



Politechnika Wrocławska

WYDZIAŁ PODSTAWOWYCH PROBLEMÓW TECHNIKI

Mgr inż. Piotr Pala

Rozprawa doktorska

**Siatki dyfrakcyjne sprzęgające światło do
układów optyki planarnej: projektowanie,
wytwarzanie i charakterystyka**

Promotor: dr hab. inż. Tadeusz Martynkien

Wrocław 2025

Szczególne podziękowania kieruję do mojego promotora, dr. hab. inż. Tadeusza Martynkiena, za cierpliwość, wsparcie merytoryczne, poświęcony czas, dzielenie się szeroką wiedzą oraz nieocenioną pomoc w pracy nad rozprawą.

Szczególne podziękowania pragnę wyrazić dla dr inż. Katarzyny Komorowskiej za inspirację i nieocenioną pomoc w realizacji zagadnień technologicznych.

Dziękuję członkom grupy Optyki Światłowodów PWr, a w szczególności prof. W. Urbańczykowi, Karolinie, Piotrowi, Jackowi, Adrianowi oraz Michałowi, Marcie, Kindze, Karolowi, Gabrieli, Edycie oraz Andrzejowi, za inspirujące dyskusje, pomoc w zrozumieniu zagadnień związanych z optyką i fotoniką oraz za owocną współpracę.

Wyrazy wdzięczności kieruję także do Rodziców, Babci, Rodzeństwa, Zosi i Przyjaciół za wsparcie, motywację i pomoc, które towarzyszyły mi w trakcie realizacji tej pracy.

Praca częściowo finansowana ze środków programu TEAM-NET Fundacji na rzecz nauki polskiej oraz finansowanego przez Unię Europejską w ramach Europejskiego Funduszu Rozwoju Regionalnego w ramach projektu badawczego nr: POIR.04.04.00-00-14D6/18 „Hybrydowe platformy czujnikowe zintegrowanych układów fotonicznych na bazie materiałów ceramicznych i polimerowych (HYPHA)”

oraz

ze środków programu OPUS Narodowego Centrum Nauki nr UMO-2019/35/B/ST8/03736: "Wysokorozdzielcza litografia optyczna i elektronowa przy użyciu rezystów na bazie cieczy jonowych".

Spis treści:

1	WPROWADZENIE	1
1.1	OPTYKA PLANARNA	1
1.2	SPOSOBY SPRZĘGANIA ŚWIATŁA DO UKŁADÓW OPTYKI PLANARNEJ.....	4
1.3	MOTYWACJA I ZAKRES PRACY.....	9
2	SPRZĘGACZ SIATKOWY DLA PLATFORMY MATERIAŁOWEJ OPARTEJ NA $\text{SiO}_2\text{:TiO}_2$.....	12
2.1	MODELOWANIE NUMERYCZNE SPRZĘGACZY SIATKOWYCH	19
2.2	WPŁYW KONTRASTU WSPÓŁCZYNNIKA ZAŁAMANIA NA EFEKTYWNOŚĆ SPRZĘGANIA	26
2.3	SPRZĘGACZE SIATKOWE ZAPROJEKTOWANE DLA PLATFORMY MATERIAŁOWEJ $\text{SiO}_2\text{:TiO}_2$	27
2.4	POMIARY SPRZĘGACZY SIATKOWYCH ZAPROJEKTOWANYCH DLA CERAMIKI $\text{SiO}_2\text{:TiO}_2$	34
2.5	PODSUMOWANIE	38
3	OPRACOWANIE TECHNOLOGII WYTWARZANIA PRYZMATYCZNYCH SIATEK DYFRAKCYJNYCH NA CZOLE ŚWIATŁOWODU	40
3.1	WSTĘP	40
3.2	ŚWIATŁOWÓD JAKO PLATFORMA INTEGRACJI MIKRO- I NANOURZĄDZEŃ OPTYCZNYCH.....	41
3.3	MATERIAŁY WYKORZYSTANE DO WYTWARZANIA STRUKTUR NA CZOŁOWEJ POWIERZCHNI ŚWIATŁOWODU	43
3.4	TECHNOLOGIA WYTWARZANIA PRYZMATYCZNYCH SIATEK DYFRAKCYJNYCH NA POWIERZCHNI CZOŁOWEJ ŚWIATŁOWODU	46
3.4.1	<i>Pryzmatyczne siatki dyfrakcyjne wykonane z SiO_2 uzyskanego metodą zol-żel</i>	<i>48</i>
3.4.2	<i>Pryzmatyczne siatki dyfrakcyjne wykonane z cieczy jonowych</i>	<i>52</i>
3.5	POMIAR ROZKŁADÓW DYFRAKCYJNYCH W POLU DALEKIM	54
3.6	SYMULACJE ROZKŁADU NATĘŻENIA ŚWIATŁA W POLU DALEKIM DLA STRUKTUR Z PRYZMATEM ORAZ SIATKĄ DYFRAKCYJNĄ	56
3.7	WERYFIKACJA DOKŁADNOŚCI PODEJŚCIA OBLICZENIOWEGO: ROZKŁADY NATĘŻENIA ŚWIATŁA W POLU DALEKIM DLA STRUKTUR PERIODYCZNYCH WYKONANYCH Z CERAMIKI SiO_2 ORAZ CIECZY JONOWYCH.....	59
3.8	ROZKŁADY ŚWIATŁA W POLU DALEKIM DLA PRYZMATYCZNYCH SIATEK DYFRAKCYJNYCH WYKONANYCH NA POWIERZCHNI CZOŁOWEJ ŚWIATŁOWODU	63
3.9	ELEMENT DYSPERSYJNY DO PROPAGACJI 1 RZĘDU WZDŁUŻ OSI WŁÓKNA	71
3.10	PODSUMOWANIE.....	80
4	PRYZMATYCZNE SIATKI DYFRAKCYJNE NA CZOŁOWEJ POWIERZCHNI ŚWIATŁOWODU DO SPRZĘGANIA ŚWIATŁA DO FALOWODÓW OPTYKI PLANARNEJ.....	82
4.1	WSTĘP	82
4.1.1	<i>Opis sprzęgacza wykonanego na powierzchni czołowej światłowodu</i>	<i>84</i>

4.2	METODY SYMULACJI ORAZ OPTIMALIZACJI SPRZĘGACZA SIATKOWEGO WYKONANEGO NA POWIERZCHNI CZOŁOWEJ ŚWIATŁOWODU	86
4.2.1	<i>Weryfikacja zgodności działania obu modeli.....</i>	89
4.3	SPRZĘGACZE SIATKOWE NA CZOLE ŚWIATŁOWODU DLA INNYCH PLATFORM MATERIAŁOWYCH – WYNIKI NUMERYCZNE	92
4.3.1	<i>Zwiększenie efektywności sprzęgania.....</i>	95
4.4	PRZYKŁADOWA REALIZACJA - SPRZĘGACZ SIATKOWY NA POWIERZCHNI CZOŁOWEJ ŚWIATŁOWODU ZAPROJEKTOWANY DLA FALOWODÓW SU-8	98
4.5	PODSUMOWANIE	105
5	UWAGI KOŃCOWE.....	107
6	BIBLIOGRAFIA	109
7	DOROBEK NAUKOWY	122

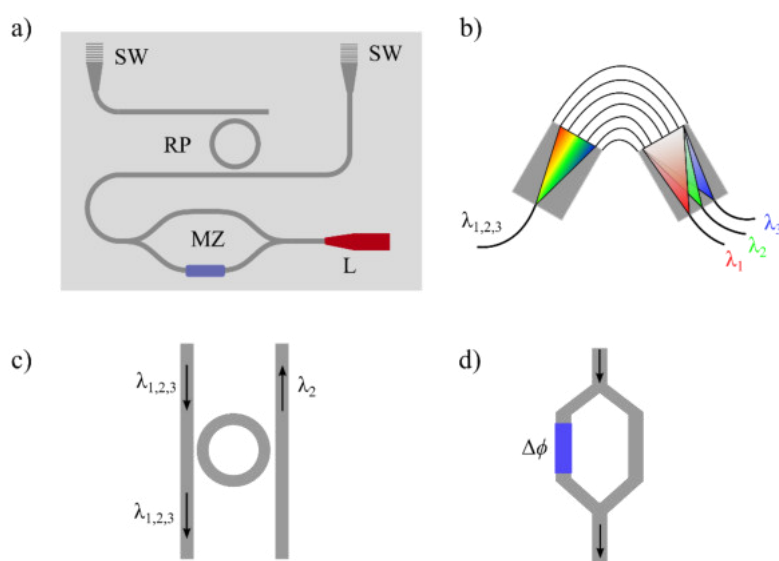
1 Wprowadzenie

1.1 Optyka planarna

Optyka planarna jest to dziedzina technologii zajmująca się integracją mikro- oraz nanourządzeń optycznych na podłożach planarnych. Opiera się ona na projektowaniu, wytwarzaniu oraz testowaniu zintegrowanych układów fotonicznych (eng. *photonic integrated circuits* – PIC). Układy te często określane są mianem optycznych odpowiedników elektronicznych układów scalonych, z tą zasadniczą różnicą, że nośnikiem informacji jest foton, a nie elektron. Składają się one z szeregu komponentów pasywnych i aktywnych – falowodów, laserów, detektorów, modulatorów, rozdzielaczy i sprzęgaczy – które wspólnie umożliwiają przesyłanie, modulowanie, wykrywanie oraz przetwarzanie sygnałów świetlnych. Na Rys. 1.1(a) przedstawiono przykładowy planarny układ fotoniczny. Integralność układów, czyli możliwość wytworzenia na jednym podłożu zarówno źródeł światła, modulatorów jak i elementów czujnikowych, pozwoliła na znaczne zminiaturyzowanie konwencjonalnych układów optycznych. W zależności od liczby komponentów, PIC mają od kilkunastu do kilkudziesięciu milimetrów kwadratowych. Wytwarzanie tak małych układów optycznych stało się możliwe dzięki rozwojowi technologii światłowodowych oraz technologii wytwarzania elektronicznych układów scalonych wykonanych z krzemu.

Największe zainteresowanie optyką planarną pojawiło w czasie wdrażania systemów telekomunikacji światłowodowej, czyli na przełomie lat 70 i 80 XX wieku [1-2]. Wynikało ono z potrzeby wzmacniania sygnału optycznego propagującego w liniach światłowodowych, w taki sposób, aby nie stracić na przepustowości. Przykładowo, falowodowa macierzowa siatka dyfrakcyjna - AWG (eng. *arrayed waveguide grating*, Rys. 1.1(b)) jest dziś szeroko wykorzystywana do multipleksacji oraz demultipleksacji sygnału optycznego względem długości fali, dzięki czemu możliwa jest modulacja poszczególnych kanałów przenoszących informację [3]. Poza telekomunikacją, fotoniczne układy scalone wykorzystywane są do konstrukcji czujników[4-5]. Do tego

celu, między innymi, wykorzystuje się rezonatory pierścieniowe (Rys. 1.1(c)). Są to falowody w kształcie pierścieni kołowych, w których propagujące się światło o określonej długości fali, rezonuje [6]. Zmiana warunków otoczenia, na przykład poprzez zmianę współczynnika załamania wokół czujnika, powoduje zmianę rezonansowych długości fali. Warto dodać, iż integracja innych materiałów (np. metali bądź materiałów bioaktywnych) z fotonicznymi układami scalonymi znacząco poszerzyła możliwości detekcyjne czujników przez co również ich zakres zastosowań. Przykładowo, nanoszenie cienkiej warstwy złota pozwala na generowanie efektu powierzchniowego rezonansu plazmonowego. Innym, często wykorzystywanym komponentem optyki zintegrowanej w systemach czujnikowych jest interferometr (np. Macha Zehndera [7]) (Rys. 1.1(c)). Zmiana fazy w jednym z ramion interferometru, będzie widoczna jako przesunięcie prążków interferencyjnych. Optyka planarna znajduje również zastosowanie w technologiach kwantowych [8-9], medycynie [10] czy w systemach obrazowania, takich jak koherencyjna tomografia optyczna [11].



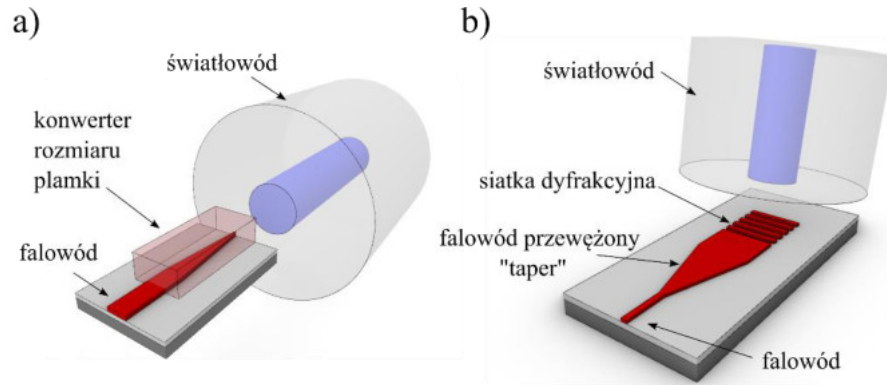
Rys. 1.1. Przykładowy schemat układu składającego się z: L – źródła laserowego, MZ – interferometru Macha Zehndera, RP – rezonatora pierścieniowego, oraz dwóch sprzęgaczy wertykalnych (SW) (a). Schematy komponentów optyki planarnej: struktura AWG (b), rezonator pierścieniowy (c) oraz interferometr Macha Zehndera (d).

Współczesna optyka planarna budowana jest na wielu różnych platformach materiałowych, z których każda charakteryzuje się innymi właściwościami optycznymi i technologicznymi. Do najczęściej stosowanych należą platformy bazujące na krzemie (Silicon on Insulator – SOI), fosforku indu (InP), krzemionce (SiO_2), niobanie litu

(LiNbO₃), azotku krzemu (Si₃N₄), polimerach oraz szklach [12]. Platforma SOI jest dominującą platformą ze względu na kompatybilność z technologią wytwarzania układów scalonych CMOS oraz kompaktowość. Dzięki niskim stratom propagacyjnym jest szeroko stosowana w systemach komunikacji optycznej [13]. Platforma Si₃N₄ cechuje się niskimi stratami transmisyjnymi w szerokim oknie spektralnym (w zakresie od światła widzialnego do bliskiej podczerwieni) co umożliwia jej zastosowanie w bioczułnikach czy optyce nieliniowej [14]. Dodatkowo średni kontrast współczynnika załamania powoduje większą tolerancję na błędy technologiczne w porównaniu do SOI [15]. Z kolei materiał InP odgrywa kluczową rolę w optyce zintegrowanej ze względu na bezpośrednią przerwę energetyczną w zakresie odpowiadającym standardowym oknom transmisyjnym (1,3 μm oraz 1,55 μm). Materiał ten stosowany jest do produkcji laserów oraz fotodiod [16]. Wybór odpowiedniej platformy materiałowej zależy od konkretnych wymagań aplikacyjnych, takich jak operacyjna długość fali, kompaktowość oraz rozmiary układu, możliwość integracji z elektroniką, złożoność technologii wytwarzania czy koszty produkcji. Jednym z kluczowych parametrów różnicujących platformy materiałowe jest kontrast współczynnika załamania (Δn), definiowany jako różnica pomiędzy współczynnikiem załamania materiału rdzenia (falowodu) a otaczającego go medium (w planarnych falowodach najczęściej jest to podłoże). Kontrast Δn determinuje właściwości falowodów, takie jak warunki jednomodowości, straty propagacyjne, efektywność sprzęgania pomiędzy źródłem światła a falowodem, a także na efekty polaryzacyjne i geometrię elementów optyki zintegrowanej [17]. Większy kontrast współczynnika załamania pozwala na silniejsze uwięzienie modu w falowodzie co wpływa na jego rozmiar poprzeczny. W związku z tym, platformy o wysokim kontraście współczynnika załamania (np. SOI, $\Delta n = n_{Si} - n_{SiO_2} \approx 2$) umożliwiają większy stopień miniaturyzacji układów. Oprócz Δn platformy różnią się zakresem długości fali, w jakim mogą efektywnie pracować. Przykładowo platforma InP działa jedynie w zakresie długości fali od 1300 nm do 1700 nm. Platforma SOI jest powszechnie stosowana w zakresie podczerwieni, podczas gdy Si₃N₄ ze względu na mniejsze straty znajduje również zastosowanie w zakresie widzialnym.

1.2 Sposoby sprzęgania światła do układów optyki planarnej

Przed przystąpieniem do wytworzenia w pełni zintegrowanych układów fotonicznych (tzn. obejmujących źródło światła, falowody, elementy przetwarzające sygnał optyczny oraz detektor), poszczególne komponenty optyki planarnej charakteryzuje się w warunkach laboratoryjnych z wykorzystaniem zewnętrznych źródeł światła oraz detektorów. Jedną z trudności, jest efektywne wprowadzanie światła do jej układów. Wynika to z zasadniczych różnic w rozmiarach poprzecznych falowodu i światłowodu. Sygnał optyczny z lasera doprowadzany jest do falowodu za pośrednictwem światłowodu ze względu na niskie straty (stosuje się tzw. pigtaile światłowodowe z niską tłumiennością). Przykładowo, jednomodowy światłowód telekomunikacyjny typu SMF-28 ma średnicę rdzenia wynoszącą $8,2\text{ }\mu\text{m}$, a standardowy falowód wykonany z krzemu na podłożu krzemionkowym (eng. silicon on insulator - SOI) ma 400 nm szerokości i 220 nm wysokości. Można oszacować, że pole modu w światłowodzie jest 900-krotnie większe niż pole modu w falowodzie. Problem ten rozwiązywany jest w dwojaki sposób, który różnicuje orientacja światłowodu względem falowodu. Mowa tu o sprzęganiu horyzontalnym, w których światłowód jest ustawiony „w linii” względem falowodu (Rys. 1.2(a)), oraz o sprzęganiu wertykalnym, w którym światłowód ustawiany jest pod pewnym kątem względem normalnej do płaszczyzny (najczęściej jest to 10°) w którym znajduje się falowód (Rys. 1.2(b)). Dwoma podstawowymi parametrami charakteryzującymi sprzęgacze jest efektywność sprzęgania oraz szerokość pasma 1dB lub 3dB. Efektywność sprzęgania (ES) jest to stosunek mocy światła wprowadzonego do falowodu do światła wychodzącego ze światłowodu, a szerokość pasma 1dB lub 3dB oznacza zakres spektralny, w którym sygnał nie spada poniżej 1dB bądź 3dB względem sygnału maksymalnego.



Rys. 1.2. Sposoby sprzęgania światła do falowodów: sprzęganie horyzontalne, w którym światłowód oraz falowód są zorientowane współliniowo (a), sprzęganie wertykalne, w którym światłowód ustawiony jest pod kątem (zwykle 10°) względem normalnej do powierzchni falowodu (b).

Zasada działania sprzęgania horyzontalnego opiera się na konwersji modu. Proces ten polega na zmniejszeniu niedopasowania modowego pomiędzy światłem propagującym się w światłowodzie, a światłem propagującym się w falowodzie. Można to uzyskać poprzez odpowiednią modyfikację np. szerokości falowodu wzdłuż jego długości. Przykładowo, w odwróconym falowodzie przewężonym, szerokość stopniowo zmniejsza się, co powoduje mniejsze uwięzienie modu w falowodzie i tym samym zwiększenie jego efektywnego pola modowego (oraz zmniejszenie efektywnego współczynnika załamania). W zależności od platformy materiałowej tego typu sprzęgacz, w którym zmiana szerokości falowodu odbywa się w linowo wzdłuż osi falowodu, może mieć nawet 300-400 μm długości [18]. Rozmiar ten można istotnie zmniejszyć wytwarzając tzw. adyabatyczny falowód przewężony, który projektuje się wyznaczając kąt rozwarcia ścian bocznych θ :

$$\theta < \frac{\lambda_0}{2Wn_{eff}}, \quad (1.1)$$

gdzie λ_0 jest długością fali, W jest szerokością falowodu w określonym punkcie a n_{eff} jest efektywnym współczynnikiem załamania najniższego modu. Zasada ta wymaga, aby kąt rozwierania się ścianek bocznych falowodu był mniejszy niż kąt dywergencji modu podstawowego (najczęściej pierwszego rzędu). W ten sposób, sprzęganie powinno odbywać się bezstratnie, tzn. w trakcie konwersji nie wzbudzają się mody radiacyjne. Wykorzystanie powyższego wzoru pozwala na zaprojektowanie falowodów przewężonych o długości 120 μm [19]. Wartość tą można dodatkowo skrócić (np. do 40

μm dla platformy SOI [20]) wykorzystując do projektowania metody numeryczne. W falowodach przewężonych, w których konwersja modu odbywa się wyłącznie w jednym kierunku (poprzez zmniejszanie szerokości falowodu) straty wynikające z niedopasowania modowego sięgają nawet 50%. Z tego względu przewężenia, w których zmienia się jedynie szerokość falowodu, częściej stosuje się do konwersji modu pomiędzy falowodami o różnych szerokościach. W przypadku sprzęgania światła ze światłowodu problem ten rozwiązuje się poprzez osadzenie konwertera rozmiaru plamki (eng. „*spot size converter*”) na falowodzie (Rys. 1.2(a)). Wytworzenie konwertera o niższym współczynniku załamania od falowodu zwiększa rozmiar poprzeczny modu. Rozwiązania te pozwalają na konwersję modu propagującego się w światłowodzie do modu propagującego się w falowodzie ze stratami nie przekraczającymi 1 dB ($ES \approx 79,4\%$) w zakresie spektralnym 1520 nm – 1600 nm [21]. Inne rozwiązania polegają na wykorzystaniu właściwości optycznych metamateriałów. Przykładowo, sprzęgacz krawędziowy można wytworzyć w formie siatki podfalowej, w której modyfikacja kształtu wzdłuż kierunku propagacji była tak dobrana, aby konwersja modu prowadzonego w takiej strukturze była możliwie bezstratna. W platformie SOI możliwe było wytworzenie sprzęgacza dla długości fali równej 1550 nm o stratach nie większych niż 0,4 dB ($ES \approx 91,2\%$) w zakresie spektralnym od 1500 nm do 1600 nm [22].

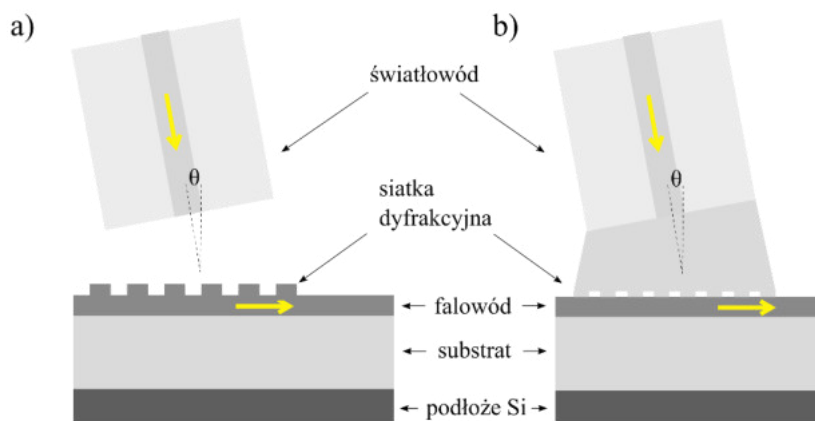
Niestety sprzęgacze horyzontalne mają trzy zasadnicze wady. Tego typu urządzenia, ze względu na swój sposób działania, wytwarzane mogą być tylko na krawędzi próbki, co przestrzennie ogranicza maksymalną możliwą liczbę układów fotonicznych na jednym chipie. Ponadto, sam proces pozycjonowania światłowodu względem falowodu przewężonego jest skomplikowany i czasochłonny, gdyż sprzęgacz ten jest bardzo czuły na błędne ustawienie oraz drgania układu. Co prawda istnieją rozwiązania polegające na wytworzeniu V rowków, w taki sposób aby umieszczony w nim światłowód był idealnie spozycjonowany [23], jednak ogranicza to użycie światłowodów o różnych wymiarach i wydłuża proces technologiczny. Po trzecie, wytwarzanie sprzęgaczy horyzontalnych często wymaga wieloetapowych procesów technologicznych, co znacząco zwiększa koszty produkcji. Przykładowo, w przypadku wcześniej wspomnianego falowodu adiabaticznego [20], do przeniesienia wzoru wykorzystano metodę elektronolitografii (EBL, z ang. *Electron beam lithography*),

następnie próbkę wytrawiono plazmą sprzężoną indukcyjnie (ICP Etching, z ang. *Inductively Coupled Plasma Etching*), a na końcu, za pomocą chemicznego osadzania z fazy gazowej ze wspomaganie plazmowym (PECVD), wytworzono 3-mikrometrową warstwę SiO_2 . W innym przypadku, do wytworzenia zwężenia w trójwymiarowym sprzęgaczu horyzontalnym, wykorzystano metodę głębokiej litografii DUV, następnie próbkę wytrawiono metodą reaktywnego trawienia jonowego (RIE), potem osadzono warstwę tlenku krzemu (SiO_x), którą następnie wytrawiono w taki sposób, aby utworzył się iniektor w kształcie falowodu żebrowego. Na samym końcu sprzęgacz pokryto 1-mikrometrową warstwą krzemionki [21]. Wykorzystanie tylu technik znacząco wydłuża czas wytwarzania oraz zwiększa koszty produkcji. Alternatywą do złożonych falowodów przewężonych może być wykorzystanie specjalnych światłowodów zakończonych soczewką. Dzięki niej, światło wychodzące z światłowodu zostaje skupione na powierzchni czołowej falowodu. Jednak w tym rozwiązaniu należy pamiętać o tym, że czoło wejściowe falowodu powinno mieć bardzo dobrą jakość co również wymaga dodatkowych procesów poprodukcyjnych (np. szlifowanie krawędzi płytki, bądź polerowanie czoła za pomocą polerki jonowej).

Z wyżej wymienionych powodów znacznie częściej stosuje się sprzęgacze wertykalne. Są to siatki dyfrakcyjne o ściśle określonym okresie, które połączone są z falowodem za pomocą przewężenia (Rys. 1.2(b)). Ustawienie światłowodu pod odpowiednim kątem względem siatki (takim, aby spełniony był warunek Bragga) powoduje sprzęgnięcie światła do falowodu. Efekt polega na wzbudzeniu rezonansu modu prowadzonego (ang. *Guided mode resonance* – GMR) w strukturze. Zasadniczą zaletą tych urządzeń jest to, że można je umiejscowić w dowolnym miejscu na płytce przez co możliwe jest wytworzenie większej liczby optycznych układów. Jest to istotne także w początkowych fazach rozwoju platform materiałowych dla optyki zintegrowanej, w których należy zaprojektować, wytworzyć oraz przetestować wiele komponentów (takich jak falowody proste, przewężone czy typu S, rezonatory pierścieniowe, czujniki, filtry, itp.) jak i całych układów. Ponadto, wytworzona siatka dyfrakcyjna jest zwykle rozmiarów kwadratu o boku 10 - 15 μm , przez co pozycjonowanie światłowodu jest zdecydowanie prostsze i szybsze niż przy użyciu metod sprzęgania horyzontalnego. Jednak rozwiązanie to nie pozostaje bez wad. Zwykle sprzęgacze te charakteryzują się

dużo większymi stratami. Przykładowo, najprostsze sprzęgacze siatkowe zaprojektowane dla platformy materiałowej SOI, osiągają efektywności sprzęgania na poziomie $ES = 30\%$ dla długości fali 1550 nm [24]. Po drugie, sprzęgacze te mają węższe pasma 1dB oraz 3dB niż sprzęgacze horyzontalne. Jest to wada, która wynika z ograniczeń fizycznych, gdyż warunek Bragga jest spełniony dla określonej długości fali. Należy pamiętać, że zwykle te urządzenia działają dla określonych polaryzacji (TE bądź TM) co wynika z różnych wartości stałych propagacji modów. Pomimo tych niedogodności sprzęganie wertykalne jest obecnie najpopularniejszym sposobem sprzęgania światła do układów optyki planarnej. Do tego stosowanie odpowiednich rozwiązań (które szczegółowo zostaną omówione w rozdziale 2), pozwala na poprawę efektywności sprzęgania, poszerzenie szerokości pasma 1dB oraz 3dB jak i sprzęgnięcie światła dla obu polaryzacji.

Istnieje również inna klasa sprzęgaczy wykorzystująca zjawisko GMR. Podejście to polega na wytworzeniu pryzmatu z siatką dyfrakcyjną na powierzchni czołowej światłowodu (Rys. 1.3). Światło można wprowadzić poprzez przyłożenie światłowodu do falowodu. Podobnie jak w przypadku sprzęgaczy siatkowych, struktura periodyczna wzbudza mody prowadzone w falowodzie.



Rys. 1.3. Schematy sprzęgaczy siatkowych: standardowy sprzęgacz siatkowy (a); sprzęgacz siatkowy wytworzony na powierzchni czołowej światłowodu (b).

Wytworzenie siatki dyfrakcyjnej na czole światłowodu (Rys. 1.3(b)), a nie bezpośrednio na płytce (Rys. 1.3(a)), ma dwie kluczowe zalety. Pierwszą jest możliwość sprzęgania światła w dowolnym miejscu próbki. Jedynym warunkiem jest to, że

sprzęgacz musi być przyłożony do falowodu prostego o długości większej niż sprzęgacz. Pozwala to na charakteryzację całych planarnych układów optycznych jak i testowanie poszczególnych komponentów np. rezonatorów. Drugą zaletą jest możliwość zaprojektowania oraz wytworzenia sprzęgaczy dla dowolnych długości fali (co umożliwia testowanie układu światłem o różnych długościach fali).

1.3 Motywacja i zakres pracy

Badania przedstawione w tej rozprawie koncentrują się na analizie i optymalizacji struktur periodycznych służących do wprowadzania światła do falowodów optyki planarnej o średnim kontraście współczynnika załamania, w tym platformie materiałowej opartej na ceramikach $\text{SiO}_2:\text{TiO}_2$ wytwarzanych metodą zol-żel. Dotychczasowe prace badawcze nad warstwami $\text{SiO}_2:\text{TiO}_2$ wykazały, że materiał ten charakteryzuje się długoterminową stabilnością właściwości fizykochemicznych, korzystnymi parametrami falowodowymi oraz że metodą zol-żel można uzyskać ceramiki o różnym stosunku SiO_2 do TiO_2 co umożliwia wytworzenie materiału o współczynniku załamania w szerokim zakresie, od 1,4 do 2,3 [25].

Przedstawione w rozprawie badania mają na celu weryfikację dwóch tez:

- *Platforma materiałowa bazująca na ceramikach $\text{SiO}_2:\text{TiO}_2$ uzyskanych metodą zol-żel umożliwia wytworzenie sprzęgaczy wertykalnych;*

- *Periodyczne struktury wytwarzane na powierzchni czołowej światłowodu metodami nanoimprintu i nanoprintu, umożliwiają sprzęganie światła do falowodów oraz jego detekcję.*

Praca została podzielona na 6 rozdziałów. W rozdziale 2 przedstawiono wyniki optymalizacji numerycznych sprzęgaczy siatkowych zaprojektowanych dla platformy materiałowej bazującej na ceramikach $\text{SiO}_2:\text{TiO}_2$. W tym celu, przygotowano specjalny model numeryczny bazujący na metodzie elementów skończonych dzięki czemu możliwa była szybka oraz dokładna optymalizacja parametrów geometrycznych sprzęgaczy, jak i analiza wpływu błędów technologicznych i złego pozycjonowania światłowodu na

efektywność sprzęgania. Wykazano, że maksymalna teoretyczna efektywność sprzęgania prostego sprzęgacza siatkowego wykonanego w platformie materiałowej $\text{SiO}_2\text{:TiO}_2$ wynosić może nawet 30%. Ostatecznie zademonstrowano działanie sprzęgacza siatkowego wytworzonego za pomocą elektronolitografii i trawienia mokrego. Badania eksperymentalne wykazały jednak dużo mniejsze efektywności sprzęgania siatek wynoszące około 1,5% (porównanie mocy na wyjściu światłowodu i mocy na wyjściu falowodu z uwzględnieniem strat falowodowych). Należy jednak zwrócić uwagę, na fakt że technologia wytwarzania falowodów na bazie ceramiki $\text{SiO}_2\text{:TiO}_2$ w chwili realizacji tych pomiarów nie była w pełni dojrzała. Z tego względu metoda smugowa, zastosowana do estymacji strat falowodów, mogła być wykorzystana jedynie dla odcinków pozbawionych widocznych defektów.

W rozdziale 3 przedstawiono opracowanie technologii wytwarzania pryzmatycznych siatek dyfrakcyjnych na czole światłowodu. Do wytworzenia struktury wykorzystano metodę nanostemplowania, testując trzy materiały: zol-żele SiO_2 , zol-żele ZrO_2 oraz ciecze jonowe. Wyniki pokazały, że ciecze jonowe lepiej nadają się do wytwarzania pryzmatycznych struktur periodycznych na czołach światłowodów. Przy wyborze uwzględniano ograniczenia technologiczne, jakość wytworzonej struktury oraz powtarzalność fabrykacji. Za pomocą tego materiału możliwe było wytworzenie pryzmatów o dużych kątach łamiących (nawet 40°). Wytworzone struktury charakteryzowano eksperymentalnie analizując rozkład światła w polu dalekim, a następnie porównując otrzymane wyniki z obliczeniami numerycznymi. Dodatkowo, możliwość wytwarzania pryzmatów o dużym kącie pozwoliła na wytworzenie struktur, w której pierwszy rząd dyfrakcji propaguje się wzdłuż osi światłowodu. Takie rozwiązanie może być wykorzystane do konstrukcji światłowodowych filtrów optycznych czy spektroskopów.

W rozdziale 4 przedstawiono zastosowanie pryzmatycznej siatki dyfrakcyjnej wytworzonej na czole światłowodu do wprowadzania światła do falowodów optycznych dla platform materiałowych o średnim kontraście współczynnika załamania: Si_3N_4 oraz $\text{SiO}_2\text{:TiO}_2$. Aby usprawnić procesy projektowania tego typu struktur zaproponowano uproszczony model numeryczny, który polegał na wyznaczaniu warunków rezonansu modu prowadzonego i służył do szybkiej optymalizacji parametrów geometrycznych

sprzęgacza. Za pomocą wcześniej opracowanej metody nanostemplowania wytworzono sprzęgacz który posłużył do sprzęgania światła do falowodów wykonanych z fotorezystu SU-8. Za pomocą wytworzonego sprzęgacza na czole światłowodu możliwe było wprowadzenie światła do falowodu, gdzie uzyskano dobrą zgodność pomiędzy symulacjami numerycznymi a eksperymentalnie wyznaczaną efektywnością sprzężenia. Dodatkowo możliwość zmiany punktu sprzęgania pozwoliła na wyznaczenie strat badanych falowodów SU-8.

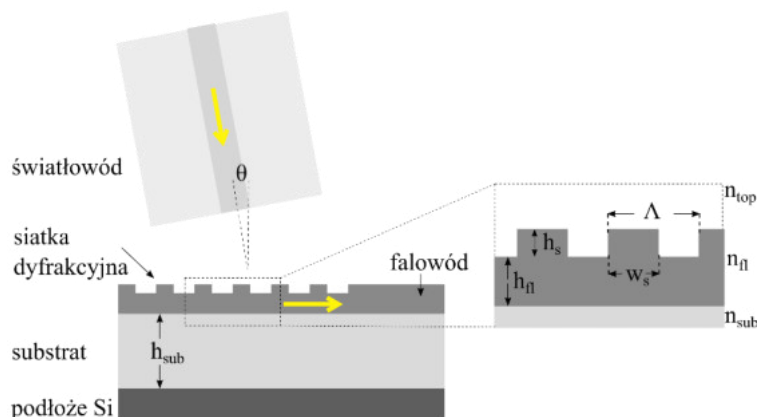
Rozdział 5 zawiera podsumowanie rozprawy, rozdział 6 obejmuje bibliografię, natomiast w rozdziale 7 przedstawiono dorobek naukowy Autora oraz zestawienie konferencji, na których prezentowano wyniki pracy.

2 Sprzęgacz siatkowy dla platformy materiałowej opartej na SiO₂:TiO₂

Jednym z kluczowych zagadnień w rozwoju technologii optyki zintegrowanej jest efektywne i kontrolowane sprzęganie światła. W tym kontekście szczególne znaczenie odgrywają metody wertykalnego sprzęgania, polegające na wytworzeniu siatki dyfrakcyjnej na falowodzie o parametrach spełniających warunek Bragga. W poniższym rozdziale przedstawiono wyniki symulacji numerycznych oraz badań eksperymentalnych sprzęgaczy siatkowych opracowanych dla platformy materiałowej SiO₂:TiO₂ ($n \approx 1,8$). Należy zauważyć, że dotychczasowe badania nad sprzęgaczami siatkowymi dla tej technologii koncentrowały się głównie na wytworzeniu struktur sprzęgających światło do warstw falowodowych [26]. Natomiast celem obecnej pracy było zaprojektowanie oraz zbadanie wpływu wybranych parametrów geometrycznych i technologicznych na charakterystyki pracy najprostszego sprzęgacza siatkowego dedykowanego falodom wykonanym w platformie zol-żelowej SiO₂:TiO₂. W przypadku dojrzałych technologii, takich jak SOI oraz Si₃N₄, optymalne konstrukcje sprzęgaczy siatkowych zostały opracowane na drodze symulacji numerycznych, a część z nich została wytworzona i zbadana, co zostanie omówione w dalszej części tego rozdziału.

Podstawowymi parametrami konstrukcyjnymi reliefowej siatki dyfrakcyjnej są: stała siatki (Λ), która definiuje odległość pomiędzy sąsiednimi stopniami fazowymi siatki, wysokość stopnia fazowego siatki – h_s , współczynnik wypełnienia będącym stosunkiem szerokości stopnia fazowego siatki do jej stałej sieci – $ff = \frac{w_s}{\Lambda}$ (Rys. 2.1). Ponadto, wpływ na właściwości propagacyjne takiej struktury, będą miały następujące parametry konstrukcyjne: wysokość falowodu, na którym wytworzona jest siatka – h_{fl} oraz wysokość warstwy substratu – h_{sub} . Nad siatką najczęściej znajduje się powietrze o współczynniku załamania $n_{top} = 1$, a siatka dyfrakcyjna wykonana jest z tego samego

materiału co falowód o współczynniku n_{fl} . Pod kątem θ względem normalnej do siatki ustawiony jest światłowód.



Rys. 2.1. Schemat sprzągacza siatkowego o prostokątnym profilu siatki z zaznaczonymi parametrami geometrycznymi.

Sprzągacz siatkowy działa na zasadzie wzbudzenia modów rezonansowych w strukturze składającej się z siatki dyfrakcyjnej oraz falowodu. Zasadę tę można opisać za pomocą prostych analitycznych równań teorii dyfrakcji. Światło padające na strukturę periodyczną ulegnie dyfrakcji na m rzędów. Jeżeli dopasowanie fazowe pomiędzy światłem ugiętym do wybranego rzędu dyfrakcji, a modem prowadzonym w takiej strukturze zostanie spełnione, część światła sprzęgnie się do modu propagującego w falowodzie. Warunek dopasowania fazowego (warunek Bragga) wiąże składową x wektora falowego światła ugiętego na siatce $\mathbf{k}_x$ ze stałą propagacji modu prowadzonego w strukturze periodycznej β i wektorem siatki dyfrakcyjnej $\mathbf{K}$. Można go opisać zależnością:

$$\mathbf{k}_x = \beta - m\mathbf{K}, \quad (2.1)$$

gdzie m jest rzędem dyfrakcji. Stała propagacji światła ugiętego w zależności od kierunku, w którym będzie propagować wynosi:

$$\mathbf{k}_{top} = \frac{2\pi}{\lambda} n_{top}, \quad (2.2)$$

jeśli światło ulegnie dyfrakcji w kierunku pokrycia o współczynniku załamania n_{top} lub
jeśli światło ulegnie dyfrakcji w kierunku substratu o współczynniku załamania n_{sub} :

$$\mathbf{k}_{sub} = \frac{2\pi}{\lambda} n_{sub} \mathbf{e}_x, \quad (2.3)$$

Wektor falowy siatki zależy od stałej sieci Λ :

$$\mathbf{K} = \frac{2\pi}{\Lambda} \mathbf{e}_x, \quad (2.4)$$

a stała propagacji światła w falowodzie wynosi:

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} n_{eff}, \quad (2.5)$$

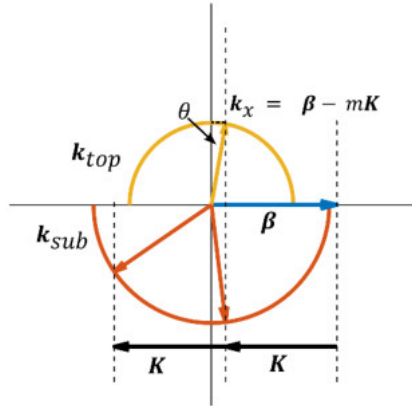
gdzie n_{eff} jest efektywnym współczynnikiem załamania modu propagującego w strukturze periodycznej. Kąt ugięcia światła (w kierunku pokrycia) przez siatkę dyfrakcyjną można wyznaczyć ze wzoru:

$$\sin\theta = \frac{k_x}{k_{top}} \quad (2.6)$$

Po podstawieniu, wzór na warunek Bragga można opisać zależnością:

$$n_{top} \sin\theta_{fib} = n_{eff} - \frac{m\lambda}{\Lambda}, \quad (2.7)$$

Na Rys. 2.2 przedstawiono diagram wektorów falowych będących graficzną reprezentacją warunku Bragga.



Rys. 2.2. Diagram wektorów falowych przedstawiający zasadę działania sprzęgacza siatkowego. Parametry sprzęgacza dla tej konfiguracji: $\Lambda = 1,14 \mu\text{m}$; $h_s = h_{fl} = 0,3 \mu\text{m}$; $ff = 0,5$; $\theta = 10^\circ$; $n_{sub} = 1,44$; $n_{fl} = 1,75$, $n_{top} = 1$ oraz $\lambda = 1550 \text{ nm}$.

Promienie półsfery przedstawiające możliwe wektory falowe światła ugiętego (czerwone linie) oraz odbitego (żółte linie) są proporcjonalne do wartości wektora falowego w danym ośrodku (w tym przypadku k_{sub} oraz k_{top}) zatem zależą od współczynników załamania materiałów. Wektor k_x można wyznaczyć dodając wielokrotności wektora falowego siatki (K) od stałej propagacji β zgodnie z równaniem (2.1). Analizując Rys. 2.2 widać, że dla tej konfiguracji istnieją trzy wektory falowe, które mogłyby pobudzić mody prowadzone, z czego tylko jeden (w tym konkretnym przypadku) znajduje się w powietrzu. Przedstawiony diagram wektorów falowych ilustruje sprzęgacz w tak zwanej konfiguracji rozstrojonej, to znaczy w takiej, w której światło pada pod kątem innym niż 0° względem normalnej do siatki. Możliwe byłoby również rozwiązanie równania (2.7) dla kąta padania równego 0° . Wtedy wektor falowy siatki K musiałby być równy stałej propagacji β . To rozwiązanie nie jest zazwyczaj stosowane ze względu na powstające odbicia wsteczne do falowodu.

Zgodnie z twierdzeniem wzajemności, które mówi, że odpowiedź układu jest identyczna jeśli zamieni się źródło z detektorem [27] efektywność sprzęgania z falowodu do światłowodu oraz efektywność sprzęgania ze światłowodu do falowodu będą miały te same wartości [28]. W przypadku sprzęgania z falowodu do światłowodu do opisu efektywności pracy sprzęgacza najczęściej wykorzystuje się cztery parametry [29]:

- **kierunkowość** – jest to stosunek mocy optycznej, która została wypromieniowana przez siatkę w kierunku światłowodu (P_{up}) do całkowitej mocy optycznej propagującej w falowodzie (P_0):

$$K = \frac{P_{up}}{P_0}, \quad (2.8)$$

- **współczynnik odbicia** - jest to stosunek mocy optycznej, która została wypromieniowana w kierunku podłoża (P_{down}) do całkowitej mocy optycznej propagującej w falowodzie (P_0):

$$R = \frac{P_{down}}{P_0}, \quad (2.9)$$

- **efektywność sprzęgania** – jest to stosunek mocy, która została sprzęgnięta do modu podstawowego propagującego w światłowodzie do całkowitej mocy optycznej propagującej się w falowodzie. Można ją zatem obliczyć wyrażeniem:

$$ES = K * \eta, \quad (2.10)$$

gdzie η jest całką przekrycia opisaną wyrażeniem:

$$\eta = \left| \int E \times H_{fib}^* dx \right|^2, \quad (2.11)$$

gdzie E jest rozkładem pola elektrycznego fali rozproszonej na siatce, a H_{fib} polem magnetycznym modu propagującego się w światłowodzie. Należy zauważyć, że efektywność sprzęgania będzie zawsze mniejsza od kierunkowości, gdyż całka przekrywania, w realnych strukturach, zawsze będzie mniejsza od 1.

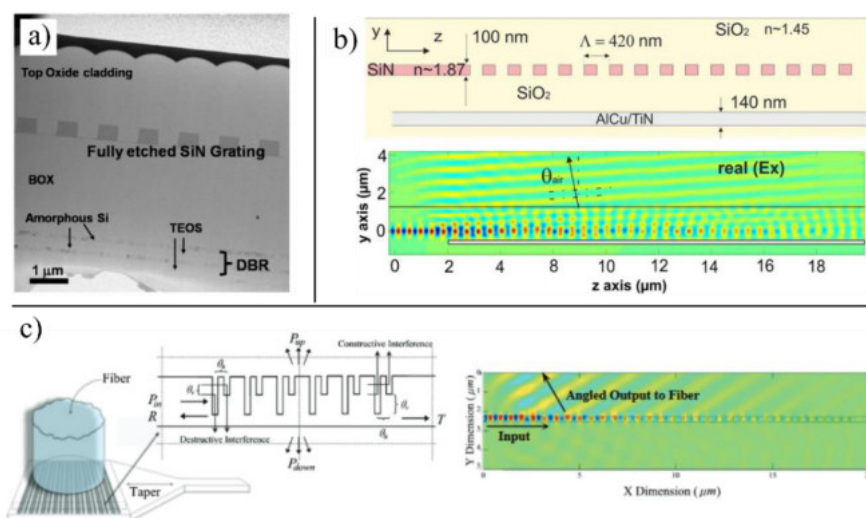
- **szerokość pasma 1dB lub 3 dB** – jest to szerokość spektralna dla której efektywność sprzęgania nie jest mniejsza niż 1 dB lub 3 dB od wartości maksymalnej [29].

W przypadku najprostszego sprzęgacza siatkowego pokazanego na Rys. 1.2, który składa się z siatki dyfrakcyjnej połączonej z falowodem przewężonym, zaprojektowanego dla długości fali 1550 nm i falowodów wykonanych w technologii SOI, osiąga efektywność sprzęgania na poziomie 30-40% [24], [30]. W przypadku platformy materiałowej o niższym kontraście współczynnika załamania, np. opartej na Si_3N_4 , uzyskane eksperymentalnie efektywności sprzęgania również wynoszą około 40% [31], [32]. Relatywnie niskie wartości efektywności sprzężenia omawianych sprzęgaczy są konsekwencją dwóch głównych czynników: małej kierunkowości oraz niedopasowania modowego.

Pierwszy czynnik związany jest z faktem, że światło padające na siatkę dyfrakcyjną może zostać wypromieniowane w kierunku substratu. W zależności od parametrów fizycznych (np. kontrastu współczynników załamania) straty, wynikające z tego powodu, mogą sięgać nawet 50%. Istnieje kilka sposobów zwiększenia kierunkowości, a tym samym efektywności sprzęgania. Jednym z nich jest wytworzenie zwierciadła poniżej sprzęgacza. Stosuje się zwierciadła Bragga, składające się z odpowiednio rozłożonych warstw materiałów o różnych wartościach współczynnika załamania, które potrafią zwiększyć efektywność sprzęgania nawet do 75% w przypadku platformy SOI [33] lub 56% dla platformy opartej na Si_3N_4 [34] (Rys. 2.3(a)). Innym, równie popularnym rozwiązaniem, jest wytworzenie zwierciadła z warstwy metalu. Najczęściej stosuje się warstwę złota, co pozwala na zwiększenie efektywności sprzęgania do 70% w platformie SOI [35]. Spotykane są również zwierciadła wykonane z innych materiałów, takich jak stop aluminium z dodatkiem miedzi, co umożliwia sprzęganie światła z efektywnością równą 59% w platformie Si_3N_4 [36] dla zakresu widzialnego (Rys. 2.3(b)).

Innym podejściem zwiększającym kierunkowość sprzęgacza jest wytworzenie dodatkowej warstwy materiału o wyższym współczynniku załamania na stopniach fazowych siatki sprzęgacza. Dzięki temu zwiększa się kontrast współczynnika załamania między stopniem siatki a częścią rowka, co powoduje zwiększenie wydajności

dyfrakcyjnej do pierwszego rzędu dyfrakcyjnego, który sprzęga się do falowodu. W przypadku platformy SOI często stosuje się polikrystaliczny krzem, co pozwala uzyskać efektywność sprzęgania na poziomie 78% [37]. Warto zaznaczyć, że stosowanie dodatkowego materiału zwiększa również szerokość pasma 3 dB [24]. W przypadku platform materiałowych o niższym kontraście współczynnika załamania, efektywność dyfrakcji można zwiększyć stosując grubsze warstwy falowodowe. Na przykład w przypadku Si_3N_4 typowe falowody mają grubości od 550 nm do 700 nm [38]. Modyfikacja profilu siatki również pozwala na zwiększenie kierunkowości sprzęgacza. Przykładowo, wytworzenie siatek skośnych w platformie SOI pozwoliło na uzyskanie efektywności sprzęgania na poziomie $\text{ES} = 69,8\%$ [39]. Pośród struktur Si_3N_4 można znaleźć sprzęgacze siatkowe o złożonej strukturze profilu stopnia fazowego przypominające „schody”, które zwiększają ES nawet do 70% [40]. Innym, interesującym rozwiązaniem wytworzenie siatki dyfrakcyjnej o dwóch głębokościach wytrawiania [41] (Rys. 2.3(c)). Anizotropowa geometria profilu siatki powoduje konstruktywną interferencję światła w kierunku światłowodu oraz destruktywną w kierunku podłoża. Wyniki numeryczne wykazały kierunkowość sięgającą nawet 97,2% a efektywność sprzęgania na poziomie 74%.



Rys. 2.3. Sposoby zwiększania kierunkowości sprzęgacza siatkowego. Zdjęcie SEM przekroju sprzęgacza Si_3N_4 z zwierciadłem Bragga. Zdjęcie zaczerpnięte z [34] (a). Schemat sprzęgacza z zatopioną warstwą AlCu/Tin(góra), rozkład dyfrakcyjny fali EM (dół). Grafikę zaczerpnięto z [36] (b). Schemat dwustopniowego sprzęgacza (po lewej) oraz wynik symulacji rozkładu światła wychodzącego z tego sprzęgacza (po prawej). Rysunek zaczerpnięto z [41] (c).

Drugi czynnik wpływający na ograniczenie efektywności sprzęgania światła do falowodu, czyli niskie dopasowanie modowe pomiędzy światłem wypromieniowanym

przez siatkę, a modem propagującym w światłowodzie, rozwiązuje się poprzez apodyzację siatki. Apodyzacja polega na odpowiedniej modyfikacji wybranego parametru geometrycznego siatki (najczęściej jest to współczynnik wypełnienia) wzdłuż kierunku propagacji światła w taki sposób, aby wypromieniowywane światło, rozkładem przypominało quasi Gaussowski rozkład propagujący się w światłowodzie. W przypadku siatki jednorodnej, rozkład mocy optycznej wypromieniowanej przez siatkę jednorodną ma eksponentalnie zanikający charakter, który opisać można wzorem:

$$P(z) = P_0 \exp(-2\alpha z), \quad (2.12)$$

gdzie P_0 jest wejściową mocą optyczną, z jest współrzędną przestrzenną kierunku propagacji, a α nazywany jest współczynnikiem wyciekania bądź siłą odsprzęgania siatki. Współczynnik wyciekania można modyfikować zmieniając geometrię siatki. Aby rozkład światła był quasi Gaussowski, siła odsprzęgania w kierunku propagacji powinna wynosić [42]:

$$2\alpha(z) = \frac{G^2(z)}{1 - \int_0^z G^2(z) dz}, \quad (2.13)$$

gdzie G jest rozkładem światła wychodzącym ze światłowodu. Zastosowanie apodyzacji wraz z podwójnym zwierciadłem pozwoliło na wytworzenie sprzęgacza o efektywnościach sprzęgania wynoszących 79% [43]. Symulacje numeryczne siatek apodyzowanych pokazują, że możliwe jest uzyskanie efektywności sprzężenia na poziomie 87% dla platformy SOI [44] i 58% dla platformy Si_3N_4 [38].

2.1 Modelowanie numeryczne sprzęgaczy siatkowych

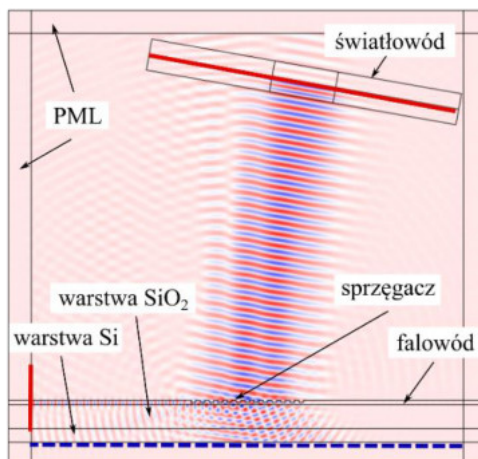
Analityczne równanie (2.7) może być wykorzystywane do zaprojektowania sprzęgacza siatkowego metodą opisaną w [45]. Metoda ta polega na wyznaczeniu parametrów geometrycznych siatki (najczęściej wyznacza się stałą sieci dla kąta pomiędzy normalną do powierzchni czoła światłowodu, a normalną do płaszczyzny siatki (zwykle $\theta = 10^\circ$) przy czym efektywny współczynnik załamania wyznaczany jest ze wzoru:

$$n_{eff} = ff * n_{eff1} + (1 - ff) * n_{eff2} \quad (2.14)$$

gdzie n_{eff1} oraz n_{eff2} są to kolejno efektywne współczynniki załamania stopnia siatki oraz rowka siatki. Efektywne współczynniki załamania (n_{eff1} oraz n_{eff2}) wyznaczone są metodą efektywnego współczynnika załamania. Należy pamiętać, że tym podejściem nie da się wyznaczyć efektywności sprzęgania przez co nie jest możliwa dokładna optymalizacja struktury. Ponadto metoda ta zakłada pewne przybliżenia. Pierwszym założeniem jest przyjęcie, że padająca fala jest falą płaską. Drugim założeniem jest brak ograniczenia wymiarów sprzęgacza, to znaczy, że jego szerokość jest nieskończona, gdzie w rzeczywistości, tego typu urządzenia mają najczęściej szerokość od 10 do 15 μm . Ponadto powyższe równanie wyznaczające efektywny współczynnik załamania najlepiej sprawdza się w przypadku siatek prostokątnych, należy jednak pamiętać, że w rzeczywistych strukturach, profil stopnia siatki zwykle jest sinusoidalny bądź trapezoidalny. W związku z powyższym, do projektowania sprzęgaczy siatkowych korzysta się z szeregu metod numerycznych. Najczęściej w literaturze można spotkać wykorzystanie metody różnic skończonych w dziedzinie czasu (*eng. finite difference time domain method – FDTD*) [46], [47], [48]. Jest to metoda numeryczna umożliwiająca rozwiązanie układu równań różniczkowych Maxwella, które opisują zachowanie się pól elektromagnetycznych w czasie. Przybliżenie metody FDTD polega jedynie na dyskretyzacji przestrzeni i czasu. Wynikiem symulacji FDTD jest odpowiedź układu na wprowadzenie impulsu elektromagnetycznego. Po wprowadzeniu impulsu wyznaczone są rozkłady światła w kolejnych iteracjach dyskretnych kroków czasowych aż do momentu ustania czasu symulacji bądź do momentu, kiedy po kolejnych iteracjach stan układu nie ulegnie zmianie. Inną, powszechnie stosowaną metodą, jest metoda rozwinięcia modów własnych (*eng. eigenmode expansion method - EME*) [49], [50]. Metoda ta polega na dekompozycji pola elektromagnetycznego na bazę modów własnych, które znajdują się w przekrojach poprzecznych struktury. Następnie pomiędzy kolejnymi modami wyznaczone są całki przekrycia, dzięki którym możliwe jest wyznaczenie macierzy rozpraszania. Metoda ta bardzo dobrze nadaje się do optymalizacji parametrów geometrycznych sprzęgaczy apodyzowanych.

W niniejszej pracy, do symulacji sprzęgaczy siatkowych, wykorzystywano metodę elementów skończonych (MES) (*eng. finite element method – FEM*) w oprogramowaniu *Comsol Multiphysics* wraz z wbudowanym interfejsem *LiveLink* umożliwiającym pracę w środowisku *Matlab*. Pierwszym etapem MES jest zdefiniowanie równań różniczkowych opisujących proces lub stan układu fizycznego. W przypadku problemów z obszaru elektromagnetyzmu rozwiązywane jest wektorowe równanie falowe. Kolejnym etapem tworzenia modelu MES jest zdefiniowanie geometrii badanego obiektu w obszarze obliczeniowym. Stopień złożoności budowanej geometrii będzie od czynników takich jak: rodzaju problemu, wymagana dokładność symulacji czy ograniczenia sprzętowe. Następnym krokiem jest podzielenie przygotowanej geometrii na skończoną liczbę elementów. Te elementy najczęściej przybierają kształt prostych figur geometrycznych, takich jak trójkąty i prostokąty w przypadku geometrii 2D, oraz ostrosłupy i prostopadłościany w przypadku geometrii 3D. W punktach węzłowych elementów skończonych definiuje się funkcje liniowe bądź wielomiany niskiego stopnia, które następnie zapisuje się w postaci układu równań i rozwiązuje metodami algebraicznymi. Należy pamiętać, że obszar obliczeniowy jest skończony co wiąże się z koniecznością zdefiniowania warunków brzegowych.

W pierwszym kroku przygotowano dwuwymiarowy model MES służący do wyznaczenia efektywności sprzęgania sprzęgaczy siatkowych. W obszarze obliczeniowym modelu znajdował się światłowód oraz sprzęgacz siatkowy. Przyjęte wymiary okna obliczeniowego wynosiły $62 \times 58 \mu\text{m}$. W obszarze siatki maksymalny rozmiar pojedynczego elementu skończonego wynosił $\lambda/20$, a w pozostałym obszarze $\lambda/10$, konsekwencją tego podejścia było wydłużenie się czasu trwania obliczeń dla krótszych długości fal. Wokół okna obliczeniowego zastosowano warstwę PML (*perfectly matched layer*). Jest to obszar o anizotropowych oraz zespolonych wartościach przenikalności elektrycznej i magnetycznej, który prawie całkowicie redukuje odbicia fal padających na granice modelu. [51].

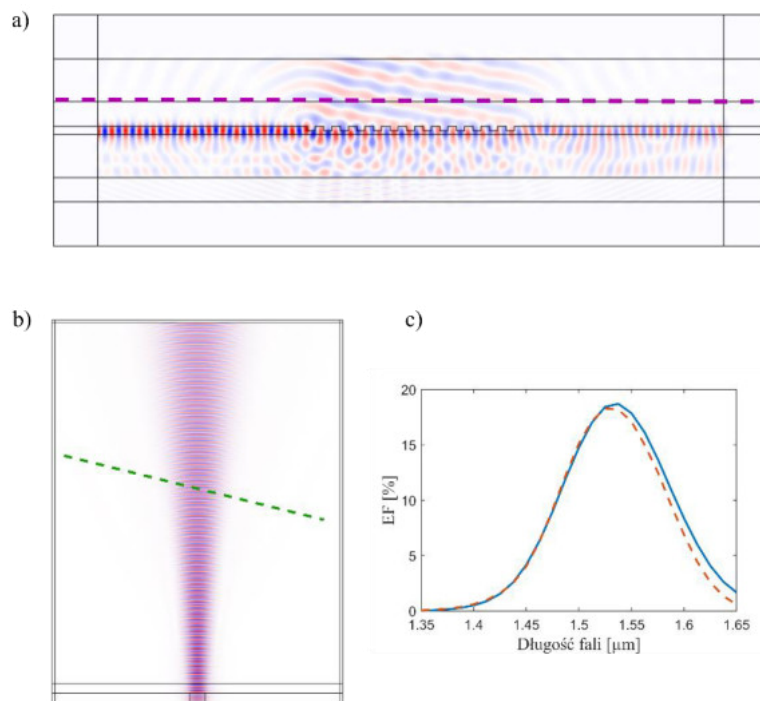


Rys. 2.4. Model numeryczny służący do wyznaczania efektywności sprzęgania.

Na Rys. 2.4 czerwonymi liniami zaznaczono warunki typu „port”, które umożliwiają wprowadzenie (ekscytację) i absorpcję propagujących się modów w strukturach falowodowych, jednocześnie wspierając obliczenia parametrów macierzy rozpraszania (S-parametry). Port znajdujący się na światłowodzie był nadający sygnał o mocy 1 W, a port znajdujący się na falowodzie był portem odbierającym. Efektywność sprzęgania była wyznaczona jako parametr macierzy rozpraszania układu. Opisany model numeryczny pozwala również na obliczenie efektywności sprzęgania do modów wyższych rzędów (o ile takie istnieją). Niebieską linią przerywaną zaznaczono granicę okna obliczeniowego, w którym zdefiniowano operator całkowania dzięki czemu możliwe było określenie strat związanych z propagacją światła w substracie. Opracowany model pozwalał na zmianę parametrów geometrycznych sprzęgacza (kształtu, współczynnika wypełnienia, wysokości stopnia fazowego siatki, stałej sieci), światłowodu (średnica rdzenia, kąt padania) oraz parametrów materiałowych, czyli wartości współczynnika załamania. Światłowod był odsunięty od siatki w kierunku osi Y o 40 μm . Dla długości fali 1.55 μm czas trwania pojedynczej symulacji wynosił ok. 60 sekund, a dla długości fali 0.632 μm był pięciokrotnie dłuższy.

Chcąc zaprojektować optymalny sprzęgacz należy, po każdej zmianie parametru geometrycznego (np. wysokości linii siatki), znaleźć najlepsze położenie światłowodu względem siatki. Aby skrócić czas symulacji dla pojedynczego zestawu parametrów powyższy model „rozbito” na dwa osobne modele. W pierwszym, znajdował się falowód

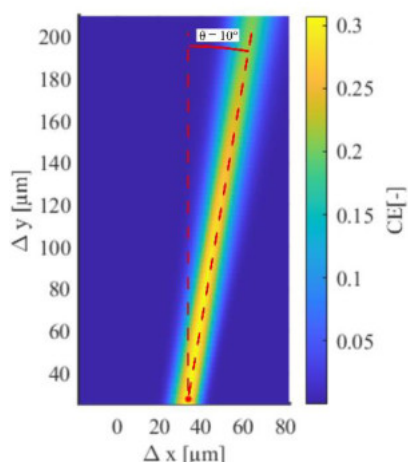
wraz z siatką dyfrakcyjną (Rys. 2.5(a)). Za pomocą portu, do falowodu wprowadzono światło o mocy 1 W i określonej długości fali. Poszczególne składowe pola elektrycznego i magnetycznego interpolowano 5 μm nad siatką (na Rys. 2.5(a) wzdłuż zielonej przerywanej linii). Dodatkowo, kierunkowość siatki D wyznaczano całkując wektor Poyntinga wzdłuż wspomnianej linii. Czas pojedynczej symulacji dla długości fali 1550 nm został w ten sposób zredukowany do około 20 s. Drugi model służył do symulacji światła wychodzącego ze światłowodu (Rys. 2.5(b)). Podobnie jak poprzednio, za pomocą portu, wprowadzono światło do falowodu. Sygnał czytywano z linii, która była przesunięta od końca światłowodu o odległość L oraz była ustawiona pod kątem θ (fioletowa przerywana linia na Rys. 2.5(a)). Czas trwania pojedynczej symulacji dla długości fali 1550 nm to 4 min 51 sekund. Czas ten można znacząco skrócić stosując przybliżenie obwiedni pola w części modelu, w której znajduje się powietrze. Po zastosowaniu tego przybliżenia czas trwania pojedynczej symulacji dla tego samej długości fali wynosił zaledwie 19 sekund.



Rys. 2.5 Model numeryczny służący do wyznaczania kierunkowości siatki (K) oraz rozkładu światła wychodzącego z siatki dyfrakcyjnej (a). Model numeryczny służący do wyznaczania rozkładu światła wychodzącego ze światłowodu (b)., Porównanie efektywności sprzęgania w funkcji długości fali uzyskanych: modelem, w którym światłowód znajdował się w oknie obliczeniowym (pomarańczowa przerywana linia, model przedstawiony na Rys. 2.4), dwoma modelami z liczeniem całki przekrywania (niebieska ciągła linia) (c).

Znając kierunkowość siatki oraz całkę przekrywania pomiędzy rozkładami fali, efektywność sprzęgania można wyznaczyć ze wzoru (2.10). Do obliczeń przygotowano skrypt w oprogramowaniu *Matlab* wraz z modułem *LiveLink*. Z poziomu skryptu możliwa była modyfikacja parametrów geometrycznych sprzęgacza oraz światłowodu, zmiana położenia oraz zmiana kąta linii z których sczytywano składowe pola elektrycznego i magnetycznego, obliczanie kierunkowości siatki, obliczanie całki przekrywania pomiędzy polami, oraz wyznaczanie efektywności sprzęgania. Zaletą tego rozwiązania jest możliwość szybkiej optymalizacji położenia światłowodu względem siatki bez konieczności ponownego przeliczania modeli tak jak to miało miejsce w poprzednim podejściu obliczeniowym. Dodatkowo sprawdzono zgodność działania obu podejść obliczeniowych dla wybranego położenia sprzęgacza względem siatki i wyznaczając efektywność sprzęgania w funkcji długości fali (Rys. 2.5(c)). Jak widać wyniki uzyskane za pomocą metody z obliczaniem całki przekrywania dobrze pokrywają się z wynikami uzyskanymi jednym modelem. Maksymalne efektywności sprzęgania wynoszą różniąc się zaledwie o 3% ($EF_1 = 18,1\%$ i $EF_2 = 18,7\%$). Różnica ta, może wynikać z odbicia części światła od płaskiej powierzchni czołowej światłowodu, która w drugim podejściu obliczeniowym nie jest brana pod uwagę.

Efektym symulacji przeprowadzonej za pomocą przygotowanego skryptu była mapa efektywności sprzęgania w funkcji położenia światłowodu względem siatki przedstawiona na Rys. 2.6.



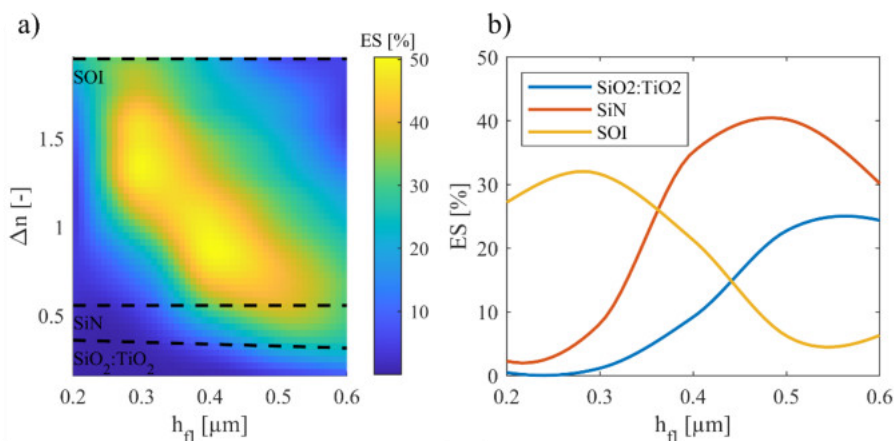
Rys. 2.6. Mapa efektywności sprzęgania w funkcji położenia światłowodu względem środka siatki dyfrakcyjnej. Czerwoną kropką zaznaczono położenie światłowodu, w którym efektywność sprzęgania jest najwyższa. Sprzęgacz

siatkowy zaprojektowany dla długości fali 1550 nm do falowodów SiO₂:TiO₂ o wysokości 600 nm ($\Lambda = 1,1623 \mu\text{m}$, $\theta = 10^\circ$, $ff = 0,48$).

Na podstawie mapy efektywności sprzęgania można wyznaczyć optymalne położenie światłowodu (na Rys. 2.6 zaznaczone czerwoną kropką) względem siatki dyfrakcyjnej oraz maksymalną efektywność sprzęgania. Na rysunku przedstawiono również kąt jaki tworzą optymalne położenia światłowodu dla różnych odległości od siatki Δy względem normalnej do siatki dyfrakcyjnej. Jak widać kąt ten wynosi 10° , co zgadza się z założeniami projektowymi, ponieważ stała siatki była dobierana biorąc pod uwagę, że kąt ustawienia światłowodu względem normalnej do powierzchni siatki będzie tyle wynosił. Całkowity czas optymalizacji położenia światłowodu dla długości fali 1550 nm wynosi 13 min 30 sekund, a przy wykorzystaniu pierwszego podejścia obliczeniowego z zachowaniem tego samego kroku przemieszczeń Δx oraz Δy ten czas wynosił ponad 124 godzin.

2.2 Wpływ kontrastu współczynnika załamania na efektywność sprzęgania

Początkowo obliczono efektywność sprzęgania w funkcji kontrastu współczynnika załamania dla różnych wysokości falowodu. Kontrast współczynnika załamania zdefiniowany był jako różnica współczynników załamania pomiędzy falowodem, a podłożem. We wszystkich przypadkach podłożem była warstwa SiO₂ o grubości 3 μm na warstwie Si. Kontrast współczynnika załamania zmieniano od 0.1 do 2. Wysokości falowodu zmieniano w zakresie od 0.2 μm do 0.6 μm. We wszystkich przypadkach współczynnik wypełnienia wynosił $ff = 0.5$, a głębokość trawienia była połową wysokości falowodu $h_s = 0.5 * h_{fl}$, zatem struktury nie były optymalne. Obliczenia przeprowadzono dla długości fali równej 1550 nm. Dla kolejnych wartości kontrastu współczynnika załamania oraz wysokości falowodu, obliczano stałą sieci za pomocą wzoru (2.7). Dla każdego punktu obliczeniowego wyznaczano mapę efektywności sprzęgania w funkcji położenia (taką jak na Rys. 2.6), i wybierano maksymalną wartość co przedstawiono na Rys. 2.7(a).



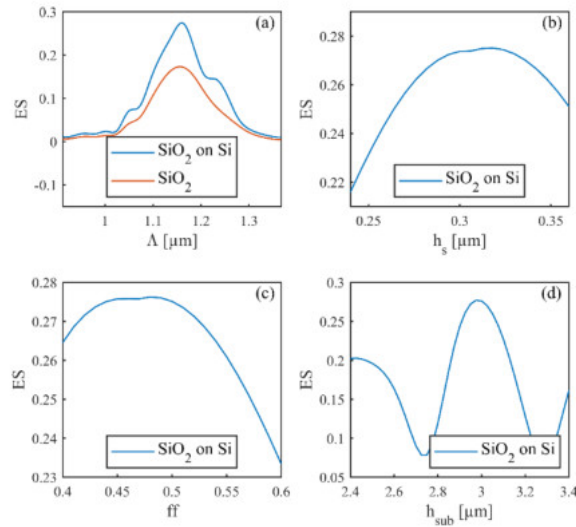
Rys. 2.7. Teoretyczna całkowita efektywność sprzęgania dla jednorodnego sprzęgacza siatkowego w funkcji kontrastu współczynnika załamania i wysokości falowodu (a). Efektywność sprzężenia w funkcji wysokości falowodu dla wybranych platform materiałowych (b).

Maksymalna efektywność sprzęgania zależy zarówno od kontrastu współczynnika załamania jak i wysokości stopnia fazowego siatki. Wraz ze wzrostem kontrastu współczynnika załamania maleje wysokość falowodu, dla którego efektywność sprzęgania jest największa. Należy pamiętać, że zbyt niska wysokość falowodu powoduje

straty związane ze słabym uwięzieniem oraz wyciekaniem modu. Im większy jest kontrast współczynnika tym lepiej mod jest zlokalizowany w falowodzie. Również dla zbyt wysokich falowodów efektywność sprzęgania jest niska co wynika z tego, że struktury nie są jednomodowe i wzbudzają się mody wyższych rzędów. W obliczeniach liczono tylko efektywność sprzęgania z modów podstawowych. Dodatkowo poziomymi przerywanymi liniami zaznaczono kontrasty współczynnika załamania dla popularnych platform materiałowych w tym: SOI ($\Delta n = 1,95$), Si_3N_4 ($\Delta n = 0,56$) oraz platformy opartej na $\text{SiO}_2:\text{TiO}_2$ ($\Delta n = 0,36$) (Rys. 2.7(b)). W przypadku platform o niskim kontraście współczynnika załamania, efektywność sprzęgania jest większa dla falowodów o większych wysokościach ($h_{fl} > 400 \text{ nm}$). Dla platformy $\text{SiO}_2:\text{TiO}_2$ maksymalna efektywność sprzęgania wynosi $ES = 28\%$ dla wysokości wynoszącej $h_{fl} = 600 \text{ nm}$.

2.3 Sprzęgacze siatkowe zaprojektowane dla platformy materiałowej $\text{SiO}_2:\text{TiO}_2$

W następnym kroku przeprowadzono symulacje numeryczne wpływu pozostałych parametrów geometrycznych, czyli stałej sieci (Λ), wysokości stopnia fazowego siatki (h_s), współczynnika wypełniania (ff) oraz wysokości substratu (h_{sub}) (Rys. 2.8).



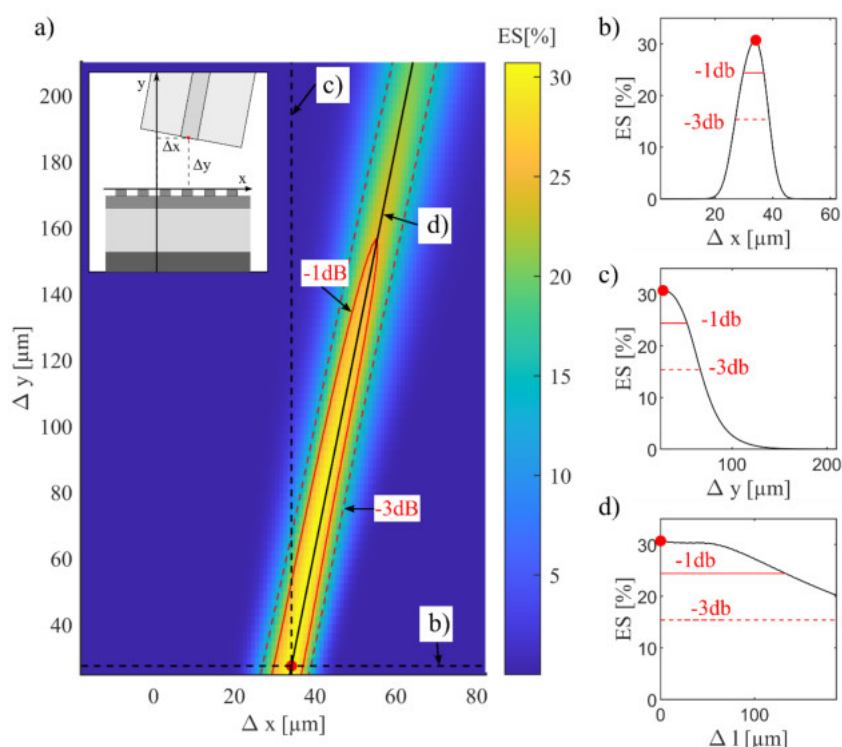
Rys. 2.8. Wpływ parametrów geometrycznych na efektywność sprzęgania: stałej sieci (a), głębokości linii siatki (b), współczynnika wypełnienia (c), oraz wysokości substratu (d). W (a) uwzględniono dwa przypadki, substrat składający się tylko z SiO₂ oraz substrat składający się z SiO₂ o grubości 3 μm na podłożu krzemowym.

Stałą sieci sprzęgacza zmieniano w zakresie od 0,9 μm do 1,4 μm . W obliczeniach porównano dwa substraty: SiO₂ o grubości 3 μm na Si oraz SiO₂ bez podłoża krzemowego. Pozostałe parametry geometryczne wynosiły: $h_s = 0.3 \mu\text{m}$, $ff = 0.5$ i $h_{\text{sub}} = 3 \mu\text{m}$. Maksymalną wartość ES wynoszącą 27% i 17% uzyskano jest dla stałych wynoszących 1,16 μm oraz 1,15 μm dla sprzęgaczy wytworzonych kolejno na podłożu SiO₂ na Si i SiO₂ (Rys. 2.8(a)). Warstwa Si powoduje odbicie światła z powrotem w kierunku sprzęgacza stąd dla podłoża Si:SiO₂ obserwuje się dużo większą wartość ES niż w przypadku podłoża SiO₂.

W kolejnym kroku obliczono wpływ wysokości stopnia fazowego siatki oraz współczynnika wypełnienia na efektywność sprzęgania (Rys. 2.8(b) oraz Rys. 2.8(c)). Wysokość linii modyfikowano w zakresie od 0,24 μm do 0,36 μm . Maksymalna wartość ES wynosiła 27% dla $h_s = 0,318 \mu\text{m}$. Współczynnik wypełnienia modyfikowano w zakresie od 0.4 do 0.6. Jak widać z Rys. 2.8(c) ff nie wpływa istotnie na efektywność sprzęgania. Maksymalna wartość ES wynosząca 27% uzyskiwana jest dla ff równego 0,48. Wpływ wysokości linii siatki oraz współczynnika wypełnienia na efektywność sprzęgania wynika z faktu, że zmiana tych parametrów modyfikuje efektywny współczynnik załamania modu prowadzonego w tej strukturze. Ich oddziaływanie na efektywność sprzęgania jest jednak wyraźnie mniejsze niż wpływ stałej sieci.

Ostatecznie zbadano wpływ zmiany grubości warstwy SiO_2 położonej na Si. Parametr ten zmieniano w zakresie od $2,4 \mu\text{m}$ do $3,4 \mu\text{m}$. Jak widać zależność efektywności sprzęgania od h_{sub} ma charakter sinusoidalny (Rys. 2.8(d)). Zmiana tego parametru powoduje powstanie warunków na przemian konstruktywnej i destruktywnej interferencji w warstwie SiO_2 . Z wykresu widać, że zmiana grubości warstwy o zaledwie 300 nm (z $3 \mu\text{m}$ do $2,7 \mu\text{m}$) może spowodować spadek ES z 27% do zaledwie 8% . Z powyższej analizy można wywnioskować, że okres oraz grubość warstwy SiO_2 są dwoma najważniejszymi parametrami definiującymi ES sprzęgacza siatkowego.

Następnie dokonano analizy wpływu położenia światłowodu względem środka siatki dyfrakcyjnej na efektywność sprzęgania dla ustalonego kąta ustawienia światłowodu wynoszącego 10° . Rys. 2.9(a) przedstawia mapę ES w funkcji przesunięcia $(\Delta x, \Delta y)$ światłowodu względem zoptymalizowanego sprzęgacza dla długości fali 1550 nm .



Rys. 2.9. Mapa efektywności sprzęgania w funkcji położenia światłowodu względem środka sprzęgacza siatkowego (a). Na mapie zaznaczono obszary, w których sygnał nie spada poniżej 1dB (czerwona linia ciągła) oraz 3dB (czerwona linia przerywana). Na wykresie dodatkowo zaznaczono przekroje ES wzdłuż osi x (b), y (c) oraz wzdłuż linii ustawionej pod kątem 10° względem normalnej do siatki (d).

Maksymalna efektywność sprzęgania wynosi $ES = 30\%$ dla światłowodu oddalonego od środka sprzęgacza o $\Delta x = 34.1 \mu\text{m}$ oraz $\Delta y = 27.5 \mu\text{m}$ (czerwony punkt - Rys.2.9(a-d)). Na podstawie Rys. 2.9(b) widać, że zmiana położenia światłowodu wzdłuż osi x o $\pm 3,5 \mu\text{m}$ spowoduje spadek sygnału o 1dB, a o $\pm 6 \mu\text{m}$ spadek o 3dB. Zmiana położenia wzdłuż osi y o $25 \mu\text{m}$ spowoduje spadek sygnału o 1dB a o $40 \mu\text{m}$ spadek sygnału o 3dB. Widać zatem, że zmiana położenia wzdłuż osi x jest znacznie bardziej wrażliwa na ES niż wzdłuż osi y. W przypadku wykorzystania dłuższych sprzęgaczy lub wybrania światłowodów o innej aperturze numerycznej te zakresy mogą ulec zmianie. Na Rys. 2.9(d) zamieszczono ES wzdłuż linii ustawionej pod kątem 10 stopni względem normalnej do siatki. Spadek o sygnału o 1dB jest widoczny dopiero $134 \mu\text{m}$ za optymalnym położeniem. Oznacza to, że w przypadku tego sprzęgacza, światłowód nie musi znajdować się bezpośrednio nad siatką dyfrakcyjną.

W Tab. 2.1 zestawiono parametry optymalnego prostego sprzęgacza siatkowego zaprojektowanego dla platformy materiałowej opartej na zol-żelach $\text{SiO}_2:\text{TiO}_2$ dla długości fali 1550 nm .

Tab. 2.1. Optymalne parametry sprzęgacza zaprojektowanego dla długości fali 1550 nm do platformy materiałowej opartej na $\text{SiO}_2:\text{TiO}_2$.

$\lambda [\mu\text{m}]$	1,55
$h_n [\mu\text{m}]$	0,6
$h_s [\mu\text{m}]$	0,318
$\Lambda [\mu\text{m}]$	1,1623
ff [-]	0,48
ES [%]	30,77
Substrat	$3 \mu\text{m SiO}_2$ na Si

W podobny sposób zaprojektowano sprzęgacze siatkowe dla różnych długości fali, wysokości falowodu oraz typów podłoży. Opracowane modele obliczeniowe były niezbędne do przygotowania biblioteki komponentów dla nowej platformy materiałowej opartej na zol-żelach $\text{SiO}_2:\text{TiO}_2$ na potrzeby projektu „Hybrydowe platformy czujnikowe zintegrowanych układów fotonicznych na bazie materiałów ceramicznych i polimerowych (HYPHA)”. Ze względu na ograniczenia technologiczne wysokości linii siatki nie były optymalizowane i wynosiły połowę wysokości falowodu. W ramach przygotowania

biblioteki komponentów przygotowano projekty sprzęgaczy dla trzech długości fali: 635 nm, 1310 nm oraz 1550 nm, trzech różnych wysokości falowodu: 200 nm, 400 nm oraz 600 nm oraz dla dwóch podłoży: BK7 (Tab. 2.2) oraz 3 μm SiO₂ na Si (Tab. 2.3).

Tab. 2.2. Parametry sprzęgaczy siatkowych zaprojektowanych dla różnych długości fali dla podłoża wykonanego ze szkła BK7.

λ [nm]	h_n [nm]	h_s [μm]	Λ [μm]	ff [-]	w_s [μm]	ES [%]
635	200	0.1	0.463	0.520	0.241	3.63
	400	0.2	0.430	0.396	0.170	10.65
	600	0.3	0.419	0.324	0.135	8.24
1310	200	brak prowadzenia w falowodzie				
	400	0.2	0.971	0.565	0.548	7.8
	600	0.3	0.938	0.440	0.412	13.55
1550	200	brak prowadzenia w falowodzie				
	400	0.2	1.163	0.575	0.669	4.16
	600	0.3	1.124	0.508	0.571	10.03

Dla wszystkich długości fali najwyższą efektywność sprzęgania osiągają falowody o największej wysokości. W przypadku falowodów o mniejszych wysokościach dochodzi do wyciekania modów, co powoduje znaczne straty. Falowody o wysokości 200 nm nie prowadzą modów dla dłuższych fal, tzn, 1310 nm oraz 1550 nm. Maksymalna efektywność sprzęgania wyniosła 13,55% przy długości fali 1310 nm i wysokości falowodu 600 nm.

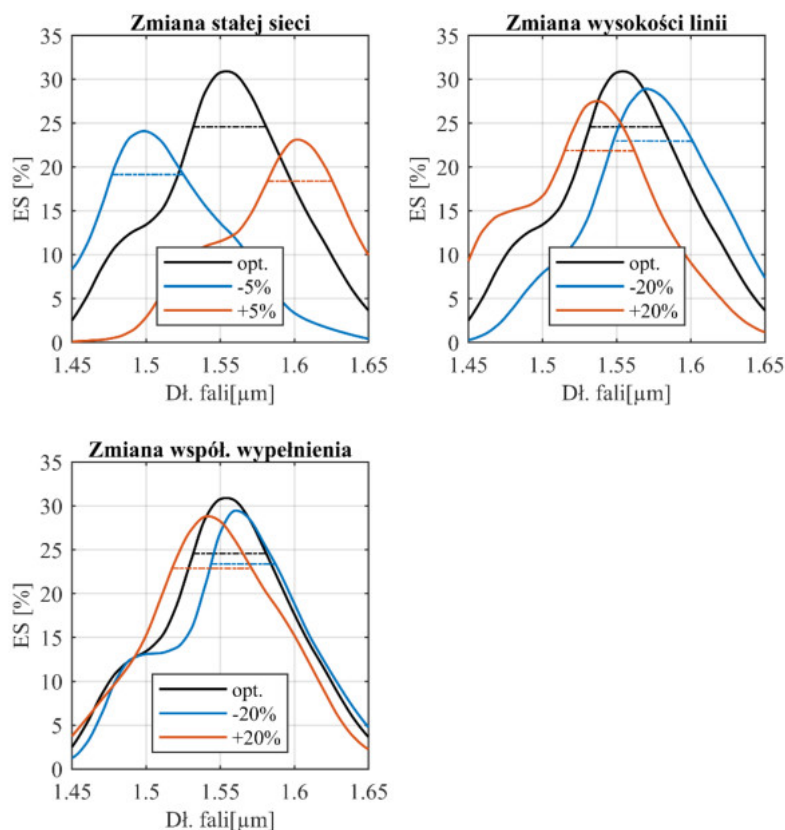
Tab. 2.3. Parametry sprzęgaczy siatkowych zaprojektowanych dla różnych długości fali dla podłoża wykonanego z 3 μm SiO_2 na.

λ [nm]	h_n [nm]	h_s [μm]	Λ [μm]	ff [-]	w_s [μm]	ES [%]
635	200	0.1	0.477	0.55	0.262	26.67
	400	0.2	0.427	0.59	0.252	5.37
	600	0.3	0.423	0.671	0.284	10.14
1310	200	brak modów w falowodzie				
	400	0.2	0.994	0.453	0.450	23.4
	600	0.3	0.953	0.581	0.554	19.63
1550	200	brak modów w falowodzie				
	400	0.2	1.192	0.404	0.482	8.89
	600	0.3	1.150	0.516	0.593	25.43

W przypadku drugiego podłoża obserwuje się znaczny wzrost efektywności sprzęgania (ES). Część światła przechodzącego przez siatkę odbija się od warstwy krzemu w podłożu i ponownie trafia na sprzęgacz. Maksymalna efektywność sprzęgania dla długości fali 635 nm wystąpiła przy falowodzie o wysokości 200 nm i wyniosła 26,67%. Warto zauważyć, że dla wyższych falowodów efektywność sprzęgania znacząco spadała. Podsumowując, dla długości fali 1310 nm najwyższą efektywność sprzęgania (23,4%) uzyskano dla falowodów o wysokości 400 nm, natomiast dla długości fali 1550 nm maksymalną efektywność (25,43%) osiągnięto przy wysokości falowodu 600 nm.

Sprzęgacze siatkowe oparte na warstwach $\text{SiO}_2\text{:TiO}_2$ mogą być wytwarzane za pomocą reaktywnego wytrawiania jonowego (RIE) bądź za pomocą litografii nanoimprintowej (NIL). Bez względu na wybraną technologię należy liczyć się z tym, że powstała struktura będzie nieznacznie różnić się od zaprojektowanej. W tej sekcji przedstawiono wpływ niedokładności technologicznych na efektywność sprzęgania (Rys. 2.10). Obliczenia wykonywano w funkcji długości fali w celu analizy zmiany efektywności sprzęgania (ES), szerokości pasma 1dB ($\text{SP}_{1\text{dB}}$) oraz długości fali, w której występuje maksimum ES (λ_{max}). Przy każdym kroku obliczeniowym szukano

optymalnego położenia światłowodu. Parametry optymalnego sprzęgacza zaczerpnięto z Tab. 2.1.



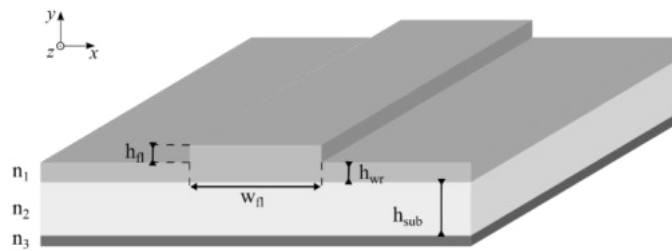
Rys. 2.10. Wpływ zmiany parametrów geometrycznych na efektywność sprzęgania w funkcji długości fali. Liniami przerywanymi zaznaczono szerokości pasma 1dB.

W pierwszym kroku modyfikowano stałą sieci w zakresie od -5% do +5% od wartości optymalnej ($\Lambda=1.1623\mu\text{m}$) przy jednoczesnym zachowaniu pozostałych parametrów geometrycznych (Rys. 2.10(a)). W rezultacie dla długości fali 1550 nm widać znaczący spadek ES (z 30% do około 12%). Przy zwiększaniu stałej sieci widać przesunięcie λ_{max} o około 50 nm w kierunku większych długości fali co zgadza się z równaniem (2.7). Maksymalna ES dla $\lambda_{\text{max}} = 1500$ nm oraz $\lambda_{\text{max}} = 1600$ nm wynosi 24%. Zmiana stałej sieci nie wpłynęła znacząco na szerokość pasma 1dB. Dla optymalnej struktury $SP_{1\text{dB}} = 49,2$ nm, dla sprzęgacza, w którym zwiększono stałą sieci o 5% wynosiła $SP_{1\text{dB}} = 43,8$ nm, a dla sprzęgacza, w którym zmniejszono o 5% $SP_{1\text{dB}} = 48,2$ nm.

Zmiana wysokości linii siatki może być spowodowana nadmiernym lub niewystarczającym wytrawieniem. W tej sytuacji zmiana h_s o $\pm 20\%$ nie powoduje tak zauważalnych zmian ES jak w przypadku zmiany stałej sieci. Dla długość fali 1550 nm ES spada o około 5%. Widać również, że wraz ze wzrostem wysokości linii siatki widać przesunięcie $\lambda_{\max}$ w kierunku krótszych długości fali. Zwiększenie tego parametru powoduje zmniejszenie się efektywnego współczynnika załamania przez co, zgodnie z równaniem (2.7), długość fali spełniająca warunek Bragga zmniejsza się. Maksymalna efektywność sprzęgania wynosi 27,5% dla długości fali 1537 nm w przypadku wzrostu h_s o 20% oraz 28,9% dla długości fali 1569 nm w przypadku spadku h_s . Podobnie jak poprzednio, szerokość pasm 1dB nie uległy znaczącym zmianom ($SP_{1dB} = 47$ nm dla $h_s + 20\%$ oraz $SP_{1dB} = 53$ nm dla $h_s - 20\%$). Najmniejszy wpływ ma zmiana współczynnika wypełnienia. Przy zmianie tego parametru o $\pm 20\%$ dla długości fali 1550 nm ES spada o zaledwie 1,8 %. Zwiększenie ff o 20% powoduje przesunięcie $\lambda_{\max}$ do 1541 nm ($ES = 27,5\%$), a zmniejszenie ff o 20% wzrost $\lambda_{\max}$ do 1561 ($ES = 28,9\%$). Powyższe rozważania numeryczne wskazują na to, że stała sieci jest kluczowym parametrem wpływającym na ES sprzęgaczy siatkowych dla platform materiałowych o średnim kontraście współczynnika załamania.

2.4 Pomiary sprzęgaczy siatkowych zaprojektowanych dla ceramiki $SiO_2:TiO_2$

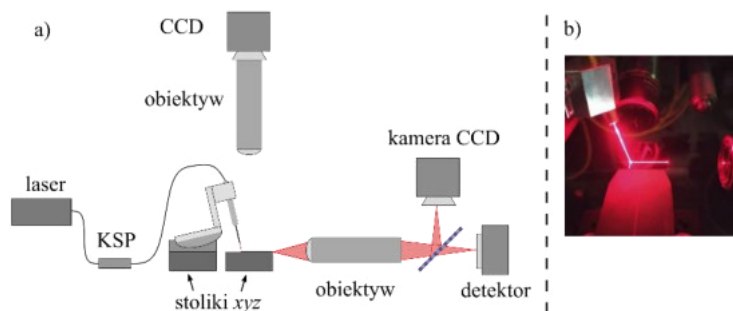
Falowody grzbietowe ($SiO_2:TiO_2$ o $n \approx 1,8$) zostały wykonane metodą litografii optycznej na komercyjnie dostępnym podłożu krzemowym Si/SiO₂ (firmy Microchemicals) z warstwą krzemionki (SiO₂) o grubości $h_{\text{sub}} = 3$ μm . Warstwy SiO₂:TiO₂ zostały naniesione na podłoża na politechnice Śląskiej (dr hab. inż. P. Karasiński) metodą zanurzeniową (eng. *deep coating*) natomiast falowody zostały wytworzone za pomocą litografii optycznej oraz trawienia suchego w Sieci Badawczej Łukasiewicz - PORT (dr K. Rola). Geometria falowodu grzbietowego została przedstawiona na Rys. 2.11.



Rys. 2.11. Schemat falowodu grzbietowego (eng. ridge) wraz z zaznaczonymi parametrami geometrycznymi: w_{fl} – szerokość falowodu, h_{wr} – wysokość warstwy rezydualnej, h_{fl} – wysokość falowodu/głębokość trawienia falowodu, h_{sub} – wysokość warstwy substratu SiO_2 oraz współczynnikami załamania kolejno: n_1 – falowodu, n_2 – substratu, n_3 – warstwy krzemu.

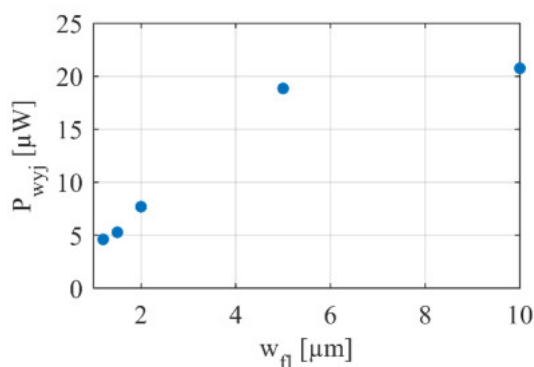
Wysokość falowodu h_{fl} wynosiła 120 nm a wysokość warstwy rezydualnej h_{wr} wynosiła 80 nm. Wykonano szereg falowodów o różnych szerokościach w_{fl} wynoszących 1.2, 1.5, 2, 5 oraz 10 μm . Falowody były połączone ze sprzęgaczami siatkowymi za pomocą falowodów przewężonych. Siatki dyfrakcyjne wykonano metodą litografii wiązką elektronów oraz trawienia suchego. Głębokość trawienia wynosiła pomiędzy 70 a 80 nm. Stała sieci wynosiła 480 nm.

W celu wyznaczenia eksperymentalnej charakterystyki sprzęgaczy siatkowych przygotowano układ pomiarowy (Rys. 2.12) składający się ze: światłowodu typu Nufern HP630 doprowadzającego światło z lasera; kontrolera stanu polaryzacji (KSP); goniometru, dzięki któremu możliwe było precyzyjne ustawienie kąta padania światła; z dwóch stolików przesuwnych, do których przymocowano światłowód oraz badaną próbkę, dzięki którym możliwe było precyzyjne ustawienie światłowodu (w procesie sprzęgania) oraz próbki (w procesie justowania układu pomiarowego); mikroskopu, umożliwiającego obserwację układu w procesie sprzęgania oraz obiektywu umożliwiającego podgląd wyjścia falowodu na kamerze CCD oraz pomiar mocy na wyjściu falowodu za pomocą detektora światła widzialnego (Thorlabs S120C).



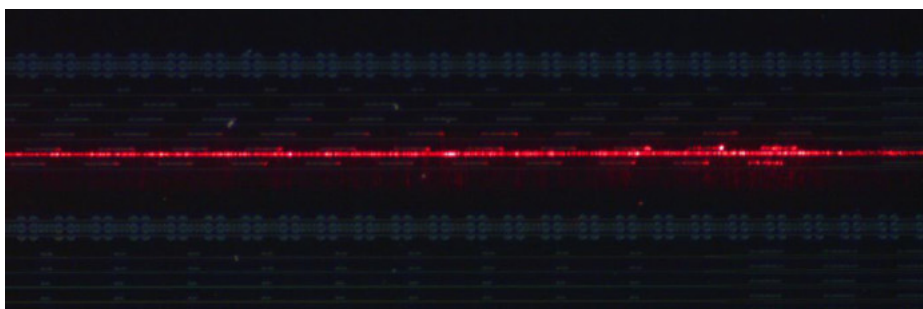
Rys. 2.12. Układ pomiarowy służący do sprzęgania światła. Moc wejściowa (mierzona na wyjściu światłowodu) wynosiła 2,60 mW, a długość fali 637 nm (a). Zdjęcie układu w trakcie sprzężenia światła (b).

Do światłowodu wprowadzono światło z lasera półprzewodnikowego o długości fali równej 637 nm (Thorlabs S1FC637) i mocy optycznej wynoszącej 2,60 mW. Na Rys. 2.13 pokazano uzyskane moce optyczne na wyjściu falowodów o różnych szerokościach (1,2, 1,5, 2, 5 oraz 10 μm). Każdy falowód mierzono kilkrotnie, a wyniki uśredniano. Podczas każdego pomiaru szukano optymalnego położenia światłowodu. Światłowód wykorzystany do sprzęgania światła do falowodu był światłowodem SMF (nie utrzymującym stany polaryzacji) stąd konieczne było zastosowanie kontrolera stanu polaryzacji (KSP).



Rys. 2.13. Moc na wyjściu falowodu w funkcji szerokości falowodu.

Dla falowodu o szerokości 10 μm zmierzona moc wynosi 20,75 μW , czyli zaledwie około 0,8% wartości mocy optycznej na wyjściu światłowodu. Bardzo niska wartość mocy na wyjściu falowodu najprawdopodobniej wynika z strat związanych z niejednorodnościami występującymi na falowodach. Na Rys. 2.14. przedstawiono zdjęcie powierzchni górnej falowodu, na którym białe punkty, będące efektem wysycenia kamery CCD, wskazują na defekty mogące wynikać z uszkodzeń tej powierzchni.



Rys. 2.14. Zdjęcie górnej powierzchni falowodu o szerokości $10\ \mu\text{m}$ w którym propaguje się światło o długości $\lambda = 637\ \text{nm}$.

Ze względu na wspomniane defekty oszacowanie efektywności sprzęgania będzie obarczone wysokim błędem. Dla przykładu, w przypadku falowodu o szerokości $10\ \mu\text{m}$ straty wyznaczone metodą smugową [52] na podstawie Rys. 2.14 wynosiły $1,4\ \text{dB/cm}$. Zakładając, że całkowite tłumienie pochodzi wyłącznie ze strat sprzęgania, strat propagacyjnych w falowodzie oraz strat związanych z odbiciem na krawędzi falowodu (które dla tych współczynników załamania oszacowano na około $0,37\ \text{dB}$), efektywność sprzęgania wyniosłaby jedynie około $1,4\%$. Przy czym, warto zaznaczyć, że teoretyczna ES dla tego przypadku, wyznaczona modelem numerycznym opisanym w rozdziale 2.1, wyniosła $16,2\%$.

Dokładniejsze wyznaczenie ES byłoby możliwe przy zastosowaniu metody odcięcia, która pozwala na bardziej precyzyjne określenie strat propagacyjnych falowodu oraz dodatkowo, po obcięciu falowodu zaraz za przewężeniem, umożliwia oszacowanie strat związanych z konwersją modu w falowodzie przewężonym. Niestety, ze względu na brak możliwości zniszczenia próbek, dokładniejsze obliczenie ES nie zostało przeprowadzone. Poza poprawą jakości technologicznej wytworzonych komponentów, efektywność sprzęgania można poprawić implementując rozwiązania stosowane w innych platformach materiałowych charakteryzujących się niskim bądź średnim kontrastem współczynnika załamania. Zasadniczym problemem w zaprezentowanym przypadku jest mała wysokość falowodu oraz sprzęgacza. W platformie Si_3N_4 sprzęgacze wytworzone na wyższych warstwach falowodowych charakteryzują się wyższym współczynnikiem wyciekania [53]. Również przedstawione wcześniej wyniki numeryczne wykazały wyższe efektywności sprzęgania w przypadku sprzęgaczy zaprojektowanych dla falowodów o większych wysokościach. Innym sposobem zwiększenia ES może być wytworzenie zwierciadła Bragga bądź zwierciadła

wytworzonego z warstwy metalu (np. złota dla zakresu $>800\text{nm}$ lub dla zakres VIS aluminium). Należy pamiętać, że warstwa ta powinna być umieszczona w odpowiedniej odległości od siatki, która powinna być specjalnie dobrana dla wybranej długości fali.

2.5 Podsumowanie

W rozdziale przedstawiono analizę sprzęgaczy siatkowych, obejmującą zarówno teoretyczny opis ich działania, jak i wyniki uzyskane na drodze modelowania numerycznego oraz pomiarów eksperymentalnych. Omówiono zasadę działania sprzęgacza siatkowego, przedstawiono aktualne rozwiązania ze szczególnym uwzględnieniem popularnych platform SOI i Si_3N_4 , oraz zaprezentowano sposoby zwiększania efektywności sprzęgania. W celu szybkiej optymalizacji położenia światłowodu względem sprzęgacza opracowano podejście numeryczne oparte na metodzie elementów skończonych (FEM). Układ, tj. światłowód oraz sprzęgacz siatkowy z falowodem, rozdzielono na dwa niezależne modele: w pierwszym wyznaczano rozkład pola wychodzącego z siatki, w drugim – rozkład pola wychodzącego ze światłowodu. Następnie obliczano całkę przekrycia tych pól, by następnie, uwzględniając kierunkowość siatki, wyznaczyć efektywność sprzęgania. Przeprowadzono obliczenia efektywności sprzęgania w funkcji kontrastu współczynnika załamania oraz wysokości falowodu. Wyniki wskazały, że dla falowodów o wysokim kontraście współczynnika załamania największe efektywności uzyskuje się dla niższych falowodów, podczas gdy w platformach o niskim kontraście korzystniejsze są falowody wyższe. Zaobserwowane zależności wynikają z modowości falowodów oraz strat falowodowych.

Na podstawie przeprowadzonych badań zaprojektowano sprzęgacz siatkowy $\text{SiO}_2:\text{TiO}_2$, analizując numerycznie wpływ kluczowych parametrów geometrycznych na efektywność sprzężenia. Uwzględniono również różne długości fali, wysokości falowodów oraz typy podłoży. Dodatkowo zbadano numerycznie wpływ niedokładności wytwarzania na efektywność sprzęgania. Ostatecznie przetestowano wytworzone sprzęgacze. W tym celu zbadano szereg układów składających się z sprzęgacza siatkowego o stałej sieci równej 480 nm , falowodu przewężonego oraz falowodu prostego o różnych szerokościach. Niestety ze względu na trudności z wyznaczeniem strat w falowodach precyzyjne wyznaczenie ES wytworzonych sprzęgaczy nie było możliwe.

Należy jednak podkreślić, że udało się skutecznie wprowadzić światło do falowodów wykonanych z $\text{SiO}_2\text{:TiO}_2$ za pomocą sprzęgaczy siatkowych.

3 Opracowanie technologii

wytwarzania pryzmatycznych siatek dyfrakcyjnych na czole światłowodu

3.1 Wstęp

W ostatnich latach obserwuje się wzrost popularności integracji mikrooptycznych urządzeń ze światłowodami [54], [55]. Ten trend jest wynikiem potrzeby miniaturyzacji urządzeń oraz redukcji kosztów ich produkcji [56]. Na przykład, rozwiązania polegające na modyfikacji czoła światłowodu w celu kształtowania wychodzącej wiązki świetlnej [57], [58], [59] doczekały się komercjalizacji. W niniejszym rozdziale przedstawiono wyniki dotyczące wytwarzania, eksperymentalnej charakterystyki oraz numerycznej symulacji struktur periodycznych wytworzonych na powierzchni czołowej światłowodu. Omawiane wyniki stanowią pośredni krok w realizacji głównego zadania, czyli wytworzenia sprzęgacza siatkowego na czole światłowodu umożliwiającego efektywne wprowadzanie światła do układów optyki zintegrowanej. Sprzęgacz ten działać ma na zasadzie wzbudzenia modów prowadzonych, co zachodzi przy spełnieniu warunku Bragga. W związku z tym, na powierzchni czołowej światłowodu należało wytworzyć pryzmat oraz siatkę dyfrakcyjną. Zastosowanie pryzmatu pozwala na ustawienie siatki pod kątem względem osi światłowodu. Wertykalne ustawienie światłowodu względem siatki dyfrakcyjnej powoduje powstanie drugiego rzędu dyfrakcyjnego, który zwiększa odbicia wsteczne i zmniejsza efektywność sprzężenia [60]. W celu wytworzenia działającego sprzęgacza należało w pełni kontrolować jego parametry geometryczne. Zatem opracowanie technologii wymagało wielokrotnego sprawdzania zarówno jakości wytworzonej siatki dyfrakcyjnej jak i kąta pryzmatu. Kontrolę jakości wytworzenia przeprowadzano dwoma metodami. Do badania strukturalnego wykorzystano mikroskopię sił atomowych AFM, która pozwoliła na zobrazowanie kształtu siatki oraz jej parametrów geometrycznych. Badanie to jednak jest czasochłonne oraz wymaga zniszczenia próbki, dlatego poza badaniami AFM, większość struktur, charakteryzowano

w sposób pośredni, to znaczy poprzez pomiar rozkładu natężenia światła wychodzącego ze struktury w polu dalekim. Równolegle przygotowano model numeryczny, dzięki któremu możliwe było symulowanie wspomnianych rozkładów. Uzyskane wyniki eksperymentalne, wraz z obserwacjami z AFM pozwoliły na weryfikację poprawności działania opracowanych modeli numerycznych. W ramach rozprawy przetestowano możliwość wykorzystania trzech materiałów do wytworzenia struktur periodycznych. Były to materiały ceramiczne (SiO_2 oraz ZrO_2) syntezowane metodą zol-żel oraz materiały polimerowe utwardzane światłem ultrafioletowym (ciecze jonowe). Badania AFM oraz obserwacje w polu dalekim podparte symulacjami numerycznymi pozwoliły na zdefiniowanie ograniczeń wykorzystanych struktur w zależności od wykorzystywanego materiału.

Jak wspomniano, głównym celem przeprowadzonych badań było wytworzenie sprzęgaczy siatkowych na czole światłowodu, jednakże w trakcie prac, pojawił się pomysł na inne wykorzystanie siatki dyfrakcyjnej na wytworzonej na czole światłowodu. Na końcu tego rozdziału przedstawiono wyniki prac nad strukturą zdolną do propagacji pierwszego rzędu dyfrakcyjnego wzdłuż osi włókna dla wybranej długości fali. Taka struktura może być elementem spektroskopu optycznego bądź filtra optycznego.

3.2 Światłowód jako platforma integracji mikro- i nanourządzeń optycznych

Technologia „laboratorium na światłowodzie” (akronim LOF z ang. *Lab-on-fiber*) jest nową klasą urządzeń optycznych powstałych wskutek integracji funkcjonalnych materiałów o określonych właściwościach mechanicznych, fizycznych, chemicznych bądź biologicznych ze światłowodem optycznym [61]. Postęp technologiczny umożliwił wytwarzanie niekiedy bardzo skomplikowanych struktur, co przyczyniło się do powstawania coraz to nowych propozycji wykorzystania włókien optycznych. Zasadniczymi zaletami tej platformy są jej niewielkie rozmiary, prostota we wprowadzeniu światła, niskie straty wtrąceniowe oraz bardzo duże zróżnicowanie właściwości propagacyjnych istniejących już światłowodów. Ponadto, możliwa jest również integracja urządzeń optycznych w różnych „częściach” światłowodu. Spośród

wielu realizacji urządzeń LOF można wyszczególnić takie, w których część funkcjonalna znajduje się w osi rdzenia włókna optycznego. Przykładem może być czujnik gazu, który składał się z fragmentu światłowodu fotonicznego typu „hollow-core” wspawanego w światłowód wielomodowy [62] czy światłowodowy interferometr Fabry-Perota [63, 64]. W urządzeniach LOF, część funkcjonalna może znajdować się również na powierzchni bocznej światłowodu. W tym przypadku, najczęściej wykorzystuje się światłowody typu D. Bliższy dostęp do rdzenia światłowodu pozwala na zaprojektowanie wielu rodzajów czujników [65]. Najczęściej są to czujniki wykorzystujące rezonans plazmonów powierzchniowych (SPR) [66]. Światłowody typu D wykorzystywane są również do wytwarzania czujników kształtu [67], pola magnetycznego [68] czy w OCT [69].

Rozwój technologii nano- i mikrostrukturyzacji sprawił, że również powierzchnia czołowa światłowodu stała się obiecującą platformą do urządzeń LOF. Mikro- i nanostruktury wytwarzane na czole światłowodu można podzielić na trzy główne kategorie: struktury trójwymiarowe, struktury dwuwymiarowe, oraz struktury złożone z różnych materiałów, umożliwiające integrację optoelektroniczną, takie jak mikroukłady elektromechaniczne (MEMS), nanoukłady elektromechaniczne (NEMS) czy modulatory optyczne sterowane napięciem [56]. Struktury dwuwymiarowe budzą szczególne zainteresowanie ze względu na możliwość zastosowania prostych, szybkich oraz mniej kosztownych metod technologicznych. Istotnym typem wytwarzanych urządzeń są struktury periodyczne. Są to jedno- oraz dwuwymiarowe siatki dyfrakcyjne, jak i metamateriały [70]. Wytwarzanie struktur periodycznych na czole światłowodu pozwala na formowanie wiązki [71], sprzęganie światła do układów optyki zintegrowanej [72], wzbudzanie rezonansu plazmonowego [73] oraz powierzchniowego [74], czy wytwarzanie powłok antyrefleksyjnych [75].

Niewielki rozmiar powierzchni czołowej włókna światłowodowego stanowi główne wyzwanie do implementacji standardowych technologii wytwarzania struktur periodycznych. Niemniej jednak, do tej pory zademonstrowano kilka technik strukturyzowania powierzchni czołowej światłowodu. Wśród nich znaleźć można metody interferencyjne [76], [77], [78]. Metody te polegają na wykorzystaniu zjawiska interferencji fal świetlnych do tworzenia wzorów interferencyjnych na powierzchniach materiałów półprzewodnikowych [79] lub materiałach fotoczułych, w których zmienia

się współczynnik załamania takich jak fotorezysty polimerowe [80] czy materiały zol-żelowe [81]. Kontrolowanie interferencji fal świetlnych pozwala na wytworzenie siatek o określonych stałych. Również wykorzystywane są bezpośrednie metody polegające na wykorzystaniu zogniskowanej wiązki jonów [82], [83], litografii elektronowej [84] czy zapis za pomocą lasera femtosekundowego [85]. Jednak te metody są kosztowne oraz czasochłonne, dlatego w tej pracy, do wytworzenia struktur periodycznych na światłowodzie, wybrano metodę nanoimprintu. Jest to metoda polegająca na wytworzeniu planowanego kształtu poprzez odcisnięcie stempla w odpowiednim materiale, a następnie utwardzenie tego materiału (np. przy użyciu światła UV) [86].

Warto nadmienić, że wytworzenie siatki dyfrakcyjnej na powierzchni czołowej światłowodu pod pewnym kątem powoduje powstanie połączenia pryzmatu z siatką dyfrakcyjną co w literaturze nazywane jest pryzmatyczną siatką dyfrakcyjną lub grizmem [87]. Struktury te obecnie są wykorzystywane jako elementy dyspersyjne w spektroskopii bezszczelinowej [88], w kompresji ultra-krótkich impulsów [89], czy do zwiększania czułości tomografii koherencyjnej [90]. Pryzmatyczne siatki dyfrakcyjne zostały również wykorzystane jako sprzęgacze, w których tak dobrano krzywą dyspersji aby zwiększyć zakres spektralny, w którym efektywnie można sprzęgać światło do faliwodów [91].

3.3 Materiały wykorzystane do wytwarzania struktur na czołowej powierzchni światłowodu

Częścią realizacji zadania polegającego na powtarzalnym oraz kontrolowanym wytwarzaniu struktur periodycznych na powierzchni czołowej światłowodu był dobór odpowiedniego materiału. Pierwszym badanym materiałem były zol-że SiO₂. Materiały zol-żelowe oparte na SiO₂ charakteryzują się wysoką transmisją w zakresie widzialnym oraz bliskiej podczerwieni przez co wykorzystywane są w czujnikach optochemicznych [92], do wytwarzania faliwodów [93], w spektroskopii osłabionego całkowitego odbicia w podczerwieni [94], czy jako powłoki w czujnikach światłowodowych [95]. Ponadto wykazują wysoką odporność na duże moce optyczne więc stosowane też są jako powłoki antyrefleksyjne w laserach dużych mocy [96]. Ich zaletą jest możliwość modyfikowania

współczynnika załamania poprzez odpowiedni dobór proporcji pomiędzy dwoma tlenkami na przykład TiO_2 oraz SiO_2 [97]. Ponadto wykazano, że materiały te nadają się do techniki nanoimpruntu [98], [99]. Żelowanie zol-żeli opartych na SiO_2 zachodzi samoistnie, a odpowiedni dobór parametrów procesu przygotowania umożliwia uzyskanie krzemionkowej sieci o niskiej gęstości oraz kontrolę czasu żelowania dostosowanego do procesu nanostemplowania [99]. Zol-że SiO_2 wykorzystane do wytwarzania struktur periodycznych na powierzchni czołowej światłowodu zostały wytworzone w pracowni Wydziału Mechanicznego Politechniki Wrocławskiej dr inż. Justyny Krzak. Współczynniki załamania wykorzystywanych materiałów SiO_2 uzyskanych metodą zol-żelową mają zbliżone wartości współczynnika załamania do szkła krzemionkowego dlatego wyznaczono je za pomocą równania Sellmeiera (3.1):

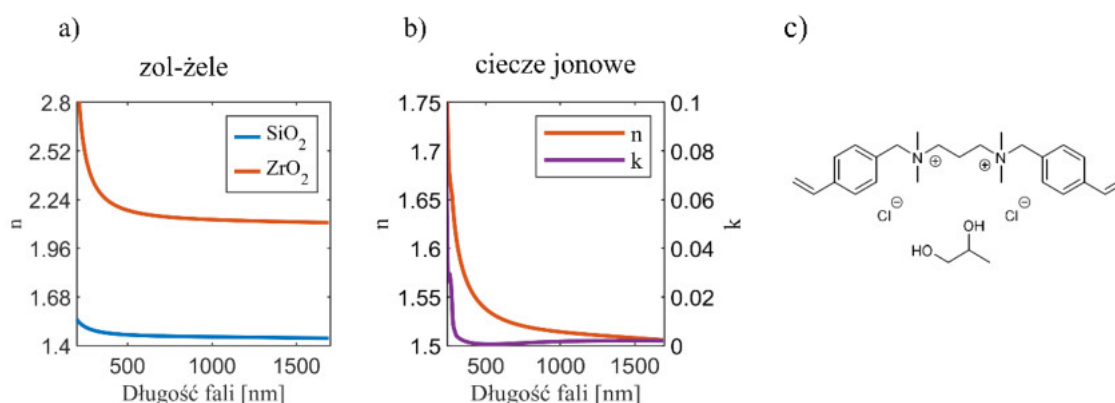
$$n(\lambda) = \sqrt{1 + \sum_{i=1}^3 A_i * \frac{\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_i^2}}, \quad (3.1)$$

w którym współczynniki dla ditlenku krzemu przyjmują następujące wartości : $A_1 = 0.696750$, $\lambda_1 = 0.069066$, $A_2 = 0.408218$, $\lambda_2 = 0.115662$, $A_3 = 0.890815$, $\lambda_3 = 9.900559$ [100] (Rys. 3.1(a)).

Drugim badanym materiałem były ceramiki oparte na dwutlenku cyrkonu (ZrO_2). ZrO_2 charakteryzuje się wyższym współczynnikiem załamania [101] (Rys. 3.1(a)), podobnie jak SiO_2 wysoką odpornością na duże moce optyczne oraz niską absorpcją zarówno w zakresie światła widzialnego jak i bliskiej podczerwieni [102]. Dodatkowo możliwa jest modyfikacja współczynnika załamania materiału poprzez dobór odpowiedniej temperatury wygrzewania [103]. Ceramiki te są stosowane w optyce, między innymi do wytwarzania falowodów [104] oraz warstw odbiciowych [105].

Ostatnim badanym materiałem były materiały polimerowe bazujące na cieczach jonowych. Substancje te, cieszą się rosnącym zainteresowaniem w zastosowaniach fotonicznych, głównie ze względu na ich chemiczną „przestrajalność” ale też i niską lotność oraz stabilność termiczną [106]. Chemiczna przestrajalność pozwala na syntezę wielu kombinacji anionów i kationów w cieczach jonowych [107], co umożliwia

przygotowanie materiałów na potrzeby specyficznego zastosowania [108]. W celu wytworzenia pryzmatycznej siatki dyfrakcyjnej na powierzchni czołowej światłowodu wykorzystano ciecz jonową z polimeryzującym wiązaniem winylobenzylowym: N,N,N-trietylo-N-(4-winylobenzyl) amoniobis (trifluorometanosulfonyl) amid z glikolem propylenowym (Rys. 3.1(c)). Materiał ten został wytworzony przez dr Andree Szpecht w laboratorium Poznańskiego Parku Naukowo-Technologicznego. Ciecz jonowa została zaprojektowana tak, aby nadawała się do metody nanostemplowania, to znaczy musiała pozostawać w stanie ciekłym, mieć wysoką adhezję do szkła krzemionkowego oraz być utwardzana światłem UV. Ponadto wybrana ciecz jonowa cechuje się dobrą stabilnością termiczną. Zależność współczynnika załamania (n) oraz współczynnika ekstynkcji (k) od długości fali (w zakresie od 300 nm do 1700 nm) dla badanej cieczy jonowej przedstawiono na Rys. 3.1(b).

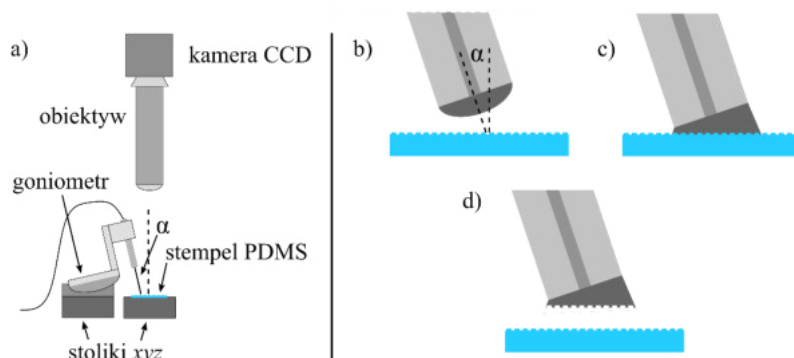


Rys. 3.1 Współczynnik załamania w funkcji długości fali zol- żeli SiO_2 , oraz ZrO_2 (a). Współczynnik załamania oraz współczynnik ekstynkcji w funkcji długości fali dla cieczy jonowej (b). Struktura chemiczna wykorzystanej cieczy jonowej (c).

Jak widać, materiał ten charakteryzuje się typowymi właściwościami dielektryka z przezroczystością w zakresie widzialnym (VIS) i podczerwonym na co wskazuje niski współczynnik ekstynkcji (k). Współczynnik załamania jest największy (około $n = 1.65$) dla krótszych długości fali, a następnie maleje. Jest to zbliżona wartość do współczynnika załamania szkła krzemionkowego z którego wykonany jest światłowód. Niski kontrast współczynnika załamania pomiędzy cieczą jonową a materiałem, z którego wykonany jest światłowód powoduje niższe straty odbiciowe.

3.4 Technologia wytwarzania pryzmatycznych siatek dyfrakcyjnych na powierzchni czołowej światłowodu

W celu wytworzenia struktur dyfrakcyjnych na czole światłowodu przygotowano układ, który składał się z: uchwytu do światłowodu, stolika goniometrycznego, za pomocą którego możliwe było precyzyjne ustawienie kąta ułożenia światłowodu względem normalnej do formy (na rysunku zaznaczony jako kąt α), dwóch stolików przesuwanych „xyz” do zmiany położenia światłowodu i stempla z siatką, oraz zestawu kamer z obiektywami do obserwacji procesu (Rys. 3.2(a)). Jak wspomniano do wytworzenia struktur wykorzystano metodę nanostemplowania, czyli metodę polegającą na odtwarzaniu całego kształtu stempla (formy) poprzez mechaniczną deformację materiału, a następnie jego utwardzeniu. Metoda ta dzieli się na kilka kroków, które zostały schematycznie przedstawione na Rys. 3.2(b-d).

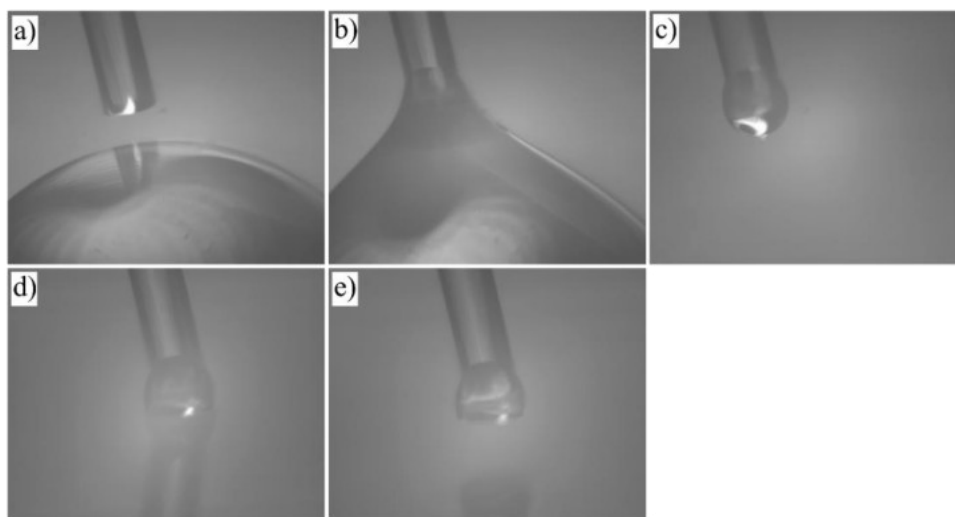


Rys. 3.2. Schemat układu do wytwarzania pryzmatycznej siatki dyfrakcyjnej na światłowodzie (a). Etapy metody nanostemplowania : pozycjonowanie światłowodu z materiałem nad stemplem PDMS (b), docisk materiału do stempla oraz utwardzanie (c), oderwanie gotowej struktury od stempla (d).

Pierwszy krok polegał na odpowiednim przygotowaniu czoła światłowodu. W tym celu należało usunąć około 2 cm pokrycia polimerowego, następnie za pomocą obcinarki światłowodowej obciąć światłowód pod odpowiednim kątem oraz za pomocą etanolu wyczyścić zanieczyszczenia. W kolejnym kroku, światłowód mocowano w uchwycie, który ustawiony był pod odpowiednim kątem względem stempla (Rys. 3.2(a)). Później za pomocą pipety nakładano kroplę materiału na płaską powierzchnię wykonaną z polidimetylosiloksanu (PDMS). Za pomocą śrub mikrometrycznych precyzyjnie regulowano położenie światłowodu tak, aby zanurzyć jego koniec w kropli

(Rys. 3.3(a-b)). Następnie podmieniono próbkę z kroplą na miękką formę stempla (eng. „*soft mold*”) wykonaną z PDMS, na której wytworzona była siatka dyfrakcyjna o określonej stałej sieci. Stemple twarde były wykonane za pomocą elektronolitografii w Instytucie IMIF w Warszawie przez dr inż. Katarzynę Komorowską. Zalewając stemple twarde PDMS, wytwarzano stemple miękkie. Umożliwiało to wielokrotne wykorzystanie stempli twardych, a co ważniejsze - dzięki temu, że materiał PDMS charakteryzuje się niską adhezją do zol-żeli oraz cieczy jonowych - utwardzony materiał nie przywierał do formy.

Za pomocą stolika przesuwne go ustawiono światłowód nad stempel (Rys. 3.3(c)) oraz przyciśnięto kroplę do stempla (Rys. 3.3(d)). Dodatkowo, w celu lepszego wypełnienia szczelin pomiędzy stopniami siatki, zmieniano położenie światłowodu wzdłuż siatki o $\pm 1 \mu\text{m}$. Po utwardzeniu materiału odrywano próbkę od stempla PDMS (Rys. 3.3(e)).



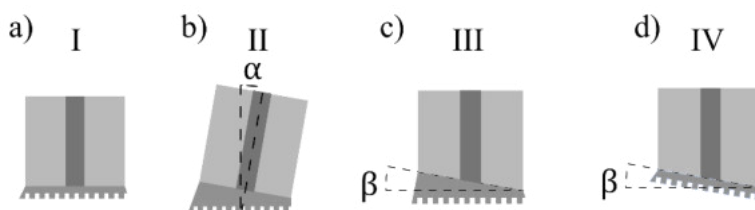
Rys. 3.3 Zdjęcia procesu wytwarzania pryzmatycznej siatki dyfrakcyjnej na czole światłowodu. Etapy pobierania kropli cieczy jonowej z glikolem (a-c), przykładanie i uniesienie utwardzanej kropli z odcisniętą strukturą siatki.

Proces wytworzenia siatki na czole światłowodu, trwał od 20 do 40 minut. Czas ten zależny był od wyboru materiału i złożoności struktury. Metoda nanostemplowania jest na tyle nieskomplikowana, że po kilkunastu próbach udało się opracować procedurę, która gwarantowała 90% szans na skuteczne wytworzenie pryzmatycznej siatki dyfrakcyjnej o zakładanych parametrach geometrycznych. Czas wytwarzania można

znacząco skrócić, a współczynnik sukcesu zwiększyć, automatyzując proces lub modyfikując materiał, np. poprzez dodanie wiązań polimeryzujących. Pryzmatyczne siatki dyfrakcyjne wytwarzano na światłowodach, które z jednej strony były zakończone ferulami FC/PC, dzięki którym w prosty sposób możliwe było wprowadzanie światła laserowego.

3.4.1 Pryzmatyczne siatki dyfrakcyjne wykonane z SiO₂ uzyskanego metodą zol-żel

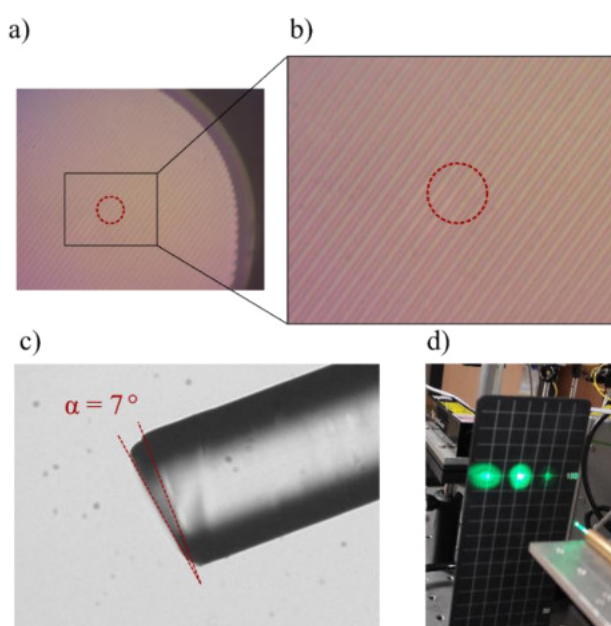
Za pomocą zol-żeli SiO₂ wytworzono cztery typy struktur (Rys. 3.4). Struktura I była najprostszą pod względem technologicznym i składała się z światłowodu, którego czoło było prostopadłe do osi światłowodu (obciętego pod kątem 90°) i warstwy zol-żelu o jednorodnej grubości z siatką dyfrakcyjną prostopadłą do osi światłowodu (Rys. 3.4(a)). Struktura II, składała się z siatki dyfrakcyjnej ustawionej pod kątem α do osi światłowodu (Rys. 3.4(b)). Ze względu na pękanie grubszych warstw materiału maksymalny kąt jaki udało się otrzymać wynosił $\alpha_{max} = 10^\circ$. Strukturę III otrzymywano poprzez obcięcie światłowodu pod zadany kąt β oraz wytworzeniu siatki dyfrakcyjnej ustawionej prostopadłe do osi światłowodu. Do precyzyjnego obcinania światłowodu pod kątem użyto obcinarki światłowodowej Fujikura CT-101/102. Struktura IV, była połączeniem struktury II oraz III, a w sytuacji, gdy $\alpha = \beta$, wytworzona warstwa miała jednorodną grubość. Wytwarzanie struktur typu III oraz IV pozwala na zredukowanie odbić wstecznych, które mogą destabilizować układ, a możliwość obcięcia światłowodu pod dowolnym kątem dodaje stopień swobody podczas projektowania struktur dyfrakcyjnych o ustalonych właściwościach optycznych. Struktura I oraz II zostały już wcześniej wytworzone [72], [109], z tym że z wykorzystaniem materiałów polimerowych.



Rys. 3.4. Schematy struktur wytworzonych na czole światłowodu za pomocą zol-żeli SiO₂; siatka dyfrakcyjna wytworzona na światłowodzie pod kątem prostym względem osi światłowodu (a), struktura wytworzona pod kątem α względem osi światłowodu (b), struktura wytworzona pod kątem prostym względem osi światłowodu na

światłowodzie obciętym pod kątem β (c), struktura wytworzona pod kątem względem osi światłowodu obciętego pod kątem β (d).

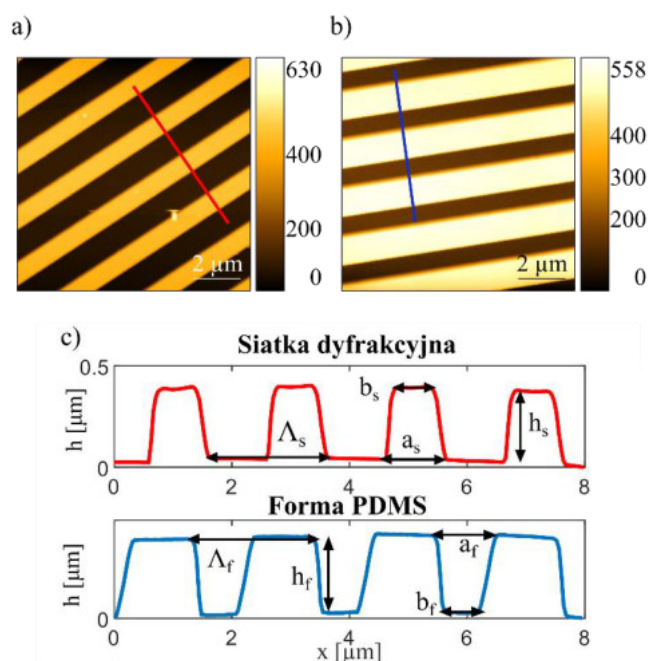
Ze względu na ograniczone możliwości wyeliminowania kurzu, w trakcie procesu wytwarzania do powierzchni czołowej światłowodu lub do kropli zol-żelu mogły przedostać się zabrudzenia, które, jeśli znalazły się w obszarze rdzenia światłowodu, całkowicie zaburzały rozkład światła. W związku z tym, w celu wstępnej oceny jakości wytworzonych struktur wykorzystano mikroskop optyczny do wykonania zdjęć powierzchni czołowej (Rys. 3.5(a)) oraz bocznej światłowodu (Rys. 3.5(b)).



Rys. 3.5. Zdjęcie powierzchni czołowej światłowodu wykonane za pomocą mikroskopu optycznego (a), przerywaną czerwoną linią zaznaczono rdzeń światłowodu (b). Zdjęcie boku światłowodu z wytworzonym grismem (c), na którym przerywaną czerwoną linią zaznaczono kąt pryzmatu. zdjęcie rozkładu dyfrakcyjnego w polu dalekim (d).

Wstępna analiza (Rys. 3.5(a)) wykazuje, że powierzchnia czołowa jest wolna od zabrudzeń zwłaszcza w obrębie rdzenia światłowodu. Inną, dużo szybszą metodą było wprowadzenie światła laserowego z zakresu widzialnego do próbki oraz kontroli wizualnej rozkładu światła (Rys. 3.5(d)). Wszelkie zabrudzenia oraz uszkodzenia na próbce były widoczne w rozkładzie dyfrakcyjnym. Na Rys. 3.5(c) pokazano zdjęcie bocznej powierzchni czoła światłowodu, dzięki któremu można oszacować, że powstały kąt pryzmatu wynosi 7° (w przypadku tej próbki zamierzony kąt wynosił 10°). Może to wynikać z kurczenia się zol-żeli podczas zestalania. Do dokładnej analizy profilu wytworzonych siatek dyfrakcyjnych posłużono się mikroskopią sił atomowych (AFM).

W tym celu, w pracowni Katedry Fizyki Doświadczalnej Politechniki Wrocławskiej dr inż. Katarzyny Gwóźdź, wykonano zdjęcia powierzchni czołowej światłowodu z wytworzoną siatką oraz zdjęcia stempla wykonanego z PDMSu (Rys. 3.6(b)).

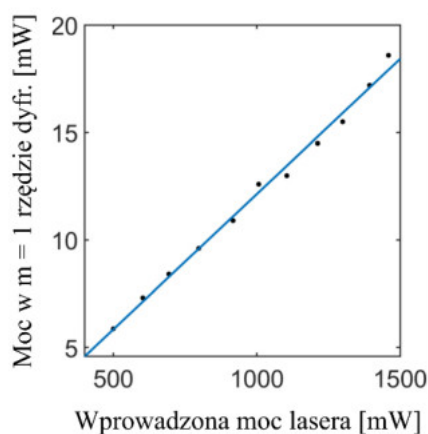


Rys. 3.6. Zdjęcie AFM wytworzonej siatki dyfrakcyjnej (a), oraz formy PDMS (b). Profil siatki dyfrakcyjnej oraz formy PDMS wraz z zaznaczonymi parametrami (c).

Profil pokazany na Rys. 3.6(c) przedstawiają trapezoidalny charakter powstałej siatki oraz wykorzystanej formy. Uśrednione parametry siatki oraz formy wynosiły: $a_s = 1.06 \mu m$, $b_s = 0.6 \mu m$, $h_s = 0.34 \mu m$, i $\Lambda_s = 2 \mu m$ dla siatki oraz $a_f = 1.08 \mu m$, $b_f = 0.6 \mu m$, $h_f = 0.4 \mu m$ oraz $\Lambda_f = 2.05 \mu m$. Wysokość stopnia siatki była o 15% niższa od planowanej co mogło być wynikiem kurczenia się materiału podczas utwardzania lub niepełnego wypełnienia zol-żelem przestrzeni pomiędzy stopniami siatki (spowodowane lepkością). Dłuższe podstawy trapezu (b_s oraz b_f) zostały dokładnie odtworzone. Krótsza podstawa trapezu profilu siatki jest o 20 nm mniejsza od profilu formy PDMS co również może wynikać z kurczenia się materiału. Różnica pomiędzy stałą sieci siatki a stempla PDMS wynosi jedynie 50 nm, co wskazuje na wysoką precyzję odwzorowania.

Za pomocą światłowodowego lasera erbowego sprawdzono również wpływ wysokich mocy optycznych na strukturę dyfrakcyjną wykonaną z zol-żeli SiO_2 .

Maksymalna możliwa moc lasera wynosiła 1.55 W dla długości fali 1550 nm. W tym celu wytworzono zol-żelową siatkę o stałej sieci równej $\Lambda = 1.7 \mu\text{m}$ i kącie $\alpha = 7^\circ$ (struktura typu II) na czole światłowodu SMF-28. Stopniowo zwiększano moc lasera od $\sim 0,5\text{W}$ do $\sim 1,5\text{W}$ i mierzono moc wyjściową w pierwszym rzędzie dyfrakcyjnym (Rys. 3.7). Zniszczenie siatki dyfrakcyjnej powinno się objawić spadkiem mocy optycznej w pierwszym rzędzie dyfrakcyjnym.



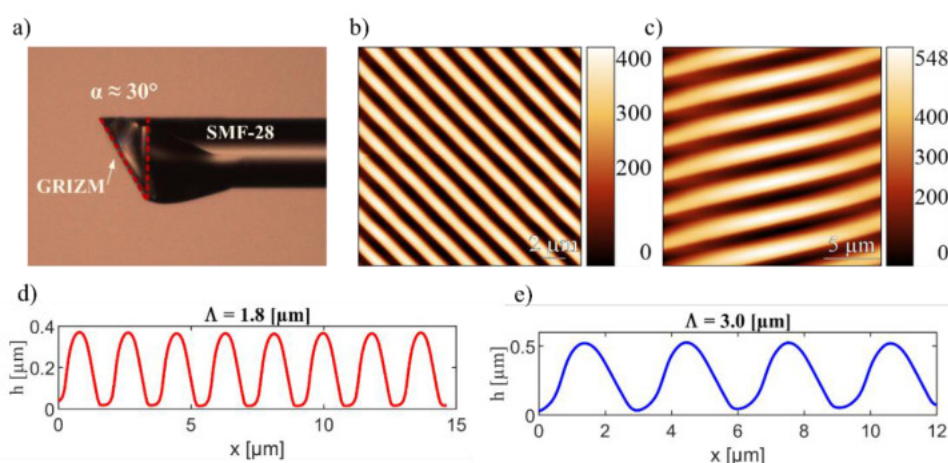
Rys. 3.7. Zależność mocy wyjściowej w pierwszym rzędzie dyfrakcyjnym w funkcji mocy wprowadzonej do światłowodu.

Jak widać siatka wytworzona z SiO_2 cechuje się odpornością na relatywnie duże moce optyczne (w kontekście optyki zintegrowanej czy komunikacji światłowodowej). Na wykresie zestawiono moc optyczną zarejestrowaną w pierwszym rzędzie dyfrakcyjnym w funkcji mocy optycznej padającej na siatkę dyfrakcyjną, która jest o około 9% mniejsza od mocy wyjściowej lasera ze względu na straty związane ze sprzęganiem.

Podsumowując, za pomocą materiałów ceramicznych wykonanych metodą zol-żel opartych na SiO_2 można wytworzyć pryzmatyczne siatki dyfrakcyjne na powierzchni czołowej światłowodu SMF-28. Należy pamiętać jednak o ograniczonym czasie przeprowadzenia procesu, gdyż materiał ten utwardza się po około 10 minutach. Dodatkowo, materiał ten wykazuje tendencję do kurczenia się podczas zestalania, co negatywnie wpływa na precyzyjną kontrolę wytwarzania określonego kąta pryzmatu. Za pomocą tego materiału udało się wytworzyć pryzmatyczne siatki dyfrakcyjne o kątach w zakresie od 0° do 10° oraz stałych sieci w zakresie od 1.7 do $2 \mu\text{m}$.

3.4.2 Pryzmatyczne siatki dyfrakcyjne wykonane z cieczy jonowych

Wykorzystanie cieczy jonowych umożliwiło wytworzenie pryzmatycznych siatek dyfrakcyjnych o dużo większych kątach przyzmatu sięgających nawet do 45° . Na Rys. 3.8(a) przedstawiono zdjęcie boczne wybranej struktury o kącie przyzmatu wynoszącym 30° . Na Rys. 3.8(b-d) przedstawiono wyniki badań AFM dla struktur odcisniętych ze stempli o stałych sieciach wynoszących kolejno $\Lambda = 1,8 \mu\text{m}$ oraz $\Lambda = 3 \mu\text{m}$ oraz wysokości równej $h = 350 \text{ nm}$ w obu przypadkach.



Rys. 3.8. Zdjęcie powierzchni bocznej wytworzonej pryzmatycznej siatki dyfrakcyjnej na czole światłowodu jednomodowego (a). Zdjęcie AFM struktury: o $\Lambda = 1,8 \mu\text{m}$ (b) oraz $\Lambda = 3 \mu\text{m}$ (c). Profil struktury o $\Lambda = 1,8 \mu\text{m}$ (d) oraz $\Lambda = 3 \mu\text{m}$ (e).

Profile siatek mają sinusoidalny charakter co może to być związane z wysoką lepkością cieczy jonowej, która powoduje niekompletne wypełnienie przestrzeni pomiędzy stopniami siatki stempla. Uśrednione parametry wytworzonych siatek wynoszą kolejno $\Lambda = 1.831 \mu\text{m}$ i $h = 366 \text{ nm}$ (dla struktury wytworzonej na podstawie stempla o $\Lambda = 1,8 \mu\text{m}$ i $h = 350 \text{ nm}$) oraz $\Lambda = 3,06 \mu\text{m}$ i $h = 444 \text{ nm}$ (dla struktury wytworzonej na podstawie stempla o $\Lambda = 3,0 \mu\text{m}$ i $h = 350 \text{ nm}$). W obu przypadkach stała sieci została dobrze odwzorowana. Wysokości linii siatki są większe niż założone. Efekt ten jest większy dla wyższej stałej sieci. Może to być związane z niedostatecznym utwardzeniem cieczy jonowej, która w procesie odrywania wydłuża się. Proces polimeryzacji z monomerów wymaga znaczącej dozy promieniowania UV, co w przypadku stosowania zwykłej lampy laboratoryjnej UV o centralnej długości fali równej 365 nm , wymagało naświetlenia próbki z każdej strony po 100 sekund. W celu

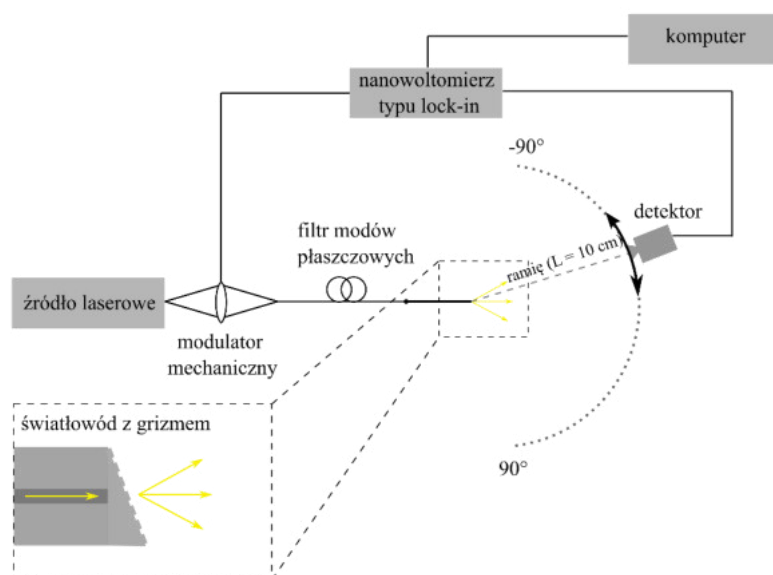
efektywniejszego utwardzenia, pod przezroczysty stempel PDMS podstawiono zwierciadło, które odbijało rozproszone światło UV w kierunku siatki dyfrakcyjnej. Po polimeryzacji delikatnie odrywano próbkę od stempla PDMS, a następnie dodatkowo utwardzono powstałą siatkę dyfrakcyjną, kierując światło z lasera o długości fali równej 405 nm o mocy 20 mW na około 2 minuty na powierzchnię czołową światłowodu.

Pomimo dodatkowego procesu naświetlania, wytwarzanie pryzmatycznych siatek dyfrakcyjnych na powierzchni czołowej światłowodu z wykorzystaniem opracowanej cieczy jonowej było prostsze niż w przypadku wykorzystania zoli. Po wyciągnięciu z próbki, materiał pozostawał w stanie ciekłym, zatem było więcej czasu na precyzyjne nałożenie kropli na czoło światłowodu, dokładne ustawienie zamierzonego kąta pryzmatu oraz przyciśnięcie kropli do stempla. Kolejną różnicą była lepkość materiałów. Ciecze jonowe charakteryzowały się większą lepkością, co powodowało niepełne wypełnienie materiału między liniami siatki stempla, więc po przyciśnięciu należało wykonać kilka mikro przesunięć. Ponadto przed utwardzaniem odczekiwano kilka minut co również poprawiało wypełnienie. Pomimo bardzo prostego układu możliwe było wytworzenie pryzmatów z dokładnością kąta około $1,5^\circ$ po kilku testowych próbach. Rozrzut uzyskanych kątów został sprawdzony poprzez zarejestrowanie rozkładów w polu dalekim dla kilku siatek o tym samym okresie i porównanie wyników z obliczeniami numerycznymi, które zostaną przedstawione w dalszej części rozdziału. Relatywnie niewielkie odchylenie od zamierzonego kąta pryzmatu wskazuje, że parametr ten może być kontrolowany ze stosunkowo wysoką precyzją podczas produkcji.

Ostatnim badanym materiałem uzyskanym za pomocą metody zol-żel był zol ZrO_2 . Po wielu próbach stwierdzono, że materiał ten nie nadaje się do wytwarzania pryzmatycznych siatek dyfrakcyjnych ze względu na pękanie grubszych jego warstw. Udało się jedynie wytworzyć siatki dyfrakcyjne na powierzchni czołowej światłowodu bez pryzmatu. Warto zaznaczyć, że materiał ten cechuje się znacznie wyższym współczynnikiem załamania, co umożliwia jego wykorzystanie w różnych zastosowaniach (przedstawionych w dalszej części rozprawy). Po wprowadzeniu odpowiednich modyfikacji chemicznych roztworu mógłby być on dostosowany do potrzeb technologicznych.

3.5 Pomiar rozkładów dyfrakcyjnych w polu dalekim

Jedną z niedestrukcyjnych metod oceny jakości wytworzonych struktur jest pomiar rozkładu dyfrakcyjnego w polu dalekim, a następnie porównanie otrzymanych wyników z wynikami numerycznymi lub analitycznymi. Duże różnice w położeniach kątowych będą świadczyły o niedokładności wytworzenia kąta pryzmatu bądź stałej sieci, zaś różnice w wysokościach pików dyfrakcyjnych będą świadczyły o braku kontroli nad wysokością profilu siatki. W celu pomiarów rozkładów dyfrakcyjnych w polu dalekim przygotowano układ pomiarowy przedstawiony na Rys. 3.9 oraz opisany w [110].



Rys. 3.9. Schemat układu do pomiaru rozkładów światła w polu dalekim.

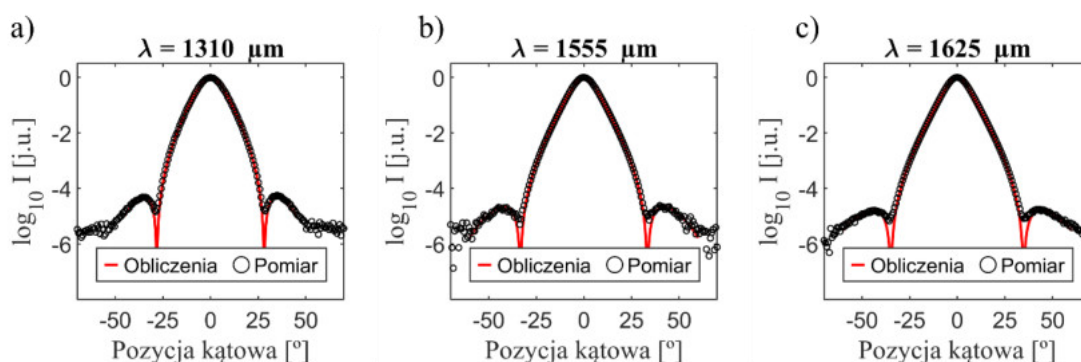
W odległości 10 cm od wyjścia światłowodu, na którym wytworzono siatkę dyfrakcyjną ustawiono detektor na obrotowym ramieniu. Do detekcji wykorzystano detektory firmy Thorlabs: DET36A/M pozwalający na pomiary w zakresie spektralnym 350 do 1100 nm lub Thorlabs DET10D2 lub PDA10DT-EC dla zakresu 900-2500nm. Zmianę położenia kąтового detektora przeprowadzono za pomocą silnika krokowego Thorlabs Nanorotator HDR50/M, a w celu jego sterowania wykorzystano kontroler BSC201 również firmy Thorlabs. Ponieważ zastosowano detekcję homodynową sygnał przed wprowadzeniem do światłowodu był modulowany za pomocą modulatora mechanicznego modulatora firmy Stanford Research System SRS540. Sygnał rejestrowano za pomocą nanowoltomierza typu lock-in SRS810. Uzyskano dzięki temu

dynamikę sygnału na poziomie sześciu rzędów wielkości. Światłowód przymocowano w taki sposób, aby jego czoło znajdowało się w osi obrotu ramienia, na którym umieszczono detektor. Za pomocą silnika krokowego zmieniano położenie detektora w zakresie od -90° do 90° z krokiem co $0,5^\circ$. Przed pomiarem należało się upewnić, że środki maksimów dyfrakcyjnych i środek natężenia w zerowym rzędzie leżały na tej samej wysokości względem płaszczyzny, w której przemieszczał się detektor. Złe ustawienie powodowało błędny pomiar wysokości pików dyfrakcyjnych. Aby przeprowadzić pomiary w szerokim zakresie spektralnym (516-1625nm) użyto przede wszystkim półprzewodnikowych diod laserowych oraz lasery He-Ne i źródło wykorzystujące generację drugiej harmonicznej w laserze Nd-YAG (532nm).

W celu weryfikacji układu pomiarowego zmierzono rozkłady natężenia światła w polu dalekim dla światłowodów krzemionkowych typu step-index o różnych poziomach koncentracji molowej domieszki GeO_2 w rdzeniach światłowodów oraz porównano z wynikami obliczeń, część wyników została wykorzystana w pracach [111], [112]. W przypadku światłowodów tradycyjnych o cylindrycznym rdzeniu i skokowym profilu rozkładu współczynnika załamania, kątowy rozkład amplitudy w polu dalekim jest opisany transformatą Hankela zerowego rzędu pola bliskiego [113]:

$$E_{ff}(k_r) = \int_0^\infty E(r) J_0(k_r r) r dr, \quad (3.2)$$

gdzie $E(r)$ opisuje rozkład pola w polu bliskim, a $J_0(k_r r)$ jest funkcją Bessela pierwszego rodzaju rzędu zerowego. Rozkład pola bliskiego $E(r)$ został wyznaczony w oparciu o rozwiązanie falowe w układzie współrzędnych cylindrycznych dla światłowodu jednomodowego, w którym w rdzeniu zastosowano funkcję Bessela J_0 , a w płaszczu zmodyfikowaną funkcję Bessela K_0 drugiego rodzaju. Na Rys. 3.10 pokazano przykładowe wyniki symulacji numerycznych oraz pomiarów rozkładu natężenia w dalekim polu dla światłowodu o średnicy rdzenia $d=3,8 \mu\text{m}$ oraz koncentracji molowej domieszki GeO_2 w rdzeniu 12%. Pomiary oraz obliczenia wykonano dla trzech długości fali: 1310 nm, 1555 nm oraz 1635 nm.



Rys. 3.10. Porównanie symulacji numerycznych (linia czerwona) oraz pomiaru (czarne punkty) rozkładu natężenia w dalekim polu dla długości fali: 1310 nm (a), 1555 nm (b) oraz 1625 nm (c) na wyjściu badanego światłowodu.

Bardzo dobra zgodność pomiędzy wynikami obliczeniowymi, a eksperymentalnymi pozwala stwierdzić, że wybrana metoda pozwala na dokładne wyznaczenie rozkładu światła w polu dalekim wychodzącego ze światłowodu.

3.6 Symulacje rozkładu natężenia światła w polu dalekim dla struktur z pryzmatem oraz siatką dyfrakcyjną

Metoda obliczania rozkładów natężenia światła w polu dalekim wychodzącego z pryzmatycznej siatki dyfrakcyjnej składała się z dwóch etapów. Pierwszym było obliczenie rozkładu światła w polu bliskim. Do tego celu przygotowano dwuwymiarowy model numeryczny, bazujący na metodzie elementów skończonych, który został przygotowany w oprogramowaniu *Comsol Multiphysics*. W oknie obliczeniowym znajdował się światłowod, na końcu którego umieszczono pryzmat z siatką dyfrakcyjną (Rys. 3.11(a)). Wokół modelu zastosowano warstwę PML w celu redukcji odbić fali elektromagnetycznej od krawędzi okna obliczeniowego. W symulacjach numerycznych możliwa była zmiana wszystkich parametrów geometrycznych struktury, takich jak kąt pryzmatu, stała sieci, wysokości stopnia fazowego siatki oraz kształtu jego profilu, parametrów światłowodu (np. średnicy rdzenia) oraz parametrów fizycznych jak współczynniki załamania poszczególnych elementów czy długość fali. Do układu światło wprowadzono za pomocą portu. Jak wspomniano, porty pozwalają na zdefiniowanie fali elektromagnetycznej w postaci modu, np. propagującego w światłowodzie. W trakcie obliczeń, analiza rozkładów natężenia światła w polu dalekim jest przeprowadzona

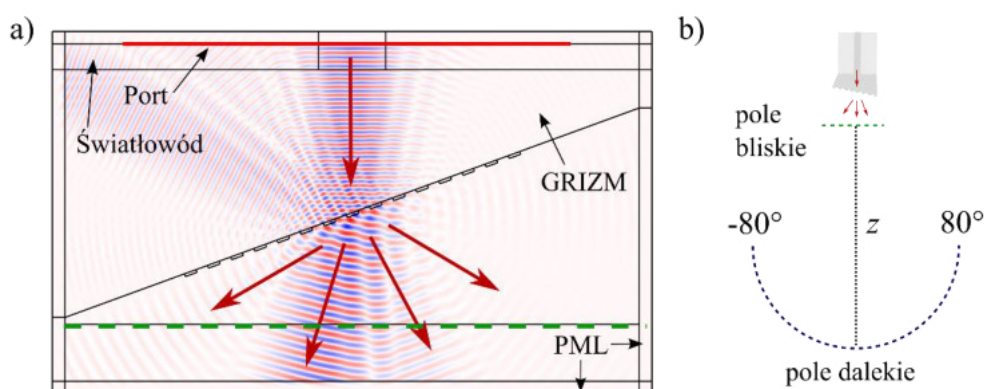
głównie dla modów podstawowych, jednak wprowadzenie do układu modów wyższych rzędów również jest możliwe. Światło wychodzące ze światłowodu padało na pryzmatyczną siatkę dyfrakcyjną z siatką dyfrakcyjną ustawioną pod zadany kąt. W odległości 20 μm za pryzmatyczną siatką dyfrakcyjną znajdowała się linia, z której sczytywano składowe pola EM.

Wyznaczenie rozkładu światła w polu dalekim za pomocą tego modelu nie byłoby możliwe ze względu na ograniczone zasoby obliczeniowe. Wynika to z faktu, że pole elektryczne ma zmienność przestrzenną w skali długości fali więc maksymalny rozmiar elementu siatki musiałby być kilkukrotnie mniejszy (przyjmuje się, że maksymalny element siatki nie powinien być większy niż $\lambda/5$). Stąd, kolejnym etapem było wyznaczenie rozkładu w polu dalekim za pomocą całki Kirchhoffa-Fresnela (3.3), opisaną wyrażeniem:

$$U(P) = \frac{1}{i\lambda} \int_S U(P') \frac{e^{ikr}}{r} \cos(\theta) dS, \quad (3.3)$$

gdzie $U(P)$ jest amplitudą fali w punkcie P , w którym należy wyznaczyć pole, λ jest długością fali, $U(P')$ jest amplitudą fali w punkcie źródłowym P' , r jest odległością od punktu P' do punktu P i jest wyznaczana jako $r = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2}$, $k = 2\pi/\lambda$ jest liczbą falową, a $\cos(\theta)$ jest współczynnikiem związanym z kątem padania fali względem normalnej do apertury (czynnik obliczający wpływ kąta dyfrakcji). Wybór tego równania podyktowany był faktem, że światło wychodzące z pryzmatycznej siatki dyfrakcyjnej propaguje się w zakresie dużych kątów (od -70° do 70°), a uproszczone formy tego równania np. równanie Fresnela czy Fraunhofera wymagają, aby kąt między normalną do płaszczyzny źródłowej, a promieniem r , był mały ($\cos(\theta) \approx 1$). Wyznaczenie rozkładu światła na krzywej wyznaczonej przez ruch detektora wymagało obliczenia N całek, gdzie N liczbą punktów tworzących tę krzywą. Aby zautomatyzować proces obliczeniowy zaimplementowano algorytm, w którym możliwe było określenie wartości wybranych parametrów geometrycznych i fizycznych, obliczenie pola bliskiego (za pomocą opisanego modelu numerycznego) oraz ostatecznie - wyznaczenie rozkładu światła w polu dalekim.

W celu uwzględnienia wpływu polaryzacji na rozkład światła, w modelu 2D przeprowadzono obliczenia z wykorzystaniem modułu „*Electromagnetic Waves, Frequency Domain (EWFD)*”. Źródło światła zostało zdefiniowane za pomocą portu numerycznego z wykorzystaniem kroku obliczeniowego „*Boundary Mode Analysis*” do wyznaczania modów propagujących w badanej strukturze. Analizę przeprowadzono osobno dla dwóch polaryzacji: TE (eng. *transverse electric*) oraz TM (eng. *transverse magnetic*). Następnie, rozkład intensywności w polu dalekim uzyskany dla każdej polaryzacji został znormalizowany w celu wyeliminowania różnic wynikających z bezwzględnej amplitudy pól. Ostateczny wynik został wyznaczony jako średnia intensywności obliczona dla obu polaryzacji.



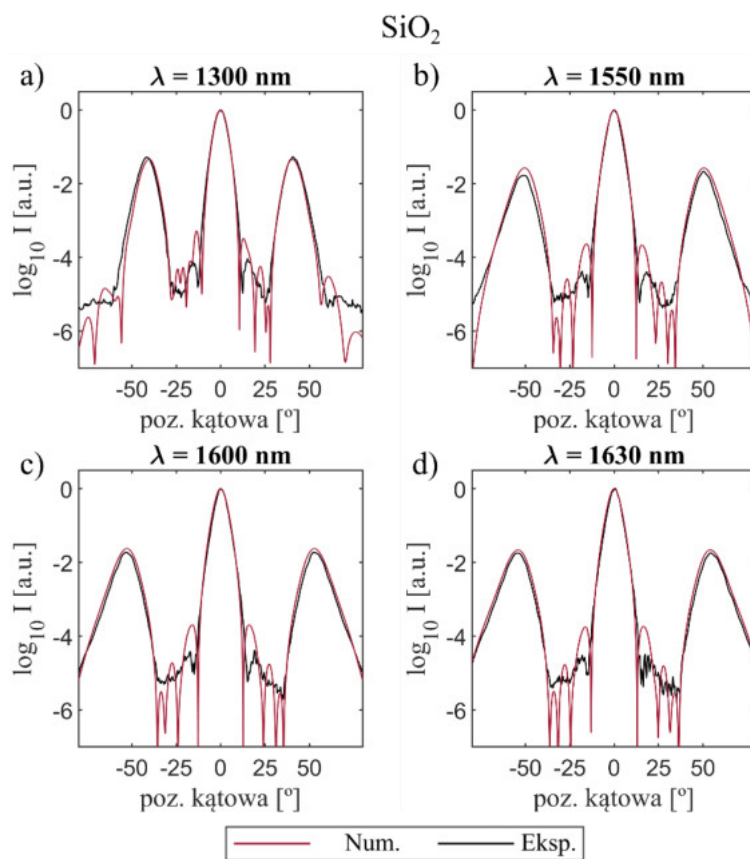
Rys. 3.11. Model numeryczny służący do wyznaczania rozkładu światła wychodzącego ze światłowodu z pryzmatycznej siatki dyfrakcyjnej w polu bliskim. Za pomocą czerwonych strzałek zaznaczono przykładowe kierunki propagacji światła, przerywaną zieloną linią zaznaczono odcinek, z którego „pobierano” rozkład światła w polu bliskim (a). Schemat ilustrujący ideę wyznaczania rozkładu światła w polu dalekim. Za pomocą całki Fresnela obliczano rozkład światła w polu dalekim (niebieska przerywana linia) wykorzystując rozkład światła w polu bliskim (zielona przerywana linia) (b).

Analizując Rys. 3.11(a) widać, że niektóre rzędy dyfrakcyjne nie trafiają na linię, z której zbierany jest sygnał w polu bliskim (jasnozielona przerywana linia) co powoduje, że dla wyższych rzędów dyfrakcyjnych rozbieżności pomiędzy symulacjami numerycznymi rozkładu natężenia a pomiarami, są większe. W związku z tym model ten najlepiej nadaje się do wyznaczania rozkładu dla rzędów dyfrakcyjnych, które propagują w zakresie od -70° do 70° względem osi światłowodu.

3.7 Weryfikacja dokładności podejścia obliczeniowego: rozkłady natężenia światła w polu dalekim dla struktur periodycznych wykonanych z ceramiki SiO₂ oraz cieczy jonowych

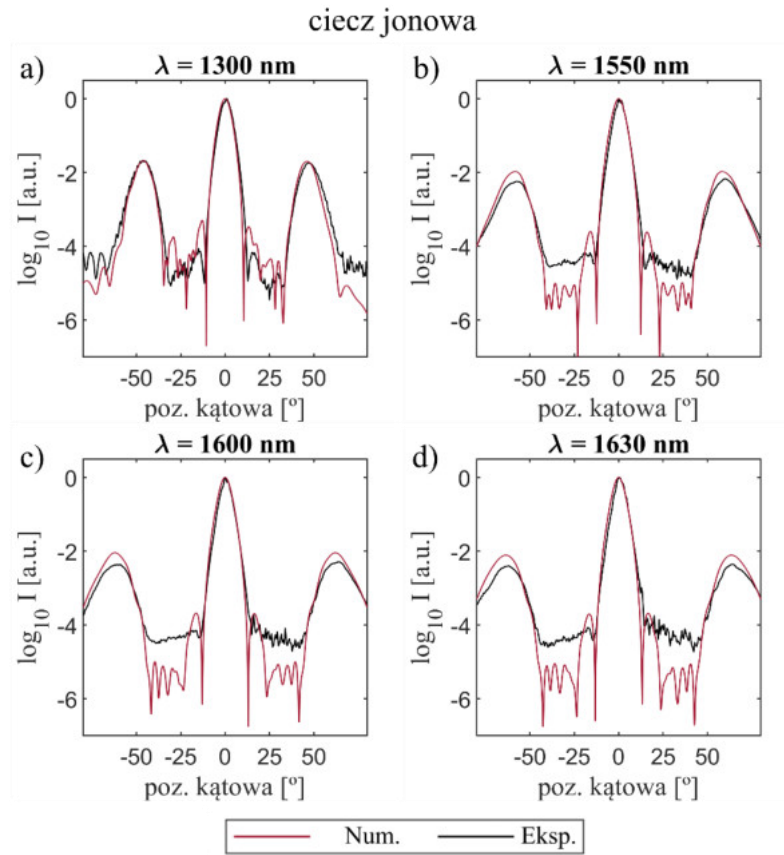
W celu walidacji opracowanego modelu numerycznego przeprowadzono obliczenia oraz pomiary rozkładu światła w polu dalekim dla struktur wykonanych z zol-żelu SiO₂ oraz cieczy jonowych. Wyniki numeryczne porównano z wynikami eksperymentalnymi dla struktur, których geometria została później zbadana za pomocą mikroskopii sił atomowych (AFM).

W pierwszym kroku wytworzono struktury z zol-żeli SiO₂ o stałej sieci równej 2 μm na powierzchni czołowej światłowodu typu SMF-28. Wytworzona struktura była typu I, to znaczy siatka dyfrakcyjna była równoległa do czoła światłowodu (Rys. 3.4(a)). Pomiary oraz obliczenia wykonano dla źródeł światła o długości fali równych kolejno: 1300 nm, 1550 nm, 1600 nm oraz 1630 nm (Rys. 3.12). W obliczeniach założono trapezoidalny profil siatki o parametrach geometrycznych dobranych na podstawie badania AFM (Rys. 3.6). Wyniki znormalizowano oraz przedstawiono w skali logarytmicznej.



Rys. 3.12. Wyniki eksperymentalne oraz obliczeniowe dla struktury typu I wykonanej za pomocą zol-żeli SiO_2 . Pomiary oraz symulacje wykonano dla długości fali: 1300 nm (a), 1550 nm (b), 1600 nm (c) oraz 1630 nm (d). Stała sieci wynosiła $2 \mu\text{m}$.

Podobne badania wykonano dla struktury typu I wykonanej za pomocą cieczy jonowej (Rys. 3.13) tym przypadku badania AFM wykazały sinusoidalny profil siatki (Rys. 3.8) co również wzięto pod uwagę w obliczeniach. Stała sieci wytworzonej siatki wynosiła $1,8 \mu\text{m}$.



Rys. 3.13 Wyniki eksperymentalne oraz obliczeniowe dla struktury typu I wykonanej za pomocą cieczy jonowych. Pomiary oraz symulacje wykonano dla długości fali: 1300 nm (a), 1550 nm (b), 1600 nm (c) oraz 1630 nm (d). Stała sieci wynosiła $1,8 \mu\text{m}$.

W Tab. 3.2 oraz w Tab. 3.2 zestawiono położenia kątowe oraz znormalizowane maksymalne wartości intensywności dla $m = 1$ oraz $m = -1$ rzędu dyfrakcyjnego dla obu struktur.

Tab. 3.1 Zmierzone oraz obliczone położenia oraz znormalizowane intensywności rzędów dyfrakcyjnych $m = -1$ oraz $m = 1$ dla struktury typu I wykonanej z SiO_2 o stałej sieci równej $2 \mu\text{m}$.

Długość fali [nm]		Położenie kątowe [°]		Intensywność unorm. [j.a.]	
		$m = -1$	$m = 1$	$m = -1$	$m = 1$
1300	w. eksp.	-41.53	40.94	0.0526	0.0536
	w. num.	-40.15	40.37	0.0552	0.0540
1550	w. eksp.	-51.17	50.28	0.0168	0.0215
	w. num.	-50.58	50.58	0.0320	0.0320
1600	w. eksp.	-53.03	52.66	0.0187	0.0187
	w. num.	-52.84	52.84	0.0282	0.0282
1630	w. eksp.	-54.51	54.51	0.0179	0.0180
	w. num.	-54.21	54.20	0.0260	0.0260

Tab. 3.2. Zmierzone oraz obliczone położenia oraz znormalizowane intensywności rzędów dyfrakcyjnych $m = -1$ oraz $m = 1$ dla struktury typu I wykonanej z cieczy jonowych o stałej sieci równej $1,8 \mu\text{m}$.

Długość fali [nm]		Położenie kątowe [°]		Intensywność unorm. [j.a.]	
		$m = -1$	$m = 1$	$m = -1$	$m = 1$
1300	w. eksp.	-46.17	47.28	0.0213	0.0187
	w. num.	-45.84	46.19	0.0220	0.0220
1550	w. eksp.	-57.29	59.57	0.0057	0.0068
	w. num.	-58.22	58.24	0.0106	0.0106
1600	w. eksp.	-61,18	62.97	0.0043	0.0051
	w. num.	-62.14	62.14	0.0091	0.0091
1630	w. eksp.	-61.74	64.52	0.0040	0.0044
	w. num.	-63.62	63.59	0.0078	0.0078

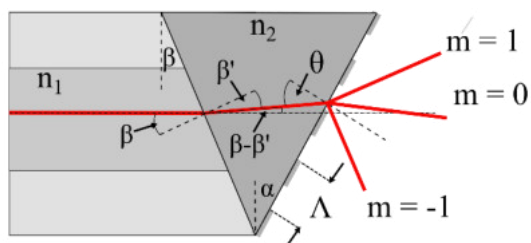
Wyniki symulacji numerycznych wykazują relatywnie wysoką zgodność z wynikami eksperymentalnymi. Dla każdej analizowanej struktury różnica pomiędzy obliczonymi położeniami kątowymi, a wyznaczonymi eksperymentalnie, nie przekroczyła $1,5^\circ$.

W przypadku unormowanych intensywności poszczególnych rzędów dyfrakcyjnych, różnice były bardziej wyraźne. Różnica względna pomiędzy intensywnościami unormowanymi wyznaczonymi eksperymentalnie oraz obliczeniowo dla struktury IV wynosiła 80%, gdzie dla pozostałych struktur nie przekraczała 50%. Te różnice wynikają najprawdopodobniej z faktu, że w obliczeniach nie uwzględniono strat materiałowych oraz strat związanych z rozpraszaniem się światła na niedoskonałościach wynikających z procesu technologicznego. Dodatkowo widać, że wraz ze wzrostem długości fali maleje maksymalna intensywność w $m = 1$ oraz $m = -1$ rzędach dyfrakcyjnych.

3.8 Rozkłady światła w polu dalekim dla pryzmatycznych siatek dyfrakcyjnych wykonanych na powierzchni czołowej światłowodu

W trakcie opracowywania technologii wytwarzania pryzmatycznych siatek dyfrakcyjnych na powierzchni czołowej światłowodu wytworzono szereg struktur o różnych parametrach geometrycznych. Dla każdej z nich przeprowadzono pomiary rozkładu światła w polu dalekim dla różnych długości fali. W niniejszym podrozdziale przedstawiono uzyskane wyniki oraz ich analizę. Szczególną uwagę poświęcono położeniom pików dyfrakcyjnych i ich zgodności z wynikami obliczeniowymi, dyspersji kątowej struktur oraz intensywności obserwowanych pików dyfrakcyjnych.

Jak już wcześniej wspomniano omawiana struktura składa się z światłowodu (najczęściej jednomodowego typu Corning SMF-28) z pryzmatyczną siatką dyfrakcyjną. Schematyczny rysunek tego typu struktury przedstawiono na Rys. 3.14.



Rys. 3.14. Schemat działania pryzmatycznej siatki dyfrakcyjnej wytworzonej na czole światłowodu. Czerwoną linią przedstawiono bieg promienia świetlnego.

Światłowód obcięty jest pod kątem β do osi światłowodu. Do niego dostawiono pryzmat, na którym znajduje się siatka dyfrakcyjna ustawiona pod kątem α do osi światłowodu. Różnica współczynników załamania pomiędzy rdzeniem światłowodu (n_1) a pryzmatem (n_2) powoduje załamanie się światła pod kątem β' względem normalnej do płaszczyzny granicznej materiałów, zatem pod kątem $\beta - \beta'$ do osi światłowodu. Można przyjąć, że światło będzie padało na siatkę dyfrakcyjną pod kątem $\theta = \alpha + \beta - \beta'$. W przypadku pryzmatycznych siatek dyfrakcyjnych wykonanych z cieczy jonowych oraz

zol-żeli SiO₂, wpływ kąta obcięcia światłowodu na kąt padania θ będzie niewielki ze względu na niski kontrast współczynnika załamania. Przykładowo, w najbardziej skrajnym przypadku, czyli gdy $\beta = 45^\circ$, $\alpha = 45^\circ$ oraz struktury wykonanej z cieczy jonowej, która ma wyższy współczynnik załamania niż SiO₂ ($n_2 = 1.55$), zmiana położenia pików dyfrakcyjnych zerowego rzędu, wynikająca z kąta obcięcia α , nie przekracza $\Delta\theta = 2^\circ$. Struktury o tak dużym kącie β nie były wytwarzane zatem dokładniejsza analiza wpływu kąta obcięcia na działanie dyfrakcyjne struktury nie były przedmiotem badań w ramach niniejszej pracy. Należy jednak podkreślić, że przy wyborze materiałów o wyższym współczynniku załamania, taką analizę należałoby wykonać.

Dyspersja kątowa jest to zdolność siatki dyfrakcyjnej do rozszczepienia światła polichromatycznego na składowe monochromatyczne. Opisuje wielkość zmiany kąta dyfrakcji na jednostkę zmiany długości fali. W przypadku siatek dyfrakcyjnych, wzór na dyspersję kątową można wyznaczyć z równania siatki:

$$m\lambda = \Lambda(\sin\theta_m + n_2\sin\theta_i), \quad (3.4)$$

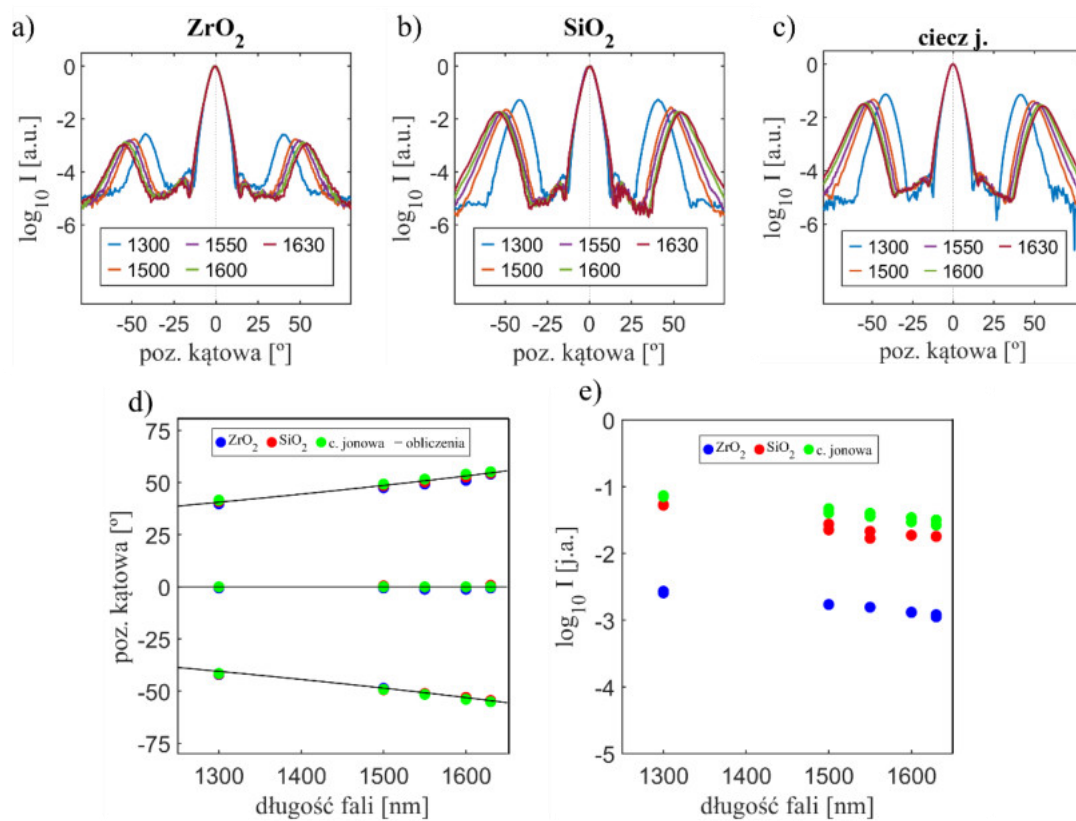
gdzie m jest rzędem dyfrakcji, λ jest to długość fali, Λ to stała sieci, n_2 jest współczynnikiem załamania materiału za siatką dyfrakcyjną (w tym przypadku – powietrza $n_2 = 1$), θ_m jest to kąt dyfrakcji m -tego rzędu, n_1 jest to współczynnik załamania materiału przed siatką dyfrakcyjną, czyli w przypadku pryzmatycznej siatki dyfrakcyjnej jest to współczynnik załamania pryzmatu, a θ_i jest to kąt padania światła na siatkę dyfrakcyjną, różniczkując je względem długości fali (3.5):

$$\frac{d\theta_m}{d\lambda} = \frac{m}{\Lambda\cos\theta_m} \quad (3.5)$$

Jest to klasyczny wzór na dyspersję kątową siatek dyfrakcyjnych. Zakłada ono, że kąt θ_i nie zależy od długości fali, czyli będzie prawdziwe dla struktury typu I oraz II. W przypadku struktur typu III oraz IV, w których światłowód był obcięty pod kątem β należy dodatkowo uwzględnić wpływ dyspersji materiałowej pryzmatu. Jednak jak pokazano wcześniej, stosowane materiały, czyli ciecze jonowe oraz ceramiki SiO₂ (szkło krzemionkowe), cechują się relatywnie niską dyspersją zatem pochodna $\frac{d\theta_i}{d\lambda}$ będzie niska.

Przykładowo, dla pryzmatycznej siatki dyfrakcyjnej wykonanej z cieczy jonowych na światłowodzie wykonanym ze szkła krzemionkowego, który został obcięty pod kątem 10° zmiana $\frac{d\theta_i}{d\lambda}$ wyznaczona na podstawie współczynników załamania dla długości fali 1550 nm oraz 1650 nm będzie wynosiła zaledwie około $4 \cdot 10^{-6}$ rad/nm.

Pierwszym krokiem badania właściwości dyspersyjnych było wytworzenie oraz eksperymentalna charakterystyka struktur typu I wykonanych z trzech badanych materiałów. Rys. 3.15(a-c) przedstawia rozkłady w polu dalekim zarejestrowane dla różnych długości fali dla pryzmatycznych siatek dyfrakcyjnych o stałej sieci wynoszącej $2 \mu\text{m}$.



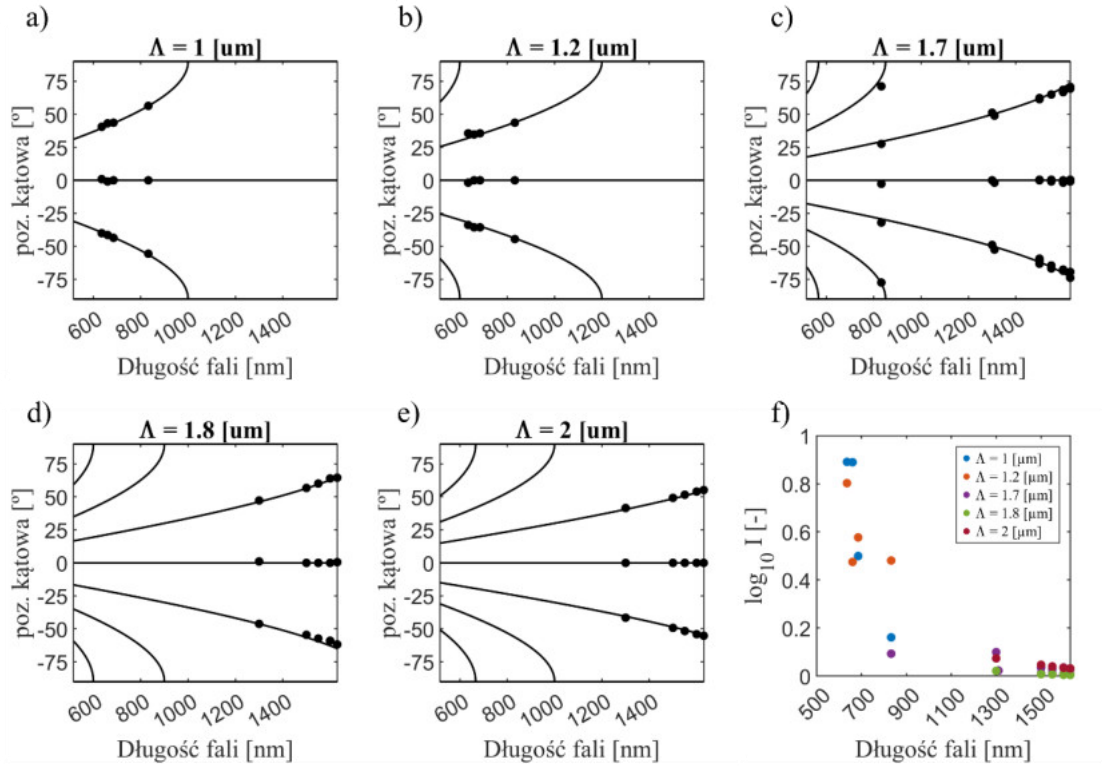
Rys. 3.15. Rozkłady w polu dalekim zarejestrowane dla różnych długości fali dla struktur typu I o stałej sieci wynoszącej $2 \mu\text{m}$ wykonanych z: ZrO₂ (a), SiO₂ (b) oraz cieczy jonowej (c); pozycje kątowe pików dyfrakcyjnych wraz z nałożonymi wynikami obliczeń analitycznych (d) oraz intensywności tych pików w funkcji długości fali (e).

Na Rys. 3.15(d) zestawiono położenia pików dyfrakcyjnych dla rzędów $m = 1$ oraz $m = -1$ w funkcji długości fali, natomiast Rys. 3.15(e) przedstawia wysokość tych pików w zależności od długości fali. Z wykresów wynika, że wraz ze wzrostem długości

fali separacja między poszczególnymi rzędami dyfrakcyjnymi rośnie, co jest zgodne z równaniem siatki (3.4). Położenia pików dyfrakcyjnych dla różnych materiałów nie wykazują istotnych różnic, co również potwierdza zgodność z równaniem siatki. Oznacza to, że w tym przypadku wybór materiału nie wpływa na dyspersję kątową, a jedynie na wydajność dyfrakcyjną. Jak pokazano na Rys. 3.15(e), najwyższą wydajność dyfrakcyjną uzyskano dla siatek wykonanych z cieczy jonowych oraz zoli SiO_2 . Może to wynikać z faktu, że w przypadku ZrO_2 , ze względu na trudności technologiczne (takie jak szybkie utwardzanie się materiału), wysokość linii siatki jest mniejsza niż w przypadku pozostałych materiałów, pomimo zastosowania stempli o jednakowych parametrach. Należy zaznaczyć, że mimo różnic w geometrii profilu siatek wykonanych z zol-żeli SiO_2 (profil trapezoidalny) i cieczy jonowych (profil sinusoidalny), nie miało to istotnego wpływu na wydajność dyfrakcyjną. Wynikać to może ze stosunkowo niskich kontrastów współczynnika załamania obu tych materiałów. Warto również zauważyć, że intensywności pików dyfrakcyjnych dla rzędów $m = 1$ i $m = -1$ są zbliżone dla wytworzonych struktur. Oznacza to, siatki są prostopadłe do osi światłowodu, a profil linii siatki jest symetryczny.

W kolejnym kroku, aby zweryfikować możliwości zapisu siatek o różnych stałych sieci, wykonano struktury typu I przy użyciu cieczy jonowych Rys. 3.16. Kontrola stałej sieci jest kluczowym elementem opracowywania technologii wytwarzania sprzęgaczy siatkowych, ponieważ pozwala na projektowanie urządzeń działających dla różnych długości fali.

ciecz jonowa $\theta = 0^\circ$

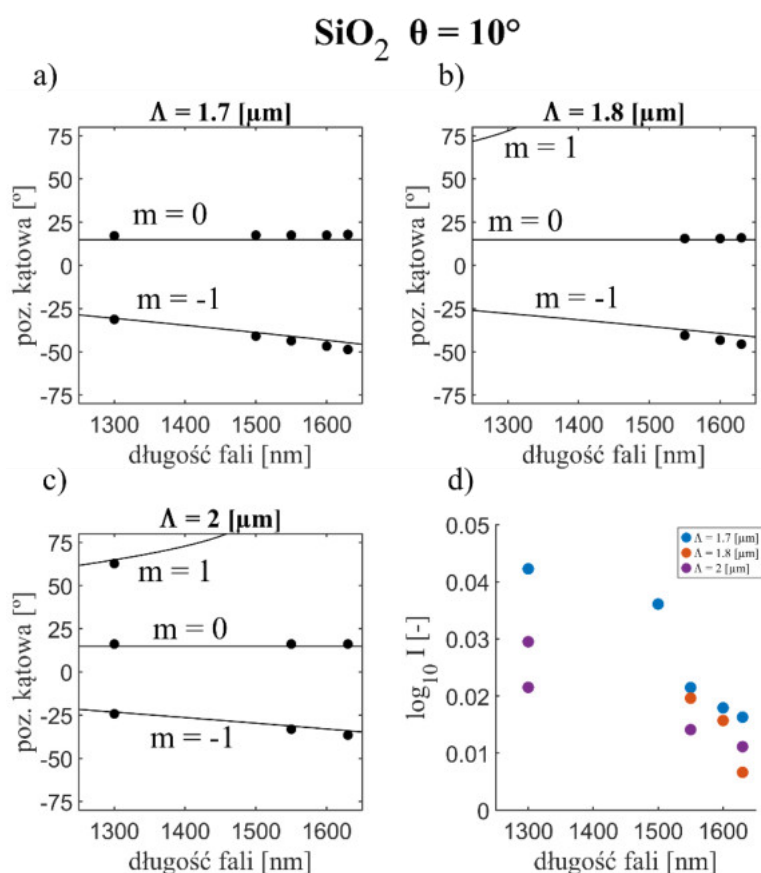


Rys. 3.16. Pozycje kątowe pików dyfrakcyjnych struktur typu I wykonanych z cieczy jonowych dla stałych sieci równych: $1 \mu\text{m}$ (a), $1,2 \mu\text{m}$ (b), $1,7 \mu\text{m}$ (c), $1,8 \mu\text{m}$ (d), oraz $2 \mu\text{m}$ (e). Znormalizowana intensywność pików dyfrakcyjnych ($m = 1$ oraz $m = -1$) w funkcji długości fali (f).

Na Rys. 3.16(a-e) czarnymi liniami zaznaczono obliczone pozycje kątowe rzędów dyfrakcyjnych, natomiast czarnymi kropkami – pozycje wyznaczone eksperymentalnie. Widoczna jest wysoka zgodność między wynikami eksperymentu a obliczeniami. Można zaobserwować, że wraz ze wzrostem stałej sieci dyspersja kątowa struktury maleje, a jednocześnie rośnie liczba możliwych rzędów dyfrakcji. Oznacza to, że w celu zaprojektowania struktury o wysokiej separacji kątowej należy zastosować mniejszą stałą sieci. Należy jednak pamiętać, że wiąże się to z ograniczeniem szerokości pasma spektralnego, dla którego możliwa jest obserwacja wyższych rzędów dyfrakcyjnych. Na Rys. 3.16(f) przedstawiono dodatkowo unormowane intensywności rzędów dyfrakcyjnych $m = 1$ oraz $m = -1$ w funkcji długości fali dla różnych stałych sieci. Widać, że wraz ze wzrostem długości fali intensywność w tych rzędach systematycznie maleje.

Podsumowując, wykazano, że wraz ze wzrostem długości fali rośnie separacja kątowa między rzędami dyfrakcyjnymi, niezależnie od użytego materiału (czyli współczynnika załamania), co jest zgodne z równaniem siatki. Materiał wpływa natomiast na wydajność dyfrakcyjną – najwyższe wartości osiągnięto dla cieczy jonowych i zol-żeli SiO_2 , co można uzasadnić wyższą jakością wytworzonych struktur. Dalsze eksperymenty wykazały, że zwiększenie stałej sieci prowadzi do zmniejszenia dyspersji kątowej i umożliwia uzyskanie większej liczby rzędów dyfrakcyjnych, ale kosztem zawężenia zakresu spektralnego, w którym możliwa jest obserwacja wyższych rzędów dyfrakcyjnych. Zaobserwowano również systematyczny spadek intensywności rzędów $m = \pm 1$ wraz ze wzrostem długości fali.

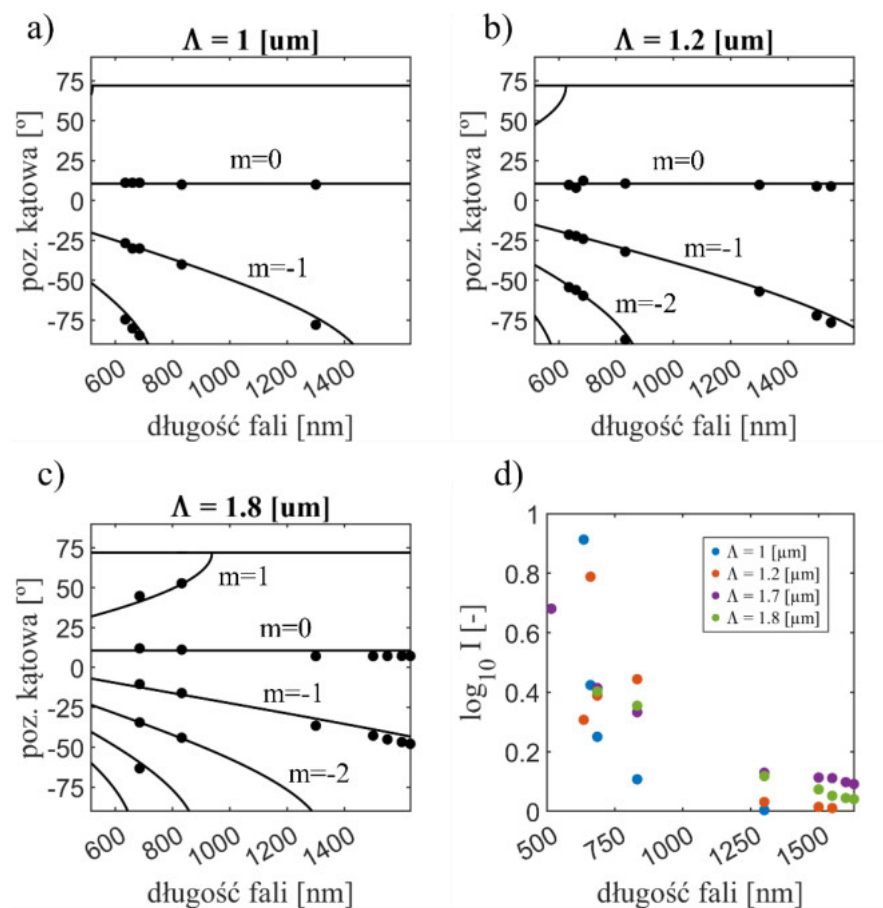
Podobną analizę wykonano dla struktur typu II. Struktury pod kątem wytworzono tylko za pomocą cieczy jonowych oraz zol-żeli SiO_2 ze powodu pękania grubszych warstw ZrO_2 .



Rys. 3.17. Pozycje kątowe pików dyfrakcyjnych struktur typu II wykonanych zol-żeli SiO_2 dla stałych sieci równych: $1,7 \text{ } \mu\text{m}$ (a), $1,8 \text{ } \mu\text{m}$ (b) oraz $2 \text{ } \mu\text{m}$ (c). Znormalizowana intensywność pików dyfrakcyjnych ($m = 1$ oraz $m = -1$) w funkcji długości fali (d).

Ze względu na to, że, siatka wytworzona była pod kątem względem osi światłowodu położenia pików dyfrakcyjnych nie są symetryczne. Podobnie jak wcześniej, wraz ze wzrostem stałej sieci dyspersja kątowa maleje, a liczba możliwych rzędów dyfrakcyjnych rośnie (Rys. 3.17(a-c)). Podejmowano próby wytworzenia struktur dla większych i mniejszych wartości stałej sieci, jednak rozkłady w polu dalekim nie pokrywały się z wynikami symulacji. Może to wskazywać na niepełną kontrolę jakości odwzorowania wzoru stempla, prawdopodobnie związaną ze wspomnianym kurczeniem się materiału podczas procesu technologicznego. Na Rys. 3.17(d) widać, że – podobnie jak wcześniej – wraz ze wzrostem długości fali intensywność w rzędach dyfrakcyjnych $m = 1$ oraz $m = -1$ systematycznie maleje. Poniżej przedstawiono wyniki dla struktur typu II wytworzonych z cieczy jonowych:

ciecz jonowa $\theta = 18^\circ$



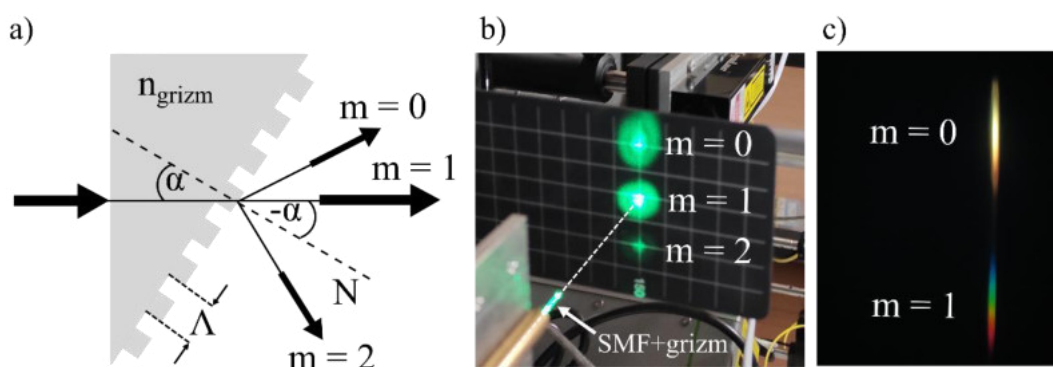
Rys. 3.18. Pozycje kątowe pików dyfrakcyjnych struktur typu II wykonanych cieczy jonowych dla stałych sieci równych: $1 \mu\text{m}$ (a), $1,2 \mu\text{m}$ (b) oraz $1,8 \mu\text{m}$ (c). Znormalizowana intensywność pików dyfrakcyjnych ($m = 1$ oraz $m = -1$) w funkcji długości fali (d).

Ciecz jonowa okazała się bardziej odpowiednim materiałem do wytwarzania tego typu struktur, co umożliwiło stworzenie siatek w szerszym zakresie stałej sieci. Tym razem wytworzono strukturę o kącie łamiącym pryzmatu 18° . Wyniki eksperymentalne wykazują bardzo dobrą zgodność z wynikami obliczeniowymi, co potwierdza pełną kontrolę kąta pryzmatu oraz stałej sieci w procesie wytwarzania (Rys. 3.18(a-c)). Podobnie jak w poprzednich przypadkach, wraz ze wzrostem długości fali intensywność dyfrakcyjna maleje (Rys. 3.18(d)).

3.9 Element dyspersyjny do propagacji 1 rzędu wzdłuż osi włókna

Jak pokazano w podrozdziale 3.4, wykorzystanie cieczy jonowych umożliwia wytworzenie pryzmatycznych siatek dyfrakcyjnych o kątach pryzmatu wynoszących nawet 40° , co poszerza zakres potencjalnych zastosowań takich struktur. Przykładowo, element dyspersyjny wytworzony na czole światłowodu, zdolny do propagacji pierwszego rzędu dyfrakcyjnego wzdłuż osi włókna może być wykorzystany jako element miniaturowego spektroskopu [87] lub filtra optycznego. W tym podrozdziale przedstawiono rozważania analityczne, wyniki obliczeń numerycznych oraz zmierzone rozkłady w polu dalekim zaprojektowanych oraz wytworzonych struktur.

Na Rys. 3.19(a) przedstawiono schemat działania takiego urządzenia. Normalna do powierzchni siatki tworzy kąt α do kierunku propagacji wiązki padającej. Należy zaznaczyć, że kąt α jest również kątem pryzmatu. Wybrany rząd dyfrakcyjny (w tym wypadku, pierwszy) ma propagować bez ugięcia na siatce. Na Rys. 3.19(b) przedstawiono światło wychodzące z przykładowej struktury zaprojektowanej dla długości fali 516 nm, a na Rys. 3.19(c) przedstawiono rozkład światła widzialnego (pochodzącego z supercontinuum) wychodzącego z tej samej struktury.



Rys. 3.19. Schemat pryzmatycznej siatki dyfrakcyjnej zaprojektowanej tak aby 1 rząd dyfrakcyjny dla światła o określonej długości fali propagował się wzdłuż osi włókna. N – normalna do siatki, Λ – stała sieci, α – kąt padania, m – rzędy dyfrakcji, n_{grizm} – współczynnik załamania struktury (a). Rozkład dyfrakcyjny dla długości fali 516 nm (b) oraz dla światła widzialnego (c).

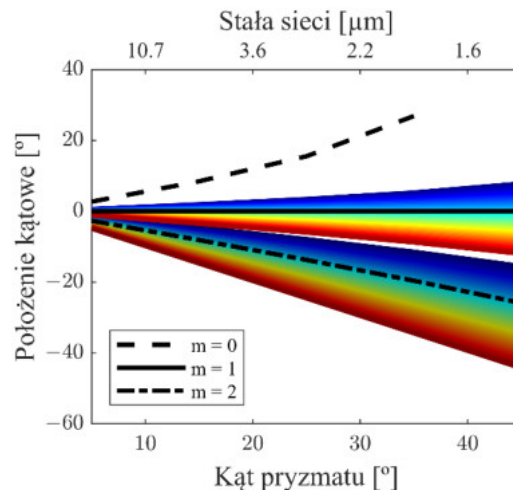
W przypadku światła pochodzącego z supercontinuum na Rys. 3.19(c) za wyjściem światłowodu włókna wstawiono soczewkę cylindryczną, której zadaniem było

zebranie wychodzącego światła. Jak widać tylko w pierwszym rzędzie dyfrakcyjnym światło uległo rozszczepieniu. Zgodnie z równaniem siatki położenie katowe zerowego rzędu dyfrakcji zależy tylko od kąta padania światła oraz współczynnika załamania pryzmatu. Liczba Abbego stosowanej cieczy jonowej wynosi zaledwie $V = 34,8$, w związku z tym dla zakresu widzialnego nie obserwuje się rozszczepienia światła w zerowym rzędzie dyfrakcyjnym.

Propagację pierwszego rzędu dyfrakcji wzdłuż osi włókna dla określonej długości fali można uzyskać dobierając parametry pryzmatycznej siatki dyfrakcyjnej w taki sposób, aby spełnione było równanie:

$$\Lambda = \frac{m\lambda}{\sin\alpha(n_{prism}-1)}, \quad (3.6)$$

gdzie Λ jest stałą siatki, m jest rzędem dyfrakcji (w tym przypadku $m = 1$), λ jest długością fali, α jest kątem pryzmatu, a n_{prism} jest współczynnikiem załamania pryzmatu. Analityczne równanie 1 można rozwiązać dla wybranych wartości kąta pryzmatu bądź stałej siatki (Rys. 3.20).

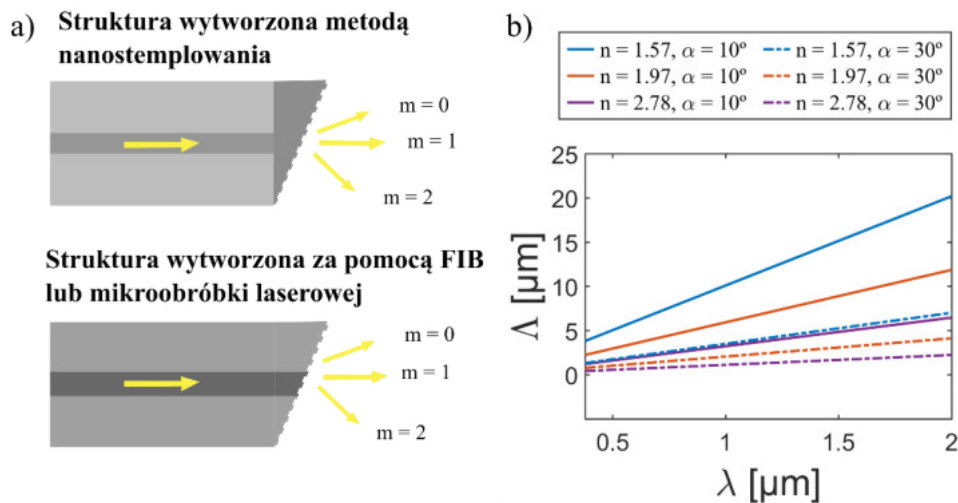


Rys. 3.20. Położenia katowe pierwszych i sąsiadujących rzędów dyfrakcji w funkcji kąta pryzmatu i odpowiadającej mu stałej siatki. Czarne linie przedstawiają położenia katowe dla długości fali równej 500 nm. Kolor linii przedstawia długość fali w zakresie światła widzialnego (od 400 do 700 nm).

Na Rys. 3.20 przedstawiono położenia katowe pierwszego oraz sąsiadujących rzędów dyfrakcji struktury zaprojektowanej dla długości fali równej $\lambda = 500$ nm oraz przy założeniu współczynnika załamania $n_{prism} = 1.8$. Co oczywiste, wraz ze wzrostem kąta

pryzmatu maleje wymagana stała sieci. Podczas wyboru odpowiednich parametrów struktury należy pamiętać o tym, aby stała sieci nie była większa od rozmiaru rdzenia światłowodu. W przypadku zerowego rzędu dyfrakcji nie widać rozszczepienia się światła co jest związane z tym, że w obliczeniach założono, iż pryzmat wykonano z materiału o stałym współczynniku załamania dla analizowanego zakresu długości fali. Warto zauważyć, że wraz ze wzrostem kąta pryzmatu (oraz ze zmniejszeniem stałej sieci) rośnie dyspersja kątowa struktury. Dobór większych wartości kąta łamiącego pryzmatu struktury będzie wiązał się z większą separacją światła polichromatycznego co może mieć szczególne znaczenie w przypadku projektowania filtrów optycznych czy spektrometrów. Ponadto większe kąty pryzmatu powodują większą separację sąsiadujących rzędów dyfrakcji.

Poza modyfikacją stałej sieci oraz kąta pryzmatu możliwa jest jeszcze zmiana współczynnika załamania pryzmatu. Jest to szczególnie istotne w przypadku projektowania struktur dla innych długości fali. Na przykład pryzmatyczna siatka dyfrakcyjna wykonana z żywicy polimerowej o współczynniku załamania równym $n=1.55$ oraz stałej sieci wynoszącej $2\text{ }\mu\text{m}$ dla zakresu spektralnego od 400 nm do 700 nm wymagałby kątów pryzmatu w zakresie od 20° do 45° . Dla dłuższych długości fali, to jest w zakresie od 1300 do 2000 nm , należałoby użyć materiału o większym współczynniku załamania. Przykładowo, można by wykorzystać światłowody wytworzone z szkieł chalcogenidowych o współczynniku załamania równym 2.78 [114] bądź ze szkieł tellurkowych ($n = 1.97$ [115]). W tych przypadkach, strukturę można wytworzyć poprzez obcięcie bądź przeszlifowanie powierzchni czołowej światłowodu pod odpowiednim kątem, a następnie wycięciu siatki dyfrakcyjnej przy użyciu mikroobróbki laserowej, bądź przy użyciu zogniskowanej wiązki jonów, tak jak to zostało przedstawione w [116]. Schematy struktur wytworzonych przy użyciu różnych technologii (nanoimprint oraz FIB) przedstawiono na Rys. 3.21(a). Na Rys. 3.21(b) przedstawiono rozwiązanie równania rów. (1.5) przekształcając je w ten sposób, aby otrzymać zależność stałej sieci w funkcji długości fali dla różnych kątów pryzmatu (10° oraz 30°) oraz różnych współczynników załamania, z którego wykonano pryzmat.

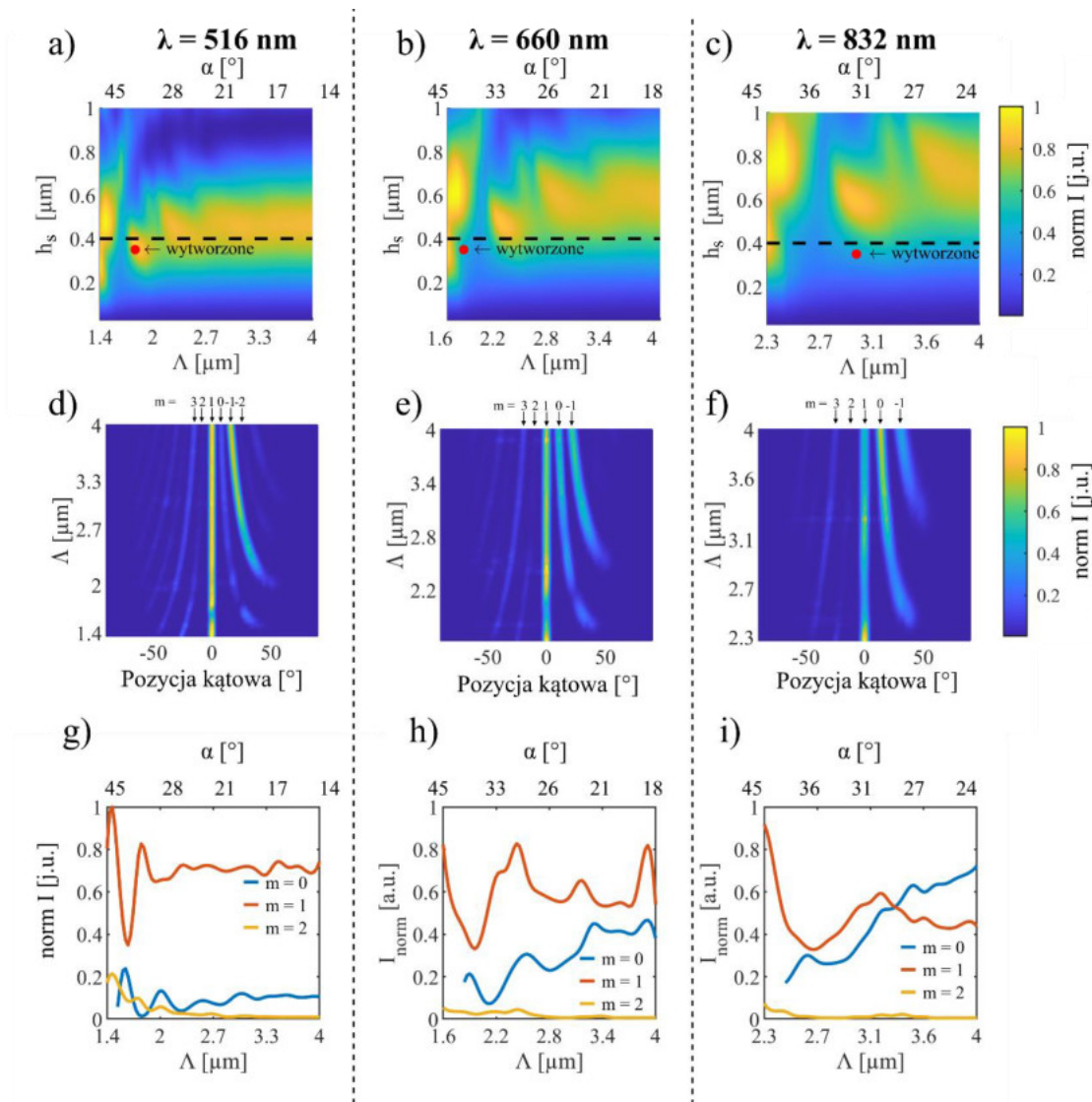


Rys. 3.21. Schematy struktur wytworzonych na powierzchni czołowej światłowodu za pomocą nanoimpruntu lub przy użyciu FIB czy mikroobróbki laserowej (a). Zależność stałej sieci od długości fali dla struktur o dwóch różnych kątach przyzmatu ($\alpha = 10^\circ$ - linie ciągłe i $\alpha = 30^\circ$ - linie przerywane), oraz dla trzech materiałów o różnych współczynnikach załamania ($n = 1,57$ – żywice polimerowe, $n = 1,97$ – szkło tellurkowe, $n = 2,78$ – szkło chalkogenidowe) (b).

Użycie materiałów o wyższych współczynnikach załamania pozwala na wytworzenie struktur o mniejszych kątach przyzmatów. Na przykład, aby zaprojektować strukturę do propagacji 1 rzędu dyfrakcyjnego wzdłuż osi światłowodu dla długości fali równej 2000 nm oraz przyzmatu o kącie równym 10° , należałoby wytworzyć siatki o stałych równych kolejno $\Lambda = 6,47 \mu\text{m}$, $\Lambda = 11,87 \mu\text{m}$, $\Lambda = 20,2 \mu\text{m}$ dla przyzmatów wykonanych z szkieł: chalkogenidowego, szkła tellurkowego oraz żywicy polimerowych. Jak już wspomniano, podczas projektowania należy uwzględnić średnicę rdzenia światłowodu, która będzie definiowała wielkość plamki padającej na siatkę dyfrakcyjną. Ograniczenie to można by częściowo zmniejszyć doczepiając fragment bezrdzeniowego światłowodu w celu zwiększenia obszaru pola modowego [57], bądź wytwarzając przyzmatyczne siatki dyfrakcyjne na powierzchniach czołowych światłowodów wielomodowych. W przypadku kąta przyzmatu wynoszącego 30° , stałe sieci maleją do $\Lambda = 2,25 \mu\text{m}$, $\Lambda = 4,12 \mu\text{m}$, $\Lambda = 7,02 \mu\text{m}$. Należy pamiętać, że w przypadku niektórych technologii oraz wykorzystanych materiałów, wytworzenie dużych kątów przyzmatu może stanowić duże wyzwanie technologiczne.

Za pomocą równań analitycznych nie da się wyznaczyć efektywności dyfrakcyjnych dla poszczególnych rzędów. W związku z tym, przeprowadzono serię obliczeń numerycznych z wykorzystaniem modelu do wyznaczania rozkładu światła w polu dalekim. W modelu założono, że przyzmatyczne siatki dyfrakcyjne wykonano

z opisanej w rozdziale 3.3 cieczy jonowej na światłowodzie jednomodowym typu Corning SMF-28, a profil linii siatki jest prostokątny. Za pomocą równania analitycznego wyznaczano optymalny kąt pryzmatu dla wybranej stałej sieci, tak aby 1 rząd dyfrakcji propagował się wzdłuż osi włókna dla wybranej długości fali. Zakres rozpatrywanych parametrów ograniczał kąt pryzmatu wynoszący 45° (jest to maksymalny kąt, który udało się wytworzyć) oraz stała sieci wynosząca $4 \mu\text{m}$ wynikająca ze średnicy rdzenia światłowodu Corning SMF-28. Następnie za pomocą modelu numerycznego wyznaczano rozkłady dla wysokości linii siatki mieszczących się w zakresie od 100 do 1000 nm. Obliczenia wykonano dla trzech długości fali: 516 nm, 660 nm, oraz 832 nm. Wyniki unormowano względem maksymalnej intensywności. Na Rys. 3.22(a-c) przedstawiono wydajności dyfrakcyjne dla 1 rzędu. W obliczeniach uwzględniono dyspersję materiałową. Współczynniki załamania rdzenia oraz płaszcza światłowodu zaczerpnięto z [117].



Rys. 3.22. Unormowane maksima pików dyfrakcyjnych pierwszego rzędu w funkcji wysokości stopni fazowych siatki oraz stałej sieci pryzmatycznej siatki dyfrakcyjnej wykonanej z żywicy polimerowej. Mapy przedstawiają unormowaną intensywność (maksimum pików dyfrakcyjnych) dla $\lambda = 516$ nm (a), $\lambda = 660$ nm (b) i $\lambda = 832$ nm (c). Pozycje kątowne rozkładów światła w polu dalekim dla struktur z różnymi kątami pryzmatu i stałych sieci obliczone dla wysokości linii siatki wynoszącej 400 nm dla $\lambda = 516$ nm (d), $\lambda = 660$ nm (e) i $\lambda = 832$ nm (f). Intensywność $m = 1$ rzędu dyfrakcyjnego (dane pobrano z map a-c w miejscu czarnej przerywanej linii) i sąsiadujących mu rzędów dyfrakcyjnych (w tym przepadku $m = 0$ oraz $m = 2$). Czerwoną kropką wskazano wytworzone struktury.

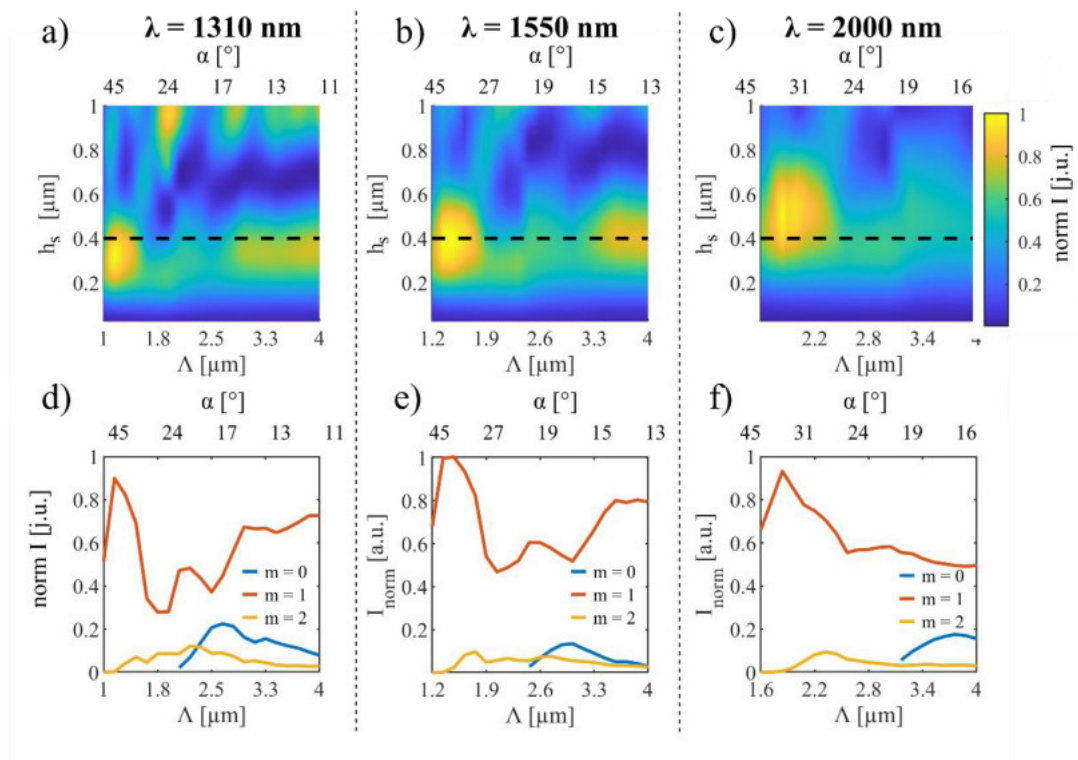
Na Rys. 3.22 widać, że najwyższe wydajności dyfrakcyjne pierwszego rzędu uzyskuje się dla par parametrów charakteryzujących się dużymi kątami pryzmatów i małymi stałymi sieci. Dla małych wysokości stopni fazowych siatki intensywność w pierwszym rzędzie dyfrakcyjnym jest bliska zero, ponieważ bardzo niskie wysokości stopni siatki powodują małe przesunięcie fazowe fali przechodzącej przez siatkę. Do określonego punktu, wraz ze wzrostem wysokości stopnia siatki rośnie wydajność dyfrakcyjna 1 rzędu. Najwyższe intensywności pierwszego rzędu dyfrakcji przy

długościach fali 516 nm, 660 nm i 832 nm obserwuje się dla wysokości linii siatki wynoszących odpowiednio $h_{gr} = 0,420 \mu\text{m}$, $h_{gr} = 0,570 \mu\text{m}$ i $h_{gr} = 0,805 \mu\text{m}$.

Na Rys. 3.22(d-f) przedstawiono kątowe rozkłady intensywności w funkcji optymalnej pary parametrów i stałej wysokości stopnia fazowego siatki wynoszącej $h_s = 400 \text{ nm}$. Wraz, ze zmniejszeniem okresu siatki zwiększa się odstęp między kątowymi pozycjami rzędów dyfrakcji co zgadza się z równaniem (3.4). Na Rys. 3.22(g-i) przedstawiono intensywność dla pierwszego oraz sąsiednich rzędów dyfrakcji ($m = 0$ i $m = 2$) dla wysokości stopnia siatki wynoszącej $h_s = 400 \text{ nm}$. Na przykład, dla struktury zaprojektowanej dla 516 nm, intensywności pierwszego rzędu wahają się od 1 do 0,7 (oprócz $\Lambda = 1,6 \mu\text{m}$ i $\alpha = 36^\circ$), a intensywności rzędu zerowego dyfrakcji od 0,25 do 0 natomiast dla struktury zaprojektowanej dla 832 nm, intensywności pierwszego rzędu wahają się od 0,9 do 0,4, a rzędu zerowego dyfrakcji od 0,7 do 0,2. Tylko dla tej struktury, przy stałej sieci równej $3,3 \mu\text{m}$ intensywność zerowego rzędu dyfrakcji jest wyższa niż pierwszego.

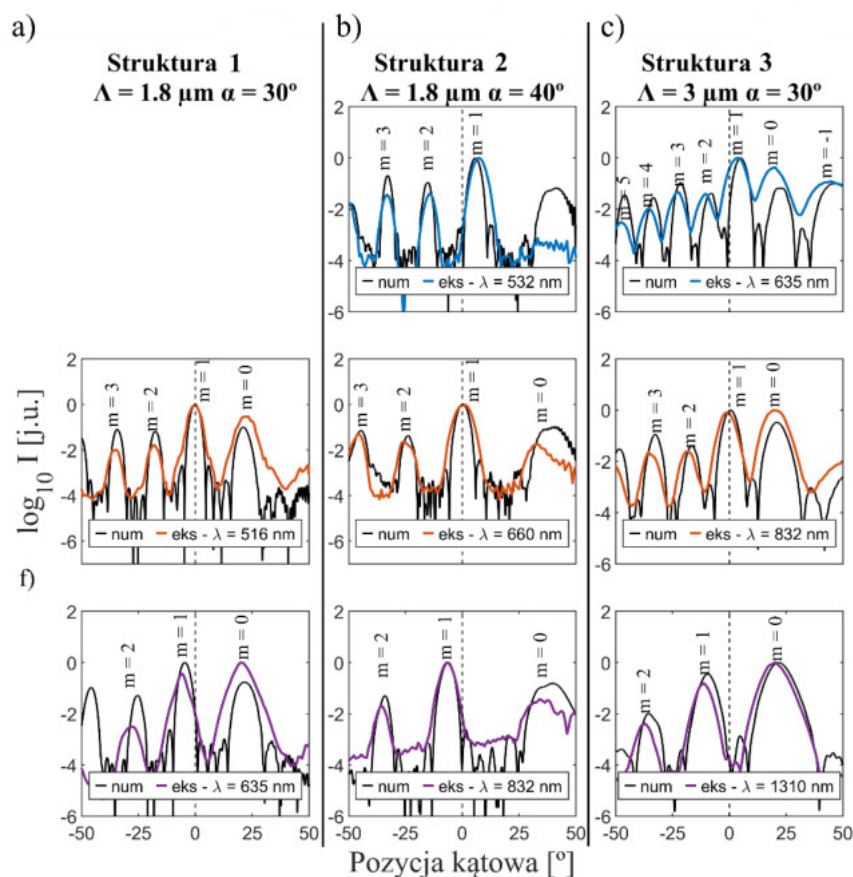
W przypadku pryzmatycznych siatek dyfrakcyjnych wykonanych na powierzchni czołowej włókna chalkogenidowego istnieje możliwość zaprojektowania struktur umożliwiających propagację 1 rzędu dyfrakcji wzdłuż osi włókna w zakresie długości fal drugiego i trzeciego okna telekomunikacyjnego. Na Rys. 3.23(a-c) przedstawiono mapy maksimów dyfrakcyjnych pierwszego rzędu, w zależności od wysokości linii siatki oraz stałej sieci (i odpowiadającemu jej kątowi pryzmatu) dla struktur wytworzonych ze szkła chalkogenidowego, które zaprojektowano dla 3 długości fali: 1310 nm, 1550 nm i 2000 nm. Najwyższe intensywności pierwszego rzędu dyfrakcji dla długości fal równych 1310 nm, 1550 nm i 2000 nm obserwuje się odpowiednio dla wysokości stopnia siatki $h_s = 0,360 \mu\text{m}$, $h_s = 0,366 \mu\text{m}$ i $h_s = 0,469 \mu\text{m}$. Na Rys. 3.23(d-f) przedstawiono intensywność dla pierwszego i sąsiednich rzędów dyfrakcyjnych ($m = 0$ i $m = 2$) dla $h_s = 400 \text{ nm}$. Ponadto, dla niskich wartości stałej sieci i większych kątów pryzmatu pozycja kątowa rzędu dyfrakcji $m = 0$ jest zbyt duża, by móc ją zaobserwować. Wytworzenie pryzmatów ze szkła chalkogenidowych o dużych kątach może być wyzwaniem, dlatego alternatywnym rozwiązaniem może być stworzenie struktury o mniejszych kątach, ale o stałych sieci większych niż $3 \mu\text{m}$. W takich przypadkach, wydajności dyfrakcyjne dla

pierwszego rzędu mogą być niższe, jednak wciąż większe od wydajności pozostałych rzędów dyfrakcyjnych.



Rys. 3.23. Unormowane maksima pików dyfrakcyjnych pierwszego rzędu w funkcji wysokości linii siatki oraz stałej sieci pryzmatycznej siatki dyfrakcyjnej wykonanej poprzez strukturyzowanie powierzchni czołowej światłowodu ze szkła chalcogenidkowego. Mapy przedstawiają unormowaną intensywność (maksimum pików dyfrakcyjnych) dla $\lambda = 1310$ nm (a), $\lambda = 1550$ nm (b) i $\lambda = 2000$ nm (c). Intensywność $m = 1$ rzędu dyfrakcyjnego (dane pobrano z map a-c w miejscu czarnej przerywanej linii) i sąsiadujących mu rzędów dyfrakcyjnych (w tym przypadku $m = 0$ oraz $m = 2$).

Na podstawie powyższych obserwacji zaprojektowano trzy pryzmatyczne siatki dyfrakcyjne z cieczy jonowej, w których na wyjściu obserwowano 1 rząd dyfrakcji na osi włókna. Parametry geometryczne struktur dla poszczególnych długości fali wynosiły: $\Lambda_1 = 1800$ nm, $\alpha_1 = 30^\circ$ dla $\lambda_1 = 514$ nm; $\Lambda_2 = 1800$ nm, $\alpha_2 = 40^\circ$ dla $\lambda_2 = 660$ nm; oraz $\Lambda_3 = 3000$ nm, $\alpha_3 = 30^\circ$ dla $\lambda_3 = 832$ nm. Struktury te nazywane będą kolejno strukturą 1, 2 oraz 3. Metodą skanowania pola dalekiego zarejestrowano rozkłady dyfrakcyjne dla wytworzonych struktur. Dla struktury 2 oraz 3 zarejestrowano rozkłady światła dla projektowych, dłuższych i krótszych długości fali. Dla struktury 1 nie zarejestrowano rozkładu dla krótszej długości fali ze względu na brak źródła laserowego. Wyniki przedstawiono na Rys. 3.24. Dane zostały znormalizowane oraz przedstawione w skali logarytmicznej.



Rys. 3.24. Zmierzone oraz obliczone rozkłady w polu dalekim dla struktury 1 ($\Lambda = 1,8 \mu\text{m}$, $\alpha = 30^\circ$) (a), struktury 2 ($\Lambda = 1,8 \mu\text{m}$, $\alpha = 40^\circ$) (b) oraz struktury 3 ($\Lambda = 3,0 \mu\text{m}$, $\alpha = 30^\circ$): (c).

Wyniki eksperymentalne zestawiono z wynikami obliczeniowymi, które przedstawiono za pomocą czarnych linii. W obliczeniach założono, że wytworzona siatka ma stopnie o wysokości 350 nm we wszystkich przypadkach. Rozkłady otrzymane eksperymentalnie dość dobrze pokrywają się z wynikami obliczeniowymi. W szczególności wyniki dla struktury 1 oraz 3 wykazują bardzo dobrą zgodność wydajności dyfrakcyjnej dla pierwszego oraz zerowego rzędu dyfrakcji. Dla wyższych rzędów dyfrakcji efektywności dyfrakcyjne w większym stopniu różnią się od siebie. W przypadku struktury 2 wydajności dyfrakcyjne, zwłaszcza dla zerowego rzędu dyfrakcji, różnią się w większym stopniu. Należy nadmienić, iż linia, z której zbierano sygnał, tj. składowe pola elektrycznego i magnetycznego, znajdująca się w oknie obliczeniowym modelu, ma skończoną długość. Przez co część światła, które propaguje pod dużymi kątami, nie jest uwzględniane podczas obliczania całki Kirchhoffa-Fresnela co było wspomniane w podrozdziale 3.6.

Zmierzone i symulowane położenia kątowne pików dyfrakcyjnych wykazały stosunkowo dobrą zgodność. Dla każdej struktury różnica między wynikami eksperymentalnymi a obliczeniowymi nie przekroczyła 2° . Największą rozbieżność położenia kątownego (różnica w położeniach kątowych 1 rzędu dyfrakcji wynosiła 1.6°) zaobserwowano dla struktury III. Przyjmując, że stała sieci została dobrze odwzorowana, co wykazały badania AFM, oszacowano, że wytworzony pryzmat ma kąt równy około 28° . Szczególną uwagę należy zwrócić na strukturę 2. Zastosowanie dużej wartości kąta pryzmatu (40°) spowodowało większe przestrzenne rozdzielanie sąsiadujących pików dyfrakcyjnych, niż w przypadku struktur 1 i 3. Warto również zauważyć, że wydajność dyfrakcyjna pierwszego rzędu była najwyższa dla tej struktury, co również zgadza się z wynikami przedstawionymi na Rys. 3.22. Zastosowanie dużej wartości stałej sieci (struktura S3) prowadzi do większej liczby rzędów dyfrakcyjnych i niższej wydajności w 1 rzędzie. Dlatego też, dla pewnej grupy zastosowań, preferowane może być wytwarzanie pryzmatycznych siatek dyfrakcyjnych o większych kątach pryzmatów i mniejszych stałych sieci, pomimo większych trudności w procesie technologicznym.

3.10 Podsumowanie

W niniejszym rozdziale przedstawiono wyniki badań nad opracowaniem technologii wytwarzania pryzmatycznych siatek dyfrakcyjnych powierzchni czołowej światłowodu. Prace te obejmowały rozwój metod fabrykacji, jak i analizę jakości wytworzonych struktur. Opracowano metodę bazującą na technologii nanoimpryntu, umożliwiającą precyzyjne oraz powtarzalne wytwarzanie tego typu struktur. W badaniach przeanalizowano trzy potencjalne materiały: zol-żele SiO_2 i ZrO_2 oraz ciecze jonowe. Najlepsze właściwości wykazały ciecze jonowe. Był to materiał UV utwardzalny, co ułatwiało proces fabrykacji. W przypadku zol-żeli utwardzanie zachodziło samoistnie po upływie określonego czasu utrudniało precyzyjne ustawienie światłowodu z naniesioną kroplą materiału na stemplu. Ponadto zol-żele SiO_2 wykazywały tendencję do kurczenia się co skutkowało brakiem kontroli nad wartością kąta pryzmatu. W przypadku zol-żeli ZrO_2 wytworzenie struktury z pryzmatem nie było możliwe ze względu na pękanie jego grubszych warstw. Z cieczy jonowych wytwarzano struktury o kątach pryzmatu w zakresie od 0° do 45° oraz stałych sieci w zakresie od $1\ \mu\text{m}$

do 4 μm . Jakość wytworzonych struktur oceniano za pomocą mikroskopii sił atomowych (AFM). Pozwoliło to na zobrazowanie kształtu profilu wytworzonej siatki oraz ocenę odtworzenia takich parametrów jak stała sieci czy wysokość stopni siatki. Badanie AFM jest jednak kosztowne oraz wymagają zniszczenia próbki w związku z tym zastosowano dodatkową metodę oceny jakości, opartą na analizie rozkładów światła w polu dalekim. Do tego celu opracowano numeryczny model oparty na metodzie elementów skończonych (FEM), umożliwiający symulacje wzorów dyfrakcyjnych. Porównanie wyników eksperymentalnych z symulacjami oraz obrazowaniem AFM wykazało wysoką zgodność, potwierdzając poprawność modelu numerycznego i skuteczność opracowanej technologii.

W ramach badań wytworzono i przeanalizowano szereg struktur o różnych geometriach. Dodatkowo zaprojektowano i wykonano strukturę zdolną do propagacji pierwszego rzędu wzdłuż osi światłowodu. Choć tego typu struktura nie będzie przeznaczona do sprzęgania światła do falowodów, może znaleźć zastosowanie w konstrukcji miniaturowych spektrometrów lub filtrów optycznych, co podkreśla potencjał opracowanych metod w szerszym kontekście technologii fonicznych.

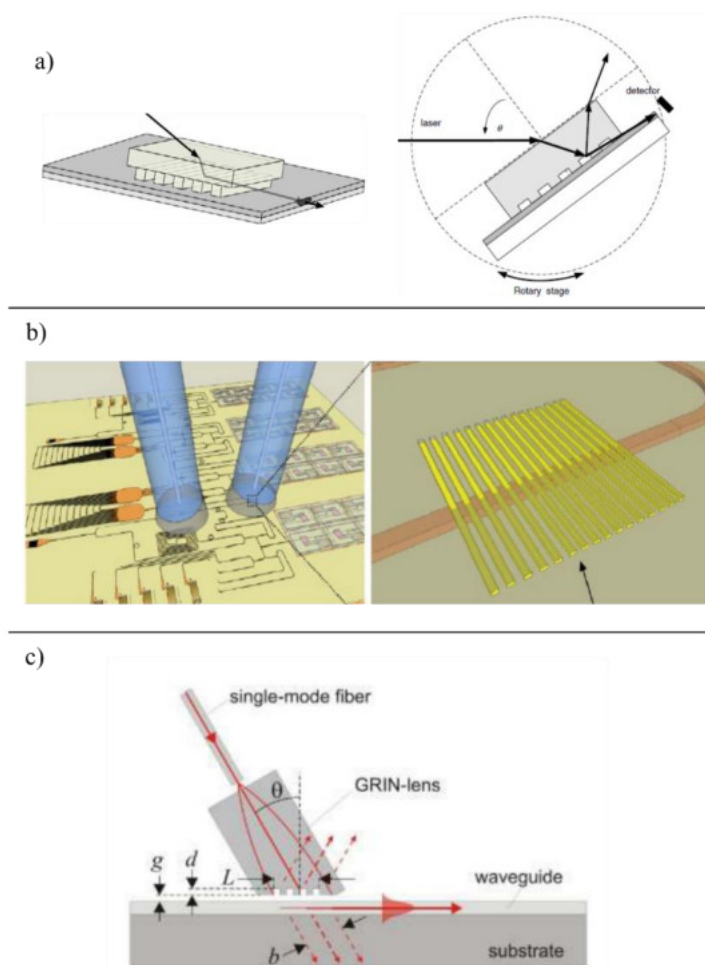
4 Pryzmatyczne siatki dyfrakcyjne na czołowej powierzchni światłowodu do sprzęgania światła do falowodów optyki planarnej

4.1 Wstęp

Konwencjonalne sprzęgacze siatkowe opisane w rozdziale 2 mają dwie zasadnicze wady: ze względu na ograniczenia fizyczne, efektywnie działają w wąskim zakresie spektralnym oraz są stale związane z podłożem, co eliminuje możliwość sprzęgania światła w dowolnym miejscu falowodu. Ograniczenia te utrudniają testowanie kompletnych układów jak i poszczególnych ich elementów. Odpowiedzią na te problemy są sprzęgacze siatkowe wytworzone na czole światłowodu. To rozwiązanie umożliwia sprzęganie światła w dowolnym punkcie falowodu poprzez przyłożenie sprzęgacza w prostym odcinku falowodu i wprowadzenia dowolnej długości fali poprzez wybór odpowiednio zaprojektowanego sprzęgacza.

Modyfikowanie światłowodu w celu sprzęgania światła było już wcześniej wykorzystane do wzbudzania modów w mikrosferach krzemionkowych [118], w falowodach fotonicznych [119] czy mikrodyskach [120]. Podejścia te polegały na odpowiedniej obróbce części bocznej światłowodu oraz przyłożenia go do badanej struktury. Wymagało to horyzontalnego ułożenia światłowodu względem falowodu co powoduje, że zajmowany przez sprzęgacz obszar, może mieć nawet kilka milimetrów. To dyskwalifikuje wykorzystanie tego sposobu do testowania komponentów optyki zintegrowanej. Innym pomysłem było wytworzenie siatki dyfrakcyjnej z PDMS [121], którą następnie nanoszono na warstwę falowodową. Zmieniając kąt padania światła możliwe było spełnienie warunku rezonansu dla określonej długości fali (Rys. 4.1(a)). Niestety sprzęgacz ten zajmuje na tyle duży obszar, że nadaje się do sprzęgania światła

jedynie do warstw falowodowych. Odpowiedzią na te problemy było zaproponowanie sprzęgacza siatkowego wytworzonego na czole światłowodu [72], który zaprojektowano dla długości fali równej 1550 nm i który miał wprowadzać światło do falowodów wytworzonych w platformie SOI (Rys. 4.1(b)). Udało się uzyskać efektywność sprzęgania na poziomie 15% do falowodów o wymiarach $0,22\text{ }\mu\text{m}$ na $3\text{ }\mu\text{m}$. Wykorzystano metodę nanoimpruntu połączoną z metodą transferu do wytworzenia metalicznej siatki o okresie 630 nm. Podobne rozwiązanie [122], polegało na wytworzeniu sprzęgacza na mikrosoczewce gradientowej przymocowanej do światłowodu. W celu wytworzenia sprzęgacza, soczewkę gradientową wyszlifowano do uzyskania odpowiedniego kąta (w tym przypadku było to 20°) a następnie za pomocą mikroobróbki laserowej wytworzono siatkę o okresie 500 nm. Badanie AFM wykazało, że powstała siatka, ma profil sinusoidalny o wysokości stopnia siatki równej 100 ± 15 nm. Sprzęgacz był zaprojektowany dla długości fali 633 nm do falowodów wykonanych z tlenku tantalum (Ta_2O_5). Uzyskano efektywność sprzęgania na poziomie 13%. Zastosowanie soczewki gradientowej zwiększyło pole modowe padające na siatkę co ułatwia proces sprzęgania światła (Rys. 4.1(c)).

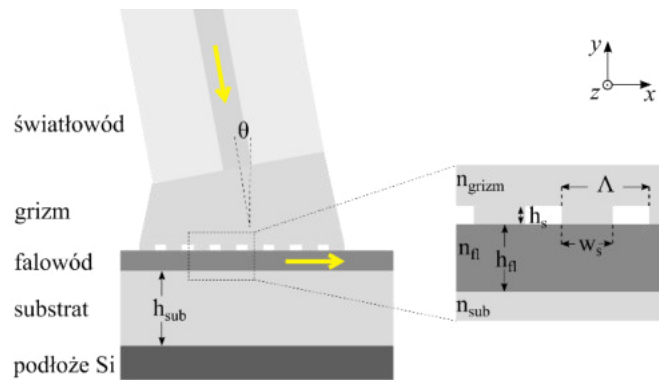


Rys. 4.1. Schemat sprzęgania światła do warstwy falowodowej za pomocą płytki z siatką dyfrakcyjną wykonanej z PDMS (a). Rysunki zaczerpnięto z [121]. Schemat sprzęgacza wykonanego na powierzchni czołowej światłowodu (b). Rysunek zaczerpnięto z [72]. Schemat sprzęgacza wytworzonego na soczewce gradientowej którą przymocowano do światłowodu jednomodowego wraz z zaznaczonymi parametrami geometrycznymi (c). Grafikę zaczerpnięto z [122].

W obu zaprezentowanych rozwiązaniach zasadniczym problemem było zastosowanie wieloetapowych i kosztownych metod wytwarzania. W niniejszym rozdziale zaproponowano sprzęgacz wytworzony na czole światłowodu jednomodowego, który został wytworzony za pomocą szybkiej oraz powtarzalnej metody nanostemplowania opisanej w rozdziale 3.

4.1.1 Opis sprzęgacza wykonanego na powierzchni czołowej światłowodu

Rys. 4.2 przedstawia schemat sprzęgacza wraz z zaznaczonymi podstawowymi parametrami geometrycznymi.



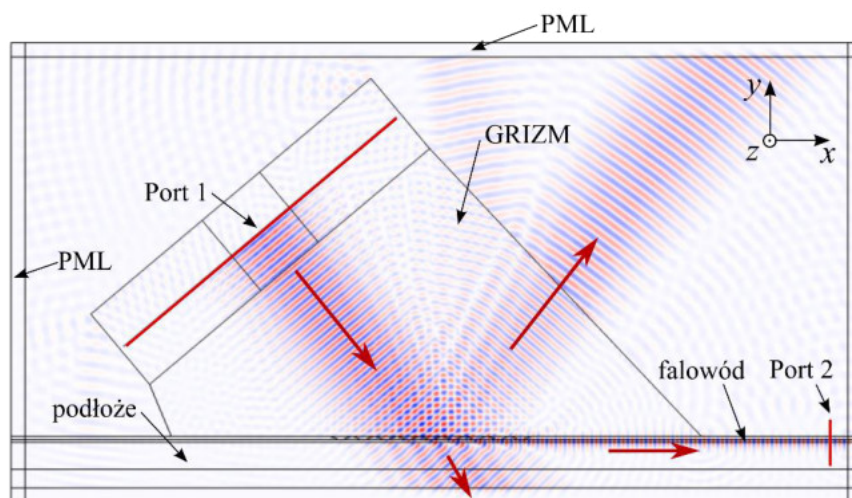
Rys. 4.2. Schemat sprzęgacza siatkowego wykonanego na czole światłowodu wraz z zaznaczonymi parametrami geometrycznymi oraz współczynnikami załamania dla siatki prostokątnej. Żółtymi strzałkami zaznaczono kierunek propagacji światła.

Sprzęgacz składa się z światłowodu oraz pryzmatycznej siatki dyfrakcyjnej. Kąt jaki tworzy oś światłowodu z normalną płaszczyzny faliwodu (lub siatki dyfrakcyjnej) oznaczono symbolem θ , Λ jest to stała siatki dyfrakcyjnej, h_s , h_f , h_{sub} są to kolejno wysokości: stopnia siatki, faliwodu i substratu. Współczynnik wypełnienia zdefiniowany jest jako stosunek szerokości linii siatki do stałej sieci $ff = \frac{w_s}{\Lambda}$. Przedstawiony sprzęgacz posiada siatkę o profilu prostokątnym. Współczynniki załamania zależą od wybranych materiałów i oznaczają kolejno: n_{grizm} – współczynnik załamania pryzmatycznej siatki dyfrakcyjnej, n_f – współczynnik załamania faliwodu, n_{sub} – współczynnik załamania substratu. Substrat najczęściej składać się będzie z warstwy ditlenku krzemu (SiO_2) o określonej grubości, która umieszczona jest na podłożu krzemowym (Si).

Sprzęgacze siatkowe wytworzone na czole światłowodu działają na tej samej zasadzie co konwencjonalne sprzęgacze siatkowe, to znaczy proces sprzęgania opiera się na efekcie wzbudzenia rezonansu modów prowadzonych w strukturze składającej się z faliwodu oraz siatki dyfrakcyjnej. Różnica polega jedynie na innej wartości współczynnika załamania materiału znajdującego się nad siatką. W przypadku konwencjonalnych sprzęgaczy siatkowych zwykle jest to współczynnik załamania powietrza ($n_1 = 1$), a dla sprzęgaczy wykonanych na czole światłowodu będzie to współczynnik materiału, z którego wykonano pryzmat. Różnica ta ma istotny wpływ na dobór optymalnych parametrów sprzęgacza, to znaczy kąta padania oraz stałej sieci, ponieważ współczynnik n_1 wpływa na efektywny współczynnik załamania prowadzonego modu.

4.2 Metody symulacji oraz optymalizacji sprzęgacza siatkowego wykonanego na powierzchni czołowej światłowodu

W celu wyznaczenia efektywności sprzęgania przygotowano dwuwymiarowy model numeryczny we oprogramowaniu *Comsol Multiphysics* wykorzystującym metodę elementów skończonych (Rys. 4.3). W oknie obliczeniowym zamodelowano światłowód, na czole którego przymocowany był pryzmat z siatką dyfrakcyjną. Sprzęgacz ustawiony jest w styku z falowodem, który znajduje się na substracie (np. $3\text{ }\mu\text{m SiO}_2$ na Si). W modelu możliwa jest zmiana wszystkich parametrów geometrycznych sprzęgacza takich jak: stała sieci, kąt pryzmatu, współczynnik wypełnienia sieci, kształt stopnia siatki, średnica rdzenia światłowodu jak i parametrów fizycznych, czyli współczynników załamania. W modelu wykorzystano dwa porty: nadający sygnał – znajdujący się na światłowodzie oraz odbierający sygnał – znajdujący się w końcu falowodu. W oprogramowaniu porty obsługują obliczenia macierzy rozpraszania zatem efektywność sprzęgania wyznaczona jest jako parametr S_{21} oznaczający transmitancję z Portu 1 (nadającego) do Portu 2 (słuchającego). Warto dodać, że za ich pomocą można analizować efektywność sprzęgania dla fali elektromagnetycznej o określonej długości oraz stanie polaryzacji (w obliczeniach analizowano polaryzację TE). Wokół okna obliczeniowego zastosowano warstwę PML.



Rys. 4.3. Model służący do wyznaczania efektywności sprzęgania. Na rysunku widać rozkład światła (składowa „z” fali elektromagnetycznej) w procesie sprzęgania. Strzałkami zaznaczono możliwe kierunki propagacji fali elektromagnetycznej. W modelu przedstawiono tylko końcowy fragment sprzęgacza (fragment światłowodu jednomodowego z pryzmatyczną siatką dyfrakcyjną) ze względu na prostszą manipulację położeniem sprzęgacza względem falowodu w trakcie obliczeń. Istotne było umiejscowienie portu 1 w obszarze światłowodu z zachowaniem jego geometrii oraz dyspersji.

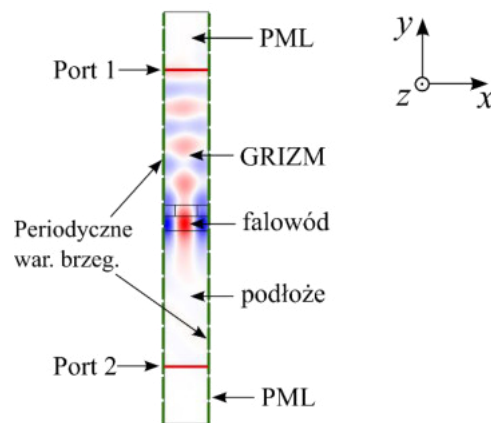
W oknie obliczeniowym zastosowano trójkątne elementy skończone, a w warstwie PML elementy prostokątne. Według dokumentacji oprogramowania Comsol zaleca się aby rozmiar elementów siatki nie był większy niż $\lambda/5$ [123], dlatego obliczenia dla fal o krótszych długościach trwały zauważalnie dłużej. Wymiary okna obliczeniowego w tym przypadku wynoszą $90\ \mu\text{m}$ na $47\ \mu\text{m}$. Na podstawie uzyskanego rozkładu widać, że straty podczas sprzęgania wynikają głównie z odbicia światła od siatki dyfrakcyjnej, oraz propagacji światła w podłożu.

Wyżej opisany model może zostać wykorzystany w celu optymalizacji sprzęgacza, jednak ze względu na złożoność geometryczną znalezienie optymalnego projektu zwykle jest czasochłonne. Istnieją algorytmy optymalizujące czas obliczeń takie jak algorytm „rój cząstek” [124] czy algorytm genetyczny [125], które były wykorzystywane w symulacjach sprzęgaczy siatkowych. Jednak mimo to optymalizacja jednej struktury może trwać kilka godzin. W związku z tym przygotowano kolejny model obliczeniowy dzięki któremu możliwa była szybsza optymalizacja sprzęgacza.

Jak wspomniano, sprzęgacz siatkowy działa na zasadzie wzbudzenia modów prowadzonych w strukturze składającej się z falowodu oraz siatki dyfrakcyjnej. Warunek ten zostanie spełniony, gdy:

$$n_{eff} = n_1 \theta_{inc} - m \frac{\lambda_0}{\Lambda}, \quad (4.1)$$

gdzie n_1 jest to współczynnik załamania materiału nad siatką (w tym przypadku będzie to materiał, z którego wykonano sprzęgacz zatem n_{grizm}), θ_{inc} jest kątem padania fali elektromagnetycznej, m jest rzędem dyfrakcji, Λ jest stałą sieci a n_{eff} jest efektywnym współczynnikiem załamania modu prowadzonego w strukturze składającej się z falowodu oraz sprzęgacza. Wzór (4.1) jest wzorem analitycznym, który może posłużyć do znalezienia parametrów sprzęgacza, co było omówione w rozdziale 2 oraz było przedstawione w pracy [45]. To przybliżenie zakłada, że padające światło jest falą płaską, struktura jest nieskończona wzdłuż osi falowodu oraz profil stopnia siatki jest prostokątny. Rozwiązywanie równania (4.1) dla bardziej złożonych siatek (np. siatek sinusoidalnych, pochyłych czy struktur składających się z warstw różnych materiałów) pozostawia problem dokładnego wyznaczenia wartości efektywnego współczynnika załamania modu prowadzonego w strukturze. Problem ten można ominąć metodami numerycznymi poprzez rozwiązania równań Maxwella dla fali padającej na nieskończoną (w kierunku osi OX) siatkę dyfrakcyjną oraz szukaniu warunków rezonansu. Modelowanie nieskończenie rozciągniętej siatki o okresowej strukturze umożliwiającą okresowe warunki brzegowe typu Floqueta. Model pojedynczej komórki periodycznej wraz z zaznaczonymi warunkami brzegowymi został przedstawiony na Rys. 4.4



Rys. 4.4. Model służący do znajdowania warunków rezonansu. Na rysunku widać rozkład światła (składowa „z” fali elektromagnetycznej) w punkcie rezonansu.

Na lewej oraz prawej krawędzi modelu nałożono floquetowskie warunki brzegowe (zaznaczone zieloną przerywaną linią na Rys. 4.4). Definiuje się je następująco [126]:

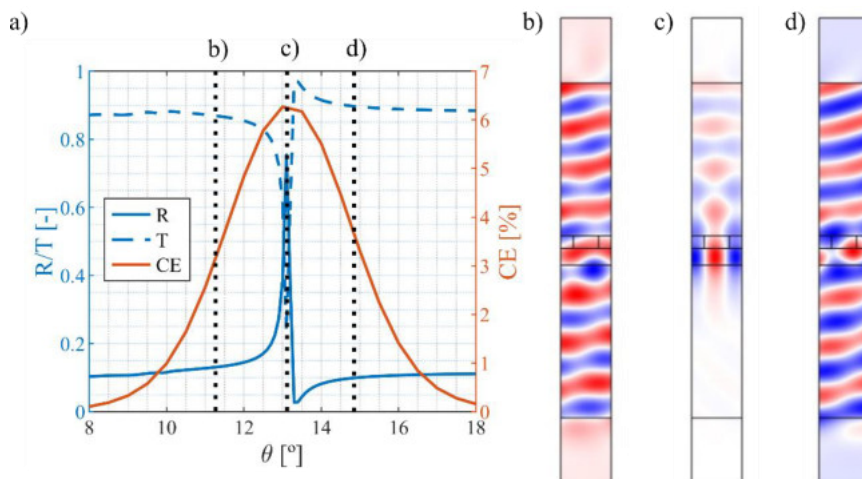
$$u_{dst} = u_{src} e^{-ik_F(r_{dst}-r_{src})}, \quad (4.2)$$

gdzie k_F jest liczbą falową Floqueta, indeksy dolne src oraz dst oznaczają zmienną zdefiniowaną kolejno na początku oraz końcu modelu obliczeniowego, u jest to pole, a r są to współrzędne przestrzenne brzegów, na których zdefiniowano periodyczne warunki. Należy pamiętać, że wybranie tych warunków brzegowych narzuca to, że padająca fala jest falą płaską, a nie quasi-gaussowską tak jak to ma miejsce w rzeczywistej strukturze. Poniżej oraz powyżej okna obliczeniowego zastosowano dwa porty: nadający - Port 1, oraz odbierający sygnał - Port 2. Za portami zdefiniowano warstwę PML w celu ograniczenia odbić wewnątrz modelu. Rezonans można zlokalizować analizując całkowitą refleksję lub transmitancję komórki periodycznej lub poprzez obliczanie całki ze składowej x wektora Poyntinga w obszarze falowodu, ponieważ to właśnie przy spełnieniu warunków rezonansu największą moc optyczną znajduje się w falowodzie. W modelu istnieje również możliwość wyznaczenia wydajności dyfrakcyjnych do poszczególnych rzędów dla światła przechodzącego oraz odbitego.

4.2.1 Weryfikacja zgodności działania obu modeli

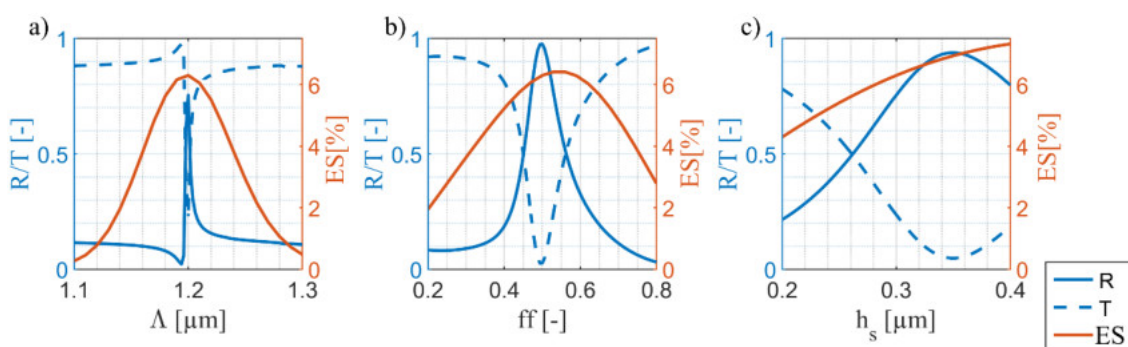
Poniżej przedstawiono przykładowe wyniki dla sprzęgacza wytworzonego na światłowodzie typu SMF-28, który zaprojektowano do sprzęgania światła o długości fali 1550 nm do falowodów wykonanych z zol-żeli $\text{SiO}_2:\text{TiO}_2$ (o współczynniku załamania $n = 1.79$ dla $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$) na podłożu krzemionkowym. Dodatkowo założono następujące parametry geometryczne siatki: $\Lambda = 1.2 \mu\text{m}$, $ff = 0.5$, $h = 0.3 \mu\text{m}$. Siatka wykonana jest z cieczy jonowej o współczynniku załamania $n = 1.57$. Sprzęgacz zaprojektowano dla falowodów o wysokości 600 nm. Punktu rezonansu szukano zmieniając kąt pryzmatu, czyli również kąt padania światła. Za pomocą modelu z periodycznymi warunkami brzegowymi wyznaczono refleksję oraz transmitancję komórki periodycznej, z kolei za pomocą modelu całego układu wyznaczono efektywność sprzęgania w funkcji kąta pryzmatu. Poniżej przedstawiono wyniki uzyskane dwoma wyżej wymienionymi

modelami (Rys. 4.5(a)) wraz z rozkładami pola elektromagnetycznego w modelu z periodycznymi warunkami brzegowymi (składowa z) (Rys. 4.5(c-d)).



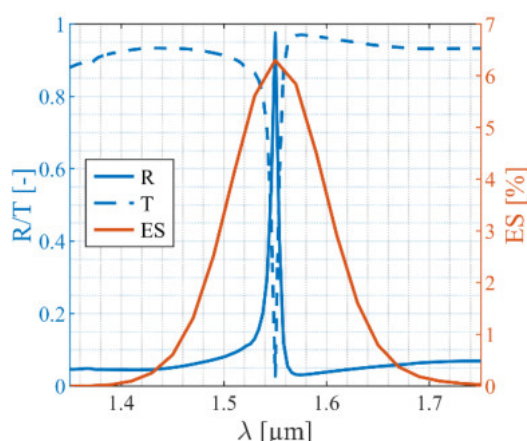
Rys. 4.5. Reflektancja (R) oraz transmitancja (T) wyznaczona modelem z periodycznymi warunkami brzegowymi oraz efektywność sprzęgania (EF) wyznaczona drugim modelem (a). Rozkłady fali elektromagnetycznej poza punktem rezonansu (b) i (d). Rozkład fali elektromagnetycznej w punkcie rezonansu (c).

Jak widać, punkt rezonansu pokrywa się z położeniem maksymalnej efektywności sprzęgania i przypada dla kąta pryzmatu równego $\theta = 13.1^\circ$. Analizując rozkłady fali EM (Rys. 4.5(b), (c), (d)) uzyskane modelem z periodycznymi warunkami brzegowymi widać, że światło jest zlokalizowane w falowodzie w punkcie rezonansu. Warto zauważyć, że obliczenie 101 punktów w modelu z periodycznymi warunkami brzegowymi zajęło 12 sekund, a przeliczenie 11 punktów za pomocą modelu do wyznaczania ES zajęło 8 minut i 11 sekund. Dodatkowo, wpływ zmiany innych parametrów geometrycznych na położenie rezonansu oraz efektywność sprzęgania również został przebadany. Wyniki zamieszczono na Rys. 4.6.



Rys. 4.6. Reflektancja (R), transmitancja (T) oraz efektywność sprzęgania (ES) obliczona w funkcji: stałej siatki (a), współczynnika wypełnienia (b), oraz wysokości stopnia fazowego siatki (c).

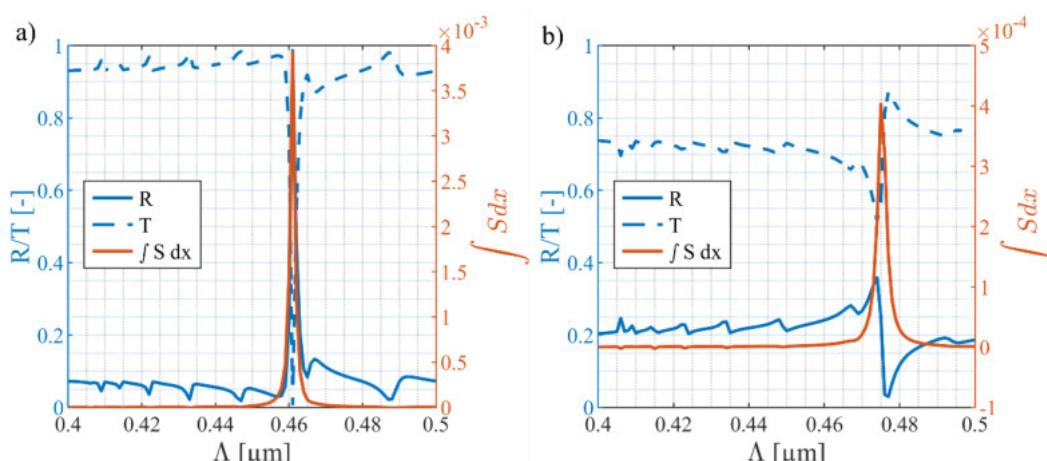
Obliczając R/T oraz ES w funkcji stałej sieci, można zauważyć, że punkt rezonansu pokrywa się z położeniem maksymalnej efektywności sprzęgania dla stałej sieci równej $1,2 \mu\text{m}$ (Rys. 4.6(a)). Warto podkreślić, że zmiana takich parametrów, jak wysokość stopnia siatki (Rys. 4.6(b)) czy współczynnika wypełnienia (Rys. 4.6(c)), również wpływa na położenie punktu rezonansu. Wynika to z faktu, że modyfikacja tych parametrów zmienia wartość efektywnego współczynnika załamania. Jednak ich wpływ na ES jest znacznie mniejszy niż wpływ zmiany stałej sieci czy zmiana kąta padania światła. W związku z tym cały proces optymalizacji struktury można uprościć do dwóch kroków. Najpierw, korzystając z modelu z periodycznymi warunkami brzegowymi, należy wyznaczyć punkt rezonansu. Następnie, używając pełnego modelu, obliczyć efektywność sprzęgania w funkcji długości fali, co pozwala określić maksymalną wydajność sprzężenia oraz szerokość pasma 1 dB i 3 dB (Rys. 4.7).



Rys. 4.7. Reflektancja, transmitancja oraz efektywność sprzęgania w funkcji długości fali.

Maksymalna efektywność sprzęgania wynosi $ES = 6.3\%$ dla długości fali $1.55 \mu\text{m}$. Szerokości pasma 1dB oraz 3dB wynoszą kolejno 60 nm oraz 108 nm. Za pomocą tego podejścia możliwe jest projektowanie również zwykłych sprzęgaczy siatkowych jak i struktur złożonych, np. posiadających dodatkowe warstwy materiałów o periodycznie zmiennym współczynniku załamania (DBR), siatek skośnych (eng. *blazed*) czy siatek pokrytych złotem bądź innym materiałem. Należy jednak pamiętać o tym, że dodanie warstw innych materiałów może spowodować pojawienie się innych rezonansów, co nie jest równoznaczne z faktem, że światło zostało wprowadzone do falowodu. W tej sytuacji

pomocnym może okazać się wybranie drugiego kryterium, czyli obliczenie całki z składowej „x” wektora Poyntinga (na Rys. 4.8 zaznaczony jako $\int S dx$) w obszarze falowodu. Przykładowe obliczenia dla dwóch różnych przypadków zestawiono poniżej.



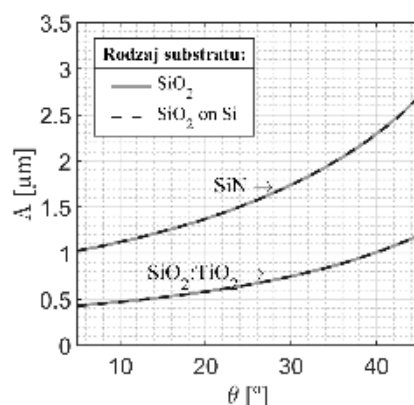
Rys. 4.8. Wyniki dla zwykłego sprzęgacza siatkowego zaprojektowanego dla platformy SiO₂:TiO₂. $\lambda = 660$ nm, $h_f = 200$ nm, $h_s = 25$ nm, $ff = 0.5$, $\theta = 10^\circ$. W obliczeniach uwzględniono podłoże składające się z $3 \mu\text{m}$ SiO₂ na Si, siatka o profilu prostokątnym: sprzęgacz bez warstwy złota (a), sprzęgacz z 25 nm warstwą złota nałożoną na siatkę dyfrakcyjną (b).

Zastosowanie podłoża składającego się warstwy SiO₂ położonej na Si powoduje powstanie dodatkowych rezonansów. Obliczenie całki z wektora Poyntinga w obszarze falowodu pozwala na wyszczególnienie tego rezonansu, który świadczy o sprzęgnięciu się światła.

4.3 Sprzęgacze siatkowe na czole światłowodu dla innych platform materiałowych – wyniki numeryczne

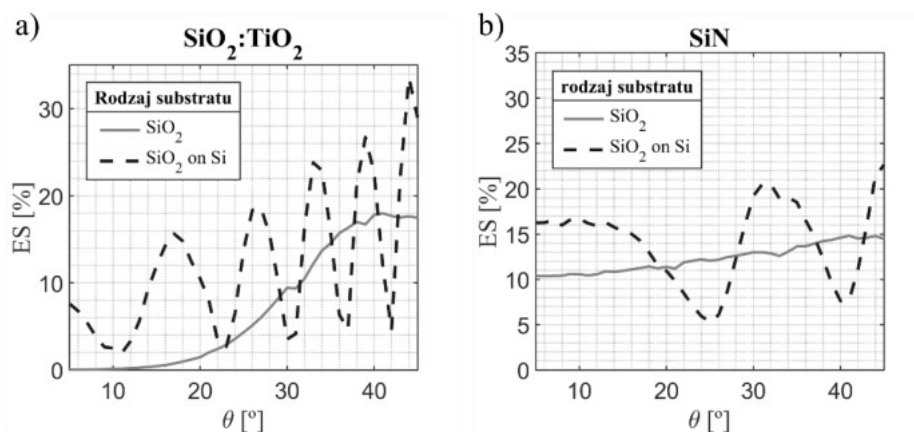
Jak już wspomniano sprzęgacze te mogą być z powodzeniem projektowane dla innych długości fali oraz falowodów wykonanych z innych materiałów. W tym podrozdziale przedstawione zostaną projekty oraz symulacje numeryczne sprzęgaczy dla rozwijanej platformy materiałowej opartej na zol-żelach SiO₂:TiO₂ [127] oraz dla platformy o średnim kontraście współczynnika załamania, opartej na azotkach krzemu – Si₃N₄ [128]. Dla pierwszej wspomnianej platformy zaprojektowano sprzęgacz dla długości fali równej 633 nm oraz falowodów o wysokości 200 nm. Dla platformy Si₃N₄ sprzęgacz zaprojektowano dla falowodów o wysokości 300 nm i długości fali 1550 nm.

W obu przypadkach założono zastosowanie podłoża $3\text{ }\mu\text{m}$ SiO_2 na Si. Obliczenia przeprowadzono w następujący sposób: za pomocą modelu z periodycznymi warunkami brzegowymi wyznaczono optymalną stałą sieci dla zadanego kąta pryzmatu. Kąt ten zmieniano od 5° do 45° z krokiem jednego stopnia. Obliczenia przeprowadzono dla dwóch przypadków: podłoża składającego się z $3\text{ }\mu\text{m}$ SiO_2 na Si oraz podłoża składającego się tylko z SiO_2 . Wyniki tych obliczeń przedstawiono na Rys. 4.9.



Rys. 4.9. Optymalna stała sieci w funkcji kąta pryzmatu dla dwóch platform materiałowych o różnych podłożach. Wyniki uzyskano za pomocą modelu z periodycznymi warunkami brzegowymi.

Na Rys. 4.9 widać, że wraz ze wzrostem kąta pryzmatu rośnie wartość optymalnej stałej sieci co zgadza się z równaniem (4.1). Ponadto, w tym przypadku zastosowanie dwóch różnych podłoży nie wpływa na położenie rezonansu. W kolejnym kroku, za pomocą drugiego modelu wyznaczono efektywność sprzęgania dla obliczonych optymalnych parametrów (Rys. 4.10). Podobnie jak wcześniej, obliczenia przeprowadzono dla dwóch przypadków: podłoża składającego się z $3\text{ }\mu\text{m}$ SiO_2 na Si oraz podłoża składającego się tylko z SiO_2 .



Rys. 4.10 Wyniki optymalizacji modelem do wyznaczania efektywności sprzęgania dla falowodów wykonanych z $\text{SiO}_2:\text{TiO}_2$ (a) oraz Si_3N_4 (b).

Analizując wydajność sprzęgania w funkcji optymalnych par parametrów, zaobserwowano, że wydajność sprzęgania wzrasta wraz ze wzrostem tych parametrów. Dodatkowo, dla podłoża $3\text{ }\mu\text{m}$ SiO_2 na Si, można zaobserwować oscylacje wartości ES. Zmiana kąta pryzmatu wpływa na długość drogi optycznej światła propagującego w warstwie SiO_2 . Zmiana ta prowadzi do konstruktywnej i destruktywnej interferencji światła w tej warstwie, które padając na siatkę ponownie bierze udział w procesie sprzęgania.

W przypadku platformy o wyższym kontraście współczynnika załamania światła (Si_3N_4) amplituda tych oscylacji jest niższa. Należy jednak zwrócić uwagę na efektywność sprzęgania dla podłoża SiO_2 bez Si. Jak widać, dla kąta 5° wydajność sprzężenia dla platformy Si_3N_4 wynosi 10%, podczas gdy dla $\text{SiO}_2:\text{TiO}_2$ ($n \approx 1.8$) wynosi prawie 0%. Zwykle siatki wykonane z materiałów o wyższym kontraście współczynnika załamania mają większy współczynnik wyciekania α . Dlatego w przypadku platform o wyższym kontraście współczynnika załamania więcej światła jest wprowadzane przy pierwszym kontakcie z siatką, a po odbiciach od warstwy Si/ SiO_2 już mniejsza jego część może ponownie uczestniczyć w procesie sprzęgania. Sprzęgacze zostały zaprojektowane dla różnych długości fal (632,8 nm dla $\text{SiO}_2:\text{TiO}_2$ i 1550 nm dla Si_3N_4), dlatego oscylacje ES mają różne częstotliwości. Dla sprzęgaczy zaprojektowanych dla $\text{SiO}_2:\text{TiO}_2$ najwyższe wartości ES wynosiły 24,20% dla stałej sieci równej 978 nm oraz kąta pryzmatu wynoszącego 39° , a dla platformy Si_3N_4 maksymalna ES wynosiła 20,5% dla parametrów wynoszących $\Lambda = 1795\text{ nm}$ oraz $\theta = 31^\circ$.

Za pomocą przygotowanych modeli numerycznych można również oszacować wpływ błędów technologicznych na efektywność sprzęgania. Wartości optymalnych parametrów zmieniano o $\pm 10\%$ oraz $\pm 5\%$.

Tab. 4.1. Wpływ błędów technologicznych na efektywność sprzęgania dla platformy $\text{SiO}_2:\text{TiO}_2$.

	-10%	-5%	0%	5%	10%
	Efektywność sprzęgania				
Λ	0,32%	8,28%	20,50%	12,22%	2,79%
θ	4,87%	14,34%	20,50%	14,02%	4,46%

Tab. 4.2. Wpływ błędów technologicznych na efektywność sprzęgania dla platformy Si_3N_4 .

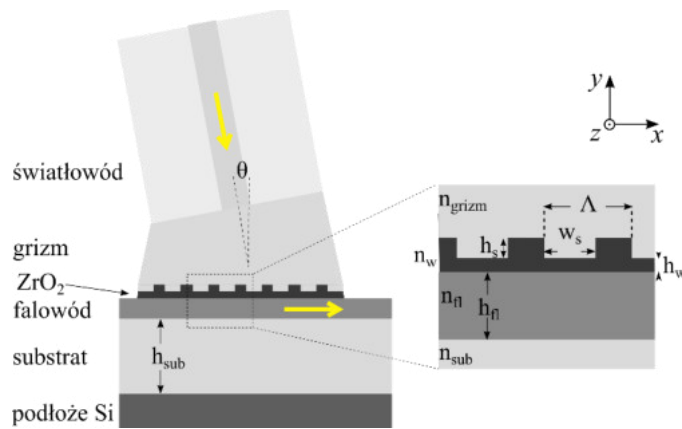
	-10%	-5%	0%	5%	10%
	Efektywność sprzęgania				
Λ	0,17%	3,69%	24,20%	6,45%	0,13%
θ	0,01%	6,10%	24,20%	6,39%	0,20%

W przypadku platformy o niższym kontraście współczynnika załamania, tzn. $\text{SiO}_2:\text{TiO}_2$, wpływ błędów technologicznych na efektywność sprzęgania jest mniejszy (Tab. 4.1). W obu przypadkach zmiana jednego z parametrów o 10% powoduje znaczący spadek efektywności sprzęgania. Również dla obu platform materiałowych zmiana stałej sieci bardziej wpływa na spadek efektywności sprzęgania. Należy pamiętać, że metoda nanoimprintu bardzo dokładnie odwzorowuje stałą sieci stempla co było pokazane na podstawie badań AFM w rozdziale 3 i błędy technologiczne nie przekraczają 2%. Zmiana kąta pryzmatu o 5% powoduje mniej znaczący spadek efektywności sprzęgania niż zmiana stałej sieci. Dla optymalnych parametrów zmiana ta wynosić będzie $1,95^\circ$ oraz $1,55^\circ$ dla platform kolejno $\text{SiO}_2:\text{TiO}_2$ oraz Si_3N_4 . W opracowanym w rozdziale 3, procesie technologicznym kąt pryzmatu można kontrolować z dokładnością $0,5^\circ$.

4.3.1 Zwiększenie efektywności sprzęgania

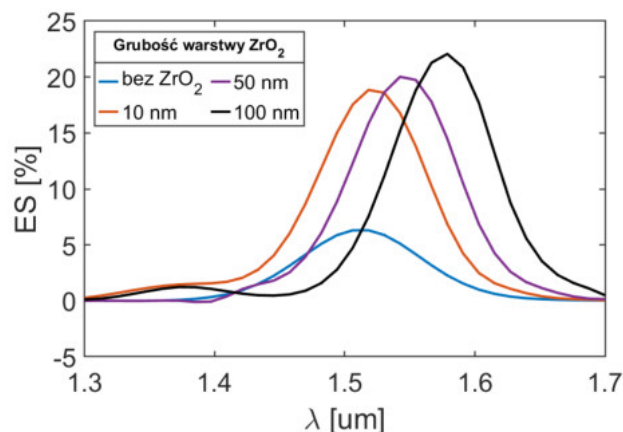
Efektywność sprzęgania można zwiększyć nakładając materiał o wyższym współczynniku załamania na siatkę dyfrakcyjną. Rozwiązanie to było stosowane

w przypadku sprzęgaczy siatkowych dla platformy SOI [37]. W obliczeniach założono, że warstwa materiału (w tym wypadku ZrO_2) zostanie nałożona na wcześniej przygotowaną siatkę dyfrakcyjną wykonaną z cieczy jonowych. Jak wspomniano w rozdziale 3 wytwarzanie pryzmatycznych siatek dyfrakcyjnych z ZrO_2 nie powiodło się ze względu na pękanie grubszych warstw. Jednak materiał ten mógłby być wykorzystany do wypełnienia przestrzeni pomiędzy stopniami fazowymi siatki dyfrakcyjnej oraz powstaniem warstwy ZrO_2 pomiędzy siatką a falowodem o określonej grubości h_w (Rys. 4.11).



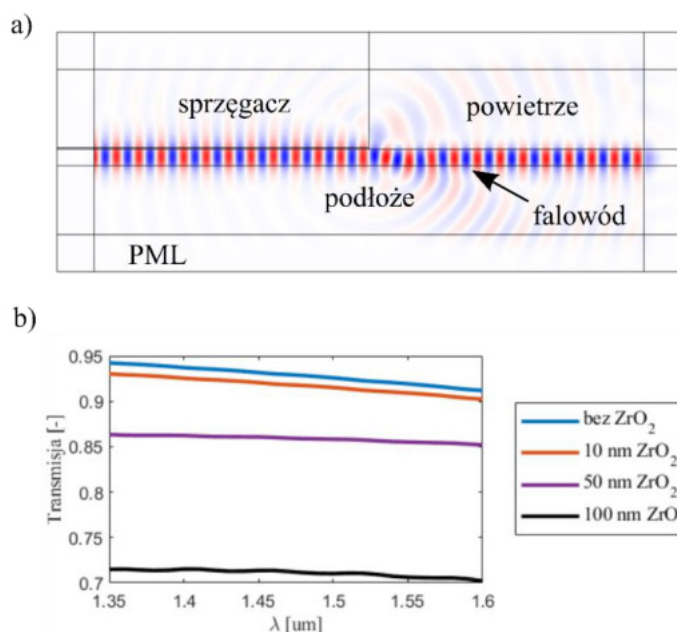
Rys. 4.11. Schemat sprzęgacza siatkowego wykonanego na czole światłowodu wraz z zaznaczonymi parametrami geometrycznymi oraz współczynnikami załamania dla siatki prostokątnej. Żółtymi strzałkami zaznaczono kierunek propagacji światła.

Zaprojektowano sprzęgacz z warstwą ZrO_2 dla falowodu wykonanego z $\text{SiO}_2:\text{TiO}_2$ o wysokości 600 nm. W obliczeniach uwzględniono dyspersję materiału, a współczynnik załamania przedstawiono na Rys. 3.1(a)). Stała sieci oraz kąt pryzmatu wynosiły odpowiednio 1,2 μm oraz 17,5°. Wyznaczono efektywności sprzęgania w funkcji długości fali dla sprzęgacza bez warstwy ZrO_2 oraz dla sprzęgaczy o różnych grubościach warstwy ZrO_2 (Rys. 4.12).



Rys. 4.12. Efektywności sprzęgania w funkcji długości fali dla sprzęgacza bez warstwy ZrO_2 oraz dla sprzęgaczy o różnych grubościach warstw ZrO_2 .

W przypadku sprzęgacza bez dodatkowych warstw najwyższa efektywność sprzęgania wynosiła 6,3% dla długości fali równej 1506 nm. Jak widać, im grubsza jest warstwa ZrO_2 tym maksymalna efektywność sprzęgania jest większa. Również warto jest zaznaczyć, że wraz ze wzrostem warstwy ZrO_2 maksymalna efektywność sprzęgania przypada dla większych długości fal. Wynika to z faktu, że zmiana grubości warstwy ZrO_2 wpływa na efektywny współczynnik załamania modu prowadzonego w takiej strukturze co zmienia warunki rezonansu. Dodatkowo należy mieć na uwadze fakt, że dodanie warstwy materiału o wyższym współczynniku załamania skutkuje tym, że w modelu numerycznym wyznaczana efektywność sprzęgania jest pomiędzy modem prowadzonym w światłowodzie, a modem propagującym w falowodzie, na którym znajduje się wspomniana warstwa. W związku z tym, w kolejnym kroku należało wyznaczyć straty rozproszeniowe na końcu sprzęgacza. W tym celu przygotowano model numeryczny symulujący transmisję światła z falowodu, na którym znajduje się sprzęgacz do falowodu, nad którym znajduje się powietrze (Rys. 4.13(a)). Obliczenia wykonano w funkcji długości fali dla różnych grubości warstw ZrO_2 .



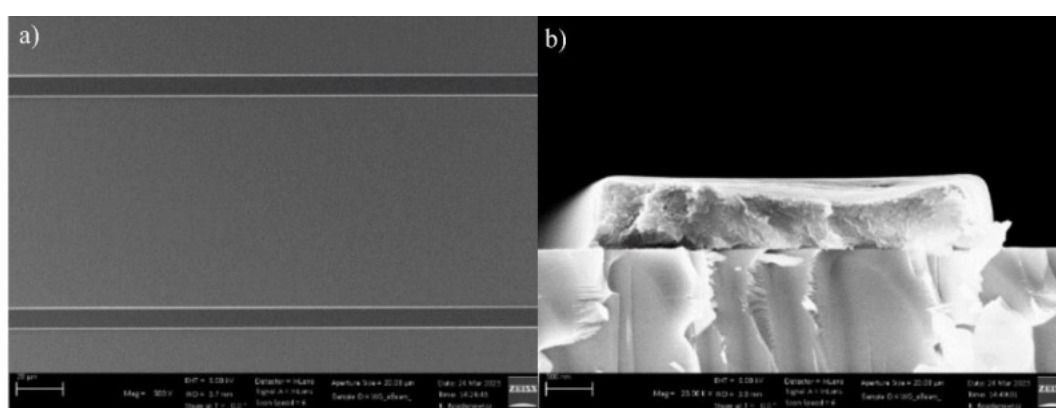
Rys. 4.13. Rozkład światła (składowa z pola EM) w modelu służącym do wyznaczania strat na końcu sprzęgacza z warstwą ZrO_2 (a). Transmisja w funkcji długości fali dla sprzęgaczy z różną grubością warstwy ZrO_2 (b).

Jak widać na podstawie Rys. 4.13(b) im grubsza warstwa ZrO_2 tym niższa jest transmisja. Jest to spowodowane tym, że światło lokalizuje się w warstwie ZrO_2 przez co na końcu sprzęgacza obserwuje się większe rozpraszanie wynikające z niedopasowania modowego. Przykładowo dla sprzęgacza z warstwą ZrO_2 o grubości 100 nm straty mogą sięgać nawet powyżej 30%. Dlatego w celu uzyskania największych efektywności sprzęgania należałoby dążyć do uzyskania jak najcieńszych warstw ZrO_2 .

4.4 Przykładowa realizacja - sprzęgacz siatkowy na powierzchni czołowej światłowodu zaprojektowany dla faliwodów SU-8

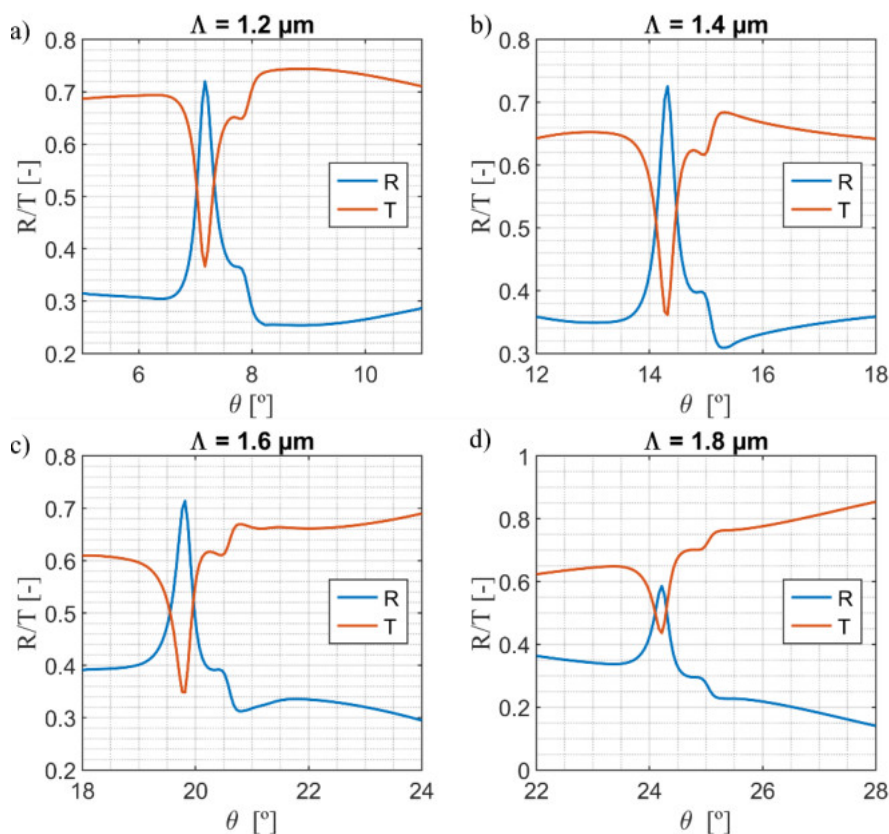
Ze względu na trudności technologiczne z wytworzeniem bezstratnych faliwodów wykonanych w platformie $\text{SiO}_2:\text{TiO}_2$ do których można by sprzęgać światło, zaprojektowano sprzęgacz dla długości fali 1550 nm do faliwodów wykonanych z fotorezystu SU-8. Faliwody o szerokości 20 μm i wysokości 0,8 μm zostały wytworzone na podłożu 2 μm SiO_2 na Si za pomocą litografii optycznej w ramach praktyki w Łukasiewicz - IMIF pod nadzorem dr inż. Katarzyny Komorowskiej. W tym

procesie pierwszym krokiem było nałożenie jednorodnej warstwy fotorezystu SU-8 na płytce krzemowej za pomocą rozwirowania (eng. *spin coating*). Następnie płytkę wygrzano za pomocą płyty grzewczej zgodnie z wytycznymi producenta fotorezystu. W kolejnym kroku próbkę wraz z wcześniej przygotowaną maską zamocowano w urządzeniu do litografii optycznej. Po naświetlaniu lampą rtęciową, próbkę ponownie wygrzano i wywołano za pomocą wywoływacza dedykowanego do SU-8. Po odpowiednim czasie próbkę przemyto izopropanolem i wyczyszczono za pomocą azotu. Zdjęcia SEM wykonanych falowodów przedstawiono na Rys. 4.14.



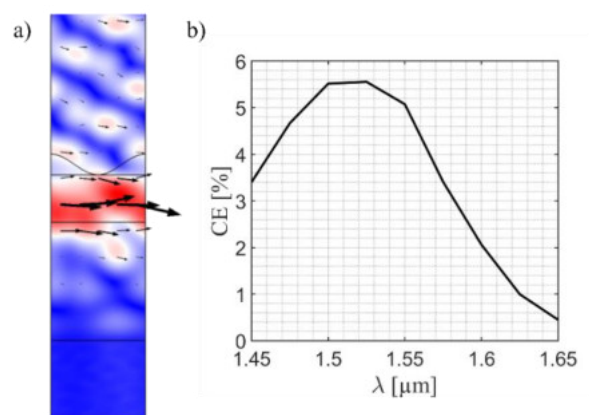
Rys. 4.14. Zdjęcia SEM wykonanych falowodów SU-8. Zdjęcie z widoku od góry (a) oraz przekroju falowodu (b).

W kolejnym kroku, za pomocą modelu z periodycznymi warunkami brzegowymi, wyznaczono optymalne kąty pryzmatu dla różnych wartości stałych sieci. W obliczeniach optymalizowano kąt pryzmatu (czyli kąt padania światła) ponieważ jest to parametr, który najłatwiej jest modyfikować w trakcie procesu technologicznego, z tego względu, że stemple wykonane z PDMS muszą być wcześniej wytworzone, a kąt pryzmatu można płynnie modyfikować za pomocą goniometru. W obliczeniach założono sinusoidalny profil siatki o wysokości 350 nm, uwzględniono zależności spektralne współczynników załamania cieczy jonowej (Rys. 3.1(b)) [129], fotorezystu SU-8 [130] oraz SiO_2 (3.1) [117]. Wyniki przedstawiono na Rys. 4.15.



Rys. 4.15. Obliczone refleksje i transmitancje dla sprzęgaczy o różnych stałych sieci zaprojektowanych dla falowodów SU-8 dla długości fali 1550 nm.

Optymalne kąty padania wynoszą kolejno: $\theta = 7.2^\circ$ dla $\Lambda = 1.2 \mu\text{m}$, $\theta = 14.3^\circ$ dla $\Lambda = 1.4 \mu\text{m}$, $\theta = 19.81^\circ$ dla $\Lambda = 1.6 \mu\text{m}$ oraz $\theta = 24.22^\circ$ dla $\Lambda = 1.8 \mu\text{m}$. Dla tych par parametrów efektywności sprzęgania dla długości fali równej $\lambda = 1550 \text{ nm}$, wynosiły kolejno: $ES_1 = 6,83 \%$, $ES_2 = 6,68 \%$, $ES_3 = 5,07 \%$, $ES_4 = 2,48 \%$. W tym przypadku najwyższe efektywności sprzęgania przypadały dla dwóch pierwszych zestawów parametrów. Można zauważyć, że wraz ze wzrostem kąta pryzmatu maleje efektywność sprzęgania. Nie jest to jednak regułą, a dokładniejsze wyjaśnienie tego zjawiska zostało przedstawione w poprzednim podrozdziale. Ze względów praktycznych tj. możliwości obserwacji przy pomocy kamery ustawionej nad powierzchnią górną falowodu, zdecydowano się na wytworzenie sprzęgacza o parametrach $\theta = 19.81^\circ$ dla $\Lambda = 1.6 \mu\text{m}$. Poniżej przedstawiono rozkład fali elektromagnetycznej oraz wektora Poyintinga w punkcie rezonansu (Rys. 4.16(a)) oraz efektywność sprzęgania w funkcji długości fali (Rys. 4.16(b)).

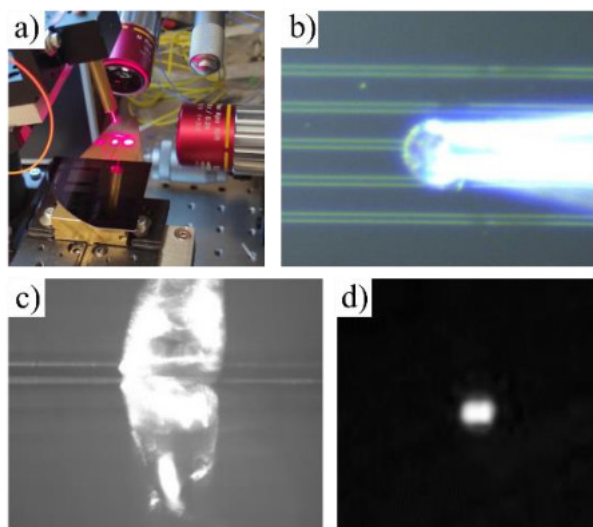


Rys. 4.16. Rozkład fali EM w punkcie rezonansu dla długości fali 1550 nm wraz z zaznaczonym wektorem Poyntinga (czarne strzałki) (a). Efektywność sprzęgania w funkcji długości fali (b).

Maksymalna efektywność sprzęgania przypada dla fali nieco krótszej niż planowana. To mogłoby wskazywać, że zamodelowany sprzęgacz nie jest optymalny. Jednak analiza rozkładu fali elektromagnetycznej w punkcie rezonansu oraz kierunek wektora Poyntinga wskazuje na to, że światło nie propaguje idealnie wzdłuż falowodu. Co oznacza, że dla tej długości fali mod falowodzie, ze względu na jego wyciekanie, będzie charakteryzował się dużymi stratami. Ponieważ straty falowodowe są mniejsze dla krótszych fal, maksymalna efektywność sprzęgania przypada dla długości fali równej 1530 nm, a nie 1550 nm. Sprzęgacz ten charakteryzuje się dość niskimi wartościami efektywności sprzęgania co wynika to głównie z niskiego kontrastu współczynnika załamania pomiędzy pryzmatyczną siatką dyfrakcyjną ($n_{\text{grizm}} = 1.5074$), a falowodem ($n_{\text{fl}} = 1.5552$).

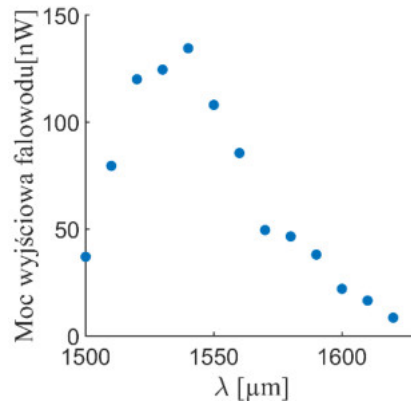
Za pomocą opracowanej techniki wytwarzania pryzmatycznych siatek dyfrakcyjnych na powierzchni czołowej światłowodów opisanej w rozdziale 3, wytworzono zaprojektowany sprzęgacz. W celu pomiaru efektywności sprzęgania zestawiono układ pomiarowy (Rys. 4.17(a)). Układ ten był bardzo zbliżony do układu służącego wytwarzaniu sprzęgaczy. Składał się z dwóch zestawów stolików przesuwnych XYZ, dzięki którym możliwa była manipulacja położeniem płytki z falowodami względem światłowodu, goniometru, dzięki któremu możliwe było ustawienie odpowiedniego kąta, światłowodowego kontrolera stanu polaryzacji *Thorlabs CPC900*, trzech kamer, do kontrolowania procesu sprzęgania oraz miernika mocy. Za pomocą uchylnego zwierciadła można było skierować wiązkę na kamerę lub na miernik. Pierwsza

kamera ustawiona była nad układem (Rys. 4.17(b)) i dzięki niej możliwe było precyzyjne ustawienie sprzęgacza nad falowodem. Druga kamera umożliwiała podgląd z boku względem sprzęgacza (Rys. 4.17(c)) – dzięki niej możliwe było określenie czy sprzęgacz jest w styku z falowodem, a ostatnia służyła do śledzenia wyjścia falowodu (Rys. 4.17(d)).



Rys. 4.17. Zdjęcie układu do testowania sprzęgacza (a). Obraz zarejestrowany przez kamerę ustawioną: nad układem (b), z boku układu (c) oraz na wyjście falowodu (d).

Światłowód z wytworzonym sprzęgaczem precyzyjnie ustawiono nad falowodem za pomocą śrub mikrometrycznych. Do światłowodu wprowadzono światło o mocy wejściowej 5 dBm. Następnie obniżono sprzęgacz do momentu uzyskania kontaktu z górną powierzchnią falowodu. Za obiektywem ustawionym na wyjściu falowodu wstawiono detektor na podczerwień co pozwoliło na pomiar mocy sygnału zmieniając długość fali w zakresie od 1500 nm do 1630 nm z krokiem 10 nm (Rys. 4.18)



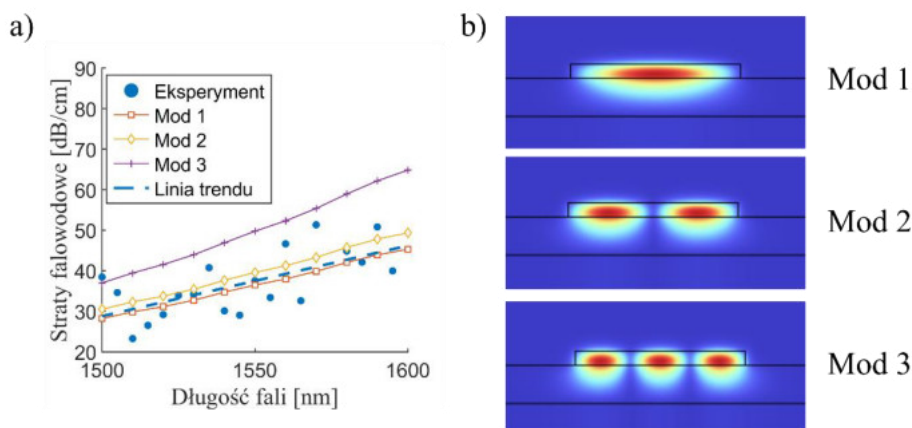
Rys. 4.18. Moc zarejestrowana na wyjściu falowodu w funkcji długości fali.

Jak widać maksymalna moc sygnału na wyjściu falowodu wynosiła 140 nW i przypadała dla długości fali 1540 nm. Przesunięcie maksymalnej efektywności sprzęgania w kierunku fal krótszych zgadza się z przewidywaniami numerycznymi. Moc na laserze wynosząca 3.16 mW pozwala na oszacowanie, iż tylko 0,0044% światła dotarło do detektora. Tak niska wartość może wynikać z bardzo wysokich strat falowodowych. W związku z tym w następnym kroku przesunięto sprzęgacz o $\Delta L = 500 \mu\text{m}$ wzdłuż osi falowodu i ponownie dokonano pomiaru. Straty falowodowe zostały wyznaczone z poniższego wzoru:

$$P_{wg} = 10 * \log_{10} \left(\frac{P_1}{P_2} \right) / \Delta L \quad (4.3)$$

gdzie P_1 oraz P_2 oznaczają kolejno pierwszy pomiar oraz drugi pomiar wykonany po przesunięciu sprzęgacza o $500 \mu\text{m}$.

W następnym kroku obliczono teoretyczne straty w takim falowodzie. W tym celu przygotowano model numeryczny w oprogramowaniu Comsol Multiphysics wykorzystujący moduł analizy modów własnych (eng. *Mode Analysis*). Obliczone straty dla kilku pierwszych modów przedstawiono na Rys. 4.19(a).



Rys. 4.19. Straty falowodowe wyznaczone eksperymentalnie oraz za pomocą metod numerycznych. Niebieska przerywana linia przedstawiono linię trendu dla wyników eksperymentalnych (a). Unormowane rozkłady pola elektrycznego dla trzech pierwszych modów (b).

Na Rys. 4.19(b) przedstawiono rozkłady dla trzech pierwszych modów propagujących w strukturze. Na podstawie otrzymanych wyników można zauważyć, że straty falowodowe rosną wraz ze wzrostem długości fali, co wynika z większego wyciekania modów dla dłuższych fal. Dodatkowo dane eksperymentalne wykazują dobrą zgodność ze stratami wyznaczonymi numerycznie, szczególnie w przypadku dwóch pierwszych modów. Mody wyższych rzędów charakteryzowały się stratami sięgającymi 500 dB/cm i nie były brane pod uwagę w dalszej analizie.

Pomimo dużych strat transmisyjnych falowodu, za pomocą wytworzonego sprzęgacza udało się skutecznie wprowadzić światło oraz zarejestrować sygnał. Zgodność wyników eksperymentalnych z obliczeniami potwierdza, że tego rodzaju urządzenie mogłoby być z powodzeniem wykorzystane do precyzyjnego wyznaczania strat w falowodach

Zakładając, że straty w tym układzie wynikają z wprowadzania światła oraz propagacji światła w falowodzie, efektywność sprzęgania wyznaczono ze wzoru:

$$CE = \frac{\alpha_{GC}}{P_{in}} = \frac{P_{out} - L * \alpha_{wg}}{P_{in}} \quad (4.4)$$

gdzie L to całkowita długość falowodu, która w tym wypadku wynosiła 10 mm. Za pomocą tego sprzęgacza udało się wprowadzić światło o długości fali 1550 nm do falowodów SU-8 z efektywnością sprzęgania równą $CE = 4.45\%$. Wynik ten zgadza się

z symulacjami numerycznymi. Warto jest zaznaczyć, że wytworzony sprzęgacz nadaje się do wielokrotnego użytku. Po dokonanych pomiarach sprzęgania światła wprowadzono długość fali z zakresu widzialnego (633 nm) oraz przeanalizowano rozkład dyfrakcyjny na wyjściu. Pomimo kilkunastokrotnego stykania czoła sprzęgacza z falowodem w płaszczyźnie obserwacji widać było wzór dyfrakcyjny co świadczy o tym, że siatka nie została uszkodzona.

4.5 Podsumowanie

W niniejszym rozdziale przedstawiono wyniki symulacji oraz eksperymentalnej charakteryzacji efektywności sprzęgania w sprzęgaczu wytworzonym na powierzchni czołowej światłowodu. W celu przeprowadzenia analizy opracowano dwa modele numeryczne. Pierwszy z nich służył do wyznaczania efektywności sprzęgania. W oknie obliczeniowym znajdował się falowód osadzony na wybranym podłożu oraz sprzęgacz w postaci pryzmatycznej siatki dyfrakcyjnej umieszczonej na powierzchni czołowej światłowodu. Dwuwymiarowy model umożliwiał modyfikację parametrów geometrycznych wszystkich elementów oraz parametrów fizycznych, takich jak współczynniki załamania czy długość fali. Ze względu na ograniczone zasoby obliczeniowe do optymalizacji struktury wykorzystano drugi model, w którym zastosowanie okresowych warunków brzegowych pozwoliło na redukcję obszaru obliczeniowego do pojedynczej komórki okresowej o szerokości stałej sieci. Optymalna struktura została wyznaczona poprzez poszukiwanie geometrii, dla której zachodził rezonans modów prowadzonych.

Modele te posłużyły do zaprojektowania struktur sprzęgających wykonanych z cieczy jonowych dla dwóch platform materiałowych opartych na $\text{SiO}_2\text{:TiO}_2$ ($n \approx 1,8$) oraz Si_3N_4 ($n \approx 2$). W obu przypadkach poszukiwano optymalnej struktury w zakresie kątów pryzmatu od 5° do 45° . Dla materiału $\text{SiO}_2\text{:TiO}_2$ uzyskano optymalną strukturę o stałej sieci 978 nm i kącie pryzmatu 39° , przy czym efektywność sprzęgania (ES) wyniosła 24,2% dla długości fali 633 nm. Dla platformy Si_3N_4 maksymalna efektywność sprzęgania osiągnęła 20,5% dla parametrów $\Lambda = 1795$ nm i $\theta = 31^\circ$ oraz długości fali równej 1550 nm. Dodatkowo przeanalizowano numerycznie wpływ nałożenia materiału

o wyższym współczynniku załamania na sprzęgacz w celu zwiększenia efektywności sprzęgania. W przypadku sprzęgania się światła o długości fali 1500 nm do falowodów wykonanych z $\text{SiO}_2\text{:TiO}_2$ nałożenie cienkiej warstwy ZrO_2 zwiększyło teoretyczną efektywność sprzęgania o 9%.

W końcowej części rozdziału przeprowadzono eksperyment sprzęgania światła do falowodów. W tym celu wykonano falowody z fotorezystu SU-8 o szerokości 20 μm i wysokości 0,8 μm na podłożu z 2 μm SiO_2 na krzemie (Si) przy użyciu litografii optycznej. Zaprojektowano i wytworzono sprzęgacz o parametrach $\theta = 19,81^\circ$ i $\Lambda = 1,6 \mu\text{m}$, dla którego, zgodnie z obliczeniami numerycznymi, efektywność powinna wynieść $ES \approx 5\%$ dla długości fali $\lambda = 1550 \text{ nm}$. Przygotowano układ pomiarowy i zmierzono moc na wyjściu sprzęgacza w zakresie długości fali od 1500 nm do 1630 nm, a następnie przesunięto sprzęgacz o 500 μm i powtórzono pomiary. Na podstawie wyników obliczono straty falowodowe, które wykazały dobrą zgodność z wartościami wyznaczonymi numerycznie. Znając straty falowodowe, określono rzeczywistą efektywność sprzęgania, która wyniosła 4,45% dla długości fali 1550 nm, co relatywnie dobrze pokrywa się z wynikami symulacji numerycznych.

5 Uwagi końcowe

W niniejszej rozprawie podjęto badania nad analizą i optymalizacją periodycznych struktur sprzęgających światło do falowodów optyki planarnej. Prace badawcze obejmowały przeprowadzenie symulacji numerycznych, opracowanie technologii wytwarzania z wykorzystaniem technik nanoimprintu oraz serię pomiarów służących ocenie jakości wytworzonych struktur i ich zdolności do sprzęgania światła. We wstępie sformułowano dwie tezy:

-- Platforma materiałowa bazująca na ceramikach SiO_2 : TiO_2 uzyskanych metodą zol-żel umożliwia wytwarzanie sprzęgaczy wertykalnych;

- Periodyczne struktury wytwarzane na powierzchni czołowej światłowodu metodami nanoimprintu i nanoprindu, umożliwiają sprzęganie światła do falowodów oraz jego detekcję.

W celu weryfikacji pierwszej tezy opracowano numeryczną metodę wyznaczania efektywności sprzęgania sprzęgaczy siatkowych. Pozwalała ona na szybkie wyznaczenie optymalnego położenia światłowodu względem sprzęgacza oraz na wyznaczenie wpływu zmiany parametrów geometrycznych na efektywność sprzęgania. Zaprojektowano sprzęgacze siatkowe dla platformy materiałowej opartej na ceramikach SiO_2 : TiO_2 uzyskanych metodą zol-żel oraz zbadano wpływ niedokładności technologicznych na ich pracę. Przygotowane projekty były częścią biblioteki komponentów na potrzeby projektu: „*Hybrydowe platformy czujnikowe zintegrowanych układów fotonicznych na bazie materiałów ceramicznych i polimerowych (HYPHA)*”. Ostatecznie przetestowano wytworzone sprzęgacze siatkowe. Wstępne wyniki eksperymentalne wykazały niskie efektywności sprzęgania rzędu 1,4%, gdzie obliczona teoretyczna wartość ES może wynosić nawet 16% dla długości fali 637 nm. Analiza numeryczna wykazała, że w celu poprawy efektywności działania tych układów, należałoby przede wszystkim opracować technologię wytwarzania wyższych falowodów. Na podstawie dostarczonych próbek oraz wyników numerycznych można stwierdzić, że badana platforma materiałowa umożliwia wytworzenie funkcjonujących sprzęgaczy siatkowych.

W celu weryfikacji drugiej tezy opracowano zarówno technologię wytwarzania, jak i modele numeryczne umożliwiające optymalizację siatkowych sprzęgaczy na czole światłowodu. Sprawdzono możliwość wykorzystania trzech materiałów do ich wytworzenia: zoli SiO_2 , zoli ZrO_2 oraz cieczy jonowych. Wykazano, że techniki nanoimpryntu z wykorzystaniem cieczy jonowych pozwalają na precyzyjne i powtarzalne odwzorowanie pryzmatycznych siatek dyfrakcyjnych, a ich jakość potwierdzono metodami obrazowania za pomocą mikroskopii sił atomowych (AFM) oraz analizą rozkładów dyfrakcyjnych w dalekim polu uzyskanych eksperymentalnie i na drodze symulacji numerycznych. Opracowano metodę szybkiej optymalizacji parametrów geometrycznych sprzęgacza oraz zaprojektowano sprzęgacze dla falowodów wykonanych z $\text{SiO}_2\text{:TiO}_2$ ($n \approx 1,8$) oraz Si_3N_4 ($n \approx 2$), osiągając teoretycznie wartości efektywności sprzęgania na poziomie 20%. Sprzęgacz siatkowy wytworzony na czole światłowodu przetestowano wprowadzając światło do falowodów wykonanych z fotorezystu SU-8. Uzyskano efektywność sprzęgania na poziomie 4,5% co zgadza się z wynikami symulacji. Dodatkowo za pomocą sprzęgacza wytworzonego na czole światłowodu możliwe było oszacowanie strat falowodowych, a analiza numeryczna samych falowodów przeprowadzona przy pomocy metody elementów skończonych pokazała dobrą zgodność uzyskanych wyników. Zaproponowano również struktury, w których pierwszy rząd dyfrakcji dla określonej długości fali propaguje się wzdłuż osi włókna. Takie urządzenia mogą znaleźć zastosowanie w miniaturowych spektrometrach czy filtrach optycznych. Wyniki potwierdzają, że za pomocą pryzmatycznych siatek dyfrakcyjnych wytworzonych w niespecjalistycznym laboratorium optycznym metodami nanoimpryntu, umożliwiając wprowadzenie światła do falowodów optyki zintegrowanej.

Wyniki uzyskane w ramach rozprawy zostały opublikowane w czterech artykułach oraz przedstawione na pięciu krajowych i międzynarodowych konferencjach, które zebrano w rozdziale 7 rozprawy.

6 Bibliografia

- [1] C. Davis, T. Murphy, „Fiber-Optic Communications [In the Spotlight],” *IEEE Signal Process. Mag.* 28(4), 152-150 (2011).
- [2] P. J. Winzer, D. T. Neilson, A. R. Chraplyvy, „Fiber-optic transmission and networking: the previous 20 and the next 20 years” *Opt. Express* 26(18), 24190 (2018).
- [3] Y. Hibino, „An array of photonic filtering advantages: arrayed-waveguide-grating multi/demultiplexers for photonic networks,” *IEEE Circuits & Devices Mag.* 16(6), 21-27 (2000).
- [4] D. G. Rabus, C. Sada, *Integrated Ring Resonators*, Springer Ser. Opt. Sci. 127, (Cham: Springer International Publishing, 2020).
- [5] X. Fan, I. M. White, H. Zhu, J. D. Suter, H. Oveys, „Overview of novel integrated optical ring resonator bio/chemical sensors,” *Proc. SPIE* 6452, 64520M (2007).
- [6] D. G. Rabus, C. Sada, „Ring Resonators: Theory and Modeling,” in *Integrated Ring Resonators*, Springer Ser. Opt. Sci. 127, 3-46 (2020).
- [7] P. Hua, B. J. Luff, G. R. Quigley, J. S. Wilkinson, K. Kawaguchi, „Integrated optical dual Mach–Zehnder interferometer sensor,” *Sens. Actuators B: Chem.* 87(2), 250-257 (2002).
- [8] M. G. Thompson, A. Politi, J. C. F. Matthews, J. L. O’Brien, „Integrated waveguide circuits for optical quantum computing,” *IET Circuits, Devices & Syst.* 5(2), 94-102 (2011).
- [9] M. Dong, M. Zimmermann, D. Heim, H. Choi, G. Clark, A. J. Leenheer, K. J. Palm, A. Witte, D. Dominguez, G. Gilbert, M. Eichenfield, D. Englund, „Programmable

- photonic integrated meshes for modular generation of optical entanglement links,” *npj Quantum Inf.* 9(1), 42 (2023).
- [10] D. J. Waterhouse, C. R. M. Fitzpatrick, B. W. Pogue, J. P. B. O’Connor, S. E. Bohndiek, „A roadmap for the clinical implementation of optical-imaging biomarkers,” *Nat. Biomed. Eng.* 3(5), 339-353 (2019).
 - [11] V. D. Nguyen, B. I. Akça, Kerstin Wörhoff, René M. de Ridder, Markus Pollnau, Ton G. van Leeuwen, Jeroen Kalkman, „Spectral domain optical coherence tomography imaging with an integrated optics spectrometer,” *Opt. Lett.* 36(7), 1293-1295 (2011).
 - [12] L. Chrostowski, M. Hochberg, *Silicon Photonics Design*, Cambridge Univ. Press (2015).
 - [13] D. Liang, J. E. Bowers, „Recent Progress in Heterogeneous III-V-on-Silicon Photonic Integration,” *Light: Advanced Manufacturing* 2(1), 59 (2021).
 - [14] W. D. Sacher, Y. Huang, G.-Q. Lo, J. K. S. Poon, „Multilayer Silicon Nitride-on-Silicon Integrated Photonic Platforms and Devices,” *J. Lightwave Technol.* 33(4), 901-910 (2015).
 - [15] S. Guerber, C. Alonso-Ramos, D. Benedikovic, D. Pérez-Galacho, X. Le Roux, N. Vulliet, S. Crémer, L. Babaud, J. Planchot, D. Benoit, P. Chantraine, F. Leverd, D. Ristoiu, P. Grosse, D. Marris-Morini, L. Vivien, C. Baudot, F. Boeuf, „Integrated SiN on SOI dual photonic devices for advanced datacom solutions,” *Proc. SPIE 10686, Silicon Photonics: From Fundamental Research to Manufacturing*, 106860W (2018).
 - [16] Z. Yan, Y. Han, L. Lin, Y. Xue, C. Ma, W. K. Ng, K. S. Wong, K. M. Lau, „A monolithic InP/SOI platform for integrated photonics,” *Light Sci. Appl.* 10(1), 200 (2021).
 - [17] R. G. Hunsperger, *Integrated Optics*, Vol. 4, Springer (1995).
 - [18] W. K. Burns, A. F. Milton, A. B. Lee, „Optical waveguide parabolic coupling horns,” *Appl. Phys. Lett.* 30(1), 28-30 (1977).

- [19] Y. Fu, T. Ye, W. Tang, T. Chu, „Efficient adiabatic silicon-on-insulator waveguide taper,” *Photonics Res.* 2(3), A41 (2014).
- [20] V. R. Almeida, R. R. Panepucci, M. Lipson, „Nanotaper for compact mode conversion,” *Opt. Lett.* 28(15), 1302-1304 (2003).
- [21] B. Ben Bakir, A. Vázquez de Gyves, Régis Orobitchouk, P. Lyan, B. Dagens, J. Sarrazin, „Low-Loss (<1 dB) and Polarization-Insensitive Edge Fiber Couplers Fabricated on 200-mm Silicon-on-Insulator Wafers”, *IEEE Photon. Technol. Lett.* 22(11), 739-741 (2010).
- [22] P. Cheben, J. H. Schmid, S. Wang, D.-X. Xu, M. Vachon, S. Janz, J. Lapointe, Y. Painchaud, M.-J. Picard, „Broadband Polarization Independent Nanophotonic Coupler for Silicon Waveguides with Ultra-High Efficiency”, *Opt. Express* 23(17), 22553-22563 (2015).
- [23] J. V. Galán, P. Sanchis, G. Sánchez, J. Martí, „Polarization Insensitive Low-Loss Coupling Technique between SOI Waveguides and High Mode Field Diameter Single-Mode Fibers”, *Opt. Express* 15(11), 7058-7063 (2007).
- [24] D. Taillaert, P. Bienstman, R. Baets, „Grating Couplers for Coupling between Optical Fibers and Nanophotonic Waveguides”, *Jpn. J. Appl. Phys.* 45(8R), 6071-6077 (2006).
- [25] P. Karasiński, C. Tyszkiewicz, A. Maciaga, I. V. Kityk, E. Gondek, „Two-Component Waveguide SiO₂:TiO₂ Films Fabricated by Sol–Gel Technology for Optoelectronic Applications”, *J. Mater. Sci.: Mater. Electron.* 26(5), 2733-2736 (2015).
- [26] T. Pustelny, I. Zielonka, C. Tyszkiewicz, P. Karasiński, B. Pustelny, „Impressing technology of optical Bragg’s gratings on planar optical sol-gel waveguides” *Optoelectron. Rev.* 14(2), 155-160 (2006)
- [27] T.-H. E. Fields, *Time Harmonic Electromagnetic Fields*, McGraw-Hill, New York (1961)
- [28] F. Olzslager, *Electromagnetic Waveguides and Transmission Lines*, Oxford University Press, Oxford (1999)

- [29] R. Marchetti, C. Lacava, L. Carroll, K. Gradkowski, P. Minzioni, „Coupling Strategies for Silicon Photonics Integrated Chips [Invited]”, *Photonics Res.* 7(2), 201-214 (2019).
- [30] Y. Atsumi, T. Yoshida, E. Omoda, Y. Sakakibara, „Broad-band Surface Optical Coupler Based on a SiO₂-Capped Vertically Curved Silicon Waveguide», *Opt. Express* 26(8), 10400-10408 (2018).
- [31] D. Li, X. Zhao, C. Zeng, G. Gao, Z. Huang, J. Xia, „Compact Grating Coupler for Thick Silicon Nitride”, in *Optical Fiber Communication Conf. (OFC)*, Washington, D.C., 2016, p. W2A.20.
- [32] C. R. Doerr, L. Chen, Y. K. Chen, L. L. Buhl, „Wide Bandwidth Silicon Nitride Grating Coupler”, *IEEE Photon. Technol. Lett.* 22(19), 1461-1463 (2010).
- [33] S. K. Selvaraja, W. Bogaerts, P. Dumon, J. Van Campenhout, D. Van Thourhout, R. Baets, „Highly Efficient Grating Coupler between Optical Fiber and Silicon Photonic Circuit”, in *Optics InfoBase Conf. Papers (OSA)*, Washington, D.C., 2009, p. CTuC6.
- [34] H. Zhang, Y. Zhuang, H. Luo, Y. Li, X. Wang, „Efficient Silicon Nitride Grating Coupler with Distributed Bragg Reflectors”, *Opt. Express* 22(18), 21800-21808 (2014).
- [35] F. Van Laere, M. Ayre, D. Taillaert, D. Van Thourhout, T. F. Krauss, R. Baets, „Compact and Highly Efficient Grating Couplers between Optical Fiber and Nanophotonic Waveguides in Bonded InP-Membranes”, in *2006 European Conf. on Optical Communications (ECOC)*, IEEE, 2006, pp. 1-2.
- [36] S. Romero-García, F. Merget, F. Zhong, H. Finkelstein, J. Witzens, „Visible Wavelength Silicon Nitride Focusing Grating Coupler with AlCu/TiN Reflector”, *Opt. Lett.* 38(14), 2521-2524 (2013).
- [37] G. Roelkens, D. Van Thourhout, R. Baets, „High Efficiency Silicon-on-Insulator Grating Coupler Based on a Poly-Silicon Overlay”, *Opt. Express* 14(24), 11622-11630 (2006).

- [38] E. W. Ong, N. M. Fahrenkopf, D. D. Coolbaugh, „SiNx Bilayer Grating Coupler for Photonic Systems”, *OSA Contin.* 1(1), 13-22 (2018).
- [39] T. W. Ang, G. T. Reed, A. Vonsovici, A. G. R. Evans, P. R. Routley, M. R. Josey, „Highly Efficient Unibond Silicon-on-Insulator Blazed Grating Couplers”, *Appl. Phys. Lett.* 77(25), 4214-4216 (2000).
- [40] S. A. Maier, M. D. Friedman, P. E. Barclay, O. Painter, „Experimental Demonstration of Fiber-Accessible Metal Nanoparticle Plasmon Waveguides for Planar Energy Guiding and Sensing”, *Appl. Phys. Lett.* 86(7), 1-3 (2005).
- [41] M. Fan, M. A. Popović, F. X. Kärtner, „High directivity vertical fiber-to-chip coupler with anisotropically radiating grating teeth,” *Conference on Lasers and Electro-Optics*, p. CTuDD3, (2007).
- [42] K. A. Bates, L. Li, R. L. Roncone, J. J. Burke, „Gaussian beams from variable groove depth grating couplers in planar waveguides,” *Appl. Opt.* 32(12), 2112, (1993).
- [43] D. Taillaert, P. Bienstman, R. Baets, „Compact efficient broadband grating coupler for silicon-on-insulator waveguides,” *Opt. Lett.* 29(23), 2749, (2004).
- [44] W. S. Zaoui, A. Kunze, W. Vogel, M. Berroth, J. Butschke, F. Letzkus, J. Burghartz, „Bridging the gap between optical fibers and silicon photonic integrated circuits,” *Opt. Express*, 22(2), 1277, (2014).
- [45] Y. Wang, J. Flueckiger, C. Lin, L. Chrostowski, „Universal grating coupler design”, *Proc. SPIE 8915, Photonics North 2013*, 89150Y (2013);
- [46] P. Cheben, S. Janz, D.-X. Xu, B. Lamontagne, A. Delage, S. Tanev, „A broad-band waveguide grating coupler with a subwavelength grating mirror,” *IEEE PTL*, 18(1), 13–15, (2006).
- [47] A. Y. Piggott, J. Lu, T. M. Babinec, K. G. Lagoudakis, J. Petykiewicz, and J. Vučković, „Inverse design and implementation of a wavelength demultiplexing grating coupler,” *Sci Rep*, 4(1), 7210, (2014).
- [48] Y. Wang, „Grating coupler design based on silicon-on-insulator,” University of British Columbia, (2013).

- [49] Y. Ding, H. Ou, and C. Peucheret, „Ultrahigh-efficiency apodized grating coupler using fully etched photonic crystals,” *Opt Lett*, 38(15), 2732–2734, (2013).
- [50] N. Hoppe, W. S. Zaoui, L. Rathgeber, Y. Wang, R. H. Klenk, W. Vogel, „Ultra-efficient silicon-on-insulator grating couplers with backside metal mirrors,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 26(2), 1–6, (2019).
- [51] W. Frei, „Using Perfectly Matched Layers and Scattering Boundary Conditions for Wave Electromagnetics Problems.”. Dostępne pod adresem: <https://www.comsol.com/blogs/using-perfectly-matched-layers-and-scattering-boundary-conditions-for-wave-electromagnetics-problems>
- [52] M. Gaidi, M. Chaker, P. F. Ndione, R. Morandotti, B. Bessaïs, „Microstructural and optical properties of Ba_{0.5}Sr_{0.5}TiO₃ thin film deposited by pulsed laser deposition for low loss waveguide applications,” *J Appl Phys*, 101(6), (2007).
- [53] S. Ura, K. Mori, R. Tsujimoto, J. Inoue, K. Kintaka, „Position Dependence of Coupling Efficiency of Grating Coupler in Waveguide Cavity,” *2017 IEEE 67th Electronic Components and Technology Conference*, IEEE, 1619–1626, (2017).
- [54] G. Kostovski, P. R. Stoddart, A. Mitchell, „The optical fiber tip: An inherently light-coupled microscopic platform for micro- and nanotechnologies,” *Adv. Mater.*, 26(23), 3798–3820, (2014).
- [55] Q. Wang, L. Wang. „Lab-on-fiber: plasmonic nano-arrays for sensing.” *Nanoscale* 12(14), 7485-7499, (2020).
- [56] Y. Xiong, F. Xu, „Multifunctional integration on optical fiber tips: challenges and opportunities,” *Adv. Photonics*, 2(6), 1–24, (2020).
- [57] H. Lee, J. Park, K. Oh, „Recent Progress in All-Fiber Non-Gaussian Optical Beam Shaping Technologies,” *J. Light. Technol.*, 37(11), 2590–2597, (2019).
- [58] F. Piccirillo, M. Giaquinto, A. Ricciardi, A. Cusano, „Miniaturized lenses integrated on optical fibers: Towards a new milestone along the lab-on-fiber technology roadmap,” *Results in Opt.*, 6, 100203, (2022).

- [59] R. Kasztelan, H. T. Nguyen, D. Pysz, H. Thienpont, T. Omatsu, R. Buczynski, „Free-Form Optical Fiber with a Square Mode and Top-Hat Intensity Distribution,” *Adv. Sci.*, 11(33), (2024).
- [60] H.-L. Tseng, E. Chen, H. Rong, N. Na, „High-performance silicon-on-insulator grating coupler with completely vertical emission,” *Opt. Express*, 23(19), 24433, (2015).
- [61] M. Pisco, A. Cusano, „Lab-On-Fiber Technology: A Roadmap toward Multifunctional Plug and Play Platforms,” *Sensors*, 20(17), 4705, (2020).
- [62] S. H. Kassani, R. Khazaeinezhad, Y. Jung, J. Kobelke, K. Oh, „Suspended Ring-Core Photonic Crystal Fiber Gas Sensor With High Sensitivity and Fast Response,” *IEEE Photonics J.*, 7(1), 1–9, (2015).
- [63] G. K. B. Costa, P. M. P. Gouvea, L. M. B. Soares, J. M. B. Pereira, F. Favero, A. M. B. Braga, P. Palffy-Muhoray, A. C. Bruno, I C. S. Carvalho, „In-fiber Fabry-Perot interferometer for strain and magnetic field sensing,” *Opt. Express*, 24(13) 14690, (2016).
- [64] Asiva Noor Rachmayani, „Fiber Fabry-Perot Interferometer.”. Dostępne pod adresem: <https://lunainc.com/product/ffp-i>
- [65] F. Sequeira, D. Duarte, L. Bilro, A. Rudnitskaya, M. Pesavento, L. Zeni, N. Cennamo, „Refractive Index Sensing with D-Shaped Plastic Optical Fibers for Chemical and Biochemical Applications,” *Sensors*, 16(12), 2119, (2016).
- [66] K. Gasior, T. Martynkien, M. Napiorkowski, K. Zolnaczyk, P. Mergo, W. Urbanczyk, „A surface plasmon resonance sensor based on a single mode D-shape polymer optical fiber,” *J. Opt.*, 19(2), 025001, (2017).
- [67] Q. Wang, L. Wang, L. Qian, H. Wang, Y. Gao, Y. Chen, „Curvature sensor based on D-shape fiber long period fiber grating inscribed and polished by CO₂ laser,” *Meas.* 223, 113665 (2023).
- [68] G. Violakis, N. Korakas, S. Pissadakis, „Differential loss magnetic field sensor using a ferrofluid encapsulated D-shaped optical fiber,” *Opt. Lett.* 43(1), 142–145 (2018).

- [69] S. Sarker, K. F. Al-Tabatabai, A. Pal, V. Dhasarathan, M. A. Arefin, M. K. Islam, „D-shape photonic crystal fiber for optical coherence tomography: design and analysis,” *Opt. Eng.* 60(12), 127109 (2021).
- [70] V. Savinov, N. I. Zheludev, „High-quality metamaterial dispersive grating on the facet of an optical fiber,” *Appl. Phys. Lett.* 111(9), 091103 (2017).
- [71] G. Calafiore, S. M. Eaton, M. L. Colocci, A. Anopchenko, R. Ramponi, „Nanoimprint of a 3D structure on an optical fiber for light wavefront manipulation,” *Nanotechnology* 27(37), 375301 (2016).
- [72] S. Scheerlinck, D. Taillaert, D. Van Thourhout, R. Baets, „Flexible metal grating based optical fiber probe for photonic integrated circuits,” *Appl. Phys. Lett.* 92(3), 031104 (2008).
- [73] Z. Zhang, Y. Li, J. Yu, X. Sun, Q. Chen, „On-fiber plasmonic interferometer for multi-parameter sensing,” *Opt. Express* 23(8), 10732–10740 (2015).
- [74] Y. Lin, Y. Zou, R. G. Lindquist, „A reflection-based localized surface plasmon resonance fiber-optic probe for biochemical sensing,” *Biomed. Opt. Express* 2(3), 478–484 (2011).
- [75] M. Kowalczyk, J. Haberko, P. Wasylczyk, „Microstructured gradient-index antireflective coating fabricated on a fiber tip with direct laser writing,” *Opt. Express* 22(10), 12545–12550 (2014).
- [76] S. Feng, X. Zhang, H. Wang, M. Xin, Z. Lu, „Fiber coupled waveguide grating structures,” *Appl. Phys. Lett.* 96(13), 131112 (2010).
- [77] S. Tibuleac, D. Wawro, R. Magnusson, „Resonant diffractive structures integrating waveguide-gratings on optical fiber endfaces,” *Proc. IEEE LEOS Annu. Meet.* 874–875 (1999).
- [78] X. Yang, N. Ileri, C. C. Larson, T. C. Carlson, J. A. Britten, A. S. P. Chang, C. Gu, T. C. Bond, „Nanopillar array on a fiber facet for highly sensitive surface-enhanced Raman scattering,” *Opt. Express* 20(22), 24819–24826 (2012).

- [79] Y.-R. Wang, S. M. Olaizola, I. S. Han, C.-Y. Jin, M. Hopkinson, „Direct patterning of periodic semiconductor nanostructures using single-pulse nanosecond laser interference,” *Opt. Express* 28(22), 32529-32539 (2020).
- [80] Y. K. Pang, J. C. W. Lee, H. F. Lee, W. Y. Tam, C. T. Chan, P. Sheng, „Chiral microstructures (spirals) fabrication by holographic lithography,” *Opt. Express* 13(19), 7615-7624 (2005).
- [81] H. J. Jiang, X.-C. Yuan, Y. Zhou, Y. C. Chan, Y. L. Lam, „Single-step fabrication of diffraction gratings on hybrid sol–gel glass using holographic interference lithography,” *Opt. Commun.* 185(1-3), 19-24 (2000).
- [82] S. Cabrini, C. Liberale, D. Cojoc, A. Carpentiero, M. Prasciolu, S. Mora, V. Degiorgio, F. De Angelis, F. Di Fabrizio, „Axicon lens on optical fiber forming optical tweezers, made by focused ion beam milling,” *Microelectron. Eng.* 83(4-9), 804-807 (2006).
- [83] F. Wang, W. Yuan, O. Hansen, O. Bang, „Selective filling of photonic crystal fibers using focused ion beam milled microchannels,” *Opt. Express* 19(18), 17585-17592 (2011).
- [84] Y. Lin, J. Guo, R. G. Lindquist, „Demonstration of an ultra-wideband optical fiber inline polarizer with metal nano-grid on the fiber tip,” *Opt. Express* 17(20), 17849-17858 (2009).
- [85] . G. Guney, G. K. Fedder, „Estimation of line dimensions in 3D direct laser writing lithography,” *J. Micromech. Microeng.* 26(10), 105011 (2016).
- [86] Y. Kanamori, M. Okochi, K. Hane, „Fabrication of antireflection subwavelength gratings at the tips of optical fibers using UV nanoimprint lithography,” *Opt. Express* 21(1), 322-329 (2013).
- [87] W. A. Traub, „Constant-dispersion grism spectrometer for channeled spectra,” *J. Opt. Soc. Am. A* 7(1), 177-183 (1990).
- [88] C. J. Willott, I. S. McLean, T. P. Jones, M. D. Joy, „The Near-infrared Imager and Slitless Spectrograph for the James Webb Space Telescope. II. Wide Field Slitless Spectroscopy,” *Publ. Astron. Soc. Pac.* 134(1032), 025002 (2022).

- [89] V. Chauhan, P. Bowlan, J. Cohen, R. Trebino, „Single-diffraction-grating and grism pulse compressors,” *J. Opt. Soc. Am. B* 27(4), 619–624 (2010).
- [90] G. Lan, G. Li, „Design of a k-space spectrometer for ultra-broad waveband spectral domain optical coherence tomography,” *Sci. Rep.* 7, 42353 (2017).
- [91] K. E. Spaulding, G. M. Morris, „Achromatic waveguide couplers,” *J. Lightwave Technol.* 10(10), 1513–1518 (1992).
- [92] C. Boulart, M. C. Mowlem, D. P. Connelly, J.-P. Dutasta, C. R. German, „A novel, low-cost, high performance dissolved methane sensor for aqueous environments,” *Opt. Express* 16(17), 12607–12617 (2008).
- [93] T. Touam, M. Aillerie, D. S. Smith, G. Schmerber, G. Vuye, G. Patriarche, R. Rizk, „Low optical loss nano-structured TiO₂ planar waveguides by sol–gel route for photonic crystal applications,” *Opt. Quantum Electron.* 46, 23–37 (2014).
- [94] J. I. Dulebohn, S. C. Haefner, K. A. Berglund, K. R. Dunbar, „Reversible carbon monoxide addition to sol-gel derived composite films containing a cationic rhodium(I) complex: towards the development of a new class of molecule-based carbon monoxide sensors,” *Chem. Mater.* 4(3), 506–508 (1992).
- [95] P. Jerónimo, A. Araújo, M. Conceição Montenegro, „Optical sensors and biosensors based on sol–gel films,” *Talanta* 72(1), 13–27 (2007).
- [96] Y. J. Guo, Y. H. Cheng, Y. C. Ding, D. Y. Ju, J. R. Qiu, „Laser-induced damage mechanism of the sol–gel single-layer SiO₂ acid and base thin films,” *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* 266(12–13), 3190–3194 (2008).
- [97] P. Karasiński, R. Rogoziński, „Rib waveguides fabricated by means of chemical etching of sol–gel SiO₂:TiO₂ films,” *Opt. Commun.* 245(1–6), 237–242 (2005).
- [98] J. Krzak, A. Szczurek, B. Babiarczuk, J. Gąsiorek, B. Borak, „Sol–gel surface functionalization regardless of form and type of substrate,” w *Handbook of Nanomaterials for Manufacturing Applications*, C. M. Hussain (Ed.), Micro and Nano Technologies, 111–147, Elsevier (2020).

- [99] O. Bar-On, Y. Tischler, E. Rephaeli, N. Oron, A. Vaskevich, G. Markovich, „High quality 3D photonics using nano imprint lithography of fast sol-gel materials,” *Sci. Rep.* 8, 7833 (2018).
- [100] V. Brückner, „To the use of Sellmeier formula,” *Senior Experten Service (SES) Bonn and HfT Leipzig*, 42, 242–250.
- [101] D. L. Wood, K. Nassau, „Refractive index of cubic zirconia stabilized with yttria,” *Appl. Opt.* 21(16), 2978–2981 (1982).
- [102] L. Liang, Y. Xu, D. Wu, Y. Sun, „A simple sol–gel route to ZrO₂ films with high optical performances,” *Mater. Chem. Phys.* 114(1), 252–256 (2009).
- [103] W.-C. Liu, D. Wu, A.-D. Li, H.-Q. Ling, Y.-F. Tang, N.-B. Ming, „Annealing and doping effects on structure and optical properties of sol–gel derived ZrO₂ thin films,” *Appl. Surf. Sci.* 191(1–4), 181–187 (2002).
- [104] C. Urlacher, J. Dumas, J. Serughetti, J. Mugnier, M. Munoz, „Planar ZrO₂ waveguides prepared by the sol–gel process: Structural and optical properties,” *J. Sol-Gel Sci. Technol.* 8(1–3), 999–1005 (1997).
- [105] Q. Zhang, J. Shen, J. Wang, G. Wu, L. Chen, „Sol–gel derived ZrO₂–SiO₂ highly reflective coatings,” *Int. J. Inorg. Mater.* 2(4), 319–323 (2000).
- [106] K. P. Rola, P. Szkudlarek, D. Zawadzka, P. Piatkowski, A. Marcinkowska, A. Szwajca, T. Pustelny, „Interaction of electron beam with ionic liquids and its application for micropatterning,” *Eur. Polym. J.* 156, 110615 (2021).
- [107] N. V. Plechkova, K. R. Seddon, „Applications of ionic liquids in the chemical industry,” *Chem. Soc. Rev.* 37(1), 123–150 (2008).
- [108] R. Giernoth, „Task-specific ionic liquids,” *Angew. Chem. Int. Ed.* 49(16), 2834–2839 (2010).
- [109] M. Vanek, J. Ctyroky, P. Honzátko, „Leaky-mode resonant gratings on a fibre facet,” *Opt. Quantum Electron.* 50, 50 (2018).
- [110] M. Young, „Mode-field diameter of single-mode optical fiber by far-field scanning,” *Appl. Opt.* 37(24), 5605–5609 (1998).

- [111] J. Wajdzik, P. Pala, D. Szulc, M. Bernaś, A. Bednarek, P. Chmielowski, J. Olszewski, P. Mergo, G. Statkiewicz-Barabach, „Determination of dopant concentration in single-mode step-index optical fiber based on measured numerical aperture and mode field diameter,” in *22nd Polish-Slovak-Czech Optical Conference on Wave and Quantum Aspects of Contemporary Optics*, W. Urbańczyk, J. Masajada (Eds.), SPIE, 12149, 121490N (2022).
- [112] B. Szczupak, J. Olszewski, M. Mądry, P. Pala, K. Stefańska, G. Statkiewicz-Barabach, „The influence of germanium concentration in the fiber core on temperature sensitivity in Rayleigh scattering-based OFDR,” *IEEE Sens. J.* 21(18), 20036–20044 (2021).
- [113] E.-G. Neumann, *Single-Mode Fibers*, Springer Series in Optical Sciences, vol. 57, Springer, Berlin, Heidelberg (1988).
- [114] H. G. Dantanarayana, N. Venkatram, A. Prakash, V. G. Truong, S. A. Dekker, M. J. Withford, „Refractive index dispersion of chalcogenide glasses for ultra-high numerical-aperture fiber for mid-infrared supercontinuum generation,” *Opt. Mater. Express* 4(7), 1444–1453 (2014).
- [115] M. Evrard, C. Fourcade-Dutin, L. Brilland, J. Troles, J. Fatome, G. Millot, „(INVITED) Dispersion-shifted tellurite fibers for nonlinear frequency conversion,” *Opt. Mater.: X* 15, 100183 (2022).
- [116] W. Ma, X. Wang, J. Hu, Y. Liu, Y. Dai, J. Liu, J. He, „Diffraction grating fabricated on chalcogenide glass fiber end surfaces with femtosecond laser direct writing,” *J. Lightwave Technol.* 39(7), 2136–2141 (2021).
- [117] I. H. Malitson, „Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica,” *J. Opt. Soc. Am.* 55(10), 1205–1209 (1965).
- [118] N. Dubreuil, J. C. Knight, D. K. Leventhal, V. Sandoghdar, J. Hare, V. Lefèvre, „Eroded monomode optical fiber for whispering-gallery mode excitation in fused-silica microspheres,” *Opt. Lett.* 20(8), 813–815 (1995).
- [119] K. Srinivasan, P. E. Barclay, M. Borselli, O. J. Painter, „An optical-fiber-based probe for photonic crystal microcavities,” *IEEE J. Sel. Areas Commun.* 23(7), 1321–1329 (2005).

- [120] C. P. Michael, M. Borselli, T. J. Johnson, C. Chrystal, O. Painter, „An optical fiber-taper probe for wafer-scale microphotonic device characterization,” *Opt. Express* 15(8), 4745–4752 (2007)..
- [121] A. Kocabas, F. Ay, A. Dâna, A. Aydinli, „An elastomeric grating coupler,” *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* 8(1), 85–87 (2006)..
- [122] T. Fricke-Begemann, J. Ihlemann, „Direct light-coupling to thin-film waveguides using a grating-structured GRIN lens,” *Opt. Express* 18(19), 19860–19865 (2010).
- [123] COMSOL Multiphysics®, *Wave Optics Module User's Guide*, COMSOL AB (2022).
- [124] M. Shokooh-Saremi, R. Magnusson, „Particle swarm optimization and its application to the design of diffraction grating filters,” *Opt. Lett.* 32(8), 894–896 (2007).
- [125] X. Wang, H. Han, Y. Wu, Y. Wang, M. Chen, H. Zhou, C. Qiu, „Polarization-independent fiber-chip grating couplers optimized by the adaptive genetic algorithm,” *Opt. Lett.* 46(2), 314–317 (2021).
- [126] COMSOL Multiphysics®, *Reference Manual*, COMSOL Inc., Stockholm (2015).
- [127] M. A. Butt, A. Kaźmierczak, C. Tyszkiewicz, P. Karasiński, E. Środa, J. Olszewski, P. Pala, T. Martynkien, D. Hlushchenko, T. Baraniecki, A. Jusza, M. Guzik, R. Piramidowicz, „HYPHa project: a low-cost alternative for integrated photonics,” *Photonics Lett. Pol.* 14(2), 25–27 (2022).
- [128] D. J. Blumenthal, R. Heideman, D. Geuzebroek, A. Leinse, C. Roeloffzen, „Silicon nitride in silicon photonics,” *Proc. IEEE* 106(12), 2209–2231 (2018).
- [129] N. Turek, P. Pala, A. Szpecht, A. Zając, T. Sembratowicz, T. Martynkien, M. Śmiglak, K. Komorowska, „Optical fiber grating-prism fabrication by imprint patterning of ionic-liquid-based resist,” *Int. J. Mol. Sci.* 24(2), 1370 (2023)
- [130] *MicroChem SU-8 3000 Data Sheet*, MicroChem Corp. (2011).

7 Dorobek naukowy

Artykuły naukowe związane z rozprawą:

1. P. Pala, K. Gemza, P. Kołodziej, J. Krzak, A. Gawlik, J. Olszewski, G. Statkiewicz-Barabach, K. Komorowska, T. Martynkien, "Ceramic surface relief gratings imprinted on an optical fiber tip," *Appl. Opt.*, 61(21), 6128 (2022).
2. N. Turek, P. Pala, A. Szpecht, A. Zając, T. Sembratowicz, T. Martynkien, M. Śmiglak, K. Komorowska, "Optical fiber grating-prism fabrication by imprint patterning of ionic-liquid-based resist," *Int. J. Mol. Sci* 24(2), 1370 (2023).
3. P. Pala, K. Komorowska, A. Szpecht, T. Martynkien, "Grism fabricated on the end-face of an optical fiber," *Opt. Express*, 31(14), 23362 (2023).
4. P. Pala, K. Komorowska, A. Szpecht, T. Martynkien, "Design and fabrication of a grism placed at the end face of an optical fiber for coupling light into a waveguide," *Appl. Opt.*, 64(1), 23 (2025).

Artykuły naukowe częściowo związane z rozprawą:

1. O. Szewczyk, P. Pala, K. Tarnowski, J. Olszewski, F. Senna Vieira, C. Lu, A. Foltynowicz, P. Mergo, J. Sotor, G. Soboń, T. Martynkien, "Dual-wavelength pumped highly birefringent microstructured silica fiber for widely tunable soliton self-frequency shift," *J. Light. Technol.*, 39(10), 3260–3268 (2021)
2. B. Szczupak, J. Olszewski, M. Madry, P. Pala, K. Stefańska, G. Statkiewicz-Barabach, "The influence of germanium concentration in the fiber core on temperature sensitivity in Rayleigh scattering-based OFDR," *IEEE Sens. J.*, 21(18), 20036–20044 (2021).
3. M. A. Butt, A. Kaźmierczak, C. Tyszkiewicz, P. Karasiński, E. Środa, J. Olszewski, P. Pala, T. Martynkien, D. Hlushchenko, T. Baraniecki, A. Bachmatiuk, A. Jusza, M. Guzik, R. Piramidowicz, "HYPHA project: A low-cost alternative for integrated photonics," *Photonics Lett. Pol.* 14(2), 25, (2022).
4. J. Wajdzik, P. Pala, D. Szulc, M. Bernaś, A. Bednarek, P. Chmielowski, J. Olszewski, P. Mergo, G. Statkiewicz-Barabach, "Determination of dopant concentration in single-mode step-index optical fiber based on measured

numerical aperture and mode field diameter,” in *22nd Polish-Slovak-Czech Optical Conference on Wave and Quantum Aspects of Contemporary Optics*, W. Urbańczyk, J. Masajada (Eds.), SPIE, 12149, 121490N (2022).

Udział w konferencjach:

1. "Wprowadzanie światła do układów optyki zintegrowanej za pomocą struktur periodycznych wytwarzanych na czołach światłowodów", P. E. Pala, A. Szpecht, K. Komorowska, T. Martynkien, XX Konferencja "Światłowody i ich zastosowania", 11.09-14.09 2023, Lublin, referat
2. "Grism fabricated on the fiber-end face for coupling light into photonic integrated circuits", P. E. Pala, A. Szpecht, K. Komorowska, T. Martynkien - SPIE Photonics WEST, 28.01-02.02 2023, San Francisco, Stany Zjednoczone - plakat
3. "Metody sprzęgania światła do układów fotoniki zintegrowanej", P. E. Pala, XXI Krajowa Konferencja Elektroniki, 05.06-09.06 2022, Darłowo -referat
4. "Ceramiczne siatki dyfrakcyjne wytwarzane na czołach włókien optycznych", P. E. Pala, K. Gemza, P. Kołodziej, J. Krzak, A. Gawlik, J. Olszewski, G. Statkiewicz-Barabach, K. Komorowska, T. Martynkien, XXI Krajowa Konferencja Elektroniki, 05.06-09.06 2022, Darłowo - referat
5. "Design of the grating coupler for low refractive index contrast integrated photonic circuits", P. E. Pala, preATAM, 13.10-15.10 2020, konferencja internetowa - plakat
6. "Design of the grating coupler for low refractive index contrast integrated photonic circuits", P. E. Pala, OPTO Gdańsk 2020, 1.07-4.07 2020, konferencja internetowa - referat