,i=1,2,3}$ – współrzędne wektora dwójłomności nieliniowej

L_B – długość zdudnienia

L_F – długość korelacji

α_{max} – maksymalna wartość kąta odchylenia stanów polaryzacji fali wzmacnianej od centrum klastra stanów polaryzacji

G – wzmocnienie optyczne

Ω_f – względna pulsacja fal pompującej i wzmacnianej

L – długość propagacji

Wykaz symboli

PDM – zwielokrotnienie w dziedzinie polaryzacji (ang. *Polarization Division Multiplexing*)

SPM – samo-modulacja fazy (ang. *Self Phase Modulation*)

XPM – skrośna modulacja fazy (ang. *Cross Phase Modulation*)

NOLM – ang. *Nonlinear Optical Loop Mirror*

SRS – wymuszone rozpraszanie Ramana (ang. *Stimulated Raman Scattering*)

WDM – zwielokrotnienie w dziedzinie długości fali (ang. *Wavelength Division Multiplexing*)

NLPP – nieliniowe przyciąganie polaryzacji (ang. *Nonlinear Polarization Pulling*)

SBS – wymuszone rozpraszanie Brillouin (ang. *Stimulated Brillouin Scattering*)

FWM – mieszanie czterofalowe (ang. *Four Wave Mixing*)

PBC – sumator polaryzacji (ang. *Polarization Beam Combiner*)

PBS – dzielnik polaryzacji (ang. *Polarization Beam Splitter*)

QPSK – kwadraturowe kluczowanie fazy (ang. *Quadrature Phase Shift Keying*)

DQPSK – różnicowe kwadraturowe kluczowanie fazy (ang. *Differential Quadrature Phase Shift Keying*)

QWP – płytka ćwiercfalowa (ang. *Quarter-Wave Plate*)

POL – polaryzator

AP – atraktor polaryzacji

KP – kontroler polaryzacji

DSF – światłowód z przesuniętą charakterystyką dyspersji (ang. *Dispersion Shifted Fiber*)

HNLF – światłowód wysoko nieliniowy (ang. *Highly Nonlinear Fiber*)

PDG – wzmocnienie zależne od polaryzacji (ang. *Polarization Dependent Gain*)

RMM – model losowych modułów (ang. *Random Modulus Model*)

NPR – nieliniowa rotacja polaryzacji (ang. *Nonlinear Polarization Rotation*)

BER – bitowa stopa błędu (ang. *Bit Error Rate*)

FEC – korekcja błędów w przód (ang. *Forward Error Correction*)

PMDc – współczynnik dyspersji polaryzacyjnej (ang. *Polarization Mode Dispersion Coefficient*)

DOP – stopień spolaryzowania fali (ang. *Degree of Polarization*)

DPSK - różnicowe kluczowanie fazy

PDM-QPSK – kwadraturowe kluczowanie fazy zwielokrotnione polaryzacyjnie (ang. *Polarization Division Multiplexing-Quadrature Phase Shift Keying*)

DSP – procesor sygnałowy (ang. *Digital Signal Processor*)

FWHM – szerokość połówkowa (ang. *Full Width at Half Maximum*)

DCF – światłowód kompensujący dyspersję (ang. *Dispersion Compensating Fiber*)

QAM – modulacja kwadraturowa (ang. *Quadrature Amplitude Modulation*)

PIC – zintegrowane układy fotoniczne (ang. *Photonic Integrated Circuits*)

PDM-QAM – różnicowa modulacja kwadraturowa zwielokrotniona polaryzacyjnie (ang. *Polarization Division Multiplexing- Quadrature Amplitude Modulation*)

1. Wstęp i cel pracy

Badania nad polaryzacją światła prowadzone były już od początku eksploatacji optycznych systemów transmisji [1], [2]. Właściwości zmian stanu polaryzacji światła w zależności od ośrodka, w którym propaguje fala światła, pozwoliły znaleźć zastosowanie polaryzacji sygnału optycznego dla celów pomiarowych [3], [4] oraz transmisyjnych [5], [6]. Rozwój infrastruktury sieciowej jak również rosnące zapotrzebowania użytkowników sieci na szybkość i elastyczność w dostępie do różnego rodzaju usług multimedialnych, doprowadziły na przestrzeni lat do zdecydowanego wzrostu potencjału transmisyjnego sieci telekomunikacyjnych w tym także systemów transmisji wykorzystujących detekcję koherentną [7], [8]. Jednym z kluczowych aspektów dla pracy takich systemów, w celu zapewnienia poprawnej detekcji, jest kontrola polaryzacji sygnału optycznego w istniejących systemach transmisyjnych korzystających z polaryzacji światła do tego celu stosuje się najczęściej mechaniczne kontrolery polaryzacji, niejednokrotnie wyposażone w układy elektroniczne umożliwiające zdalną kontrolę polaryzacji [9]. Umieszczenie takiego urządzenia w pętli sprzężenia zwrotnego przed odbiornikiem pozwala na adaptacyjne korekty polaryzacji w przypadku zmian zachodzących w sieci [10-12]. Jako alternatywę do tych rozwiązań zaproponować można wykorzystanie efektów nieliniowych do kontroli i stabilizacji stanu polaryzacji sygnału optycznego.

Zjawiska nieliniowe w światłowodach, czyli takie które uwidaczniają się w efekcie modyfikacji współczynnika włókna światłowodowego załamania pod wpływem odpowiednio wysokiej intensywności światła, były analizowane już od momentu uruchomienia przez Maimana pierwszego lasera w 1960 [13]. Badania przeprowadzane nad właściwościami efektów nieliniowych doprowadziły na przestrzeni lat do powstania urządzeń lub rozwiązań wykazujących potencjał na rzecz wsparcia pracy systemów transmisyjnych czy metrologicznych. Do tego grona zaliczyć można generację solitonów z wykorzystaniem zjawiska samo-modulacji fazy (*SPM - Self Phase Modulation*) oraz skróśnej modulacji fazy (*XPM - Cross Phase Modulation*) do zarządzania dyspersją w systemach transmisyjnych [14], [15], konstrukcję układu przełączającego impulsy optyczne (*NOLM - Nonlinear Optical Loop Mirror*) [16] czy także konstrukcję szerokopasmowych wzmacniaczy optycznych z wykorzystaniem wymuszonego rozpraszania Ramana (*SRS - Stimulated Raman Scattering*) na potrzeby wielokanałowych systemów ze zwielokrotnieniem fali (*WDM - Wavelength Division Multiplexing*) [17 - 20]. Wymuszone rozpraszanie Ramana należy do tej grupy zjawisk nieliniowych, w której utrzymywane jest dopasowanie fazowe. Oznacza to, iż podczas generacji nowego fotonu, w ramach procesu wzmocnienia, nowo wygenerowany foton ma

identyczną fazę z padającym fotonem fali wzmacnianej, odpowiedzialnym za stymulację procesu [13]. Z badań przeprowadzonych nad zjawiskami nieliniowymi w światłowodach, wynika, iż wiele z nich wykazuje interesujące właściwości polaryzacyjne. Jedną z nich jest efekt zmiany polaryzacji fali optycznej pod wpływem fali światła o większej intensywności. Nieliniowe przyciąganie polaryzacji (*NLPP - Nonlinear Polarization Pulling*) zostało zaobserwowane dla kilku zjawisk nieliniowych, w tym dla wymuszonego rozpraszania Ramana, wymuszonego rozpraszania Brillouin (*SBS – Stimulated Brillouin Scattering*) oraz mieszania czterofalowego (*FWM - Four Wave Mixing*) [21 - 23]. Fakt jednoczesnego przyciągania polaryzacji jak również szerokopasmowego wzmocnienia, przy automatycznie zapewnionym dopasowaniu fazy, w przypadku wymuszonego rozpraszania Ramana, stanowi, według autora, interesującą możliwość wprowadzenia atraktora polaryzacji, czyli elementu kontrolującego polaryzację oraz wzmacniającego sygnał optyczny. W systemach z detekcją koherentną taki element mógłby zastąpić stosowane kontrolery polaryzacji, zwykle wykorzystujące układ pętli sprzężenia zwrotnego oraz dodatkowo wprowadzić funkcję wzmocnienia w związku z powyższym autor sformułował następującą **tezę niniejszej rozprawy**: możliwe jest wykorzystanie rozpraszania Ramana we włóknie światłowodowym do uzyskania kontroli polaryzacji i wzmocnienia sygnału optycznego w systemie transmisji optycznej. Następujące cele pracy wybrano na potrzeby weryfikacji powyższej tezy:

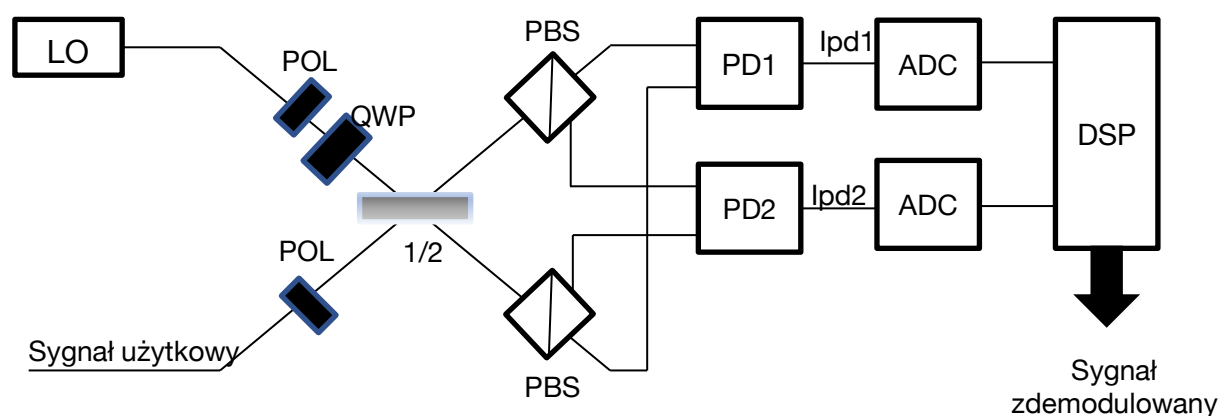
- *Określenie właściwości zależności efektywności zjawiska czysto-optycznego przyciągania polaryzacji i wzmocnienia fali optycznej przy pomocy spolaryzowanej fali pompującej we włóknie światłowodowym od mocy fali pompującej oraz stopnia nieliniowości i długości światłowodu*
- *Określenie właściwości zależności efektywności zjawiska nieliniowego przyciągania polaryzacji od efektu wyczerpania fali pompującej oraz wzmocnienia zależnego od polaryzacji*
- *Potwierdzenie możliwości wykorzystania nieliniowego przyciągania polaryzacji do dostosowania polaryzacji sygnału użytkowego na wejściu odbiornika w systemie transmisyjnym z detekcją koherentną*

W rozdziale 2 dokonano przeglądu systemów z detekcją koherentną. Rozdział 3 przedstawia teoretyczną analizę właściwości procesu przyciągania polaryzacji, wskutek oddziaływań nieliniowych pomiędzy falami optycznymi propagującymi we włóknie światłowodowym. Omówiono genezę tego zjawiska, jak również scharakteryzowano możliwości jego uzyskania

z wykorzystaniem różnych oddziaływań nieliniowych. W rozdziale 4 przedstawiono analizę modelu wymuszonego rozpraszania Ramana oraz zaprezentowano rezultaty obliczeń numerycznych, co stanowiło pierwsze przybliżenie oceny właściwości zmian cech fali wzmacnianej. Rozdział 5 zawiera wyniki eksperymentów nieliniowego przyciągania polaryzacji, wykorzystującego wymuszone rozpraszanie Ramana. W rozdziale 6 określono właściwości procesu przyciągania polaryzacji i wzmocnienia przy szerokim zakresie zmian długości fali wzmacnianej, dla jednej wybranej konfiguracji parametrów, ustalonej na podstawie rezultatów otrzymanych w rozdziale 5. Zastosowanie atraktora polaryzacji do kontroli polaryzacji i wzmocnienia sygnału użytkowego z modulacją 16-QAM w systemie transmisji z detekcją koherentną przedstawiono w rozdziale 7. W części ostatniej zawarto podsumowanie.

2. Systemy transmisyjne z detekcją koherentną

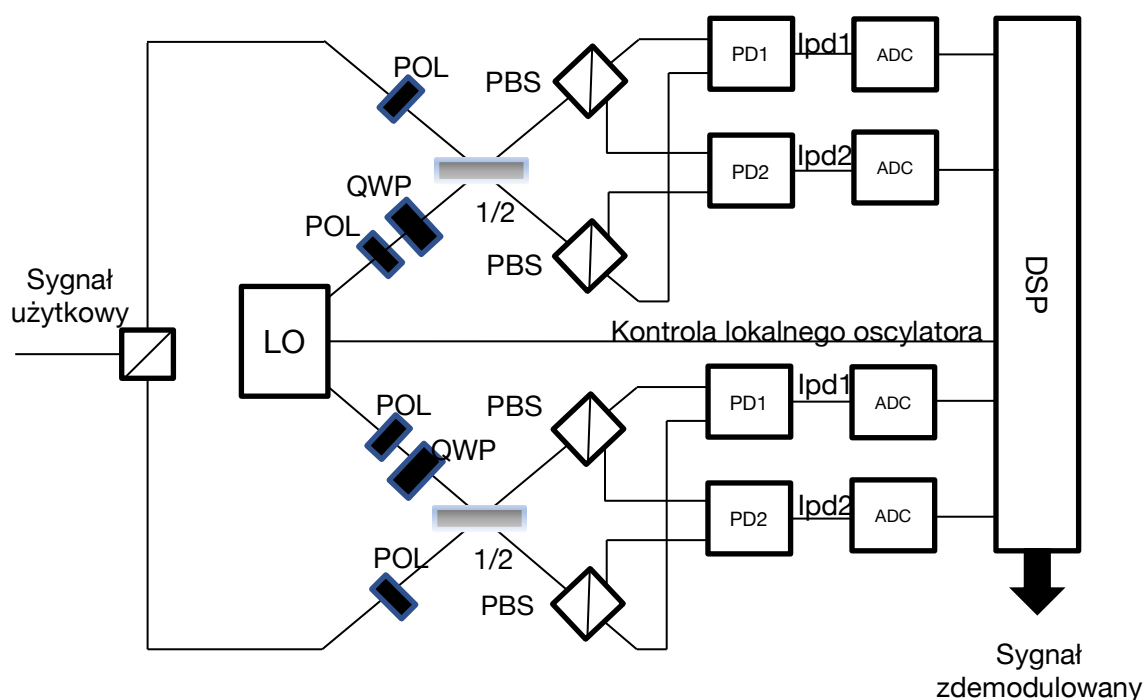
W systemach z detekcją koherentną podstawą jest uzyskanie zdudnienia światła fali nośnej sygnału użytkowego z sygnałem lokalnego oscylatora. Zdudnienie uzyskiwane jest na parach zbalansowanych fotodetektorów, na wejścia których podawane są ortogonalne składowe polaryzacyjne sygnału użytkowego oraz lokalnego oscylatora. Obserwacja zdudnień na wyjściach fotodetektorów umożliwia określenie różnicy faz pomiędzy sygnałem użytkowym, a sygnałem lokalnego oscylatora, którego faza jest znana. Wyznaczenie wartości różnicy faz, a także określenie fazy przychodzącego sygnału użytkowego są zadaniami procesora sygnałowego (*DSP - Digital Signal Processor*). Określenie fazy przychodzącego sygnału użytkowego jest kluczowe w systemach, w których to właśnie zmiany fazy fali nośnej przechowują informacje. Bazową wersją takiego systemu transmisji jest wykorzystanie modulacji (*DPSK - Differential Phase Shift Keying*), której istota polega na zmianie fazy fali nośnej w zależności od poprzedniego bitu w ciągu modulacyjnym. Z racji tego, iż jest to modulacja dwuwartościowa, możliwy zbiór faz fali nośnej ogranicza się do 0° oraz 180° . Jej rozwinięciem jest modulacja (*DQPSK - Differential Quadrature Phase Shift Keying*), w której 4 wartości fazy fali nośnej przewidziane są dla dwubitowych grup ciągu modulacyjnego. Na rysunku 2.1 przedstawiono schemat odbiornika koherentnego. Wytworzenie sygnałów wejściowych do obserwacji zdudnień następuje z wykorzystaniem dzielników polaryzacji (*PBS - Polarization Beam Splitter*), lustra półprzepuszczalnego, płytki ćwierćfalowej, wprowadzającej stałe przesunięcie fazowe oraz polaryzatorów. Zastosowanie polaryzatorów jest konieczne, gdyż stany polaryzacji sygnału użytkowego oraz lokalnego oscylatora muszą



Rysunek 2.1 Schemat blokowy odbiornika koherentnego wykorzystującego pojedynczy układ homodynowy. LO – lokalny oscylator, POL – polaryzator, QWP – płytka ćwierćfalowa, $\frac{1}{2}$ - lustro półprzepuszczalne, PBS – dzielnik polaryzacji, PD1, PD2 – fotodetektory zbalansowane, Ipd1, Ipd2 – prądy fotodetektorów, ADC1, ADC2 – konwertery analogowo cyfrowe, DSP – procesor sygnałowy.

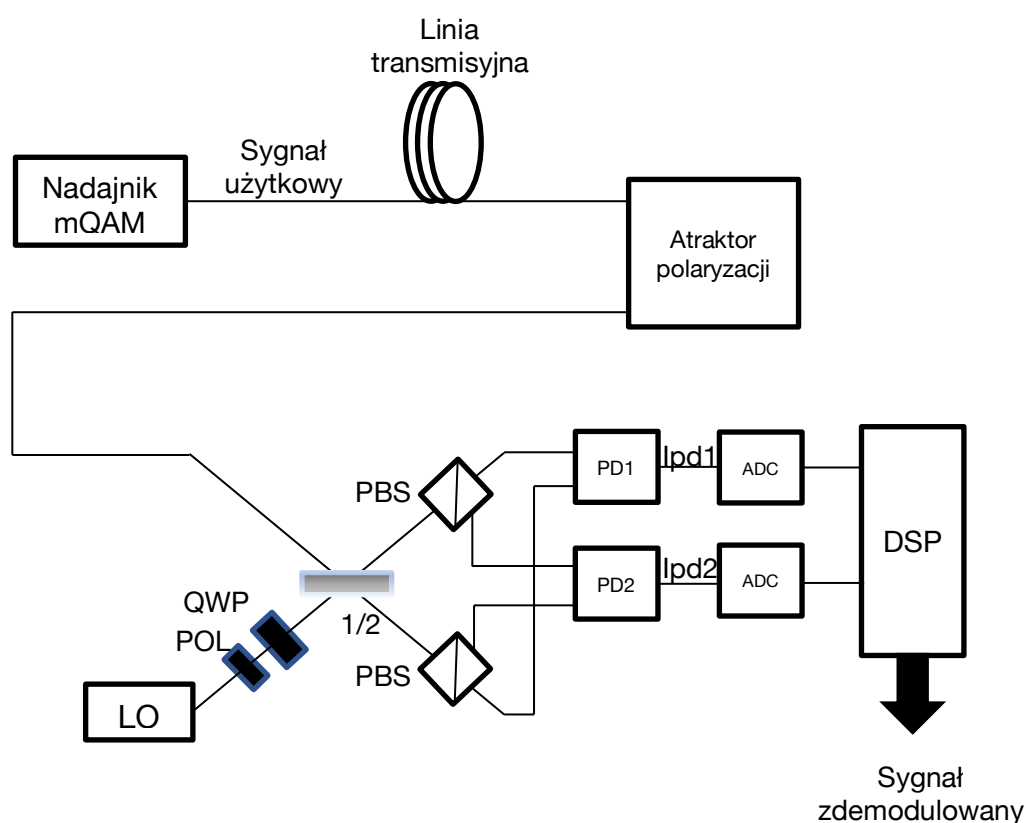
być znane przed podaniem ich na wejścia elementów PBS. Układ taki, w którym częstotliwość oscylacji lokalnego oscylatora oraz fali nośnej sygnału użytkowego są równe, zwany jest także pojedynczym detektorem homodynowym [7-9].

Bardziej zaawansowane formaty modulacji wykorzystujące zarówno fazę jak i amplitudę fali nośnej określane są mianem modulacji (*QAM - Quadrature Amplitude Modulation*) w przypadku tej modulacji zwiększanie pojemności systemu, przy założeniu odpowiedniej wartości optycznego stosunku sygnału do szumu (*OSNR - Optical Signal to Noise Ratio*), odbywa się przez zwiększenie liczby bitów przypadających na symbol i utworzenie formatów wielowartościowych mQAM, gdzie m określa liczbę dopuszczalnych symboli sygnału zmodulowanego. Zastosowanie zwielokrotnienia polaryzacyjnego jest kolejnym krokiem prowadzącym do zwiększenia możliwości transmisyjnych z detekcją koherentną. Najczęściej spotykane są rozwiązania dwukrotnie zwiększające potencjał modulacji mQAM poprzez, zastosowanie dwóch niezależnych modulacji mQAM na ortogonalnych składowych polaryzacji fali nośnej oraz następnie połączeniu ich w elemencie PBS w nadajniku. Na rysunku 2.2 przedstawiono schemat bardziej skomplikowanego układu odbiornika koherentnego wyposażonego w dwa detektory homodynowe, który stosowany jest w przypadku demodulacji i detekcji sygnałów mQAM. W praktycznym przypadku, w którym stan polaryzacji



Rysunek 2.2 Schemat blokowy odbiornika koherentnego wykorzystującego podwójny układ homodynowy. LO – lokalny oscylator, POL – polaryzator, QWP – płytki ćwierćfalowa, 1/2 – lustro półprzepuszczalne, PBS – dzielnik polaryzacji, PD1, PD2 – fotodetektory zbalansowane, I_{pd1} , I_{pd2} – prądy fotodetektorów, ADC1, ADC2 – konwertery analogowo cyfrowe, DSP – procesor sygnałowy.

wejściowego sygnału nie jest znany lub nadany sygnał jest zwielokrotniony polaryzacyjnie w takim układzie problem braku dopasowania wejściowego stanu polaryzacji i fazy sygnału użytkowego względem stanu polaryzacji i fazy lokalnego oscylatora jest rozwiązywany przez zdublowanie układu homodynowego oraz zastosowanie zaawansowanych algorytmów estymacji fazy w układzie procesora DSP. Układ zaprezentowany na rysunku 2.2 jest również wykorzystywany w systemach z detekcją koherentną, w których celem zwiększenia pojemności transmisyjnej wykorzystuje się zwielokrotnienie polaryzacyjne (*PDM – Polarization Division Multiplexing*) w systemach takich ortogonalne stany polaryzacji fali nośnej przenoszą informację z niezależnych źródeł. Przykładami takich rozwiązań są systemy wykorzystujące modulację QPSK zwielokrotnioną polaryzacyjnie (*PDM-QPSK - Polarization Division Multiplexing - Quadrature Phase Shift Keying*) oraz modulację QAM zwielokrotnioną polaryzacyjnie (*PDM-QAM - Polarization Division Multiplexing- Quadrature Amplitude Modulation*) [7,9].



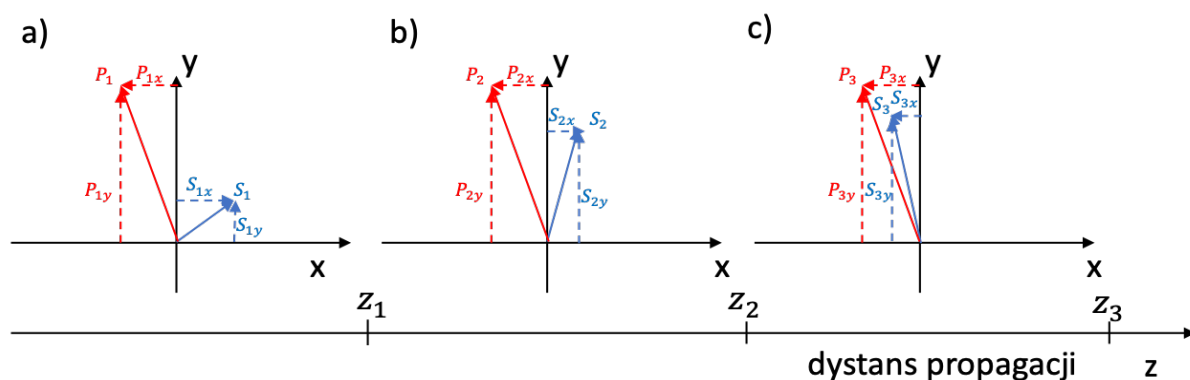
Rysunek 2.3 Schemat blokowy systemu transmisyjnego z modulacją mQAM i atraktorem polaryzacji do kontroli polaryzacji sygnału użytkowego na wejściu odbiornika koherentnego. LO – lokalny oscylator, POL – polaryzator, QWP – płytka ćwierćfalowa, $\frac{1}{2}$ - lustro półprzepuszczałne, PBS – dzielnik polaryzacji, PD1, PD2 – fotodetektory zbalansowane, Ipd1, Ipd2 – prądy fotodetektorów, ADC1, ADC2 – konwertery analogowo-cyfrowe, DSP – procesor sygnałowy.

Proponowane w niniejszej pracy rozwiązanie zakłada zastosowanie na wejściu odbiornika koherentnego układu atraktora polaryzacji, którego zadaniem będzie automatyczna kontrola polaryzacji i wzmocnienie sygnału użytkowego, na skutek jednoczesnej propagacji fal światła o określonych parametrach we włóknie światłowodowym i oddziaływaniu między nimi. Schemat blokowy systemu transmisyjnego z wykorzystaniem atraktora polaryzacji na wejściu odbiornika koherentnego przedstawiono na rysunku 2.3. Ustalając stan polaryzacji i moc fali pompującej oraz parametry włókna światłowodowego uzyskać można deterministyczną zmianę stanu polaryzacji sygnału, na zasadzie efektu nieliniowego przyciągania polaryzacji. Dzięki temu sygnał na wejściu odbiornika koherentnego będzie miał znany stan polaryzacji bez względu na zaburzenie wprowadzane przez tor światłowodowy między nadajnikiem i odbiornikiem. Pozwala to na usunięcie polaryzatora wejściowego sygnału użytkowego. Umożliwi to również uproszczenie konstrukcji odbiornika poprzez usunięcie jednego układu detektora homodynowego oraz redukcję złożoności obliczeniowej procesora DSP.

3. Zjawisko nieliniowego przyciągania polaryzacji we włóknie światłowodowym

Efektem nieliniowego przyciągania polaryzacji nazywana jest zmiana stanu polaryzacji fali optycznej pod wpływem fali o większej intensywności [24]. Na przykładzie wymuszonego rozpraszania Ramana we włóknie światłowodowym zauważyć można, iż zmiana stanu polaryzacji fali wzmacnianej w kierunku polaryzacji fali pompującej wynika z zależności procesu wzmocnienia od wzajemnej relacji między wejściowymi stanami polaryzacji fali wzmacnianej i pompującej. Proces ten jest tym bardziej wydajny im stan polaryzacji fali wzmacnianej jest bliższy stanowi polaryzacji fali pompującej [25], [26]. Tyczy się to nie tylko polaryzacji liniowych, lecz także polaryzacji eliptycznych. Istotne jest także dopasowanie fazowe stanów polaryzacji fali pompującej i wzmacnianej, co oznacza, iż skrętność polaryzacji eliptycznych jest kolejnym stopniem swobody wpływającym na efektywność procesu wzmocnienia [27].

Tylko w nielicznych przypadkach stany polaryzacji pompy i fali wzmacnianej, na wejściu procesu nieliniowego przyciągania polaryzacji, są zrównane. W rezultacie, zakładając brak losowej dwójłomności światłowodu, stan polaryzacji fali wzmacnianej ulega transformacji w kierunku wyznaczonym przez stan polaryzacji pompy. Sytuacja ta, dla współbieżnej propagacji fali wzmacnianej i pompującej, przedstawiona jest schematycznie na rysunku 3.1. Dla uproszczenia dotyczy ona przypadku rzutowania stanów polaryzacji na płaszczyznę prostopadłą do kierunku propagacji (X-Y). Przyjęto również założenie o niezmienności stanu polaryzacji fali pompującej wskutek propagacji $P_2 \equiv P_1 \equiv P_3$.



Rys. 3.1 Schemat ideowy nieliniowego przyciągania polaryzacji w funkcji dystansu propagacji. Kolor niebieski odnosi się do stanu polaryzacji fali wzmacnianej. Kolor czerwony odpowiada fali pompującej. a) - stan dla $z = z_1$, b) - stan dla $z = z_2$, c) - stan dla $z = z_3$, gdzie $z_1 < z_2 < z_3$.

Oznacza to równość zarówno w kontekście kąta nachylenia względem osi układu współrzędnych, jak również jego długości, czyli mocy fali pompującej. Jest to oczywiście założenie przydatne dla celów demonstracyjnych, ale nie stosowane w praktycznych badaniach efektywności procesu przyciągania polaryzacji. Trzy przedstawione diagramy wektorowe odpowiadają relacjom między stanami polaryzacji fali wzmacnianej oraz fali pompującej dla trzech różnych dystansów propagacji. Wskutek propagacji składowa S_{1y} stanu polaryzacji fali wzmacnianej jest silniej wzmacniana niż składowa S_{1x} , dlatego też oprócz zwiększenia długości wektora S z $|S_1|$ do $|S_2|$, co obrazuje proces wzmocnienia, kąt nachylenia wektora stanu polaryzacji S_2 do osi X uległ zwiększeniu. Przez to stan polaryzacji S_2 jest bliższy polaryzacji pompy P_2 , niż stan polaryzacji S_1 . Dla ostatniego rozważanego przypadku ($z = z_3$) proces jednoczesnego wzmocnienia i zmiany polaryzacji jest kontynuowany, wskutek czego stan polaryzacji fali wzmacnianej S_3 znajduje się już w tej samej ćwiartce układu współrzędnych X - Y co stan polaryzacji pompy P_3 . W rezultacie stan polaryzacji fali wzmacnianej uległ zmianie w kierunku wyznaczonym przez stan polaryzacji fali pompującej.

W warunkach rzeczywistych stan polaryzacji fali pompującej ulega zmianie wskutek propagacji we włóknie światłowodowym, co jest spowodowane zarówno oddziaływaniem dwójłomności światłowodu, jak również utratą mocy na rzecz fali wzmacnianej [28]. Z oczywistych względów zjawisko to może stanowić komplikację w badaniach efektywności kontroli polaryzacji fali optycznej z wykorzystaniem nieliniowego przyciągania polaryzacji. Biorąc pod uwagę to spostrzeżenie, jednym z celów niniejszej rozprawy jest weryfikacja czy oddziaływanie fali pompującej na falę wzmacnianą jest wydajniejsze niż zaburzający wpływ dwójłomności światłowodu w takim przypadku, stan polaryzacji fali wzmacnianej będzie stopniowo ulegał zmianie w kierunku polaryzacji fali pompującej, czemu towarzyszyć będzie także wzmocnienie.

3.1. Zjawisko modyfikacji współczynnika załamania jako efekt nieliniowej polaryzacji drgań elektronów walencyjnych molekuł ośrodka

Skutkiem propagacji światła w ośrodku dielektrycznym jest ruch elektronów walencyjnych, który w opisie relatywistycznym zależy nieliniowo od natężenia padającego pola elektrycznego, wskutek czego wytwarzane są dipole elektryczne. Całkowita polaryzacja pochodząca od tych dipoli wyrażana jest wzorem [13]:

$$P = \epsilon_0(\chi^{(1)} \cdot E + \chi^{(2)}:EE + \chi^{(3)}::EEE + \dots), \quad (1)$$

gdzie ϵ_0 jest przenikalnością dielektryczną próżni, a $\chi^{(i)}$ oznacza tensor o zespolonych wartościach, rzędu $i+1$ podatności rzędu i , a E oznacza amplitudę pola elektrycznego. W przypadku światłowodów pierwszy człon prawej strony równania (1) reprezentuje tłumienie oraz siłę efektów dyspersyjnych, gdyż zarówno współczynnik absorpcji światłowodu α oraz współczynnik załamania n są zależne od częstotliwości ze względu na ich dyspersyjne właściwości [13]:

$$n(\omega) = 1 + 0,5 \cdot \text{Re}\{\tilde{\chi}^{(1)}(\omega)\}, \quad (2)$$

$$\alpha(\omega) = \frac{\omega}{nc} \text{Im}\{\tilde{\chi}^{(1)}(\omega)\}, \quad (3)$$

gdzie ω - pulsacja fali, c – prędkość światła w próżni, a $\tilde{\chi}^{(1)}(\omega)$ oznacza transformatę Fouriera $\chi^{(1)}$. Człon związany z $\chi^{(1)}$ jest nazywany polaryzacją liniową. W przypadku ośrodków o symetrycznej budowie molekuł ośrodka, takich jak światłowody ze szkła kwarcowego efekty wynikające z podatności drugiego rzędu można pominąć. Wówczas podatność trzeciego rzędu można określić mianem podatności nieliniowej. Efekty takie jak mieszanie czterofalowe, samomodulacja i skrośna modulacja fazy, jak również rozpraszania nieliniowe elastyczne i nieelastyczne wynikają z podatności trzeciego rzędu. Wypadkową polaryzację pochodzącą od dipoli elektrycznych można zapisać w postaci [29], [30]:

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_L + \mathbf{P}_{NL}, \quad (4)$$

gdzie

$$\mathbf{P}_L = \epsilon_0 \chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} \text{ oraz} \quad (5)$$

$$\mathbf{P}_{NL} = \epsilon_0 \chi^{(3)} : \mathbf{EEE}. \quad (6)$$

ϵ_0 oznacza stałą dielektryczną próżni. Polaryzację nieliniową można zapisać w postaci czasowej [13]:

$$P_{NL}(t) = \epsilon_0 \chi_{xxxx}^{(3)} [E \cos(\omega t)]^3 = \epsilon_0 \chi_{xxxx}^{(3)} E^3 \left[\frac{1}{4} \cos(3\omega t) + \frac{3}{4} \cos(\omega t) \right]. \quad (7)$$

Oznaczenie xxxx wynika z przyjętego założenia, że fala padająca jest spolaryzowana liniowo, więc tylko jedna ze składowych tensora podatności jest brana pod uwagę. Wskutek tego P_{NL} jest skalarną funkcją czasu i odległości wzdłuż osi zgodnej z polaryzacją fali (stąd oznaczenie x w podatności nieliniowej trzeciego rzędu). Pierwszy człon równania (7) reprezentuje efekt

generacji trzeciej harmonicznej, zależnej od efektywności absorpcji trójfotonowej. Efekt ten jest na ogół do pominięcia ze względu na konieczność zgodności fazowej trzech fotonów anihilowanych podczas tego procesu, co jest rzadkim zjawiskiem jak opisano w [13], [29] oraz [30]. W takim przypadku P_{NL} można zapisać w postaci [13]:

$$P_{NL} \approx \epsilon_0 \frac{3}{4} \chi_{xxxx}^{(3)} |E|^2 E. \quad (8)$$

Człon $\epsilon_0 \frac{3}{4} \chi_{xxxx}^{(3)} |E|^2$ zwykło się oznaczać jako ϵ_{NL} czyli nieliniowy wkład do stałej dielektrycznej. Korzystając z (8) można wyznaczyć efektywną postać składowej dielektrycznej ośrodka [13]:

$$\epsilon_{eff} = \epsilon_L + \epsilon_{NL} = 1 + \tilde{\chi}_{xx}^{(1)}(\omega) + \epsilon_0 \frac{3}{4} \chi_{xxxx}^{(3)} |E|^2, \quad (9)$$

gdzie ϵ_L oznacza liniową składową stałej dielektrycznej, a $\tilde{\chi}_{xx}^{(1)}(\omega)$ jest transformatą Fouriera podatności pierwszego rzędu, odpowiedzialnej za liniowe zmiany współczynnika załamania oraz tłumienia ośrodka, zgodnie z zależnościami (2) oraz (3).

Efektywna stała dielektryczna jest istotna przy określaniu efektywnego współczynnika załamania oraz absorpcji [13]:

$$n_{eff} = n(\omega) + n_2 |E|^2, \quad (10)$$

$$\alpha_{eff} = \alpha(\omega) + \alpha_2 |E|^2, \quad (11)$$

gdzie n_2 oraz α_2 oznaczają nieliniowe składowe odpowiednio efektywnego współczynnika załamania oraz absorpcji, nazywanego także współczynnikiem absorpcji dwufotonowej. Wyznaczyć je można korzystając z ogólnej zależności [13]:

$$\epsilon_{eff} = \left[n_{eff} + j \frac{\alpha_{eff}}{2k_0} \right]^2, \quad (12)$$

gdzie k_0 oznacza stałą propagacji światła w próżni. Zależności (10), (11) oraz (12) pozwalają wyznaczyć postaci n_2 oraz α_2 dla częstotliwości nowo generowanych w ramach efektów nieliniowych drugiego i trzeciego rzędu. Po przekształceniach można otrzymać [13], [29]:

$$n_2 = \frac{3}{8n(\omega_s)} \text{Re}\{\chi_{xxxx}^{(3)}\} \text{ oraz} \quad (13)$$

$$\alpha_2 = \frac{3\omega_0}{4n(\omega_s)c} \text{Im}\{\chi_{xxxx}^{(3)}\}, \quad (14)$$

gdzie ω_s oznacza pulsację rezonansową uzależnioną od pulsacji fali padającej oraz właściwości ośrodka w następujący sposób [29]:

$$\omega_s = \omega_p - \omega_v, \quad (15)$$

gdzie ω_p oznacza pulsację fali padającej, a ω_v – pulsację wzbudzonych drgań molekuł ośrodka. Wartość ω_v jest właściwością ośrodka propagacji, tak więc mając zadaną pulsację fali wzmacnianej równą ω_s , pulsację fali pompującej równą ω_p można dobrać, aby osiągnąć odpowiednią efektywność oddziaływań nieliniowych.

3.2. Nieliniowy współczynnik Kerra

Wprowadzenie nieliniowej składowej współczynnika załamania daje możliwość zdefiniowania nieliniowego współczynnika Kerra [13], [29]:

$$\gamma = \frac{n_2\omega_s}{cA_{eff}} = \frac{3\omega_s \text{Re}\{\chi_{xxxx}^{(3)}\}}{8n(\omega_s)cA_{eff}}, \quad (16)$$

gdzie A_{eff} oznacza powierzchnię efektywną światłowodu. Współczynnik γ można wykorzystać do określenia, kiedy należy uwzględniać efekty nieliniowe podczas propagacji światła w światłowodzie. Do tego celu należy zdefiniować długość nieliniową światłowodu [29], [30]:

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0}, \quad (17)$$

gdzie P_0 oznacza moc fali padającej. Efekty nieliniowe są istotne, gdy wyznaczona długość nieliniowa jest znacznie mniejsza niż długość światłowodu, a są do pominięcia, gdy długość nieliniowa jest znacznie większa od długości światłowodu (o rząd wielkości) [29], [30].

3.3. Wymuszone rozpraszanie jako przykład konsekwencji nieliniowej polaryzacji

Jak opisano w podrozdziale 2.2 jednym z efektów propagacji światła w światłowodzie może być wytworzenie matrycy dipoli elektronowych (nieliniowa polaryzacja), co skutkuje modulacją współczynnika załamania materiału w przypadku, gdy skutek termicznie indukowanych wibracji molekuł ośrodka wytworzona polaryzacja struktury molekuł materiału zostanie zmodulowana, proces ten może prowadzić do spontanicznej generacji nowych

częstotliwości, gdyż foton fali padającej oddziałując z wibracjami struktury ośrodka może także rozproszyć swoją energię w wyniku tego część energii przejmuje molekula ośrodka potęgując wibracje, a pozostała energia jest wypromieniowana w postaci fotonu o niższej energii tzw. fotonu Stokes'a.

Badania przeprowadzane głównie w latach 60-tych oraz 70-tych XX wieku, pokazały, że proces generacji fal Stokes'a jest zauważalnie bardziej efektywny, gdy z zewnątrz oprócz fali pompującej podana zostanie także fala w paśmie Stokes'a [31-33]. Proces powstawania kolejnych fotonów w paśmie Stokes'a, zachodzi, gdy molekula materiału wzbudzana jest do stanu wysokiego poprzez absorpcję energii fotonu fali pompującej. Wówczas foton fali Stokes'a może być utworzony na zasadzie emisji dwufotonowej, gdy proces ten zostanie stymulowany. Stymulacja ta zachodzi jako konsekwencja koegzystencji fali Stokes'a i fali pompującej, co prowadzi do powstania nowej fali na zasadzie zjawiska generacji różnicy częstotliwości. Polega to na koherentnej generacji fali o częstotliwości równej różnicy między częstotliwością fali pompującej i zewnętrznie podanej fali Stokes'a. Zachodząca w konsekwencji emisja dwufotonowa prowadzi do uwolnienia energii nowo powstałej fali w postaci kwantu drgań sieci molekuł materiału oraz do utworzenia nowego fotonu fali Stokes'a. Tak więc celem stymulacji jest modyfikacja współczynnika załamania poprzez zwiększenie intensywności wibracji molekuł struktury ośrodka nieliniowego. Skutkuje to efektywniejszą generacją fotonów Stokes'a niż w przypadku rozpraszania spontanicznego, gdyż w odróżnieniu od rozpraszania spontanicznego, proces stymulacji jest deterministyczny. Sam proces stymulacji ośrodka do generacji wibracji jego molekuł opisać można równaniem [13]:

$$\omega_v = \omega_P - \omega_S. \quad (18)$$

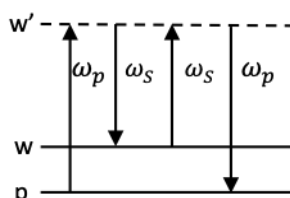
Wykorzystując przedstawione wyżej równanie (15) przykład procesu generacji fotonu fali Stokes'a w wyniku wymuszonego rozpraszania Ramana można opisać równaniem w zapisie kwantowym [13]:

$$\omega_S = \omega_P - \omega_v = \omega_P - (\omega_P - \omega_S) = \omega_S + \omega_P - \omega_P. \quad (19)$$

Rysunek 3.2 przedstawia diagram przejść energetycznych w ramach wymuszonego rozpraszania Ramana, zgodnie z równaniem (19). Efektem stymulacji procesu generacji fali Stokes'a jest, więc wzmocnienie optyczne, gdyż podczas anihilacji fotonu fali pompującej kreowany jest dodatkowy foton fali w paśmie Stokes'a [24] oraz [29-31].

Warto zauważyć, iż generacja fononu optycznego, jest wynikiem koherentnej modulacji współczynnika załamania, stymulowanej obecnością fali Stokes'a. Wynika to bezpośrednio z właściwości generacji różnicy częstotliwości. Z tego powodu proces generacji nowego fotonu fali Stokes'a zachowuje fazę odpowiadającą stymulującemu fotonowi fali Stokes'a [13].

Pomimo tego, iż równanie (19) oraz diagram przejść energetycznych na rysunku 3.2 zostały wykorzystane do opisu procesu generacji fotonu Stokes'a w ramach wymuszonego



Rys. 3.2 Diagram przejść energetycznych opisujący proces wymuszonego rozpraszania Ramana z konwersją energii do pasma Stokes'a [13].

rozpraszania Ramana, mogą one być stosowane dla celów opisu także innych stymulowanych procesów rozpraszania, np. wymuszonego rozpraszania Brillouin [34-36].

3.4. Nieliniowe przyciąganie polaryzacji jako konsekwencja wymuszonego rozpraszania światła

Opisana w podrozdziale 2.3 zgodność pomiędzy fazą fotonu Stokes'a wygenerowanego na zasadzie wymuszonego rozpraszania, a fazą fotonu zewnętrznie podanej fali stymulującej wynika z samej natury procesu stymulacji procesu generacji nowych częstotliwości. Badania przeprowadzone pod kątem analizy procesów wymuszonego rozpraszania pokazują, iż propagacja fal skutkująca trójstronną interakcją między nimi oraz ośrodkiem propagacji, powoduje sprzężanie pomiędzy propagującymi falami oraz wytworzonymi modami wibracyjnymi. Fakt ten przekłada się na wyższą efektywność transferu energii fali pompującej do pasma Stokes'a w przypadku zgodności fazy między falą pompującą, a falą wzmacnianą. W rzeczywistym przypadku, gdy ośrodek propagacji wykazuje właściwości anizotropowe, różnica w fazie między dwoma falami przekłada się na różnicę między stanami polaryzacji. W tej sytuacji interakcje nieliniowe są tym intensywniejsze im polaryzacje fal oddziałujących ze sobą są zgodne, co wiąże się z zależnością procesu wzmocnienia od polaryzacji fali pompującej oraz wzmacnianej [37], [38].

Tak więc, jeżeli proces wzmocnienia wskutek wymuszonego rozpraszania jest zależny od wzajemnej polaryzacji fali wzmacnianej oraz pompującej, składowa polaryzacji fali wzmacnianej, która jest bardziej zgodna ze stanem polaryzacji fali pompującej zostanie

wzmocniona mocniej niż składowa do niej ortogonalna. To doprowadza do nieliniowego przyciągania polaryzacji przedstawionego schematycznie na rysunku 3.1.

3.5. Przykłady wymuszonego rozpraszania wykazujące właściwości nieliniowego przyciągania polaryzacji

Efektami nieliniowymi wykazującymi właściwości nieliniowego przyciągania polaryzacji są wymuszone rozpraszanie Ramana [40-43], wymuszone rozpraszanie Brillouin [36-38], [44-46] oraz mieszanie czterofalowe [50-53]. Ze względu na interakcję fali pompującej i wzmacnianej z innymi modami wibracyjnymi, właściwości przyciągania polaryzacji oraz wzmocnienia są różne w tych przypadkach. Poniżej dokonano ich charakterystyki.

3.5.1. Nieliniowe przyciąganie polaryzacji wykorzystujące wymuszone rozpraszanie Brillouin we włóknie światłowodowym

Wymuszone rozpraszanie Brillouin polega na rozpraszaniu energii fali padającej (pompującej) na elementach struktury ośrodka nieliniowego w obecności zmian gęstości ośrodka wywołanych propagującą wstecznie w stosunku do fali pompującej, wytworzoną falą akustyczną. Drgania akustyczne powstają jako rezultat procesu generacji różnicy częstotliwości na zasadzie opisanej w podrozdziale 3.3. Z tego względu, z uwagi na właściwości ośrodka nieliniowego jakim jest światłowód kwarcowy, pasmo Stokes'a jest przesunięte o ok. 10 GHz od częstotliwości fali pompującej. Tak więc w celu uzyskania stymulacji ośrodka oraz w konsekwencji wzmocnienia optycznego, dobrana częstotliwość fali pompującej musi być zaledwie 10 GHz większa od częstotliwości fali wzmacnianej. Ponadto badania przeprowadzone nad procesem wzmocnienia wskutek wymuszonego rozpraszania Brillouin pokazują, iż proces jest efektywny w paśmie zaledwie 30 MHz wokół centralnej długości fali wzmacnianej. Tak wąskie pasmo oddziaływania może być problematyczne w kontekście właściwości przyciągania polaryzacji. Dotyczy to m.in. dokładności w doborze długości fali pompującej do parametrów sygnałów wykorzystywanych w sieciach telekomunikacyjnych czy też maksymalnego zakresu długości fali sygnału, którego polaryzacja miałaby być kontrolowana [13], [44].

Ze względu na fakt, iż modyfikacja współczynnika załamania postępuje w kierunku przeciwnym w stosunku do fali pompującej, fala wzmacniana musi także propagować przeciwnie. Wykorzystanie wymuszonego rozpraszania Brillouin do uzyskania nieliniowego przyciągania polaryzacji oraz wzmocnienia we włóknie światłowodowym ogranicza się zatem tylko do jednej konfiguracji propagacyjnej [38], [39].

W pracy [36] przedstawiono rezultaty badań wzmocnienia uzyskiwanego przy wykorzystaniu wymuszonego rozpraszania Brillouin dla światłowodu o długości 2,25 km i wejściowej mocy fali pompującej równej 10 mW. Uzyskano wówczas wzmocnienie równe 10 dB. Badania nieliniowego przyciągania polaryzacji w ponad 2 km odcinku światłowodu o przesuniętej charakterystyce dyspersji (*DSF - Dispersion Shifted Fiber*) i mocy fali pompującej równej 24 mW pokazują możliwość agregacji stanów polaryzacji fali wzmacnianej na sferze Poincaré do 5°. Jest to powiązane z uzyskaniem wzmocnienia optycznego na poziomie 30 dB [44]. Przeprowadzono również badania nieliniowego przyciągania polaryzacji dla fali pompującej o mocy 100 mW pracującej w trybie impulsowym, dla celów detekcji, jako że właściwości czujników zmian ciśnienia czy temperatury wykorzystujące zjawisko wymuszonego rozpraszania Brillouin są zależne od polaryzacji fali światła [45].

3.5.2. Nieliniowe przyciąganie polaryzacji wykorzystujące wymuszone rozpraszanie Ramana we włóknie światłowodowym

W przypadku wymuszonego rozpraszania Ramana w standardowym włóknie światłowodowym, wykonanym z dwutlenku krzemu, drgania molekuł ośrodka (fonony optyczne) wzbudzone na zasadzie stymulacji procesu transferu energii mają częstotliwość równą ok. 13,2 THz. W rezultacie ta częstotliwość określa również separację częstotliwości fali pompującej i wzmacnianej [47-49]. Ze względu na amorficzną strukturę włókna światłowodowego wzbudzone vibracje molekularne wytwarzają nakładające się pasma, co prowadzi do powstania kontinuum wibracyjnego o szerokości nawet do 40 THz [48, 49]. Skutkiem tego jest możliwość uzyskania wzmocnienia Ramana w tak szerokim paśmie. Co oczywiste efektywność wzmocnienia nie jest równomierna w całym paśmie i osiąga maksimum dla częstotliwości rezonansowej równej częstotliwości fali pompującej pomniejszonej o 13,2 THz. Odpowiada to ok. 100 nm w III oknie optycznym [29]. Tak szerokie pasmo wzmocnienia jest powodem powszechnego zastosowania wzmacniaczy Ramana jako wsparcia dla pracy wielokanałowych systemów WDM, jak opisano w części wstępnej niniejszej rozprawy [17-20]. Przeprowadzone badania wymuszonego rozpraszania Ramana dla światłowodu długości 10 km i wejściowej mocy fali pompującej równej 1 W sugerują możliwość wzmocnienia o wartości 10 dB w wyniku wymuszonego rozpraszania Ramana [24], zarówno w konfiguracji współbieżnej i przeciwbieżnej propagacji fali pompującej i wzmacnianej w publikacji [42] przedstawiono rezultaty teoretycznych badań nieliniowego przyciągania polaryzacji z wykorzystaniem wymuszonego rozpraszania Ramana. Wynika z nich, iż przy światłowodzie o długości 2 km, impulsowej fali pompującej o mocy równej 10

W uzyskano agregację stanów polaryzacji fali wzmacnianej na sferze Poincare do 15°. Podobną analizę przedstawiono w pracy [43], gdzie przeprowadzono badania właściwości nieliniowego przyciągania polaryzacji dla przypadku ultrakrótkich impulsów (20 ns) fali pompującej o mocy dochodzącej do 45W i krótkiego odcinka światłowodu o długości 40 m. Badania nad nieliniowym przyciąganiem polaryzacji z wykorzystaniem wymuszonego rozpraszania Ramana w konfiguracji przeciwbieżnej propagacji fali pompującej i wzmacnianej, z uwzględnieniem oceny wartości DOP oraz wzmocnienia przedstawiono w pracy [41].

3.5.3. Nieliniowe przyciąganie polaryzacji wykorzystujące mieszanie czterofalowe we włóknie światłowodowym

Interesujące badania nieliniowego przyciągania polaryzacji przeprowadzono również w przypadku zastosowania mieszania czterofalowego we włóknie światłowodowym [50-53]. W odróżnieniu od opisanych w punktach 3.5.1 i 3.5.2 procesów wymuszonego rozpraszania światła w procesie mieszania czterofalowego nie występuje wymiana energii między propagującymi falami za pośrednictwem koherentne wzbudzonych drgań molekuł ośrodka. Generacja nowych fotonów odbywa się w wyniku rozpraszania energii fali na wytworzonej, na zasadzie foto-refrakcji, zmianie współczynnika załamania. Jest to więc proces podobny w swej naturze do efektu rozpraszania spontanicznego, z tą różnicą, że proces mieszania czterofalowego, jest bardziej ogólny i może uwzględniać wymianę energii pomiędzy czterema falami, o różnych częstotliwościach w najbardziej wymagającym przypadku, można mówić o anihilacji energii trzech fotonów ($\omega_2, \omega_3, \omega_4$) i wytworzeniu nowego fotonu (ω_1). Częstotliwości odpowiadające fotonom spełniają równanie [29]:

$$\omega_1 = \omega_2 + \omega_3 + \omega_4. \quad (20)$$

Taki przypadek jest najbardziej wymagający spośród możliwych konfiguracji wymiany energii w ramach mieszania czterofalowego, ze względu na konieczność dopasowania faz trzech anihilowanych fotonów [29]:

$$k_1 - k_2 - k_3 - k_4 = n\omega_1/c - n\omega_2/c - n\omega_3/c - n\omega_4/c = 0, \quad (21)$$

gdzie $k_i, i = 1:4$ oznaczają stałe propagacji fal odpowiadających fotonom o częstotliwościach ω_i , n oznacza współczynnik załamania światłowodu, a c prędkość światła w próżni. Ze względu na brak zewnętrznej stymulacji procesu, która w procesie wymuszonego rozpraszania zapewnia dopasowanie fazowe, w procesie mieszania czterofalowego zgodność faz musi być zapewniana poprzez staranne dobranie częstotliwości. Z tego względu częściej obserwowaną

wersją mieszania czterofalowego jest konfiguracja, w której anihilowane i generowane są dwa fotony. Wówczas [29]:

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4 \text{ oraz} \quad (22)$$

$$k_1 + k_2 = k_3 + k_4. \quad (23)$$

W takim przypadku zapewnienie zgodności fazowej jest zadaniem prostszym. Dalsze uproszczenie procesu polega na zrównaniu częstotliwości ω_1 oraz ω_2 wskutek czego proces wymiany energii można opisać równaniami [29]:

$$2\omega_1 = \omega_3 + \omega_4 \text{ oraz} \quad (24)$$

$$2k_1 = k_3 + k_4. \quad (25)$$

Tak więc generacja dwóch nowych fotonów następuje wskutek anihilacji dwóch fotonów fali padającej, co nosi znamiona podobieństwa do rozpraszania spontanicznego, za wyjątkiem udziału drgań molekuł ośrodka. Podając z zewnątrz falę pompującą o częstotliwości ω_1 oraz falę o częstotliwości niższej ω_3 , dbając o zgodność fazową, można doprowadzić do wzmocnienia oraz nieliniowego przyciągania polaryzacji fali ω_3 pod wpływem fali pompującej ω_1 . W takiej konfiguracji uzyskano efekt nieliniowego przyciągania polaryzacji dla światłowodu o niezerowej, przesuniętej charakterystyce dyspersji o długości 20 km oraz przeciwbieżnie propagującej fali pompującej o mocy 600 mW pracującej w trybie impulsowym [52]. Istotną wadą tego rozwiązania jest wrażliwość efektywności procesu nieliniowego przyciągania polaryzacji na zaburzenia dopasowania fazowego, zależnego od fluktuacji dwójłomności światłowodu. Przedstawiono również badania potwierdzające możliwość uzyskania nieliniowego przyciągania polaryzacji w światłowodzie o wysokim stopniu nieliniowości (*HNLF - Highly Non-Linear Fiber*) o długości 490 m oraz pompy o maksymalnej mocy 29,7 dBm, pracującej w trybie fali ciągłej. Równocześnie osiągnięto wzmocnienie optyczne na poziomie 25 dB przy maksymalnej mocy fali pompującej, czemu jednak towarzyszyło wzmocnienie zależne od polaryzacji (*PDG - Polarization Dependent Gain*) na poziomie 19 dB.

3.5.4. Wybór rozwiązania do realizacji nieliniowego przyciągania polaryzacji

Analizując właściwości wymuszonego rozpraszania Ramana oraz Brillouin, należy pamiętać o współczynnikach wzmocnienia odpowiadających obu procesom. Dla standardowego światłowodu jednomodowego typu G.652.D, efektywne, tzn. odniesione do powierzchni

efektywnej światłowodu, wartości współczynników wzmocnienia wynoszą $g_R = 1,2 \cdot 10^{-13} m/W$ dla wzmocnienia Ramana oraz $g_B = 5 \cdot 10^{-11} m/W$ dla wzmocnienia Brillouin [29]. Są to wartości dla przypadku zgodności polaryzacji fali wzmacnianej i pompującej. Ewidentnym jest fakt, iż wzmocnienia Brillouin jest zjawiskiem bardziej efektywnym. Tak więc widać, iż zastosowanie rozpraszania Ramana wymaga zastosowania wyższej wartości mocy fali pompującej lub dłuższego światłowodu. Taka sama wartość wzmocnienia jest otrzymywana dopiero przy wejściowej mocy fali pompującej większej stukrotnie. Jednakże analizując pasmo oddziaływania w ramach obu procesów widać, iż w przypadku wymuszonego rozpraszania Ramana osiągnąć pasmo jest ok 6 rzędów wielkości szersze niż w przypadku efektu Brillouin (30 MHz). Biorąc pod uwagę mieszanie czterofalowe należy zwrócić przede wszystkim uwagę na konieczność zapewnienia z zewnątrz spełnienia warunku dopasowania fazowego, który w dwóch pozostałych przypadkach spełniony jest automatycznie.

Biorąc pod uwagę wyniki przeprowadzonej analizy właściwości efektów nieliniowych pod kątem nieliniowego przyciągania polaryzacji i wzmocnienia, autor postanowił wybrać zjawisko wymuszonego rozpraszania Ramana do realizacji nieliniowego przyciągania polaryzacji we włóknie światłowodowym. Wybór ten jest uzasadniony przede wszystkim szerokim pasmem oddziaływania fali pompującej na falę wzmacnianą, jak również automatycznie spełnionym warunkiem dopasowania fazy podczas generacji nowych fotonów. Pomimo niższego uzyskiwanego wzmocnienia optycznego niż w przypadku wymuszonego rozpraszania Brillouin oraz mieszania czterofalowego, perspektywa możliwości bardziej elastycznego wyboru długości fali pompującej w celu dopasowania jej do długości fali wzmacnianej oraz optymalizacji efektywności nieliniowego przyciągania polaryzacji jest znaczącym argumentem przy wyborze metody.

4. Teoretyczna weryfikacja nieliniowego przyciągania polaryzacji z wykorzystaniem wymuszonego rozpraszania Ramana

W niniejszym rozdziale przedstawiony został model wymuszonego rozpraszania Ramana w ujęciu wektorowym, który pozwolił przygotować scenariusz symulacji nieliniowego przyciągania polaryzacji we włóknie światłowodowym. Przeprowadzona analiza symulacyjna umożliwiła oszacowanie efektywności nieliniowego przyciągania polaryzacji w zależności od długości światłowodu, wejściowej mocy fali pompującej oraz dla różnych wejściowych stanów polaryzacji fali pompującej. Badań dokonano dla współbieżnej i przeciwbieżnej konfiguracji propagacyjnej fali pompującej i wzmacnianej. Wyznaczono charakterystyki zmian wartości stopnia spolaryzowania fali wzmacnianej oraz uzyskanych poziomów wzmocnienia.

4.1. Model wymuszonego rozpraszania Ramana

W najbardziej podstawowym przypadku, uwzględniając jedynie wzajemny wpływ fal wzmacnianej i pompującej oraz straty wywołane tłumiennością światłowodu, ewolucję mocy obu fal wskutek równoczesnej propagacji w światłowodzie można opisać następującym układem równań [24]:

$$\frac{dS}{dz} = gPS - \alpha_S S \quad (26)$$

$$\frac{dP}{dz} = -\frac{\omega_P}{\omega_S} gPS - \alpha_P P, \quad (27)$$

gdzie S oraz P oznaczają moc odpowiednio fali wzmacnianej i pompującej, g to współczynnik wzmocnienia Ramana, ω_P oraz ω_S reprezentują pulsacje odpowiednio dla fali pompującej i wzmacnianej natomiast α_P oraz α_S reprezentują wartości tłumienności światłowodu w przypadku skalarnym, tj. gdy zakłada się idealną izotropowość światłowodu, fala wzmacniana pozostaje pod wpływem wzmocnienia ze strony fali pompującej i strat spowodowanych tłumiennością światłowodu. Opisuje to równanie (26). Wzmocnienie optyczne jest zauważalne do momentu, w którym moc fali wzmacnianej stanie się porównywalna z mocą fali pompującej. Wówczas wartość pierwszego wyrażenia po prawej stronie równania (26), reprezentującego efekt wzmocnienia, staje się porównywalna, a w konsekwencji dalszej propagacji, mniejsza od wartości drugiego wyrażenia, odpowiedzialnego za straty związane z tłumiennością światłowodu. Jest to efekt nasycenia wzmacniacza Ramana, który jest konsekwencją zjawiska wyczerpania fali pompującej, opisanego w punkcie 4.1.1 [23, 24], [29] i [30].

Uwzględnienie anizotropowej natury włókna światłowodowego, prowadzi do podstawowego modelu wektorowego, w którym uwzględniane są stany polaryzacji oraz kierunki propagacji obu fal [24]:

$$\frac{d\mathbf{S}}{dz} = g_R[(1 + 3\mu)P_0\mathbf{S} + (1 + \mu)S_0\mathbf{P} - 2\mu\mathbf{P}_3S_0] - \alpha_S\mathbf{S} \quad (28)$$

$$\zeta \frac{d\mathbf{P}}{dz} = \frac{\omega_P}{\omega_S} g_R[(1 + 3\mu)S_0\mathbf{P} + (1 + \mu)P_0\mathbf{S} - 2\mu\mathbf{S}_3P_0] - \alpha_P\mathbf{P}, \quad (29)$$

gdzie $\mathbf{S}$ oraz $\mathbf{P}$ oznaczają wektory w przestrzeni Stokes'a skojarzone odpowiednio z falą wzmacnianą oraz pompującą, μ to współczynnik anizotropii światłowodu, P_0 oraz S_0 oznaczają odpowiednio moc fali pompującej i wzmacnianej. Równania (28) oraz (29) mogą opisywać ewolucję polaryzacji obu fal w przypadku propagacji współbieżnej ($\zeta = 1$) jak również przeciwbieżnej ($\zeta = -1$). Współczynnik g_R oznacza efektywną wartość wzmocnienia Ramana, która zazwyczaj przyjmuje wartość średnią między współczynnikiem uzyskiwanym dla zgodnych wejściowych stanów polaryzacji fal wzmacnianej i pompującej oraz wzajemnie ortogonalnych. Pierwsze wyrażenie po prawej stronie równania (28) opisuje wzmocnienie fali pompującej zgodnie z jej stanem polaryzacji, oznacza więc proces wzmocnienia w kierunku zgodnym z kierunkiem wektora fali wzmacnianej. Wyrażenie drugie przedstawia zmianę stanu polaryzacji fali wzmacnianej w kierunku polaryzacji fali pompującej, czyli efekt nieliniowego przyciągania polaryzacji [24].

Bardziej ogólny model rozpraszania Ramana wymaga uwzględnienia losowej natury dwójłomności światłowodu, która wynika bezpośrednio z zaburzeń geometrii włókna światłowodowego [13],[29] oraz [54-56]. Zaburzenie stanu polaryzacji może być modelowane z wykorzystaniem modelu modułowego (*RMM - Random Modulus Model*). W tym modelu wektor dwójłomności liniowej światłowodu $[\beta_1 \ \beta_2 \ \beta_3]$ jest określany przy pomocy układu równań Langevin [54], [56]:

$$\frac{d\beta_1(z,\omega)}{dz} = -\rho\beta_1(z,\omega) + \sigma\eta_1, \quad (30)$$

$$\frac{d\beta_2(z,\omega)}{dz} = -\rho\beta_2(z,\omega) + \sigma\eta_2, \quad (31)$$

$$\beta_3 \equiv 0, \quad (32)$$

gdzie ρ jest odwrotnością długości korelacji, η_1 oraz η_2 to niezależne zmienne losowe o zerowej wartości średniej i jednostkowej wariancji, natomiast $\beta_1(z, \omega)$ oraz $\beta_2(z, \omega)$ to zależne od długości propagacji oraz pulsacji fali światła zmienne losowe o rozkładzie Gaussowskim o zerowej wartości średniej i wariancji równej [56]:

$$\sigma_B^2 = \frac{\sigma^2}{2\rho}. \quad (33)$$

Wartości ρ , σ^2 oraz σ_B^2 wynikają z wartości długości zdudniania i korelacji światłowodu określonych odpowiednio równaniami [56]:

$$L_B = \frac{2\pi}{\sqrt{2}\sigma_B} \text{ oraz} \quad (34)$$

$$L_F = \frac{1}{\rho}. \quad (35)$$

Wpływ dwójłomności na stan polaryzacji podczas propagacji fali w światłowodzie można przedstawić jako iloczyn wektorowy wektora dwójłomności, opisanego równaniami od (30) do (32) oraz stanu polaryzacji fali, wobec czego równania (28) oraz (29) przyjmują postać [24]:

$$\frac{d\mathbf{S}}{dz} = g_R[(1 + 3\mu)P_0\mathbf{S} + (1 + \mu)S_0\mathbf{P} - 2\mu\mathbf{P}_3S_0] - \alpha_S\mathbf{S} + \boldsymbol{\beta}_S \times \mathbf{S}, \quad (36)$$

$$\zeta \frac{d\mathbf{P}}{dz} = \frac{\omega_P}{\omega_S} g_R[(1 + 3\mu)S_0\mathbf{P} + (1 + \mu)P_0\mathbf{S} - 2\mu\mathbf{S}_3P_0] - \alpha_P\mathbf{P} + \boldsymbol{\beta}_P \times \mathbf{P}, \quad (37)$$

gdzie $\boldsymbol{\beta}_P = \boldsymbol{\beta}(z, \omega_P)$ oraz $\boldsymbol{\beta}_S = \boldsymbol{\beta}(z, \omega_S)$. Najbardziej ogólne podejście wymaga także uwzględnienia zmian polaryzacji i mocy propagujących fal wywołanych efektami samomodulacji fazy i skrośnej modulacji fazy. Wskutek propagacji w światłowodzie fala może zmodyfikować swój stan polaryzacji w wyniku zmian w jej fazie. Na podobnej zasadzie dojść może do zmiany stanu polaryzacji pod wpływem innej fali propagującej w światłowodzie [13], [29] oraz [30]. Wywołane w ten sposób zmiany stanu polaryzacji są określane jako nieliniowa rotacja stanu polaryzacji (*NPR-Nonlinear Polarization Rotation*), a ich wkład w ewolucję stanów polaryzacji fali pompującej i wzmacnianej jest reprezentowany za pomocą wektorów [24]:

$$\mathbf{W}_S = \frac{2}{3}[\gamma_{SS}\mathbf{S}_3 + 2\gamma_{SP}\mathbf{P}_3 - 2\gamma_{SP}\mathbf{P}], \quad (38)$$

$$\mathbf{W}_P = \frac{2}{3}[\gamma_{PP}\mathbf{P}_3 + 2\gamma_{PS}\mathbf{S}_3 - 2\gamma_{PS}\mathbf{S}], \quad (39)$$

gdzie γ_{SS} i γ_{SP} to współczynniki efektywności oddziaływania nieliniowego odpowiednio dla SPM i XPM w przypadku fali wzmacnianej, natomiast γ_{PP} oraz γ_{PS} służą do opisu tych oddziaływań dla fali pompującej. Ogólna zależność opisująca postać tychże współczynników określana jest wzorem [13]:

$$\gamma_{ij} = \frac{3\omega_i}{8cn_i A_{eff}} \chi^{(3)}, \text{ gdzie } i, j = s, p. \quad (40)$$

Postać tensora podatności nieliniowej trzeciego rzędu jest zależna od tego czy współczynnik opisuje wpływ zjawiska SPM czy XPM na stan polaryzacji [13]:

$$\chi^{(3)} = \begin{cases} \chi^{(3)}(\omega_S = \omega_S + \omega_S - \omega_S) & \text{dla } i=j=s \\ \chi^{(3)}(\omega_S = \omega_S + \omega_P - \omega_P) & \text{dla } i=s \text{ oraz } j=p \\ \chi^{(3)}(\omega_P = \omega_P + \omega_P - \omega_P) & \text{dla } i=j=p \\ \chi^{(3)}(\omega_P = \omega_P + \omega_S - \omega_S) & \text{dla } i=p \text{ oraz } j=s. \end{cases} \quad (41)$$

Jak można zauważyć postać podatności nieliniowej trzeciego rzędu w przypadku zjawiska XPM zarówno dla fali wzmacnianej jak i pompującej odpowiada diagramowi przejść energetycznych dla procesu generacji fotonu Stokes'a w ramach wymuszonego rozpraszania Ramana, przedstawionego w równaniu (19). Analiza właściwości podatności nieliniowej trzeciego rzędu pokazuje, że dla efektu XPM część rzeczywista wartości tensora podatności nieliniowej trzeciego rzędu jest zerowa, podobnie jak część urojona dla zjawiska SPM. Wobec tego współczynniki γ_{ij} przyjmują postać [13], [29]:

$$\gamma_{SS} = \frac{3\omega_S}{8n_{Sc}A_{eff}} \text{Re}\{\chi^{(3)}\}, \quad (42)$$

$$\gamma_{SP} = \frac{3\omega_S}{8n_{pC}A_{eff}} \text{Im}\{\chi^{(3)}\}, \quad (43)$$

$$\gamma_{PP} = \frac{3\omega_P}{8n_{pC}A_{eff}} \text{Re}\{\chi^{(3)}\}, \quad (44)$$

$$\gamma_{PS} = \frac{3\omega_P}{8n_{Sc}A_{eff}} \text{Im}\{\chi^{(3)}\}. \quad (45)$$

Ponadto pokazano, iż część rzeczywista i urojona podatności nieliniowej trzeciego rzędu są porównywalne, wobec czego w badaniach wymuszonego rozpraszania Ramana często przyjmuje się, iż $\gamma_{SS} = \gamma_{SP}$ oraz $\gamma_{PP} = \gamma_{PS}$ [13], [29] oraz [41-43].

Podobna do przedstawionej w równaniu (40) zależność od podatności nieliniowej trzeciego rzędu dotyczy współczynnika wzmocnienia Ramana, który jest definiowany w sposób analogiczny do współczynnika generacji dwufotonowej α_2 [29]:

$$g_{r_peak} = \frac{3\omega_s}{4n_p c} \chi^{(3)}(\omega_S = \omega_S + \omega_P - \omega_P), \quad (46)$$

gdzie postać tensora podatności nieliniowej trzeciego rzędu odpowiada procesowi generacji fotonu fali Stokes'a zgodnie z równaniem (19). Jak widać wartość szczytowa współczynnika wzmocnienia Ramana jest definiowana podobnie do γ_{SP} , można zatem przyjąć:

$$g_{r_peak} = \frac{3\omega_s}{4n_p c} \text{Im}\{\chi^{(3)}\}. \quad (47)$$

Równania (36) oraz (37) można zapisać w ostatecznej postaci [24]:

$$\frac{d\mathbf{S}}{dz} = g_R[(1 + 3\mu)P_0\mathbf{S} + (1 + \mu)S_0\mathbf{P} - 2\mu\mathbf{P}_3S_0] - \alpha_S\mathbf{S} + (\boldsymbol{\beta}_S + \mathbf{W}_S) \times \mathbf{S}, \quad (48)$$

$$\zeta \frac{d\mathbf{P}}{dz} = \frac{\omega_P}{\omega_S} g_R[(1 + 3\mu)S_0\mathbf{P} + (1 + \mu)P_0\mathbf{S} - 2\mu\mathbf{S}_3P_0] - \alpha_P\mathbf{P} + (\boldsymbol{\beta}_P + \mathbf{W}_P) \times \mathbf{P}. \quad (49)$$

Powyższe wnioski dotyczące zależności współczynników γ_{ij} oraz g_{r_peak} od postaci tensora podatności nieliniowej trzeciego rzędu pokazują, iż poza wyrażeniem reprezentującym straty spowodowane tłumiennością światłowodu, wszystkie wyrażenia po prawej stronie równania (48) mogą być uzależnione od iloczynu mocy fali pompującej oraz wartości γ_{SP} . Jednakże, ze względu na fakt, iż wartości γ_{SP} oraz γ_{PS} są od siebie ściśle zależne, dla celów identyfikacji wyników badań podaje się zwykle większą z nich (γ_{PS}). Będzie to miało kluczowe znaczenie w dalszej części pracy, gdzie dokonana zostanie analiza właściwości procesu kontroli polaryzacji zarówno od wartości γ_{PS} jak i mocy fali pompującej. Dla czytelności współczynnik nieliniowości Kerra γ_{PS} , odpowiadający zjawisku XPM dla fali pompującej, będzie oznaczany jako γ_{XPM} .

4.1.1. Zjawisko wyczerpania fali pompującej

Zjawisko to unaocznia się, gdy skutek wzmocnienia fala wzmacniana staje się na tyle silna, że wpływ fali pompującej na falę wzmacnianą słabnie. Zakładając niezmienną zdolność procesu SRS do transferu energii z częstotliwości fali pompującej do wzmacnianej, efektywność kontroli polaryzacji fali wzmacnianej przez stan polaryzacji fali pompującej będzie stopniowo zanikać wraz z wyczerpaniem fali pompującej. W modelu wymuszonego

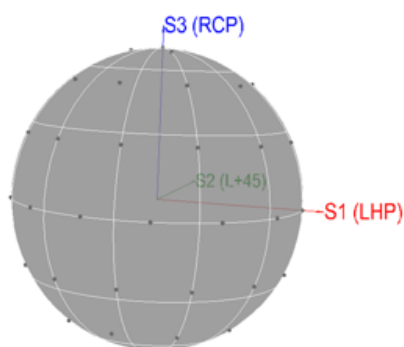
rozpraszania Ramana efekt wyczerpania fali pompującej reprezentowany jest przez czynniki $(1 + 3\mu)S_0\mathbf{P} + (1 + \mu)P_0\mathbf{S}$ w równaniu (49) i objawia się trojako. Po pierwsze częściowo zdepolaryzowana fala wzmacniana powoduje postępującą depolaryzację fali pompującej, co w obliczu wciąż aktywnego wzmocnienia prowadzi do depolaryzacji fali wzmacnianej i fluktuacji jej stopnia spolaryzowania. Z drugiej strony nawet częściowa depolaryzacja pompującej wpływa również na efektywność kontroli polaryzacji fali wzmacnianej. Wyjaśnienie tego związku można uzyskać postrzegając częściową depolaryzację fali pompującej jako superpozycję światła w pełni spolaryzowanego i zdepolaryzowanego, w odpowiednim stosunku, wynikającym ze stopnia spolaryzowania światła. Przy częściowej depolaryzacji fali pompującej tylko jej w pełni spolaryzowana część konstruktywnie przyczynia się do przyciągania polaryzacji, podczas gdy część zdepolaryzowana ma jedynie udział we wzmocnieniu. Oznacza to, że pomimo, iż średnie wzmocnienie nie ulega zmianie, przyciąganie polaryzacji słabnie. Przy jednoczesnym utrzymującym się zaburzeniu wprowadzanym przed dwójłomność światłowodu, może to oznaczać zatrzymanie przyciągania polaryzacji, bądź też ponowną randomizację stanu polaryzacji fali wzmacnianej. Takie zjawisko zachodzi, gdy zaburzenie wprowadzane przez dwójłomność światłowodu zacznie dominować nad przyciąganiem polaryzacji [23, 24]. Po trzecie efekt wyczerpania fali pompującej może powodować degradację efektywności przyciągania polaryzacji nawet przy wysokim (bliskim 100%) stopniu spolaryzowania fali wzmacnianej. Wynika to z samej natury przyciągania polaryzacji, której zasadę przedstawiono na rysunku 3.1. Wskutek oddziaływania pomiędzy dwoma falami, stan polaryzacji fali słabszej przyciągany jest w kierunku stanu polaryzacji fali silniejszej. Dzieje się tak, gdyż efektywniejsze wzmocnienie towarzyszy składowej fali wzmacnianej, która jest, w ujęciu wektorowym, bardziej równoległa do polaryzacji fali pompującej. Łatwo zauważyć, że im silniejsza jest fala wzmacniana, tym względne wzmocnienie będzie słabsze. Wektorowo, przyrost odpowiedniej składowej wektora fali wzmacnianej będzie względnie coraz słabszy, a więc i przyciąganie w stronę wektora fali pompującej będzie coraz słabsze. Analizując ten proces ze strony fali pompującej, jego rezultatem jest wytłumienie tej składowej fali pompującej, która jest bardziej równoległa do polaryzacji fali wzmacnianej w efekcie stan polaryzacji fali pompującej ulega modyfikacji pod wpływem oddziaływania z falą wzmacnianą. W sytuacji, gdy rozważanych jest więcej niż jeden wejściowy stan polaryzacji fali wzmacnianej, skutkuje to randomizacją stanu

polaryzacji fali pompującej. Efekt ten jest tym silniejszy im dłuższy jest dystans propagacji i im silniejsze wzmocnienie fali wzmacnianej, jak wynika z równania (49), co stanowi przeszkodę na drodze efektywnego przyciągania polaryzacji. Zjawisko to zostało zaobserwowane w publikacjach [23], [50] oraz [52]. Ze względu na liczne i istotne konsekwencje zjawiska wyczerpania fali pompującej, efekt ten będzie brany pod uwagę przy ocenie efektywności nieliniowego przyciągania polaryzacji i wzmocnienia w ramach procesu SRS.

4.2. Metodologia oceny efektywności nieliniowego przyciągania polaryzacji

W celu oceny efektywności nieliniowego przyciągania polaryzacji należy uwzględnić zależność transferu mocy z fali pompującej do wzmacnianej od relacji między polaryzacjami obu fal [24]. Z tego względu obliczenia oraz pomiary przeprowadzono dla określonej liczby, równomiernie rozmieszczonych na sferze Poincaré, stanów polaryzacji fali wzmacnianej. Ten wejściowy zbiór stanów polaryzacji fali wzmacnianej jest przedstawiony na rysunku 4.1.

Ocena efektywności procesu przyciągania polaryzacji będzie dokonywana poprzez określenie stopnia agregacji punktów na sferze na wyjściu procesu w formie klastra stanów polaryzacji. Można tego dokonać poprzez obliczenie kąta pomiędzy każdym z punktów na sferze, a punktem centralnym klastra, a następnie wyznaczenie wartości maksymalnej spośród uzyskanego zbioru kątów. Punkt na sferze, z którym skojarzona będzie maksymalna wartość kąta będzie jednocześnie wyznaczał granicę klastra. Na rysunku 4.2 przedstawiono rezultat procesu nieliniowego przyciągania polaryzacji dla 64 wejściowych, równomiernie rozmieszczonych stanów polaryzacji fali wzmacnianej, wejściowej mocy fali pompującej z zakresu od 0,9 W do 1,5 W i polaryzacji kołowej lewoskrętnej oraz światłowodu G.652.D

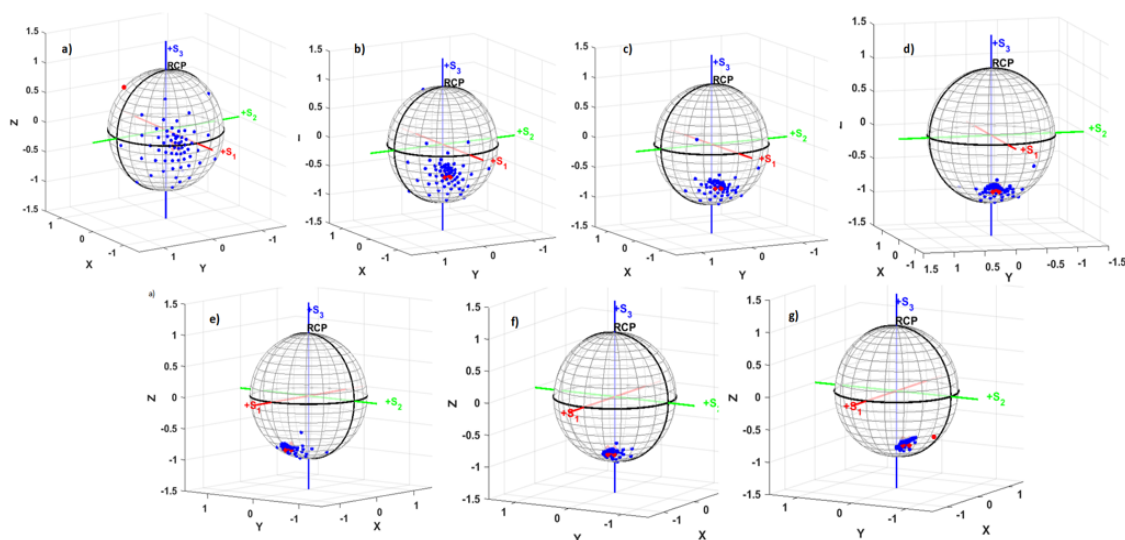


Rys. 4.1 Sfera Poincaré z zaznaczonymi punktami odpowiadającymi 64 równo rozmieszczonym stanom polaryzacji fali wzmacnianej na wejściu procesu nieliniowego przyciągania polaryzacji.

o długości 15 km. Obie fale propagowały współbieżnie. Czerwonym znakiem X zaznaczono punkt centralny klastra. Obserwując agregację punktów powstającą w ramach oddziaływania fali pompującej na wzmacnianą, zauważyć można silniejszą koncentrację punktów wokół centrum klastra. Dla lepszego zobrazowania na rysunkach 4.2 a) oraz 4.2 g) czerwonym kołem oznaczono punkt, z którym skojarzono maksymalną wartość kąta. Wraz ze wzrostem mocy fali pompującej z 0,9 W do 1,5 W punkt zaznaczony na czerwony znalazł się zauważalnie bliżej centrum klastra.

4.3. Analiza numeryczna modelu nieliniowego przyciągania polaryzacji z wykorzystaniem wymuszonego rozpraszania we włóknie światłowodowym

W niniejszym podrozdziale przedstawiono scenariusz oraz wyniki symulacji modelu wymuszonego rozpraszania Ramana pod kątem właściwości przyciągania polaryzacji i wzmocnienia. Analizy dokonano dla współbieżnego i przeciwbieżnego układu propagacji fali wzmacnianej oraz pompującej, różnych długości światłowodu G.652.D, wejściowej mocy fali pompującej oraz dla różnych wejściowych stanów polaryzacji fali pompującej. Dokonano również analizy właściwości efektywności nieliniowego przyciągania polaryzacji przy zmianie wartości współczynnika dyspersji polaryzacyjnej światłowodu (*PMDc - Polarization Mode Dispersion Coefficient*) i współczynnika nieliniowości γ_{XPM} .



Rys. 4.2 Ewolucja 64 wejściowych stanów polaryzacji fali wzmacnianej pod wpływem fali pompującej spolaryzowanej kołowo, lewoskrętnie o mocy z zakresu 0,9 W do 1,5 W, propagującej współbieżnie w światłowodzie G.652.D o długości 15 km. Czerwonym znakiem X zaznaczono centrum klastra stanów polaryzacji fali wzmacnianej. Czerwonym kołem oznaczono stan polaryzacji, któremu odpowiada maksymalna wartość kąta (rysunki a oraz g).

4.3.1. Scenariusz oraz parametry symulacji

Obliczenia zostały wykonane przy użyciu środowiska VPItransmissionMaker Optical Systems by VPIphotonics. Z uwagi na opisaną w podrozdziale 3.1 losową naturę dwójłomności światłowodu, ocena efektywności nieliniowego przyciągania polaryzacji wymaga podejścia statystycznego. Z tego względu zaproponowano wykonanie obliczeń dla 64 równomiernie rozmieszczonych na sferze Poincaré stanów polaryzacji fali wzmacnianej o długości 1552 nm. Jest to także podyktowane złożonością obliczeń. Wejściowa moc fali wzmacnianej została ustawiona na 1 mW, co wymusza uwzględnienie wpływu fali wzmacnianej na pompującą w modelu propagacyjnym prowadzące do wyczerpania fali pompującej. Jest to najbardziej ogólny przypadek, w którym rosnąca moc fali wzmacnianej doprowadza do nasycenia procesu wzmacniania Ramana. Jednocześnie uwzględnia typowe wartości mocy sygnałów wykorzystywane w sieciach telekomunikacyjnych [57-60]. Ponadto, jak wynika to z właściwości wektorowego modelu wymuszonego rozpraszania Ramana, zmiany polaryzacji zarówno fali wzmacnianej jak i pompującej zależą od warunków początkowych. Warunki te tworzą wartości mocy fali pompującej, jej stany polaryzacji oraz długość i stopień nieliniowości światłowodu, mierzonego wartością γ_{XPM} danego równaniem (45). Biorąc to pod uwagę, wejściowa moc fali pompującej o długości 1455 nm przyjmuje wartości z zakresu 0,4 W do 1,5 W, a jej wejściowy stan polaryzacji jest wybierany ze zbioru: liniowa pozioma, liniowa pionowa oraz liniowa +45°. Długość fali pompującej wynika z częstotliwości rezonansowej dla włókna światłowodowego wykonanego ze szkła krzemionkowego, poprzez równanie (18) i wynosi ona $\omega_v = 2\pi \cdot 13,2 THz$. Długość światłowodu typu G.652.D jest zmieniana w zakresie 10 km - 17 km z krokiem 1 km. Wartość nieliniowego współczynnika Kerra reprezentującego wpływ fali pompującej na sygnał γ_{XPM} jest równa 1,24 1/(W · km), co odpowiada wartości nieliniowej składowej współczynnika załamania na poziomie [24], [54].

Scenariusz symulacyjny uwzględnia obie konfiguracje propagacji: współbieżną oraz przeciwbieżną fali pompującej i fali wzmacnianej z wartością współczynnika PMDc światłowodu równą $0,01 ps/\sqrt{km}$. Wartość współczynnika dyspersji polaryzacyjnej jest decydująca w kontekście siły zaburzeń wprowadzanych przez losową naturę dwójłomności światłowodu. Jej wartość jest określona równaniem [54],[56]:

$$PMD_c = \frac{16\sqrt{L_F}}{\sqrt{3}\omega_S L_B}. \quad (50)$$

Wartość PMD_c jest związana z modelem dwójłomności przedstawionym w podrozdziale 3.1 poprzez wartości długości korelacji L_F i dudnienia L_B . Osiągnięcie maksimum efektywności nieliniowego przyciągania polaryzacji wymaga, aby długość dudnienia światłowodu była znacznie większa niż długość korelacji [23]. Przy wartości PMD_c równej $0,02ps/\sqrt{km}$ długości te są porównywalne, natomiast dla PMD_c równej $0,01ps/\sqrt{km}$ długość dudnienia jest większą o rząd wielkości od długości korelacji, co stanowi bezpieczne zapewnienie spełnienia powyższego warunku [54]. Tabela 4.1 przedstawia podsumowanie parametrów scenariusza symulacji. Ponadto, aby ocena wpływu fali pompującej na stan polaryzacji sygnału była kompletna, w analizie uwzględniono także ocenę zmiany stopnia spolaryzowania światła sygnału. Ocena ta została dokonana w dwóch przypadkach. Pierwszy z nich dotyczy sytuacji, gdy sygnał na wejściu światłowodu jest całkowicie spolaryzowany. Taką sytuację obrazują 64 stany polaryzacji sygnału, równo rozmieszczone na sferze Poincaré w drugim przypadku

Tabela 4.1 Zestawienie najważniejszych parametrów symulacji.

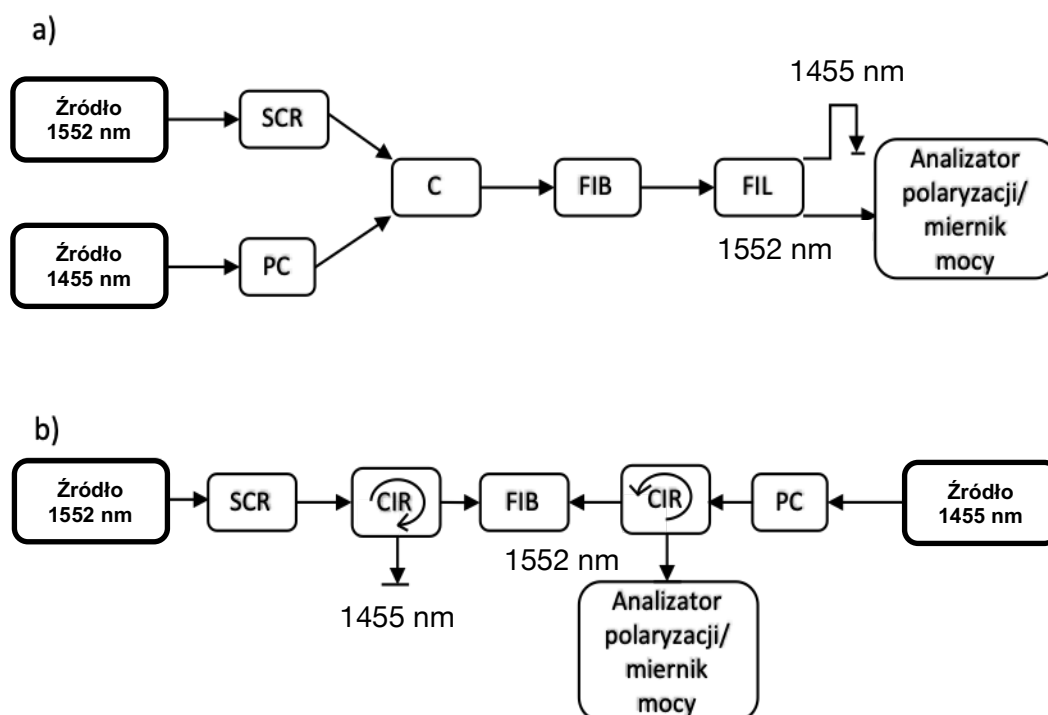
Nazwa parametru	Symbol	Wartość, zakres lub zbiór wartości	Jednostka
Długość fali wzmacnianej	λ_s	1552	nm
Wejściowa moc fali wzmacnianej	$S_0(0)$	1	mW
Długość fali pompującej	λ_p	1455	nm
Wejściowa moc fali pompującej	$P_0(0)$	0,4 - 1,5	W
Ilość wejściowych stanów polaryzacji fal wzmacnianej	N	64	-
Wejściowe stany polaryzacji fali pompującej	-	Liniowa pionowa, liniowa pozioma, liniowa +45°	-
Konfiguracje propagacyjne fali pompującej i wzmacnianej	-	współbieżna, przeciwbieżna	-
Długość światłowodu	L	10 - 17	km
Współczynnik dyspersji polaryzacyjnej światłowodu	PMD_c	0,01	$ps/\sqrt{km}$
Współczynnik nieliniowości Kerra	γ_{XPM}	1,24	$1/(W \cdot km)$
Nieliniowa składowa współczynnika załamania	n_2	$2,6 \cdot 10^{-20}$	m^2/W

wejściowy sygnał jest całkowicie zdepolaryzowany. Dla tego przypadku nie zostanie dokonana analiza efektywności nieliniowego przyciągania polaryzacji, gdyż nie ma możliwości nadania polaryzacji sygnałowi zdepolaryzowanemu. Analiza tego przypadku zobrazuje zdolność do repolaryzacji zwielokrotnionego sygnału z wykorzystaniem nieliniowego przyciągania polaryzacji.

Rysunek 4.3 przedstawia schemat blokowy układu symulacyjnego, dla konfiguracji współbieżnej i przeciwbieżnej propagacji fali wzmacnianej i pompującej.

4.3.2. Rezultaty obliczeń dla konfiguracji współbieżnej

W niniejszym punkcie przedstawiono rezultaty obliczeń z punktu widzenia oceny efektywności zmian polaryzacji, stopnia spolaryzowania światła (*DOP - Degree Of Polarization*) oraz procesu wzmocnienia dla współbieżnej konfiguracji propagacyjnej fal pompującej i wzmacnianej.

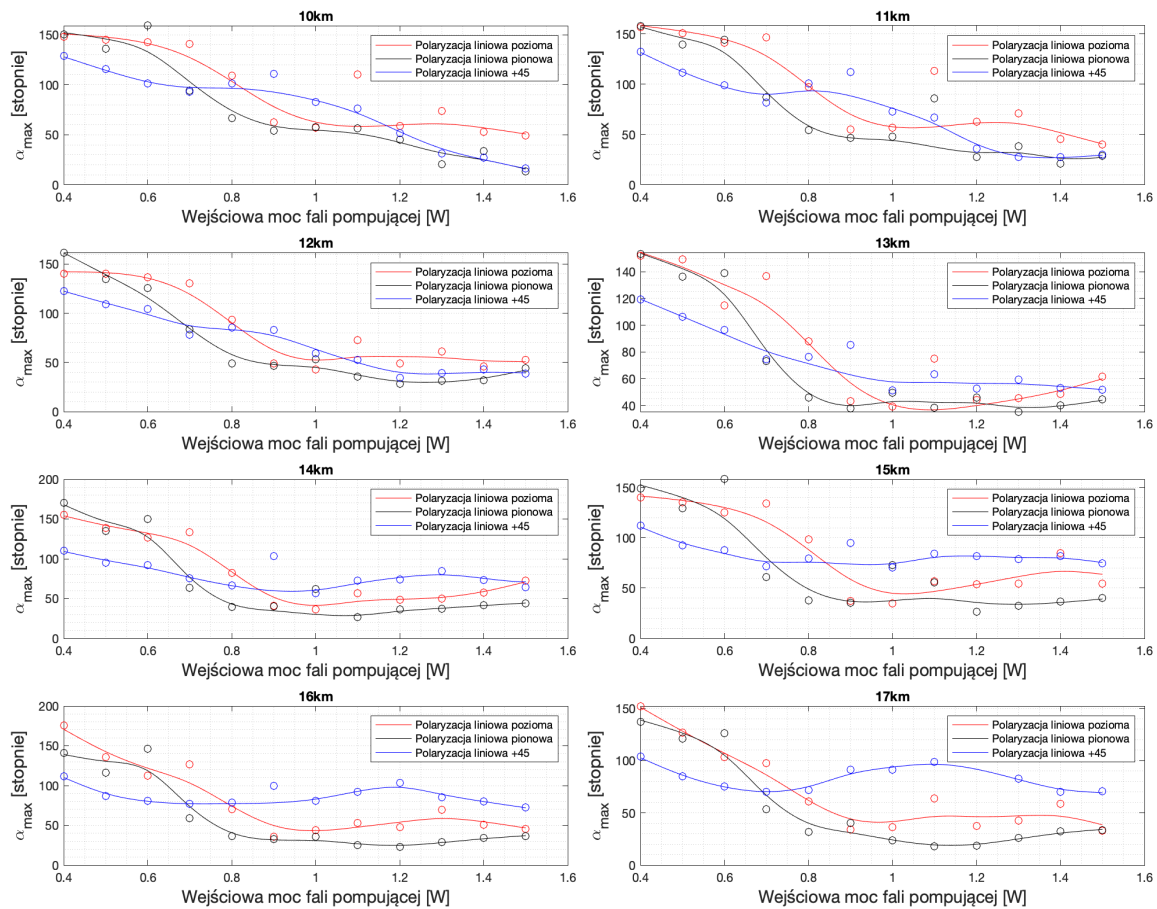


Rys. 4.3 Schemat blokowy układu symulacyjnego dla konfiguracji współbieżnej (a) oraz przeciwbieżnej (b).
 SCR - skrambler polaryzacji, PC - kontroler polaryzacji, C - sprzęgacz, FIB - światłowód, FIL - układ separujący falę pompującą od wzmacnianej, CIR - cyrkulator optyczny.

4.3.2.1. Analiza zmian stanu polaryzacji fali wzmacnianej

Rysunek 4.4 przedstawia maksymalne wartości kąta odchylenia stanów polaryzacji fali wzmacnianej od centrum klastra stanów polaryzacji (α_{max}), określające efektywność nieliniowego przyciągania stanu polaryzacji, dla wszystkich konfiguracji parametrów symulacyjnych w ramach propagacji współbieżnej fali wzmacnianej i pompującej. Wartość α_{max} wyznaczona została zgodnie z metodologią przedstawioną w podrozdziale 4.2, jako maksimum spośród kątów dla $N=64$ stanów polaryzacji fali wzmacnianej. Otrzymane rezultaty obliczeń są zależne od wejściowej polaryzacji fali pompującej, długości światłowodu oraz wejściowej mocy fali pompującej.

Jak można zauważyć wzrost wartości wejściowej mocy fali pompującej prowadzi do wzrostu efektywności nieliniowego przyciągania polaryzacji, co jest uwidocznione poprzez spadek wartości kąta α_{max} . Prowadzi to do osiągnięcia minimalnej wartości α_{max} równej ok. 20° dla światłowodu o długościach 10, 16 oraz 17 km dla polaryzacji liniowej pionowej. W przypadku



Rys. 4.4 Charakterystyki zależności maksymalnej wartości kąta odchylenia stanów polaryzacji fali wzmacnianej od centrum klastra stanów polaryzacji od mocy fali pompującej dla różnych długości światłowodu oraz wejściowych stanów polaryzacji fali pompującej. Współbieżna propagacja fali wzmacnianej i pompującej.

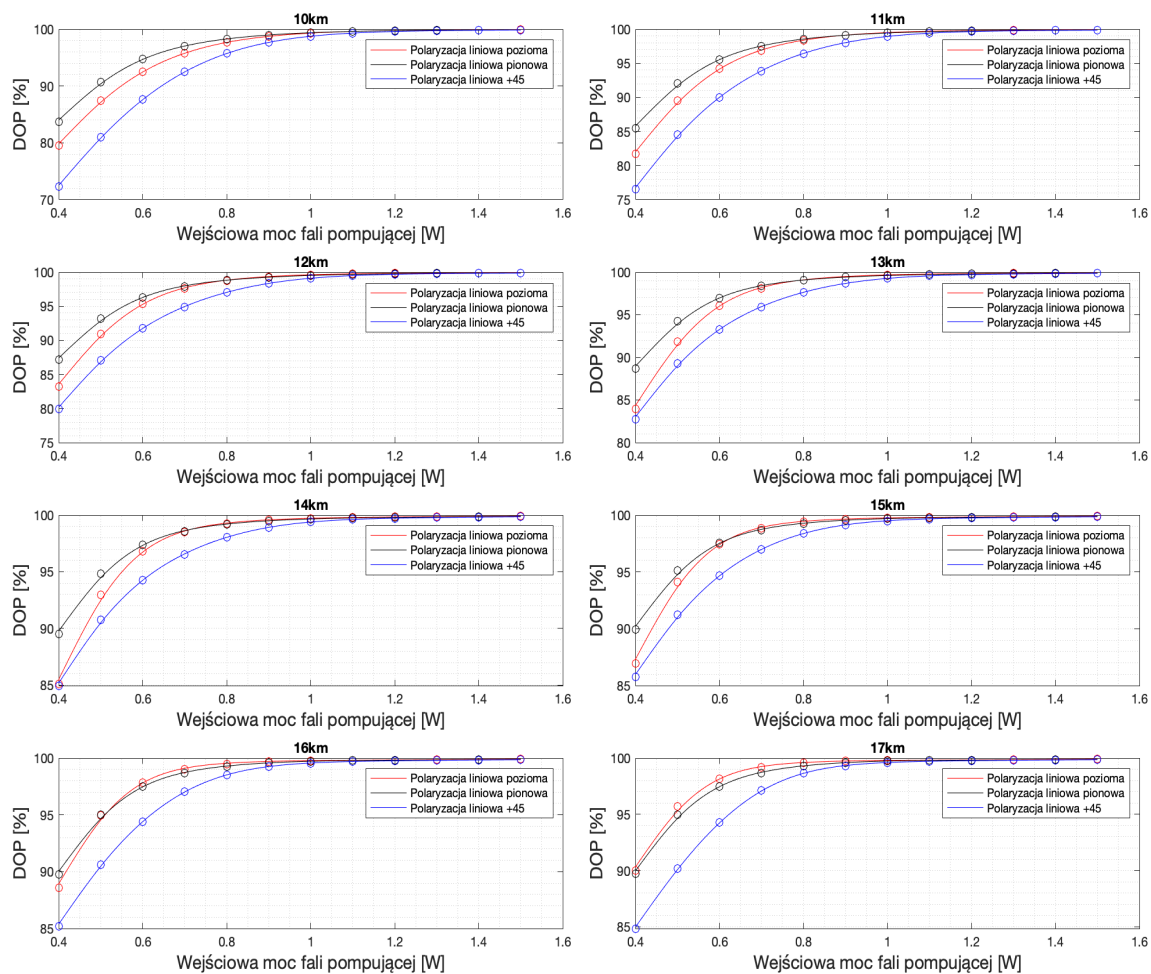
długości 10 km minimalna wartość α_{max} jest osiągalna także dla polaryzacji liniowej $+45^\circ$. Tendencja redukcji α_{max} obowiązuje dla wszystkich długości światłowodu w zadanym zakresie. Można, jednak zauważyć, że dla danej długości światłowodu i wejściowej polaryzacji fali pompującej obowiązuje to tylko w pewnym zakresie wejściowej wartości mocy fali pompującej. Dla polaryzacji liniowej pionowej dla mocy fali pompującej przekraczającej 0,8 W i ustalonej długości światłowodu wartość α_{max} nie ulega dalszej redukcji. Dla polaryzacji liniowej poziomej analogiczna wartość wejściowej mocy fali pompującej wynosi 1 W. Jednocześnie zachowując wartość wejściowej mocy fali pompującej i zwiększając długość światłowodu możliwe jest zredukowanie minimalnej osiągalnej wartości α_{max} . Dla przykładu w przypadku polaryzacji liniowej pionowej i wejściowej wartości mocy fali pompującej równej 1,1 W możliwe jest zredukowanie wartości α_{max} z 45° dla 12 km do 20° dla 17 km. Jednakże warto zauważyć, że dalsze zwiększanie długości światłowodu nie wpłynie znacząco na poprawę efektywności przyciągania polaryzacji, gdyż dla długości większych bądź równych 14 km wartości α_{max} wzrastają wraz ze wzrostem mocy fali pompującej. Jest to widoczne dla polaryzacji liniowych pionowej i poziomej i wejściowej mocy fali pompującej większej niż 1,1 W. Zastosowanie dłuższego światłowodu i wyższego poziomu mocy prowadzi do wzrostu wartości kąta α_{max} , a więc do ponownej randomizacji stanu polaryzacji fali wzmacnianej. Zjawisko to może być spowodowane efektem NPR opisanym w podrozdziale 4.1 oraz wyczerpaniem fali pompującej, co jest szczególnie widoczne dla światłowodu dłuższego niż 15 km. Jak opisano w punkcie 4.1.1 wyczerpanie fali pompującej zachodzi w momencie, gdy fala w paśmie Stokes'a jest wzmocniona w takim stopniu, iż dalszy transfer energii z pasma fali pompującej ma zauważalnie słabszy wpływ na falę wzmacnianą. Wówczas zaburzenie wprowadzane przez dwójłomność światłowodu zaczyna coraz bardziej dominować w procesie SRS. Jednym z efektów tego zjawiska jest postępująca depolaryzacja i fluktuacje stanu spolaryzowania fali wzmacnianej. Wpływ nieliniowej dwójłomności na zmiany stanu polaryzacji fali wzmacnianej reprezentowany jest przez zjawisko NPR. Czynniki zaburzający stan polaryzacji fali wzmacnianej spowodowany wpływem zjawisk XPM i SPM, jest uwzględniany w całym zakresie wejściowej mocy fali pompującej, w którym jej wpływ na stan polaryzacji fali wzmacnianej jest zauważalny. Wpływ NPR może być nawet silniejszy niż zaburzenie wprowadzane przez liniową część dwójłomności, zdefiniowaną przy pomocy równań (30)-(32), przy dostatecznie wysokiej wartości wejściowej mocy fali pompującej jak zauważono w [23]. Dokładniejsza analiza wpływu NPR na zmiany polaryzacji zostanie przedstawiona w punkcie 4.3.4. Warto zauważyć, że w sytuacji, gdy minimalna, osiągalna wartość α_{max} równa ok. 20° uzyskiwana jest dla trzech wymienionych konfiguracji

uzasadnione wydaje się preferowanie konfiguracji wykorzystujących światłowodów o długościach 16 i 17 km, ze względu na zauważalnie wyższą stabilność wartości α_{max} wokół wartości minimalnej. Oznacza to, że ewentualna niestabilność wejściowej wartości mocy fali pompującej spowoduje mniejsze odchylenie wartości α_{max} od wartości minimalnej.

Podobnej, teoretycznej analizy efektywności nieliniowego przyciągania polaryzacji dokonano dla przypadku wykorzystania 2 km odcinka światłowodu o przesuniętej charakterystyce dyspersji oraz o wejściowych wartościach mocy fali pompującej, współbieżnie propagującej fali pompującej, dochodzących do 20 W [42]. Pomimo różnych zastosowanych wartości długości i stopnia nieliniowości światłowodu, a także wejściowej mocy fali pompującej porównania z rezultatami obecnego opracowania można dokonać obliczając wartość wyrażenia $L \cdot P_0(0) \cdot \gamma_{XPM}$. W omawianym w [42] przypadku dla wejściowej mocy fali pompującej równej 10 W oraz PMD_c równego $0,01ps/\sqrt{km}$ uzyskano $L \cdot P_0(0) \cdot \gamma_{XPM}$ na poziomie 24. Dla tej sytuacji zmierzono wartość kąta α_{max} równą w przybliżeniu 20° . W niniejszym opracowaniu dla światłowodu długości 16 km, $P_0(0)$ równej 1,1 W, co prowadzi do wartości $L \cdot P_0(0) \cdot \gamma_{XPM}$ równej 23,8 oraz liniowej pionowej, wejściowej polaryzacji fali pompującej autor uzyskał wartość α_{max} równą 20° . Autor dokonał podobnych rozważań w publikacji [62], gdzie analizie poddano efektywność nieliniowego przyciągania polaryzacji dla światłowodu G.652.D o długościach z zakresu od 10 km do 25 km. W przypadku długości 10 km można zauważyć zgodność z rezultatami prezentowanymi w niniejszej rozprawie. Dla polaryzacji liniowej poziomej i wejściowej wartości mocy fali pompującej równej 1 W, uzyskano wartość α_{max} równą 70° w przypadku światłowodu o długości 15 km widoczna jest rozbieżność między uzyskanymi rezultatami, gdyż w bieżącej analizie nie uzyskano α_{max} o wartości 70° nawet dla 1,5 W.

4.3.2.2. Analiza zmian stopnia spolaryzowania światła

W przypadku, gdy fala wzmacniana była początkowo całkowicie spolaryzowana, DOP fali wzmacnianej w rezultacie oddziaływania z falą pompującą pozostaje bliski 100%. Różnice między przebiegami DOP uzyskiwanymi dla różnych długości światłowodu są zanedbywane. Podobne wartości DOP są uzyskiwane dla pozostałych dwóch wejściowych stanów polaryzacji fali pompującej, tak więc można przyjąć, iż wejściowa wartość DOP, równa 100%, z powodzeniem jest podtrzymywana wskutek nieliniowego przyciągania polaryzacji. Dla przypadku, gdy warunkiem początkowym była całkowita depolaryzacja fali wzmacnianej, na rysunku 4.5 przedstawiono charakterystyki zależności stopnia spolaryzowania światła fali



Rys. 4.5 Charakterystyki zależności średniej wartości stopnia spolaryzowania fali wzmacnianej od wartości wejściowej mocy fali pompującej dla różnych długości światłowodu oraz wejściowych stanów polaryzacji fali pompującej. Współbieżna propagacja fali wzmacnianej i pompującej.

wzmacnianej w zależności od wartości mocy fali pompującej dla różnych długości światłowodu odpowiednio oraz wejściowych stanów polaryzacji fali pompującej. Pozwoli to zweryfikować zdolność do repolaryzacji fali wzmacnianej. Podobnie jak w przypadku analizy zmian polaryzacji, rosnące wartości mocy fali pompującej prowadzą do wzrostu wartości DOP. Zjawiskiem wspólnym dla wszystkich stosowanych wejściowych stanów polaryzacji fali pompującej, jest fakt znacznej repolaryzacji fali wzmacnianej już dla wartości wejściowej mocy fali pompującej równej 1 W, przez co autor rozumie utrzymywanie wartości DOP fali wzmacnianej na poziomie 99 %. Można zauważyć, iż tak jak polaryzacje liniowe pozioma i pionowa wykazują większą podatność na nieliniowe przyciąganie polaryzacji, zapewniają również bardziej efektywną repolaryzację fali wzmacnianej. Dla światłowodu o długości 17 km i wartości wejściowej mocy fali pompującej równej 0,6 W i polaryzacji liniowej +45° średnia wartość DOP jest równa ok 94%, podczas gdy przy tych samych warunkach dla polaryzacji

liniowych pionowej i poziomej wartość DOP fali wzmacnianej przekracza 97%. Uzyskane wartości DOP są porównywalne do zaprezentowanych w pracy [62], gdzie dla 2-km odcinka światłowodu o wartości γ_{XPM} równej $2(W \cdot km)^{-1}$ oraz dla współbieżnie propagującej fali pompującej o mocy 6 W ($L \cdot P_0(0) \cdot \gamma_{XPM} = 24$) wartość DOP wyniosła ok 97%. Podobnie wartość DOP bliskie 100% uzyskana została w [23] dla 2-km odcinka światłowodu, którego wartość γ_{XPM} określono jako bliską jedności oraz wejściowej mocy fali pompującej równej 10 W. Rezultaty opublikowane w [63] przedstawiają możliwość uzyskania DOP na poziomie 90% przy wejściowej mocy fali pompującej równej 4 W oraz 2-km odcinka światłowodu o wartości γ_{XPM} równej $2(W \cdot km)^{-1}$ ($L \cdot P_0(0) \cdot \gamma_{XPM} = 16$). Wartość PMDc określono na 0,002 ps/ $\sqrt{km}$ w bieżącej analizie dla światłowodu o długości 13 km i PMDc o wartości 0,01 ps/ $\sqrt{km}$ oraz wartości $P_0(0)$ równej 1 W i wszystkich wejściowych stanów polaryzacji fali pompującej ($L \cdot P_0(0) \cdot \gamma_{XPM} = 16,12$) otrzymano DOP o wartości 99%. Podobna efektywność repolaryzacji fali wzmacnianej dla 10 km i 15 km odcinków światłowodu została uzyskana w publikacji [61].

4.3.2.3. Analiza procesu wzmocnienia

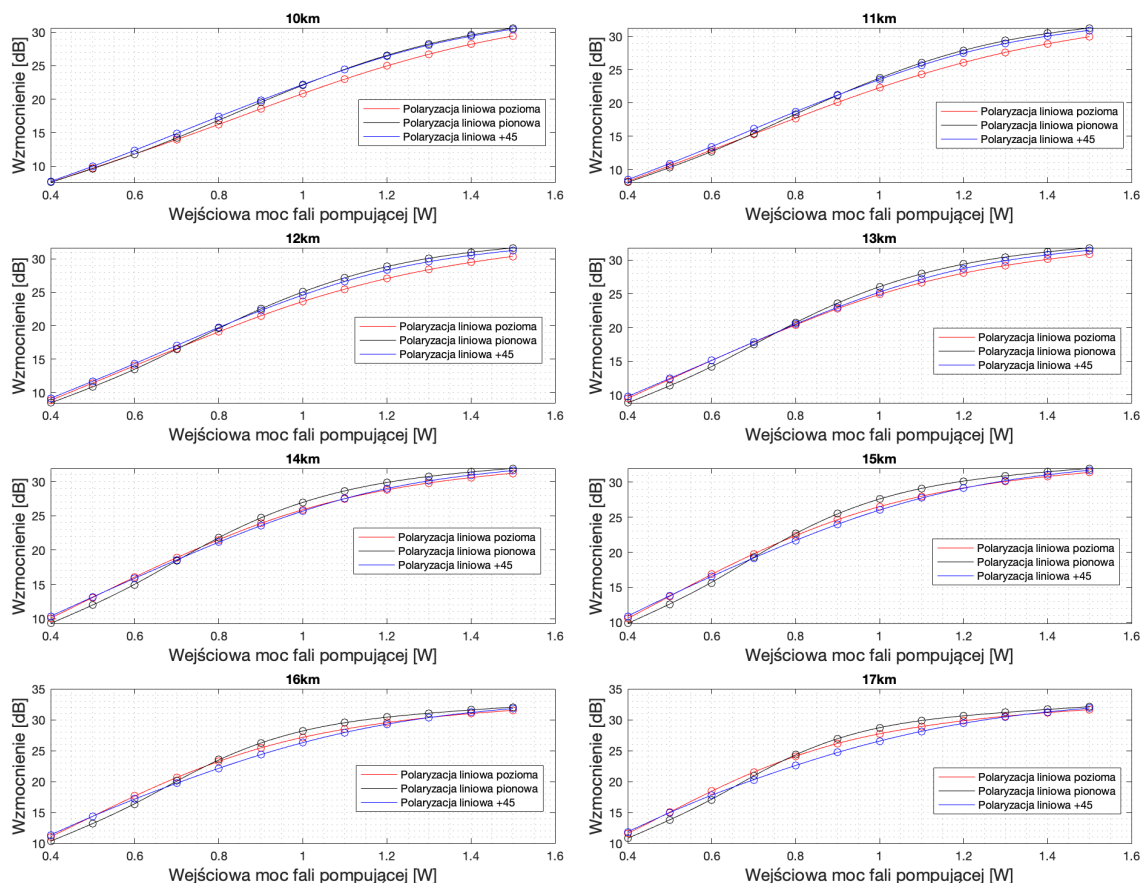
W niniejszym podpunkcie przedstawiono analizę właściwości wzmocnienia wskutek oddziaływania fali pompującej na wzmacnianą. Na rysunku 4.6 przedstawiono charakterystyki zależności średniej wartości wzmocnienia od wartości wejściowej mocy fali pompującej dla różnych długości światłowodu i wejściowych stanów polaryzacji fali pompującej. Wzmocnienie zostało obliczone zgodnie z wyrażeniem [24], [48] oraz [64]:

$$G[dB] = 10 \log_{10} \left(\frac{S_{ON}(L)}{S_{OFF}(L)} \right), \text{ gdzie} \quad (51)$$

$S_{ON}(L)$ oraz $S_{OFF}(L)$ oznaczają odpowiednio moc fali wzmacnianej na wyjściu światłowodu przy włączonej i wyłączonej fali pompującej. W celu dopełnienia analizy właściwości procesu wzmocnienia zaprezentowano również charakterystyki zależności wartości PDG od wejściowej mocy fali pompującej dla różnych długości światłowodu oraz wejściowych stanów polaryzacji fali pompującej.

Wzmocnienie zależne od polaryzacji jest definiowane jako różnica między maksymalną i minimalną wartością wzmocnienia uzyskiwanymi spośród wszystkich analizowanych stanów polaryzacji fali wzmacnianej [24]:

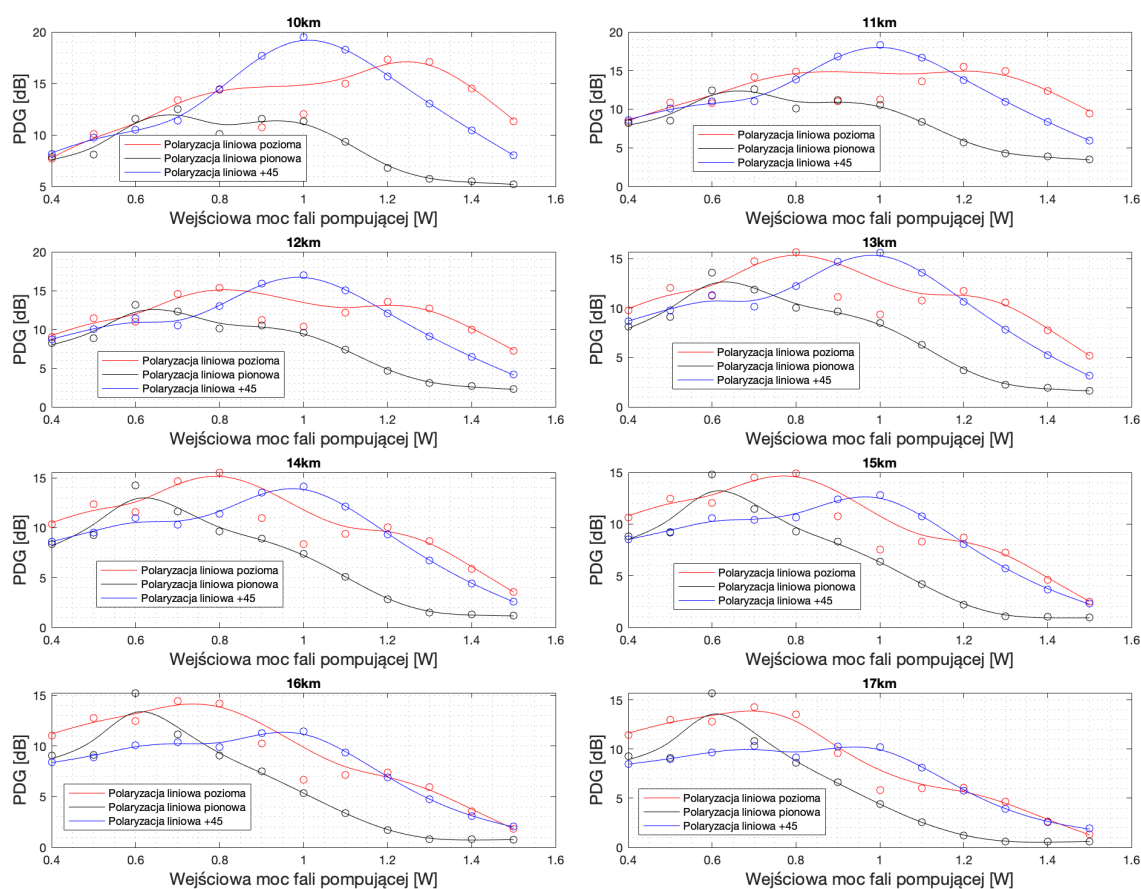
$$PDG = \max(G) - \min(G). \quad (52)$$



Rys. 4.6 Charakterystyki zależności średniej wartości wzmocnienia fali wzmacnianej od wartości wejściowej mocy fali pompującej dla różnych długości światłowodu oraz wejściowych stanów polaryzacji fali pompującej. Współbieżna propagacja fali wzmacnianej i pompującej.

Wyznaczenie wartości PDG jest niezbędne w przypadku analizy właściwości procesu przyciągania polaryzacji, które, ze względu na naturę zjawiska fizycznego, jest silnie zależne od wzajemnej relacji między stanami polaryzacji fali pompującej i wzmacnianej. Znaczenie PDG dla przyciągania polaryzacji można zaobserwować na rysunku 3.1. Jak opisano w rozdziale 3 przyciąganie polaryzacji występuje, gdy jedna składowa polaryzacji fali wzmacnianej jest wzmacniana skuteczniej od drugiej (wartość $PDG > 0$ dB), co w ujęciu wektorowym prowadzi do upodobnienia stanu polaryzacji fali wzmacnianej do pompującej. Wraz ze wzrostem wejściowej mocy fali pompującej wzmocnienie (rysunek 4.6) przyrasta całym zakresie wejściowej mocy fali pompującej, jednakże im dłuższy światłowód tym bardziej ewidentne jest nasycenie charakterystyki wzmocnienia, spowodowane, jak opisano w punkcie 4.3.2.1, wyczerpaniem fali pompującej. Przy długości 17 km wzmocnienie nasyci się na poziomie 31 dB dla wejściowej mocy fali pompującej wyższej niż 1,3 W. Ponadto można zauważyć, że nasycenie charakterystyk wzmocnienia redukuje różnice w uzyskiwanych wartościach wzmocnienia dla analizowanych stanów polaryzacji z ok. 4 dB dla wejściowej

mocy fali pompującej równej 1 W do ok. 1 dB przy 1,5 W. Obliczone wartości wzmocnienia zależnego od polaryzacji, przedstawione na rysunku 4.7, potwierdzają rozważania dotyczące silnej zależności efektywności oddziaływania fali pompującej na falę wzmacnianą od wzajemnej relacji między polaryzacjami obu fal. Jak widać wzmocnienie zależy od polaryzacji dochodzi do 100% wartości wzmocnienia, tj. nawet 19 dB dla światłowodu o długości 10 km i wejściowej mocy fali pompującej równej 1 W. Otrzymane rezultaty wydają się zgodne z wynikami analizy przedstawionej w pracy [24], gdzie wartość PDG osiągnęła 16 dB, dla 1 W mocy fali pompującej, propagującej współbieżnie w światłowodzie G.652 o długości 10 km. Obserwując charakterystyki PDG zauważyć można wyraźny związek z efektywnością nieliniowego przyciągania polaryzacji. Dla zadanej długości światłowodu i wszystkich stanów polaryzacji fali pompującej, zauważyć można, że wartość PDG rośnie wraz ze wzrostem wejściowej mocy fali pompującej do pewnej wartości maksymalnej. Wartość ta zależy od długości światłowodu oraz stanu polaryzacji fali pompującej. Przykładowo dla światłowodu o długości 15 km i polaryzacji liniowej poziomej wartość PDG wzrasta do ok. 15



Rys. 4.7 Charakterystyki zależności wartości wzmocnienia zależnego od polaryzacji fali wzmacnianej od wartości wejściowej mocy fali pompującej dla różnych długości światłowodu oraz wejściowych stanów polaryzacji fali pompującej. Współbieżna propagacja fali wzmacnianej i pompującej.

dB dla wejściowej mocy fali pompującej równej 0,8 W, po czym przy wzrastającej mocy fali pompującej wartość PDG maleje. Warto zwrócić uwagę na istotną korelację pomiędzy przebiegiem charakterystyki PDG i α_{max} . Dla przywołanego przykładu polaryzacji liniowej poziomej oraz światłowodu o długości 15 km zauważyć można, że wartość α_{max} maleje do wartości ok. 50° dla wejściowej mocy fali pompującej równej ok. 0,9 W w zakresie wejściowej mocy fali pompującej od 0,8 W do 1,2 W, gdy PDG maleje do ok. 7 dB wartość α_{max} utrzymuje się na poziomie 50°. Utrzymanie wartości α_{max} świadczy o równym wpływie nieliniowego przyciągania polaryzacji i zaburzenia wprowadzanego przez dwójłomność światłowodu na fale wzmacnianą. Następnie dla wejściowej mocy fali pompującej większej niż 1,2 W, gdy PDG dąży do 2 dB przy mocy równej 1,5 W, wartość α_{max} zaczyna wzrastać, co oznacza ze redukcja wartości PDG, a tym samym efektywności przyciągania polaryzacji, przekłada się na dominujący wpływ dwójłomności światłowodu na polaryzację fali wzmacnianej. Opisana tendencja powtarza się dla wszystkich długości światłowodu i stanów polaryzacji fali pompującej, choć widoczne są różnice między wartościami PDG uzyskiwanymi dla różnych stanów polaryzacji fali pompującej, co przekłada się na efektywność redukcji wartości α_{max} . Można zauważyć, że dla światłowodu o długości 17 km i polaryzacji liniowej pionowej szybsze osiągnięcie maximum charakterystyki PDG w stosunku do pozostałych polaryzacji prowadzi do szybszej redukcji wartości α_{max} , ale jednocześnie do szybszego nasycenia charakterystyki α_{max} .

Warto również zwrócić uwagę na fakt, iż wraz ze wzrostem długości światłowodu dla ustalonej wartości wejściowej mocy fali pompującej wartość PDG maleje, co świadczy o stopniowym uniezależnianiu wzmocnienia od wzajemnej relacji między stanami polaryzacji fali wzmacnianej i fali pompującej. Jest to spowodowane skumulowanym wpływem dwójłomności światłowodu, reprezentowanym czynnikami β_s oraz β_p w równaniach (48) oraz (49), na fale wzmacnianą. Wskutek zwiększania długości propagacji zaburzenie polaryzacji fali wzmacnianej wprowadzane przez dwójłomność kumuluje się. Jego siła staje się na tyle znacząca, iż dominuje nad przyciąganiem polaryzacji. Prowadzi to do zaniku różnicy pomiędzy wzmocnieniem uzyskiwanym dla różnych przypadków wzajemnej orientacji stanów polaryzacji fali wzmacnianej i fali pompującej w efekcie wartość wzmocnienia ulega uśrednieniu, a wartość PDG ulega redukcji. Jest to efekt analogiczny do przypadku wzrostu wartości PMDc światłowodu przy stałej długości propagacji [23, 24].

W publikacji [65] przedstawiono wyniki analizy wzmocnienia Ramana w konfiguracji współbieżnej dla światłowodu HNLF o długości 1 km, współczynnika γ_{XPM} równym 15,3

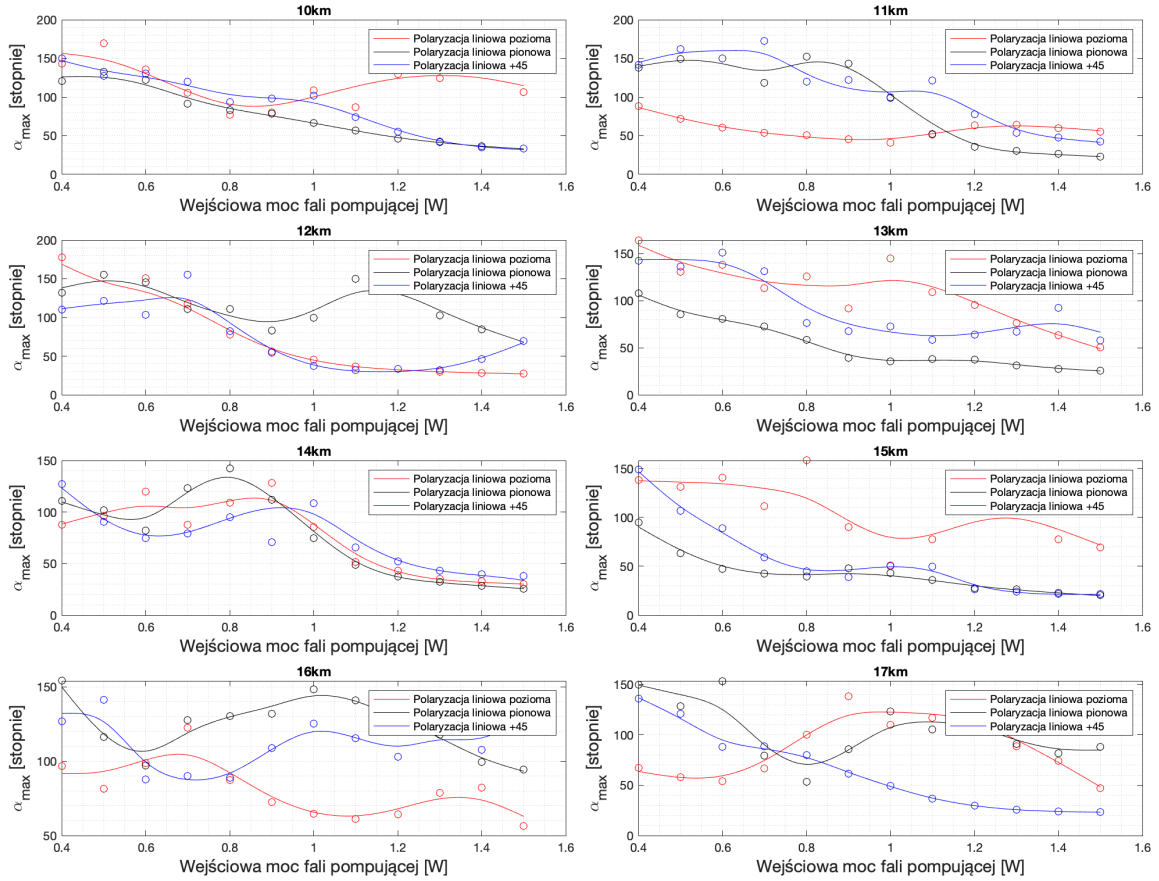
km^{-1} oraz wejściowej mocy fali pompującej równej 0,8 W ($L \cdot P_0(0) \cdot \gamma_{XPM} = 12,24$). Dla takiej konfiguracji otrzymano wzmocnienie na poziomie 20 dB i DOP fali wzmacnianej równy ok. 95%. W niniejszej analizie dla polaryzacji liniowej poziomej, światłowodu o długości 11 km i wartości wejściowej mocy fali pompującej równej 0,9 W ($L \cdot P_0(0) \cdot \gamma_{XPM} = 12,28$) autor uzyskał taki sam poziom wzmocnienia oraz DOP równy 99%. Można, więc uznać rezultaty za porównywalne.

4.3.3. Rezultaty dla konfiguracji przeciwbieżnej

Analogicznie do rozważań dokonanych w przypadku współbieżnej propagacji fali pompującej i wzmacnianej, w niniejszym punkcie przedstawiono rezultaty analizy właściwości procesu nieliniowego przyciągania polaryzacji z punktu widzenia zmian polaryzacji i stopnia spolaryzowania fali wzmacnianej, jak również uzyskiwanego wzmocnienia dla przeciwbieżnej propagacji obu fal.

4.3.3.1. Analiza zmian polaryzacji

Rysunek 4.8 przedstawia zestawienie maksymalnych wartości α_{max} w zależności od wartości wejściowej mocy fali pompującej, długości światłowodu oraz dla różnych wejściowych stanów polaryzacji fali pompującej dla przypadku konfiguracji przeciwbieżnej. Podobnie jak w przypadku konfiguracji współbieżnej, wzrost wejściowej mocy fali pompującej prowadzi do bardziej efektywnej agregacji stanów polaryzacji fali wzmacnianej na sferze Poincaré. W odróżnieniu od konfiguracji współbieżnej, w przypadku konfiguracji przeciwbieżnej zauważyć można większą dynamikę zmian wartości α_{max} dla wszystkich analizowanych polaryzacji fali pompującej. Jest to szczególnie widoczne w przypadku światłowodu o długości większej niż 14 km. W przypadku konfiguracji przeciwbieżnej, światłowodu o długości 15 km i wejściowej mocy fali pompującej równej 1,3 w różnica pomiędzy wartościami α_{max} uzyskanymi dla analizowanych polaryzacji wynosi maksymalnie 80°, podczas gdy dla tego samego zestawienia parametrów, ale konfiguracji współbieżnej różnica ta wynosi ok. 40°. Zwiększona dynamika uzyskanych charakterystyk α_{max} przekłada się również na uzyskiwane wartości α_{max} w analizowanym zakresie wejściowej mocy fali pompującej. Dla światłowodu o długości 15 km i polaryzacji liniowych pionowej i +45° oraz wejściowej mocy fali pompującej jest możliwe uzyskanie wartości α_{max} równej 25°, aczkolwiek dla światłowodu o długości 16 km i tej samej wejściowej mocy fali pompującej uzyskane wartości α_{max} wynoszą 90° dla polaryzacji liniowej pionowej oraz ok. 130° dla polaryzacji liniowej +45°. Przedstawiona dynamika zmian α_{max} zarówno przy zmianach wartości wejściowej mocy fali pompującej jak i długości



Rys. 4.8 Charakterystyki zależności maksymalnej wartości kąta odchylenia stanów polaryzacji fali wzmacnianej od centrum klastra stanów polaryzacji od mocy fali pompującej dla różnych długości światłowodu oraz wejściowych stanów polaryzacji fali pompującej. Przeciwbieżna propagacja fali wzmacnianej i pompującej.

światłowodu wynika ze spotęgowanego oddziaływania dwójłomności światłowodu na zmiany stanu polaryzacji zarówno fali wzmacnianej jak i pompującej w przypadku ich przeciwbieżnej propagacji. Jest to ewidentne po uwzględnieniu definicji wektorów dwójłomności liniowej $\boldsymbol{\beta}_S = \boldsymbol{\beta}(z, \omega_S)$ oraz $\boldsymbol{\beta}_P = \boldsymbol{\beta}(z, \omega_P)$ wykorzystywanych w modelu RMM w podrozdziale 4.1 [54]:

$$\boldsymbol{\beta}(z, \omega_P) = \omega_P \mathbf{b}, \quad (53)$$

$$\boldsymbol{\beta}(z, \omega_S) = \omega_S \mathbf{b}, \quad (54)$$

gdzie $\mathbf{b}$ oznacza bezwzględną różnicę między wartościami współczynnika załamania światłowodu wzdłuż podstawowych (n_x oraz n_y), prostopadłych osi dwójłomności (x oraz y), odniesioną do prędkości światła [42]:

$$\mathbf{b} = \frac{|n_x - n_y|}{c}. \quad (55)$$

Jak wynika z równań (54) oraz (55) szybkości rotacji wektorów $\beta(z, \omega_S)$ oraz $\beta(z, \omega_P)$ są różne i zależą od relacji między częstotliwościami fali wzmacnianej i pompującej. Dotyczy to obu konfiguracji propagacyjnych w przypadku konfiguracji współbieżnej $\beta(z, \omega_S)$ oraz $\beta(z, \omega_P)$ rotują w tym samym kierunku, w związku z czym szybkość rotacji wektora fali wzmacnianej, wprowadzonej przez dwójłomność światłowodu, względem fali pompującej jest równa [24]:

$$\Omega_f = \omega_P - \omega_S. \quad (56)$$

Stosując przekształcenie, w ramach którego zakłada się niezmienność fali pompującej pod wpływem dwójłomności światłowodu, w równaniu (49) znika czynnik β_P , a czynnik $(\beta_S + W_S) \times S$ w równaniu (48) przyjmuje postać [24]:

$$-(\Omega_f \mathbf{B} + W_S) \times S, \quad (57)$$

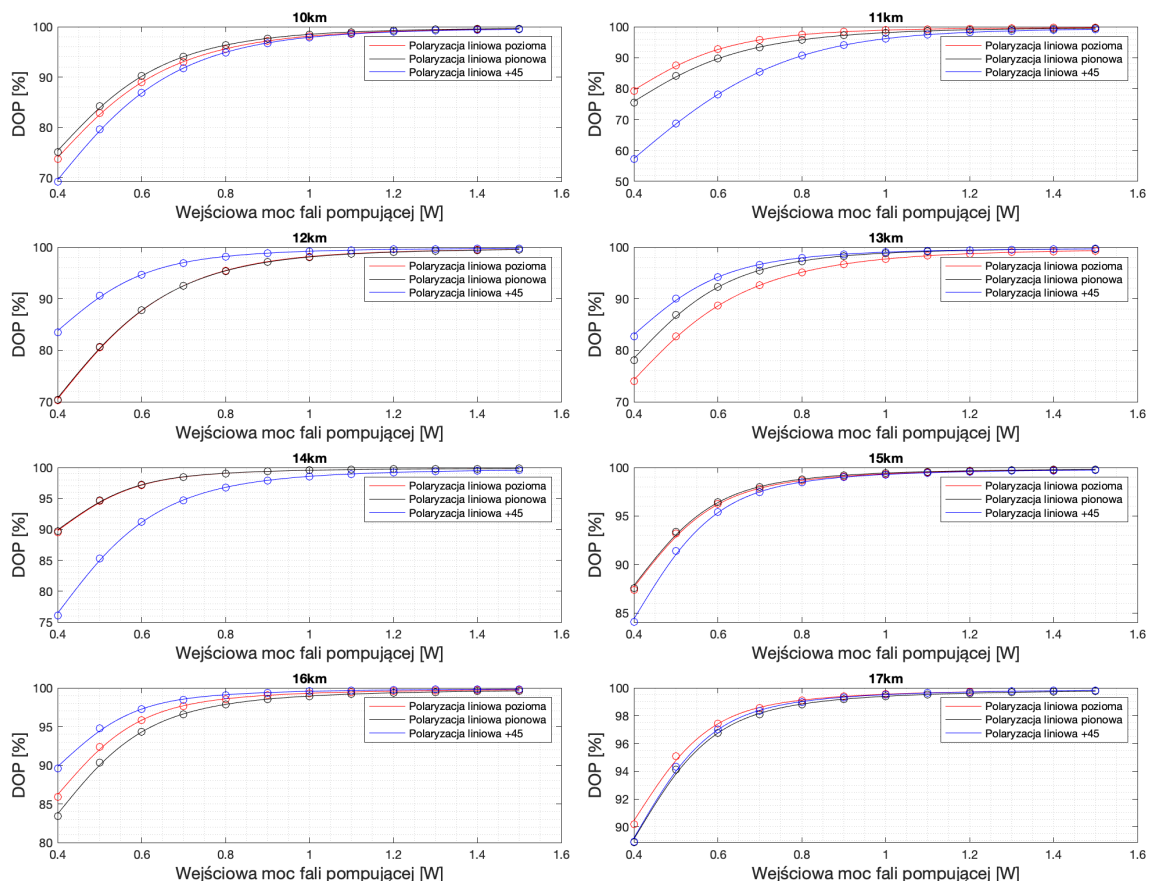
gdzie $\mathbf{B}$ jest skojarzone z wektorem dwójłomności $\mathbf{b}$ poprzez odpowiednią macierz rotacji. Dla konfiguracji przeciwbieżnej $\beta(z, \omega_S)$ oraz $\beta(z, \omega_P)$ rotują względem siebie w przeciwnych kierunkach, w związku z czym względna szybkość rotacji wynosi [24]:

$$\Omega_c = -\omega_P - \omega_S. \quad (58)$$

Co do wartości bezwzględnej Ω_c jest więc ok. 30-krotnie większa od Ω_f , co skutkuje wzrostem wartości $\Omega_c \mathbf{B}$ względem $\Omega_f \mathbf{B}$ i pociąga za sobą wzrost intensywności zaburzenia nieliniowego przyciągania polaryzacji, wprowadzanego przez dwójłomność światłowodu [42].

4.3.3.2. Analiza zmian stopnia spolaryzowania światła

Zakładając całkowicie spolaryzowaną falę wzmacnianą na wejściu procesu nieliniowego przyciągania polaryzacji, podobnie jak w przypadku propagacji współbieżnej potwierdzono całkowitą zdolność do utrzymania stopnia spolaryzowania światła, gdyż dla żadnej z zastosowanych konfiguracji wartość DOP nie spadła poniżej 99%. Dla przypadku zdepolaryzowanej, wejściowej fali wzmacnianej, rysunek 4.9 przedstawia wartości DOP odpowiednio dla liniowej pionowej, liniowej +45° oraz liniowej poziomej, wejściowej polaryzacji fali pompującej. Zauważyć można, iż proces repolaryzacji przy wzroście długości światłowodu repolaryzacji fali wzmacnianej zachodzi szybciej wraz ze wzrostem wartości wejściowej mocy fali pompującej. Szczególnie jest to widoczne podczas obserwacji różnic



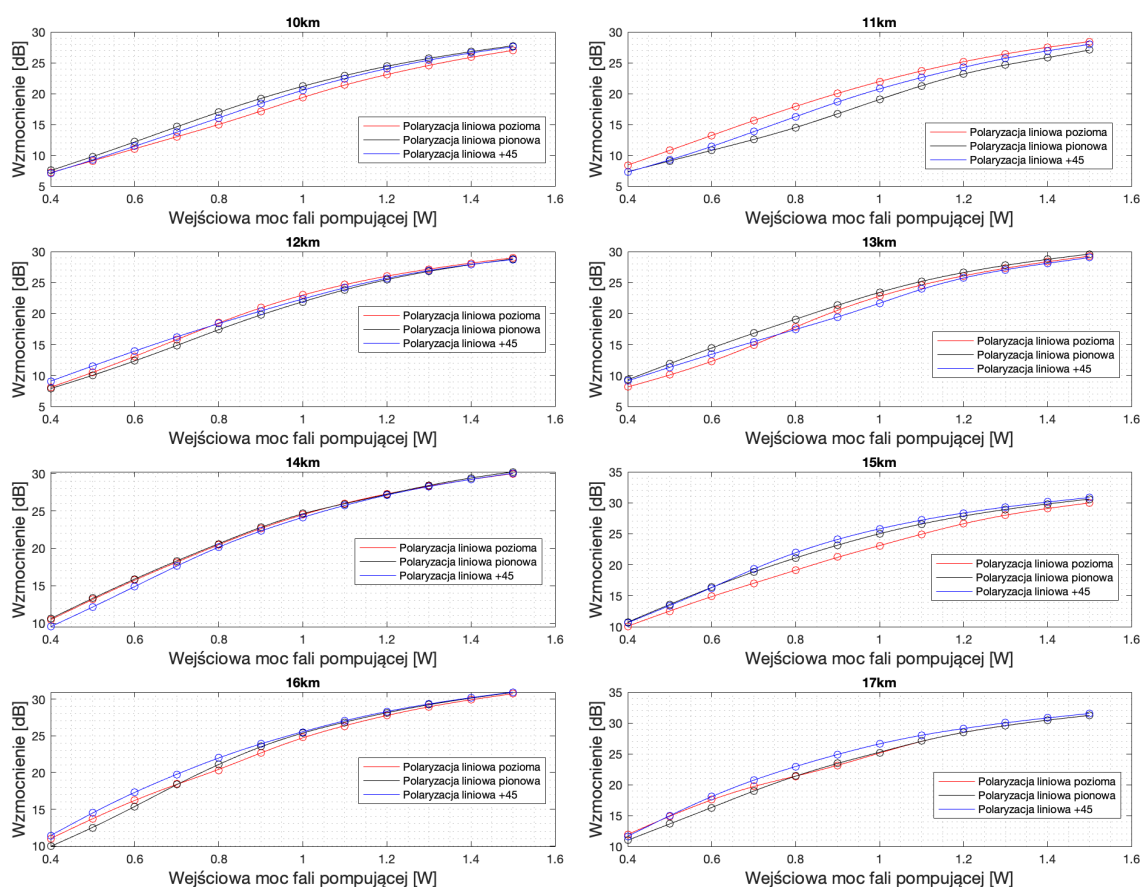
Rys. 4.9 Charakterystyki zależności średniej wartości stopnia spolaryzowania fali wzmacnianej od wartości wejściowej mocy fali pompującej dla różnych długości światłowodu oraz wejściowych stanów polaryzacji fali pompującej. Przeciwbieżna propagacja fali wzmacnianej i pompującej.

między wartościami DOP uzyskiwanymi dla różnych stanów polaryzacji fali pompującej. Dla światłowodu o długości 11 km i mocy fali pompującej równej 0,5 W różnica pomiędzy osiąganymi wartościami DOP jest równa maksymalnie 20% podczas, gdy dla światłowodu o długości 17 km i tej samej wartości wejściowej mocy fali pompującej zróżnicowanie DOP ulega redukcji do wartości 1,5 %. Można więc przyjąć jednakową efektywność repolaryzacji fali wzmacnianej dla wszystkich stanów polaryzacji fali pompującej. Porównując otrzymane rezultaty dla konfiguracji przeciwbieżnej i współbieżnej nie można stwierdzić zauważalnych różnic pomiędzy analizowanymi konfiguracjami. Przy braku zauważalnego stałego wzrostu wartości α_{max} od wartości minimalnej (rysunek 4.8) w analizowanych przypadkach, można uznać, iż nie dochodzi do depolaryzacji fali pompującej, a więc również widoczny brak depolaryzacji fali wzmacnianej przy wzroście wejściowej wartości mocy fali pompującej jest spodziewanym rezultatem oddziaływania fali pompującej na falę wzmacnianą. Uzyskane wartości DOP są zgodne z prezentowanymi w [41], gdzie dla światłowodu o długości 2 km, γ_{XPM} równym $1,24 \text{ km}^{-1}$ i mocy fali pompującej równej 10 W ($L \cdot P_0(0) \cdot \gamma_{XPM} = 24,8$)

otrzymano DOP na poziomie 99% w bieżącej analizie dla wartości wejściowej mocy fali pompującej równej 1,4 W i światłowodu o długości 14 km ($L \cdot P_0(0) \cdot \gamma_{XPM} = 24,3$) uzyskano DOP fali wzmacnianej na poziomie 99,5%. Taka wartość DOP jest otrzymywana dla wszystkich wejściowych stanów polaryzacji fali pompującej.

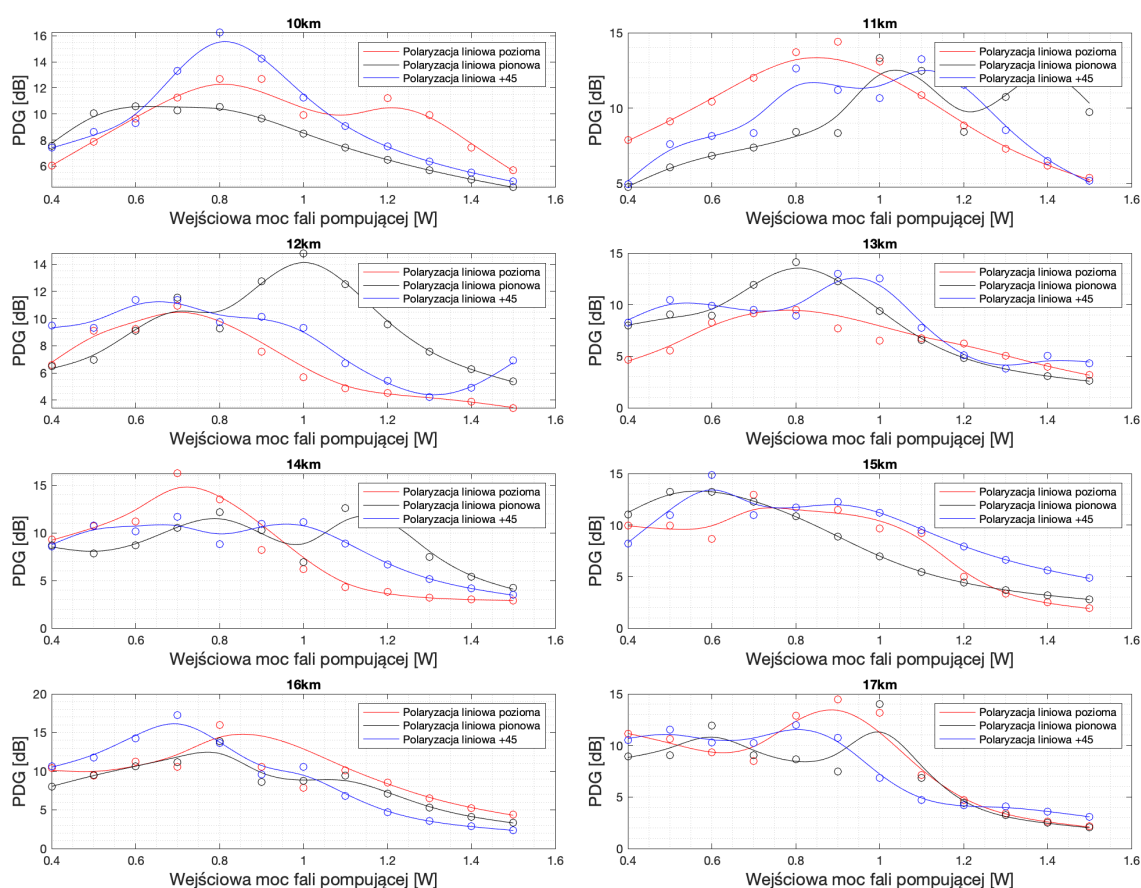
4.3.3.3. Analiza procesu wzmocnienia

Na rysunkach od 4.10 oraz 4.11 przedstawiono charakterystyki zależności średniej wartości wzmocnienia oraz wzmocnienia zależnego od polaryzacji dla wszystkich długości światłowodu oraz trzech wejściowych stanów polaryzacji fali pompującej przy założeniu identycznego zakresu wartości wejściowej mocy fali pompującej jak w przypadku konfiguracji współbieżnej. Uzyskane charakterystyki wzmocnienia podobnie jak w przypadku konfiguracji współbieżnej wykazują tendencję wzrostową wraz ze wzrostem wartości wejściowej mocy fali pompującej. Ponownie dla światłowodu o długościach 10 km i 11 km charakterystyki wykazują w przybliżeniu liniową zależność wartości wzmocnienia od wartości wejściowej mocy fali pompującej. Następnie dla dłuższych światłowodów charakterystyki wykazują cechy



Rys. 4.10 Charakterystyki zależności średniej wartości wzmocnienia fali wzmacnianej od wartości wejściowej mocy fali pompującej dla różnych długości światłowodu oraz wejściowych stanów polaryzacji fali pompującej. Przeciwbieżna propagacja fali wzmacnianej i pompującej.

nasycenia, spowalniając wzrost wartości wzmocnienia. Jednakże efekt ten jest łagodniejszy niż w przypadku konfiguracji współbieżnej. Można to zaobserwować przykładowo dla światłowodu o długości 17 km w zakresie wartości wejściowej mocy fali pompującej od 1,1 W do 1,5 W i polaryzacji liniowej pionowej wartość wzmocnienia zmienia się w zakresie ± 1 dB dla konfiguracji współbieżnej i $\pm 2,5$ dB dla konfiguracji przeciwbieżnej. Biorąc również pod uwagę niższe wartości wzmocnienia uzyskiwane dla konfiguracji przeciwbieżnej, szczególnie dla światłowodów o długości mniejszej niż 15 km, o ok. 2-3 dB w stosunku do przypadku konfiguracji współbieżnej, można wyciągnąć wniosek o niższej efektywności wzmocnienia fali wzmacnianej przy zastosowaniu konfiguracji przeciwbieżnej. W przypadku wartości PDG (rysunek 4.11) zauważyć można analogiczną do obserwowanej dla konfiguracji współbieżnej tendencję wzrostu wartości PDG do pewnej, charakterystycznej dla każdej konfiguracji, wartości maksymalnej oraz następnie redukcji wraz z rosnącą wartością wejściową mocy fali pompującej. Warto zauważyć, że pomimo, iż widoczna jest korelacja pomiędzy uzyskanymi przebiegami wartości PDG i α_{max} , wartości α_{max} dla konfiguracji



Rys. 4.11 Charakterystyki zależności wartości wzmocnienia zależnego od polaryzacji fali wzmacnianej od wartości wejściowej mocy fali pompującej dla różnych długości światłowodu oraz wejściowych stanów polaryzacji fali pompującej. Przeciwbieżna propagacja fali wzmacnianej i pompującej.

przeciwbieżnej są wyższe od analogicznych dla konfiguracji współbieżnej. Dzieje się tak również, mimo iż wartości PDG nie różnią się znacznie w stosunku do uzyskanych dla konfiguracji współbieżnej, szczególnie dla światłowodu o długości większej niż 13 km. Ten efekt znajduje źródło w oddziaływaniu losowego zaburzenia polaryzacji fali wzmacnianej wprowadzanego przez dwójłomność światłowodu, który, jak opisano w punkcie 4.3.3.1, dla konfiguracji przeciwbieżnej jest znacząco spotęgowany w stosunku do konfiguracji współbieżnej. Należy również zwrócić uwagę na fakt zmniejszenia różnic pomiędzy wartościami PDG uzyskiwanymi dla różnych stanów polaryzacji i światłowodów dłuższych niż 13 km. W przypadku światłowodu o długości 14 km i wejściowej mocy fali pompującej równej 1,2 W maksymalna wartość różnicy pomiędzy uzyskiwanymi wartościami PDG dla różnych stanów polaryzacji fali pompującej wynosi ok 9 dB. Stosując światłowód o długości 17 km wartość ta ulega redukcji do 1 dB. Dla wartości wejściowej mocy fali pompującej wyższej niż 1,2 W różnice w wartościach PDG znikają, co świadczy o tym, iż losowe zaburzenie polaryzacji wprowadzane przez dwójłomność światłowodu prowadzi do uśrednienia oddziaływania fali pompującej na wzmacnianą, ze względu na relację pomiędzy stanem polaryzacji fali pompującej i wzmacnianej.

4.3.4. Ocena nieliniowego przyciągania polaryzacji przy zmianie wartości współczynników PMDc i γ_{XPM} światłowodu dla konfiguracji współbieżnej

Analiza właściwości nieliniowego przyciągania polaryzacji w zależności od parametrów włókna światłowodowego takich jak wartość współczynnika PMDc oraz γ_{XPM} została przedstawiona w niniejszym punkcie. Rozważania zostały dokonane dla ustalonej długości światłowodu (15 km), liniowej pionowej wejściowej polaryzacji fali pompującej i zakresu wejściowej mocy fali pompującej identycznego z podanym w tabeli 4.1. Wartość współczynnika PMDc zmieniana jest w zakresie od $0,01 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$ do $0,1 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$ w ten sposób przedstawiona zostanie analiza dla światłowodów spotykanych tylko w laboratoriach badawczych, ze względu na niskie wartości współczynnika PMDc oraz światłowodów najłatwiej dostępnych, których wartości PMDc są wyższe niż $0,05 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$. Wartość współczynnika nieliniowości γ_{XPM} odpowiada przebadanym typom światłowodu zgodnie z tabelą 4.2.

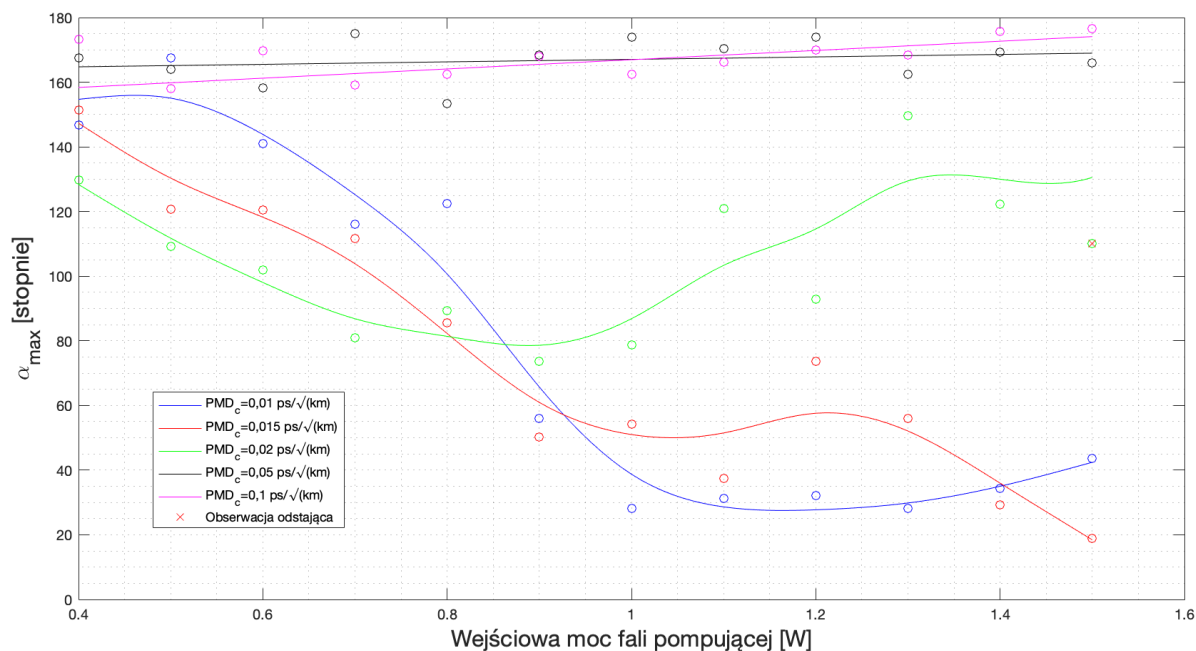
Tabela 4.2 Zestawienie wartości współczynnika γ_{XPM} dla różnych typów światłowodów.

Typ światłowodu	$\gamma_{XPM} [(W \cdot \text{km})^{-1}]$
G.652.D ([18], [47])	1,24

DSF (<i>ang. Dispersion Compensating Fiber</i>) ([18], [47] i [67])	1,83
True Wave RS ([18], [47])	2,51

4.3.4.1. Zmiana wartości współczynnika PMDc światłowodu

Na rysunku 4.12 przedstawiono charakterystyki zależności α_{max} od wejściowej mocy fali pompującej dla liniowej pionowej wejściowej polaryzacji fali pompującej i światłowodu o długości 15 km, którego wartość współczynnika PMDc zmieniana była w zakresie od $0,01 ps/\sqrt{km}$ do $0,1 ps/\sqrt{km}$. Można zauważyć, iż zmiana wartości współczynnika PMDc skutkuje zmianą kształtu otrzymanych charakterystyk α_{max} . Dla wartości PMDc równej $0,01 ps/\sqrt{km}$ dokonano już analizy w punkcie 4.3.2.1. Zastosowanie światłowodu o wartości PMDc równej $0,015 ps/\sqrt{km}$ powoduje szybsze nasycenie charakterystyki α_{max} wraz ze wzrostem wejściowej wartości mocy fali pompującej, a co za tym idzie spowolnienia redukcji wartości α_{max} w zakresie mocy fali pompującej od 0,9 W do 1,3 W. Ostatecznie jest możliwe uzyskanie minimalnej wartości α_{max} niższej niż w przypadku wartości PMDc równej $0,01 ps/\sqrt{km}$, ale wymaga to zastosowania mocy fali pompującej powyżej 1,4 W. W przypadku wartości PMDc równej $0,02 ps/\sqrt{km}$ minimalna osiągalna wartość α_{max} wzrasta do ok. 80° , natomiast dalszy wzrost wejściowej wartości mocy fali pompującej nie powoduje redukcji

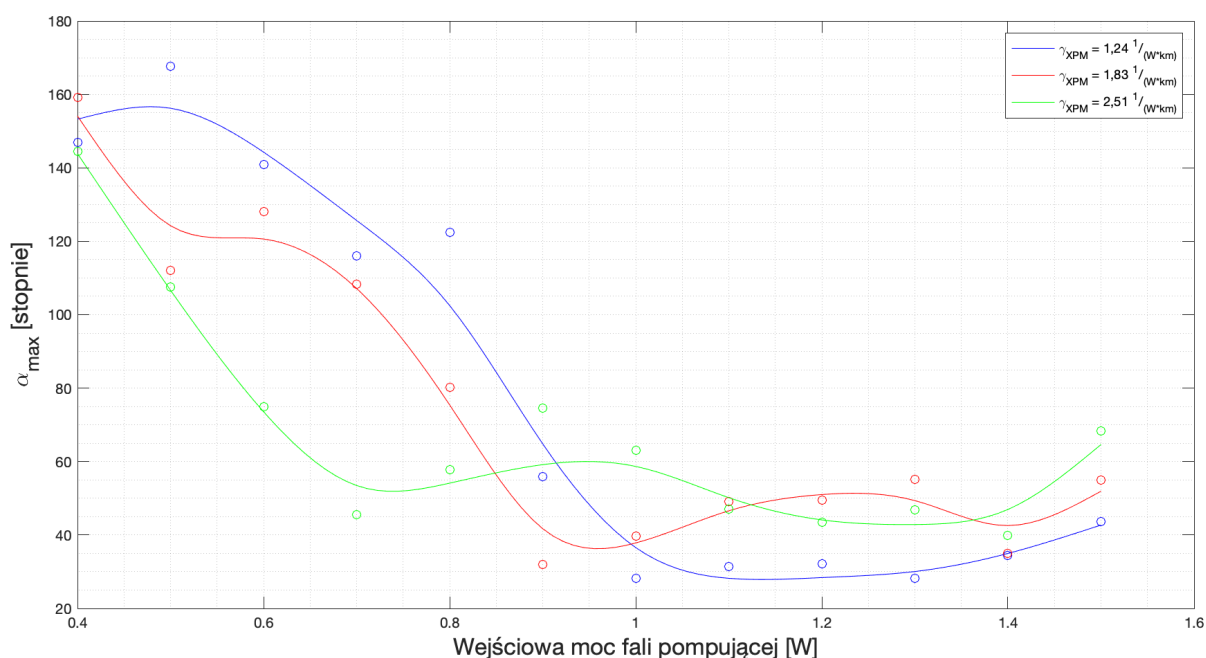


Rys. 4.12 Charakterystyki zależności wartości α_{max} od wartości wejściowej mocy fali pompującej dla różnych wartości współczynnika PMDc światłowodu o długości 15 km i wartości współczynnika γ_{XPM} równej $1,24 (W \cdot km)^{-1}$. Wejściowa polaryzacja fali pompującej: liniowa pionowa. Współbieżna propagacja fali wzmacnianej i pompującej.

wartości α_{max} , a co za tym idzie nie ulega poprawie efektywność przyciągania polaryzacji. Ta tendencja wynika z rosnącej, wraz ze wzrostem wartości PMDc, siły oddziaływania losowego zaburzenia polaryzacji wprowadzanego przez dwójłomność światłowodu na stan polaryzacji fali wzmacnianej. Przy tej samej efektywności oddziaływania fali pompującej na falę wzmacnianą, efektywność nieliniowego przyciągania polaryzacji słabnie. Zjawisko to jest jeszcze bardziej zauważalne dla przypadków, gdy wartość PMDc jest większa niż $0,02 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$, gdzie nieliniowe przyciąganie polaryzacji nie jest obserwowalne w całym zakresie zmian wejściowej wartości mocy fali pompującej.

4.3.4.2. Zmiana wartości współczynnika γ_{XPM} światłowodu

Na rysunku 4.13 zaprezentowano rezultaty obliczeń w postaci charakterystyk zależności wartości α_{max} od wejściowej wartości mocy fali pompującej oraz o wartościach γ_{XPM} zgodnie z tabelą 4.2. Wartość PMDc światłowodu ustalono na $0,01 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$. Można zauważyć, że wraz ze wzrostem wartości γ_{XPM} rośnie także tempo redukcji wartości α_{max} przy rosnącej wartości wejściowej mocy fali pompującej. Przykładowo dla wejściowej mocy fali pompującej równej $0,7 \text{ W}$, zastosowanie światłowodu o wartości γ_{XPM} równej $1,83 \text{ (W} \cdot \text{km)}^{-1}$, pozwala na redukcję wartości α_{max} do 115° w stosunku do wartości 125° uzyskiwanej dla wartości γ_{XPM}



Rys. 4.13 Charakterystyki zależności wartości α_{max} od wartości wejściowej mocy fali pompującej dla różnych wartości współczynnika γ_{XPM} światłowodu o długości 15 km i wartości współczynnika PMDc równej $0,01 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$. Wejściowa polaryzacja fali pompującej: liniowa pionowa. Współbieżna propagacja fali wzmacnianej i pompującej.

równej $1,24 (W \cdot km)^{-1}$. Zastosowanie jeszcze bardziej nieliniowego światłowodu, którego wartość γ_{XPM} równa jest $2,51 (W \cdot km)^{-1}$ pozwala uzyskać wartość α_{max} równą 60° dla tej samej wartości wejściowej mocy fali pompującej. Należy jednak zwrócić uwagę na fakt, iż opisana tendencja sprawdza się jedynie w zakresie wartości wejściowej mocy fali pompującej, w którym nie dochodzi do wysycenia porównywanych ze sobą charakterystyk. Istotnym jest bowiem obserwowany, efekt nasycenia charakterystyk α_{max} , który wraz ze wzrostem wartości γ_{XPM} następuje szybciej, tzn. dla niższych wartości wejściowej mocy fali pompującej. Wiąże się to także ze wzrostem minimalnej osiągalnej wartości α_{max} . Można zauważyć, że dla wartości γ_{XPM} równej $1,83 (W \cdot km)^{-1}$ minimalna wartość α_{max} wzrasta do 35° dla wejściowej mocy fali pompującej równej ok 0,95 W, podczas gdy dla wartości γ_{XPM} równej $2,51 (W \cdot km)^{-1}$ minimum charakterystyki wynosi już ok. 55° dla 0,7 W. Zjawisko to może być związane z wyczerpaniem fali pompującej lub efektem NPR.

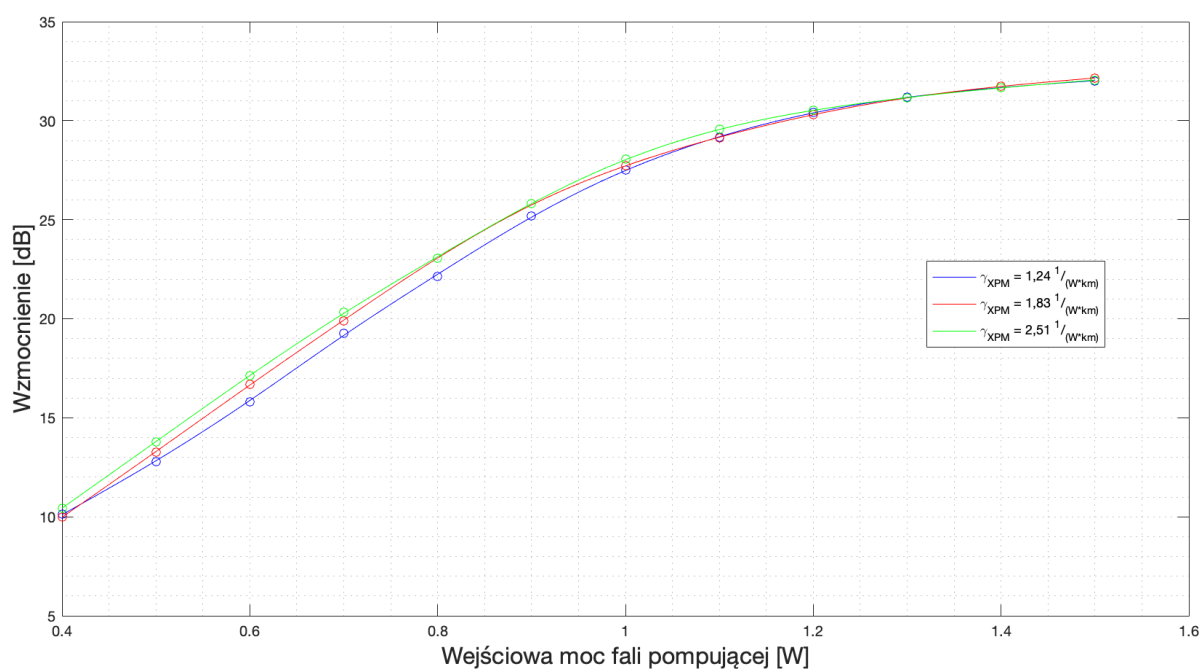
Fundamentalna analiza właściwości polaryzacyjnych światłowodu, pokazuje, że zaburzenie polaryzacji wprowadzane przez NPR, może być równie silne jak zaburzenie wprowadzane przez liniową składową dwójłomności światłowodu. Tak poważne utrudnienie nieliniowego przyciągania polaryzacji występuje, gdy odwrotność wyrażenia $P_0(0) \cdot \gamma_{XPM}$, definiowana jako długość nieliniowa L_{NL} , określona równaniem (17), spełnia poniższy warunek [23], [54]:

$$L_B \geq \frac{1}{P_0(0) \cdot \gamma_{XPM}}, \quad (59)$$

gdzie L_B oznacza długość zdudniania określoną równaniem (34). Przy założeniu stałej wartości γ_{XPM} , warunek (59) zostaje spełniony przy wzroście wejściowej mocy fali pompującej powyżej pewnej wartości progowej. Dodatkowo zakładając wykorzystanie światłowodu G.652.D, którego wartość współczynnika PMDc wynosi $0,01 ps/\sqrt{km}$ oraz typową długość korelacji równą 50 m długość zdudniania wynosi ok. 170 m [54] w takim przypadku warunek (59) jest spełniony dla wejściowej mocy fali pompującej wyższej niż ok. 4,5 W. W niniejszej analizie, zarówno w symulacjach jak również podczas realizacji pomiarów, posłużono się źródłem światła fali ciągłej o mocy poniżej 1,5 W, co oznacza, iż efekt NPR może być pominięty w rozważaniach teoretycznych i w przypadku eksperymentalnym. W przypadku teoretycznej analizy przeprowadzanej dla światłowodu o wartości γ_{XPM} równej $2,51 (W \cdot km)^{-1}$, progowa wartość mocy fali pompującej określająca konieczność uwzględnienia efektu NPR ulega redukcji do ok. 2,25 W. Wynika to ze wzoru (59) oraz proporcji względem przypadku dla wartości γ_{XPM} równej $1,24 (W \cdot km)^{-1}$. Tak więc nawet w przypadku najbardziej

nieliniowego z włókien światłowodowych branych pod uwagę efekt NPR nie odgrywa znaczącej roli w procesie oddziaływań pomiędzy falami pompującą i wzmacnianą.

Obserwowalne zatrzymanie redukcji wartości α_{max} wynika, więc ze zjawiska wyczerpania fali pompującej. Zjawisko to występuje, gdy wskutek wzmocnienia moc fali wzmacnianej staje się na tyle wysoka, że transfer energii z fali pompującej do wzmacnianej, względem mocy fali wzmacnianej, wywiera coraz słabszy wpływ na falę wzmacnianą. Efekt ten może uwidaczniać się nawet, gdy oddziaływanie w ramach SRS w dalszym ciągu skutkuje wzrostem średniego wzmocnienia wraz ze wzrostem mocy fali pompującej. Potwierdzeniem tego faktu jest liniowość charakterystyk wzmocnienia (rysunek 4.14) dla mocy fali pompującej poniżej 1W dla wszystkich analizowanych typów światłowodu. Zjawisko to zostało także zaobserwowane w rezultatach uzyskanych rozważań w punkcie 4.3.2, gdzie spowodowało zatrzymanie procesu przyciągania polaryzacji dla różnych długości światłowodu o wartości γ_{XPM} równej $1,24 (W \cdot km)^{-1}$. W bieżącym przypadku pomimo liniowego wzrostu wzmocnienia zatrzymanie procesu agregacji stanów polaryzacji jest widoczne dla światłowodów o wartościach współczynnika γ_{XPM} równych $2,51 (W \cdot km)^{-1}$ oraz $1,83 (W \cdot km)^{-1}$. Zatrzymanie lub spowolnienie redukcji wartości α_{max} świadczy to o tym, iż skumulowany wpływ dwójłomności światłowodu jest porównywalny z nieliniowym przyciąganiem polaryzacji. Gdy wskutek postępującego wyczerpania fali pompującej quasi-równowaga pomiędzy tymi czynnikami zostanie



Rys. 4.14 Charakterystyki zależności średniej wartości wzmocnienia fali wzmacnianej od wartości wejściowej mocy fali pompującej dla różnych wartości współczynnika γ_{XPM} światłowodu o długości 15 km i wartości współczynnika PMDc równej $0,01 ps/\sqrt{km}$. Wejściowa polaryzacja fali pompującej: liniowa pionowa. Współbieżna propagacja fali wzmacnianej i pompującej.

przełamana, zaburzenie wprowadzane przez dwójłomność światłowodu zdominuje proces zmian polaryzacji fali wzmacnianej, co doprowadzi do wzrostu wartości α_{max} wraz ze wzrostem wejściowej mocy fali pompującej. Efekt ten przybiera na sile wraz ze wzrostem siły zaburzenia wprowadzanego przez dwójłomność światłowodu, stąd widoczny wzrost wartości α_{max} dla światłowodu o wartości PMDc równej $0,02 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$ w podpunkcie 4.3.4.1.

Zjawisko wyczerpania fali pompującej wpływa nie tylko na zmianę stanu polaryzacji fali wzmacnianej, ale może również powodować częściową depolaryzację i fluktuację stopnia spolaryzowania fali pompującej, jak opisano w punkcie 4.1.1. W efekcie prowadzi to do analogicznych zmian stopnia spolaryzowania fali wzmacnianej [23, 24]. Dokładniejsze studium tego efektu oraz jego powiązanie z charakterystykami PDG fali wzmacnianej zostanie przedstawione w punkcie 4.3.5 oraz w rozdziale 5.

4.3.5. Teoretyczna ocena nieliniowego przyciągania polaryzacji dla parametrów weryfikacji eksperymentalnej

W niniejszym punkcie przedstawiono rezultaty symulacji zgodnie ze scenariuszem opisanym w punkcie 4.3.1 z uwzględnieniem parametrów eksperymentu, którego rezultat przedstawiono w rozdziale 5. Z uwagi na parametry dostępnych urządzeń konieczne jest wykonanie obliczeń dla zmodyfikowanych parametrów symulacji (według tabeli 4.3). Wartości pozostałych parametrów, nieuwzględnionych w tabeli 4.3, zostały wybrane zgodnie z tabelą 4.1. Analizy dokonano w układzie przedstawionym na rysunku 4.3a.

Tabela 4.3 Zestawienie najważniejszych parametrów symulacji.

Nazwa parametru	Symbol	Wartość, zakres lub zbiór wartości	Jednostka
Wejściowa moc fali pompującej	$P_0(0)$	0,4:0,1:1,5	W
Wejściowa moc fali wzmacnianej	$S_0(0)$	0,7	mW
Wejściowe stany polaryzacji fali pompującej	-	Liniowa pionowa, liniowa pozioma, liniowa plus 45	-
Konfiguracja propagacyjna fali pompującej i wzmacnianej	-	współbieżna	-
Długość światłowodu	L	10, 15	km
Współczynnik dyspersji polaryzacyjnej światłowodu	PMD_c	0,02	$\text{ps}/\sqrt{\text{km}}$
Stopień spolaryzowania fali wzmacnianej	DOP	90	%

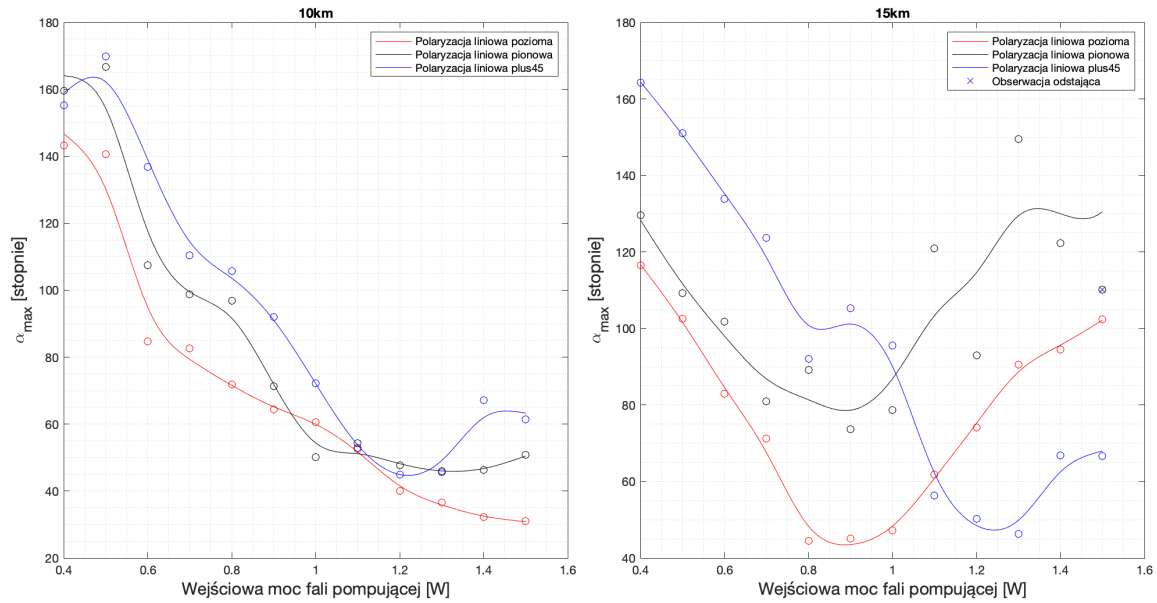
Maksymalna moc fali pompującej na wejściu światłowodu, z uwagi na parametry źródła fali pompującej dostępnego podczas realizacji eksperymentu, wynosi ok. 1,2 W. W przypadku fali wzmacnianej wstawienie do toru układu skramblera wprowadziło dodatkowe tłumienie, co spowodowało redukcję mocy fali wzmacnianej na wejściu światłowodu do 0,7 mW. Z tego względu wejściowa moc fali wzmacnianej w symulacji została ustawiona na 0,7 mW. Fizyczna realizacja połączeń zgodnie ze schematem na rysunku 4.3a spowodowała zmiany stopnia spolaryzowania fali wzmacnianej. Praca układu skramblera polaryzacji spowodowała redukcję stopnia spolaryzowania fali wzmacnianej do 90%.

Wartość PMDc światłowodu została ustalona na $0,02 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$, co odpowiada podanej przez producenta średniej wartości PMDc odcinków światłowodu dostępnych do realizacji pomiarów.

Długości światłowodu odpowiadają długościom odcinków włókna dostępnych do realizacji pomiarów. W dalszej części tego punktu przedstawione zostaną kolejno wyniki dotyczące: agregacji stanów polaryzacji fali, stopnia spolaryzowania światła oraz wzmocnienia fali wzmacnianej.

4.3.5.1. Analiza efektywności zmian polaryzacji

Na rysunku 4.15 przedstawiono charakterystyki zależności maksymalnej wartości kąta odchylenia stanów polaryzacji fali wzmacnianej od centrum klastra stanów polaryzacji (α_{max}) dla analizowanych długości światłowodu i wejściowych stanów polaryzacji fali pompującej. Jak można zauważyć wzrost wejściowego poziomu mocy fali jest w stanie spowodować redukcję wartości kąta α_{max} , co oznacza występowanie nieliniowego przyciągania polaryzacji przy założeniu wartości PMDc światłowodu równej $0,02 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$. Wykorzystanie światłowodu o długości 10 km pozwala zaobserwować to zjawisko dla wszystkich analizowanych wejściowych stanów polaryzacji fali pompującej o czym świadczy wartość α_{max} równą ok 27° ($P_0(0) = 1,5 \text{ W}$) uzyskiwaną dla polaryzacji liniowej poziomej. Jest to minimalna osiągalna wartość α_{max} dla wszystkich badanych konfiguracji. Dla polaryzacji liniowej pionowej i $+45^\circ$ minimalna wartość α_{max} wynosi ok 45° , jednakże w obu przypadkach widoczny jest efekt zatrzymania redukcji wartości α_{max} , wraz ze wzrostem wejściowej mocy fali pompującej powyżej 1,2 W. Świadczy to o uwidaczniającym się procesie wyczerpywania fali pompującej. Efekt ten jest widoczny dla wszystkich stanów polaryzacji fali pompującej i światłowodu o długości 15 km. Dla każdego z nich wartości α_{max} , wzrastają po osiągnięciu wartości minimalnej. Każdy przebadany stan polaryzacji fali pompującej wykazuje inną



Rys. 4.15 Charakterystyki zależności maksymalnej wartości kąta odchylenia stanów polaryzacji fali wzmacnianej od centrum klastra stanów polaryzacji (α_{max}) od mocy fali pompującej dla trzech wejściowych stanów polaryzacji fali wzmacnianej i światłowodu o długości 10 km i 15 km. Współczynnik PMDc światłowodu równy $0,02 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$.

odporność na wysycenie procesu przyciągania polaryzacji, czego rezultatem są różnice pomiędzy osiąganymi minimalnymi wartościami charakterystyki α_{max} dla różnych stanów polaryzacji fali pompującej. Dla polaryzacji liniowej poziomej możliwe jest uzyskanie wartości α_{max} równej ok. 45° dla $P_0(0)$ równego ok. 0,9 W, jednakże wyższe wartości α_{max} równe ok. 50° ($P_0(0) = 1 \text{ W}$) oraz 80° ($P_0(0) = 1 \text{ W}$) odpowiednio dla polaryzacji liniowej poziomej i pionowej, świadczą o wysyceniu procesu przyciągania polaryzacji, co uniemożliwia dalszą redukcję wartości α_{max} .

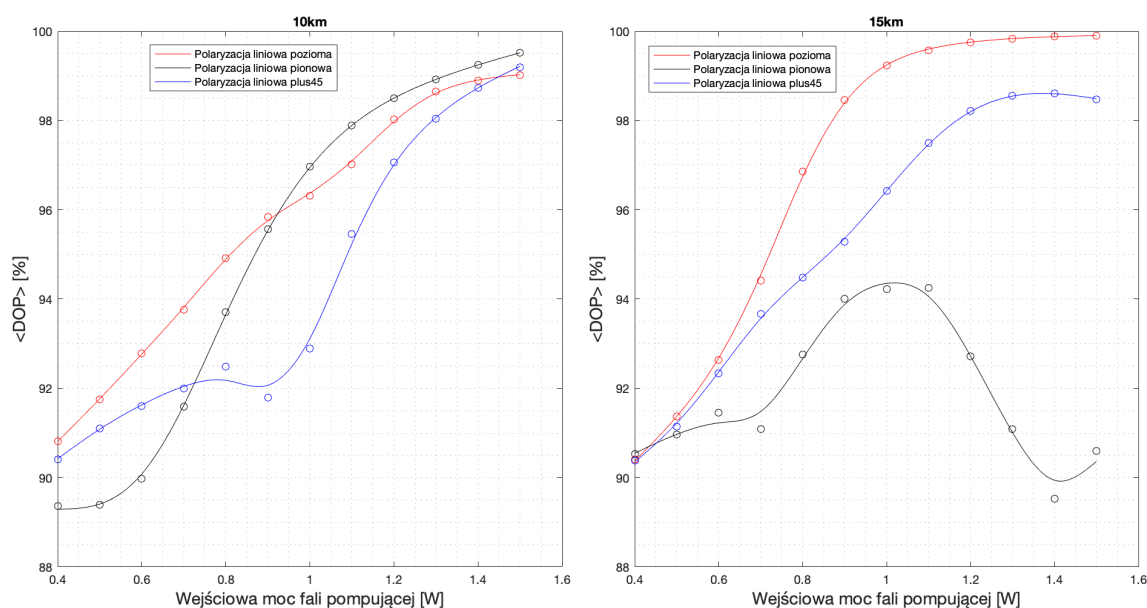
Uzyskany kształt charakterystyk α_{max} wynika z czynników, które mają wpływ na zmiany polaryzacji fali wzmacnianej. Do grupy tych czynników, jak opisano w rozdziale 3, należeć mogą: zaburzenie wprowadzane przez dwójłomność światłowodu, nieliniowe przyciąganie polaryzacji, efekt wyczerpania fali pompującej oraz nieliniowa rotacja polaryzacji spowodowana zjawiskami XPM i SPM (efekt NPR). Jednakże zgodnie z rezultatami uzyskanymi w punkcie 4.3.4.2 przy stosowanych w niniejszej pracy poziomach mocy fali pompującej i stopniu nieliniowości światłowodu standardowego efekt NPR nie ma znaczącego wpływu na zmiany polaryzacji w procesie SRS. Z tego powodu czynnikami zaburzającymi proces przyciągania polaryzacji mogą być efekt wyczerpania fali pompującej oraz zaburzenie wprowadzane przez dwójłomność światłowodu. Na przykładzie charakterystyki otrzymanej dla światłowodu o długości 15 km i liniowej poziomej wejściowej polaryzacji fali pompującej w przejrzysty sposób można opisać jak wymienione czynniki wpływają na kształt

charakterystyk. W zakresie mocy od 0,4 W do ok. 0,9 W redukcja wartości α_{max} wynika z faktu przeważającej siły nieliniowego przyciągania polaryzacji w stosunku do zaburzenia wprowadzanego przez dwójłomność światłowodu. Sytuacja ta zmienia się dla mocy powyżej 0,9 W, gdzie dochodzi do wzrostu wartości α_{max} na skutek efektu wyczerpania fali pompującej. Jak zostanie przedstawione w podpunktach 4.3.5.2 oraz 4.3.5.3 w zakresie wartości wejściowej mocy fali pompującej od 0,9 W do 1,2 W nie dochodzi do nasycenia procesu wzmocnienia czy depolaryzacji fali wzmacnianej. Można więc wnioskować, że fala pompująca nie jest całkowicie wyczerpana, ale jej zdolność do oddziaływania na falę wzmacnianą słabnie. Dowodem tego jest przedstawiona w podpunkcie 4.3.5.3 charakterystyka PDG, wykazująca redukcję wartości dla mocy fali pompującej powyżej 0,8 W, co oznacza słabnący efekt przyciągania polaryzacji. Jednocześnie skumulowany wpływ dyspersji polaryzacyjnej na proces SRS, staje się czynnikiem dominującym, prowadzącym do postępującej randomizacji stanu polaryzacji fali wzmacnianej, czyli wzrostu wartości α_{max} . Efekt ten potęgowany jest dla fali pompującej powyżej 1,2 W, w którym to zakresie dochodzi do nasycenia procesu wzmocnienia i wyczerpania fali pompującej. W bieżącym przypadku wartość PMDc wynosi $0,02 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$, co oznacza silniejszy skumulowany wpływ zaburzenia wprowadzanego przez dwójłomność światłowodu na proces przyciągania polaryzacji niż w przypadku PMDc równego $0,01 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$ stosowanego w punkcie 4.3.2. Stąd też obserwowane są wzrosty wartości α_{max} niewidoczne przy wcześniej przeprowadzanej analizie dla $0,01 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$.

Podobne rezultaty analizy nieliniowego przyciągania polaryzacji zostały zaprezentowane w publikacji [42], gdzie dla mocy fali pompującej równej 8 W i światłowodu o długości 10 km ($L \cdot P_0(0) \cdot \gamma_{XPM} = 19,8$) uzyskano wartość kąta α_{max} równą ok. 24° w bieżącej analizie taki rezultat osiągnięto dla światłowodu o długości 10 km i wejściowej mocy fali pompującej równej 1,5 W ($L \cdot P_0(0) \cdot \gamma_{XPM} = 18,6$). Rezultaty przedstawione w publikacji [62] wskazują z kolei na przyciąganie polaryzacji na poziomie 40° dla 2-km odcinka światłowodu, o wartości γ_{XPM} równej $2 (\text{W} \cdot \text{km})^{-1}$ oraz wejściowej mocy fali pompującej równej 4 W ($L \cdot P_0(0) \cdot \gamma_{XPM} = 16$). W niniejszej pracy uzyskano podobny rezultat dla światłowodu o długości 15 km (rysunek 4.14), wejściowej mocy fali pompującej równej 1 W i liniowej $+45^\circ$ polaryzacji fali pompującej.

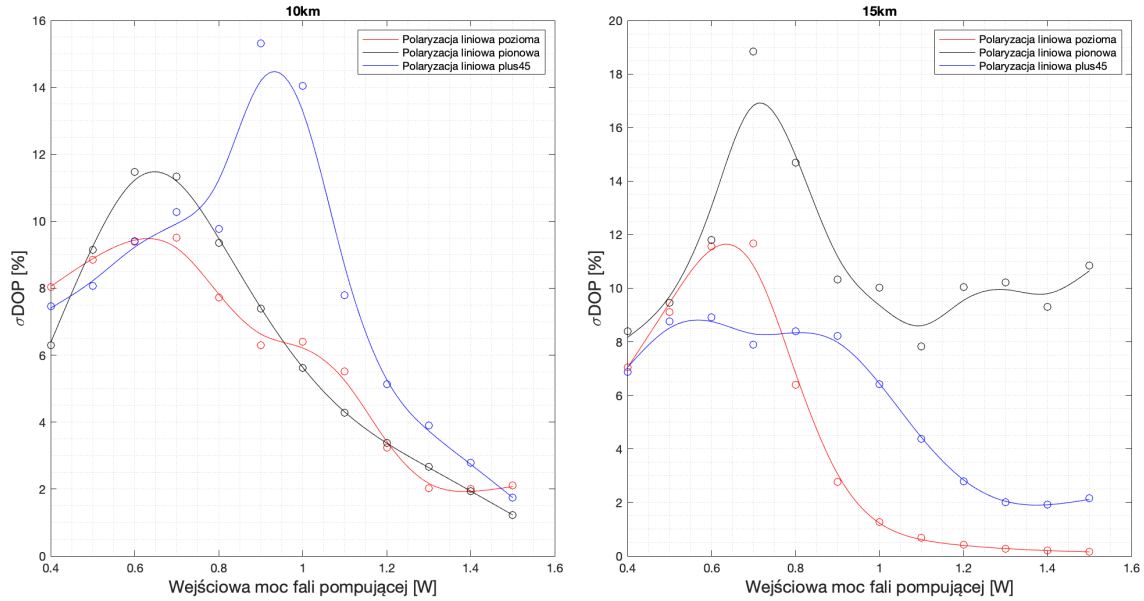
4.3.5.2. Analiza stopnia spolaryzowania

Na rysunku 4.16 przedstawiono charakterystyki zależności średniej wartości stopnia spolaryzowania fali wzmacnianej od mocy fali pompującej dla dwóch analizowanych długości światłowodu oraz trzech stanów polaryzacji fali pompującej. Zauważyć można, że dla światłowodu o długości 10 km fala wzmacniana ulega repolaryzacji w całym zakresie mocy fali pompującej dla wszystkich stanów polaryzacji. Skutkuje to uzyskaniem wartości DOP powyżej 99 % dla mocy równej 1,5 W. W przypadku światłowodu o długości 15 km repolaryzacja fali wzmacnianej jest ewidentna dla polaryzacji liniowej poziomej i +45°, podczas gdy dla polaryzacji liniowej pionowej po wzroście wartości DOP do ok. 94 % dla mocy równej ok. 1 W, zauważalna jest redukcja do 90 % dla 1.5 W. Oznacza to, iż mimo gorszej efektywności repolaryzacji dla polaryzacji liniowej pionowej, wartość DOP jest utrzymana powyżej 90 %, więc w analizowanym zakresie mocy fali pompującej nie stwierdzono istotnej depolaryzacji fali wzmacnianej.



Rys. 4.16 Charakterystyki zależności średniej wartości stopnia spolaryzowania fali wzmacnianej od mocy fali pompującej dla trzech wejściowych stanów polaryzacji fali wzmacnianej i światłowodu o długościach 10 km i 15 km. Współczynnik PMDc światłowodu równy $0,02 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$.

Charakterystyki zależności odchylenia standardowego stopnia spolaryzowania fali wzmacnianej od mocy fali pompującej, przedstawione na rysunku 4.17, potwierdzają zdolność procesu SRS do repolaryzacji fali wzmacnianej. Dla światłowodu o długości 10 km wraz ze wzrostem średniej wartości DOP, wartości σDOP ulegają redukcji do ok. 2 % dla 1.5 W. Jest to równoważne z redukcją fluktuacji stopnia spolaryzowania fali wzmacnianej. W przypadku światłowodu o długości 15 km fluktuacje DOP zanikają efektywnie dla polaryzacji liniowych poziomej i +45°, podczas gdy dla polaryzacji liniowej pionowej utrzymują się na poziomie

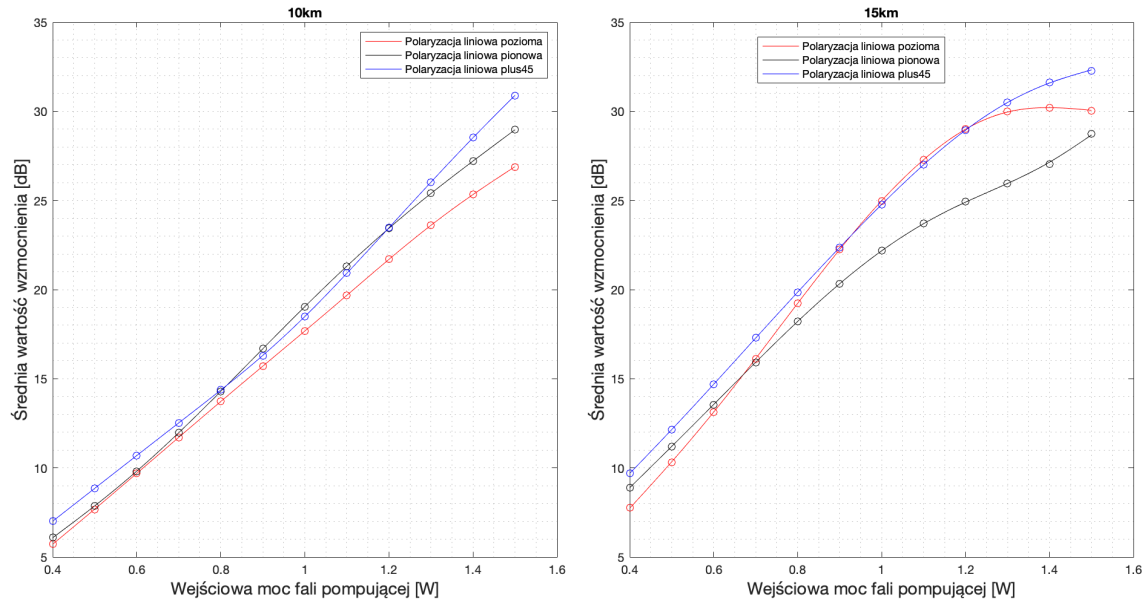


Rys. 4.17 Charakterystyki zależności odchylenia standardowego wartości stopnia spolaryzowania fali wzmacnianej od mocy fali pompującej dla trzech wejściowych stanów polaryzacji fali wzmacnianej i światłowodu o długościach 10 km i 15 km. Współczynnik PMDc światłowodu równy $0,02 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$.

10 %. Porównując otrzymane charakterystyki α_{max} , DOP oraz σDOP można zauważyć, że redukcja wartości α_{max} nie jest skorelowana z efektami repolaryzacji i redukcji fluktuacji DOP fali wzmacnianej. Jest to szczególnie widoczne w przypadku światłowodu o długości 15 km i liniowej pionowej polaryzacji fali pompującej, gdzie pomimo repolaryzacji fali wzmacnianej niemalże do 100 %, przyciąganie polaryzacji zanika dla mocy fali pompującej powyżej 0,9 W. Oznacza to, że w modelu symulacyjnym efekt wyczerpania fali pompującej nie powoduje degradacji stopnia spolaryzowania fali wzmacnianej.

4.3.5.3. Analiza efektywności procesu wzmocnienia

Rysunek 4.18 przedstawia charakterystyki średniej wartości wzmocnienia uzyskane dla różnych długości światłowodu i wejściowych stanów polaryzacji fali pompującej. Uzyskiwane maksymalne wzmocnienie jest równe ok. 31 dB dla światłowodu o długości 10 km oraz ok. 32 dB dla 15 km. Zastosowanie dłuższego światłowodu powoduje pojawienie się efektu nasycenia charakterystyki. Dla światłowodu o długości 15 km i polaryzacji liniowych poziomej i $+45^\circ$ charakterystyki wzmocnienia nasycają się od wartości mocy fali pompującej równej ok. 1,3 W. Można zauważyć, że początek wysycenia fali pompującej jest związany z charakterystykami α_{max} zaprezentowanymi na rysunku 4.14. Dla światłowodu o długości 15 km i wszystkich wejściowych polaryzacji fali pompującej widoczny jest wzrost wartości α_{max} . Jak opisano w podpunkcie 4.3.5.1 jest to związane z efektem wyczerpania fali pompującej. Oznacza to, iż nasycający się proces wzmocnienia przekłada się na słabnący wpływ fali pompującej na falę



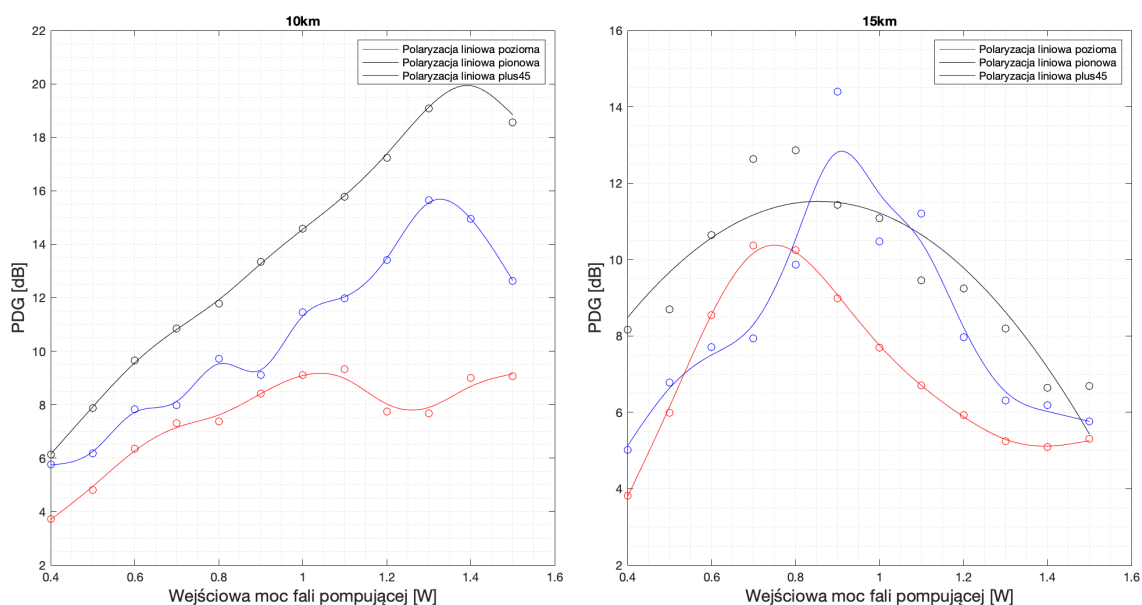
Rys. 4.18 Charakterystyki zależności mediany wzmocnienia fali wzmacnianej od wartości wejściowej mocy fali pompującej dla trzech wejściowych stanów polaryzacji fali wzmacnianej i światłowodu o długościach 10 km i 15 km. Współczynnik PMDc światłowodu równy $0,02 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$.

wzmacnianą. W obecności zaburzenia procesu przyciągania polaryzacji, spowodowanego losową dwójłomnością światłowodu, zjawisko wyczerpania fali pompującej skutkuje pogorszeniem efektywności nieliniowego przyciągania polaryzacji. Wynikająca z tego faktu ponowna randomizacja stanów polaryzacji fali wzmacnianej i wzrost α_{max} zachodzą, jednak dla różnych wartości mocy fali pompującej w przypadku polaryzacji liniowych poziomej i $+45^\circ$, pomimo podobnych charakterystyk wzmocnienia w zakresie poniżej 1,2 W. Oznacza to, że średnia wartość wzmocnienia w tym zakresie nie jest wystarczająca do opisu zmian α_{max} i wymaga uzupełnienia o analizę zmian wzmocnienia zależnego od polaryzacji. Analiza charakterystyk wzmocnienia pozwala, jednak zauważyć, że w przypadku polaryzacji liniowej pionowej niższa średnia wartość wzmocnienia, uzyskiwana w stosunku do pozostałych stanów polaryzacji fali pompującej, przekłada się na niższą efektywność przyciągania polaryzacji. Objawia się to minimalną wartością α_{max} równą ok. 80° ($P_0(0) = 0,9\text{W}$), czyli wyższą niż w przypadku dwóch pozostałych stanów polaryzacji.

Podobne wartości wzmocnienia można odnaleźć w publikacji [62], gdzie dla wejściowej mocy fali pompującej równej 8 W ($L \cdot P_0(0) \cdot \gamma_{XPM} = 32$), w wyniku analizy teoretycznej otrzymano wzmocnienie na poziomie 32 dB. Jak opisano we wcześniejszej części niniejszego akapitu, uzyskano porównywalne wzmocnienie równe 31 dB, dla światłowodu o długości 15 km oraz wejściowej mocy fali pompującej równej 1.5 W ($L \cdot P_0(0) \cdot \gamma_{XPM} = 28$). Z kolei badania zależności między wartością DOP oraz uzyskiwanym wzmocnieniem Ramana zaprezentowane

w [65], pokazują, iż dla światłowodu o długości 1 km oraz γ_{XPM} równym $15,3 (W \cdot km)^{-1}$ i wejściowej mocy fali pompującej równej 0,8 W ($L \cdot P_0(0) \cdot \gamma_{XPM} = 12,24$) otrzymano wzmocnienie na poziomie 20 dB i wartość DOP równą ok. 95 %. W niniejszej pracy uzyskano podobne rezultaty w postaci wzmocnienia na poziomie 19,5 dB dla światłowodu o długości 10 km, wejściowej mocy fali pompującej równej 1 W i polaryzacji liniowej poziomej ($L \cdot P_0(0) \cdot \gamma_{XPM} = 12,4$). Korelacja pomiędzy otrzymanymi wartościami wzmocnienia oraz charakterystykami kąta α_{max} jest ewidentna, choć reakcja na wyczerpanie fali pompującej jest zależna od wejściowej polaryzacji fali pompującej.

Na rysunku 4.19 przedstawiono charakterystyki wzmocnienia zależnego od polaryzacji dla analizowanych długości światłowodu oraz wejściowych stanów polaryzacji fali pompującej. Wraz ze wzrostem wejściowej mocy fali pompującej, dla obu analizowanych długości światłowodu, wartości PDG wzrastają do pewnej wartości maksymalnej, a następnie ulegają redukcji. Można zauważyć, że podobnie jak w przypadku rezultatów zaprezentowanych w punkcie 4.3.2, istnieje korelacja pomiędzy otrzymanymi wartościami α_{max} (rysunek 4.15) oraz wartościami PDG w zakresie wejściowej mocy fali pompującej, w którym następuje wzrost wartości PDG wartość α_{max} ulega redukcji, wyznaczając warunek maksymalnej mocy fali pompującej dla efektywnego przyciągania polaryzacji dla każdego stanu polaryzacji fali pompującej. Dla światłowodu o długości 10 km i polaryzacji liniowych pionowej i $+45^\circ$ wzrost wartości PDG do wartości maksymalnych, odpowiednio 20 dB i 16 dB, powoduje redukcję α_{max} do wartości minimalnych. Dalszy wzrost mocy fali pompującej powoduje redukcję



Rys. 4.19 Charakterystyki zależności wzmocnienia zależnego od polaryzacji fali wzmacnianej od wartości wejściowej mocy fali pompującej dla trzech wejściowych stanów polaryzacji fali wzmacnianej i światłowodu o długościach 10 km i 15 km. Współczynnik PMDc światłowodu równy $0,02 ps/\sqrt{km}$.

wartości PDG i zatrzymanie procesu przyciągania polaryzacji. Jest to efekt uwidaczniającego się zjawiska wyczerpania fali pompującej, który, jak opisano w podpunkcie 4.3.5.1, przekłada się na słabnący wpływ fali pompującej na stan polaryzacji fali wzmacnianej. Zjawisko to jest nawet bardziej wyraźne w przypadku światłowodu o długości 15 km. Ze względu na silniejszy skumulowany wpływ dyspersji polaryzacyjnej niż w przypadku światłowodu o długości 10 km, wyczerpanie fali pompującej powoduje wzrost wartości α_{max} przy rosnącej mocy fali pompującej. Dla przykładu polaryzacji liniowej poziomej można zauważyć, że gdy PDG osiąga wartość maksymalną równą ok. 11 dB dla wejściowej wartości mocy fali pompującej równej ok 0,8 W, wartość α_{max} spada do minimum równego ok. 40° dla 1 W, a następnie wzrasta wraz z dalszym wzrostem mocy fali pompującej. Podobnie w przypadku polaryzacji liniowej pionowej minimalna wartość α_{max} uzyskiwana jest dla mocy fali pompującej wyższej o ok. 0,2 W od wartości wyznaczającej maksimum charakterystyki PDG. Dla polaryzacji liniowej +45° obserwowane przesunięcie pomiędzy ekstremami charakterystyk α_{max} oraz PDG wynosi ok 0,3 W. Fakt występowania przesunięć między ekstremami charakterystyk α_{max} i PDG oznacza, iż różne wejściowe stany polaryzacji fali pompującej wykazują różną odporność nieliniowego przyciągania polaryzacji na spadek wartości PDG.

4.4. Wnioski

Przedstawione rezultaty symulacji nieliniowego przyciągania polaryzacji dla przypadków współbieżnej i przeciwbieżnej propagacji fal pompującej i wzmacnianej pozwoliły stwierdzić teoretyczną możliwość uzyskania nieliniowego przyciągania polaryzacji. Proces ten nie zachodzi jednak w całym zakresie zmian mocy fali pompującej, co jest spowodowane efektem wyczerpania fali pompującej, który skutkuje słabnącym wpływem fali pompującej na wzmacnianą w obecności zaburzenia wprowadzanego przez losową dwójłomność światłowodu. Prowadzi to do spowolnienia lub zatrzymania procesu przyciągania polaryzacji. W ocenie wpływu wyczerpania fali pompującej na zdolność procesu SRS do kontroli polaryzacji fali wzmacnianej pomocne są charakterystyki DOP, wzmocnienia i PDG. Pozwalają one ustalić wartość mocy fali pompującej zapewniającą maksymalną efektywność przyciągania polaryzacji. Przeprowadzona analiza pozwala wybrać taką konfigurację parametrów procesu wymuszonego rozpraszania Ramana, która zapewnia w sposób najbardziej efektywny kontrolę polaryzacji i wzmocnienie fali wzmacnianej.

4.4.1. Wybór konfiguracji propagacyjnej

Pierwszym kryterium jakim kierowano się przy selekcji parametrów optymalnej konfiguracji jest efektywność nieliniowego przyciągania polaryzacji. Wybierając konfigurację współbieżną bądź przeciwbieżną propagacji fali pompującej i wzmacnianej należy wziąć pod uwagę zaburzający wpływ dwójłomności światłowodu na oddziaływanie między falą pompującą, a wzmacnianą. Jak opisano w punkcie 4.3.3.1, w przypadku konfiguracji przeciwbieżnej minimalne uzyskiwane wartości kąta odchylenia stanów polaryzacji fali wzmacnianej od centrum klastra stanów polaryzacji są podobne jak przypadku konfiguracji współbieżnej. Jednakże zróżnicowanie wartości uzyskiwanych dla różnych stanów polaryzacji fali pompującej jest większe dla konfiguracji przeciwbieżnej. Jest to związane z 30-krotnie silniejszym czynnikiem zaburzającym, wprowadzanym przez dwójłomność światłowodu. Ten efekt z jednej strony stanowi przeszkodę na drodze efektywnego przyciągania polaryzacji, wprowadzając większą dynamikę zmian α_{max} , a z drugiej przyczynia się do uśrednienia otrzymywanych wartości wzmocnienia i PDG. Zwiększona dynamika zmian α_{max} dla ustalonego wejściowego stanu polaryzacji fali pompującej oraz większe różnice α_{max} uzyskiwane dla różnych stanów polaryzacji fali pompującej, stanowią wyzwanie w praktycznym przypadku, gdy możliwy jest błąd ustalenia stanu polaryzacji czy mocy fali pompującej. Takie zjawisko będzie się nasilało wraz ze wzrostem wartości współczynnika dyspersji polaryzacyjnej lub długości światłowodu, jak opisano w [24]. Wyższa wartość PMDc implikuje, wzrost długości wektora dwójłomności $\mathbf{b}$ światłowodu, używanego do definicji β_p oraz β_s w wykorzystywanym modelu RMM, a więc, przy stałych pulsacjach obu fal, rośnie wartość $\Omega_{i=f,c}\mathbf{B}$, określona zależnością (57), będącej modyfikacją równania (48). To z kolei, zgodnie z opisem w punkcie 4.3.3.1 prowadzi do wzrostu siły zaburzenia hamującego nieliniowe przyciąganie polaryzacji. Jest to bardziej widoczne w przypadku konfiguracji przeciwbieżnej, ze względu na relację między Ω_c oraz Ω_f . W konsekwencji oddziaływania pomiędzy falą pompującą, a wzmacnianą przybliżane są modelem skalarnym. Sam światłowód wykazuje wówczas właściwości izotropowe [54].

W kontekście efektywności repolaryzacji sygnału obie konfiguracje propagacyjne zapewniają DOP fali wzmacnianej powyżej 99% dla wszystkich długości światłowodu więc obie konfiguracje można uznać za równoważne w tym zakresie. Analiza procesu wzmocnienia i wzmocnienia zależnego od polaryzacji wskazuje na wyższe poziomy wzmocnienia, ale także wzmocnienia zależnego od polaryzacji w przypadku konfiguracji współbieżnej, niż w przypadku konfiguracji przeciwbieżnej, co potwierdza analiza teoretyczna przeprowadzona

i opublikowana w [24], [41] oraz [54]. Opisany efekt wzmożonego zaburzenia nieliniowego przyciągania polaryzacji w przypadku zastosowania konfiguracji przeciwbieżnej, prowadzi do uśrednienia procesu wzmocnienia zależnego od polaryzacji z punktu widzenia stanu polaryzacji fali pompującej. To prowadzi do mniejszych różnic wartości PDG uzyskiwanych dla różnych stanów polaryzacji fali pompującej w stosunku do rezultatów uzyskanych dla konfiguracji współbieżnej.

Biorąc powyższe pod uwagę, chcąc zapewnić największą możliwą stabilność procesu nieliniowego przyciągania polaryzacji, uznano wybór konfiguracji współbieżnej za bardziej odpowiedni. Należy w takim razie pamiętać o możliwej konieczności uwzględnienia odpowiedniego elementu tłumiącego ze względu na wartości PDG osiągające 19 dB dla światłowodu o długości 10 km.

4.4.2. Wybór długości światłowodu, wartości mocy fali pompującej, γ_{XPM} oraz wejściowej polaryzacji fali pompującej

Przy założeniu wyboru konfiguracji współbieżnej należy, traktując priorytetowo efektywność nieliniowego przyciągania polaryzacji, wybrać odpowiednią długość światłowodu. Zgodnie z rezultatami przedstawionymi na rysunkach 4.4 – 4.7, a także w tabeli 4.2, długość światłowodu równa 10 km wydaje się być odpowiednia, ze względu na możliwość wykorzystania dwóch wejściowych stanów polaryzacji fali pompującej liniowej pionowej i $+45^\circ$. Umożliwia to uzyskanie α_{max} o wartości ok. 20° dla mocy fali pompującej równej 1,5 W. Światłowód o długościach 16 i 17 km daje możliwość uzyskania podobnej efektywności przyciągania polaryzacji dla polaryzacji liniowej pionowej. W obu przypadkach możliwe jest osiągnięcie maksymalnej wartości kąta odchylenia stanów polaryzacji fali wzmacnianej od centrum klastra stanów polaryzacji (α_{max}) równej ok. 25° . W przypadku światłowodu o długościach 16 i 17 km minimalną wartość α_{max} można uzyskać dla niższej wejściowej wartości mocy fali pompującej równej 1,2 W. Ponadto, jak opisano w podpunkcie 4.3.2.1, dla tych dwóch konfiguracji charakterystyka α_{max} wykazuje mniejszy zakres zmian wartości przy zmianach wejściowej wartości mocy fali pompującej, co jest korzystne w kontekście stabilności uzyskiwanej wartości α_{max} pod wpływem nieprzewidzianych oscylacji mocy fali pompującej.

W kwestii stopnia nieliniowości włókna światłowodowego pierwszym wyborem, ze względu na stosunkowo łatwą dostępność na rynku, będzie światłowód G.652.D, charakteryzujący się wartością γ_{XPM} równą ok. $1,24 (W \cdot km)^{-1}$, co oznacza konieczność wykorzystania źródła

fali pompującej o mocy 1,5 W. W sytuacji, gdy występuje możliwość zastosowania bardziej nieliniowego światłowodu, wybór źródła światła fali pompującej jest nie mniej rygorystyczny, należy bowiem wziąć pod uwagę zjawisko NPR ujawniające się dla niższych wejściowych wartości mocy fali pompującej. Pod tym warunkiem, jak wykazano w podpunkcie 4.3.4.2 stosując bardziej nieliniowe włókno światłowodowe możliwe jest uzyskanie takiej samej efektywności przyciągania polaryzacji przy niższej wartości wejściowej mocy fali pompującej. **Tym samym pierwszy cel rozprawy został osiągnięty.**

Analiza przeprowadzona dla konfiguracji odpowiadającej warunkom pomiarowym, jest zgodna z rezultatami badania efektywności nieliniowego przyciągania polaryzacji dla różnych wartości PMDc światłowodu przeprowadzonego w podpunkcie 4.3.4.1. Przy założeniu wartości PMDc światłowodu równej $0,02 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$ minimalna osiągalna wartość α_{max} wzrasta do ok. 27° dla światłowodu o długości 10 km, wejściowej wartości mocy fali pompującej równej 1,5 W i polaryzacji liniowej poziomej. Dla światłowodu o długości 15 km minimalna wartość α_{max} dla polaryzacji liniowej poziomej wzrasta do ok. 45° , ze względu na zauważalny skumulowany wpływ zaburzenia polaryzacji wprowadzanego przez dwójłomność światłowodu w porównaniu do rezultatów uzyskanych dla $0,01 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$. Silniejsze zaburzenie procesu SRS przekłada się również na zauważalne wzrosty wartości α_{max} w zakresie mocy fali pompującej, dla którego widoczny jest efekt wyczerpania fali pompującej. Oznacza to brak możliwości dalszej redukcji wartości α_{max} , a więc i zanik procesu przyciągania polaryzacji, nawet pomimo niezerowych wartości PDG i wysokich średnich wartości wzmocnienia. Rosnące średnie wartości DOP fali wzmacnianej w całym zakresie mocy fali pompującej oraz malejące wartości σ DOP oznaczają, iż w analizowanym modelu numerycznym proces wyczerpania fali pompującej nie skutkował depolaryzacją fali wzmacnianej.

W tabeli 4.4 zestawiono parametry konfiguracji umożliwiających uzyskanie najwyższej efektywności procesu przyciągania polaryzacji.

Tabela 4.4 Zestawienie parametrów umożliwiających osiągnięcie maksymalnej efektywności nieliniowego przyciągania polaryzacji, repolaryzacji i wzmocnienia.

Konfiguracja propagacyjna	Wejściowy stan polaryzacji fali pompującej	$P_0(0)$ [W]	γ_{XPM} $[(W \cdot km)^{-1}]$	L [km]	Typ światłowodu
Współbieżna	Liniowa pionowa	1,5	1,24	10	G.652.D
Współbieżna	Liniowa $+45^\circ$	1,5	1,24	10	G.652.D

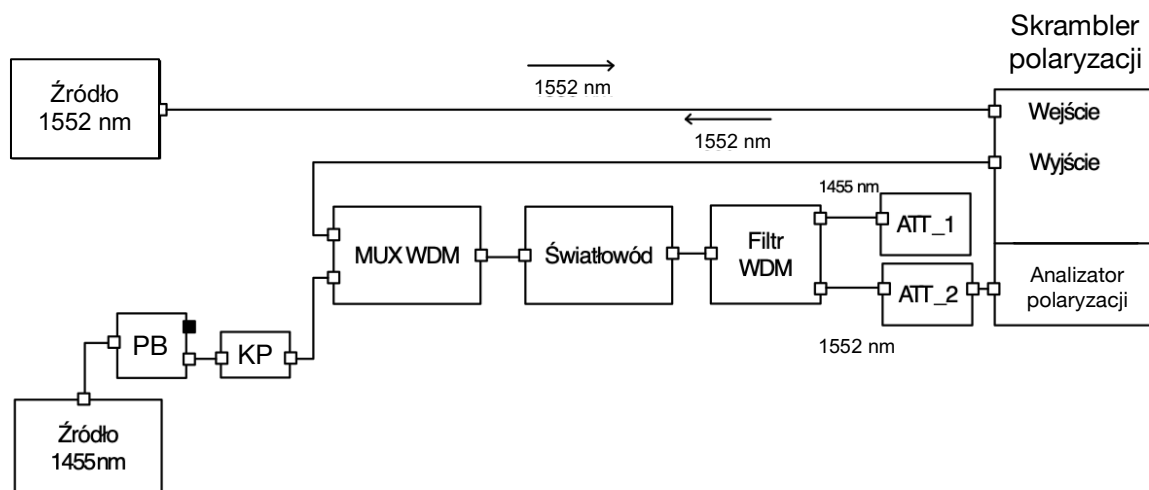
Współbieżna	Liniowa pionowa	1,2	1,24	16	G.652.D
Współbieżna	Liniowa pionowa	1,2	1,24	17	G.652.D

5. Eksperymentalna weryfikacja procesu przyciągania polaryzacji dla sygnału o długości fali 1552 nm w warunkach laboratoryjnych

W niniejszym rozdziale przedstawiono rezultaty eksperymentalnej weryfikacji efektywności procesu nieliniowego przyciągania polaryzacji i wzmocnienia dla fali wzmacnianej o długości 1552 nm. W celu weryfikacji właściwości obu procesów w zależności od parametrów charakterystycznych opisanych w rozdziale 4, wykorzystano laser pompujący o długości fali 1455 nm i maksymalnej mocy 2,6 W, dwa odcinki światłowodu G.652.D o długościach 10 km oraz 15 km oraz różne wejściowe stany polaryzacji pompy. Bazując na wnioskach wyciągniętych na podstawie badań teoretycznych przedstawionych w rozdziale 4, przyjęto współbieżną konfigurację propagacji pompy i sygnału, jako obowiązującą podczas badań laboratoryjnych.

5.1. Opis układu pomiarowego

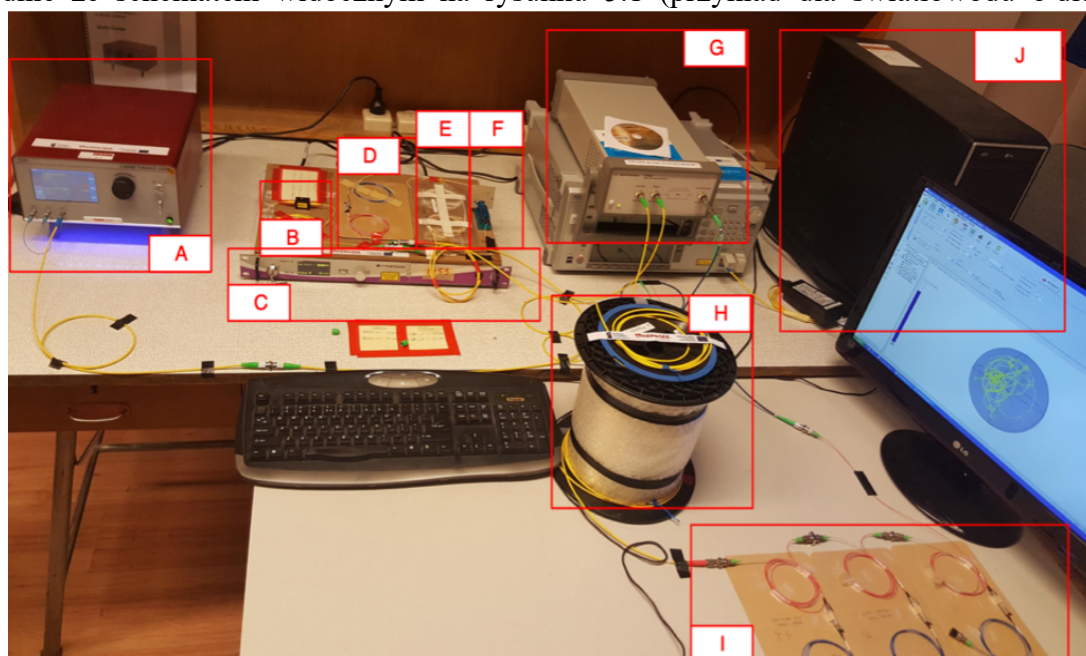
W tym podrozdziale przedstawiono układ badawczy wraz z wyszczególnieniem parametrów stosowanych w nim urządzeń. Zaprezentowany na rysunku 5.1 schemat blokowy układu pomiarowego umożliwia weryfikację efektywności procesu nieliniowego przyciągania polaryzacji i wzmocnienia dla fali wzmacnianej o długości 1552 nm w konfiguracji współbieżnej. W układzie tym, fala wzmacniana podawana jest ze źródła na wejście skramblera



Rys. 5.1 Schemat blokowy układu do weryfikacji właściwości nieliniowego przyciągania polaryzacji i wzmocnienia fali wzmacnianej w warunkach laboratoryjnych. KP - kontroler polaryzacji, PB - dzielnik polaryzacji, MUX WDM - układ sprzęgający moc fali pompującej i wzmacnianej, Filtr WDM - układ separujący moc fali pompującej i wzmacnianej, ATT_1 - tłumik optyczny dla odseparowanej mocy fali pompującej, ATT_2 - tłumik optyczny dla fali wzmacnianej.

polaryzacji, w celu uzyskania równego rozmieszczenia stanów polaryzacji sygnału na sferze Poincaré. Z wyjścia skramblera fala wzmacniana jest podawana na wejście elementu sprzęgającego moc fali pompującej o długości 1455 nm (MUX WDM). Moc fali pompującej ze źródła trafia na wejście dzielnika polaryzacji (PBS), spełniającego funkcję polaryzatora światła. Kontroler polaryzacji (KP), umieszczony za dzielnikiem polaryzacji, ma umożliwić ustawienie dowolnego, wejściowego stanu polaryzacji. Z wyjścia układu sprzęgającego (MUX WDM), fale wzmacniana oraz pompująca podawane są na wejście światłowodu, w którym zachodzi interakcja między nimi na zasadzie wymuszonego rozpraszania Ramana. Element filtrujący (Filtr WDM) ma za zadanie separacji mocy fali pompującej od wzmacnianej na wyjściu światłowodu. Celem zastosowania tłumików ATT_1 oraz ATT_2 jest wytłumienie odpowiednio mocy fali pompującej i wzmacnianej. Zastosowanie tłumika ATT_1 jest niezbędne ze względu na możliwy, wysoki poziom fali pompującej na wyjściu światłowodu i konieczność zapewnienia bezpieczeństwa pracy. Tłumik ATT_2 ma za zadanie dostosować moc fali wzmacnianej przed podaniem go na wejście analizatora polaryzacji w celu próbkowania. Jest to nieodzowne, ze względu na możliwość uszkodzenia fotodetektora w układzie detekcji analizatora polaryzacji.

Na rysunku 5.2 przedstawiono fotografię układu pomiarowego umożliwiającego pomiar zgodnie ze schematem widocznym na rysunku 5.1 (przykład dla światłowodu o długości



Rys. 5.2 Fotografia układu pomiarowego do weryfikacji właściwości nieliniowego przyciągania polaryzacji i wzmocnienia fali wzmacnianej w warunkach laboratoryjnych. A - źródło fali 1552 nm, B - ATT_1, C - źródło 1455 nm, D - MUX WDM, E - dzielnik polaryzacji, F - kontroler polaryzacji dla źródła 1455 nm, G - analizator polaryzacji z funkcją skramblera oraz ATT_2, H - światłowód o długości 10 km, I - filtr WDM, J - komputer.

10 km). Poniższa tabela 5.1 przedstawia zestawienie najważniejszych parametrów urządzeń wchodzących w skład układu pomiarowego. Przedstawiona na rysunkach 5.1 oraz 5.2 zakładana konstrukcja układu pomiarowego, jak również parametry wykorzystywanych urządzeń zawarte w tabeli 5.1, mają bezpośredni wpływ na możliwość przeprowadzenia pomiarów. Dla przykładu: wspomniana już konieczność spolaryzowania światła lasera pompującego oraz wprowadzenia go do światłowodu, powoduje znaczne wytłumienie fali pompującej, w stosunku do mocy maksymalnej. Z tego względu określenie scenariusza symulacyjnego oraz pomiarowego, zostanie wsparte analizą wpływu układu pomiarowego na poszczególne kluczowe parametry pomiarowe, czyli moc fali wzmacnianej oraz pompującej na wejściu światłowodu, zbiór wejściowych stanów polaryzacji fali pompującej, czy ilość próbek wejściowego stanu polaryzacji fali wzmacnianej.

Tabela 5.1 Zestawienie najważniejszych parametrów urządzeń stosowanych w układzie pomiarowym przedstawionym na rysunkach 4.1 oraz 4.2.

Oznaczenie	Typ urządzenia	Model (producent)	Zestaw najważniejszych parametrów	
			Parametr	Wartość
Źródło 1552 nm	Źródło fali wzmacnianej o długości 1552 nm	TLX-1 Tunable Laser Source C-Band (Thorlabs)	Maksymalna moc wyjściowa	14,5 dBm
			Szerokość linii widmowej	10 kHz
			Dokładność określenia częstotliwości	$\pm 1,5$ GHz
			Rozdzielczość zmiany częstotliwości	50 GHz
			Optyczny stosunek sygnału do szumu (typ.)	60 dB
			Wytłumienie modów bocznych	55 dB

Źródło 1455 nm	Źródło fali pompującej o długości 1455 nm	CRFL-02-1455 (LEA Photonics)	Maksymalna moc wyjściowa	2,6 W
			Szerokość linii widmowej	0,5 nm
			Stabilność emitowanej mocy	0,28% rms w ciągu godziny
			Wy tłumienie modów bocznych	22,4 dB
			Względna gęstość szumów (max)	-105 dB/Hz
PBS	Dzielnik polaryzacji	Polarisation Beam Splitter (OZ Optics)	Straty wtrąceniowe	0,1 dB
KP	Kontroler polaryzacji	Generic OZ Optics Product (OZ Optics)	Straty wtrąceniowe	0,1 dB
MUX WDM	Trójportowy układ WDM	Wykonany na zamówienie (FOC)	Straty wtrąceniowe	0,4 dB
Światło-wód	Odcinek jednomodowego włókna światłowodowego typu G.652.D	SMF-28e (Corning)	Długość	10, 15 km
			Tłumienność	0,25 dB/km@1550 nm
			PMDc	0,02 ps/ $\sqrt{km}$
			γ_{XPM}	ok. 1,24 (W · km) ⁻¹
Filtr WDM	Trójportowy układ WDM	Wykonany na zamówienie (FOC)	Straty wtrąceniowe	1 dB
ATT_1	Tłumik optyczny	TL-FCA-SM-30dB (Optomer)	Tłumienie	30 dB
ATT_2	Tłumik optyczny	TL-FCA-SM-25dB (Optomer)	Tłumienie	25 dB

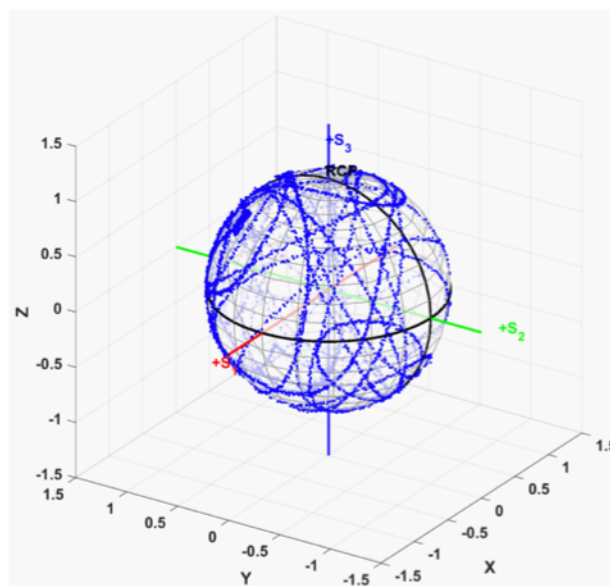
-	Analizator polaryzacji z funkcją skramblera	Keysight Agilent N7788B	Straty wtrąceń	ok. 3 dB
			Szybkość próbkowania	5000 pr/s
			Szybkość rotacji w układzie skramblera	160 rad

5.2. Opracowanie parametrów scenariusza pomiarowego w oparciu o właściwości dostępnych urządzeń oraz układu pomiarowego

Poniżej przedstawiono procedurę wyboru wartości parametrów scenariusza pomiarowego, z uwzględnieniem parametrów stosowanych urządzeń oraz układu badawczego.

5.2.1. Wejściowy stan polaryzacji, DOP oraz moc fali wzmacnianej

Stany polaryzacji fali wzmacnianej na wejściu światłowodu powinny być równomiernie rozmieszczone na sferze Poincaré, co oznacza weryfikację efektywności przyciągania polaryzacji dla niemalże każdego możliwego stanu polaryzacji sygnału. Funkcjonalność wykorzystanego skramblera polaryzacji, wbudowanego w analizator polaryzacji, pozwala na równomierne i pseudolosowe pokrycie całej sfery w tym przypadku przy pomocy odpowiedniej konfiguracji ustawień skramblera polaryzacji i analizatora polaryzacji (czas i częstotliwość próbkowania), ustalono 10000 pseudolosowych wejściowych stanów polaryzacji sygnału w czasie pojedynczego pomiaru. Na rysunku 5.3 przedstawiono rezultat działania skramblera polaryzacji dla długości fali równej 1552 nm. Wykorzystanie skramblera polaryzacji do uzyskania pseudolosowego rozkładu stanów polaryzacji na wejściu światłowodu, wpływa także na moc sygnału wprowadzając tłumienie na poziomie 3 dB, zgodnie z tabelą 5.1. Z tego względu fala wzmacniana emitowana ze źródła na poziomie ok. 1,4 dBm, na wejściu światłowodu charakteryzuje się poziomem mocy ok. -1,6 dBm, co daje ok. 0,7 mW. Jak przedstawiono w publikacji [54], zakładając wejściową moc fali pompującej na poziomie 1 W, wejściowa moc fali wzmacnianej na poziomie 0,7 mW wymusza uwzględnienie wpływu fali wzmacnianej na pompującą, podobnie jak w przypadku symulacji przedstawionych w rozdziale 4, gdzie wejściowa moc fali wzmacnianej wynosiła 1 mW. Stopień spolaryzowania fali wzmacnianej na wejściu światłowodu, w wyniku zastosowania skramblowania polaryzacji, został określony na ok. 90%.



Rys. 5.3 Rozmieszczenie rzutów stanów polaryzacji fali wzmacnianej na sferze Poincaré, otrzymanych jako rezultat działania skramblera polaryzacji.

5.2.2. Długość i typ światłowodu

Do realizacji pomiarów dostępne były szpule światłowodowe o długościach 10 km i 15 km. Typ włókna przeznaczony do badań to G.652D, wybrany ze względu na jego dostępność na rynku. Wartość współczynnika γ_{XPM} , wykorzystywana w rozdziale 4 do określenia stopnia nieliniowości światłowodu, wynosi ok. $1,24 (W \cdot km)^{-1}$, co odpowiada nieliniowej składowej współczynnika załamania n_2 równej $2,6 \cdot 10^{-20} m^2/W$.

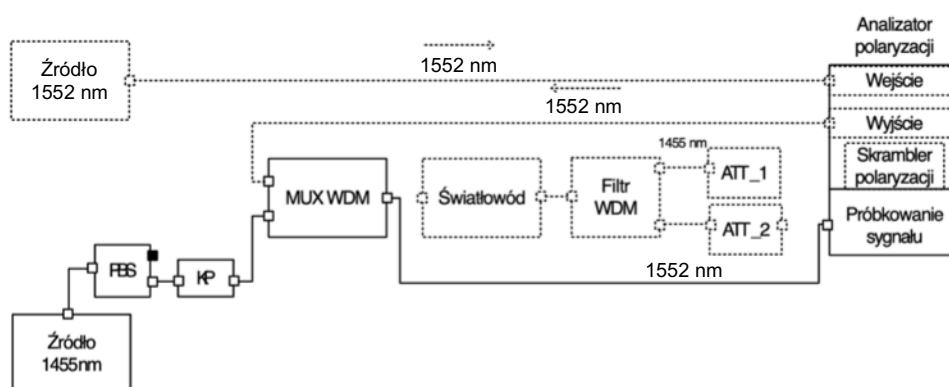
5.2.3. Wejściowa moc fali pompującej

W układzie przedstawionym na rysunku 5.1 wykorzystano źródło fali pompującej o maksymalnej mocy 2,6 W fali ciągłej, jednakże, ze względu na fakt, iż jest to, jako typowy wzmacniacz Ramana, źródło światła niespolaryzowanego, występuje konieczność wykorzystania dzielnika polaryzacji (PBS), aby na wejściu kontrolera polaryzacji (KP) uzyskać światło spolaryzowane. Ta operacja, mimo swojej skuteczności, powoduje wystąpienie efektu dodatkowego tłumienia na poziomie ok. 3 dB. Uwzględniając dodatkowe tłumienie jakie wprowadzają kontroler polaryzacji oraz sprzęgający układ WDM (MUX WDM) zgodnie z tabelą 5.1, efektywna maksymalna moc fali pompującej, która trafia do światłowodu szacowana jest na ok. 3,5 dB niższym poziomie od maksymalnej wartości wskazanej przez producenta w efekcie czego faktyczna maksymalna moc fali pompującej wprowadzana do światłowodu wynosi ok. 1,15 W.

W celu charakteryzacji zmiany stopnia agregacji punktów na sferze Poincaré pod wpływem zmian mocy pompy, określono 11 poziomów mocy pompy na wejściu światłowodu, od wartości ok. 0,56 W do 1,15 W.

5.2.4. Wejściowe stany polaryzacji fali pompującej

Jak pokazała analiza rezultatów symulacji w rozdziale 4, efektywność przyciągania polaryzacji, mierzona stopniem agregacji stanów polaryzacji sygnału na sferze Poincaré, zależy nie tylko od wejściowego poziomu mocy fali pompującej i długości światłowodu, ale także od wejściowego stanu polaryzacji pompy. Z tego względu przed dokonaniem pomiarów, dokonano wyboru analizowanych wejściowych stanów polaryzacji pompy. Wyboru dokonano bezpośrednio monitorując stan polaryzacji na analizatorze polaryzacji zgodnie ze schematem blokowym przedstawionym na rysunku 5.4. Jest to zmodyfikowana postać układu pomiarowego z rysunku 5.1, z tą różnicą, iż dla weryfikacji stanu polaryzacji pompy wyjście modułu sprzęgającego MUX WDM jest połączone bezpośrednio do analizatora polaryzacji w tej sytuacji światło emitowane jest wyłącznie przez źródło fali pompującej 1455 nm, natomiast źródło sygnału 1552 nm zostaje wyłączone.



Rys. 5.4 Schemat układu do wyznaczenia i weryfikacji wejściowego stanu polaryzacji fali pompującej. Oznaczenia zgodne z rysunkiem 5.1.

Na rysunku 5.5 przedstawiono fotografię układu pomiarowego umożliwiającego weryfikację wejściowego stanu polaryzacji pompy. Kryterium wyboru grupy stanów polaryzacji pompy, wykorzystywanych do pomiarów, był stopień spolaryzowania światła pompy. Przy pomocy kontrolera polaryzacji wybrano trzy stany polaryzacji pompy o jak najwyższych i zbliżonych do siebie wartościach stopnia spolaryzowania światła. Konieczność zwrócenia uwagi na stopień spolaryzowania światła wynika faktu przyjęcia w symulacjach w pełni spolaryzowanego światła pompy, dla każdego stanu polaryzacji pompy. W przypadku fizycznie dostępnego źródła fali pompującej, manipulowanie kontrolerem polaryzacji, umieszczonym tuż



Rys. 5.5 Fotografia układu umożliwiającego wyznaczenie oraz weryfikację stanu polaryzacji fali pompującej na wejściu światłowodu. A - wyjście układu źródła fali pompującej podłączone bezpośrednio do analizatora polaryzacji.

za dzielnikiem polaryzacji (zgodnie z rysunkami 5.1 oraz 5.4), umożliwiło zmianę stanu polaryzacji fali pompującej na wejściu układu sprzęgającego (MUX WDM). Biorąc to pod uwagę wybrano trzy wejściowe stany polaryzacji: liniowy pionowy, liniowy poziomy oraz liniowy $+45^\circ$.

Poniżej w tabeli 5.2 przedstawiono zestaw parametrów pomiarowych, wynikający z przeprowadzonej analizy układu pomiarowego z wykorzystaniem dostępnych urządzeń.

5.3. Rezultaty pomiarów

W tym podrozdziale przedstawiono rezultaty pomiarów dokonanych zgodnie z parametrami zawartymi w tabeli 5.2. Podobnie jak w przypadku analizy teoretycznej, przedstawionej w rozdziale 4, zaprezentowano kolejno rezultaty nieliniowego przyciągania polaryzacji, kontroli stopnia spolaryzowania światła oraz wzmocnienia fali pompującej.

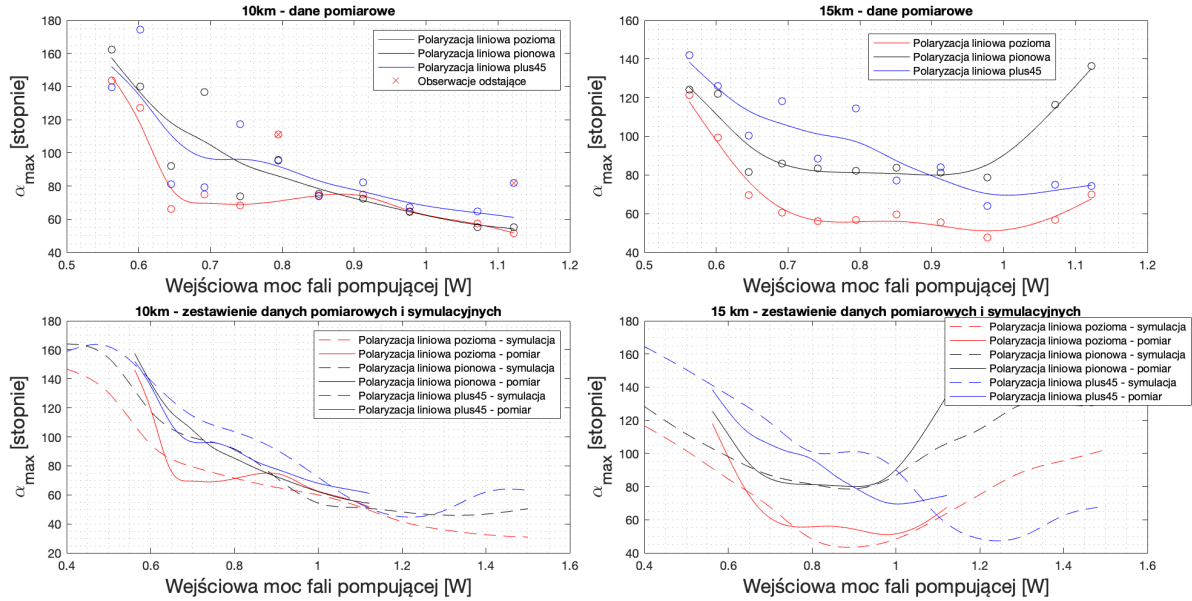
5.3.1. Analiza efektywności zmian polaryzacji

Na rysunku 5.6 przedstawiono rezultat nieliniowego przyciągania polaryzacji w postaci charakterystyk zależności wartości kąta α_{max} od wejściowej mocy fali pompującej dla różnych wejściowych stanów polaryzacji fali pompującej i dwóch długości światłowodu. W przypadku długości równej 10 km wzrost wejściowej mocy fali pompującej prowadzi do redukcji wartości

Tabela 5.2 Zestawienie najważniejszych parametrów pomiarowych

Nazwa parametru	Symbol	Wartość lub zakres wartości	Jednostka
Długość fali wzmacnianej	λ_s	1552	nm
Wejściowa moc fali wzmacnianej	$S_0(0)$	0,7	mW
Ilość wejściowych stanów polaryzacji fali wzmacnianej	-	10000	-
Stopień spolaryzowania fali wzmacnianej	-	90	%
Długość fali pompującej	λ_p	1455	nm
Wejściowa moc fali pompującej	$P_0(0)$	0,56; 0,60; 0,64; 0,69; 0,74; 0,79; 0,85; 0,91; 0,97; 1,07; 1,15	W
Długość światłowodu	L	10, 15	km
Nieliniowa składowa współczynnika załamania	n_2	$2,6 \cdot 10^{-20}$	m^2/W
Nieliniowy współczynnik Kerra dla XPM	γ_{XPM}	1,24	$(W \cdot km)^{-1}$
Współczynnik dyspersji polaryzacyjnej światłowodu	PMD_C	0,02	$ps/\sqrt{km}$
Wejściowy stan polaryzacji fali pompującej	-	Liniowa pionowa, liniowa pozioma, liniowa plus 45	-

α_{max} dla liniowych pionowej i poziomej polaryzacji fali pompującej. W zakładanym zakresie mocy fali pompującej uzyskana efektywność nieliniowego przyciągania polaryzacji pozwoliła osiągnąć wartość α_{max} równą ok. 55° przy mocy fali pompującej równej 1,15 W dla polaryzacji liniowych pionowej i poziomej. Dla polaryzacji liniowej +45° wartość α_{max} utrzymuje się na poziomie 75° dla mocy fali pompującej powyżej 0,9 W. Zwiększenie długości światłowodu do 15 km prowadzi do redukcji efektywności procesu nieliniowego przyciągania polaryzacji.



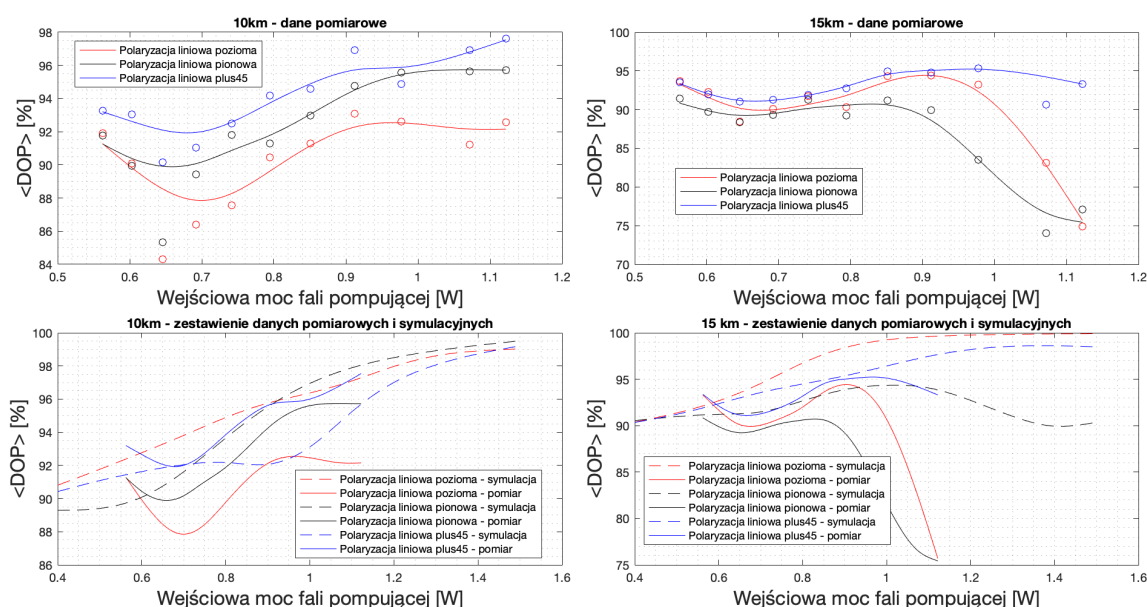
Rys. 5.6 Charakterystyki zależności maksymalnej wartości kąta odchylenia stanów polaryzacji fali wzmacnianej od centrum klastra stanów polaryzacji (α_{max}) od mocy fali pompującej dla trzech wejściowych stanów polaryzacji fali pompującej i światłowodu o długościach 10 km i 15 km. Zestawienie rezultatów pomiarowych i symulacyjnych.

W przypadku polaryzacji liniowych pionowej i poziomej dla mocy fali pompującej wyższej niż 0,7 W. Dla polaryzacji liniowej poziomej zwiększenie długości propagacji spowodowało spowolnienie tendencji redukcji wartości α_{max} . Mimo iż minimalna osiągalna wartość α_{max} wynosi ok 50° dla wejściowej wartości mocy fali pompującej równej ok. 0,97 W, zmiana α_{max} w zakresie od 0,7 W do 1 W wynosi zaledwie 10°. Efekt ten został zauważony w rozdziale 4, gdzie przy braku wyraźnego nasycenia procesu wzmocnienia oraz braku wpływu zjawiska NPR na proces przyciągania polaryzacji, wzrost długości światłowodu przekładał się na silniejszy skumulowany wpływ dwójłomności światłowodu na proces oddziaływania pomiędzy falą pompującą i wzmacnianą. W przypadku eksperymentalnym siła zaburzenia wprowadzanego przez dwójłomność światłowodu jest większa niż w przypadku analizy w punkcie 4.3.2, ze względu na wyższą wartość współczynnika PMDc światłowodu. Przekłada się to zarówno na wyższą minimalną wartość α_{max} , ale również zauważalne spowolnienie redukcji α_{max} dla mocy pompy powyżej 0,7 W. Dla polaryzacji liniowej pionowej zauważyć można, że charakterystyka α_{max} wykazuje nasycenie dla podobnej wejściowej wartości mocy fali pompującej jak w przypadku polaryzacji liniowej poziomej, jednakże wartość α_{max} , dla której to następuje wynosi ok. 85°, co świadczy o niższej efektywności przyciągania polaryzacji w stosunku do polaryzacji liniowej poziomej. Podobnie niższą efektywność przyciągania polaryzacji zaobserwować można dla polaryzacji liniowej +45°, jednakże w tym przypadku niemalże w całym zakresie wejściowej wartości mocy fali pompującej występuje redukcja wartości α_{max} , choć zachodzi ona wolniej niż dla polaryzacji liniowych pionowej i poziomej.

W celu dokonania maksymalnie dokładnej analizy zmiany α_{max} dla mocy wyższej niż 1 W, w którym to zakresie widoczne są wzrosty wartości α_{max} , należy ocenić zmianę stopnia spolaryzowania światła oraz wzmocnienia fali wzmacnianej w funkcji wejściowej wartości mocy fali pompującej.

5.3.2. Analiza efektywności zmian stopnia spolaryzowania światła

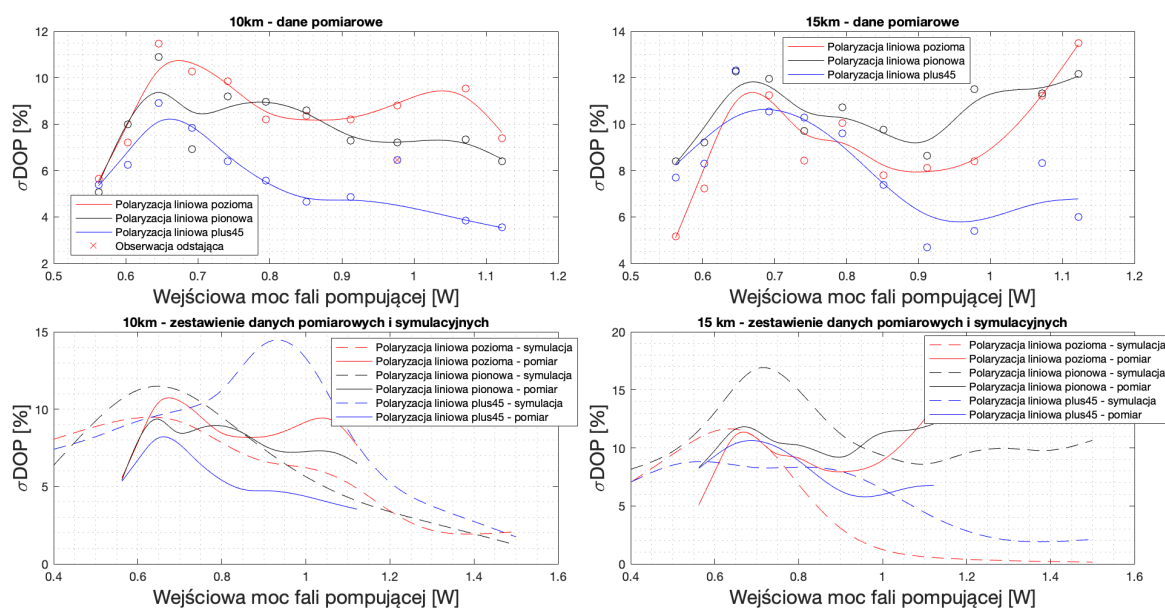
Charakterystyki zależności stopnia spolaryzowania światła fali wzmacnianej od wartości wejściowej mocy fali pompującej dla różnych wejściowych stanów polaryzacji fali pompującej i dwóch długości światłowodu zostały przedstawione na rysunku 5.7. W przypadku światłowodu o długości 10 km możliwe jest uzyskanie efektu repolaryzacji fali wzmacnianej do 97% dla liniowej $+45^\circ$ wejściowej polaryzacji fali pompującej oraz wejściowej mocy fali pompującej większej niż 1 W. Efektywność repolaryzacji jest zależna od wejściowej polaryzacji fali pompującej, gdyż dla polaryzacji liniowej poziomej maksymalna uzyskana



Rys. 5.7 Charakterystyki zależności średniej wartości stopnia spolaryzowania fali wzmacnianej od centrum klastra stanów polaryzacji (α_{max}) od mocy fali pompującej dla trzech wejściowych stanów polaryzacji fali pompującej i światłowodu o długościach 10 km i 15 km. Zestawienie rezultatów pomiarowych i symulacyjnych.

wartość DOP w podobnym zakresie wejściowej mocy fali pompującej wynosi 92%. Różnice rzędu 4% w wartościach DOP uzyskiwanych nie przekładają się na znaczące różnice w efektywności przyciągania polaryzacji, gdyż obserwowane charakterystyki α_{max} dla polaryzacji liniowych poziomej i pionowej w zakresie wejściowej wartości mocy fali pompującej powyżej 1 W, są zbliżone wartościami. Dla światłowodu o długości 15 km wartość DOP utrzymywana jest powyżej 90 % dla wejściowej wartości mocy fali pompującej poniżej 0,9 W, zatem repolaryzacja fali wzmacnianej nie zachodzi w przypadku światłowodu o tej

długości. Dalszy wzrost mocy fali pompującej powoduje redukcję wartości DOP dla polaryzacji liniowych pionowej i poziomej do ok. 75 %. Tak znacząca degradacja wartości DOP jest wywołana przez efekt wyczerpania fali pompującej. Potwierdzają to także charakterystyki odchylenia standardowego DOP fali wzmacnianej przedstawione na rysunku 5.8. Zauważyć można, że w przypadku światłowodu o długości 10 km repolaryzacji fali wzmacnianej towarzyszy redukcja fluktuacji DOP. Dla przykładu polaryzacji liniowej $+45^\circ$, dla mocy powyżej 0,7 W razem z wzrostem średniej wartości DOP do ok 98 %, wartości σ DOP maleją do ok. 4 % dla 1,5 W mocy fali pompującej. W przypadku światłowodu o długości 15 km widać, że depolaryzacja fali wzmacnianej pociąga za sobą również wzrost fluktuacji wartości DOP. Jest to szczególnie widoczne w przypadku polaryzacji liniowej pionowej i poziomej. Zgodnie z opisem zjawiska wyczerpania fali pompującej przedstawionym w rozdziale 4, depolaryzacja i wzrost fluktuacji stopnia spolaryzowania fali wzmacnianej oznaczają, iż depolaryzacji ulega fala pompująca w takim przypadku oprócz słabnącego wpływu fali pompującej na wzmacnianą wskutek wzmocnienia oraz niejako wstecznego wpływu fali wzmacnianej na pompującą, depolaryzacja fali pompującej dodatkowo redukuje efektywność przyciągania polaryzacji. Z tego względu widoczne są rozbieżności pomiędzy rezultatami pomiarowymi i symulacyjnymi. W przypadku danych pomiarowych porównując charakterystyki DOP i α_{max} , zauważyć można, iż degradacja wartości DOP i wzrost fluktuacji DOP wraz ze wzrostem wejściowej wartości mocy fali pompującej są skojarzone ze wzrostem wartości α_{max} dla światłowodu o długości 15 km, polaryzacji



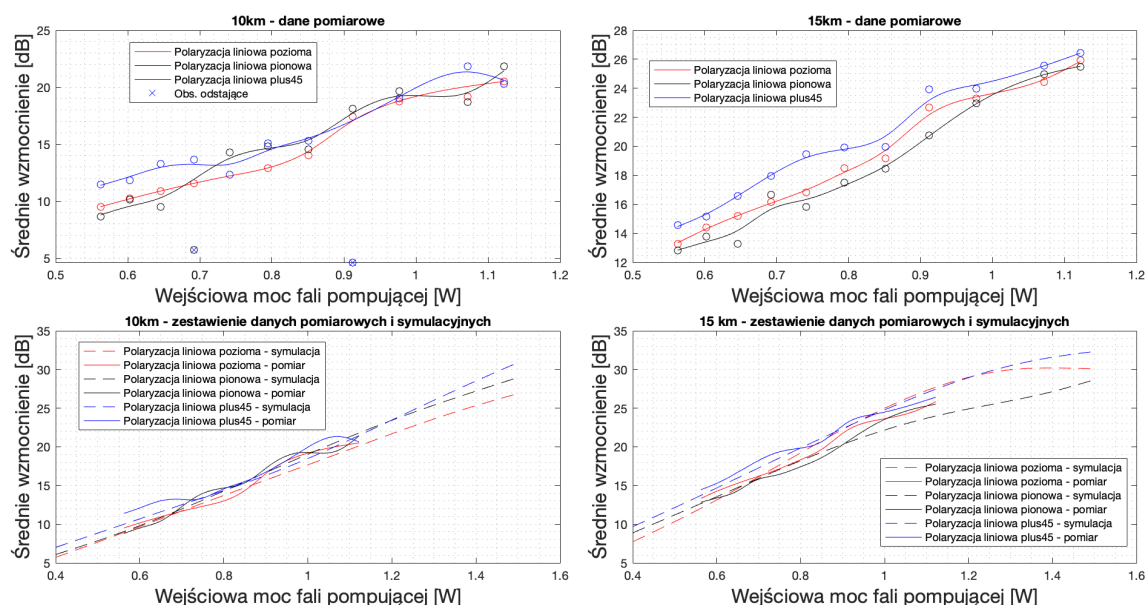
Rys. 5.8 Charakterystyki zależności odchylenia standardowego wartości stopnia spolaryzowania fali wzmacnianej od centrum klastra stanów polaryzacji (α_{max}) dla trzech wejściowych stanów polaryzacji fali pompującej i światłowodu o długościach 10 km i 15 km. Zestawienie rezultatów pomiarowych i symulacyjnych.

liniowych pionowej i poziomej i mocy powyżej 0,9 W. Oznacza to, że w procesie SRS, na skutek wyczerpania fali pompującej dominującą rolę przejmuje zaburzenie wprowadzane przez dwójłomność światłowodu. Uzyskiwane w tym zakresie mocy wartości α_{max} są wyższe niż wartości α_{max} otrzymane w wyniku symulacji, w ramach których nie stwierdzono depolaryzacji fali wzmacnianej.

5.3.3. Analiza efektywności procesu wzmocnienia

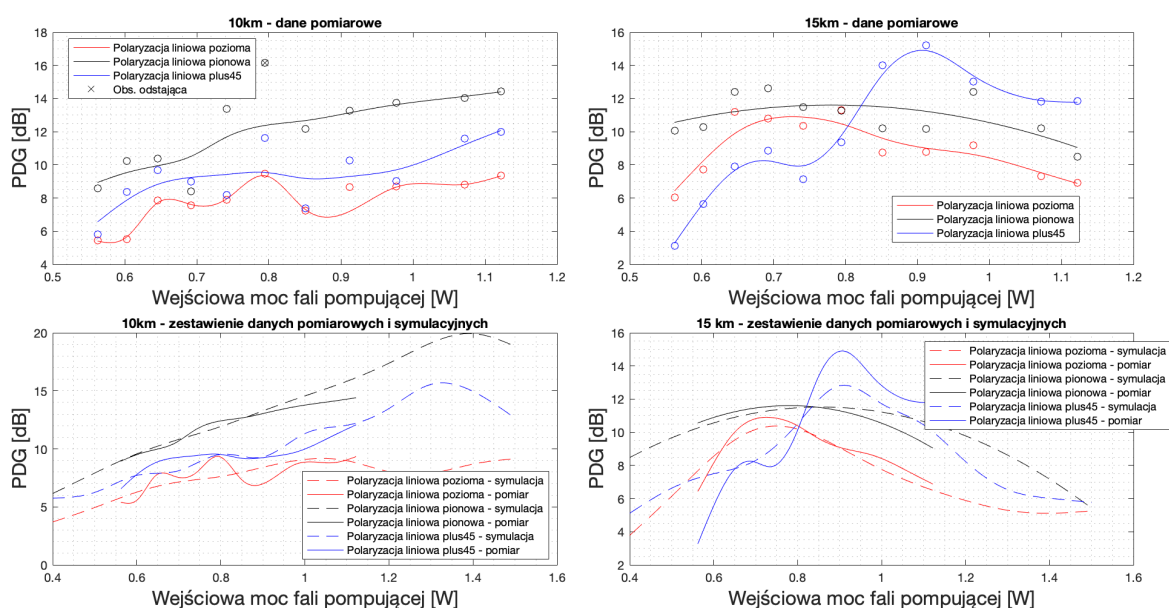
Rysunek 5.9 przedstawia pomiarowe charakterystyki zależności wartości średniej wzmocnienia od wartości wejściowej mocy fali pompującej dla różnych wejściowych stanów polaryzacji fali pompującej i różnych długości światłowodu w przypadku światłowodu o długości 10 km charakterystyka wzmocnienia narasta monotonicznie do poziomu ok 20 dB, co oznacza brak efektu nasycenia. Porównując rezultaty uzyskane dla symulacji i pomiarów można stwierdzić zgodność pomiędzy uzyskanymi wynikami. Dla długości 15 km uzyskane w pomiarach wartości wzmocnienia wzrastają do ok. 26 dB dla wejściowej mocy fali pompującej równej ok. 1,1 W. W zaprezentowanych rezultatach pomiarowych nie zaobserwowano efektu nasycenia procesu wzmocnienia.

Charakterystyki wzmocnienia zależnego od polaryzacji od wejściowej mocy fali pompującej dla badanych długości światłowodu i wejściowych stanów polaryzacji fali pompującej przedstawiono na rysunku 5.10. Otrzymane przebiegi PDG są powiązane z odpowiadającymi charakterystykami α_{max} oraz DOP fali wzmacnianej w przypadku światłowodu o długości



Rys. 5.9 Charakterystyki zależności średniej wartości wzmocnienia fali wzmacnianej od wartości wejściowej mocy fali pompującej dla różnych wejściowych polaryzacji fali pompującej i światłowodu o długościach 10 km i 15 km.

10 km wartości PDG rosną wraz ze wzrostem wartości wejściowej mocy fali pompującej, co wiąże się z redukcją bądź utrzymaniem wartości α_{max} . Zwiększenie długości światłowodu do 15 km prowadzi do fluktuacji wartości PDG. Zauważyć można, że wartości PDG narastają do pewnego maksimum, a następnie ulegają redukcji. Na przykładzie polaryzacji liniowej poziomej maksymalną wartość PDG równą ok. 11 dB uzyskuje się dla wejściowej wartości mocy fali pompującej równej ok. 0,7 W, a następnie wraz z dalszym wzrostem mocy fali pompującej maleje ona do ok. 7 dB. Porównując uzyskany przebieg PDG z charakterystyką α_{max} można zauważyć, że charakterystyka α_{max} wchodzi w obszar nasycenia w momencie, w którym przebieg PDG uzyskuje wartość maksymalną. Postępująca dalej redukcja wartości PDG jest powiązana ze słabnącą efektywnością przyciągania polaryzacji, jako że dla mocy fali pompującej wyższej niż 0,7 W tempo redukcji wartości α_{max} znacząco spowalnia, a następnie również ze względu na depolaryzację fali pompującej, zanika rozpoczynając wzrost α_{max} . Pozostaje to w zgodzie z przewidywaniami teoretycznymi i rezultatami przedstawionymi w rozdziale 4, gdzie potwierdzono zależność α_{max} od PDG, z której wynika, że maksimum charakterystyki PDG wyznacza maksimum efektywności przyciągania polaryzacji. Warto jednak zauważyć, że sama maksymalna uzyskiwana wartość PDG nie przekłada się jednoznacznie na to, który stan polaryzacji fali pompującej będzie pozwalał na uzyskanie niższej minimalnej wartości α_{max} i tym samym lepszej efektywności przyciągania polaryzacji. Dla polaryzacji liniowej +45° mimo, iż maksymalna wartość PDG równa ok. 15 dB jest wyższa od wartości PDG dla polaryzacji liniowej poziomej o ok. 4 dB, uzyskiwana minimalna wartość



Rys. 5.10 Charakterystyki zależności wzmocnienia zależnego od polaryzacji fali wzmacnianej od wartości wejściowej mocy fali pompującej dla różnych wejściowych polaryzacji fali pompującej i światłowodu o długościach 10 km i 15 km.

α_{max} jest wyższa. Z racji podobnego średniego poziomu wzmocnienia oraz wyższej, niż dla polaryzacji liniowej poziomej, wartości DOP w całym zakresie mocy fali pompującej, przyczyny niższej efektywności przyciągania polaryzacji dla polaryzacji liniowej $+45^\circ$ należy szukać w wyższej wrażliwości tej konfiguracji na zaburzenie wprowadzane przez dwójłomność światłowodu w przypadku polaryzacji liniowej pionowej wartości PDG są również wyższe od uzyskiwanych dla polaryzacji liniowej poziomej, jednakże w tym przypadku wartość DOP jest niższa. Zatem mimo silniejszego uzależnienia wzmocnienia od wzajemnej relacji między stanami polaryzacji fal pompującej i wzmacnianej, depolaryzacja fali wzmacnianej indukowana depolaryzacją fali pompującej powoduje niższą efektywność przyciągania polaryzacji dla tej konfiguracji.

5.4. Wnioski

Przedstawiona analiza stanowi eksperymentalną weryfikację efektywności nieliniowego przyciągania polaryzacji i wzmocnienia wykorzystujących wymuszone rozpraszanie Ramana we włóknie światłowodowym. W oparciu o dostępne urządzenia oraz elementy wykonano szereg pomiarów stopnia agregacji stanów polaryzacji fali wzmacnianej, jej stopnia spolaryzowania oraz uzyskanego wzmocnienia i wzmocnienia zależnego od polaryzacji. Biorąc pod uwagę rezultaty wcześniej opisaney analizy teoretycznej, charakterystyki wymienionych aspektów oddziaływań nieliniowych dokonano dla różnych wejściowych stanów polaryzacji i mocy fali wzmacnianej jak również długości światłowodu.

Zaprezentowane rezultaty potwierdzają wynikającą z rozważań teoretycznych korelację pomiędzy wzrostem wejściowej mocy fali pompującej, a wzmożoną koncentracją stanów polaryzacji fali wzmacnianej na sferze Poincaré mierzoną wartością kąta α_{max} .

Podobnie jak w przypadku analizy teoretycznej dokonanej w rozdziale 4 potwierdzono, iż dla wejściowej wartości mocy fali pompującej wyższej od pewnej wartości charakterystycznej dla każdej polaryzacji fali pompującej, wskutek efektu wyczerpania fali pompującej i skumulowanego wpływu dwójłomności światłowodu, charakterystyki α_{max} wykazują spowolnienie lub zatrzymanie redukcji wartości. Efekt ten jest bardziej zauważalny wraz ze wzrostem długości światłowodu. Uzyskane charakterystyki wzmocnienia zależnego od polaryzacji pozwalają wyznaczyć wartość mocy fali pompującej, dla której uzyskiwane jest najbardziej efektywne przyciąganie polaryzacji, jako że maksymalna wartość PDG skojarzona jest z minimum charakterystyki α_{max} . Tym samym analizując zmiany PDG możliwe jest

wyznaczenie mocy fali pompującej, dla której następuje zatrzymanie przyciągania polaryzacji bądź ponowna randomizacja stanów polaryzacji fali wzmacnianej.

Ponadto zaobserwować można, iż dla wyników pomiarowych następuje wzrost wartości α_{max} dla odpowiednio wysokiej mocy fali pompującej, co jest równoznaczne z ponownym rozpraszaniem stanów polaryzacji na sferze Poincaré. Jest to nierozdzielnie związane z otrzymanymi charakterystykami średniej wartości DOP oraz σ DOP fali wzmacnianej, które w przypadku danych pomiarowych wykazują cechy depolaryzacji i rosnących fluktuacji stopnia spolaryzowania dla odpowiednio wysokiej mocy fali pompującej i światłowodu o długości 15 km. Częściowa depolaryzacja fali wzmacnianej, indukowana wyczerpaniem fali pompującej, stanowi przeszkodę na drodze efektywnego przyciągania polaryzacji, czego oznaką jest wzrost wartości α_{max} . Obserwacje i wnioski dotyczące korelacji charakterystyk DOP i PDG ze zmianami α_{max} pozwoliły na **osiągnięcie drugiego celu niniejszej rozprawy**.

Biorąc pod uwagę rezultaty symulacji nieliniowego przyciągania polaryzacji przedstawione w rozdziale 4 dla różnych wartości współczynników PMDc (rysunek 4.12) i γ_{XPM} (rysunek 4.13) dalsza redukcja wartości α_{max} w stosunku do otrzymanych w ramach pomiarów wymaga zastosowania światłowodu o niższej wartości współczynnika PMDc lub też sprawdzenia szerszego zbioru wejściowych stanów polaryzacji fali pompującej. Jak wykazano efektywność nieliniowego przyciągania polaryzacji jest funkcją wejściowego stanu polaryzacji fali pompującej.

Biorąc pod uwagę powyższe obserwacje oraz rezultaty minimalną wartość kąta α_{max} równą 50° uzyskano dla liniowej poziomej polaryzacji fali pompującej i jej mocy równej ok. 0,97 W w przypadku zastosowania światłowodu o długości 15 km. Wiąże się to z wartością DOP fali wzmacnianej równą ok 93 %. Dla tej konfiguracji otrzymano wzmocnienie o wartości średniej na poziomie 22 dB oraz PDG równe ok. 8 dB. Podobną wartość α_{max} uzyskano również dla światłowodu o długości 10 km, polaryzacji liniowej poziomej i wejściowej wartości mocy fali pompującej równej 1,15 W. Konfiguracja wykorzystująca światłowód o długości 15 km wydaje się być bardziej korzystna ze względu na fakt mniejszej dynamiki zmian wartości α_{max} przy ewentualnych fluktuacjach mocy fali pompującej. Ponadto uwzględniając niższą wymaganą moc fali pompującej, to konfiguracja wykorzystująca światłowód o długości 15 km i polaryzację liniową poziomą będzie wykorzystana w rozdziale 6.

6. Weryfikacja procesu przyciągania polaryzacji przy zmianie długości fali wzmacnianej

Niniejszy rozdział przedstawia teoretyczną analizę właściwości nieliniowego przyciągania polaryzacji przy zmianie długości fali wzmacnianej oraz zachowaniu warunków w jakich uzyskano rezultaty zaprezentowane w rozdziale 5. Charakteryzacja procesu nieliniowego przyciągania polaryzacji w szerokim zakresie zmian długości fali wzmacnianej jest w ocenie autora kluczowym elementem oceny przydatności przyciągania polaryzacji do kontroli polaryzacji sygnałów w systemach transmisyjnych wykorzystujących polaryzację fali światła. Szerokie pasmo wzmocnienia procesu wymuszonego rozpraszania Ramana jest często wykorzystywane w aspekcie poprawy jakości transmisji w systemach WDM. Podobnie atrakcyjną funkcją może być kontrola polaryzacji w szerokim zakresie długości fali. Podobnie jak w poprzednich rozdziałach do kompleksowej analizy procesu przyciągania polaryzacji wykorzystana zostanie ocena stopnia agregacji stanów polaryzacji fali wzmacnianej na sferze Poincaré. Uzupełnieniem oceny procesu zmian stanu polaryzacji fali wzmacnianej pod wpływem fali pompującej, będzie weryfikacja właściwości wzmocnienia w ujęciu uśrednionym jak również wzmocnienia zależnego od polaryzacji. Analizy dokonano dla wejściowej mocy fali pompującej równej 0,97 W, polaryzacji liniowej poziomej oraz długości światłowodu typu G.652.D równej 15 km tworzących jedną z konfiguracji, dla których przeprowadzono analizę właściwości nieliniowego przyciągania polaryzacji i wzmocnienia w rozdziale 5.

6.1. Scenariusz i parametry symulacji

Do przeprowadzenia analizy wykorzystana została konfiguracja analogiczna do zastosowanej podczas badań efektywności nieliniowego przyciągania polaryzacji, których rezultaty przedstawiono w rozdziale 5. Schemat blokowy wykorzystany do przeprowadzenia analizy numerycznej w niniejszym rozdziale jest zgodny z przedstawionym na rysunku 5.1. Analizowany zakres zmian długości fali wzmacnianej został wybrany zgodnie z parametrami wykorzystywanego w rozdziale 5 lasera TLX-1. Umożliwiło to wykonanie obliczeń przy zmianie centralnej długości fali wzmacnianej w zakresie od 1527,99 nm (196,2 THz) do 1565,08 nm (191.55 THz). Laser pozwala na precyzyjne ustawianie centralnej częstotliwości emisji co 50 GHz, zgodnie z zaleceniem ITU-T G.694.1 [69].

Ze względu na rezultaty przedstawione w rozdziale 5 długość światłowodu, wejściowy stan polaryzacji oraz moc fali pompującej zostały ustalone na 15 km, liniową poziomą oraz 0,97 W.

W przypadku długości fali równej 1552 nm taka konfiguracja pozwala na osiągnięcie wartości kąta α_{max} równej ok 50° (rysunek 5.6). Skojarzone wartości DOP, wzmocnienia i PDG wynoszą odpowiednio 93 % (rysunek 5.7), 22 dB (rysunek 5.8) oraz 8 dB (rysunek 5.9). Konfiguracja ta została wybrana również ze względu na fakt spowolnienia redukcji wartości α_{max} dla mocy fali pompującej większej bądź równej 0,97 W, co przyczynia się do stabilności warunków pomiarowych przy ewentualnych niespodziewanych fluktuacji mocy fali pompującej.

Ze względu na złożoność obliczeniową oraz znaczną ilość generowanych danych ilość wejściowych stanów polaryzacji fali wzmacnianej została zredukowana do 18 w stosunku do 64 stosowanych w poprzednich iteracjach symulacji w rozdziale 4. Kluczowe parametry takie jak wejściowa moc fali pompującej, długość i typ światłowodu zostały ustawione zgodnie z warunkami pomiaru tj. 0,97 W oraz 15 km typu G.652.D. Wartość współczynnika PMDc światłowodu została ustawiona na $0,02 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$. Tabela 6.1 przedstawia podsumowanie najważniejszych parametrów symulacyjnych.

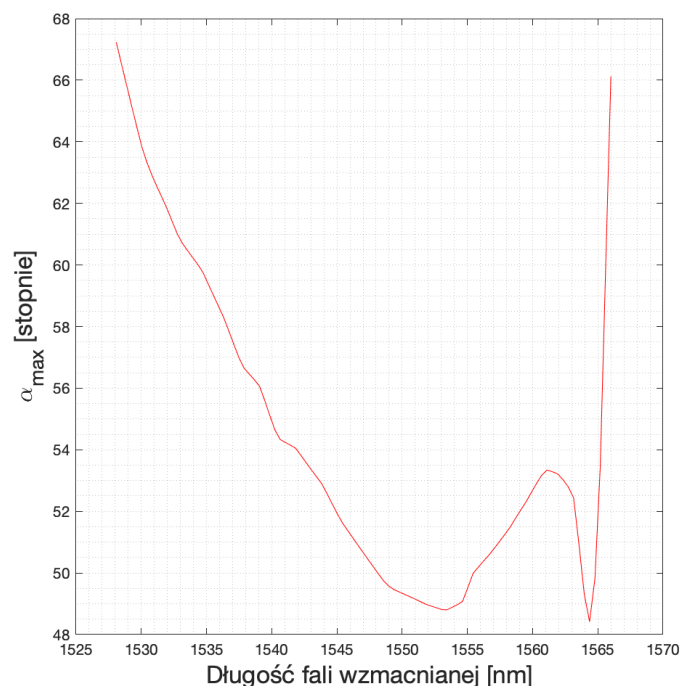
Tabela 6.1 Zestawienie najważniejszych parametrów symulacyjnych

Nazwa parametru	Symbol	Wartość lub zakres wartości	Jednostka
Długość fali wzmacnianej	λ_s	od 1527,99 do 1565,08	nm
Wejściowa moc fali wzmacnianej	S_0	0,7	mW
Ilość wejściowych stanów polaryzacji fali wzmacnianej	-	18	-
Długość fali pompującej	λ_p	1455	nm
Wejściowa moc fali pompującej	P_0	0,97	W
Długość światłowodu	L	15	km
Nieliniowa składowa współczynnika załamania	n_2	$2,6 \cdot 10^{-20}$	m^2/W
Nieliniowy współczynnik Kerra dla XPM	γ_{XPM}	1,24	$(\text{W} \cdot \text{km})^{-1}$

Współczynnik dyspersji polaryzacyjnej światłowodu	PMD_c	0,02	$ps/\sqrt{km}$
Wejściowy stan polaryzacji fali pompującej	-	Liniowa pozioma	-

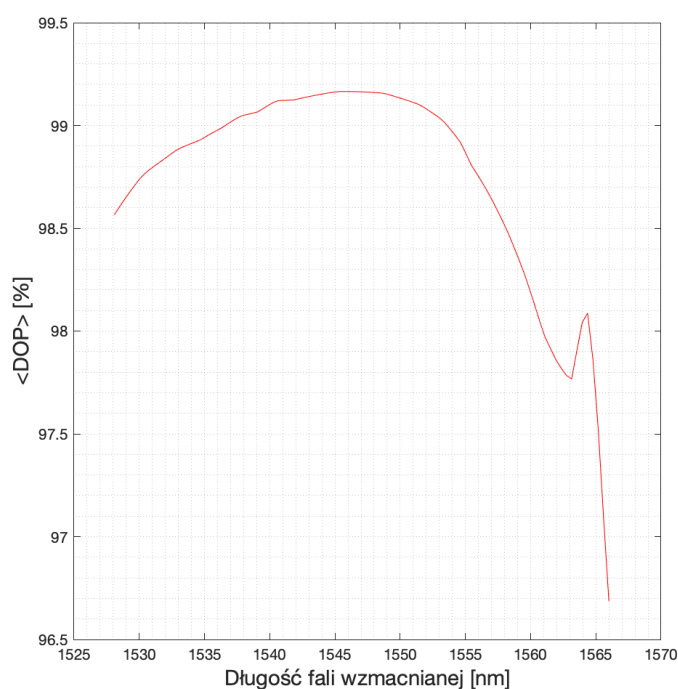
6.2. Rezultaty

Rysunek 6.1 przedstawia charakterystykę zależności maksymalnej wartości kąta α_{max} odchylenia stanów polaryzacji fali wzmacnianej od centrum klastra stanów polaryzacji. Zauważyć można, iż efektywność nieliniowego przyciągania polaryzacji silnie zależy od długości fali wzmacnianej, co prowadzi do lokalnego minimum charakterystyki α_{max} dla długości fali równej ok. 1553 nm. Odchylenie długości fali wzmacnianej od tej wartości powoduje wzrost wartości α_{max} , z zauważalnie bardziej stromym zboczem w kierunku fal dłuższych niż 1553 nm. Pozostaje to w zgodzie z przewidywaniami teoretycznymi, gdyż w tym zakresie długości fal odstęp częstotliwościowy rzędu 13,2 THz między falą pompującą, a wzmacnianą przekłada się na ok. 100 nm [13, 24, 29-30]. Można zauważyć, iż kształt charakterystyki symulacyjnej odzwierciedla wertykalnie odwrócony kształt profilu efektywnego współczynnika wzmocnienia w procesie wymuszonego rozpraszania Ramana,



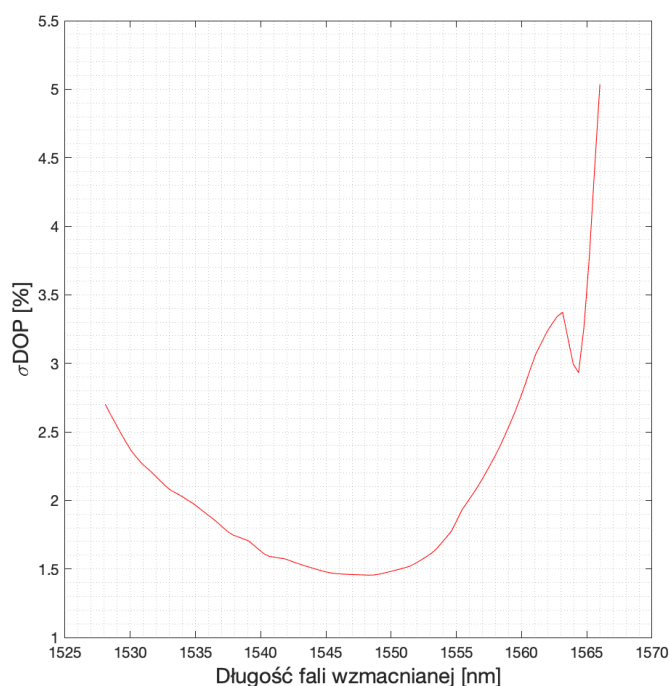
Rys. 6.1 Charakterystyka zależności maksymalnej wartości kąta odchylenia stanów polaryzacji fali wzmacnianej od centrum klastra stanów polaryzacji (α_{max}) od długości fali wzmacnianej.

który w modelu opisany jest poprzez g_R w równaniu (29) [47, 48]. Podobny efekt zaobserwowano w [62], gdzie dokonano charakteryzacji właściwości wymuszonego rozpraszania Ramana przy zmianie długości fali wzmacnianej w zakresie od 1510 nm do 1570 nm oraz fali pompującej o długości 1450 nm. Dla światłowodu o długości 2 km, wartości γ_{XPM} równej $2 (W \cdot km)^{-1}$ i wejściowej mocy fali pompującej równej 10 W ($L \cdot P_0(0) \cdot \gamma_{XPM} = 40$) maksimum efektywności przyciągania polaryzacji osiągnięto przy długości fali wzmacnianej równej ok. 1552 nm, przy założeniu braku efektu wyczerpania fali pompującej. W analizowanej konfiguracji, jak wykazano w rozdziale 5, również fala pompująca nie została jeszcze wyczerpana ani zdepolaryzowana. Charakterystyka zależności średniej wartości stopnia spolaryzowania fali wzmacnianej od długości fali wzmacnianej została przedstawiona na rysunku 6.2. Jak można zauważyć efektywność repolaryzacji jest największa dla fali wzmacnianej o długości równej ok 1548 nm, co skutkuje średnim stopniem spolaryzowania fali wzmacnianej o wartości ponad 99 %. Redukcja wartości $\langle DOP \rangle$ obserwowalna wyraźnie dla długości fali powyżej 1548 nm, jest spowodowana niższą efektywnością oddziaływania ze strony fali pompującej. Podobnie jak w przypadku wartości α_{max} , wynika to wprost z zależności wartości g_R od długości fali. Potwierdza to także charakterystyka zależności wartości odchylenia standardowego stopnia spolaryzowania fali wzmacnianej od długości fali



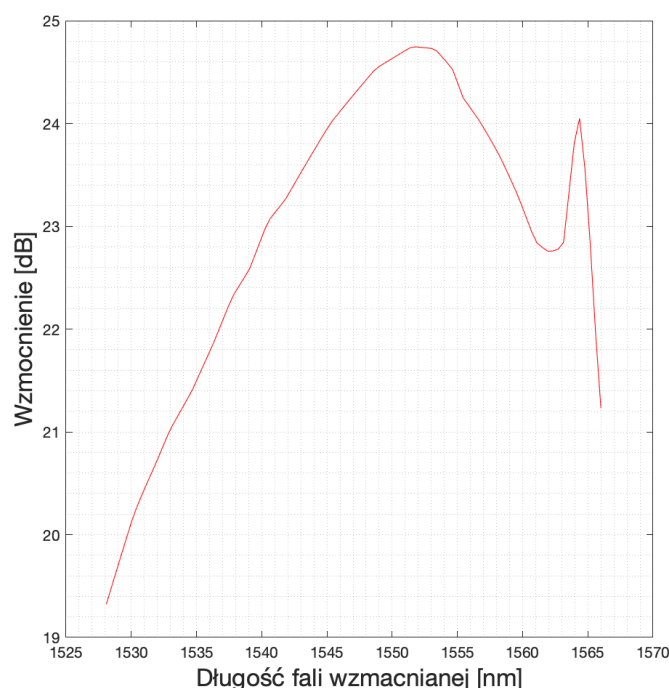
Rys. 6.2 Charakterystyka zależności średniej wartości stopnia spolaryzowania fali wzmacnianej od długości fali wzmacnianej.

wzmacnianej przedstawiona na rysunku 6.3. Podobnie jak w przypadku rezultatów uzyskanych w rozdziale 5, wraz ze wzrostem efektywności przyciągania polaryzacji i repolaryzacji fali wzmacnianej, obserwować można redukcję fluktuacji stopnia spolaryzowania fali wzmacnianej do ok. 1.5 % dla 1548 nm. Wraz ze spadkiem efektywności przyciągania polaryzacji i repolaryzacji, fluktuacje stopnia spolaryzowania fali wzmacnianej przybierają na sile. Oznacza to, że przy słabnącym oddziaływaniu fali pompującej na wzmacnianą, dwójłomność



Rys. 6.3 Charakterystyka zależności odchylenia standardowego stopnia spolaryzowania fali wzmacnianej od długości fali wzmacnianej.

światłowodu wywiera coraz silniejszy wpływ na zmiany polaryzacji fali wzmacnianej. Na rysunku 6.4 przedstawiono przebieg charakterystyki średniej wartości wzmocnienia fali wzmacnianej przy zmianie długości fali wzmacnianej. Wartość maksymalna wzmocnienia jest równa ok. 24,5 dB, pozostając w zgodzie z przebiegiem teoretycznym uzyskanym w rozdziale 4. Wartość ta uzyskiwana jest dla długości fali wzmacnianej równej 1553 nm, która wyznacza również lokalne ekstremum charakterystyki α_{max} . Przebieg charakterystyki wzmocnienia odpowiada profilowi efektywnego współczynnika wzmocnienia Ramana g_R , z uwzględnieniem lokalnego maksimum charakterystyki dla długości fali wzmacnianej równej ok 1565 nm. Warto zwrócić uwagę, iż w całym analizowanym zakresie zmian długości fali wzmacnianej średnia wartość wzmocnienia zmienia się w zakresie od 19,5 dB do 24,5 dB, co jest związane ze zmianą wartości α_{max} w zakresie od ok. 68° do 49°. Uzyskane wartości

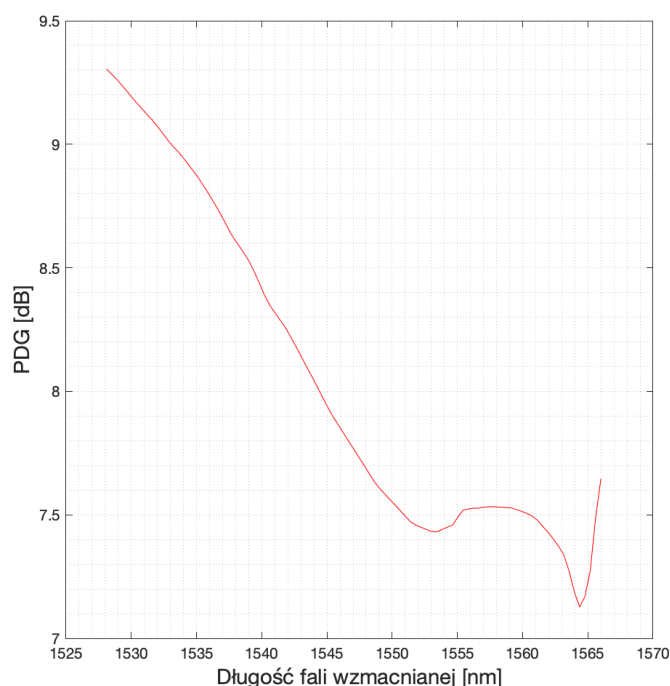


Rys. 6.4 Charakterystyka zależności średniej wartości wzmocnienia fali wzmacnianej od długości fali wzmacnianej.

wzmocnienia zależnego od polaryzacji zaprezentowano na rysunku 6.5. Zauważyć można, że w przeciwieństwie do analizy efektywności przyciągania polaryzacji i jej zależności od PDG dla stałej długości fali wzmacnianej, minimalną wartość α_{max} przy zmianie długości fali uzyskuje się przy minimalnej osiąganym wartości PDG. Wraz ze zmianą długości fali wzmacnianej, szczególnie w kierunku fal krótszych niż 1552 nm, wartości PDG rosną, co jednak nie jest związane ze wzrostem efektywności przyciągania polaryzacji. Wynika to z faktu malejących średnich wartości wzmocnienia, co oznacza słabnący wpływ fali pompującej na wzmacnianą, wobec czego rosnące wartości PDG świadczą jedynie o rosnącym rozrzucie wartości wzmocnienia wokół malejącej wartości średniej.

6.3. Wnioski

Analiza właściwości oddziaływań nieliniowych w ramach rozpraszania Ramana w zależności od długości fali wzmacnianej pozwoliła potwierdzić silną zależność obserwowanych wielkości od wzajemnego odstępów w dziedzinie długości fali między falami pompującą i wzmacnianą. W przypadku analizy efektywności przyciągania polaryzacji (rysunek 6.1) zgodnie z przewidywaniami przy braku efektu całkowitego wyczerpania fali pompującej maksimum efektywności przyciągania polaryzacji jest uzyskiwane dla długości fali wzmacnianej, przy której uzyskiwane jest maksimum wzmocnienia (rysunek 6.2). W analizowanym przypadku



Rys. 6.5 Charakterystyka zależności wartości wzmocnienia zależnego od polaryzacji fali wzmacnianej od długości fali wzmacnianej.

oznacza to minimalną wartość α_{max} równą ok. 49° oraz średnią wartość wzmocnienia równą ok. 24,5 dB dla długości fali wzmacnianej równej 1553 nm. Należy zwrócić uwagę, iż rosnące wartości PDG, przy redukcji długości fali wzmacnianej nie powodują wzrostu efektywności przyciągania polaryzacji, ze względu na malejące średnie wartości wzmocnienia.

Obserwując uzyskane charakterystyki można zauważyć w ich przebiegach odwzorowanie kształtu profilu efektywnego współczynnika wzmocnienia Ramana. Z tego względu wraz z odchyleniem długości fali wzmacnianej od 1553 nm wskutek redukcji efektywności wzmocnienia do 19,5 dB dla 1530 nm na sile traci również efekt przyciągania polaryzacji, co jest widoczne przez wzrost wartości α_{max} do ok. 68° .

Uzyskane wnioski zostaną wykorzystane w rozdziale 7 do określenia maksymalnej dopuszczalnej zmiany długości fali sygnału użytkowego, umożliwiającej zachowanie odpowiedniej efektywności przyciągania polaryzacji. Zostanie to zweryfikowane poprzez obserwację zmiany wartości BER w systemie transmisji wykorzystującym modulację 16-QAM.

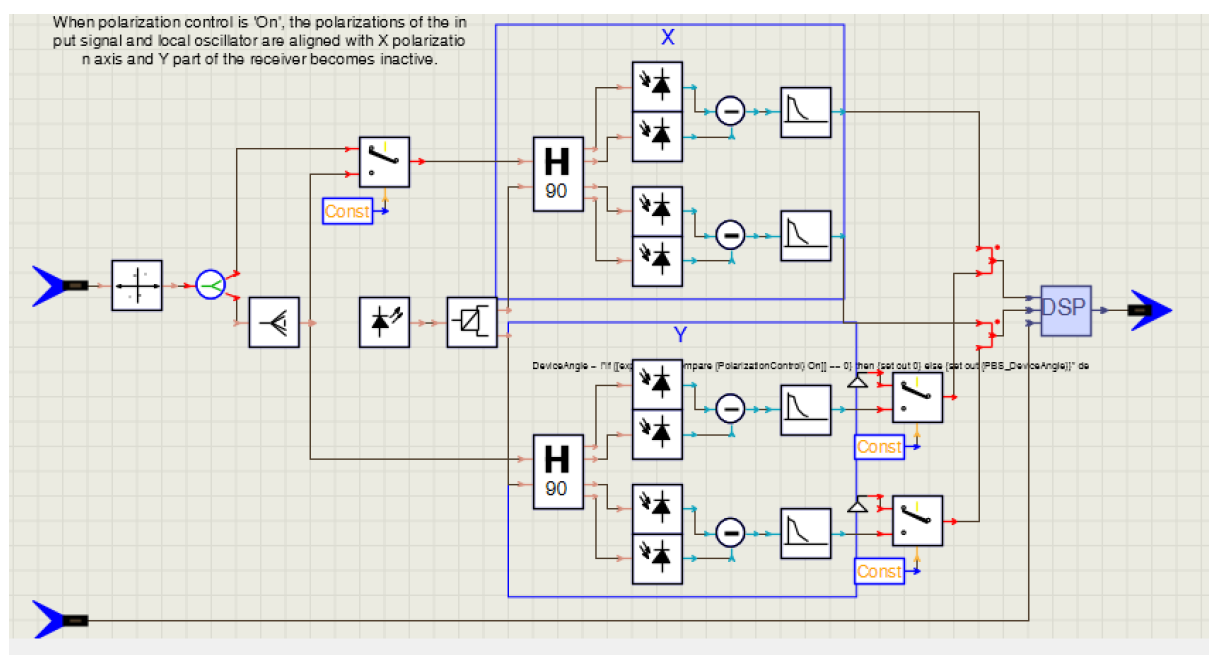
7. Zastosowanie atraktora polaryzacji do kontroli stanu polaryzacji i detekcji sygnału 16-QAM

W niniejszym rozdziale przedstawiono analizę możliwości zastosowania atraktora polaryzacji do kontroli polaryzacji sygnału użytecznego w systemie transmisyjnym z detekcją koherentną. Jako punkt wyjścia do analizy przedstawiono układ odniesienia w postaci transmisji sygnału z modulacją kwadraturową QAM przez tor światłowodowy, na końcu, którego umieszczono odbiornik z możliwością automatycznej estymacji fazy transmitowanych symboli. Zweryfikowano jakość odbieranego sygnału przy włączonej i wyłączonej procedurze automatycznej estymacji fazy. W kontrze przedstawiono układ z torem światłowodowym tej samej długości oraz atraktorem polaryzacji do automatycznej kontroli polaryzacji sygnału podanego na wejście odbiornika homodynowego. Zaprezentowano możliwość detekcji sygnału użytecznego bez konieczności stosowania wzmacniaczy w torze światłowodowym oraz procedury automatycznej kontroli fazy sygnału w odbiorniku. Zredukowano również o połowę liczbę elementów układu odbiornika stosując pojedynczy odbiornik homodynowy. Analizy dokonano także przy zmianie centralnej długości fali sygnału w zakresie stosowanym w rozdziale 6.

7.1. Detekcja koherentna sygnału QAM

W literaturze znaleźć można liczne przykłady opisujące architekturę odbiorników koherentnych dla systemów, w których do przenoszenia informacji wykorzystywana jest faza bądź faza i amplituda fali nośnej [69-73]. Przedstawiono kluczowe znaczenie kontroli fazy i polaryzacji na wejściu odbiornika dla poprawności demodulacji sygnału użytkowego. Z kolei w publikacjach [74-84] opisano przykłady systemów transmisyjnych z detekcją koherentną wykorzystujących różne formaty modulacji. W przypadku modulacji QAM zadaniem odbiornika jest wydzielenie z odbieranego sygnału użytecznego składowych synfazowej (I) oraz kwadraturowej (Q), a następnie wykorzystanie ich do demodulacji sygnału. Na rysunku 7.1 przedstawiono schemat odbiornika QAM, w którym wyróżnić można cztery zasadnicze elementy: lokalny oscylator (LO), dwa odbiorniki homodynowe (X oraz Y) oraz jednostkę procesora sygnałowego DSP. Zasada działania odbiornika koherentnego QAM bazuje na wykorzystaniu lokalnego oscylatora emitującego sygnał o znanej polaryzacji i częstotliwości centralnej emisji dopasowanej do częstotliwości sygnału użytecznego. Takie dopasowanie parametrów oscylatora i odbieranego sygnału użytecznego umożliwia detekcję zduńień w zbalansowanych fotodetektorach w układzie detektora homodynowego. Jest to możliwe po

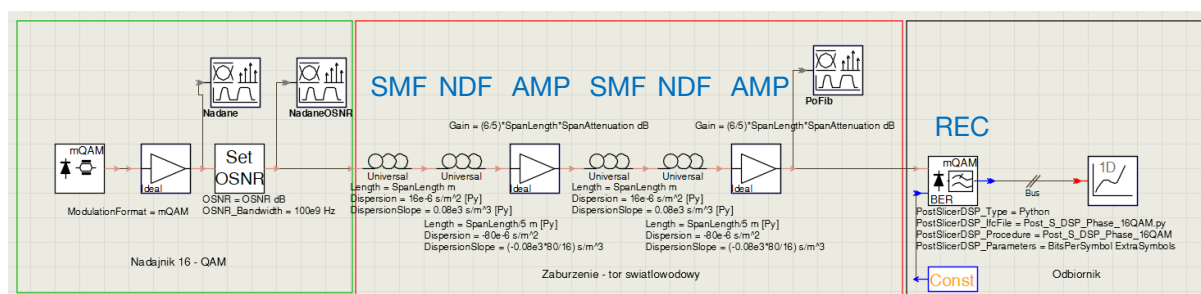
wykorzystaniu optycznego układu H90 do wytworzenia sygnałów o różnicy faz równej 0° , 90° , 180° oraz 270° między sygnałem przychodzącym (użytecznym), a sygnałem lokalnego oscylatora. Składowe kwadraturowa (Q) oraz synfazowa (I) są otrzymywane na wyjściach sumatorów i filtrów dolnoprzepustowych. Jednakże ze względu na brak dokładnej znajomości polaryzacji sygnału użytecznego w ogólnym przypadku, zdudnienia generowane na fotodetektorach pojedynczego układu homodyny charakteryzowałyby się wysokim zaszumieniem, co uniemożliwiałoby poprawną demodulację [69, 70]. W odbiornikach koherentnych QAM problem ten rozwiązywany jest poprzez zastosowanie dzielnika polaryzacji (PBS) na wyjściu lokalnego oscylatora, drugiego odbiornika homodynowego oraz jednostki DSP. W takiej konfiguracji odbiorniki homodynowe X oraz Y odpowiedzialne są za analizę ortogonalnych składowych sygnału użytecznego. Zadaniem jednostki DSP jest wówczas kompensacja wpływu dyspersji polaryzacyjnej oraz chromatycznej na sygnał użyteczny oraz określenie dokładnej wartości amplitudy i fazy składowych I oraz Q. Procesor DSP cyfrowo realizuje także operacje związane z odtworzeniem zegara oraz próbkowaniem sygnału. Tak więc opisana postać odbiornika QAM nie wymaga znajomości polaryzacji odbieranego sygnału użytecznego.



Rys. 7.1. Schemat blokowy odbiornika koherentnego dla modulacji QAM. LO – lokalny oscylator, PBS - dzielnik polaryzacji, X, Y – odbiorniki homodynowe dla ortogonalnych składowych sygnału użytecznego, DSP – jednostka procesora sygnałowego.

7.2. System transmisji pojedynczego kanału 16-QAM o przepustowości 40 Gbit/s w torze światłowodowym o długości 192 km z detekcją koherentną

Biorąc pod uwagę analizę konstrukcji koherentnego odbiornika QAM przedstawioną w podrozdziale 7.1, jako podstawę dalszych rozważań przyjęto prosty system z detekcją koherentną, w którym informacja przenoszona jest w pojedynczym kanale z modulacją 16-QAM o przepustowości 40 Gbit/s. Jego schemat został przedstawiony na rysunku 7.2. Optyczny stosunek sygnału do szumu został ustalony poprzez sztuczne dodanie szumu Gaussowskiego do emitowanego przez nadajnik sygnału. Następnie zasumowany sygnał wprowadzany jest do toru światłowodowego. W torze oprócz odcinka światłowodu G.652.D umieszczono odcinek światłowodu kompensującego dyspersję chromatyczną oraz wzmacniacz optyczny do kompensacji tłumienia wprowadzanego przez odcinki światłowodu. Tor światłowodowy utworzony jest z dwóch takich zestawów. Taki układ został zapętlony do symulacji całkowitej trasy o większej długości. Ze względu na wzmocnienie sygnału oraz kompensację dyspersji chromatycznej, wskutek pokonania toru sygnał doświadcza jedynie wpływu dyspersji polaryzacyjnej. Tak więc na wejściu odbiornika polaryzacja sygnału użytecznego jest losowa. Struktura odbiornika koherentnego jest identyczna z przedstawioną na rysunku 7.1



Rys. 7.2. Schemat blokowy systemu transmisji pojedynczego kanału 16-QAM przez tor światłowodowy. SET OSNR – blok kontroli wartości OSNR, SMF – blok światłowodu G.652.D, NDF – blok światłowodu kompensującego dyspersję chromatyczną, AMP – blok wzmacniacza, REC - odbiornik 16-QAM.

7.2.1. Scenariusz i parametry symulacji oraz sposób prezentacji rezultatów

Celem symulacji jest przedstawienie wpływu losowej polaryzacji sygnału użytecznego na wejściu odbiornika na jakość transmisji w dwóch podstawowych wersjach: przy włączonej i wyłączonej procedurze estymacji fazy symboli. Symulacja losowości polaryzacji sygnału wejściowego została wykonana przez przeprowadzenie obliczeń dla $N = 18$ iteracji realizacji odcinków światłowodu o losowych dwójłomnościach. Pozostałe parametry symulacji, w tym parametry sygnału nadawanego oraz parametry światłowodów oraz zastosowanego wzmacniacza przedstawiono w tabeli 7.1

Tabela 7.1. Zestawienie najważniejszych parametrów symulacyjnych

Nazwa parametru	Symbol	Wartość lub zakres wartości	Jednostka
Częstotliwość fali sygnału użytkowego i lokalnego oscylatora	f_s	193.1	THz
Długość fali sygnału użytkowego i lokalnego oscylatora	λ_s	1552	nm
Średnia moc emisji źródła w nadajniku M-QAM	P_0	1	mW
Polaryzacja sygnału nadanego	-	Pozioma	-
Bitowa szybkość transmisji	Rb	40	Gbit/s
Szybkość modulacji	Rm	10	GBd
Wartość OSNR	-	30	dB
Długość światłowodu SMF	L	80	km
Długość odcinka światłowodu NDF	Lz	16	km
Wzmocnienie wzmacniacza	G	19,2	dB
Całkowita długość toru światłowodowego	L_{TOT}	192	km
Ilość iteracji realizacji toru światłowodowego	-	18	-
Szerokość linii widmowej lokalnego oscylatora	Δf	50	kHz
Zakres uśredniania fazy sygnału w procedurze korekcji DSP	-	8	symbol

Zgodnie z teorią dotyczącą detekcji sygnałów wielowartościowych, ocena poprawności i jakości transmisji zostanie dokonana na podstawie analizy właściwości konstelacji sygnału poprzez wyznaczenie wartości EVM (*ang. Error Vector Magnitude*) [85-89]:

$$EVM = \frac{\frac{1}{M} \sum_{n=1}^M |S_n - S_{0,n}|^2}{\frac{1}{M} \sum_{n=1}^M |S_{0,n}|^2}, \quad (60)$$

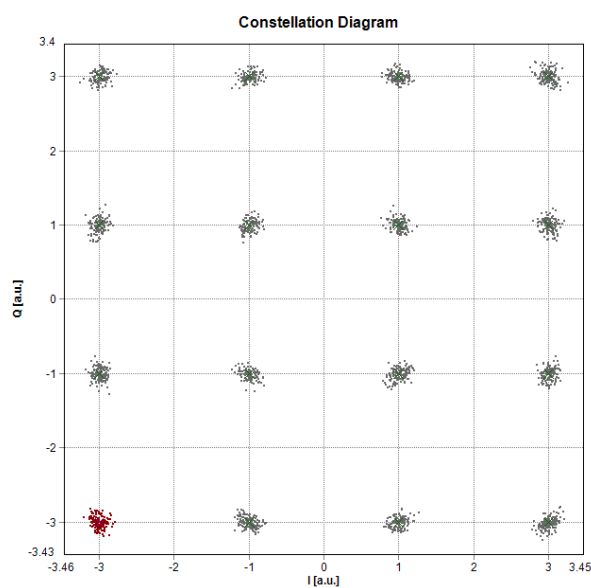
gdzie S_n oznacza n-ty symbol w odebranych strumieniu, $S_{0,n}$ to idealna pozycja w konstelacji dla n-tego symbolu, M oznacza ilość unikalnych symboli w konstelacji. Wartość EVM określa stopień rozproszenia próbek odebranego sygnału od konstelacji wzorcowej. Większa wartość EVM oznacza silniejsze zniekształcenie i degradację odebranego sygnału. Znając wartość EVM, oszacowana zostanie wartość BER [83-85]:

$$BER \approx \frac{2\left(1-\frac{1}{L}\right)}{\log_2 L} Q \left[\sqrt{\frac{6 \log_2 L}{(L^2-1)EVM^2 \log_2 M}} \right], \quad (61)$$

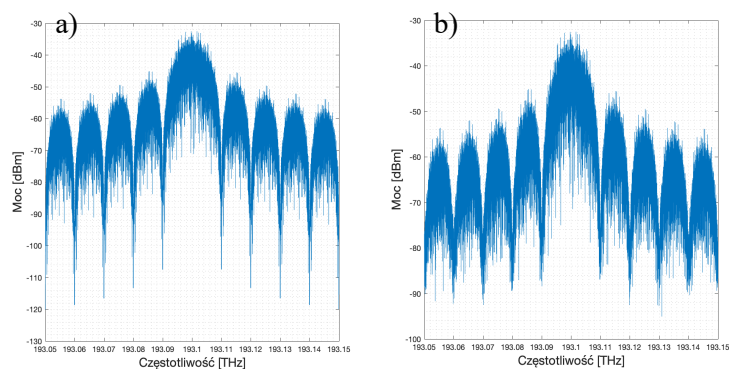
gdzie L oznacza liczbę bitów na symbol, a $Q(x)$ to Gaussowska funkcja błędu.

7.2.2. Analiza rezultatów dla przypadku bez estymacji fazy

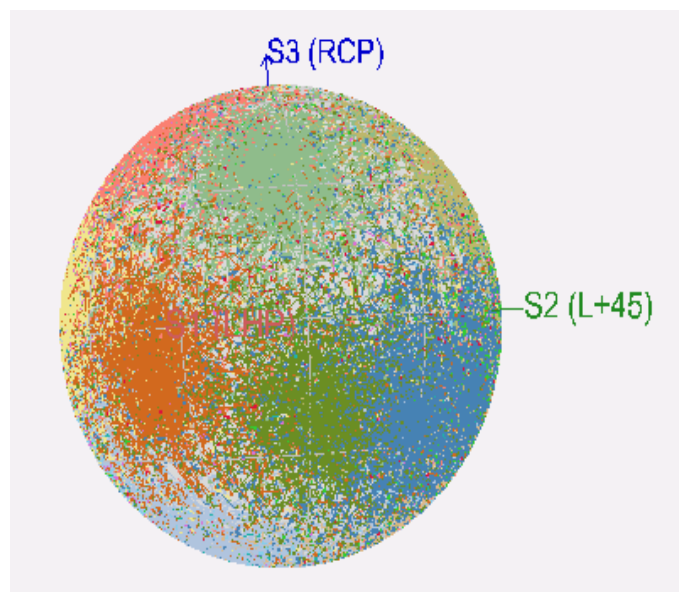
W niniejszym punkcie przedstawiono rezultaty symulacji transmisji pojedynczego kanału 16-QAM o przepustowości 40 Gbit/s przez tor światłowodowy oraz detekcji przy użyciu odbiornika koherentnego zgodnie ze schematami na rysunkach 7.1 oraz 7.2, a także tabelą 7.1. Rysunek 7.3 przedstawia konstelację odpowiadającą nadanemu sygnałowi. Widmo sygnału nadanego, do którego dodano szum Gaussowski, ustalając wartość OSNR równą 30 dB (a) oraz widmo sygnału po pokonaniu toru światłowodowego (b) przedstawione są na rysunku 7.4. Ze względu na wprowadzoną kompensację tłumienia i dyspersji chromatycznej toru, w widmie sygnału zaobserwowanym po przejściu przez tor światłowodowy nie są widoczne zmiany względem widma sygnału nadanego. Wpływ transmisji przez tor światłowodowy na sygnał jest widoczny w dziedzinie polaryzacji. Sfera Poincaré przedstawiona na rysunku 7.5, przy pomocy różnych kolorów prezentuje stany polaryzacji sygnału po pokonaniu toru światłowodowego dla 18 iteracji toru. Ze względu na losową postać dwójłomności zastosowanych odcinków światłowodu, stan polaryzacji sygnału ulega losowej zmianie w stosunku do polaryzacji poziomej, wybranej w nadajniku. Z tego względu po nałożeniu wyników ze wszystkich iteracji toru światłowodowego, stany polaryzacji sygnału użytkowego równomiernie pokrywają sferę Poincaré. Zgodnie ze schematami przedstawionymi na rysunkach 7.1 oraz 7.2, sygnał trafiający na wejście odbiorników homodynowych ma losową polaryzację względem polaryzacji



Rys. 7.3. Konstelacja odpowiadająca nadanemu sygnałowi 16-QAM.

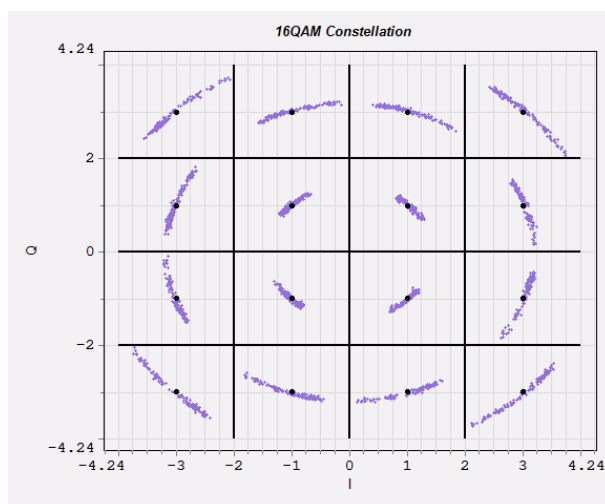


Rys. 7.4. Widmo sygnału nadanego z uwzględnieniem addytywnego szumu Gaussowskiego (a) oraz na wyjściu toru światłowodowego (b).



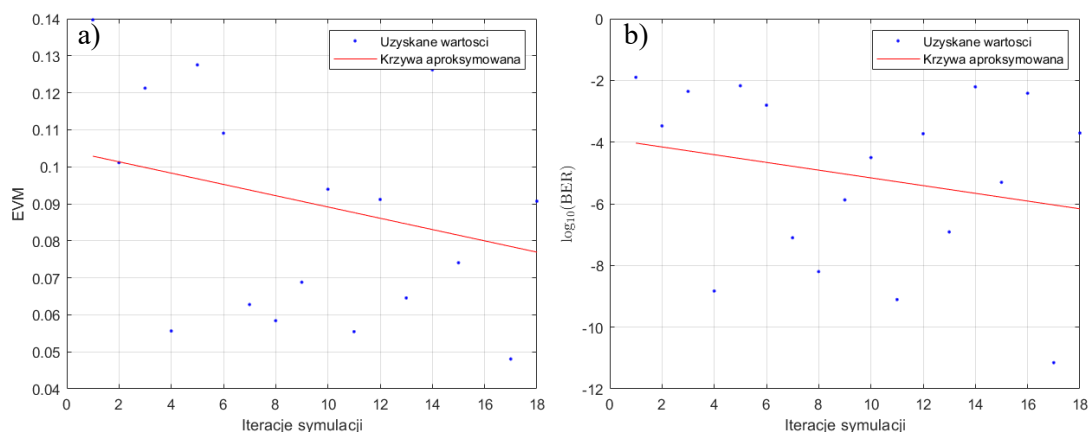
Rys. 7.5. Rozkład stanów polaryzacji sygnału na wyjściu toru światłowodowego dla 18 iteracji toru.

lokalnego oscylatora. Wskutek tego, przy wyłączonej procedurze estymacji fazy, konstelacja odebranego sygnału dla jednej z przeprowadzonych iteracji, przedstawiona na rysunku 7.6, wykazuje zaburzenie względem konstelacji wzorcowej przedstawionej na rysunku 7.3.



Rys. 7.6. Konstelacja odpowiadająca odebranemu sygnałowi 16-QAM bez procedury estymacji fazy.

Widoczne łuki uformowane przez punkty konstelacji świadczą o braku zgodności kolejnych odbieranych symboli względem właściwej fazy wynikającej z konstelacji wzorcowej. Dowodem tego są przedstawione na rysunku 7.7, charakterystyki zmian wartości EVM oraz BER dla różnych iteracji symulacji. Zauważyć można, że wartość EVM zmienia się w zależności od iteracji symulacji w zakresie od 0,07 do nawet 0,13. Skutkuje to otrzymaniem BER o maksymalnej wartości równej 10^{-2} . Jest to zgodne z rezultatami zaprezentowanymi dla modulacji 16-QAM w publikacjach [85, 86], gdzie zestawiono analityczne i numeryczne rezultaty szacowania BER w oparciu o wartość EVM dla różnych formatów modulacji. Dla modulacji 16-QAM oraz EVM o wartości równej ok -16 dB (0,13 w skali liniowej) uzyskano

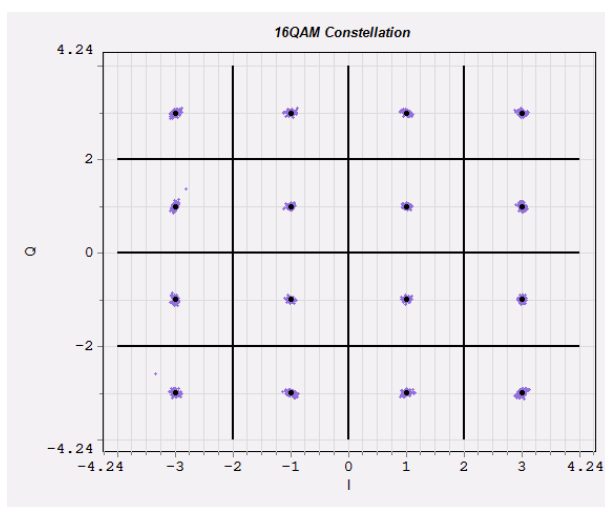


Rys. 7.7. Wykres wartości EVM (a) oraz BER (b) dla analizowanych iteracji toru światłowodowego bez procedury estymacji fazy.

BER równy $2 \cdot 10^{-2}$. Redukcja wartości EVM przy założonej wartości SNR prowadzi do redukcji wartości BER. W punkcie 7.2.3 przedstawiony zostanie sposób poprawy konstelacji sygnału użytkowego i wartości EVM poprzez wprowadzenie procedury estymacji fazy w jednostce DSP.

7.2.3. Analiza rezultatów dla przypadku z aktywną procedurą estymacji fazy

W przypadku uruchomionej procedury estymacji fazy w jednostce DSP poprawie, względem rezultatów opisanych w punkcie 7.2.2, uległa konstelacja punktów odpowiadająca sygnałowi odebranemu, przedstawiona na rysunku 7.8. Zauważyć można, że punkty konstelacji uległy

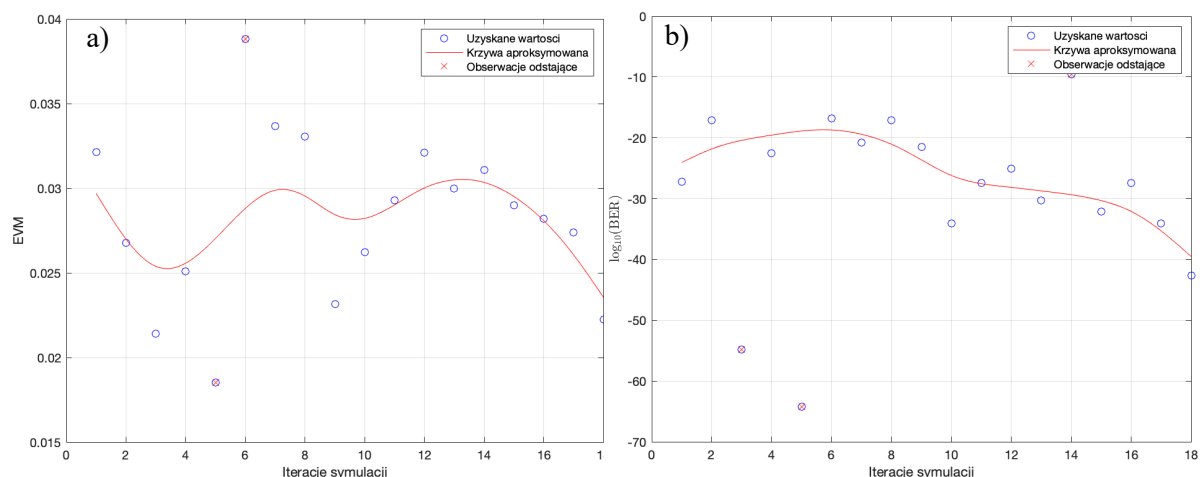


Rys. 7.8. Konstelacja odpowiadająca odebranemu sygnałowi 16-QAM z aktywną procedurą estymacji fazy.

agregacji wokół punktów właściwych konstelacji wzorcowej, zauważając widoczne na rysunku 7.6 charakterystyczne łuki. Efekt ten ma swoje przełożenie na wartość EVM oraz efektywnie na BER, których wartości dla różnych iteracji symulacji przedstawiono na rysunku 7.9. Zauważyć można, że wprowadzona korekcja fazy, spowodowała redukcję EVM do maksymalnie 0,035, co jest związane z BER na poziomie 10^{-17} . Widać więc, że zastosowanie procedury estymacji fazy pozwala na osiągnięcie wartości BER zdecydowanie niższej od normatywnie przyjętej docelowej dla systemów transmisyjnych wartości 10^{-9} [61].

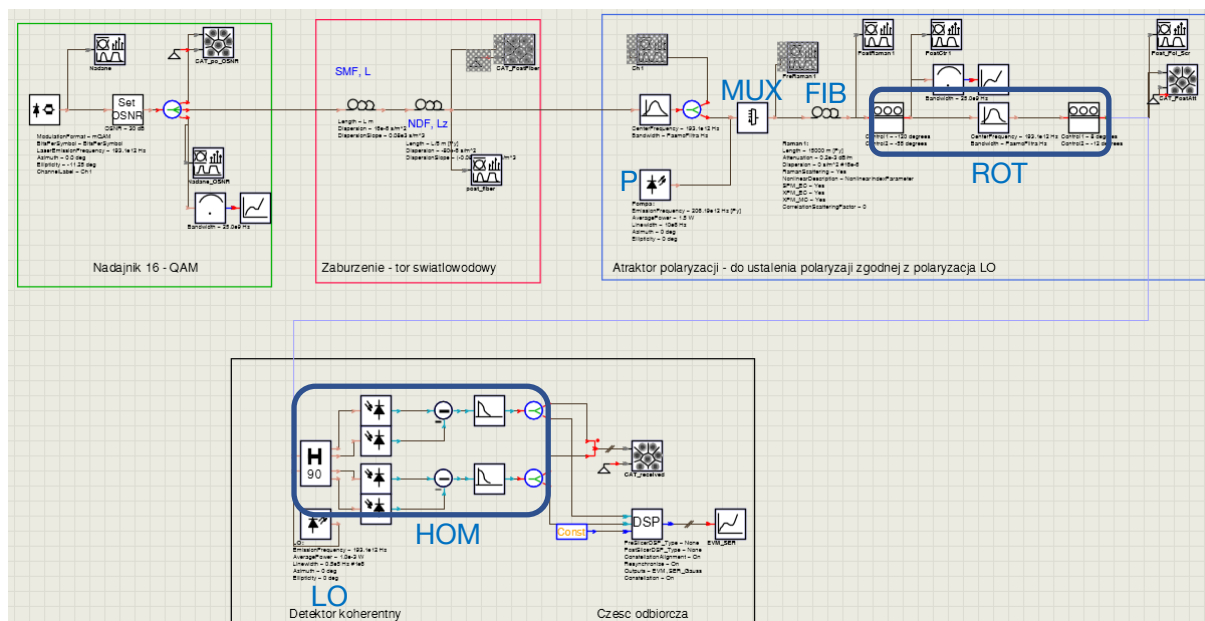
7.3. System transmisji pojedynczego kanału 16-QAM o przepustowości 40 Gbit/s w torze światłowodowym o długości 192 km z atraktorem polaryzacji do kontroli polaryzacji na wejściu detektora koherentnego

W tym podrozdziale przedstawiono analizę możliwości zastosowania atraktora polaryzacji do kontroli polaryzacji i wzmocnienia sygnału użytkowego na wejściu detektora koherentnego, celem uzyskania BER o wartości mniejszej lub równej 10^{-9} bez uruchamiania procedury estymacji fazy. Schemat blokowy układu symulacyjnego przedstawiono na rysunku 7.10.



Rys. 7.9. Wykres wartości EVM (a) oraz BER (b) dla analizowanych iteracji toru światłowodowego z aktywną procedurą estymacji fazy.

Część nadawcza oraz pozostaje niezmieniona, podczas gdy tor światłowodowy został uproszczony do pojedynczego odcinka światłowodu G.652.D (SMF) oraz światłowodu kompensującego dyspersję (NDF). Wzmacniacz światłowodowy został usunięty, gdyż jego funkcję ma spełniać atraktor polaryzacji. Pomiędzy sekcją toru światłowodowego, a detektora koherentnego umieszczono sekcję atraktora polaryzacji. Wiedząc, iż stan polaryzacji lokalnego oscylatora w detektorze koherentnym został określony na polaryzację liniową poziomą, atraktor polaryzacji musi wystawić na swoim wyjściu sygnał użytkowy o polaryzacji liniowej poziomej, zgodnie z właściwościami detekcji koherentnej. W tym celu polaryzacja lasera pompującego (P) została ustawiona na liniową poziomą. Po multipleksacji (MUX) sygnał



Rys. 7.10. Schemat blokowy układu do symulacji transmisji pojedynczego kanału z modulacją 16-QAM z wykorzystaniem atraktora polaryzacji do kontroli polaryzacji sygnału użytkowego. MUX – multipleksator sygnału, FIB – światłowód, w którym zachodzi oddziaływanie pomiędzy pompą i sygnałem użytkowym, ROT – sekcja elementów rotacyjnych, LO – lokalny oscylator, HOM – pojedynczy odbiornik homodynowy.

użytkowy, wyjściowy z toru światłowodowego, razem z sygnałem pompującym wprowadzane są do światłowodu (FIB), w którym zachodzi nieliniowe oddziaływanie pomiędzy sygnałem użytkowym i pompującym. Jak opisano we wcześniejszych rozdziałach stan polaryzacji sygnału na wyjściu światłowodu (FIB) nie jest zgodny z wejściową polaryzacją fali pompującej ze względu na losowy wpływ dwójłomności światłowodu. Sekcja elementów rotacyjnych (ROT) ma za zadanie zrównanie polaryzacji sygnału użytkowego z polaryzacją liniową poziomą właściwą dla lokalnego oscylatora w sekcji detektora koherentnego. Jak można zauważyć zredukowano strukturę odbiornika koherentnego poprzez usunięcie jednego układu homodynowego względem schematu przedstawionego na rysunku 7.1. W jednostce DSP procedura estymacji fazy sygnału użytkowego została wyłączona.

7.3.1. Scenariusz i parametry symulacji

W ramach analizy efektywności zastosowania atraktora polaryzacji do kontroli stanu polaryzacji sygnału użytkowego na wejściu odbiornika koherentnego przeprowadzona zostanie symulacja transmisji sygnału użytkowego przez tor światłowodowy dla 18 iteracji toru światłowodowego. Kluczowe parametry elementów układu, w tym elementów atraktora polaryzacji, zostały przedstawione w tabeli 7.2. Parametry atraktora polaryzacji zostały wybrane zgodnie z rezultatami uzyskanymi w rozdziale 4, w którym ustalono, że konfiguracja wykorzystująca światłowód G.652.D o długości 16 km, liniową pionową wejściową polaryzację fali pompującej o wejściowej wartości mocy 1,2 W, przy założeniu wartości PMDc światłowodu równej $0,01 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$ pozwala uzyskać najwyższą obserwowaną efektywność przyciągania polaryzacji. Ta analiza zostanie również przeprowadzona przy zmianie centralnej długości fali sygnału użytkowego w zakresie zastosowanym w rozdziale 6. Ma to na celu określenie maksymalnego zakresu zmian centralnej długości fali źródła, umożliwiającego zachowanie wartości BER poniżej 10^{-9} .

Tabela 7.2. Zestawienie najważniejszych parametrów symulacyjnych

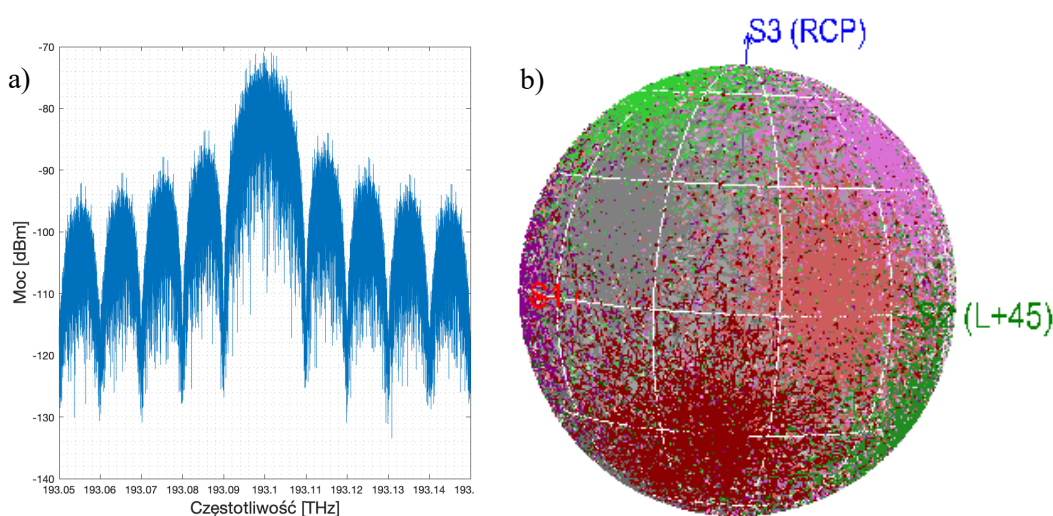
Nazwa parametru	Symbol	Wartość lub zakres wartości	Jednostka
Częstotliwość fali sygnału użytkowego i lokalnego oscylatora	f_s	193.1; [191,55 : 196,20]	THz
Długość fali sygnału użytkowego i lokalnego oscylatora	λ_s	1552; [1527,99 : 1565,08]	nm

Średnia moc emisji źródła w nadajniku 16-QAM	S_0	1	mW
Polaryzacja sygnału nadanego	-	Liniowa pozioma	-
Bitowa szybkość transmisji	R_b	40	Gbit/s
Szybkość modulacji	R_m	10	GBd
Wartość OSNR	-	30	dB
Długość światłowodu SMF	L	160	km
Długość odcinka światłowodu NDF	L_z	32	km
Całkowita długość toru światłowodowego	L_{TOT}	192	km
Ilość iteracji realizacji toru światłowodowego	-	18	-
Długość fali lasera pompującego	λ_p	1455	nm
Wejściowa moc fali lasera pompującego	P_0	1.2	W
Wejściowy stan polaryzacji fali pompującej	-	Liniowa pionowa	-
Długość światłowodu (FIB)	L_{FIB}	16	km
Nieliniowa składowa współczynnika załamania (FIB)	n_2	$2,6 \cdot 10^{-20}$	m^2/W
Nieliniowy współczynnik Kerra dla XPM (FIB)	γ_{XPM}	1,24	$(W \cdot km)^{-1}$
Współczynnik dyspersji polaryzacyjnej światłowodu (FIB)	PMD_C	0,01	$ps/\sqrt{km}$

Szerokość linii widmowej lokalnego oscylatora	Δf	50	kHz
--	------------	----	-----

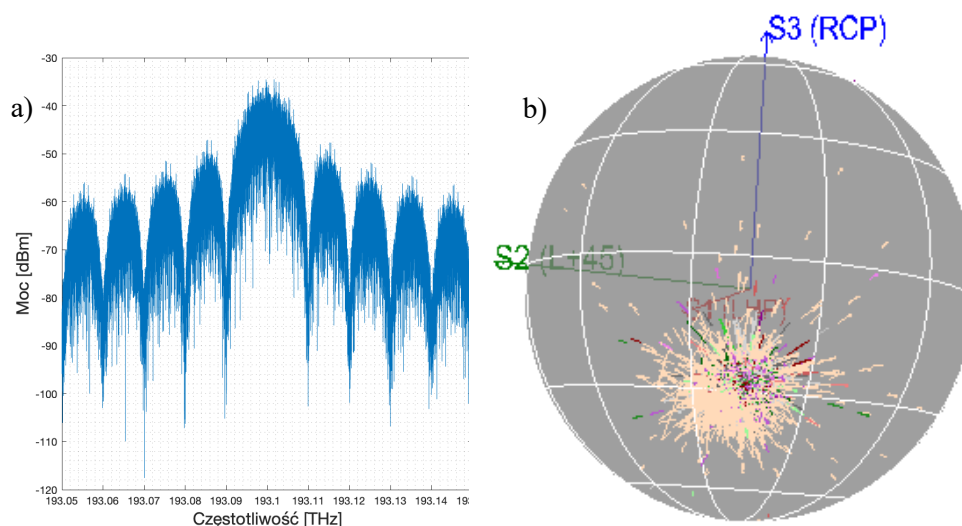
7.3.2. Analiza rezultatów przy ustalonej długości fali sygnału użytkowego

Z racji tego, iż układ w sekcji nadawczej nie różni się od zastosowanego w podrozdziale 7.2, sygnał wprowadzony do toru światłowodowego również nie ulega zmianie. Ze względu na brak wzmacniaczy optycznych w torze światłowodowym sygnał po pokonaniu trasy doświadcza nie tylko wpływu dyspersji polaryzacyjnej, lecz także tłumienia toru światłowodowego. Na rysunku 7.11 przedstawiono widmo (7.11a) oraz rozkład stanów polaryzacji sygnału (7.11b) na wyjściu toru światłowodowego. Na tej podstawie stwierdzić można wytłumienie sygnału o wartości równej



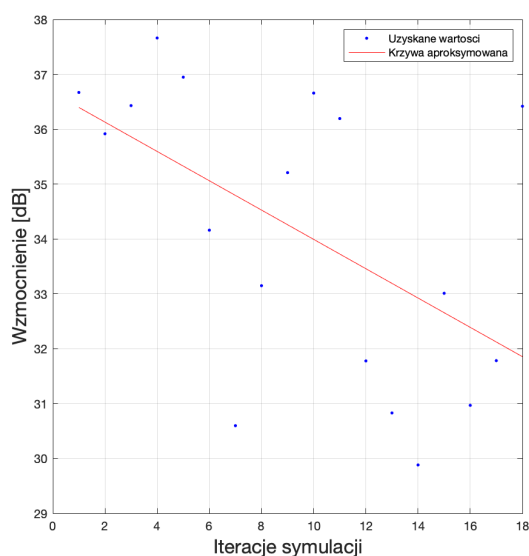
Rys. 7.11. Widmo (a) oraz rozkład stanów polaryzacji (b) sygnału użytkowego na wyjściu toru światłowodowego.

ok. 38 dB, wskutek propagacji przez tor światłowodowy. Warto zauważyć, że przy tak wytłumionym sygnale użytkowym i mocy fali pompującej równej 1.2 W, biorąc pod uwagę rozważania w rozdziałach 3 i 4, uzasadnione jest pominięcie efektu wyczerpania fali pompującej. Tym samym fala pompująca doświadcza jedynie wpływu dwójłomności i tłumienności światłowodów. Dla uproszczenia założono jednakową tłumienność światłowodów G.652.D oraz kompensującą dyspersję równą 0,2 dB/km dla 1550 nm. Podobnie jak w przypadku symulacji w podrozdziale 7.2 losowa dwójłomność światłowodów wprowadza losowe zaburzenie stanu polaryzacji sygnału użytkowego, wskutek czego sfera Poincaré na rysunku 7.11b jest całkowicie pokryta. W efekcie oddziaływania między falą pompującą, a sygnałem użytkowym w światłowodzie FIB sygnał użytkowy ulega wzmocnieniu, a stany polaryzacji sygnału użytkowego dla 18 iteracji toru światłowodowego ulegają agregacji. Jest to widoczne na rysunku 7.12. Obserwując widma przedstawione na rysunkach 7.11a oraz 7.12a można zauważyć, że wzmocnienie sygnału użytkowego wyniosło ok. 35 dB. Należy zauważyć,



Rys. 7.12. Widmo (a) oraz rozkład stanów polaryzacji (b) sygnału użytkowego na wyjściu światłowodu FIB.

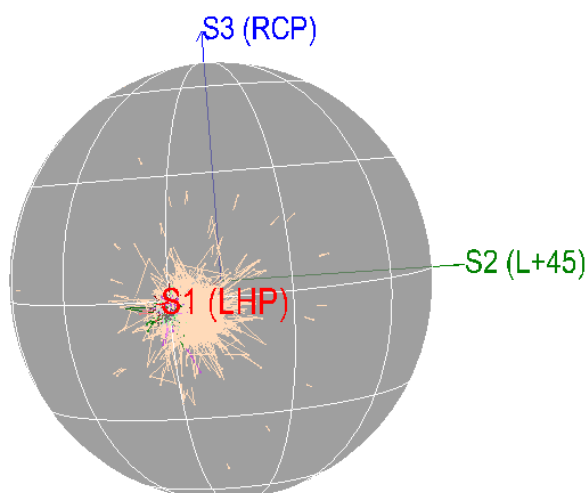
że tak duże wzmocnienie jest spowodowane niskim poziomem mocy sygnału użytkowego (ok. -70 dBm) na wejściu światłowodu FIB, a tym samym brakiem efektu wyczerpania fali pompującej. Na rysunku 7.13 przedstawiono przebieg wartości wzmocnienia ON-OFF dla analizowanych iteracji symulacji. Zauważyć można obserwowany już w poprzednich rozdziałach niniejszej pracy efekt wzmocnienia zależnego od polaryzacji, czyli zależności wzmocnienia od tego jakim stanem polaryzacji odznacza się sygnał użytkowy po pokonaniu toru światłowodowego.



Rys. 7.13. Uzyskane średnie wartości wzmocnienia sygnału użytkowego dla analizowanych iteracji symulacji.

Analizując rozkład stanów polaryzacji fali wzmacnianej uzyskany w wyniku oddziaływania z falą pompującą (rysunek 7.12b), zauważyć można, że punkt, wokół którego stany polaryzacji

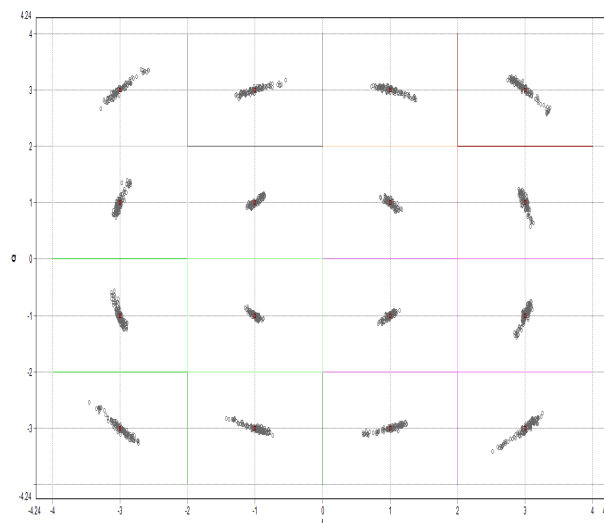
uległy agregacji jest przesunięty na sferze względem polaryzacji liniowej poziomej. Jak opisano w poprzednich rozdziałach jest to efekt spodziewany ze względu na wpływ dwójłomności światłowodu FIB na stan polaryzacji fali pompującej i fali wzmacnianej. Odpowiednie ustawienia elementów rotacyjnych (ROT) pozwalają dostosować wynikający stan polaryzacji sygnału użytkowego do oczekiwanej polaryzacji liniowej poziomej, właściwej dla lokalnego oscylatora w układzie odbiornika koherentnego. Efekt takiej stałej korekty przedstawiono na rysunku 7.14. Sygnał użytkowy o tak dostosowanej polaryzacji został



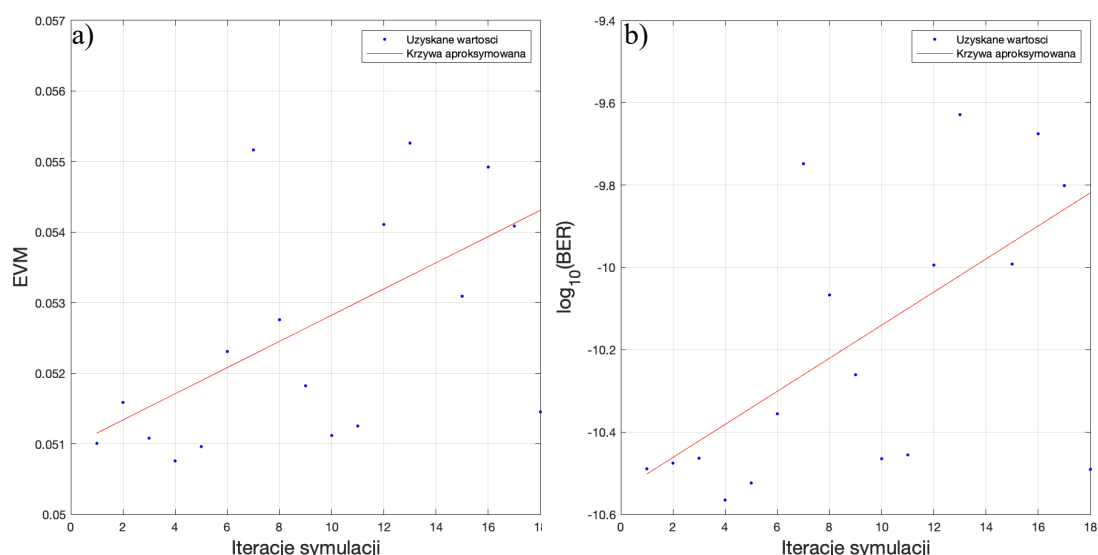
Rys. 7.14. Rozkład stanów polaryzacji sygnału użytkowego na wyjściu atraktora polaryzacji.

poddany na wejście detektora homodynowego w sekcji odbiornika. W jednostce DSP na podstawie elektrycznych sygnałów składowej synfazowej i kwadraturowej uzyskano konstelację sygnału odebranego. Konstelację dla 5-tej iteracji przedstawiono na rysunku 7.15. Oprócz tego w jednostce DSP dokonano odtworzenia zegara, próbkowania oraz odtworzenia symboli na podstawie uzyskanej konstelacji. Jak opisano procedura estymacji fazy symboli została wyłączona. Rysunek 7.16 przedstawia uzyskane w takich warunkach wartości EVM oraz estymację wartości BER. W uzyskanej konstelacji odebranego sygnału w dalszym ciągu widoczne są charakterystyczne łuki świadczące o braku idealnego określenia fazy odebranego sygnału. Jednakże agregacja próbek sygnału wokół punktów konstelacji wzorcowej jest wystarczająca do uzyskania wartości EVM równej ok. 0,054, czemu odpowiada BER o wartości równej ok. 10^{-10} . Analizując przebieg charakterystyk wartości EVM oraz BER dla $N=18$ iteracji symulacji zauważyć można ich zróżnicowanie w zależności od losowego zaburzenia polaryzacji sygnału użytkowego wprowadzonego przez tor światłowodowy. Jednakże prawidłowa praca atraktora polaryzacji, skutkująca kontrolą stanu polaryzacji sygnału użytkowego na wejściu odbiornika homodynowego (rysunek 7.10), pozwoliła na uzyskanie

maksymalnej wartości BER niższej niż 10^{-9} . Jest to więc jakość transmisji akceptowalna z punktu widzenia maksymalnej dopuszczalnej wartości BER [61].



Rys. 7.15. Konstelacja odpowiadająca odebranemu sygnałowi 16-QAM.



Rys. 7.16. Wykresy wartości EVM (a) oraz BER (b) dla analizowanych iteracji toru światłowodowego.

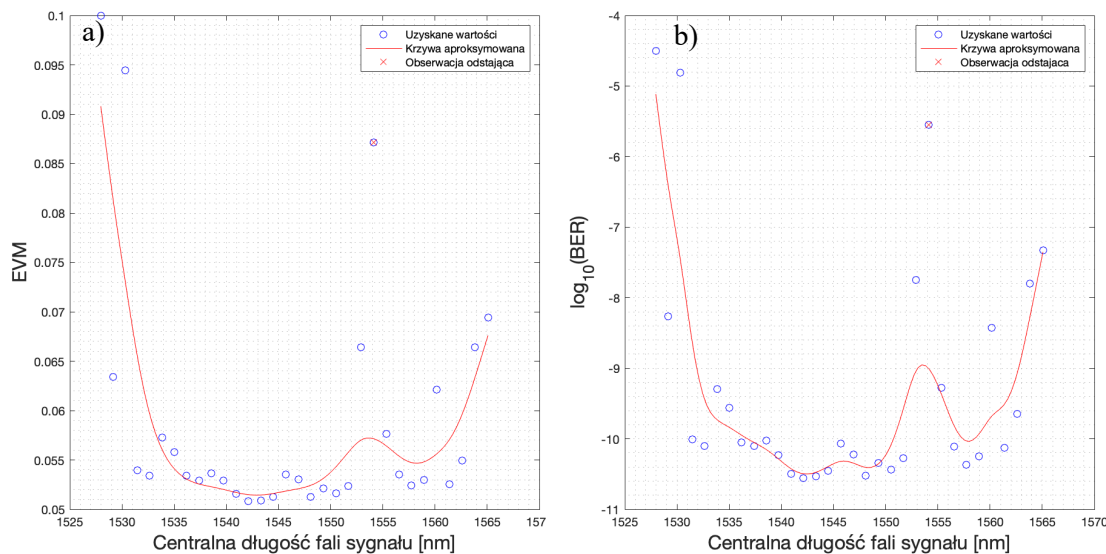
W literaturze znaleźć można przykłady analizy wydajności systemów transmisyjnych z detekcją koherentną, które w różny sposób rozwiązują problem kontroli polaryzacji, estymacji fazy oraz w rezultacie stabilizacji wartości BER na żądanym poziomie. W publikacji [80] przedstawiono system 10x112 Gbit/s wykorzystujący multipleksację polaryzacyjną. W pojedynczym kanale tego systemu zastosowano modulację 16-QAM i uzyskano transmisję 56 Gbit/s. Stosując pełny podwójny układ homodynowy, analogiczny do przedstawionego na rysunku 7.1, pominięto kontrolę polaryzacji sygnału na wejściu odbiornika, co doprowadziło do uzyskania BER o wartości 10^{-3} . Dopiero zastosowanie procedury korekcji fazy z 7% narzutem umożliwiło redukcję wartości BER poniżej 10^{-16} . System transmisyjny

pojedynczego kanału o przepustowości 20 Gbit/s stosujący dynamiczne śledzenie polaryzacji sygnału w pętli sprzężenia zwrotnego na wejściu odbiornika koherentnego został przedstawiony w [81]. Uzyskanie wartości BER poniżej 10^{-9} było możliwe przy wykorzystaniu elektronicznie sterowanego kontrolera polaryzacji szybkości przestrajania równej 40 krad/s. Podobne rozwiązanie zastosowano w publikacji [90]. W pracy [91] przedstawiono rozwiązanie wykorzystujące automatyczną, trójstopniową stabilizację polaryzacji sygnału użytkowego dla transmisji pojedynczego kanału o przepustowości 50 Gbit/s z modulacją DQPSK. Rozwiązanie to pomimo wyeliminowania pętli sprzężenia zwrotnego wymaga zastosowania sygnału pilota w nadajniku na potrzeby adaptacyjnej kontroli polaryzacji. W przypadku zastosowania toru światłowodowego o długości zaledwie 6 km, umożliwia to uzyskanie BER o wartości nie niższej niż 10^{-8} , co w dalszym ciągu implikuje konieczność zastosowania procedury FEC w odbiorniku. W pracach [92] oraz [93] zastosowano podobny układ adaptacyjnej kontroli polaryzacji z wykorzystaniem sygnału pilota przy długościach toru większych niż 250 km. Dla pojedynczego kanału DQPSK o przepustowości 10 Gbit/s uzyskano BER o wartości 10^{-8} , jednakże przy wartości OSNR równej 15 dB, więc zauważalnie niższej niż przyjęta w niniejszej pracy w publikacji [94] przedstawiono system o przepływności 1,08 Tbit/s, wykorzystującym multipleksację polaryzacyjną oraz modyfikację modulacji 256-QAM w obu kanałach polaryzacyjnych. Kontrolę polaryzacji sygnału użytkowego na wejściu odbiornika wykonano przy użyciu dynamicznego śledzenia polaryzacji, które w tym przypadku wymagało dostarczenia sygnału oscylatora zdalnego, transmitowanego niezależnie od sygnału użytkowego. System o wyższej całkowitej przepływności równej 1,8 Tbit/s, przy przepustowości pojedynczego kanału równej 85,5 Gbit/s i modulacji 16-QAM, zaprezentowano w publikacji [95]. Tak duża przepustowość systemu została uzyskana dzięki autorskiemu konwerterowi cyfrowo-analogowemu, natomiast do uzyskania wartości BER o wartości 10^{-12} niezbędne okazało się zastosowanie korekcji FEC z 7% narzutem. Należy zaznaczyć, że pomimo podobnej długości toru światłowodowego oraz założonego poziomu OSNR, szerokość linii widmowej lokalnego oscylatora w zaprezentowanym odbiorniku QAM była zauważalnie wyższa od przyjętej w niniejszej pracy i równa 1 MHz. W pracy [96] przedstawiono wykorzystanie rozpraszania Ramana do transmisji w systemie 80x200 Gbit/s z modulacją 16-QAM w pojedynczym kanale, jednakże efekt Ramana służy jedynie do uzyskania wzmocnienia w torze światłowodowym. Podobnie jak w opisanych przypadkach kompensacja wpływu dyspersji polaryzacyjnej oraz określenie fazy sygnału jest możliwe dzięki zastosowaniu podwójnego układu homodynowego oraz pracy jednostki DSP. W takim układzie uzyskano BER o wartości poniżej 10^{-15} . Zastosowanie

układu odbiornika QAM wykonanego w technologii PIC (*ang. Photonic Integrated Circuits*) do detekcji pojedynczego kanału 16-QAM o przepustowości równej 112 Gbit/s zostało zaprezentowane w pracy [97]. Transmisja zwielokrotnionych polaryzacyjnie kanałów 16-QAM przez tor światłowodowy o łącznej długości 250 km oraz detekcja w odbiorniku, przy założeniu OSNR na poziomie 30 dB skutkowałą wartością BER równą 10^{-3} . Również w tym przypadku konieczne okazało się zastosowanie procedury FEC do redukcji wartości BER poniżej 10^{-9} . W publikacji [98] przedstawiono z kolei możliwość realizacji detekcji sygnału 16-QAM przy użyciu odbiornika QAM o uproszczonej konstrukcji bazującego na konstrukcji wykorzystującej pojedynczy fotodetektor oraz pętlę Costasa. Rozwiązanie takie bazujące na detekcji bezpośredniej wymaga jednak zastosowania fotodetektora o dwukrotnie szerszym paśmie w stosunku do detektora koherentnego oraz ze względu na BER o wartości 10^{-3} niezbędne jest zastosowanie procedury FEC do redukcji wartości BER. Rozwiązanie podobne do prezentowanego w niniejszej pracy przedstawiono w pracy [99], gdzie zaproponowano zastosowanie nieliniowego wzmacniacza parametrycznego do kompensacji tłumienia toru światłowodowego oraz utrzymania fazy sygnału ze względu na niemalże pomijalny współczynnik szumów wzmacniacza parametrycznego. Wadą takie rozwiązania jest jednak konieczność nadania pilotowego sygnału pompującego razem z sygnałem użytkowym w nadajniku. Przy założeniu konstrukcji wzmacniacza parametrycznego z wykorzystaniem czterech, kaskadowo połączonych odcinków światłowodu HNLF uzyskano BER o wartości 10^{-4} .

7.3.3. Analiza rezultatów przy zmianie długości fali sygnału użytkowego

Na rysunku 7.17 przedstawiono wartości EVM oraz odpowiadające poziomy BER transmisji w przypadku zmiany centralnej długości fali sygnału użytkowego w zakresie zgodnym z tabelą 7.2. Są to wartości średnie wyznaczone spośród wszystkich 18 iteracji światłowodu. Pozostałe parametry źródła nie zostały zmienione, tak więc analiza zostanie ograniczona do określenia szacowanej poprawności transmisji w systemie przedstawionym na rysunku 7.10. Obserwacja zmian wartości BER pozwala stwierdzić, że w zakresie zmian długości fali od ok. 1532 nm do 1563 nm szacowana aproksymowana średnia wartość BER utrzymuje się poniżej 10^{-9} , co spełnia wymaganie dotyczące jakości transmisji. Biorąc pod uwagę rezultaty uzyskane w rozdziale 6, taki zakres zmian długości fali sygnału użytkowego, wiąże się z maksymalną, dopuszczalną zmianą wartości α_{max} o 10° od wartości minimalnej równej 49° uzyskiwanej dla ok. 1552 nm (rysunek 6.1). Jednakże należy zauważyć, że w zakresie do 1535 nm oraz powyżej 1553 nm uzyskane wartości EVM i szacowane wartości BER są niestabilne pod względem



Rys. 7.17. Wykresy zależności wartości EVM (a) oraz BER (b) od centralnej długości fali sygnału użytkowego.

odchylenia od krzywych aproksymowanych w zakresie długości fal poniżej 1535 nm różnica między otrzymaną wartością EVM, a krzywą aproksymowaną wynosi nawet 0,015, co sprawia, że szacowana wartości BER różni się od krzywej aproksymowanej o ponad rząd wielkości. Taka niestabilność rezultatów uzasadnia zawężenie dopuszczalnego zakresu zmian długości fal do wartości wyższych niż 1535 nm. Podobnie w przypadku długości fal wyższych niż 1555 nm (obserwację dla 1554 nm uznaje się za odstającą). Tym samym autor uznaje za dopuszczalny zakres zmian długości fal sygnału użytkowego równy 1535 nm – 1553 nm, w którym maksymalna wartość odchylenia EVM od krzywej aproksymowanej wynosi ok 0,002, a BER utrzymuje się poniżej 10^{-9} .

7.4. Wnioski

W niniejszym rozdziale przedstawiono symulacyjną analizę możliwości zastosowania atraktora polaryzacji do kontroli polaryzacji i wzmocnienia sygnału użytkowego na potrzeby transmisji w kanale z modulacją 16-QAM przez tor światłowodowy o długości 192 km. Dla porównania przedstawiono rezultaty symulacji pracy konwencjonalnego systemu transmisji sygnału 16-QAM wykorzystującego wzmacniacze optyczne kompensujące tłumienie toru światłowodowego oraz pełnowymiarowy odbiornik QAM wraz z procedurą estymacji fazy sygnału użytkowego w jednostce DSP. Pokazano, że w układzie wykorzystującym atraktor polaryzacji pomimo uproszczonej konstrukcji odbiornika oraz wyłączonej procedury estymacji fazy, uzyskać można BER poniżej 10^{-9} dla centralnej długości fali sygnału użytkowego w zakresie 1535 nm – 1553 nm. Oznacza to możliwość usunięcia wzmacniaczy z toru światłowodowego, uproszczenie konstrukcji odbiornika oraz redukcji złożoności obliczeniowej

operacji wykonywanych przez jednostki DSP poprzez wprowadzenie atraktora polaryzacji. **Tym samym osiągnięty został trzeci cel niniejszej rozprawy.** Zestawiając rozwiązanie opisane w niniejszej pracy z istniejącymi, przedstawionymi w literaturze zauważyć można, że nie istnieje rozwiązanie pozwalające na automatyczną kontrolę polaryzacji sygnału użytkowego z jednoczesnym uproszczeniem konstrukcji i pracy odbiornika QAM w stopniu w jakim zapewnia to zastosowanie atraktora polaryzacji. Istniejące rozwiązania realizują funkcję kontroli polaryzacji sygnału na wejściu odbiornika przy użyciu dynamicznych zmian ustawień elektronicznego kontrolera polaryzacji w pętli sprzężenia zwrotnego, adaptacyjnych, trzyetapowych mechanizmów stabilizacji polaryzacji lub zewnętrznie podanego sygnału oscylatora o znanych parametrach. Co więcej do uzyskania wartości BER poniżej 10^{-9} wymaga zastosowania procedury korekcji fazy sygnału użytkowego.

8. Podsumowanie

W niniejszej rozprawie autor dokonał charakterystyki właściwości procesu wymuszonego rozpraszania Ramana we włóknie światłowodowym ze szczególnym uwzględnieniem jego polaryzacyjnych właściwości. Ocenie poddano możliwość wykorzystania takiego oddziaływania do realizacji czysto-optycznej kontroli polaryzacji fali wzmacnianej i jej wzmocnienia, pod kątem potencjalnego wykorzystania jako elementu światłowodowych systemów transmisyjnych wykorzystujących detekcję koherentną.

Punktem wyjścia była analiza właściwości oddziaływania fali pompującej na wzmacnianą podczas propagacji we włóknie światłowodowym bazująca na najbardziej powszechnym modelu sprzężonych równań nieliniowych. Pozwoliło to określić kluczowe czynniki wpływające konstruktywnie i destruktywnie zarówno na proces uporządkowanej zmiany polaryzacji jak również wzmocnienia fali wzmacnianej pod wpływem fali pompującej. Wybrano metodę oceny efektywności nieliniowego przyciągania polaryzacji oraz wielkości, które w dalszych etapach posłużyły do oceny zachodzących zmian parametrów fali wzmacnianej.

Pierwsza część badań, bezpośrednio wynikała z rozważań teoretycznych, obejmowała więc analizę numeryczną w środowisku symulacyjnym. Tym samym stanowiła najbardziej ogólne przybliżenie, w którym dokonano charakterystyki właściwości nieliniowego przyciągania polaryzacji i wzmocnienia w szerokim zakresie długości światłowodu, wejściowej mocy fali pompującej oraz jej wejściowego stanu polaryzacji. Analizie poddano oba kierunki propagacyjne. Na podstawie otrzymanych rezultatów stwierdzono, iż bardziej korzystne jest zastosowanie konfiguracji współbieżnej. Przy takim założeniu światłowód o długościach 10 km, 16 km i 17 km daje możliwość uzyskania nieliniowego przyciągania polaryzacji mierzonego maksymalną wartością kąta agregacji stanów polaryzacji fali wzmacnianej o wartości ok. 20° . Możliwe jest to przy zastosowaniu dwóch wejściowych stanów polaryzacji fali pompującej: liniowych poziomej i pionowej. Pokazano, iż zwiększając długość można zachować efektywność nieliniowego przyciągania polaryzacji dla niższej wejściowej wartości mocy fali pompującej. Podobny efekt można uzyskać stosując światłowód o wyższym stopniu nieliniowości, jednak we wszystkich przypadkach należy uwzględnić wpływ zjawiska wyczerpania fali pompującej na przyciąganie polaryzacji, które zatrzymuje proces przyciągania polaryzacji, powyżej pewnej wartości progowej. Wartość ta wynika z analizy uzyskanych charakterystyk PDG.

W dalszej części dokonano oceny właściwości nieliniowego przyciągania polaryzacji i wzmocnienia w warunkach laboratoryjnych, co uzupełniono dodatkową serią obliczeń numerycznych. Pokazano, iż podobnie jak w pierwszej serii symulacji, wzrost mocy fali pompującej przy stałej długości światłowodu, prowadzi do wzrostu efektywności przyciągania polaryzacji, repolaryzacji i wzmocnienia, co zależy również od wejściowego stanu polaryzacji fali pompującej. Podobnie jak w przypadku analizy wstępnej należy uwzględnić zjawisko wyczerpania fali pompującej, które zatrzymuje proces przyciągania polaryzacji, jednakże na etapie badań laboratoryjnych ujawniono także efekt depolaryzacji fali wzmacnianej. W połączeniu z silniejszym, niż we wstępnych rozważaniach, zaburzeniem wprowadzanym przez dwójłomność światłowodu prowadzi to do wzrostu minimalnej osiągalnej wartości α_{max} oraz do randomizacji stanów polaryzacji fali wzmacnianej przy odpowiednio wysokiej wartości mocy fali pompującej. Uzyskane charakterystyki eksperymentalne potwierdzają rozważania teoretyczne na temat właściwości przyciągania polaryzacji z uwzględnieniem analizy zależności efektywności przyciągania od wartości współczynnika PMD światłowodu.

Przedstawiono analizę właściwości przyciągania polaryzacji i wzmocnienia w szerokim zakresie zmian długości fali wzmacnianej, której dokonano w warunkach symulacyjnych. Potwierdzono, iż otrzymane charakterystyki α_{max} , wzmocnienia oraz stopnia spolaryzowania wynikają z profilu efektywnego współczynnika wzmocnienia Ramana g_R .

Rozważania zakończono teoretyczną analizą możliwości zastosowania atraktora polaryzacji do kontroli polaryzacji sygnału na wejściu odbiornika koherentnego w systemie z modulacją kwadraturową. Udowodniono, że zastosowanie atraktora polaryzacji na wejściu odbiornika koherentnego pozwala usunąć z toru światłowodowego wzmacniacze optyczne, uprościć konstrukcję odbiornika oraz zredukować złożoność obliczeniową operacji wykonywanych przez procesor sygnałowy, poprzez wyłączenie procedury estymacji fazy. Dokonano tego przy zachowaniu wartości BER systemu poniżej 10^{-9} . Dokonano również oceny maksymalnego zakresu zmiany centralnej długości fali sygnału użytkowego przy założeniu utrzymania wymaganej wartości BER nie wyższej niż 10^{-9} . Ustalono, że dla omawianego przypadku jednokanałowego systemu o przepływności 40 Gbit/s z modulacją 16-QAM zastosowanie atraktora polaryzacji do kontroli polaryzacji fali sygnału użytkowego na wejściu odbiornika przy jednoczesnej zmianie centralnej długości fali sygnału użytkowego w zakresie od 1535 nm do 1553 nm umożliwia utrzymanie wartości BER transmisji poniżej 10^{-9} . **W ten sposób teza postawiona na wstępie niniejszej rozprawy została potwierdzona.**

Lista publikacji autora

Publikacje z listy filadelfijskiej

R. Cybulski, K. Perlicki: "Polarization attractor optimization for optical signal polarization control," Opt. Quantum Electron. Vol. 50, No. 8, pp. 308 (2018). doi:10.1007/s11082-018-1566-1.

R. Cybulski, G. Wilczewski, K. Perlicki: "Theoretical and experimental verification of polarization pulling for G.652 fiber," Optical Quantum Electronics, vol. 52, no. 41, 2020. <https://doi.org/10.1007/s11082-019-2160-x>

K. Markowski, J. Bojarczuk, P. Araszkiewicz, R. Cybulski, M. Gaska and A. Golaszewski: "Analysis of the Performance of WDM-CDM Bragg Grating Interrogation System With High-Contrast Grating VCSEL," in Journal of Lightwave Technology, vol. 41, no. 9, pp. 2892-2903, 1 May1, 2023, doi: 10.1109/JLT.2023.3237602.

Pozostałe publikacje

R. Cybulski, K. Perlicki: „Design of WDM Transmission System for Medical Data Exchange.” Journal of Telecommunication and Information Technology, vol. 2/2014, pp. 29-35, Warszawa, 2014.

R. Cybulski, K. Perlicki: „Pollarization pulling based on stimulated Raman scattering for PDM system.” Proceedings of SPIE, no. 9290-11, Wilga, 2014.

R. Cybulski, K. Perlicki, M. Siergiejczyk: „Raman scattering utilization for distributed temperature measurement in optical fibres.” Diagnostyka, vol. 16, no .3, Warszawa, 2015.

R. Cybulski, K. Perlicki, T. Czarnecki, J. Serwin: „Experimental verification of distributed temperature sensor model based on spontaneous Raman scattering.” Proceedings of SPIE, no. WI500-27, Wilga, 2015.

R. Cybulski: „Przegląd metod konstrukcji rozproszonego światłowodowego czujnika temperatury.” Prace Seminarium Naukowego Instytutu Telekomunikacji PW Tom 1, str. 155-163, Oficyna Wydawnicza Politechniki Warszawskiej, Warszawa, 2015

R. Cybulski, K. Perlicki: „Stability evaluation of polarization pulling based on stimulated Raman scattering.” Proceedings of SPIE, no. 10808-72, Wilga, 2018.

W przygotowaniu

R. Cybulski, K. Perlicki: „Experimental investigation of SRS polarization pulling in depleted pump regime for various pump SOPs”.

R. Cybulski: „Utilization of nonlinear polarization pulling for automatic polarization control in single channel 16-QAM 40 Gbit/s transmission system”.

Wystąpienia na konferencjach:

XLII-nd IEEE-SPIE Joint Symposium Wilga: Stability evaluation of polarization pulling based on stimulated Raman scattering, Wilga 2018-06-04.

XXXVI-th IEEE-SPIE Joint Symposium Wilga 2015: Distributed temperature sensing measurement based on spontaneous Raman scattering in frequency domain, Wilga, 2015.

XXXVI-th IEEE-SPIE Joint Symposium Wilga 2015: Experimental verification of distributed temperature sensor model based on spontaneous Raman scattering, Wilga, 2015.

XXXIV-th IEEE-SPIE Joint Symposium Wilga 2014: Polarization pulling based on stimulated Raman scattering for polarization division multiplexing system, Wilga, 2014.

Udział w projektach badawczych:

Udział w projekcie badawczo-rozwojowym pt: “Zwielokrotnienie kanałów polaryzacyjnych w światłowodach”. Projekt realizowany we współpracy z firmą DAWIS IT Sp. Z o.o. (umowa RPMA.01.02.00-14-5632/16-00).

Udział w projekcie badawczo-rozwojowym pt: “Zastosowanie nowych technologii w reflektometrze”. Projekt realizowany we współpracy z firmą DAWIS IT Sp. Z o.o. (umowa RPMA.01.02.00-14-9436/17).

Udział w projekcie badawczo-rozwojowym pt: „Multipleksowany czasowo i kodowo system interrogacyjny do sensorów braggowskich, bazujący na laserach VSCEL”. Umowa nr LIDER/20/0119/L-10/18/NCBR/2019.

Bibliografia

- [1] W. McMaster, „Matrix representation of polarization. Rev. Mod. Phys,” vol. 33, no. 1, pp. 8–28, 1961.
- [2] I. Kaminow, „Polarization in optical fibers. IEEE J. Quantum Electron,” vol. 17, no. 1, pp. 15–22, 1981.
- [3] W. Bock, T. Eftimov, „Simultaneous hydrostatic pressure and temperature measurement employing an LP/sub 01/-LP/sub 11/ fiber-optic polarization-sensitive intermodal interferometer,” *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 43, no. 2, pp. 337-340, 1994.
- [4] M. Karimi, F. Surre, T. Sun, K. Grattan, W. Margulis, P. Fonjallaz, „Directional Force Measurement Using Specialized Single-Mode Polarization-Maintaining Fibers,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 29, no. 24, pp. 3611-3615, 2011.
- [5] G. Agrawal, “Fiber-optic communication systems 4th edition,” John Wiley & Sons, New York 2010.
- [6] K. Perlicki, “Transmisja światłowodowa wykorzystująca polaryzację światła,” Oficyna Wydawnicza Politechniki Warszawskiej, Warszawa 2009.
- [7] A. Salamon, G. Levy-Yurista, M. Tseytlin, P. S. Cho and I. Shpantzer, "Secure optical communications utilizing PSK modulation, polarization multiplexing and coherent digital homodyne detection with wavelength and polarization agility," *IEEE Military Communications Conference*, 2003. MILCOM 2003., 2003, pp. 274-282 Vol.1, doi: 10.1109/MILCOM.2003.1290115.
- [8] S. Bigo, "Coherent Detection : a Key Enabler for Next-Generation Optical Transmission Systems ?," 2007 9th International Conference on Transparent Optical Networks, 2007, pp. 332-335, doi: 10.1109/ICTON.2007.4296102.
- [9] T. Pfau *et al.*, "Ultra-Fast Adaptive Digital Polarization Control in a Realtime Coherent Polarization-Multiplexed QPSK Receiver," *OFC/NFOEC 2008 - 2008 Conference on Optical Fiber Communication/National Fiber Optic Engineers Conference*, San Diego, CA, pp. 1-3, 2008.
- [10] W. Li, X. Zhang, B. You and K. Y. Zou, "Endless Polarization Control Based on Simulated Annealing Algorithm," *2008 IEEE International Symposium on Knowledge Acquisition and Modeling Workshop*, Wuhan, pp. 275-278, 2008.
- [11] V. L. Tuft, S. Bjornstad and D. R. Hjelm, "Automatic Polarization Control for Packet Transmission in a Hybrid Circuit and Packet-Switched Optical Network," in *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 19, no. 19, pp. 1460-1462, Oct.1, 2007.
- [12] V. L. Tuft, D. R. Hjelm and S. Bjornstad, "Automatic Polarization Control With Packet Transmission and the Effect of Traffic Patterns," in *Journal of Lightwave Technology*, vol. 28, no. 1, pp. 148-156, Jan.1, 2010.
- [13] R. Boyd, "Nonlinear Optics,” Academic Press, Cambridge (2008)
- [14] K. Bhambri and N. Gupta, "Dispersion managed solitons transmission in 54,000 km optical link," *2012 International Conference on Radar, Communication and Computing (ICRCC)*, pp. 312-314, 2012.
- [15] A. Hasegawa, "Soliton-based optical communications: an overview," in *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 6, no. 6, pp. 1161-1172, 2000.

- [16] R. Hirata, T. Hirooka, M. Yoshida and M. Nakazawa, "Sub-Picosecond Optical Switch over Entire C-Band by Using Nonlinear Optical Loop Mirror," *2019 24th OptoElectronics and Communications Conference (OECC) and 2019 International Conference on Photonics in Switching and Computing (PSC)*, pp. 1-3, 2019,
- [17] A. Matsushita, M. Nakamura, H. Nishizawa, Y. Kisaka, A. Hirano, „10-WDM 64-GBaud PDM-64QAM Transmission over all-Raman amplified 840 km SSMF using Digital Back Propagation.,” 2017 European Conference on Optical Communication (ECOC), pp. 1-3, 2017.
- [18] K. Rottwitt, J. Povlsen, „Analyzing the fundamental properties of Raman amplification in optical fibers,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 23, no. 11, pp. 3597-3605, 2005.
- [19] L. Krzczanowicz, I. Phillips, M. Iqbal, M. Tan, P. Harper, W. Forysiak, „Hybrid discrete Raman/EDFA design for broadband optical amplification in metro WDM systems,” 2017 19th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON), pp. 1-4, 2017.
- [20] A. El-Taher et al., „High gain, flattened, discrete Raman fiber amplifier and its transmission performance,” 2017 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC), 1-1, 2017.
- [21] S. Pitois, A. Picozzi, G. Millot, H. Jauslin., M. Haelterman, „Polarization and modal attractors in conservative counterpropagating four-wave interaction,” *Europhys. Lett.* vol. 70, pp. 88–94, 2005
- [22] L. Thevenaz, A. Zadok, A. Eyal, M. Tur, „All-optical polarization control through Brillouin amplification. In: OFC/NFOEC 2008—2008 Conference on Optical Fiber Communication/ National Fiber Optic Engineers Conference, pp. 1–3, 2008
- [23] L. Ursini, M. Santagiustina, L. Palmieri, „Raman nonlinear polarization pulling in the pump depleted regime in randomly birefringent fibers,” *IEEE Photonics Technol. Lett.* vol. 23, pp. 254–256, 2011.
- [24] G. Agrawal, Q. Lin, „Vector theory of stimulated Raman scattering and its application to fiber-based Raman amplifiers,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 20, no. 8, pp. 1616–1631, 2003.
- [25] P. Ebrahimi, M. C. Hauer, Q. Yu, R. Khosravani, D. Gurkan, D. W. Kim, D. W. Lee, and A. E. Willner, “Statistics of polarization dependent gain in Raman fiber amplifiers due to PMD,” in *Conference on Lasers and Electro-Optics*, Vol. 56 of OSA Trends in Optics and Photonics Series (Optical Society of America, Washington, D.C.), pp. 143–144, 2001.
- [26] S. Popov, E. Vanin, and G. Jacobsen, “Influence of polarization mode dispersion value in dispersion-compensating fibers on the polarization dependence of Raman gain,” *Opt. Lett.*, vol. 27, pp. 848–850, 2002.
- [27] R.H. Stolen, „Polarization effects in fiber Raman and Brillouin lasers,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 15, no. 10, 1979.
- [28] Q. Lin, G.P. Agrawal, „Polarization mode dispersion - induced fluctuations during Raman amplifications in optical fibers,” *Optics Letters*, vol. 27, no. 24, pp. 2194-2196, 2002.
- [29] G. Agrawal, „Nonlinear Fiber Optics,” 2nd edition, Academic Press Inc., 1995.
- [30] A. Majewski, „Nieliniowa optyka światłowodowa,” Wydawnictwa Politechniki Warszawskiej, 1993.

- [31] N. Bloembergen, „The Stimulated Raman Effect,” *American Journal of Physics*, vol. 35, no. 11, pp. 989-1023, 1967.
- [32] K. Daree, W. Kaiser, „Transient stimulated scattering with high conversion of laser into scattered light,” vol. 10, no. 1, pp. 63-67, 1974.
- [33] A. Penzkofer, A. Laubereau, W. Kaiser, „High intensity Raman interactions,” *Prog. Quantum Electron.*, vol. 6, no. 2, pp. 55-140, 1979.
- [34] R. Chiao, C. Townes, B. Stoicheff, „Stimulated Brillouin Scattering and Coherent Generation of Intense Hypersonic Waves,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 12, no. 21, pp. 592-594, 1964.
- [35] A. Gaeta, R. Boyd, „Stochastic dynamics of stimulated Brillouin Scattering in an optical fiber,” *Phys. Rev. A*, vol. 44, no. 5, pp. 3205-3209, 1991.
- [36] A. Zadok, E. Zilka, A. Eyal, L. Thevenaz, M. Tur, „Vector analysis of stimulated Brillouin Scattering amplification in standard single-mode fibers,” vol. 16, no. 26, pp. 21692-21707, 2008.
- [37] R. H. Stolen, „Polarization Effects in Fiber Raman and Brillouin Lasers,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 15, no. 10, 1979.
- [38] M. v. Deventer, A. Boot, „Polarization Properties of Stimulated Brillouin Scattering in Single-Mode Fibers,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 12, no. 4, 1994.
- [39] Y. Shen, N. Bloembergen, „Theory of Stimulated Brillouin and Raman Scattering,” *Phys. Rev.*, vol. 137, no. 6A, pp. 1787-1805, 1965.
- [40] P. Morin., S. Pitois, J. Fatome, „Simultaneous polarization attraction and Raman amplification of a light beam in optical fibers,” *J. Opt. Soc. Am. B* 29, pp. 2046-2052, 2012.
- [41] F. Chiarello, L. Ursini, L. Palmieri, M. Santagiustina, „Polarization Attraction in Counterpropagating Fiber Raman Amplifiers,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 23, no. 20, pp. 1457-1459, 2011.
- [42] M. Martinelli, M. Cirigliano, M. Ferrario, L. Marazzi., P. Martelli, „Evidence of Raman-induced polarization pulling,” *Opt. Express* vol. 17, pp. 947-955, 2009.
- [43] S. Pitois, J. Fatome, A. Picozzi, G. Millot, "New concepts based on nonlinear polarization effects and Raman amplification in optical fibers," *2009 IEEE/LEOS Winter Topicals Meeting Series*, Innsbruck, pp. 223-224, 2009.
- [44] L. Thevenaz, A. Zadok., A. Eyal, M. Tur, „All-Optical Polarization Control Through Brillouin Amplification," In: *OFC/NFOEC 2008 - 2008 Conference on Optical Fiber Communication/National Fiber Optic Engineers Conference*, pp. 1–3, 2008)
- [45] M. A. Soto, M. Tur, A. Lopez-Gil, M. Gonzalez-Herraez and L. Thévenaz, "Polarization pulling in Brillouin optical time-domain analysers," *2017 25th Optical Fiber Sensors Conference (OFS)*, Jeju, 2017, pp. 1-4.
- [46] L. Ursini, M. Santagiustina and L. Palmieri, "Polarization-Dependent Brillouin Gain in Randomly Birefringent Fibers," in *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 22, no. 10, pp. 712-714, 2010.
- [47] J. Bromage, „A Method to Predict the Raman Gain Spectra of Germanosilicate Fibers With Arbitrary Index Profiles,” *IEEE Photonics technology Letters*, vol. 14, no. 1, pp. 24-26, 2002.
- [48] J. Bromage, „Raman Amplification for Fiber Communications Systems,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 22, no. 1, pp. 79-93, 2004.

- [49] S. Namiki, Y. Emori, „Ultrabroad-Band Raman Amplifiers Pumped and Gain-Equalized by Wavelength-Division-Multiplexed High-Power Laser Diodes,” *IEEE Journal on Selected Topics In Quantum Electronics*, vol. 7, no. 1, pp. 3-16, 2001.
- [50] J. Fatome, S. Pitois, P. Morin, C. Finot and G. Millot, "Light-by-light polarization control for telecommunication applications," *2010 12th International Conference on Transparent Optical Networks*, Munich, pp. 1-4, 2010.
- [51] S. Pitois, J. Fatome, G. Millot, „Polarization attraction using counter-propagating waves in optical fiber at telecommunication wavelengths,” *Optics Express*, vol. 16, no. 9, pp. 6646-6651, 2008.
- [52] J. Fatome, S. Pitois, P. Morin, G. Millot, „Observation of light-by-light polarization control and stabilization in optical fibre for telecommunication applications,” *Optics Express*, vol. 18, no. 15, pp. 15311-15317, 2010.
- [53] B. Stiller P. Morin, D. M. Nguyen, J. Fatome, S. Pitois, E. Lantz, H. Maillotte, C.R. Menyuk, T. Sylvestre, „Demonstration of polarization pulling using a fiber-optic parametric amplifier,” *Optics Express*, vol. 20, no. 24, pp. 27248-27253, 2012
- [54] A. Galtarossa, L.Palmieri, M. Santagiustina, L. Ursini, „ Polarized Backward Raman Amplification in Randomly Birefringent Fibers,” *Journal of Lightwave technology*, vol. 24, no. 11, pp. 4055-4063, 2006.
- [55] D. Harris, P. Kondamuri, R. Huangm J. Pan, C. Allen, „First and second order PMD statistical properties of installed fiber,” *The 17th Annual Meeting of the IEEE Lasers and Electro-Optics Society*, vol. 1, pp. 86-87, 2004.
- [56] P. Wai, C. Manryuk, „Polarization Mode Dispersion, Decorrelation and Diffusion in Optical Fibers with Randomly Varying Birefringence,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 14, no. 2, pp. 148-157, 1996.
- [57] E. Rochat, S. Walker, M. Parker, „Polarization and wavelength division multiplexing at 1.55mm for bandwidth enhancement of multimode fibre based access networks,” *Optics Express*, vol. 12, no. 10, pp. 2280–2292, 2004.
- [58] K. Perlicki, „Impact of an alien wavelength on wavelength division multiplexing transmission quality,” *Photonics Letters of Poland*, vol. 4, no. 3, pp. 118-120, 2012.
- [59] J. Siuzdak, „Systemy i sieci fotoniczne,” *Wydawnictwo Komunikacji i Łączności*, Warszawa, 2009.
- [60] I. Kaminow, L. Tingye, „Optical Fiber Telecommunications IV-B (Fourth Edition),” *Academic Press*, ISBN 9780123951731, 2002.
- [61] R. Cybulski, K. Perlicki, „Polarization attractor optimization for optical signal polarization control,” *Optical and Quantum Electronics*, vol.50, no. 8, pp. 1-15, 2018.
- [62] N. J. Muga, M. Ferreira, A. Pinto, „Broadband polarization pulling using Raman amplification," *Opt. Express* 19, pp. 18707–18712, 2011.
- [63] N. J. Muga, M. F. Ferreira and A. N. Pinto, „Polarization-dependent gain in Raman amplification based all-optical polarization control schemes,” *2012 14th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON)*, Coventry, 2012, pp. 1-4.
- [64] H. Salgado, „Raman amplification,” *Universidade do Porto, Faculdade de Engenharia*, 2007.
- [65] S. H. Wang, P. K. A. Wai, "Polarization pulling in fiber optical parametric amplifiers," *2016 21st OptoElectronics and Communications Conference (OECC) held jointly with 2016 International Conference on Photonics in Switching (PS)*, pp. 1-3, 2016

- [66] A. Galtarossa, L. Palmieri, M. Santagiustina, L. Ursini, "Backward Raman amplification in randomly-birefringent and spun fibers," *2006 Optical Fiber Communication Conference and the National Fiber Optic Engineers Conference*, Anaheim, CA., 2006.
- [67] Mamdoohi, Ghazaleh & Ahmad, BA & Al-Alimi, Abdulmoghni & Mahdi, Mohd Adzir & Abas, Ahmad Fauzi & Mokhtar, Mohammed & Kheradmand, Behbod, „Characterization of Raman gain for different gain medium,” *ICP 2012 - 3rd International Conference on Photonics 2012*, Proceedings, pp. 18-22. 10.1109/ICP.2012.6379847.
- [68] S. H. Wang and P. K. A. Wai, „Characterization of Polarization Pulling in Fiber Optical Parametric Amplifiers," in *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 55, no. 1, pp. 1-11, Feb. 2019, Art no. 6800111.
- [69] D. -. Ly-Gagnon, S. Tsukamoto, K. Katoh and K. Kikuchi, "Coherent detection of optical quadrature phase-shift keying signals with carrier phase estimation," in *Journal of Lightwave Technology*, vol. 24, no. 1, pp. 12-21, Jan. 2006.
- [70] I. Lyubomirsky, "Coherent detection for optical duobinary communication systems," in *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 18, no. 7, pp. 868-870, April 1, 2006, doi: 10.1109/LPT.2006.872334.
- [71] M. O'Sullivan, "Coherent optical transmission in commercial optical networks," *35th Australian Conference on Optical Fibre Technology*, 2010, pp. 1-2, doi: 10.1109/ACOFT.2010.5929935.
- [72] L. G. Kazovsky, "Homodyne phase-shift-keying systems: past challenges and future opportunities," *OFC/NFOEC Technical Digest. Optical Fiber Communication Conference*, 2005., 2005, pp. 3 pp. Vol. 2-, doi: 10.1109/OFC.2005.192656.
- [73] Biao Fu, Rongqing Hui and D. L. Richards, "Optical channel performance monitoring using coherent detection," *OFC/NFOEC Technical Digest. Optical Fiber Communication Conference*, 2005., 2005, pp. 3 pp. Vol. 3-, doi: 10.1109/OFC.2005.192756.
- [74] S. Zhang, P. Y. Kam, J. Chen and C. Yu, "A Comparison of Phase Estimation in Coherent Optical PSK System," *2008 IEEE PhotonicsGlobal@Singapore*, 2008, pp. 1-4, doi: 10.1109/IPGC.2008.4781442.
- [75] R. Ashok, G. S. Ananth and S. Gupta, "Optical phase-locked loop based carrier phase recovery and compensation for 8-PSK coherent optical links," *2019 Workshop on Recent Advances in Photonics (WRAP)*, 2019, pp. 1-3, doi: 10.1109/WRAP47485.2019.9013718.
- [76] W. Rosenkranz and C. Hebebrand, "Signal processing algorithms in 100 Gb/s optical coherent and non-coherent receivers with PSK modulation," *2008 10th Anniversary International Conference on Transparent Optical Networks*, 2008, pp. 37-38, doi: 10.1109/ICTON.2008.4598364.
- [77] M. Seimetz, "Multi-format transmitters for coherent optical M-PSK and M-QAM transmission," *Proceedings of 2005 7th International Conference Transparent Optical Networks*, 2005., 2005, pp. 225-229 Vol. 2, doi: 10.1109/ICTON.2005.1506139.
- [78] M. Seimetz, "Performance of coherent optical square-16-QAM-systems based on IQ-transmitters and homodyne receivers with digital phase estimation," *2006 Optical Fiber Communication Conference and the National Fiber Optic Engineers Conference*, 2006, pp. 10 pp.-, doi: 10.1109/OFC.2006.215620.

- [79] J. Hongou, K. Kasai, M. Yoshida and M. Nakazawa, "1 Gsymbol/s, 64 QAM coherent optical transmission over 150 km with a spectral efficiency of 3 bit/s/Hz," OFC/NFOEC 2007 - 2007 Conference on Optical Fiber Communication and the National Fiber Optic Engineers Conference, 2007, pp. 1-3, doi: 10.1109/OFC.2007.4348615.
- [80] A. H. Gnauck, P. J. Winzer, C. R. Doerr and L. L. Buhl, "10 × 112-Gb/s PDM 16-QAM transmission over 630 km of fiber with 6.2-b/s/Hz spectral efficiency," 2009 Conference on Optical Fiber Communication, 2009, pp. 1-3.
- [81] B. Koch, R. Noé, D. Sandel, V. Mirvoda, J. Omar and K. Puntsri, "20-Gb/s PDM-RZ-DPSK Transmission With 40 krad/s Endless Optical Polarization Tracking," in IEEE Photonics Technology Letters, vol. 25, no. 9, pp. 798-801, May1, 2013, doi: 10.1109/LPT.2013.2251877.
- [82] Nakazawa, M & Yoshida, M & Kasai, Keisuke & Hongou, J., "20 Msymbol/s, 64 and 128 QAM coherent optical transmission over 525 km using heterodyne detection with frequency-stabilised laser," Electronics Letters. 42. 710-712, (2006). 10.1049/el:20060646.
- [83] Yu, Jianjun & Dong, Ze & Chi, Nan, "Generation, Transmission and Coherent Detection of 11.2 Tb/s (112x100Gb/s) Single Source Optical OFDM Superchannel," (2011) 10.1364/NFOEC.2011.PDPA6.
- [84] D. Odeke Otuya, K. Kasai, T. Hirooka and M. Nakazawa, "Single-Channel 1.92 Tbit/s, 64 QAM Coherent Nyquist Orthogonal TDM Transmission With a Spectral Efficiency of 10.6 Bit/s/Hz," in Journal of Lightwave Technology, vol. 34, no. 2, pp. 768-775, 15 Jan.15, 2016, doi: 10.1109/JLT.2015.2468580.
- [85] M. Hudlíčka, C. Lundström, D. A. Humphreys and I. Fatadin, "BER estimation from EVM for QPSK and 16-QAM coherent optical systems," 2016 IEEE 6th International Conference on Photonics (ICP), 2016, pp. 1-3, doi: 10.1109/ICP.2016.7510025.
- [86] R. A. Shafik, M. S. Rahman, A. R. Islam and N. S. Ashraf, "On the error vector magnitude as a performance metric and comparative analysis," 2006 International Conference on Emerging Technologies, 2006, pp. 27-31, doi: 10.1109/ICET.2006.335992.
- [87] R. A. Shafik, M. S. Rahman and A. R. Islam, "On the Extended Relationships Among EVM, BER and SNR as Performance Metrics," 2006 International Conference on Electrical and Computer Engineering, 2006, pp. 408-411, doi: 10.1109/ICECE.2006.355657.
- [88] R. C. Yob, N. Seman and S. N. A. M. Ghazali, "Error Vector Magnitude analysis for wideband QPSK and QAM six-port modulator," 2011 IEEE International RF & Microwave Conference, 2011, pp. 149-153, doi: 10.1109/RFM.2011.6168717.
- [89] Jiang, He & Gong, Pengwei & Xie, Wen & Chen, Bei & Ma, Hongmei & Yang, Chuntao, "EVM Measurement and Correction for Digitally Modulated Signals," (2018) 1-2. 10.1109/CPEM.2018.8501158.
- [90] L. -. Yan, B. Zhang, A. Belisle, A. E. Willner and X. S. Yao, "Automatic All-Optical Detection in Polarization-Division-Multiplexing System Using Power Unbalanced Transmission," 2007 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), Baltimore, MD, 2007, pp. 1-2.
- [91] P. Boffi et al., "Stable 100-Gb/s POLMUX-DQPSK Transmission With Automatic Polarization Stabilization," in IEEE Photonics Technology Letters, vol. 21, no. 11, pp. 745-747, June1, 2009, doi: 10.1109/LPT.2009.2016758.

- [92] P. Boffi *et al.*, "20-Gb/s PolDM Duobinary Transmission Over 350-km SSMF Supported by a Polarization Stabilizer and an Optical Dispersion Compensator," in *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 20, no. 13, pp. 1118-1120, July 1, 2008.
- [93] P. Boffi *et al.*, "20-Gb/s PolDM duobinary transmission in a 575-km SSMF link with automatic polarization stabilization and optical dispersion compensation," *2008 Conference on Lasers and Electro-Optics and 2008 Conference on Quantum Electronics and Laser Science*, San Jose, CA, 2008, pp. 1-2.
- [94] H. Ji *et al.*, "Complementary Polarization-diversity Coherent Receiver for Self-Coherent Homodyne Detection with Rapid Polarization Tracking," in *Journal of Lightwave Technology*, doi: 10.1109/JLT.2022.3144983.
- [95] S. Yamanaka *et al.*, "11 × 171 Gb/s PDM 16-QAM transmission over 1440 km with a spectral efficiency of 6.4 b/s/Hz using high-speed DAC," *36th European Conference and Exhibition on Optical Communication*, 2010, pp. 1-3, doi: 10.1109/ECOC.2010.5621344.
- [96] H. Bissessur, C. Bastide, S. Dubost and S. Etienne, "80 × 200 Gb/s 16-QAM unrepeated transmission over 321 km with third order Raman amplification," *2015 Optical Fiber Communications Conference and Exhibition (OFC)*, 2015, pp. 1-3.
- [97] A. Matiss *et al.*, "Characterization of an integrated coherent receiver for 224 Gb/s polarization multiplexed 16-QAM transmission," *2011 Optical Fiber Communication Conference and Exposition and the National Fiber Optic Engineers Conference*, 2011, pp. 1-3.
- [98] R. Puerta and I. T. Monroy, "Single Photodiode, Single Wavelength, and Single Polarization 65 Gb/s 16-QAM and QPSK Coherent Transmission," *2018 10th International Conference on Advanced Infocomm Technology (ICAIT)*, 2018, pp. 56-60, doi: 10.1109/ICAIT.2018.8686726.
- [99] S. L. I. Olsson, T. A. Eriksson, C. Lundström, M. Karlsson and P. A. Andrekson, "Linear and nonlinear transmission of 16-QAM Over 105 km phase-sensitive amplified link," *OFC 2014*, 2014, pp. 1-3, doi: 10.1364/OFC.2014.Th1H.3.

Spis rysunków

- Rys. 2.1 Schemat blokowy odbiornika koherentnego wykorzystującego pojedynczy układ homodynowy. LO – lokalny oscylator, POL – polaryzator, QWP – płytką ćwierćfalowa, $\frac{1}{2}$ - lustro półprzepuszczalne, PBS – dzielnik polaryzacji, PD1, PD2 – fotodetektory zbalansowane, Ipd1, Ipd2 – prądy fotodetektorów, ADC1, ADC2 – konwertery analogowo cyfrowe, DSP – procesor sygnałowy.
- Rys. 2.2 Schemat blokowy odbiornika koherentnego wykorzystującego podwójny układ homodynowy. LO – lokalny oscylator, POL – polaryzator, QWP – płytką ćwierćfalowa, $\frac{1}{2}$ - lustro półprzepuszczalne, PBS – dzielnik polaryzacji, PD1, PD2 – fotodetektory zbalansowane, Ipd1, Ipd2 – prądy fotodetektorów, ADC1, ADC2 – konwertery analogowo cyfrowe, DSP – procesor sygnałowy.
- Rys. 2.3 Schemat blokowy systemu transmisyjnego z modulacją mQAM i atraktorem polaryzacji do kontroli polaryzacji sygnału użytkowego na wejściu odbiornika koherentnego. LO – lokalny oscylator, POL – polaryzator, QWP – płytką ćwierćfalowa, $\frac{1}{2}$ - lustro półprzepuszczalne, PBS – dzielnik polaryzacji, PD1, PD2 – fotodetektory zbalansowane, Ipd1, Ipd2 – prądy fotodetektorów, ADC1, ADC2 – konwertery analogowo cyfrowe, DSP – procesor sygnałowy.
- Rys. 3.1 Schemat ideowy nieliniowego przyciągania polaryzacji w funkcji dystansu propagacji. Kolor niebieski odnosi się do stanu polaryzacji fali wzmacnianej. Kolor czerwony odpowiada fali pompującej. a) - stan dla $z = z_1$, b) - stan dla $z = z_2$, c) - stan dla $z = z_3$, gdzie $z_1 < z_2 < z_3$.
- Rys. 3.2 Diagram przejść energetycznych opisujący proces wymuszonego rozpraszania Ramana z konwersją energii do pasma Stokes’a.
- Rys.4.1 Sfera Poincaré z zaznaczonymi punktami odpowiadającymi 64 równo rozmieszczonym stanom polaryzacji fali wzmacnianej na wejściu procesu nieliniowego przyciągania polaryzacji.
- Rys. 4.2 Ewolucja 64 wejściowych stanów polaryzacji fali wzmacnianej pod wpływem fali pompującej spolaryzowanej kołowo, lewoskrętnie o mocy z zakresu 0,9 W do 1,5 W, propagującej współbieżnie w światłowodzie G.652.D o długości 15 km. Czerwonym znakiem X zaznaczono centrum klastra stanów polaryzacji fali

wzmacnianej. Czerwonym kołem oznaczono stan polaryzacji, któremu odpowiada maksymalna wartość kąta (rysunki a oraz g).

- Rys. 4.3 Schemat blokowy układu symulacyjnego dla konfiguracji współbieżnej (a) oraz przeciwbieżnej (b).
- Rys. 4.4 Charakterystyki zależności maksymalnej wartości kąta odchylenia stanów polaryzacji fali wzmacnianej od centrum klastra stanów polaryzacji od mocy fali pompującej dla różnych długości światłowodu oraz wejściowych stanów polaryzacji fali pompującej. Współbieżna propagacja fali wzmacnianej i pompującej.
- Rys. 4.5 Charakterystyki zależności średniej wartości stopnia spolaryzowania fali wzmacnianej od wartości wejściowej mocy fali pompującej dla różnych długości światłowodu oraz wejściowych stanów polaryzacji fali pompującej. Współbieżna propagacja fali wzmacnianej i pompującej.
- Rys. 4.6 Charakterystyki zależności średniej wartości wzmocnienia fali wzmacnianej od wartości wejściowej mocy fali pompującej dla różnych długości światłowodu oraz wejściowych stanów polaryzacji fali pompującej. Współbieżna propagacja fali wzmacnianej i pompującej.
- Rys. 4.7 Charakterystyki zależności wartości wzmocnienia zależnego od polaryzacji fali wzmacnianej od wartości wejściowej mocy fali pompującej dla różnych długości światłowodu oraz wejściowych stanów polaryzacji fali pompującej. Współbieżna propagacja fali wzmacnianej i pompującej.
- Rys. 4.8 Charakterystyki zależności maksymalnej wartości kąta odchylenia stanów polaryzacji fali wzmacnianej od centrum klastra stanów polaryzacji od mocy fali pompującej dla różnych długości światłowodu oraz wejściowych stanów polaryzacji fali pompującej. Przeciwbieżna propagacja fali wzmacnianej i pompującej.
- Rys. 4.9 Charakterystyki zależności średniej wartości stopnia spolaryzowania fali wzmacnianej od wartości wejściowej mocy fali pompującej dla różnych długości światłowodu oraz wejściowych stanów polaryzacji fali pompującej. Przeciwbieżna propagacja fali wzmacnianej i pompującej.

- Rys. 4.10 Charakterystyki zależności średniej wartości wzmocnienia fali wzmacnianej od wartości wejściowej mocy fali pompującej dla różnych długości światłowodu oraz wejściowych stanów polaryzacji fali pompującej. Przeciwbieżna propagacja fali wzmacnianej i pompującej.
- Rys. 4.11 Charakterystyki zależności wartości wzmocnienia zależnego od polaryzacji fali wzmacnianej od wartości wejściowej mocy fali pompującej dla różnych długości światłowodu oraz wejściowych stanów polaryzacji fali pompującej. Przeciwbieżna propagacja fali wzmacnianej i pompującej.
- Rys. 4.12 Charakterystyki zależności wartości α_{max} od wartości wejściowej mocy fali pompującej dla różnych wartości współczynnika PMDc światłowodu o długości 15 km i wartości współczynnika γ_{XPM} równej $1,24 (W \cdot km)^{-1}$. Wejściowa polaryzacja fali pompującej: liniowa pionowa. Współbieżna propagacja fali wzmacnianej i pompującej.
- Rys. 4.13 Charakterystyki zależności wartości α_{max} od wartości wejściowej mocy fali pompującej dla różnych wartości współczynnika γ_{XPM} światłowodu o długości 15 km i wartości współczynnika PMDc równej $0,01 ps/\sqrt{km}$. Wejściowa polaryzacja fali pompującej: liniowa pionowa. Współbieżna propagacja fali wzmacnianej i pompującej.
- Rys. 4.14 Charakterystyki zależności średniej wartości wzmocnienia fali wzmacnianej od wartości wejściowej mocy fali pompującej dla różnych wartości współczynnika γ_{XPM} światłowodu o długości 15 km i wartości współczynnika PMDc równej $0,01 ps/\sqrt{km}$. Wejściowa polaryzacja fali pompującej: liniowa pionowa. Współbieżna propagacja fali wzmacnianej i pompującej.
- Rys. 4.15 Charakterystyki zależności maksymalnej wartości kąta odchylenia stanów polaryzacji fali wzmacnianej od centrum klastra stanów polaryzacji (α_{max}) od mocy fali pompującej dla trzech wejściowych stanów polaryzacji fali wzmacnianej i światłowodu o długości 10 km i 15 km. Współczynnik PMDc światłowodu równy $0,02 ps/\sqrt{km}$.
- Rys. 4.16 Charakterystyki zależności średniej wartości stopnia spolaryzowania fali wzmacnianej od mocy fali pompującej dla trzech wejściowych stanów polaryzacji fali wzmacnianej i światłowodu o długościach 10 km i 15 km. Współczynnik

PMDc światłowodu równy $0,02 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$.

- Rys. 4.17 Charakterystyki zależności odchylenia standardowego wartości stopnia spolaryzowania fali wzmacnianej od mocy fali pompującej dla trzech wejściowych stanów polaryzacji fali wzmacnianej i światłowodu o długościach 10 km i 15 km. Współczynnik PMDc światłowodu równy $0,02 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$.
- Rys. 4.18 Charakterystyki zależności mediany wzmocnienia fali wzmacnianej od wartości wejściowej mocy fali pompującej dla trzech wejściowych stanów polaryzacji fali wzmacnianej i światłowodu o długościach 10 km i 15 km. Współczynnik PMDc światłowodu równy $0,02 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$.
- Rys. 4.19 Charakterystyki zależności wzmocnienia zależnego od polaryzacji fali wzmacnianej od wartości wejściowej mocy fali pompującej dla trzech wejściowych stanów polaryzacji fali wzmacnianej i światłowodu o długościach 10 km i 15 km. Współczynnik PMDc światłowodu równy $0,02 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$.
- Rys. 5.1 Schemat blokowy układu do weryfikacji właściwości nieliniowego przyciągania polaryzacji i wzmocnienia fali wzmacnianej w warunkach laboratoryjnych. KP - kontroler polaryzacji, PBS - dzielnik polaryzacji, MUX WDM - układ sprzęgający moc fali pompującej i wzmacnianej, Filtr WDM - układ separujący moc fali pompującej i wzmacnianej, ATT_1 - tłumik optyczny dla odseparowanej mocy fali pompującej, ATT_2 - tłumik optyczny dla fali wzmacnianej.
- Rys. 5.2 Fotografia układu pomiarowego do weryfikacji właściwości nieliniowego przyciągania polaryzacji i wzmocnienia fali wzmacnianej w warunkach laboratoryjnych. A - źródło fali 1552 nm, B - ATT_1, C - źródło 1455 nm, D - MUX WDM, E - dzielnik polaryzacji, F - kontroler polaryzacji dla źródła 1455 nm, G - analizator polaryzacji z funkcją skramblera oraz ATT_2, H światłowód o długości 10 km, I - filtr WDM, J - komputer.
- Rys. 5.3 Rozmieszczenie rzutów stanów polaryzacji fali wzmacnianej na sferze Poincaré, otrzymanych jako rezultat działania skramblera polaryzacji.
- Rys. 5.4 Schemat układu do wyznaczania i weryfikacji wejściowego stanu polaryzacji fali pompującej. Oznaczenia zgodne z rysunkiem 5.1.
- Rys. 5.5 Fotografia układu umożliwiającego wyznaczenie oraz weryfikację stanu polaryzacji fali pompującej na wejściu światłowodu. A - wyjście układu źródła fali

pompującej podłączone bezpośrednio do analizatora polaryzacji.

- Rys. 5.6 Charakterystyki zależności maksymalnej wartości kąta odchylenia stanów polaryzacji fali wzmacnianej od centrum klastra stanów polaryzacji (α_{max}) od mocy fali pompującej dla trzech wejściowych stanów polaryzacji fali pompującej i światłowodu o długościach 10 km i 15 km. Zestawienie rezultatów pomiarowych i symulacyjnych.
- Rys. 5.7 Charakterystyki zależności średniej wartości stopnia spolaryzowania fali wzmacnianej od centrum klastra stanów polaryzacji (α_{max}) od mocy fali pompującej dla trzech wejściowych stanów polaryzacji fali pompującej i światłowodu o długościach 10 km i 15 km. Zestawienie rezultatów pomiarowych i symulacyjnych.
- Rys. 5.8 Charakterystyki zależności odchylenia standardowego wartości stopnia spolaryzowania fali wzmacnianej od centrum klastra stanów polaryzacji (α_{max}) dla trzech wejściowych stanów polaryzacji fali pompującej i światłowodu o długościach 10 km i 15 km. Zestawienie rezultatów pomiarowych i symulacyjnych.
- Rys. 5.9 Charakterystyki zależności średniej wartości wzmocnienia fali wzmacnianej od wartości wejściowej mocy fali pompującej dla różnych wejściowych polaryzacji fali pompującej i światłowodu o długościach 10 km i 15 km.
- Rys. 5.10 Charakterystyki zależności wzmocnienia zależnego od polaryzacji fali wzmacnianej od wartości wejściowej mocy fali pompującej dla różnych wejściowych polaryzacji fali pompującej i światłowodu o długościach 10 km i 15 km.
- Rys. 6.1 Charakterystyka zależności maksymalnej wartości kąta odchylenia stanów polaryzacji fali wzmacnianej od centrum klastra stanów polaryzacji (α_{max}) od długości fali wzmacnianej.
- Rys. 6.2 Charakterystyka zależności średniej wartości stopnia spolaryzowania fali wzmacnianej od długości fali wzmacnianej.
- Rys. 6.3 Charakterystyka zależności odchylenia standardowego stopnia spolaryzowania fali wzmacnianej od długości fali wzmacnianej.

- Rys. 6.4 Charakterystyka zależności średniej wartości wzmocnienia fali wzmacnianej od długości fali wzmacnianej.
- Rys. 6.5 Charakterystyka zależności wartości wzmocnienia zależnego od polaryzacji fali wzmacnianej od długości fali wzmacnianej.
- Rys. 7.1 Schemat blokowy odbiornika koherentnego dla modulacji QAM. LO – lokalny oscylator, PBS - dzielnik polaryzacji, X, Y – odbiorniki homodynowe dla ortogonalnych składowych sygnału użytecznego, DSP – jednostka procesora sygnałowego.
- Rys. 7.2 Schemat blokowy systemu transmisji pojedynczego kanału 16-QAM przez tor światłowodowy. SET OSNR – blok kontroli wartości OSNR, SMF – blok światłowodu G.652.D, NDF – blok światłowodu kompensującego dyspersję chromatyczną, AMP – blok wzmacniacza, REC - odbiornik 16-QAM.
- Rys. 7.3 Konstelacja odpowiadająca nadanemu sygnałowi 16-QAM.
- Rys. 7.4 Widmo sygnału nadanego z uwzględnieniem addytywnego szumu Gaussowskiego (a) oraz na wyjściu toru światłowodowego (b).
- Rys. 7.5 Rozkład stanów polaryzacji sygnału na wyjściu toru światłowodowego dla 18 iteracji toru.
- Rys. 7.6 Konstelacja odpowiadająca odebranemu sygnałowi 16-QAM bez procedury estymacji fazy.
- Rys. 7.7 Wykres wartości EVM (a) oraz BER (b) dla analizowanych iteracji toru światłowodowego bez procedury estymacji fazy.
- Rys. 7.8 Konstelacja odpowiadająca odebranemu sygnałowi 16-QAM z aktywną procedurą estymacji fazy.
- Rys. 7.9 Wykres wartości EVM (a) oraz BER (b) dla analizowanych iteracji toru światłowodowego z aktywną procedurą estymacji fazy.

- Rys. 7.10 Schemat blokowy układu do symulacji transmisji pojedynczego kanału z modulacją 16-QAM z wykorzystaniem atraktora polaryzacji do kontroli polaryzacji sygnału użytkowego. MUX – multiplekser sygnału, FIB – światłowód, w którym zachodzi oddziaływanie pomiędzy pompą i sygnałem użytkowym, ROT – sekcja elementów rotacyjnych, LO – lokalny oscylator, HOM – pojedynczy odbiornik homodynowy.
- Rys. 7.11 Widmo (a) oraz rozkład stanów polaryzacji (b) sygnału użytkowego na wyjściu toru światłowodowego.
- Rys. 7.12 Widmo (a) oraz rozkład stanów polaryzacji (b) sygnału użytkowego na wyjściu światłowodu FIB.
- Rys. 7.13 Przebieg średniej wartości wzmocnienia sygnału użytkowego dla analizowanych iteracji symulacji.
- Rys. 7.14 Rozkład stanów polaryzacji sygnału użytkowego na wyjściu atraktora polaryzacji.
- Rys. 7.15 Konstealacja odpowiadająca odebranemu sygnałowi 16-QAM.
- Rys. 7.16 Wykres wartości EVM (a) oraz BER (b) dla analizowanych iteracji toru światłowodowego.
- Rys. 7.17. Wykres średniej wartości EVM (a) oraz BER (b) przy zmianie centralnej długości fali sygnału użytkowego.

Spis tabel

- Tabela 4.1 Zestawienie najważniejszych parametrów symulacji.
- Tabela 4.2 Zestawienie wartości współczynnika γ_{xpm} dla różnych typów światłowodów.
- Tabela 4.3 Zestawienie najważniejszych parametrów symulacji.
- Tabela 4.4 Zestawienie parametrów umożliwiających osiągnięcie maksymalnej efektywności nieliniowego przyciągania polaryzacji, repolaryzacji i wzmocnienia.
- Tabela 5.1 Zestawienie najważniejszych parametrów urządzeń stosowanych w układzie pomiarowym przedstawionym na rysunkach 4.1 oraz 4.2.

Tabela 5.2 Zestawienie najważniejszych parametrów pomiarowych.

Tabela 6.1 Zestawienie najważniejszych parametrów symulacyjnych.

Tabela 7.1 Zestawienie najważniejszych parametrów symulacyjnych.

Tabela 7.2 Zestawienie najważniejszych parametrów symulacyjnych.