



Politechnika Wrocławska

**SYMULACYJNE BADANIA FALOWODOWYCH
ELEMENTÓW FOTONICZNYCH ZE
STRUKTURYZACJĄ POWIERZCHNI
WYTWORZONYCH W TECHNOLOGII
ZOL-ŻEL**

Edyta Środa

Promotor: prof. dr hab. inż. Wacław Urbańczyk

Promotor pomocniczy: dr inż. Jacek Olszewski

Rozprawa doktorska zrealizowana w ramach
grantu FNP TEAM-NET nr POIR.04.04.00-00-14D6/18

WROCŁAW
GRUDZIEŃ, 2025

STRESZCZENIE

Rozprawa przedstawia wyniki badań symulacyjnych pokazujących, że odpowiednia strukturyzacja powierzchni znacząco poprawia parametry użytkowe pasywnych planarnych elementów fotonicznych wykonanych z materiałów o średnim kontraście współczynnika załamania ($\text{TiO}_2\text{:SiO}_2/\text{SiO}_2$), a w niektórych przypadkach także z materiałów wysokokontrastowych (Si/SiO_2). Analizie poddano trzy klasy elementów falowodowych: grzbietowe falowody zgięte kołowo, sprzęgacze interferencyjne (MMI) i konwertery modów $\text{TE}_{00}/\text{TE}_{01}$ wykorzystujące binarne siatki długookresowe. Modelowanie przeprowadzono metodą elementów skończonych (FEM), a w przypadku sprzęgaczy MMI dodatkowo zastosowano metodę rozwinięcia w bazie modów własnych (EME).

W badaniach falowodów zgiętych kołowo skupiono się na strukturach dwumodowych. Wykazano, że niewielki uskok grubości w obszarze zgięcia istotnie poprawia ich parametry transmisyjne, redukując straty nadmiarowe, przesłuchy międzymodowe i straty zgięciowe obu modów. Analizę przeprowadzono z wykorzystaniem formalizmu optyki transformacyjnej, który umożliwił zastosowanie dwuwymiarowej metody FEM.

W części dotyczącej sprzęgaczy interferencyjnych MMI zaproponowano dwie metody kompensacji błędów fazowych poprzez odpowiednią strukturyzację powierzchni sprzęgacza: prostokątną siatkę reliefową oraz prostokątne rowki biegnące wzdłuż bocznych krawędzi sprzęgacza. Odpowiedni dobór parametrów tych struktur pozwolił znacząco lub niemal całkowicie skompensować błędy fazowe modów uczestniczących w formowaniu obrazu. Boczne rowki okazały się skuteczne także dla sprzęgaczy wykonanych z materiałów o dużym kontraście współczynnika załamania.

W ostatniej części pracy przedstawiono nową metodę projektowania siatkowych konwerterów modowych $\text{TE}_{00}/\text{TE}_{01}$, opartą na bezpośredniej numerycznej optymalizacji parametrów strukturalnych niejednorodnej długookresowej binarnej siatki o silnym sprzężeniu. Zoptymalizowane konwertery osiągają wymagane charakterystyki przy minimalnej liczbie segmentów i długości całkowitej. Ich własności transmisyjne były obliczane za pomocą formalizmu macierzowego, a optymalizację przeprowadzono zmodyfikowaną przez autorkę metodą multistart w środowisku MATLAB. Zoptymalizowane konwertery wykazują rekorodowo szerokie pasmo konwersji (do 400 nm przy efektywności konwersji powyżej 90%) i zawierają maksymalnie 9 segmentów. Całkowita długość tych struktur nie przekracza 260 μm , co stanowi redukcję wymiarów o ponad rząd wielkości w porównaniu z klasycznymi rozwiązaniami.

Rozwiązania zaproponowane w rozprawie przyczyniają się do zwiększenia skali integracji fotonicznych układów planarnych wytwarzanych z materiałów o średnim kontraście współczynnika załamania. Uzyskane wyniki zostały częściowo opublikowane w czterech współautorskich artykułach z listy filadelfijskiej oraz dwóch komunikatach konferencyjnych.

ABSTRACT

This dissertation presents simulation results demonstrating that appropriate surface structuring can significantly enhance the performance of passive planar photonic components fabricated from medium-index-contrast materials ($\text{TiO}_2/\text{SiO}_2/\text{SiO}_2$), and, in certain cases, also in high-index-contrast structures (Si/SiO_2). Three classes of waveguide components were analyzed: circularly bent ridge waveguides, multimode interference (MMI) couplers, and $\text{TE}_{00}/\text{TE}_{01}$ mode converters based on binary long-period gratings. The structures were modeled using the finite element method (FEM), and in the case of MMI couplers, the eigenmode expansion method (EME) was additionally employed.

The study of circularly bent waveguides were focused on two-mode structures. It was shown that a small thickness step introduced in the bend region can significantly improve their transmission characteristics by reducing excess losses, intermodal crosstalk, and bending losses of both modes. The analysis was carried out using the transformation optics formalism, which enabled the use of two-dimensional FEM simulations in the frequency domain.

In the section devoted to MMI interferometric couplers, two methods of phase error compensation based on surface structuring were proposed: a rectangular relief grating and rectangular grooves running along the lateral edges of the coupler. Proper adjustment of the geometrical parameters of these structures made it possible to significantly, or even almost completely, compensate for the phase errors of all modes involved in image formation. The lateral grooves proved effective also in couplers fabricated from materials with a high refractive index contrast.

In the final part of the work, a new method for designing $\text{TE}_{00}/\text{TE}_{01}$ grating-based mode converters is presented. The method is based on direct numerical optimization of the structural parameters of an inhomogeneous, strongly coupled, long-period binary grating. The optimized converters achieve the required characteristics with a minimal number of segments and a minimal overall length. Their transmission properties were calculated using the matrix formalism, and the optimization was carried out with a multistart method modified by the author in the MATLAB environment. The optimized converters exhibit a record-high conversion bandwidth (up to 400 nm with conversion efficiency above 90 %) and contain no more than nine segments. The total length of these structures does not exceed 260 μm , which represents a size reduction of more than an order of magnitude compared to known solutions.

The obtained results have been partly published in four co-authored papers from the Philadelphia list and in two conference proceedings. The solutions proposed in the dissertation contribute to advancing the integration scale of planar photonic circuits fabricated from medium-index-contrast materials.

SPIS TREŚCI

Streszczenie	i
Abstract	iii
Lista publikacji zawierających wyniki rozprawy	vii
1 Wstęp	1
2 Zgięty falowód dwumodowy z dwustopniową strukturyzacją powierzchni	7
2.1 Wprowadzenie	7
2.2 Metoda symulacji zgiętych falowodów	9
2.3 Kompensacja efektu zgięcia falowodu przez schodkową zmianę jego grubości	13
2.3.1 Zasada działania zgiętego falowodu z dwustopniową grubością	14
2.3.2 Wyniki symulacji	17
2.4 Podsumowanie	22
3 Wielomodowe interferencyjne sprzęgacze ze strukturyzowaną powierzchnią	25
3.1 Zasada działania wielomodowych sprzęgaczy interferencyjnych	25
3.2 Błędy fazy w sprzęgaczach interferencyjnych	29
3.3 Redukcja błędów fazy za pomocą powierzchniowej prostokątnej siatki reliefowej	32
3.3.1 Zasada działania siatki	33
3.3.2 Wyniki symulacji	37
3.3.2.1 Dwumodowy sprzęgacz mocy 100:0	38
3.3.2.2 Jednomodowy dzielnik długości fal 1.31/1.55 μm	43
3.3.2.3 Ocena przydatności metody do materiałów o dużym kontraście współczynnika załamania	49
3.3.3 Podsumowanie	50
3.4 Redukcja błędów fazy za pomocą bocznych rowków utworzonych na górnej powierzchni sprzęgacza	52
3.4.1 Zasada działania bocznych rowków	52
3.4.2 Wyniki symulacji	58
3.4.2.1 Dwumodowy sprzęgacz mocy wykonany z materiału o średnim kontraście współczynnika załamania	59
3.4.2.2 Dwumodowy sprzęgacz mocy wykonany z materiału o dużym kontraście współczynnika załamania	65

3.4.3	Podsumowanie	70
4	Szerokopasmowy konwerter modów TE_0/TE_1 wykorzystujący binarną nie-jednorodną siatkę długookresową	73
4.1	Zasada działania siatek długookresowych	73
4.2	Zastosowania siatek długookresowych jako konwerterów modowych . . .	76
4.3	Metoda symulacji binarnych siatek długookresowych	79
4.3.1	Metoda macierzy przejścia	79
4.3.2	Sformułowanie problemu optymalizacyjnego	82
4.3.3	Procedura optymalizacyjna	83
4.4	Optymalizacja konwerterów wykorzystujących siatki z bocznym przesunięciem	85
4.4.1	Uproszczony opis siatek dwumodowych	88
4.4.2	Porównanie parametrów siatki dwumodowej obliczonych w przybliżony i dokładny sposób	90
4.4.3	Testy procedury optymalizacyjnej w przybliżeniu dwumodowym	93
4.4.4	Wyniki optymalizacji konwerterów TE_0/TE_1 w przybliżeniu dwumodowym	99
4.4.5	Wyniki optymalizacji kilkumodowych konwerterów TE_0/TE_1 . . .	104
4.5	Optymalizacja konwerterów wykorzystujących siatki ze schodkową zmianą grubości	107
4.6	Analiza tolerancji wytwarzania obu typów konwerterów	115
4.7	Podsumowanie	117
5	Podsumowanie i wnioski	119
	Bibliografia	125
	Podziękowania	133

LISTA PUBLIKACJI ZAWIERAJĄCYCH WYNIKI ROZPRAWY

Wyniki uzyskane w ramach niniejszej rozprawy zostały opublikowane w czterech artykułach i 2 komunikatach konferencyjnych:

- [O1] E. Środa, J. Olszewski, and W. Urbańczyk, Reducing bend-induced loss and crosstalk in a two-mode ridge waveguide by steplike thickness structuring, [Applied Optics](#) **61**, 1164 (2022).
- [O2] E. Środa, J. Olszewski, and W. Urbańczyk, Reducing loss and crosstalk in two-mode ridge waveguide bend by step-like thickness structuring, [Proceeding of SPIE](#) **12148**, Integrated Photonics Platforms II, 121480A (2022).
- [O3] M. A. Butt, A. Kaźmierczak, C. Tyszkiewicz, P. Karasiński, E. Środa, J. Olszewski, P. Pala, T. Martynkien, D. Hlushchenko, and T. Baraniecki, Hypha project: a low-cost alternative for integrated photonics, [Photonic Letters of Poland](#) **14**, 25 (2022).
- [O4] E. Środa, A. Gawlik, J. Olszewski, and W. Urbańczyk, Correction of phase errors in multimode interference couplers using rectangular surface-relief grating, [Proceeding of SPIE](#) **12424**, Integrated Optics: Devices, Materials, and Technologies XXVII, 124241F (2023).
- [O5] E. Środa, A. Gawlik, J. Olszewski, and W. Urbańczyk, Reducing phase errors in multimode interference coupler by side grooves formed on its top surface, [Applied Optics](#) **63**, 3764 (2023).
- [O6] E. Środa, J. Olszewski, and W. Urbańczyk, Design of a broadband integrated mode converter based on non-uniform binary long-period grating by direct multiparameter optimization, [IEEE Photonics Journal](#) **16**, 6600709 (2024).

ROZDZIAŁ 1

WSTĘP

Współczesne zintegrowane układy fotoniczne (ang. *photonic integrated circuit*, PIC) opierają się głównie na czterech dojrzałych technologicznie platformach materiałowych: krzemie na izolatorze (SOI, $n = 3.48 @ 1.55 \mu\text{m}$), fosforu indu (InP , $n = 3.16 @ 1.55 \mu\text{m}$), azotku krzemu (Si_3N_4 , $n = 2.46 @ 1.55 \mu\text{m}$) oraz niobianie litu (LiNbO_3 , $n = 2.2 @ 1.55 \mu\text{m}$). Platforma SOI jako pierwsza zyskała szerokie zastosowanie, głównie dzięki rozwiniętej technologii CMOS stosowanej w elektronice krzemowej. Pozwoliło to na tanią produkcję układów fotonicznych, ich integrację z układami elektronicznymi oraz szybki rozwój całej technologii. Platforma materiałowa SOI jest najczęściej stosowana do wytwarzania pasywnych komponentów optycznych, co wynika m.in. z faktu, że krzem posiada skośną przerwę energetyczną, uniemożliwiającą efektywną emisję światła. W przypadku struktur wymagających komponentów aktywnych, stosuje się podejście hybrydowe, łącząc SOI np. z technologiami wykorzystującymi InP. Platforma SOI wykazuje małe straty absorpcyjne w zakresie bliskiej i średniej podczerwieni ($\lambda = 1.2 - 3.7 \mu\text{m}$) [1]. Z tego powodu jest używana najczęściej do wytwarzania elementów stosowanych w telekomunikacji optycznej, czujnikach optoelektronicznych oraz do optycznych połączeń w centrach danych [2].

Fosforek indu (InP) jest również platformą materiałową często wykorzystywaną w skali przemysłowej do wytwarzania zintegrowanych układów fotonicznych. Dzięki prostej przerwie energetycznej umożliwia monolityczną integrację zarówno aktywnych, jak i pasywnych komponentów optycznych — takich jak lasery, wzmacniacze, modulatory, detektory czy interferometry — w jednym chipie. Unikalna możliwość zintegrowania wszystkich podstawowych funkcji fotonicznych w ramach jednej technologii sprawia, że InP jest idealnym wyborem dla zastosowań wymagających pełnej funkcjonalności optycznej, takich jak szybkie systemy komunikacji optycznej, precyzyjna metrologia (np. LIDAR w pojazdach autonomicznych), spektroskopia lub obrazowanie [3,4]. InP charakteryzuje się małymi stratami w zakresie spektralnym od około $1.1 \mu\text{m}$ do $1.6 \mu\text{m}$, obejmując kluczowe pasma transmisyjne wykorzystywane zarówno w telekomunikacji optycznej, jak i w systemach czujnikowych [3].

Platforma wykorzystująca azotek krzemu (Si_3N_4) zyskała w ostatnich latach duże zainteresowanie w dziedzinie zintegrowanych układów fotonicznych, dzięki wyjątkowo niskim stratom w porównaniu do innych platform, obejmującym szeroki zakres spektralny, od światła widzialnego po średnią podczerwień ($0.4 - 4 \mu\text{m}$) [5]. Dotychczas, najmniejsze straty dla falowodów z azotku krzemu (od 0.1 dB/cm do 0.1 dB/m) uzyskano

w technologii TriPleX®, opracowanej przez holenderską firmę LioniX International. Technologia ta pozwala wytworzyć elementy fotoniczne pracujące w szerokim zakresie spektralnym, od 405 nm do 2350 nm [6,7]. Azotek krzemu doskonale nadaje się do fabrykacji pasywnych układów fotonicznych, dzięki bardzo małym stratom, możliwości wytwarzania falowodów o małych promieniach zgięcia oraz kontroli polaryzacji propagowanego modu. W przypadku układów PIC wymagających komponentów aktywnych, możliwe jest zastosowanie integracji hybrydowej, łączącej pasywne elementy wytworzone z Si_3N_4 z elementami aktywnymi wytworzonymi np. w technologii InP.

Niobian litu (LiNbO_3) to materiał krystaliczny, szeroko wykorzystywany w układach wykorzystujących efekty nieliniowe, takich jak modulatory elektrooptyczne lub przetworniki akustooptyczne. Domieszkowanie LiNbO_3 jonami metali ziem rzadkich umożliwia ponadto wytwarzanie wzmacniaczy i laserów zintegrowanych. Materiał ten cechuje się również naturalną dwójłomnością, która pozwala na kontrolę polaryzacji propagowanych modów i znajduje zastosowanie m.in. w układach filtracyjnych [8,9]. Jednocześnie jednak dwójłomność LiNbO_3 utrudnia projektowanie komponentów niezależnych od polaryzacji, co stanowi istotne ograniczenie w kontekście systemów komunikacji światłowodowej [10].

Platformy o dużym kontraście współczynnika załamania, takie jak InP i SOI, umożliwiają prowadzenie światła w falowodach o małym przekroju, co przekłada się na miniaturyzację elementów oraz integrację złożonych funkcji fotonicznych na niewielkiej powierzchni. Te platformy materiałowe są jednak wysoce wrażliwe na niedoskonałości technologiczne, co zwykle prowadzi do zwiększonych strat falowodowych oraz niepowtarzalności parametrów optycznych wynikających z nieuniknionych błędów fabrykacji. Z powodu tych ograniczeń, rośnie zainteresowanie platformami materiałowymi o większej tolerancji na błędy wytwarzania. Przykładem jest azotek krzemu (Si_3N_4), który — ze względu na mniejszy współczynnik załamania i mniejszy kontrast współczynnika załamania między rdzeniem a płaszczem — częściowo eliminuje wspomniane problemy. Platforma Si_3N_4 umożliwia znaczące ograniczenie strat falowodowych (nawet o rząd wielkości), przy jednoczesnym zachowaniu relatywnie małych rozmiarów struktur zintegrowanych [11]. Wadami tej platformy materiałowej są jednak złożone i kosztowne procesy wytwarzania, takie jak LPCVD czy PECVD.

Z tego powodu, wciąż poszukuje się alternatywnych platform materiałowych, charakteryzujących się jeszcze mniejszym kontrastem współczynnika załamania, a zarazem większą prostotą i niższym kosztem wytwarzania. Takie właściwości wykazuje stosunkowo nowa ceramiczna platforma materiałowa, wykorzystująca krzemionkę domieszkowaną dwutlenkiem tytanu ($\text{TiO}_2\text{:SiO}_2$), wytwarzana metodą zol-żel [12–15]. Platforma ta nie tylko cechuje się większą tolerancją na niedoskonałości technologiczne, ale również umożliwia uproszczone i tańsze nanoszenie warstw (np. metodą zanurzeniową), a także znaczne uproszczenie całego procesu produkcyjnego — m.in. poprzez zastosowanie jednoetapowego nanoimprintu zamiast klasycznej litografii i trawienia jonowego [O3]. Warto jednak zaznaczyć, że zmniejszenie kontrastu współczynnika załamania ma swoje zalety, ale i ograniczenia: z jednej strony zwiększa tolerancję na błędy fabrykacji i zmniejsza straty falowodowe, z drugiej natomiast skutkuje koniecznością zwiększenia wymiarów elementów falowodowych, co ogranicza stopień integracji. Typowymi konsekwencjami zmniejszonego kontrastu są m.in. wydłużenie struktur siatek długookresowych LPG, czy zwiększenie minimalnych promieni zgięcia falowo-

dów łączących, wynikające z rosnących strat zgięciowych i sprzężeń międzymodowych. W związku z tym, potrzebne są badania dotyczące możliwości uzyskania dobrych parametrów użytkowych elementów fonicznych wytwarzanych w ramach tej platformy materiałowej, przy możliwie dużej skali ich integracji. W ten nurt wpisuje się niniejsza rozprawa, której celem było wykazanie, na drodze symulacji numerycznych, że właściwości struktur falowodowych wykonanych z materiałów o średnim kontraście współczynnika załamania ($\text{TiO}_2\text{:SiO}_2/\text{SiO}_2$) można istotnie poprawiać poprzez odpowiednią strukturyzację powierzchni oraz optymalizację geometrii. Celem rozprawy było udowodnienie następującej tezy:

Odpowiednia strukturyzacja powierzchni umożliwia znaczącą poprawę parametrów użytkowych planarnych elementów fonicznych wytworzonych w technologii zol-żel, takich jak zgięte falowody, sprzęgacze i konwertery modów.

Rozprawa składa się z pięciu rozdziałów: wstępu, trzech rozdziałów poświęconych różnym elementom składowym PIC oraz podsumowania zawierającego wnioski końcowe. Ponieważ w rozprawie analizowano struktury falowodowe o małej grubości, w których propagowane są mody TE/TM podstawowe w kierunku poprzecznym (TE_{0l} , TM_{0l}), konsekwentnie w całym tekście stosowano uproszczone oznaczenia modów, zgodnie z następującymi tożsamościami $\text{TE}_{0l} \equiv \text{TE}_l$ oraz $\text{TM}_{0l} \equiv \text{TM}_l$. Rozdział 2 przedstawia wyniki badań wskazujące, że poprzez dwustopniową strukturyzację powierzchni zgiętego falowodu grzbietowego można w znacznym stopniu zredukować negatywne skutki zgięcia. W rozdziale 3 pokazano, że wytworzenie prostokątnej siatki reliefowej lub bocznych rowków na górnej powierzchni wielomodowego sprzęgacza interferencyjnego prowadzi do redukcji błędów fazy i w konsekwencji do poprawy jakości odwzorowania pola wejściowego. W rozdziale 4, poświęconym szerokopasmowym konwerterom modów TE_0/TE_1 wykorzystującym binarne, niejednorodne siatki długookresowe, wykazano, że poprzez jednoczesne zastosowanie strukturyzacji powierzchni i odpowiedni dobór długości segmentów oraz siły sprzężenia można uzyskać rekordowo szerokie pasma konwersji już dla niewielkiej liczby segmentów siatki. Każdy z rozdziałów poświęconych poszczególnym elementom fonicznym rozpoczyna się wprowadzeniem, omawia zasadę działania analizowanych elementów, przedstawia zastosowane metody symulacyjne, uzyskane wyniki oraz ich syntetyczne podsumowanie.

Pierwsza część badań, przedstawiona w rozdziale 2, dotyczyła ograniczenia strat wynikających ze zgięcia falowodu grzbietowego poprzez zastosowanie dwustopniowej strukturyzacji jego grubości w obszarze zgięcia. Wykazano, że takie podejście istotnie redukuje straty zgięciowe, straty nadmiarowe, a także sprzężenia międzymodowe spowodowane zakrzywieniem falowodu. Wyprowadzono prostą formułę analityczną, wiążącą wymaganą zmianę grubości falowodu z jego parametrami geometrycznymi oraz promieniem zgięcia. Skuteczność zaproponowanej koncepcji redukcji negatywnych efektów zgięcia została potwierdzona za pomocą rygorystycznych symulacji numerycznych strat i sprzężeń międzymodowych, wykorzystujących formalizm optyki transformacyjnej. Przykładowe wyniki uzyskane dla falowodu o średnim kontraście współczynnika załamania ($\text{TiO}_2\text{:SiO}_2/\text{SiO}_2$) wykazały istotną poprawę parametrów propagacyjnych dla modów TE_0 i TE_1 .

Kolejny etap badań, opisany w rozdziale 3, dotyczył dwóch metod redukcji błędów fazowych ograniczających skuteczność działania sprzęgaczy interferencyjnych MMI. Pierwsza z proponowanych metod polega na wytworzeniu prostokątnej siatki reliefowej na górnej powierzchni sprzęgacza, której częstość przestrzenna jest dopasowana do rozkładu natężenia modu i -tego rzędu. Taka struktura umożliwia kontrolę błędów fazowych wszystkich modów przestrzennych do rzędu i włącznie. Wpływ siatki na stałe propagacji modów wyższych rzędów przeanalizowano zarówno metodą perturbacyjną, jak i przy pomocy dokładnych symulacji numerycznych metodą elementów skończonych (FEM). Skuteczność zaproponowanego rozwiązania została potwierdzona na przykładzie dwóch układów wykonanych z materiału o średnim kontraście współczynnika załamania ($\text{TiO}_2\text{:SiO}_2/\text{SiO}_2$): dwumodowego (TE_0 i TE_1) sprzęgacza MMI pracującego w paśmie $1.31\ \mu\text{m}$ oraz jednomodowego (TE_0) dzielnika długości fali $1.31/1.55\ \mu\text{m}$. Dodatkowo przeanalizowano możliwość zastosowania powierzchniowej siatki prostokątnej w przypadku sprzęgaczy wykonanych z materiałów o wysokim kontraście współczynnika załamania (SOI). Uzyskane wyniki wskazują, że w takim przypadku siatka reliefowa ma ograniczone zastosowanie, gdyż skutecznie kompensuje błędy fazowe dla modów o stosunkowo niskich rzędach (do 6-tego rzędu).

Drugim analizowanym rozwiązaniem jest wytworzenie prostokątnych rowków wzdłuż całej długości sprzęgacza MMI, blisko jego bocznych krawędzi. Wpływ wymiarów oraz położenia tych rowków na stałe propagacji modów wyższych rzędów został przeanalizowany zarówno metodą perturbacyjną, jak i przy użyciu dokładnych symulacji numerycznych metodą FEM, dla platform materiałowych o średnim ($\text{TiO}_2\text{:SiO}_2/\text{SiO}_2$) i wysokim (SOI) kontraście współczynnika załamania. Ponieważ wpływ rowków na stałe propagacji i błędy fazowe rośnie z czwartą potęgą numeru modu, ich odpowiednia optymalizacja pozwala niemal całkowicie wyeliminować te błędy i znacząco poprawić parametry pracy urządzenia (takie jak straty nadmiarowe, współczynnik ekstynkcji i współczynnik nierównowagi), niezależnie od zastosowanej platformy materiałowej. Symulacje potwierdziły przydatność zaproponowanej metody do poprawy jakości działania dwumodowych sprzęgaczy mocy MMI (TE_0/TE_1) o podziale 50:50 oraz 100:0, wykonanych odpowiednio w technologiach $\text{TiO}_2\text{:SiO}_2/\text{SiO}_2$ oraz Si/SiO_2 , pracujących na długości fali $1.31\ \mu\text{m}$ w otoczeniu powietrznym.

Ostatnia część badań, opisana w rozdziale 4, dotyczy nowej metody projektowania niejednorodnych binarnych siatek długookresowych o zadanych charakterystykach transmisyjnych. Proponowane podejście polega na bezpośredniej, numerycznej optymalizacji siły sprzężenia oraz długości falowodów tworzących siatkę. Parametry siatki dobierane są w taki sposób, aby zminimalizować różnicę pomiędzy charakterystyką transmisyjną wyznaczoną przy pomocy metody macierzy przejścia, a zadaną funkcją docelową. Skuteczność tej metody została wykazana na przykładzie konwerterów modów TE_0/TE_1 , wykorzystujących siatki długookresowe utworzone z kilkomodowych falowodów zagrzebanych o średnim kontraście współczynnika załamania ($\text{TiO}_2\text{:SiO}_2/\text{SiO}_2$). Przeanalizowano dwa sposoby sprzężenia: poprzez boczne przesunięcie falowodów oraz poprzez skokową zmianę ich grubości. Oba typy konwerterów zostały zoptymalizowane numerycznie dla zakresów długości fali $1.3\ \mu\text{m}$ oraz $1.55\ \mu\text{m}$, a ich całkowita długość była rekordowo mała i mieściła się w przedziale od $198\ \mu\text{m}$ do $255\ \mu\text{m}$. Zoptymalizowane siatki, zawierające maksymalnie dziewięć segmentów, charakteryzują się bardzo szerokim pasmem konwersji, równym odpowiednio $150\ \text{nm}$ i $315\ \text{nm}$ w drugim

i trzecim oknie telekomunikacyjnym, przy czystości konwersji poniżej -20 dB. Ponadto, siatka ze sprzężeniami indukowanymi skokową zmianą grubości wykazała dwukrotnie mniejsze straty nadmiarowe niż siatka z bocznymi przesunięciami falowodów składowych. Dodatkowo wykazano, że dla konwertera wykorzystującego skokową zmianę grubości, już dla zaledwie dziewięciu segmentów możliwe jest uzyskanie pasma konwersji o szerokości 400 nm, obejmującego oba okna telekomunikacyjne, przy czystości konwersji poniżej -20 dB i stratach nadmiarowych poniżej 0.45 dB.

Wyniki przedstawione w niniejszej rozprawie zostały częściowo opublikowane w czterech artykułach w czasopismach z listy filadelfijskiej [O1,O3,O5,O6] oraz dwóch komunikatach konferencyjnych [O2,O4]. Były one również prezentowane na krajowych i międzynarodowych konferencjach naukowych. Szczegółowy wykaz dorobku autorki zawarty jest na stronie vii niniejszej rozprawy.

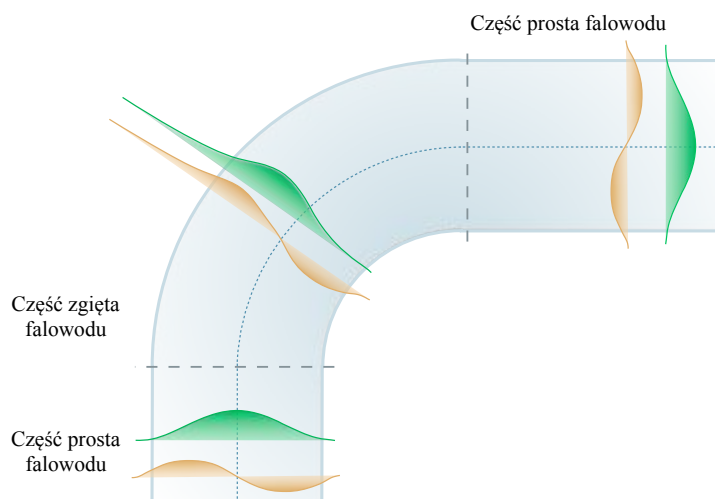
ROZDZIAŁ 2

ZGIĘTY FALOWÓD DWUMODOWY Z DWUSTOPNIOWĄ STRUKTURYZACJĄ POWIERZCHNI

2.1 Wprowadzenie

Miniaturyzacja fotonicznych układów scalonych, umożliwiającą realizację coraz bardziej złożonych funkcji, wymaga stosowania zgiętych falowodów. Niestety, zgięcia falowodów doprowadzających lub łączących poszczególne elementy strukturalne układów PIC powodują istotne zmiany w sposobie propagacji światła i w konsekwencji mogą ograniczać ich użyteczność. Na przykład, zgięcie falowodu powoduje sprzężanie pomiędzy prowadzonymi modami i wysoko stratnymi modami płaszcзовymi w części zgiętej, co powoduje powstawanie strat zgięciowych, szczególnie znaczących dla małych promieni zgięcia. Ponadto, obserwuje się również deformacje pola modowego w części zgiętej, a co za tym idzie niedopasowanie rozkładu pól modowych na połączeniu między prostą i zgiętą częścią falowodu, rys. 2.1. W konsekwencji, na połączeniu prostego i zgiętego falowodu pojawiają się straty nadmiarowe (ang. *excess loss*, EL), a w falowodach wielomodowych obserwuje się dodatkowo przesłuchy międzymodowe (ang. *crosstalk*, CT). Z tego powodu, uzyskanie wydajnych i kompaktowych układów PIC jest możliwe tylko poprzez zastosowanie odpowiedniej strukturyzacji falowodów łączących, prowadzącej do minimalizacji niepożądanych skutków zgięcia, z których najważniejszymi są zwiększone straty zgięciowe, straty nadmiarowe oraz przesłuchy międzymodowe, szczególnie widoczne w falowodach o małym i średnim kontraście współczynnika załamania.

W literaturze opisano już kilka propozycji rozwiązania tych problemów. Najprostszy sposób polega na bocznym przesunięciu falowodu zgiętego względem prostego tak, aby zmaksymalizować całki przykrycia między modami tego samego rzędu w falowodzie zgiętym i prostym i w ten sposób zmniejszyć straty nadmiarowe oraz sprzężenia międzymodowe [16]. Istnieje także grupa metod, w których zaproponowano zastąpienie falowodu zgiętego kołowo (o stałym promieniu krzywizny) falowodami o krzywiznie zmiennej wzdłuż drogi propagacji. Na przykład, kombinacja krzywych kołowych i tzw. krzywych sklepanych (splajnów) umożliwia adyabatyczne dopasowanie między krzywizną części zgiętej a zerową krzywizną prostych falowodów [17], co redukuje straty



Rysunek 2.1. Mody własne TE_0 , TE_1 w falowodzie prostym i zgiętym – zmiana rozkładu amplitudy i boczne przesunięcie modów na skutek zgięcia. Zastosowano uproszczoną notację modów $TE_0 \equiv TE_{00}$ oraz $TE_1 \equiv TE_{01}$.

nadmiarowe oraz przesłuchy międzymodowe. Podobne efekty uzyskuje się poprzez zastosowanie innych typów krzywizn zmiennych wzdłuż drogi propagacji, w tym zgięcia Beziera [18] i Eulera [19]. Jeszcze innym rozwiązaniem jest zastosowanie pary konwerterów, o kształcie zoptymalizowanym za pomocą efektywnej wieloparametrowej optymalizacji roju cząstek (ang. *particle swarm optimization*), transformujące mody z części prostej do części zgiętej falowodu i na odwrót z 99.3% wydajnością [20]. Chociaż wymienione rozwiązania dość skutecznie eliminują problem niedopasowania kształtu modów w prostym i zgiętym falowodzie, wciąż istnieje potrzeba redukcji rozmiaru zgiętych sekcji falowodów. Doprowadziło to do poszukiwań innych rozwiązań, takich jak zgięcia hybrydowe, w których straty spowodowane zgięciem są minimalizowane poprzez zastosowanie dwóch różnych materiałów w warstwie pośredniej – jednego w odcinkach prostych, a drugiego w zgiętym fragmencie falowodu. Taki falowód składa się z ośrodka o dużym współczynniku załamania, przylegającego do metalowej powierzchni, która jest oddzielona cienką warstwą materiału o małym współczynniku załamania [21]. Inne pomysły obejmowały zakrzywione falowody plazmoneczne [22], zastosowanie planarnych kryształów fotonicznych [23–25], a także zgięcia o kształcie zoptymalizowanym przy pomocy optyki transformacyjnej [26].

Najbardziej skuteczne metody projektowania zgięć falowodów wielomodowych o możliwie najmniejszych wymiarach wykorzystują koncepcję inżynierii odwrotnej [20, 27–33]. Umożliwiają one optymalizację geometrii falowodu (tj. lokalnej szerokości, krzywizny i grubości) oraz rozkładu współczynnika załamania, prowadzącą do redukcji strat zgięciowych, strat nadmiarowych oraz sprzężeń międzymodowych spowodowanych zgięciem. W [27] wykazano, że poprzez zmianę geometrii zgiętego falowodu można uzyskać taki sam rozkład efektywnego współczynnika załamania jak w prostym falowodzie, co w praktyce eliminuje wszystkie niepożądane skutki zgięcia. Wymagany rozkład efektywnego współczynnika załamania uzyskano poprzez zmienny profil grubości falowodu zgiętego, obliczony przy użyciu metod projektowania odwrotnego oraz optyki transformacyjnej [34]. Skuteczność zaproponowanego rozwiązania została potwier-

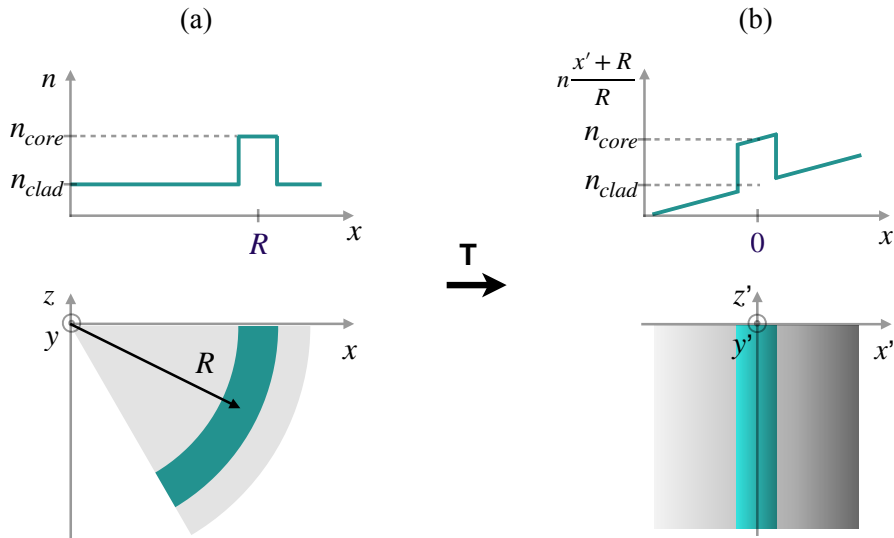
dzona eksperymentalnie, przy czym gradientowy profil grubości w zgiętym falowodzie wytworzono za pomocą litografii w skali szarości. W szczególności wykazano, że 90-stopniowe zgięcie takiego falowodu wielomodowego o promieniu zgięcia $78.8 \mu\text{m}$, wykonane w technologii SOI, charakteryzuje się tłumieniem 2.5 dB [27]. Zmianę profilu efektywnego współczynnika załamania w zgiętym falowodzie wielomodowym można również uzyskać wykorzystując płytko wytrawione siatki podfalowe [28] lub strukturyzując obszar mikrozgięcia za pomocą wielu kwadratowych pikseli, z których każdy może przyjmować jeden z dwóch stanów materiałowych, np. krzem (Si) lub powietrze [29]. W pierwszym przypadku, dla 90-stopniowego zgięcia falowodu wykonanego w technologii SOI o promieniu $10 \mu\text{m}$ uzyskano straty nadmiarowe dla modów TE_0 , TE_1 i TE_2 odpowiednio z przedziałów $0.1\text{--}0.3 \text{ dB}$, $0.2\text{--}0.4 \text{ dB}$ i $0.3\text{--}0.7 \text{ dB}$ w zakresie widmowym od $1.5 \mu\text{m}$ do $1.6 \mu\text{m}$, podczas gdy przesłuchy między modami wynosiły około -22 dB . Natomiast w drugim przypadku, dla falowodu wielomodowego o promieniu zgięcia $1 \mu\text{m}$ (technologia SOI), straty na 90-stopniowym zgięciu dla modu TE_0 zostały zredukowane z wartości $5\text{--}9 \text{ dB}$ do poziomu 1 dB w zakresie długości fali od $\lambda = 1.2 \mu\text{m}$ do $2 \mu\text{m}$. Jednocześnie w zaproponowanej strukturze, przesłuchy międzymodowe nie przekraczały -20 dB .

Przytoczone charakterystyki zgiętych falowodów potwierdzają skuteczność podejścia bazującego na modyfikacji efektywnego współczynnika poprzez odpowiednie kształtowanie geometrii zgiętego falowodu. Niestety wadą tych metod jest konieczność używania zaawansowanych technologicznie procesów do wytwarzania zgiętych falowodów o zmiennej geometrii, co ogranicza ich masowe zastosowania. W ramach rozprawy zaproponowano kompromisowe rozwiązanie polegające na skokowej zmianie efektywnego współczynnika załamania, uzyskanej poprzez schodkową zmianę grubości zgiętego falowodu, co z jednej strony zapewnia dobre parametry transmisyjne zgiętego falowodu, a z drugiej – nie wymaga tak skomplikowanych procesów technologicznych, jak rozwiązania opisane już w literaturze [27–29]. W przeprowadzonych badaniach symulacyjnych skupiono się na grzbietowych falowodach dwumodowych, które są szczególnie interesujące ze względu na ich zastosowanie w sensoryce [35], komunikacji [36,37], czy optyce nieliniowej [38]. Dla tej klasy falowodów wykazano możliwość znacznej redukcji strat zgięciowych i nadmiarowych oraz przesłuchów międzymodowych w kołowo zgiętym falowodzie, poprzez zastosowanie schodkowej zmiany ich grubości. Dodatkowo, wyprowadzono prosty analityczny wzór na zmianę grubości wymaganej do kompensacji efektu zgięcia w falowodzie o określonej geometrii i promieniu zgięcia. Skuteczność zaproponowanego podejścia wykazano poprzez przeprowadzenie rygorystycznych symulacji (z wykorzystaniem wektorowej metody elementów skończonych oraz optyki transformacyjnej) wszystkich istotnych parametrów zgiętego falowodu o średnim kontraście współczynnika załamania ($\text{TiO}_2\text{:SiO}_2/\text{SiO}_2$), prowadzącego dwa mody TE najniższego rzędu.

2.2 Metoda symulacji zgiętych falowodów

Zgięty falowód grzbietowy jest strukturą trójwymiarową i z tego powodu bezpośrednio modelowanie jego właściwości stanowi numeryczne wyzwanie, ponieważ wymaga rozwiązywania równania falowego w trzech wymiarach. Numeryczne modelowanie

zgiętych falowodów można jednak sprowadzić do problemu dwuwymiarowego, stosując formalizm optyki transformacyjnej [34], w której zgięty falowód grzbietowy jest przekształcany w równoważny falowód prosty z odpowiednim rozkładem właściwości materiałowych (rys. 2.2). Falowód transformowany w taki sposób staje się niezmienniczy w kierunku propagacji, a więc symulację jego własności transmisyjnych można przeprowadzić, znajdując mody własne dla geometrii zredukowanej do płaszczyzny (x', y') prostopadłej do kierunku propagacji. Takie podejście znacząco upraszcza modelowanie falowodów zgiętych, redukując wymaganą moc obliczeniową i jednocześnie zachowując dokładność obliczeń.



Rysunek 2.2. Transformacja zgiętego falowodu grzbietowego o skokowym profilu współczynnika załamania n ze współrzędnych kartezjańskich (x, y, z) do nowego układu współrzędnych (x', y', z') , w którym falowód zgięty jest równoważny falowodowi prostemu z liniową zmianą współczynnika załamania w płaszczyźnie (x', y') .

Matematyczne podstawy optyki transformacyjnej wykorzystują niezmienniczość równań Maxwella względem zmiany układu współrzędnych [39]. W konsekwencji, zmiana geometrii struktury falowodu jest równoważna odpowiednim zmianom jego tensora przenikalności elektrycznej $[\epsilon]$ i magnetycznej $[\mu]$, co pozwala na przedstawienie zgiętego falowodu jako falowodu prostego z odpowiednio zmodyfikowanymi właściwościami materiałowymi w przekształconym układzie odniesienia (rys. 2.2). Transformowane tensory przenikalności elektrycznej $[\epsilon']$ i magnetycznej $[\mu']$ w nowym układzie współrzędnych można przedstawić w następujący sposób:

$$[\epsilon'] = \frac{[J][\epsilon][J]^T}{\det\{[J]\}}, \quad [\mu'] = \frac{[J][\mu][J]^T}{\det\{[J]\}}, \quad (2.1)$$

gdzie $[J]$ jest macierzą transformacji układu współrzędnych, zwaną inaczej macierzą Jacobiego [39].

W ramach niniejszej rozprawy zastosowano dokładną, dwuwymiarową reprezentację zgiętego falowodu w cylindrycznym układzie odniesienia (ρ, ϕ, y') , powiązanym

z kartezjańskim układem odniesienia (x, y, z) w następujący sposób:

$$\rho(x, y, z) = \sqrt{x^2 + z^2} \quad (2.2)$$

$$\phi(x, y, z) = \text{atan}(z/x), \quad x > 0 \quad (2.3)$$

$$y'(x, y, z) = y, \quad (2.4)$$

gdzie $\phi \in (-90^\circ; 90^\circ)$. Zaletą takiej transformacji układu współrzędnych jest zachowanie wymiarów poprzecznych falowodu. Dodatkowo, aby zachować długość transformowanego falowodu, pomnożono współrzędną azymutalną ϕ przez promień krzywizny rdzenia R (rys. 2.2), co daje długość łuku równą długości równoważnego falowodu prostego. Ponadto, aby uprościć symulacje, początek układu odniesienia został przesunięty do środka rdzenia ($x' = \rho - R$). Ostateczna forma transformacji układu współrzędnych, zachowująca wymiary poprzeczne i długość falowodu, wyraża się w następujący sposób [40]:

$$\begin{aligned} x'(x, y, z) &= \rho - R = \sqrt{x^2 + z^2} - R, \\ y'(x, y, z) &= y, \\ z'(x, y, z) &= R\phi = R \text{atan}(z/x), \end{aligned} \quad (2.5)$$

co odpowiada następującej macierzy Jacobiego J :

$$[J] = \frac{\partial(x', y', z')}{\partial(x, y, z)} = \begin{bmatrix} \frac{x}{\sqrt{x^2+z^2}} & 0 & \frac{z}{\sqrt{x^2+z^2}} \\ 0 & 1 & 0 \\ \frac{-Rz}{x^2+z^2} & 0 & \frac{Rx}{x^2+z^2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{x}{x'+R} & 0 & \frac{z}{x'+R} \\ 0 & 1 & 0 \\ \frac{-Rz}{(x'+R)^2} & 0 & \frac{Rx}{(x'+R)^2} \end{bmatrix}. \quad (2.6)$$

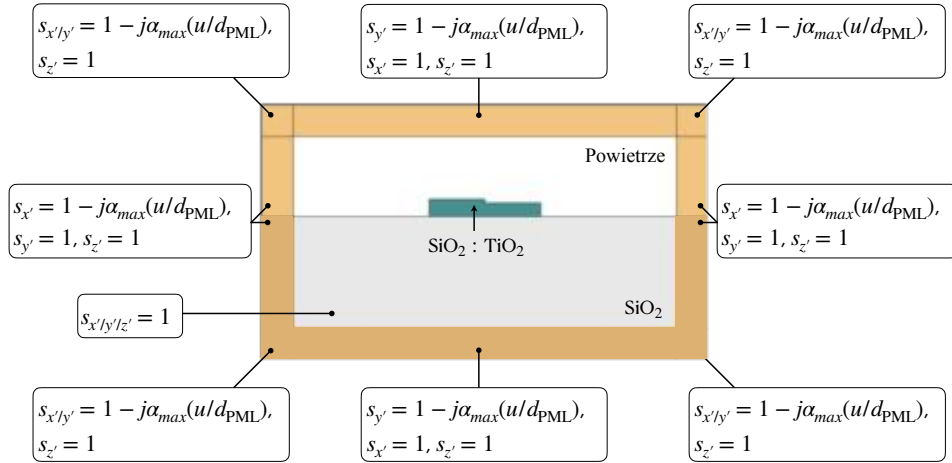
W szczególnym przypadku, gdy zgięty falowód jest izotropowy i niemagnetyczny ($\epsilon = n^2$, $\mu = 1$), transformowane tensory przenikalności elektrycznej $[\epsilon']$ i magnetycznej $[\mu']$ w nowym układzie współrzędnych dane są przez:

$$\begin{aligned} [\epsilon'] &= n^2 [T_B], & [\mu'] &= [T_B], \\ [T_B] &= \begin{bmatrix} \frac{x'+R}{R} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{x'+R}{R} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{R}{x'+R} \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (2.7)$$

gdzie $n(x, y, z)$ jest rozkładem współczynnika załamania materiału przed transformacją.

Aby obliczyć straty spowodowane efektem wyciekania powstającym na skutek niedoskonałego uwięzienia modu w falowodzie prostym lub zgiętym, w symulacjach zastosowano anizotropową warstwę absorpcyjną (ang. *Perfectly Matched Layer*, PML). Jest to dodatkowa warstwa otaczająca okno obliczeniowe, która dzięki właściwościom silnie absorbującym i bezodbiciowym absorbuje wnikaące do niej pole i symuluje otwarty i nieskończony obszar obliczeniowy. Matematycznie warstwa PML jest obszarem o anizotropowej i zespolonej przenikalności elektrycznej i magnetycznej, przy czym jej właściwości absorpcyjne uzyskuje się przez anizotropowe i zespolone przeskalowanie współrzędnych. W analizowanym przypadku, równoważna struktura zgiętego falowodu w transformowanym układzie współrzędnych (x', y', z') została otoczona warstwą PML o prostokątnym kształcie, co odpowiada zespolonemu przeskalowaniu współrzędnych zgodnie z następującą relacją [41,42]:

$$(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}) = \left(\int_0^{x'} s'_x(x') dx', \int_0^{y'} s'_y(y') dy', \int_0^{z'} s'_z(z') dz' \right), \quad (2.8)$$



Rysunek 2.3. Obszar obliczeniowy dla równoważnej struktury grzbietowego falowodu zgiętego ograniczony warstwą PML (obszar w kolorze pomarańczowym). Na rysunku poszczególnym składowym warstwy PML przypisano odpowiednie wartości zespolonych współczynników skalujących współrzędne.

gdzie parametry PML są dane przez:

$$s_{x'/y'} = \begin{cases} 1 - j\alpha_{max}(u/d_{PML}) & \text{w warstwie PML prostopadłej} \\ 1 & \text{do osi } x' \text{ lub } y', \\ & \text{w pozostałych przypadkach.} \end{cases} \quad (2.9)$$

$$s_{z'} = 1,$$

W powyższych wzorach u oznacza odległość od początku warstwy PML, d_{PML} - grubość PML, a α_{max} - maksymalną wartość współczynnika tłumienia [43]. W analizowanym przypadku, warstwa PML składa się z trzech obszarów, które różnią się wartością zespolonego czynnika skalującego $s_{x'/y'/z'}$, tak jak to przedstawiono na rys. 2.3. Natomiast w obszarze symulowanego falowodu wszystkie współczynniki s_k , gdzie $k = x', y', z'$, są równe 1, a w konsekwencji transformowane współrzędne pozostają rzeczywiste. Macierz Jacobiego odpowiadająca transformacji współrzędnych w warstwie PML jest równa:

$$[J_{PML}] = \frac{\partial(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z})}{\partial(x', y', z')} = \begin{bmatrix} 1/s_{x'} & 0 & 0 \\ 0 & 1/s_{y'} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (2.10)$$

a tensory przenikalności elektrycznej i magnetycznej w zgiętej warstwie PML można wyrazić jako [40]:

$$[\tilde{\epsilon}'] = n^2 [T_{B/PML}], \quad [\tilde{\mu}'] = [T_{B/PML}],$$

$$[T_{B/PML}] = \begin{bmatrix} \frac{x'+R}{R} \frac{s_{y'}}{s_{x'}} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{x'+R}{R} \frac{s_{x'}}{s_{y'}} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{R}{x'+R} s_{x'} s_{y'} \end{bmatrix}. \quad (2.11)$$

Skonstruowana w ten sposób nieodbijająca i całkowicie absorbująca warstwa PML umożliwia numeryczne wyznaczanie strat modów wyciekających w zgiętych falowodach. W ogólności straty falowodowe (γ) są sumą strat spowodowanych niedoskonałym uwięzieniem modu w falowodzie prostym oraz strat wywołanych zgięciem. W przypadku stratnej propagacji modu, wyznaczona numerycznie (przez rozwiązanie wektorowego równania falowego w 2D) stała propagacji β jest zespolona, a jej część urojona α reprezentuje straty falowodowe wyrażone w dB/m zgodnie z następującym wzorem:

$$\gamma = \frac{20}{\ln(10)} \alpha, \quad (2.12)$$

gdzie $\alpha = 2\pi/\lambda_0 \text{Im}(n_{\text{eff}})$, λ_0 jest długością fali w próżni, a n_{eff} jest zespolonym efektywnym współczynnikiem załamania modu.

Aby numerycznie wyznaczyć straty nadmiarowe związane z niedopasowaniem między polami modów na granicy pomiędzy prostą a zgiętą częścią falowodu oraz przesłuchy międzymodowe, występujące w przypadku kilkumodowej propagacji, oblicza się następującą całkę przykrycia:

$$c_{lj} = \frac{1}{2} \int \left[\mathbf{E}_m^s(x, y) \times \left(\mathbf{H}_l^b(x', y') \right)^* + \left(\mathbf{E}_l^b(x', y') \right)^* \times \mathbf{H}_m^s(x, y) \right] \cdot \mathbf{z} dx dy. \quad (2.13)$$

gdzie $\mathbf{E}_j^s, \mathbf{H}_j^s$ i $\mathbf{E}_l^b, \mathbf{H}_l^b$ reprezentują rozkłady pola elektrycznego i magnetycznego, odpowiednio w modzie j -tego rzędu falowodu prostego i w modzie l -tego rzędu falowodu zgiętego, oba niosące moc znormalizowaną do jedności, a $\mathbf{z}$ jest wektorem jednostkowym w kierunku propagacji, a znak $\times$ oznacza iloczyn wektorowy. Następnie straty nadmiarowe (EL_l) i przesłuchy międzymodowe (CT_{lj}) wyrażane są jako:

$$\text{EL}_l = -10 \log_{10} (|c_{ll}|^2), \quad (2.14)$$

$$\text{CT}_{lj} = 10 \log_{10} (|c_{lj}|^2), \quad (l \neq j). \quad (2.15)$$

Przedstawione w tym rozdziale rygorystyczne podejście numeryczne, oparte na optyce transformacyjnej w połączeniu z metodą elementów skończonych (FEM) i z zastosowaniem warstwy absorbującej (PML), było używane w dalszej części rozprawy do optymalizacji dwustopniowego profilu grubości falowodu zgiętego, w celu redukcji przesłuchów międzymodowych oraz strat nadmiarowych na granicy między jego prostą a zgiętą częścią.

2.3 Kompensacja efektu zgięcia falowodu przez schodkową zmianę jego grubości

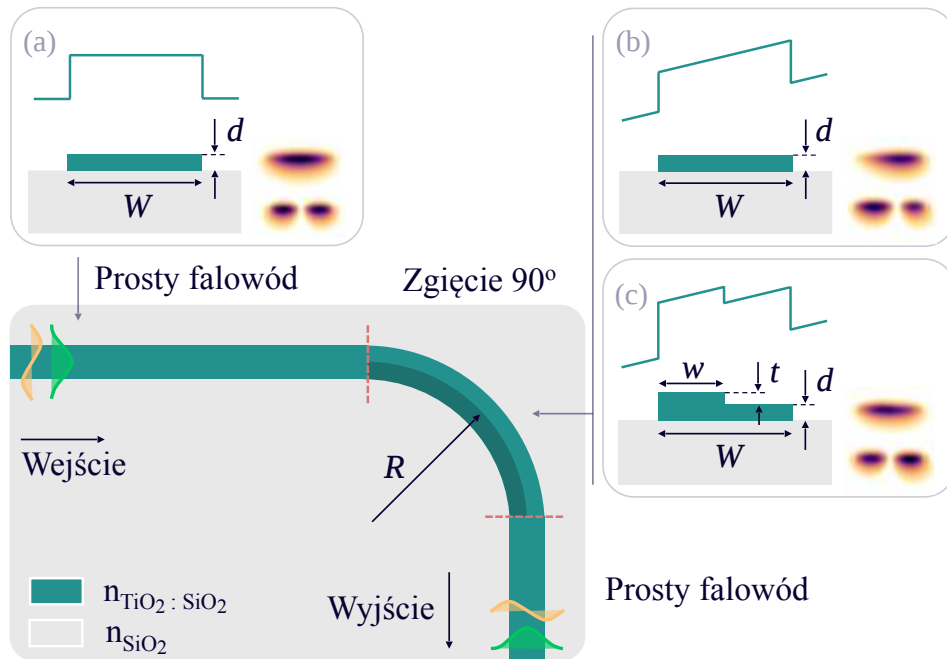
W niniejszym podrozdziale przedstawiono nową, prostą metodę kompensacji negatywnych efektów zgięcia falowodu grzbietowego przez schodkową zmianę jego grubości (rys. 2.4). W szczególności pokazano, że poprzez odpowiedni dobór wysokości stopnia można skutecznie skompensować przesłuchy międzymodowe i straty nadmiarowe w dwumodowym falowodzie grzbietowym o średnim kontraście współczynnika załamania $\text{TiO}_2:\text{SiO}_2/\text{SiO}_2$, aż do promienia zgięcia równego $R = 80 \mu\text{m}$.

2.3.1 Zasada działania zgiętego falowodu z dwustopniową grubością

Zgięcie falowodu powoduje liniowy wzrost ekwiwalentnego współczynnika załamania w kierunku zgięcia, co może być skompensowane przez liniową zmianę grubości rdzenia o przeciwnym i odpowiednio dopasowanym nachyleniu [27,34]. Ponieważ wytworzenie falowodów zgiętych z liniowo zmieniającą się grubością jest technologicznie wymagające, w ramach niniejszej rozprawy pokazano, że znacznie łatwiejsza do wykonania struktura z dwustopniową zmianą grubości jest wystarczająca do redukcji przesłuchów międzymodowych i strat nadmiarowych na połączeniu między sekcją prostą i zgiętą dwumodowego falowodu grzbietowego.

Na rysunku 2.4 zilustrowano pomysł kompensacji negatywnych efektów zgięcia falowodu poprzez skokową zmianę jego grubości w części zgiętej. Odpowiednio dobrana wysokość stopnia t w tej części falowodu pozwala na uzyskanie bardziej symetrycznego rozkładu pola modu podstawowego i modu pierwszego rzędu, które stają się dzięki temu bardziej podobne do swoich odpowiedników w części prostej. W rezultacie możliwe jest znaczące zredukowanie strat nadmiarowych (EL_I) i przesłuchów międzymodowych (CT_{Ij}) na granicy między falowodem prostym i zgiętym.

Intuicyjne wyjaśnienie metody kompensacji negatywnego efektu zgięcia odwołuje się do faktu, iż tensorowe przekształcenie parametrów materiałowych $[\epsilon]$ i $[\mu]$ można przybliżyć za pomocą skalarnej transformacji współczynnika załamania. Chociaż równoważne tensory $[\epsilon']$ i $[\mu']$ dla zgiętego falowodu dane równaniem (2.7) reprezentują ma-



Rysunek 2.4. Ilustracja sposobu redukcji przesłuchów międzymodowych i strat nadmiarowych na granicy między grzbietowym falowodem prostym i zgiętym za pomocą schodkowej zmiany grubości w części zgiętej. W ramach zostały pokazane rozkłady efektywnego współczynnika załamania: w falowodzie prostym (a), w falowodzie zgiętym o stałej grubości (b) oraz w falowodzie zgiętym ze schodkową zmianą grubości, która powoduje bardziej symetryczny rozkład pola w modach podstawowym i pierwszego rzędu (c).

teriał jednoosiowo anizotropowy (z osią optyczną wzdłuż z), tę anizotropowość można pominąć, ponieważ prowadzone mody propagują pod małym kątem do osi z i główne współczynniki załamania n_{xx} i n_{yy} ($n_{xx} = n_{yy}$) determinują ich warunki propagacji. Oznacza to, że przekształcenie parametrów materiału wywołane zgięciem falowodu można przybliżyć za pomocą skalarne przekształcenia dwuwymiarowego rozkładu współczynnika załamania zgodnie z następującym wzorem:

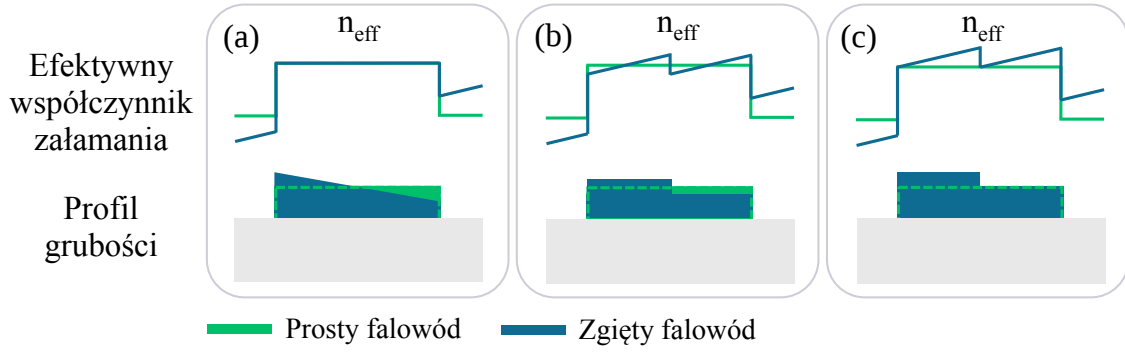
$$n'(x', y') = n(x, y) \frac{x' + R}{R}. \quad (2.16)$$

Następnie, do dalszej uproszczonej analizy falowodu zgiętego wykorzystuje się pół-analityczną metodę efektywnego współczynnika załamania (ang. *effective index method*, EIM), która pozwala na przedstawienie falowodów dwuwymiarowych, zdefiniowanych przez rozkład współczynnika załamania $n'(x', y')$, jako ekwiwalentnego falowodu planarnego z rozkładem efektywnego współczynnika załamania $n'_{\text{eff}}(x')$ [44]. Wartość $n'_{\text{eff}}(x')$ jest określana dla każdego x' jako efektywny współczynnik załamania dla modu podstawowego propagującego się w wirtualnym falowodzie planarnym zdefiniowanym przez jednowymiarowy rozkład współczynnika załamania zależny tylko od współrzędnej y' , tzn., $n'(x' = \text{const}, y')$. Chociaż EIM jest zazwyczaj stosowana do falowodów o dyskretnej strukturze, można ją również zastosować w przypadku ciągłej zmiany współczynnika załamania reprezentowanej przez wzór (2.16) [44]. Ponadto, z zasad optyki transformacyjnej można wykazać, że efektywny współczynnik załamania falowodu planarnego, w którym wszystkie współczynniki załamania (n_{core} , n_{sub} , n_{clad}) są skalowane przez czynnik q oraz falowodu, w którym grubość rdzenia (d) jest skalowana przez ten sam czynnik, spełnia następującą relację:

$$n'_{\text{eff}}(qn_{\text{core}}, qn_{\text{sub}}, qn_{\text{clad}}, d) = qn'_{\text{eff}}(n_{\text{core}}, n_{\text{sub}}, n_{\text{clad}}, qd), \quad (2.17)$$

gdzie czynnik skalowania $q = (x' + R)/R$ jest związany z promieniem zgięcia. Ta relacja prowadzi do wniosku, że efekt zgięcia falowodu powoduje nachylenie rozkładu efektywnego współczynnika załamania (rys. 2.4b), zgodnie z równaniem (2.16), które może być skompensowane przez liniową zmianę grubości rdzenia, jednak z przeciwnym znakiem i odpowiednio dobranym gradientem (rys. 2.5a). Ten intuicyjny wniosek został potwierdzony dokładną analizą przedstawioną w [27,34], która pokazuje, że poprzez ciągłą liniową zmianę grubości zgiętego falowodu można skompensować zmianę współczynnika załamania wywołaną zgięciem. W konsekwencji prowadzi to do redukcji przesłuchów między modami i strat nadmiarowych, ponieważ efektywne współczynniki, a co za tym idzie rozkłady pół modów w zgiętej i prostej części falowodu, są prawie identyczne [27].

Niestety wytwarzanie zgiętych falowodów o nachylonej grubości jest skomplikowane, dlatego w ramach niniejszej rozprawy zaproponowano prostsze rozwiązanie prowadzące do zbliżonych efektów. W szczególności pokazano, że skokowa zmiana grubości jest wystarczająca do znacznego zmniejszenia przesłuchów między modami oraz redukcji strat nadmiarowych w dwumodowym falowodzie grzbietowym. Na rys. 2.5 przedstawiono dwie możliwe realizacje dwustopniowego profilu grubości. Pierwsza (rys. 2.5b) zachowuje tę samą średnią wartość efektywnego współczynnika załamania w zgiętym i prostym odcinku falowodu, co zmniejsza odbicia na złączach między nimi, ale wymaga wytworzenia struktury falowodu o trzech różnych grubościach. Druga (rys. 2.5c)



Rysunek 2.5. Profile grubości i rozkłady efektywnego współczynnika załamania prostego falowodu grzbietowego oraz falowodu zgiętego ze zmianą grubości kompensującą efekt zakrzywienia: gradientowy profil grubości (a), skokowa aproksymacja gradientu zachowująca średni efektywny współczynnik załamania w części zgiętej i prostoliniowej (b) oraz skokowy profil grubości zmieniający średni efektywny współczynnik załamania względem prostej części falowodu (c).

nieznacznie zmienia średni efektywny współczynnik załamania w stosunku do jego wartości w prostoliniowej sekcji falowodu, ale jest znacznie prostsza do wytworzenia, gdyż wymaga jedynie dwóch grubości falowodu.

Do dalszej optymalizacji, wybrano drugą strukturę ze względu na jej prostotę wytwarzania. Najpierw określony został rozkład efektywnego współczynnika załamania w zgiętym falowodzie z dwustopniowym profilem grubości. Rozkład ten ma kształt piły (rys. 2.5c) z dwoma wartościami szczytowymi zależnymi od promienia krzywizny R i wysokości stopnia t . Dla określonej szerokości falowodu W , grubości d i promienia krzywizny R , wysokość stopnia t wyznacza się w następujący sposób:

$$t = \frac{Wd}{2R} \frac{\delta n'_{eff-n}}{\delta n'_{eff-d}}, \quad (2.18)$$

co zapewnia równość dwóch szczytowych wartości w piłokształtnym profilu efektywnego współczynnika załamania, rys. 2.5c. W powyższym wzorze $\delta n'_{eff-n}$ oznacza wzrost efektywnego współczynnika załamania falowodu prostego, gdy wszystkie materiałowe współczynniki załamania są skalowane przez mnożnik $q = (0.5W + R)/R$, podczas gdy $\delta n'_{eff-d}$ reprezentuje wzrost efektywnego współczynnika załamania dla grubości falowodu skalowanej przez ten sam współczynnik.

Dla piłokształtnego profilu wysokości określonego w ten sposób przeprowadzono dokładne symulacje numeryczne rozkładów pola modu z zastosowaniem metody elementów skończonych połączonej z formalizmem optyki transformacyjnej, równanie (2.7). Następnie obliczono całki przykrycia i współczynniki strat na złączu między prostą a zgiętą sekcją falowodu, które uległy znacznemu zmniejszeniu. Jednakże, ponieważ formuła (równanie (2.18)) określająca wysokości stopnia t opiera się na przybliżeniu skalarnym, przeprowadzono dodatkową optymalizację parametru t opartą na dokładnych symulacjach poprzez minimalizację przesłuchu między modami. Dla promienia zgięcia $R = 80 \mu\text{m}$, wysokość stopnia t wyznaczona za pomocą obu podejść różni się o 13 %

(8 nm różnicy dla wartości bezwzględnych), co potwierdza poprawność przybliżenia skalarnego.

2.3.2 Wyniki symulacji

Skuteczność kompensacji efektu zgięcia poprzez dwustopniową zmianę grubości falowodu zgiętego została wykazana na przykładzie falowodu grzbietowego o średnim kontraście współczynnika załamania, wykonanego z materiałów $\text{TiO}_2:\text{SiO}_2$ i SiO_2 , z warstwą powietrza od góry. Metoda wytwarzania takich falowodów oraz właściwości optyczne $\text{TiO}_2:\text{SiO}_2$ zostały szczegółowo opisane w [45]. Na podstawie danych eksperymentalnych dostępnych w [45] wyznaczono wzór Schotta na dyspersję dla $\text{TiO}_2:\text{SiO}_2$, który następnie wykorzystano w symulacjach numerycznych:

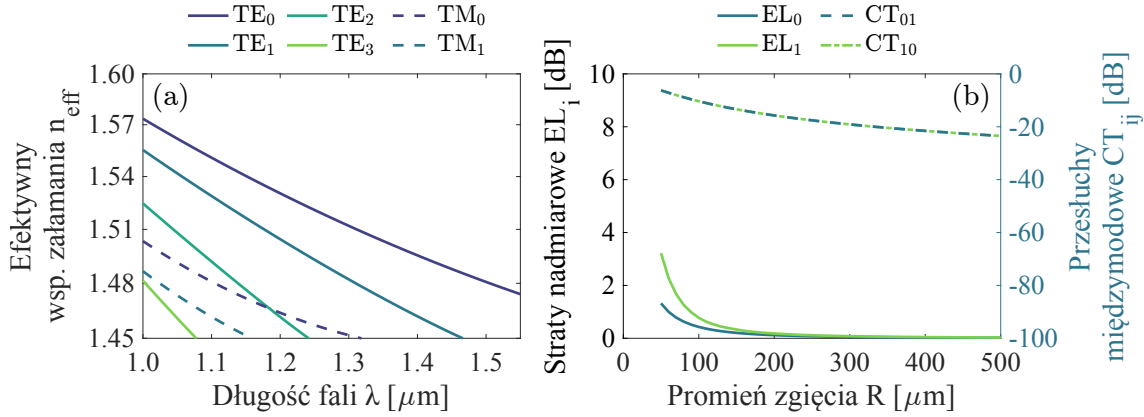
$$n(\lambda)^2 = A + B\lambda^2 + C\lambda^{-2} + D\lambda^{-4} + E\lambda^{-6} + F\lambda^{-8}, \quad (2.19)$$

gdzie współczynniki A, B, C, D, E, F zostały określone przez aproksymację zmierzonych wartości współczynnika załamania: $A = 3.09112$, $B = -0.002541 \mu\text{m}^{-2}$, $C = 0.031931 \mu\text{m}^2$, $D = 0.006401 \mu\text{m}^4$, $E = 0.0006001 \mu\text{m}^6$, $F = -0.00003646 \mu\text{m}^8$, a długość fali λ jest wyrażona w mikrometrach. W symulacjach wszystkich parametrów falowodu zależnych od długości fali uwzględniono również dyspersję czystej krzemionki, wykorzystując dane dostępne w [46].

Parametry geometryczne rozważanego falowodu zostały przedstawione w tabeli 2.1. Ponieważ grubość falowodu jest tak mała, że wszystkie analizowane mody TE/TM są podstawowe w kierunku poprzecznym (wzdłuż osi y , rys. 2.4), przyjęto uproszczoną konwencję ich oznaczania przy pomocy jednej liczby modowej określającej rząd modu wzdłuż osi x , tzn. $\text{TE}_{0l} \equiv \text{TE}_l$ oraz $\text{TM}_{0l} \equiv \text{TM}_l$. Przebiegi obliczonych efektywnych współczynników załamania dla modów TE i TM w funkcji długości fali przedstawione na rys. 2.6a pokazują, że dla $\lambda = 1.31 \mu\text{m}$ falowód prowadzi jedynie dwa mody TE (TE_0 i TE_1). Obliczone współczynniki przesłuchów międzymodowych CT oraz strat nadmiarowych EL w funkcji promienia zgięcia R na złączu między falowodem prostym a zgiętym bez strukturyzacji powierzchni pokazano na rys. 2.6b. Uzyskane wyniki ilustrują negatywny wpływ zgięcia falowodu na straty nadmiarowe i przesłuchy międzymodowe, gdyż w przypadku braku strukturyzacji powierzchni zgiętego falowodu, oba te parametry szybko rosną w funkcji $1/R$. Straty nadmiarowe przekraczają 0.5 dB dla promienia zgięcia równego $R = 90 \mu\text{m}$ oraz $R = 120 \mu\text{m}$, odpowiednio dla modu TE_0 i TE_1 , a przesłuchy międzymodowe CT przyjmują wartości większe niż -20 dB już dla promienia zgięcia $R = 330 \mu\text{m}$.

Tabela 2.1. Parametry geometryczne i materiałowe analizowanego falowodu grzbietowego wykonanego z materiałów $\text{TiO}_2:\text{SiO}_2$ i SiO_2 , z warstwą powietrza od góry.

Parametr	Wartość
Szerokość falowodu W	$3.5 \mu\text{m}$
Grubość falowodu d	325 nm
Współczynnik załamania $n_{\text{TiO}_2:\text{SiO}_2}@1.31 \mu\text{m}$	1.7629
Współczynnik załamania $n_{\text{SiO}_2}@1.31 \mu\text{m}$	1.4468
Długość fali λ	$1.31 \mu\text{m}$

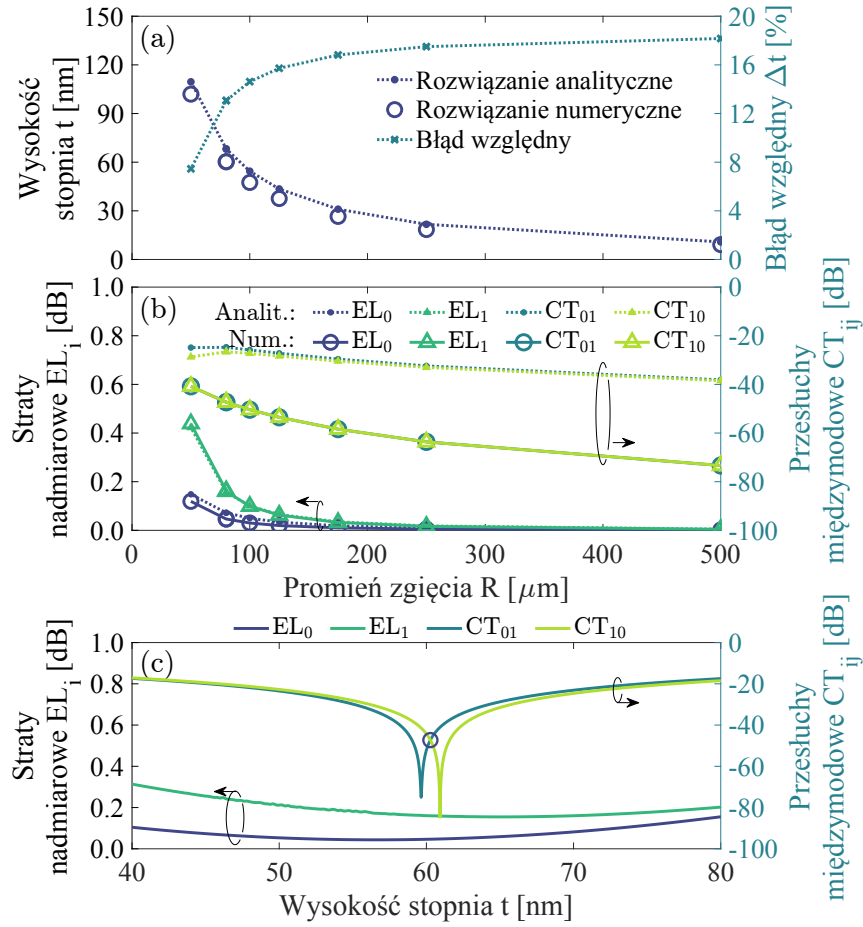


Rysunek 2.6. Zależności efektywnych współczynników załamania prowadzonych modów w falowodzie grzbietowym ($W = 3.5 \mu\text{m}$, $d = 325 \text{ nm}$, $n_{\text{TiO}_2/\text{SiO}_2} = 1.7629$, $n_{\text{SiO}_2} = 1.4468 @ 1.31 \mu\text{m}$) od długości fali (a). Straty nadmiarowe i przesłuchy międzymodowe obliczone w funkcji promienia zgięcia dla modów TE_0 i TE_1 ($\lambda = 1.31 \mu\text{m}$) na złączu prostego i zgiętego falowodu bez strukturyzacji powierzchni (b).

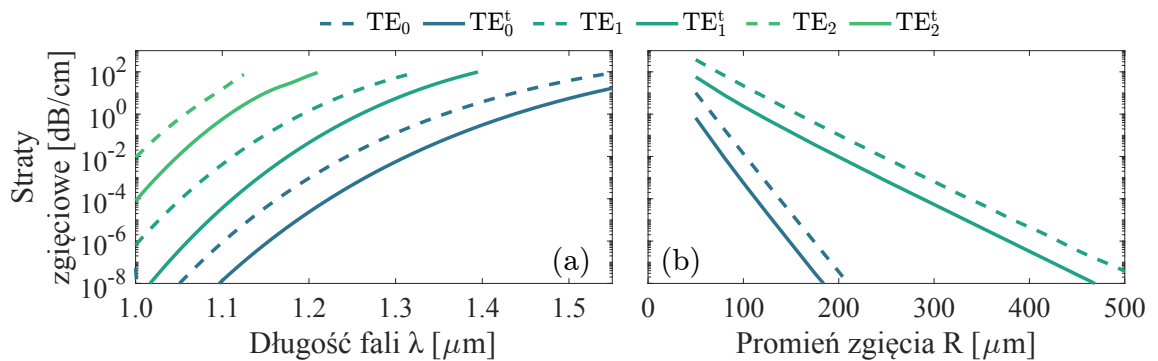
Wysokość stopnia t wymagana do skompensowania efektu zgięcia została najpierw wyznaczona w funkcji promienia zgięcia R (rys. 2.7a) przy użyciu równania (2.18) wprowadzonego z przybliżenia efektywnego współczynnika załamania. Następnie, dla wartości t wyznaczonej w ten sposób, obliczono straty nadmiarowe EL i współczynniki przesłuchów międzymodowych CT dla modów TE_0 i TE_1 dla $\lambda = 1.31 \mu\text{m}$. Jak pokazano na rys. 2.7c, oba parametry znacznie się poprawiły dzięki schodkowej zmianie grubości falowodu w sekcji zgiętej. Dla promienia zgięcia $80 \mu\text{m}$ przesłuchy międzymodowe nie przekraczają -20 dB , a straty nadmiarowe wynoszą odpowiednio 0.072 dB i 0.16 dB dla modów TE_0 i TE_1 .

W kolejnym kroku wyznaczono optymalną wartość t na podstawie dokładnych symulacji numerycznych w celu weryfikacji dokładności modelu efektywnego współczynnika załamania. Optymalna wartość t odpowiadała minimalnej wartości przesłuchów międzymodowych. Ponieważ ten współczynnik osiąga minimalną wartość przy nieco innych wysokościach stopnia dla par modów TE_0/TE_1 i TE_1/TE_0 , jako optymalną wartość t przyjmowano tę, dla której obie charakterystyki przesłuchów międzymodowych przecinały się (czarne kółeczko na rys. 2.7c). Na rys. 2.7a przedstawiono wysokości stopnia t uzyskane za pomocą obu podejść. Różnice pomiędzy wynikami nie przekraczają 20% dla wszystkich promieni zgięcia, co odpowiada zaledwie 2 nm dla $R = 500 \mu\text{m}$ oraz około 8 nm dla $R = 50 \mu\text{m}$. Obliczone współczynniki strat nadmiarowych dla optymalnej wysokości stopnia t , wyznaczonej zarówno z przybliżonej formuły (2.18), jak i metodą rygorystycznej optymalizacji, wykazują bardzo dobrą zgodność (rys. 2.7b). Widoczne różnice pomiędzy wartościami przesłuchów międzymodowych uzyskanymi obiema metodami wynikają z dużej czułości zakrzywionego falowodu na zmiany wysokości stopnia w pobliżu wartości optymalnej (rys. 2.7c). Pomimo tych różnic, poziom przesłuchów międzymodowych pozostaje poniżej -20 dB aż do $R = 50 \mu\text{m}$, niezależnie od sposobu wyznaczenia optymalnej wartości t .

Skuteczność metody kompensacji negatywnych efektów zgięcia pokazano dla promienia $R = 80 \mu\text{m}$, dla którego straty nadmiarowe w falowodzie bez strukturyzacji



Rysunek 2.7. Wysokość stopnia t wymagana do skompensowania efektu zgięcia obliczona w funkcji promienia zgięcia R przy użyciu przybliżenia efektywnego współczynnika (kropki) i rygorystycznej optymalizacji (kółka) (a). Straty nadmiarowe EL i przesłuchy międzymodowe CT obliczone w sposób dokładny w funkcji promienia zgięcia R dla wysokości stopnia t określonej przy użyciu obu podejść (b). Te same współczynniki obliczone w funkcji wysokości stopnia t metodą rygorystyczną (c). Wszystkie krzywe wyznaczono dla $\lambda = 1.31 \mu\text{m}$.



Rysunek 2.8. Porównanie strat zgięciowych dla modów TE_0 i TE_1 w falowodzie bez (TE) i ze strukturyzacją grubości (TE^t) obliczonych w funkcji długości fali dla promienia zgięcia $R = 80 \mu\text{m}$ (a) i w funkcji promienia zgięcia dla długości fali $\lambda = 1.31 \mu\text{m}$ (b), przy czym w każdym przypadku głębokość uskoku była indywidualnie optymalizowana względem danego promienia.

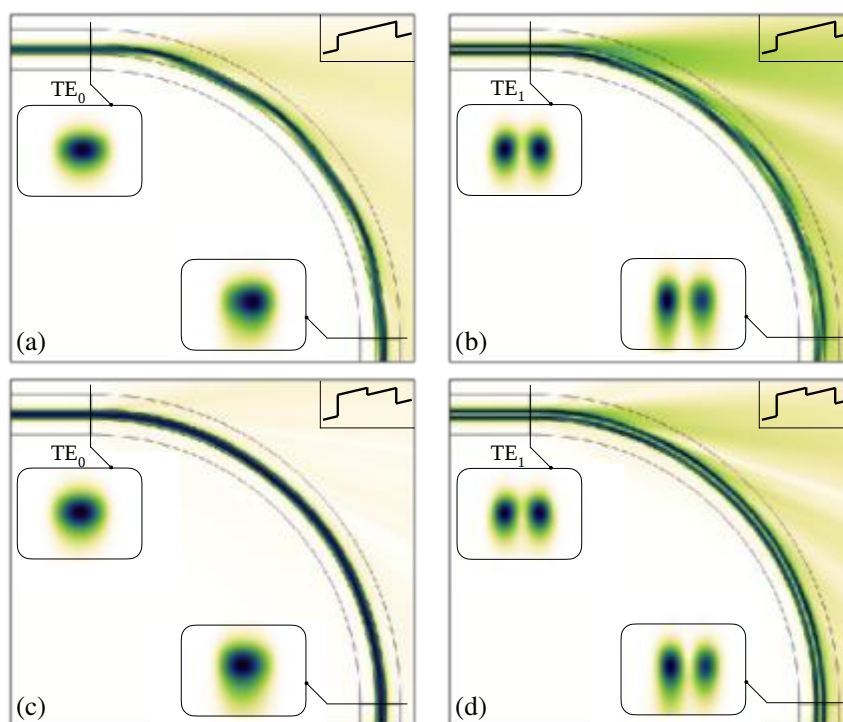
Tabela 2.2. Parametry anizotropowej warstwy absorpcyjnej PML otaczającej prostokątne okno obliczeniowe.

Parametr	Wartość
Rozmiar okna otoczonego przez PML	$24 \times 8 \mu\text{m}$
Grubość warstwy PML d_{PML}	$10 \mu\text{m}$
Maksymalny współczynnik tłumienia α_{max} dla powietrza	3.84
Maksymalny współczynnik tłumienia α_{max} dla krzemionki	2.65

powierzchni przekraczają 0.5 dB dla obu modów, rys. 2.6b. Na rys. 2.8 porównano czyste straty zgięciowe obliczone dla modów TE_0 i TE_1 w funkcji długości fali dla $R = 80 \mu\text{m}$ oraz w funkcji promienia zgięcia dla $\lambda = 1.31 \mu\text{m}$, dla zgiętego falowodu bez modyfikacji grubości oraz z optymalną wartością t wyznaczoną numerycznie ($t = 60.3 \text{ nm}$ dla $R = 80 \mu\text{m}$). W symulacjach czystych strat zgięciowych użyto parametrów PML przedstawionych w tabeli 2.2, które wyznaczono zgodnie z procedurą opisaną w [43]. Uzyskane wyniki dowodzą, że schodkowa strukturyzacja grubości zgiętego falowodu poprawia nie tylko współczynniki strat nadmiarowych EL i przesłuchów międzymodowych CT, ale także zmniejsza czyste straty zgięciowe o około dwa rzędy wielkości. W rezultacie całkowite straty (suma strat nadmiarowych na dwóch złączach i czystych strat zgięciowych) dla zgięcia o kącie 90° i promieniu $R = 80 \mu\text{m}$ ze strukturyzacją grubości, wynoszą około 0.093 dB dla modu TE_0 oraz 0.42 dB dla modu TE_1 , przy czym współczynnik przesłuchów międzymodowych jest mniejszy niż -49 dB . Dla promienia zgięcia $50 \mu\text{m}$ ($t = 101.9 \text{ nm}$) całkowite straty wynoszą 0.24 dB dla modu TE_0 oraz 1.3 dB dla modu TE_1 , przy wartości przesłuchów międzymodowych poniżej -40 dB .

Rysunek 2.9 przedstawia wyniki symulacji rozkładu amplitudy pola elektrycznego $|E|$ na drodze propagacji światła w zgiętym falowodzie grzbietowym bez strukturyzacji grubości (rys. 2.9a-b) oraz ze schodkowo strukturyzowaną grubością (rys. 2.9c-d) dla promienia zgięcia $R = 80 \mu\text{m}$, odpowiednio dla modów TE_0 i TE_1 pobudzonych na wejściu falowodu prostego. Uzyskane wyniki potwierdzają, że w falowodzie ze schodkową zmianą grubości oba mody mają małe straty nadmiarowe i nie mieszają się na połączeniu sekcji prostej i zgiętej. O braku przesłuchów międzymodowych świadczy jednorodny rozkład natężenia wzdłuż drogi propagacji (brak interferencji międzymodowej). Natomiast w falowodzie bez strukturyzacji powierzchni w sekcji zgiętej, pojawia się wzór interferencyjny na drodze propagacji, który wskazuje na prowadzenie dwóch modów na skutek niepożądanego przesłuchu międzymodowego na złączu falowodu prostego i zgiętego. Ponadto, dla falowodu ze schodkową zmianą grubości, widoczne są dużo mniejsze poświaty na zewnątrz zgięcia, co wskazuje na znaczącą redukcję strat zgięciowych.

Przeprowadzona została również ocena tolerancji wytwarzania dla parametrów zoptymalizowanego falowodu zebranych w tabeli 2.3, zapewniających minimalne sprzężenie międzymodowe. Obliczono zmianę strat nadmiarowych i współczynników sprzężenia międzymodowego dla każdego z parametrów geometrycznych falowodu, zachowując niezmiennione wartości pozostałych parametrów. Jako akceptowalną zmianę danego parametru uznano taką, dla której wartość przesłuchów międzymodowych nie wzrasta powyżej -20 dB , a także wartość strat nadmiarowych pozostaje poniżej 1 dB. W przypadku grubości falowodu d , zakres zmienności tego parametru jest znacznie bardziej

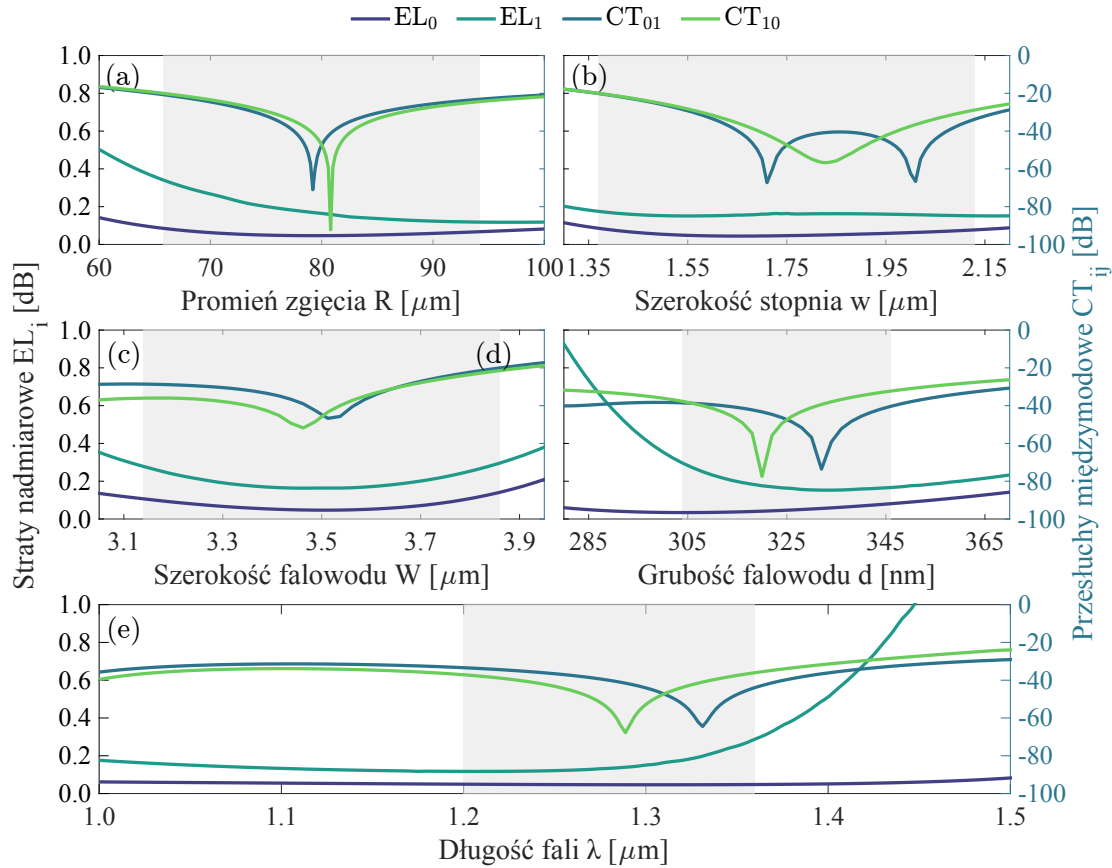


Rysunek 2.9. Rozkład amplitudy pola elektrycznego $|E|$ wzdłuż drogi propagacji obliczony metodą FEM w zgiętych falowodach bez strukturyzacji grubości (a,b) i z dwustopniową strukturyzacją grubości (c,d) dla modów TE_0 i TE_1 pobudzonych w porcie wejściowym w prostej części falowodu. Rozkłady pola dla poszczególnych modów na wejściu i wyjściu zgiętej sekcji zostały pokazane w ramkach. Symulacje numeryczne zostały przeprowadzone dla następujących parametrów falowodu: $W = 3.5 \mu\text{m}$, $d = 325 \text{ nm}$, $R = 80 \mu\text{m}$, $t = 60.3 \text{ nm}$, $w = W/2$, $\lambda = 1.31 \mu\text{m}$.

Tabela 2.3. Nominalne wartości parametrów geometrycznych zoptymalizowanego falowodu z dwustopniową strukturyzacją grubości zapewniające minimalne sprzęganie międzymodowe oraz ich tolerancje wg kryteriów $CT < -20 \text{ dB}$ i $EL < 1 \text{ dB}$.

Parametr	Wartość $\pm$ Tolerancja
Promień zgięcia R	$80 \mu\text{m} \pm 14.4 \mu\text{m} (\pm 18 \%)$
Grubość falowodu d	$325 \text{ nm} \pm 47 \text{ nm} (\pm 14.5 \%)$
Szerokość falowodu W	$3.5 \mu\text{m} \pm 0.36 \mu\text{m} (\pm 10 \%)$
Szerokość stopnia w	$1.75 \mu\text{m} \pm 0.38 \mu\text{m} (\pm 22 \%)$
Wysokość stopnia t	$60.3 \text{ nm} \pm 14.3 \text{ nm} (\pm 24 \%)$
Pasmo $\Delta\lambda$	160 nm

ograniczony przez minimalną wartość grubości, dla której falowod prowadzi oba mody, niż przez warunek przesłuchów międzymodowych i strat nadmiarowych odpowiednio poniżej -20 dB i 1 dB . Na rys. 2.10 przedstawiono wyniki symulacji przeprowadzonych w funkcji promienia zgięcia R , szerokości stopnia w , szerokości falowodu W , grubości d oraz długości fali λ . Dopuszczalna zmiana wysokości stopnia t została określona na podstawie wyników przedstawionych na rys. 2.7b. Wyznaczone w ten sposób wartości tolerancji dla poszczególnych parametrów konstrukcyjnych zgiętego falowodu ze schodkową zmianą grubości zebrano w tabeli 2.3. Zmiana strat nadmiarowych EL obu



Rysunek 2.10. Straty nadmiarowe (EL) i przesłuchy międzymodowe (CT) obliczone w funkcji jednego z parametrów falowodu, przy ustalonych wartościach pozostałych parametrów ($W = 3.5 \mu\text{m}$, $d = 325 \text{ nm}$, $t = 60.3 \text{ nm}$, $w = W/2$, $\lambda = 1.31 \mu\text{m}$): promień zgięcia R (a), szerokość stopnia w (b), szerokość falowodu W (c), grubość falowodu d (d) i długość fali λ (e). Przedział tolerancji każdego parametru został oznaczony szarym obszarem.

modów w zakresie przedziału tolerancji każdego z parametrów była niewielka, przy czym maksymalną wartość równą 0.22 dB osiągała dla modu TE_1 dla granicznych promieni zgięcia. Procentowe wartości tolerancji są znaczne i zawierają się w przedziale od $\pm 10 \%$ do $\pm 24 \%$, co czyni zaproponowane rozwiązanie, polegające na schodkowej strukturyzacji grubości zgiętego falowodu, technologicznie wykonalnym przy użyciu dwustopniowego trawienia mokrego lub technologii nanoimpruntu.

2.4 Podsumowanie

W tym rozdziale zaproponowano prostą metodę poprawy parametrów użytkowych zgiętego grzbietowego falowodu dwumodowego poprzez schodkową zmianę jego grubości w części zgiętej. Wykorzystując metodę optyki transformacyjnej i metodę efektywnego współczynnika załamania, wyprowadzono prosty wzór analityczny do wyznaczania wymaganej zmiany grubości falowodu t w części zgiętej, który charakteryzuje się stosunkowo małym odchyleniem (mniejszym niż 8 nm dla $R = 80 \mu\text{m}$) od wartości wyznaczonej w rygorystycznej optymalizacji numerycznej ($t = 60.3 \text{ nm}$).

Tabela 2.4. Porównanie parametrów dwumodowego zakrzywionego falowodu grzbietowego wykonanego z ceramiki $\text{TiO}_2:\text{SiO}_2$ naniesionej na podłoże SiO_2 przed i po strukturyzacji grubości. Optymalizację głębokości uskoku t przeprowadzono dla długości fali $\lambda = 1.31 \mu\text{m}$, promienia zgięcia $R = 80 \mu\text{m}$ przy całkowitym kącie zgięcia 90° .

Parametr		Falowód bez uskoku	Falowód z uskokiem grubości
Grubość falowodu d [nm]		325	325
Szerokość falowodu W [μm]		3.5	3.5
Wysokość uskoku t [nm]		0	60.3
Przesłuchy międzymodowe CT [dB]		<-8	<-47
Straty nadmiarowe EL [dB]	TE_0	0.63	4.7×10^{-2}
	TE_1	1.26	0.16
Straty zgięciowe [dB/cm]	TE_0	0.19	8.8×10^{-3}
	TE_1	67	7.94
Straty całkowite [dB]	TE_0	1.26	9.3×10^{-2}
	TE_1	3.36	0.42

Skuteczność zaproponowanej metody została wykazana poprzez optymalizację uskoku grubości t dwumodowego zgiętego falowodu grzbietowego o kącie zgięcia 90° , wykonanego z ceramiki $\text{TiO}_2:\text{SiO}_2$ naniesionej na podłoże SiO_2 o parametrach geometrycznych i użytkowych zebranych w tabeli 2.4. Z porównania tych danych wynika, że odpowiednia strukturyzacja grubości w części zgiętej falowodu prowadzi do znacznej redukcji strat nadmiarowych i przesłuchów międzymodowych na połączeniu sekcji prostej i zgiętej falowodu, przy jednoczesnej znacznej redukcji strat zgięciowych dla obu prowadzonych modów.

Po wprowadzeniu uskoku grubości $t = 60.3 \text{ nm}$ (optymalna wartość dla promienia zgięcia $R = 80 \mu\text{m}$), obliczone przesłuchy między modami TE_0/TE_1 zmniejszyły się od wartości -8.8 dB do poniżej -47 dB . Jednocześnie straty nadmiarowe osiągnęły wartości 0.047 dB i 0.16 dB (odpowiednio 0.63 dB i 1.26 dB bez uskoku grubości), podczas gdy czyste straty zgięciowe wynosiły $8.8 \times 10^{-3} \text{ dB/cm}$ i 7.94 dB/cm (odpowiednio 0.19 dB/cm i 67 dB/cm bez uskoku) dla modów TE_0 i TE_1 . Szacowane straty całkowite (suma strat nadmiarowych na dwóch złączach i czyste straty zgięciowe) dla zgięcia o kącie 90° i promieniu $R = 80 \mu\text{m}$ wynoszą 0.093 dB dla modu TE_0 (1.26 dB bez uskoku) oraz 0.42 dB (3.36 dB bez uskoku) dla modu TE_1 . Ponadto, zaproponowany sposób schodkowej strukturyzacji powierzchni wykazuje znaczne tolerancje na błędy wykonania. Możliwe odstępstwa od zaprojektowanych wartości poszczególnych parametrów w zakresie od $\pm 10 \%$ do $\pm 24 \%$ nie zwiększają poziomu przesłuchów międzymodowych powyżej -20 dB . To sprawia, że zaproponowana metoda redukcji strat nadmiarowych i przesłuchów międzymodowych na skutek zgięcia w dwumodowych falowodach jest obiecująca do zastosowań w kompaktowych zintegrowanych układach fotonicznych wytworzonych z materiałów o średnim kontraście współczynnika załamania.

Wyniki przedstawione w tym rozdziale zostały opublikowane w czasopiśmie Applied Optics [O1].

WIELOMODOWE INTERFERENCYJNE SPRZĘGACZE ZE STRUKTURYZOWANĄ POWIERZCHNIĄ

3.1 Zasada działania wielomodowych sprzęgaczy interferencyjnych

Zjawisko interferencji wielomodowej jest wykorzystywane w pasywnych elementach układów PIC, takich jak sprzęgacze, interferometry Mach-Zehndera lub przełączniki [47,48], a także w programowalnych zintegrowanych układach optycznych [49]. Kluczowym elementem sprzęgacza MMI jest falowód wielomodowy, a ich zasada działania wykorzystuje efekt samoobrazowania. Zjawisko samoobrazowania jest wynikiem interferencji między modami propagującymi się w sekcji wielomodowej sprzęgacza MMI i prowadzi do okresowego odtwarzania się pola wejściowego lub tworzenia się jego zwielokrotnionych obrazów po określonych drogach propagacji [47,50]. Zazwyczaj, zarówno sekcja wielomodowa sprzęgacza MMI, jak i falowody doprowadzające mają małą i taką samą grubość, co powoduje, że w kierunku pionowym (oś y na rys. 3.1) powstaje tylko mod podstawowy o zbliżonym rozkładzie amplitudy we wszystkich sekcjach sprzęgacza. Z tego powodu, w opisie analitycznym stosowanym w niniejszym rozdziale zależność pola w kierunku osi y jest pomijana.

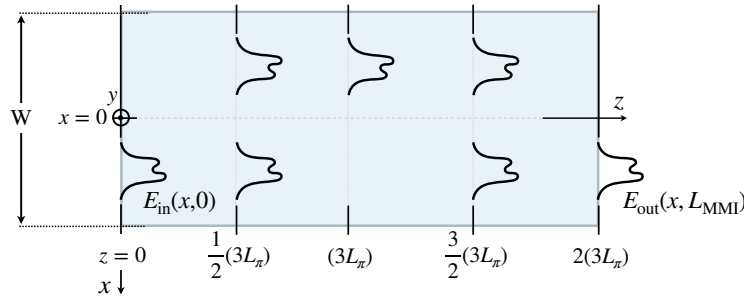
Aby wyjaśnić efekt samoobrazowania, należy przedstawić pole wejściowe $\mathbf{E}_{\text{in}}(x, z = 0)$ jako superpozycję modów własnych $\mathbf{E}_m(x)$ sprzęgacza MMI:

$$\mathbf{E}_{\text{in}}(x, 0) = \sum_m c_m \mathbf{E}_m(x), \quad (3.1)$$

gdzie współczynniki sprzężenia c_m są wyznaczone zgodnie ze wzorem (2.13). Koherentna superpozycja modów pobudzonych na wejściu, z których każdy propaguje się z różną stałą propagacji β_m , generuje na wyjściu sprzęgacza MMI o długości L_{MMI} rozkład pola $\mathbf{E}_{\text{out}}(x, z = L_{\text{MMI}})$ dany następującym wzorem:

$$\mathbf{E}_{\text{out}}(x, L_{\text{MMI}}) = \sum_m c_m \mathbf{E}_m(x) \exp(-jL_{\text{MMI}}\beta_m) \quad (3.2)$$

$$= \exp(-jL_{\text{MMI}}\beta_1) \sum_m c_m \mathbf{E}_m(x) \exp(jL_{\text{MMI}}(\beta_1 - \beta_m)). \quad (3.3)$$



Rysunek 3.1. Charakterystyczne wyniki interferencji ogólnej (z udziałem wszystkich modów) w falowodzie paskowym o szerokości W powstające po określonych dystansach propagacji wyznaczonych jako krotność drogi zdudnień L_π między modem podstawowym (TE_0) i modem pierwszego rzędu (TE_1) wg [47]. Obraz bezpośredni pola wejściowego powstaje dla długości urządzenia równej $L_{MMI} = 2(3L_\pi)$, lustrzany dla $L_{MMI} = 3L_\pi$, a podwojony dla $L_{MMI} = 3L_\pi/2$. Przekrój falowodu w płaszczyźnie x - z , oś y prostopadła do rysunku.

W powyższych wzorach indeksy $m = 1, 2, 3, \dots$ oznaczają numery kolejnych modów, przy czym m jest równe 1 dla modu TE_0 . Wynik interferencji modów pobudzonych na wejściu sprzęgacza MMI zależy od ich różnicy faz określonych przez wyrażenie $\exp[jL_{MMI}(\beta_1 - \beta_m)]$ i zmienia się wraz z dystansem propagacji L_{MMI} .

Wysokiej jakości obrazowanie wymaga, aby stałe propagacji β_m modów własnych sprzęgacza MMI wykazywały kwadratową zależność od numeru modu m [47]. Ten warunek jest w przybliżeniu spełniony w planarnych falowodach wielomodowych o skończonym profilu współczynnika załamania i można go wyrazić w następujący sposób:

$$\beta_1 - \beta_m \approx \frac{(m^2 - 1)\pi}{3L_\pi}, \quad (3.4)$$

gdzie L_π jest międzymodową drogą zdudnień dla dwóch modów najniższego rzędu (TE_0 i TE_1), określoną wzorem:

$$L_\pi = \frac{\pi}{\beta_1 - \beta_2}. \quad (3.5)$$

Paraboliczna zależność $\beta_m(m)$ umożliwia spełnienie specyficznych relacji fazowych, które pozwalają zaobserwować różne rodzaje odwzorowania pola wejściowego w zależności od drogi propagacji L_{MMI} . Na przykład, w przypadku tzw. interferencji ogólnej (gdy w odwzorowaniu uczestniczą wszystkie mody sprzęgacza MMI), pole wyjściowe E_{out} staje się dokładną kopią pola wejściowego E_{in} (obraz bezpośredni) po przebyciu drogi $L_{MMI} = 2(3L_\pi)$ lub jej całkowitej krotności (rys. 3.1). W takim przypadku różnice faz między modem podstawowym i kolejnymi modami wyższych rzędów $(\beta_1 - \beta_m)L_{MMI}$ są równe wielokrotnościom 2π i w konsekwencji wszystkie wyrażenia typu $\exp(jL_{MMI}(\beta_1 - \beta_m))$ we wzorze (3.3) stają się równe 1.

Lustrzane odbicie pola wejściowego formuje się po przebyciu drogi $L_{MMI} = 3L_\pi$ lub jej nieparzystej krotności, rys. 3.1. W takim przypadku, różnice faz między interferującymi modami są równe zarówno parzystym, jak i nieparzystym wielokrotnościom π . W konsekwencji wyrażenie $\exp(jL_{MMI}(\beta_1 - \beta_m))$, po drodze propagacji $L_{MMI} = 3L_\pi$, przyjmuje wartości ± 1 , przy czym znak „+” obowiązuje dla m nieparzystego (mody symetryczne), a znak „-” dla m parzystego (mody antysymetryczne). Ponieważ jednocze-

śnie spełnione są następujące warunki dla modów symetrycznych i antysymetrycznych:

$$\mathbf{E}_m(-x) = \begin{cases} \mathbf{E}_m(x) & \text{dla } m \text{ nieparzystego (mody symetryczne)} \\ -\mathbf{E}_m(x) & \text{dla } m \text{ parzystego (mody antysymetryczne)} \end{cases}, \quad (3.6)$$

podwójna zmiana znaku zachodząca dla modów antysymetrycznych (m parzyste) ostatecznie się znosi i pole wyjściowe po dystansie propagacji $L_{\text{MMI}} = 3L_\pi$ staje się lustrzaną kopią pola wejściowego, zgodnie ze wzorem $\mathbf{E}_{\text{out}}(x) = \mathbf{E}_{\text{in}}(-x)$.

Z kolei obrazy wielokrotne tworzą się w pośrednich położeniach pomiędzy obrazami pojedynczymi. Na przykład obraz podwójny formuje się w połowie odległości propagacji pomiędzy dwoma kolejnymi obrazami pola wejściowego, prostym i lustrzanym, tzn., dla $L_{\text{MMI}} = (q/2)3L_\pi$, gdzie q jest liczbą całkowitą nieparzystą, rys. 3.1. W takim przypadku różnice faz między interferującymi modami są równe parzystym i półowokrotnościom π . Tym samym, wyrażenie $\exp(jL_{\text{MMI}}(\beta_1 - \beta_m))$ po drodze propagacji $L_{\text{MMI}} = (q/2)3L_\pi$ przyjmuje wartości 1 i $(-j)^q$, odpowiednio dla m nieparzystego (mody symetryczne) i m parzystego (mody antysymetryczne). Biorąc pod uwagę warunki symetrii pobudzanych modów (3.6), wynik ich interferencji po dystansie propagacji $L_{\text{MMI}} = (q/2)3L_\pi$ można przedstawić w następujący sposób:

$$\mathbf{E}_{\text{out}}\left(x, \frac{q}{2}(3L_\pi)\right) = \exp(-jL_{\text{MMI}}\beta_1) \left[\frac{1 + (-j)^q}{2} \mathbf{E}_{\text{in}}(x, 0) + \frac{1 - (-j)^q}{2} \mathbf{E}_{\text{in}}(-x, 0) \right]. \quad (3.7)$$

Powyższy wzór reprezentuje superpozycję obrazu bezpośredniego $\mathbf{E}_{\text{in}}(x, 0)$ i odbitego symetrycznie $\mathbf{E}_{\text{in}}(-x, 0)$ o amplitudach $1/\sqrt{2}$, przesuniętych względem siebie w fazie o $\pi/2$ [47].

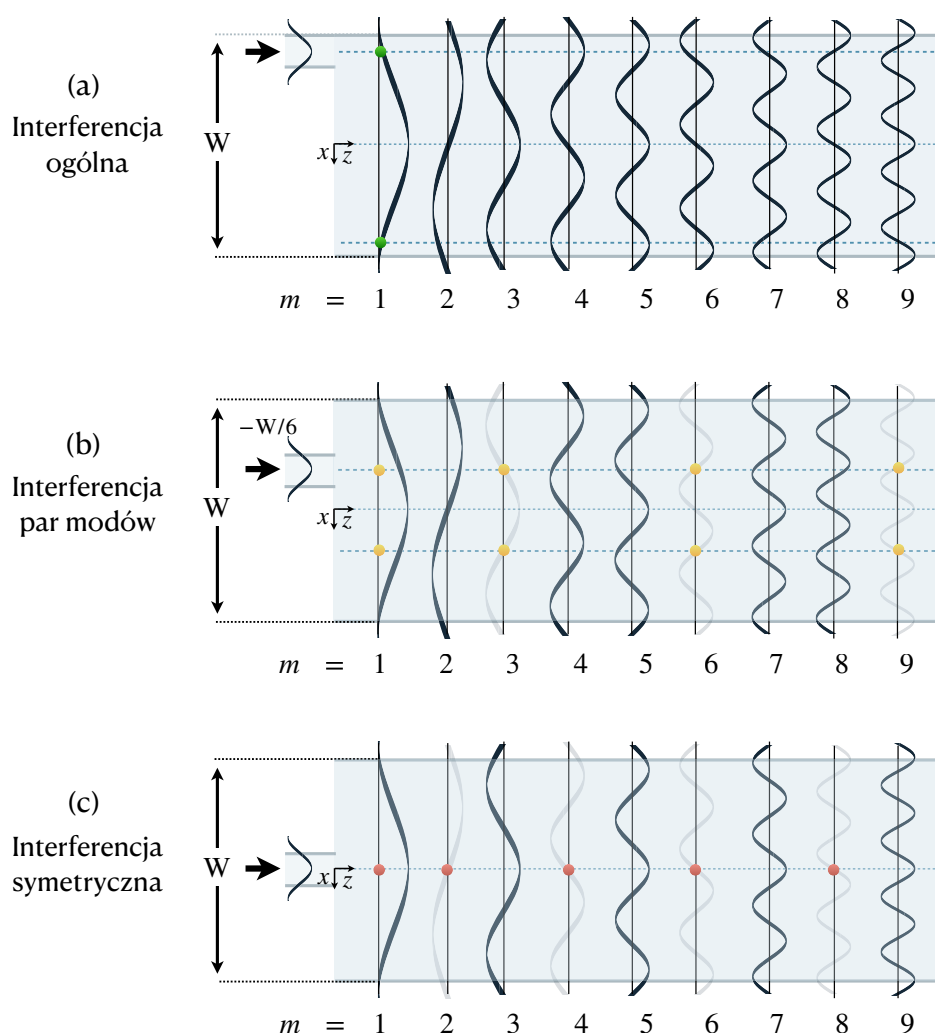
Ważną cechą urządzeń MMI jest możliwość kontrolowania rodzaju oraz liczby pobudzanych modów poprzez odpowiednie ustawienie falowodu doprowadzającego. W zależności od zestawu modów pobudzonych na wejściu sprzęgacza MMI i uczestniczących w odwzorowaniu, odpowiednie relacje fazowe konieczne do uzyskania różnych

Tabela 3.1. Porównanie warunków pobudzenia oraz możliwych do uzyskania obrazów na wyjściu sprzęgacza MMI dla różnych typów interferencji modowej: ogólnej, par modów i symetrycznej.

Interferencja	ogólna	par modów	symetryczna
Kryterium pobudzenia	żadne	$c_m = 0$ dla $m = 3, 6, 9$	$c_m = 0$ dla $m = 2, 4, 6$
Wejścia $\times$ Wyjścia	$N \times N$	$2 \times N$	$1 \times N$
Położenie falowodu doprowadzającego	dowolne	$x = \pm W/6$	$x = 0$
Obraz bezpośredni	$L_{\text{MMI}} = q(3L_\pi)$, $q = 2n \wedge n \in \mathbb{N}$	$L_{\text{MMI}} = q(L_\pi)$, $q = 2n \wedge n \in \mathbb{N}$	$L_{\text{MMI}} = q\left(\frac{3L_\pi}{4}\right)$, $q = n \wedge n \in \mathbb{N}$
Obraz lustrzany	$L_{\text{MMI}} = q(3L_\pi)$, $q = 2n + 1 \wedge n \in \mathbb{N}$	$L_{\text{MMI}} = q(L_\pi)$, $q = 2n + 1 \wedge n \in \mathbb{N}$	-
Obraz N -krotny	$L_{\text{MMI}} = \frac{q}{N}(3L_\pi)$, $q = 2n + 1 \wedge n \in \mathbb{N}$	$L_{\text{MMI}} = \frac{q}{N}(L_\pi)$, $q, N \in \mathbb{N} \wedge q \neq N$	$L_{\text{MMI}} = \frac{q}{N}\left(\frac{3L_\pi}{4}\right)$, $q \in \mathbb{N} \wedge N \in \mathbb{N} - \{0\}$

rodzajów odwzorowania pola wejściowego spełniane są dla charakterystycznych dystansów propagacji, co podsumowuje tabela 3.1. Różne sposoby tworzenia wyjściowego obrazu zilustrowano także na rys. 3.2, który przedstawia wszystkie tryby własne falowodu $E_m(x)$ pobudzone rozkładem pola wejściowego $E_{in}(x)$ (modem podstawowym) propagującym się w falowodzie doprowadzającym, umieszczonym w trzech różnych położeniach na wejściu sprzęgacza MMI oznaczonych strzałką (rys. 3.2a-c).

Rys. 3.2a przedstawia przypadek interferencji ogólnej (ang. *general interference*), występującej dla dowolnego położenia falowodu wejściowego, dla którego w najbardziej ogólnym przypadku pobudzone są wszystkie tryby własne propagujące się w sprzę-



Rysunek 3.2. Sposoby odwzorowania pola wejściowego przy pobudzeniu różnych grup trybów przestrzennych w sekcji wielomodowej sprzęgacza MMI, zależnie od położenia falowodu doprowadzającego, w którym propaguje się tryb podstawowy. Pozycja falowodu doprowadzającego na wejściu sprzęgacza MMI (oznaczona strzałkami) determinuje rodzaj interferencji: interferencja ogólna - pobudzone wszystkie tryby w sekcji wielomodowej (a), interferencja par trybów - pobudzone tylko tryby o numerach m różnych niż wielokrotność liczby 3 (b), oraz interferencja symetryczna - pobudzone tylko tryby symetryczne z m nieparzystym (c).

gaczu MMI. Dla takiego pobudzenia, jak już szczegółowo wyjaśniono w poprzednich akapitach, replika pola wejściowego powstaje w odległościach propagacji równych $L_{\text{MMI}} = q(3L_\pi)$, gdzie q jest liczbą parzystą (rys. 3.1). Lustrzany obraz pola wejściowego tworzy się dla nieparzystych wartości q , natomiast wielokrotny obraz pola wejściowego o krotności N formuje się po dystansach propagacji równych $L_{\text{MMI}} = q(3L_\pi)/N$, gdzie q jest liczbą nieparzystą [47].

Przesunięcie falowodu doprowadzającego do $\pm W/6$ względem osi symetrii falowodu wielomodowego o szerokości W (rys. 3.2b) powoduje, że mody o numerach będących całkowitą wielokrotnością liczby 3 nie są pobudzane i nie uczestniczą w odwzorowaniu. Dzięki temu, wyjściowy rozkład pola $\mathbf{E}_{\text{out}}$ powstaje w wyniku koherentnej superpozycji modów o numerach 1, 2, 4, 5, 7, 8, 10, ..., etc. Ten rodzaj odwzorowania nazywany jest w literaturze interferencją par modów (ang. *paired interference*) i w porównaniu do interferencji ogólnej skraca trzykrotnie długość sprzęgacza MMI konieczną do uzyskania odpowiednich obrazów pola wejściowego [47,51]. Na przykład, replika pola wejściowego tworzy się w odległości $L_{\text{MMI}} = qL_\pi$, gdzie q jest liczbą parzystą, a lustrzany obraz pola wejściowego powstaje, gdy q jest liczbą nieparzystą (rys. 3.1). Ponadto, N -krotny obraz pola wejściowego pojawia się w odległości $L_{\text{MMI}} = qL_\pi/N$, gdzie $q \geq 0$ i $N \geq 1$ są liczbami całkowitymi niemającymi wspólnego dzielnika.

Z kolei umieszczenie falowodu doprowadzającego dokładnie na osi symetrii sekcji wielomodowej prowadzi do wzbudzenia w sprzęgaczu MMI modów o takiej samej symetrii, jak symetria pola pobudzającego. Na przykład, na rysunku (rys. 3.2c) pokazano pobudzenie modów symetrycznych w sprzęgaczu MMI przy pomocy falowodu doprowadzającego, w którym propaguje się tylko mod podstawowy. W takim przypadku, wyjściowy rozkład pola $\mathbf{E}_{\text{out}}$ powstaje w wyniku interferencji modów sprzęgacza MMI o takiej samej symetrii, co nazywane jest w literaturze interferencją symetryczną (ang. *symmetric interference*) [47]. Superpozycja wyłącznie modów o takiej samej symetrii skraca czterokrotnie (w porównaniu do interferencji ogólnej) długość urządzenia MMI konieczną do uzyskania odpowiednich typów odwzorowania. Na przykład, N -krotne obrazy, w przypadku interferencji symetrycznej, powstają po dystansie propagacji równym $L_{\text{MMI}} = \frac{q}{N} \left(\frac{3L_\pi}{4} \right)$, gdzie $q \geq 0$ jest liczbą całkowitą [52,53].

3.2 Błędy fazy w sprzęgaczach interferencyjnych

Jakość odwzorowania pola wejściowego w rzeczywistych sprzęgaczach MMI jest ograniczona dwoma efektami. Po pierwsze, sekcja wielomodowa urządzenia MMI ma skończoną szerokość, co oznacza, że propaguje się w niej skończona liczba modów. Zatem reprezentacja pola wejściowego jako sumy modów własnych falowodu wielomodowego (wzór 3.1) jest relacją przybliżoną, gdyż sumowanie nie przebiega do nieskończoności. Ponadto, w rzeczywistych falowodach o skokowym profilu współczynnika załamania stałe propagacji $\beta_{m,\text{real}}$ maleją szybciej niż kwadratowo w zależności od numeru modu m , co prowadzi do pojawienia się błędów fazy na jednostkę długości falowodu wielomodowego opisanych wzorem:

$$\Phi_m/L_{\text{MMI}} = \beta_1 - \beta_m - \frac{(m^2 - 1)\pi}{3L_\pi}. \quad (3.8)$$

Powyższą relację można również wyrazić za pomocą efektywnych współczynników załamania n_{eff} dla poszczególnych modów wyższych rzędów:

$$\Phi_m/L_{MMI} = \frac{2\pi}{\lambda} \left[(n_{eff,1} - n_{eff,m}) - \frac{(m^2 - 1)}{3} (n_{eff,1} - n_{eff,2}) \right]. \quad (3.9)$$

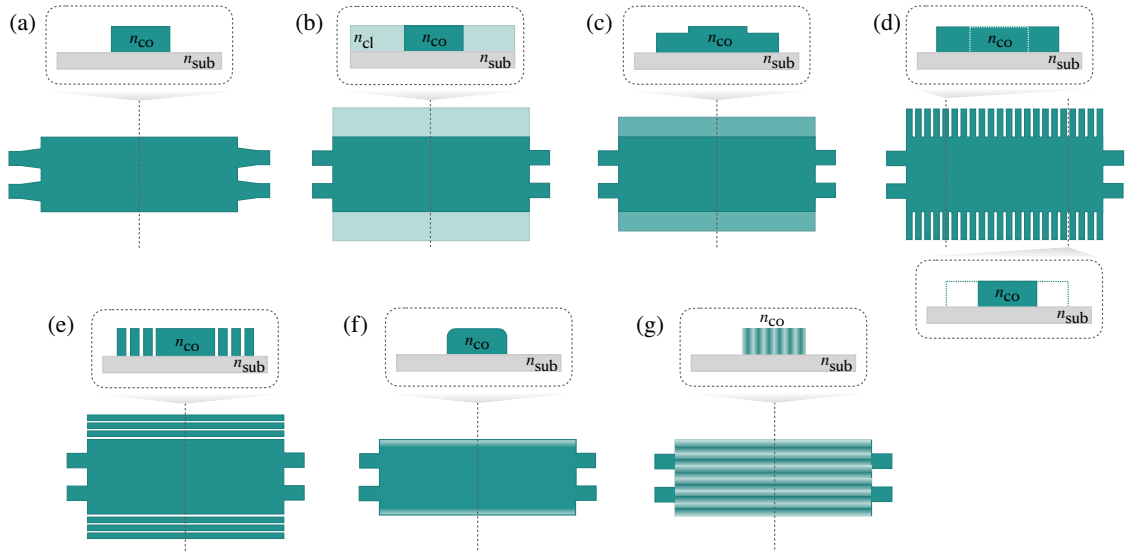
Jak wykazano w [54], błąd fazowy Φ_m/L_{MMI} dla m -tego modu przestrzennego zależy w przybliżeniu od m^4 , zgodnie ze wzorem:

$$\Phi_m/L_{MMI} \simeq \frac{\lambda^3 m^4 \pi}{8 n_{co}^3 W_e^4} \left[\frac{1}{8} - \frac{\lambda n_{co}^2}{6\pi W_e (n_{co}^2 - n_{cl}^2)^{3/2}} \right], \quad (3.10)$$

gdzie λ to długość fali, n_{co} i n_{cl} to współczynniki załamania odpowiednio rdzenia i płaszczu, a W_e to efektywna szerokość modu podstawowego w sekcji wielomodowej, którą można przybliżyć fizyczną szerokość falowodu $W_e \approx W$ dla platform materiałowych o średnim ($\text{TiO}_2:\text{SiO}_2/\text{SiO}_2$) i wysokim (Si/SiO_2) kontraście współczynnika załamania z uwagi na nieznaczną głębokość wnikania pola modu do płaszczu. Ze wzoru (3.10) wynika, że pobudzenie dużej liczby modów potrzebnych do uzyskania wysokiej jakości odwzorowania (zwłaszcza dla pól wejściowych o szybkozmiennej strukturze przestrzennej) powoduje, że znaczące błędy fazy modów wyższych rzędów będą w istotny sposób pogarszały jakość odwzorowania.

W literaturze zaproponowano różne sposoby ograniczania negatywnego wpływu błędów fazowych na jakość odwzorowania pola wejściowego w sprzęgaczach MMI. Ponieważ błędy fazy rosną w funkcji numeru modu jak m^4 , najprostszym rozwiązaniem jest ograniczenie liczby modów biorących udział w tworzeniu obrazu wyjściowego, co można osiągnąć poprzez stopniowe zwiększanie szerokości falowodów doprowadzających (ang. *tapering*) oraz ich odpowiednie ustawienie względem sekcji wielomodowej (rys. 3.3a) [55–59]. Takie rozwiązanie redukuje pobudzenie modów wyższego rzędu o największych błędach fazy, umożliwiając tworzenie obrazu jedynie z udziałem modów niższego rzędu obciążonych mniejszymi błędami fazowymi. Jednakże poszerzanie falowodów doprowadzających zwiększa rozmiar urządzenia i pogarsza rozdzielczość obrazowania, co ogranicza zastosowanie takiego podejścia w przypadku odwzorowywania modów przestrzennych wyższego rzędu propagujących się w falowodach doprowadzających. Inna metoda polega na zmniejszeniu kontrastu współczynnika załamania wzdłuż szerokości sprzęgacza MMI. Koncepcja ta umożliwia redukcję błędów fazy [54], lecz jedynie dla ograniczonej liczby modów wyższego rzędu, co odbywa się kosztem zwiększenia rozmiaru urządzenia MMI i komplikacji procesu wytwarzania. Zmniejszenie kontrastu współczynnika załamania wzdłuż szerokości sprzęgacza MMI można uzyskać na wiele sposobów, w tym poprzez zastosowanie płaszczu o współczynniku załamania zbliżonym do materiału rdzenia (rys. 3.3b) [54], płytko trawionego obszaru wielomodowego (rys. 3.3c) [60,61] lub głęboko trawionej bocznej siatki podfalowej w płaszczu (rys. 3.3d-e) [62].

W innych podejściach modyfikowany jest profil współczynnika załamania wzdłuż szerokości sprzęgacza MMI. Jak pokazano w [63], wytworzenie lokalnej parabolicznej zmiany współczynnika załamania na brzegach falowodu o profilu schodkowym (rys. 3.3f) ma największy wpływ na stałe propagacji modów wyższego rzędu, co zmniejsza ich błędy fazowe i poprawia jakość odwzorowania w sprzęgaczach MMI. W innym



Rysunek 3.3. Znane z literatury metody redukcji błędów fazowych w sprzęgaczach MMI: adiabatyczne poszerzenie falowodów doprowadzających/odprowadzających [55–59] (a), zastosowanie płaszcza o współczynniku załamania zbliżonym do materiału rdzenia [54] (b), wytworzenie płytko trawionego obszaru wielomodowego [60,61] (c) lub głęboko trawionej bocznej siatki podfalowej w płaszczu [62] (d, e), wytworzenie parabolicznego profilu współczynnika załamania na brzegach falowodów [63] (f) lub specyficznego profilu współczynnika załamania dopasowanego do periodyczności modów [64] (g).

podejściu projektuje się specyficzny profil współczynnika załamania, będący sumą funkcji o okresach dopasowanych do periodyczności rozkładu natężenia w tych modach przestrzennych falowodu wielomodowego, których błędy fazowe mają być skompensowane (rys. 3.3g). W celu zredukowania do zera błędu fazowego wybranego modu dobierana jest odpowiednio amplituda każdej harmonicznej perturbacji współczynnika załamania [64]. Wadą tych dwóch metod jest jednak skomplikowany proces wytwarzania takich struktur, wymagający precyzyjnej kontroli przestrzennego rozkładu współczynnika załamania, co potencjalnie jest możliwe do uzyskania przez kontrolowaną dyfuzję domieszki lub implantację jonów.

Alternatywnym sposobem modyfikacji efektywnego współczynnika załamania odpowiednich modów jest strukturyzacja powierzchni sprzęgacza MMI. Takie rozwiązanie jest prostsze technologicznie niż dyfuzja domieszki, a jednocześnie umożliwia skuteczną redukcję błędów fazowych. W ramach rozprawy przeanalizowano dwie metody strukturyzacji powierzchni, tzn., wytworzenie prostokątnej siatki reliefowej na górnej powierzchni sprzęgacza MMI lub pary prostokątnych rowków umieszczonych symetrycznie w pobliżu bocznych krawędzi sprzęgacza na całej jego długości. Modyfikacja powierzchni stanowi atrakcyjną alternatywę dla zmiany profilu materiałowego współczynnika załamania, gdyż dodatkowe struktury na powierzchni sprzęgacza MMI – takie jak siatki reliefowe lub rowki – można wytworzyć przy użyciu standardowych, mniej skomplikowanych procesów litograficznych i trawienia, osiągając przy tym porównywalne efekty.

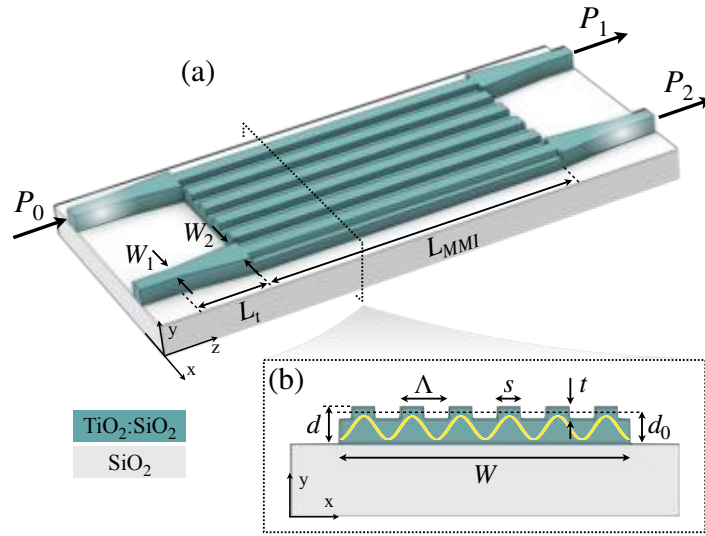
Pierwsze rozwiązanie, polegające na wytworzeniu siatki reliefowej na górnej po-

wierzchni sprzęgacza MMI, umożliwia korekcję błędów fazowych dla ograniczonej grupy modów przestrzennych, aż do rzędu określonego przez periodyczność siatki. Częstota przestrzenna siatki jest dobierana tak, aby odpowiadała okresowi oscylacji rozkładu natężenia modu najwyższego rzędu, dla którego mają być jeszcze skompensowane błędy fazowe. Stosując analizę perturbacyjną wykazano, że korekta efektywnego współczynnika załamania indukowana przez siatkę jest największa dla dopasowanego modu i stopniowo maleje dla modów niższych rzędów. Pozwala to na skuteczną kompensację błędów fazowych wszystkich modów, które efektywnie uczestniczą w tworzeniu obrazu (pobudzonych na wejściu sprzęgacza MMI), aż do rzędu określonego przez okres siatki, co w rezultacie poprawia jakość odwzorowania pola wejściowego w urządzeniu MMI wykorzystującym interferencję wielomodową. Skuteczność zaproponowanej metody pokazano na przykładzie sprzęgacza dwumodowego (TE_0 i TE_1) w paśmie długości fali $1.31\ \mu\text{m}$ oraz jednomodowego (TE_0) sprzęgacza (dzielnika) długości fal $1.31/1.55\ \mu\text{m}$, wykonanych z materiałów o średnim kontraście ($\text{TiO}_2:\text{SiO}_2/\text{SiO}_2$), z powietrznym płaszczem. Przeprowadzona analiza numeryczna potwierdziła, że dodanie siatki reliefowej na powierzchni znacząco poprawia wszystkie parametry użytkowe w stosunku do analogicznych sprzęgaczy MMI bez siatki.

Drugie rozwiązanie polega na zastosowaniu pary prostokątnych rowków, umieszczonych symetrycznie w pobliżu bocznych krawędzi sprzęgacza na całej jego długości, co umożliwia redukcję błędów fazowych wszystkich modów przestrzennych uczestniczących w odwzorowaniu. Za pomocą rachunku zaburzeń wyprowadzono analityczne wyrażenie na zmianę fazy każdego z modów spowodowaną wytworzeniem bocznych rowków i wykazano, że jest ona proporcjonalna do czwartej potęgi numeru modu m , analogicznie jak błędy fazowe. W konsekwencji, poprzez odpowiednie dopasowanie geometrycznych parametrów rowków (położenia, głębokości i szerokości), błędy fazowe wszystkich modów uczestniczących w odwzorowaniu można niemal całkowicie skompensować. Co więcej, wykazano, że efekt ten jest niezależny od kontrastu współczynnika załamania. Ponieważ tworzenie obrazu angażuje jedynie ograniczoną liczbę modów przestrzennych (kontrolowanych przez szerokość falowodów wejściowych), redukcja ich błędów fazowych przy użyciu bocznych rowków znacząco poprawia jakość urządzeń MMI. Za pomocą symulacji numerycznych wykazano skuteczność zaproponowanej metody na przykładzie dwumodowych (TE_0 i TE_1) sprzęgaczy mocy z podziałem 50:50 oraz 100:0 dla długości fali $1.31\ \mu\text{m}$, wykonanych z materiałów o średnim ($\text{TiO}_2:\text{SiO}_2/\text{SiO}_2$) i wysokim kontraście (Si/SiO_2), otoczonych płaszczem powietrznym. Porównanie parametrów urządzeń MMI przed i po dodaniu bocznych rowków pokazuje znaczną poprawę wszystkich parametrów użytkowych, niezależnie od platformy materiałowej.

3.3 Redukcja błędów fazy za pomocą powierzchniowej prostokątnej siatki reliefowej

W niniejszym podrozdziale przedstawiono nowy sposób redukcji błędów fazy w sprzęgaczu MMI wykorzystujący powierzchniową siatkę reliefową wytworzoną na jego górnej powierzchni (rys. 3.4). Zaproponowane rozwiązanie jest szczególnie efektywne w przypadku platform o średnim kontraście współczynnika załamania, takich jak $\text{TiO}_2:\text{SiO}_2/\text{SiO}_2$. Odpowiedni dobór okresu siatki oraz głębokości reliefu pozwala skutecznie skompen-



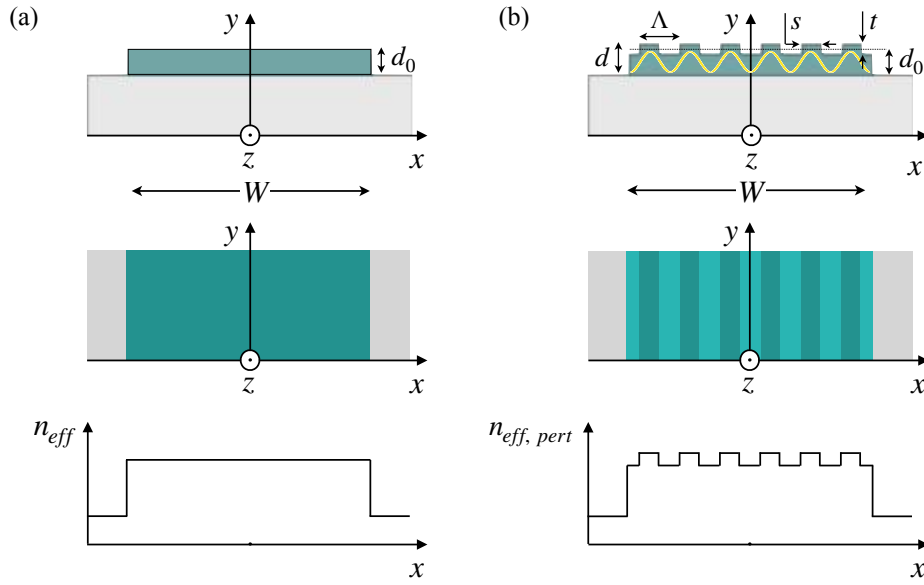
Rysunek 3.4. Struktura wielomodowego interferencyjnego sprzęgacza 2×2 z prostokątną powierzchniową siatką reliefową (a) i przekrój sprzęgacza w sekcji wielomodowej (b). Żółta linia przedstawia rozkład natężenia w modzie przestrzennym o numerze N_g , do którego dopasowana jest siatka; Λ - okres siatki, d - początkowa grubość falowodu, t - głębokość siatki, d_0 - średnia grubość falowodu, W - szerokość falowodu, s - szerokość zęba siatki, W_1 - szerokość falowodu doprowadzającego zwiększoną adiabtycznie na drodze L_t do szerokości W_2 , L_{MMI} - długość sprzęgacza, P_0 - moc modu w falowodzie doprowadzającym, P_1 - moc w prostym porcie wyjściowym (ang. *bar port*), P_2 - moc w krzyżowym porcie wyjściowym (ang. *cross port*);

sować błędy fazy modów do stosunkowo wysokich rzędów, nawet do 12-tego rzędu. W przypadku platform materiałowych o dużym kontraście współczynnika załamania, tj., Si/SiO₂, zaproponowana metoda znajduje ograniczone zastosowanie i umożliwia kompensację błędów fazy modów jedynie do 6-tego rzędu.

3.3.1 Zasada działania siatki

Wpływ siatki powierzchniowej na stałe propagacji modów wyższego rzędu można przeanalizować stosując metodę perturbacyjną dla jednowymiarowego przybliżenia falowodu paskowego pokazanego na rys. 3.5. Rozważany falowód paskowy ma szerokość W i charakteryzuje się znacznym stosunkiem szerokości do grubości d , $W/d \gg 1$. Aby przeanalizować wpływ powierzchniowej siatki na stałe propagacji poszczególnych modów, stosuje się przybliżenie efektywnego współczynnika załamania. Jak już wyjaśniono w rozdziale 2.3.1, polega ono na zastąpieniu dwuwymiarowego rozkładu współczynnika załamania $n(x, y)$ przez jednowymiarowy rozkład efektywnego współczynnika załamania $n_{\text{eff}}(x)$, który wyznacza się za pomocą półanalitycznej metody, poprzez rozwiązanie równania charakterystycznego dla modu podstawowego w kierunku poprzecznym, tzn. wzdłuż osi y [44].

Opisane w tym rozdziale podejście perturbacyjne może być stosowane do analizy wpływu siatki powierzchniowej na mody zarówno o polaryzacji TE, jak i TM. Jednak ze względu na fakt, iż w falowodach paskowych o dużym stosunku ich szerokości względem grubości ($W/d \gg 1$) mody TE są uprzywilejowane (mają mniejsze częstotliwości odcięcia



Rysunek 3.5. Dwuwymiarowy przekrój falowodu o skokowym profilu współczynnika załamania bez siatki (a) i z powierzchnią siatką prostokątną (b) oraz odpowiadające im jednowymiarowe falowody planarne z prostokątnym i zmodulowanym rozkładem efektywnego współczynnika załamania.

niż mody TM), dalsze szczegółowe wyprowadzenia dotyczą modów o polaryzacji TE. Ponadto, ponieważ tak mała grubość falowodu powoduje, że wszystkie analizowane mody TE są podstawowe w kierunku poprzecznym (wzdłuż osi y), stosowana jest uproszczona konwencja ich oznaczania przy pomocy jednej liczby $m = 1, 2, 3, \dots$ reprezentującej numer modu, która także określa rząd modu $m - 1$ (TE_{m-1}).

Rozkład natężenia wzdłuż osi x , w przekroju sekcji wielomodowej sprzęgacza MMI, dla modów o numerze m można wyrazić w następujący sposób, odpowiednio dla modów symetrycznych (m -nieparzyste) i antysymetrycznych (m -parzyste):

$$I_m(x) = I_0 \cos^2(\beta_m^t x) = \frac{I_0}{2} [1 + \cos(2\beta_m^t x)], \quad m = 1, 3, 5, \dots, \quad (3.11)$$

$$I_m(x) = I_0 \sin^2(\beta_m^t x) = \frac{I_0}{2} [1 - \cos(2\beta_m^t x)], \quad m = 2, 4, 6, \dots, \quad (3.12)$$

gdzie β_m^t jest poprzeczną stałą propagacji, którą można wyznaczyć z równania charakterystycznego:

$$\beta_m^t = [\pi(m - 1) + \Gamma_m] / W. \quad (3.13)$$

W powyższym równaniu W oznacza szerokość falowodu, a $\Gamma_m \in [0, \pi]$ jest przesunięciem fazy, którego doznaje fala przy całkowitym wewnętrznym odbiciu. Przesunięcie fazy Γ_m jest związane z częściowym wnikaniem modu do płaszcza, co powoduje, że efektywna szerokość falowodu W_{em} dla modu o numerze m jest większa niż W i może być wyznaczona przy pomocy następującego wzoru [47]:

$$W_{em} \beta_m^t = m\pi. \quad (3.14)$$

Ponieważ wnikanie pola modu w głąb płaszcza jest niewielkie dla analizowanych platform materiałowych o średnim ($TiO_2:SiO_2/SiO_2$) i wysokim (Si/SiO_2) kontraście współ-

czynnika załamania, w dalszych rozważaniach będziemy zakładać, że W_{em} można przybliżyć szerokością falowodu W .

Jak pokazano na rys. 3.5b prostokątna modulacja grubości falowodu $d(x)$ powoduje modulację efektywnego współczynnika załamania $n_{\text{eff, pert}}(x)$. W przybliżeniu perturbacyjnym istotnym parametrem jest zmiana kwadratu efektywnego współczynnika załamania w stosunku do falowodu bez siatki, którą można przedstawić w następujący sposób:

$$\Delta n^2(x) = n_{\text{eff, pert}}^2(d(x)) - n_{\text{eff}}^2(d_0). \quad (3.15)$$

Okres siatki Λ jest tak dobierany, aby częstość przestrzenna siatki k_g ($k_g = 2\pi/\Lambda$) była równa częstości przestrzennej $2\beta_m^t$ rozkładu natężenia dla modu o odpowiednio wysokim numerze $m = N_g$, gdzie N_g określa liczbę pełnych okresów prostokątnego reliefu na szerokości falowodu W (rys. 3.5b). Ponieważ relief powierzchniowy opisywany funkcją $d(x)$ ma prostokątny przebieg, to modulacja kwadratu efektywnego współczynnika załamania w funkcji współrzędnej x dla sperturbowanego falowodu jest również prostokątna i można ją rozwinąć w szereg Fouriera:

$$\Delta n^2(x) = \sum_{i=1} a_i \cos(i k_g x), \quad (3.16)$$

gdzie $a_i = \pm \Delta n_a^2 / (i\pi) [1 - (-1)^{i-1}]$ jest amplitudą harmoniczej i -tego rzędu, Δn_a^2 jest amplitudą modulacji kwadratu efektywnego współczynnika, a k_g jest częstością przestrzenną siatki o okresie Λ ($k_g = 2\pi/\Lambda = 2\beta_{N_g}^t$). Znak „+” we wzorze na a_i obowiązuje dla N_g nieparzystego, a znak „−” dla N_g parzystego.

Zmianę stałej propagacji modu o numerze m , powstającą na skutek perturbacji kwadratu efektywnego współczynnika $\Delta n^2(x)$ indukowanej siatką powierzchniową, można wyrazić następująco [64]:

$$\beta_{\text{pert}, m} - \beta_m = \frac{2\pi^2}{\lambda^2 \beta_m} \frac{\int_{-W/2}^{W/2} \Delta n^2(x) I_m(x) dx}{\int_{-W/2}^{W/2} I_m(x) dx}. \quad (3.17)$$

Ponieważ średnia wartość perturbacji kwadratu efektywnego współczynnika załamania jest w przybliżeniu równa zero

$$\int_{-W/2}^{W/2} \Delta n^2(x) dx \approx 0 \quad (3.18)$$

oraz ze względu na fakt, że rozkład natężenia na wyjściu sprzęgacza tworzony jest z udziałem ograniczonej liczby modów niskiego rzędu $1 \leq m \leq N_g$, a mody o numerach m większych niż N_g praktycznie nie biorą udziału w procesie obrazowania, w wyrażeniu (3.16) można zaniedbać wyższe harmoniczne w fourierowskiej reprezentacji funkcji $\Delta n(x)^2$, co ostatecznie daje:

$$\beta_{\text{pert}, m} - \beta_m \approx \pm \frac{2\pi^2 a_1}{\lambda^2 \beta_m W} \int_{-W/2}^{W/2} \cos(k_g x) \cos(2\beta_m^t x) dx, \quad (3.19)$$

przy czym znak „+” obowiązuje dla m nieparzystego, a „−” dla m parzystego. Ponieważ współczynnik a_1 zmienia znak w zależności od parzystości N_g w taki sam sposób, to oznacza, że po zastąpieniu a_1 przez $|a_1|$ zmiana znaku w powyższym wzorze zależy od

parzystości różnicy $N_g - m$, tzn., znak „+” dla parzystego $N_g - m$, a znak „-” dla nieparzystego $N_g - m$. Po scałkowaniu iloczynu kosinusów pojawiającego się w powyższym równaniu otrzymuje się:

$$\begin{aligned} \beta_{pert,m} - \beta_m &= \pm \left(\frac{\pi}{\lambda}\right)^2 \frac{2|a_1|}{\beta_m W} \left[\frac{\sin[(k_g - 2\beta_m^t) \frac{W}{2}]}{k_g - 2\beta_m^t} + \frac{\sin[(k_g + 2\beta_m^t) \frac{W}{2}]}{k_g + 2\beta_m^t} \right] \\ &\approx \pm \left(\frac{\pi}{\lambda}\right)^2 \frac{|a_1|}{\beta_m} \frac{\sin[(k_g - 2\beta_m^t) \frac{W}{2}]}{(k_g - 2\beta_m^t) \frac{W}{2}}, \end{aligned} \quad (3.20)$$

gdzie drugi składnik sumy został pominięty ze względu na dużą wartość $(k_g + 2\beta_m^t)$ w mianowniku. Powyższy wzór wskazuje, że zmiana stałej propagacji spowodowana powierzchnią siatką jest opisywana funkcją sinc, która przyjmuje największą wartość dla zerowego argumentu. Ten warunek jest spełniony dla tego modu, dla którego częstość przestrzenna rozkładu natężenia i częstość przestrzenna siatki są takie same $2\beta_m^t = k_g$, co jest równoważne $N_g = m$. Dla modów niższego rzędu ($m < N_g$) perturbacyjna korekta stałych propagacji przyjmuje malejące wartości. Dla częstości przestrzennej siatki dopasowanej do modu o numerze N_g , wyrażenia pojawiające się we wzorze (3.20) można przedstawić w następujący sposób:

$$k_g \frac{W}{2} = \Gamma_{N_g} + \pi(N_g - 1) \quad (3.21)$$

oraz

$$\beta_m^t W = \Gamma_m + \pi(m - 1). \quad (3.22)$$

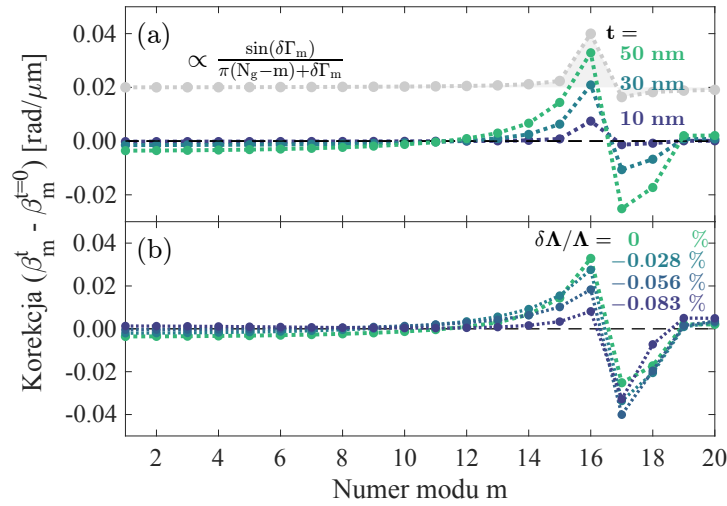
gdzie Γ_{N_g} i Γ_m są przesunięciami fazowymi, którego doznaje fala przy całkowitym wewnętrznym odbiciu dla modów o numerach N_g i m . Po uwzględnieniu powyższych zależności wyrażenie z sinusem pojawiające się w liczniku we wzorze (3.20) można przedstawić jako:

$$\begin{aligned} \sin\left[(k_g - 2\beta_m^t) \frac{W}{2}\right] &= \sin(\Gamma_{N_g} - \Gamma_m) \cos[\pi(N_g - m)] + \cos(\Gamma_{N_g} - \Gamma_m) \sin[\pi(N_g - m)] \\ &= \pm \sin(\Gamma_{N_g} - \Gamma_m), \end{aligned} \quad (3.23)$$

przy czym znak $\sin(\Gamma_{N_g} - \Gamma_m)$ zależy od parzystości różnicy $N_g - m$ i przyjmuje wartość „+” dla parzystego $N_g - m$ i odpowiednio „-” dla nieparzystego $N_g - m$. Z tego powodu znika zmiana znaku w wyrażeniu na korektę stałych propagacji daną wzorem (3.20), którą ostatecznie można przedstawić w następujący sposób:

$$\beta_{pert,m} - \beta_m \approx \left(\frac{\pi}{\lambda}\right)^2 \frac{|a_1|}{\beta_m} \frac{\sin(\delta\Gamma_m)}{\pi(N_g - m) + \delta\Gamma_m}, \quad (3.24)$$

gdzie $\delta\Gamma_m = \Gamma_{N_g} - \Gamma_m$. Dla modów niskich rzędów, o rozkładzie natężenia mocno odstrojonym od częstości przestrzennej siatki, mianownik w powyższym wyrażeniu przyjmuje znaczne wartości ($N_g - m$ jest duże i dodatnie), co powoduje, że poprawka perturbacyjna do stałych propagacji tych modów jest niewielka. Z tych samych powodów, poprawka dla modów o numerze m znacznie większym niż N_g jest również zaniedbywana. Z powyższego wzoru wynika także, że poprawka przyjmuje znaczne wartości tylko



Rysunek 3.6. Korekcja stałych propagacji modów spowodowana siatką obliczona w funkcji numeru modu w sposób dokładny za pomocą metody elementów skończonych (FEM) dla falowodu o następujących parametrach: $W = 28.5 \mu\text{m}$, $d = 320 \text{ nm}$, $\lambda = 1.31 \mu\text{m}$, wykonanego z $\text{TiO}_2:\text{SiO}_2/\text{SiO}_2$ ($n_{\text{TiO}_2:\text{SiO}_2} = 1.7629$ oraz $n_{\text{SiO}_2} = 1.4468$), z powierzchniową prostokątną siatką o różnej głębokości modulacji t ($N_g = 16$, $\Lambda = 1.8 \mu\text{m}$, $\delta\Lambda = 0$). Szara linia przedstawia korekcję obliczoną dla $t = 30 \text{ nm}$ za pomocą wyrażenia perturbacyjnego, równanie (3.20), co jakościowo zgadza się z wynikami numerycznymi. Dla przejrzystości krzywa perturbacyjna jest przesunięta pionowo o $0.02 \text{ rad}/\mu\text{m}$ (a). Zależność korekcji od odstrojenia okresu siatki od warunku rezonansu $\delta\Lambda/\Lambda$ dla $t = 50 \text{ nm}$ (b).

dla modów w pobliżu rezonansu określonego przez warunek $m = N_g$ i zmienia znak dla m większych niż N_g , rys. 3.6. Dla $m > N_g$ korekta perturbacyjna staje się ujemna (siatka zwiększa błąd fazowy), jednakże nie pogarsza to jakości obrazu na wyjściu sprzęgacza MMI, ponieważ mody o tak wysokich numerach nie biorą udziału w odwzorowaniu ze względu na zerowe przekrywanie się z modem podstawowym falowodu doprowadzającego.

Należy także zauważyć, że niewielkie odstrojenie częstości przestrzennej siatki od warunku rezonansu ($k_g = 2\beta_m^t + \delta k_g$) wprowadza w wyrażeniu (3.21) dodatkową zmianę fazy $\Gamma_d = \delta k_g W$. W konsekwencji wypadkowa różnica faz $\delta\Gamma_m$ pojawiająca się w równaniu (3.24) wyraża się przez $\delta\Gamma_m = \Gamma_{N_g} - \Gamma_m + \Gamma_d$. Jak pokazano na rys. 3.6b, odstrojenie okresu siatki $\delta\Lambda/\Lambda$ od warunku rezonansu wprowadza zmianę w rozkładzie korekcji stałych propagacji w funkcji numeru modu m i jest dodatkowym stopniem swobody w korygowaniu zależności błędu fazowego od numeru modu m przy pomocy siatki powierzchniowej.

3.3.2 Wyniki symulacji

Efektywność działania powierzchniowej prostokątnej siatki reliefowej została pokazana na dwóch przykładach: dwumodowego (TE_0 i TE_1) sprzęgacza mocy 100:0 dla długości fali $1.31 \mu\text{m}$ oraz jednomodowego (TE_0) sprzęgacza długości fali $1.31/1.55 \mu\text{m}$, oba wykonane z materiałów o średnim kontraście współczynnika załamania $\text{TiO}_2:\text{SiO}_2/\text{SiO}_2$. Ponieważ błędy fazy rosną wraz z kontrastem współczynnika załamania, analizowano struktury z płaszczem powietrznym, które charakteryzują się największym możliwym

kontrastem współczynnika załamania w obrębie danej platformy materiałowej. Choć takie struktury mają ograniczone zastosowania, gdyż są wykorzystywane głównie w aplikacjach czujnikowych, to kompensacja ich błędów fazy stanowi największe wyzwanie. Z tego samego powodu do analizy wybrano struktury, w których błędy fazy są największe, tzn. dwumodowy sprzęgacz mocy i jednomodowy sprzęgacz długości fali. W pierwszym przypadku, ze względu na subtelną strukturę rozkładu natężenia w modzie TE_1 , wymagane jest pobudzenie w sprzęgaczu MMI większej liczby modów wyższego rzędu obciążonych większymi i przez to trudniejszym do skompensowania błędami fazy. Natomiast sprzęgacz długości fali pracuje w wyższych rzędach odwzorowania, co wymaga większych długości propagacji i skutkuje zwielokrotnieniem błędów fazy.

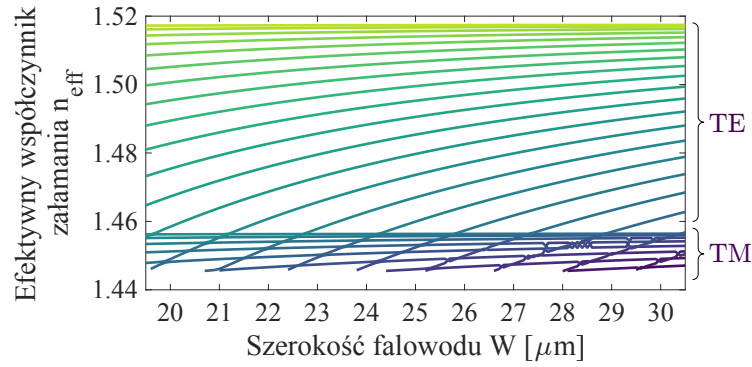
Wyniki symulacji numerycznych, przedstawione w kolejnych podrozdziałach, zostały uzyskane z zastosowaniem dokładnych metod numerycznych, tj. metody elementów skończonych (FEM) oraz metody rozwinięcia w bazie modów własnych (EME). W obliczeniach uwzględniono dyspersję chromatyczną obu materiałów ($TiO_2:SiO_2$ w rdzeniu i SiO_2 w substracie) na podstawie danych eksperymentalnych dostępnych w literaturze [45,46]. Jakość analizowanych urządzeń była oceniana za pomocą dwóch parametrów, strat nadmiarowych (ang. *excess loss*, EL) oraz współczynnika ekstynkcji (ang. *extinction ratio*, ER), które dla wielomodowego interferencyjnego sprzęgacza są zdefiniowane w następujący sposób:

$$EL = -10 \log \left(\frac{P_1 + P_2}{P_0} \right), \quad ER = -10 \log \left(\frac{P_2}{P_1} \right), \quad (3.25)$$

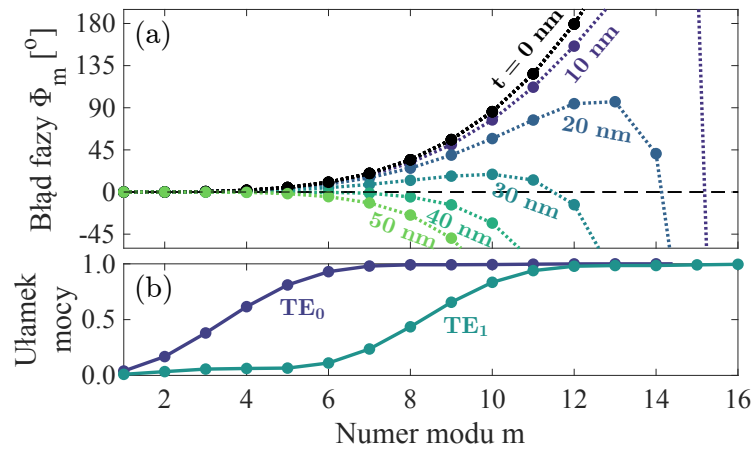
gdzie P_0 to moc modu w falowodzie doprowadzającym, a P_1 i P_2 oznaczają odpowiednio moc w falowodzie położonym na wprost (ang. *bar port*) i krzyżowym (ang. *cross port*), rys. 3.4a.

3.3.2.1 Dwumodowy sprzęgacz mocy 100:0

Pierwszym przykładem ilustrującym wpływ powierzchniowej siatki reliefowej na jakość działania sprzęgacza MMI (2×2) jest dwumodowy (TE_0 i TE_1) sprzęgacz mocy 100:0 dla długości fali $1.31 \mu m$, pracujący w trybie interferencji ogólnej. Jednoczesne odwzorowanie dwóch modów (TE_0 i TE_1) prowadzonych w falowodzie wejściowym wymaga pobudzenia większej liczby modów wyższego rzędu w obszarze wielomodowym niż w przypadku sprzęgacza tylko dla modu podstawowego (TE_0). Wynika to przede wszystkim z drobniejszej struktury przestrzennego rozkładu natężenia modu TE_1 , którego wierne odwzorowanie wymaga użycia modów wyższych rzędów. Dlatego też, aby zapewnić propagację 18 czystych modów TE z rzędu (bez udziału modów TM, które mają większe częstotliwości odcięcia) do analizy wybrano sprzęgacz MMI o wymiarach sekcji wielomodowej równych odpowiednio: szerokość $W = 28.5 \mu m$ oraz średnia grubość $d_0 = 320 nm$. Zależności efektywnych współczynników załamania prowadzonych modów od szerokości sprzęgacza W dla długości fali $1.31 \mu m$, obliczone przy użyciu FEM w zakresie W od 20 do $30 \mu m$, zostały pokazane na rys. 3.7. Liczba modów pobudzanych w sekcji wielomodowej jest kontrolowana przez szerokość falowodu doprowadzającego, którą można zwiększać adiabatycznie na drodze L_t od szerokości W_1 do szerokości W_2 z zachowaniem struktury prowadzonych modów. Jak pokazano na rys. 3.4, ustawienie falowodów doprowadzających/odprowadzających względem sekcji wielomodowej



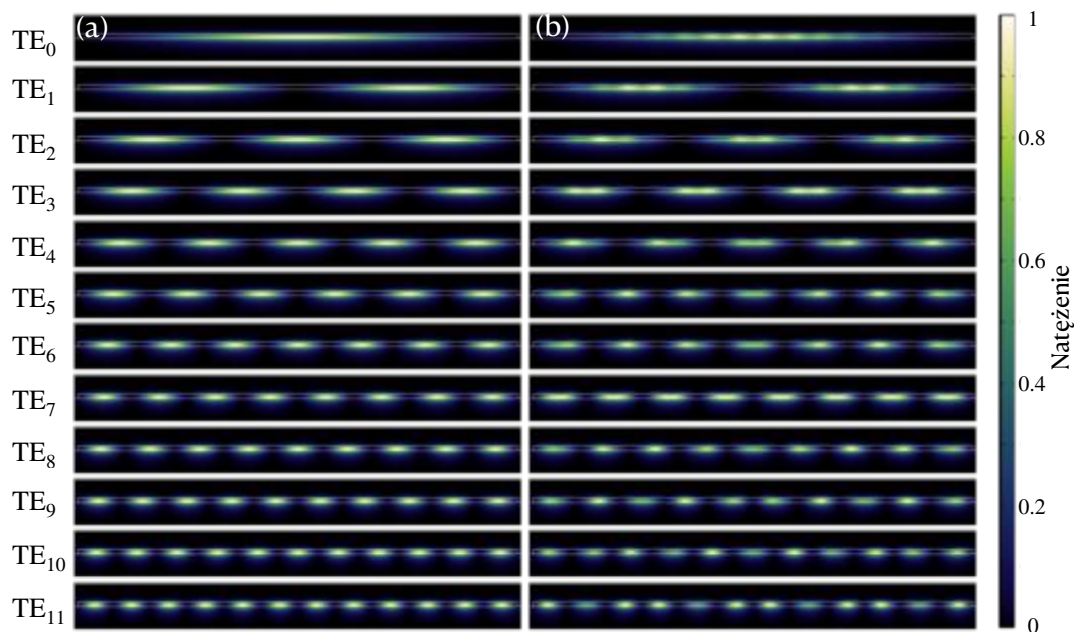
Rysunek 3.7. Zależności efektywnych współczynników załamania prowadzonych modów od szerokości W spręgniacza MMI dla długości fali $\lambda = 1.31 \mu\text{m}$ i grubości $d_0 = 320 \text{ nm}$, obliczone przy pomocy FEM.



Rysunek 3.8. Zależność błędu fazy od numeru modu dla spręgniacza MMI o wymiarach $W = 28.5 \mu\text{m}$, $d_0 = 320 \text{ nm}$, $L_{\text{MMI}} = 3L_\pi$ z powierzchniową prostokątną siatką reliefową o różnych głębokościach modulacji t ($N_g = 16$, $\Lambda = 1.80 \mu\text{m}$, $\delta\Lambda = 0$, $\lambda = 1.31 \mu\text{m}$) (a). Ułamek mocy wejściowej spręgniętej z modów wejściowych TE_0 i TE_1 do pierwszych 16 modów w sekcji wielomodowej z siatką powierzchniową o głębokości modulacji $t = 30 \text{ nm}$ (b).

jest symetryczne, przy czym krawędzie tych falowodów są wyrównane z krawędziami sekcji wielomodowej, a ich grubość jest taka sama jak w sekcji wielomodowej przed strukturyzacją powierzchni, rys. 3.4.

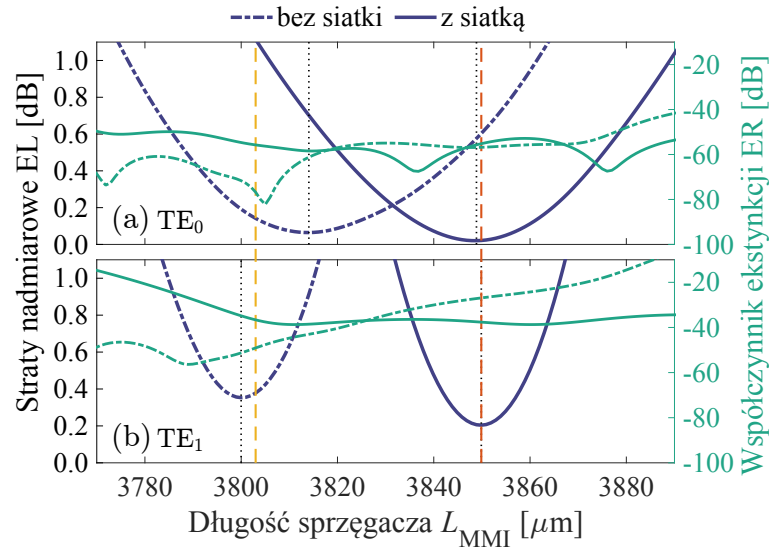
Aby uzyskać podział mocy na wyjściu spręgniacza MMI w stosunku 100:0, jego minimalna długość musi być równa $L_{\text{MMI}} = 3L_\pi$. Na rysunku 3.8a pokazano błędy fazy Φ_m dla każdego modu obliczone dla tej długości spręgniacza w funkcji głębokości modulacji t siatki powierzchniowej o współczynniku wypełnienia $s/\Lambda = 0.5$ wytworzonej na jego górnej powierzchni. Okres siatki jest równy $\Lambda = 1.80 \mu\text{m}$, co odpowiada rozkładowi natężenia w modzie o numerze $N_g = 16$ (z zerowym odstrojeniem $\delta\Lambda = 0$). Można zauważyć, że błędy fazy silnie zależą od głębokości modulacji t . Dla spręgniacza MMI bez siatki ($t = 0 \text{ nm}$) błąd fazy rośnie wraz z numerem modu m , proporcjonalnie do m^4 . Strukturyzacja powierzchni spręgniacza stopniowo zmniejsza błędy fazy dla modów wyższych rzędów w miarę wzrostu głębokości modulacji t , aż dla $t = 50 \text{ nm}$ błędy fazy stają się ujemne dla wszystkich modów. Jako optymalną głębokość modulacji siatki wybrano $t = 30 \text{ nm}$, gdyż redukuje ona błędy fazy do wartości poniżej 19° aż do 12-ego modu,



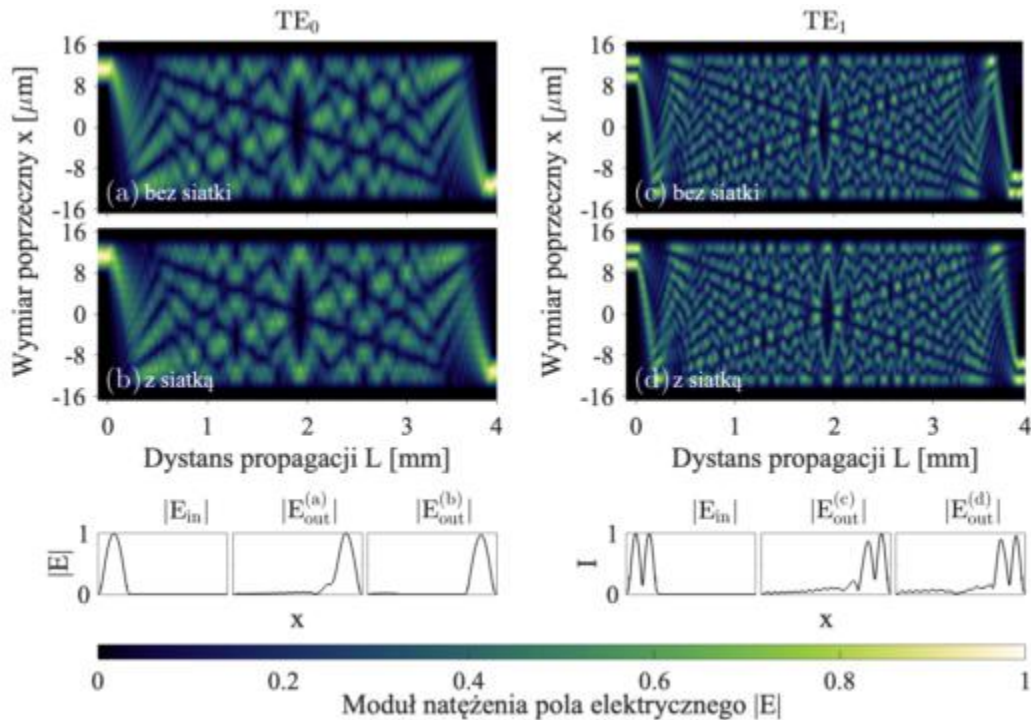
Rysunek 3.9. Porównanie rozkładów natężenia pierwszych dwunastu modów TE dla sprzęgacza MMI ($W = 28.5 \mu\text{m}$, $d_0 = 320 \text{ nm}$) o średnim kontraście współczynnika załamania $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2/\text{SiO}_2$ bez siatki powierzchniowej (a) oraz z siatką powierzchniową ($N_g = 16$, $\Lambda = 1.8 \mu\text{m}$, $\delta\Lambda = 0$) o głębokości modulacji $t = 30 \text{ nm}$ (b), $\lambda = 1.31 \mu\text{m}$.

podczas gdy dla sprzęgacza MMI bez siatki błąd fazy poniżej 19° jest osiągalny tylko dla sześciu pierwszych modów. Pobudzenie maksymalnie 12-stu pierwszych modów, dla których błędy fazy są dobrze skorygowane przez siatkę powierzchniową, jest osiągalne dzięki odpowiedniemu dobraniu szerokości falowodu doprowadzającego W_2 . Na rys. 3.8b przedstawiono wyniki obliczeń metodą EME, które pokazują, że dla $W_2 = 6 \mu\text{m}$ ponad 99% mocy wejściowej modu TE_0 jest sprzęgane do pierwszych ośmiu modów w sekcji wielomodowej, a dla modu TE_1 niemal 98% mocy wejściowej jest sprzęgane do pierwszych dwunastu modów. Warto zauważyć, że w przypadku obrazowania modu TE_1 znaczący udział mają dopiero mody wyższego rzędu, tj. o numerach m od 6 do 12. Na rys. 3.9 zostały przedstawione rozkłady natężenia dwunastu modów własnych TE sprzęgacza MMI bez siatki (rys. 3.9a) i z prostokątną siatką o głębokości modulacji $t = 30 \text{ nm}$ (rys. 3.9b), która tylko nieznacznie modyfikuje rozkład natężenia wszystkich modów.

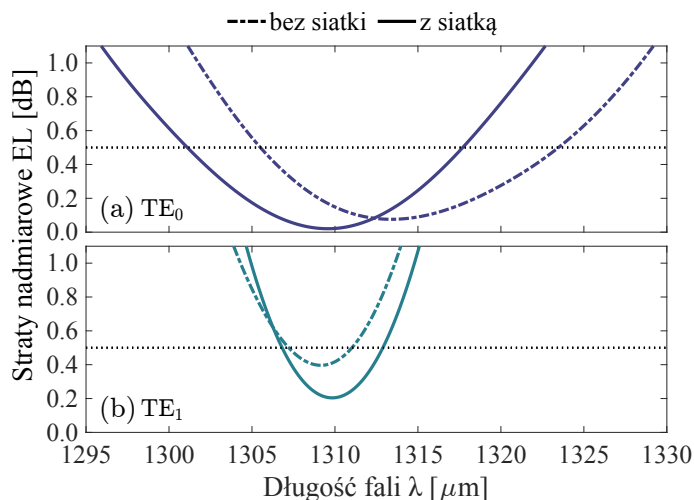
Rysunek 3.10 przedstawia straty nadmiarowe EL i współczynniki ekstynkcji ER dla sprzęgacza MMI przed i po dodaniu siatki. W przypadku sprzęgacza MMI bez siatki powierzchniowej, minimalne straty nadmiarowe dla każdego z modów wejściowych są osiągane przy różnych długościach urządzenia ($L_{\text{MMI}}^{\text{TE}_0} = 3814 \mu\text{m}$ vs. $L_{\text{MMI}}^{\text{TE}_1} = 3800 \mu\text{m}$). Dzieje się tak z powodu znaczących błędów fazy modów wyższych rzędów, które przesuwają płaszczyznę najlepszego obrazowania dla modu TE_1 względem TE_0 . Dlatego też, jako optymalną długość sprzęgacza przyjęto $L_{\text{MMI}}^{\text{opt}} = 3803 \mu\text{m}$, dla której suma strat nadmiarowych obu modów jest najmniejsza. Długość sprzęgacza z siatką zapewniająca minimalne straty nadmiarowe jest praktycznie taka sama dla modów TE_1 i TE_0 i w związku z tym uznano ją za optymalną długość urządzenia $L_{\text{MMI}}^{\text{opt}} = 3849 \mu\text{m}$. Porównanie charakterystyk transmisyjnych sprzęgacza bez siatki i z siatką obliczonych dla



Rysunek 3.10. Straty nadmiarowe EL i współczynniki ekstynkcji ER w funkcji długości sprzęgacza MMI wykonanego z $\text{TiO}_2:\text{SiO}_2/\text{SiO}_2$ ($W = 28.5 \mu\text{m}$, $d_0 = 320 \text{ nm}$, $N_g = 16$, $\Lambda = 1.8 \mu\text{m}$, $t = 30 \text{ nm}$, $n_{\text{TiO}_2:\text{SiO}_2} = 1.7629$, $n_{\text{SiO}_2} = 1.4468$, $\lambda = 1.31 \mu\text{m}$) dla modu podstawowego (TE_0) (a) i modu pierwszego rzędu (TE_1) (b) dla sprzęgacza bez siatki i z powierzchniową siatką prostokątną (odpowiednio linia przerywana i ciągła). Pionowe linie kropkowane wskazują długości urządzenia zapewniające minimalne straty nadmiarowe dla odpowiednich modów, a pomarańczowa i czerwona linia kreskowana optymalną długość urządzenia odpowiednio dla sprzęgacza bez i z siatką, która minimalizuje sumę strat dla obu modów.



Rysunek 3.11. Rozkład natężenia pola elektrycznego $|E|$ obliczony metodą EME dla modów wejściowych TE_0 i TE_1 w połowie wysokości sprzęgacza mocy 100:0 ($W = 28.5 \mu\text{m}$, $d_0 = 320 \text{ nm}$) wykonanego z $\text{TiO}_2:\text{SiO}_2/\text{SiO}_2$ ($n_{\text{TiO}_2:\text{SiO}_2} = 1.7629$, $n_{\text{SiO}_2} = 1.4468$, $\lambda = 1.31 \mu\text{m}$) bez siatki ($t = 0 \text{ nm}$) (a, c) i z powierzchniową siatką prostokątną ($N_g = 16$, $\Lambda = 1.8 \mu\text{m}$) o głębokości modulacji $t = 30 \text{ nm}$ (b, d). Pod wykresami porównano jednowymiarowe rozkłady natężenia pola elektrycznego w przekroju sprzęgacza MMI (wzdłuż szerokości falowodu, na połowie jego grubości) w falowodzie wejściowym i na końcu sekcji wielomodowej, przed i po strukturyzacji powierzchni.

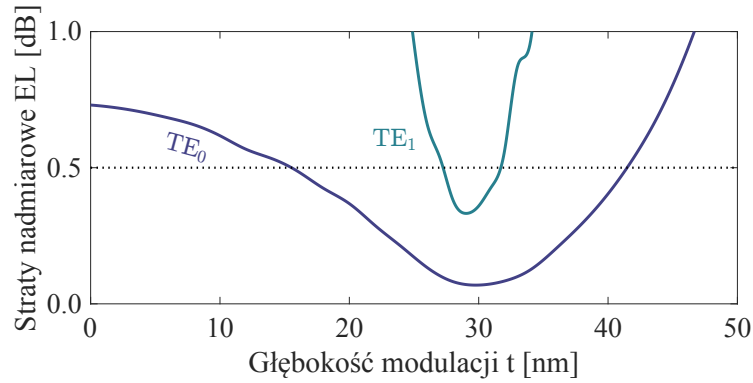


Rysunek 3.12. Straty nadmiarowe EL w funkcji długości fali obliczone dla optymalnej długości sprzęgacza MMI ($L_{\text{MMI}}^{\text{opt}} = 3803 \mu\text{m}$ i $L_{\text{MMI}}^{\text{opt}} = 3849 \mu\text{m}$ odpowiednio bez i z siatką) wykonanego z $\text{TiO}_2:\text{SiO}_2/\text{SiO}_2$ ($W = 28.5 \mu\text{m}$, $d_0 = 320 \text{ nm}$, $N_g = 16$, $\Lambda = 1.8 \mu\text{m}$, $t = 30 \text{ nm}$, $n_{\text{TiO}_2:\text{SiO}_2} = 1.7629$, $n_{\text{SiO}_2} = 1.4468$, $\lambda_1 = 1.31 \mu\text{m}$) dla modu TE_0 (a) i modu TE_1 (b). Linia przerywana i ciągła oznaczają odpowiednio sprzęgacz MMI bez siatki i z siatką powierzchniową, a pozioma kropkowana linia wskazuje akceptowalny poziom strat $\text{EL} = 0.5 \text{ dB}$.

$L_{\text{MMI}}^{\text{opt}}$ prowadzi do wniosku, że strukturyzacja powierzchni zmniejsza straty nadmiarowe EL, dla modu podstawowego (TE_0) z 0.14 dB do 0.020 dB , a dla modu pierwszego rzędu (TE_1) z 0.38 dB do 0.20 dB , rys. 3.10. Jednocześnie współczynnik ekstynkcji ER przyjmuje wartości poniżej -55 dB dla modu TE_0 i -37 dB dla modu TE_1 , niezależnie od obecności siatki.

Na rys. 3.11 przedstawiono rozkłady natężenia pola elektrycznego $|E|$ w połowie grubości sprzęgacza MMI bez i z siatką o optymalnych długościach ($L_{\text{MMI}}^{\text{opt}} = 3803 \mu\text{m}$ i $L_{\text{MMI}}^{\text{opt}} = 3849 \mu\text{m}$) dla modów wejściowych TE_0/TE_1 , obliczone metodą EME. Dodatkowo, pokazano rozkłady natężenia pola $|E|$ w przekroju sprzęgacza MMI w falowodzie wejściowym i na końcu sekcji wielomodowej, przed i po strukturyzacji powierzchni, wskazujące na poprawę jakości odwzorowania obu modów. W przypadku modu podstawowego, po zastosowaniu siatki zredukowano boczne maksima i wyjściowy rozkład natężenia stał się niemal identyczny jak w modzie pobudzającym. W przypadku modu TE_1 widoczna jest także redukcja bocznego maksimum i poprawa rozdzielczości przestrzennej obrazu tego modu, rys. 3.10.

Na rys. 3.12 pokazano spektralną zależność strat nadmiarowych dla sprzęgacza bez siatki i z powierzchniową siatką prostokątną. W przypadku sprzęgacza MMI bez siatki, na skutek nieskompensowanych błędów fazy, minimalne straty nadmiarowe EL dla każdego z modów nie odpowiadają długości fali $\lambda = 1.31 \mu\text{m}$, na którą był projektowany sprzęgacz i są przesunięte względem siebie. Takiego efektu nie obserwuje się w przypadku struktury z siatką powierzchniową, która redukuje błędy fazy modów wyższych rzędów. Ponadto, wyniki obliczeń pokazane na rys. 3.12 wskazują, że szerokość spektralnego pasma sprzęgacza z siatką określona na podstawie kryterium $\text{EL} < 0.5 \text{ dB}$ wynosi 16.6 nm dla modu TE_0 i 6.3 nm dla TE_1 , podczas gdy dla sprzęgacza bez siatki szerokość pasma jest równa odpowiednio 18 nm i 4.5 nm .



Rysunek 3.13. Współczynnik strat EL w funkcji głębokości modulacji t obliczony dla optymalnej długości sprzęgacza 100:0 ($W = 28.5 \mu\text{m}$, $d_0 = 320 \text{ nm}$, $L_{\text{MMI}}^{\text{opt}} = 3849 \mu\text{m}$, $N_g = 16$, $\Lambda = 1.80 \mu\text{m}$, $t = 30 \text{ nm}$), dla którego suma strat obu modów jest najmniejsza. Pozioma przerywana linia wskazuje akceptowalny poziom strat EL równy 0.5 dB.

Przeanalizowano również tolerancje głębokości modulacji siatki t . W tym celu przeprowadzono symulacje numeryczne (EME) strat nadmiarowych EL i współczynnika ekstynkcji ER dla optymalnej długości sprzęgacza $L_{\text{MMI}}^{\text{opt}}$ zapewniającej najmniejszą sumę strat nadmiarowych obu modów. Analiza wyników przedstawionych na rys. 3.13 wskazuje, że według kryterium 0.5 dB strat EL (z ER poniżej -20 dB) tolerancje głębokości modulacji t wynoszą $\pm 5\%$.

3.3.2.2 Jednomodowy sprzęgacz długości fal 1.31/1.55 μm

Drugim przykładem pokazującym korzystny wpływ powierzchniowej siatki reliefowej na charakterystyki sprzęgacza MMI (2×2) jest jednomodowy (TE_0) dzielnik długości fali 1.31/1.55 μm (ang. *wavelength division multiplexer*, WDM), pracujący w trybie interferencji par modów. Umieszczenie falowodów doprowadzających w odległości $\pm W/6$ (rys. 3.4) względem osi symetrii sekcji wielomodowej sprzęgacza MMI powoduje, że nie są pobudzane i nie biorą udziału w odwzorowaniu mody o numerach równych całkowitej wielokrotności 3 [47]. Dzięki temu możliwe jest trzykrotne skrócenie długości sprzęgacza MMI, dla której na jego wyjściu odtwarzany jest rozkład natężenia w falowodzie doprowadzającym, do $L_{\text{MMI}} = qL_\pi$, gdzie q jest liczbą parzystą/nieparzystą dla odwzorowania do portu prostego/krzyżowego.

Rozdzielenie dwóch długości fal, np. $\lambda_1 = 1.31 \mu\text{m}$ i $\lambda_2 = 1.55 \mu\text{m}$, wymaga dobrania takiej długości sprzęgacza L_{MMI} , aby jednocześnie utworzone zostały dwa typy obrazów, tj. obraz bezpośredni i odbity zwierciadlanie względem osi symetrii falowodu, dla odpowiednich długości fal. W trybie selektywnego pobudzania modów (interferencja par modów) w sekcji MMI wymaga to spełnienia poniższego warunku:

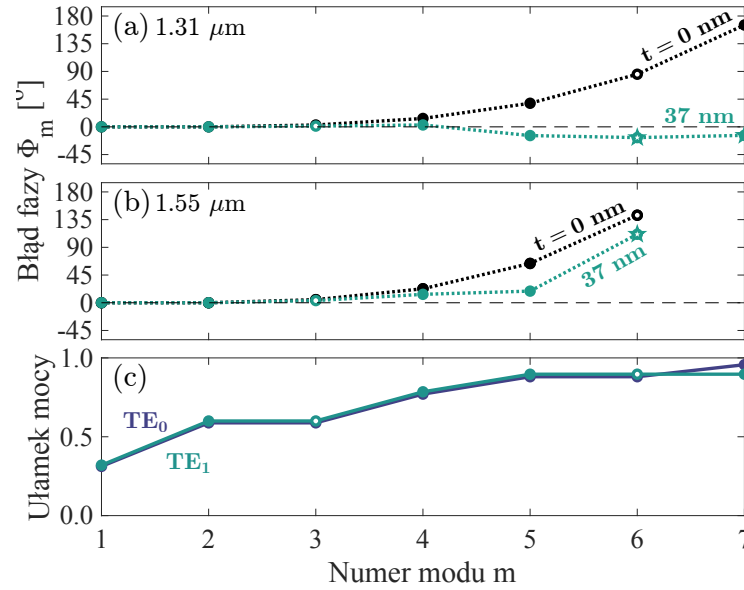
$$L_{\text{MMI}} = qL_\pi(\lambda_1) = (q+1)L_\pi(\lambda_2), \quad (3.26)$$

co niestety jest możliwe tylko dla wyższych rzędów interferencji (q znacznie większe od 1) z powodu niewielkiej różnicy parametrów $L_\pi(\lambda_1)$ i $L_\pi(\lambda_2)$. Z tego powodu, główną wadą dzielników WDM wykorzystujących sprzęgacze MMI jest ich duża długość (nawet pomimo skrócenia przez selektywne pobudzanie modów), zwłaszcza w przypadku platform materiałowych o małym kontraście współczynnika załamania.

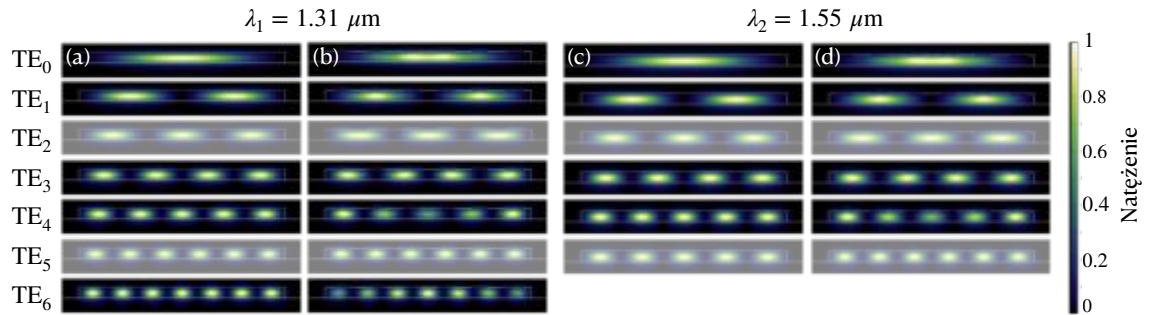
Najprostszą metodą zmniejszania L_π , a tym samym długości sprzęgacza MMI, jest zmniejszenie jego szerokości W , zachowując jednocześnie wystarczającą liczbę modów dla zapewnienia dobrej jakości odwzorowania. Taka strategia przyczynia się do zwiększenia różnic stałych propagacji sąsiadujących modów, co przekłada się na skrócenie L_π (wzór (3.5)). Jednak, jako że błędy fazy są proporcjonalne do W^{-2} [54], zmniejszenie szerokości sprzęgacza MMI powoduje też szybszy wzrost błędów fazy Φ_m w funkcji numeru modu m (wzór (3.4)). Dodatkowo, błędy fazy kumulują się wraz z drogą propagacji, więc w kolejnych płaszczyznach obrazowania (wyznaczonych przez rosnące rzędy interferencji q) coraz bardziej pogarsza się jakość odwzorowania wejściowego rozkładu natężenia. Zatem, nieskompensowane błędy fazy w istotny sposób wpływają na parametry urządzeń o dużych długościach, takich jak dzielniki długości fal wymagające wysokich rzędów interferencji q .

Na przykładzie sprzęgacza MMI pracującego jako dzielnik długości fal 1.31/1.55 μm wykazano, że zastosowanie powierzchniowej siatki prostokątnej umożliwia redukcję skumulowanych błędów fazy i prowadzi do istotnej poprawy parametrów użytkowych takiego urządzenia. Podobnie jak w poprzednim przypadku przyjęto, że analizowany sprzęgacz jest wykonany z materiałów o średnim kontraście ($\text{TiO}_2\text{:SiO}_2$ i SiO_2) współczynnika załamania $n_{\text{TiO}_2\text{:SiO}_2} = 1.7629$, $n_{\text{SiO}_2} = 1.4468$ dla $\lambda = 1.31 \mu\text{m}$ i odpowiednio $n_{\text{TiO}_2\text{:SiO}_2} = 1.7565$, $n_{\text{SiO}_2} = 1.444$ dla $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$. Wymiary sprzęgacza dobrano w taki sposób ($W = 12 \mu\text{m}$ i $d_0 = 640 \text{ nm}$), aby spełnić warunek (3.26) dla możliwie najkrótszej długości urządzenia. Dzięki temu, pomimo stosunkowo małego kontrastu współczynników załamania, uzyskano niewielką długość urządzenia $L_{\text{MMI}} = 1.23 \text{ mm}$ dla $q = 5$. Ponieważ błędy fazy są proporcjonalne do W^{-2} [54], w analizowanym przypadku ($W = 12 \mu\text{m}$ i $d_0 = 640 \text{ nm}$) rosną znacznie szybciej w funkcji rzędu modu niż miało to miejsce dla sprzęgacza MMI o szerokości $W = 28.5 \mu\text{m}$ i dla obu długości fal przekraczają wartość 100° już dla modów o numerze $m = 7$, rys. 3.4. Dlatego też, aby skompensować tak znaczące błędy fazy dla modów niskiego rzędu dla obu długości fal, konieczne było dopasowanie częstotliwości przestrzennej siatki do rozkładu natężenia w modzie o numerze $N_g = 6$. Pozostałe parametry siatki były następujące: $\Lambda = 2.02 \mu\text{m}$, $s/\Lambda = 0.5$ i $t = 37 \text{ nm}$. Aby zapewnić pobudzanie modów o numerach 1, 2, 4, 5, 7, ... itd., falowody doprowadzające zostały umieszczone w $\pm 1/6$ całkowitej szerokości sekcji MMI, licząc od jej osi symetrii (rys. 3.4). Szerokość falowodów doprowadzających została ustalona na $W_2 = 3 \mu\text{m}$, aby pobudzić tylko 5 modów ($m = 1, 2, 4, 5, 7$) przenoszących ponad 95% mocy wejściowej dla $\lambda_1 = 1.31 \mu\text{m}$ oraz tylko 4 mody ($m = 1, 2, 4, 5$) przenoszących 90% mocy wejściowej dla $\lambda_2 = 1.55 \mu\text{m}$, co zostało pokazane na rys. 3.14c.

Na rysunku 3.14a i b pokazano błędy fazy dla sprzęgacza MMI bez siatki ($t = 0 \text{ nm}$) oraz z powierzchniową siatką prostokątną o głębokości modulacji $t = 37 \text{ nm}$ skumulowane na długości $L_{\text{MMI}} = 5L_\pi(\lambda_1) = 6L_\pi(\lambda_2)$. Można zauważyć, że siatka o częstości przestrzennej odpowiadającej $N_g = 6$ redukuje błąd fazy poniżej 19° aż do modu o numerze $m = 5$ dla obu długości fal (mody o numerach $m = 3$ i 6 nie są pobudzane z powodu warunków symetrii). Dodatkowo, efektywny błąd fazy dla modu o numerze $m = 7$ dla $\lambda_1 = 1.31 \mu\text{m}$, obliczony modulo 2π , również przyjmuje niewielką wartość -13.8° . Odchylenie stałej propagacji tego modu od wymaganej kwadratowej zależności (równanie (3.4)) jest znaczące i powiększa się w obecności siatki ze względu na zbliżoną częstość siatki i rozkładu natężenia w modzie ($N_g = 6$, $m = 7$). Nadmierna kompensacja tego modu skutkuje wzrostem błędu fazy aż do wartości 346.2° dla $L_{\text{MMI}} = 5L_\pi(\lambda_1)$.



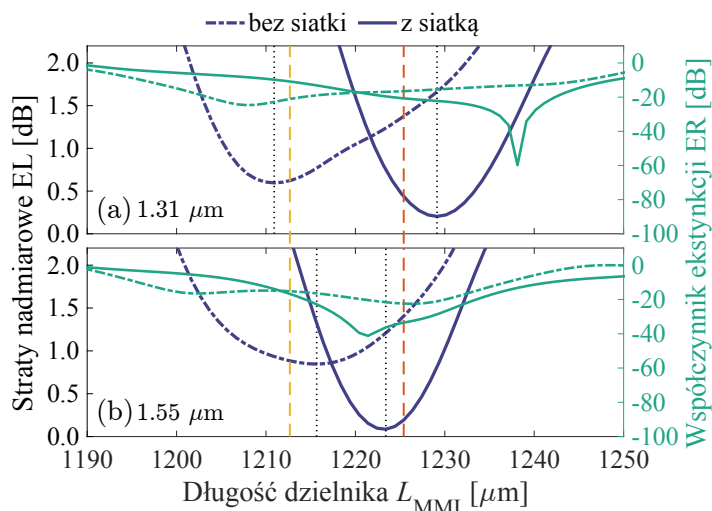
Rysunek 3.14. Zależność błędu fazy od numeru modu dla sprzęgacza MMI ($W = 12 \mu\text{m}$, $d_0 = 640 \text{ nm}$, $L_{\text{MMI}} = 5L_\pi(\lambda_1) = 6L_\pi(\lambda_2)$) pracującego jako dzielnik długości fal $1.31/1.55 \mu\text{m}$ bez siatki ($t = 0$) i z powierzchniową prostokątną siatką reliefową ($N_g = 6$, $\Lambda = 2.020 \mu\text{m}$, $\delta\Lambda = 0$) o głębokości modulacji $t = 37 \text{ nm}$ dla długości fali $\lambda_1 = 1.31 \mu\text{m}$ (a) oraz $\lambda_2 = 1.55 \mu\text{m}$ (b). Symbol $\star$ oznacza błąd fazy modulo 2π . Ułamek mocy wejściowej sprzęgniętej z modu wejściowego TE_0 do pierwszych 7 modów dla obu długości fal (c). Kółkami oznaczono mody o numerach 3 i 6, nie pobudzone ze względu na warunki symetrii



Rysunek 3.15. Porównanie rozkładów natężenia pierwszych siedmiu modów TE dla sprzęgacza MMI ($W = 12 \mu\text{m}$, $d_0 = 640 \text{ nm}$) o średnim kontraście współczynnika załamania ($\text{TiO}_2:\text{SiO}_2/\text{SiO}_2$), pracującego jako dzielnik długości fal $1.31/1.55 \mu\text{m}$, bez siatki powierzchniowej (a, c) oraz z siatką powierzchniową ($N_g = 6$, $\Lambda = 2.020 \mu\text{m}$, $\delta\Lambda = 0$) o głębokości modulacji $t = 37 \text{ nm}$ (b, d). Szare tła wskazują mody nie pobudzone ze względu na warunek symetrii.

Jednakże, ponieważ dla interferujących modów istotne są różnice faz modulo 2π , efektywny błąd fazy dla tego modu wynosi jedynie -13.8° i w konsekwencji pozytywnie przyczynia się do formowania dobrej jakości obrazu na wyjściu sprzęgacza MMI. Na rys. 3.15 zostały przedstawione rozkłady natężenia siedmiu modów własnych TE sprzęgacza MMI bez siatki (rys. 3.15a) i z powierzchniową siatką prostokątną o głębokości modulacji $t = 37 \text{ nm}$ (rys. 3.15b).

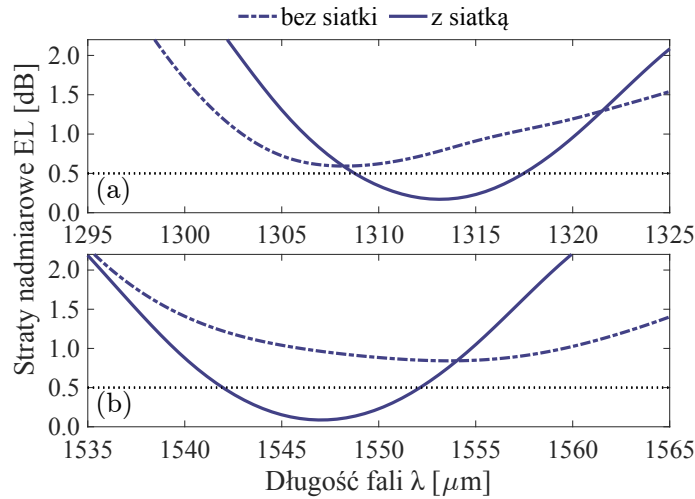
Straty nadmiarowe obliczone w funkcji długości dzielnika dla analizowanych długo-



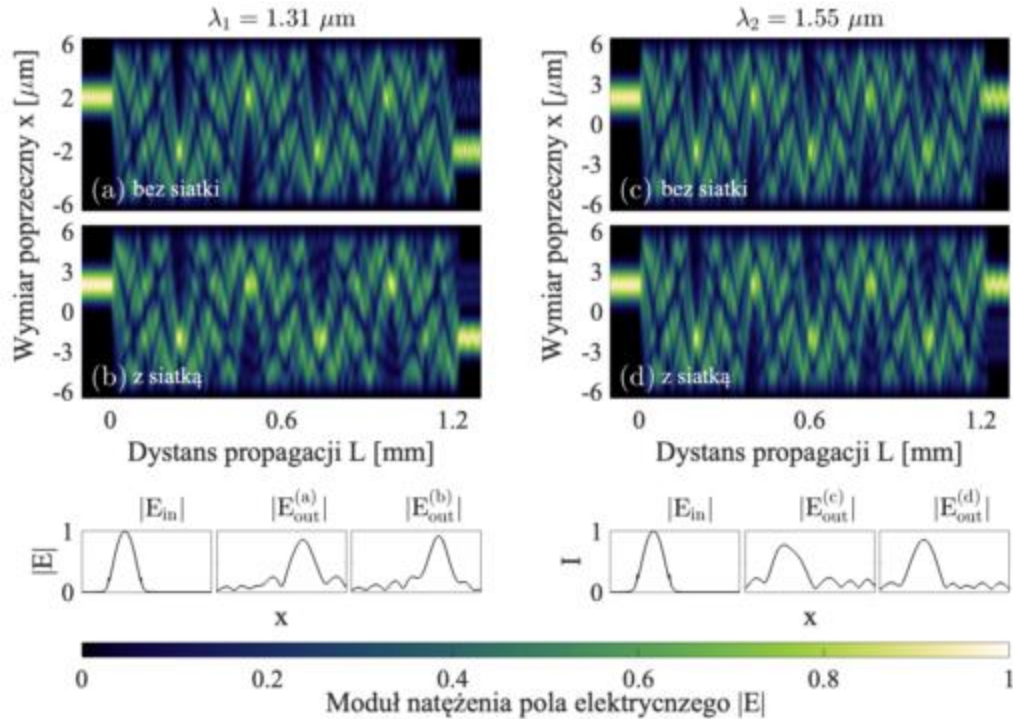
Rysunek 3.16. Straty nadmiarowe EL i współczynnik ekstynkcji ER w funkcji długości L_{MMI} sprzęgacza WDM ($W = 12 \mu\text{m}$, $d_0 = 640 \text{ nm}$, $N_g = 6$, $\Lambda = 2.02 \mu\text{m}$, $t = 37 \text{ nm}$) wykonanego z $\text{TiO}_2:\text{SiO}_2/\text{SiO}_2$ obliczone w pobliżu najlepszej płaszczyzny odwzorowania dla $\lambda_1 = 1.31 \mu\text{m}$ ($n_{\text{TiO}_2:\text{SiO}_2} = 1.7629$, $n_{\text{SiO}_2} = 1.4468$) (a) i $\lambda_2 = 1.55 \mu\text{m}$ ($n_{\text{TiO}_2:\text{SiO}_2} = 1.7565$, $n_{\text{SiO}_2} = 1.444$) (b). Linia kropkowano-przerywana i ciągła reprezentują odpowiednio sprzęgacz MMI bez siatki i z siatką powierzchniową. Pionowe linie kropkowane wskazują długości urządzenia zapewniające minimalne straty nadmiarowe dla odpowiednich modów, a pomarańczowa i czerwona linia kreskowana optymalną długość urządzenia odpowiednio dla sprzęgacza bez i z siatką, która minimalizuje sumę strat dla obu długości fal.

ści fal $1.31/1.55 \mu\text{m}$ zostały przedstawione na rys. 3.16 dla struktur bez siatki i z prostokątną siatką reliefową. Długość urządzenia zapewniająca minimalne straty nadmiarowe różni się dla obu długości fal o około $5 \mu\text{m}$ i $6 \mu\text{m}$, odpowiednio dla struktury bez siatki i z siatką. W przypadku dzielnika WDM bez siatki wynika to z nieskompensowanych błędów fazy modów biorących udział w odwzorowaniu. Pomimo spełnienia warunku (3.26), obecność błędów fazy powoduje przesunięcie płaszczyzny najlepszego odwzorowania, różne dla każdej z długości fal. Natomiast w przypadku sprzęgacza z siatką rozsuniecie minimów EL wynika z modulacji powierzchni, która prowadzi do niewielkiej zmiany parametru L_π , co w konsekwencji powoduje zauważalne odchylenie od spełnienia warunku określonego przez równanie (3.26). Warto zauważyć, że tego rodzaju błędy odwzorowania można skompensować w drugiej iteracji procesu projektowania dzielnika WDM, poprzez subtelną korektę szerokości sprzęgacza, tak aby warunek (3.26) był dokładnie spełniony po skorygowaniu błędów fazy.

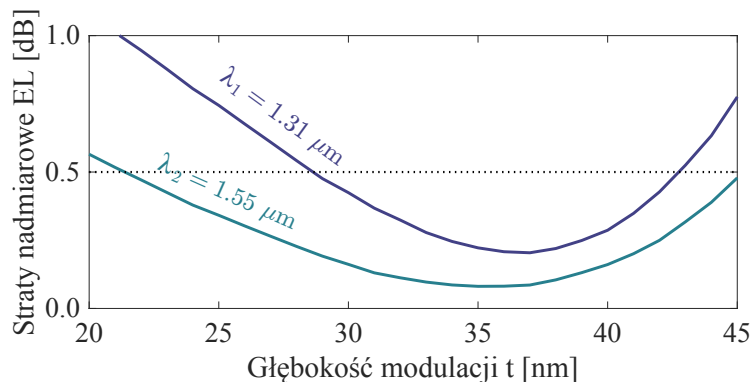
W analizowanym przykładzie ilustrującym pozytywne działanie siatki w przypadku dzielnika długości fal, ograniczono się tylko do pierwszej iteracji projektowania i jako optymalną długość urządzenia przyjęto wartość określoną na podstawie kryterium minimalnej sumy strat EL dla długości fal 1.31 i $1.55 \mu\text{m}$. Dla zdefiniowanych w ten sposób optymalnych długości urządzenia (równych odpowiednio $L_{\text{MMI}}^{\text{opt}} = 1213 \mu\text{m}$ i $L_{\text{MMI}}^{\text{opt}} = 1225 \mu\text{m}$ dla struktury z siatką i bez siatki), straty nadmiarowe EL zostały zredukowane przez modulację powierzchni z 0.63 dB do 0.47 dB dla $\lambda_1 = 1.31 \mu\text{m}$ i z 0.88 dB do 0.19 dB dla $\lambda_2 = 1.55 \mu\text{m}$. Jednocześnie współczynnik ekstynkcji ER pozostaje poniżej -20 dB dla $\lambda_1 = 1.31 \mu\text{m}$ i poprawia się z -15 dB do -33 dB dla



Rysunek 3.17. Straty nadmiarowe EL w funkcji długości fali obliczone dla dzielnika WDM ($W = 12 \mu\text{m}$, $d_0 = 640 \text{ nm}$, $N_g = 6$, $\Lambda = 2.02 \mu\text{m}$, $t = 37 \text{ nm}$, $L_{\text{MMI}} = L_{\text{MMI}}^{\text{opt}}$) wykonanego z $\text{TiO}_2:\text{SiO}_2/\text{SiO}_2$ dla $\lambda_1 = 1.31 \mu\text{m}$ ($n_{\text{TiO}_2:\text{SiO}_2} = 1.7629$, $n_{\text{SiO}_2} = 1.4468$) (a) i $\lambda_2 = 1.55 \mu\text{m}$ ($n_{\text{TiO}_2:\text{SiO}_2} = 1.7565$, $n_{\text{SiO}_2} = 1.444$) (b). Linia przerywana i ciągła reprezentują odpowiednio urządzenie MMI bez siatki i z siatką powierzchniową, a pozioma kropkowana linia wskazuje akceptowalny poziom strat EL o wartości 0.5 dB.



Rysunek 3.18. Rozkład natężenia pola elektrycznego $|E|$ obliczony dla obu długości fal w połowie wysokości dzielnika długości fal 1.31/1.55 μm ($W = 12 \mu\text{m}$, $d_0 = 640 \text{ nm}$) wykonanego z $\text{TiO}_2:\text{SiO}_2/\text{SiO}_2$ bez siatki ($t = 0 \text{ nm}$) (a, c) i z powierzchniową siatką prostokątną ($N_g = 6$, $\Lambda = 2.02 \mu\text{m}$) o głębokości modulacji $t = 37 \text{ nm}$ (b, d). Pod wykresami porównano jednowymiarowe rozkłady natężenia pola elektrycznego w przekroju sprzęgacza MMI (wzdłuż szerokości falowodu, na połowie jego grubości) w falowodzie wejściowym i na końcu sekcji wielomodowej, przed i po strukturyzacji powierzchni.



Rysunek 3.19. Współczynnik strat EL w funkcji głębokości modulacji t obliczony dla długości dzielnika WDM ($W = 12 \mu\text{m}$, $d_0 = 640 \text{ nm}$, $N_g = 6$, $\Lambda = 2.02 \mu\text{m}$, $t = 37 \text{ nm}$), dla której straty są najmniejsze indywidualnie dla każdej długości fali. Pozioma kropkowana linia wskazuje akceptowalny poziom strat EL równy 0.5 dB.

$1.55 \mu\text{m}$. Zależność strat nadmiarowych od długości fali pokazana na rys. 3.17 wskazuje, że szerokość pasma sprzęgacza z siatką, określona według kryterium strat 0.5 dB, wynosi 8.6 nm dla $\lambda_1 = 1.31 \mu\text{m}$ oraz 10 nm dla $\lambda_2 = 1.55 \mu\text{m}$, podczas gdy straty sprzęgacza bez siatki przekraczają poziom 0.5 dB dla obu długości fali.

Rozkłady natężenia pola elektrycznego $|E|$ w przekroju falowodów doprowadzających oraz w połowie wysokości sekcji wielomodowej dla analizowanego dzielnika WDM bez siatki ($t = 0 \text{ nm}$, rys. 3.18a, c) i z siatką ($t = 37 \text{ nm}$, rys. 3.18b, d) zostały obliczone dla obu długości fali przy użyciu metody EME. Jak widać na rys. 3.18, jakość obrazów tworzonych na wyjściu sprzęgacza jest lepsza w przypadku struktur ze skorygowanymi błędami fazy, co skutkuje większym współczynnikiem sprzężenia do falowodów wyjściowych. Obecność licznych prążków bocznych w przypadku struktury skorygowanej wynika z faktu, że wstępna optymalizacja dzielnika WDM nie uwzględniała korekty szerokości sprzęgacza, niezbędnej do dokładnego spełnienia warunku (3.26) po wytworzeniu siatki. Niemniej jednak, już w tej postaci struktura wykazuje istotną poprawę strat EL dla obu modów, co jest widoczne na rys. 3.16. Można też zauważyć, że obrazy pośrednie formowane w połowie długości sprzęgacza z siatką dla $\lambda_1 = 1.31 \mu\text{m}$ mają gorszą jakość w porównaniu do sprzęgacza bez siatki, która jednak jest przywracana na wyjściu sprzęgacza. Dzieje się tak ze względu na nadmierną kompensację modu o numerze $m = 7$, który przenosi 7.6% mocy wejściowej dla $1.31 \mu\text{m}$, ale jednak na wyjściu sprzęgacza kontrybuuje pozytywnie do formowanego obrazu ze względu na małe wartości błędów fazy liczone modulo 2π . Błąd fazowy tego modu osiąga maksymalną wartość (około 180°) w połowie długości sprzęgacza MMI i w tym miejscu pogarsza jakość obrazu, podczas gdy na wyjściu sprzęgacza efektywny błąd fazy (obliczony modulo 2π) wynosi jedynie -13.8° , co prowadzi do poprawy jakości formowanego obrazu.

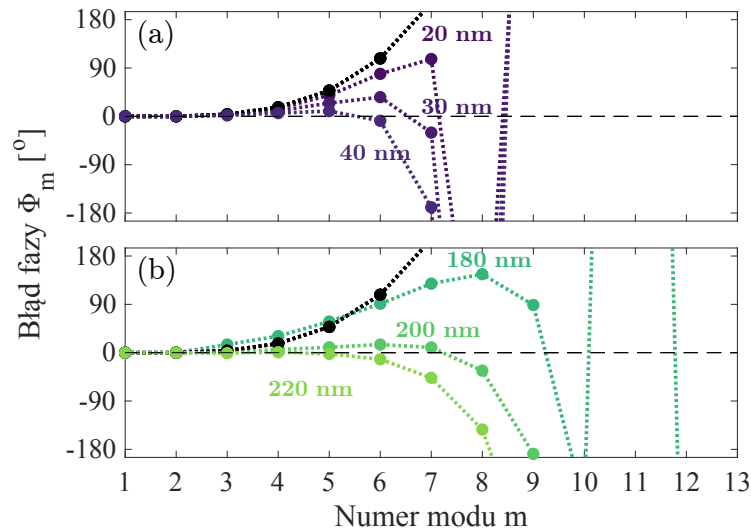
Tolerancje głębokości modulacji siatki t zostały przedstawione na rys. 3.19. Zależność strat nadmiarowych EL w funkcji głębokości modulacji t została obliczona dla długości sprzęgacza L_{MMI} zapewniającej najmniejsze straty dla każdej długości fali. Analiza tych wyników wskazuje, że, według kryterium 0.5 dB strat EL (z ER poniżej -20 dB), tolerancje głębokości modulacji t wynoszą $\pm 16\%$.

3.3.2.3 Ocena przydatności metody do materiałów o dużym kontraście współczynnika załamania

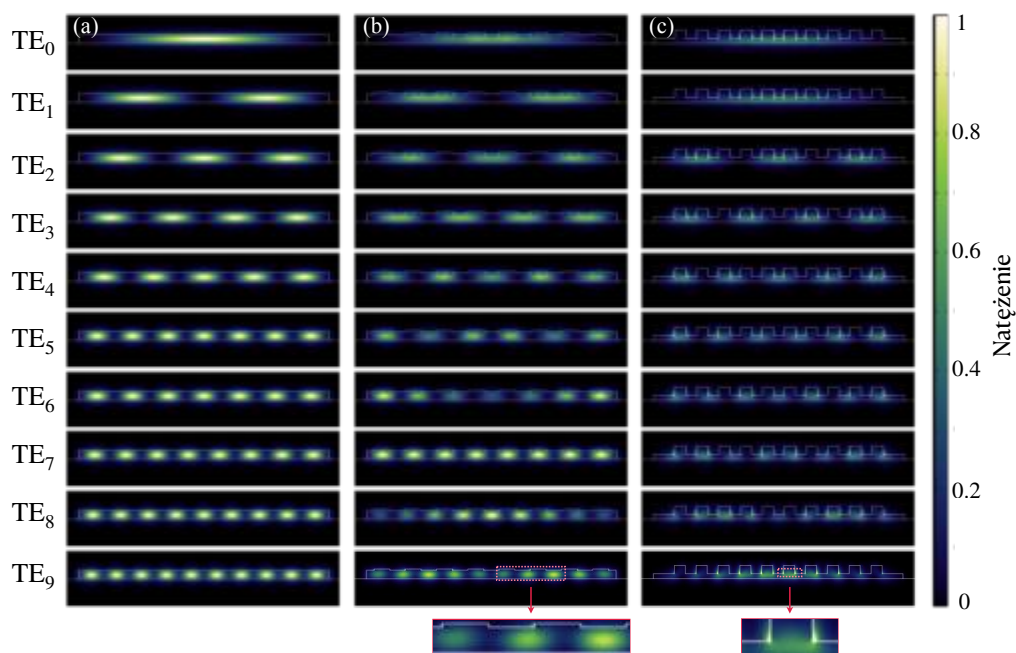
Stosowalność powierzchniowej siatki prostokątnej do redukcji błędów fazy została również zbadana w przypadku sprzęgaczy MMI wykonanych z materiałów o wysokim kontraście współczynnika załamania. Analizie poddano sprzęgacz mocy wykonany z Si/SiO₂ o szerokości $W = 6 \mu\text{m}$ i średniej grubości $d = 220 \text{ nm}$, który umożliwia propagację 13 czystych modów TE z rzędu dla długości fali $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$. Obliczenia zostały przeprowadzone dla długości sprzęgacza $L_{\text{MMI}} = 3L_{\pi}$, zapewniającej podział mocy na jego wyjściu w stosunku 100:0 w trybie ogólnej interferencji (z pobudzaniem wszystkich modów).

Na rysunku 3.20 pokazano błędy fazy Φ_m dla każdego modu w funkcji głębokości modulacji t górnej powierzchni sprzęgacza dla dwóch siatek prostokątnych o współczynniku wypełnienia $s/\Lambda = 0.5$. Okresy siatek są równe $\Lambda = 0.751 \mu\text{m}$ i $\Lambda = 0.526 \mu\text{m}$, co odpowiada rozkładowi natężenia w modach odpowiednio o numerach $N_g = 8$ i $N_g = 10$ (z zerowym odstrojeniem $\delta\Lambda = 0 \mu\text{m}$). W porównaniu do struktur o średnim kontraście współczynnika załamania analizowanych w poprzednim podrozdziale, w tym przypadku wyjściowe błędy fazy dla struktury bez siatki ($t = 0$) są wielokrotnie większe. Na przykład błąd fazy dla modu o numerze $m = 6$ w strukturze wykonanej z materiału TiO₂:SiO₂/SiO₂, był równy 10.4° (rys. 3.8a). Natomiast w przypadku struktury krzemowej, jak pokazano na rys. 3.20, błąd fazy dla modu o tym samym numerze osiąga wartość równą aż 107.9° .

Tak znaczące błędy fazy dla modów niskich rzędów można skompensować tylko dzięki zastosowaniu siatki dopasowanej do rozkładu natężenia modu o odpowiednio niskim numerze m . W innym przypadku wymagana jest bardzo głęboka modulacja powierzchni, która silnie wpływa na rozkład natężenia wszystkich modów. Wpływ siatki płytkiej ($t = 30 \text{ nm}$) i głębszej ($t = 200 \text{ nm}$) na rozkłady natężenia w modach do numeru



Rysunek 3.20. Zależność błędu fazy od numeru modu dla sprzęgacza mocy 100:0 ($W = 6 \mu\text{m}$, $d_0 = 220 \text{ nm}$) o wysokim kontraście współczynnika załamania (Si/SiO₂) z powierzchniową prostokątną siatką reliefową o parametrach $N_g = 8$, $\Lambda = 0.751 \mu\text{m}$, $\delta\Lambda = 0$ (a) i $N_g = 10$, $\Lambda = 0.526 \mu\text{m}$, $\delta\Lambda = 0$ (b) dla różnych głębokości modulacji t zaprojektowaną dla $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$.



Rysunek 3.21. Porównanie rozkładów natężenia pierwszych dziesięciu modów TE dla sprzęgacza MMI ($W = 6 \mu\text{m}$, $d_0 = 220 \text{ nm}$) o wysokim kontraście współczynnika załamania (Si/SiO₂) bez siatki powierzchniowej (a) oraz z siatką powierzchniową o głębokości modulacji $t = 30 \text{ nm}$ ($N_g = 8$, $\Lambda = 0.751 \mu\text{m}$, $\delta\Lambda = 0$) (b) i $t = 200 \text{ nm}$ ($N_g = 10$, $\Lambda = 0.526 \mu\text{m}$, $\delta\Lambda = 0$) (c) zaprojektowaną dla $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$. Spadek średniej wartości natężenia w przekroju falowodu widoczny na (b, c) jest spowodowany dużą szczytową wartością natężenia w rowkach siatki.

$m = 10$ porównano na rys. 3.21. Jak pokazano na rys. 3.20a, siatki o częstości $N_g = 8$ i głębokości modulacji $t = 30 \text{ nm}$ skutecznie kompensuje 7 pierwszych modów, przy czym maksymalny błąd fazy po skompensowaniu jest największy dla $m = 6$ i wynosi 35.8° . W przypadku siatki o częstości $N_g = 10$ (rys. 3.20b) redukcja błędów fazy dla 8 pierwszych modów do maksymalnej wartości 33.4° ($m = 8$) jest możliwa dla głębokości modulacji równej aż 200 nm .

Uzyskane wyniki prowadzą do wniosku, że powierzchniowa siatka prostokątna może być stosowana do redukcji błędów fazy sprzęgaczy MMI wykonanych z materiału o wysokim kontraście, jednak tylko w przypadku stosunkowo prostych urządzeń odwzorowujących rozkład pola wejściowego za pomocą modów jedynie niskiego rzędu. Jest to spowodowane znacznymi błędami fazy już dla modów niskich rzędów w sprzęgaczach MMI o wysokim kontraście współczynnika załamania, których kompensacja za pomocą siatki reliefowej o niewielkiej głębokości modulacji jest możliwa tylko dla niezbyt dużych rzędów modu. Ponadto, dla platform materiałowych o wysokim kontraście, takie rozwiązanie charakteryzuje się małą tolerancją głębokości modulacji, co jest widoczne na rys. 3.20a. Zmiana głębokości modulacji siatki t o $\pm 10 \text{ nm}$ zmienia błąd fazy dla modu o numerze $m = 7$ o ok. $\pm 130^\circ$.

3.3.3 Podsumowanie

W tym rozdziale przedstawiono nową metodę kompensacji błędów fazy w wielomodowych sprzęgaczach interferencyjnych, która polega na wytworzeniu na po-

Tabela 3.2. Porównanie parametrów dwumodowego (TE_0 i TE_1) sprzęgacza mocy 100:0 wykonanego z ceramiki $TiO_2:SiO_2$ naniesionej na podłoże SiO_2 bez powierzchniowej siatki reliefowej i po dodaniu siatki. Obliczenia wykonano dla długości fali $\lambda = 1.31 \mu m$.

nazwa parametru		sprzęgacz bez siatki	sprzęgacz z siatką reliefową
grubość sprzęgacza MMI d [nm]		320	320
szerokość sprzęgacza W [μm]		28.5	28.5
optymalna długość sprzęgacza L_{MMI}^{opt} [μm]		3803	3849
okres siatki Λ [μm]		0	1.8
głębokość siatki t [nm]		0	30
straty nadmiarowe EL [dB]	TE_0	0.14	0.02
	TE_1	0.38	0.20
współczynnik ekstynkcji ER [dB]	TE_0	< -55	< -55
	TE_1	< -37	< -37
szerokość pasma wg kryterium $EL < 0.5$ dB [nm]	TE_0	18	16.6
	TE_1	4.5	6.3

Tabela 3.3. Porównanie parametrów jednomodowego (TE_0) dzielnika długości fali 1.31/1.55 μm , wykonanego z ceramiki $TiO_2:SiO_2$ naniesionej na podłoże SiO_2 bez powierzchniowej siatki reliefowej i po dodaniu siatki.

nazwa parametru		sprzęgacz bez siatki	sprzęgacz z siatką reliefową
grubość sprzęgacza MMI d [nm]		640	640
szerokość sprzęgacza W [μm]		12	12
optymalna długość sprzęgacza L_{MMI}^{opt} [μm]		1225	1213
okres siatki Λ [μm]		0	2.02
głębokość siatki t [nm]		0	37
straty nadmiarowe EL [dB]	1.31 μm	0.63	0.47
	1.55 μm	0.88	0.19
współczynnik ekstynkcji ER [dB]	1.31 μm	< -20	< -20
	1.55 μm	< -15	< -33
szerokość pasma wg kryterium $EL < 0.5$ dB [nm]	1.31 μm	0	8.6
	1.55 μm	0	10.0

wierzchni sprzęgacza reliefowej siatki prostokątnej modulującej rozkład efektywnego współczynnika załamania. Wykazano, zarówno przy pomocy rachunku perturbacyjnego, jak i dokładnych obliczeń numerycznych metodą elementów skończonych oraz metodą rozwinięcia w bazie modów własnych, że odpowiedni dobór częstości przestrzennej siatki oraz głębokości reliefu pozwala efektywnie skompensować błędy fazy modów o stosunkowo wysokich rzędach (do 12 rzędu) dla platform materiałowych o średnim kontraście współczynnika załamania. To z kolei umożliwia stosowanie zaproponowanej metody kompensacji błędów fazy do poprawy jakości działania zintegrowanych urządzeń wykorzystujących sprzęgacze MMI, takich jak dwumodowe (TE_0 i TE_1) sprzęgacze mocy 100:0 dla długości fali 1.31 μm lub jednomodowe (TE_0) dzielniki długości fal

$\lambda_1 = 1.31 \mu\text{m}$ i $\lambda_2 = 1.55 \mu\text{m}$.

Ze względu na udział modów wyższych rzędów w tworzeniu obrazu wyjściowego (dwumodowy sprzęgacz mocy) lub dużą długość (dzielnik długości fal), w tego rodzaju urządzeniach błędy fazy są szczególnie ograniczające i powinny być kompensowane. Wyniki analizy numerycznej przedstawione w tym rozdziale potwierdzają, że zastosowanie siatki powierzchniowej o odpowiedniej geometrii znacząco poprawia parametry funkcjonalne obu urządzeń, tabela 3.2 i tabela 3.3.

Jednocześnie wykazano, że zaproponowana metoda ma ograniczone zastosowanie w sprzęgaczach wykonanych z materiałów o dużym kontraście współczynnika załamania. W tym przypadku, możliwa jest kompensacja błędów fazy modów o stosunkowo niskich rzędach (do 6-tego rzędu) przy pomocy siatek o umiarkowanych głębokościach modulacji (do 30 nm), które nie zmieniają w istotny sposób rozkładu natężenia w modach biorących udział w odwzorowaniu. To ograniczenie było motywacją do poszukiwania innej, bardziej uniwersalnej metody kompensacji błędów fazy przy pomocy innego sposobu strukturyzacji powierzchni, która została opisana w następnym podrozdziale.

Wyniki potwierdzające możliwość stosowania siatek powierzchniowych do kompensacji błędów fazy w sprzęgaczach MMI były prezentowane na konferencji SPIE Photonics West 2023 i opublikowane w Proceedings of SPIE [O4].

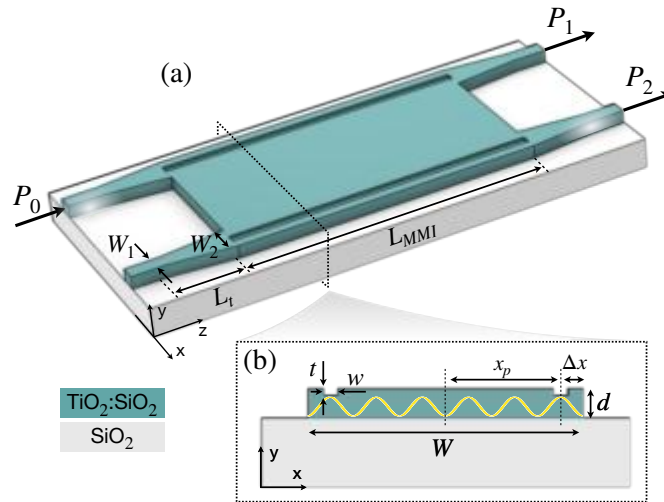
3.4 Redukcja błędów fazy za pomocą bocznych rowków wytworzonych na górnej powierzchni sprzęgacza

W tym podrozdziale wykazano, że błędy fazy można także kompensować poprzez wykonanie bocznych rowków o odpowiedniej geometrii na powierzchni sprzęgacza MMI, rys. 3.22. Ich obecność prowadzi do pojawienia się dodatkowego składnika w wyrażeniu na błąd fazowy, który jest proporcjonalny do m^4 i ma znak ujemny, dzięki czemu może kompensować błędy fazowe sprzęgacza MMI opisane równaniem (3.10). W przeciwieństwie do metody z siatką powierzchniową, takie rozwiązanie jest skuteczne dla wszystkich platform materiałowych i pozwala kompensować błędy fazy dla modów wysokiego rzędu, nawet w przypadku struktur MMI o wysokim kontraście współczynnika załamania wykonanych z Si/SiO₂.

3.4.1 Zasada działania bocznych rowków

Podobnie jak dla siatki powierzchniowej, wpływ rowków bocznych na stałe propagacji modów wyższego rzędu można przeanalizować stosując metodę perturbacyjną dla jednowymiarowego przybliżenia falowodu paskowego pokazanego na rys. 3.23. Przyjęto taką samą konwencję oznaczania modów według ich numeru m , jak podczas analizy działania siatki powierzchniowej. Numer modu m określa mod rzędu $m - 1$ (TE_{m-1}), co oznacza, że $m = 1$ określa mod podstawowy TE_0 . Zatem podobnie jak w przypadku siatki powierzchniowej, rozkład natężenia wzdłuż osi x , w przekroju sekcji wielomodowej sprzęgacza MMI, dla modów o numerze m można wyrazić przy pomocy wzorów (3.11) i (3.12) przedstawionych w podrozdziale 3.3.1.

Jak pokazano na rys. 3.22, modyfikacja powierzchni sprzęgacza MMI polega na wytworzeniu dwóch symetrycznych rowków o szerokości w i głębokości t położonych



Rysunek 3.22. Struktura wielomodowego interferencyjnego (MMI) sprzęgacza o szerokości W i grubości d z bocznymi rowkami na jego powierzchni o szerokości w i głębokości t (a) oraz przekrój sprzęgacza w sekcji wielomodowej (b). Żółta linia przedstawia rozkład natężenia w modzie przestrzennym wyższego rzędu. Rowki zostały umieszczone w odległości $x_p = \pm(0.5W - \Delta x)$ względem osi symetrii sprzęgacza; W_1 - szerokość falowodu doprowadzającego zwiększona adiabaticznie na drodze L_t do szerokości W_2 , L_{MMI} - długość sprzęgacza MMI, P_0 - moc modu w falowodzie doprowadzającym, P_1 - moc w prostym porcie wyjściowym, P_2 - moc w krzyżowym porcie wyjściowym.

w pobliżu krawędzi sprzęgacza MMI, w odległości $\pm x_p$ od jego osi symetrii:

$$x_p = \pm(0.5W - \Delta x), \quad (3.27)$$

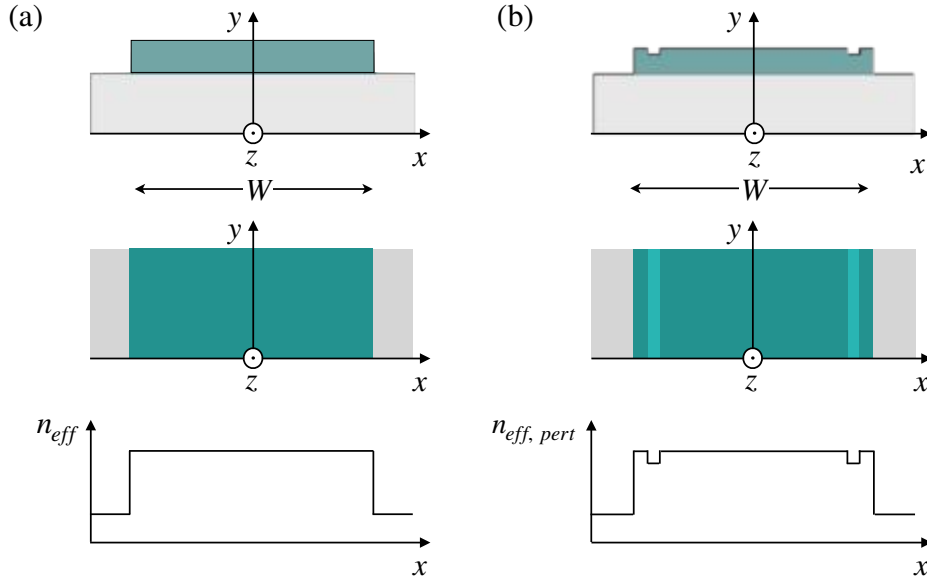
gdzie Δx oznacza odległość środka rowka od bocznej krawędzi sprzęgacza. Podobnie jak w przypadku powierzchniowej siatki, obecność rowków wprowadza zmianę stałych propagacji modów, którą można wyrazić następująco:

$$\beta_{\text{pert},m} - \beta_m = \frac{2\pi^2}{\lambda^2 \beta_m} \frac{\int_{-W/2}^{W/2} \Delta n^2(x) I_m(x) dx}{\int_{-W/2}^{W/2} I_m(x) dx}, \quad (3.28)$$

gdzie $\Delta n^2(x)$ jest zmianą kwadratu efektywnego współczynnika załamania w sekcji wielomodowej w stosunku do falowodu bez rowków, a $\beta_{\text{pert},m}$ i β_m są stałymi propagacji modu o numerze m , odpowiednio w spertubowanym i niespertubowanym sprzęgaczu. Ponieważ perturbacja sekcji MMI polega na lokalnym zmniejszeniu grubości falowodu o t na szerokości rowka w , w jego obszarze zmiana kwadratu efektywnego współczynnika załamania jest stała, co ostatecznie daje:

$$\beta_{\text{pert},m} - \beta_m = \frac{4\pi^2 \delta(n^2)}{\lambda^2 \beta_m W} \int_{x_p - w/2}^{x_p + w/2} [1 \pm \cos(2\beta_m^t x)] dx, \quad (3.29)$$

gdzie $\delta(n^2) = n_{\text{eff,pert}}^2 - n_{\text{eff}}^2$ jest zmianą kwadratu efektywnych współczynników w sekcji wielomodowej związaną z lokalnym zmniejszeniem grubości falowodu o t na szerokości rowka w . W powyższym równaniu znak „+” obowiązuje dla m nieparzystego, a „-” dla m parzystego.



Rysunek 3.23. Dwuwymiarowy przekrój falowodu o skokowym profilu współczynnika załamania bez rowków (a) i z bocznymi rowkami (b) oraz odpowiadające im jednowymiarowe falowody planarne z prostokątnym i zmodyfikowanym przez boczne rowki rozkładem efektywnego współczynnika załamania

Całkę w równaniu 3.29 można wyrazić następująco:

$$\int_{x_p - w/2}^{x_p + w/2} [1 \pm \cos(2\beta_m^t x)] dx = \left[w \pm \frac{\sin(\beta_m^t w) \cos(2\beta_m^t x_p)}{\beta_m^t} \right]. \quad (3.30)$$

Ponadto, korzystając z przybliżenia na β_m^t danego wzorem:

$$\beta_m^t = \frac{m\pi}{W} \quad (3.31)$$

oraz ze wzoru (3.27), wyrażenie $2\beta_m^t x_p$ można przedstawić w następujący sposób:

$$2\beta_m^t x_p = \pm \frac{2m\pi}{W} (0.5W - \Delta x) = \pm \left(m\pi - m \frac{2\pi\Delta x}{W} \right) \quad (3.32)$$

i w konsekwencji $\cos(2\beta_m^t x_p)$ przyjmuje postać:

$$\cos(2\beta_m^t x_p) = \mp \cos\left(m \frac{2\pi\Delta x}{W}\right), \quad (3.33)$$

gdzie znak „−” obowiązuje dla m nieparzystego, a znak „+” dla m parzystego. Jednocześnie wyrażenie $\sin(\beta_m^t w)$ pojawiające się w równaniu (3.30) można przedstawić w następujący sposób:

$$\sin(\beta_m^t w) = \sin\left(m \frac{\pi w}{W}\right), \quad (3.34)$$

Powyższe przybliżenia prowadzą do następującego wzoru na perturbacyjną korekcję stałej propagacji modu o numerze m niezależnie od jego parzystości:

$$\beta_{\text{pert},m} - \beta_m = \frac{4\pi^2 w \delta(n^2)}{\lambda^2 \beta_m W} \left[1 - \frac{\sin\left(m \frac{\pi w}{W}\right) \cos\left(m \frac{2\pi \Delta x}{W}\right)}{m \frac{\pi w}{W}} \right], \quad (3.35)$$

gdzie wyrażenia perturbacyjne można rozwinąć w szereg Taylora w następujący sposób:

$$\frac{\sin\left(m \frac{\pi w}{W}\right)}{m \frac{\pi w}{W}} \approx 1 - \frac{m^2}{6} \left(\frac{\pi w}{W}\right)^2 + \frac{m^4}{120} \left(\frac{\pi w}{W}\right)^4 \quad (3.36)$$

i

$$\cos\left(m \frac{2\pi \Delta x}{W}\right) \approx 1 - \frac{m^2}{2} \left(\frac{2\pi \Delta x}{W}\right)^2 + \frac{m^4}{24} \left(\frac{2\pi \Delta x}{W}\right)^4. \quad (3.37)$$

Podstawiając powyższe rozwinięcia do wzoru (3.35) i przyjmując, że β_m pojawiające się w mianowniku równania (3.35) można przybliżyć przez $2\pi n_1 / \lambda$, gdzie n_1 jest efektywnym współczynnikiem załamania modu podstawowego, po wykonaniu niezbędnych przekształceń, zachowując tylko składniki proporcjonalne do drugiej i czwartej potęgi m , otrzymuje się ostatecznie:

$$\delta\beta_m = \beta_{\text{pert},m} - \beta_m = \frac{2\pi w \delta(n^2)}{\lambda W n_1} [m^2 q_2 - m^4 q_4], \quad (3.38)$$

gdzie

$$q_2 = 2 \left(\frac{\pi \Delta x}{W}\right)^2 \left(1 + \frac{1}{12} \frac{w^2}{\Delta x^2}\right) \quad (3.39)$$

i

$$q_4 = \frac{2}{3} \left(\frac{\pi \Delta x}{W}\right)^4 \left(1 + 2 \frac{w^2}{\Delta x^2} + \frac{1}{80} \frac{w^4}{\Delta x^4}\right). \quad (3.40)$$

W przypadku kiedy szerokość rowków w jest dużo mniejsza niż ich odległość Δx od krawędzi sprzęgacza MMI, wyrażenia proporcjonalne do $(w/\Delta x)^2$ i $(w/\Delta x)^4$ można pominąć w powyższych wzorach.

W drugim kroku przeanalizowano jak zmiana stałych propagacji poszczególnych modów $\delta\beta_m$, wynikająca z obecności bocznych rowków, wpływa na ich błędy fazowe, określone jako odchylenie od idealnego parabolicznego profilu zdefiniowanego przez różnicę stałych propagacji $\beta_1 - \beta_2$, równanie (3.9). Zgodnie z informacjami zawartymi we wprowadzeniu (wzór (3.4) i (3.5)) błędy fazy na drodze propagacji L_{MMI} dla poszczególnych modów można opisać następującym wzorem:

$$\Phi_m = L_{\text{MMI}} \left[(\beta_1 - \beta_m) - \frac{(m^2 - 1)}{3} (\beta_1 - \beta_2) \right], \quad (3.41)$$

gdzie wyrażenie $\frac{(m^2 - 1)}{3} (\beta_1 - \beta_2)$ opisuje idealny paraboliczny profil zależności stałych propagacji β_m od rzędu modu m . Wprowadzenie rowków na powierzchni sprzęgacza modyfikuje powyższą zależność, gdyż stała propagacji każdego z modów (również modu podstawowego i modu pierwszego rzędu) ulega zmianie. Korektę błędów fazy spowodowaną wprowadzeniem bocznych rowków można wyrazić w następujący sposób:

$$\delta\Phi_m = L_{\text{MMI}} \left[(\delta\beta_1 - \delta\beta_m) - \frac{(m^2 - 1)}{3} (\delta\beta_1 - \delta\beta_2) \right], \quad (3.42)$$

gdzie $\delta\beta_m$ dla $m \geq 3$ jest dana równaniem (3.38). Ponieważ $q_4 \ll q_2$, we wzorze (3.38) można pominąć wyrażenie proporcjonalne do m^4 dla poprawki stałych propagacji dwóch pierwszych modów:

$$\delta\beta_1 = \frac{2\pi w \delta(n^2)}{\lambda W n_1} q_2 \quad (3.43)$$

i

$$\delta\beta_2 = \frac{2\pi w \delta(n^2)}{\lambda W n_1} 4q_2, \quad (3.44)$$

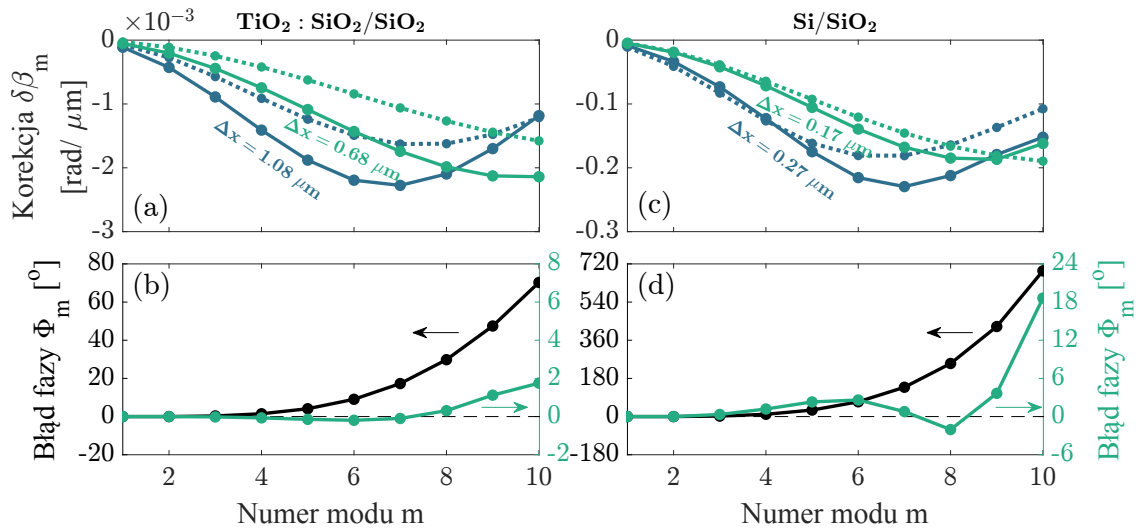
dzięki czemu ostateczne wyrażenie na korektę błędów fazy przyjmuje postać:

$$\delta\Phi_m = L_{\text{MMI}} \frac{2\pi}{\lambda} \frac{w}{W} \frac{\delta(n^2)}{n_1} q_4 m^4 = L_{\text{MMI}} \frac{4\pi}{3\lambda} \frac{w}{W} \frac{\delta(n^2)}{n_1} \left(\frac{\pi \Delta x}{W} \right)^4 \left(1 + 2 \frac{w^2}{\Delta x^2} + \frac{1}{80} \frac{w^4}{\Delta x^4} \right) m^4. \quad (3.45)$$

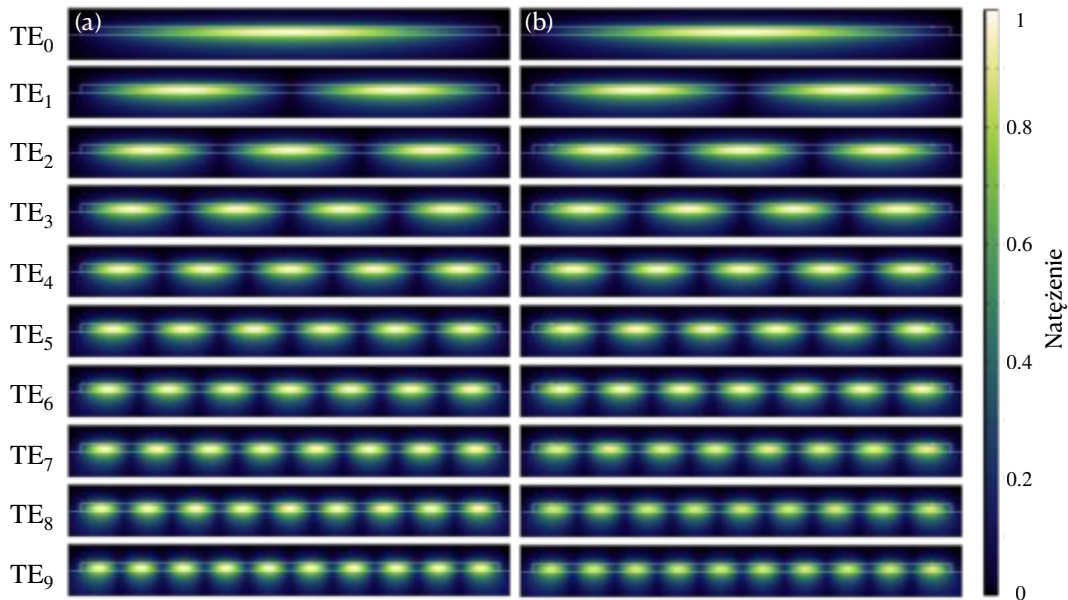
Znak powyższego wyrażenia zależy od znaku $\delta(n^2)$, który jest ujemny dla perturbacji w postaci rowków na powierzchni sprzęgacza MMI. Ponadto, amplituda tego czynnika korekcyjnego zależy od czwartej potęgi względnej pozycji rowków od krawędzi sprzęgacza $(\Delta x/W)^4$ i jest niemal proporcjonalna do szerokości rowka w . Dlatego też możliwe jest dobranie takich parametrów geometrycznych rowków, a mianowicie ich głębokości t , szerokości w oraz pozycji Δx względem krawędzi sprzęgacza, które kompensują błędy fazy zależne od czwartej potęgi numeru modu m^4 w dowolnym sprzęgaczu MMI. Należy podkreślić, że taki sposób kompensacji błędów fazy czwartego rzędu (proporcjonalnych do m^4) jest niezależny od kontrastu współczynnika załamania sprzęgacza MMI. Niemniej jednak, dla platform materiałowych o wysokim kontraście, mogą pozostać resztkowo nieskompensowane błędy fazowe proporcjonalne do wyższych potęg m , które w takich strukturach wnoszą zauważalny wkład do błędów fazy już dla modów o stosunkowo niskich rzędach.

Aby zobrazować ten fakt, na rys. 3.24a i c porównano korektę stałych propagacji $\delta\beta_m$ spowodowaną bocznymi rowkami w zależności od numeru modu m w sprzęgaczach MMI wykonanych z materiałów odpowiednio o średnim i wysokim kontraście współczynnika załamania ($\text{TiO}_2:\text{SiO}_2/\text{SiO}_2$ i Si/SiO_2). Obliczenia zostały przeprowadzone dla dwóch różnych pozycji rowków Δx za pomocą metody elementów skończonych (FEM) oraz wyprowadzonego wzoru perturbacyjnego. Struktury obu falowodów zostały tak dobrane, że pierwsze dziesięć modów przestrzennych o najwyższych efektywnych współczynnikach są modami TE. Przewidywania wzoru perturbacyjnego są w stosunkowo dobrej zgodności z dokładnie obliczonymi korektami $\delta\beta_m$ dla platformy materiałowej o wysokim kontraście współczynnika załamania. W przypadku platformy o średnim kontraście, rozbieżności między dokładnymi obliczeniami a wzorem perturbacyjnym sięgają 30%. Wynika to z uproszczonego założenia przyjętego przy wyprowadzeniu analitycznego wzoru perturbacyjnego, że rozkłady pól modów są dobrze uwięzione w obrębie sprzęgacza MMI i nie zmieniają się pod wpływem bocznych rowków. Rzeczywiste rozkłady pól modów dla obu platform materiałowych są pokazane na rysunkach 3.25 i 3.26.

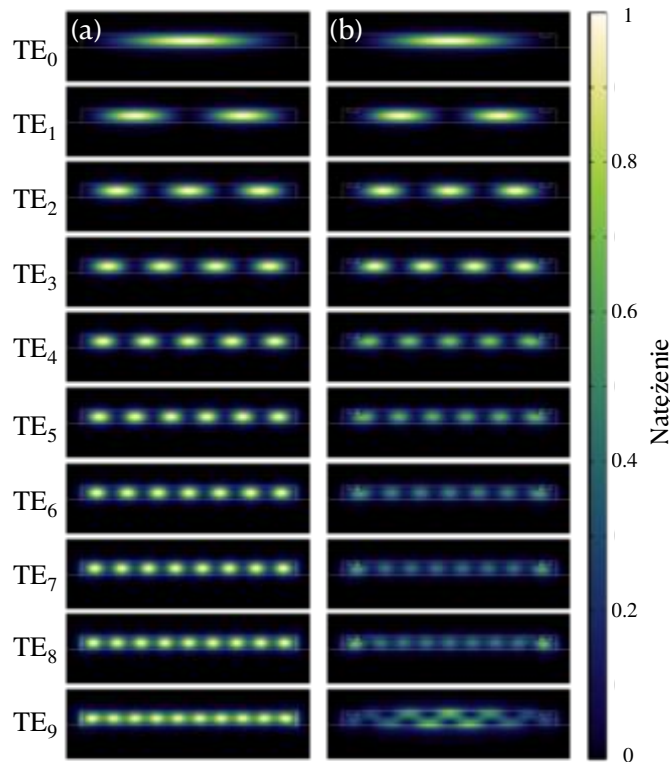
Ponadto, jak pokazano na rys. 3.24b, boczne rowki o zoptymalizowanych wymiarach i położeniu zapewniają doskonałą kompensację błędów fazowych pierwszych dziesięciu modów TE dla sprzęgacza MMI o średnim kontraście współczynnika załamania i długości $L_{\text{MMI}} = L_\pi = 400 \mu\text{m}$. W tym przypadku, dla modu o numerze $m = 10$, resztkowo



Rysunek 3.24. Korekcje stałych propagacji w funkcji numeru modu m obliczone za pomocą FEM (linia ciągła) i perturbacyjne według wzoru (3.35) (linia przerywana) dla dwóch różnych położeń bocznych rowków Δx na górnej powierzchni sprzęgacza MMI wykonanego z $\text{TiO}_2:\text{SiO}_2/\text{SiO}_2$ (a) i Si/SiO_2 (c). Parametry obu falowodów zostały tak dobrane, by prowadziły 10 pierwszych modów TE: $W = 16 \mu\text{m}$, $d = 320 \text{ nm}$, $\lambda = 1.31 \mu\text{m}$, $w = 80 \text{ nm}$, $t = 30 \text{ nm}$ dla (a,b) i $W = 3.5 \mu\text{m}$, $d = 220 \text{ nm}$, $\lambda = 1.31 \mu\text{m}$, $w = 180 \text{ nm}$, $t = 50 \text{ nm}$ dla (c,d). Na rysunkach (b) i (d) pokazano błędy fazy w funkcji rzędu modu m dla sprzęgacza MMI o długości $L_{\text{MMI}} = L_\pi$ bez rowków (czarna linia) i z bocznymi rowkami (zielona linia) o optymalnych wymiarach i położeniu: $w = 80 \text{ nm}$, $t = 30 \text{ nm}$, $\Delta x = 0.68 \mu\text{m}$ dla (b) i $w = 180 \text{ nm}$, $t = 50 \text{ nm}$, $\Delta x = 0.17 \mu\text{m}$ dla (d).



Rysunek 3.25. Porównanie rozkładów natężenia pierwszych dziesięciu modów TE dla sprzęgacza MMI ($W = 16 \mu\text{m}$, $d = 320 \text{ nm}$) o średnim kontraście współczynnika załamania $\text{TiO}_2:\text{SiO}_2/\text{SiO}_2$ bez rowków bocznych (a) oraz z rowkami bocznymi ($w = 80 \text{ nm}$, $\Delta x = 0.68 \mu\text{m}$) o głębokości $t = 30 \text{ nm}$ (b).



Rysunek 3.26. Porównanie rozkładów natężenia pierwszych dziesięciu modów TE dla sprzęgacza MMI ($W = 3.5 \mu\text{m}$, $d = 220 \text{ nm}$) o wysokim kontraście współczynnika załamania Si/SiO₂ bez rowków bocznych (a) oraz z rowkami bocznymi ($w = 180 \text{ nm}$, $\Delta x = 0.17 \mu\text{m}$) o głębokości $t = 50 \text{ nm}$ (b).

nieskompensowany błąd fazy wynosi zaledwie 1.75° (70.3° bez rowków bocznych). Dla sprzęgacza MMI o wysokim kontraście współczynnika załamania ($L_{\text{MMI}} = 32 \mu\text{m}$), resztkowy błąd fazy jest również nieznaczny i wynosi tylko 18.6° (687° bez rowków bocznych) dla 10-tego modu, rys. 3.24d. Gorsza skuteczność kompensacji błędów fazy w przypadku struktur o wysokim kontraście w porównaniu do struktur o średnim kontraście współczynnika załamania wynika z większego wkładu wyrazów zależnych od m o wyższej potęgze niż czwarta do przebiegu Φ_m . Uzyskane wyniki dowodzą, że proponowana metoda pozwala na efektywną kompensację błędów fazy pierwszych dziesięciu modów TE, niezależnie od kontrastu współczynnika załamania sprzęgacza MMI, chociaż nie do zera w przypadku platform materiałowych o wysokim kontraście.

3.4.2 Wyniki symulacji

Efektywność działania bocznych rowków na powierzchni sprzęgacza MMI została wykazana na przykładach dwumodowych (TE₀ i TE₁) sprzęgaczy mocy 50:50 i 100:0 dla długości fali $1.31 \mu\text{m}$, obu wykonanych z materiałów o średnim (TiO₂:SiO₂/SiO₂) i wysokim (Si/SiO₂) kontraście współczynnika załamania. Podobnie jak w przypadku siatki powierzchniowej, analizowano struktury z płaszczem powietrznym, dla których kompensacja błędów fazy stanowi największe wyzwanie ze względu na największy z możliwych kontrastów współczynnika załamania. Dodatkowo, wpływ rowków na

jakość urządzenia badano dla dwumodowego sprzęgacza mocy, który, ze względu na konieczność pobudzenia w sprzęgaczu MMI większej liczby modów wyższego rzędu, jest obciążony większymi i przez to trudniejszym do skompensowania błędami fazy.

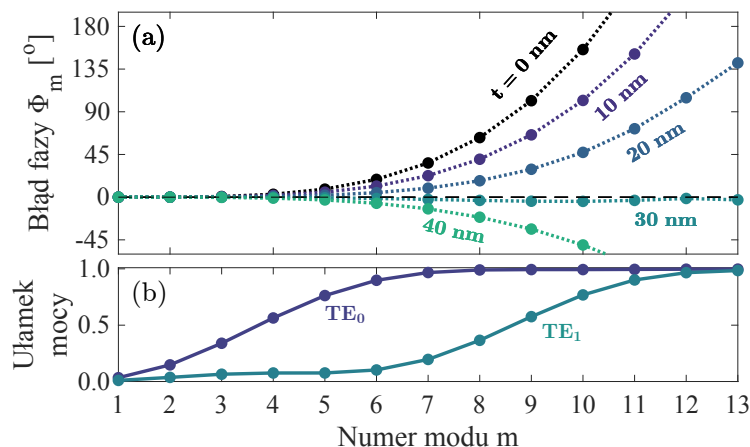
Podobnie jak w przypadku sprzęgacza MMI z siatką, wyniki symulacji numerycznych przedstawione w kolejnych podrozdziałach zostały uzyskane z zastosowaniem dokładnych metod numerycznych, tj. metody elementów skończonych (FEM) oraz metody rozwinięcia w bazie modów własnych (EME). W obliczeniach uwzględniono dyspersję chromatyczną obu materiałów ($\text{TiO}_2\text{:SiO}_2$ w rdzeniu i SiO_2 w płaszczu) na podstawie danych eksperymentalnych dostępnych w literaturze [45,46]. W przypadku sprzęgacza mocy 100:0 jakość analizowanych urządzeń była oceniana za pomocą strat nadmiarowych (EL) i współczynnika ekstynkcji (ER) zdefiniowanych wzorami 3.25. Dla sprzęgacza mocy 50:50, zamiast współczynnika ER, stosuje się współczynnik nierównowagi (IB) zdefiniowany w następujący sposób:

$$\text{IB} = 10 \log \left(\frac{P_2}{P_1} \right), \quad (3.46)$$

gdzie P_1 i P_2 oznaczają odpowiednio moc w prostym i krzyżowym porcie wyjściowym dla każdego z modów, rys. 3.22a.

3.4.2.1 Dwumodowy sprzęgacz mocy wykonany z materiału o średnim kontraście współczynnika załamania

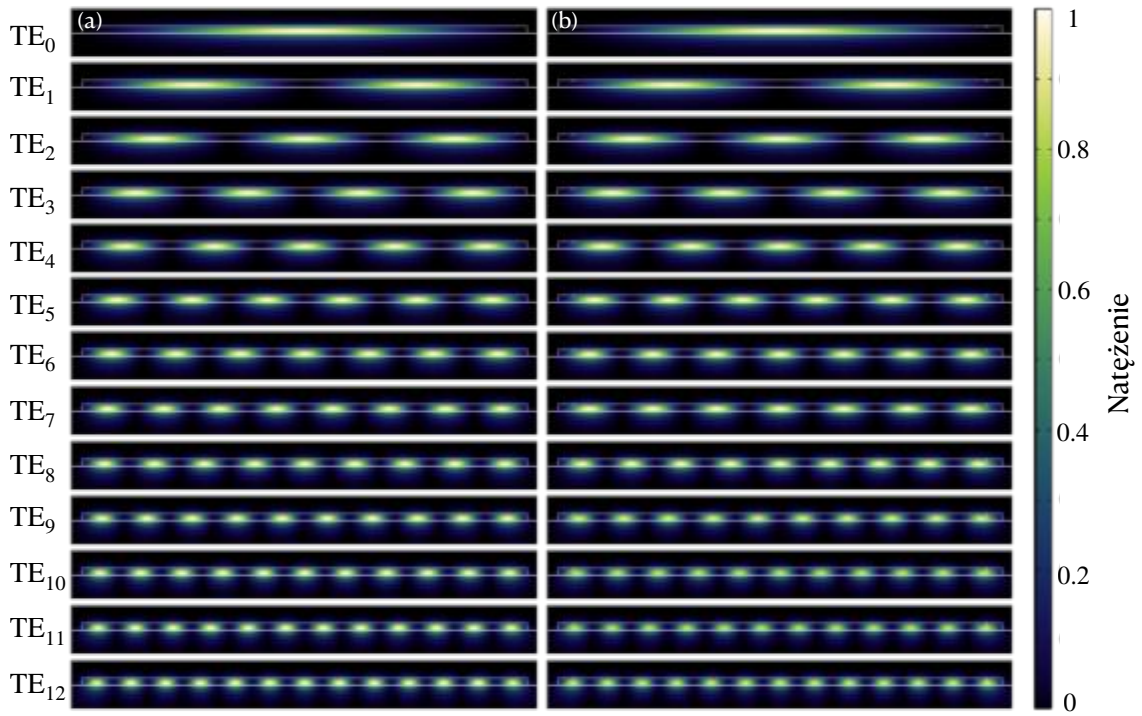
W pierwszym kroku przeanalizowano wpływ bocznych rowków na jakość dwumodowych (TE_0 i TE_1) sprzęgaczy mocy 50:50 i 100:0 wykonanych z materiału o średnim kontraście współczynnika załamania ($\text{TiO}_2\text{:SiO}_2/\text{SiO}_2$) dla długości fali $1.31 \mu\text{m}$, pracujących w trybie ogólnej interferencji. Jak to już wyjaśniono w podrozdziale dotyczącym kompensacji błędów fazy za pomocą powierzchniowej siatki, jednoczesne odwzorowanie dwóch modów (TE_0 i TE_1) prowadzonych w falowodzie wejściowym wymaga pobudzenia większej liczby modów wyższego rzędu w obszarze wielomodowym niż w przypadku sprzęgacza jednomodowego (TE_0). Wynika to przede wszystkim z drobniejszej struktury przestrzennego rozkładu natężenia modu TE_1 , którego wierne odwzorowanie wymaga użycia modów wyższych rzędów. Pozytywny wpływ bocznych rowków na działanie urządzenia pokazano na przykładzie sprzęgacza MMI o szerokości $W = 20 \mu\text{m}$ i grubości $d = 320 \text{ nm}$, który zapewnia propagację 13 czystych modów TE z rzędu. Mniejsza szerokość W w porównaniu do sprzęgacza z siatką powierzchniową ($W = 28.5 \mu\text{m}$), skutkuje ponad dwukrotną redukcją długości sprzęgacza 100:0. Jednocześnie obserwuje się szybszy wzrost błędów fazy w funkcji numeru modu m , ponieważ są one proporcjonalne do W^{-2} [54]. Z tego powodu, wyjściowe błędy fazy dla analizowanego sprzęgacza MMI z bocznymi rowkami są większe, a tym samym trudniejsze do skompensowania. Na przykład, dla modu o numerze $m = 10$ na drodze propagacji $L_{\text{MMI}} = 3L_\pi = 3827 \mu\text{m}$ dla $W = 28.5 \mu\text{m}$ błąd fazy wynosi 85.8° , podczas gdy dla $W = 20 \mu\text{m}$ ($L_{\text{MMI}} = 3L_\pi = 1897.9 \mu\text{m}$) jego wartość osiąga aż 155.6° . Na rys. 3.7 pokazano zależności efektywnych współczynników załamania prowadzonych modów od szerokości sprzęgacza W dla długości fali $1.31 \mu\text{m}$, obliczone przy użyciu FEM w zakresie od 20 do $30 \mu\text{m}$. Liczba modów pobudzanych w sekcji wielomodowej jest kontrolowana szerokością falowodu doprowadzającego, którą można zwiększać adiabaticznie



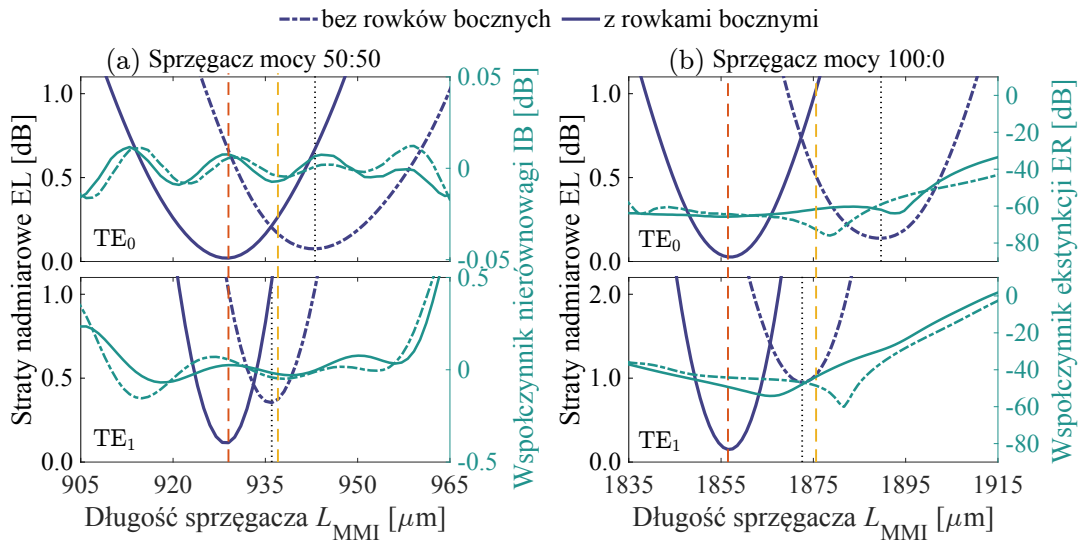
Rysunek 3.27. Zależność błędów fazy od numeru modu dla średniokontrastowego sprzęgacza MMI ($W = 20 \mu\text{m}$, $d = 320 \text{ nm}$, $L_{\text{MMI}} = 3L_\pi$) dla $\lambda = 1.31 \mu\text{m}$ z bocznymi rowkami na jego górnej powierzchni w funkcji ich głębokości t ($w = 120 \text{ nm}$, $\Delta x = 0.70 \mu\text{m}$) (a). Ułamek mocy wejściowej sprzęgniętej z modów wejściowych TE_0 i TE_1 do pierwszych 13 modów w sekcji wielomodowej z bocznymi rowkami o głębokości modulacji $t = 30 \text{ nm}$ (b).

na drodze L_t od wartości początkowej W_1 do W_2 z zachowaniem struktury prowadzonych modów, rys. 3.22a. Podobnie jak w przypadku sprzęgacza z siatką, ustawienie falowodów doprowadzających/odprowadzających względem sekcji wielomodowej jest symetryczne, przy czym krawędzie tych falowodów są wyrównane z krawędziami sekcji wielomodowej, a ich grubość jest taka sama jak w sekcji wielomodowej w obszarze bez rowków, rys. 3.22.

Na rys. 3.27a pokazano błędy fazy dla każdego modu obliczone dla różnych głębokości t rowków bocznych dla sprzęgacza MMI wykonanego z $\text{TiO}_2:\text{SiO}_2/\text{SiO}_2$. Długość sprzęgacza była równa $L_{\text{MMI}} = 3L_\pi$, co zapewnia podział mocy na wyjściu 100:0. Szerokość rowków oraz ich odległość od krawędzi sprzęgacza MMI są równe odpowiednio $w = 120 \text{ nm}$ i $\Delta x = 0.70 \mu\text{m}$. Podobnie jak w sprzęgaczu z siatką, błędy fazy silnie zależą od siły perturbacji, w tym przypadku od głębokości rowka t . Dla sprzęgacza bez rowków ($t = 0 \text{ nm}$), błąd fazy rośnie proporcjonalnie do czwartej potęgi numeru modu m , aż dla modu o numerze $m = 13$ osiąga wartość 425° . Zwiększanie głębokości t bocznych rowków stopniowo zmniejsza błędy fazy dla modów wyższych rzędów, aż ich wartości stają się bliskie zero dla pierwszych 13 modów TE dla $t = 30 \text{ nm}$. Dla takiej głębokości rowka maksymalne odchylenie błędu fazy od zera wynosi -4.4° dla $m = 10$ (odpowiednio 155.6° dla sprzęgacza bez rowków). Ponieważ błędy fazy są proporcjonalne do długości urządzenia, są one dwukrotnie mniejsze dla każdego z modów dla sprzęgacza 50:50 o długości $L_{\text{MMI}} = 1.5L_\pi$. Pobudzenie maksymalnie 13-stu pierwszych modów, dla których błędy fazy są dobrze skorygowane przez rowki boczne na górnej powierzchni sprzęgacza, jest osiągane dzięki odpowiedniemu dobraniu szerokości falowodu doprowadzającego W_2 . Na rys. 3.27b przedstawiono wyniki obliczeń metodą EME, które pokazują, że dla $W_2 = 4 \mu\text{m}$ ponad 99% mocy wejściowej modu TE_0 jest sprzęgane do pierwszych ośmiu modów w sekcji wielomodowej, a dla modu TE_1 niemal 99% mocy wejściowej jest sprzęgane do pierwszych trzynastu modów. Na rys. 3.28 pokazano rozkłady natężenia trzynastu modów własnych TE sprzęgacza MMI bez rowków (rys. 3.28a) i z rowkami bocznymi o głębokości modulacji $t = 30 \text{ nm}$ (rys. 3.28b), które w niewielkim



Rysunek 3.28. Porównanie rozkładów natężenia pierwszych trzynastu modów TE dla sprzęgacza MMI ($W = 20 \mu\text{m}$, $d = 320 \text{ nm}$) o średnim kontraście współczynnika załamania ($\text{TiO}_2 : \text{SiO}_2 / \text{SiO}_2$) bez rowków bocznych (a) oraz z rowkami bocznymi ($w = 120 \text{ nm}$, $\Delta x = 0.70 \mu\text{m}$) o głębokości modulacji $t = 30 \text{ nm}$ (b).



Rysunek 3.29. Straty nadmiarowe EL, współczynnik nierównowagi IB i współczynnik ekstynkcji ER w funkcji długości sprzęgacza mocy 50:50 (a) i 100:0 (b) wykonanych z $\text{TiO}_2 : \text{SiO}_2 / \text{SiO}_2$ ($W = 20 \mu\text{m}$, $d = 320 \text{ nm}$, $\Delta x = 0.70 \mu\text{m}$, $w = 120 \text{ nm}$, $t = 30 \text{ nm}$, $n_{\text{TiO}_2 : \text{SiO}_2} = 1.7629$, $n_{\text{SiO}_2} = 1.4468$, $\lambda = 1.31 \mu\text{m}$) obliczone w pobliżu najlepszej płaszczyzny odwzorowania dla modu podstawowego (TE_0) i modu pierwszego rzędu (TE_1). Linia przerywana i ciągła reprezentują odpowiednio sprzęgacz MMI bez rowków i z bocznymi rowkami. Pionowe linie kropkowane wskazują długości urządzenia zapewniające minimalne straty nadmiarowe dla odpowiednich modów, a pomarańczowa i czerwona linia kreskowana optymalną długość urządzenia odpowiednio dla sprzęgacza bez i z rowkami bocznymi, która minimalizuje sumę strat dla obu modów

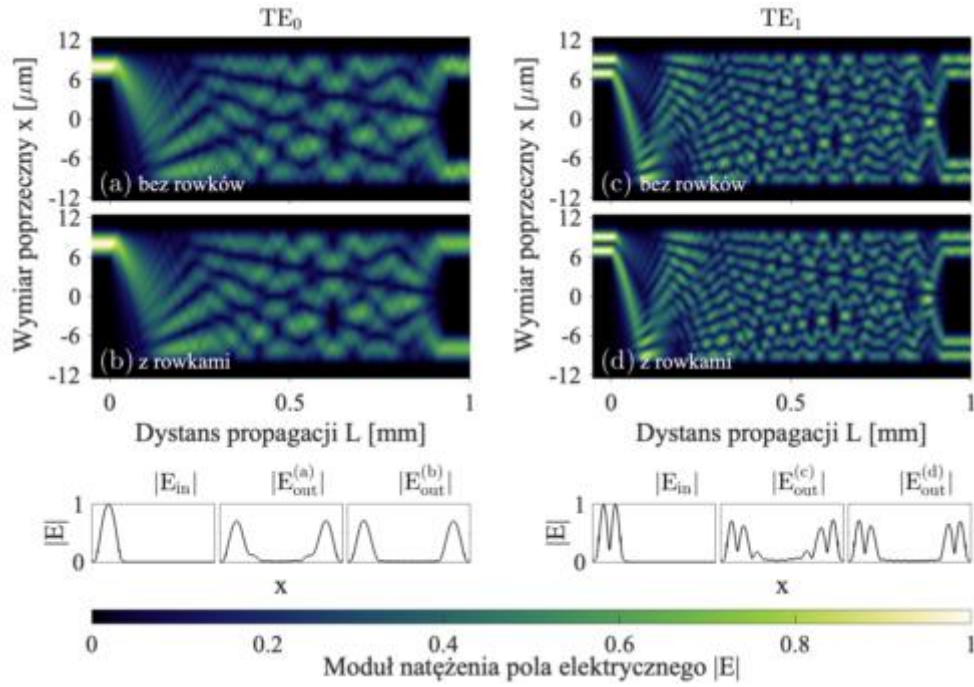
stopniu zaburzają rozkłady natężenia w poszczególnych modach.

Rysunek 3.29 przedstawia straty nadmiarowe EL, współczynniki nierównowagi IB i współczynniki ekstynkcji ER obliczone dla sprzęgaczy MMI o podziale mocy 50:50 i 100:0 bez bocznych rowków i z rowkami na ich górnej powierzchni. W obu przypadkach długość sprzęgaczy MMI bez rowków, zapewniająca minimalne straty nadmiarowe, różni się dla obu modów z powodu znacznych błędów fazy modów wyższego rzędu, przesuwających najlepszą płaszczyznę odwzorowania. Na przykład, dla sprzęgacza 100:0 optymalne długości dla każdego z modów są równe odpowiednio $L_{\text{MMI}}^{\text{TE}_0} = 1890 \mu\text{m}$ i $L_{\text{MMI}}^{\text{TE}_1} = 1873 \mu\text{m}$. Podobnie jak dla struktury z siatką, jako optymalną długość $L_{\text{MMI}}^{\text{opt}}$ sprzęgacza MMI 100:0 bez rowków bocznych przyjęto tę, która minimalizuje sumę strat nadmiarowych dla obu modów, czyli $L_{\text{MMI}}^{\text{opt}} = 1876 \mu\text{m}$. Dla sprzęgacza 100:0 z rowkami bocznymi, wartość L_{MMI} zapewniająca minimalne straty nadmiarowe jest praktycznie taka sama dla obu modów i w związku z tym jest ona równocześnie optymalną długością urządzenia $L_{\text{MMI}}^{\text{opt}} = 1857 \mu\text{m}$. Porównanie charakterystyk transmisyjnych wskazuje, że w przypadku platformy materiałowej $\text{TiO}_2:\text{SiO}_2/\text{SiO}_2$, dodanie rowków bocznych znacząco redukuje straty nadmiarowe (obliczone dla $L_{\text{MMI}}^{\text{opt}}$) sprzęgacza 100:0 z 0.51 dB do 0.027 dB dla modu podstawowego (TE_0) i z 1.04 dB do 0.15 dB dla modu pierwszego rzędu (TE_1), podczas gdy współczynnik ekstynkcji ER przyjmuje wartości poniżej -65 dB dla modu TE_0 i -48 dB dla modu TE_1 , niezależnie od obecności rowków, rys. 3.29b.

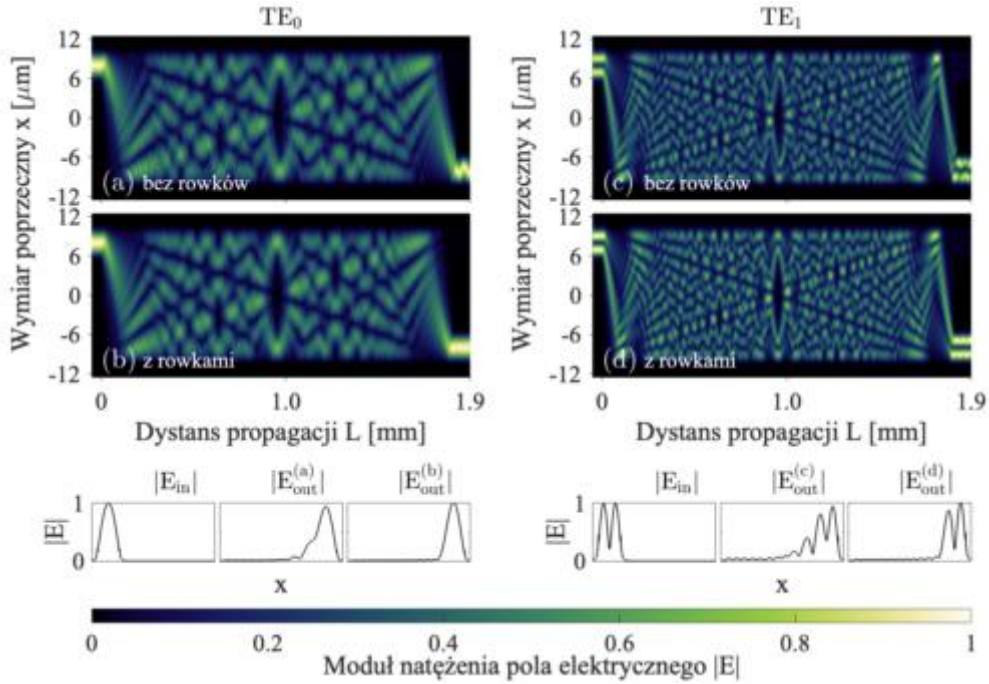
W przypadku sprzęgacza mocy 50:50, poprawa parametrów transmisyjnych jest również widoczna (rys. 3.29a), chociaż nie tak znacząca, ponieważ początkowe błędy fazy w takim urządzeniu są dwukrotnie mniejsze. W konsekwencji straty nadmiarowe obliczone dla $L_{\text{MMI}}^{\text{opt}}$ ($L_{\text{MMI}}^{\text{opt}} = 937 \mu\text{m}$ dla sprzęgacza bez rowków i $L_{\text{MMI}}^{\text{opt}} = 929 \mu\text{m}$ dla sprzęgacza z rowkami) zmniejszają się z 0.17 dB do 0.020 dB dla modu TE_0 i z 0.37 dB do 0.12 dB dla modu TE_1 . Jednocześnie wartość bezwzględna współczynnika nierównowagi pozostaje mniejsza niż 0.01 dB/0.05 dB dla modów TE_0/TE_1 niezależnie od obecności rowków.

Rozkłady natężenia pola elektrycznego $|E|$ w przekroju falowodów doprowadzających oraz w połowie wysokości sekcji wielomodowej dla analizowanych sprzęgaczy MDM bez rowków ($t = 0 \text{ nm}$, rys. 3.30a, c i rys. 3.31a, c) i z bocznymi rowkami ($t = 30 \text{ nm}$, rys. 3.30b, d i rys. 3.31b, d) zostały obliczone dla obu modów przy użyciu metody EME. Jak widać na rys. 3.30 i rys. 3.31, jakość obrazów tworzonych na wyjściu sprzęgacza jest lepsza w przypadku struktur ze skorygowanymi błędami fazy, co skutkuje większym współczynnikiem sprzężenia do falowodów wyjściowych. Poprawa jest szczególnie widoczna dla sprzęgacza 100:0 z uwagi na kompensację znacznie większych początkowych błędów fazy.

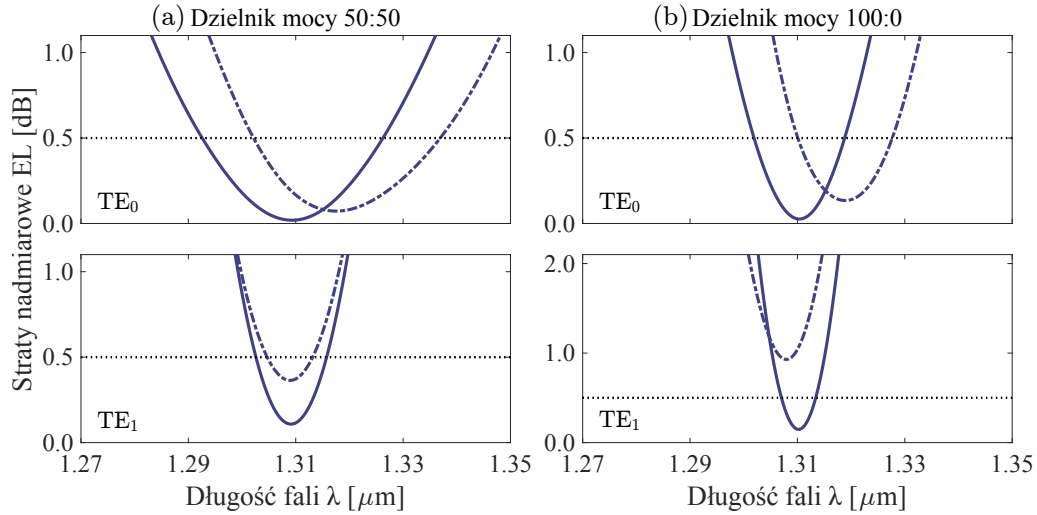
Na rys. 3.32a i b pokazano zależność spektralną strat nadmiarowych EL obliczoną dla obu sprzęgaczy mocy. Podobnie jak dla struktury z siatką, w przypadku sprzęgacza MMI bez rowków, z powodu nieskompensowanych błędów fazy, minimalne straty nadmiarowe EL dla każdego z modów nie odpowiadają długości fali $\lambda = 1.31 \mu\text{m}$, na którą był projektowany sprzęgacz i są przesunięte względem siebie. Takiego efektu nie obserwuje się w przypadku struktury z bocznymi rowkami, które redukują błędy fazy niemal do zera. Szerokość pasma spektralnego sprzęgacza bez rowków, wyznaczona na podstawie kryterium $\text{EL} < 0.5 \text{ dB}$, wynosi odpowiednio 17/0 nm dla modów TE_0/TE_1 w przypadku sprzęgacza mocy 100:0 i 35/8 nm dla sprzęgacza 50:50. W przypadku



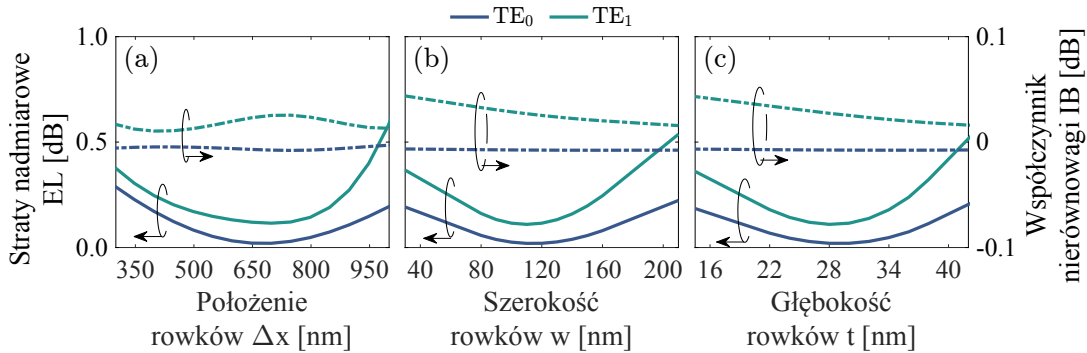
Rysunek 3.30. Rozkład natężenia pola elektrycznego $|E|$ obliczony metodą EME dla modów wejściowych TE_0 i TE_1 w połówce grubości sprzęgacza mocy 50:50 wykonanego z $TiO_2:SiO_2/SiO_2$ ($W = 20 \mu m$, $d = 320 nm$, $n_{TiO_2:SiO_2} = 1.7629$, $n_{SiO_2} = 1.4468$, $\lambda = 1.31 \mu m$) bez rowków bocznych ($t = 0 nm$) (a, c) i z rowkami bocznymi ($\Delta x = 0.70 \mu m$, $w = 120 nm$) o głębokości $t = 30 nm$ (b, d). Pod wykresami porównano jednowymiarowe rozkłady natężenia pola elektrycznego w przekroju sprzęgacza MMI (wzdłuż szerokości falowodu, na połowie jego grubości) w faldowodzie wejściowym i na końcu sekcji wielomodowej, przed i po strukturyzacji powierzchni.



Rysunek 3.31. Rozkład natężenia pola elektrycznego $|E|$ obliczony metodą EME dla modów wejściowych TE_0 i TE_1 w połówce grubości sprzęgacza mocy 100:0 wykonanego z $TiO_2:SiO_2/SiO_2$ ($W = 20 \mu m$, $d = 320 nm$, $n_{TiO_2:SiO_2} = 1.7629$, $n_{SiO_2} = 1.4468$, $\lambda = 1.31 \mu m$) bez rowków bocznych ($t = 0 nm$) (a, c) i z rowkami bocznymi ($\Delta x = 0.70 \mu m$, $w = 120 nm$) o głębokości $t = 30 nm$ (b, d). Pod wykresami porównano jednowymiarowe rozkłady natężenia pola elektrycznego w przekroju sprzęgacza MMI (wzdłuż szerokości falowodu, na połowie jego grubości) w faldowodzie wejściowym i na końcu sekcji wielomodowej, przed i po strukturyzacji powierzchni.



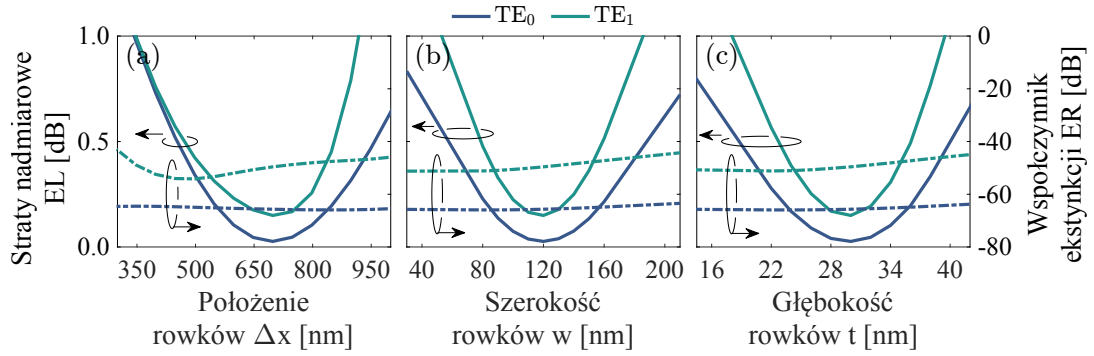
Rysunek 3.32. Straty nadmiarowe EL w funkcji długości fali obliczone dla sprzączaczy mocy 50:50 (a) i 100:0 (b) wykonanych z $\text{TiO}_2:\text{SiO}_2/\text{SiO}_2$ ($W = 20 \mu\text{m}$, $d = 320 \text{ nm}$, $\Delta x = 0.70 \mu\text{m}$, $w = 120 \text{ nm}$, $t = 30 \text{ nm}$, $n_{\text{TiO}_2:\text{SiO}_2} = 1.7629$, $n_{\text{SiO}_2} = 1.4468$, $\lambda = 1.31 \mu\text{m}$) dla optymalnej długości sprzączacza ($L_{\text{MMI}}^{\text{opt}}$) dla modu TE_0 i modu TE_1 . Linia przerywana i ciągła oznaczają odpowiednio sprzączacz MMI bez rowków i z bocznymi rowkami, a pozioma kropkowana linia wskazuje akceptowalny poziom strat EL równy 0.5 dB.



Rysunek 3.33. Straty nadmiarowe EL i współczynnik nierównowagi IB dla modów TE_0 (niebieskie krzywe) i TE_1 (zielone krzywe) w funkcji położenia Δx (a), szerokości w (b) i głębokości t rowków bocznych (c) w pobliżu optymalnych wartości następujących parametrów: $\Delta x = 0.70 \mu\text{m}$, $w = 120 \text{ nm}$, $t = 30 \text{ nm}$, $L_{\text{MMI}}^{\text{opt}} = 929 \mu\text{m}$ dla średniokонтрастowego sprzączacza MMI 50:50, ($n_{\text{TiO}_2:\text{SiO}_2} = 1.7629$, $n_{\text{SiO}_2} = 1.4468$, $W = 20 \mu\text{m}$, $d = 320 \text{ nm}$, $\lambda = 1.31 \mu\text{m}$).

sprzączacza z rowkami, szerokość pasma według tego samego kryterium wynosi 17/6 nm przy podziale mocy 100:0 oraz 34/13 nm w konfiguracji 50:50.

Przeanalizowano również tolerancje wytwarzania bocznych rowków. Odchylenie parametrów określających rozmiar i położenie bocznych rowków od optymalnych wartości, minimalizujących błędy fazy, skutkuje pojawieniem się nieskompensowanych błędów fazy, które zwiększają się wraz z numerem modu m . Aby określić dokładne wartości tolerancji, przeprowadzono symulacje numeryczne (EME) strat nadmiarowych EL, współczynnika ekstynkcji ER i współczynnika nierównowagi IB dla wszystkich analizowanych sprzączaczy w funkcji Δx , w , t w pobliżu wartości optymalnych. Wyniki obliczeń dla sprzączaczy o średnim kontraście, wytworzonych z $\text{TiO}_2:\text{SiO}_2/\text{SiO}_2$, przedstawione



Rysunek 3.34. Straty nadmiarowe EL i współczynnik ekstynkcji ER dla modów TE_0 (niebieskie krzywe) i TE_1 (zielone krzywe) w funkcji położenia Δx (a), szerokości w (b) i głębokości t rowków bocznych (c) w pobliżu optymalnych wartości następujących parametrów: $\Delta x = 0.70 \mu m$, $w = 120 \text{ nm}$, $t = 30 \text{ nm}$, $L_{MMI}^{opt} = 1857 \mu m$ dla średniokонтastowego sprzęgacza MMI 100:0, ($n_{TiO_2}:SiO_2 = 1.7629$, $n_{SiO_2} = 1.4468$, $W = 20 \mu m$, $d = 320 \text{ nm}$, $\lambda = 1.31 \mu m$).

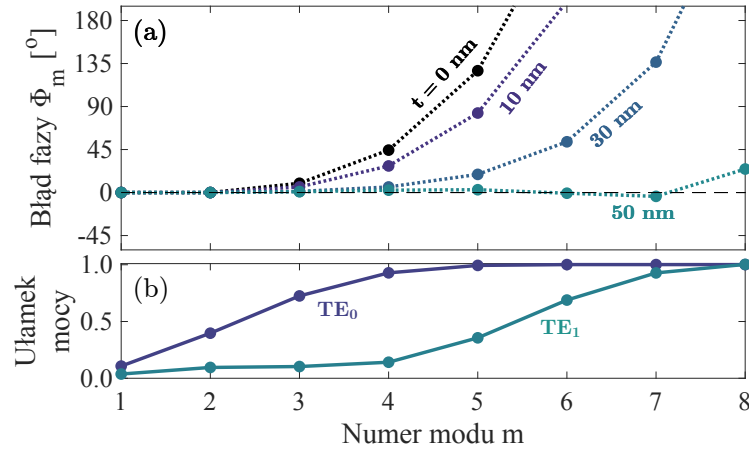
na rys. 3.33 i 3.34 wskazują, że tolerancje są ograniczone przez straty modu TE_1 . W przypadku sprzęgacza 50:50 (rys. 3.33) dla dopuszczalnego wzrostu strat nadmiarowych do poziomu 0.5 dB (z odchyleniem IB o mniej niż 0.05 dB) dla modu TE_1 , tolerancje dla położenia rowków Δx wynoszą $\pm 37.1\%$ i odpowiednio $\pm 58.3\%$ dla szerokości rowków w , oraz $\pm 40\%$ dla głębokości rowków t . Natomiast w przypadku sprzęgacza 100:0 (rys. 3.34) tolerancje dla tych samych parametrów wynoszą odpowiednio $\pm 21.4\%$, $\pm 33.3\%$ i $\pm 20\%$.

Uzyskane wyniki prowadzą do wniosku, że boczne rowki znacząco redukują straty nadmiarowe dwumodowych sprzęgaczy mocy 50:50 i 100:0 dla obu modów wejściowych (TE_0 i TE_1). Pozytywny efekt rowków jest jednak bardziej widoczny dla modu TE_1 z uwagi na kompensację większych błędów fazy modów wyższego rzędu w sekcji wielomodowej, które biorą udział w odwzorowaniu tego modu (rys. 3.27).

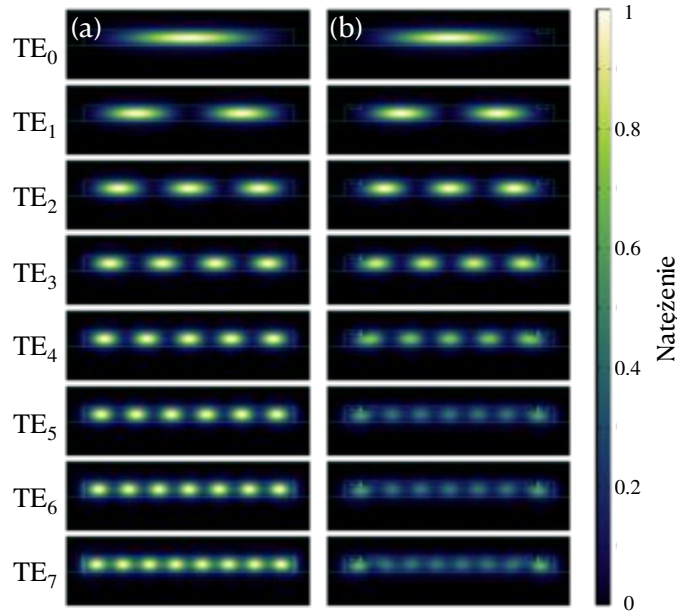
3.4.2.2 Dwumodowy sprzęgacz mocy wykonany z materiału o dużym kontraście współczynnika załamania

W drugim kroku przeanalizowano wpływ bocznych rowków na jakość sprzęgacza MMI (2×2) dla dwumodowych (TE_0 i TE_1) sprzęgaczy mocy 50:50 i 100:0 wykonanych z materiału o wysokim kontraście współczynnika załamania (Si/SiO₂) dla długości fali $1.31 \mu m$, również pracujących w trybie ogólnej interferencji. W tym przypadku wymiary geometryczne sprzęgacza MMI, tj. szerokość $W = 3 \mu m$ i grubość $d = 220 \text{ nm}$, zostały tak dobrane, aby zapewnić propagację pierwszych ośmiu czystych modów TE. Liczba pobudzonych modów w sprzęgaczu MMI jest kontrolowana przez szerokość $W_2 = 1 \mu m$ dwumodowych falowodów doprowadzających, wyrównanych do krawędzi sprzęgacza (rys. 3.22). Jak pokazano na rys. 3.35b, ponad 99% mocy modów TE_0 i TE_1 jest sprzęgane odpowiednio do pierwszych 5 i 8 modów własnych sekcji wielomodowej.

Na rys. 3.35a pokazano błąd fazy dla każdego modu dla różnych głębokości t rowków dla długości sprzęgacza $L_{MMI} = 3L_\pi$ wykonanego z Si/SiO₂. Rowki o szerokości $w = 168 \text{ nm}$ umieszczono w odległości $\Delta x = 0.16 \mu m$ od krawędzi sprzęgacza. Dla $t = 50 \text{ nm}$, błędy fazy są zminimalizowane i dla modu TE najwyższego rzędu ($m = 8$) osiągają wartość równą tylko 24.6° (odpowiednio 1078° bez bocznych rowków). Rozkłady natężenia pierwszych ośmiu modów zostały przedstawione na rys. 3.36. Parametry

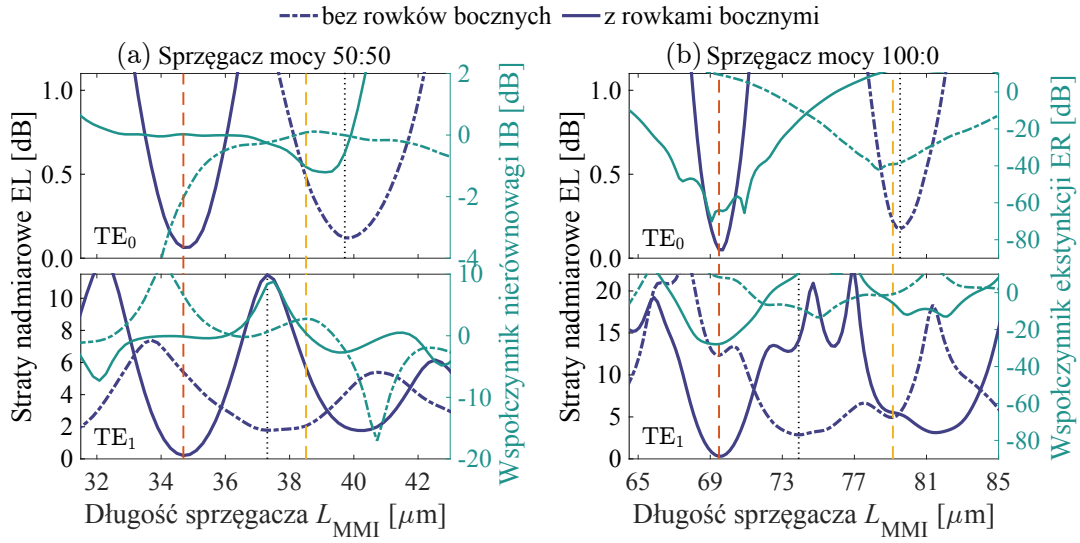


Rysunek 3.35. Zależność błędów fazy od numeru modu dla wysokokontrastowego sprzęgacza MMI ($W = 3 \mu\text{m}$, $d = 220 \text{ nm}$, $L_{\text{MMI}} = 3L_\pi$) dla $\lambda = 1.31 \mu\text{m}$ z bocznymi rowkami na jego górnej powierzchni w funkcji ich głębokości t ($w = 168 \text{ nm}$, $\Delta x = 0.16 \mu\text{m}$) (a). Ułamek mocy wejściowej sprzęgniętej z modów wejściowych TE_0 i TE_1 do pierwszych 13 modów w sekcji wielomodowej z siatką powierzchniową o głębokości modulacji $t = 50 \text{ nm}$ (b).

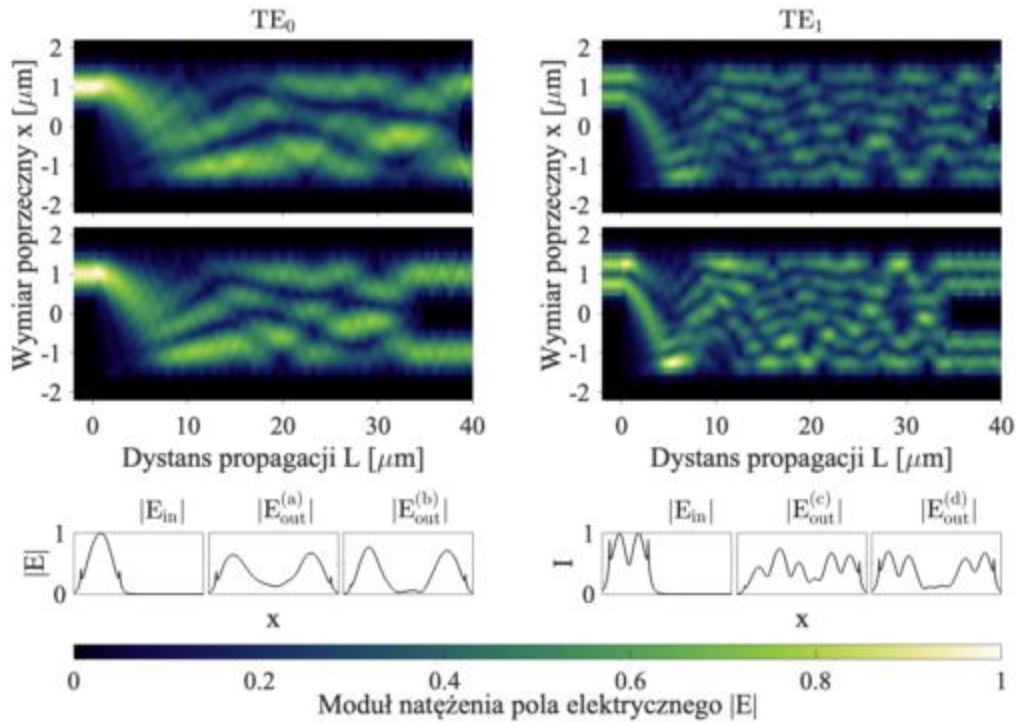


Rysunek 3.36. Porównanie rozkładów natężenia pierwszych ośmiu modów TE dla sprzęgacza MMI ($W = 3 \mu\text{m}$, $d = 220 \text{ nm}$) o wysokim kontraście współczynnika załamania Si/SiO₂ bez rowków bocznych (a) oraz z rowkami bocznymi ($w = 168 \text{ nm}$, $\Delta x = 0.16 \mu\text{m}$) o głębokości modulacji $t = 50 \text{ nm}$ (b).

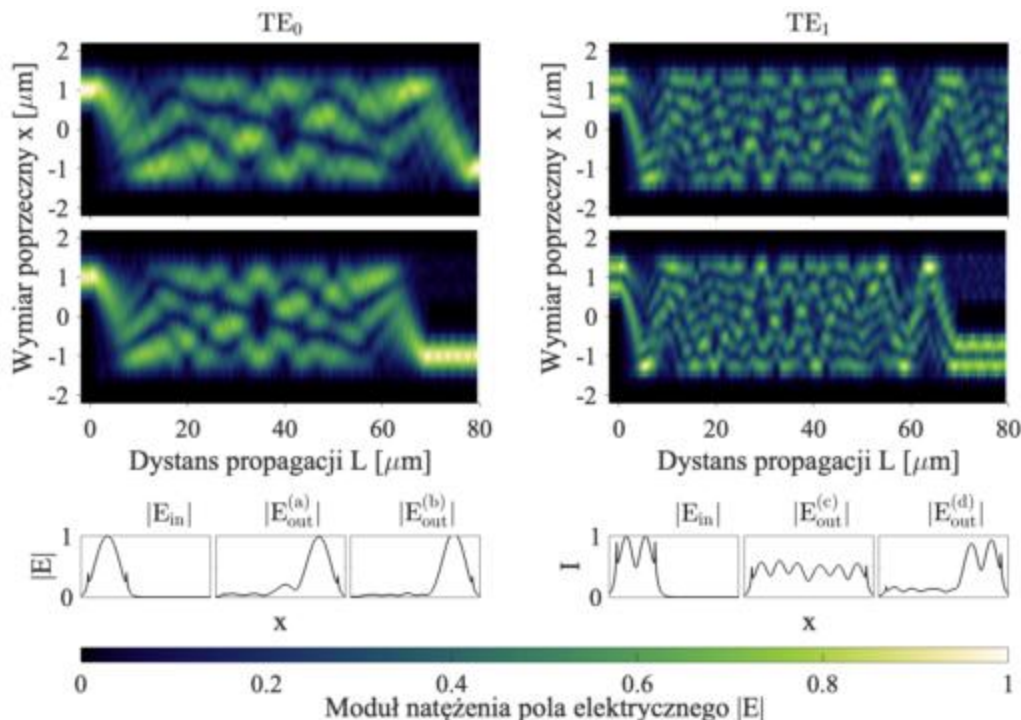
try transmisyjne obliczone w funkcji długości urządzenia w okolicy najlepszej płaszczyzny odwzorowania sprzęgacza 50:50 ($L_{\text{MMI}}^{\text{opt}} = 38.5 \mu\text{m}$ dla struktury bez rowków i $L_{\text{MMI}}^{\text{opt}} = 34.7 \mu\text{m}$ z rowkami) oraz 100:0 ($L_{\text{MMI}}^{\text{opt}} = 79.1 \mu\text{m}$ dla struktury bez rowków i $L_{\text{MMI}}^{\text{opt}} = 69.5 \mu\text{m}$ z rowkami) wykonanych z Si/SiO₂, a także rozkłady pola elektrycznego $|E|$ w połowie grubości sprzęgacza MMI są pokazane odpowiednio na rys. 3.37 oraz rys. 3.38 i 3.39.



Rysunek 3.37. Straty nadmiarowe EL, współczynnik nierównowagi IB i współczynnik ekstynkcji ER w funkcji długości sprzęgacza mocy 50:50 (a) i 100:0 (b) wykonanych z Si/SiO₂ ($W = 3 \mu\text{m}$, $d = 220 \text{ nm}$, $\Delta x = 0.16 \text{ nm}$, $w = 168 \text{ nm}$, $t = 50 \text{ nm}$, $n_{\text{Si}} = 3.5179$, $n_{\text{SiO}_2} = 1.4468$, $\lambda = 1.31 \mu\text{m}$) obliczone w pobliżu najlepszej płaszczyzny odwzorowania dla modów TE_0 i TE_1 . Linia przerywana i ciągła reprezentują odpowiednio sprzęgacz MMI bez rowków i z bocznymi rowkami. Pionowe linie kropkowane wskazują długości urządzenia zapewniające minimalne straty nadmiarowe dla odpowiednich modów, a pomarańczowa i czerwona linia kreskowana optymalną długość urządzenia odpowiednio dla sprzęgacza bez i z rowkami bocznymi.



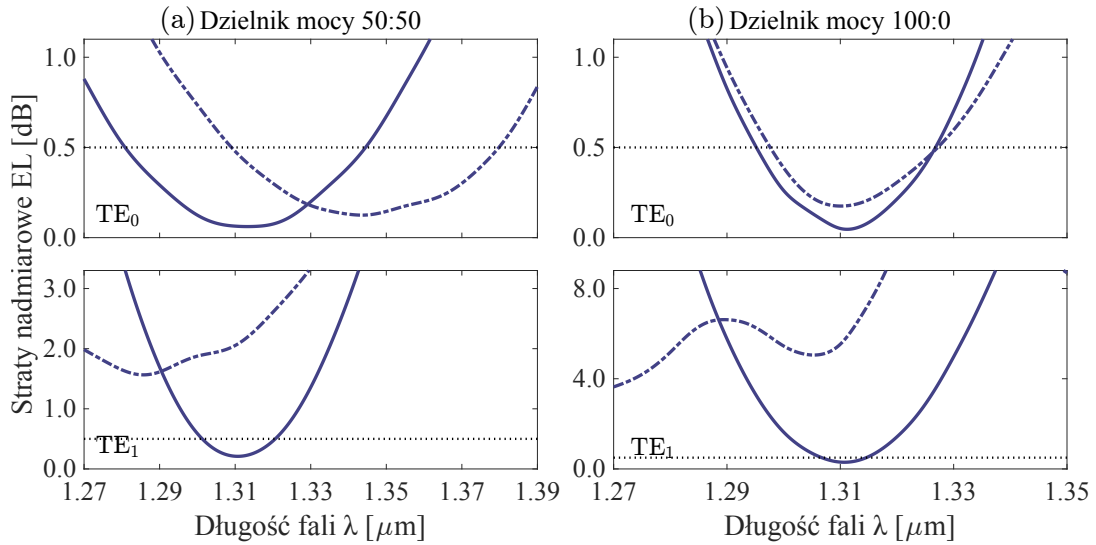
Rysunek 3.38. Rozkład natężenia pola elektrycznego $|E|$ obliczony metodą EME dla modów wejściowych TE_0 i TE_1 w połowie grubości sprzęgacza mocy 50:50 wykonanego z Si/SiO₂ ($W = 3 \mu\text{m}$, $d = 220 \text{ nm}$, $n_{\text{Si}} = 3.5179$, $n_{\text{SiO}_2} = 1.4468$, $\lambda = 1.31 \mu\text{m}$) bez rowków bocznych ($t = 0 \text{ nm}$) (a, c) i z rowkami bocznymi ($\Delta x = 0.16 \mu\text{m}$, $w = 168 \text{ nm}$) o głębokości $t = 50 \text{ nm}$ (b, d). Pod wykresami porównano jednowymiarowe rozkłady natężenia pola elektrycznego w przekroju sprzęgacza MMI (wzdłuż szerokości falowodu, na połowie jego grubości) w falowodzie wejściowym i na końcu sekcji wielomodowej, przed i po strukturyzacji powierzchni.



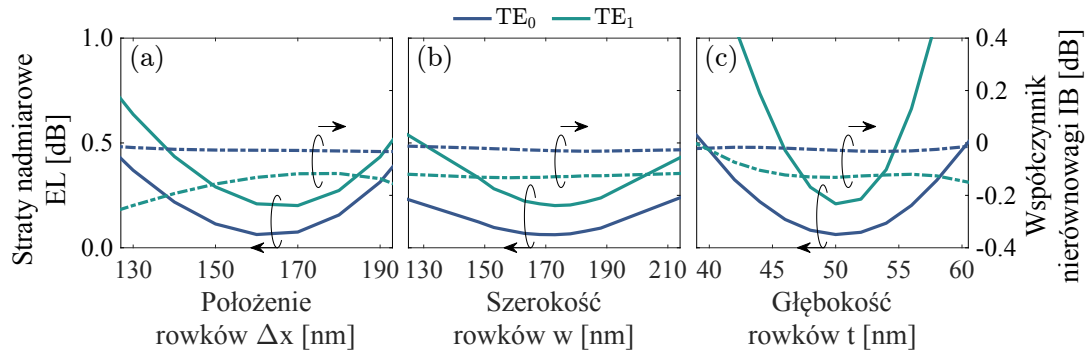
Rysunek 3.39. Rozkład natężenia pola elektrycznego $|E|$ obliczony metodą EME dla modów wejściowych TE_0 i TE_1 w połowie grubości sprzęgacza mocy 100:0 wykonanego z Si/SiO₂ ($W = 3 \mu\text{m}$, $d = 220 \text{ nm}$, $\Delta x = 0.16 \mu\text{m}$, $w = 168 \text{ nm}$, $t = 50 \text{ nm}$, $n_{\text{Si}} = 3.5179$, $n_{\text{SiO}_2} = 1.4468$, $\lambda = 1.31 \mu\text{m}$) bez rowków bocznych ($t = 0 \text{ nm}$) (a, c) i z rowkami bocznymi o głębokości $t = 50 \text{ nm}$ (b, d). Pod wykresami porównano jednowymiarowe rozkłady natężenia pola elektrycznego w przekroju sprzęgacza MMI (wzdłuż szerokości falowodu, na połowie jego grubości) w falowodzie wejściowym i na końcu sekcji wielomodowej, przed i po strukturyzacji powierzchni.

Wyniki symulacji (rys. 3.37) pokazują, że również dla platformy materiałowej o dużym kontraście współczynnika załamania (Si/SiO₂) dodanie bocznych rowków istotnie redukuje straty nadmiarowe EL (określone dla $L_{\text{MMI}}^{\text{opt}}$), dla sprzęgacza 100:0 z 0.18 dB do 0.049 dB (odpowiednio z 0.48 dB do 0.064 dB w przypadku sprzęgacza 50:50) dla modu TE_0 oraz z 5.25 dB do 0.35 dB (z 2.06 dB do 0.21 dB dla sprzęgacza 50:50) dla modu TE_1 . Współczynnik ekstynkcji ER dla sprzęgacza 100:0 poprawia się z -38 dB do -64 dB dla modu TE_0 oraz z 0.54 dB do -28 dB dla modu TE_1 . W przypadku sprzęgacza 50:50, współczynnik nierównowagi IB również poprawia się z 0.086 dB do 0.028 dB i z 2.76 dB do -0.13 dB , odpowiednio dla modów TE_0 i TE_1 . Widoczna jest również jakościowa poprawa obrazów tworzonych na wyjściu sprzęgacza ze skorygowanymi błędami fazy, przedstawiona na rys. 3.38 i 3.39. Dla platformy Si/SiO₂, długości sprzęgaczy mocy 50:50 i 100:0 są znacznie krótsze niż w przypadku TiO₂:SiO₂/SiO₂, a szerokości pasm spektralnych urządzeń o wysokim kontraście, określone według kryterium strat $EL < 0.5 \text{ dB}$, są szersze i wynoszą 32/8 nm po dodaniu rowków (30/0 nm bez rowków) dla modów TE_0/TE_1 dla sprzęgacza 100:0 i 64/19 nm po dodaniu rowków (71/0 nm bez rowków) dla sprzęgacza 50:50 (rys. 3.40). Podobnie jak w strukturach o średnim kontraście, przesłuchy międzymodowe są bardzo małe i nie przekraczają -34 dB w obu sprzęgaczach dla każdego z modów wejściowych.

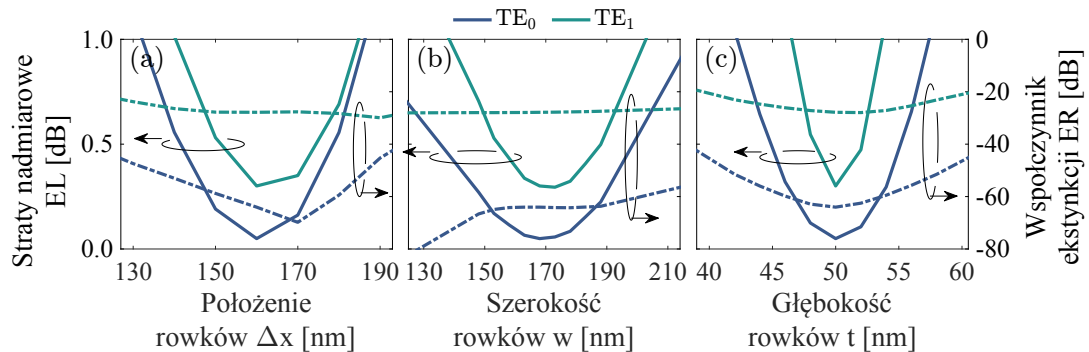
Przeanalizowano również tolerancje wytwarzania bocznych rowków dla obu sprzę-



Rysunek 3.40. Straty nadmiarowe EL w funkcji długości fali obliczone dla sprzączaczy mocy 50:50 (a) i 100:0 (b) wykonanych z Si/SiO₂ ($W = 3 \mu\text{m}$, $d = 220 \text{ nm}$, $\Delta x = 0.16 \mu\text{m}$, $w = 168 \text{ nm}$, $t = 50 \text{ nm}$, $n_{\text{Si}} = 3.5179$, $n_{\text{SiO}_2} = 1.4468$, $\lambda = 1.31 \mu\text{m}$) dla optymalnej długości sprzączacza ($L_{\text{MMI}}^{\text{opt}}$) dla modu TE_0 i modu TE_1 . Linia przerywana i ciągła oznaczają odpowiednio sprzączacz MMI bez rowków i z bocznymi rowkami, a pozioma kropkowana linia wskazuje akceptowalny poziom strat EL równy 0.5 dB.



Rysunek 3.41. Straty nadmiarowe EL i współczynnik nierównowagi IB dla modów TE_0 (niebieskie krzywe) i TE_1 (zielone krzywe) w funkcji położenia Δx (a), szerokości w (b) i głębokości t rowków bocznych (c) w pobliżu optymalnych wartości tych parametrów: $\Delta x = 160 \text{ nm}$, $w = 168 \text{ nm}$, $t = 50 \text{ nm}$ dla wysokokontrastowego sprzączacza MMI 50:50, ($n_{\text{Si}} = 3.5179$ i $n_{\text{SiO}_2} = 1.4468$, $W = 3 \mu\text{m}$, $L_{\text{MMI}}^{\text{opt}} = 34.7 \mu\text{m}$, $d = 220 \text{ nm}$, $\lambda = 1.31 \mu\text{m}$).



Rysunek 3.42. Straty nadmiarowe EL i współczynnik ekstynkcji ER dla modów TE_0 (niebieskie krzywe) i TE_1 (zielone krzywe) w funkcji położenia Δx (a), szerokości w (b) i głębokości t rowków bocznych (c) w pobliżu optymalnych wartości tych parametrów: $\Delta x = 160 \text{ nm}$, $w = 168 \text{ nm}$, $t = 50 \text{ nm}$ dla wysokokontrastowego sprzączacza MMI 100:0 ($n_{\text{Si}} = 3.5179$ i $n_{\text{SiO}_2} = 1.4468$, $L_{\text{MMI}}^{\text{opt}} = 69.5 \mu\text{m}$, $W = 3 \mu\text{m}$, $d = 220 \text{ nm}$, $\lambda = 1.31 \mu\text{m}$).

gaczy o wysokim kontraście wykonanych z Si/SiO₂. Na rys. 3.41 pokazano wyniki obliczeń dla sprzęgacza 50:50, które wskazują, że tolerancje wytwarzania wyznaczone według kryterium $EL < 0.5$ dB (z odchyleniem IB o mniej niż 0.15 dB) dla modu TE₁ wynoszą odpowiednio $\pm 15\%$, $\pm 22.6\%$ i $\pm 8\%$ dla położenia Δx , szerokości w i głębokości rowków t . Natomiast w przypadku sprzęgacza 100:0 (rys. 3.42) tolerancje, według kryterium $EL < 0.5$ dB (przy ER utrzymującym się poniżej -20 dB) dla modu TE₁, wynoszą odpowiednio $\pm 5.6\%$, $\pm 8.3\%$ i $\pm 4.0\%$ dla położenia Δx , szerokości w i głębokości rowków t .

3.4.3 Podsumowanie

W tym podrozdziale przedstawiono prostą i skuteczną metodę kompensacji błędów fazy w wielomodowych sprzęgaczach interferencyjnych (MMI), która polega na wytworzeniu bocznych rowków o odpowiedniej geometrii na górnej powierzchni sprzęgacza. Wykorzystując metody perturbacyjne i dokładne obliczenia numeryczne, przeanalizowano wpływ rowków bocznych na stałe propagacji modów przestrzennych zaangażowanych w proces formowania obrazu na wyjściu sprzęgacza MMI. Analizę przeprowadzono na przykładach dwumodowych (TE₀ i TE₁) sprzęgaczy mocy 100:0 i 50:50 wykonanych z materiałów o średnim i wysokim kontraście, odpowiednio TiO₂:SiO₂/SiO₂ i Si/SiO₂, otoczonych od góry płaszczem powietrznym.

Otrzymane wyniki pokazują, że korekty stałych propagacji związane z rowkami bocznymi są proporcjonalne do czwartej potęgi numeru modu, podobnie jak błędy fazowe. Dlatego poprzez odpowiednie dobranie parametrów rowka, takich jak głębokość, szerokość i pozycja względem krawędzi sprzęgacza MMI, błędy fazy wszystkich modów

Tabela 3.4. Porównanie parametrów dwumodowych (TE₀ i TE₁) sprzęgaczy mocy 50:50 i 100:0 wykonanych z ceramiki TiO₂:SiO₂ naniesionej na podłoże SiO₂ bez bocznych rowków i po dodaniu rowków. Obliczenia przeprowadzono dla długości fali $\lambda = 1.31$ μm .

nazwa parametru		sprzęgacz bez rowków		sprzęgacz z rowkami	
		50:50	100:0	50:50	100:0
grubość sprzęgacza MMI d [nm]		320		320	
szerokość sprzęgacza W [μm]		20		20	
optymalna długość sprzęgacza $L_{\text{MMI}}^{\text{opt}}$ [μm]		937	1876	929	1857
głębokość rowków t [nm]		0		30	
szerokość rowków w [nm]		0		120	
odległość rowków od krawędzi sprzęgacza Δx [μm]		0		0.70	
straty nadmiarowe EL [dB]	TE ₀	0.17	0.51	0.02	0.027
	TE ₁	0.37	1.04	0.12	0.15
współczynnik nierównowagi IB [dB]	TE ₀	< 0.01	-	< 0.01	-
	TE ₁	< 0.05	-	< 0.05	-
współczynnik ekstynkcji ER [dB]	TE ₀	-	< -65	-	< -65
	TE ₁	-	< -48	-	< -48
szerokość pasma wg kryterium $EL < 0.5$ dB [nm]	TE ₀	35	17	34	17
	TE ₁	8	0	13	7

Tabela 3.5. Porównanie parametrów dwumodowych (TE_0 i TE_1) sprzęgaczy mocy 50:50 i 100:0 wykonanych z Si/SiO₂ bez bocznych rowków i po dodaniu rowków. Obliczenia przeprowadzono dla długości fali $\lambda = 1.31 \mu\text{m}$.

nazwa parametru	sprzęgacz bez rowków		sprzęgacz z rowkami	
	50:50	100:0	50:50	100:0
grubość sprzęgacza MMI d [nm]	220		220	
szerokość sprzęgacza W [μm]	3		3	
optymalna długość sprzęgacza $L_{\text{MMI}}^{\text{opt}}$ [μm]	38.5	79.1	34.7	69.5
głębokość rowków t [nm]	0		50	
szerokość rowków w [nm]	0		168	
odległość rowków od krawędzi sprzęgacza Δx [μm]	0		0.16	
straty nadmiarowe EL [dB]	TE_0	0.48	0.18	0.064
	TE_1	2.06	5.25	0.21
współczynnik nierównowagi IB [dB]	TE_0	0.086	-	0.028
	TE_1	2.76	-	-0.13
współczynnik ekstynkcji ER [dB]	TE_0	-	-38	-
	TE_1	-	0.54	-
szerokość pasma wg kryterium EL < 0.5 dB [nm]	TE_0	71	30	64
	TE_1	0	0	19

przestrzennych TE zaangażowanych w proces formowania obrazu można zredukować niemal całkowicie i w ten sposób znacznie poprawić wszystkie parametry użytkowe analizowanych sprzęgaczy, takie jak straty nadmiarowe EL, współczynnik ekstynkcji ER i współczynnik nierównowagi IB, niezależnie od kontrastu współczynnika załamania platformy materiałowej. Porównanie parametrów geometrycznych i użytkowych dwumodowych (TE_0/TE_1) sprzęgaczy mocy 50:50 i 100:0 wykonanych z TiO₂:SiO₂/SiO₂ oraz Si/SiO₂ bez bocznych rowków i po dodaniu rowków pokazano w tabelach 3.4 i 3.5. Zauważalna jest poprawa parametrów wszystkich analizowanych sprzęgaczy, szczególnie duża (ponad rząd wielkości) w przypadku strat nadmiarowych EL dla platformy materiałowej Si/SiO₂. Jest to spowodowane znacznie większymi początkowymi błędami fazy w sprzęgaczach MMI o wysokim kontraście współczynnika załamania.

Przedstawione w niniejszym rozdziale wyniki, potwierdzające skuteczność stosowania rowków bocznych do kompensacji błędów fazy w sprzęgaczach MMI, zostały opublikowane w Applied Optics [O5].

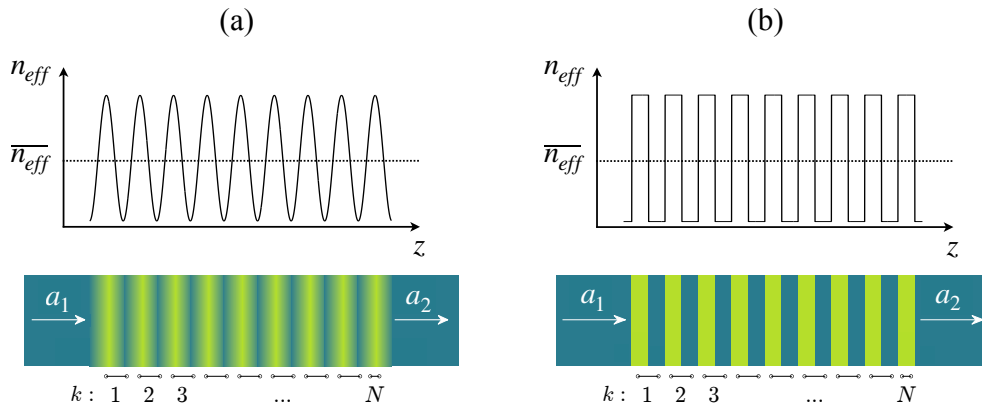
SZEROKOPASMOWY KONWERTER MODÓW TE₀/TE₁ WYKORZYSTUJĄCY BINARNĄ NIEJEDNORODNĄ SIATKĘ DŁUGOOKRESOWĄ

4.1 Zasada działania siatek długookresowych

Siatkami falowodowymi nazywamy periodyczne zaburzenia właściwości falowodu, najczęściej współczynnika załamania rdzenia, ale także jego wymiarów geometrycznych. Tego typu zaburzenia prowadzą do okresowych zmian efektywnego współczynnika załamania prowadzonych modów, co można opisać równaniem [65]:

$$n_{\text{eff}}(z) = \overline{n_{\text{eff}}}(z) \left\{ 1 + \nu(z) \cos \left[\frac{2\pi}{\Lambda} z + \phi(z) \right] \right\}, \quad (4.1)$$

gdzie $\overline{n_{\text{eff}}}(z)$ oznacza efektywny współczynnik załamania uśredniony wzdłuż kolejnych okresów siatki Λ , $\nu(z)$ to amplituda modulacji efektywnego współczynnika, a $\phi(z)$ to funkcja opisująca zmianę okresu siatki (tzw. *chirp*) wzdłuż kierunku propagacji. W naj-



Rysunek 4.1. Modulacja efektywnego współczynnika załamania (n_{eff}) za pomocą siatek jednorodnych: sinusoidalnej zmodulowanej w sposób ciągły (a) i binarnej z modulacją prostokątną (b).

proszym przypadku $\overline{n_{\text{eff}}}$, $v(z)$ i Λ są stałe na całej długości siatki. Mówimy wtedy o siatce sinusoidalnej jednorodnej (ang. *uniform grating*), zmodulowanej w sposób ciągły, w odróżnieniu od binarnych siatek jednorodnych, w których modulacja efektywnego współczynnika załamania opisywana jest funkcją prostokątną, rys. 4.1.

Ze względu na długość okresu Λ , siatki można ogólnie podzielić na dwa typy: siatki krótkookresowe, zwane również siatkami Bragga (ang. *Bragg gratings*, BG), oraz siatki długookresowe (ang. *long-period gratings*, LPG). Siatki Bragga mają zazwyczaj okres krótszy niż 1 μm i sprzęgają światło między modami propagującymi się w przeciwnych kierunkach, gdy spełniony jest warunek Bragga, tzn. gdy wektor falowy siatki odpowiada różnicy wektorów falowych fali padającej i odbitej. Dzięki temu działają one jako wąskopasmowe filtry odbiciowe (ang. *narrow-band reflection filters*) lub filtry pasmowo-zaporowe (ang. *narrow-band channel-dropping filters*) w trybie transmisyjnym. Z kolei siatki długookresowe (LPGs) mają okres od 100 μm do 1 mm i umożliwiają sprzęganie modów propagujących się w tym samym kierunku, jeśli spełniony jest warunek dopasowania fazowego:

$$\frac{2\pi}{\Lambda} = \Delta\beta(\lambda), \quad (4.2)$$

gdzie $\Delta\beta(\lambda)$ to różnica stałych propagacji sprzęganych modów. Długość fali rezonansowej λ_{rez} , dla której zachodzi najsilniejsze sprzężenie, można wyrazić jako:

$$\lambda_{\text{rez}} = \Delta n_{\text{eff}} \Lambda, \quad (4.3)$$

gdzie Δn_{eff} oznacza różnicę efektywnych współczynników załamania sprzęganych modów.

Właściwości jednorodnej sinusoidalnej siatki długookresowej z ciągłą modulacją współczynnika załamania można opisać za pomocą teorii modów sprzężonych. Rozważany jest tu najprostszy przypadek, w którym sprzężenie zachodzi jedynie pomiędzy dwoma modami. W idealnym falowodzie mody są względem siebie ortogonalne i nie dochodzi do wymiany energii między nimi. Jednak periodyczna perturbacja wprowadzona przez siatkę długookresową zakłóca tę ortogonalność, co skutkuje pojawieniem się sprzężenia i w konsekwencji amplitudy modów $a_1(z)$ i $a_2(z)$ zmieniają się wzdłuż kierunku propagacji zgodnie z układem równań [65]:

$$\frac{da_1}{dz} = i\sigma a_1(z) + i\kappa a_2(z), \quad (4.4)$$

$$\frac{da_2}{dz} = -i\sigma a_2(z) + i\kappa^* a_1(z), \quad (4.5)$$

gdzie $a_1(z) = a'_1 \exp(i\sigma z)$ oraz $a_2(z) = a'_2 \exp(-i\sigma z)$, przy czym współczynniki a'_1 , a'_2 oznaczają stałe amplitudy modów przy braku sprzężenia. Parametr κ reprezentuje amplitudowy współczynnik sprzężenia, a σ opisuje zależne od długości fali odstrojenie od warunku rezonansu i wyraża się następującym wzorem [65]:

$$\sigma(\lambda) = \frac{1}{2}(\beta_1 - \beta_2) - \frac{\pi}{\Lambda} = \frac{\pi \Delta n_{\text{eff}}}{\lambda} - \frac{\pi}{\Lambda}, \quad (4.6)$$

gdzie β_1 i β_2 to stałe propagacji sprzęgających się modów. Warunek dopasowania fazowego, niezbędny do wystąpienia rezonansu, spełniony jest dla $\sigma = 0$ (por. równanie 4.2).

Jeśli na początku siatki pobudzany jest tylko jeden mod, na przykład $a_1(z=0) > 0$ oraz $a_2(z=0) = 0$, to wraz z dystansem propagacji z moc jest stopniowo odsprężana z tego modu do modu niepobudzonego. Względny podział mocy między modami, w funkcji położenia z oraz długości fali λ , opisują odpowiednio natężeniowe współczynniki transmisji (T_{11}) oraz sprzężenia (T_{21}) dane następującymi wzorami [65]:

$$T_{11}(z, \lambda) = \frac{|a_1^{\text{out}}(\lambda)|^2}{|a_1^{\text{in}}(\lambda)|^2} = \cos^2\left(z\sqrt{\kappa^2 + \sigma^2}\right) + \frac{1}{1 + \frac{\kappa^2}{\sigma^2}} \sin^2\left(z\sqrt{\kappa^2 + \sigma^2}\right), \quad (4.7)$$

$$T_{21}(z, \lambda) = \frac{|a_2^{\text{out}}(\lambda)|^2}{|a_1^{\text{in}}(\lambda)|^2} = \frac{1}{1 + \frac{\sigma^2}{\kappa^2}} \sin^2\left(z\sqrt{\kappa^2 + \sigma^2}\right). \quad (4.8)$$

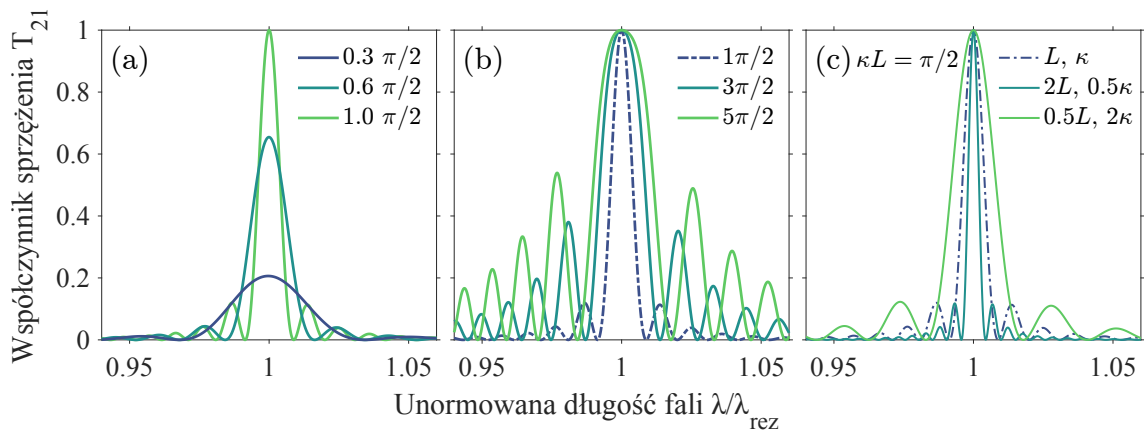
W warunkach rezonansu (czyli gdy $\sigma = 0$ lub równoważnie $\lambda = \lambda_{\text{rez}}$), współczynnik sprzężenia T_{21} między modami jest maksymalny i wyraża się wzorem [65]:

$$T_{21}^{\text{max}}(\lambda) = \sin^2(\kappa L_{\text{LPG}}), \quad (4.9)$$

gdzie L_{LPG} oznacza długość siatki. Maksimum sprzężenia między propagującymi modami $T_{21}^{\text{max}}(\lambda_{\text{rez}}) = 1$ występuje dla $\kappa L_{\text{LPG}} = (2k - 1)\pi/2$, gdzie $k = 1, 2, 3, \dots$ jest rzędem rezonansu. Dla innych wartości κL_{LPG} sprzężenie osiąga również maksymalną wartość dla λ_{rez} , lecz nie jest ono wtedy całkowite, tzn. $T_{21}^{\text{max}}(\lambda_{\text{rez}}) < 1$, rys. 4.2a. Szerokość pasma sprzężenia wyznaczona przez zerowe miejsca T_{21}^{max} po obu stronach λ_{rez} dla rezonansu pierwszego rzędu wyraża się przybliżonym wzorem [65]:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_{\text{rez}}} = \frac{2\lambda_{\text{rez}}}{\Delta n_{\text{eff}} L_{\text{LPG}}} \sqrt{1 - \left(\frac{\kappa L_{\text{LPG}}}{\pi}\right)^2}. \quad (4.10)$$

Obliczenia numeryczne współczynnika sprzężenia $T_{21}(\lambda)$ dla rezonansów różnych rzędów pokazane na rysunku rys. 4.2b wskazują, że najmniejsza jest szerokość pasma



Rysunek 4.2. Zależność współczynnika sprzężenia T_{21} od długości fali obliczona w pobliżu λ_{rez} dla: (a) rosnących wartości κL_{LPG} z zakresu $0 \leq \kappa L_{\text{LPG}} \leq \pi/2$; (b) dla rezonansów trzech najniższych rzędów $\kappa L_{\text{LPG}} = (2k - 1)\pi/2$, gdzie $k = 1, 2, 3$; (c) dla rezonansu pierwszego rzędu $\kappa L_{\text{LPG}} = \pi/2$ dla trzech siatek o różnych długościach równych odpowiednio L_{LPG} , $2L_{\text{LPG}}$, $0.5L_{\text{LPG}}$.

sprzężenia dla rezonansu pierwszego rzędu $\kappa_{LPG} = \pi/2$. Ponadto, ze wzoru (4.10) wynika, że szerokość pasma sprzężenia można modyfikować, zmieniając długość siatki L_{LPG} przy ustalonym κ_{LPG} , co zilustrowano na rys. 4.2c dla rezonansu pierwszego rzędu. W szczególności, wydłużanie siatki przy jednoczesnym zmniejszaniu siły sprzężenia (przy zachowaniu warunku rezonansu, $\kappa_{LPG} = \pi/2$), prowadzi do zawężenia pasma sprzężenia. Tego rodzaju siatki, o wąskim paśmie rezonansowym są nazywane siatkami słabymi, w przeciwieństwie do siatek mocnych o mniejszych długościach L_{LPG} i szerszym paśmie $\Delta\lambda$.

4.2 Zastosowania siatek długookresowych jako konwerterów modowych

W zależności od przeznaczenia siatki długookresowe mają odpowiednie charakterystyki transmisyjne. Ważnym obszarem zastosowań siatek długookresowych są czujniki światłowodowe lub falowodowe, służące do pomiaru różnych parametrów fizycznych lub chemicznych [66–69]. W tym przypadku, sprzęganie zachodzi najczęściej między modem podstawowym prowadzonym w rdzeniu i silnie tłumionymi modami płaszczowymi. W konsekwencji, w widmie transmisyjnym modu podstawowego obserwuje się straty w pobliżu λ_{rez} spowodowane rezonansowym odsprężaniem mocy do tłumionych modów płaszczowych. Ponieważ pomiar polega na monitorowaniu λ_{rez} , która zmienia się na skutek oddziaływania zewnętrznego czynnika fizycznego lub chemicznego na falowód, siatki LPG do zastosowań czujnikowych charakteryzują się możliwe wąskim pasmem rezonansowym $\Delta\lambda$.

Siatki LPG ze sprzężeniami do modów płaszczowych są używane także jako filtry transmisyjne [70,71]. W tego typu zastosowaniach, w zależności od przeznaczenia, charakterystyka transmisyjna siatki (poziom tłumienia, położenie oraz spektralna szerokość pasma tłumienia) jest kontrolowana poprzez odpowiedni dobór okresu siatki Λ , jej długości L_{LPG} , oraz głębokości modulacji efektywnego współczynnika załamania $\nu(z)$, która może zmieniać się wzdłuż długości (tzw. siatki strukturyzowane).

Kolejnym ważnym obszarem zastosowań siatek LPG jest konwersja modów rdzeniowych w kilkumodowych falowodach lub światłowodach [72–74,74–81]. W tym przypadku okres siatki Λ jest dobrany w taki sposób, aby sprzęganie zachodziło między odpowiednimi modami rdzeniowymi, przy czym maksymalne sprzężenie (konwersja) osiągnięte jest najczęściej na wyjściu siatki. Ze względu na rezonansowy charakter sprzężenia, konwertery modów wykorzystujące siatki LPG cechują się zazwyczaj wąskim pasmem spektralnym, co stanowi istotne ograniczenie w wielu praktycznych zastosowaniach. Aby rozwiązać ten problem, w literaturze zaproponowano kilka metod poszerzania i kształtowania charakterystyk spektralnych konwerterów siatkowych.

Jednym z rozwiązań jest wytworzenie zmiennego okresu siatki (ang. *chirped grating period*). Powoduje on ciągłą zmianę lokalnego warunku dopasowania fazowego, co sprawia, że różne sekcje siatki sprzęgają zaangażowane mody dla nieco innych długości fali. W efekcie powstaje szersze spektralnie i bardziej jednorodne pasmo konwersji [71,82], które dodatkowo może być jeszcze bardziej poszerzone poprzez zastosowanie kaskady takich siatek [83].

Innym rozwiązaniem jest wprowadzenie skoku fazy o π w periodycznym rozkładzie efektywnego współczynnika załamania opisanego wzorem (4.1), co prowadzi do rozszczepienia maksimum współczynnika sprzężenia (rezonansu) na kilka maksimów. W przypadku pojedynczego skoku fazy, dzielącego siatkę na dwie części, w widmie sprzężenia pojawia się podwójne maksimum, które — w zależności od miejsca wprowadzenia skoku fazy — może utworzyć jedno poszerzone pasmo konwersji [84]. Ponadto, wprowadzenie $N - 1$ przesunięć fazy o π , dzielących siatkę na N krótszych fragmentów o równej długości, prowadzi do powstania N maksimów w widmie sprzężenia, spośród których dwa są dominujące, a pomiędzy nimi pojawia się $N - 2$ maksimum wtórnych [84]. W takiej konfiguracji uzyskanie szerszego i bardziej jednorodnego pasma sprzężenia jest możliwe poprzez zastosowanie apodyzacji współczynnika sprzężenia lub liniowej apodyzacji długości segmentów. W porównaniu do apodyzacji współczynnika sprzężenia, liniowa apodyzacja długości segmentów zapewnia łagodniejszy przebieg pasma konwersji, choć kosztem bardziej wyraźnych maksimów bocznych [85].

Alternatywnym podejściem jest wykorzystanie zjawiska podwójnego rezonansu, wynikającego ze szczególnych właściwości dyspersyjnych sprzęganych modów. W falowodzie o skokowym profilu współczynnika załamania, zależność różnicy stałych propagacji modów od długości fali $\Delta\beta(\lambda)$ ma charakter paraboliczny. Prowadzi to do sytuacji, w której dla jednej, ustalonej wartości okresu siatki Λ , warunek dopasowania fazowego (równanie (4.2)) może być spełniony dla dwóch różnych długości fali. W efekcie, możliwe jest sprzężenie światła między modami dla dwóch różnych długości fali w ramach jednej siatki. Zjawisko to jest określane mianem podwójnego rezonansu i jest szczególnie zauważalne w pobliżu tzw. punktu zwrotnego dyspersji (ang. *dispersion turning point*, DTP) falowodu, gdzie rezonansowe długości fali zbliżają się do siebie, powodując znaczne poszerzenie pasma konwersji modów [76,86]. Dodatkowo, poprzez odpowiednie zaprojektowanie geometrii falowodu, na przykład poprzez jego zwężanie (tapering), możliwe jest kontrolowanie położenia DTP, co umożliwia precyzyjne dostosowanie zakresu długości fali, w którym występuje podwójny rezonans [75].

Przytoczone rozwiązania umożliwiają znaczące poszerzenie pasma spektralnego wszystkich urządzeń falowodowych wykorzystujących sprzężenia w siatkach LPG, w tym także konwerterów modowych. Na przykład, w światłowodowych konwerterach bazujących na siatkach LPG uzyskano następujące pasma konwersji pomiędzy modami LP_{01} a LP_{11} :

- 105 nm (przy poziomie przesłuchu międzymodowego CT poniżej -10 dB) dla siatek LPG z podwójnym skokiem fazy [73];
- 145 nm (-13 dB CT) dla zmienno-okresowej („chirpowanej”) siatki LPG z trzykrotnym skokiem fazy [83];
- 182 nm (-10 dB CT) dla siatek LPG z podwójnym skokiem fazy i liniową apodyzacją długości jej segmentów [87];
- 118 nm (-15 dB CT) dla siatki LPG o podwójnym rezonansie [76];
- 130 nm (-15 dB CT) dla zwężanej (stożkowej) siatki z podwójnym rezonansem LPG [75].

W przypadku falowodów paskowych uzyskano następujące pasma konwersji modów TE_0/TE_1 :

- 4 nm (–20 dB CT) dla polimerowej siatki LPG na ze strukturyzowaną górną powierzchnią [78];
- 20 nm (–20 dB CT) dla siatki LPG ze strukturyzowanymi bocznymi ściankami [79];
- około 80 nm (–20 dB CT) dla kaskadowej polimerowej siatki LPG [80];
- 150 nm i 300 nm (–20 dB CT) do dwóch modów TE_1 o różnych symetriach w przypadku polimerowej siatki LPG przesuniętej fazowo i z apodyzacją długości [77];
- około 70 nm (–20 dB CT) do modów pierwszego rzędu spolaryzowanych ortogonalnie dla dwuokresowej, wbudowanej polimerowej siatki LPG [74];
- około 50 nm (–20 dB CT) do modu pierwszego rzędu dla polimerowej siatki LPG ze strukturyzowaną górną powierzchnią [81].

Drugim istotnym ograniczeniem siatek długookresowych jest ich znaczna długość, wynikająca z konieczności uzyskania dopasowania fazowego, co w falowodach o średnim i niskim kontraście współczynników załamania wymaga użycia segmentów o długości od kilkudziesięciu do kilkuset mikrometrów. W rezultacie całkowita długość siatek LPG może wynosić od pojedynczych milimetrów do nawet kilkudziesięciu centymetrów. Z tego względu w wielu praktycznych zastosowaniach kluczowe jest uzyskanie wymaganych charakterystyk transmisyjnych przy minimalnej liczbie segmentów siatki. Problem redukcji długości siatek LPG z zachowaniem pożądaných parametrów funkcjonalnych jest jednak stosunkowo rzadko poruszany w literaturze. Na przykład, pasmo konwersji o szerokości 145 nm pomiędzy modami LP_{01} i LP_{11} uzyskano w światłowodowej siatce LPG złożonej z czterech przesuniętych fazowo, chirpowanych segmentów zawierających po 40 okresów, o łącznej długości około 4.62 mm [83]. W pracy [77] uzyskano pasmo 150 nm (–20 dB CT) w apodyzowanej siatce LPG wytworzonej w polimerowym falowodzie, zawierającej 24 okresy o łącznej długości 7.44 mm. Z kolei w [74] przedstawiono dwuokresową siatkę LPG zatopioną w polimerowym falowodzie, o ultrakrótkiej długości 824 μm , umożliwiającą szerokopasmową konwersję modów (pasmo 75 nm przy –20 dB CT).

Warto zauważyć, że w optyce zintegrowanej do konwersji modów wykorzystywane są także struktury inne niż siatki LPG. Przegląd aktualnych rozwiązań w tym zakresie, uwzględniający szerokość pasma, poziom przesłuchu oraz rozmiary urządzeń, przedstawiono w [88]. W szczególności, niedawno zaproponowano dwa konwertery wielomodowe opracowane dla platformy krzemowej wykorzystujące struktury podfalowe, zoptymalizowane numerycznie przy pomocy algorytmu genetycznego [89] oraz metody roju cząstek (ang. *particle swarm optimization*) [90]. Urządzenia te charakteryzują się bardzo małymi rozmiarami (odpowiednio $1.8 \mu\text{m} \times 2.2 \mu\text{m}$ oraz $1.3 \mu\text{m} \times 2.7 \mu\text{m}$) i jednocześnie szerokimi pasmami konwersji (odpowiednio $\Delta\lambda = 335 \text{ nm}$ i 407 nm przy poziomie przesłuchu –10 dB). Wytworzenie takich struktur wymaga jednak bardzo zaawansowanej technologii.

Do projektowania siatek LPG o zadanych charakterystykach transmisyjnych opisywanych w literaturze, stosuje się zazwyczaj metodę odwrotnego rozpraszania [91,92] lub bezpośredniej optymalizacji [93–99]. W pierwszym przypadku profil siatki wyznaczany jest bezpośrednio na podstawie oczekiwanego widma transmisji. Natomiast w drugim podejściu minimalizowana jest różnica pomiędzy obliczoną, a zadaną charakterystyką,

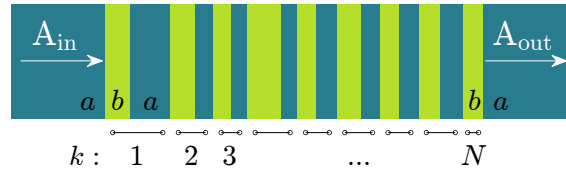
poprzez modyfikację zbioru geometrycznych parametrów światłowodu lub falowodu, z wykorzystaniem różnych metod optymalizacji, takich jak algorytmy genetyczne [93], programowanie ewolucyjne [94,95], optymalizacja oparta na wariacyjnym mnożniku Lagrange'a [96,97] oraz algorytm roju cząstek [98,99]. Warto zauważyć, że wszystkie te metody opierają się na teorii modów sprzężonych, zakładającej słabe sprzężenie. Zaletą siatek LPG pracujących w reżimie słabego sprzężenia są niskie straty przejścia, jednak odbywa się to kosztem znacznego zwiększenia długości struktury, gdyż do uzyskania pożądanej charakterystyki zwykle wymaganych jest kilkadziesiąt okresów siatki.

Liczba segmentów siatki niezbędna do pełnego transferu mocy między konwertowanymi modami w przypadku siatki jednorodnej jest odwrotnie proporcjonalna do siły sprzężenia. Można więc oczekiwać, że poprzez zwiększenie siły sprzężenia oraz odpowiedni dobór długości segmentów, pożądane charakterystyki transmisyjne mogą zostać osiągnięte przy znacznie mniejszej liczbie okresów siatki. W ramach rozprawy, do modelowania binarnych, niejednorodnych siatek o silnym sprzężeniu zastosowano metodę macierzy przejścia zaproponowaną w [100], umożliwiającą analizę także w przypadku propagacji wielomodowej. Wykorzystując ten formalizm, przeanalizowano siatki LPG wytwarzane w falowodach paskowych wykonanych z $\text{TiO}_2:\text{SiO}_2$ i zatopionych w SiO_2 , w których długość każdego segmentu siatki oraz siła sprzężenia na granicy między kolejnymi segmentami mogą być kontrolowane podczas procesu technologicznego, np. poprzez zmianę geometrii lub poprzeczne przesunięcie. Charakterystyki transmisyjne takich siatek dla każdego z przestrzennych modów wejściowych wyrażane są jako funkcje parametrów strukturalnych (długości wszystkich segmentów i sił sprzężenia na wszystkich złączach), a poszukiwanie optymalnej struktury siatki sprowadza się do rozwiązania czysto numerycznego problemu optymalizacyjnego. Jako funkcję celu stosowano odchylenie standardowe obliczonych charakterystyk transmisyjnych względem zadanych charakterystyk docelowych dla wybranych modów przestrzennych. Optymalizację przeprowadzano sukcesywnie, zwiększając liczbę segmentów siatki, aż do osiągnięcia charakterystyk zgodnych z założeniami, z satysfakcjonującą dokładnością. Uzyskana w ten sposób siatka spełnia zadane charakterystyki transmisyjne przy możliwie najmniejszej liczbie elementów strukturalnych.

4.3 Metoda symulacji binarnych siatek długookresowych

4.3.1 Metoda macierzy przejścia

Do obliczeń charakterystyk transmisyjnych kilkumodowej, niejednorodnej falowodowej siatki binarnej zastosowano metodę macierzy przejścia (ang. *transfer matrix method*), w której propagujące się pole jest reprezentowane jako superpozycja lokalnych modów własnych falowodu [100]. Ogólna struktura siatki składającej się z N segmentów jest pokazana na rys. 4.3. Wszystkie segmenty, z wyjątkiem ostatniego, są złożone z falowodów typu a i b . Ostatni segment siatki składa się jedynie z falowodu typu b , ponieważ falowody doprowadzające i odprowadzające światło są typu a . W ogólnym przypadku, geometria i długość falowodów typu a i b w każdym segmencie niejednorodnej siatki może być inna, co komplikuje proces wykonania takiej struktury. Aby zminimalizować trudności technologiczne związane z wykonaniem niejednorodnych siatek, dalsze rozważania, bez utraty ogólności, będą ograniczone do struktur, w których falowód



Rysunek 4.3. Ogólna struktura niejednorodnej binarnej siatki długookresowej złożonej z N segmentów. Wszystkie segmenty, z wyjątkiem ostatniego, składają się z niespertubowanego falowodu typu a (kolor ciemnozielony) i spertubowanego falowodu typu b (kolor jasnozielony).

typu a ma taką samą geometrię we wszystkich segmentach siatki (ale może mieć różną długość), podczas gdy falowód typu b jest spertubowaną wersją falowodu typu a . Perturbacja falowodu b może przybierać formę przesunięcia poprzecznego lub niewielkiej modyfikacji geometrii i zmieniać się z segmentu na segment, co powoduje zmianę współczynników sprzężenia pomiędzy propagującymi się modami rdzeniowymi na kolejnych złączach. Zakładając, że oba falowody prowadzą M modów przestrzennych i zanedbując odbicia wsteczne oraz sprzężenia do modów płaszczowych, sprzężanie pomiędzy l -tym modem rdzeniowym propagującym się w falowodzie a i m -tym modem propagującym się w falowodzie b na złączu a/b w k -tym segmencie siatki można wyrazić za pomocą następującej macierzy współczynników sprzężenia o wymiarach $M \times M$:

$$Cba^{(k)} = [Cba_{ml}^{(k)}], \quad (4.11)$$

gdzie

$$Cba_{ml}^{(k)} = \frac{1}{2} \int \left[\mathbf{E}a_l^{(k)}(x, y) \times \left(\mathbf{H}b_m^{(k)}(x, y) \right)^* + \left(\mathbf{E}b_m^{(k)}(x, y) \right)^* \times \mathbf{H}a_l^{(k)}(x, y) \right] \cdot \mathbf{z} dx dy, \quad (4.12)$$

a $\mathbf{E}a_l^{(k)}$, $\mathbf{H}a_l^{(k)}$ i $\mathbf{E}b_m^{(k)}$, $\mathbf{H}b_m^{(k)}$ reprezentują rozkłady natężenia pola elektrycznego i magnetycznego, odpowiednio w l -tym modzie falowodu a i m -tym modzie falowodu b , oba niosące moc znormalizowaną do jedności ($l, m = 1$ odpowiada podstawowemu modowi rdzeniowemu TE₀, zgodnie z uproszczoną konwencją oznaczania modów za pomocą jednej liczby modowej), a $\mathbf{z}$ jest wektorem jednostkowym w kierunku propagacji. Zauważmy, że współczynnik sprzężenia pomiędzy m -tym rdzeniowym propagującym się w falowodzie b i l -tym modem propagującym się w falowodzie a na złączu b/a w k -tym segmencie można wyrazić za pomocą wzoru:

$$Cab_{lm}^{(k)} = \frac{1}{2} \int \left[\mathbf{E}b_m^{(k)}(x, y) \times \left(\mathbf{H}a_l^{(k)}(x, y) \right)^* + \left(\mathbf{E}a_l^{(k)}(x, y) \right)^* \times \mathbf{H}b_m^{(k)}(x, y) \right] \cdot \mathbf{z} dx dy. \quad (4.13)$$

Porównanie wzorów (4.12) i (4.13) prowadzi do wniosku, że macierze sprzężenia na złączu a/b i b/a w danym segmencie siatki są ze sobą powiązane przez sprzężenie hermitowskie:

$$Cab^{(k)} = \left(Cba^{(k)} \right)^\dagger. \quad (4.14)$$

Rozkład pola na wejściu i wyjściu siatki można wyrazić jako sumę ważoną znormalizowanych modów falowodu (niosących moc równą jedności) o współczynnikach wagowych wyrażonych przez wektor kolumnowy $\mathbf{A}^{\text{in}} = [a_m^{\text{in}}]$ i $\mathbf{A}^{\text{out}} = [a_m^{\text{out}}]$, gdzie $|a_m|^2$ reprezentuje moc względną niesioną przez m -ty mod. Dla siatki złożonej z N falowodów typu b

i $N-1$ typu a (rys. 4.3), wektory reprezentujące pola wejściowe i wyjściowe są powiązane ze sobą przez następującą formułę macierzową:

$$\mathbf{A}^{\text{out}} = \mathbf{C} \mathbf{a} \mathbf{b}^{(N)} \mathbf{P} \mathbf{b}^{(N)} \mathbf{C} \mathbf{b} \mathbf{a}^{(N)} \prod_{k=1}^{N-1} \left[\mathbf{P} \mathbf{a}^{(k)} \mathbf{C} \mathbf{a} \mathbf{b}^{(k)} \mathbf{P} \mathbf{b}^{(k)} \mathbf{C} \mathbf{b} \mathbf{a}^{(k)} \right] \mathbf{A}^{\text{in}}, \quad (4.15)$$

gdzie $\mathbf{P} \mathbf{a}^{(k)}$ i $\mathbf{P} \mathbf{b}^{(k)}$ reprezentują macierze propagacji dla falowodów typu a i b w k -tym segmencie siatki. Macierze propagacji są diagonalne, o niezerowych elementach przekątniowych reprezentujących amplitudowe współczynniki transmisji każdego z modów na całej długości segmentu, które wyrażają się w następujący sposób:

$$\begin{aligned} \left[\mathbf{P} \mathbf{a}^{(k)} \right]_{mm} &= \exp \left(-j \beta a_m^{(k)} L a^{(k)} \right) \exp \left(-\alpha a_m^{(k)} L a^{(k)} \right), \\ \left[\mathbf{P} \mathbf{b}^{(k)} \right]_{mm} &= \exp \left(-j \beta b_m^{(k)} L b^{(k)} \right) \exp \left(-\alpha b_m^{(k)} L b^{(k)} \right). \end{aligned} \quad (4.16)$$

W powyższych wzorach $\beta a_m^{(k)}$, $\beta b_m^{(k)}$ i $\alpha a_m^{(k)}$, $\alpha b_m^{(k)}$ oznaczają odpowiednio części rzeczywiste i urojone zespolonej stałej propagacji $\tilde{\beta} = \beta - j\alpha$ dla modów przestrzennych o indeksie m propagujących w falowodach typu a i b w k -tym segmencie siatki, podczas gdy $L a^{(k)}$, $L b^{(k)}$ oznaczają długości odpowiednich falowodów w k -tym segmencie. W symulacjach zakładamy, że materiały stosowane do wytwarzania siatek są bezstratne. Zatem jedynym powodem zaniku amplitudy na drodze propagacji, reprezentowanym przez współczynniki $\alpha a_m^{(k)}$, $\alpha b_m^{(k)}$, są straty falowodowe spowodowane wyciekaniem modu poza obszar rdzenia. Ten efekt jest szczególnie widoczny w zakresie spektralnym w pobliżu odcięcia danego modu i manifestuje się znacznym wzrostem strat falowodowych γ określonych wzorem (2.12). Proponowana macierzowa reprezentacja siatki binarnej uwzględnia straty dla każdego modu i umożliwia optymalizację struktury siatki wielomodowej, z uwzględnieniem modów przestrzennych bliskich odcięciu. Parametry transmisyjne siatki dla każdego z pobudzonych modów określa natężeniowy współczynnik transmisji zdefiniowany jako stosunek mocy na wyjściu siatki w modzie początkowo pobudzonym do wejściowej mocy tego modu:

$$T_{ll}(\lambda) = \frac{|a_l^{\text{out}}(\lambda)|^2}{|a_l^{\text{in}}(\lambda)|^2}, \quad (4.17)$$

gdzie λ oznacza długość fali. Na skutek perturbacji geometrii lub położenia falowodu b względem a zachodzi sprzężanie mocy między różnymi modami na każdym połączeniu tych falowodów. W konsekwencji, selektywnie pobudzony mod o numerze l na wejściu siatki odspręga się do innych prowadzonych modów, dzięki czemu w ogólnym przypadku można zaobserwować moc w każdym z tych modów na wyjściu siatki. Ten efekt jest najczęściej nazywany sprzężeniem skrośnym. Ilościowo, sprzężenie mocy z pobudzonego na wejściu siatki modu o numerze l do modu o numerze m na jej wyjściu określa współczynnik sprzężenia skrośnego (T_{ml}) wyznaczony w następujący sposób:

$$T_{ml}(\lambda) = \frac{|a_m^{\text{out}}(\lambda)|^2}{|a_l^{\text{in}}(\lambda)|^2}, \quad (l \neq m). \quad (4.18)$$

Właściwości sprzęgające i transmisyjne siatki są zatem w pełni opisane przy pomocy tak zdefiniowanych współczynników T_{ll} oraz T_{ml} , które zależą od długości falowodów a

i b w każdym segmencie $(La^{(1)}, \dots, La^{(N-1)}, Lb^{(1)}, \dots, Lb^{(N)})$ oraz wielkości perturbacji $s^{(k)}$ falowodu b względem falowodu a determinującej macierze sprzężenia w każdym segmencie siatki $\mathbf{Cab}^{(1)}(s^{(1)}), \dots, \mathbf{Cab}^{(N)}(s^{(N)})$.

4.3.2 Sformułowanie problemu optymalizacyjnego

W proponowanym podejściu, zaprojektowanie siatki binarnej o wymaganych charakterystykach transmisyjnych i sprzęgających dla poszczególnych modów jest równoważne rozwiązaniu czysto numerycznego problemu optymalizacyjnego. Polega on na znalezieniu parametrów strukturalnych siatki, które minimalizują funkcję celu wyrażoną w postaci odchylenia standardowego obliczonych charakterystyk transmisyjnych i sprzęgających względem docelowych funkcji T_{ll} oraz T_{ml} , predefiniowanych dla modu wejściowego o l -tym numerze:

$$F_l(La^{(1)}, \dots, La^{(N-1)}, Lb^{(1)}, \dots, Lb^{(N)}, s^{(1)}, \dots, s^{(N)}) = \sum_{m=1}^M q_{ml} \left[\frac{1}{P} \sum_{p=1}^P [T_{ml}(\lambda_p) - T_{ml}^{\text{target}}(\lambda_p)]^2 \right]^{1/2}, \quad (4.19)$$

gdzie q_{ml} reprezentuje współczynniki wagowe określające preferencje dla określonej charakterystyki siatki, $s^{(k)}$ oznacza wielkość perturbacji w k -tym segmencie, a P definiuje gęstość próbkowania spektralnego.

Na przykład, aby uzyskać parametry siatki wytworzonej w falowodzie prowadzącym 3 mody przestrzenne (TE₀, TE₁, TE₂), która zapewnia efektywną konwersję z modu wejściowego TE₀ ($l = 1$) do modu TE₁ ($m = 2$) i jednocześnie minimalizuje sprzężenie skośne do modu TE₂ ($m = 3$), parametry funkcji celu określonej równaniem (4.19), w projektowanym zakresie spektralnym, powinny być ustalone w następujący sposób:

$$T_{11}^{\text{target}}(\lambda) = 0, T_{21}^{\text{target}}(\lambda) = 1, T_{31}^{\text{target}}(\lambda) = 0, \text{ oraz } q_{11} = q_{31} = 1, q_{21} = 0.1, \quad (4.20)$$

co ostatecznie prowadzi do:

$$F_l(La^{(1)}, \dots, La^{(N-1)}, Lb^{(1)}, \dots, Lb^{(N)}, s^{(1)}, \dots, s^{(N)}) = \left[\frac{1}{P} \sum_{p=1}^P [T_{11}(\lambda_p)]^2 \right]^{1/2} + 0.1 \left[\frac{1}{P} \sum_{p=1}^P [1 - T_{21}(\lambda_p)]^2 \right]^{1/2} + \left[\frac{1}{P} \sum_{p=1}^P [T_{31}(\lambda_p)]^2 \right]^{1/2}. \quad (4.21)$$

Taka postać funkcji celu minimalizuje moc na wyjściu siatki w modzie TE₀ i TE₂, i jednocześnie zapewnia możliwie największy współczynnik sprzężenia do modu docelowego (TE₁).

Konieczność uwzględnienia w procesie optymalizacji drugiego składnika funkcji celu danego wzorem:

$$q_{21} \left[\frac{1}{P} \sum_{p=1}^P [1 - T_{21}(\lambda_p)]^2 \right]^{1/2} \quad (4.22)$$

wynika z faktu, iż w przypadku trzymodowych falowodów, mod najwyższego rzędu (TE₂) charakteryzuje się zwiększoną tłumiennością w pobliżu długości fali odcięcia. Zatem

minimalizacja mocy na wyjściu siatki w modach TE_0 i TE_2 nie powoduje automatycznie maksymalizacji mocy sprzęganej do modu TE_1 . Również w przypadku siatek zbudowanych z falowodów dwumodowych, w których możliwa jest modyfikacja całkowitych strat w procesie optymalizacji (poprzez zmianę siły sprzężenia na poszczególnych złączach), minimalizacja mocy na wyjściu siatki w modzie TE_0 nie musi skutkować maksymalizacją mocy sprzęganej do modu TE_1 , gdyż większa część mocy może być tracona w wyniku minimalizacji mocy w modzie TE_0 . Aby wyeliminować ten problem, przy konstruowaniu funkcji celu należy uwzględnić wyrażenie dane wzorem (4.22), które odpowiada za maksymalizację sprzężenia do modu TE_1 . Ponieważ w pobliżu minimalnej wartości funkcji celu, pierwszy i trzeci wyraz we wzorze (4.21) osiąga zwykle wartości o rząd mniejsze niż wyraz drugi, wartość współczynnika q_{21} podczas optymalizacji konwertera ustalano zwykle na 0.1, gdyż wtedy zapewnia on podobny wkład do funkcji celu wszystkich trzech wyrażeń pojawiających się we wzorze (4.21). Praktyczny wpływ wartości tego współczynnika na rezultaty optymalizacji konwerterów dwumodowych jest zilustrowany przykładowymi wynikami przedstawionymi w podrozdziale 4.4.3.

W szczególnym przypadku, kiedy projektowany jest konwerter modów w falowodzie dwumodowym (prowadzącym tylko mody TE_0 i TE_1) i dodatkowo w procesie optymalizacji zmieniane są tylko długości segmentów, a współczynniki sprzężenia na poszczególnych złączach pozostają niezmienione, w procedurze optymalizacyjnej można stosować jedynie pierwszy człon funkcji celu:

$$F_l(La^{(1)}, \dots, La^{(N-1)}, Lb^{(1)}, \dots, Lb^{(N)}, s^{(1)}, \dots, s^{(N)}) = \left[\frac{1}{P} \sum_{p=1}^P [T_{11}(\lambda_p)]^2 \right]^{1/2}. \quad (4.23)$$

Dla dwumodowego konwertera parametry falowodów tworzących siatkę są tak dobrane, aby żaden z modów nie był odcinany w analizowanym zakresie spektralnym. Ponadto, ze względu na stałe współczynniki sprzężenia na poszczególnych złączach, całkowite straty mocy w układzie pozostają stałe w trakcie optymalizacji. W takim przypadku, minimalizacja mocy na wyjściu siatki dla modu początkowo pobudzonego TE_0 (wzór 4.23) jest równoważna maksymalizacji mocy sprzęganej do modu TE_1 . Ta równoważność nie jest zachowana, gdy falowody tworzące siatkę są trzymodowe lub gdy w strukturze dwumodowej w procesie optymalizacji modyfikowane są współczynniki sprzężenia, a zatem również całkowite straty układu.

W ogólności, podczas procedury optymalizacji mogą być zmieniane wszystkie parametry siatki, tj., długości falowodów a i b ($La^{(1)}, \dots, La^{(N-1)}, Lb^{(1)}, \dots, Lb^{(N)}$) oraz wielkość perturbacji ($s^{(1)}, \dots, s^{(N)}$) w każdym segmencie. Pod względem technologicznym modyfikacja długości falowodu $La^{(k)}$ i $Lb^{(k)}$ w każdym segmencie siatki jest relatywnie łatwa. Natomiast zmiana siły sprzężenia determinującej macierz $\mathbf{Cab}^{(k)}$ wymaga indywidualnego dobierania wielkości perturbacji $s^{(k)}$ w każdym segmencie, co technologicznie jest trudniejsze do realizacji, ale także możliwe. W szczególności siła sprzężenia może być kontrolowana poprzez zmianę bocznego przesunięcia, wysokości, szerokości lub kształtu przekroju falowodu typu b względem niespertubowanego falowodu typu a .

4.3.3 Procedura optymalizacyjna

W literaturze można znaleźć metody wykorzystywane do projektowania siatek długookresowych z predefiniowaną charakterystyką transmitancji bazujące na różnych

podejściach optymalizacyjnych, zaliczanych do metod pośrednich [91,92] lub bezpośrednich [93–99]. Metoda pośrednia polega na analitycznym skonstruowaniu warunku optymalnego rozwiązania, które następnie jest rozwiązywane numerycznie. Przykładem takiego podejścia jest metoda rozpraszania odwrotnego (ang. *inverse scattering method*), która umożliwia znalezienie struktury siatki na podstawie docelowej charakterystyki transmisyjnej obliczanej z wykorzystaniem teorii modów sprzężonych [91,92]. Natomiast w metodach bezpośrednich wyznacza się strukturę siatki poprzez rozwiązanie numerycznego problemu optymalizacyjnego, poszukując w kolejnych iteracjach parametrów siatki coraz lepiej przybliżających optymalny wynik. Polega to na minimalizowaniu różnicy pomiędzy docelową charakterystyką transmisyjną (opisaną za pomocą funkcji celu), a charakterystyką obliczaną w kolejnych krokach dla odpowiednio modyfikowanych parametrów strukturalnych siatki. Popularnymi przykładami metod bezpośrednich są algorytmy populacyjne (ang. *evolutionary algorithms*, EA), metoda roju cząstek (ang. *particle swarm optimization*, PSO) i metoda optymalizacji mnożnikami Lagrange’a (ang. *Lagrange multipliers*). Algorytmy populacyjne, np., algorytmy genetyczne (ang. *genetic algorithms*, GA) [93] i programowanie ewolucyjne (ang. *evolutionary programming*, EP) [94,95], wykorzystują procedury optymalizacji populacji, w których pierwsza populacja rozwiązań jest generowana losowo, a każda kolejna powstaje poprzez połączenie różnych cech poprzedniej, wyznaczanych na podstawie wartości funkcji celu. Metoda roju cząstek szuka minimum funkcji celu, wyznaczając początkowe rozwiązania (cząstki) w sposób losowy, a przy kolejnych iteracjach ruch tych cząstek jest zależny od lokalnego minimum funkcji celu danej cząstki i globalnego minimum całego roju [98,99]. Metoda optymalizacji mnożnikami Lagrange’a minimalizuje funkcję celu poprzez zerowanie lagranżjanu, co sprowadza się do rozwiązania układu równań, którego wynik pozwala określić wartość minimalną tej funkcji [96,97].

Procedura stosowana do optymalizacji konwerterów modowych analizowanych w ramach niniejszej rozprawy bazowała na metodzie bezpośredniej znanej pod nazwą „multistart”, dostępnej w bibliotece MATLABa. W pierwszym kroku optymalizacji zostaje zdefiniowana początkowa liczba segmentów siatki N , charakterystyka docelowa $T_{ml}^{target}(\lambda)$, funkcja celu F_l , wyrażona za pomocą wzoru (4.19) oraz kryterium na największą dopuszczalną wartość (wartość progową) funkcji celu F_{thr} . Następnie, algorytm generuje losowy zestaw punktów startowych o jednorodnej dystrybucji w ramach ustalonej dziedziny każdego ze strukturalnych parametrów siatki, tj., długości segmentów a , b oraz wielkości perturbacji s . W drugim kroku uruchamiane są lokalne solwery, które poszukują lokalnego minimum funkcji celu w zadanym zakresie spektralnym w sposób równoległy i niezależny dla każdego punktu startowego. Po czym zwracany jest najlepszy kandydat na minimum globalne z określonego zestawu lokalnych minimum. Procedura poszukiwania globalnego minimum jest powtarzana w pętli, w której przy każdej iteracji losowany jest nowy niezależny zestaw punktów startowych. Dopóki wartość minimum globalnego funkcji celu wyznaczonego w kolejnych iteracjach nie ustabilizuje się, ustalana jest nowa wartość progowa F_{thr} równa najmniejszej uzyskanej dotąd wartości globalnego minimum.

Rozwiązanie znalezione w ten sposób jest wektorem złożonym z niezależnych parametrów siatki, tj., długości każdego z segmentów ($La^{(k)}$ i $Lb^{(k)}$) i wielkości perturbacji $s^{(k)}$ określającej elementy macierzy sprzężeń w kolejnych segmentach. Jeśli zestaw optymalnych parametrów dla początkowej liczby segmentów siatki N nie zapew-

nia osiągnięcia charakterystyki docelowej z akceptowalnym odchyleniem, procedura optymalizacyjna jest powtarzana kolejno dla stopniowo zwiększonej liczby N do czasu, aż charakterystyka docelowa zostanie osiągnięta z odpowiednią dokładnością. Należy zwrócić uwagę, że znaleziona w ten sposób struktura siatki jest optymalna, ponieważ charakterystyka docelowa jest osiągnięta z wymaganą dokładnością z wykorzystaniem możliwie najmniejszej liczby elementów siatki N .

4.4 Optymalizacja konwerterów wykorzystujących siatki z bocznym przesunięciem

Efektywność zaproponowanego podejścia została zweryfikowana na przykładzie konwerterów TE_0/TE_1 w dwóch krokach. W pierwszym kroku w trakcie optymalizacji uzgłędniono jedynie sprzężenia pomiędzy tymi dwoma modami. Natomiast w drugim kroku uwzględniono sprzężenia pomiędzy wszystkimi prowadzonymi modami przestrzennymi. Ograniczenie analizy sprzężeń międzymodowych tylko do modów TE_0 ($l = 1$) i TE_1 ($m = 2$) jest w pełni uzasadnione i poprawne w zakresie dwumodowości falowodów budujących siatkę, tzn. w zakresie spektralnym powyżej długości fali odcięcia modu TE_2 . W zakresie wielomodowym wyniki takiej analizy są przybliżone, niemniej jednak wciąż pozwalają zidentyfikować pewne ogólne tendencje obserwowane także w procesie optymalizacji struktur, w których propaguje się więcej modów przestrzennych, co jest szczegółowo dyskutowane w podrozdziale 4.4.5. Ponadto, dla struktur dwumodowych, analiza wpływu parametrów strukturalnych siatki, takich jak liczba segmentów, siła sprzężenia, czy zakres spektralny konwersji, na wynikowe charakterystyki konwertera jest znacząco uproszczona. Wiąże się to przede wszystkim z faktem, iż macierzowy opis wielomodowej siatki binarnej, przedstawiony w podrozdziale 4.3.1, redukuje się dla siatki wykonanej w falowodzie dwumodowym do mnożenia dwuwymiarowych macierzy obrotu, co jest szczegółowo dyskutowane w następnym podrozdziale.

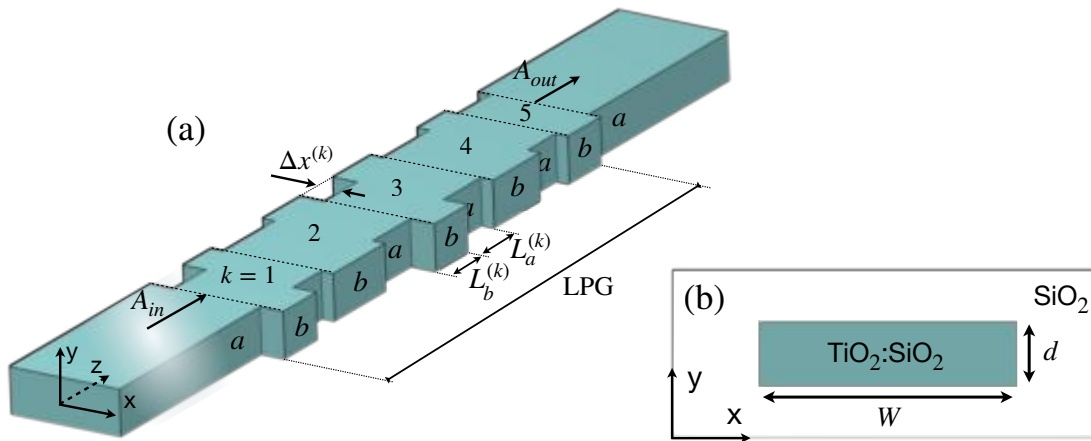
Jakość zoptymalizowanych konwerterów jest ilościowo charakteryzowana za pomocą współczynników transmisji $T_{ll}(\lambda)$ oraz sprzężeń skośnych $T_{ml}(\lambda)$ wyznaczonych dla wszystkich modów zgodnie ze wzorami (4.17) i (4.18) i wyrażonych w procentach lub decybelach. Dla wielomodowych konwerterów często stosuje się także bardziej uniwersalne parametry powiązane z $T_{ml}(\lambda)$, takie jak wydajność konwersji (ang. conversion efficiency, CE), przesłuchy międzymodowe (ang. crosstalk, CT) i straty nadmiarowe (ang. excess loss, EL), które dla wielomodowego konwertera TE_0/TE_1 są zdefiniowane w następujący sposób:

$$CE = T_{21}(\lambda) [\%], \quad CT = 10 \log \sum_{m \neq 2} T_{m1}(\lambda) [\text{dB}], \quad EL = -10 \log \sum_m T_{m1}(\lambda) [\text{dB}], \quad (4.24)$$

a w przypadku konwerterów dwumodowych upraszczają się do następującej postaci:

$$CE = T_{21}(\lambda) [\%], \quad CT = 10 \log(T_{11}), \quad EL = -10 \log[T_{11}(\lambda) + T_{21}(\lambda)] [\text{dB}]. \quad (4.25)$$

Na rys. 4.4 pokazano strukturę siatki złożonej z N segmentów, która po zoptymalizowaniu zapewnia wydajną konwersję między modami TE_0/TE_1 . Na drodze symulacji

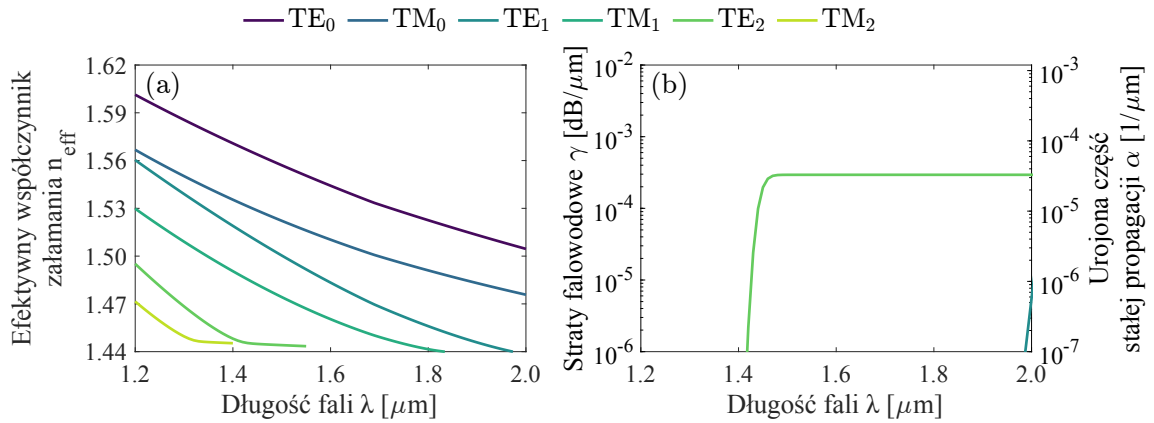


Rysunek 4.4. Struktura niejednorodnej binarnej siatki długookresowej z perturbacją pomiędzy kolejnymi falowodami w postaci bocznego przesunięcia $\Delta x^{(k)}$ (a) i przekrój poprzeczny składowych falowodów zagrzebanych (b).

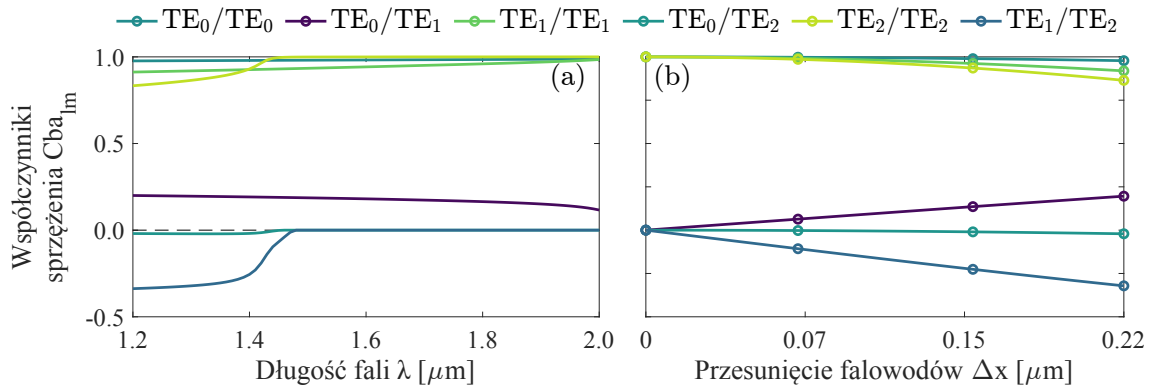
numerycznych analizowano struktury wykonane z falowodu zagrzebanego (ang. *buried channel waveguide*) z materiałów $TiO_2:SiO_2$ (rdzeń) i SiO_2 (płaszcz) o średnim kontraście współczynnika załamania. Wszystkie segmenty, z wyjątkiem ostatniego, składają się z dwóch falowodów a i b o tych samych wymiarach ($W = 2.5 \mu m$, $d = 0.42 \mu m$) i różnych długościach $L_a^{(k)}$, $L_b^{(k)}$, gdzie k oznacza numer segmentu siatki. Ostatni segment składa się tylko z falowodu b , gdyż falowód odprowadzający światło jest typu a . Perturbacja falowodu typu b polegała na jego bocznym przesunięciu względem falowodu a na odległość $\Delta x^{(k)}$, która w ogólności może być różna dla każdego segmentu. Maksymalna wartość przesunięcia została ustalona arbitralnie na $\Delta x_{max} = 0.22 \mu m$, aby ograniczyć straty nadmiarowe konwertera EL.

Na rys. 4.5 została pokazana zależność efektywnych współczynników załamania od długości fali $n_{eff}(\lambda)$ oraz straty falowodowe γ obliczone przy użyciu rozpraszających warunków brzegowych (ang. *scattering boundary conditions*, SBC) i metody elementów skończonych (ang. *finite element method*, FEM) dla 6 modów przestrzennych propagujących się w zakresie spektralnym od 1.2 do 2.0 μm . W obliczeniach uwzględniono dyspersję chromatyczną obu materiałów ($TiO_2:SiO_2$ w rdzeniu i SiO_2 w płaszczu) na podstawie danych eksperymentalnych dostępnych w literaturze [45,46]. Wybrane wymiary falowodu zapewniają prowadzenie trzech modów TE (TE_0 , TE_1 i TE_2) i trzech modów TM (TM_0 , TM_1 i TM_2) w analizowanym zakresie spektralnym. Ponieważ oba falowody a i b mają symetrię dwupłaszczyznową, współczynniki sprzężenia skrośnego dla dowolnej kombinacji modów TE i TM są zanedbywalnie małe (poniżej 10^{-6}). Z tego powodu można ograniczyć analizę propagacyjną tylko do modów TE, co w przypadku uwzględniania wszystkich oddziałujących modów (TE_0 , TE_1 i TE_2) redukuje wymiarowość macierzy sprzężenia $\mathbf{Cba}^{(k)}$ do 3×3 . W przybliżonej analizie, w której uwzględniane są sprzężenia tylko między dwoma modami (TE_0 i TE_1), macierz $\mathbf{Cba}^{(k)}$ ma wymiar 2×2 .

Na rys. 4.6 pokazano obliczone współczynniki sprzężeń prostych i skrośnych dla wszystkich kombinacji modów TE_0 , TE_1 i TE_2 w funkcji długości fali λ dla $\Delta x_{max} =$



Rysunek 4.5. Charakterystyki propagacyjne falowodu zagrzebanego o wymiarach $(2.5 \times 0.42 \mu\text{m})$ wykonanego z $\text{TiO}_2:\text{SiO}_2/\text{SiO}_2$, które używano do zaprojektowania konwertera modów TE_0/TE_1 z bocznym przesunięciem: zależność efektywnych współczynników załamania od długości fali $n_{\text{eff}}(\lambda)$ dla wszystkich modów przestrzennych (a), straty falowodowe γ i urojona część stałej propagacji α tylko dla modów TE uwzględnianych w analizie propagacyjnej (b).



Rysunek 4.6. Współczynniki sprzężeń prostych i skośnych dla wszystkich kombinacji modów TE_0 , TE_1 i TE_2 w funkcji długości fali dla maksymalnego przesunięcia bocznego falowodów $\Delta x_{\text{max}} = 0.22 \mu\text{m}$ (a) i w funkcji bocznego przesunięcia Δx dla długości fali równej $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ (b). Obliczenia przeprowadzono dla falowodu o tej samej geometrii jak na rys. 4.5.

$0.22 \mu\text{m}$ i w funkcji bocznego przesunięcia Δx dla $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$. Wszystkie współczynniki sprzężeń skośnych maleją wraz ze wzrostem długości fali z powodu rosnącego pola modu, przy stałej wartości bocznego przesunięcia Δx . Ponadto, wszystkie współczynniki sprzężeń skośnych dla modu TE_2 osiągają wartość zero w pobliżu długości fali odcięcia tego modu około $1.47 \mu\text{m}$. Zależność współczynników sprzężenia od wielkości bocznego przesunięcia falowodów Δx jest w przybliżeniu paraboliczna i jej czteropunktowa aproksymacja dla $\Delta x = 0$, $\Delta x = \Delta x_{\text{max}}/3$, $\Delta x = 2\Delta x_{\text{max}}/3$, $\Delta x = \Delta x_{\text{max}}$, przeprowadzona dla dyskretnego zestawu długości fal, jest wystarczająca, aby z dobrą dokładnością obliczyć ich wartości dla ciągłej zmiany Δx i λ .

Stosując opisaną powyżej aproksymacyjną metodę wyznaczania współczynników macierzy sprzężenia można zoptymalizować strukturę konwerterów, w których propa-

guje się dwa lub więcej modów przestrzennych, uwzględniając nie tylko zmianę długości poszczególnych segmentów, ale także siłę sprzężenia w każdym segmencie (w rozważanym przypadku wielkości bocznego przesunięcia Δx). W następnych podrozdziałach przedstawiono uproszczony opis siatek zbudowanych z falowodów dwumodowych, testy procedury optymalizacyjnej oraz wyniki optymalizacji konwerterów dwumodowych i wielomodowych.

4.4.1 Uproszczony opis siatek dwumodowych

W przypadku siatek zbudowanych z falowodów dwumodowych macierz sprzężenia o wymiarze 2×2 określona równaniem (4.11) może być przedstawiona jako macierz obrotu $\tilde{\mathbf{Cba}}^{(k)}$ dzięki zastosowaniu odpowiednich przybliżeń. Na wstępie zauważmy, że dla niezbyt silnych sprzężeń elementy diagonalne macierzy sprzężenia w każdym segmencie siatki (tj. współczynniki sprzężeń prostych dla modów TE_0 i TE_1) nie różnią się znacząco dla obu modów i mogą być przybliżone przez ich średnią geometryczną:

$$\tilde{Cba}_{11}^{(k)} = \tilde{Cba}_{22}^{(k)} = \sqrt{Cba_{11}^{(k)} Cba_{22}^{(k)}}. \quad (4.26)$$

Podobne przybliżenie można zastosować dla elementów pozadiagonalnych macierzy sprzężenia, które dla słabych sprzężeń przyjmują niemal takie same wartości, ale różnią się znakiem:

$$|\tilde{Cba}_{12}^{(k)}| = |\tilde{Cba}_{21}^{(k)}| = \sqrt{|Cba_{21}^{(k)} Cba_{12}^{(k)}|}. \quad (4.27)$$

Korzystając z takich przybliżeń, macierz sprzężenia $\mathbf{Cba}^{(k)}$ można wyrazić jako macierz obrotu $\tilde{\mathbf{Cba}}^{(k)}$ pomnożoną przez amplitudowy współczynnik transmisji $t^{(k)}$:

$$\tilde{\mathbf{Cba}}^{(k)} = t^{(k)} \begin{bmatrix} \cos(\Delta\theta^{(k)}) & \sin(\Delta\theta^{(k)}) \\ -\sin(\Delta\theta^{(k)}) & \cos(\Delta\theta^{(k)}) \end{bmatrix}, \quad (4.28)$$

gdzie ekwiwalentny kąt obrotu jest dany przez:

$$\Delta\theta^{(k)} = \arctan \left(\frac{\sqrt{|Cba_{21}^{(k)} Cba_{12}^{(k)}|}}{\sqrt{Cba_{11}^{(k)} Cba_{22}^{(k)}}} \right), \quad (4.29)$$

a amplitudowy współczynnik transmisji związany z niedopasowaniem pól modów własnych na każdym złączu pomiędzy falowodami typu a i b jest określony w następujący sposób:

$$t^{(k)} = \sqrt{Cba_{11}^{(k)} Cba_{22}^{(k)} + |Cba_{21}^{(k)} Cba_{12}^{(k)}|}. \quad (4.30)$$

Warto zauważyć, że wyrażenie $1 - (t^{(k)})^2$ reprezentuje stratę mocy na każdym złączu na skutek niedopasowania modów własnych w falowodach typu a i b .

Wykorzystując przybliżenie macierzą obrotu można łatwo wyprowadzić warunek na maksymalne sprzężenie pomiędzy modami propagującymi się w niejednorodnej siatce binarnej w warunkach rezonansu. Aby zapewnić sprzężenie rezonansowe dla

określonej długości fali, długości falowodów a i b muszą spełnić następujący warunek w każdym segmencie:

$$\exp\left(-j\left(\beta a_1^{(k)} L a^{(k)} - \beta a_2^{(k)} L a^{(k)}\right)\right) = -1 \quad (4.31)$$

oraz

$$\exp\left(-j\left(\beta b_1^{(k)} L b^{(k)} - \beta b_2^{(k)} L b^{(k)}\right)\right) = -1. \quad (4.32)$$

W takim przypadku, przy założeniu, że falowody typu a i b są bezstratne ($\alpha a_m^{(k)} = \alpha b_m^{(k)} = 0$ dla $m = 1, 2$), macierze propagacji $\mathbf{P}\mathbf{a}^{(k)}$ i $\mathbf{P}\mathbf{b}^{(k)}$ dla każdego segmentu siatki są identyczne i przyjmują postać:

$$\mathbf{P}\mathbf{a}^{(k)} = \mathbf{P}\mathbf{b}^{(k)} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}. \quad (4.33)$$

Po przemnożeniu powyższych macierzy propagacji i macierzy sprzężeń danych wzorem (4.28), uzyskujemy wypadkową, amplitudową macierz transmisji dla dwumodowej niejednorodnej siatki binarnej w warunkach rezonansu (tzn., gdy spełnione jest równanie (4.32)):

$$\mathbf{t}(\lambda_{\text{res}}) = \left(\prod_{k=1}^N \left[Cba_{11}^{(k)} Cba_{22}^{(k)} + \left| Cba_{21}^{(k)} Cba_{12}^{(k)} \right| \right] \right) \begin{bmatrix} \cos\left(\sum_{k=1}^N 2\Delta\theta^{(k)}\right) & \sin\left(\sum_{k=1}^N 2\Delta\theta^{(k)}\right) \\ -\sin\left(\sum_{k=1}^N 2\Delta\theta^{(k)}\right) & \cos\left(\sum_{k=1}^N 2\Delta\theta^{(k)}\right) \end{bmatrix}. \quad (4.34)$$

Na podstawie powyższego wzoru można wnioskować, że maksymalna konwersja pomiędzy modami TE_0 i TE_1 w warunkach rezonansu zachodzi, gdy całkowity kąt obrotu $\Delta\theta_c$ na końcu siatki jest równy $\pi/2$:

$$\Delta\theta_c = \sum_{k=1}^N 2\Delta\theta^{(k)} = \pi/2. \quad (4.35)$$

Maksymalna natężeniowa wydajność konwersji η_{max} w warunkach rezonansu jest ograniczona przez całkowite straty mocy przy sprzęganiu się modów na kolejnych złączach i w ogólnym przypadku można ją wyrazić następująco:

$$\eta_{\text{max}} = \prod_{k=1}^N \left(t^{(k)} \right)^4 = \prod_{k=1}^N \left[Cba_{11}^{(k)} Cba_{22}^{(k)} + \left| Cba_{21}^{(k)} Cba_{12}^{(k)} \right| \right]^2. \quad (4.36)$$

W przypadku siatki o identycznych współczynnikach sprzężenia na każdym złączy, powyższy wzór przyjmuje postać:

$$\eta_{\text{max}} = t^{4N} = [Cba_{11} Cba_{22} + |Cba_{21} Cba_{12}|]^{2N}. \quad (4.37)$$

Jak zostanie pokazane w podrozdziałach 4.4.2 i 4.5, maksymalny współczynnik konwersji uzyskiwany w warunkach rezonansu zależy od sposobu perturbacji falowodu b względem a i jest dobrym wskaźnikiem przydatności danej siatki do uzyskania niskostratnej szerokopasmowej konwersji międzymodowej.

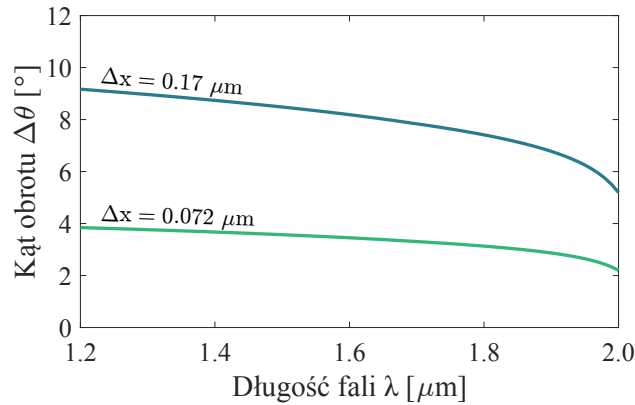
4.4.2 Porównanie parametrów siatki dwumodowej obliczonych w przybliżony i dokładny sposób

W tym podrozdziale porównano parametry siatki jednorodnej (złożonej z identycznych segmentów pokazanej na rys. 4.4, $W = 2.5 \mu\text{m}$, $d = 0.42 \mu\text{m}$), obliczone z zastosowaniem macierzy sprzężenia wyznaczonej w dokładny sposób na podstawie wzorów (4.11, 4.12) oraz w sposób przybliżony - jako macierzy obrotu - zgodnie z wzorami (4.28 - 4.30). Biorąc pod uwagę fakt, że dokładność przybliżenia macierzą obrotu maleje wraz z siłą sprzężenia, porównania dokonano dla dwóch różnych wartości bocznego przesunięcia falowodu b względem a , wynoszących odpowiednio $\Delta x = 0.072 \mu\text{m}$ i $\Delta x = 0.17 \mu\text{m}$. Na rys. 4.7 pokazano spektralną zależność efektywnego kąta obrotu $\Delta\theta$ wyznaczonego na podstawie wzorów (4.26, 4.27, 4.29) dla obu wartości bocznego przesunięcia Δx . Efektywny kąt obrotu $\Delta\theta$ maleje w funkcji długości fali, podobnie jak obliczone w dokładny sposób współczynniki sprzężenia skrośnego (rys. 4.6).

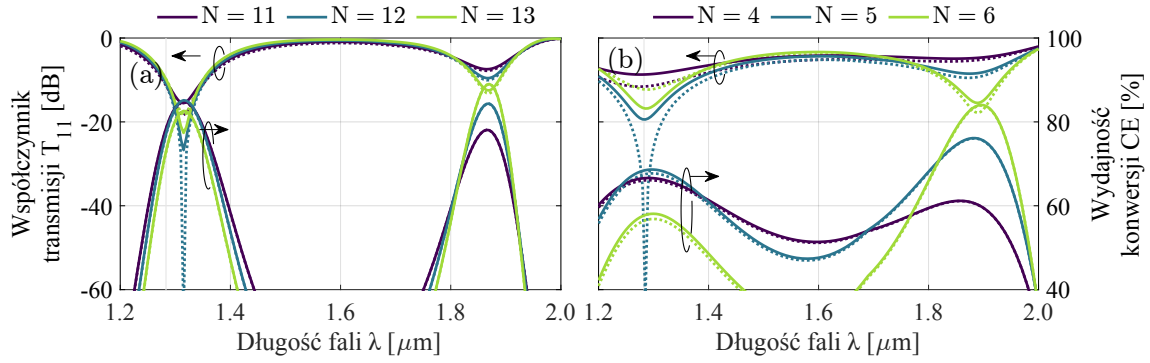
W pierwszym kroku potwierdzono, że zgodnie z przewidywaniami opisu przybliżonego (wzór (4.34)), maksymalne sprzężenie w warunkach rezonansu zachodzi, gdy całkowity efektywny kąt obrotu $\Delta\theta_c = 2N\Delta\theta$ wnoszony przez wszystkie segmenty siatki jest równy $\pi/2$. Ponieważ liczba segmentów siatki N jest dyskretna, do analizy wybrano takie wartości przesunięcia Δx i liczby segmentów N , dla których warunek $2N_{opt}\Delta\theta = \pi/2$ jest spełniony w pobliżu długości fali $1.3 \mu\text{m}$:

1. $\Delta x = 0.072 \mu\text{m}$, $N_{opt} = 12$, $\lambda = 1.316 \mu\text{m}$, $L_a = L_b = L_{a/b}^\pi = 13.878 \mu\text{m}$
2. $\Delta x = 0.17 \mu\text{m}$, $N_{opt} = 5$, $\lambda = 1.283 \mu\text{m}$, $L_a = L_b = L_{a/b}^\pi = 14.062 \mu\text{m}$

Na rysunku 4.8 pokazano parametry transmisyjne siatki, tzn., efektywność konwersji (CE) i współczynnik transmisji T_{11} , obliczone w funkcji długości fali z wykorzystaniem macierzy obrotu i w sposób dokładny dla obu siatek złożonych z optymalnej liczby segmentów N_{opt} oraz $N_{opt} + 1$ i $N_{opt} - 1$. Uzyskane wyniki potwierdzają, że model przybliżony, nawet w przypadku relatywnie silnych sprzężeń ($\Delta x = 0.17 \mu\text{m}$), daje wyniki zgodne z modelem dokładnym. Maksymalne różnice charakterystyk obliczonych dla obu siatek dla N_{opt} , $N_{opt} + 1$ i $N_{opt} - 1$ w dokładny i przybliżony sposób nie przekraczają



Rysunek 4.7. Spektralna zależność efektywnego kąta obrotu $\Delta\theta$ dla różnych bocznych przesunięć falowodu b względem a : $\Delta x = 0.072 \mu\text{m}$ i $\Delta x = 0.17 \mu\text{m}$.

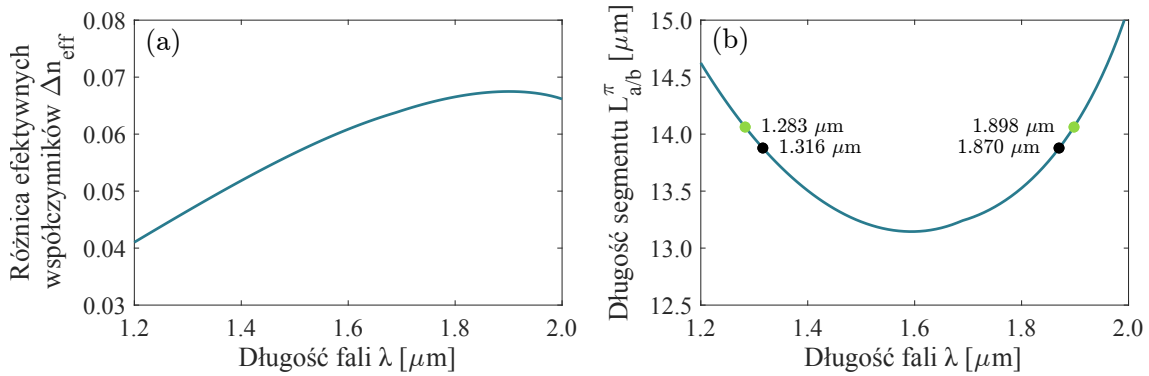


Rysunek 4.8. Porównanie współczynnika transmisji (T_{11}) do modu TE_0 oraz wydajności konwersji (CE) do modu TE_1 obliczonych w funkcji długości fali dla dwumodowego konwertera modów TE_0/TE_1 z wykorzystaniem macierzy obrotu (linia przerywana) i w sposób dokładny (linia ciągła) dla siatek o parametrach $\Delta x = 0.072 \mu\text{m}$, $N_{\text{opt}} = 12$, $\lambda = 1.316 \mu\text{m}$, $La = Lb = L_{a/b}^\pi = 13.878 \mu\text{m}$ (a) i $\Delta x = 0.17 \mu\text{m}$, $N_{\text{opt}} = 5$, $\lambda = 1.283 \mu\text{m}$, $La = Lb = L_{a/b}^\pi = 14.062 \mu\text{m}$ (b), złożonych z optymalnej liczby segmentów N_{opt} oraz $N_{\text{opt}} + 1$ i $N_{\text{opt}} - 1$.

$\Delta\text{CE} = 0.25\%$ dla $\Delta x = 0.072 \mu\text{m}$ i $\Delta\text{CE} = 1.34\%$ dla $\Delta x = 0.17 \mu\text{m}$ w całym analizowanym zakresie spektralnym.

Położenie i efektywność rezonansowych sprzężeń dla optymalnej liczby segmentów N_{opt} , obliczone dwoma metodami również są niemal identyczne. Zmiana liczby segmentów o ± 1 w stosunku do wartości optymalnej powoduje zmniejszenie efektywności konwersji i nieznaczne przesunięcia położenia maksimum konwersji względem rezonansowej długości fali określonej wzorem $\lambda_{\text{rez}}/2 = (n_{\text{eff},1} - n_{\text{eff},2})L_{a/b}^\pi$. Efekt przesunięcia maksimum konwersji jest widoczny zarówno w wynikach uzyskanych w sposób dokładny, jak i przybliżony. Jest on spowodowany zależnością natężeniowego współczynnika transmisji na pojedynczym złączu t^2 od długości fali. Zgodnie z wzorem (4.34) efektywność konwersji dla siatki jednorodnej wyraża się przez iloczyn całkowitej natężeniowej transmisji siatki t^{4N} i wyrażenia zależnego od różnicy faz, której doznają oba mody na długości segmentu, oraz od elementów macierzy sprzężenia (obrotu). W przypadku, gdy zarówno t^{4N} jak i kąt obrotu $\Delta\theta$ są zależne od długości fali obserwuje się niewielkie spektralne przesunięcia położenia maksimum konwersji względem długości fali wyznaczonej przez warunek dopasowania fazowego $\lambda_{\text{rez}}/2 = (n_{\text{eff},1} - n_{\text{eff},2})L_{a/b}^\pi$. Na wykresach 4.8 wyraźnie widać, że efekt spektralnego przesunięcia maksimum konwersji jest tym większy, im większa jest dyspersyjność parametrów t^2 i $\Delta\theta$, która rośnie wraz z wielkością przesunięcia Δx .

Na rys. 4.8 jest także widoczne silne sprzężenie między modami TE_0/TE_1 w zakresie długofalowym, odpowiednio dla długości fali $\lambda = 1.87 \mu\text{m}$ dla siatki o długości segmentu $L_{a/b}^\pi = 13.878 \mu\text{m}$ oraz dla $\lambda = 1.898 \mu\text{m}$ dla siatki o długości segmentu $L_{a/b}^\pi = 14.062 \mu\text{m}$. Sprzężenie w zakresie długofalowym jest możliwe dzięki specyficznej zależności różnicy efektywnych współczynników załamania $\Delta n_{\text{eff}} = n_{\text{eff},1} - n_{\text{eff},2}$ modów TE_0 i TE_1 pokazanej na rys. 4.9a, która stopniowo rośnie wraz z długością fali i osiąga ekstremum dla $\lambda = 1.9 \mu\text{m}$. W konsekwencji zależność $L_{a/b}^\pi$ od długości fali wyznaczona na podstawie wzoru $L_{a/b}^\pi = \lambda_{\text{rez}}/(2\Delta n_{\text{eff}})$ przyjmuje paraboliczną postać z minimum dla $\lambda = 1.59 \mu\text{m}$, rys. 4.9b. Dzięki temu, warunek na dopasowanie fazowe określony wzorem

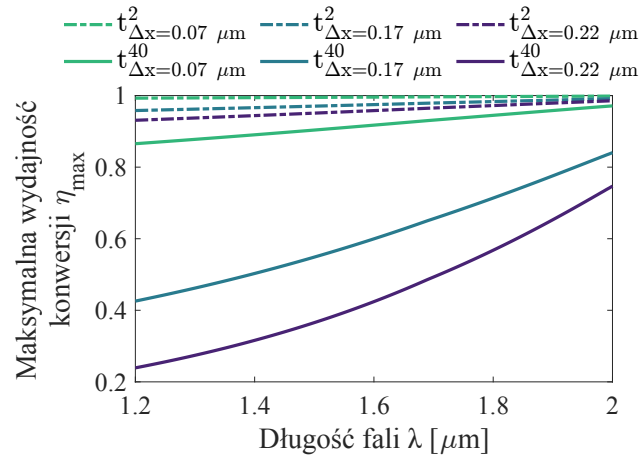


Rysunek 4.9. Różnica efektywnych współczynników załamania $\Delta n_{\text{eff}} = n_{\text{eff},1} - n_{\text{eff},2}$ modów TE_0 i TE_1 w funkcji długości fali (a). Paraboliczna zależność długości segmentu $L_{a/b}^{\pi}(\lambda)$ od długości fali umożliwiającą spełnienie warunku na dopasowanie fazowe dla dwóch różnych długości fal (b). Punkty o tym samym kolorze wskazują jednocześnie spełnienie warunku rezonansu dla $\lambda = 1.316 \mu\text{m}$ i $\lambda = 1.87 \mu\text{m}$ dla $L_{a/b}^{\pi} = 13.878 \mu\text{m}$ (kolor czarny) oraz dla $\lambda = 1.283 \mu\text{m}$ i $\lambda = 1.898 \mu\text{m}$ dla $L_{a/b}^{\pi} = 14.062 \mu\text{m}$ (kolor zielony).

$\lambda_{\text{rez}}/2 = (n_{\text{eff},1} - n_{\text{eff},2})L_{a/b}^{\pi}$ może być spełniony jednocześnie dla dwóch długości fali dla ustalonego $L_{a/b}^{\pi}$. Ponadto, na rys. 4.8 wyraźnie widać, że sprzężenie w zakresie długości fali nie jest pełne, gdyż ze względu na dyspersyjność kąta obrotu $\Delta\theta$ (rys. 4.7), drugi konieczny warunek ($\Delta\theta_c = \pi/2$) dla pełnego sprzężenia nie jest spełniony dla analizowanych struktur. Nawet dla liczby segmentów $N_{\text{opt}} + 1$ (odpowiednio $N = 6$ dla $\Delta x = 0.17 \mu\text{m}$ i $N = 13$ dla $\Delta x = 0.072 \mu\text{m}$) całkowity kąt obrotu $\Delta\theta_c = 2N\Delta\theta$ dla długości fali rezonansów jest mniejszy niż $\pi/2$.

W podsumowaniu można stwierdzić, że obserwowane nieznaczne rozbieżności między charakterystykami konwertera wyznaczonymi przy pomocy metody przybliżonej i dokładnej potwierdzają, że przybliżony model, w którym macierz sprzężenia jest wyrażona poprzez macierz obrotu, może być stosowany do wstępnej optymalizacji niejednorodnych siatek binarnych w przybliżeniu dwumodowym. Ponadto, wyniki pokazane na rys. 4.8 wskazują, że zwiększenie siły sprzężenia na pojedynczym złączu, przy zachowaniu warunku na maksymalne sprzężenie $2N_{\text{opt}}\Delta\theta = \pi/2$, prowadzi do poszerzenia pasma konwersji. Ta obserwacja sugeruje strategię optymalizacyjną prowadzącą do znacznego poszerzenia pasma konwersji, która powinna polegać na poszukiwaniu struktur charakteryzujących się możliwie dużą siłą sprzężenia, o parametrze $\Delta\theta_c$ przekraczającym znacznie $\pi/2$ i jednocześnie zróżnicowanych długościach segmentów, aby uzyskać warunki rezonansu dla różnych długości fali. Taki sposób poszerzania pasma konwersji jest jednak ograniczony przez całkowite straty urządzenia, które rosną wraz z liczbą segmentów siatki i stratami na pojedynczym złączu. Korzystne jest zatem stosowanie takich sposobów perturbacji falowodów b względem a , które zapewniają duży współczynnik sprzężenia (duże $\Delta\theta$) przy małych stratach na pojedynczym złączu $1 - (t)^2$. Dobrym wskaźnikiem przydatności danego rodzaju perturbacji do szerokopasmowej konwersji jest efektywność konwersji w warunkach rezonansu dla jednorodnej siatki złożonej z N segmentów, określona równaniem (4.37).

Na rys. 4.10 zostały pokazane zależności maksymalnej natężeniowej wydajności konwersji w funkcji długości fali w warunkach rezonansu dla siatki z rys. 4.4, obliczone

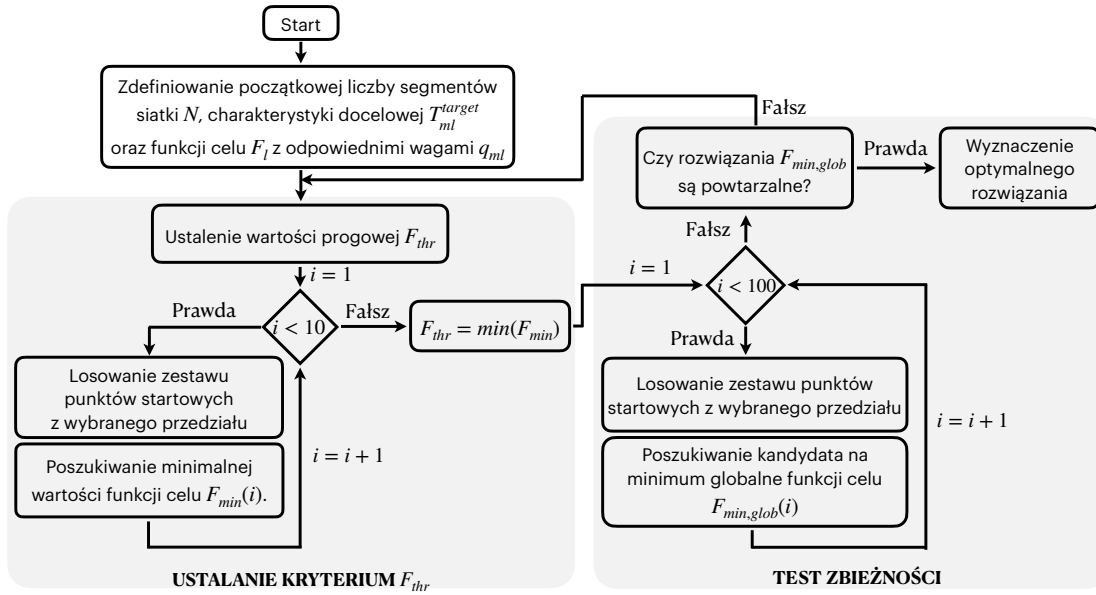


Rysunek 4.10. Maksymalna natężeniowa wydajność konwersji w funkcji długości fali dla różnych bocznych przesunięć Δx falowodu b względem a uzyskana po pojedynczym złączu (t^2) i dla siatki złożonej z dziesięciu ($N = 10$) segmentów w warunkach rezonansu (t^{40}).

dla 3 różnych sił sprzężenia uzyskanych za pomocą różnych bocznych przesunięć falowodów b względem a : $\Delta x = 0.07 \mu\text{m}$, $0.17 \mu\text{m}$ i $0.22 \mu\text{m}$. Porównanie wydajności konwersji po pojedynczym złączu $\eta_{max} = t^2$ i po przejściu przez całą dziesięciosegmentową siatkę $\eta_{max} = t^{40}$, pokazuje, że niewielka zmiana parametru t^2 wpływa znacząco na całkowitą efektywność konwersji. Dzieje się tak, ponieważ parametr t^2 jest podnoszony do potęgi $2N$, co powoduje dramatyczną zmianę wynikowego współczynnika konwersji η_{max} . Uzyskanie pożądanej wartości parametru η_{max} jest więc zależne od wydajności konwersji na pojedynczym złączu t^2 oraz liczby segmentów siatki N . Na przykład maksymalna wydajność konwersji $\eta_{max} \approx 0.8$ jest możliwa do uzyskania dla $N = 6$ i $t^2 = 0.982$ lub $N = 10$ i $t^2 = 0.989$. Zatem przy wyborze sposobu sprzęgania należy wziąć pod uwagę nie tylko wartość współczynnika sprzężenia między modem TE_0 i TE_1 , ale także straty natężeniowe na pojedynczym złączu.

4.4.3 Testy procedury optymalizacyjnej w przybliżeniu dwumodowym

W tym podrozdziale przedstawiono wyniki testów procedury optymalizacyjnej pod kątem powtarzalności znajdujących rozwiązań na przykładzie konwertera modów TE_0/TE_1 w przybliżeniu dwumodowym. Jak wspomniano w podrozdziale 4.3.3, procedura poszukiwania minimum globalnego funkcji celu jest powtarzana iteracyjnie, przy czym za każdym razem losowany jest nowy niezależny zestaw punktów startowych. Schemat blokowy procedury optymalizacyjnej został graficznie zilustrowany na rys. 4.11. Początkowo, w celu znalezienia kandydata na minimum globalne, ustalone zostaje kryterium w postaci największej dopuszczalnej wartości funkcji celu F_{thr} . Ponieważ wartość ta zależy od kilku parametrów, takich jak liczba segmentów N siatki, spektralna szerokość konwersji $2\Delta\lambda$, czy krok próbkowania spektralnego, w pierwszym kroku zawsze przyjmowana jest wartość 0.1. Następnie, procedura optymalizacji jest uruchamiana dziesięć razy w celu ustalenia wartości progowej F_{thr} , na którą wybierana jest najmniejsza spośród dziesięciu znalezionych w wyniku optymalizacji wartości

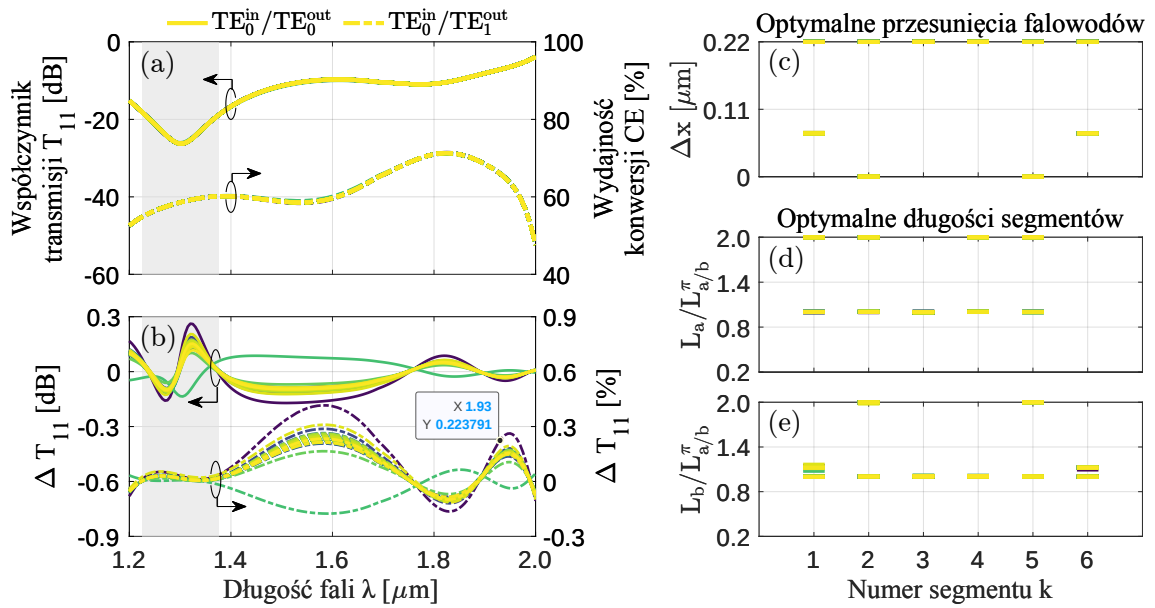


Rysunek 4.11. Schemat blokowy procedury optymalizacji.

końcowych funkcji celu. Dla tak ustalonego kryterium rozpoczyna się iteracyjne poszukiwanie globalnego minimum. W celu uniknięcia prowadzenia poszukiwań optymalnego rozwiązania wokół tego samego początkowo znalezionej rozwiązania, dla kolejnych iteracji w procedurze optymalizacji losowany jest nowy zestaw punktów startowych (siła perturbacji $s^{(k)}$ oraz długości falowodów $La^{(k)}$, $Lb^{(k)}$ w każdym segmencie).

Jako strukturę wyjściową do przeprowadzenia testów powtarzalności rozwiązań wybrano siatkę niejednorodną, pokazaną na rys. 4.4, wykonaną z falowodu o parametrach transmisyjnych przedstawionych na rys. 4.5 i pełniącą rolę konwertera TE_0/TE_1 . Sześć segmentów ($N = 6$) budujących siatkę o rezonansowej długości fali $\lambda_{rez} = 1.3 \mu m$ zapewnia efektywny kąt obrotu równy $\Delta\theta_c = 1.1\pi/2$. Podczas optymalizacji zakładano, że mody TE_0 i TE_1 są bezstratne, ponieważ urojona część stałej propagacji α dla tych modów (rys. 4.5b) jest w przybliżeniu równa zero ($\alpha = 0 \mu m^{-1}$) w analizowanym zakresie spektralnym. Optymalizacja struktury uwzględniała jednocześnie poszukiwanie długości segmentów $La^{(k)}$ i $Lb^{(k)}$ oraz siły sprzężenia w poszczególnych segmentach siatki (reprezentowanej przez kąty obrotu $\Delta\theta^{(k)}$). Aby optymalizacja nie prowadziła do nadmiernego powiększenia wymiarów siatki, ograniczono możliwość zmiany długości składowych falowodów do przedziału od $0.2L_{a/b}^\pi$ do $2L_{a/b}^\pi$.

Całkowite straty konwertera ograniczono zakładając, że boczne przesunięcia Δx falowodu b względem a zmieniają się w przedziale od 0 do $0.22 \mu m$. Jako punkt startowy w procedurze optymalizacyjnej stosowano zestaw parametrów $La^{(k)}$, $Lb^{(k)}$ i $\Delta x^{(k)}$, dla k równego od 1 do N , losowany z wyznaczonego przedziału dla każdego segmentu indywidualnie. W celu maksymalizacji konwersji modu TE_0 pobudzonego na wejściu siatki do modu TE_1 na wyjściu, stosowano funkcję celu wyrażoną wzorem (4.21) z krokiem próbkowania spektralnego równym 5 nm i szerokością spektralną konwersji $2\Delta\lambda$ równą 150 nm . Ponieważ analizowane jest sprzęganie tylko między dwoma modami TE_0 i TE_1 , współczynniki wagowe funkcji celu zostały dobrane następująco: $q_{11} = 1$, $q_{21} = 0.1$ i $q_{31} = 0$, ograniczając wyrażenie (4.21) do dwóch pierwszych składników. Odejście w tym przypadku od jednoskładnikowej funkcji celu (wzór (4.23)), pomimo

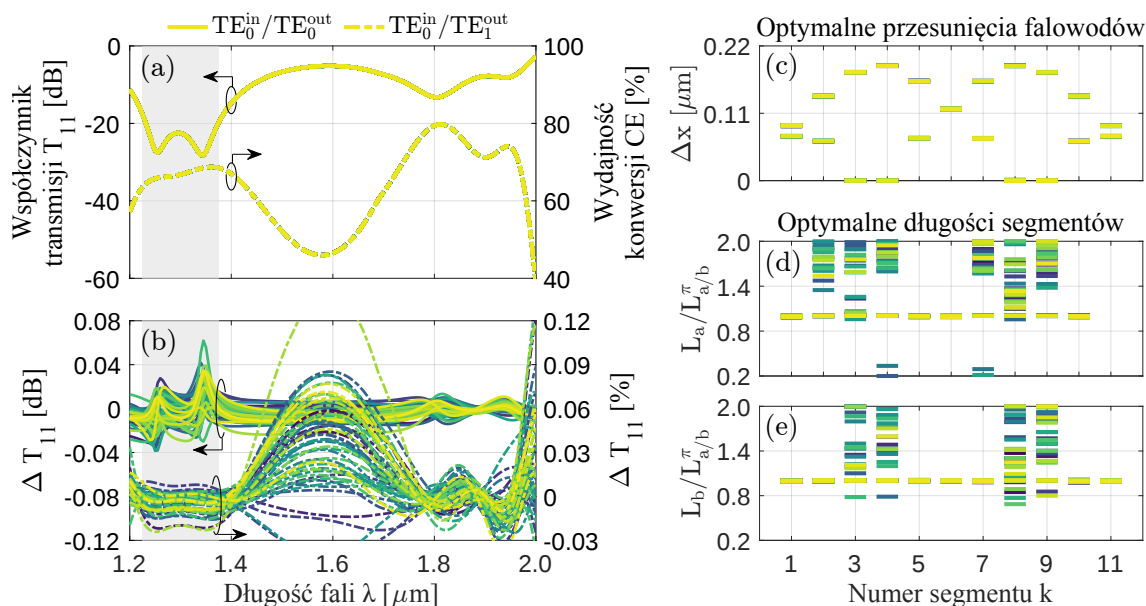


Rysunek 4.12. Porównanie stu rozwiązań (nałożonych na siebie) dla dwumodowego konwertera modów TE_0/TE_1 zbudowanego z sześciu segmentów ($N = 6$) i zoptymalizowanego w oknie spektralnym $1.3 \pm 0.075 \mu\text{m}$ (szary obszar) z wykorzystaniem macierzy obrotu w ramach testów powtarzalności (dla wartości progowej $F_{thr} = 0.0486$). Współczynnik transmisji T_{11} dla modu TE_0 i wydajność konwersji (CE) do modu TE_1 (a) oraz ich różnice (b) dla stu zestawów optymalnych wartości przesunięć bocznych pomiędzy falowodami typu a i b w kolejnych segmentach (c) i długości falowodów a i b unormowanych do $L_{a,b}^\pi$ (d, e).

analizy dwumodowej, związane jest z faktem, iż w testowanej procedurze optymalizacji poszukiwane są nie tylko długości segmentów $L_a^{(k)}$, $L_b^{(k)}$, ale także wielkości bocznych przesunięć $\Delta x^{(k)}$, co dla jednoskładnikowej funkcji celu może prowadzić do nadmiernego wzrostu strat w układzie.

Wyniki poszukiwań globalnego minimum funkcji celu, przy ustalonej wartości progowej $F_{thr} = 0.0486$ dla 100 niezależnie losowanych punktów startowych, zostały przedstawione na rys. 4.12. Niewielkie różnice znalezionych optymalnych parametrów siatki widoczne na rys. 4.12c-e i odpowiadające im charakterystyki transmisji (rys. 4.12a i b), różniące się odpowiednio $\Delta CE_{max} = 0.055\%$ i $\Delta T_{11,max} = 0.26 \text{ dB}$ dla optymalizowanego zakresu spektralnego $1.3 \pm 0.075 \mu\text{m}$, potwierdzają powtarzalność wyników optymalizacji. Większe różnice efektywności konwersji CE poza zakresem $1.3 \mu\text{m} \pm 0.075 \mu\text{m}$ dla znalezionych rozwiązań wynikają z faktu, iż podczas optymalizacji ten zakres spektralny nie jest w żaden sposób uwzględniany w funkcji celu.

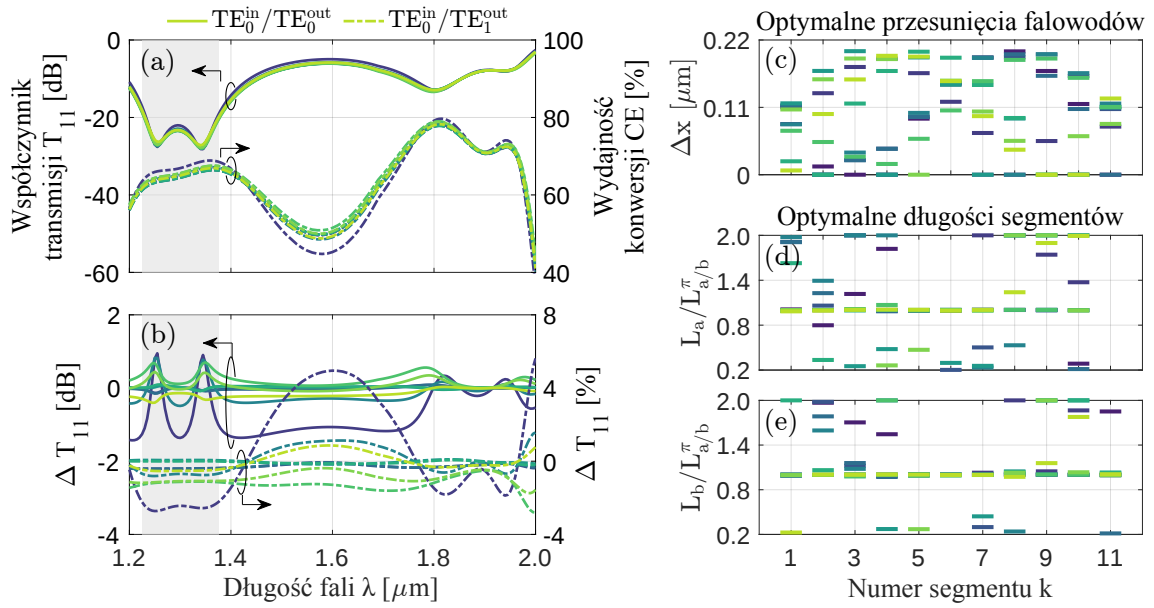
Ponadto, warto zauważyć, że każde z optymalnych rozwiązań przedstawionych na rys. 4.12 ma swój symetryczny odpowiednik, co związane jest z symetrią macierzy sprzężenia i w konsekwencji dwukierunkowym działaniem konwertera. Dzięki temu, po znalezieniu rozwiązania optymalnego można utworzyć równoważny zestaw parametrów strukturalnych siatki (z symetrią względem jej środka), który również jest rozwiązaniem optymalnym. W procedurze optymalizacyjnej znajdowane są losowo oba typy optymalnych rozwiązań, które zapewniają podobne charakterystyki transmisyjne.



Rysunek 4.13. Porównanie pięćdziesięciu rozwiązań (nałożonych na siebie) dla dwumodowego konwertera modów TE_0/TE_1 o jedenastu segmentach ($N = 11$), zoptymalizowanego w oknie spektralnym $1.3 \pm 0.075 \mu\text{m}$ (szary obszar) z wykorzystaniem macierzy obrotu w ramach testów powtarzalności (dla bardziej restrykcyjnej wartości progowej $F_{thr} = 0.0379$). Współczynnik transmisji T_{11} dla modu TE_0 i wydajność konwersji (CE) do modu TE_1 (a) oraz ich różnice (b) dla pięćdziesięciu zestawów optymalnych wartości przesunięć bocznych pomiędzy falowodami typu a i b w kolejnych segmentach (c) i długości falowodów a i b unormowanych do $L_{a,b}^\pi$ (d, e).

Przeprowadzenie testów powtarzalności rozwiązań dla większej liczby segmentów jest bardziej złożone z uwagi na możliwość zerowania się siły sprzężenia w poszczególnych segmentach, co prowadzi do ich wyeliminowania ze struktury siatki. W konsekwencji, algorytm znajduje alternatywne zestawy parametrów siatki (z różną efektywną liczbą segmentów) o podobnej wartości minimum funkcji celu, a przez to bardzo zbliżonych charakterystyk transmisyjnych. Znalezienie globalnego minimum funkcji celu dla jednej klasy rozwiązań (o tej samej liczbie segmentów) jest bardziej czasochłonne z uwagi na wymóg dodatkowego zawężenia kryterium F_{thr} do wartości równej 0.0379. Dlatego też, dla dużych N nawet kilkakrotnie poszukiwana jest wartość progowa F_{thr} , dla której rozwiązania stają się powtarzalne. Dzięki takiemu podejściu można uzyskać powtarzalność rozwiązań, np., dla $N = 11$ różniących się jedynie o $\Delta CE_{max} \approx 0.035\%$ i $\Delta T_{11,max} \approx 0.035 \text{ dB}$ w zoptymalizowanym zakresie spektralnym $1.3 \pm 0.075 \mu\text{m}$ (rys. 4.13). Jednak pomimo zawężenia kryterium do $F_{thr} = 0.0379$ i uzyskania powtarzalności charakterystyk transmisyjnych, znalezione rozwiązania nie są powtarzalne ze względu na wartości parametrów strukturalnych. Wynika to z dużej liczby zoptymalizowanych parametrów, które mogą tworzyć ze sobą wiele równoważnych kombinacji zapewniających podobne charakterystyki transmisyjne.

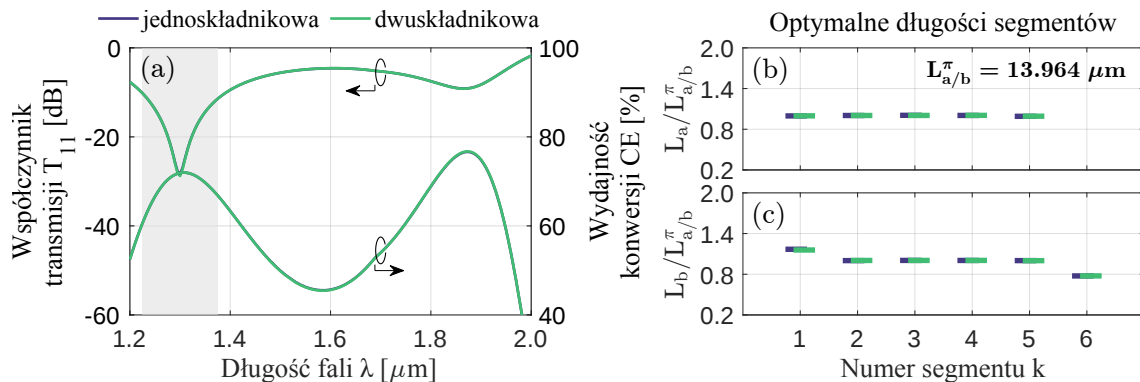
Warto zwrócić uwagę na fakt, iż chociaż rozwiązania znalezione dla mniej restrykcyjnego kryterium $F_{thr} = 0.0396$, charakteryzujące się różną efektywną liczbą segmentów i nie wykazujące powtarzalności w żadnym aspekcie, to odpowiadające im charaktery-



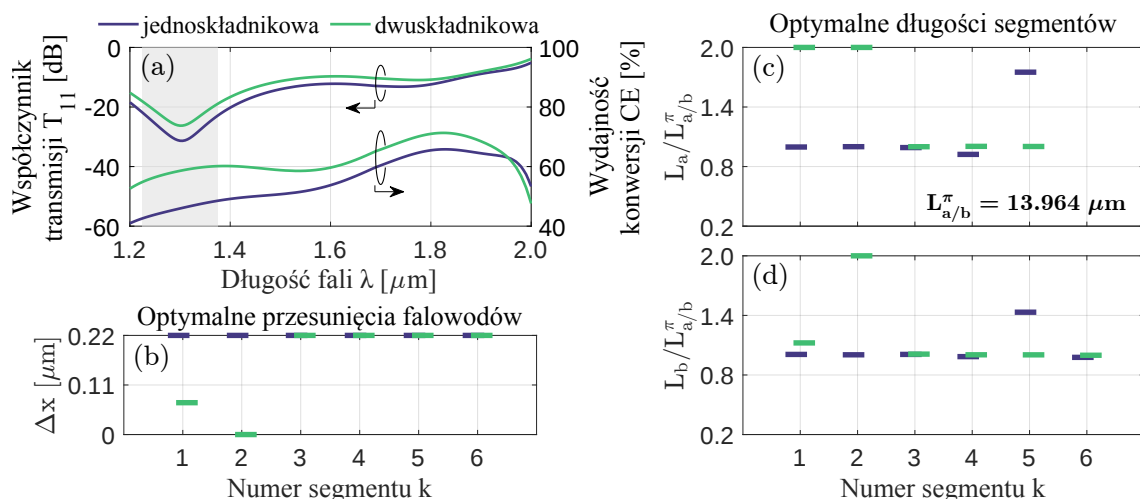
Rysunek 4.14. Porównanie dziesięciu rozwiązań (nałożonych na siebie) dla dwumodowego konwertera modów TE_0/TE_1 o jedenastu segmentach ($N = 11$) optymalizowanego w oknie spektralnym $1.3 \pm 0.075 \mu\text{m}$ (szary obszar) z wykorzystaniem macierzy obrotu w ramach testów powtarzalności (dla mniej restrykcyjnej wartości progowej $F_{thr} = 0.0396$). Współczynnik transmisji T_{11} dla modu TE_0 i wydajność konwersji (CE) do modu TE_1 (a) oraz ich różnice (b) dla dziesięciu zestawów optymalnych wartości przesunięć bocznych pomiędzy falowodami typu a i b w kolejnych segmentach (c) i długości falowodów a i b unormowanych do $L_{a,b}^\pi$ (d, e).

styki transmisyjne różnią się bardzo nieznacznie (podobne wartości minimum funkcji celu), także względem rozwiązania powtarzalnego z rys. 4.13, tj., $\Delta T_{11,max} \approx 2.7\%$ i $\Delta T_{11,max} \approx 1.6 \text{ dB}$ (rys. 4.14). Dlatego też, w przypadku optymalizacji struktur złożonych z dużej liczby segmentów N , możemy oszczędzić czas na szukanie rozwiązania odpowiadającego minimum globalnemu funkcji celu i wybrać jedno z początkowo znalezionych rozwiązań (dla mniej restrykcyjnego $F_{thr} = 0.0396$) według dodatkowego kryterium, jak np. łatwość wytworzenia.

Jak wspomniano w podrozdziale 4.3.2, podczas optymalizacji konwertera dwumodowego można stosować jednoskładnikową funkcję celu daną wzorem (4.23), jeśli w trakcie optymalizacji straty układu pozostają niezmiennic (Δx jest stałe). Jeśli jednak optymalizacja układu jest pełna i obejmuje poszukiwanie optymalnych wartości długości segmentów $L_a^{(k)}$, $L_b^{(k)}$ oraz bocznych przesunięć $\Delta x^{(k)}$, to w takim procesie modyfikowane są straty (zależne od $\Delta x^{(k)}$), które są również ważnym parametrem użytkowym konwertera, a przy jednoskładnikowej funkcji celu są ignorowane w procesie optymalizacji. Z tego powodu, aby zapewnić równowagę między wydajnością konwersji reprezentowaną przez parametr CE oraz czystością konwersji reprezentowaną przez parametr T_{11} , w procesie optymalizacji należy stosować pełną postać funkcji celu daną wzorem (4.21), z następującymi współczynnikami wagowymi w przypadku dwumodowym $q_{11} = 1$, $q_{21} = 0.1$ i $q_{31} = 0$. Wybór niezerowej wagi dla drugiego członu funkcji celu równej $q_{21} = 0.1$ skutkuje możliwością kontroli mocy na wyjściu siatki w modzie TE_1 , czyli w konsekwencji całkowitych strat konwertera.



Rysunek 4.15. Porównanie charakterystyk spektralnych dwumodowego konwertera modów TE_0/TE_1 o sześciu segmentach ($N = 6$) i jednorodnej perturbacji ($\Delta x = 0.14 \mu\text{m}$) optymalizowanego w oknie spektralnym $1.3 \pm 0.075 \mu\text{m}$ (szary obszar) z wykorzystaniem jednoskładnikowej (fioletowy) i dwuskładnikowej (zielony kolor) funkcji celu wyrażonych odpowiednio wzorami (4.23) i (4.21) (a). Znalezione optymalne długości falowodów a, b unormowanych do $L_{a,b}^\pi$ (b, c). Dla lepszej wizualizacji znaczniki na wykresach (b, c) zostały subtelnie rozsunęte.



Rysunek 4.16. Porównanie charakterystyk spektralnych dwumodowego konwertera modów TE_0/TE_1 o sześciu segmentach ($N = 6$) i niejednorodnej perturbacji zoptymalizowanego w oknie spektralnym $1.3 \pm 0.075 \mu\text{m}$ (szary obszar) z wykorzystaniem jednoskładnikowej (fioletowy) i dwuskładnikowej (zielony kolor) funkcji celu wyrażonych odpowiednio wzorami (4.23) i (4.21) (a). Znalezione optymalne przesunięcia falowodów Δx (b) i długości falowodów a, b unormowanych do $L_{a,b}^\pi$ (c, d). Dla lepszej wizualizacji znaczniki na wykresach (b, c, d) zostały subtelnie rozsunęte.

Aby zilustrować wpływ wyboru funkcji celu na wynik optymalizacji, na rys. 4.15 porównano wyniki optymalizacji dla siatki złożonej z $N = 6$ segmentów, o stałej sile sprzężenia w każdym segmencie $\Delta x = 0.143 \mu\text{m}$, przy wykorzystaniu jednoskładnikowej i dwuskładnikowej funkcji celu. Znalezione parametry strukturalne optymalnych siatek, jak i odpowiadające im charakterystyki transmisyjne są identyczne dla obu postaci funkcji celu, co potwierdza możliwość stosowania jednoskładnikowej funkcji celu

w przypadku struktur o stałej sile sprzężenia.

Porównanie wyników optymalizacji siatki ze zmienną siłą sprzężenia, z wykorzystaniem jednoskładnikowej i dwuskładnikowej funkcji celu, zostało pokazane na rys. 4.16. W przypadku jednoskładnikowej funkcji celu widać znaczącą minimalizację T_{11} , poniżej -20 dB w zakresie spektralnym konwersji równym 155 nm, niestety kosztem CE, która spada do wartości 46.1 % dla centralnej długości fali. Zastosowanie dwuskładnikowej funkcji celu umożliwiło uzyskanie kompromisu, który z jednej strony pogarsza T_{11} , redukując zakres spektralny konwersji do 125 nm, a z drugiej strony, poprzez ograniczenie strat konwertera, znacząco podnosi wydajność konwersji do 58.6 % dla $\lambda_0 = 1.3$ μm . Uzyskane wyniki potwierdzają konieczność stosowania dwuskładnikowej funkcji celu z $q_{11} = 1$, $q_{21} = 0.1$ podczas optymalizacji siatek ze zmienną siłą sprzężenia, nawet w przypadku konwerterów dwumodowych. Dzięki temu w procesie optymalizacji uwzględniana jest moc na wyjściu siatki w modzie TE_1 i znajdują się kompromisowe rozwiązania zapewniające jednocześnie akceptowalny poziom efektywności konwersji CE i nadmiarowych strat konwertera EL.

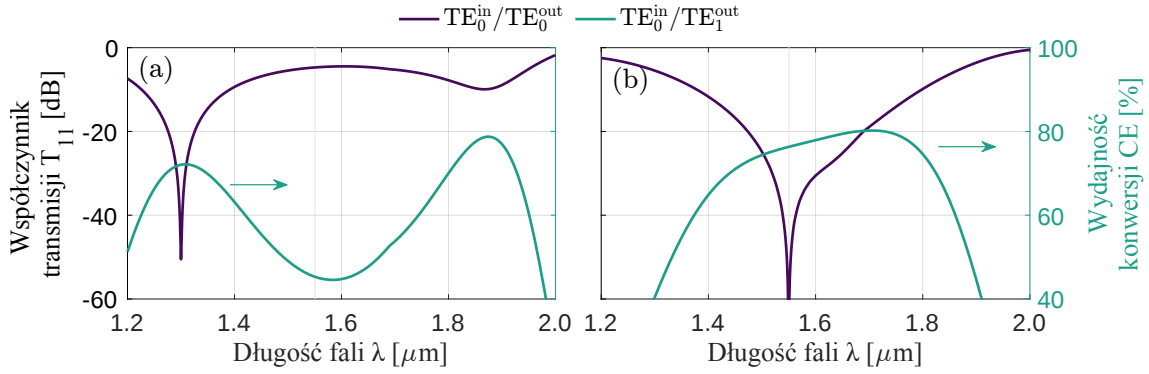
4.4.4 Wyniki optymalizacji konwerterów TE_0/TE_1 w przybliżeniu dwumodowym

W tym podrozdziale przedstawiono struktury siatkowych konwerterów TE_0/TE_1 uzyskane poprzez zastosowanie różnych strategii optymalizacyjnych, z zachowaniem przybliżenia dwumodowego. Z uwagi na zastosowane przybliżenie współczynników sprzężenia macierzą obrotu, znalezione rozwiązania można traktować jako wstępną estymację dokładnych rozwiązań. Jak wspomniano w podrozdziale 4.4.2, poszerzenie pasma konwersji można uzyskać poprzez zwiększenie całkowitego kąta obrotu $\Delta\theta_c$ znacznie powyżej $\pi/2$ oraz jednoczesne zróżnicowanie długości segmentów, aby uzyskać warunek dopasowania fazowego dla różnych długości fal. Zwiększenie parametru $\Delta\theta_c$ może się odbywać poprzez zwiększenie liczby elementów siatki N przy stałej sile sprzężenia (kąta obrotu $\Delta\theta$) dla wszystkich segmentów siatki lub poprzez jednoczesną zmianę N i siły sprzężenia reprezentowanego przez kąt obrotu $\Delta\theta^{(k)}$ w poszczególnych segmentach.

Jako struktury wyjściowe wybrano dwie siatki jednorodne wykonane z falowodu o charakterystykach propagacyjnych przedstawionych na rys. 4.5. Początkowe parametry strukturalne jednorodnych siatek dobrano tak, aby zapewnić rezonansowe sprzężenie ($\Delta\theta_c = \pi/2$) dla długości fali 1.3 μm i 1.55 μm :

1. $\Delta x = 0.143$ μm , $N_{opt} = 6$, $\lambda_{rez} = 1.3$ μm , $L_{a/b}^\pi = 13.964$ μm
2. $\Delta x = 0.153$ μm , $N_{opt} = 6$, $\lambda_{rez} = 1.55$ μm , $L_{a/b}^\pi = 13.164$ μm

Charakterystyki transmisyjne obu wyjściowych siatek pokazano na rys. 4.17a i b. W przypadku jednorodnej siatki z $\lambda_{rez} = 1.3$ μm pasmo konwersji określone przez poziom współczynnika transmisji T_{11} mniejszy niż -20 dB jest równe $2\Delta\lambda = 48$ nm, przy czym ze względu na straty na złączach wydajność konwersji (CE) wynosi 72% dla rezonansowej długości fali. Dla siatki z $\lambda_{rez} = 1.55$ μm , pasmo konwersji jest znacznie szersze $2\Delta\lambda = 215$ nm, co spowodowane jest niemal liniową zależnością $n_{eff,1} - n_{eff,2}$ od długości fali w zakresie spektralnym od 1.42 do 1.63 μm . Taka sytuacja skutkuje niemal



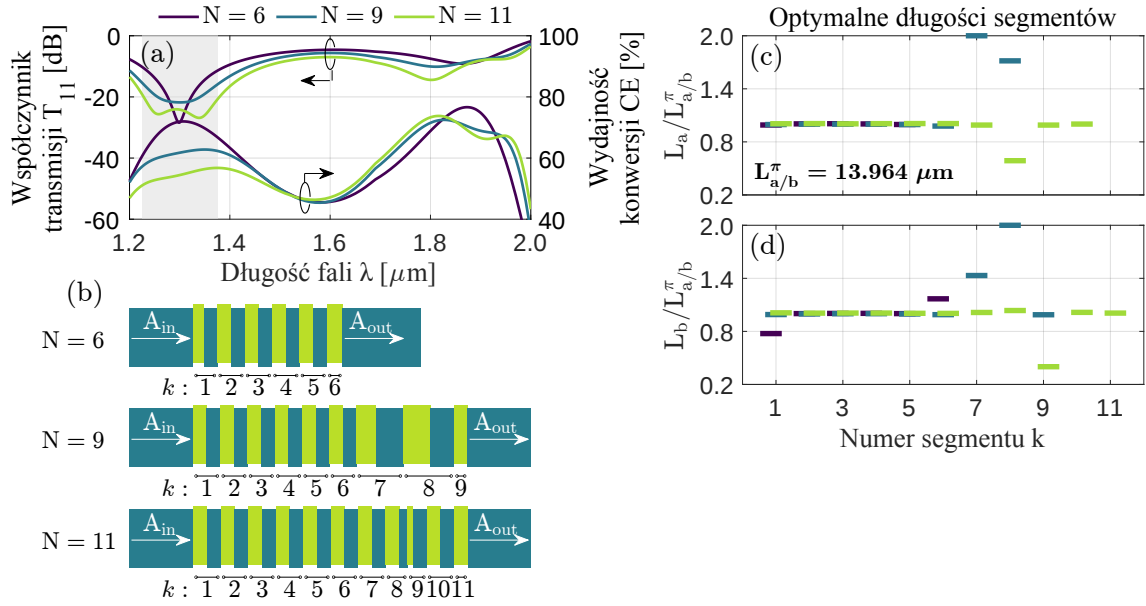
Rysunek 4.17. Współczynnik transmisji (T_{11}) dla modu TE_0 oraz wydajność konwersji (CE) do modu TE_1 obliczone w funkcji długości fali z wykorzystaniem macierzy obrotu dla siatek jednorodnych o parametrach $\Delta x = 0.143 \mu\text{m}$, $N_{\text{opt}} = 6$, $\lambda_{\text{rez}} = 1.3 \mu\text{m}$, $La = Lb = L_{a/b}^{\pi} = 13.964 \mu\text{m}$ (a) i $\Delta x = 0.153 \mu\text{m}$, $N_{\text{opt}} = 6$, $\lambda_{\text{rez}} = 1.55 \mu\text{m}$, $La = Lb = L_{a/b}^{\pi} = 13.164 \mu\text{m}$ (b).

niezależnym od długości fali przesunięciem fazowym między modami TE_0 i TE_1 w tym zakresie spektralnym i w konsekwencji szerokim pasmem konwersji, nawet dla siatki jednorodnej. Dodatkowo, wydajność konwersji (CE) dla tej siatki dla rezonansowej długości fali jest większa niż dla siatki z $\lambda_{\text{rez}} = 1.3 \mu\text{m}$ i wynosi 76.3%, co jest zgodne z wynikami wcześniejszych analiz wskazującymi na wzrost maksymalnej natężeniowej wydajności konwersji η_{max} w funkcji długości fali, rys. 4.10

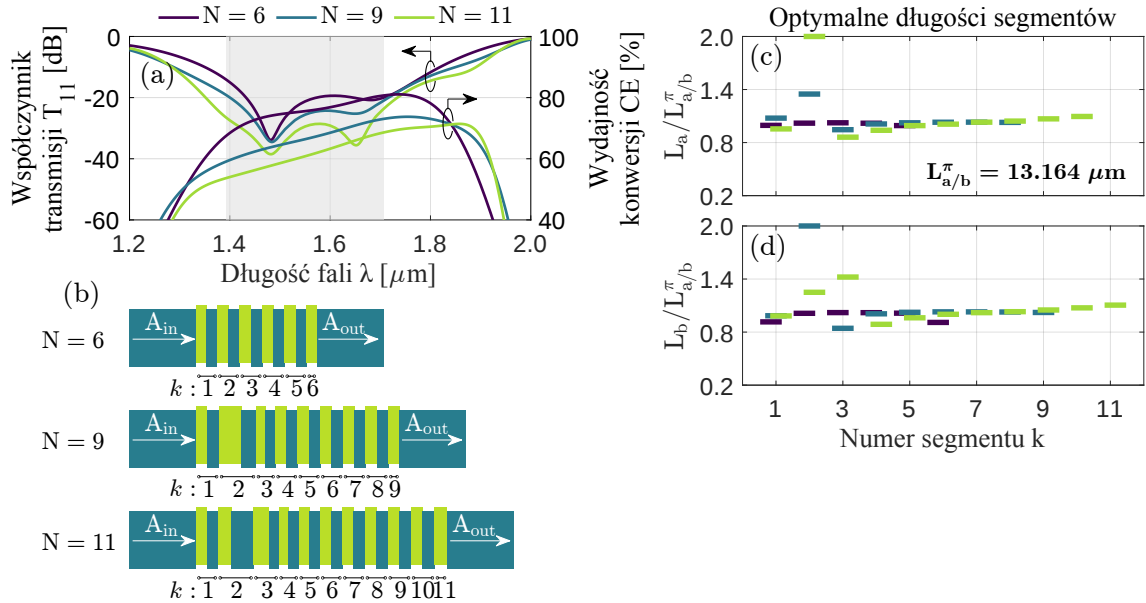
Struktura obu siatek była modyfikowana z wykorzystaniem zaproponowanej procedury optymalizacyjnej w celu powiększenia pasma konwersji w stosunku do siatek jednorodnych w przybliżeniu o taką samą wartość $2\Delta\lambda = 100 \text{ nm}$. w konsekwencji całkowite pasmo konwersji zoptymalizowanej siatki na drugie okno transmisyjne ($\lambda_{\text{rez}} = 1.3 \mu\text{m}$) powinno być równe $2(\Delta\lambda + \Delta\lambda') = 150 \text{ nm}$. Odpowiednio, dla siatki na trzecie okno transmisyjne ($\lambda_{\text{rez}} = 1.55 \mu\text{m}$), szerokość pasma konwersji po zoptymalizowaniu powinna wzrosnąć do $2(\Delta\lambda + \Delta\lambda') = 315 \text{ nm}$.

Optymalizację struktury siatek prowadzono w dwóch wariantach. W pierwszym wariancie poszukiwano długości segmentów $La^{(k)}$ i $Lb^{(k)}$ minimalizujących jednoskładnikową funkcję celu wyrażoną wzorem (4.23), dla stałego przesunięcia Δx falowodów względem siebie we wszystkich segmentach (stałego $\Delta\theta$). Dla obu struktur o różnych rezonansowych długościach fali, optymalizację prowadzono dla wzrastającej liczby segmentów $N = 6, 9$ i 11 , którym odpowiadają następujące całkowite kąty obrotu: $\Delta\theta_c = \pi/2, 1.5\pi/2$ i $1.8\pi/2$. W drugim wariancie poszukiwano jednocześnie długości segmentów $La^{(k)}$ i $Lb^{(k)}$ oraz siły sprzężenia w poszczególnych segmentach siatki (reprezentowanej przez kąty obrotu $\Delta\theta^{(k)}$). W tym przypadku w celu maksymalizacji konwersji modu TE_0 pobudzonego na wejściu siatki do modu TE_1 na wyjściu, zastosowano dwuskładnikową funkcję celu wyrażoną wzorem (4.21).

Na rys. 4.18 i 4.19 pokazano wyniki optymalizacji siatek o stałym przesunięciu falowodów, równych odpowiednio $\Delta x = 0.143 \mu\text{m}$ dla $\lambda_{\text{rez}} = 1.3 \mu\text{m}$ i $\Delta x = 0.153 \mu\text{m}$ dla $\lambda_{\text{rez}} = 1.55 \mu\text{m}$. Optymalizację prowadzono z docelową szerokością spektralną konwersji $2(\Delta\lambda + \Delta\lambda')$ równą odpowiednio 150 nm i 315 nm dla siatki na drugie i trzecie okno telekomunikacyjne. W pierwszym przypadku (dla $\lambda_{\text{rez}} = 1.3 \mu\text{m}$), optymalizacja struktury z minimalną liczbą segmentów $N = 6$ ($\Delta\theta_c = \pi/2$) nie spowodowała poszerzenia



Rysunek 4.18. Współczynnik transmisji (T_{11}) dla modu TE_0 oraz wydajność konwersji (CE) do modu TE_1 dla konwertera modów TE_0/TE_1 zoptymalizowanego w oknie spektralnym $1.3 \pm 0.075 \mu\text{m}$ (szary obszar) przy zachowaniu stałego bocznego przesunięcia falowodów we wszystkich segmentach $\Delta x = 0.143 \mu\text{m}$, dla różnej liczby segmentów $N = 6, 9, 11$ (a). Topografie siatek (b) dla znalezionych optymalnych długości falowodów a, b unormowanych do $L_{a,b}^\pi$ (c, d). Dla lepszej wizualizacji znaczniki na wykresach (c, d) zostały subtelnie rozsunięte.

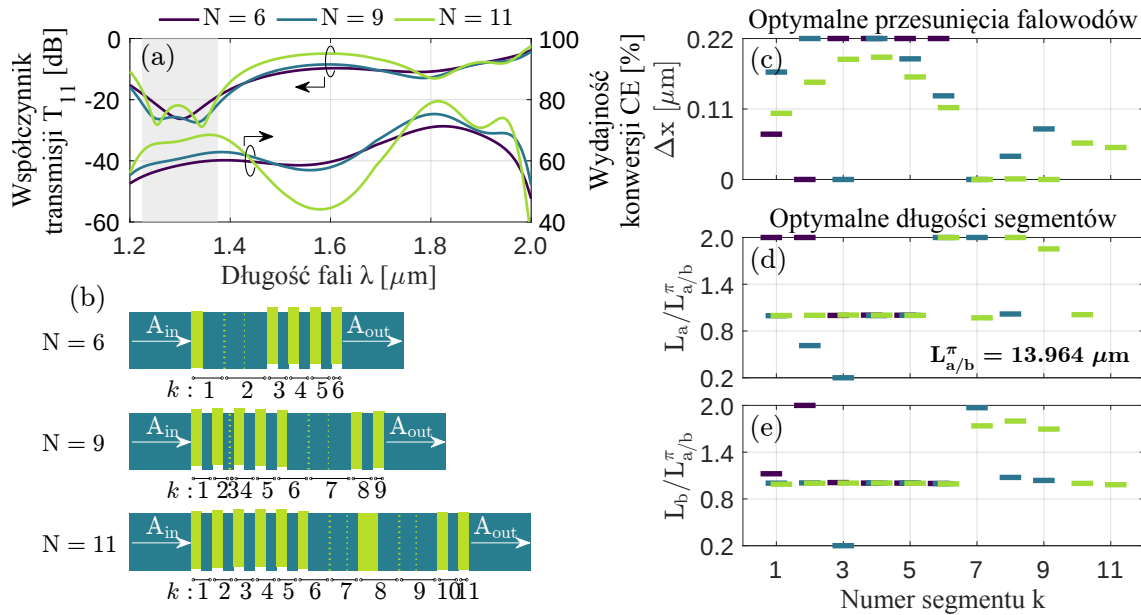


Rysunek 4.19. Współczynnik transmisji (T_{11}) oraz wydajność konwersji (CE) do modu TE_1 dla konwertera modów TE_0/TE_1 zoptymalizowanego w oknie spektralnym $1.55 \pm 0.158 \mu\text{m}$ (szary obszar) przy zachowaniu stałego bocznego przesunięcia falowodów we wszystkich segmentach $\Delta x = 0.153 \mu\text{m}$, dla różnej liczby segmentów $N = 6, 9, 11$ (a). Topografie siatek (b) dla znalezionych optymalnych długości falowodów a, b unormowanych do $L_{a,b}^\pi$ (c, d). Dla lepszej wizualizacji znaczniki na wykresach (c, d) zostały subtelnie rozsunięte.

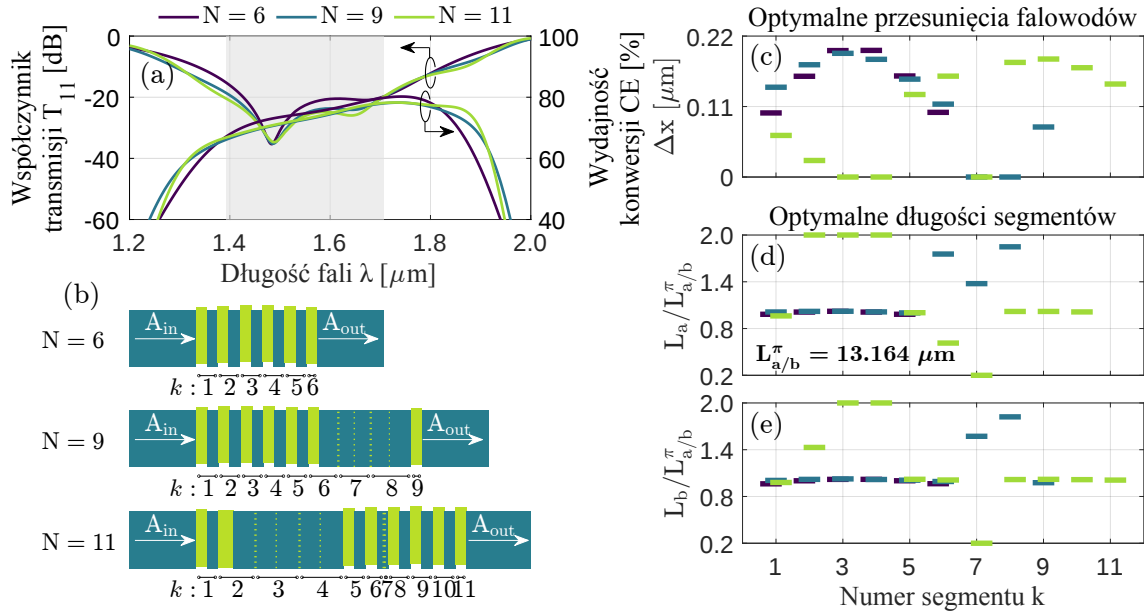
pasma konwersji w stosunku do wyjściowej siatki jednorodnej. Dopiero zwiększanie liczby segmentów, przy jednoczesnym zróżnicowaniu ich długości, poszerzyło zakres spektralny konwersji wyznaczony przez wartość T_{11} poniżej -20 dB, do 80 nm dla $N = 9$ ($\Delta\theta_c = 1.5\pi/2$) i 136 nm dla $N = 11$ ($\Delta\theta_c = 1.8\pi/2$). Jednak poszerzenie to odbyło się kosztem redukcji wydajności konwersji CE dla centralnej długości fali z 72% dla $N = 6$, odpowiednio do 61.7% dla $N = 9$ i 55.4% dla $N = 11$, co związane jest ze wzrostem całkowitych strat układu spowodowanych dodawaniem kolejnych segmentów.

Natomiast w przypadku siatki na trzecie okno transmisyjne, już optymalizacja struktury z minimalną liczbą segmentów $N = 6$ spowodowała poszerzenie pasma konwersji w stosunku do wyjściowej siatki jednorodnej, a zwiększanie liczby segmentów, przy jednoczesnym zróżnicowaniu ich długości, przyczyniło się tylko do dodatkowego poszerzenia tego zakresu. Zakres spektralny pracy konwertera został więc poszerzony do 276 nm dla $N = 6$ ($\Delta\theta_c = \pi/2$), 316 nm dla $N = 9$ ($\Delta\theta_c = 1.5\pi/2$) i 382 nm dla $N = 11$ ($\Delta\theta_c = 1.8\pi/2$), przy zachowaniu T_{11} poniżej -20 dB oraz redukcji wydajności konwersji odpowiednio do $CE = 75.6\%$ ($N = 6$), $CE = 66.4\%$ ($N = 9$) oraz $CE = 60.9\%$ ($N = 11$).

Dla porównania, na rys. 4.20 i 4.21 zostały przedstawione wyniki optymalizacji siatki o zróżnicowanej sile sprzężenia (kącie obrotu $\Delta\theta^{(k)}$). W trakcie optymalizacji wielkość bocznego przesunięcia falowodów b względem a była dobierana niezależnie w każdym segmencie, przy zachowaniu warunku $0 \leq \Delta x^{(k)} \leq 0.22 \mu\text{m}$. Taka procedura optymalizacji (z dwuskładnikową funkcją celu) znajduje rozwiązania, które utrzymują współczynnik transmisji T_{11} poniżej -20 dB, maksymalizując jednocześnie moc w modzie



Rysunek 4.20. Współczynnik transmisji (T_{11}) oraz wydajność konwersji (CE) do modu TE_1 konwertera modów TE_0/TE_1 zoptymalizowanego w oknie spektralnym $1.3 \pm 0.075 \mu\text{m}$ (szary obszar), dla różnej liczby segmentów $N = 6, 9, 11$ i zróżnicowanej siły sprzężenia w każdym segmencie (a). Topografie siatek (b) dla znalezionych optymalnych wielkości bocznych przesunięć $\Delta x^{(k)}$ falowodów b względem a (c) i optymalnych długości falowodów a, b unormowanych do $L_{a,b}^\pi$ (d, e). Dla lepszej wizualizacji znaczki na wykresach (c, d, e) zostały subtelnie rozsunęte.



Rysunek 4.21. Współczynnik transmisji (T_{11}) oraz wydajność konwersji (CE) do modu TE_1 dla konwertera modów TE_0/TE_1 zoptymalizowanego w oknie spektralnym $1.55 \pm 0.158 \mu\text{m}$ (szary obszar), dla różnej liczby segmentów $N = 6, 9, 11$ i zróżnicowanej siły sprzężenia w każdym segmencie (a). Topografie siatek (b) dla znalezionych optymalnych wielkości bocznych przesunięć $\Delta x^{(k)}$ falowodów b względem a (c) i optymalnych długości falowodów a, b unormowanych do $L_{a,b}^\pi$ (d, e). Dla lepszej wizualizacji znaczki na wykresach (c, d, e) zostały subtelnie rozsunięte.

TE_1 na wyjściu konwertera. Znalezione optymalne rozwiązania dla liczby segmentów $N = 6, 9$ i 11 charakteryzują się całkowitym efektywnym kątem obrotu równym odpowiednio $\Delta\theta_c = 1.12\pi/2, 1.22\pi/2, 1.19\pi/2$ dla $\lambda_{\text{rez}} = 1.3 \mu\text{m}$ i $\Delta\theta_c = \pi/2, 1.1\pi/2, 1.2\pi/2$ dla $\lambda_{\text{rez}} = 1.55 \mu\text{m}$. Są to znacznie mniejsze wartości niż w przypadku siatek ze stałymi sprzężeniami ($\Delta x = 0.143 \mu\text{m}$ dla $\lambda_{\text{rez}} = 1.3 \mu\text{m}$ i $\Delta x = 0.153 \mu\text{m}$ dla $\lambda_{\text{rez}} = 1.55 \mu\text{m}$) i takiej samej liczby segmentów. Dzieje się tak dlatego, gdyż znalezione optymalne wartości Δx^k są dla wielu segmentów mniejsze niż wartość Δx stosowana podczas optymalizacji struktur ze stałym sprzężeniem. Ponadto, w wyniku optymalizacji niektóre z segmentów siatki są eliminowane, gdyż znajduwane optymalne przesunięcia $\Delta x^{(k)}$ są równe zero. W przypadku siatki na drugie okno transmisyjne ($\lambda_{\text{rez}} = 1.3 \mu\text{m}$) z taką sytuacją mamy do czynienia jednokrotnie dla $N = 6$, dwukrotnie dla $N = 9$ i trzykrotnie dla $N = 11$. W konsekwencji liczba efektywnych segmentów siatki w optymalnych strukturach redukuje się odpowiednio do 5, 7 i 8, co ma korzystny wpływ na całkowite straty zoptymalizowanych siatek. Ponadto, warto zauważyć, że w przypadku siatki na drugie okno transmisyjne, zwiększenie nominalnej liczby segmentów z $N = 6$ do $N = 9$ skutkuje znacznym poszerzeniem pasma konwersji z 128 nm do 165 nm, ale jednocześnie wzrostem efektywności konwersji CE z 58.5 % do 60.7 % dla $\lambda_{\text{rez}} = 1.3 \mu\text{m}$. Dalsze zwiększenie nominalnej liczby segmentów do $N = 11$ skutkuje jedynie zwiększeniem efektywności konwersji CE do 66.5 % dla $\lambda_{\text{rez}} = 1.3 \mu\text{m}$, przy nieznacznej redukcji pasma konwersji do 140 nm. Takie zachowanie optymalnych struktur przy stopniowo zwiększanym N spowodowane jest dwuskładnikową strukturą funkcji celu, która uwzględnia w procesie

optymalizacji nie tylko czystość konwersji (CT), ale także efektywność konwersji (CE) związaną z poziomem strat.

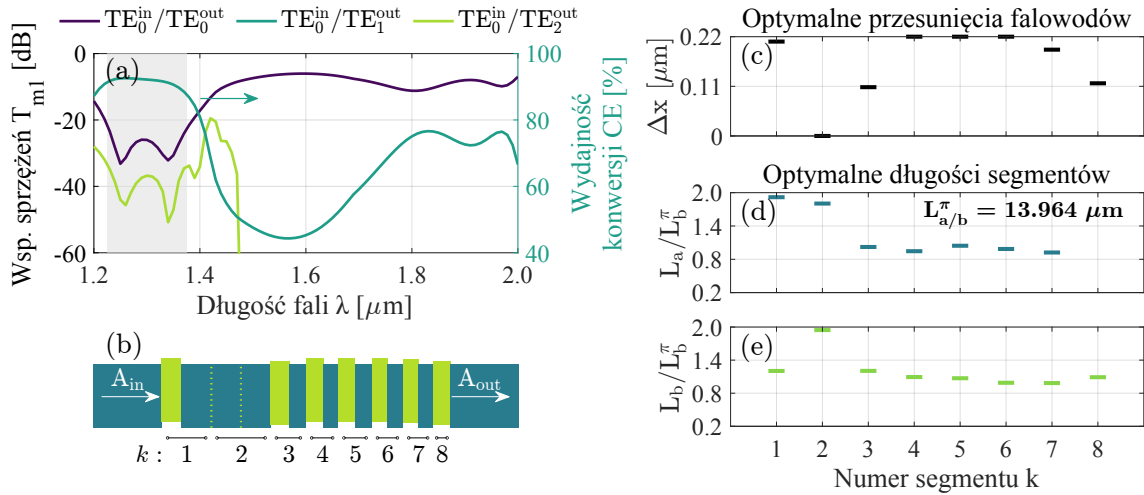
Podobne cechy wykazują optymalne struktury znalezione dla rosnącej nominalnej liczby segmentów N dla $\lambda_{\text{rez}} = 1.55 \mu\text{m}$. W tym przypadku, eliminacja segmentu w wyniku optymalizacji struktury siatki pojawia się dla $N = 9$ (dwukrotnie) i $N = 11$ (trzykrotnie), co skutkuje efektywną liczbą segmentów siatki odpowiednio równą 7 i 8. Ponadto, wzrost nominalnej liczby segmentów N z sześciu ($N = 6$) do jedenastu ($N = 11$) poszerza pasmo konwersji od 276 nm do 317 nm, jednocześnie subtelnie redukując efektywność konwersji (CE), odpowiednio z 74.7 % do 72.9 %.

W podsumowaniu można stwierdzić, iż procedura optymalizacji, w której poszukiwane są jednocześnie długości segmentów $La^{(k)}$ i $Lb^{(k)}$ oraz siły sprzężenia w poszczególnych segmentach siatki reprezentowane przez $\Delta x^{(k)}$, daje rozwiązania charakteryzujące się lepszymi parametrami. Wprowadzenie niezerowego parametru $q_{21} = 0.1$ do funkcji celu prowadzi do znalezienia rozwiązań o węższym pasmie konwersji niż w przypadku struktur ze stałym sprzężeniem, ale jednak charakteryzujących się znacznie większą efektywnością konwersji CE, która jest ważnym parametrem użytkowym.

4.4.5 Wyniki optymalizacji kilkumodowych konwerterów TE_0/TE_1

W tym podrozdziale przedstawiono wyniki optymalizacji siatkowych konwerterów TE_0/TE_1 uzyskane z uwzględnieniem sprzężeń pomiędzy wszystkimi prowadzonymi modami przestrzennymi. W odróżnieniu od analizowanych wcześniej struktur dwumodowych, procedura optymalizacyjna uwzględniała sprzężenia między trzema modami TE, zwiększając wymiarowość macierzy sprzężenia $\mathbf{Cba}^{(k)}$ do 3×3 . W takim przypadku nie można przybliżyć macierzy sprzężenia macierzą obrotu. Dlatego też, w obliczeniach stosowano macierze sprzężenia wyznaczone w sposób dokładny, co równocześnie zapewnia dokładność otrzymanych rozwiązań.

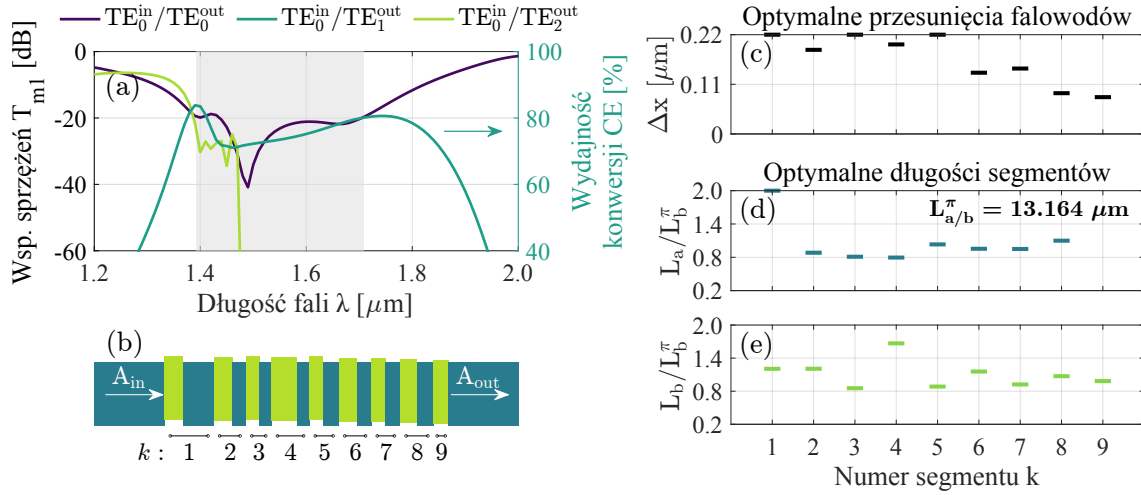
Podobnie jak w przypadku dwumodowym, zoptymalizowano dwie niejednorodne, długookresowe siatki binarne, zapewniające szerokopasmową konwersję pomiędzy modami TE_0 ($l = 1$) i TE_1 ($m = 2$) o centralnej długości fali równej $\lambda_{\text{rez}} = 1.3 \mu\text{m}$ i $\lambda_{\text{rez}} = 1.55 \mu\text{m}$ oraz docelowej szerokości pasma konwersji równej odpowiednio $2\Delta\lambda = 150 \text{ nm}$ i $2\Delta\lambda = 315 \text{ nm}$. Chociaż siatka na III okno transmisyjne jest dwumodowa w pobliżu $\lambda_{\text{rez}} = 1.55 \mu\text{m}$, to docelowa szerokość pasma konwersji jest na tyle duża, że obejmuje również silnie tłumiony mod TE_2 . Straty modu TE_2 , rosnące w pobliżu długości fali odcięcia ($\lambda_c = 1.47 \mu\text{m}$), były uwzględniane w trakcie optymalizacji, gdyż stałe propagacji dla tego modu, pojawiające się w macierzy propagacji wyrażonej wzorem (4.16), miały niezerową część urojoną α zgodnie z wynikami symulacji przedstawionymi na rys. 4.5b. W celu maksymalizacji konwersji pobudzonego na wejściu modu TE_0 do modu TE_1 i jednoczesnego zagwarantowania niskiego sprzężenia skrośnego do modu TE_2 , stosowano funkcję celu wyrażoną równaniem (4.21) ze współczynnikami wagowymi $q_{11} = q_{31} = 1$, $q_{21} = 0.1$ i z krokiem próbkowania spektralnego równym 5 nm. Optymalizacji były poddane zarówno długości poszczególnych segmentów $La^{(k)}$ i $Lb^{(k)}$, jak również wielkość przesunięcia falowodu b względem a na każdym złączu $\Delta x^{(k)}$, a jako punkt startowy w procedurze optymalizacyjnej stosowano zestaw parametrów $La^{(k)}$, $Lb^{(k)}$ i $\Delta x^{(k)}$ losowany z jednostajnym rozkładem gęstości prawdopodobieństwa dla każdego segmentu indywidualnie, w ramach dopuszczalnych przedziałów zmien-



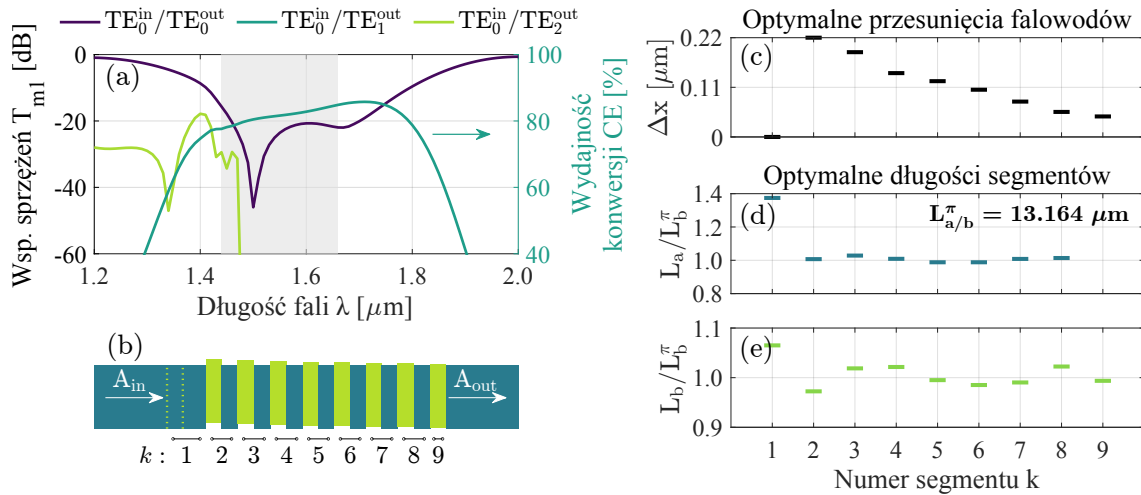
Rysunek 4.22. Charakterystyki transmisyjne konwertera modów TE_0/TE_1 zoptymalizowanego w oknie spektralnym $1.30 \pm 0.075 \mu\text{m}$ (szary obszar) dla nominalnej liczby segmentów $N = 8$ (a). Topografia siatki (b) dla znalezionych optymalnych wielkości bocznych przesunięć $\Delta x^{(k)}$ falowodów b względem a (c) i optymalnych długości falowodów a, b unormowanych do $L_{a,b}^\pi$ (d, e).

ności ($0.2L_{a/b}^\pi \leq L_{a/b}^{(k)} \leq 2L_{a/b}^\pi$, $0 \mu\text{m} \leq \Delta x^{(k)} \leq 0.22 \mu\text{m}$). Podobnie jak w przypadku dwumodowym, struktura siatki była optymalizowana dla stopniowo rosnącej liczby segmentów N , dopóki nie osiągnięto oczekiwanych charakterystyk transmisyjnych, tj., czystości konwersji CT poniżej -20 dB i strat nadmiarowych EL mniejszych niż 1 dB w docelowym paśmie konwersji.

Na rys. 4.22 pokazano wyniki optymalizacji konwertera modów TE_0/TE_1 na zakres spektralny $1.3 \pm 0.075 \mu\text{m}$. Dla zakładanego okna spektralnego, wymagane charakterystyki konwertera zostały uzyskane dla siatki o nominalnej liczbie segmentów $N = 8$, co odpowiada całkowitej długości siatki równej $254.5 \mu\text{m}$. Wyniki optymalizacji wskazują, że przesunięcie falowodów a i b w drugim segmencie powinno być równe zero ($\Delta x^{(2)} = 0$), co oznacza, że efektywna liczba segmentów siatki redukuje się do $N = 7$, a jej pierwszy segment zostaje wydłużony do $6.87L_{a/b}^\pi = 95.94 \mu\text{m}$. Jak pokazano na rys. 4.22a, ułamek mocy pozostający w początkowo pobudzonym modzie TE_0 , jak również szczątkowa moc sprzęgana do modu TE_2 , są znacznie poniżej -20 dB w zakresie całego pasma konwersji. Ponadto, wydajność konwersji do modu TE_1 jest większa niż 89% w całym paśmie i równa 92% dla centralnej długości fali $\lambda_{rez} = 1.3 \mu\text{m}$ ($EL = 0.35$ dB), co jest znacznie powyżej najlepszej wydajności konwersji uzyskanej w przybliżeniu dwumodowym, tj. $CE(\lambda_{rez}) = 66.5\%$ ($EL = 2.73$ dB) dla efektywnej liczby segmentów równej 8 (nominalna liczba segmentów $N = 11$, rys. 4.20). Tak znaczący wzrost wydajności konwersji jest spowodowany uwzględnieniem modu TE_2 w analizie propagacyjnej, którego energia nie jest w rzeczywistości tracona, jak zakłada przybliżony opis dwumodowy nie uwzględniający sprzężeń do modu TE_2 . Na rys. 4.22c i rys. 4.22d, e zostały pokazane znalezione optymalne wartości przesunięć bocznych $\Delta x^{(k)}$ i długości falowodów a, b (unormowanych do $L_{a,b}^\pi$) w kolejnych segmentach siatki. Znalezione wartości $\Delta x^{(k)}$ są rozłożone w obszarze dozwolonego zakresu zmienności tego parametru, tzn. w przedziale od 0 do $0.22 \mu\text{m}$ i przyjmują wartość maksymalną $\Delta x_{max} = 0.22 \mu\text{m}$ tylko w 3 segmentach siatki (czwartym, piątym i szóstym), co zmniejsza straty konwertera.



Rysunek 4.23. Charakterystyki transmisyjne konwertera modów TE_0/TE_1 zoptymalizowanego w oknie spektralnym $1.55 \pm 0.158 \mu m$ (szary obszar) dla nominalnej liczby segmentów $N = 9$ (a). Topografia siatki (b) dla znalezionych optymalnych wielkości bocznych przesunięć $\Delta x^{(k)}$ falowodów b względem a (c) i optymalnych długości falowodów a, b unormowanych do $L_{a,b}^\pi$ (d, e).



Rysunek 4.24. Charakterystyki transmisyjne konwertera modów TE_0/TE_1 zoptymalizowanego w oknie spektralnym $1.55 \pm 0.11 \mu m$ (szary obszar) dla nominalnej liczby segmentów $N = 9$ (a). Topografia siatki (b) dla znalezionych optymalnych wielkości bocznych przesunięć $\Delta x^{(k)}$ falowodów b względem a (c) i optymalnych długości falowodów a, b unormowanych do $L_{a,b}^\pi$ (d, e).

Wyniki optymalizacji konwertera modów TE_0/TE_1 dla zakresu $1.55 \pm 0.158 \mu m$, o nominalnej liczbie segmentów siatki równej $N = 9$, przedstawiono na rys. 4.23. W tym oknie spektralnym konwerter jest efektywnie trzymodowy, ponieważ mod TE_2 jest odcinany dopiero w pobliżu $\lambda_c = 1.47 \mu m$. Procedura optymalizacyjna nie wyeliminowała żadnego z segmentów z powodu malejących współczynników sprzężenia między modami dla rosnącej długości fali (rys. 4.6a) i ich efektywna liczba pozostaje równa 9 (rys. 4.23b), co odpowiada całkowitej długości siatki równej $243.2 \mu m$. Jak pokazano na rys. 4.23a, uzyskane w wyniku optymalizacji spektralne pasmo konwersji, wyznaczone

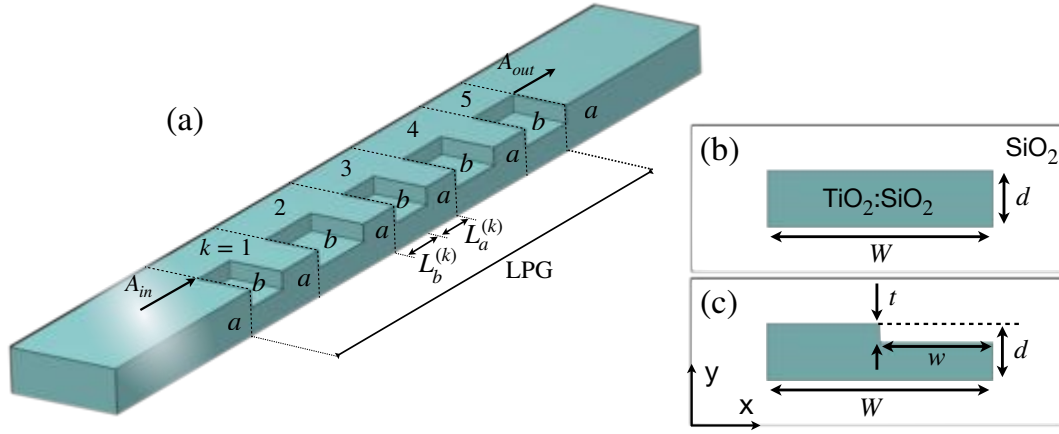
przez wartość współczynnika CT poniżej -20 dB, jest mniejsze niż docelowe i wynosi tylko 260 nm, a wydajność konwersji do modu TE_1 utrzymuje się powyżej 70 % w całym paśmie i wynosi 73.6 % dla centralnej długości fali $\lambda_{\text{rez}} = 1.55$ μm ($EL = 2.3$ dB). Tak duże straty wynikają przede wszystkim z dużych bocznych przesunięć $\Delta x^{(k)}$, które są niezbędne do tak znacznego poszerzenia pasma konwersji w trzecim oknie transmisyjnym (rys. 4.17b).

Zmniejszenie strat konwertera poniżej $EL < 1$ dB jest możliwe poprzez zmniejszenie docelowego pasma konwersji, na przykład do 220 nm (1.55 ± 0.11 μm) i zachowanie tej samej nominalnej liczby segmentów $N = 9$. Dla tak zawężonego zakresu spektralnego funkcji celu, procedura optymalizacyjna znalazła rozwiązania o znacznie mniejszych bocznych przesunięciach falowodów $\Delta x^{(k)}$ na wielu złączach, a nawet jedno z nich jest równe zero ($\Delta x^{(1)} = 0$), co zmniejsza efektywną liczbę segmentów siatki do 8 i tym samym redukuje całkowitą długość siatki z 230 μm do 198 μm . Jak pokazano na rys. 4.24a, dla takiej struktury siatki uzyskano wydajność konwersji CE powyżej 78.4 % ($EL < 1$ dB) w przedziale $\lambda \in [1.46$ $\mu\text{m}, 1.7$ $\mu\text{m}]$ i $CE = 81.6$ % ($EL = 0.86$ dB) dla centralnej długości fali $\lambda_{\text{rez}} = 1.55$ μm , ale kosztem szerokości pasma konwersji, które zmniejszyło się do 240 nm (CT poniżej -20 dB). W tym zakresie spektralnym zależność różnicy efektywnych współczynników modów TE_0 i TE_1 od długości fali staje się prawie liniowa, co prowadzi do szerokiego pasma konwersji dla prawie stałych długości wszystkich segmentów. Z tego powodu, w przypadku tej struktury, optymalne długości falowodów a i b odchylają się nieznacznie względem $L_{a/b}^\pi = 13.164$ μm . (rys. 4.24d i e). Ponadto, ponieważ boczne przesunięcie falowodu b względem a w pierwszym segmencie jest równe zero ($\Delta x^{(1)} = 0$), pierwszy segment siatki staje się finalnie przedłużeniem falowodu doprowadzającego i efektywnie nie należy już do struktury siatki.

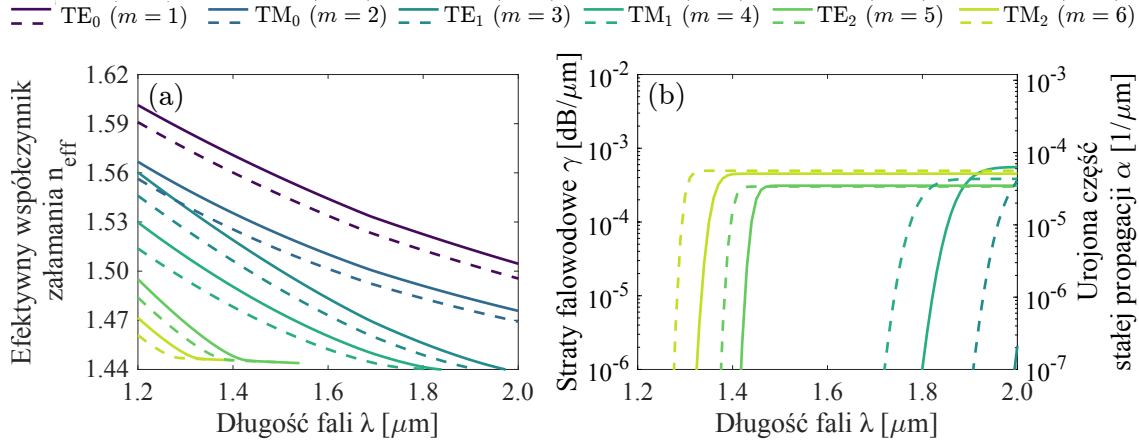
4.5 Optymalizacja konwerterów wykorzystujących siatki ze schodkową zmianą grubości

Drugi rodzaj siatki, która była optymalizowana w celu uzyskania szerokopasmowej konwersji między modami TE_0/TE_1 , charakteryzuje się innym sposobem perturbacji falowodu b względem a , rys. 4.25. W tym przypadku, aby uzyskać efektywne sprzężenia między modami przestrzennymi propagującymi się w falowodach a i b , zastosowano perturbację w postaci lokalnego zmniejszenia grubości falowodu b na części jego szerokości, które wyglądem przypomina stopień o wysokości t , rys. 4.25. Podobnie jak w poprzednim przypadku, falowody a i b są wykonane z materiału o średnim kontraście współczynnika załamania ($\text{TiO}_2\text{:SiO}_2/\text{SiO}_2$). Falowód niesperturbowany a ma kształt prostokątny o takich samych wymiarach (2.5×0.42 μm), jak dla siatek z bocznymi przesunięciami. W sperturbowanym falowodzie b szerokość stopnia z uskokiem wysokości jest dobierana w trakcie optymalizacji w zakresie ($0 \leq w \leq W/2$), aby móc kontrolować siłę sprzęgania, gdzie $W = 2.5$ μm to szerokość falowodu. Wysokość stopnia t jest stała we wszystkich segmentach ($t = 70$ nm) i wybrana w taki sposób, że maksymalny współczynnik sprzężenia pomiędzy modami TE_0 i TE_1 dla szerokości stopnia $w = W/2$ jest zbliżony do sprzężenia w siatce z bocznym przesunięciem falowodów dla $\Delta x_{\text{max}} = 0.22$ μm ($Cba_{21} \approx 0.2$ dla $\lambda = 1.3$ μm).

Na rys. 4.26 pokazano zależność współczynników efektywnych n_{eff} i strat falowo-

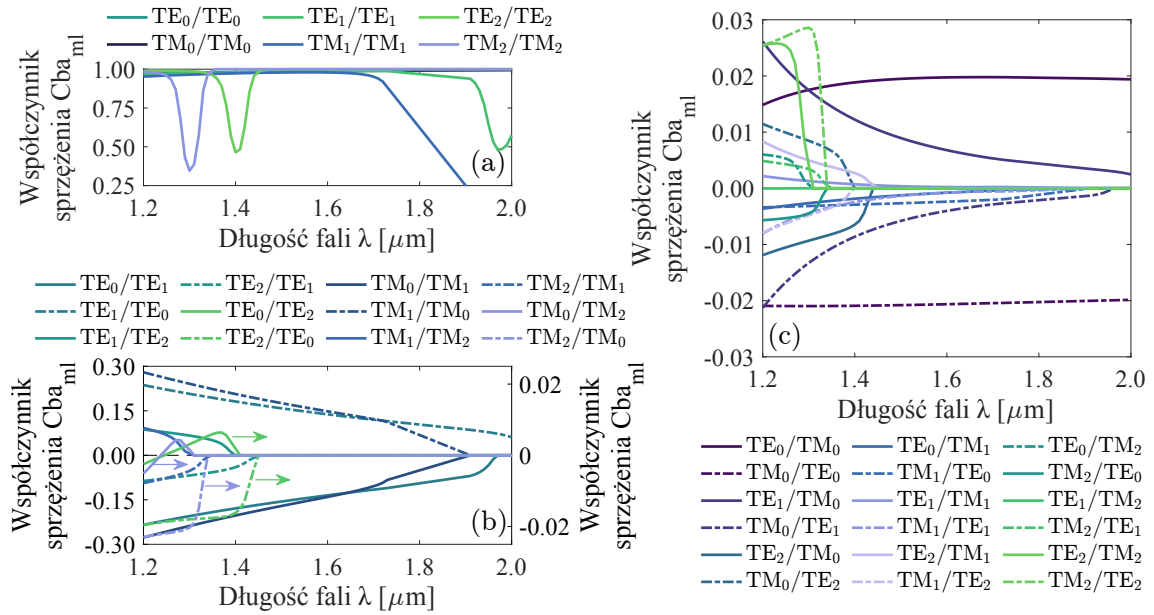


Rysunek 4.25. Struktura niejednorodnej binarnej siatki długookresowej z perturbacją w postaci schodkowej zmiany grubości falowodu typu b o t (a) oraz przekroje poprzeczne składowych falowodów zagrzebanych tworzących kolejne segmenty siatki (b, c).



Rysunek 4.26. Charakterystyki propagacyjne falowodu zagrzebanego typu a z prostokątnym przekrojem o wymiarach $W = 2.5 \mu\text{m}$, $d = 0.42 \mu\text{m}$ (linie ciągłe) i typu b z lokalnie zmniejszoną grubością w postaci stopnia o wymiarach $w = W/2$, $t = 70 \text{ nm}$ (linie przerywane) stosowane do zaprojektowania konwertera modów TE_0/TE_1 o średnim kontraście $(\text{TiO}_2:\text{SiO}_2/\text{SiO}_2)$; zależność efektywnych współczynników załamania od długości fali $n_{\text{eff}}(\lambda)$ (a), strat falowodowe γ i urojona część stałej propagacji α (b) obliczone dla wszystkich prowadzonych modów przestrzennych. Numer modu jest przypisany według wartości efektywnego współczynnika załamania.

dowych γ dla falowodu niesperturbowanego (typu a) i sperturbowanego (typu b) dla wszystkich prowadzonych modów przestrzennych (TE_0 , TE_1 , TE_2 oraz TM_0 , TM_1 , TM_2) w przedziale spektralnym od 1.2 do $2.0 \mu\text{m}$. W przeciwieństwie do siatki z bocznym przesunięciem, perturbacja w postaci skokowej zmiany grubości falowodu b znosi jego dwupłaszczyznową symetrię, co powoduje, że współczynniki sprzężeń pomiędzy modami TE i TM na każdym złączu stają się niezerowe, potencjalnie skutkując zauważalnym transferem mocy z pobudzonego modu TE_0 do modów TM . Dlatego też, w przypadku takich siatek, mody TM muszą być uwzględnione w analizie propagacyjnej,



Rysunek 4.27. Współczynniki sprzężeń prostych (a) oraz skośnych pomiędzy modami o tej samej polaryzacji (b) i modami o polaryzacji ortogonalnej (c) na złączu falowodów *a* i *b* o geometrii zdefiniowanej w podpisie rys. 4.26, obliczone dla wszystkich kombinacji modów TE₀, TE₁, TE₂ oraz TM₀, TM₁, TM₂ w funkcji długości fali. Na rysunku (c) mody zostały podzielone na 3 grupy kolorystyczne: TE_{0,1,2}/TM₀ - ciemny niebieski, TE_{0,1,2}/TM₁ - niebieski, TE_{0,1,2}/TM₂ - zielony. Numery modów są przypisane zgodnie z kolejnością pojawiania się, tzn., TE₀ (*l* = 1), TM₀ (*m* = 2), TE₁ (*m* = 3), etc.

co zwiększa wymiarowość macierzy sprzężenia $\mathbf{Cba}^{(k)}$ do 6×6 . Numeracja modów TE₀, TE₁, TE₂ oraz TM₀, TM₁, TM₂ jest uwspólniona i przypisana zgodnie z wartościami efektywnych współczynników załamania, rys. 4.26.

Na rys. 4.27 zostały pokazane współczynniki sprzężeń prostych i skośnych dla wszystkich kombinacji modów TE i TM w funkcji długości fali dla $w = W/2$. Podobnie jak w przypadku siatki z bocznym przesunięciem, wszystkie współczynniki sprzężenia maleją w funkcji długości fali i osiągają wartość zero w pobliżu długości fali odcięcia. Współczynniki sprzężeń prostych wykazują rosnący trend z długością fali, z wyjątkiem lokalnego spadku w pobliżu odcięcia. Jest on spowodowany różnicą długości fali odcięcia w falowodach typu *a* i *b*, co skutkuje znaczącą różnicą rozkładu pola modu w falowodach typu *b* i *a* w pobliżu długości fali odcięcia każdego z modów. Zależność współczynników sprzężeń od szerokości stopnia *w* jest kwadratowa, podobnie jak dla perturbacji w postaci bocznego przesunięcia Δx (rys. 4.6b). Dlatego też, podobnie jak dla siatek z bocznymi przesunięciami, stosowano czteropunktową aproksymację tej parabolicznej zależności do obliczenia współczynników sprzężenia dla ciągłej zmiany *w* i λ .

Optymalizacji poddano dwie niejednorodne binarne siatki długookresowe, zapewniające szerokopasmową konwersję pomiędzy modami TE₀ (*l* = 1) i TE₁ (*m* = 3) o centralnej długości fali równej $\lambda_{\text{rez}} = 1.3 \mu\text{m}$ i $\lambda_{\text{rez}} = 1.55 \mu\text{m}$. Podobnie jak podczas optymalizacji siatek z bocznym przesunięciem, uwzględnione zostały rosnące straty modów w pobliżu długości fal odcięcia, reprezentowane w macierzy propagacji wyrażonej wzorem (4.16) przez wyznaczoną na podstawie symulacji urojoną składową stałą propa-

gacji. Optymalizacji były poddane zarówno długości poszczególnych segmentów $La^{(k)}$ i $Lb^{(k)}$, jak również siła sprzężenia na każdym złączu zależna od szerokości uskoku $w^{(k)}$. Ograniczenia nałożone na zmianę długości $La^{(k)}$, $Lb^{(k)}$ podczas optymalizacji są takie same, jak te dla optymalizacji siatki z bocznym przesunięciem. Identyczny jest również krok próbkowania spektralnego, który wynosi 5 nm. Docelowe wartości funkcji celu dla poszczególnych modów oraz ich współczynniki wagowe q_{ji} (wzór (4.21)) zostały wybrane w następujący sposób, aby zapewnić efektywną konwersję z modu TE₀ ($l = 1$) do TE₁ ($m = 3$):

$$T_{11}^{\text{target}}(\lambda) = T_{21}^{\text{target}}(\lambda) = T_{41}^{\text{target}}(\lambda) = T_{51}^{\text{target}}(\lambda) = T_{61}^{\text{target}}(\lambda) = 0, \quad T_{31}^{\text{target}}(\lambda) = 1 \quad (4.38)$$

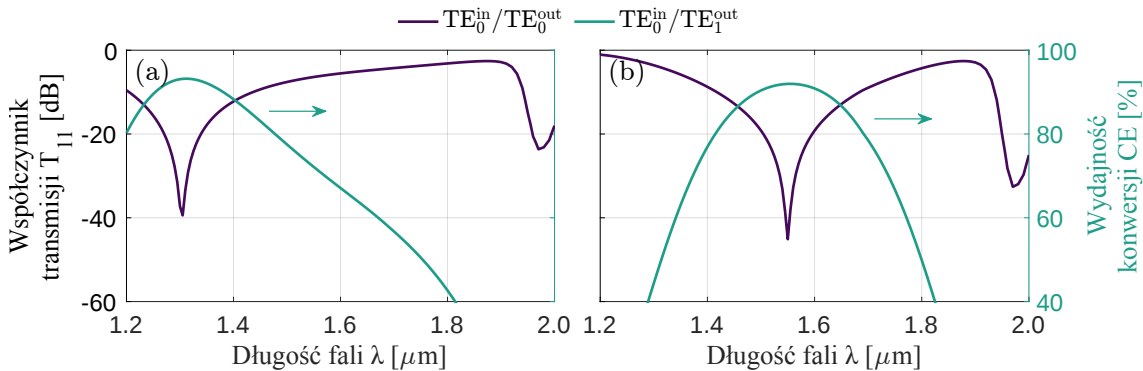
oraz $q_{11} = q_{21} = q_{41} = q_{51} = q_{61} = 1, \quad q_{31} = 0.1,$

Jako punkt startowy w procedurze optymalizacyjnej stosowano zestaw parametrów $La^{(k)}$, $Lb^{(k)}$ i $w^{(k)}$, dla k równego od 1 do N , losowany w zakresie wyznaczonych przedziałów ($0.2L_a^\pi \leq L_a^{(k)} \leq 2L_a^\pi$, $0.2L_b^\pi \leq L_b^{(k)} \leq 2L_b^\pi$, $0 \leq w^{(k)} \leq W/2$) dla każdego segmentu indywidualnie, gdzie L_a^π i L_b^π są długościami segmentów (w tym przypadku różnymi), zapewniającymi sprzężenie rezonansowe dla centralnej długości fali λ_{rez} .

Jako struktury wyjściowe wybrano dwie siatki jednorodne, których początkowe parametry strukturalne dobrano tak, aby zapewnić rezonansowe sprzężenie ($\Delta\theta_c = \pi/2$) dla długości fali 1.3 μm i 1.55 μm :

1. $w = 0.471W$, $N_{\text{opt}} = 4$, $\lambda_{\text{rez}} = 1.3 \mu\text{m}$, $L_a^\pi = 13.964 \mu\text{m}$, $L_b^\pi = 13.124 \mu\text{m}$
2. $w = 0.444W$, $N_{\text{opt}} = 6$, $\lambda_{\text{rez}} = 1.55 \mu\text{m}$, $L_a^\pi = 13.164 \mu\text{m}$, $L_b^\pi = 13.052 \mu\text{m}$

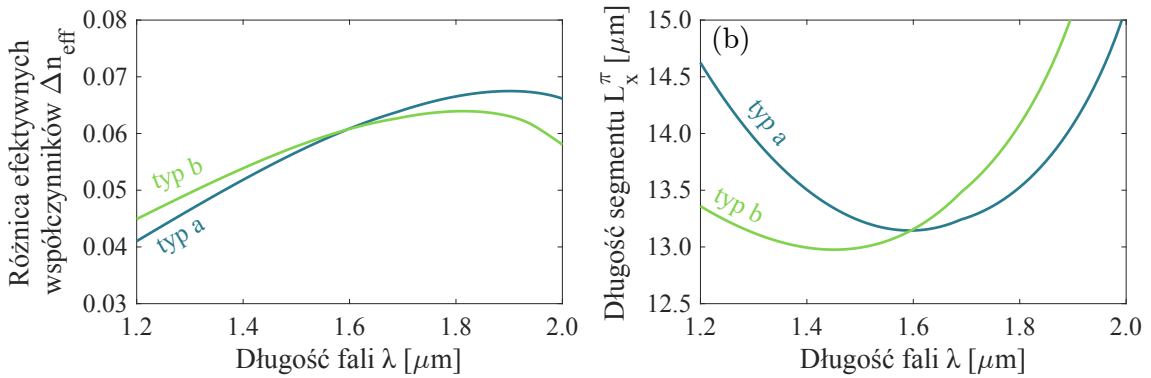
Charakterystyki transmisyjne obu wyjściowych siatek obliczone przy pomocy przybliżenia dwumodowego pokazano na rys. 4.28. W przypadku jednorodnej siatki z $\lambda_{\text{rez}} = 1.3 \mu\text{m}$, pasmo konwersji określone przez poziom współczynnika transmisji T_{11} mniejszy niż -20 dB jest równe $2\Delta\lambda = 70 \text{ nm}$, przy wydajności konwersji (CE) wynoszącej 93.1% dla rezonansowej długości fali. Dla siatki z $\lambda_{\text{rez}} = 1.55 \mu\text{m}$, pasmo konwersji jest równe $2\Delta\lambda = 90 \text{ nm}$, a wydajność konwersji (CE) dla rezonansowej długości fali jest równa



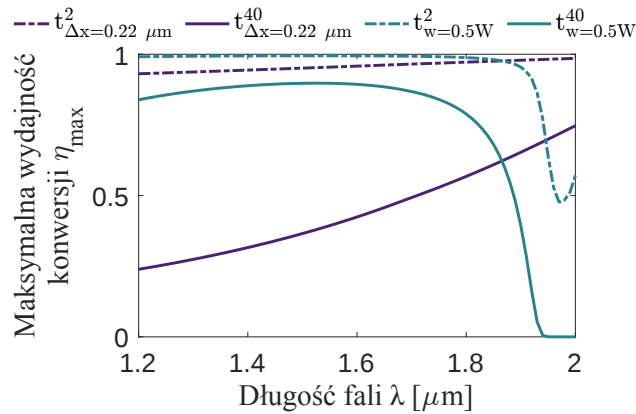
Rysunek 4.28. Współczynnik transmisji (T_{11}) dla modu TE₀ oraz wydajność konwersji (CE) do modu TE₁ obliczone w funkcji długości fali w przybliżeniu dwumodowym dla siatek jednorodnych o parametrach $w = 0.471W$, $N_{\text{opt}} = 4$, $\lambda_{\text{rez}} = 1.3 \mu\text{m}$, $L_a^\pi = 13.964 \mu\text{m}$, $L_b^\pi = 13.124 \mu\text{m}$ (a) i $w = 0.444W$, $N_{\text{opt}} = 6$, $\lambda_{\text{rez}} = 1.55 \mu\text{m}$, $L_a^\pi = 13.164 \mu\text{m}$, $L_b^\pi = 13.052 \mu\text{m}$ (b).

92 %. Dużo węższe wyjściowe pasmo konwersji dla siatki jednorodnej ze schodkową zmianą wysokość falowodu b w porównaniu do siatki z bocznym przesunięciem dla $\lambda_{\text{rez}} = 1.55 \mu\text{m}$, jest spowodowane różną geometrią falowodów typu a i b . To powoduje, że efektywna różnica współczynników załamania Δn_{eff} dla modów TE_0 i TE_1 zmienia się w funkcji długości fali w różny sposób dla falowodów obu typów (rys. 4.29a). W szczególności, liniowa część tej charakterystyki, odpowiedzialna za poszerzenie pasma konwersji dla siatki jednorodnej z bocznym przesunięciem falowodów, wypada w innych zakresach spektralnych dla falowodów a i b o różnej geometrii, co ogranicza pasmo konwersji dla siatki jednorodnej ze schodkową zmianą wysokości falowodu. Z tego samego powodu, dla siatki tego typu nie obserwuje się także drugiego rezonansowego sprzężenia w zakresie długofalowym, gdyż paraboliczne zależności $L_a^\pi(\lambda)$ i $L_b^\pi(\lambda)$ mają różne przebiegi w funkcji długości fali (rys. 4.29b).

Lepsza wydajność konwersji dla jednorodnych siatek ze schodkową zmianą gru-



Rysunek 4.29. Różnica efektywnych współczynników załamania $\Delta n_{\text{eff}} = n_{\text{eff},1} - n_{\text{eff},2}$ modów TE_0 i TE_1 w funkcji długości fali dla falowodu typu a i b (a). Paraboliczna zależność długości segmentu zapewniającego rezonansowe sprzężenie $L_x^\pi(\lambda)$ od długości fali (b), gdzie x odpowiada falowodowi typu a lub b .

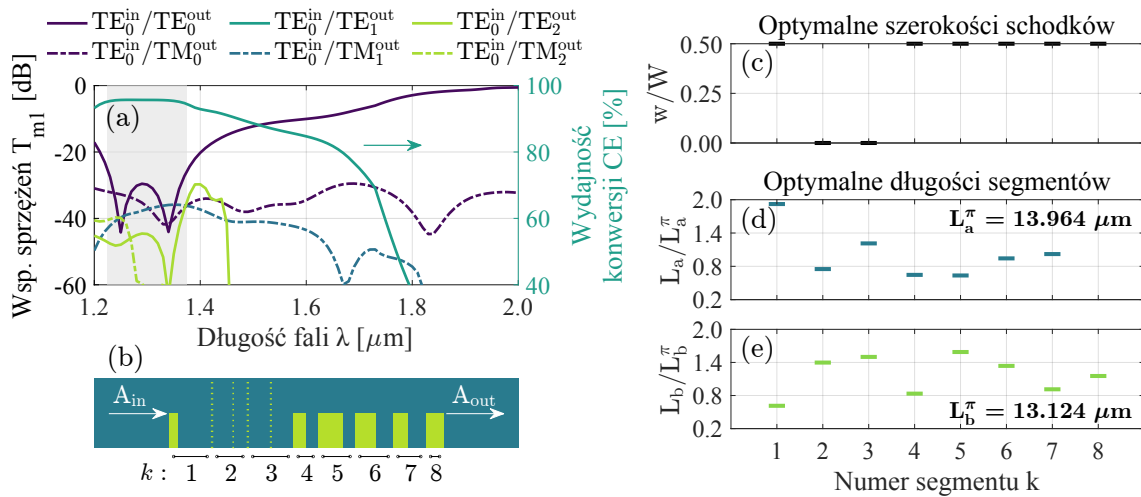


Rysunek 4.30. Porównanie maksymalnej wydajności konwersji w funkcji długości fali dla perturbacji z bocznym przesunięciem falowodów i o schodkowej zmianie grubości falowodu b , które wykazują podobną (≈ 0.2) siłę sprzężenia pomiędzy modami TE_0 i TE_1 dla $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ ($\Delta x = 0.22 \mu\text{m}$ vs. $w = W/2$, $t = 70 \text{ nm}$), uzyskane po pojedynczym złączu (t^2) i dla siatki złożonej z dziesięciu ($N = 10$) segmentów w warunkach rezonansu.

bości (93.1 % dla $\lambda_{\text{rez}} = 1.31 \mu\text{m}$ i 92 % dla $\lambda_{\text{rez}} = 1.55 \mu\text{m}$) w porównaniu do siatek z bocznym przesunięciem (72 % dla $\lambda_{\text{rez}} = 1.31 \mu\text{m}$ i 76.3 % dla $\lambda_{\text{rez}} = 1.55 \mu\text{m}$) jest wynikiem mniejszych strat na pojedynczym złączu dla tego typu perturbacji. W przybliżonym opisie dwumodowym (podrozdział 4.4.1) straty te były oceniane za pomocą parametru maksymalnej wydajności konwersji η_{max} określonej za pomocą wzoru (4.36). Na rys. 4.30 porównano zależności maksymalnej wydajności konwersji w funkcji długości fali $\eta_{\text{max}}(\lambda)$ w warunkach rezonansu dla obu typów perturbacji ($\Delta x = 0.22 \mu\text{m}$ vs. $w = W/2$, $t = 70 \text{ nm}$), które zapewniają podobny współczynnik sprzężenia ($Cb_{a21} \approx 0.2$) pomiędzy modami TE₀ i TE₁ dla $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$. Znaczna różnica wydajności konwersji na pojedynczym złączu dla obu przypadków (np., $t_{\Delta x=0.22 \mu\text{m}}^2 = 0.937$ vs. $t_{w=0.5W}^2 = 0.993$ dla $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$) przekłada się na drastyczną różnicę wydajności po przejściu przez dłuższą siatkę, na przykład złożoną z 10 segmentów ($\eta_{\text{max}}^{\Delta x=0.22 \mu\text{m}} = 27.4 \%$ vs. $\eta_{\text{max}}^{w=0.5W} = 87 \%$ dla $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$), co tłumaczy lepszą wydajność konwersji siatki ze schodkową zmianą grubości.

Struktura obu wyjściowych siatek była modyfikowana z wykorzystaniem zaproponowanej procedury optymalizacyjnej w celu powiększenia pasma konwersji w przybliżeniu o wartości $2\Delta\lambda' = 80 \text{ nm}$ i $2\Delta\lambda' = 225 \text{ nm}$, odpowiednio w drugim i trzecim oknie transmisyjnym. Parametry $2\Delta\lambda'$ zostały tak dobrane, aby docelowe pasma konwersji stosowane w trakcie optymalizacji tych struktur były takie same jak dla siatek z bocznym przesunięciem, tj. $2(\Delta\lambda + \Delta\lambda') = 150 \text{ nm}$ dla $\lambda_{\text{rez}} = 1.3 \mu\text{m}$ i $2(\Delta\lambda + \Delta\lambda') = 315 \text{ nm}$ dla $\lambda_{\text{rez}} = 1.55 \mu\text{m}$.

Wyniki optymalizacji konwertera modów TE₀/TE₁ dla zakresu długości fali $1.3 \pm 0.075 \mu\text{m}$ zostały pokazane na rys. 4.31. Podobnie jak w przypadku siatki z bocznym przesunięciem, optymalizacja została przeprowadzona dla nominalnej liczby segmentów $N = 8$. Akceptowalny poziom czystości konwersji określony warunkiem $\text{CT} < -20 \text{ dB}$

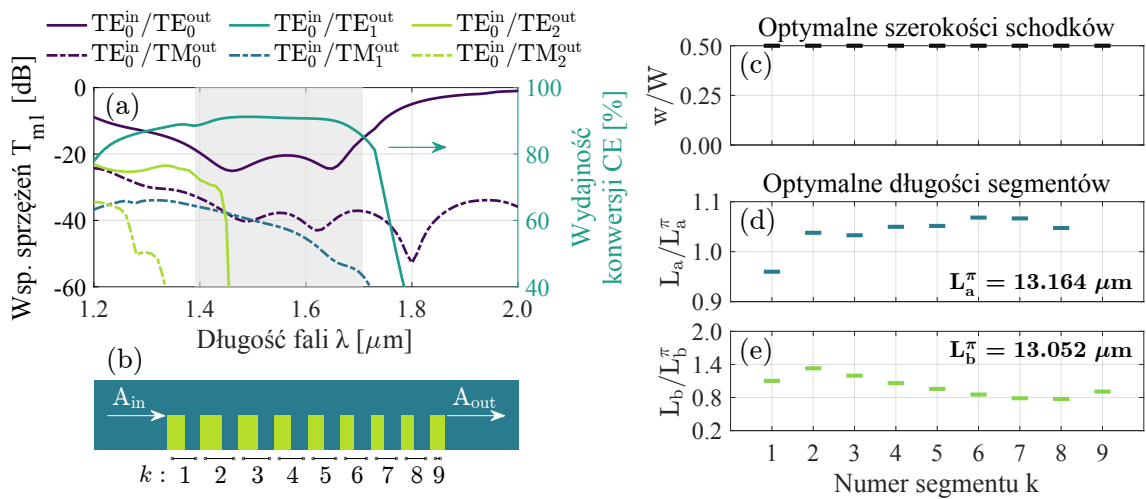


Rysunek 4.31. Charakterystyki transmisyjne konwertera modów TE₀/TE₁ zoptymalizowanego w oknie spektralnym $1.3 \pm 0.075 \mu\text{m}$ (szary obszar) dla nominalnej liczby segmentów $N = 8$ (a). Topografia siatki (b) dla znalezionych optymalnych szerokości uskoku grubości falowodu typu *b* unormowane do szerokości falowodu *W* (c) i optymalnych długości falowodów *a* i *b* unormowanych odpowiednio do L_a^π i L_b^π (d, e).

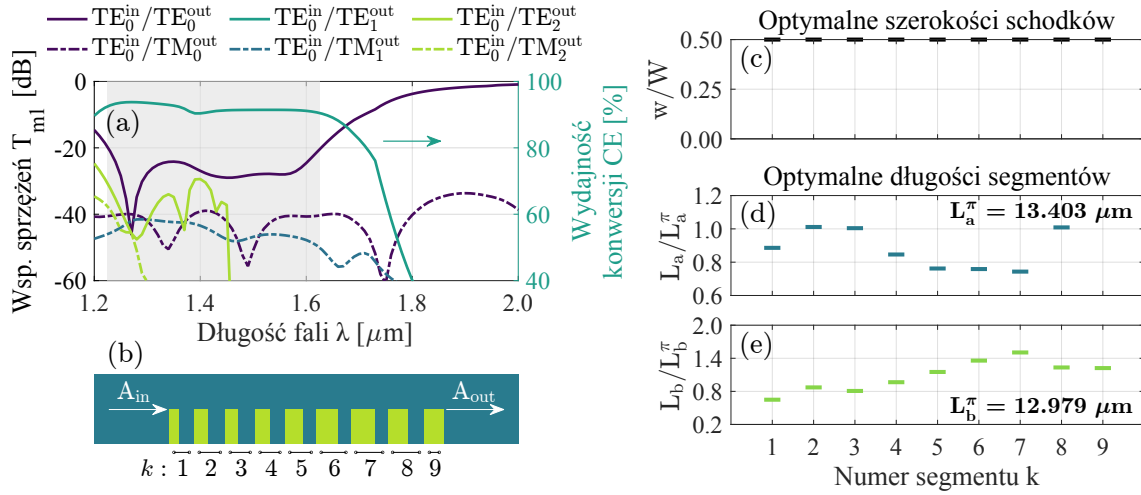
został osiągnięty dla siatki złożonej efektywnie tylko z 6 segmentów, ponieważ proces optymalizacji wyłączył segmenty nr 2 i 3 ($w^{(2)} = 0$ i $w^{(3)} = 0$). Całkowita długość siatki o optymalnej strukturze jest równa $222.1 \mu\text{m}$. Wyniki obliczeń pokazane na rysunku 4.31 wskazują, że poziom przesłuchów międzymodowych CT jest ograniczony głównie przez moc pozostałą w początkowo pobudzonym modzie TE_0 , podczas gdy moc sprzęgana do innych modów, w tym do modów TM, jest znacząco mniejsza w większości zakresu docelowego okna spektralnego. Wydajność konwersji do modu TE_1 i straty nadmiarowe EL są lepsze niż dla konwertera z bocznymi przesunięciami i równe odpowiednio 95% i 0.19 dB dla centralnej długości fali $\lambda_{\text{rez}} = 1.3 \mu\text{m}$ w porównaniu do 92% i 0.36 dB dla siatki z przesunięciami bocznymi.

Dla zakresu spektralnego $1.55 \pm 0.158 \mu\text{m}$ procedura optymalizacji nie wyłączyła żadnego z segmentów, więc efektywna liczba segmentów pozostała równa 9 (rys. 4.32b), co odpowiada całkowitej długości siatki równej $223.8 \mu\text{m}$. Parametry znalezionej optymalnej struktury konwertera są następujące: przesłuchy międzymodowe CT poniżej -20 dB i CE powyżej 88% (EL < 0.46 dB) w całym oknie spektralnym (90.9% dla centralnej długości fali $\lambda_{\text{rez}} = 1.55 \mu\text{m}$, EL = 0.37 dB). Ponownie, uzyskane charakterystyki konwertera z uskokiem grubości falowodu b są lepsze niż te dla konwertera z bocznymi przesunięciami falowodów zoptymalizowanego w tym samym zakresie spektralnym i dla takiej samej liczby segmentów ($N = 9$), dla którego CE i EL dla centralnej długości fali $\lambda_{\text{rez}} = 1.55 \mu\text{m}$ są odpowiednio równe 73.5% i 1.31 dB, jak pokazano na rys. 4.23a. Ponadto, otrzymane charakterystyki są również lepsze od tych dla konwertera z bocznymi przesunięciami zoptymalizowanego w mniejszym docelowym oknie konwersji ($1.55 \mu\text{m} \pm 0.11 \mu\text{m}$), dla którego CE i EL dla $\lambda_{\text{rez}} = 1.55 \mu\text{m}$ są odpowiednio równe 81.6% i 0.86 dB.

Systematycznie lepsze parametry użytkowe zoptymalizowanych konwerterów ze



Rysunek 4.32. Charakterystyki transmisyjne konwertera modów TE_0/TE_1 zoptymalizowanego w oknie spektralnym $1.55 \pm 0.158 \mu\text{m}$ (szary obszar) dla nominalnej liczby segmentów $N = 9$ (a). Topografia siatki (b) dla znalezionych optymalnych szerokości uskoku grubości falowodu typu b unormowane do szerokości falowodu W (c) i optymalnych długości falowodów a i b unormowanych odpowiednio do L_a^π i L_b^π (d, e).



Rysunek 4.33. Charakterystyki transmisyjne konwertera modów TE_0/TE_1 o rekordowej szerokości spektralnej, zoptymalizowanego w oknie 1.225 – 1.625 μm (szary obszar) dla liczby segmentów $N = 9$ (a). Topografia siatki (b) dla znalezionych optymalnych szerokości uskoku grubości falowodu typu b unormowane do szerokości falowodu W (c) i optymalnych długości falowodów a i b unormowanych odpowiednio do L_a^π i L_b^π (d, e)

schodkową zmianą grubości falowodu typu b są spowodowane mniejszymi stratami na pojedynczym złączu dla tego typu perturbacji, przy takiej samej sile sprzężenia między modami TE_0 i TE_1 . Taka cecha konwerterów ze schodkową zmianą grubości powoduje również, że znajduwane optymalne szerokości schodków $w^{(k)}$ przyjmują skrajne wartości, tzn. $w = 0.5W$ lub $w = 0 \mu m$, (rys. 4.31c i 4.32c). Maksymalna wartość siły perturbacji $w = 0.5W$ skutkuje maksymalną konwersją do modu TE_1 przy ograniczonej liczbie segmentów siatki, a jej zerowanie ($w = 0 \mu m$) eliminuje nadmiarowe segmenty siatki.

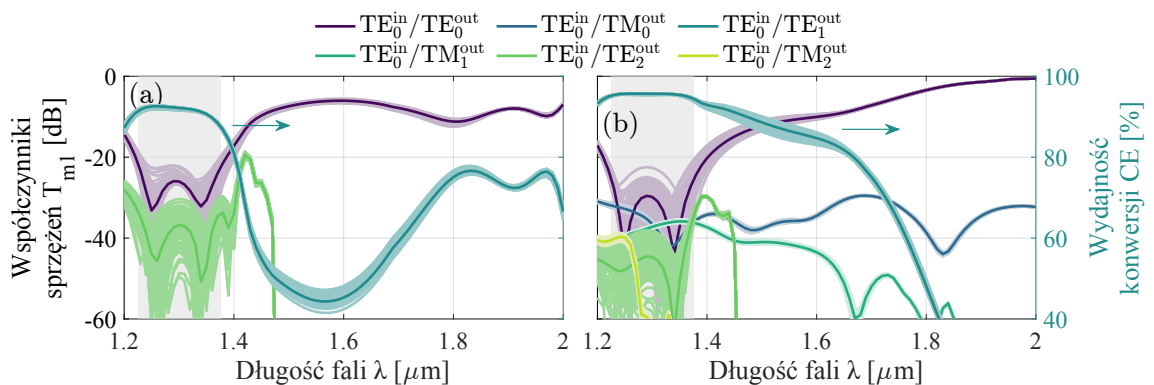
Lepszy potencjał siatek ze schodkową zmianą grubości falowodu typu b niż z bocznymi przesunięciami do uzyskiwania szerokopasmowej konwersji między modami TE_0/TE_1 jest także potwierdzony wynikami obliczeń pokazanymi na rys. 4.33. Udowadniają one, że w klasie siatek ze schodkową zmianą grubości falowodu typu b można uzyskać konwerter modów TE_0/TE_1 w ultraszerokim paśmie użytkowym równym 400 nm, które rozciąga się od 1.225 μm do 1.625 μm i pokrywa oba okna telekomunikacyjne. Znaleziona struktura siatki składa się z $N = 9$ segmentów o całkowitej długości równej 221.1 μm i zapewnia czystość konwersji CT poniżej -20 dB i CE do modu TE_1 powyżej 90% ($EL < 0.43$ dB) dla całego zakresu spektralnego, przy czym $CE = 93.6\%$ dla $\lambda = 1.3 \mu m$ i $CE = 91.4\%$ dla $\lambda = 1.55 \mu m$. Utrzymanie równie dobrych, a nawet subtelnie lepszych, parametrów transmisyjnych w porównaniu do siatki dla zakresu $1.55 \pm 0.158 \mu m$ jest spowodowane paraboliczną zależnością $L_a^\pi(\lambda)$ i $L_b^\pi(\lambda)$ w funkcji długości fali (rys. 4.29b), których minima o nieznacznie różniących się wartościach są przesunięte względem siebie w zoptymalizowanym zakresie spektralnym. Ta sama właściwość, która ogranicza pasmo konwersji w przypadku siatek jednorodnych, umożliwia jego znaczne poszerzenie dla siatek o zróżnicowanych długościach segmentów (nawet przy stałej sile sprzężenia na każdym z nich), utrzymując wysoką wydajność konwersji. Ponadto, warto podkreślić, iż otrzymane parametry użytkowe są znacznie

lepsze w porównaniu do znanych z literatury rozwiązań dyskutowanych szczegółowo we wprowadzeniu do niniejszego rozdziału.

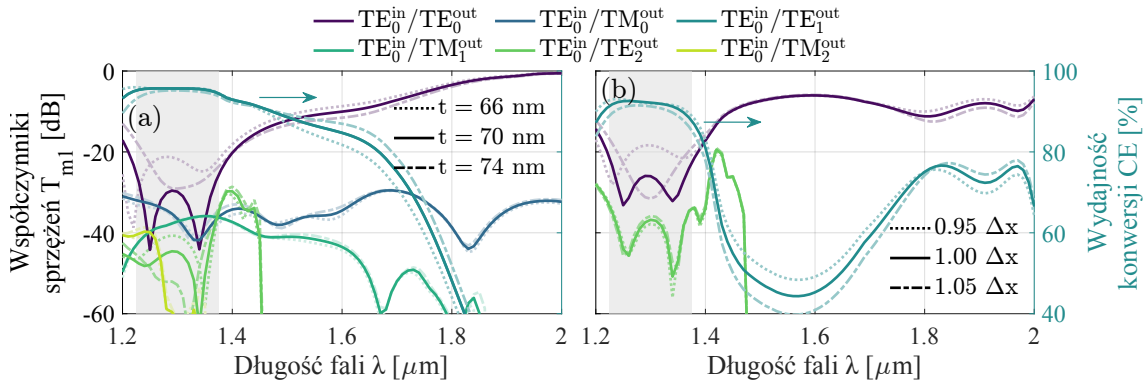
4.6 Analiza tolerancji wytwarzania obu typów konwerterów

Technologiczną wykonalność konwerterów obu typów potwierdzono poprzez analizę wpływu błędów wytwarzania na ich charakterystyki transmisyjne, na przykładzie struktur zoptymalizowanych na zakres spektralny $1.3 \pm 0.075 \mu\text{m}$. Analizę tolerancji wytwarzania przeprowadzono dla następujących parametrów strukturalnych: długości segmentów $La^{(k)}$ i $Lb^{(k)}$, głębokości wytrawienia t schodkowego uskoju, bocznych przesunięć Δx , grubości falowodów a i b oraz szerokości falowodów W .

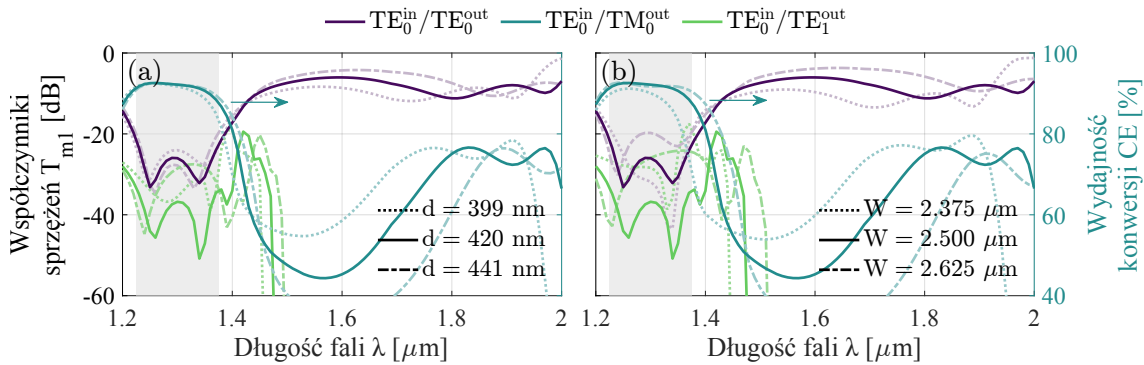
Tolerancja odchyłeń długości segmentów od wartości $La^{(k)}$ i $Lb^{(k)}$ znalezionych w wyniku optymalizacji została oszacowana poprzez dodanie losowych zmian długości z zakresu od -0.2 do $0.2 \mu\text{m}$, o jednorodnym rozkładzie gęstości prawdopodobieństwa. Charakterystyki transmisyjne konwerterów o zaburzonej w ten sposób geometrii zostały obliczone 100 razy (przy czym za każdym razem losowano oddzielny zestaw błędów wykonania długości segmentów), zachowując przy tym niezmiennione inne parametry siatki. Wyniki symulacji przeprowadzonych dla konwerterów obu typów o zaburzonych długościach segmentów zostały przedstawione na rys. 4.34. Obliczone charakterystyki pokazują, że losowe zmiany długości segmentów w zakresie $\pm 0.2 \mu\text{m}$ nie pogarszają znacząco parametrów żadnego z konwerterów. Przesłuchy międzymodowe CT pozostają poniżej -20 dB niemal w całym zakresie spektralnym. Ich niewielki wzrost powyżej -20 dB jest widoczny jedynie na krańcach projektowanego okna transmisyjnego. Losowe perturbacje długości segmentów mają również niewielki wpływ na efektywność konwersji CE do modu TE_1 , która w całym zakresie spektralnym odchyła się co najwyżej o 1 % od wartości uzyskiwanych dla optymalnych struktur.



Rysunek 4.34. Współczynniki sprzężeń T_{ml} oraz wydajność konwersji do modu TE_1 obliczone dla konwerterów TE_0/TE_1 z bocznym przesunięciem (a) i schodkową zmianą grubości (b) zoptymalizowanych w oknie spektralnym $1.3 \pm 0.075 \mu\text{m}$ (szary obszar) z długościami segmentów zaburzonymi poprzez dodanie losowych błędów wykonania o rozkładzie jednostajnym w zakresie $\pm 0.2 \mu\text{m}$.



Rysunek 4.35. Charakterystyki konwertera ze schodkową zmianą grubości obliczone dla optymalnej struktury i z błędem wykonania wysokości uskołu t równym $\pm 5\%$ (a) i konwertera z bocznym przesunięciem z błędem bocznych przesunięć Δx równym $\pm 5\%$ (b). Pozostałe strukturalne parametry siatek nie były zmieniane w trakcie odpowiednich symulacji.



Rysunek 4.36. Charakterystyki konwertera z bocznym przesunięciem obliczone dla optymalnej struktury i z błędem wykonania grubości d falowodów a i b (a) oraz szerokości falowodów W (b) równym $\pm 5\%$. Pozostałe strukturalne parametry siatek nie były zmieniane w trakcie odpowiednich symulacji.

Przeanalizowano także wpływ systematycznych błędów głębokości uskołu t dla konwertera ze sprzężeniami indukowanymi przez lokalną zmianę grubości falowodu b oraz wpływ błędów przesunięć bocznych Δx , grubości falowodów d i szerokości W dla konwertera z bocznym przesunięciem. Systematyczne błędy tych wymiarów mogą być spowodowane niepowtarzalnością procesu trawienia. Jednak w procesie wytwarzania najtrudniejszym do kontroli parametrem jest wysokość falowodu. Przyjmuje się zazwyczaj, że w typowym procesie technologicznym dokładność kontroli tego wymiaru wynosi $\pm 5\%$, dlatego też takie właśnie tolerancje wykonania założono w symulacjach numerycznych. Na rys. 4.35 zostały przedstawione wyniki obliczeń parametrów transmisyjnych dla bezbłędnie wykonanych struktur oraz z błędami głębokości uskołu i przesunięć bocznych falowodów $\pm 5\%$. Uzyskane wyniki pokazują, że oba konwertery są relatywnie tolerancyjne na tego rodzaju niedokładności wykonania. Nie prowadzą one do zawężenia szerokości pasma konwersji, gdyż pomimo uwzględnienia w symulacjach błędów wytwarzania, poziom przesłuchów międzymodowych CT utrzymuje się

w pobliżu -20 dB w całym projektowanym zakresie spektralnym. Natomiast w przypadku błędów grubości falowodu przedstawionych na rys. 4.36a, widocznym skutkiem jest nieznaczne (o kilka %) obniżenie efektywności konwersji CE na krańcach zakresu spektralnego. Jednak wyniki symulacji przedstawione na rys. 4.36b wskazują, że najbardziej krytycznym parametrem technologicznym jest szerokość falowodu W . Zmiana tego parametru o ± 5 % prowadzi do wzrostu strat nadmiarowych EL powyżej 1 dB na krańcach docelowego pasma konwersji, co skutkuje znacznym zmniejszeniem wydajności konwersji CE. Dlatego w procesie wytwarzania szerokość falowodu W powinno się kontrolować z dokładnością ± 2 %.

W podsumowaniu można stwierdzić, iż wyniki przeprowadzonych symulacji wskazują na stosunkowo małą podatność znalezionych optymalnych struktur konwerterów obu typów na błędy wykonania, co daje nadzieję ich fabrykacji z wystarczającą dokładnością i przyszłe praktyczne zastosowania.

4.7 Podsumowanie

W ramach tego rozdziału wykazano na drodze numerycznych symulacji, że niejednorodne binarne siatki długookresowe o silnym sprzężeniu pomiędzy modami propagującymi się w poszczególnych segmentach, mogą być stosowane jako szerokopasmowe konwertery modów. Ponieważ silne sprzężenia wykluczają możliwość użycia teorii modów sprzężonych do symulacji takich struktur, opracowano zmodyfikowaną metodę macierzy przejścia, która umożliwia obliczenie parametrów transmisyjnych aperiodycznych binarnych siatek falowodowych dla każdego z pobudzonych na wejściu modów przestrzennych, z uwzględnieniem propagacji kilkumodowej i strat spowodowanych odcinaniem modów wyższych rzędów. Dzięki zastosowaniu takiej metody, charakterystyki transmisyjne niejednorodnych siatek binarnych, dla każdego wejściowego modu przestrzennego, można wyrazić w funkcji parametrów strukturalnych (długości wszystkich składowych falowodów i siły sprzężenia na wszystkich złączach). To z kolei umożliwia zastosowanie czysto numerycznych procedur optymalizacyjnych do znalezienia takich parametrów strukturalnych siatki, dla których uzyskuje się oczekiwane charakterystyki transmisyjne zdefiniowane przez funkcję celu. Do optymalizacji struktury konwerterów przystosowano dostępną w bibliotece MATLABa metodę numeryczną, zwaną „multistart”, która polega na poszukiwaniu takich parametrów konwertera, dla których, na określonym przedziale spektralnym, minimalizowane jest odstępstwo obliczanych charakterystyk transmisyjnych od zadanej funkcji celu definiującej pożądane charakterystyki. Optymalizację przeprowadzano dla stopniowo powiększanej liczby segmentów konwertera, aż do uzyskania docelowych charakterystyk z zadowalającą dokładnością. Znaleziona w ten sposób struktura konwertera jest prawdziwie optymalna, gdyż spełnia zakładane właściwości przy zastosowaniu możliwie najmniejszej liczby segmentów.

Opracowano także uproszczoną wersję metody macierzy przejścia do symulacji struktur dwumodowych, dla której macierz sprzężenia między modami TE_0 i TE_1 o wymiarach 2×2 można przedstawić jako macierz obrotu. Ze względu na fakt, iż dokładność takiego przybliżenia maleje wraz ze wzrostem siły sprzężenia, taki uproszczony formalizm może być stosowany do wstępnej optymalizacji struktur pracujących w reżimie dwumodowym i charakteryzujących się umiarkowanie silnymi sprzężeniami. Ponadto,

pozwała on w intuicyjny sposób określić warunki na maksymalną konwersję w przypadku siatek jednorodnych (całkowity efektywny kąt obrotu $\Delta\theta_c$ równy $\pi/2$) oraz ocenić zdolność struktury aperiodycznej do szerokopasmowej konwersji na podstawie wartości $\Delta\theta_c$.

Skuteczność zaproponowanej metody została potwierdzona poprzez optymalizację dwóch szerokopasmowych konwerterów modowych TE_0/TE_1 na pasmo $1.3 \mu\text{m}$ i $1.55 \mu\text{m}$, wytworzonych z falowodów wielomodowych o średnim kontraście współczynnika załamania ($\text{TiO}_2\text{:SiO}_2/\text{SiO}_2$) z silnym sprzężeniem indukowanym poprzez boczne przesunięcie falowodów składowych lub schodkową zmianę ich grubości. Dla obu typów konwerterów uzyskano szerokie pasmo konwersji, odpowiednio 150 nm w paśmie $1.3 \mu\text{m}$ oraz 315 nm w paśmie $1.55 \mu\text{m}$, przy czystości konwersji CT lepszej niż -20 dB dla obu zakresów widmowych. Warto podkreślić, że tak dobre parametry konwersji uzyskano przy użyciu małej liczby segmentów siatki, czyli od sześciu do dziewięciu, w zależności od okna spektralnego i rodzaju perturbacji. Konwerter ze schodkową zmianą grubości falowodu wykazywał systematycznie mniejsze straty przejścia dla obu zakresów spektralnych, które wynosiły 0.19 dB dla $1.3 \mu\text{m}$ i 0.37 dB dla $1.55 \mu\text{m}$, w porównaniu do 0.35 dB i 0.86 dB dla konwertera z bocznym przesunięciem falowodów. Lepsze charakterystyki użytkowe konwertera ze schodkową zmianą grubości falowodów są spowodowane mniejszymi stratami na pojedynczym złączu w porównaniu do strat na złączu pomiędzy falowodami z bocznym przesunięciem, dla wielkości obu perturbacji zapewniającej taki sam współczynnik sprzężenia między modami TE_1/TE_0 . Ponadto pokazano, że dla konwertera ze schodkową zmianą grubości falowodu złożonego jedynie z dziewięciu segmentów, możliwe jest uzyskanie bardzo szerokiego pasma konwersji (400 nm) pokrywającego oba okna komunikacyjne, przy stratach przejścia nie przekraczających 0.43 dB i czystości konwersji poniżej -20 dB .

Warto podkreślić, że każde ze zoptymalizowanych urządzeń ma całkowitą długość z przedziału od $198 \mu\text{m}$ do $255 \mu\text{m}$, czyli o ponad rząd wielkości mniejszą niż inne znane z literatury rozwiązania wykorzystujące siatki o słabych sprzężeniach. Z przeprowadzonej analizy tolerancji technologicznych wynika, że znalezione optymalne konstrukcje konwerterów są relatywnie mało czułe na błędy wykonania. Przeprowadzone symulacje wykazały, że losowe błędy długości falowodów składowych w zakresie $\pm 0.2 \mu\text{m}$ oraz systematyczne błędy grubości i przesunięć bocznych falowodów rzędu $\pm 5 \%$ nie pogarszają znacząco charakterystyk użytkowych obu konwerterów. Czystość konwersji (CT) utrzymuje się poniżej -20 dB w prawie całym zakresie spektralnym, a na jego brzegach obserwuje się jedynie niewielki wzrost strat nadmiarowych (EL) spowodowanych niedokładnościami wykonania. Dlatego też, ze względu na niewielką liczbę segmentów i bardzo szerokie pasmo konwersji, zaproponowana w ramach tego rozdziału nowa konstrukcja konwertera bazująca na niejednorodnych, binarnych siatkach długookresowych z silnym sprzężeniem, może stanowić konkurencyjną alternatywę dla opisywanych w literaturze rozwiązań opartych na siatkach ze słabym sprzężeniem, które wymagają większej liczby segmentów, a co za tym idzie charakteryzują się znacznie większą długością, zwłaszcza w przypadku platform materiałowych o średnim i małym kontraście współczynnika załamania.

Wyniki przedstawione w tym rozdziale zostały opublikowane w artykule IEEE Photonics Journal [O1].

ROZDZIAŁ 5

PODSUMOWANIE I WNIOSKI

W ramach rozprawy przebadano na drodze numerycznych symulacji możliwości poprawy jakości wybranych elementów strukturalnych PIC wytworzonych z $\text{TiO}_2\text{:SiO}_2/\text{SiO}_2$ poprzez ich powierzchniową strukturyzację. Szczególną uwagę poświęcono trzem elementom: zgiętym falowodom, interferencyjnym sprzęgaczom wielomodowym oraz konwerterom modów bazujących na siatkach długookresowych. Badania obejmowały wpływ odpowiedniej strukturyzacji powierzchni na kompensację negatywnych efektów zakrzywienia falowodu, korektę błędów fazy w wielomodowych sprzęgaczach interferencyjnych oraz poszerzenie pasma konwersji międzymodowej i zmniejszenia wymiarów siatek długookresowych służących do konwersji modów TE_0/TE_1 . Dla każdej z analizowanych struktur falowodowych, uzyskane wyniki potwierdzają prawdziwość tezy rozprawy:

Odpowiednia strukturyzacja powierzchni umożliwia znaczącą poprawę parametrów użytkowych planarnych elementów fotonicznych wytworzonych w technologii zol-żel, takich jak zgięte falowody, sprzęgacze i konwertery modów.

Wyniki badań dotyczące zgiętych falowodów przedstawiono w rozdziale 2. Zaproponowano względnie łatwą do wytworzenia, schodkową modyfikację grubości falowodów, która pozwala skompensować negatywne efekty jego zakrzywienia. Podano prosty analityczny wzór na głębokość uskoku i zweryfikowano jego poprawność względem dokładnej metody numerycznej bazującej na formalizmie optyki transformacyjnej.

Skuteczność zaproponowanej metody kompensacji negatywnych skutków zgięcia przy pomocy skokowej zmiany grubości falowodu potwierdzono poprzez optymalizację geometrii dwumodowego zgiętego falowodu, tab. 2.4. Uzyskane wyniki zebrane w tej tabeli pokazują, że wprowadzenie w połowie szerokości zgiętego falowodu uskoku grubości $t = 60.3$ nm (optymalna wartość dla promienia zgięcia $R = 80$ μm) znacząco redukuje straty nadmiarowe, przesłuchy międzymodowe, a także straty zgięciowe obu modów. Po wprowadzeniu uskoku, obliczone przesłuchy między modami TE_0/TE_1 zmniejszyły się od wartości -8 dB do poniżej -47 dB. Jednocześnie straty nadmiarowe EL zmniejszyły się do wartości 0.047 dB i 0.16 dB (odpowiednio 0.63 dB i 1.26 dB bez uskoku grubości), podczas gdy czyste straty zgięciowe były równe 8.8×10^{-3} dB/cm i 7.9 dB/cm (odpowiednio 0.19 dB/cm i 67 dB/cm bez uskoku) dla modów TE_0 i TE_1 .

Straty całkowite (suma strat nadmiarowych na dwóch złączach i czyste straty zgięciowe) dla zgięcia falowodu o kącie 90° i promieniu $R = 80 \mu\text{m}$ po wprowadzeniu zoptymalizowanego uskoku grubości, osiągały wartość odpowiednio 0.093 dB dla modu TE_0 (1.26 dB bez uskoku) oraz 0.42 dB (3.36 dB bez uskoku) dla modu TE_1 .

Uzyskane wyniki symulacji potwierdzają skuteczność zaproponowanej metody kompensacji negatywnych efektów zgięcia poprzez wprowadzenie skokowej zmiany grubości falowodu, gdyż dla $R = 80 \mu\text{m}$ skutkuje to kilkukrotną (w przypadku strat zgięciowych niemal 2 rzędy wielkości dla modu TE_0) poprawą parametrów użytkowych zgiętego falowodu. Ponadto, z przeprowadzonej analizy tolerancji wynika, że zaproponowana metoda jest stosunkowo odporna na błędy wykonania, gdyż odstępstwa od zaprojektowanych wartości poszczególnych parametrów geometrycznych falowodu w zakresie od 10 % do 24 % nie zwiększają poziomu przesłuchów międzymodowych powyżej -20 dB. Zatem, zaproponowana metoda redukcji strat nadmiarowych i przesłuchów międzymodowych spowodowanych zgięciem w dwumodowych falowodach jest technologicznie wykonalna (na przykład przy użyciu dwustopniowego trawienia mokrego lub technologii nanoimprintu) i bardzo obiecująca do zastosowań w kompaktowych zintegrowanych układach fotonicznych wytworzonych w platformach materiałowych o średnim i małym kontraście współczynnika załamania.

W rozdziale 3 przedstawiono dwie oryginalne metody kompensacji błędów fazy w wielomodowych sprzęgaczach interferencyjnych (MMI) poprzez strukturyzację ich powierzchni. Pierwsza metoda polega na wytworzeniu na powierzchni sprzęgacza reliefowej siatki prostokątnej o okresie dopasowanym do periodyczności modu najwyższego rzędu, dla którego błąd fazy ma być jeszcze kompensowany. Wykazano, zarówno przy pomocy rachunku perturbacyjnego, jak i dokładnych obliczeń numerycznych, że poprzez odpowiedni dobór okresu siatki Λ oraz głębokości reliefu t można efektywnie skompensować błędy fazy modów biorących udział w odwzorowaniu o stosunkowo wysokich rzędach (do 12 rzędu) dla platform materiałowych o średnim kontraście współczynnika załamania ($\text{TiO}_2/\text{SiO}_2/\text{SiO}_2$).

Obliczone charakterystyki dwumodowego sprzęgacza mocy 100:0 dla optymalnych długości urządzenia z siatką i bez siatki zebrano w tabeli 3.2. Pokazują one, że zastosowanie powierzchniowej siatki zmniejsza straty nadmiarowe EL z 0.14 dB do 0.020 dB dla modu podstawowego TE_0 i odpowiednio z 0.38 dB do 0.20 dB dla modu pierwszego rzędu TE_1 . Jednocześnie współczynnik ekstynkcji ER przyjmuje wartości poniżej -55 dB dla modu TE_0 i poniżej -37 dB dla modu TE_1 , niezależnie od obecności siatki. Szerokości spektralnego pasma sprzęgacza z siatką i bez siatki wyznaczone według kryterium $\text{EL} < 0.5$ dB są zbliżone i równe 16.6/6.3 nm dla modu TE_0/TE_1 dla sprzęgacza z siatką i odpowiednio 18/4.5 nm dla sprzęgacza bez siatki. Przeanalizowano również tolerancje głębokości modulacji reliefu siatki t , które według kryterium strat $\text{EL} < 0.5$ dB (oraz ER poniżej -20 dB) wynoszą ± 5 %.

W przypadku jednomodowego dzielnika długości fal, również widoczna jest poprawa jego parametrów po dodaniu siatki (tabela 3.3). Dla optymalnych długości urządzenia (równych odpowiednio $L_{\text{opt}} = 1213 \mu\text{m}$ i $L_{\text{opt}} = 1225 \mu\text{m}$ dla dzielnika z siatką i bez siatki), straty nadmiarowe EL zostają zmniejszone z 0.63 dB do 0.47 dB dla $\lambda_1 = 1.31 \mu\text{m}$ i z 0.88 dB do 0.19 dB dla $\lambda_2 = 1.55 \mu\text{m}$. Jednocześnie współczynnik ekstynkcji ER pozostaje poniżej -20 dB dla $\lambda_1 = 1.31 \mu\text{m}$ i poprawia się z -15 dB do -33 dB dla $\lambda_2 = 1.55 \mu\text{m}$. Szerokość spektralnego pasma dla dzielnika długości fal z siatką, okre-

ślona według kryterium strat $EL < 0.5$ dB, wynosi 8.6 nm dla $\lambda_1 = 1.31$ μm oraz 10 nm dla $\lambda_2 = 1.55$ μm , podczas gdy straty dzielnika bez siatki przekraczają poziom 0.5 dB dla obu długości fali. Przeprowadzona analiza tolerancji wykonania siatki pokazała, że według kryterium strat $EL < 0.5$ dB i jednocześnie $ER < -20$ dB, tolerancja dla głębokość reliefu siatki t jest znaczna i wynosi ± 16 %. Przytoczone wyniki potwierdzają tezę rozprawy, gdyż udowadniają, że zastosowanie siatki powierzchniowej o odpowiedniej geometrii znacząco poprawia parametry funkcjonalne sprzęgaczy MMI wytworzonych w technologii zol-żel.

Ponieważ błędy fazy w urządzeniach MMI rosną wraz z kontrastem współczynnika załamania, dodatkowo sprawdzono skuteczność działania powierzchniowej siatki reliefowej w sprzęgaczach MMI wykonanych z materiałów o dużym kontraście współczynnika załamania (Si/SiO₂). Okazało się, że w przypadku takiej platformy materiałowej wymagana jest znacznie większa głębokość siatki, aby skompensować błędy fazowe modów wysokich rzędów, co skutkuje zmianą ich rozkładu natężenia i w konsekwencji wzrostem EL. Przy pomocy siatek o umiarkowanych głębokościach reliefu (do 30 nm), które nie zmieniają w istotny sposób rozkładu natężenia w modach biorących udział w odwzorowaniu, możliwa jest kompensacja błędów fazy dla modów tylko do 6-tego rzędu. To ograniczenie było motywacją do poszukiwania innej, bardziej uniwersalnej metody kompensacji błędów fazy przy pomocy strukturyzacji powierzchni.

Taką metodą okazało się wytworzenie bocznych rowków o odpowiedniej geometrii na górnej powierzchni sprzęgacza, co prowadzi do redukcji błędów fazy w sprzęgaczach MMI niezależnie od kontrastu współczynnika załamania. Stosując analizę perturbacyjną wykazano, że zmiany stałych propagacji modów spowodowane bocznymi rowkami są proporcjonalne do czwartej potęgi numeru modu, podobnie jak błędy fazowe. Dzięki temu, stosując odpowiednie parametry rowka (głębokość t , szerokość w i położenie względem krawędzi sprzęgacza Δx) można skompensować niemal do zera błędy fazy wszystkich modów przestrzennych biorących udział w formowaniu obrazu. W odróżnieniu od metody siatkowej, boczne rowki o zoptymalizowanej geometrii kompensują skutecznie błędy fazy także dla sprzęgaczy MMI wykonanych z materiałów o dużym kontraście współczynnika załamania.

Dokładną analizę numeryczną dla tego sposobu kompensacji błędów fazowych przeprowadzono dla dwumodowych (TE₀ i TE₁) sprzęgaczy mocy 100:0 oraz 50:50 dla długości fali $\lambda_1 = 1.31$ μm , wykonanych z materiałów o średnim i dużym kontraście, odpowiednio TiO₂:SiO₂/SiO₂ oraz Si/SiO₂. Dla obu platform materiałowych obserwowano poprawę parametrów obu analizowanych urządzeń po wprowadzeniu rowków, szczególnie znaczącą dla sprzęgaczy 100:0, które mają dwukrotnie większe początkowe błędy fazy.

W przypadku platformy materiałowej TiO₂:SiO₂/SiO₂, dodanie rowków bocznych redukuje straty nadmiarowe EL odpowiednio dla sprzęgacza 100:0 z rowkami i bez rowków, z 0.51 dB do 0.027 dB dla modu podstawowego (TE₀) i z 1.04 dB do 0.15 dB dla modu pierwszego modu rzędu (TE₁), podczas gdy współczynnik ekstynkcji ER przyjmuje wartości poniżej -65 dB dla modu TE₀ i -48 dB dla modu TE₁, niezależnie od obecności rowków, tabela 3.4. W przypadku sprzęgacza mocy 50:50 (tabela 3.4), straty nadmiarowe obliczone dla optymalnych długości urządzenia zmniejszają się z 0.17 dB do 0.020 dB dla modu TE₀ i z 0.37 dB do 0.12 dB dla modu TE₁. Jednocześnie wartość bezwzględna współczynnika nierównowagi pozostaje mniejsza niż 0.01/0.05 dB dla

modów TE_0/TE_1 niezależnie od obecności rowków.

Z przeprowadzonej analizy błędów wykonania (wg kryterium $EL < 0.5$ dB dla modu TE_1 , z odchyleniem IB mniejszym niż 0.05 dB) wynika, że tolerancje wymiarów rowków dla sprzęgacza 50:50 są znaczne i wynoszą: 37.1 % dla położenia Δx , 58.3 % dla szerokości w , oraz 40 % dla głębokości rowków t . Dla sprzęgacza 100:0 tolerancje dla tych samych parametrów są równe odpowiednio 21.4 %, 33.3 % i 20 %.

Dla platformy materiałowej o dużym kontraście współczynnika załamania (tabela 3.5) dodanie bocznych rowków istotnie redukuje straty nadmiarowe EL, dla sprzęgacza 100:0 z 0.18 dB do 0.049 dB (odpowiednio z 0.48 dB do 0.064 dB dla sprzęgacza 50:50) dla modu TE_0 oraz z 5.52 dB do 0.35 dB (2.06 dB do 0.21 dB dla sprzęgacza 50:50) dla modu TE_1 . Warto podkreślić, że w przypadku platformy materiałowej Si/SiO₂, poprawa jakości sprzęgaczy pod względem strat nadmiarowych EL jest bardzo duża i przekracza rząd wielkości. Jednocześnie, tolerancje wykonania bocznych rowków wyznaczone dla sprzęgacza 50:50, według kryterium strat $EL < 0.5$ dB dla modu TE_1 oraz dodatkowo $IB < 0.15$ dB, są znaczne i wynoszą odpowiednio 15 %, 22.6 % i 8 % dla położenia Δx , szerokości w i głębokości t rowków. Dla sprzęgacza 100:0 tolerancje wykonania rowków są tylko dwukrotnie mniejsze, a więc także w tym przypadku wytworzenie takich powierzchniowych struktur jest technologicznie wykonalne.

Rozdział 4 poświęcono optymalizacji konwerterów modowych TE_0/TE_1 bazujących na siatkach długookresowych. Wykazano na drodze numerycznych symulacji, że efektywną szerokopasmową konwersję między modami TE_0 i TE_1 można uzyskać w niejednorodnych binarnych siatkach o silnym sprzężeniu. Do opisu propagacji modów w takich strukturach zastosowano zmodyfikowaną metodę macierzy przejścia, która uwzględnia silne sprzężenia międzymodowe, kilkumodową propagację i straty spowodowane odcinaniem modów wyższych rzędów. Dzięki temu, charakterystyki transmisyjne niejednorodnych siatek binarnych można wyrazić w funkcji ich parametrów strukturalnych (długości kolejnych segmentów i siły sprzężenia na poszczególnych złączach) dla każdego z prowadzonych modów i zastosować czysto numeryczną optymalizację parametrów siatki, którą prowadzi się aż do uzyskania zakładanych charakterystyk konwersji, stopniowo zwiększając liczbę segmentów. Znaleziona w taki sposób struktura konwertera osiąga pożądane charakterystyki dla możliwie najmniejszej liczby segmentów, a zatem dla minimalnej długości.

Skuteczność zaproponowanej metody została potwierdzona poprzez optymalizację dwóch szerokopasmowych konwerterów modowych TE_1/TE_0 na zakresy spektralne 1.3 ± 0.075 μm i 1.55 ± 0.158 μm , wytworzonych z falowodów o średnim kontraście współczynnika załamania (TiO₂:SiO₂/SiO₂), bocznie przesuniętych względem siebie lub ze schodkową zmianą grubości w kolejnych segmentach. Dla pierwszego zakresu spektralnego (1.3 μm) uzyskano efektywną konwersję w pasmie 150 nm dla obu typów konwerterów przy zastosowaniu tylko 7 (dla bocznych przesunięć) lub 6 (dla uskoków grubości) segmentów siatki o odpowiednio dobranych długościach. Charakterystyki siatki ze sprzężeniem spowodowanym uskokiem grubości były wyraźnie lepsze. Wydajność konwersji CE do modu TE_1 i straty nadmiarowe EL dla konwertera z uskokami grubości są równe odpowiednio 95 % i 0.19 dB dla centralnej długości fali 1.3 μm w porównaniu do 92 % i 0.36 dB dla konwertera z bocznymi przesunięciami falowodów. Czyistość konwersji CT dla obu urządzeń była lepsza od akceptowalnego poziomu –20 dB, przy czym jednak dla konwertera z uskokami grubości była o około 5 dB mniejsza.

Dla drugiego zakresu spektralnego ($1.55\ \mu\text{m}$) pokazano możliwość efektywnej konwersji TE_1/TE_0 w pasmie równym $315\ \text{nm}$ dla siatki złożonej tylko z 9 segmentów. Także w tym przypadku, konwerter z uskokami grubości wykazywał lepsze parametry: wydajność konwersji $\text{CE} = 90.9\ \%$, straty nadmiarowe $\text{EL} = 0.37\ \text{dB}$ @ $1.55\ \mu\text{m}$, przy $\text{CE} = 73.5\ \%$, $\text{EL} = 1.31\ \text{dB}$ dla konwertera z bocznymi przesunięciami, przy czym dla obu struktur przesłuchy międzymodowe CT były poniżej $-20\ \text{dB}$. Ponadto pokazano, że dla konwertera z uskokami grubości złożonego z 9 elementów można uzyskać efektywną konwersję TE_0/TE_1 w ekstremalnie szerokim pasmie ($400\ \text{nm}$), które rozciąga się od $1.225\ \mu\text{m}$ do $1.625\ \mu\text{m}$ i obejmuje oba okna telekomunikacyjne. Znaleziona struktura zapewnia przesłuchy międzymodowe CT poniżej $-20\ \text{dB}$, $\text{CE} > 90\ \%$, oraz $\text{EL} < 0.43\ \text{dB}$ dla całego zakresu spektralnego.

Wyraźnie lepsze parametry użytkowe konwerterów z uskokami grubości potwierdzają prawdziwość tezy rozprawy również dla tej grupy elementów falowodowych. Strukturyzacja powierzchni poprzez uskoki grubości w poszczególnych segmentach siatki zapewnia mniejsze straty nadmiarowe na pojedynczym złączu w porównaniu do strat na złączu pomiędzy boczenie przesuniętymi falowodami, dla identycznych współczynników sprzężenia między modami TE_0/TE_1 . Ponadto, dzięki zastosowaniu silnych sprzężeń każdy ze zoptymalizowanych konwerterów ma całkowitą długość z zakresu od $198\ \mu\text{m}$ do $255\ \mu\text{m}$, czyli o ponad rząd wielkości mniejszą niż inne znane z literatury rozwiązania wykorzystujące siatki o słabych sprzężeniach.

Znalezione optymalne konstrukcje konwerterów są relatywnie mało czułe na błędy wykonania. Losowe błędy długości poszczególnych segmentów w zakresie $\pm 0.2\ \mu\text{m}$ oraz systematyczne błędy ich grubości i przesunięć bocznych rzędu $\pm 5\ \%$ nie pogarszają znacząco charakterystyk użytkowych konwerterów obu typów. Zatem zaproponowane w ramach rozprawy rozwiązanie, polegające na bezpośredniej numerycznej optymalizacji wszystkich parametrów siatki binarnej z silnym sprzężeniem (najlepiej poprzez strukturyzację powierzchni) stanowi atrakcyjną alternatywę dla siatkowych konwerterów ze słabym sprzężeniem, gdyż prowadzi do znacznej redukcji ich długości.

Strukturyzacja powierzchni jest dodatkowym stopniem swobody umożliwiającym kształtowanie właściwości falowodów różnych typów. W ramach niniejszej rozprawy wykazano poprzez numeryczne symulacje, na przykładzie trzech rodzajów elementów falowodowych o średnim kontraście współczynnika załamania (zgięte falowody, sprzęgacze MMI, siatkowe konwertery modów), że odpowiednio zastosowana strukturyzacja powierzchni prowadzi do poprawy ich parametrów użytkowych, a w niektórych przypadkach także do redukcji ich wymiarów (zakrzywione falowody, konwertery modów). Jedno z zaproponowanych rozwiązań, tzn. kompensacja błędów fazy w sprzęgaczach MMI przy pomocy bocznych rowków, sprawdza się również bardzo dobrze w przypadku wysoko kontrastowych platform materiałowych (Si/SiO_2). Rozprawa zawiera tylko wyniki symulacji numerycznych wskazujące na skuteczność powierzchniowej strukturyzacji i stanowi pierwszy krok w kierunku pełnej eksperymentalnej weryfikacji zaproponowanych sposobów strukturyzacji powierzchni dla elementów falowodowych o różnym przeznaczeniu. W konsekwencji zaproponowane w ramach rozprawy podejście może doprowadzić do poprawy funkcjonalności i większej skali integracji złożonych układów fotonicznych (PIC) wytwarzanych z wykorzystaniem platform materiałowych o średnim kontraście współczynnika załamania.

Wyniki przedstawione w rozprawie zostały częściowo opublikowane w formie arty-

kułów naukowych [O1,O3,O5,O6] i komunikatów konferencyjnych [O2,O4] oraz przedstawione na pięciu konferencjach krajowych i międzynarodowych.

BIBLIOGRAFIA

- [1] A. Yadav and A. M. Agarwal, Integrated photonic materials for the mid-infrared, *International Journal of Applied Glass Science* **11**, 491 (2020).
- [2] L. Chrostowski and M. Hochberg, *Silicon Photonics Design* (Cambridge University Press, 2015).
- [3] M. Smit, X. Leijtens, H. Ambrosius, E. Bente, J. V. D. Tol, B. Smalbrugge, T. D. Vries, E. J. Geluk, J. Bolk, R. V. Veldhoven, L. Augustin, P. Thijs, D. D'Agostino, H. Rabbani, K. Lawniczuk, S. Stopinski, S. Tahvili, A. Corradi, E. Kleijn, D. Dzibrou, M. Felicetti, E. Bitincka, V. Moskalenko, J. Zhao, R. Santos, G. Gilardi, W. Yao, K. Williams, P. Stabile, P. Kuindersma, J. Pello, S. Bhat, Y. Jiao, D. Heiss, G. Roelkens, M. Wale, P. Firth, F. Soares, N. Grote, M. Schell, H. Debregeas, M. Achouche, J. L. Gentner, A. Bakker, T. Korthorst, D. Gallagher, A. Dabbs, A. Melloni, F. Morichetti, D. Melati, A. Wonfor, R. Pentty, R. Broeke, B. Musk, and D. Robbins, An introduction to InP-based generic integration technology, *Semiconductor Science and Technology* **29**, 083001 (2014).
- [4] S. Arafin and L. A. Coldren, Advanced InP photonic integrated circuits for communication and sensing, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **24**, 6100612 (2018).
- [5] A. Rahim, E. Ryckeboer, A. Z. Subramanian, S. Clemmen, B. Kuyken, A. Dhakal, A. Raza, A. Hermans, M. Muneeb, S. Dhoore, Y. Li, U. Dave, P. Bienstman, N. L. Thomas, G. Roelkens, D. V. Thourhout, P. Helin, S. Severi, X. Rottenberg, and R. Baets, Expanding the silicon photonics portfolio with silicon nitride photonic integrated circuits, *Journal of Lightwave Technology* **35**, 639 (2017).
- [6] K. Wörhoff, R. G. Heideman, A. Leinse, and M. Hoekman, TriPleX: A versatile dielectric photonic platform, *Advanced Optical Technologies* **4**, 189 (2015).
- [7] C. G. H. Roeloffzen, M. Hoekman, E. J. Klein, L. S. Wevers, B. Timens, D. Marchenko, D. Giskus, R. Dekker, A. Alippi, R. Grootjans, A. V. Rees, R. M. Oldenbeuving, J. P. Epping, R. G. Heideman, K. Wörhoff, A. Leinse, D. Geuzebroek, E. Schreuder, P. W. L. V. Dijk, I. Visscher, C. Taddei, Y. Fan, C. Taballione, Y. Liu, D. Marpaung, L. Zhuang, M. Benelajla, K.-J. Boller, C. G. H. Roeloffzen, M. Hoekman, E. J. Klein, L. S. Wevers, R. B. Timens, D. Marchenko, D. Giskus, R. Dekker, A. Alippi, R. Grootjans, A. V. Rees, R. M. Oldenbeuving, J. P. Epping, R. G. Heideman, K. Wörhoff, A. Leinse, D. Geuzebroek, E. Schreuder, P. W. L. V. Dijk, I. Visscher, . C. Taddei, C. Taballione, M. Benelajla, K.-J. Boller, Y. Liu, and D. Marpaung, Low-loss Si₃N₄ TriPleX optical waveguides: Technology and applications overview, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **24**, 4400321 (2018).

- [8] R. S. Weis and T. K. Gaylord, Lithium niobate: Summary of physical properties and crystal structure, *Applied Physics A Solids and Surfaces* **37**, 191 (1985).
- [9] A. Boes, L. Chang, C. Langrock, M. Yu, M. Zhang, Q. Lin, M. Lončar, M. Fejer, J. Bowers, and A. Mitchell, Lithium niobate photonics: Unlocking the electromagnetic spectrum, *Science* **379**, eabj4396 (2023).
- [10] A. Boes, B. Corcoran, L. Chang, J. Bowers, and A. Mitchell, Status and potential of lithium niobate on insulator (LNOI) for photonic integrated circuits, *Laser & Photonics Reviews* **12**, 1700256 (2018).
- [11] J. F. Bauters, M. J. R. Heck, D. John, D. Dai, M.-C. Tien, J. S. Barton, A. Leinse, R. G. Heideman, D. J. Blumenthal, and J. E. Bowers, Ultra-low-loss high-aspect-ratio Si₃N₄ waveguides, *Optics Express* **19**, 3163 (2011).
- [12] P. Karasiński and R. Rogoziński, Rib waveguides fabricated by means of chemical etching of sol–gel SiO₂:TiO₂ films, *Optics Communications* **245**, 237 (2005).
- [13] P. Karasiński, C. Tyszkiewicz, A. Domanowska, A. Michalewicz, and J. Mazur, Low loss, long time stable sol–gel derived silica–titania waveguide films, *Materials Letters* **143**, 5 (2015).
- [14] P. Karasiński, C. Tyszkiewicz, R. Pyramidowicz, and A. Kaźmierczak, Development of integrated photonics based on SiO₂:TiO₂ sol–gel derived waveguide layers: state of the art, perspectives, prospective applications, *Proceeding od SPIE 11364, Integrated Photonics Platforms: Fundamental Research, Manufacturing and Applications*, 1136414 (2020).
- [15] M. A. Butt, C. Tyszkiewicz, P. Karasiński, M. Zięba, D. Hlushchenko, T. Baraniecki, A. Kaźmierczak, R. Pyramidowicz, M. Guzik, and A. Bachmatiuk, Development of a low-cost silica-titania optical platform for integrated photonics applications, *Optics Express* **30**, 23678 (2022).
- [16] T. Kitoh, N. Takato, M. Yasu, and M. Kawachi, Bending loss reduction in silica-based waveguides by using lateral offsets, *Journal of Lightwave Technology* **13**, 555 (1995).
- [17] W. Bogaerts and S. K. Selvaraja, Compact single-mode silicon hybrid rib/strip waveguide with adiabatic bends, *IEEE Photonics Journal* **3**, 422 (2011).
- [18] B. A. Dorin and W. N. Ye, Two-mode division multiplexing in a silicon-on-insulator ring resonator, *Optics Express* **22**, 4547 (2014).
- [19] F. Vogelbacher, S. Nevlacsil, M. Sagmeister, J. Kraft, K. Unterrainer, and R. Hainberger, Analysis of silicon nitride partial Euler waveguide bends, *Optics Express* **27**, 31394 (2019).
- [20] C. Sun, Y. Yu, G. Chen, and X. Zhang, Ultra-compact bent multimode silicon waveguide with ultralow inter-mode crosstalk, *Optics Letters* **42**, 3004 (2017).
- [21] M. Z. Alam, J. Meier, J. S. Aitchison, and M. Mohajedi, Propagation characteristics of hybrid modes supported by metal-low-high index waveguides and bends, *Optics Express* **18**, 12971 (2010).
- [22] C. Dellagiacomma, T. Lasser, O. J. F. Martin, A. Degiron, J. J. Mock, and D. R. Smith, Simulation of complex plasmonic circuits including bends, *Optics Express* **19**, 18979 (2011).

-
- [23] Y. Zhang and B. Li, Photonic crystal-based bending waveguides for optical interconnections, *Optics Express* **14**, 5723 (2006).
 - [24] Y.-G. Roh, S. Yoon, S. Kim, H. Jeon, S.-H. Han, Q.-H. Park, and I. Park, Photonic crystal waveguides with multiple 90° bends, *Applied Physics Letters* **83**, 231 (2003).
 - [25] A. Mekis, J. C. Chen, I. Kurland, S. Fan, P. R. Villeneuve, and J. D. Joannopoulos, High transmission through sharp bends in photonic crystal waveguides, *Physical Review Letters* **77**, 3787 (1996).
 - [26] S. Li, L. Cai, D. Gao, J. Dong, J. Hou, C. Yang, S. Chen, and X. Zhang, Compact and broadband multimode waveguide bend by shape-optimizing with transformation optics, *Photonics Research* **8**, 1843 (2020).
 - [27] L. H. Gabrielli, D. Liu, S. G. Johnson, and M. Lipson, On-chip transformation optics for multimode waveguide bends, *Nature Communications* **3**, 1217 (2012).
 - [28] H. Wu, C. Li, L. Song, H. K. Tsang, J. E. Bowers, and D. Dai, Ultra-sharp multimode waveguide bends with subwavelength gratings, *Laser Photonics Review* **13**, 1800119 (2019).
 - [29] Y. Liu, W. Sun, H. Xie, N. Zhang, K. Xu, Y. Yao, S. Xiao, and Q. Song, Very sharp adiabatic bends based on an inverse design, *Optics Letters* **43**, 2482 (2018).
 - [30] F. Callewaert and K. Aydin, Inverse-designed all-dielectric waveguide bend, *Proceeding of SPIE* **9948**, Novel optical systems design and optimization XIX, 99480Q (2016).
 - [31] S. Sun, P. Dong, F. Zhang, J. Wang, N. Zhu, and Y. Shi, Inverse design of ultra-compact multimode waveguide bends based on the free-form curves, *Laser & Photonics Reviews* **15**, 2100162 (2021).
 - [32] R. Cheng and J. Li, Inverse design of multimode silicon waveguide bends by topology optimization, *Journal of Nanophotonics* **16**, 026002 (2022).
 - [33] S. Yang, H. Jia, J. Niu, X. Fu, and L. Yang, CMOS-compatible ultra-compact silicon multimode waveguide bend based on inverse design method, *Optics Communications* **523**, 128733 (2022).
 - [34] D. Liu, L. H. Gabrielli, M. Lipson, and S. G. Johnson, Transformation inverse design, *Optics Express* **21**, 14223 (2013).
 - [35] K. E. Zinoviev, A. B. González-Guerrero, C. Domínguez, and L. M. Lechuga, Integrated bimodal waveguide interferometric biosensor for label-free analysis, *Journal of Lightwave Technology* **29**, 1926 (2011).
 - [36] L. F. Frellsen, Y. Ding, O. Sigmund, and L. H. Frandsen, Topology optimized mode multiplexing in silicon-on-insulator photonic wire waveguides, *Optics Express* **24**, 16866 (2016).
 - [37] Y. Xiong, R. B. Priti, and O. Liboiron-Ladouceur, High-speed two-mode switch for mode-division multiplexing optical networks, *Optica* **4**, 1098 (2017).
 - [38] T. Yabu, M. Geshiro, T. Kitamura, K. Nishida, and S. Sawa, All-optical logic gates containing a two-mode nonlinear waveguide, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **38**, 37 (2002).
 - [39] J. B. Pendry, D. Schurig, and D. R. Smith, Controlling electromagnetic fields, *Science* **312**, 1780 (2006).

- [40] D. M. Shyroki, Exact equivalent straight waveguide model for bent and twisted waveguides, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* **56**, 414 (2008).
- [41] F. L. Teixeira and W. C. Chew, General closed-form PML constitutive tensors to match arbitrary bianisotropic and dispersive linear media, *IEEE Microwave and Guided Wave Letters* **8**, 223 (1998).
- [42] K. Saitoh, M. Koshiba, T. Hasegawa, and E. Sasaoka, Chromatic dispersion control in photonic crystal fibers: application to ultra-flattened dispersion, *Optics Express* **11**, 843 (2003).
- [43] Y. Tsuji and M. Koshiba, Guided-mode and leaky-mode analysis by imaginary distance beam propagation method based on finite element scheme, *Journal of Lightwave Technology* **18**, 618 (2000).
- [44] K. Chiang, Analysis of optical fibers by the effective-index method, *Applied Optics* **25**, 348 (1986).
- [45] A. Karasinski, A. Domanowska, E. Gondek, A. Sikora, C. Tyszkiewicz, and M. Skolik, Homogeneity of sol-gel derived silica-titania waveguide films – spectroscopic and AFM studies, *Optics and Laser Technology* **121**, 105840 (2020).
- [46] I. H. Malitson, Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica, *Journal of the Optical Society of America* **55**, 1205 (1965).
- [47] L. B. Soldano and E. C. Pennings, Optical multi-mode interference devices based on self-imaging: principles and applications, *Journal of Lightwave Technology* **13**, 615 (1995).
- [48] H. Guan, Y. Ma, R. Shi, X. Zhu, R. Younce, Y. Chen, J. Roman, N. Ophir, Y. Liu, R. Ding, T. Baehr-Jones, K. Bergman, and M. Hochberg, Compact and low loss 90° optical hybrid on a silicon-on-insulator platform, *Optics Express* **25**, 28957 (2017).
- [49] W. Bogaerts, D. Pérez, J. Capmany, D. A. B. Miller, J. Poon, D. Englund, F. Morichetti, and A. Melloni, Programmable photonic circuits, *Nature* **586**, 207 (2020).
- [50] R. Ulrich and T. Kamiyati, Resolution of self-images in planar optical waveguides, *Journal of the Optical Society of America* **68**, 583 (1978).
- [51] L. Soldano, F. Veerman, M. Smit, B. Verbeek, A. Dubost, and E. Pennings, Planar monomode optical couplers based on multimode interference effects, *Journal of Lightwave Technology* **10**, 1843 (1992).
- [52] R. M. Jenkins, R. W. J. Devereux, and J. M. Heaton, Waveguide beam splitters and recombiners based on multimode propagation phenomena, *Optics Letters* **17**, 991 (1992).
- [53] J. M. Heaton, R. M. Jenkins, D. R. Wight, J. T. Parker, J. C. H. Birbeck, and K. P. Hilton, Novel 1-to-N way integrated optical beam splitters using symmetric mode mixing in GaAs/AlGaAs multimode waveguides, *Applied Physics Letters* **61**, 1754 (1992).
- [54] J. Z. Huang, R. Scarmozzino, and R. M. Osgood, A new design approach to large input/output-number multimode interference couplers and its application to low-crosstalk WDM routers, *IEEE Photonics Technology Letters* **10**, 1292 (1998).

-
- [55] A. R. Gupta, Optimization of access waveguide width of multimode interference (MMI) couplers, *Optics Communications* **221**, 99 (2003).
 - [56] R. Halir, I. Molina-Fernández, A. Ortega-Moñux, J. G. Wangüemert-Pérez, D. X. Xu, P. Cheben, and S. Janz, A design procedure for high-performance, rib-waveguide-based multimode interference couplers in silicon-on-insulator, *Journal of Lightwave Technology* **26**, 2928 (2008).
 - [57] D. J. Thomson, Y. Hu, G. T. Reed, and J. M. Fedeli, Low loss MMI couplers for high performance MZI modulators, *IEEE Photonics Technology Letters* **22**, 1485 (2010).
 - [58] A. Hosseini, H. Subbaraman, D. Kwong, Y. Zhang, and R. T. Chen, Optimum access waveguide width for $1 \times N$ multimode interference couplers on silicon nanomembrane, *Optics Letters* **35**, 2864 (2010).
 - [59] R. Liu, L. Lu, P. Zhang, W. Chang, D. Liu, and M. Zhang, Integrated dual-mode 3-dB power splitter based on multimode interference coupler, *IEEE Photonics Technology Letters* **32**, 883 (2020).
 - [60] R. Halir, G. Roelkens, A. Ortega-Moñux, and J. G. Wangüemert-Pérez, High-performance 90° hybrid based on a silicon-on-insulator multimode interference coupler, *Optics Letters* **36**, 178 (2011).
 - [61] C. Ye, M. Zhang, Y. Shi, and D. Dai, Broadband dual-mode 2×2 3 dB multimode interference couplers with a shallowly etched multimode section, *Applied Optics* **59**, 7308 (2020).
 - [62] A. Ortega-Moñux, L. Zavargo-Peche, A. Maese-Novo, I. Molina-Fernández, R. Halir, J. G. Wangüemert-Pérez, P. Cheben, and J. H. Schmid, High-performance multimode interference coupler in silicon waveguides with subwavelength structures, *IEEE Photonics Technology Letters* **23**, 1406 (2011).
 - [63] R. Yin, X. Jiang, J. Yang, and M. Wang, Structure with improved self-imaging in its graded-index multimode interference region, *Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics* **19**, 1301 (2002).
 - [64] I. Molina-Fernández, A. Ortega-Moñux, and J. G. Wangüemert-Pérez, Improving multimode interference couplers performance through index profile engineering, *Journal of Lightwave Technology* **27**, 1307 (2009).
 - [65] T. Erdogan, Fiber grating spectra, *Journal of Lightwave Technology* **15**, 1277 (1997).
 - [66] V. Bhatia and A. M. Vengsarkar, Optical fiber long-period grating sensors, *Optics Letters* **21**, 692 (1996).
 - [67] A. D. Kersey, M. A. Davis, H. J. Patrick, M. LeBlanc, K. P. Koo, C. G. Askins, M. A. Putnam, and E. J. Friebele, Fiber grating sensors, *Journal of Lightwave Technology* **15**, 1442 (1997).
 - [68] S. W. James and R. P. Tatam, Optical fibre long-period grating sensors: characteristics and application, *Measurement Science and Technology* **14**, 49 (2003).
 - [69] H. Y. Tang, W. H. Wong, and E. Y. Pun, Long period polymer waveguide grating device with positive temperature sensitivity, *Applied Physics B: Lasers and Optics* **79**, 95 (2004).

- [70] A. M. Vengsarkar, P. J. Lemaire, J. B. Judkins, V. Bhatia, T. Erdogan, and J. E. Sipe, Long-period fiber gratings as band-rejection filters, *Journal of Lightwave Technology* **14**, 58 (1996).
- [71] T. Erdogan, Cladding-mode resonances in short-and long-period fiber grating filters, *Journal of the Optical Society of America* **14**, 1760 (1997).
- [72] S. Ramachandran, Z. Wang, and M. Yan, Bandwidth control of long-period grating-based mode converters in few-mode fibers, *Optics Letters* **27**, 698 (2002).
- [73] L. Zhong, Q. Huang, J. Zhang, Z. Zheng, J. Li, and O. Xu, Reconfigurable ultra-broadband mode converter based on a two-mode fiber with pressure-loaded phase-shifted long-period alloyed waveguide grating, *Optics Express* **31**, 8286 (2023).
- [74] W. K. Zhao, K. X. Chen, and J. Y. Wu, Ultra-short embedded long-period waveguide grating for broadband mode conversion, *Applied Physics B: Lasers and Optics* **125** (2019).
- [75] Y. Zheng, H. Guo, M. Feng, Z. Wang, and Y. Liu, Wavelength-tunable, ultra-broadband, biconical, long-period fiber grating mode converter based on the dual-resonance effect, *Sensors* **21** (2021).
- [76] Y. Guo, Y. ge Liu, Z. Wang, H. Zhang, B. Mao, W. Huang, and Z. Li, More than 110 nm broadband mode converter based on dual-resonance coupling mechanism in long period fiber gratings, *Optics and Laser Technology* **118**, 8 (2019).
- [77] W. Wang, J. Wu, K. Chen, W. Jin, and K. S. Chiang, Ultra-broadband mode converters based on length-apodized long-period waveguide gratings, *Optics Express* **25**, 14341 (2017).
- [78] Y. Yang, K. Chen, W. Jin, and K. S. Chiang, Widely wavelength-tunable mode converter based on polymer waveguide grating, *IEEE Photonics Technology Letters* **27**, 1985 (2015).
- [79] W. Jin and K. S. Chiang, Mode converter with sidewall-corrugated polymer waveguide grating, *Opto-Electronics and Communications Conference (OECC) 2015, Polarization & Spatial Multiplexing Devices*, AM1A.4 (2015).
- [80] W. Jin and K. S. Chiang, Mode converters based on cascaded long-period waveguide gratings, *Optics Letters* **41**, 3130 (2016).
- [81] W. Jin and K. S. Chiang, Three-dimensional long-period waveguide gratings for mode-division-multiplexing applications, *Optics Express* **26**, 15289 (2018).
- [82] D. Ostling and H. E. Engan, Broadband spatial mode conversion by chirped fiber bending, *Optics Letters* **21**, 192 (1996).
- [83] M. Feng, Y. Liu, Z. Wang, B. Mao, and H. Zhang, Ultra-broadband mode converter using cascading chirped long-period fiber grating, *IEEE Photonics Journal* **11**, 7105610 (2019).
- [84] H. Ke, K. S. Chiang, and J. H. Peng, Analysis of phase-shifted long-period fiber gratings, *IEEE Photonics Technology Letters* **10**, 1596 (1998).
- [85] E. Y. CHan and K. Chiang, Analysis of apodized phase-shifted long-period fiber gratings, *Optics Communications* **244**, 1760 (2004).
- [86] Q. Liu, K. S. Chiang, and K. P. Lor, Dual resonance in a long-period waveguide grating, *Applied Physics B: Lasers and Optics* **86**, 147 (2007).

-
- [87] Y. Zhao, Z. Liu, Y. Liu, C. Mou, T. Wang, and Y. Yang, Ultra-broadband fiber mode converter based on apodized phase-shifted long-period gratings, [Optics Letters](#) **44**, 5905 (2019).
 - [88] A. K. Memon and K. X. Chen, Recent advances in mode converters for a mode division multiplex transmission system, [Opto-Electronics Review](#) **29**, 13 (2021).
 - [89] Ultra-compact and ultra-broadband arbitrary-order silicon photonic multi-mode converter designed by an intelligent algorithm, [Optics Express](#) **31**, 9481 (2023).
 - [90] J. Guo, C. Ye, C. Liu, M. Zhang, C. Li, J. Li, Y. Shi, and D. Dai, Ultra-compact and ultra-broadband guided-mode exchangers on silicon, [Laser and Photonics Reviews](#) **14**, 2000058 (2020).
 - [91] G.-H. Song and S.-Y. Shin, Design of corrugated waveguide filters by the Gel'fand-Levitan-Marchenko inverse-scattering method, [Journal of the Optical Society of America A](#) **2**, 1905 (1985).
 - [92] G.-W. Chern and L. A. Wang, Design of binary long-period fiber grating filters by the inverse-scattering method with genetic algorithm optimization, [Journal of the Optical Society of America A](#) **19**, 772 (2002).
 - [93] I. Flores-Llomas, V. Svyryd, and S. N. Khotiaintsev, Design of long-period fiber grating refractometric sensors with linear response by a genetic algorithm, [IEEE Sensors Journal](#) **8**, 1130 (2008).
 - [94] C. L. Lee and Y. Lai, Evolutionary programming synthesis of optimal long-period fiber grating filters for EDFA gain flattening, [IEEE Photonics Technology Letters](#) **14**, 1557 (2002).
 - [95] C. L. Lee and Y. Lai, Long-period fiber grating filter synthesis using evolutionary programming, [Fiber and Integrated Optics](#) **23**, 249 (2004).
 - [96] C. L. Lee, R. K. Lee, and Y. M. Kao, Synthesis of long-period fiber gratings with a Lagrange multiplier optimization method, [Optics Communications](#) **281**, 61 (2008).
 - [97] C.-L. Lee and P. Han, Optimal design of single resonant and ultrabroadband long-period fiber grating filters, [Optical Engineering](#) **48**, 080501 (2009).
 - [98] G. Semwal and V. Rastogi, Design of application specific long period waveguide grating filters using adaptive particle swarm optimization algorithms, [Journal of Optics](#) **16**, 015504 (2014).
 - [99] Y. Liu, Z. Yu, J. Zhang, B. Yang, and X. Zhang, Optimization design of flat-band long-period grating, [Chinese Optics Letters](#) **2**, 200 (2004).
 - [100] G. W. Chern and L. A. Wang, Transfer-matrix method based on perturbation expansion for periodic and quasi-periodic binary long-period gratings, [Journal of the Optical Society of America A](#) **16**, 2675 (1999).

PODZIĘKOWANIA

Chciałbym serdecznie podziękować osobom, które w znaczący sposób przyczyniły się do powstania niniejszej pracy i wspierały mnie na każdym etapie jej tworzenia.

Przede wszystkim chciałabym podziękować mojemu promotorowi, prof. dr hab. inż. Wacławowi Urbańczykowi, za nieustanne wsparcie i dostępność, owocne dyskusje naukowe, cenne wskazówki i ogromne zaangażowanie w rozwój mojej pracy naukowej. Jego skrupulatne korekty, trafne uwagi oraz dbałość o terminową realizację projektów miały istotny wpływ na kierunek moich badań i znacząco podniosły jakość mojej pracy. Chciałabym także podziękować mojemu promotorowi pomocniczemu, Jackowi Olszewskiemu, za poświęcony czas, wsparcie w rozwoju kompetencji w zakresie modelowania i obliczeń numerycznych, a także za życzliwość i przyjazną atmosferę współpracy.

Serdecznie dziękuję wszystkim współautorom prac przygotowanych w trakcie moich studiów doktoranckich, w szczególności Andrzejowi Gawlikowi, a także innym koleżankom i kolegom, z którymi dzieliłam pokój, działałam na rzecz koła naukowego SPIE, czy miałam przyjemność poznać podczas konferencji naukowych i szkół letnich. Wasza koleżeńskość, wsparcie i wspólne doświadczenia stworzyły żywą społeczność naukową, która nieustannie inspirowała mój rozwój i sprawiła, że ta droga stała się o wiele bardziej satysfakcjonująca.

Na koniec pragnę wyrazić moją najgłębszą wdzięczność mojemu mężowi, Maksymilianowi, którego nieustające wsparcie, wiara w moje możliwości i empatia stanowiły fundament mojego rozwoju osobistego i zawodowego. Twoja cierpliwość i wyrozumiałość podczas długich godzin pracy oraz nieustające zaufanie w moje naukowe cele były kluczowe w pokonywaniu trudności i dążeniu do jak najlepszych wyników.



Badania w ramach tej rozprawy były przeprowadzone w ramach projektu "Hybrydowe platformy czujnikowe zintegrowanych układów fotonicznych na bazie materiałów ceramicznych i polimerowych" (HYPHa) realizowanego w ramach programu TEAM-NET Fundacji na rzecz Nauki Polskiej, finansowanego przez Unię Europejską w ramach Europejskiego Funduszu Rozwoju Regionalnego. Główna część obliczeń została przeprowadzona przy wykorzystaniu zasobów udostępnionych przez Wrocławskie Centrum Sieciowo-Superkomputerowe.