ZESZYTY NAUKOWE POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ

P.3359/02

**Marek BŁAHUT** 

WYMIANA JONOWA W SZKLE I JEJ ZASTOSOWANIA W TECHNOLOGII WYBRANYCH ELEMENTÓW BIERNYCH OPTYKI ZINTEGROWANEJ

# MATEMATYKA-FIZYKA z. 89



**GLIWICE 2002** 

POLITECHNIKA ŚLĄSKA ZESZYTY NAUKOWE Nr 1552

Marek BŁAHUT

## WYMIANA JONOWA W SZKLE I JEJ ZASTOSOWANIA W TECHNOLOGII WYBRANYCH ELEMENTÓW BIERNYCH OPTYKI ZINTEGROWANEJ

### SPIS TREŚCI

| WYKAZ WAŻNIEJSZYCH OZNACZEŃ  | 7    |
|--|------|
| WSTĘP  | 9    |
| 1. PODSTAWY WYMIANY JONOWEJ W SZKLE  | 13   |
| 1.1. Zależność zmian współczynnika załamania od koncentracji                         | 14   |
| 1.2. Dwójłomność profili refrakcyjnych   | 15   |
| 1.3. Jony domieszek  | 17   |
| 1.3.1. Wymiana Ag <sup>+</sup> - Na <sup>+</sup>                                     | 19   |
| 1.3.2. Wymiana K <sup>+</sup> - Na <sup>+</sup>                                      | 20   |
| 1.3.3. Światłowody domieszkowane pierwiastkami ziem rzadkich                         | 21   |
| 1.4. Podłoża szklane   | 22   |
| 1.5. Stanowisko technologiczne do wymiany jonów                                      | 24   |
| 1.6. Kryteria wyboru technologii wymiany jonowej                                     | 26   |
| 2. MODELOWANIE PROCESÓW WYMIANY JONOWEJ  | 28   |
| 2.1. Dyfuzja dwuskładnikowa  | 29   |
| 2.1.1. Dyfuzyjne falowody planarne   | 30   |
| 2.1.2. Dyfuzyjne falowody paskowe  | 31   |
| 2.1.3. Badania dyfuzji dwuskładnikowej w wybranych typach szkieł                     | 34   |
| 2.2. Wymiana w obecności zewnętrznego pola elektrycznego                             | 36   |
| 2.3. Wygrzewanie   | 42   |
| 2.4. Światłowodowe struktury zagrzebane  | 44   |
| 2.4.1. Światłowody zagrzebane w procesie dwustopniowej dyfuzji termicznej            | 45   |
| 2.4.2. Światłowody zagrzebane w procesie elektrodyfuzji                              | . 49 |
| 3. METODY PROJEKTOWANIA I ANALIZY FALOWODÓW GRADIENTOWYCH                            |      |
| I UKŁADÓW OPTYKI ZINTEGROWANEJ   | . 52 |
| 3.1. Propagacja fali świetlnej w falowodach gradientowych                            | . 52 |
| 3.2. Metoda WKB  | . 54 |
| 3.3. Metoda efektywnego współczynnika załamania                                      | . 56 |
| 3.4. Metoda propagacji wiązki BPM  | . 58 |
| 3.4.1. Intuicyjne wyjaśnienie metody propagacji wiązki                               | . 59 |
| 3.4.2. Formalizm metody BPM  | . 61 |
| 3.4.3. Zastosowanie metody BPM do analizy struktur otrzymanych droga wymiany jonowej | 63   |

OPINIODAWCY Dr. hab. inż. Sergiusz Patela Prof. dr hab. inż. Mieczysław Szustakowski

#### **KOLEGIUM REDAKCYJNE**

| REDAKTOR NACZELNY —  | Prof. dr hab. Zygmunt Kleszczewski |
|----------------------|------------------------------------|
| REDAKTOR DZIAŁU —    | Dr inż. Piotr Gawron               |
| SEKRETARZ REDAKCJI — | Mgr Elżbieta Leśko                 |

**REDAKCJA** Mgr Aleksandra Kłobuszowska

REDAKCJA TECHNICZNA Alicja Nowacka

Wydano za zgodą Rektora Politechniki Śląskiej

PL ISSN 0072-470X

Wydawnictwo Politechniki Śląskiej ul. Akademicka 5, 44-100 Gliwice tel./fax (0 prefiks 32) 237-13-81 Dział Sprzedaży i Reklamy (0 prefiks 32) 237-18-48

> www.polsl.gliwice.pl/alma.mater/wps.html wydawnictwo@polsl.gliwice.pl

| Nakl.100+50        | Ark. wyd. 10 | Ark. druk. 8,625                 | Papier offset. 70x100, 80 g       |
|--------------------|--------------|----------------------------------|-----------------------------------|
| Oddano do druku 01 | .08.2002 r.  | Podpisano do druku 01.08.2002 r. | Druk ukończono w sierpniu 2002 r. |
| Zam, 229/02        |              |                                  |                                   |

| Fotokopie, druk i oprawę  |  |
|---|--|
| wykonano w Zakładzie Graficznym Politechniki Śląskiej w Gliwicach, ul. Kujawska 1 |  |

| 4. PODSTAWOWE ELEMENTY UKŁADÓW OPTYKI ZINTEGROWANEJ -<br>PROJEKTOWANIE, WYTWARZANIE I ANALIZA            | 66                 |
|--|--------------------|
| 4.1. Światłowody paskowe   | 67                 |
| 4.2. Rozgałęziacze światłowodowe NxM   |                    |
| 4.3. Gradientowe mikrosoczewki planame   |                    |
| 5. ZASTOSOWANIE WYMIANY JONOWEJ W TECHNOLOGII<br>INTERFEROMETRÓW PLANARNYCH                              |                    |
| 5.1. Interferometr Macha-Zehndera  | 77                 |
| 5.2. Interferometr różnicowy   | 81                 |
| 5.2.1. Interferometr różnicowy jako refraktometr   | 83                 |
| 5.2.2. Interferometr różnicowy jako przetwornik akustyczny   | 85                 |
| 6. ZASTOSOWANIE WYMIANY JONOWEJ W TECHNOLOGII<br>WIELOMODOWYCH STRUKTUR INTERFERENCYJNYCH (MMI)          | 88                 |
| 6.1. Efekty samoobrazowania w falowodach gradientowych   | 90                 |
| 6.1.1. Porównanie sekcji MMI otrzymanych w wymianie K <sup>+</sup> - Na <sup>+</sup> i Ag <sup>+</sup> - | Na <sup>+</sup> 96 |
| 6.2. Eksperymentalne badania interferencji pół modowych w falowodach gradientowych                       | 97                 |
| 6.2.1. Stanowisko pomiarowe  |                    |
| 6.2.2. Symulacje numeryczne propagacji pola w badanych strukturach MN                                    | <b>1I</b> 100      |
| 6.2.3. Eksperymentalne obrazy interferencji pół modowych   | 101                |
| 6.3. Elementy optyki zintegrowanej na bazie struktur MMI   | 104                |
| 6.3.1. Rozgałęziacze światłowodowe 1xN   | 104                |
| 6.3.2. Interferometr Macha-Zehndera  | 107                |
| 6.3.3. Rozgałęziacze światłowodowe o dowolnym podziale sygnału na wyjściu                                | 108                |
| 6.3.3.1. Rozgałęziacz światłowodowy z falowodem wielomodowym<br>sprzęgającym sekcje MMI                  | 113                |
| 6.3.4. Tolerancja struktur MMI na zmianę geometrii i parametrów procesu technologicznego                 | ı<br>114           |
| PODSUMOWANIE   | 119                |
| PODZIĘKOWANIA  | 122                |
| LITERATURA   | 123                |
| STRESZCZENIE   | 137                |
|  | 157                |

## CONTENTS

| SPECIFICATION OF SIGNIFICANT DENOTATIONS                                    | 7  |
|---|----|
| INTRODUCTION  | 9  |
| 1. FUNDAMENTALS OF ION EXCHANGE IN GLASS                                    | 13 |
| 1.1. Dependence of refractive index changes on the concentration            | 14 |
| 1.2. Birefringence of refractive index profiles                             | 15 |
| 1.3. Dopant ions  | 17 |
| 1.3.1. Ag <sup>+</sup> - Na <sup>+</sup> ion exchange                       | 19 |
| 1.3.2 .K <sup>+</sup> - Na <sup>+</sup> ion exchange                        | 20 |
| 1.3.3. Lightguides doped by rare earth elements                             | 21 |
| 1.4. Glass substrate  | 22 |
| 1.5. Technological stand for ion-exchange                                   | 24 |
| 1.6. Criteria of the choice of ion exchange technology                      | 26 |
| 2. MODELLING OF ION EXCHAGE PROCESS   | 28 |
| 2.1. Two-component diffusion  | 29 |
| 2.1.1. Diffusion planar waveguide   | 30 |
| 2.1.2. Diffusion channel waveguide  | 31 |
| 2.1.3. Investigations of two-component diffusion in selected types of glass | 34 |
| 2.2. Ion exchange in the presence of external electric field                | 36 |
| 2.3. Heating  | 42 |
| 2.4. Buried waveguide structures  | 44 |
| 2.4.1. Lightguides buried in the two-step thermal diffusion                 | 45 |
| 2.4.2. Lightguides buried in the electrodiffusion process                   | 49 |
| 3. METHODS OF DESIGNING AND ANALYSIS OF GRADIENT                            |    |
| WAVE GUIDES AND SYSTEMS OF INTEGRATED OPTICS                                | 52 |
| 3.1. Light wave propagation in gradient index waveguides                    | 52 |
| 3.2. WKB method   | 54 |
| 3.3. Effective refractive index method                                      | 56 |
| 3.4. Beam propagation method  | 58 |
| 3.4.1. Intuitive explanation of beam propagation method                     | 59 |
| 3.4.2. Formalism of beam propagation method                                 | 61 |
| 3.4.3. The application of BPM for the analysis of structures made by ion    | 63 |

| BASIC PASSIVE ELEMENTS OF INTEGRATED OPTICS STRUCTURES –  |               |
|---|---------------|
| DESIGN, FABRICATION, ANALYSIS   | 6             |
| 4.1. Channel waveguides   | 6             |
| 4.2. Lightguide splitters NxM   | 7             |
| 4.2. Gradient planar microlenses  | 7             |
| APPLICATION OF ION EXCHANGE IN THE TECHNOLOGY OF PLANAR INTERFEROMETERS   |               |
| 5.1. Mach-Zehnder interferometer  | 7             |
| 5.2. Difference interferometer  | 8             |
| 5.2.1. Difference interferometer as a refractometer   | 8             |
| 5.2.2. Difference interferometer as an acoustical transducer  | 8             |
| . ION EXCHANGE APPLICATION IN THE TECHNOLOGY OF MULTIMODE<br>INTERFERENCE STRUCTURES (MMI)  | 8             |
| 6.1. Selfimaging effects in gradient waveguides   | 9             |
| 6.1.1. The comparison of MMI sections made by K <sup>+</sup> - Na <sup>+</sup> and Ag <sup>+</sup> - Na <sup>+</sup> ic exchange            | on<br>9       |
| 6.2. Experimental investigations of mode fields interference in gradient wavegue  | ides 9        |
| 6.2.1. Experimental stand   | 9             |
| 6.2.2. Numerical simulations of the field propagation in examined MMI structures  | 10            |
| 6.2.3. Experimental patterns of mode field interference   | 10            |
| 6.3. Integrated optics elements on the base of MMI structures   | 10            |
| 6.3.1. Lightguide splitters 1xN   | 10            |
| 6.3.2. Mach-Zehnder interferometer  | 10            |
| 6.3.3. Lightguides splitters with the arbitrary power division at the output  | 10            |
| 6.3.3.1. Lightguide splitter with multimode waveguide coupling MMI sections   | 11:           |
| 6.3.4. The tolerance of MMI structures of geometry and technological parameters of the structures of geometry and technological parameters. | meters<br>114 |
| UMMARY  | 119           |
| CKNOWLEDGEMENTS   | 12            |
| JTERATURE   | 12            |
| BSTRACT   | 13            |
| and all all and the second                              |               |
|   |               |

## WYKAZ WAŻNIEJSZYCH OZNACZEŃ

| x                   | - współrzędna, kierunek równoległy do płaszczyzny podłoża      |
|---------------------|--|
| у                   | - współrzędna, kierunek prostopadły do płaszczyzny podłoża     |
| z                   | - współrzędna, kierunek propagacji fali                        |
| n(x,y,z)            | - współczynnik załamania                                       |
| λ                   | - długość fali świetlnej                                       |
| ω                   | - częstotliwość fali świetlnej                                 |
| $k_0$               | - wektor falowy w próżni                                       |
| TE                  | - polaryzacja TE   |
| TM                  | - polaryzacja TM   |
| $R_0$               | - refrakcja molowa   |
| σ                   | - naprężenie   |
| δ                   | - dwójłomność modowa   |
| c(x,y,z)            | - koncentracja domieszek                                       |
| Cr                  | - koncentracja równowagowa                                     |
| n <sub>b</sub>      | - współczynnik załamania podłoża szklanego                     |
| $\Delta n$          | - maksymalna zmiana współczynnika załamania                    |
| $\Delta n_{\rm TE}$ | - maksymalna zmiana współczynnika załamania dla polaryzacji TE |
| $\Delta n_{\rm TM}$ | - maksymalna zmiana współczynnika załamania dla polaryzacji TM |
| $D_{\rm a}$         | - współczynnik dyfuzji jonów (a)                               |
| $\mu_{a}$           | - ruchliwość jonów (a)   |
| Т                   | - temperatura  |
| t <sub>D</sub>      | - czas dyfuzji   |

| _ | 0729 |
|---|------|
|   |      |
|   |      |

8

| l <sub>r</sub>        | - czas wygrzewania                                      |
|-----------------------|---|
| tz                    | - czas zagrzebywania                                    |
| $(D t_{\rm D})^{1/2}$ | - głębokość dyfuzji                                     |
| ja                    | - strumień jonów (a)                                    |
| Na                    | - unormowana koncentracja jonów (a)                     |
| w, W                  | - szerokość okna maski                                  |
| $E_0$                 | - zewnętrzne pole elektryczne w procesie elektrodyfuzji |
| S                     | - szybkość wymiany powierzchniowej                      |
| E                     | - wektor pola elektrycznego fali elektromagnetycznej    |
| В                     | - wektor pola magnetycznego fali elektromagnetycznej    |
| Φ                     | - faza  |
| n <sub>eff</sub>      | - efektywny współczynnik załamania                      |
| $\varphi_{nm}(x,y)$   | - funkcja falowa (n,m) modu                             |
| Ι                     | - moc optyczna  |
| n <sub>c</sub>        | - współczynnik załamania pokrycia dielektrycznego       |
| C <sub>nm</sub>       | - współczynniki pobudzenia modów                        |
| Lz                    | - droga zdudnień modów zerowego i pierwszego rzędu      |
| L <sub>3dB</sub>      | - droga propagacji dla obrazów dwukrotnych              |

### WSTĘP

Podstawowym celem stawianym optyce zintegrowanej jest technologia wielofunkcyjnych urządzeń i układów zintegrowanych do przetwarzania, przechowywania i transmisji informacji dla częstotliwości w zakresie optycznym. Te elementy optyczne mogą pracować niezależnie lub w układach sprzężonych z liniami telekomunikacyjnych włókien optycznych. Układy optyki zintegrowanej, zużywające porównywalną ilość energii do swoich mikroelektronicznych analogów, przewyższają je zdecydowanie w zakresie szybkości odpowiedzi, pasma pracy i stabilności. Układy optyki zintegrowanej cechują wszystkie zalety technologii planarnej – małe rozmiary, możliwość upakowania na pojedynczym podłożu dużej ilości zintegrowanych elementów optycznych, łatwość produkcji masowej, niskie koszty, powtarzalność, wytrzymałość i niezawodność.

Podstawowym elementem zintegrowanych układów optycznych są falowody planarne. Łącząc warstwy światłowodowe otrzymane z różnych materiałów i kształtując je w odpowiedniej konfiguracji można wytwarzać elementy i obwody optyki zintegrowanej zdolne do realizacji bardzo różnorodnych operacji związanych z wiązką świetlną. W porównaniu do klasycznych układów optyki trójwymiarowej planarne układy optyki zintegrowanej wykazują unikalne własności związane z falowodowym charakterem propagacji fali optycznej. I tak na przykład, falowody planarne charakteryzuje dyskretne widmo modów falowodowych. Zmiana rozmiarów geometrycznych falowodu jest równoważna zmianie efektywnego współczynnika załamania modów falowodowych dla tej samej długości fali.

Planarne struktury światłowodowe wytwarzane są w różnych systemach materiałowych – półprzewodzących i dielektrycznych, krystalicznych i amorficznych. W tabeli 1 zestawiono wg [1] podstawowe rodzaje stosowanych materiałów i ich najważniejsze własności dla układów optyki zintegrowanej, takie jak tłumienność materiałową, własności aktywne, odporność mechaniczną i termiczną, stabilność charakterystyk optycznych i spektralnych, możliwość sprzęgania z włóknami optycznymi, łatwość wytwarzania materiału podłoża oraz wytwarzania w tym podłożu światłowodów, zakres spektralny pracy i możliwość integrowania różnych elementów funkcjonalnych (źródło, odbiornik, elementy aktywne i pasywne) na pojedynczym podłożu.

Kryształy półprzewodnikowe grupy  $A^{II}B^{VI}$  i  $A^{III}B^{V}$ , jak pokazuje tabela 1, zajmują pierwsze miejsce w wielu ważnych dla zastosowań charakterystykach. Są to jedyne materiały, w których możliwa jest pełna integracja monolityczna,

Wstęp

tj. integracja na pojedynczym podłożu lasera i fotodiody z pasywnymi elementami optycznymi. Istotną wadą tych materiałów ograniczającą ich zastosowania w technologii elementów pasywnych jest duża tłumienność materiałowa i związana z dużym współczynnikiem załamania niska efektywność sprzęgania z telekomunikacyjnymi włóknami optycznymi.

Kryształy dielektryczne mają bardzo dobre własności aktywne, umożliwiające efektywne przeprowadzanie modulacji, odchylania i przełączania sygnału optycznego, konwersję częstotliwości. I tak na przykład, na bazie niobianu litu wytwarza się bardzo efektywne urządzenia akustooptyczne i elektrooptyczne o bardzo różnych możliwościach aplikacyjnych. Na bazie fosforanu tytanylowo-

Materiały stosowane w optyce zintegrowanej i ich podstawowe własności wg [1]

| Materialy   | Tlumienie materiałowe  | Własności aktywne | Odporność mechaniczna<br>chemiczna, stabilność<br>termiczna | Stabilność<br>charakterystyk | Sprzęganie z włóknami<br>optvcznymi | Latwość wytwarzanie<br>podłoży / lub falowodów | Zakres widmowy | Koszt wytwarzania      | Możliwość integracji na<br>pojedynczym podłożu |
|---|------------------------|-------------------|---|------------------------------|-------------------------------------|--|----------------|------------------------|--|
| Kryształy<br>półprzewodnikowe<br>grupy A <sup>III</sup> B <sup>V</sup> i<br>A <sup>II</sup> B <sup>VI</sup> (GaAs, InP,<br>ZnSe, CdS) | $\uparrow\uparrow$     | ++                | +   | ++                           |                                     | ++/++  | IR             | 0                      | $\uparrow\uparrow$                             |
| Kryształy<br>dielektryczne<br>(LiNbO3, KTiOPO4)   | 0                      | ++                | +   | -                            | -                                   | -/+  | IR, V          | $\uparrow\uparrow$     | $\downarrow$                                   |
| Związki organiczne  | 0                      | +                 |   |                              | +                                   | +/+  | IR, V          | $\downarrow\downarrow$ | $\downarrow\downarrow$                         |
| Szkła beztlenkowe:  | $\uparrow\uparrow$     | +                 | 0   | +                            |                                     | +/   | IR             | $\downarrow$           | $\downarrow$                                   |
| Szkła tlenkowe  | $\downarrow\downarrow$ | 0                 | ++  | ++                           | ++                                  | ++/++  | UV-IR          | $\downarrow\downarrow$ | $\downarrow$                                   |

(+) - dobry, (-) - zły, (0) - średni, ( $\uparrow$ ) – wysoki, ( $\downarrow$ ) – niski

potasowego możliwe jest wytwarzanie bardzo efektywnych nieliniowych konwerterów długości fali. Jednakże takie czynniki, jak niska jednorodność tych materiałów, niewystarczająca powtarzalność i stabilność ich charakterystyk oraz wysokie koszty wytwarzania ograniczają szerokie zastosowania kryształów dielektrycznych w optyce zintegrowanej.

Niezależnym kierunkiem rozwoju optyki zintegrowanej jest technologia wykorzystująca do wytwarzania struktur światłowodowych szkła nieorganiczne. O rozwoju tej technologii decydują następujące własności szkieł: jednorodność, wysoka powtarzalność i stabilność charakterystyk światłowodowych, niska tłumienność optyczna, niskie koszty, prosta technologia syntezy szkła i produkcji światłowodów. Możliwość zmiany ich składu chemicznego i struktury pozwala na swobodne kształtowanie ich własności światłowodowych. Umożliwia to wytwarzanie różnorodnych elementów światłowodowych o charakterystykach w szerokim zakresie optycznym (n=1.47+2.6) i spektralnym ( $\lambda=0.2+17 \mu m$ ).

Najbardziej rozpowszechnioną technologią wytwarzania gradientowych struktur światłowodowych w szkle jest wymiana jonowa. Pierwsze prace przedstawiające zastosowanie wymiany jonowej w technologii światłowodów planarnych pochodza z początków lat 1970 [2, 3]. Prawdziwym impulsem dla rozwoju technologii wymiany jonowej stał się postęp w latach 1980 techniki światłowodowej opartej na włóknach optycznych i zastosowania światłowodów w telekomunikacji, sensorach optycznych, optyce obrazowej [4]. Powstała związana z tym potrzeba opracowania tanich, o małej stratności, optycznych elementów biernych w celu realizacji wszystkich rodzajów funkcji przenoszenia sygnału pomiędzy włóknami. Pojawiają się prace wykorzystujące wymianę jonowa w nowych rozwiązaniach sprzegaczy i rozgałęziaczy światłowodowych [5-11], sprzegaczy kierunkowych [12-13], multi/demultiplekserów na różne długości fali [14-17], w układach ze zwielokrotnieniem długości fali WDM. Domieszkowanie światłowodów szklanych pierwiastkami ziem rzadkich umożliwia wytwarzanie źródeł (wzmacniaczy) światła połączonych ze strukturą falowodowa [18-22]. Stosując wymianę jonową w szkle neodymowym otrzymano wzmacniacze i laser dla długości fali 1.06 µm i 1.3 µm [20]. Na wymianie jonowej oparta jest rozwijająca się intensywnie technologia światłowodowych czujników fazowych, polaryzacyjnych oraz czujników plazmonowych w zastosowaniach chemicznych, biologiczno-medycznych i do pomiaru podstawowych wielkości fizycznych [23-52]. Rozwój tych technologii wpływa na prace podstawowe z zakresu wymiany jonowej [53-59], przyczyniając się do rozwoju nowych technik wymiany [58-60], nowych metod pomiarowych i metod analizy teoretycznej [61-72].

W pracach przeglądowych [73-81] omówiono obszernie zagadnienia technologii wymiany jonowej w szkłach, modelowania procesów wymiany, technik pomiarowych i zastosowań wymiany jonowej w technologii elementów optyki

Tabela 1

gradientowej i czujników światłowodowych, w tym prace zrealizowane w Zakładzie Optoelektroniki Instytutu Fizyki Politechniki Śląskiej.

Celem monografii jest przedstawienie różnych aspektów zagadnień dotyczących projektowania, wytwarzania i analizy elementów optyki zintegrowanej wykorzystujących technologię wymiany jonowej. Praca przybliża problemy dotyczące technologii falowodów jedno i dwuwymiarowych o określonych profilach rozkładu współczynnika załamania i własnościach optycznych, zagadnienia dotyczące projektowania i wytwarzania falowodów paskowych prostych i zakrzywionych oraz sprzęgania światłowodów paskowych z włóknami optycznymi, technologii rozgałęziaczy światłowodowych i interferometrów. Obszernie omówiono nową, intensywnie rozwijającą się technologię wielomodowych struktur interferencyjnych (MMI), których zasada działania oparta jest na zjawisku interferencyjną.

W rozdziałach 1, 2 przedstawiono podstawy wymiany jonowej w szkle. Opisano zjawiska towarzyszące wymianie jonowej oraz określono wpływ wyboru jonów domieszek i podłoży szklanych. Omówiono podstawy modelowania gradientowych rozkładów współczynnika załamania w procesie dyfuzji termicznej, elektrodyfuzji, wygrzewania, zagrzebywania w procesie dyfuzji termicznej i zagrzebywania elektrodyfuzyjnego. Przedyskutowano również kryteria wyboru technologii wymiany jonowej.

W rozdziale 3 monografii zawarto metody analizy własności optycznych falowodów gradientowych planarnych i paskowych oraz metody analizy i projektowania elementów optyki zintegrowanej.

W rozdziale 4 omówiono zagadnienia dotyczące projektowania, wytwarzania i analizy podstawowych elementów biernych układów optyki zintegrowanej wykonanych metodą wymiany jonów - falowodów paskowych prostych i zakrzywionych, jedno- i wielomodowych rozgałęziaczy światłowodowych 1xN i NxM oraz mikrosoczewek planarnych.

W rozdziale 5 przedstawiono przykłady bardziej zaawansowanych zastosowań metody wymiany jonowej, w technologii interferometrów planarnych - Macha-Zehndera i różnicowego, wykorzystywanych w układach do przetwarzania sygnałów optycznych i w układach czujników fazowych.

W rozdziale 6 przedstawiono własności wielomodowych struktur interferencyjnych wykonanych na bazie falowodów gradientowych oraz technologię i badania optymalizacyjne rozgałęziaczy światłowodowych 1xN wykonanych w konfiguracji symetrycznej i asymetrycznej. Opisano model wykonanego w technologii MMI rozgałęziacza o dowolnym stosunku sygnału na wyjściu, pracującego w konfiguracji interferometru Macha-Zehndera.

### **1. PODSTAWY WYMIANY JONOWEJ W SZKLE**

Do grupy materiałów najczęściej wykorzystywanych w optyce zintegrowanej należą szkła tlenkowe ze względu na ich niską cenę, doskonałą przezroczystość, wysoką odporność na zniszczenia optyczne i swobodę w kształtowaniu formy i rozmiarów. Wśród nich najważniejsze są szkła krzemionkowe i krzemianowe bazujące na SiO<sub>2</sub>. Podstawowe składniki szkła można je podzielić na trzy rodzaje:

- tlenki więźbotwórcze tworzące podstawową strukturę szkła,
- modyfikatory, najczęściej tlenki metali alkalicznych Na<sub>2</sub>O, K<sub>2</sub>O, CaO nadające szkłu określone własności fizyczne,
- tlenki pośrednie, które mogą działać dwojako jako składniki więźbotwórcze i jako modyfikatory.

Różnice między nimi wyraża się często poprzez wartość energii wiązania pojedynczego atomu z tlenem. Tlenki o największej energii wiązań, 500> E(kJ/mol)>340, stanowią składniki więźbotwórcze szkła. Energia wiązań modyfikatorów sieci jest znacznie mniejsza, 250>E(kJ/mol)>40. Tlenki pośrednie mają energie wiązań od 340÷250 (kJ/mol) [82]. Rola, jaką pełni każdy tlenek w strukturze, określa własności fizyczne szkła. Jony modyfikatorów sieci, słabiej związane ze strukturą materiału, mogą być wymieniane z innymi jonami o tej samej wartościowości, lecz innych własnościach fizycznych. Wyprowadzenie ze szkła pewnej liczby jonów modyfikatora i zastąpienie ich innymi jonami metali (zwanych dalej domieszką) umożliwia wytworzenie lokalnych zmian właściwości optycznych szkła w obszarze przypowierzchniowym. Opisana technologia nosi nazwę wymiany jonowej. Szczególnie ważny obszar zastosowań wymiany jonowej dotyczy układów optyki zintegrowanej wykonanych monolitycznie na podłożowej płytce szklanej.

Procesy technologiczne realizujące wymianę jonową w szkle są przeprowadzane najczęściej z wykorzystaniem ciekłych źródeł domieszki (stopione azotany dla temperatur niższych i chlorki dla temperatur wysokich). Wstępne wprowadzenie domieszki do szkła dokonywane być może w procesie dyfuzji czysto termicznej, jak też w obecności zewnętrznego pola elektrycznego (elektrodyfuzja). Początkowy rozkład domieszki w szkle i wynikający z niego rozkład współczynnika załamania może być następnie modyfikowany w procesach wtórnych, takich jak dyfuzja, elektrodyfuzja lub wygrzewanie. Zastosowanie w

procesach wtórnych źródeł jonów domieszek obniżających współczynnik załamania umożliwia wykonywanie struktur tzw. światłowodów zagrzebanych, dla których maksimum współczynnika załamania jest przesunięte pod powierzchnię podłoża szklanego.

#### 1.1. Zależność zmian współczynnika załamania od koncentracji

Wprowadzone do szkła jony domieszki zajmują w strukturze szkła miejsca opuszczone przez jony modyfikatora. W efekcie wymiany tych jonów struktura szkła pozostaje niezmieniona. Zmianie ulegają właściwości optyczne szkła będące efektem odmiennych polaryzowalności elektrycznych wymienionych jonów, różnicy ich wielkości (promieni jonowych) oraz powstających naprężeń mechanicznych. Istnieje metoda empiryczna, która wiąże współczynnik załamania szkła z jego składem tlenkowym, oparta na zależności Gladstone-Dale'a [83]. Metoda ta określa wartość współczynnika załamania i własności spektralne szkła, jako funkcje jego składników molekularnych. Składnikami tymi są głównie tlenki, opisywane relacją  $M_mO_n$ , gdzie M jest składnikiem wybranego tlenku. Współczynnik załamania szkła  $n_b$  dla danej długości fali  $\lambda$  wyraża się za pomocą refrakcji jego składników [83]:

$$n_{b} = 1 + \frac{R_{0}}{V_{0}} = 1 + \frac{\sum_{M} a_{M} \cdot N_{M}}{C + \sum_{M} c_{M} \cdot N_{M}}$$
(1.1)

gdzie  $R_0$  jest refrakcją molową,  $V_0$  jest objętością molową,  $N_M$  jest liczbą moli jonów M na mol atomów tlenu,  $a_M$  jest stałą refrakcji składnika M dla długości fali  $\lambda$ ,  $c_M$  jest stałą objętości dla tlenku M. Parametry  $a_{M\nu}$ ,  $c_M$  i C wyznaczane są eksperymentalnie.

W wyniku wymiany jonowej następuje zmiana współczynnika załamania szkła:

$$n(y) = 1 + \frac{R_0 + \chi(y) \cdot \Delta R}{V_0 + \chi(y) \cdot \Delta V}$$
(1.2)

gdzie  $\chi(y)$  jest ułamkiem jonów, będących naturalnymi składnikami szkła, zastąpionych przez jony domieszki (wielkość ta jest funkcją głębokości y),  $\Delta R$  i  $\Delta V$  oznaczają odpowiednio molowe zmiany objętości i refrakcji spowodowane wymianą jonów. Odejmując od (1.2) równanie (1.1) i zakładając  $\Delta V \ll V_0$ otrzymuje się zmianę współczynnika załamania  $\Delta n$  w wyniku wymiany jonów:

$$\Delta n = n(y) - n_b = \frac{\chi}{V_0} \cdot \left( \Delta R - R_0 \frac{\Delta V}{V_0} \right)$$
(1.3)

1. Podstawy wymiany jonowej

Pierwszy składnik wyrażenia (1.3) jest przyczynkiem wnoszonym przez różnicę polaryzowalności wymienianych jonów. Drugi natomiast jest efektem zmiany objętości szkła spowodowanej różnicą promieni jonowych. Wyrażenie (1.2) pozwala traktować globalną zmianę współczynnika załamania jako liniową funkcję koncentracji wprowadzonej domieszki c(x,y,z):

$$\Delta n(x, y, z) \sim c(x, y, z) \tag{1.4}$$

Współczynnik proporcjonalności zależy od długości i polaryzacji fali. Założenie to stanowi podstawę modelowania zmian współczynnika załamania uzyskiwanych w procesie wymiany jonowej w szkle.

#### 1.2. Dwójłomność profili refrakcyjnych

Proces wymiany jonowej nie tylko zmienia współczynnik załamania na powierzchni szkła, lecz także zmienia inne stałe materiałowe. Poprzez wymianę jonową zmienia się objętość obszaru przypowierzchniowego (równanie (1.3)), związanego z pozostałą częścią szkła. Zmniejszenie lub zwiększenie objętości generuje naprężenia ściskające lub rozciągające [73, 84-87].

W przypadku prowadzenia wymiany jonowej na całej powierzchni szkła, stan naprężeń na powierzchni szkła jest jednorodny i izotropowy w płaszczyźnie podłoża (z) i równy zero dla kierunku prostopadłego (y) – kierunku swobodnego rozszerzania się szkła (rys.1.1):

$$\sigma_{yy}=0$$
;  $\sigma_{xx}=\sigma_{zz}=\sigma_0$  (1.5)

Dla falowodów wykonanych drogą

selektywnej wymiany jonowej przez okno

(falowodów paskowych) relacje te sa

bardziej skomplikowane, ponieważ nie zeruje się składowa naprężeń  $\sigma_{yy}$ , a składowa  $\sigma_{xx}$  różni się od  $\sigma_{zz}$ . Naprężenia na kierunku y powodują wypiętrzenia lub zapadnięcie powierzchni w światłowodach

paskowych. Efekty te są rejestrowane przez

skanowanie powierzchni próbki za pomoca

profilometrów elektromechanicznych [84].



obszar wymiany

Rys.1.1. Geometria wymiany jonowej Fig.1.1. Geometry of ion exchange

Naprężenia mechaniczne powodują anizotropię własności optycznych szkła. Dla fali elektromagnetycznej, o polaryzacji równoległej  $\parallel$  (prostopadłej  $\perp$ ) do kierunku naprężeń  $\sigma$ , współczynnik załamania jest odpowiednio równy:

$$n_{\parallel} = n_{\rm b} + \Delta n_{\parallel} \qquad ; \qquad n_{\perp} = n_{\rm b} + \Delta n_{\perp} \qquad (1.6)$$

#### 1. Podstawy wymiany jonowej

gdzie  $n_b$  jest współczynnikiem załamania jednorodnego szkła bez naprężeń. Dla małych naprężeń zmiany współczynnika załamania  $\Delta n_{\parallel}$  i  $\Delta n_{\perp}$  są proporcjonalne do naprężenia  $\sigma$ . Współczynniki związane z tym efektem, nazywane stałymi elastooptycznymi, zdefiniowane są następująco:

$$C_1 = \frac{dn_{\parallel}}{d\sigma} \quad ; \quad C_2 = \frac{dn_{\perp}}{d\sigma}$$
 (1.7)

Dla fal rozchodzących się w kierunku z, o polaryzacji równoległej do powierzchni podłoża - tzw. polaryzacja TE i prostopadłej - polaryzacja TM, zależność współczynnika załamania od naprężeń opisują równania [86]:

$$\Delta n_{TE}^{(s)} = n_{TE} - n_b = C_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_{xx} + C_2 \cdot (\boldsymbol{\sigma}_{yy} + \boldsymbol{\sigma}_{zz})$$
(1.8)

$$\Delta n_{TM}^{(s)} = n_{TM} - n_b = C_1 \cdot \sigma_{yy} + C_2 \cdot (\sigma_{xx} + \sigma_{zz})$$
(1.9)

Odejmując oba równania stronami otrzymujemy równanie definiujące dwój<br/>łomność modową  $\delta$ :

$$\delta = \Delta n_{TM}^{(s)} - \Delta n_{TE}^{(s)} = (C_1 - C_2) \cdot (\sigma_{yy} - \sigma_{xx})$$
(1.10)

Dla przypadku falowodów planarnych ( $\sigma_{yy} = 0$ ,  $\sigma_{xx} = \sigma_{zz} = \sigma_0(y)$ ) otrzymuje się:

$$\Delta n_{TE}^{(s)}(y) = (C_1 + C_2) \cdot \sigma_0(y)$$

$$\Delta n_{TM}^{(s)}(y) = n_0 + 2 \cdot C_2 \cdot \sigma_0(y) \qquad (1.11)$$

$$\delta(y) = \Delta n_{TM}^{(s)} - \Delta n_{TE}^{(s)} = (C_2 - C_1) \cdot \sigma_0(y)$$

Całkowita zmiana współczynnika załamania  $\Delta n^{(c)}$  jest sumą algebraiczną zmian wnoszonych przez zmianę polaryzowalności elektrycznej i objętości molowej  $\Delta n$  oraz zmian współczynnika załamania  $\Delta n^{(s)}$  indukowanych przez naprężenia [90]:

$$\Delta n_{TE}^{(c)}(y) = \Delta n(y) + \Delta n_{TE}^{(s)}(y)$$

$$\Delta n_{TM}^{(c)}(y) = \Delta n(y) + \Delta n_{TM}^{(s)}(y)$$
(1.12)

Pierwszy składnik w (1.12) jest niezależny od polaryzacji i opisuje zgodnie z (1.3) efekty wynikające ze zmiany własności fizycznych wprowadzanych jonów. Na podstawie równań (1.12) można określić udział naprężeń w kształtowaniu profili refrakcyjnych, który dla niektórych procesów wymiany jonowej może dochodzić do kilkudziesięciu procent [89].

#### 1.3. Jony domieszek

W procesie wymiany stosuje się jony metali alkalicznych – Li<sup>+</sup> [75, 90], K<sup>+</sup> [73-81, 84-85, 91], Rb<sup>+</sup> [92], Cs<sup>+</sup> [92-94] oraz inne jony jednowartościowe, jak Ag<sup>+</sup> [3, 73-81, 95-96], Cu<sup>+</sup> [97-98] i Tl<sup>+</sup> [2, 99-102].

Jako źródła domieszek powszechnie stosowane są roztopione sole odpowiedniego pierwiastka. Źródła takie zapewniają izotermiczność procesu wymiany jonowej - ewentualne gradienty temperatur wzdłuż długości próbki i przypadkowe fluktuacje temperatury wzdłuż powierzchni próbki są wyrównywane przez prądy konwekcyjne. Zabezpieczają również próbkę przed szkodliwymi wpływami czynników zewnętrznych. Stosowane w tym celu sole powinny cechować następujące własności:

- temperatura topnienia niższa od temperatury topnienia szkła,
- wysoka czystość,
- duża stabilność termiczna w temperaturze procesu,
- obojętność chemiczna w stosunku do materiału podłoża i tygla,
- mała energia dysocjacji chemicznej,
- nietoksyczność, odporność na utlenianie w wysokiej temperaturze.

Wymagania te najlepiej spełniają azotany, które na skutek swoich własności utleniających zabezpieczają ponadto powierzchnię szkła przed degradacją i utleniają metaliczne zanieczyszczenia będące na powierzchni próbki. Wadą tych soli są stosunkowo niskie temperatury rozkładu. Dlatego też, w przypadkach gdy proces wymiany musi zachodzić w wysokich temperaturach, stosowane są inne sole - siarczany i chlorki.

Dla metali (Ag, Cu) stosowane są również źródła w postaci cienkiej warstwy metalicznej [58,97-98]. Wymiana wykorzystująca cienkie warstwy metaliczne musi przebiegać w obecności pola elektrycznego, ponieważ energia termiczna jonów tych metali jest zbyt mała, aby pokonać barierę potencjału elektrochemicznego pomiędzy warstwą metaliczną i szkłem [103]. W odróżnieniu od źródeł ciekłych, źródła w postaci warstwy metalicznej mają charakter źródła ograniczonego. Prowadząc proces wymiany dostatecznie długo, do wyczerpania źródła jonów, można w ten sposób uzyskać w pojedynczym procesie wymiany tzw. światłowody zagrzebane [96, 104].

W tabeli 1.1 przedstawiono, wg [76], wartości polaryzowalności elektrycznej i promienie jonowe domieszek najczęściej stosowanych w procesach wymiany jonowej, w porównaniu z sodem traktowanym jako główny składnik modyfikujący szkło oraz uzyskane w wymianie maksymalne zmiany współczynnika załamania. W tabeli 1.1 umieszczono również stosowane

najczęściej źródła domieszek – ich temperatury topnienia i rozkładu, które ograniczają temperatury procesu wymiany.

Proces wymiany Li<sup>+</sup> - Na<sup>+</sup> zachodzi bardzo szybko i już po kilku minutach dyfuzji osiąga się obszary zmian współczynnika załamania rzędu kilkudziesięciu  $\mu$ m, z maksymalną zmianą współczynnika załamania  $\Delta n$ ~0.015 [90]. Zmiana współczynnika załamania wynika przede wszystkim z dużych różnic promieni jonowych (polaryzowalność jonów litu jest bardzo mała). Równocześnie, w związku z tą różnicą, obserwuje się kolaps sieciowy i pękanie warstw powierzchniowych, degradujące własności optyczne podłoża szklanego [75]. Poprawę własności optycznych obszaru powierzchniowego można osiągnąć stosując jako źródło jonów litu mieszaninę Li<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> i K<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>. W procesie tym jony potasu i litu dyfundują równocześnie. Szybkie jony litu migrują głębiej, podczas gdy powolne jony potasu pozostają w obszarze przypowierzchniowym poprawiając strukturę szkła i likwidując naprężenia [105]. Otrzymywane światłowody są jednak mało stabilne termicznie i zastosowanie tej wymiany w optyce zintegrowanej jest niewielkie.

Jony Tl<sup>+</sup>, jak pokazuje tabela 1.1, mają największą polaryzowalność i duże wartości promieni jonowych. Wymiana Tl<sup>+</sup> - Na<sup>+</sup> zachodzi bardzo wolno dając duże zmiany współczynnika załamania  $\Delta n \sim 0.15$  i małe tłumienie materiałowe <0.5 dB/cm. Stosując w miejsce azotanu mieszaninę siarczanów (30% Tl<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>, 30% K<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> i 40% ZnSO<sub>4</sub>) można zwiększyć temperaturę wymiany do 600°C i odpowiednio szybkość wymiany jonowej, pozwalającą osiągać obszary zmian współczynnika załamania rzędu kilkudziesięciu µm w czasie kilku godzin.

Jony modyfikatorów wg [76]

Tabela 1.1

| Jon                     | Polaryzo-<br>walność<br>[×10 <sup>-30</sup> m <sup>3</sup> ] | Promień<br>jonowy<br>[×10 <sup>-10</sup> m] | Δn Sól |                   | Temperatura<br>topnienia<br>°C | Temperatura<br>rozkładu<br>°C |
|-------------------------|--|---|--------|-------------------|--------------------------------|-------------------------------|
| Li <sup>+</sup>         | 0.03   | 0.68  | 0.015  | LiNO <sub>3</sub> | 264                            | 600                           |
| Na <sup>+</sup>         | 0.43   | 0.95  | -      | NaNO <sub>3</sub> | 307                            | 380                           |
| Ag <sup>+</sup>         | 2.40   | 1.26  | 0.22   | AgNO <sub>3</sub> | 212                            | 444                           |
| <b>K</b> <sup>+</sup>   | 1.33   | 1.33  | 0.01   | KNO <sub>3</sub>  | 334                            | 334                           |
| Tl+                     | 5.20   | 1.49  | 0.15   | TINO <sub>3</sub> | 206                            | 430                           |
| <b>R</b> b <sup>+</sup> | 1.98   | 1.49  | 0.015  | RbNO <sub>3</sub> | 310                            | and the second                |
| Cs <sup>+</sup>         | 3.34   | 1.65  | 0.03   | CsNO <sub>3</sub> | 414                            | -                             |

Zasadniczą wadą wymiany jonowej Tl<sup>+</sup> - Na<sup>+</sup> jest duża toksyczność związków chemicznych talu powodująca, że wymiana ta ma w technologii układów optyki zintegrowanej mniejsze znaczenie. Wyjątek stanowią tutaj zastosowania wymiany Tl<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup> w technologii mikrosoczewek planarnych [99-101] (omówionych w rozdziale 4.3) i prętowych soczewek cylindrycznych [102].

Wymiany jonów oparte na Cs<sup>+</sup>, Rb<sup>+</sup> zachodzą bardzo powoli i dają niewielkie zmiany współczynnika załamania odpowiednio 0.03 i 0.015. Ze względu na dużą toksyczność soli cezu i rubidu i ich silne reagowanie z większością materiałów, stosowanie tych jonów jest ograniczone.

Wśród jonów wymienionych w tabeli 1.1, największe znaczenie dla układów optyki zintegrowanej mają procesy wymiany jonowej Ag<sup>+</sup> - Na<sup>+</sup> i K<sup>+</sup> - Na<sup>+</sup>.

### 1.3.1. Wymiana Ag<sup>+</sup> - Na<sup>+</sup>

Wymiana  $Ag^+$  -  $Na^+$  jest najbardziej popularną techniką wymiany jonowej. Wymiana jonów zachodzi stosunkowo szybko, nawet dla niskich temperatur (220°C ÷ 300°C). Maksymalna zmiana współczynnika załamania jest rzędu 0.1 dla sodowo-wapniowego [95] i osiąga wartość 0.22 dla szkła TiF<sub>6</sub> [106]. W procesie wymiany wykorzystuje się najczęściej ciekłe źródła domieszki w postaci stopionych soli AgNO<sub>3</sub> dla temperatur < 400°C lub AgCl dla szybkich



Rys.1.2. Profile rozkładu współczynnika załamania dla fal TE i TM w szkle BK-7. Wymiana Ag<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup> z roztworu AgNO<sub>3</sub>

Fig.1.2. Refractive index profiles for TE and TM waves in BK-7 glass.  $Ag^+$ - $Na^+$  ion exchange from the AgNO<sub>3</sub> solution procesów wymiany i temperatur ograniczonych jedynie temperaturą mięknięcia szkła [107].

Podstawowa wada wymiany srebro-sód jest tendencja do procesie redukcji w technologicznym jonów Ag<sup>+</sup> do srebra atomowego i jego aglomeracji w centra barwne [95]. Powoduje to wzrost strat propagacji związanych z absorpcją i rozpraszaniem na koloidalnych cząsteczkach srebra. Straty propagacji zależą silnie od osiągając fali długości maksimum dla długości rezonansowej λ~0.4 μm i silnie maleja dla bliskiej podczerwieni. Straty propagacji dla falowodów

otrzymanych w wielostopniowych procesach wymiany Ag<sup>+</sup> - Na<sup>+</sup>, dla długości powyżej 0.8 μm wynosiły poniżej 0.2 dB/cm [108-109].

Wadą wymiany  $Ag^+$  -  $Na^+$  jest również niska stabilność termiczna i światłotrwałość [1].

Duże zmiany współczynnika załamania na poziomie 0.1 mogą być niekorzystne dla zastosowań wymiany  $Ag^+$ -Na<sup>+</sup> w technologii światłowodów jednomodowych. Można je obniżyć wykorzystując wielostopniowe procesy wymiany jonowej, opisane w rozdziale 2, albo prowadząc wymianę z mieszaniny soli AgNO<sub>3</sub> /NaNO<sub>3</sub> lub AgNO<sub>3</sub> /KNO<sub>3</sub>. Rozcieńczenie azotanu srebra powoduje obniżenie koncentracji srebra w kąpieli, wpływając równocześnie na zmiany współczynnika załamania, temperaturę topnienia mieszaniny soli i szybkość procesu wymiany. Na rys.1.2 przedstawiono, dla przykładu, profile rozkładu współczynnika załamania dla fal TE i TM otrzymane w wyniku wymiany Ag<sup>+</sup> - Na<sup>+</sup> z roztworu 0.00155% AgNO<sub>3</sub> w NaNO<sub>3</sub>, w czasie 1.5 h i temperaturze 385°C. Proces był bardzo szybki, a początkowa wartość współczynnika załamania  $\Delta n$ ~0.1 obniżyła się do wartości 0.012. Różnice rozkładów dla fal TE i TM są nieznaczne i mieszczą się w granicach błędów pomiarowych.

Obok źródeł ciekłych stosowane są również źródła w postaci warstwy metalicznej Ag naniesionej metodą naparowania próżniowego na podłoża szklane, zwykle pokrytą dodatkową warstwa metaliczną np. Au, w celu zapobieżenia utleniania srebra. W tym wypadku wymiana jonowa musi przebiegać w obecności zewnętrznego pola elektrycznego [58]. Jedną z zalet tej wymiany jest brak zjawiska wytrącania się srebra metalicznego i wynikająca stąd niska tłumienność wynosząca ~0.5 dB/cm. Cenna jest również możliwość kształtowania w procesie jednostopniowym profili zagrzebanych, o wielkości zmian współczynnika załamania kontrolowanej czasem procesu [104].

Obserwowana dla wymiany  $Ag^+$  -  $Na^+$  dwójłomność modowa  $\delta$  (równanie (1.10)) jest niewielka i wynosi ~ -0.04· $\Delta n_{TE}$  [89]. Udział naprężeń w kształtowaniu profilu refrakcyjnego jest w związku z tym nieznaczny i często można go pominąć.

1.3.2. Wymiana K<sup>+</sup> - Na<sup>+</sup>

Światłowody otrzymywane drogą wymiany jonów K<sup>+</sup>- Na<sup>+</sup> charakteryzują się małym tłumieniem materiałowym, poniżej 0.5 dB/cm w całym zakresie widzialnym i w podczerwieni, oraz dużą stabilnością termiczną. Wymiana jonów zachodzi stosunkowo wolno - około kilkadziesiąt razy wolniej niż w przypadku wymiany Ag<sup>+</sup> - Na<sup>+</sup>, a mała zmiana współczynnika załamania  $\Delta n$ -0.01 wyróżnia ten proces w technologii światłowodów jednomodowych. Proces K<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup> poprawia również ogólne własności fizyczne szkła – mikrotwardość, wytrzymałość mechaniczną i optyczną [1].



Rys.1.3. Profile rozkładu współczynnika załamania dla fal TE i TM w szkle BK-7, ■ -fale TM, □ -fale TE; wymiana K<sup>+</sup> – Na<sup>+</sup>

Fig.1.3. Profiles of refractive index for TE and TM waves in BK-7 glass, ■ - TM waves, □ -TE waves; K<sup>+</sup> - Na<sup>+</sup> ion exchange

Na rvs.1.3 przedstawiono profile rozkładu współczynnika załamania dla polaryzacji TE i TM otrzymane w procesie dyfuzii jonów potasu do szkła BK-7, w temperaturze 400°C i w czasie  $t_{\rm D}=165$  h [53]. Wyznaczony współczynnik dyfuzii wynosił dla obu profili 2.18  $\mu$ m<sup>2</sup>/h, natomiast maksima rozkładu na powierzchni są odpowiednio równe  $\Delta n_{\rm TE}$  = 0.0095.  $\Delta n_{\rm TM} = 0.0117.$ Obserwowane znaczne różnice rozkładów współczynnika załamania dla obu ortogonalnych polaryzacii. wynikaja Z anizotropii naprężeń powstałvch podczas procesu technologicznego. Udział naprężeń w kształtowaniu współczynnika załamania jest

istotny – w szkle BK-7 wynosi on odpowiednio 30% dla fal TE i 40% dla fal TM [89]. Obserwowana dla tej wymiany dwójłomność modowa  $\delta$  jest znaczna i wynosi ~  $-0.14 \cdot \Delta n_{\text{TE}}$ .

Wielkość dwójłomności modowej, jak pokazano w [24-25], zależy od czasu temperatury i procesu. Dwójłomność modową można obniżyć prowadząc dyfuzję z roztworów soli KNO<sub>3</sub> [25], albo wykorzystując tzw. podwójną wymianę jonową [60]. Podwójną wymianę jonową - wymiana w pierwszej kolejności jonów potasu, a w drugiej jonów srebra, wykorzystuje się do formowania falowodów dwurdzeniowych. Falowody takie łączą zalety obu procesów wymiany jonowej – niskie straty w zakresie widzialnym, dobre prowadzenie modów oraz szeroki zakres pracy jednomodowej. Prosty model dobrze opisujący podwójną wymianę jonową w szkle został zaproponowany przez P. Augera i S.I. Najafi [59].

#### 1.3.3. Światłowody domieszkowane pierwiastkami ziem rzadkich

W pracach [18-22, 110-113] zaproponowano domieszkowanie szklanych światłowodów pierwiastkami ziem rzadkich (głównie erbem) w celu wytworzenia źródeł światła połączonych ze strukturą falowodową. Badano dwie konfiguracje falowodowe. W pierwszym przypadku wymianę jonową prowadzono w szkle domieszkowanym pierwiastkami ziem rzadkich modyfikując własności optyczne podłoża. Druga konfiguracja była struktura złożoną z falowodu otrzymanego drogą wymiany jonowej w nie domieszkowanym szkle i płytki szklanej z domieszka, która jest przyciskana do podłoża falowodowego. Przy odpowiednio dobranych współczynnikach załamania i parametrach procesu technologicznego uzyskuje sie około 50% transfer energii do szkła domieszkowanego

Stosując wymiane jonową w szkle neodymowym otrzymano wzmacniacze i laser dla długości fali 1.06 µm i 1.3 µm (wzmocnienie około 15 dB) [21].

#### 1.4. Podłoża szklane

Własności optyczne światłowodów otrzymanych podczas wymiany jonowej zależą od zastosowanego procesu wymiany i szkła, którym wykonujemy falowody. Dobór odpowiedniego materiału podłoża w dużym stopniu decyduje o wielkości zmian współczynnika załamania, szybkości procesu dyfuzii, profilu rozkładu współczynnika załamania i tłumieniu materiałowym.

Szkła stosowane w procesie wymiany jonów jako podłoża układów optyki zintegrowanej powinny spełniać nastepujace wymagania:

- dobre własności optyczne wysoka jednorodność i małe tłumienie w zakresie stosowanych długości fali. Dla wymiany Ag<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup> bardzo ważny jest brak w ich składzie niepożadanych tlenków żelaza i arsenu,
- wysoką odporność chemiczną na stosowane stopione sole,
- wysokie współczynniki dyfuzji wymienianych jonów~10<sup>-10</sup>÷10<sup>-8</sup> cm<sup>2</sup>/s. Duża prędkość wymiany jonów pozwala na obniżenie temperatury procesu i czasu kontaktu powierzchni szkła ze stopionymi solami,
- skład chemiczny szkła powinien gwarantować odpowiednio duże zmiany współczynnika załamania ( $\Delta n \sim 10^3 \div 10^{-1}$ ). Istotna jest tu zwłaszcza odpowiednio duża zawartość jonów modyfikatora Na<sup>+</sup>.

W technologii większości elementów optyki zintegrowanej wytwarzanych metodą wymiany jonowej wykorzystuje się jako podłoża szkła ogólnie dostępne na rynku. Szkła te posiadają dobre własności fizykochemiczne, a masowa produkcja wpływa na ich niski koszt. W tabeli 1.2 przedstawiono skład chemiczny szkieł najczęściej używanych. Przy każdym szkle podano również odpowiednie odnośniki literaturowe, ponieważ skład chemiczny szkieł może się różnić nieznacznie, nawet dla tych dostępnych na rynku (również publikowane dane nie zawsze są ze sobą zgodne). Różnice w składzie nie są jednak duże, co widać na przykładzie trzech pierwszych szkieł w tabeli 1.2, popularnych szkiełek mikroskopowych. Dzięki dużej zawartości jonów Na<sup>+</sup>, łatwego dostępu i niskich kosztów są one wykorzystywane w wiekszości laboratoriów. Równie popularne są wysokiej jakości borokrzemowe szkła optyczne: Schotta BK-7 i

| 1.474 (n <sub>d</sub> )       | 1.5152                    | 1.5207<br>(A=0.78 µm) | 1.522                    | 1.515                  | 1.511                                   | 1.511                            | 1.512                      | Wsp. załamania<br>dla λ=0.633 μm |
|-------------------------------|---------------------------|-----------------------|--------------------------|------------------------|---|----------------------------------|----------------------------|----------------------------------|
| -                             | 3                         | ,                     | 3 (TiO <sub>2</sub> )    | 0.6                    | 0.34                                    | 60.0                             | 3.5                        | Inne skladniki                   |
| -                             | 1                         | ı                     | 7 (ZnO)                  | 0.01                   | -                                       | 6                                | 1                          | Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>   |
| -                             | 1                         | 1                     | 1                        | 0.05                   |   | 0.34                             | I                          | SO <sub>3</sub>                  |
| 1                             | 2.4                       | 1                     |                          | 0.43                   | 1                                       |                                  | 1                          | BaO                              |
| 3                             | 1                         | 2.30                  | 2                        | 0.28                   | 0.34                                    | 1.46                             | 1.2                        | AlzOs                            |
|                               |                           | 2.30                  |                          | 0.01                   | 4.30                                    | 4.08                             | 1.2                        | MgO                              |
| 8                             | •                         | 6.65                  | ,                        | 0.31                   | 6.40                                    | 6.45                             | 6.4                        | CaO                              |
| 13.0                          | 11.1                      | 1                     | 6                        | 11.35                  | I                                       | 1                                | ı                          | B2O3                             |
|                               | 8.0                       | 12.65                 | 7                        | 7.05                   | 1.20                                    | 1.8                              | 1.2                        | K20                              |
| 4.0                           | 9.6                       | 2.61                  | 7                        | 9.55                   | 14.31                                   | 14.07                            | 14.3                       | Na <sub>2</sub> O                |
| 81.0                          | 68.3                      | 73.49                 | 65                       | 70.36                  | 72.25                                   | 73.24                            | 72.2                       | SiO <sub>2</sub>                 |
| Pyrex 7740<br>Corning<br>[90] | B 1664<br>Corning<br>[76] | 270<br>Schott<br>[76] | 0211<br>Corning<br>[127] | BK-7<br>Schott<br>[76] | Fisher<br>Brand<br>Glass Slide<br>[128] | Chance<br>Propper<br>select [76] | Fisher<br>Premium<br>[129] | Tlenki, w<br>% wagowych          |
|                               | ianie jonowe,             | podłoża w wymi        | owanych jako             | vch szkieł stoso       | mania niektóry                          | ółczynniki zała                  | emiczny i wspo             | Skład chi                        |
| Tabela 1.2                    |                           |                       |                          |                        |   |                                  |                            |                                  |

270 oraz szkła firmy Corning 0211 i B 1664, o podobnym składzie chemicznym. Szkła te mają zastosowanie do produkcji konwencjonalnych elementów optycznych, np. soczewek. Obecne w ich składzie tlenki alkaliczne miały na celu zoptymalizować syntezę szkła i ulepszyć ich własności fizykochemiczne. Nie są to zatem szkła przygotowywane pod kątem procesu wymiany jonowej.

Na potrzeby metody wymiany jonowej rozwija się technologia szkieł specjalnych. Są to szkła o szczególnie wysokiej zawartości Na<sup>+</sup>, np. szkło TiF<sub>6</sub> firmy Schott o 22% zawartości NaNO<sub>3</sub>, przygotowane specjalnie dla wymiany Ag<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup> szkła glino-borokrzemowe BGG31, BGG35 firmy Schott [114-116] domieszkowane fluorem wstrzymującym redukcje Ag<sup>+</sup> do srebra atomowego, szkła cyrkono-krzemowe (ZS) [1], o temperaturze mięknięcia umożliwiającej przeprowadzanie procesów wymiany w wysokich temperaturach z zachowaniem wysokich własności optycznych podłoża.

Bardzo istotne znaczenie dla rozwoju optyki zintegrowanej ma technologia szkieł specjalnych domieszkowanych półprzewodnikami mikrokrystalicznymi i mikrocząstkami metalicznymi, umożliwiająca wytwarzanie materiałów nieliniowych [117-120] i aktywnych optycznie szkieł domieszkowanych pierwiastkami ziem rzadkich [18-22, 110-113]. Zwłaszcza technologia szkieł aktywnych umożliwiających wytwarzanie planarnych laserów światłowodowych i wzmacniaczy światła jest w chwili obecnej najintensywniej rozwijaną, obok technologii czujników światłowodowych, dziedziną wykorzystującą metodę wymiany jonów.

#### 1.5. Stanowisko technologiczne do wymiany jonów

Wymiana jonowa, a zwłaszcza wymiana bez udziału zewnętrznego pola elektrycznego, jest procesem prostym technologicznie i tanim, nie wymagającym skomplikowanej aparatury technologicznej.

Stanowisko technologiczne - rys.1.4 - składa się z pieca tyglowego umożliwiającego osiąganie temperatur 100-600°C, stabilizowanych z dokładnością <1 K. Do stopionych soli, o możliwie najwyższym stopniu czystości, wprowadza się odpowiednio przygotowane (oczyszczone) podłoża szklane. Zastosowanie ciekłych źródeł jonów domieszek wyrównuje, poprzez prądy konwekcyjne, ewentualne gradienty temperatur wzdłuż długości próbki i przypadkowe fluktuacje temperatury. Zastosowane w układzie mieszadło zapewnia stałą koncentrację wymienianych jonów na powierzchni podłoża.

Zasadniczym problemem, który należy rozwiązać przy projektowaniu stanowiska do przeprowadzania procesu dyfuzji w obecności stałego zewnętrznego pola elektrycznego, jest zapewnienie izolacji elektrycznej elektrod [123].



### Rys. 1.4. Układ do przeprowadzania procesu dyfuzji Fig. 1.4. System for the conducting of the process of thermal diffusion

Jedną z nich stanowi najczęściej ciekła sól. W procesie stosowane są pola elektryczne ~ 100 V/mm, a w związku z tym mogą pojawić się wycieki przewodzącej soli związane z elektromigracją na krawędziach bocznych podłożowej płytki szklanej i zwieranie elektrod.

Na rys. 1.5 przedstawiono zaprojektowane specjalne stanowisko technologiczne, umożliwiające przeprowadzanie elektrodyfuzji w cienkich płytkach szklanych [95]. Układ ten umożliwia również precyzyjną kontrolę czasu procesu. Kontakt pomiędzy stopioną solą i podłożową płytką szklaną, utrzymywaną przez podciśnienie, następuje po obróceniu tygla. Rozwiązanie to zabezpiecza przed zwieraniem elektrod (nie sprawdził się, stosowany wcześniej, docisk mechaniczny płytki szklanej i różnego rodzaju kity odporne na wysokie temperatury [121]). Układ pozwala również uniknąć niejednoznaczności w określaniu czasu trwania procesu. Anodą w procesie elektrodyfuzji jest stopiona sól, a katodą warstwa kleju przewodzącego nałożonego na drugą powierzchnię płytki szklanej.

1. Podstawy wymiany jonowej



Rys. 1.5. Układ do przeprowadzania procesu elektrodyfuzji Fig. 1.5. System for the conducting of the process of electrodiffusion

### 1.6. Kryteria wyboru technologii wymiany jonowej

Wybór odpowiednich procesów wymiany i rodzaju podłoża szklanego determinują zwykle następujące własności falowodów: zdolność utrzymywania modów, dwójłomność modowa, straty propagacji oraz odporność na zniszczenia optyczne [124].

W celu lepszego prowadzenia i utrzymywania modów powinno się stosować falowody o dużej zmianie współczynnika załamania  $\Delta n$ , stosując w procesie wymiany jony domieszek dające duże zmiany współczynnika załamania np. Ag<sup>+</sup> i Tl<sup>+</sup>. Istotny jest również wybór podłoża szklanego o dużej zawartości jonów sodu [95]. Światłowody takie pozwalają na projektowanie zakrzywionych elementów optycznych o małym promieniu krzywizny. Z drugiej jednak strony falowody o dużym  $\Delta n$  mają mniejszy zakres pracy jednomodowej.

Dwójłomność modowa towarzyszy każdemu procesowi wymiany jonowej. Duża dwójłomność jest korzystna dla zastosowań falowodów gradientowych w sensorach optycznych, np. wykonanych na bazie interferometrów różnicowych [36-37]. Dwójłomność modowa jest niepożądana w zastosowaniach wymiany jonowej w układach przetwarzania sygnałów - rozgałęziaczach NxM, filtrach, multi/demultiplexerach. Dla takich zastosowań lepsza, zwłaszcza w zakresie powyżej 0.8  $\mu$ m, wydaje się wymiana Ag<sup>+</sup> – Na<sup>+</sup> lub podwójna wymiana jonowa.

Straty propagacji zależą od procesu wytwarzania, jak również od jakości podłoża szklanego. Szkła stosowane jako podłoża powinny charakteryzować się wysoką jakością optyczną i możliwie najniższą absorpcją. Bardzo istotna jest jakość powierzchni podłoża, która powinna być gładka i wolna od mikropęknięć zwiększających rozpraszanie światła. Wybór właściwego podłoża jest szczególnie ważny dla wymiany Ag+ - Na+, dla której możliwe jest występowanie w pewnych typach szkieł żółto-brązowego przebarwienia zwiększającego straty propagacji w zakresie widzialnym do kilku dB/cm [95]. Występowanie przebarwienia jest rezultatem redukcji jonów Ag<sup>+</sup> i ich aglomeracji w centra barwne spowodowanej obecnościa związków żelaza i arsenu stosowanych jako czynniki klarujące szkło w procesie wytopu. Jednym ze sposobów rozwiązania tego problemu jest stosowanie szkieł klarowanych mechanicznie [123] lub szkieł domieszkowanych fluorem [1]. Inne sposoby zmniejszenia tłumienia polegają na obniżeniu koncentracji jonów srebra poprzez wygrzewanie, zagrzebywanie dyfuzyjne [123] lub prowadzenie dyfuzji z roztworów soli [96]. Istotne obniżenie tłumienia osiągnąć można również stosując podwójną wymianę jonową K<sup>+</sup> - Ag<sup>+</sup> - Na<sup>+</sup> [59]. W bliskiej podczerwieni straty propagacji w światłowodach wytwarzanych w wymianie Ag<sup>+</sup> - Na<sup>+</sup> są niskie i osiągają wartości zbliżone do strat propagacji w falowodach otrzymanych w wymianie K<sup>+</sup> - Na<sup>+</sup>.

12.35

## 2. MODELOWANIE PROCESÓW WYMIANY JONOWEJ

Podstawy teoretyczne wymiany jonów podane zostały przez Doremusa [84] i następnie rozwijane w pracach [53-55, 84-85, 88, 95-96, 105, 116, 124-128].

the second second second second

Kinetyczna teoria procesu wymiany jonowej przyjmuje za punkt wyjścia kilka istotnych założeń:

- Szkło jest ośrodkiem izotropowym.
- W wymianie jonowej biorą udział tylko dwa typy jonów kationy modyfikatora i kationy metalu wprowadzanego do szkła, posiadające tę samą wartościowość i dyfundujące według tych samych mechanizmów.
- Wymiana jonów na powierzchni szkła ma charakter "jeden do jednego", a kinematyka wymiany nie ogranicza dyfuzji w szkle.
- Sprzężenie między strumieniami jonów następuje tylko przez siły elektrostatyczne.
- Dla każdego i-tego typu jonów relacja pomiędzy indywidualną stałą dyfuzji D<sub>i</sub> i ruchliwością elektrochemiczną μ<sub>i</sub> opisywana jest równaniem Einsteina:

$$D_i = \frac{k \cdot T}{wr \cdot e} \cdot \mu$$

gdzie: k- stała Boltzmana, T – temperatura bezwzględna, wr - wartościowość jonów, e – ładunek elementarny.

Zakłada się również, że mogące występować zewnętrzne pole elektryczne  $E_0$  (w procesie elektrodyfuzji) ma kierunek prostopadły do powierzchni szkła, przez którą wprowadzane są jony domieszki.

Celem badań autora było uzupełnienie istniejących teorii wymiany jonowej dla tych procesów wymiany, dla których zgodność teorii i eksperymentu nie jest zadowalająca, m.in. dyfuzji w obecności zewnętrznego pola elektrycznego (elektrodyfuzji) i profili zagrzebanych elektrodyfuzyjnie [53]. W pracach [55-56] autor zaproponował model procesu zagrzebywania drogą dwustopniowej dyfuzji termicznej, który następnie zweryfikowano eksperymentalnie. Wykonano badania właściwości niektórych typów szkieł pod kątem ich

#### 2. Modelowanie procesów wymiany jonowej

wykorzystania jako podłoża w wymianie jonowej dla struktur jedno- i wielomodowych [95]. Uzyskane wyniki wykorzystano do modelowania planarnych i paskowych falowodów gradientowych otrzymywanych w wielostopniowych procesach wymiany jonowej obejmujących dyfuzję termiczną, wygrzewanie i zagrzebywanie drogą dyfuzji termicznej lub elektrodyfuzji oraz do badań ich własności optycznych.

Analizę zjawisk wymiany jonowej rozpocznie przedstawienie procesów podstawowych – dyfuzji termicznej i elektrodyfuzji.

#### 2.1. Dyfuzja dwuskładnikowa

Podstawą każdego procesu wymiany jonowej jest zjawisko dyfuzji dwuskładnikowej [95-96, 105, 127-128]. W procesie tym jony podstawiane o koncentracji  $c_a$  zajmują miejsce jonów  $c_b$ , będących naturalnymi składnikami podłoża szklanego (zakładamy, że są to jedyne ruchliwe w danej temperaturze jony podłoża). Różnice polaryzowalności elektrycznej i rozmiarów promieni



jonowych prowadzą do formowania się rozkładu współczynnika załamania proporcjonalnego do koncentracji wprowadzanych jonów  $c_{a}$ .

W analizie tego procesu rozważyć (rys.2.1) należy skierowany w głąb ośrodka strumień  $j_a$  jonów typu (a) i zwrócony w stronę powierzchni strumień  $j_b$ jonów typu (b):

Rys.2.1. Schemat procesu dyfuzji

Fig.2.1. Scheme of diffusion process

 $\vec{j}_{a} = -D_{a} \cdot \nabla c_{a} + \mu_{a} \cdot \vec{E} \cdot c_{a}$  $\vec{j}_{b} = -D_{b} \cdot \nabla c_{b} + \mu_{b} \cdot \vec{E} \cdot c_{b}$ (2.1)

gdzie  $\mu_{a}$ ,  $D_{a}$ ,  $\mu_{b}$ ,  $D_{b}$  oznaczają odpowiednio ruchliwości i współczynniki dyfuzji jonów (a) i (b).

Natężenie wewnętrznego pola elektrycznego  $\vec{E}$  związane jest z różnicą ruchliwości wymienianych jonów. Pole elektryczne  $\vec{E}$  przyspiesza dyfuzję jonów wolniejszych i hamuje dyfuzję jonów szybszych, jest więc czynnikiem sprzęgającym migrację obu typów jonów. Stan ustalony powstaje przy takiej wartości pola  $\vec{E}$ , dla której  $\vec{j}_a = -\vec{j}_b$ . Biorąc pod uwagę warunek neutralności elektrycznej  $c_a + c_b = c_p$  w którym  $c_r$  jest koncentracją równowagową, otrzymuje się równania:

$$\vec{E} = \frac{D_a - D_b}{\mu_a \cdot c_r + \mu_b \cdot (c_r - c_a)} \cdot \nabla c_a$$
(2.2)

$$\vec{J}_a = -\frac{D_a}{1 - (1 - r) \cdot c_a / c_r} \cdot \nabla c_a$$
(2.3)

Wykorzystując dalej warunek ciągłości dla jonów (a):

$$\frac{\partial c_a}{\partial t} = -\nabla \vec{j}_a \tag{2.4}$$

otrzymuje się równanie dyfuzji dla jonów podstawianych:

$$\frac{\partial c_a}{\partial t} = \nabla \left\{ \frac{D_a}{1 - (1 - r) \cdot c_a / c_r} \cdot \nabla c_a \right\}$$
(2.5)

w którym  $r = \mu_a / \mu_b$ . Wyraz stojący w (2.5) przed  $\nabla c_a$  ma sens uogólnionego współczynnika dyfuzji jonów (a). Różnica ruchliwości i związana z tym obecność wewnętrznego pola powoduje, że współczynnik ten zależy od koncentracji podstawianych jonów. Dzieląc równanie stronami przez  $c_r$ otrzymuje się równanie dyfuzji dla unormowanej koncentracji  $N_a = c_a/c_r$ .

$$\frac{\partial N_a}{\partial t} = \nabla \left\{ \frac{D_a}{1 - (1 - r) \cdot N_a} \cdot \nabla N_a \right\}$$
(2.6)

### 2.1.1. Dyfuzyjne falowody planarne

W przypadku falowodów planarnych dyfuzja jest procesem jednowymiarowym.





Fig.2.2. Normalized distribution profiles of planar diffused waveguides; diffusion depth y in  $\sqrt{D_{a} \cdot t_{D}}$  units;  $t_{D}$ -the time of diffusion

Przyjmując oś y jako prostopadłą do płaszczyzny światłowodu otrzymuje się równanie:

$$\frac{\partial N_a}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \frac{D_a}{1 - (1 - r) \cdot N_a} \cdot \frac{\partial N_a}{\partial y} \right\}$$
(2.7)

którego rozwiązanie wymaga ustalenia pary warunków - brzegowych i początkowych. Stosowane najczęściej jako źródła domieszek stopione sole odpowiednich związków chemicznych mogą być traktowane jako nieskończone źródła jonów, dla których warunki brzegowe i początkowe przyjmują postać [95]:

$$N_a(y=0,t) = 1$$
 dla t>0  $N_a(y,t=0) = 0$  (2.8)

Na rys. 2.2 przedstawiono unormowane profile rozkładu współczynnika załamania falowodów planarnych, obliczone numerycznie na podstawie (2.7)



dla różnych wartości parametru r. Kształt profilu zmienia się od funkcji 1-erf(y), gdzie erf(y) jest funkcją błędu, dla r=1 [30], w kierunku funkcji schodkowej dla małych wartości r. Wartość parametru r zależy od rodzaju wymienianych jonów i składu chemicznego szkła. Dla przykładu, w szkle borokrzemowym r=0.5 dla wymiany srebro-sód [95] i r=0.9 dla wymiany potassód [35].

Istotne zmiany rozkładu współczynnika załamania można uzyskać przeprowadzając

dyfuzję termiczną w obecności zewnętrznego pola elektrycznego. Profile rozkładu zależą w tym przypadku od względnego udziału w całym procesie dyfuzji termicznej i elektromigracji w zewnętrznym polu elektrycznym.

#### 2.1.2. Dyfuzyjne falowody paskowe

Falowody paskowe, o dwuwymiarowym rozkładzie współczynnika załamania n(x,y), otrzymuje się prowadząc selektywną dyfuzję przez okno o szerokości w. Geometrię procesu przedstawia rys. 2.3. Dla założonej geometrii równanie dyfuzji (2.7) przyjmuje postać:

$$\frac{\partial N_a}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{D_a}{1 - (1 - r) \cdot N_a} \cdot \frac{\partial N_a}{\partial x} \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \frac{D_a}{1 - (1 - r) \cdot N_a} \cdot \frac{\partial N_a}{\partial y} \right\} \quad (2.9)$$

Warunki brzegowe zależą od własności fizycznych zastosowanej maski. Dla masek nieprzewodzących zakłada się, że składowa strumienia jonów (a)  $j_{ay}$  prostopadła do powierzchni podłoża, opisywana równ. (2.3), w obszarze maski powinna być równa zero. Stąd otrzymuje się warunki początkowe i brzegowe:

2. Modelowanie procesów wymiany jonowej

$$N_{a}(x, y, t = 0) = 0; \qquad N_{a}(x, y = 0, t) = 1 \text{ dla } x \in (-w/2, w/2)$$
$$\frac{D_{a}}{1 - (1 - r) \cdot N_{a}} \cdot \frac{\partial N_{a}}{\partial y} \bigg|_{y=0} = 0 \qquad \text{dla } x \notin (-w/2, w/2) \qquad (2.10)$$

odpowiadające założeniu nieskończonego źródła jonów (a).

Dla masek przewodzących należy założyć dodatkowo [124], że maska zwiera składową styczną wewnętrznego pola elektrycznego. Wykorzystując równanie (2.2) otrzymuje się dodatkowy warunek:

$$\frac{D_a - D_b}{1 - (1 - r) \cdot N_a} \cdot \frac{\partial N_a}{\partial x}\Big|_{y=0} = 0 \quad \text{dla } x \notin (-w/2, w/2) \quad (2.11)$$

Na rys. 2.4a,b,c,d porównano profile rozkładu w falowodach paskowych dla dyfuzji przez maskę przewodzącą i nieprzewodzącą, obliczone numerycznie na podstawie (2.9) z warunkami (2.10) i (2.11). Rozkłady przedstawione na rys. 2.4a,b obliczono dla parametrów procesu technologicznego odpowiadającym dyfuzji jonów K<sup>+</sup> w szkle borokrzemowym:  $w=10 \ \mu\text{m}, (D \cdot t_D)^{1/2}=1.27 \ \mu\text{m}, r=0.9$ . Profile na rys. 2.4c,d otrzymano dla tej samej szerokości okna, ale znacznie większych czasów dyfuzji  $(D \cdot t_D)^{1/2}=4.9 \ \mu\text{m}$ . Jak widać, własności fizyczne maski wpływają przede wszystkim na dyfuzję boczną, zmniejszając jej



Rys.2.4. Porównanie profili dyfuzyjnych w falowodach paskowych dla dyfuzji przez maskę przewodzącą (a,c) i nieprzewodzącą (b,d) (x, y w μm). Profile (a,b) i (c,d) otrzymano w tych samych warunkach technologicznych

Fig.2.4. A comparison of diffusion profiles in strip waveguides for the diffusion through the conducting (a,c) and non-conducting mask (b,d)  $(x, y in \mu m)$ . Profiles (a,b) and (c,d) were obtained under the same technological conditions

głębokość dla masek przewodzących. Wpływ ten zaznacza się silniej dla większych czasów dyfuzji i dla większych wartości stosunku szerokości okna do głębokości dyfuzji  $w/(D \cdot t_D)^{1/2}$ .

Przygotowanie odpowiednich masek jest procesem trudnym technologicznie. Problemem jest tutaj geometria okna - jego mała szerokość od kilku do kilkunastu um i znaczna długość rzędu kilkunastu mm, przy czym wymagana jest ostrość, gładkość i ciagłość jego krawędzi. Wymagania te spełnia elektronografia, rentgenografia oraz bardzo wyrafinowana fotolitografia. Najczęściej stosowane są maski metaliczne w postaci cienkich warstw Al, Ti, Cr nanoszonych technika naparowania próżniowego. Trudniejsze technologicznie maski dielektryczne w postaci warstw Al2O3 otrzymanych w procesie anodyzacji cienkich warstw Al lub warstw SiO<sub>2</sub> nanoszonych techniką rozpylania katodowego dają w procesie wymiany Ag<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup> falowody paskowe o relatywnie mniejszej tłumienności [73]. Efekt wzrostu tłumienia dla masek metalicznych dla tej wymiany wiąże się z wytrącaniem się pod krawędzią maski srebra atomowego. Jego przyczyną jest tworzenie się potencjału elektrochemicznego pomiędzy maską metaliczną Al i roztworem soli AgNO3 powstającego na skutek przechodzenia jonów Al<sup>3+</sup> do AgNO<sub>3</sub> [124]. Potencjał ten wzmacnia strumień jonów Ag<sup>+</sup> w kierunku stycznym do powierzchni i przy braku jego zrównoważenia przez jony Na<sup>+</sup> powoduje redukcje srebra do postaci atomowei.

W procesie maskowania można również wykorzystać blokowanie dyfuzji

szybkich jonów Ag<sup>+</sup> przez powolne jony K<sup>+</sup> [78]. Proces wytwarzania

maska jonowa falowód KNO<sub>3</sub> Al AgNO<sub>3</sub> podłoże podłoże

- Rys.2.5. Schemat procesu wytwarzania światłowodu paskowego techniką wymiany jonów Ag<sup>+</sup> z wykorzystaniem maski jonowej, wg [78]
- Fig.2.5. Scheme of strip waveguide fabrication by silver ion exchange with the use of ionic mask, from [78]

światłowodu paskowego technika podwójnej wymiany ionowei przedstawia rys. 2.5. W pierwszym etapie płytka maskowana paskiem warstwy Al jest zanurzona w kapieli KNO3. Jony K<sup>+</sup> dyfundują do szkła przez odsłoniete obszary płytki. Po tej wymianie warstwa Al zostaje usunieta i w płytce, zanurzonej w kapieli AgNO<sub>3</sub>, zachodzi proces dyfuzji jonów Ag<sup>+</sup> w niższej temperaturze i przez krótszy czas niż w pierwszym etapie. W obszarach, gdzie weszły uprzednio jony K<sup>+</sup>, penetracja jonów Ag<sup>+</sup> jest utrudniona - z

powodu małej ruchliwości jonów K<sup>+</sup> nie może się realizować mechanizm wymiany Ag<sup>+</sup>-K<sup>+</sup>. Jony srebra wprowadzane są do szkła wyłącznie tam, gdzie uprzednio podłoże szklane zostało zamaskowane paskami Al. Obszar, gdzie nastąpiła wymiana jonowa Ag<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup>, stanowi światłowód, którego współczynnik

Tabela 2.1

załamania jest znacznie większy od współczynnika załamania obszaru, gdzie przeprowadzono wymianę jonów potasu. Z kolei głębokość, w której są wymieniane w podłożu jony srebra, jest mniejsza niż głębokość, do której dochodzą jony potasu. Zastosowanie maski jonowej prowadzi do mniejszych strat w światłowodzie niż w przypadku maski metalicznej.

### 2.1.3. Badania dyfuzji dwuskładnikowej w wybranych typach szkieł

W pracy [95] przedstawiono właściwości niektórych typów szkieł różniących się składem chemicznym (tabela 2.1) pod kątem ich wykorzystania jako podłoża w procesie dyfuzji Ag<sup>+</sup> – Na<sup>+</sup> dla struktur jedno- i wielomodowych. Celem tych badań było ustalenie wpływu składu chemicznego podłoża na parametry materiałowe procesu wymiany – współczynnik dyfuzji, stosunek ruchliwości wymienianych jonów, maksymalną zmianę współczynnika załamania i tłumienie materiałowe. Uzyskane w eksperymencie profile rozkładu współczynnika załamania wyznaczane były metodą IWKB, (omówioną w rozdziale 3.2) na podstawie pomiaru stałych propagacji modów.

Skład chemiczny badanych szkieł

| Typ szkła                      |       |       |       |             |  |
|--------------------------------|-------|-------|-------|-------------|--|
| Składnik                       | A     | B     | C     | <b>D</b> *) |  |
| SiO <sub>2</sub>               | 75.11 | 69.58 | 80    | 60          |  |
| Na <sub>2</sub> O              | 12.21 | 8.44  | 3     | 15          |  |
| $B_2O_3$                       | -     | 9.91  | 12    | 14          |  |
| CaO                            | 7.43  | 0.07  | 0.2   | -           |  |
| MgO                            | 3.9   | 0.07  | -     | -           |  |
| BaO                            | -     | 2.54  | 1     | -           |  |
| K <sub>2</sub> O               | 0.21  | 8.37  | 0.7   | 1           |  |
| ZnO                            | -     | -     | -     | 8           |  |
| Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> | 0.58  | 0.04  | 2     | 3           |  |
| $As_2O_3$                      | -     | 0.09  | -     | _           |  |
| AsO <sub>5</sub>               | -     | 0.22  |       | -           |  |
| Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> | 0.01  | -     | -     | -           |  |
| (λ=0.63μm)                     | 1.511 | 1.520 | 1.471 | 1.511       |  |

### \*)Dane Huty Szkła Białystok

Dopasowując krzywe teoretyczne (rozwiązania równania (2.7)) do punktów doświadczalnych wyznaczono współczynniki dyfuzji, stosunek ruchliwości i zmianę współczynnika załamania na powierzchni szkła. Wyniki badań przedstawiono na rys. 2.6.a,b,c,d.

W szkle typu "A", dzięki dużej zawartości jonów sodu proces dyfuzji zachodzi szybko, dając znaczną zmianę współczynnika załamania ( $\Delta n$ =0.1). Otrzymywane struktury światłowodowe charakteryzowały się jednak żółtymi przebarwieniami, przechodzącymi w żółto-brązowe, a tłumienie materiałowe osiągało wartość 10 dB/cm. Podobne efekty obserwowano w szkle typu "B". Szkło to zawiera w swoim składzie mniejszą ilość sodu. Proces dyfuzji przebiega w nim wolniej, chociaż zmiana współczynnika załamania ( $\Delta n$ =0.08) jest porównywalna z wartością  $\Delta n$  dla szkła typu "A". Występujące w tych szkłach przebarwienia są wynikiem redukcji jonów Ag<sup>+</sup> do srebra atomowego i



Rys.2.6. Dyfuzja w szkle typu a) "A", b) "B", c) "C" d) "D",  $\blacksquare$  - punkty eksperymentalne, linia ciągła - rozwiązania numeryczne równ. (2.7)

Fig.2.6. Diffusion in glass type a) "A", b) "B", c) "C", d) "D",  $\blacksquare$  - experimental points, solid line – numerical solutions of Eq.(2.7)

jego aglomeracji w centra barwne, spowodowanej obecnością w ich składzie związków arsenu i żelaza [75], wykorzystywanych jako środki klarujące w procesie wytapiania.

W szkle typu "C", o najmniejszej zawartości procentowej sodu w jego składzie, otrzymuje się światłowody o małej zmianie współczynnika załamania ( $\Delta n$ =0.03). Zarówno w tym szkle, jak i w szkle typu "D" nie obserwuje się przebarwień. Szkła te nie zawierają w swoim składzie związków Fe i As (tabela 2.1). Wynikiem tego jest małe tłumienie materiałowe, które w przypadku szkła "D" nie przekraczało 1 dB/cm. Szkło to ma w temperaturze 573 K największy współczynnik dyfuzji i zmiany współczynnika załamania takie samo jak szkło "A".

Tabela 2.2 Parametry technologiczne procesu dyfuzji (T=573K)

| Szkło | Na <sub>2</sub> O [% mol] | D [μm²/h]             | Δn   | r   | n <sub>s</sub> |
|-------|---------------------------|-----------------------|------|-----|----------------|
| A     | 12.21                     | 6.8                   | 0.1  | 0.1 | 1.511          |
| В     | 8.44                      | 0.7                   | 0.08 | 0.2 | 1.520          |
| С     | 3                         | 9.6 *)                | 0.03 | 1   | 1.471          |
| D     | 15                        | 12.76                 | 0.1  | 0.5 | 1.511          |
|       |                           | <sup>*)</sup> T=603 K |      |     |                |

Wyniki analizy procesów dyfuzji przedstawiono w tabeli 2.2. Z zestawienia tego wynika, że współczynnik dyfuzji, jak i uzyskiwana zmiana współczynnika załamania zależą od zawartości sodu w danym typie szkła. Duża zawartość jonów Na<sup>+</sup> zwiększa szybkość wymiany jonowej dając równocześnie możliwość wytwarzania światłowodów o większej zmianie współczynnika załamania. Na podstawie przedstawionych wyników nie można ustalić związku stosunku ruchliwości wymienianych jonów *r* ze składem chemicznym materiału podłoża.

### 2.2. Wymiana w obecności zewnętrznego pola elektrycznego

Dyfuzja w obecności zewnętrznego stałego pola elektrycznego  $E_0$  (elektrodyfuzja) jest procesem umożliwiającym kształtowanie w krótkim czasie głębokich profili zmian współczynnika załamania [53, 58, 91, 95]. Zewnętrzne pole elektryczne wymusza stały przepływ jonów w kierunku od płaszczyzny będącej w kontakcie ze źródłem domieszek do płaszczyzny zewnętrznej. Wypadkowy strumień jonów (prąd) jest sumą obu strumieni jonów typu (a) i (b):



Fig.2.7. Scheme of electrodiffusion process



gdzie  $E_0$  oznacza natężenie zewnętrznego pola elektrycznego. Zwraca uwagę kierunkowość procesu – jony (a) i (b) wyprowadzane są zewnętrzną powierzchnią podłoża. Wyprowadzane jony (b) nie wpływają na obszar w pobliżu powierzchni falowodu i nie zmieniają własności źródła. W stanie ustalonym:

$$\vec{j}_a + \vec{j}_b = \vec{j}_0$$
 (2.13)

gdzie  $j_0 = \mu_b \cdot c_r \cdot E_0$  jest strumieniem jonów podłożowych wgłębi szkła. Wykorzystując (2.13) oraz warunek ciągłości i neutralności elektrycznej, podobnie jak to opisano w poprzednim punkcie, otrzymuje się równanie opisujące proces elektrodyfuzji dla unormowanej koncentracji  $N_a = c_a/c_r$ :

$$\frac{\partial N_a}{\partial t} = \nabla \left\{ \frac{D_a}{1 - (1 - r) \cdot N_a} \cdot \nabla N_a \right\} - \mu_a \cdot \vec{E}_0 \cdot \nabla \left\{ \frac{N_a}{1 - (1 - r) \cdot N_a} \right\}$$
(2.14)

W przypadku jednowymiarowym:

$$\frac{\partial N_a}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \frac{D_a}{1 - (1 - r) \cdot N_a} \cdot \nabla N_a \right\} - \mu_a \cdot E_0 \cdot \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \frac{N_a}{1 - (1 - r) \cdot N_a} \right\}$$
(2.15)



Rys.2.8. Unormowane profile rozkładu dla elektrodyfuzyjnych falowodów planarnych; głębokość falowodu w jednostkach  $\sqrt{D_a \cdot t_p}$ 

Fig.2.8. Normalized distribution profiles for planar waveguides after electrodiffusion; waveguide depth in  $\sqrt{D_a \cdot t_D}$  units

Rozwiązanie numeryczne równania (2.15) z warunkami brzegowymi (2.8), dla różnych parametrów r, dla jednowymiarowego przypadku falowodów planarnych, przedstawia rys. 2.8 [95]. Wraz ze wzrostem r profil rozkładu współczynnika załamania zbliża się do profilu typu *step-index*.



Rys.2.9. Profile rozkładu współczynnika załamania otrzymane w procesie dyfuzji jonów  $Ag^+$  w czasie 1 h, temperaturze 300°C oraz elektrodyfuzji w czasie 1 h, temperaturze 300°C, w polu elektrycznym  $E_0=40$  V/mm w szkle borokrzemowym.  $\Box$ ,  $\blacksquare$  - punkty eksperymentalne, linia ciągła rozwiązania numeryczne równ.(2.15)

Fig.2.9. Refractive index distribution profiles made in the process of  $Ag^+$  ion diffusion in a time of 1 h, temperature of 300°C and electrodiffusion in a time of 1 h, temperature of 300°C, electric field  $E_0=40$  V/mm in borosilicate glass.  $\Box$ ,  $\blacksquare$  - experimental points, solid line -numerical solution of Eq.(2.15)

Na rys. 2.9 przedstawiono typowe elektrodyfuzyjne i dyfuzyjne jednowymiarowe profile rozkładu współczynnika załamania, proporcjonalne do rozkładu koncentracji  $n_a$ , otrzymane w procesie dyfuzji jonów Ag<sup>+</sup> (w czasie 1 h i temperaturze 300°C) i elektrodyfuzji ( w czasie 1 h, temperaturze 300°C, w polu  $E_0$  =40 V/mm) w szkle borokrzemowym [53]. Punkty eksperymentalne, wyznaczone metodą IWKB, porównano z teorią. Wyniki eksperymentalne dopasowano metodą najmniejszych kwadratów na podstawie równ.(5), przy założeniu  $D_a$  = const i  $\mu_a$  = const, dla parametrów wymiany  $D_a$ =13.4  $\mu$ m<sup>2</sup>/V·h, r=0.45,  $\mu_a$  =12.20·10<sup>2</sup> V/mm. Analizując obie charakterystyki możemy stwierdzić, że wyniki teoretyczne dobrze opisują przebieg profili dyfuzyjnych. Dopasowanie profili elektrodyfuzyjnych na podstawie równania (2.15) i warunku  $D_a$  = const i  $\mu_a$ = const jest znacznie gorsze, zwłaszcza w obszarze wysokiej koncentracji wprowadzanych jonów  $N_a$ . Stwarza to poważne trudności przy modelowaniu procesów wymiany jonowej z udziałem elektrodyfuzyjnego.

W pracach [53-54] autor zaproponował nowy sposób opisu tego procesu uwzględniający zależność ruchliwości od koncentracji podstawianych jonów, który lepiej dopasowuje charakterystyki teoretyczne do wyników eksperymentalnych. Uzyskane wyniki wykorzystano do analizy elektrodyfuzji jonów Ag<sup>+</sup> w wybranych typach szkieł. Zaproponowany model teoretyczny zastosowano następnie do opisu formowania się światłowodów zagrzebanych elektrodyfuzyjnie.

Inny niż przewiduje teoria przebieg profili elektrodyfuzyjnych może być wyjaśniony zależnością ruchliwości jonów typu (a) i (b) od koncentracji wprowadzanych jonów. Zakładając w równaniu (2.14), że  $\mu_a = \mu_a(N_a)$  otrzymamy równanie elektrodyfuzji w postaci [53]:

$$\frac{\partial N_{a}}{\partial t} = \nabla \left( \frac{D_{a}}{1 - (1 - r) \cdot N_{a}} \cdot \nabla N_{a} \right) - \mu_{a}(N_{a}) \cdot \overline{E}_{0} \cdot \nabla \left( \frac{N_{a}}{1 - (1 - r) \cdot N_{a}} \right) + \overline{E}_{0} \cdot \left( \frac{N_{a}}{1 - (1 - r) \cdot N_{a}} \right) \cdot \nabla \mu_{a}$$
(2.16)

Funkcja  $\mu_a(N_a)$  powinna się istotnie zmieniać dla dużej koncentracji  $N_a$  i pozostawać stała dla koncentracji małych. Przyjmujemy ją w postaci [53]:

$$\mu_{a}(N_{a}) = \begin{cases} \mu_{0} & dla & N_{a} < n_{0} \\ \mu_{0} \cdot \exp(-(N_{a} - n_{0})^{2}/\rho^{2}) & dla & N_{a} > n_{0} \end{cases}$$
(2.17)

gdzie n<sub>0</sub> określa początek, a  $\rho$  szybkość zmian ruchliwości. Parametry te są wyznaczane z porównania wyników eksperymentalnych z teoretycznymi. Na rys. 2.10 przedstawiono typową zależność unormowanej ruchliwości  $\mu_a(N_a)/\mu_0$ dla  $n_0=0.6$  i  $\rho=0.35$ . Rozwiązania numeryczne równania elektrodyfuzji (2.16) dla różnych parametrów  $n_0$  i  $\rho$  przedstawione są na rys. 2.11a,b. Jak można zauważyć, zależność ruchliwości od koncentracji wprowadzanych jonów obniża pierwszą część charakterystyki profili elektrodyfuzyjnych, w stosunku do profilu przypominającego rozkład *step-index* dla  $\mu_a$  =const, oraz ogólnie zmniejsza szybkość migracji jonów  $N_a$ .

Uzyskane wyniki wykorzystano w analizie procesu elektrodyfuzji jonów Ag<sup>+</sup> w niektórych typach szkieł różniących się składem chemicznym i zawartością uczestniczących w wymianie jonów Na<sup>+</sup> [79,95].







- Rys.2.11. Profile rozkładu współczynnika załamania n(x) po elektrodyfuzji (czas  $t_e=1$  h, temperatura T=573 K,  $E_0=40$  V/mm) w szkle borokrzemowym, obliczone numerycznie na podstawie równania (2.16) dla  $\mu_0=16.53\cdot10^2$  [ $\mu$ m<sup>2</sup>/V·h], (a)  $n_0=0.6$  różne wartości  $\rho$ ; (b)  $\rho=0.4$  różne wartości  $n_0$
- Fig.2.11. Refractive index distribution profiles n(x) after electrodiffusion in borosilicate glass (time  $t_e=1$  h, temperature T=573 K,  $E_0=40$  V/mm), numerically calculated on the basis of Eq.(2.16) for  $\mu_0=16.53 \cdot 10^2 \ [\mu m^2/V \cdot h]$ , (a)  $n_0=0.6$  different values  $\rho$ ; (b)  $\rho=0.4$  different values  $n_0$



- Rys.2.12.a,b. Porównanie wyników teoretycznych z eksperymentalnymi dla elektrodyfuzji  $t_e=1$  h, T=573 K w szkle KF-3 dla pól (a)  $E_0=50$  V/mm (b)  $E_0=102$  V/mm. Obliczenia numeryczne równania (2.16) dla  $\mu_0=1.17\cdot10^2$  [ $\mu$ m<sup>2</sup>/V·h],  $n_0=0.55$  i  $\rho=0.18$ . Rozwiązanie dla  $\mu_a=$ const dopasowano dla  $\mu_a=0.49\cdot10^2$  [ $\mu$ m<sup>2</sup>/V·h]
- Fig.2.12.a,b. A comparison of theoretical and experimental results for electrodiffusion  $t_e=1$  h, T=573 K in KF-3 glass for the fields (a)  $E_0=50$  V/mm (b)  $E_0=102$  V/mm. Numerical calculations on the basis of Eq.(2.16) for  $\mu_0=1.17\cdot10^2$  [ $\mu m^2/V\cdoth$ ],  $n_0=0.55$  and  $\rho=0.18$ . The solution for  $\mu_a=const$  is fitted for  $\mu_a=0.49\cdot10^2$  [ $\mu m^2/V\cdoth$ ]



- Rys.2.13.a,b. Porównanie wyników teoretycznych z eksperymentalnymi dla elektrodyfuzji  $t_e=1$  h, T=573 K w szkle borokrzemowym dla pól (a)  $E_0=28$  V/mm (b)  $E_0=40$ V/mm. Obliczenia numeryczne równania (2.16) dla  $\mu_0=16.53\cdot10^2$  [ $\mu m^2/V\cdot h$ ],  $n_0=0.6$  i  $\rho=0.35$ . Rozwiązanie dla  $\mu_a=const$  dopasowano dla  $\mu_a=12.20\cdot10^2$ [ $\mu m^2/V\cdot h$ ]
- Fig.2.13.a,b. A comparison of theoretical and experimental results for electrodiffusion  $t_e=1$  h, T=573 K in borosilicate glass for the fields (a)  $E_0=28$  V/mm (b)  $E_0=40$  V/mm. Numerical calculations on the basis of Eq.(2.16) for  $\mu_0=16.53\cdot10^2$   $[\mu m^2/V \cdot h]$ ,  $n_0=0.6$  and  $\rho=0.35$ . The solution for  $\mu_a=const$  is fitted for  $\mu_a=12.20\cdot10^2$   $[\mu m^2/V \cdot h]$

Na rys. 2.12.a,b przedstawiono profile elektrodyfuzyjne otrzymane w szkle KF-3 w temperaturze T=300°C dla pól elektrycznych  $E_0 = 50$  V/mm i 102 V/mm. Najlepsze dopasowanie krzywych teoretycznych do punktów eksperymentalnych uzyskano dla obu profili dla parametrów  $\mu_0=1.17\cdot10^2$ 

|           |                |                  |           | Tabela | 2.3    |
|-----------|----------------|------------------|-----------|--------|--------|
| Parametry | technologiczne | elektrodyfuzji w | wybranych | typach | szkieł |

| szkło           | $\frac{\mu_0}{10^2 \cdot [\mu m^2/V \cdot h]}$ | <i>n</i> <sub>0</sub> | ρ    |
|-----------------|--|-----------------------|------|
| Borokrzenowe    | 16.53  | 0.6                   | 0.35 |
| KF-3            | 1.17   | 0.55                  | 0.18 |
| BK-7            | 1.07   | 0.6                   | 0.4  |
| Sodowo-wapniowe | 12.44  | 0.6                   | 0.23 |
| 'Termisil'      | 4.46   | 0.75                  | 0.8  |

40

szkle i wynikający z niego rozkład

współczynnika załamania może być następnie modyfikowany w procesach

wtórnych (dyfuzji, elektrodyfuzji,

wygrzewania i zagrzebywania). Jednym

z najprostszych procesów wtórnych jest

proces wygrzewania podłożowej płytki

szklanej ze światłowodem w ustalonej

temperaturze i czasie. W rezultacie

wygrzewania otrzymuje się (rys. 2.14) zmodyfikowany, powiększony prze-

załamania, o odpowiednio zmniejszonej

współczynnika

rozkład

[ $\mu$ m<sup>2</sup>/V·h],  $n_0$ =0.55 i  $\rho$ =0.18. Podobne charakterystyki dla szkła borokrzemowego dla  $E_0$  =28 V/mm i 40 V/mm i parametrów  $\mu_0$ =16.53·10<sup>2</sup> [ $\mu$ m<sup>2</sup>/V·h],  $n_0$ =0.6 i  $\rho$ =0.35 przedstawiono na rys. 2.13 a,b. W obu przypadkach otrzymano dobrą zgodność teorii z doświadczeniem, co świadczy o braku zależności parametrów ruchliwości  $\mu_0$ ,  $n_0$  i  $\rho$  od zewnętrznego pola  $E_0$ . Porównano eksperymentalne profile elektrodyfuzyjne otrzymywane w różnych warunkach technologicznych z wynikami teorii dla innych badanych szkieł [53], uzyskując bardzo dobrą zgodność z doświadczeniem. Otrzymane na tej podstawie parametry  $\mu_0$ ,  $n_0$  i  $\rho$  umieszczono w tabeli 2.3.

#### 2.3. Wygrzewanie

Przedstawione w poprzednich rozdziałach zjawiska wymiany jonowej w procesach dyfuzji termicznej i elektrodyfuzji noszą nazwę procesów pierwotnych [81]. Powstały w ich wyniku początkowy rozkład domieszki w



Fig.2.14. Process of heating

wartości współczynnika załamania na powierzchni, umożliwiający np. dostosowanie geometrii rozkładu i apertury numerycznej światłowodów do włókien optycznych.

strzennie

Do opisu tego procesu wykorzystuje się nieliniowe równanie dyfuzji (2.9), uzupełnione odpowiednimi warunkami początkowymi i brzegowymi. Warunkiem początkowym dla koncentracji  $N_a$  jest funkcja  $N_a^0$  opisująca rozkład koncentracji jonów (a), formowany w procesie pierwotnym, planarnym lub dwuwymiarowym.

W procesie wygrzewania zachodzi jego rozdyfundowanie, opisywane równaniem dyfuzji bez udziału zewnętrznego źródła jonów. Warunek brzegowy dla procesu wygrzewania określa strumień  $j_{ay}$  jonów (a) przez powierzchnię podłoża. Podczas wygrzewania powinien być on równy zero:

$$j_{av}(x, y = 0, t) = 0 \tag{2.18}$$

Na rys.2.15 przedstawiono dla przykładu rozkłady współczynnika załamania w szkle borokrzemowym otrzymane w wyniku dyfuzji termicznej (T=573 K,  $t_D=1$  h) oraz w kolejnych procesach wygrzewania w czasie  $t_r=0.5$  h, 1 h, 1.5 h, 2.5 h i temperaturze 723 K otrzymane metodą IWKB [123, 129], W wyniku wygrzewania modyfikacji ulegają również pola modowe osiągając rozkłady bardziej symetryczne i odseparowane od powierzchni podłoża.

Na rys. 2.16a, b przedstawiono obliczone metodą BPM [72] rozkłady amplitudy A(x,y) pola w falowodzie jednomodowym otrzymanym w procesie dyfuzji jonów Ag<sup>+</sup> do szkła borokrzemowego  $(D \cdot t_D)^{1/2}$  przez maskę nieprzewodzącą o szerokości 1.2 µm oraz po wygrzewaniu dla  $t_r/t_D=2$ . Poniżej, na rys. 2.16c,d przedstawione są profile rozkładu współczynnika załamania n(x,y) obu falowodów. Jak można zauważyć, wygrzewanie prowadzi do poprawienia symetrii i zagrzebywania pól modowych, umożliwiając ich lepsze dopasowanie do włókien optycznych.



- Rys.2.15. Profile rozkładu współczynnika załamania w szkle borokrzemowym otrzymane w wyniku dyfuzji termicznej (T = 573 K,  $t_D = 1 \text{ h}$ ) i w kolejnych procesach wygrzewania ( $t_r = 0.5 \text{ h}$ , 1 h, 1,5 h, 2.5 h, T = 723 K)
- Fig.2.15. Refractive index profiles in borosilicate glass obtained in thermal diffusion process (T=573 K,  $t_D=1$  h) and successive processes of heating ( $t_r=0.5$  h, 1 h, 1.5 h, 2.5 h, T=723 K)



- Rys.2.16.a,b. Rozkłady pól dla jednomodowego falowodu dyfuzyjnego (a) przed wygrzewaniem - (b) po wygrzewaniu; wymiary w μm
- Rys. 2.16.c,d. Rozkłady współczynnika załamania dla falowodu dyfuzyjnego (c) przed wygrzewaniem - (d) po wygrzewaniu; wymiary w μm
- Fig.2.16.a,b. Wave field distributions of monomode diffused waveguide (a) before heating - (b) after heating; dimensions inµm
- Fig.2.16.c,d. Refractive index distributions of monomode diffused waveguide (c) before heating (d) after heating; dimensions in $\mu$ m

### 2.4. Światłowodowe struktury zagrzebane

Przeprowadzając dyfuzję jonów podwyższających, a następnie obniżających współczynnik załamania materiału podłożowego otrzymuje się struktury światłowodowe zagrzebane, z maksimum współczynnika załamania odseparowanym od powierzchni szkła. Zagrzebanie falowodów redukuje straty związane z rozpraszaniem energii na nierównościach powierzchni podłoża oraz umożliwia dopasowanie pól modowych falowodu do rozkładu pola we włóknach optycznych.

#### 2. Modelowanie procesów wymiany jonowej

Technologia falowodów paskowych zagrzebanych opiera się głównie na wielostopniowej wymianie jonowej w obecności zewnętrznego pola elektrycznego [88, 126, 130], która umożliwia uzyskiwanie w stosunkowo krótkim czasie głębokich i symetrycznych profili zmian współczynnika załamania. Jej wadą jest konieczność stosowania specjalnego stanowiska technologicznego, zapewniającego izolację elektryczną stopionych soli wymienianych jonów [95].

Stosunkowo niewiele jest prac dotyczących znacznie prostszej technologicznie metody dwustopniowej dyfuzji termicznej, która może być wykorzystana zwłaszcza przy wytwarzaniu struktur jednomodowych. W pracach [55-56] autor przedstawił model teoretyczny procesu formowania się dwuwymiarowych rozkładów współczynnika załamania podczas procesu dwustopniowej dyfuzji termicznej obejmującego dyfuzję wstępną i zagrzebywanie. Określono wpływ warunków brzegowych na profil rozkładu współczynnika załamania oraz zbadano własności modowe uzyskiwanych struktur. Wyniki teoretyczne zweryfikowano doświadczalnie analizując metodami interferencyjnymi profile rozkładu współczynnika załamania otrzymane podczas dwustopniowej wymiany jonowej Ag<sup>+</sup> - Na<sup>+</sup> w szkle sodowo-wapniowym.

W pracy [57] autor przedstawił porównanie czterech procesów technologicznych, podstawowych dla wytwarzania światłowodów zagrzebanych drogą wymiany  $K^+$  - Na<sup>+</sup>. Dwa pierwsze dotyczyły profili rozkładu otrzymanych drogą wstępnej dyfuzji termicznej lub elektrodyfuzji jonów (a), które następnie zagrzebano drogą dyfuzji termicznej jonów (b). Dla pozostałych procesów wymiany zagrzebywanie początkowych profili rozkładu realizowano w procesie elektrodyfuzji jonów (b). Ustalono wpływ procesu technologicznego na profile rozkładu współczynnika załamania i własności modowe otrzymywanych struktur światłowodowych.

#### 2.4.1. Światłowody zagrzebane w procesie dwustopniowej dyfuzji termicznej

Szczególnie prostą technologią wytwarzania falowodów zagrzebanych jest zagrzebywanie w procesie dwustopniowej dyfuzji termicznej [55-56]. Rozkład współczynnika załamania otrzymany podczas wstępnej dyfuzji jonów (a) podwyższających współczynnik załamania jest następnie, po usunięciu maski, zagrzebywany drogą kolejnej dyfuzji termicznej wymienianych jonów (b) obniżających współczynnik załamania. W wyniku obu procesów otrzymuje się rozkład współczynnika załamania z maksimum odseparowanym od powierzchni podłoża szklanego.

Geometrię procesu wymiany przedstawiono na rys. 2.17. W procesie dwustopniowym, rozkład współczynnika załamania otrzymany podczas wstępnej dyfuzji jonów (a) w czasie  $t_D$  przez okno o szerokości w, jest następnie odseparowany od powierzchni podłoża szklanego w procesie dyfuzji jonów (b)



46

w czasie  $t_z$ , z jednoczesną redukcją współczynnika załamania. Otrzymany w ten sposób dwuwymiarowy rozkład koncentracji  $c_a(x,y)$  jonów (a) jest rozwiązaniem nieliniowego równania dyfuzji (2.9).

Warunkiem początkowym dla koncentracji  $c_a$  jest funkcja  $c_a^0$  opisująca rozkład koncentracji jonów (a) formowany w pierwszym etapie dyfuzji wstępnej. Otrzymamy ją rozwiązując równanie dyfuzji dla koncentracji  $c_a^0$  z warunkami początkowym i brzegowym (2.10) lub (2.11) w zależności od rodzaju maski.

Rys.2.17. Schemat procesu zagrzebywania dyfuzyjnego

Fig.2.17. Scheme of the process of burying by thermal diffusion Dla opisu powierzchniowej wymiany jonowej autor przyjął proste, uzasadnione fizycznie założenie, że strumień jonów (b) przez powierzchnię podłoża w procesie

zagrzebywania  $j_{by}(y=0)$  jest proporcjonalny do różnicy pomiędzy aktualną koncentracją jonów  $c_b$  i koncentracją równowagową [55]:





Fig.2.18a,b. Numerically calculated normalized concentration distributions  $N_a(0,y)$  for  $w=1.7\cdot (D\cdot t_D)^{1/2}$ , r=0.1 (a) for  $t_z/t_D = 1$  and different values of parameter s (b) for  $s=1 \ \mu m/h$ ,  $t_D=1$  h and various values of the time of burying

 $j_{by}(x, y = 0, t) = s \cdot (c_r - c_b)$  (2.19)

gdzie s jest stałą proporcjonalności charakteryzującą szybkość wymiany powierzchniowej.

Ten sam warunek zapisany dla strumienia jonów (a):

$$f_{av}(x, y=0, t) = -s \cdot c_a$$
 (2.20)

jest warunkiem brzegowym dla rozpatrywanego równania dyfuzji.



Rys.2.19. Ewolucja dyfuzyjnego profilu rozkładu unormowanej koncentracji dla kolejnych procesów zagrzebywania t<sub>z</sub>=1 h, 2 h, 4 h (wymiary x, y w µm)

Fig.2.19. Evolution of diffused profiles of normalized concentration for the successive processes of burying  $t_z=1$  h, 2 h, 4 h (dimensions x, y in  $\mu$ m) Na rys. 2.18a przedstawiono, obliczone numerycznie dla kierunku prostopadłego do powierzchni podłoża, rozkłady unormowanej koncentracji  $N_a(0,y)$  dla szerokości okna  $w=1.7 \cdot (D \cdot t_{\rm D})^{1/2}$ , r=0.1,  $t_z/t_{\rm D}=1$  oraz różnych wartości parametru s. Szybkość wymiany powierzchniowej s, jak można zauważyć, decyduje o głebokości i wartości maksimum rozkładu. Profil dla parametru s=0, odpowiadający falowodowi niezagrzebanemu, ogranicza przestrzennie profile zagrzebane. Rozkład ten, zgodnie z warunkiem brzegowym (2.20), opisuje profil rozkładu falowodu wygrzewanego.

rozkładów Profile  $N_{\rm a}(0,y)$ przedstawione na rys. 2.18b obliczono dla parametrów technologicznych  $w=1.7 \cdot (D \cdot t_D)^{1/2}$ , r=0.1, s=1  $\mu$ m/h,  $t_{\rm D}=1$  h oraz różnych czasów zagrzebywania. Wzrost czasu zagrzebywania, jak pokazują obliczenia, wpływa przede wszystkim na wartość maksimum i rozmiar przestrzenny profili rozkładu, w mniejszym stopniu separację maksimum na od powierzchni podłoża.

Na rys. 2.19 przedstawiono ewolucję dyfuzyjnego profilu rozkładu unormowanej koncentracji  $N_a(x,y)$  $((D \cdot t_D)^{1/2}=5.9 \ \mu\text{m}, \ r=0.1, \ w=10 \ \mu\text{m}, \ s=1 \ \mu\text{m/h}), \ dla kolejnych procesów$ 

zagrzebywania. Można w ten sposób osiągnąć profil rozkładu współczynnika załamania zbliżony do kołowego.

W celu zweryfikowania modelu teoretycznego przeprowadzono proces



Fig.2.20 a,b. A comparison of experimental ( $\blacksquare$  - points) and theoretical (solid line) results for distributions parallel and perpendicular to the surface; x, y normalized distances in (D-t<sub>D</sub>)<sup>1/2</sup> units



Rys.2.21. Obraz interferencyjny rozkładu stałych wartości współczynnika załamania dyfuzyjnych profili zagrzebanych Fig.2.21. The interference image of constant values distribution of refractive index

for diffused buried profiles

dwustopniowej dyfuzji  $Ag^+ - Na^+$ w szkle sodowo-wapniowym, obejmujący dyfuzję wstępną jonów  $Ag^+$  ( $t_D=1$  h, T=623 K) przez maskę aluminiową o szerokości 10 µm, oraz zagrzebywania dla T=623 K i  $t_z=1$  h, 2 h.

Rozkład współczynnika załamania w falowodzie paskowym określano metodą interferencyjną. Metoda wymaga przygotowania próbki w postaci cienkiej płytki

wyciętej prostopadle do osi światłowodu. Umieszczając próbkę w mikroskopie interferencyjnym "Biolar PI" ustawionym na interferencję pola jednorodnego otrzymuje się obraz stałych wartości rozkładu współczynnika załamania. Na rys. 2.21 pokazano obraz interferencyjny badanych profili dla czasu zagrzebywania  $t_z=1$  h.

Na tej postawie dokonano porównania eksperymentalnych profili rozkładu z teoretycznymi dla kierunku równoległego do powierzchni podłoża w punkcie maksimum rozkładu  $y_{max}$ ,  $N_a(x, y=y_{max})$  i kierunku prostopadłego  $N_a(0, y)$  – rys. 2.20a,b. Najlepsze dopasowanie obu krzywych rozkładu otrzymano dla szybkości wymiany powierzchniowej  $s\approx1$  µm/h. Pewne poszerzenie profili rozkładu dla kierunków równoległych do powierzchni podłoża może być wyjaśnione różnicą potencjałów elektrochemicznych podstawianych jonów Ag<sup>+</sup> i jonów Al<sup>+</sup> tworzących maskę metaliczną, co opisano w rozdziale 2.1.2. Związana z tym składowa styczna pola elektrycznego przyśpiesza migrację jonów Ag<sup>+</sup> wzdłuż powierzchni i przyczynia się do poszerzenia rozkładów dla kierunków równoległych.

#### 2.4.2. Światłowody zagrzebane w procesie elektrodyfuzji

Zagrzebywanie w procesie elektrodyfuzji jest popularną metodą wytwarzania głębokich i symetrycznych profili zmian współczynnika załamania dostosowanych do współpracy z włóknami optycznymi [88, 126, 130]. Schemat procesu zagrzebywania obrazuje rys. 2.22. W procesie dwustopniowym rozkład współczynnika załamania otrzymany podczas wstępnej dyfuzji jonów (a) w czasie  $t_D$ , przez okno o szerokości w, jest następnie odseparowany od powierzchni podłoża szklanego w procesie elektrodyfuzji jonów (b) w czasie  $t_z$ , z jednoczesną redukcją współczynnika załamania.



Warunkiem początkowym w procesie zagrzebywania elektrodyfuzyjnego dla koncentracji  $N_a$  jest funkcja  $N_a^0$  opisująca rozkład koncentracji jonów (a) formowany w pierwszym etapie dyfuzji wstępnej przez okno o szerokości w zgodnie z równaniem (2.10). Warunkiem brzegowym dla równania elektrodyfuzji w procesie zagrzebywania jest zerowanie się strumienia  $j_{ay}$  jonów (a) przez powierzchnię podłoża:

$$j_{ay}(x, y = 0, t) = 0$$
 (2.21)

## Rys.2.22. Schemat procesu zagrzebywania elektrodyfuzyjnego

Fig.2.22. Scheme of the process of burying by electrodiffusion

Zależność ruchliwości od koncentracji, jak pokazano w [53], wpływa na szybkość procesu zagrzebywania. Na rys. 2.23a,b przedstawiono dwuwymiarowe profile rozkładu obliczone numerycznie

na podstawie równań (2.14) lub (2.16) z odpowiednimi warunkami początkowymi i brzegowymi dla dwóch modeli zagrzebywania elektrodyfuzyjnego - dla  $\mu_a$ =const i  $\mu_a$ = $f(N_a)$ . Rozważony proces dwustopniowy składa się z dyfuzji wstępnej w czasie  $t_D$ =1 h przez okno w=3.7 µm i zagrzebywania w czasie  $t_z$  = 0.5 h w zewnętrznym polu  $E_0$ =40 V/mm.



Rys.2.23a,b. Dwuwymiarowe profile rozkładu współczynnika załamania obliczone numerycznie dla szkła borokrzemowego - (a) na podstawie równania (2.14) dla  $\mu_a = 12.20 \cdot 10^2 \ [\mu m^2/V]$  - (b) na podstawie równania (2.16) (dane materiałowe tabela (2.4))

Fig.2.23a,b. Two-dimensional refractive index profiles numerically calculated for borosilicate glass – (a) on the basis of Eq.(2.14) for  $\mu_a = 12.20 \cdot 10^2 \ [\mu m^2/V]$ -- (b) on the basis of Eq.(2.16) (material data from Table (2.4))

Na rys.2.24 przedstawiono profile rozkładu współczynnika załamania n(0,y) określone dla maksimum rozkładu. Porównując otrzymane charakterystyki można stwierdzić, że zależność ruchliwości od koncentracji zwiększa szybkość zagrzebywania.



Rys.2.24. Porównanie profili rozkładu współczynnika załamania n(0,y) określone dla maksimum rozkładu dla  $\mu_a$ =const i  $\mu_a = f(N_a)$ 

Fig.2.24. A comparison of refractive index profiles n(0,y) determined for the maximum of distribution for  $\mu_a$ =const and  $\mu_a = f(N_a)$ 



### 3. METODY PROJEKTOWANIA I ANALIZY FALOWODÓW **GRADIENTOWYCH I UKŁADÓW OPTYKI** ZINTEGROWANEI

W rozdziale tym przedstawione będą podstawowe metody analizy propagacji światła w falowodach i układach optyki zintegrowanej, wykorzystywane w dalszej części pracy, szczególnie przydatne do opisu propagacji w falowodach gradientowych otrzymanych metodą wymiany jonowej w szkle.

### 3.1. Propagacja fali świetlnej w falowodach gradientowych

Falowody optyczne wytwarzane w procesie wymiany jonów charakteryzuje rozkład współczynnika załamania n(x,y) (oś y jest prostopadła do powierzchni podłoża), o którym zakładamy, że jest izotropowy, rzeczywisty i nie zmienia się w kierunku propagacji fali z. Dla falowodów planarnych n(y) jest rozkładem jednowymiarowym.

Wychodząc z równań Maxwella dla pola elektromagnetycznego i zakładając, że pole zmienia się harmonicznie w czasie jak  $exp(-j \cdot \omega \cdot t)$ , otrzymuje się równania Helmholtza [61], opisujące propagację pola osobno dla polaryzacji pola elektrycznego równoległej do powierzchni falowodu - fala TE (poprzeczna elektryczna), o składowych wektora elektrycznego  $(E_x, 0, 0)$ ;  $(0, H_y, H_z)$  i dla polaryzacji pola magnetycznego równoległej do powierzchni falowodu - fala TM (poprzeczna magnetyczna), o składowych wektora elektrycznego  $(0, E_y, E_z)$ ;  $(H_{x},0,0)$ :

Fala TE: 
$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) E_x + \frac{\omega^2}{c^2} \cdot n^2(x, y) \cdot E_x = 0$$
 (3.1)

Fala TM:

 $\left(\frac{\partial}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial z^2}\right) H_x + \frac{\omega^2}{c^2} \cdot n^2(x, y) \cdot H_x = \frac{2}{n(x, y)} \cdot \frac{\partial n}{\partial y} \cdot \frac{\partial H_x}{\partial y}$ 

gdzie c jest prędkością światła w próżni.

Dowolne inne rozwiązania propagacji fali w tym ośrodku mogą być przedstawione w postaci kombinacji liniowej rozwiązań dla fali TE i TM. Zakładając dalej, że faza fal TE i TM dla propagacji w kierunku z zmienia się jak  $\exp(i \cdot \beta \cdot z)$ , otrzymuje się równania:

Fala TE: 
$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right) E_x + (k_0^2 \cdot n^2(x, y) - \beta^2) \cdot E_x = 0$$
 (3.2)  
Fala TM:  $\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right) H_x + (k_0^2 \cdot n^2(x, y) - \beta^2) \cdot H_x = \frac{2}{n(x, y)} \cdot \frac{\partial n}{\partial y} \cdot \frac{\partial H_x}{\partial y}$ 

w których  $k_0 = \omega/c$ .

dy

Rozwiązanie równań (3.2) dla fal, których energia jest lokalizowana w sąsiedztwie falowodu (prowadzonych modów), może być przedstawione w postaci kombinacji liniowej rozwiązań:

$$E_{x}(x, y), \ H_{x}(x, y) = \sum_{n,m=0}^{N-1,M-1} c_{nm} \cdot \varphi_{nm}(x, y) \cdot \exp(j \cdot \beta_{nm} \cdot z)$$
(3.3)

o dyskretnym zbiorze stałych propagacji  $\beta_{nm}$  i związanych z nimi ortogonalnych funkcji falowych  $\varphi_{nn}(x, y)$ , będących rozwiązaniami odpowiedniego równania (3.2) dla  $\beta = \beta_{nm}$ . Funkcja falowa  $\varphi_{nm}(x, y)$  i stała propagacji  $\beta_{nm}$ , różne dla obu polaryzacji TE i TM, definiują mod falowodowy TE lub TM. Wartości stałych propagacji prowadzonych modów  $\beta_{nm}$  są ograniczone z dołu wartościami  $n_b \cdot k_0$  i  $n_{ol} \cdot k_0$ , gdzie  $n_b$  i  $n_{ol}$  są odpowiednio współczynnikami podłoża i otoczenia falowodu. Z góry wartość stałych propagacji ogranicza wartość maksymalna rozkładu współczynnika załamania  $n_{\text{max}} > \beta_{\text{nm}}/k_0$ . Obok modów prowadzonych istnieją rozwiązania w postaci rozchodzących się w całej przestrzeni modów radiacyjnych, o ciągłym zbiorze stałych propagacji ( $\beta/k_0 < n_b$  i  $n_{ot}$ ).

Rozwiązania analityczne równań (3.2) ograniczają się, nawet w najprostszym przypadku jednowymiarowym falowodów planarnych, tylko do kilku rozkładów współczynnika załamania m.in. o profilu parabolicznym i wykładniczym [131]. Z tego też względu duże znaczenie mają metody przybliżone. W następnych punktach będą opisane metody wykorzystywane najczęściej - metoda WKB do analizy falowodów planarnych o wolnozmiennym rozkładzie współczynnika załamania, metoda efektywnego współczynnika załamania do przybliżonej analizy falowodów paskowych i metoda propagacji wiązki (metodę BPM). szczególnie przydatna do analizy własności układów optyki zintegrowanej.

#### 3.2. Metoda WKB

Do wyznaczania stałych propagacji w planarnych światłowodach gradientowych wykorzystuje się przybliżoną metodę WKB (*Wentzela-Kramersa-Brillouina*) [132]. Jest to jedna z wielu metod stosowanych w optyce, wywodzących się z mechaniki kwantowej [133]. Metoda WKB polega na przybliżonym rozwiązaniu równania Helmholtza w światłowodach gradientowych, których współczynnik załamania n(y) słabo się zmienia na odległościach rzędu długości fali. W rezultacie otrzymuje się przybliżone rozkłady pól modowych  $E_m(y)$  o stałych propagacji  $\beta_m$ . Dla warunku  $n(y) > n_{eff}(m)$ , w którym  $n_{eff}(m) = \beta_m/k_0$  jest tzw. efektywnym współczynnikiem załamania m-tego modu, mają one przebieg oscylacyjny:

$$E_{m}(y) = \frac{\exp(\pm j \cdot k_{0} \cdot \int \sqrt{n^{2}(y) - n_{eff}^{2}(m)} \cdot dy)}{\sqrt{n^{2}(y) - n_{eff}^{2}(m)}}$$
(3.4)

i zanikają wykładniczo w przedziale określonym warunkiem  $n(y) < n_{eff}(m)$ :

$$E_{m}(y) = \frac{\exp(-k_{0} \cdot \int \sqrt{n_{eff}^{2}(m) - n^{2}(y)} \cdot dy}{4\sqrt{n_{eff}^{2}(m) - n^{2}(y)}}$$
(3.5)

Równanie  $n(y)=n_{eff}(m)$  wyznacza w ogólnym przypadku dwa tzw. punkty zwrotne  $y_{t1}$ ,  $y_{t2}$ , w których następuje zmiana charakteru przebiegu pola (odbicie fali). Zszywając rozwiązania w punktach zwrotnych otrzymuje się tzw. równanie charakterystyczne falowodu:

$$2 \cdot \int_{yt_1}^{yt_2} k_0 \cdot \sqrt{n^2(y) - n_{eff}^2(m)} \cdot dy + \Phi_{t_1} + \Phi_{t_2} = 2 \cdot m \cdot \pi \quad , \quad m = 0, 1, \dots$$
(3.6)

Równanie (3.6), stanowiące najważniejszą część przybliżenia WKB, pozwala wyznaczyć efektywne współczynniki załamania i stałe propagacji modów falowodu przy znanym profilu współczynnika załamania n(y). Równanie to ma prostą interpretację fizyczną – bilansuje zmianę fazy związaną z przejściem fali w kierunku poprzecznym od punktu zwrotnego  $y_{tl}$  do punktu zwrotnego  $y_{t2}$  i z powrotem. Występujące pod całką wyrażenie, które można zapisać w postaci  $\sqrt{k_0^2 \cdot n^2(y) - \beta_m^2}$ , opisuje składową poprzeczną  $k_y$  wektora falowego  $n(y) \cdot \bar{k}_0$  w falowodzie ( $\beta_m$  jest składową podłużną), a stałe  $\Phi_{t1}$  i  $\Phi_{t2}$  opisują zmiany fazy związane z odbiciem fali w punktach zwrotnych. Całkowita zmiana fazy dla modu o stałej propagacji  $\beta_m$  równa jest  $2 \cdot m \cdot \pi$ . Zmiany fazy przy odbiciu w (3.6)  $\Phi_{t1}$  i  $\Phi_{t2}$  zależą od tego, czy odbicie następuje w miejscu ciągłych lub skokowych zmian współczynnika załamania i od polaryzacji fali [131]. Dla skokowych zmian współczynnika załamania:

Fala TE - 
$$\Phi_1 = -2 \cdot arctg \left\{ \sqrt{\frac{n_{eff}^2 - n_{ol}^2}{n_s^2 - n_{eff}^2}} \right\}$$
 (3.7)

Fala TM -

 $\Phi_{1} = -2 \cdot arctg \left\{ \frac{n_{s}^{2}}{n_{ot}^{2}} \sqrt{\frac{n_{eff}^{2} - n_{ot}^{2}}{n_{s}^{2} - n_{eff}^{2}}} \right\}$ (3.8)

gdzie  $n_s$  oznacza współczynnik załamania na powierzchni,  $n_{ot}$  jest współczynnikiem załamania otoczenia falowodu. Dla ciągłych zmian współczynnika załamania dla obu polaryzacji  $\Phi_2 = -\pi/2$ .

Rys. 3.1 przedstawia profil rozkładu współczynnika załamania otrzymany w wyniku zagrzebywania w procesie dyfuzji termicznej rozkładu początkowego, wytworzonego drogą dyfuzji jonów Ag<sup>+</sup>. Na rysunku zaznaczono punkty



- Rys.3.1. Punkty zwrotne dla zagrzebanego profilu rozkładu współczynnika załamania
- Fig.3.1. Turning points for the buried refractive index profile

zwrotne  $y_{t1}$  i  $y_{t2}$  odpowiadajace odbiciom fali W obszarze zagrzebanym w punktach ciagłych zmian współczynnika załamania. W tym przypadku  $\Phi_{11} = \Phi_{22} = \Phi_{23}$ . Dla punktu zwrotnego y, kolejne odbicje fali zachodzi na powierzchni w miejscu skokowej zmiany współczynnika załamania. Dla takiej propagacji fali  $\Phi_{t1}=\Phi_1$  i  $\Phi_{t2}=\Phi_2$ . Zastosowanie opisanej w następnym punkcie metody efektywnego współczynnika załamania pozwala rozwinać opisywana metode wyznaczania stałych propagacji na przypadek falowodów paskowych o dwuwymiarowym rozkładzie współczynnika załamania.

Odwrotną metodą WKB (metodą IWKB) określamy profil współczynnika załamania światłowodu planarnego, gdy znamy jego stałe propagacji [76]. Metoda ta, oparta również na równaniu (3.6), polega na wyznaczaniu punktów

#### 56 3. Metody projektowania i analizy falowodów gradientowych i układów optyki zintegrowanej

zwrotnych odpowiadających określanym eksperymentalnie wartościom kolejnych stałych propagacji. Metoda ta jest tym dokładniejsza, im więcej modów jest prowadzonych w falowodzie (w pracy [134] przedstawiono rozszerzenie tej metody dla falowodów prowadzących niewielką ilość modów). Znając punkty zwrotne i odpowiadające im wartości współczynnika załamania (*n*<sub>eff</sub>) można na tej podstawie określić profil rozkładu współczynnika załamania. Ponieważ dla profili zagrzebanych jednej wartości stałej propagacji odpowiadają dwa punkty zwrotne, metoda IWKB nadaje się wyłącznie do określania profili współczynnika załamania monotonicznie malejących. Warto również podkreślić, że chociaż istnieje jeden zbiór stałych propagacji dla danej długości fali świetlnej propagującej się w określonym falowodzie, to możliwe jest otrzymanie różnych profilów dla tego samego zbioru stałych propagacji [76]. Dlatego też przeprowadzając analizę metodą IWKB współczynnik załamania aproksymuje się prostą funkcją z paroma nieznanymi parametrami, których wartości znajduje się przez najlepsze dopasowanie stałych propagacji.

### 3.3. Metoda efektywnego współczynnika załamania

Metoda efektywnego współczynnika załamania jest bardzo wygodnym narzędziem przybliżonej analizy falowodów paskowych. Pozwala ona na wyznaczanie stałych propagacji w falowodzie o dwuwymiarowym rozkładzie współczynnika załamania n(x,y) poprzez oddzielną analizę falowodów planarnych osobno dla wymiaru x i y.

Punktem wyjścia jest równanie Helmholtza (3.2) dla funkcji falowej  $\varphi_{nm}(x,y)$  i stałej propagacji  $\beta_{nm}$ . Dla fali TE przyjmuje ono postać:

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + k_0^2 \cdot n^2(x, y) \bigg] \varphi_{nm}(x, y) = \beta_{nm}^2 \cdot \varphi_{nm}(x, y)$$
(3.9)

Równanie to może być rozumiane jako zagadnienie własne dla operatora po prawej stronie (3.9). Przyjmuje się dalej [61], że funkcja falowa  $\varphi_{nm}(x,y)$  może być przedstawiona w postaci:

$$\varphi_{nm}(x, y) = \xi_m(x, y) \cdot \eta_{nm}(x) \tag{3.10}$$

O funkcji  $\xi_m(x,y)$  zakłada się, że zależy w niewielkim stopniu od zmiennej x. Podstawiając (3.10) do (3.9) otrzymuje się dwa osobne równania (zagadnienia własne dla funkcji  $\xi_m(x,y)$  i  $\eta_{nm}(x)$ :

$$\frac{\partial^2}{\partial y^2} + k_0^2 \cdot n^2(x, y) \left[ \cdot \xi_m(x, y) = k_0^2 \cdot N_m^2(x) \cdot \xi_m(x, y) \right]$$
(3.11)

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} + k_0^2 \cdot N_m^2(x) \left[ \cdot \eta_{nm}(x) = \beta_{nm}^2 \cdot \eta_{nm}(x) \right]$$
(3.12)

Równania te pozwalają sprowadzić problem dwuwymiarowy falowodu paskowego do dwóch problemów jednowymiarowych dla światłowodów planarnych. Światłowody planarne mogą być dalej analizowane na podstawie metody WKB.



metody efektywnego Idee współczynnika załamania ilustruje rys. 3.2, na którym autor przedstawił zagrzebanego analize falowodu opisanego na rys. 2.14 (tz=2 h). Dla ustalonej współrzędnej poziomej x<sub>0</sub>, współczynnika załamania rozkład traktowany jako funkcja  $n(x_0, y)$ zmiennej x jest rozkładem planarnym, którego stałe propagacji mogą być łatwo wyznaczone na podstawie równania (3.6). Dla każdego m-tego modu otrzymuje się na tej podstawie zbiór dyskretnych wartości  $N_m(x_0)$ efektywnych współczynników załamamania. Rozwiązując ten sam problem

- Rys.3.2. Podstawy metody efektywnego współczynnika załamania, Dwuwymiarowy profil rozkładu falowodu zagrzebanego - (a). Rozkład efektywnego współczynnika załamania  $N_0(x)$ obliczony dla wszystkich punktów x -(b). Funkcje falowe kilku podstawowych modów falowodu jednowymiarowego  $N_0(x)$ , obliczone na podstawie (3.12) – (c)
- Fig.3.2. The principle of the effective index method. Two-dimensional refractive index profile of buried waveguide – (a). Effective refractive index distribution  $N_0(x)$  calculated for all x points – (b). Wave functions of some fundamental modes of onedimensional waveguide  $N_0(x)$ , calculated on the base of (3.12) - (c)



- Rys.3.3. Stałe propagacji fali TE paskowego falowodu zagrzebanego w procesie dyfuzji termicznej dla parametrów procesu technologicznego (D·t<sub>D</sub>)<sup>1/2</sup>= 0.8 μm, szerokość okna w=4 μm, s=1 μm/h w funkcji czasów zagrzebywania
- Fig.3.3. Propagation constants of buried channel waveguide in thermal diffusion process for the parameters of the technological process  $(D \cdot t_D)^{1/2} = 0.8 \ \mu m$ , window width  $w = 4 \ \mu m$ ,  $s = 1 \ \mu m/h$  in the function of the time of burying

dla wszystkich wartości x wyznacza sie iednowymiarowe rozkłady  $N_m(x)$  efektywnego współczynnika załamania (na rys. 3.2 przedstawiono dla przykładu rozkład dla m=0), które ponownie moga być analizowane na podstawie równania (3.6). Przeprowadzając rozwiazanie należy zachować relacje wektorowe dla odpowiednich pól modowych. Jeżeli na przykład jednowymiarowe rozkłady efektywnego współczynnika załamania  $N_{\rm m}(x)$  zostały wyznaczone dla modów TE (polaryzacia równoległa do kierunku x), to rozwiązując problem dalei. równanie (3.6) należy zastosować dla polaryzacji TM (polaryzacja równoległa do kierunku y. otrzymując w rezultacie przybliżone wartości stałych propagacji TE[i,j] wyjściowego falowodu paskowego.

Na rys. 3.3 przedstawiono dla przykładu, wyznaczoną przez autora na podstawie (3.6) zależność kilku podstawowych stałych propagacji falowodu paskowego zagrzebanego w procesie dyfuzji termicznej od czasu zagrzebywania, dla parametru wymiany powierzchniowej  $s=1 \ \mu m/h$  [55]. Początkowy rozkład współczynnika załamania otrzymano drogą dyfuzji jonów Ag<sup>+</sup> przez okno  $w=4 \ \mu m$  dla głębokości dyfuzji  $(D \cdot t_D)^{1/2} = 0.8 \ \mu m$ . Odpowiednie profile planarne wyznaczono metodą efektywnego współczynnika załamania.

## 3.4. Metoda propagacji wiązki (BPM)

Symulacje numeryczne pracy elementów optyki zintegrowanej lub całych układów optoelektronicznych na etapie projektowania pozwalają zminimalizować kosztowne i czasochłonne próby ich technologicznych realizacji. Najbardziej uniwersalną metodą analizy obwodów optyki zintegrowanej stała się metoda propagacji wiązki, tzw. metoda BPM (*Beam Propagation Method*) [61-72]. Pozwala ona na analizę teoretyczną i modelowanie numeryczne optycznych i optoelektronicznych elementów falowodowych już na etapie ich projektowania. Metoda ta jest na wpół analityczną metodą symulacji komputerowej propagacji światła w falowodach optycznych, pozwalającą określić charakterystyki elementu o dowolnym rozkładzie współczynnika załamania, dla wiązki światła o dowolnym rozkładzie natężenia. Zastosowanie coraz szybszych i wydajnych komputerów pozwala na optymalizację parametrów elementu przez wielokrotne symulacje przy zmiennych parametrach geometrycznych, optycznych i technologicznych.

#### 3.4.1. Intuicyjne wyjaśnienie metody propagacji wiązki

Propagacja wiązki ograniczonej w falowodzie jest obiektem jednoczesnego oddziaływania zarówno dyfrakcji jak i ogniskowania [135]. Pierwszy efekt wynika z przestrzennej ograniczoności wiązki i powoduje jej poszerzenie, natomiast efekt ogniskowania wynika z różnicy współczynnika załamania rdzenia i obszarów zewnętrznych. Pierwsze oddziaływanie zależne jest od właściwości wiązki (szerokość, kształt itp.), drugi efekt zależy od parametrów falowodu. Skutki obydwu oddziaływań są sobie przeciwstawne i przewaga jednego z procesów decyduje o tym, czy wiązka jest poszerzana, czy zwężana. Istnieje przypadek, gdy te dwa efekty będą się kompensować i wiązka będzie się propagować bez zniekształceń, czyli bez zmiany rozkładu przestrzennego amplitudy i fazy. Wiązki te to mody falowodowe (rys. 3.4).



Rys.3.4. Propagacja fali płaskiej a) w wolnej przestrzeni b) w falowodzie. Propagacja wiązki ograniczonej c) w wolnej przestrzeni d) w falowodzie [135]

Fig.3.4. Planar wave propagation a) in free space b) in waveguide. Restricted beam propagation c) in free space d) in waveguide [135]

Metoda BPM polega na sukcesywnym określaniu rozkładu pola wiązki w przekrojach poprzecznych oddalonych o niezbyt duże odstępy  $\Delta z$ . Na każdej odległości  $\Delta z$  musimy uwzględnić dwa oddziaływania, które zachodzą w rzeczywistości jednocześnie - dyfrakcje i ogniskowanie. W algorytmie numerycznym te dwa zjawiska są rozdzielone.

Dyfrakcja jest modelowana jako propagacja wiązki w wolnej przestrzeni na pewną odległość  $\Delta z$ , o stałym współczynniku załamania. Tym współczynnikiem odniesienia może być współczynnik któregoś z ośrodków tworzących falowód lub lepiej, współczynnik o wartości pośredniej [72].

Ogniskowanie opisywane jest w ten sposób, że na poszczególne punkty wiązki propagującej się w różnych obszarach falowodu nakłada się zmianę fazy wynikającą z różnic dróg optycznych na odległości  $\Delta z$ , tzn. z różnic współczynników załamania i prędkości fali w tych obszarach. Modelem tego kroku jest przejście światła przez soczewkę skupiającą. Ten krok nazywamy krokiem kompensacji fazy.

Metoda propagacji wiązki modeluje rzeczywistą propagację wiązki w falowodzie, jako jej propagację przez układ cienkich soczewek skupiających, rozmieszczonych w wolnej przestrzeni. Idea modelowania propagacji wiązki o danym rozkładzie początkowym, w ośrodku o danym rozkładzie współczynników załamania, polega na sukcesywnym powtarzaniu kroków w kolejności:

- propagacja początkowej wiązki w wolnej przestrzeni na odcinku Δz,
- kompensacja fazy otrzymanej w ten sposób wiązki w celu uwzględnienia różnicy dróg optycznych na odcinku Δz,
- przyjęcie otrzymanej wiązki za wiązkę początkową dla kolejnego kroku propagacji.



Rys.3.5. Modelowanie propagacji metodą wiązki, wg [135]

Fig.3.5. Modeling of the wave propagation by beam propagation method, after [135]

#### 3.4.2. Formalizm metody BPM

Zakłada się, że wiązka światła ma znany rozkład początkowy i rozprzestrzenia się w kierunku dodatnim +z, zbliżonym do osi falowodu. Jest to istotne, gdyż stosowalność metody propagacji wiązki jest ograniczona do tzw. wiązek przyosiowych, tzn. o małej rozbieżności względem osi falowodu. Metoda w swej podstawowej postaci nie uwzględnia również odbitych fal wstecznych. Zakłada się też, że różnice współczynników załamania ośrodków tworzących falowód są małe.

Zespolona amplituda pola spełnia równanie falowe Helmholtza (3.1) (przyjmujemy je w postaci odpowiadającej falom TE):

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)\overline{E} + k_0^2 \cdot n^2(x, y, z)\overline{E} = 0$$
(3.13)

gdzie n = n(x,y,z) jest rozkładem współczynnika załamania w rozpatrywanej strukturze.

Amplitudę pola propagującego się wzdłuż falowodu w kierunku dodatnim osi z przedstawimy w postaci iloczynu dwóch części:

$$\overline{E}(\omega, x, y, z) = \overline{E}(\omega, x, y, z) \exp(-j \cdot k_0 \cdot n_0 \cdot z)$$
(3.14)

gdzie  $E(\omega,x,y,z)$  jest wolnozmienną amplitudą pola, a  $n_0$  jest współczynnikiem załamania odniesienia (zwykle przyjmuje się  $n_0 = \beta_0/k_0$ , gdzie  $\beta_0$  jest stałą propagacji modu podstawowego falowodu [72]). Dla wiązki światła propagującej się w falowodzie w kierunku osi falowodu z i małych różnic współczynników załamania w falowodzie  $n(x,y,z)-n_0 <<1$ , czynnik wykładniczy wyraża prawie całą zależność fazy pola od współrzędnej z. Zakłada się w związku z tym dalej, że amplituda pola  $E(\omega,x,y,z)$  wykazuje słabą zależność od współrzędnej z.

Wstawiając (3.14) do równania falowego (3.13) otrzymujemy:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + 2 \cdot j \cdot n_0 \cdot k_0 \cdot \frac{\partial E}{\partial z} = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right) E + k_0^2 \cdot \left(n^2 - n_0^2\right) E$$
(3.15)

Wykorzystując przybliżenie wolnozmiennej amplitudy

$$\left|\frac{\partial^2 E}{\partial z^2}\right| \ll 2 \cdot k_0 \cdot n_0 \left|\frac{\partial E}{\partial z}\right| \tag{3.16}$$

i pomijając pierwszy składnik z lewej strony otrzymujemy paraboliczną (przyosiową) postać równania Helmholza:

62 3. Metody projektowania i analizy falowodów gradientowych i układów optyki zintegrowanej

$$2 \cdot j \cdot k_0 \cdot \frac{\partial E}{\partial z} = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right) E + k_0^2 \cdot \left(n^2 - n_0^2\right) \cdot E$$
(3.17)

zwaną również równaniem Fresnela.

Zastosowanie metody BPM polega na sukcesywnym wyznaczaniu rozkładu pola  $E(x,y,z_0 + \Delta z)$  na podstawie znajomości rozkładu wyjściowego pola  $E(x,y,z_0)$  [72]:

$$E(x, y, z_0 + \Delta z) = E(x, y, z_0) \cdot \exp\left[\frac{-j}{2 \cdot k_0 \cdot n_0} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right) \frac{\Delta z}{2}\right].$$
  
$$\cdot \exp\left[\frac{-j}{2 \cdot k_0 \cdot n_0} k_0^2 \cdot (n^2 - n_0^2) \cdot \Delta z\right] \cdot \exp\left[\frac{-j}{2 \cdot k_0 \cdot n_0} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right) \frac{\Delta z}{2}\right]$$
(3.18)

Propagację w wolnej przestrzeni (na odcinku  $\Delta z/2$ ) wyraża występujące w wykładniku wyrażenie:

$$P'_{prop}(\Delta z/2) = \frac{-j}{2k_0 \cdot n_0} \left[ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right] \Delta z/2$$
(3.19)

a kompensację fazy w ośrodku gradientowym na odcinku  $\Delta z$  wyraża człon:

$$P'_{komp}(\Delta z) = \frac{-j}{2 \cdot k_0 \cdot n_0} k_0^2 \cdot \left(n^2 - n_0^2\right) \Delta z$$
(3.20)

Reprezentacja numeryczna równania (3.18) w najprostszym przypadku jednowymiarowym, dla pola E(x,z) zdefiniowanego na jednowymiarowej siatce obliczeniowej

$$E(i \cdot \Delta x, z) = E_i(z)$$
  $i = 1..N$ 

przyjmuje postać [72]:

$$-a \cdot E_{i-1}(z + \Delta z) + b_i \cdot E_i(z + \Delta z) - a \cdot E_{i+1}(z + \Delta z) = a \cdot E_{i-1}(z) + c_i \cdot E_i(z) + a \cdot E_{i+1}(z)$$
(3.21)

gdzie:

$$b_{i} = 2 \cdot j \cdot k_{0} \cdot n_{0} + \Delta z / \Delta x^{2} - 0.5 \cdot k_{0}^{2} \cdot \Delta z \cdot (n_{i}^{2}(z + \Delta z) - n_{0}^{2})$$

$$c_{i} = 2 \cdot j \cdot k_{0} \cdot n_{0} - \Delta z / \Delta x^{2} + 0.5 \cdot k_{0}^{2} \cdot \Delta z \cdot (n_{i}^{2}(z) - n_{0}^{2})$$
(3.22)

Na każdym kroku obliczeń, poczynając od początkowego rozkładu pola dla z=0, rozkład pola dla kroku  $z+\Delta z$  jest wyznaczany na podstawie rozkładu pola dla

3. Metody projektowania i analizy falowodów gradientowych i układów optyki zintegrowanej 63

kroku z. Dla pełnego opisu należy otrzymane pole mnożyć przez czynnik  $\exp(-j \cdot k_0 \cdot n_0)$  zgodnie z wyrażeniem (3.14).

# 3.4.3. Zastosowanie metody BPM do analizy struktur otrzymanych drogą wymiany jonowej

Metoda propagacji wiązki jest w zasadzie metodą nie modalną, pozwalającą na modelowanie propagacji wiązki światła niezależnie od jej struktury modowej. Stąd jest ona bardzo użyteczna przy modelowaniu propagacji wiązek o dowolnym kształcie w ośrodku o dowolnym rozkładzie współczynnika załamania światła.

Stosowalność metody BPM jest ograniczona do przypadków:

- małych odstępów propagacyjnych  $\Delta z$ ,
- falowodów o małych różnicach współczynników załamania,
- wiązek o ograniczonym widmie przestrzennym.



Rys. 3.6. Propagacja pola ( $\lambda$ =0.6328 µm) przez asymetryczny interferometr Macha-Zehndera wykonany drogą dyfuzji Ag<sup>+</sup> – Na<sup>+</sup> dla parametrów procesu: (D t<sub>D</sub>)<sup>1/2</sup> = 0.3 µm, szerokość okna falowodu w=1.2 µm; wymiary x, z w µm

Fig.3.6. Field propagation ( $\lambda$ =0.6328 µm) in asymmetric Mach-Zehnder interferometer made by Ag<sup>+</sup> – Na<sup>+</sup> diffusion for the technological parameters:  $(Dt_D)^{1/2}=0.3$ µm, waveguide window width w=1.2 µm; dimensions x, z in µm

3. Metody projektowania i analizy falowodów gradientowych i układów optyki zintegrowanej 65

64 3. Metody projektowania i analizy falowodów gradientowych i układów optyki zintegrowanej

Wszystkie te warunki mogą być łatwo spełnione dla falowodów gradientowych otrzymanych drogą wymiany jonowej w szkle.

Opracowane przez autora programy [72, 136-138] dają użytkownikowi możliwość łatwego projektowania układów optyki zintegrowanej za pomocą przygotowanego prostego interfejsu graficznego. Powstające ścieżki są odwzorowaniem rzeczywistych obwodów optycznych. Falowód gradientowy jest modelowany w programie za pomocą podstawowych procesów wymiany jonowej - dyfuzji, wygrzewania, zagrzebywania elektrodyfuzyjnego i zagrzebywania dyfuzyjnego. Można w ten sposób konstruować profile rozkładu wytwarzane w wielostopniowych procesach wymiany jonowej.

Tak zdefiniowane układy optyki zintegrowanej są następnie analizowane za pomocą metody BPM. Programy wykorzystują algorytm semi-wektorowy metody, pozwalający na niezależną analizę propagacji fali o polaryzacji TE lub



Rys.3.7. Propagacja pola TE w sprzęgaczu kierunkowym wykonanym drogą dyfuzji Ag<sup>+</sup> – Na<sup>+</sup> dla parametrów procesu: (D t<sub>D</sub>)<sup>1/2</sup>=0.3 μm, szerokość okna falowodu w=1.0 μm; (a) rozkład współczynnika załamania (b) rozkład amplitudy wzdłuż drogi propagacji; wymiary x, z w μm

Fig.3.7. TE field propagation in a directional coupler made by  $Ag^+ - Na^+$  diffusion for the technological parameters:  $(D t_D)^{1/2}=0.3 \ \mu m$ , waveguide width  $w=1.0 \ \mu m$ ; (a) the refractive index distribution (b) the amplitude distribution along propagation length; dimensions x, z in  $\mu m$ 

TM. Różnice w propagacji dla fal obu polaryzacji wynikają z nieco innej postaci równania falowego Helmholza (3.13). Rozwiązania numeryczne równania (3.18) wykorzystują algorytm metody ADI (*Alternating Direction Implicit Method*) i schemat różnicowy Crancka-Nicholsona z warunkami TBC (*Transparent Boundary Conditions*) na krawędziach obszaru obliczeniowego [72]. Rys. 3.6 ilustruje przykład symulacji działania asymetrycznego interferometru Macha-Zehndera wykonanego drogą dyfuzji Ag<sup>+</sup> – Na<sup>+</sup>. Na rys. 3.7b przedstawiono dla tych samych parametrów technologicznych wymiany jonowej symulację pracy sprzęgacza kierunkowego o geometrii i rozkładzie współczynnika załamania pokazanym na rys. 3.7a.

president of the format have been a set of the set of t

A state and the second of a second state frame, there is a second s

benere and the second state in the second state of the second stat

sector of the se

4. Podstawowe elementy układów optyki zintegrowanej - projektowanie, wytwarzanie, analiza 67

### 4. PODSTAWOWE ELEMENTY UKŁADÓW OPTYKI ZINTEGROWANEJ - PROJEKTOWANIE, WYTWARZANIE I ANALIZA

Duża elastyczność technologii wymiany jonowej pozwala na projektowanie i wytwarzanie gradientowych struktur optyki zintegrowanej – jedno- i wielomodowych – planarnych, paskowych i trójwymiarowych, których geometria i apertura numeryczna może się zmieniać w szerokim zakresie.

W okresie ostatnich 20 lat ukazała się ogromna ilość prac dotyczących zastosowań wymiany jonowej w technologii optyki zintegrowanej. Opracowano m.in.:

- podstawowe elementy światłowodowe planarne i paskowe elementy sprzęgające, selektory częstości i polaryzacji, soczewki gradientowe, siatki fazowe, siatki Bragga, sprzęgacze kierunkowe i rozgałęziacze światłowodowe, filtry i przesuwniki fazowe,
- urządzenia modulatory, przełączniki, multi i demultipleksery, interferometry, wzmacniacze i lasery na bazie światłowodów domieszkowanych pierwiastkami ziem rzadkich, amplitudowe i fazowe sensory wielkości fizycznych i chemicznych,
- układy optoelektroniczne analizatory widma, układy filtracji i kodowania sygnałów i in.

W tej części monografii będą omówione zagadnienia dotyczące projektowania, wytwarzania i analizy podstawowych elementów układów optyki zintegrowanej - falowodów paskowych prostych i zakrzywionych, jedno- i wielomodowych rozgałęziaczy światłowodowych 1xN i NxM oraz mikrosoczewek planarnych.

W rozdziale 5 przedstawione będę przykłady bardziej zaawansowanych zastosowań metody wymiany jonowej, w technologii interferometrów planarnych - Macha-Zehndera i różnicowego.

Osobna część pracy (rozdział 6) poświęcona będzie nowej, intensywnie rozwijającej się technologii wielomodowych struktur interferencyjnych, których działanie oparte jest na zjawisku interferencji pól modowych w światłowodzie tworzącym wielomodową sekcję interferencyjną.

#### 4.1. Światłowody paskowe

Podstawowym składnikiem elementów biernych optyki zintegrowanej są światłowody paskowe – jedno- i wielomodowe, proste i zakrzywione, wykonane w najprostszym przypadku w procesie dyfuzji termicznej przez okno o szerokości w, czasie  $t_D$  i temperaturze T. Wartości tych parametrów technologicznych określają przedziały propagacji jednomodowej. Dla wymiany K<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup> propagację jednomodową dla długości fali z zakresu widzialnego i bliskiej podczerwieni osiąga się dla szerokości okien od 3+10 µm. Szerokości okien światłowodów jednomodowych dla wymiany Ag<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup> zawierają się w przedziale 1+3 µm.



- Rys.4.1. Rozkłady pól modowych jednomodowych falowodów paskowych otrzymanych metodą wymiany K<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup> i Ag<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup>; linią przerywaną zaznaczono głębokość zmian współczynnika załamania; linia ciągła określa powierzchnię podłoża; wymiary x, y w μm
- Fig.4.1. Mode field distributions of monomode channel waveguide obtained by  $K^+$ -Na<sup>+</sup> and  $Ag^+$ -Na<sup>+</sup> ion-exchange method; dashed line marks the depth of refractive index change; solid line determines the surface of substrate; dimensions x, y in  $\mu m$

Na rys. 4.1 przedstawiono, obliczone metodą BPM, rozkłady pól modowych jednomodowych falowodów paskowych dla długości fali 0.633  $\mu$ m, otrzymanych w wymianie K<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup> (głębokości dyfuzji ( $D \cdot t_D$ )<sup>1/2</sup>=1.27  $\mu$ m, zmiana współczynnika załamania  $\Delta n$ =0.0084) i w wymianie Ag<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup> (głębokość dyfuzji



Rys.4.2. Falowód wygięty S-bend Fig.4.2. S-bend waveguide

 $(D \cdot t_D)^{1/2}=0.31 \ \mu m, \ \Delta n=0.1$ ). Szerokości okien, odpowiednio 5  $\mu$ m i 1.2  $\mu$ m, są bliskie wartościom odcięcia dla pierwszego modu wyższego rzędu (wynoszącym 5.6  $\mu$ m dla K<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup> i 1.3  $\mu$ m dla Ag<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup>) i spełniają warunek dobrego prowadzenia modu podstawowego. Linią przerywaną zaznaczona jest głębokość zmian współczynnika załamania (0.05 wartości maksymalnej). Profile różnią się skalą przestrzenną wynikającą z różnic  $\Delta n$ .

Można również zauważyć, że dla falowodu otrzymanego w wymianie K<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup> duża część energii fali prowadzona jest poza granicami światłowodu.

W celu lepszego prowadzenia i utrzymywania modów powinno się stosować falowody o dużej zmianie współczynnika załamania  $\Delta n$ , wykorzystując proces wymiany jony Ag<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup>. Światłowody takie pozwalają również na projektowanie zakrzywionych elementów optycznych o małym promieniu krzywizny. Na rys. 4.3a,b przedstawiono wyniki analizy numerycznej wpływu promienia krzywizny na straty nadmiarowe w falowodach wygiętych w kształcie S (*S-bend waveguide*), otrzymanych metodą wymiany K<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup> i Ag<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup>. Wygięcie falowodów - rys. 4.2, realizuje się poprzez ciągłe połączenie dwóch równych



Rys.4.3.a,b. Zależność strat nadmiarowych  $\alpha$  od promienia krzywizny w falowodach wygiętych w kształcie S, (a) wymiana  $K^+$ -Na<sup>+</sup>, (b) wymiana Ag<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup>

Fig.4.3.a,b. Dependence of excess losses  $\alpha$  on the radius of curvature in curved (S-shape) waveguides, (a) K<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup> ion exchange, (b) Ag<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup> ion exchange 4. Podstawowe elementy układów optyki zintegrowanej - projektowanie, wytwarzanie, analiza 69

części fragmentów okręgów o tych samych promieniach. Założono parametry wymiany jonowej takie jak w przypadku opisanych wcześniej falowodów prostych. Obliczenia pokazują, że dla wymiany K<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup> stosowane promienie krzywizny powinny być większe niż 15 mm. Poniżej tej wartości straty nadmiarowe gwałtownie rosną. Mniejsze promienie krzywizny ograniczają również pasmo transmisyjne światłowodu [73]. Przykładowe wyniki symulacji, dla falowodu otrzymanego metodą wymiany K<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup>, dla promienia krzywizny R=15 mm przedstawiono na rys. 4.4a.

Promienie krzywizny dla wymiany Ag<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup> mogą być znacznie mniejsze. Straty nadmiarowe poniżej wartości 1 dB, jak pokazują obliczenia, można osiągnąć już dla promieni krzywizny powyżej wartości 0.3 mm. We wszystkich przypadkach elementów, w których wymagane są małe promienie krzywizny, np. w





Fig.4.4.a,b. Light propagation in curved waveguides – (a)  $K^+$ -Na<sup>+</sup>, S-shape bending of the curvature radius R=15mm, (b)  $Ag^+$ -Na<sup>+</sup> ion exchange, straight waveguides, bending angles 2°; dimensions x, z in  $\mu m$ 

rezonatorach pierścieniowych (*ring resonator*) stosowanych jako filtry częstotliwości lub wąskopasmowe elementy WDM, wykorzystuje się wymianę  $Ag^+$ - $Na^+$  lub podwójna wymianę  $K^+$ - $Na^+$ ,  $Ag^+$ - $Na^+$  [139-140].
Inny sposób wygięcia falowodu pokazuje rys. 4.4.b, na którym przedstawiono propagację światła w falowodzie otrzymanym w wymianie  $Ag^+-Na^+$ , składającym się z odcinków prostych, ustawionych pod stałym kątem  $\theta = 2^\circ$ .



- Rys.4.5. Zależność strat nadmiarowych  $\alpha$  od kąta ugięcia  $\theta$ , dla falowodów paskowych otrzymanych w wymianie K<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup> i Ag<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup>
- Fig.4.5. Dependence of excess losses  $\alpha$  on the bending angle  $\theta$  for cannel waveguides made by  $K^+$ -Na<sup>+</sup> and Ag<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup> ion exchange

Jest to fragment prostej struktury typu Y. Zakres kątów o małych stratach nadmiarowych zależy od  $\Delta n$ . Na rys. 4.5 przedstawiono zależność strat nadmiarowych od kątów ugięcia w falowodach paskowych dla wymiany K<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup> i Ag<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup>. Dla światłowodów otrzymanych metodą wymiany K<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup> straty nadmiarowe poniżej 1 dB osiąga się dla kątów ugięcia poniżej 0.5°. Kąty rozgałęzienia dla wymiany Ag<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup>, o podobnej wartości strat nadmiarowych, mogą osiągać wartości 4°.

Wykorzystanie falowodów o dużej zmianie współczynnika załamania, pozwalających na projektowanie elementów optyki zintegrowanej o szybkozmiennej geometrii, stwarza problemy związane z niedopasowaniem małych rozmiarów ich pól modowych (rys. 4.1) do pól modowych włókien optycznych.



- Rys.4.6. Sprzęgacz transformujący pola modowe dla wymiany K<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup> i Ag<sup>+</sup> -Na<sup>+</sup>, wg [13]
- Fig.4.6. Coupler transforming the mode fields for K<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup> and Ag<sup>+</sup> -Na<sup>+</sup> ion exchange, from [13]

4. Podstawowe elementy układów optyki zintegrowanej - projektowanie, wytwarzanie, analiza 71

Dopasowanie geometrii pól modowych można osiągnąć powiększając adiabatycznie rozmiary falowodu z jednoczesnym zmniejszeniem wartości  $\Delta n$ . W pracy [141] przedstawiono możliwość adiabatycznego powiększenia rozmiarów pól modowych falowodów otrzymanych metodą wymiany Ag<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup>, poprzez ich wygrzewanie (rozdyfundowanie) w zmieniającym się wzdłuż długości falowodu gradiencie temperatury. Inny interesujący sposób rozwiązania tego problemu, wykorzystujący wymianę K<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup>, a następnie Ag<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup>, zaproponowano w [13]. Ideę tego rozwiązania przedstawiono schematycznie na rys. 4.6. W pierwszym etapie wykonuje się metodą wymiany jonowej K<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup> rozgałęziacz Y o bardzo małym kącie rozwarcia 6 mrad, zaznaczony na rys. 4.6 przerywana linią. Następnie, wykorzystując jako źródło cienką warstwę srebra, wykonuje się wymianę Ag<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup> w obecności stałego pola elektrycznego, otrzymując w rezultacie obszar o ciągłej zmianie geometrii pól modowych. Efektywność sprzężenia osiągnięta tą metodą wynosiła 1dB.

# 4.2. Rozgałęziacze światłowodowe NxM

Rozgałęziacze światłowodowe 1xN i NxN są podstawowymi elementami układów optycznych optyki zintegrowanej i planarnych czujników światłowodowych, pracującymi jako przełączniki, separatory modów, dzielniki mocy oraz multi/demultiplexery [5-9,14-15].



- Rys.4.7. Zależność strat nadmiarowych α od kąta separacji ramion θ rozgałęziacza Y otrzymanego metodą wymiany K<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup>
- Fig.4.7. Dependence of excess losses  $\alpha$  on the separation angle $\theta$  of Y splitter made by  $K^+$ -Na<sup>+</sup> ion exchange

Głównym elementem ich geometrii jest symetryczny lub asymetryczny rozgałęziacz typu Y. Straty w rozgałeziaczu nadmiarowe (straty rozgałęzienia) zależą przede wszystkim od kąta separacji ramion. Na rys. 4.7 przedstawiono zależność strat nadmiarowych od separacji ramion dla kata symetrycznego rozgałęziacza Y (rys. 4.8.b) otrzymanego wymianie K<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup> (głebokość dyfuzji  $(D t_D)^{1/2} = 1.27 \mu m$ , zmiana współczynnika załamania  $\Delta n =$ 0.0084). Straty rosna szybko ze wzrostem kata rozgałęzienia, przekraczając wartość 1 dB dla katów 1.5°.

Wyniki te potwierdzają badania eksperymentalne. W pracy [35] przedstawiono badania rozga-

4. Podstawowe elementy układów optyki zintegrowanej - projektowanie, wytwarzanie, analiza 73

72 4. Podstawowe elementy układów optyki zintegrowanej - projektowanie, wytwarzanie, analiza



*Kys.4.8. Topologia rozgatęziaczy światłowodowych NxM Fig.4.8. Topology of waveguide splitters NxM* 

łęziaczy typu Y wykonanych drogą wymiany K<sup>+</sup> - Na<sup>+</sup>, dla kątów rozgałęzienia zmieniających się od  $0.8^{\circ}$  do  $5^{\circ}$ , dla których separacja ramion na wyjściu rozgałęziacza zmieniała się od 100 µm do 400 µm. Związane z rozgałęzianiem straty nadmiarowe o wartości poniżej 0.5 dB osiągnięto dla kątów separacji rozgałęziacza mniejszych niż jeden stopień.

Innym przykładem zastosowania wymiany jonowej, jest opisana w pracach [123, 129, 142-144] wykonanych przy współudziale autora technologia wielomodowych rozgałęziaczy światłowodowych wytwarzanych metodą wymiany jonowej  $Ag^+$  -  $Na^+$ , przystosowanych do współpracy z włóknami telekomunikacyjnymi. Topologię rozgałęziaczy przedstawia rys. 4.8. Opracowując technologię rozgałęziaczy na podstawie wymiany  $Ag^+$  -  $Na^+$ , należało rozwiązać następujące problemy:

- obniżenie tłumienności materiałowej,
- dopasowanie geometrii rozkładu współczynnika załamania do geometrii włókna,
- dopasowanie apertur numerycznych i pól modowych.

Podstawową wadą wymiany jonowej Ag<sup>+</sup> - Na<sup>+</sup> jest stosunkowo duża tłumienność materiałowa, osiągająca wartość kilku dB/cm, związana z obecnością w szkle związków As, Fe. Zastosowanie jako podłoża szkła przygotowanego w procesie technologicznym wykorzystującym klarowanie mechaniczne pozwoliło obniżyć tłumienność do poziomu poniżej 1 dB/cm.

W celu dopasowania geometrii rozkładu współczynnika załamania i apertur numerycznych zastosowano wielostopniową wymianę  $Ag^+ - Na^+$ . W pierwszym etapie prowadzono dyfuzję jonów  $Ag^+$  ze stopionego  $AgNO_3$  w temperaturach ograniczonych temperaturą rozkładu soli. W drugim etapie otrzymane struktury wygrzewano w wysokiej temperaturze, uzyskując w stosunkowo krótkim czasie głębokie obszary zmian współczynnika załamania. W celu lepszego dopasowania falowodów paskowych do włókien optycznych i odseparowania od powierzchni przeprowadzono proces zagrzebywania, prowadząc dodatkową



Rys.4.9.a,b. Obraz interferencyjny powierzchni stałych wartości współczynnika załamania falowodu paskowego - (a) dyfuzja i wygrzewanie, (b) zagrzebywanie

Fig.4.9.a,b. Interference image of the surface of constant refractive index values for channel waveguide – (a) diffusion and heating, (b) burying dyfuzję termiczną jonów Na<sup>+</sup> ze stopionego NaNO<sub>3</sub>. Parametry wszystkich procesów muszą być tak dobrane, aby profil końcowy współczynnika załamania możliwie najlepiej odwzorowywał profil rozkładu włókna optycznego.

Rozkład współczynnika załamania w poprzecznym przekroju światłowodu mierzono metoda interferencyjną. Metoda ta wymaga specjalnego przygotowania próbki w postaci "plasterka" (płytki) o grubości kilkudziesięciu µm. Rejestracji obrazu interferencyjnego dokonywano przy pomocy mikroskopu interferencyjnopolaryzacyjnego typu "Biolar PI". Na rys. 4.9.a,b przedstawiono typowe obrazy interferencyine dla falowodu otrzymanego w procesie o parametrach: dyfuzja wstępna przez maskę o szerokości 30 µm w czasie t=4 h i temperaturze T=573 K, wygrzewanie w czasie  $t_r = 4$  h, T=723 K (profil

rozkładu przedstawiony na rys. 4.9a), zagrzebywanie –  $t_z=2$  h, T=673 K (profil końcowy przedstawiony na rys. 4.9.b). Do prowadzenia, justowania i umocowania włókien optycznych do powierzchni czołowych światłowodów



Rys.4.10. Pole bliskie na wyjściu rozgałęziaczy 1x4, 1x3, 1x2 Fig.4.10. Near field at the output of 1x4, 1x3, 1x2 splitters 74 4. Podstawowe elementy układów optyki zintegrowanej - projektowanie, wytwarzanie, analiza

paskowych wykorzystywano struktury V-rowków, przygotowane techniką chemicznego trawienia krzemu.

Badania rozgałęziaczy światłowodowych obejmowały pomiary strat całkowitych, tj. strat sprzężenia falowód paskowy - włókno optyczne, strat na rozgałęzieniu i tłumienności materiałowej, oraz apertury numerycznej. Średnia wartość apertury NA wynosiła 0.19. Rozgałęziacze charakteryzowały się tłumieniem całkowitym wynoszącym około 3.3 dB i dobrą równomiernością rozkładu mocy na wyjściu. Rozkład pola bliskiego na wyjściu rozgałęziaczy 1x4, 1x3, 1x2 przedstawiono na rys. 4.10. Separacja ramion na wyjściu struktur wynosiła 250 µm.

Związane z wielkością strat nadmiarowych małe kąty rozgałęzienia wymuszają minimalną długość struktury opisywanych rozgałęziaczy do wartości kilku cm. W rozdziale 6 przedstawiona będzie technologia i własności rozgałęziaczy światłowodowych o bardzo dobrych parametrach optycznych wykonanych na bazie wielomodowych struktur interferencyjnych, w których efekt rozgałęzienia osiąga się na bardzo krótkim odcinku rzędu kilkuset µm.

## 4.3. Gradientowe mikrosoczewki planarne

Do sprzęgania rozgałęziaczy światłowodowych NxM z włóknami optycznymi wykorzystuje się gradientowe soczewki cylindryczne [102] lub mikrosoczewki planarne [99-102], otrzymywane w wyniku dyfuzji jonów domieszki przez okragłe okno o promieniu  $r_m$  do płaskiego podłoża szklanego. W podłożu formuje się trójwymiarowy rozkład współczynnika załamania - wzdłuż osi z w kierunku prostopadłym do powierzchni szkła i w kierunku radialnym r.



Rys.4.11. Tablica mikrosoczewek planarnych Fig.4.11. Table of planar microlenses

Szybkość migracji jonów można zwiększyć stosując dyfuzję w obecności zewnętrznego pola elektrycznego. Można w ten sposób wytwarzać monolitycznie większą ilość mikrosoczewek lub co jest ważniejsze dla zastosowań, dwuwymiarowe tablice soczewek, przystosowanych do współpracy z włóknami optycznymi - rys. 4.11.

W pracach Oikawy i Igi [99-102] przedstawiono technologię mikrosoczewek planarnych opartą na wymianie TI<sup>+</sup> - Na<sup>+</sup> w obecności zewnętrznego pola elektrycznego. Maksymalna zmiana współczynnika 4. Podstawowe elementy układów optyki zintegrowanej - projektowanie, wytwarzanie, analiza 75

załamania otrzymana w tej wymianie wynosiła  $\Delta n=0.25\div0.27$ . Soczewki charakteryzowały się bardzo dobrymi własnościami optycznymi – aperturą numeryczną NA ~ 0.3 i małą aberracją sferyczną, pozwalająca na skupianie światła do plamki wielkości ~ 4  $\mu$ m - porównywalnej ze średnicą włókna jednomodowego. Średnice mikrosoczewek zmieniały się od 0.25÷2 mm.

W pracach [144-148] autor przedstawił badania teoretyczne gradientowych mikrosoczewek planarnych, wytworzonych drogą selektywnej dyfuzji jonów  $Ag^+$ . Celem tych badań było ustalenie wpływu parametrów procesu technologicznego na własności optyczne mikrosoczewek. Analizowano proces elektrodyfuzji jonów  $Ag^+$  w zewnętrznym polu elektrycznym *E* przez okno o promieniu  $r_m$ .

Trójwymiarowy rozkład współczynnika załamania n(r,z) powstały w wyniku takiego procesu opisuje równanie [144]:

$$n(r,z) = \Delta n \cdot \int_{0}^{1} \tilde{r}' d\tilde{r}' \int_{0}^{z} \frac{dx}{x^{3/2}} \cdot I_{0} \left( \frac{\tilde{r} \cdot \tilde{r}'}{2 \cdot x} \right) \cdot \exp\left( \frac{\tilde{r}^{2} + \tilde{r}'^{2} + (\tilde{z} - \tilde{E} \cdot x)^{2}}{4 \cdot x} \right) \cdot \left[ 1 - 0.5 \cdot \pi^{1/2} \cdot \tilde{E} \cdot x \cdot \exp\left( \frac{(\tilde{z} + \tilde{E} \cdot x)^{2}}{4 \cdot x} \right) \cdot ERFC\left( \frac{\tilde{z} + \tilde{E} \cdot x}{2 \cdot x^{1/2}} \right) \right]$$
(4.1)

w którym:

- r, z są współrzędnymi cylindrycznymi unormowanymi do rozmiarów okna  $r_m$ ,  $I_0(x)$  jest funkcją Bessel'a drugiego rodzaju zerowego rzędu,

- ERFC(x)=1-ERF(x) gdzie ERF(x) jest funkcją błędu,

 $\tau = \frac{D \cdot t_D}{r_m^2}$  jest unormowanym czasem dyfuzji, pierwiastek tej wielkości określa głebokość profilu dyfuzyjnego względem  $r_m$ ,

 $\tilde{E} = \frac{\mu \cdot E \cdot r_m}{D}$  jest unormowaną wielkością pola elektrycznego. Iloczyn  $\tilde{E}$  i

 $\tau$  określa głębokość elektromigracji względem  $r_{\rm m}$ ,

 $\mu$ , D i  $\Delta n$  oznaczają odpowiednio ruchliwość, współczynnik dyfuzji i zmianę współczynnika załamania.

Własności optyczne mikrosoczewek - własności ogniskujące, aberrację i aperturę numeryczną analizowano na podstawie rozwiązania równania trajektorii promieni świetlnych dla rozkładu współczynnika załamania opisanego równaniem (4.1) ( $\Delta n=0.1$ ). Wyniki numerycznych rozwiązań przedstawiają rys. 4.12.a,b., na których przedstawiono dla porównań promienie padające równolegle do osi soczewki w punktach 0.3  $r_{\rm m}$  i 0.7  $r_{\rm m}$ . Trajektorie promieni świetlnych przedstawione na rys. 4.12.a dotyczą rozkładów 76 4. Podstawowe elementy układów optyki zintegrowanej - projektowanie, wytwarzanie, analiza

współczynnika załamania otrzymanego dla różnych parametrów  $\tilde{E}$  i  $\tau$ wybranych w taki sposób, aby głębokości profili elektrodyfuzyjnych (zaznaczone na rys. 4.12.a przerywaną linią) były w przybliżeniu takie same. Odpowiada to różnym udziałom dyfuzji i elektromigracji dla takiej samej głębokości profilu. Ze zmniejszaniem wartości pola elektrycznego i wzrostem udziału części dyfuzyjnej, jak można zauważyć, aberracja znacznie się zmniejsza, podczas gdy długość ogniskowej pozostaje praktycznie niezmieniona.

Wyniki przedstawione na rys. 4.12.b otrzymane dla tych samych głębokości dyfuzji  $\tau = 0.16$  i różnych wartości pola elektrycznego  $\tilde{E}$  opisują wpływ elektromigracji. Ze wzrostem pola elektrycznego obserwujemy skrócenie długości ogniskowej praktycznie bez zmiany aberracji.



Rys.4.12.a,b. Trajektorie promieni świetlnych a) dla podobnych głębokości profili elektrodyfuzyjnych, zaznaczonych linią przerywaną, otrzymanych przy różnym udziale dyfuzji i elektromigracji, b) dla różnych głębokości elektromigracji

Fig.4.12.a,b. Light rays trajectories a) for similar depths of electrodiffusion profiles, marked by dashed line, obtained for different participation of diffusion and electromigration, b) for the different depths of electromigration

# 5. ZASTOSOWANIE WYMIANY JONOWEJ W TECHNOLOGII INTERFEROMETRÓW PLANARNYCH

W układach optyki zintegrowanej wykonanych techniką wymiany jonowej w szkle istnieją rozwiązania interferometrów mające swoje odpowiedniki w optyce klasycznej: interferometry Macha-Zehndera [16-17, 28-32, 35, 149-150], Michelsona [31], Younga [33-34] oraz nie mające takich odpowiedników interferometry różnicowe, wykorzystujące w swoim działaniu własności dwójłomności modowej falowodów [23-27, 36-41]. Interferometry planarne wykorzystuje się w układach do przetwarzania sygnałów optycznych [16-17] i w układach czujników fazowych o wyjątkowej wrażliwości, w zastosowaniach chemicznych, biologiczno-medycznych i do pomiaru podstawowych wielkości fizycznych [23-27, 26-41]. Przedstawimy teraz przykłady zastosowań metody wymiany jonów w technologii interferometrów planarnych: Macha-Zehndera i interferometru różnicowego.

# 5.1. Interferometr Macha-Zehndera

Interferometr Macha-Zehndera jest najprostszym i najbardziej popularnym interferometrem planarnym. Topologię interferometru M-Z przedstawia rys. 5.1. Światło prowadzone w jednomodowym falowodzie paskowym rozdziela się do dwóch ramion interferometru i

falowodu

interferencie



Rys.5.1. Topologia interferometru Macha-Zehndera

Fig.5.1. The Mach-Zehnder interferometer topology

związana z różnicą geometrii (długości lub szerokości ramion) lub obecnością czynników zewnętrznych (np. pokryć różniących się współczynnikiem załamania) powoduje różnicę faz w ramionach interferometru i zmianę sygnału na wyjściu interferometru:

$$I_{WY} = \frac{I_{WE}}{2} \cdot [1 + \cos(\Delta \Phi)]$$
(5.1)

następnie ponownie sprzęga się do

konfiguracja interferometru jest symetryczna oba sygnały sa zgodne

w fazie i na wyjściu obserwuje się

maksymalnym sygnałem na wyjściu.

Zmiana warunków propagacji fali w

paskowego.

konstruktywną

Jeżeli

Z

5. Zastosowanie wymiany jonowej w technologii interferometrów planarnych





(a)

- Rys.5.2. Zależność efektywnego współczynnika załamania modów (0,0) i (0,1) od głębokości dyfuzji
- Fig.5.2. Dependence of effective refractive index of (0,0) and (0,1) modes on diffusion depth
- Rys.5.3. Obraz pola bliskiego na wyjściu falowodu paskowego dla a) λ=0.6328 μm, b) λ=1.3 μm
- Fig.5.3. The near field image at the output of strip waveguide for a)  $\lambda$ =0.6328 µm, b)  $\lambda$ =1.3 µm

gdzie  $I_{WY}$  i  $I_{WE}$  oznaczają odpowiednio moc optyczną na wyjściu i wejściu interferometru,  $\Delta \Phi$  jest różnicą faz w ramionach interferometru, która w ogólnym przypadku zależy od różnicy długości ramion  $d_1$  i  $d_2$  i stałych propagacji modów  $\beta_1$  i  $\beta_2$ :

$$\Delta \Phi = d_1 \cdot \beta_1 - d_2 \cdot \beta_2 \tag{5.2}$$

Interferometry planarne Macha-Zehndera (M-Z) znalazły ważne zastosowania w jednomodowych obwodach optyki zintegrowanej w układach multi/demultiplekserów i filtrów, rezonatorów optycznych, optycznych przełączników paskowych oraz w technologii jednomodowych czujników światłowodowych.

Optyczne własności interferometrów M-Z zależą od parametrów zastosowanego procesu technologicznego i geometrii.

W pracach [35, 149-150] wykonanych przy współudziale autora przedstawiono badania symetrycznej konfiguracji interferometru Macha –Zehndera pod kątem zastosowań w czujnikach fazowych, wykonanego w procesie wymiany jonowej  $K^+$  - Na<sup>+</sup> w szkle BK-7. Badania obejmowały opracowanie technologii jednomodowych światłowodów paskowych i optymalizację geometrii interferometru planarnego.



Rys.5.4. Schemat konfiguracji interferometru Macha-Zehndera w układzie refraktometru Fig.5.4. The scheme of Mach-Zehnder interferometer configuration in the refractometer arrangement

Własności modowe światłowodów otrzymywanych drogą wymiany jonów K<sup>+</sup> z jonami Na<sup>+</sup> określono na podstawie metody efektywnego współczynnika załamania. Wyznaczono obszar propagacji jednomodowej, jako funkcję parametrów procesu technologicznego (szerokości okna, czasu i temperatury). Na rys. 5.2 przedstawiono zależność efektywnych współczynników załamania podstawowych modów falowodu paskowego wytworzonego w procesie dyfuzji termicznej przez okno o szerokości 9 µm od głębokości profilu dyfuzyjnego  $(D-t_D)^{1/2}$ , obliczonych numerycznie dla  $\lambda$ =1.3 µm na podstawie równania (3.6).



Rys.5.5. Propagacja fali TE w badanym interferometrze Macha --Zehndera; wymiary x, z w μm

Fig.5.5. TE wave propagation in the examined Mach-Zehnder interferometer; dimensions x, z in μm Przedział jednomodowy zawiera się w zakresie czasów dyfuzji 3 h - 11 h.

Na rys. 5.3a,b przedstawiono obraz pola na wyjściu światłowodu paskowego uzyskanego podczas dyfuzji przez maskę 9 µm w czasie 10h, pobudzonego światłem o długości odpowiednio:  $\lambda$ =632.8 nm i 1300 nm. Uzyskane wyniki wskazują, że opisywana struktura jest kilkumodowa dla  $\lambda$ =632.8 nm (obraz na wyjściu zależy od sposobu pobudzenia na wejściu) jednomodowa dla  $\lambda$ =1300 nm. Opracowane elementy wykorzystano technologii symetrycznego w interferometru M-Z.

Schemat badanego interferometru przedstawia rys. 5.4. Interferometru wykonano w procesie jonów dyfuzji jonów K<sup>+</sup> przez maskę 9  $\mu$ m w czasie  $t_D$ =8 h. Długość całej struktury wynosiła około 4.5 cm. Cały obszar struktury poza otwartym Y

fragmentem nad ramieniem pomiarowym o długości L=1.75 cm, maskowano warstwą gumy silikonowej. Źródłem światła jest dioda laserowa ( $\lambda=1.3 \mu$ m) modulowana sygnałem prostokątnym z generatora G. Sygnał z fotodiody mierzono nanowoltomierzem homodynowym i rejestrowano na rejestratorze X-



Rys.5.6. Charakterystyka pracy refraktometru w konfiguracji interferometru Macha-Zehndera, L=1.75 cm

Fig.5.6. Working characteristic of refractometer in Mach-Zehnder interferometer configuration, L=1.75 cm

Podstawowymi elementami geometrii interferometru sa złacza światłowodowe Y. których konfiguracja geometryczna, stopień asymetrii, geometria profilu rozkładu współczynnika załamania decydują o jakości pracy całego urządzenia. Katy rozgałeziaczy Y w badanych interferometrach zmieniały się od 0.8°÷5°, co odpowiada separacji ramion od 100 µm do 400 µm. Na rys. 5.5 przedstawiono symulację propagacji światła metoda BPM w interferometrze o katach rozgałęzienia 2.8°, którego konfigurację jako optymalna wybrano do dalszych badań.

Prezentowany interferometr M-Z pracował jako refraktometr. W tym przypadku różnica faz  $\Delta \Phi = (\beta_1 - \beta_2) \cdot L$  wynika z zależności stałej propagacji modu w ramieniu pomiarowym  $\beta_1$  od współczynnika załamania pokrycia. W badaniach testujących wykorzystano wodne roztwory gliceryny i roztwory nafty w bromonaftalenie.



- Rys.5.7. Charakterystyki transmisyjne refraktometru w zależności od długości ramienia pomiarowego (0-17.5) mm dla współczynnika załamania pokrycia a) -1.509 b) -1.503
- Fig.5.7. Transmission characteristics of the refractometer depending on the measured arm length (0-17.5) mm for the refractive index of the cover a) -1.509 b) 1.503

5. Zastosowanie wymiany jonowej w technologii interferometrów planarnych

Na rys. 5.6 przedstawiono wg [35] charakterystyki pracy refraktometru opisujące zależność różnicy faz na wyjściu interferometru w funkcji współczynnika załamania pokrycia  $n_c$  ramienia pomiarowego. Obserwujemy bardzo silny wpływ pokrycia zwłaszcza w pobliżu punktu odcięcia modu falowodowego. Uzyskana czułość pracy przetwornika  $\delta(\Delta \Phi)/\delta n_c$  ( $\Delta \Phi$ - różnica faz w ramieniu referencyjnym i pomiarowym) wynosiła 45 rad dla  $n_c$ =1.33 i 457 rad dla  $n_c$ =1.49. Na rys. 5.7 przedstawiono typowe charakterystyki transmisyjne opracowanego refraktometru w zależności od długości ramienia pomiarowego, która zmieniała się w przedziale (0 - 17.5) mm, dla współczynnika załamania pokrycia  $n_c$  =1.509 i 1.503. Wyniki badań wykorzystano przy projektowaniu jednomodowego refraktometru planarnego.

## 5.2. Interferometr różnicowy

W 1991 r. Lukos i Pliska [26] przedstawili po raz pierwszy koncepcję interferometru różnicowego (IR) wykonanego w układzie optyki zintegrowanej techniką sol-gel na podłożu SiO<sub>2</sub>. Interferometr, wykorzystujący interferencję pomiędzy modami TE i TM, charakteryzował się prostą konstrukcją i dużymi możliwościami aplikacyjnymi.

W pracach [36-41] autor i współpracownicy przedstawili technologię i badania optymalizacyjne planarnego interferometru różnicowego, wykonanego techniką wymiany jonowej K<sup>+</sup> - Na<sup>+</sup> w szkle, która ze względu na silną anizotropię własności optycznych związaną z naprężeniami powstałymi podczas wymiany jonów jest szczególnie predestynowana do tego typu zastosowań. Podobne rozwiązania interferometru różnicowego dla wymiany Ag<sup>+</sup> - Na<sup>+</sup> do pomiarów biochemicznych przedstawiono w pracy [27].

Konstrukcja interferometru różnicowego jest bardzo prosta. Podstawowym jego elementem jest jednomodowy falowód planarny lub paskowy, w którym, w ogólnym przypadku, propagować mogą mody o polaryzacji TE i TM. Zmiana zewnętrznych warunków propagacji światła w falowodzie wpływa w różny sposób na zmianę wartości stałych propagacji obu typów modów (równania 3.7,8). Obserwuje się w związku z tym na wyjściu światłowodu różnicę faz pomiędzy falami TE i TM, proporcjonalną do wielkości zewnętrznego zaburzenia.

Rozważono dwa przypadki zmian zewnętrznych warunków propagacji fali:

- zmiany indukowane ruchem warstwy dielektrycznej odseparowanej od falowodu przerwą powietrzną o szerokości poniżej długości fali dla zastosowań IR jako modulatora światła i przetwornika akustycznego,
- zmiany współczynnika załamania pokrycia dla zastosowań IR jako refraktometru i sensora chemicznego.

82

Obserwowane różnice rozkładów współczynnika załamania dla obu ortogonalnych polaryzacji, wynikające z anizotropii naprężeń powstałych podczas procesu technologicznego mają zasadnicze znaczenie dla charakterystyk pracy interferometru różnicowego [36].

Własności modowe falowodów paskowych określono metodą efektywnego współczynnika załamania. Zmiana zewnętrznych warunków propagacji pola indukuje zmiany stałych propagacji  $\Delta\beta = \beta_{\rm TM} - \beta_{\rm TE} \mod M$  i TE proporcjonalne do wielkości zaburzenia i powoduje różnicę fazy na końcu falowodu:

$$\Delta \Phi = L \cdot \Delta \beta \tag{5.3}$$

gdzie L jest długością obszaru oddziaływania. Umieszczając na wyjściu falowodu odpowiednio zorientowany polaryzator (pod kątem ± 45° względem płaszczyzny falowodu) otrzymuje się na fotodetektorze sygnał o mocy optycznej P:

$$P = P_0 / 2 \cdot \left[ 1 + \cos(\Delta \Phi) \right]$$
(5.4)

gdzie  $P_0$  jest mocą optyczną prowadzoną w obu ortogonalnych modach.



*Rys. 5.8.* Różnica faz dla długości obszaru oddziaływania L=1 cm, (a) jako funkcja współczynnika załamania pokrycia dla różnych szerokości okna w=1, 1.2, 1.4, 2 (D·t<sub>D</sub>)<sup>1/2</sup>, (b) jako funkcja grubości warstwy dielektrycznej pokrycia d dla współczynnika załamania pokrycia n<sub>c</sub> = 1.4, 1.45, 1.5

Fig.5.8. The phase difference for the interaction length L=1 cm, (a) as a function of the refractive index of the cover for the different mask opening w=1, 1.2, 1.4,  $2^{-}(D \cdot t_D)^{1/2}$ , (b) as a function of the thickness of the dielectric layer d for the refractive index of the cover  $n_c = 1.4$ , 1.45, 1.5

5. Zastosowanie wymiany jonowej w technologii interferometrów planarnych

## 5.2.1. Interferometr różnicowy jako refraktometr

W tym przypadku różnica stałych propagacji modów wynika ze zmiany współczynnika załamania pokrycia  $n_c$  falowodu gradientowego. Badając charakterystyki pracy interferometru różnicowego w układzie refraktometru wyznaczył autor zależność różnicy faz sygnałów na wyjściu interferometru w funkcji współczynnika załamania pokrycia dla różnych parametrów procesu technologicznego – czasu dyfuzji i wygrzewania, szerokości okna i grubości warstwy dielektryka [36]. Porównano również charakterystyki pracy interferometrów różnicowych zaprojektowanych na różne długości fali.

Na rys. 5.8.a,b i rys. 5.9 przedstawiono, obliczone numerycznie, przykładowe charakterystyki pracy IR w zależności od szerokości okna światłowodu (dla falowodów otrzymanych w czasie dyfuzji  $t_D=2$  h), jako funkcję czasów dyfuzji (dla szerokości okna w=4 µm) i funkcji grubości warstwy dielektrycznego pokrycia (czas dyfuzji  $t_D = 2$  h; szerokość maski w =  $1.4 \cdot (D \cdot t_D)^{1/2}$ ).

W każdym rozważanym przypadku wzrost współczynnika załamania pokrycia zwiększa różnicę fazy dla obu ortogonalnych modów. Dynamika charakterystyk pracy znacznie rośnie w pobliżu punktu odcięcia modów. Czułość pracy zdefiniowana jako  $\delta(\Delta \Phi)/\delta n_c$  obliczona, dla przykładu, dla interferometru otrzymanego w czasie dyfuzji  $t_D=2$  h rośnie monotonicznie w całym obszarze zmian współczynnika załamania od wartości 12.2 dla  $n_c=1$  do wartości maksymalnej 158.5 w pobliżu punktu odcięcia falowodu. Wartość ta określa zmiany fazy  $\Delta \Phi \approx \pi$  odpowiadające zmianom współczynnika załamania pokrycia dielektrycznego  $\Delta n_c=0.006$ .



- Rys.5.9. Różnica faz dla długości obszaru oddziaływania L=1 cm jako funkcja współczynnika załamania pokrycia dla różnych czasów dyfuzji  $t_D = 1$  h, 1.5 h, 2 h
- Fig.5.9. The phase difference for the interaction length L=1 cm as a function of the refractive index of the cover for the different times of diffusion  $t_D = 1 h, 1.5 h, 2 h$



- Rys.5.10.Stanowisko pomiarowe; PZ polaryzator, L laser, D - fotodetektor, H-N nanowoltomierz homodynowy, A/C karta pomiarowa, SK - silnik krokowy
- Fig.5.10.Experimental stand: PZ- polarizer, L- laser, D – photodetector, H-N homodyne nanovoltmeter, A/C – measurement card SK – stepping motor

rystyk pracy refraktometru przedstawia rys. 5.10 [37]. W badanym światłowodzie planarnym pobudzane są mody TE i TM ze źródła światła standartową metodą z wykorzystaniem wejściowego sprzęgacza pryzmatycznego (pryzmat PR), którego sprzężenie jest stałe podczas pomiarów. Źródłem światła iest dioda laserowa  $(\lambda = 670 \text{ nm}) \text{ modulowana syg-}$ nałem prostokątnym Z

generatora G.

Zasade pomiaru charakter-

Polaryzator PZ daje możliwość ustawienia żądanej polaryzacii światła wprowadzanego do światłowodu. Obrót lasera o kat o względem sprzęgacza wejściowego zapewnia selektywne pobudzanie modów falowodowych. Badany falowód zanurzany jest w kuwecie wypełnionej współczynniku ciecza 0 załamania n<sub>c</sub>. Zmiany fazy realizuje się poprzez zmianę głębokości zanurzenia l<sub>1</sub> falowodu w cieczy immer-

syjnej. Na drodze wiązek pochodzących z modów TE i TM umieszczono polaryzator i na detektorze rejestrowano sygnał interferencyjny. Moc rejestrowana przez fotodetektor D zależy od różnicy faz miedzy wiązkami pochodzącymi z modów TE i TM. Sygnał z fotodiody mierzony jest nanowoltomierzem homodynowym H-N i dopasowany do standardowego poziomu akceptowanego przez laboratoryjną kartę pomiarową A/C. Zarówno sterowanie układem, jak i akwizycja wyników pomiarowych oraz ich przetwarzanie odbywa się z wykorzystaniem komputera. Różnicę fazy między modami  $\Delta\Phi$  można wyrazić wzorem:

$$\Delta \Phi = (l - l_1) \cdot \Delta \beta_0 + l_1 \cdot \Delta \beta_C \tag{5.5}$$

5. Zastosowanie wymiany jonowej w technologii interferometrów planarnych

#### gdzie:

(l-l1) - długość drogi propagacji bez cieczy,

l1 - długość drogi propagacji części światłowodu zanurzonego w cieczy,

 $\Delta\beta_0$  - różnica stałych propagacji bez cieczy,

 $\Delta\beta_{\rm C}$  - różnica stałych propagacji części światłowodu zanurzonego w cieczy.

Przykładowe charakterystyki otrzymane dla falowodu zanurzonego w nafcie i glicerynie przedstawiają rys. 5.11a,b.



- Rys.5.11. Sygnał interferencyjny dla falowodu optycznego zanurzonego w (a) nafcie (b) glicerynie dla długości obszaru oddziaływania L=2.5 cm
- Fig.5.11. The interference signal for the optical waveguide immersed in a) paraffin -b glycerin for the length L=2.5 cm of the interaction area

## 5.2.2. Interferometr różnicowy jako przetwornik akustyczny

Schemat RI w konfiguracji przetwornika akustycznego przedstawia rys. 5.12. Aktywnym elementem przetwornika jest warstwa dielektryczna DL o współczynniku załamania  $n_D$  oddzielona od jednomodowego falowodu gradientowego W cienką przerwą powietrzną o grubości poniżej długości fali. Ruch warstwy DL indukowany np. przez zmiany ciśnienia akustycznego wpływa w różny sposób na głębokość wnikania pól modowych fal TE i TM



- Rys.5.12. Schemat konfiguracji przetwornika akustycznego; L laser, W falowód, DL warstwa dielektryczna, PZ - polaryzator, D - fotodetektor
- Fig.5.12. Scheme of acoustical transducer configuration; L laser, W waveguide, DL dielectric layer, PZ - polarizer, D - photodetector

(*evanescent fields*) i ich stałe propagacji. Różnica stałych propagacji  $\Delta\beta$  jest w związku z tym funkcją grubości warstwy powietrza *d* [36].

Badając interferometr w układzie przetwornika akustycznego autor wyznaczył zależność różnicy faz na wyjściu w funkcji szerokości przerwy powietrznej dla różnych czasów dyfuzji i wygrzewania, szerokości okien i współczynnika załamania ruchomej warstwy dielektryka. Przykładowe charakterystyki pracy przedstawiają rys. 5.13.a,b.

Na rys. 5.13a przedstawiono zależność przesunięcia fazowego  $\Delta\Phi$  na końcu falowodu od grubości warstwy powietrza dla falowodów otrzymanych w procesie dyfuzji w czasie  $t_D=1$ , 1.5 i 2 h przez okno o szerokości  $w=4 \ \mu\text{m}$ . Dla płytszych falowodów ( $t_D=1$  h), o mniejszym udziale dyfuzji bocznej, wpływ zewnętrznych warunków na propagację pól jest większy i w rezultacie obserwujemy wzrost różnicy stałych propagacji modów TE i TM. Czułość przemieszczeniowa przetwornika zdefiniowana jako  $\delta(\Delta\Phi)/\delta d$ , obliczona w punkcie pracy  $d=0.05 \ \mu\text{m}$  zmienia się monotonicznie od wartości 50  $\mu\text{m}^{-1}$  dla  $t_D=2$  h do 55  $\mu\text{m}^{-1}$  dla  $t_D=1$  h.

Podobne rezultaty otrzymano dla falowodów powstałych w czasie dyfuzji  $t_D = 1$  h przez okna o szerokości  $w = 1, 1.2, 1.4, 2 \cdot (D \cdot t_D)^{1/2}$  - rys. 5.13b. Wzrost szerokości okien zwiększa stopień asymetrii falowodu, zwiększając równocześnie różnice stałych propagacji modów.



Rys.5.13. Różnica faz dla długości obszaru oddziaływania L=1 cm jako funkcja grubości warstwy powietrza dla (a) różnych czasów dyfuzji  $t_D = 1$  h, 1.5 h, 2 h;  $n_D = 1.5125$ , (b) powietrznej dla różnych szerokości okna  $w/(D-t_D)^{1/2} = 1$ , 1.2, 1.4, 2;  $n_D=1.5125$ 

Fig.5.13. The phase difference for the interaction length L=1cm as a function of the air gap width (a) for the different time of diffusion  $t_D = 1$  h, 1.5 h, 2 h;  $n_D=1.5125$  (b) for the different mask opening  $w/(Dt_D)^{1/2} = 1$ , 1.2, 1.4, 2;  $n_D=1.5125$ 

Rys. 5.14 przedstawia wpływ parametrów zewnętrznej warstwy dielektryka na charakterystyki pracy przetwornika dla falowodu otrzymanego w procesie dyfuzji w czasie 2 h przez okno  $w=1.4 \cdot (D \cdot t_D)^{1/2}$ . Wzrost współczynnika załamania warstwy wpływa na głębokość penetracji pól modowych zwiększając czułość przetwornika.



Rys.5.14. Różnica faz dla długości obszaru oddziaływania L=1 cm jako funkcja grubości warstwy powietrza dla różnych współczynników załamania zewnętrznej warstwy n<sub>D</sub>

Fig.5.14. The phase difference for the interaction length L=1 cm as a function of the air gap width for the different refractive index of external layer  $n_D$ 

Przedstawione charakterystyki pracy pokazują, że w zaproponowanej konfiguracji zmiany położenia warstwy dielektrycznej na poziomie nanometrów indukują mierzalne zmiany sygnału na wyjściu przetwornika. Dla długości obszaru oddziaływania L=2 cm i falowodu otrzymanego w procesie dyfuzji -  $t_D=1$  h i  $w=2\cdot(D\cdot t_D)^{1/2}$  zmiany fazy  $\Delta \Phi \approx \pi$  osiąga się dla zmian położenia warstwy  $\Delta d=10$  nm w punkcie pracy przetwornika d=0.05 µm.

6. Zastosowanie wymiany jonowej w technologii wielomodowych struktur interferencyjnych 89

6. ZASTOSOWANIE WYMIANY JONOWEJ W TECHNOLOGII WIELOMODOWYCH STRUKTUR INTERFERENCYJNYCH

Pobudzając falowód wielomodowy obserwujemy efekty dopasowywania pola wejściowego do pól modowych falowodu wielomodowego, a następnie interferencję powstałych fal. Interferencji międzymodowej towarzyszą efekty tzw. samoobrazowania pola wejściowego [151], pobudzającego falowód wielomodowy. W wyniku tych efektów pole wejściowe, pochodzące najczęściej z pojedynczego falowodu jednomodowego lub grupy falowodów jednomodowych, jest odtwarzane w obrazach prostych, odbitych i



wielokrotnych. Zjawisko to stanowi podstawę działania wielomodowych struktur interferencyjnych multimode interference structures (MMI). Schemat typowej struktury MMI przedstawiony jest na rys. 6.1. Składa się ona z grupy jednomodowych falowodów wejściowych (a) definiujących pole wejściowe, szerokiej sekcji wielomodowej (b), w której obserwowane są efekty interferencji pól modowych oraz jednomodowych falowodów wyjściowych (c). Falowody jednomodowe dają stabilny

Rys.6.1. Schemat struktury MMI Fig.6.1. Scheme of MMI structure

rozkład pola wejściowego E(x,y,0). Pole to wprowadzone do sekcji wielomodowej rozkłada się na pola modowe  $\varphi_{nm}(x,y)$ falowodu wielomodowego, o stałych propagacji  $\beta_{nm}$ :

$$E(x, y, 0) = \sum_{n,m} c_{nm} \cdot \varphi_{nm}(x, y)$$
(6.1)

gdzie współczynniki pobudzenia modów c<sub>nm</sub> opisuje równanie:

$$_{nm} = \frac{\int E(x, y, 0) \cdot \varphi_{nm}(x, y) dx dy}{\sqrt{\int \varphi_{nm}^2(x, y) dx dy}}$$
(6.2)

Pole w odległości z od punktu wprowadzenie jest superpozycją pól modowych propagujących z różnymi prędkościami fazowymi i w związku z tym w różny sposób przesuniętych w fazie:

$$E(x, y, z) = \sum_{n,m} c_{nm} \cdot \varphi_{nm}(x, y) \cdot \exp(-j \cdot \beta_{nm} \cdot z)$$
(6.3)

Obserwowany w sekcji MMI obraz interferencji pól modowych zależy od własności modowych falowodu wielomodowego. Istotna jest tu zwłaszcza zależność stałych propagacji  $\beta_{nm}$  od numeru modu. Dla falowodów *step-index* jest ona w przybliżeniu kwadratowa i jak można pokazać [151-152], pojawią się w związku z tym tzw. efekty samoobrazowania polegające na odtwarzaniu pola wejściowego w obrazach prostych, odbitych i wielokrotnych. Podobną zależność kwadratową wykazują falowody otrzymane drogą wymiany jonowej K<sup>+</sup> - Na<sup>+</sup>[72] i Ag<sup>+</sup> - Na<sup>+</sup>[10].

Istnieją dwa sposoby realizacji interferencji pól modowych. Jest to interferencja jednowymiarowa dla sekcji interferencyjnej, która jest wielomodowa dla kierunku zgodnego z szerokością sekcji (kierunek X) i jednomodowa dla kierunku prostopadłego (kierunek Y), oraz interferencja dwuwymiarowa dla realizacji której wykorzystuje się struktury interferencyjne wielomodowe w obu kierunkach X i Y. Wykorzystując pobudzenie wybranych modów falowodowych można realizować tzw. interferencję ograniczoną.

Rozwój technologii układów optyki zintegrowanej wykorzystujących MMI opartych na światłowodach optycznych *step-index*, a zwłaszcza układów na bazie struktur półprzewodnikowych, obserwuje się od początku lat 90 [151-164]. W pracach [10, 72] stwierdzono możliwość występowania efektów samoobrazowania w falowodach gradientowych wykonanych drogą wymiany jonowej K<sup>+</sup> - Na<sup>+</sup> i Ag<sup>+</sup> - Na<sup>+</sup>.

W pracy [72] przedstawił autor analizę gradientowych struktur MMI wykonanych drogą wymiany jonowej  $K^+$  - Na<sup>+</sup> w szkle. Rozważono ewolucję pola fali dla warunków propagacji odpowiadających tzw. interferencji ogólnej i ograniczonej (interferencji symetrycznej i interferencji par modów). Zbadano efekty samoobrazowania i warunki rekonstrukcji pola wejściowego w obrazach prostych odbitych i wielokrotnych. Na tej podstawie przedstawiono możliwość wykorzystania struktur gradientowych wykonanych drogą wymiany jonów w technologii rozgałęziaczy światłowodowych 1xN.

W pracach [10, 165-170] autor przeprowadził badania optymalizacyjne wykonanych tą technologią rozgałęziaczy światłowodowych 1x2, otrzymanych w dwóch podstawowych procesach wymiany jonowej K<sup>+</sup> - Na<sup>+</sup> i Ag<sup>+</sup> - Na<sup>+</sup>. Charakterystyki pracy rozgałęziaczy otrzymanych dla obu rodzajów wymiany jonowej zależą od geometrii struktury i parametrów procesu technologicznego. Badania dotyczyły wpływu szerokości okna falowodów wejściowych i

90 6. Zastosowanie wymiany jonowej w technologii wielomodowych struktur interferencyjnych

szerokości sekcji MMI oraz wpływu wygrzewania falowodów wejściowych i sekcji interferencyjnej.

Wykorzystanie technologii opartej na MMI, pozwalającej na dużą miniaturyzację elementów wejścia i wyjścia układu optycznego oraz elementów rozgałęzienia i sprzęgania sygnału optycznego, stwarza nowe możliwości przy opracowywaniu układów optyki zintegrowanej i czujników światłowodowych [168-176].

Bardzo perspektywicznie przedstawia się również możliwość zastosowania MMI w technologii nowych wielomodowych światłowodowych czujników interferencyjnych. Zmiany zewnętrznych warunków propagacji sygnału optycznego mogą być rejestrowane, jak pokazał autor w pracy [168], w zmianach rozkładów pola w obrazie interferencyjnym.

## 6.1. Efekty samoobrazowania w falowodach gradientowych

Efekty samoobrazowania pola wejściowego wynikają z własności modowych analizowanych falowodów. Istotna jest tu zwłaszcza zależność stałych propagacji  $\beta_{lk}$  od numeru modu *l* oraz rozkłady przestrzenne funkcji modowych. Na rys. 6.2a,b przedstawiono zależności stałych propagacji od numeru modu obliczone przez autora dla falowodów otrzymanych drogą wymiany K<sup>+</sup> - Na<sup>+</sup> przez okno szerokości 60 µm w czasie 1 h i Ag<sup>+</sup> - Na<sup>+</sup> i procesie dyfuzji jonów



Rys.6.2. Zależność stałych propagacji modów TE od numeru modu wielomodowych falowodów gradientowych wykonanych w wymianie (a) K<sup>+</sup> - Na<sup>+</sup>, szerokość okna 60 μm, czas dyfuzji 1 h (b) Ag<sup>+</sup> - Na<sup>+</sup>, szerokość okna 24 μm, czas dyfuzji 0.06 h

Fig.6.2. The propagation constants dependence of TE modes on the mode number for gradient waveguides made by (a)  $K^+$  -  $Na^+$  ion exchange, window width 60  $\mu$ m, time of diffusion 1 h (b) Ag  $^+$  -  $Na^+$  ion exchange, window width 24  $\mu$ m, time of diffusion 0.06 h

Ag<sup>+</sup> przez okno szerokości 24 µm w czasie 2 min, obliczonych numerycznie na podstawie nieliniowego równania dyfuzji [170]. Podłożem było szkło borokrzemowe ( $n_b$ =1.51) otoczone powietrzem. Dla tak dobranej geometrii i parametrów procesu technologicznego, jak można pokazać na podstawie metody efektywnego współczynnika załamania, falowody są wielomodowe dla kierunku zgodnego z szerokością struktury x i jednomodowe dla kierunku prostopadłego y (rys. 6.1). W związku z tym wystąpią jednowymiarowe efekty interferencji pól modowych. Zależności stałych propagacji  $\beta_{10}$  od numeru modu (w dalszym ciągu opuszczono nieistotny tutaj indeks 0) z dobrą dokładnością mogą być opisane funkcją kwadratową (A, B = const):

$$\beta_l = A + B \cdot l \cdot (l+2) \tag{6.4}$$

Wprowadzając oznaczenia:

$$L_z = \frac{\pi}{\beta_0 - \beta_l} \tag{6.5}$$

gdzie L<sub>z</sub> ma sens drogi zdudnień dla modów najniższego rzędu, otrzymuje się:

$$\beta_0 - \beta_l = \frac{l \cdot (l+2) \cdot \pi}{3 \cdot L_z} \tag{6.6}$$

 $L_z$ = 4570 µm dla wymiany K<sup>+</sup> - Na<sup>+</sup> i  $L_z$ =360 µm dla wymiany Ag<sup>+</sup> - Na<sup>+</sup>. Podstawiając zależność (6.6) do równania (6.3) opisującego rozkład pola w odległości z, w którym zmiany fazy modów odniesione są do zmiany fazy modu zerowego, otrzymuje się:

$$E(x, y, x) = \exp(-j\beta_0 \cdot z) \cdot \sum_{l} c_l \cdot \varphi_l(x, y) \cdot \exp(j \cdot (\beta_0 - \beta_l) \cdot z)$$
(6.7)

$$E(x, y, x) = \exp(-j\beta_0 \cdot z) \cdot \sum_l c_l \cdot \varphi_l(x, y) \cdot \exp(j \cdot \frac{l \cdot (l+2) \cdot \pi}{3 \cdot L_z} \cdot z)$$
(6.8)

Wykorzystując tożsamości:

$$l \cdot (l+2) = parzysty \Leftrightarrow l = parzyste$$

$$l \cdot (l+2) = nieparzysty \Leftrightarrow l = nieparzyste$$

$$\varphi_l(-x, y) = \varphi_l(x, y) \Leftrightarrow l = parzyste$$

$$\varphi_l(-x, y) = -\varphi_l(x, y) \Leftrightarrow l = nieparzyste$$
(6.9)

można pokazać, że w przypadku gdy droga propagacji spełnia warunek:

$$\exp(j \cdot \frac{l \cdot (l+2) \cdot \pi}{3 \cdot L_z} \cdot z) = (-1)^l \Longrightarrow z = n \cdot (3 \cdot L_z)$$
(6.10)

92 6. Zastosowanie wymiany jonowej w technologii wielomodowych struktur interferencyjnych

rozkład pola z dokładnością do stałego czynnika fazowego opisuje równanie:

$$E(x, y, n \cdot (3 \cdot L_z)) = E(x, y, 0) \Leftrightarrow n - parzyste$$
  

$$E(x, y, n \cdot (3 \cdot L_z)) = E(-x, y, 0) \Leftrightarrow n - nieparzyste$$
(6.11)

Podobnie można pokazać, że dla drogi propagacji dwukrotnie krótszej:

$$z = \frac{n}{2} \cdot (3 \cdot L_z) \tag{6.12}$$

pojawią się obrazy dwukrotne położone symetrycznie względem osi symetrii falowodu:

$$E(x, y, \frac{n}{2} \cdot (3 \cdot L_z)) = \sum_{l} c_l \cdot \varphi_l \cdot \exp(j \cdot l \cdot (l+2) \cdot n \cdot (\frac{\pi}{2})) = \sum_{parz} c_l \cdot \varphi_l(x, y)$$
  
+ 
$$\sum_{nparz} (-j)^n \cdot c_l \cdot \varphi_l(x, y) = \frac{1 + (-j)^n}{2} \cdot E(x, y, 0) + \frac{1 - (-j)^n}{2} \cdot E(-x, y, 0)$$
(6.13)

Oba rozkłady pól są przesunięte w fazie. W ogólnym przypadku, zgodnie z teorią przedstawioną w pracy [151] dla falowodów *step-index*, dla odległości z spełniających warunek:

$$z = \frac{n}{N} \cdot (3 \cdot L_z) \tag{6.14}$$

formowane będą obrazy N-krotne pola wejściowego:

$$E(x, y, z) = \frac{1}{C} \cdot \sum_{q=0}^{N-1} E(x - x_q, y, 0) \cdot \exp(j \cdot \phi_q)$$
(6.15)

rozmieszczone wokół punktów:

$$x_q = (2 \cdot q - N) \cdot \frac{W}{N}$$
 dla  $q = 1, ..., N - 1$  (6.16)

gdzie W jest szerokością sekcji MMI, a

$$\phi_q = n \cdot (N - q) \cdot \frac{q\pi}{N} \tag{6.17}$$

określa przesunięcia fazowe, które są integralną właściwością interferencyjnych obrazów N-krotnych. Przedstawione zależności opisują tzw. interferencję ogólną, general interference [151].

Można również pokazać [153], że dla położenia pola wejściowego spełniającego warunek:

6. Zastosowanie wymiany jonowej w technologii wielomodowych struktur interferencyjnych 93

 $x_{in} = i \cdot \frac{W}{N} \tag{6.18}$ 

gdzie W jest szerokością sekcji MMI, niektóre z obrazów pola wejściowego przekrywają się dając generalnie niejednorodny rozkład pola wyjściowego. Tylko dla wybranych położeń pola wejściowego:

$$x_{in} = \frac{W}{2}$$
;  $x_{in} = \frac{W}{3}$ ;  $x_{in} = \frac{2 \cdot W}{3}$  (5.19)

obserwuje się efekty samoobrazowania o jednorodnym rozkładzie energii pola. Jest to tzw. przypadek interferencji ograniczonej, *restricted interference*, kiedy mody falowodowe pobudzane są selektywnie [151]. Podstawowe konfiguracje położeń pól wyjściowych i odpowiadające im przesunięcia fazowe obliczone na podstawie (6.16) i (6.17) dla pobudzenia symetrycznego i pobudzenia w 2/3 szerokości pokazano na rys. 6.3a,b.



- Rys.6.3. Położenia pól wyjściowych i odpowiadające im przesunięcia fazowe w sekcjach MMI pobudzonych a) symetrycznie b) w 1/3 szerokości sekcji
- Fig.6.3. Output field positions and respective phase shifts in MMI sections excited a) symmetrically b) at 1/3 of the section width

Podobne efekty obserwowane będą dla falowodów gradientowych otrzymanych metodą wymiany jonowej. Na rys. 6.4 przedstawiono rozkłady funkcji modowych badanego falowodu otrzymanego w drogą dyfuzji jonów K<sup>+</sup> przez okno o szerokości 36 µm w czasie 1 h [152]. Obliczenia przeprowadził autor dla ekwiwalentnego falowodu jednowymiarowego metodą efektywnego



Fig.6.4. Normalized modal fields of MMI section made by K<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup> ion exchange (window width 36 µm, TE modes)

współczynnika załamania. Na rysunku zaznaczono położenie okna oraz miejsca wprowadzania pola wejściowego dla pobudzenia symetrycznego i w 1/3 szerokości okna. Jak można zauważyć, w pierwszym przypadku pobudzają się wyłącznie mody symetryczne, dla których dla dowolnego *l* spełniony jest warunek  $l \cdot (l+2) = 4 \cdot N$  (dla modów niesymetrycznych wartość pola w miejscu pobudzenia z=0). Pozwala to na skrócenie drogi propagacji opisywanej równaniem (6.10) aż cztery razy, do wartości  $z=3/4 \cdot L_z$ . Jest to tzw. interferencja symetryczna. W drugim przypadku pole wejściowe nie wzbudza modów o numerach 2, 5, 8,... (pozostałe mody grupują się parami). Dla takiego pobudzenia, jak można pokazać,  $l \cdot (l+2)=3 \cdot N_z$  co skraca trzykrotnie drogę propagacji potrzebną do samoobrazowania sygnału wejściowego -  $z=L_z$ . Opisywana interferencja nazywana jest interferencją par modów, *paired interference*.

Rys. 6.5.a,b,c przedstawiają ewolucję pola fali TE - mapę konturową rozkładu amplitudy wzdłuż drogi propagacji obliczoną numerycznie metodą BPM, dla minimalnego poziomu odniesienia wynoszącego 0.15 wartości maksymalnej - w sekcji MMI wykonanej drogą wymiany  $K^+ - Na^+$  dla szerokości okna 60 µm i czasu dyfuzji 1 h i różnych przypadków pobudzenia sekcji MMI [72].



Rys.6.5. Ewolucja pola fali TE w sekcji MMI wykonanej drogą wymiany  $K^*$ -  $Na^*$  o szerokości okna 60 µm i czasu dyfuzji 1 h - (a) dla dowolnego asymetrycznego pobudzenia (interferencja ogólna) - (b) dla asymetrycznego pobudzenia w 1/3 szerokości okna (interferencja par modów) - (c) dla pobudzenia symetrycznego (interferencja symetryczna); wymiary w µm

Fig.6.5. Field evolution of TE wave in MMI section made by  $K^+$ -  $Na^+$  ion exchange for the window width 60  $\mu$ m and time of diffusion 1 h - (a) for arbitrary asymmetric excitation (general interference) – (b) for asymmetric excitation at 1/3 of the waveguide width (paired interference – (c) for symmetric excitation (symmetric interference); dimensions in  $\mu$ m

Rozkład przedstawiony na rys. 6.4a, otrzymany dla dowolnego asymetrycznego pobudzenia sekcji odpowiada interferencji ogólnej. Analizując rozkład można zauważyć, że po przejściu fali odcinka  $L=36000 \ \mu m$  pojawia się obraz pola wejściowego odbity względem płaszczyzny symetrii falowodu. Dla odległości L/2 pole fali dzieli się na dwie prawie równe części.

Podobne efekty, ale dla obszaru propagacji trzy razy krótszego, obserwuje się przy bardziej selektywnym pobudzeniu sekcji MMI w odległości  $\equiv 1/3$ szerokości odpowiadającym interferencji par modów, przedstawionym na rys. 6.4.b. Obraz pola wejściowego odbity względem płaszczyzny symetrii falowodu pojawia się w odległości  $L=12000 \ \mu\text{m}$ . Dla odległości dwa razy krótszej pole fali dzieli się na dwie prawie równe części. Na rys. 6.4.c przedstawiono rozkład amplitudy pola dla MMI pobudzonej symetrycznie, co odpowiada interferencji symetrycznej. W takim przypadku wzbudzać się powinny wyłącznie mody parzyste MMI. Obraz pola wejściowego odbity względem płaszczyzny symetrii falowodu pojawia się w odległości  $L=9000 \ \mu\text{m}$ . W odległościach L/Nobserwowane są symetryczne N-krotne obrazy pola wejściowego. Charakterystyczne drogi propagacji dla N-krotnych obrazów pola wejściowego dla opisanych przypadków interferencji spełniają relację:

$$L(ogolna) = 3 L(par modow) = 4 L(symetryczna)$$
(6.20)

We wszystkich trzech przypadkach, jak można zauważyć, obserwowane obrazy interferencyjne odtwarzają pole wejściowe tylko w przybliżeniu. Jakość obrazów interferencyjnych pogarsza się również ze wzrostem obszaru propagacji.

### 6.1.1. Porównanie sekcji MMI otrzymanych w wymianie K<sup>+</sup> - Na i Ag<sup>+</sup> - Na<sup>+</sup>

Na rys. 6.5a,b przedstawiono, dla porównania obu procesów wymiany jonowej, mapy konturowe rozkładów amplitudy pola wzdłuż drogi propagacji dla sekcji MMI pobudzonych symetrycznie polem falowodu jednomodowego o długości fali  $\lambda = 0.6328 \,\mu\text{m}$ , dla wymiany K<sup>+</sup> - Na<sup>+</sup> (okno falowodu jednomodowego w= 5  $\mu$ m, szerokość okna sekcji  $W = 60 \mu$ m) i Ag<sup>+</sup> - Na<sup>+</sup> (okno falowodu jednomodowego w=1.2 µm, szerokość okna W= 16 µm), dla minimalnego poziomu odniesienia 0.15 waitości amplitudy maksymalnej [166-167]. Parametry procesu oraz geometrię struktur wybrano w taki sposób, aby w obu przypadkach sekcje wielomodowe prowadziły taką samą liczbę 12 modów. Ze względu na dużą różnicę zmian współczynnika załamania (ponad 10 razy wiekszą dla wymiany Ag<sup>+</sup> - Na<sup>+</sup>) obrazy pola wejściowego formują się dla tej wymiany dla dróg propagacji L znacznie krótszych - 660 µm w porównaniu z drogą propagacji  $L=9000 \ \mu m$  dla wymiany K<sup>+</sup> - Na<sup>+</sup>. Sa również zlokalizowane na znacznie mniejszym obszarze. Jest to wynikiem znacznie większych różnic stałych propagacji zerowego i pierwszego rzędu w obu strukturach. Pomijając różnicę skali oba obrazy interferencyjne są bardzo podobne.



- Rys.6.6.a,b. Mapy konturowe rozkładów amplitudy pola wzdłuż drogi propagacji dla sekcji MMI pobudzonych symetrycznie polem falowodu jednomodowego o długości fali  $\lambda$ =0.63 µm, dla wymiany K<sup>\*</sup> - Na<sup>+</sup> (okno falowodu jednomodowego w=5 µm, szerokość okna sekcji W = 60 µm) i Ag<sup>+</sup> - Na<sup>+</sup> (okno falowodu jednomodowego w=1.2 µm, szerokość okna W=16 µm); wymiary w µm
- Fig.6.6.a,b. Contour maps of the field amplitude distribution along the propagation length for the symmetrically excited MMI sections by the field of monomode waveguide of the wavelength  $\lambda = 0.63 \ \mu m$  for the  $K^+ - Na^+$  ion exchange (monomode waveguide window width  $w=5 \ \mu m$ , the width of section window W  $= 60 \ \mu m$ ) and  $Ag^+ - Na^+$  (monomode waveguide window width  $w=1.2 \ \mu m$ , the width of section window  $W=16 \ \mu m$ ); dimensions in  $\mu m$

# 6.2. Eksperymentalne badania interferencji pól modowych w falowodach gradientowych

#### 6.2.1. Stanowisko pomiarowe

W pracach [171, 173, 177] zaproponował autor oryginalną metodę badania wielomodowych struktur interferencyjnych, wykorzystującą fluorescencję substancji pokrywającej sekcję. Metoda ta umożliwia bezpośrednią obserwację interferencji pól modowych i pozwala wyznaczać drogę sprzężenia dla obrazów dwukrotnych dla zadanej szerokości okna sekcji MMI i parametrów procesu technologicznego.





Rys.6.7. Schemat stanowiska pomiarowego Fig.6.7. Scheme of the experimental stand

Badania eksperymentalne struktur MMI przeprowadzono na stanowisku przedstawionym na rys. 6.7. Sekcja MMI, pobudzana laserem o długości fali 0.6328 µm, została pokryta w wirówce substancją fluorescencyjną – zawiesiną nadchloranu błękitu nilowego 'A' w PMMA. Substancja ta absorbuje światło w pobliżu 0.63 µm, a emisja następuje dla długości fali w pobliżu 0.69 µm [171]. Fale zanikające pól modowych wnikając do warstwy substancji fluorescencyjnej wymuszają świecenie proporcjonalne do energii wzbudzonego modu, którego rozkład mierzony odpowiednio czułą kamerą CCD obserwowany jest na monitorze i rejestrowany poprzez kartę analogowo-cyfrową na komputerze. Zapis kolejnych sekwencji obrazów interferencji pól modowych pozwala wyznaczać długości dróg sprzężenia dla obrazów N-krotnych w zależności od szerokości okna, czasu i temperatury dyfuzji.





Rys.6.8. Geometria zaprojektowanej maski Fig.6.8 .Geometry of the designed mask

Rys. 6.9. Zdjęcie mikroskopowe maski Fig. 6.9. Microscopic image of the mask

6. Zastosowanie wymiany jonowej w technologii wielomodowych struktur interferencyjnych 99



- Rys.6.10. Symulacje numeryczne metodą BPM propagacji fali TE dla pobudzenia symetrycznego i asymetrycznego w 1/3 szerokości, dla sekcji MMI o szerokości okna 51 μm. Droga propagacji w μm
- Fig.6.10. Numerical simulations by BPM method of TE wave propagation for symmetrical and asymmetrical excitation at 1/3 of the width, for MMI section of the window width 51 μm, propagation length in μm

Na rys. 6.8 przedstawiona jest geometria zaprojektowanej pojedynczej maski, dla której w zależności od pobudzenia możliwa jest obserwacja interferencji symetrycznej i par modów. Szerokości W wykorzystywanych masek sekcji MMI wynosiły 30, 39, 51, 60, 69 i 81 µm. Obok na rys. 6.9 pokazane jest przykładowe zdjęcie mikroskopowe wykonanej maski. Badane sekcje MMI wykonano drogą wymiany K<sup>+</sup> – Na<sup>+</sup> w czasie 1 h i temperaturze 400 °C w szkle BK-7.

# 6.2.2. Symulacje numeryczne propagacji pola w badanych strukturach MMI

Dla ułatwienia analizy wyników eksperymentalnych wykonano symulacje numeryczne metodą BPM propagacji fali TE w badanych strukturach, pobudzanych symetrycznie i asymetrycznie w 1/3 szerokości sekcji. Na rys. 6.10 przedstawiono przykładowe wyniki symulacji dla sekcji MMI o szerokości okna 51  $\mu$ m. Wyniki symulacji przedstawiono zachowując rzeczywistą geometrię obrazów interferencyjnych. Droga sprzężenia dla obrazów dwukrotnych  $L_{3dB}$  wynosiła odpowiednio 3300  $\mu$ m dla obrazów symetrycznych i 4400  $\mu$ m dla asymetrycznych. Obrazy N-krotne pola wejściowego pojawiają się w odległościach  $2 \cdot L_{3dB} / N$ . Własność ta pozwala ustalić na podstawie zdjęć obrazów interferencji pól modowych wartość drogi sprzężenia  $L_{3dB}$ .

Dla dalszej analizy sekcji MMI istotne było ustalenie wpływu na obrazy interferencji pól modowych zewnętrznego pokrycia dielektrycznego. Pokrycie dielektryczne, zmieniając zewnętrzne warunki propagacji fali, wpływa na wartości stałych propagacji. Okazuje się jednak, że decydująca o obrazie



- Rys.6.11. Zależność względnej różnicy stałych propagacji falowodu z pokryciem dielektrycznym n i otoczonym powietrzem (n=1.0) od numeru modu. Szerokość okna W=81 µm
- Fig.6.11. Dependence of propagation constants relative difference for the waveguide with dielectric cover and surrounded by air (n=1.0) on the mode number. The window width  $W=81 \ \mu m$

interferencji modowej różnica stałych propagacji modów  $\beta_0 - \beta_1$  praktycznie nie zależy od współczynnika załamania pokrycia. Na rys. 6.11 przedstawiono, obliczone metodą efektywnego współczynnika załamania, zależności od numeru modu *l* względnej różnicy stałych propagacji  $[\beta_1(n) - \beta_1(1.0)] / \beta_1(1.0)$  w sekcji MMI o szerokości okna 81 µm pokrytej dielektrykiem o współczynniku załamania *n* i w sekcji otoczonej powietrzem (*n*=1.0). Dla obu pokryć *n*=1.45 i *n*=1.5 względne różnice stałych propagacji są niewielkie i nie zależą od numeru modu. Zatem można oczekiwać, że obrazy interferencji pól modowych w sekcji MMI pokrytej substancją fluorescencyjną i w sekcji niepokrytej nie będą się różnić między sobą.

Ilustruje to rys. 6.12. Charakterystyki przedstawiają, określoną numerycznie metodą BPM, ewolucję pola TE w pobudzonej asymetrycznie w 1/3 szerokości sekcji MMI o szerokości okna 81 µm otoczonej powietrzem i w sekcji pokrytej substancją dielektryczną o współczynniku załamania 1.45. Pomimo istotnych różnic w warunkach propagacji fali obrazy interferencji pól modowych dla obu sekcji MMI są praktycznie takie same.



Rys.6.12. Zależność obrazów interferencyjnych od współczynnika załamania pokrycia dielektrycznego

Fig.6.12. Dependence of interference images on the refractive index of dielectric cover

## 6.2.3. Eksperymentalne obrazy interferencji pól modowych

Zaproponowana metoda badania struktur MMI pozwala na pełną analizę ich własności Na rys. 6.13 i 6.14 przedstawiono, dla przykładu, sekwencje zdjęć obrazów interferencyjnych dla sekcji MMI o szerokości okien 39 µm i 60 µm pobudzonych symetrycznie. Pole wejściowe wychodzące z jednomodowego



- Rys.6.13. Sekwencje obrazów interferencji pól modowych w sekcji MMI o szerokości okna W=39 μm pobudzonej symetrycznie
- Fig.6.13. Sequences of modal field interference images in MMI section of the window width  $W=39 \ \mu m$  symmetrically excited



Rys.6.14. Sekwencje obrazów interferencji pól modowych w sekcji MMI o szerokości okna W=60 μm pobudzonej symetrycznie

Fig.6.14. Sequences of modal field interference images in MMI section of the window width W=60  $\mu$ m symmetrically excited

falowodu o szerokości okna 5 µm rozszerza się w wyniku dyfrakcji, osiągając granice światłowodu. Następnie w wyniku kolejnych odbić obserwuje się efekt dopasowanie pola do struktury modowej i ewolucję obrazów interferencyjnych wzdłuż drogi propagacji. Dla określenia długości drogi samoobrazowania dla obrazów dwukrotnych należy w obserwowanych obrazach interferencyjnych



- Rys.6.15. Sekwencje obrazów interferencji pól modowych w sekcji MMI o szerokości okna W=39 µm pobudzonej w 1/3 szerokości okna
- Fig.6.15. Sequences of modal field interference images in MMI section of the window width  $W=39 \mu m$  excited at 1/3 of the window width



- Rys.6.16. Sekwencje obrazów interferencji pól modowych w sekcji MMI o szerokości okna W=39 µm pobudzonej w 1/3 szerokości okna
- Fig.6.16. Sequences of modal field interference images in MMI section of the window width  $W=39 \mu m$  excited at 1/3 of the window width

104 6. Zastosowanie wymiany jonowej w technologii wielomodowych struktur interferencyjnych

rozpoznać momenty pojawiania się obrazów N-krotnych. Ilość obrazów Nkrotnych pola zależy od rozciągłości przestrzennej pola wejściowego i szerokości sekcji MMI. W węższej sekcji MMI wyraźnie widoczne sa obrazy 1x4, 1x3, 1x2, 1x1. W sekcji szerszej możliwa jest również obserwacja obrazów 1x7, 1x6, 1x5. Na podstawie analizy obrazów interferencji pól modowych. korzystając z zależności:

$$z=2 \cdot L_{3dB}/N \tag{6.21}$$

bardzo

gdzie z jest drogą propagacji dla obrazu N-krotnego, można ustalić wartość drogi sprzężenia  $L_{3dB}$ .

Obrazy interferencyjne przedstawione na rys. 6.15 i 6.16 dla szerokości sekcji MMI 39 µm i 60 µm pobudzonych w 1/3 szerokości okna, sa przykładem interferencji par modów. Ustalając położenie obrazów N-krotnych, można wyznaczyć na podstawie (6.21) eksperymentalne wartości drogi sprzężenia dla obrazów dwukrotnych L<sub>3dB</sub>. Otrzymane wartości L<sub>3dB</sub> dla obrazów interferencji symetrycznej i interferencji par modów spełniają relację (6.20).

## 6.3. Elementy optyki zintegrowanej na bazie struktur MMI

#### 6.3.1 Rozgałęziacze światłowodowe 1xN

Wykorzystując efekty samoobrazowania pola wejściowego można wykonać podstawowe elementy układów optyki zintegrowanej - rozgałęziacze i



obszarze. Pozwala to na dużą miniaturyzację układu optycznego. Elementy te wykonuje się najczęściej w oparciu o falowody stepwykonane index technologii GaAs/AlGaAs [154] i dwutlenku krzemu na krzemie [155]. Schemat jednego z pierwszych rozgałęziaczy 1x4 wykonanego w technologii MMI, opisanego w [154], o

sprzegacze 1xN i NxM o

metrach optycznych, w

których rozgałęzianie pola

wejściowego realizowane

jest na bardzo małym

dobrych

para-



Rys.6.17. Schemat rozgałęziacza 1x4 wykonanego w technologii GaAs/AlGaAs, wg [154]

Fig.6.17. Scheme of 1x4 beam splitter made in GaAs/AlGaAs technology, from [154]

wymiarach  $w=2.6 \mu m$ ,  $W=40 \mu m$ ,  $L=1324 \mu m$  przedstawia rvs. 6.17. Falowód

6. Zastosowanie wymiany jonowej w technologii wielomodowych struktur interferencyjnych 105

planarny wykonano wykorzystując metodę MOCVD, prowadzącą do narastania warstw epitaksjalnych na podłożu GaAs typu n. Falowody paskowe formowano w procesie reaktywnego trawienia jonowego uzyskując doskonale odbijające pionowe ściany boczne. Symetryczne rozgałęziacze 1xN o bardzo dobrych parametrach technicznych wykonano w technologii MMI w dwutlenku krzemu na krzemie wykorzystując termiczne utlenianie krzemu [155]. Straty całkowite włókno-włókno wynosiły dla sprzęgaczy MMI 1x2, 1x4, 1x8 odpowiednio 0.7, 0.9 i 1.3 dB z maksymalnym niezrównoważeniem kanałów wynoszącym 0.1, 0.2, 0.5 dB.

światłowodowe wykorzystujące samoobrazowanie pola Rozgałęziacze



wodowego (a) 1x2 (b) 1x4 dla wymiany Ag<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup>

Fig.6.18. Operating simulation of (a) 1x2, (b) 1x4 waveguide splitter for Ag<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup> ion exchange

wejściowego mogą być również realizowane dla światłowodów gradientowych. W pracy [10] autor przeprowadził badania optymalizacyjne wykonanych tą technologia rozgałęziaczy światłowodowych 1x2, otrzymanych w dwóch podstawowych procesach wymiany jonowej K<sup>+</sup> - Na<sup>+</sup> i  $Ag^+ - Na^+$ .

Na rys. 6.19a,b przedstawiono przykład zastosowań struktur MMI [10] wykonanych techniką wymiany Ag<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup> do realizacji symetrycznego rozgałęziacza 1x2 i 1x4. Symulacje numeryczne wykonano metoda BPM. Na wyjściu rozgałęziaczy otrzymuje sie jednorodny rozkład sygnałów o całkowitych stratach nadmiarowych wynoszących odpowiednio 0.72 dB i 0.85 dB. Szerokość okna sekcji MMI wynosiła W=16 µm, a ich długości odpowiednio 340 µm i 140 µm. W przedstawionej niedawno pracy [158] zaprezentowano, wykonana w oparciu o ta technologie, praktyczna realizację rozgałeziacza 1x4 na długość fali 1.53 μm wykorzystującą wymiane  $Ag^+$ - Na<sup>+</sup> Ζ rozcieńczonego roztworu AgNO<sub>3</sub>. Straty całkowite były na poziomie 2.23 dB, różnice sygnałów na wyjściu ~ 0.14 dB.

Ostatnio, wykorzystując wymianę K<sup>+</sup> - Na<sup>+</sup>, autor zaprojektował i wykonał, na podstawie prezentowanych symulacji numerycznych i badań eksperymentalnych, modele laboratoryjne rozgałęziaczy 1xN w konfiguracji symetrycznej [178]. Wizualizację pracy rozgałęziaczy 1x2, 1x3, 1x4 pobudzonych światłem niespolaryzowanym o długości  $\lambda$ =0.633 µm z włókna jednomodowego przedstawiono na rys. 6.19. Rozgałęziacze charakteryzowały się stabilną pracą i równomiernym podziałem sygnału na wyjściu.



0 300 600 900 1200 1500 (b) z, μm



0 500 1000 1500 2000 2500 (c) z, μm



- Rys.6.19. Wizualizacja pracy rozgałęziaczy 1xN w konfiguracji symetrycznej, wykonanych metodą wymiany K<sup>+</sup> Na<sup>+</sup> w czasie t<sub>D</sub>=1 h i temperaturze T=400 °C, dla geometrii opisywanej przez szerokość okna sekcji W i długość L, odpowiednio równych: (a) rozgałęziacz 1x2 w=30 μm, L=1140 μm; (b) rozgałęziacz 1x3 W=51 μm, L=1940 μm; (c) rozgałęziacz 1x4 W=69 μm, L=2630 μm. Wymiary poprzeczne są powiększone w stosunku do podłużnych czterokrotnie
- Fig.6.19. Visualization of the operating of 1xN splitters in symmetrical configuration, made by  $K^*$  Na<sup>+</sup> exchange in time  $t_D=1$  h and at temperature T=400 °C, for the geometry described by the section window width W and length L, equal respectively: (a) splitter 1x2 W=30  $\mu$ m, L=1140  $\mu$ m; (b) splitter 1x3 W=51  $\mu$ m, L=1940  $\mu$ m; (c) splitter 1x4 W=69  $\mu$ m, L=2630  $\mu$ m. Transverse dimensions are enlarged four times in relation to longitudinal dimensions

## 6.3.2. Interferometr Macha-Zehndera

Sprzęgacze i rozgałęziacze wykonane na bazie struktur MMI mogą być zastosowane w konstrukcji interferometrów różnych konfiguracji. Na rys. 6.20a pokazano układ optyczny interferometru Macha-Zehndera dla konfiguracji symetrycznej [10], w którym elementy MMI ( $W=8 \mu m, L=181 \mu m$ ) połączone światłowodami jednomodowymi o szerokości okna  $w=1.2 \mu m$ , wykorzystano do rozgałęzienia pola wejściowego i sprzęgania sygnałów z obu ramion interferometru. Odległość między ramionami interferometru wynosiła  $w_A=4 \mu m$ , długość ramion  $L_A=1000 \mu m$ . Na rys. 6.20b przedstawiono symulację numeryczną propagacji światła w takiej strukturze. Straty całkowite, uwzględniające straty sprzężenia na wejściu i wyjściu MMI i niedokładności samoobrazowania, wyniosły ~1.0 dB. W podobny sposób można zrealizować interferometry Macha-Zehndera o większej ilości ramion.



Rys.6.20. Interferometr Macha-Zehndera na bazie struktur MMI wykonanych metodą wymiany jonowej Ag<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup>, (a) schemat konfiguracji (b) propagacja fali TE

Fig.6.20. Mach-Zehnder interferometer on the basis of MMI structures made by Ag<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup> ion exchange, (a) the scheme of configuration (b) TE wave propagation

## 6.3.3. Rozgałęziacze światłowodowe o dowolnym podziale sygnału na wyjściu



- Rys.6.21. Rozgałęziacz o dowolnym podziale sygnału na wyjściu, wg [156]
- Fig.6.21. A splitter with arbitrary power division at the output, from [156]

Na podstawie konfiguracji interferometru Macha-Zehndera realizowane są rozgałęziacze światłowodowe oparte na MMI o dowolnym podziale sygnału na wyjściu. W pracy [156] przedstawiono rozgałęziacz światłowodowy wykonany w dwutlenku krzemu na krzemie, wykorzystujący wygiętą sekcję MMI, która umożliwia osiągniecie dowolnego podziału sygnału na wyjściu. Schemat rozgałęziacza przedstawia rys. 6.21. Składa się on z 3 dB sprzegacza z dwoma kanałami wejściowymi, 3 dB sprzegacza z dwoma kanałami wyjściowymi, które umieszczone są w 1/3 i 2/3 efektywnej szerokości sekcji MMI oraz. łączącego oba sprzegacze wycinka kołowego o kącie α. Zasada działania rozgałęziacza o dowolnym stosunku podziału sygnału może być wyjaśniona na podstawie analizy pracy asymetrycznego interferometru Macha-Zehndera. Interferometr składa się z dwóch 3 dB sprzęgaczy MMI połączonych kołowymi ramionami o długościach  $L_1$  i  $L_2$ , których długość zależy od promienia krzywizny R i kata  $\alpha$ . Dla  $\alpha=0$  różnica

fazy jest równa zero i sygnał w całości wychodzi kanałem krzyżowym. Gdy różnica fazy osiąga wartość  $\pi$ , moc optyczna wyprowadzana jest wyjściem prostym. Dla prezentowanego układu (W=47.4 µm) zachodzi to przy kącie  $\alpha$ =1.9°.



- Rys.6.22. Rozgałęziacz o dowolnym podziale sygnału na wyjściu z przerwą w obszarze sprzężenia, wg [157]
- Fig.6.22. A splitter with arbitrary power division at the output with a gap in the coupling region, from [157]

Obrót rozgałeziacza o pewien kat w stosunku do pierwotnego kierunku propagacji może jednak sprawiać problemy przy projektowanie innych elementów obwodu optoelektronicznego. W pracy [157] przedstawiono, wykonany w technologii opartej na krzemie, układ rozgałęziacza o dowolnym podziale sygnału na wyjściu wykorzystujący dwa sprzegacze 3 dB. Schemat rozgałęziacza przedstawia rys. 6.22. W obszarze pomiędzy sekcjami MMI obok łączącego je falowodu istnieje przerwa wypełniona materiałem podłoża. Światło wprowadzone jednym z kanałów wejściowych części A dzieli się na dwie części, z których jedna przechodzi z części B do C przez falowód, a druga przez ośrodek wypełniony materiałem podłoża. W związku z różnicą współczynników załamania rdzenia i podłoża obie fale są przesunięte w fazie i łączą się w wyniku interferencji w obszarze C. Stosunek mocy sygnałów na wyjściu rozgałęziacza f wiąże się z różnicą fazy zgodnie z równaniem  $f = \cos^2(\Delta \phi)$ ,  $\Delta \phi = 2 \cdot \pi \cdot \Delta n \cdot l / \lambda$ , gdzie  $\Delta n$  jest różnicą współczynników załamania, l długością przerwy. W praktyce dłuższe odcinki l mogą zwiększać straty całkowite struktury związane z dyfrakcją sygnału. Problem ten rozwiązano dzieląc propagację w obszarze przerwy na odcinki propagacji w materiale rdzenia falowodu i materiale podłoża, tak dobrane, aby zminimalizować straty dyfrakcji.

W pracach [174-176] autor przedstawił propozycję rozgałęziacza światłowodowego 1x2 na bazie gradientowych struktur interferencyjnych wykonanych techniką wymiany jonowej  $Ag^+$  - Na<sup>+</sup> o dowolnym podziale sygnału na wyjściu, pracującego w konfiguracji interferometru Macha-Zehndera. Schemat rozgałęziacza o dowolnym podziale sygnału na wyjściu przedstawia rys. 6.23. Dwie 3 dB sekcje MMI o długości *L*, szerokości okna *W* są połączone falowodami o różnych szerokościach okien w(1), w(2) i długości *d*. Szerokości okien w(1), w(2) są tak dobrane, aby oba falowody pozostawały w przedziale jednomodowym. Dla przyjętej głębokości dyfuzji 0.31 µm granicą przedziału jednomodowego jest szerokość 1.3 µm [72]. Różnice szerokości falowodów powodują różnice stałych propagacji ( $\beta_1$  i  $\beta_2$ ) modów i związane z



- Rys.6.23. Schemat rozgałęziacza o dowolnym podziale sygnału na wyjściu w konfiguracji interferometru Macha-Zehndera
- Fig.6.23. Scheme of the splitter with arbitrary power division at the output in the configuration of Mach-Zehnder interferometer

#### 110 6. Zastosowanie wymiany jonowej w technologii wielomodowych struktur interferencyjnych

tym zmiany fazy  $\Delta \Phi$  na wejściu drugiej sekcji MMI. W rezultacie, jak można pokazać [176], natężenia sygnałów na wyjściu rozgałęziacza opisują równania:

 $I_1 \sim A^2 \cdot \sin^2(\Delta \Phi/2)$ ;  $I_2 \sim A^2 \cdot \cos^2(\Delta \Phi/2)$ , gdzie  $\Delta \Phi = d \cdot (\beta_2 - \beta_1)$  (6.22)



Rys.6.24. Zależność (a) strat nadmiarowych (b) amplitud  $A_1$ ,  $A_2$ , od długości sekcji MMI Fig.6.24. Dependence of (a) excess loss (b) amplitude modules on the MMI section length

Zasadniczym elementem analizowanego układu jest asymetryczna sekcja MMI pracująca w układzie rozgałęziacza jako sprzęgacz 3 dB i pobudzana w 1/3 szerokości okna. Falowody wyjściowe położone są w 1/3 i 2/3 szerokości W. Zgodnie z teorią przedstawioną w [151], sygnały na wyjściach sekcji MMI są przesunięte w fazie o  $\pi/2$ . Na rys. 6.24a przedstawiono zależność strat nadmiarowych w sekcji od długości L wyznaczoną metodą BPM [176], dla sekcji MMI wykonany metodą wymiany jonowej Ag<sup>+</sup> - Na<sup>+</sup>, otrzymany w procesie dyfuzji jonów Ag<sup>+</sup> przez okno szerokości 16 µm dla głębokości dyfuzji 0.31 µm. Minimalne tłumienie  $\alpha$ =0.82 dB otrzymano dla długości L=435 µm. Kolejny rys. 6.24b przedstawia, odpowiadające tym zmianom długości, wartości amplitud wyjściowych  $A_1$  i  $A_2$  (założono, że amplituda pola wejściowego A=1). Zgodność amplitud wyjściowych osiąga się dla drogi propagacji L=438 µm, dla której straty nadmiarowe były nieco wyższe i wynosiły 0.87 dB. Taką wartość drogi propagacji przyjęto w dalszych symulacjach jako drogę sprzężenia  $L_{3dB}$ dla obrazów dwukrotnych.

W kolejnych symulacjach numerycznych wyznaczano zależność amplitud wyjściowych  $A_1$  i  $A_2$  od długości falowodów d dla różnych szerokości okien falowodów w(1), w(2). Na rys.6.25a,b przedstawiono charakterystyki dla  $w(1)=1.2 \ \mu m$  i  $w(2)=1.1 \ \mu m$  oraz dla  $w(1)=1.2 \ \mu m$  i  $w(2)=0.9 \ \mu m$ . Szerokości okna falowodu wejściowego i falowodów wyjściowych wynosiły  $w=1.2 \ \mu m$ .

Zmiany amplitud na wyjściu są w przybliżeniu zgodne z zależnościami opisywanymi równaniami (6.22). Maksymalny podział amplitudy dla charakterystyki przedstawionej na rys. 6.25a otrzymano przy d = 220  $\mu$ m, A<sub>1</sub> jest



Rys.6.25. Moduły amplitud wyjściowych  $A_1$  i  $A_2$  jako funkcje długości falowodów d dla  $w=1.2 \ \mu m$  (a)  $w(1)=1.2 \ \mu m$ ,  $w(2)=1.1 \ \mu m$  (b)  $w(1)=1.2 \ \mu m$ ,  $w(2)=0.9 \ \mu m$ 

Fig.6.25. Absolute values of output amplitudes  $A_1$  and  $A_2$  as the functions of the waveguide length d for  $w = 1.2 \mu m$  and (a)  $w(1)=1.2 \mu m$ ,  $w(2)=1.1 \mu m$  (b)  $w(1)=1.2 \mu m$ ,  $w(2)=0.9 \mu m$ 



Rys.6.26. Moduły amplitud wyjściowych  $A_1$  i  $A_2$  jako funkcje długości falowodów d dla w =0.9  $\mu m$  (a)  $w(1)=0.9 \mu m$ ,  $w(2)=1.2 \mu m$  (b)  $w(1)=0.9 \mu m$ ,  $w(2)=1.1 \mu m$ 

Fig.6.26. Absolute values of output amplitudes  $A_1$  and  $A_2$  as the functions of the waveguide length d for  $w = 0.9 \ \mu m$  and (a)  $w(1)=0.9 \ \mu m$ ,  $w(2)=1.2 \ \mu m$  (b)  $w(1)=0.9 \ \mu m$ ,  $w(2)=1.1 \ \mu m$  wtedy maksymalne i wynosi 0.81, natomiast amplituda na wyjściu drugim osiąga minimum równe  $A_2 = 0.09$ . Okres zmian amplitudy wynosi ~460 µm, a średnie straty nadmiarowe ~1.94 dB. Długość struktury z dwoma sekcjami MMI, wystarczająca do zmiany amplitudy od wartości minimalnej do maksymalnej zawiera się w przedziale 1090 µm ÷ 1320 µm.

Okres wykresu z rys. 6.25b jest krótszy i wynosi ~140 µm. Maksymalny podział amplitudy uzyskano dla odległości d = 130 µm, dla której  $A_1 = 0.8$ , natomiast  $A_2 = 0.09$ . Średnie straty nadmiarowe wzrosły nieznacznie w porównaniu do poprzedniego przypadku do wartości 2.07 dB, co wiąże się z większym niedopasowaniem rozmiarów falowodu w(2). Zmiany amplitudy od wartości minimalnej do maksymalnej osiąga się dla długości struktury 1010 µm ÷ 1180 µm. Korzystając z zależności (6.22) można oszacować zmiany stałych propagacji odpowiadające uzyskanym zmianom fazy. Dla charakterystyk z rys. 6.25a,b otrzymano różnice stałych propagacji odpowiednio  $\Delta\beta = 0.0136$  µm<sup>-1</sup> i  $\Delta\beta = 0.0449$  µm<sup>-1</sup>.

Charakterystyki przedstawione na rys. 6.26a,b dotyczą geometrii struktury dla szerokości okna falowodu wejściowego i falowodów wyjściowych  $w=0.9 \ \mu m$ , oraz falowodów sprzęgających sekcje MMI -  $w(1) = 0.9 \ \mu m$  i  $w(2) = 1.2 \ \mu m$  oraz dla  $w(1) = 0.9 \ \mu m$  i  $w(2) = 1.1 \ \mu m$ . Dla wykresu z rys. 6.26a, który jest odwróconą konfiguracją do przedstawianej na rys. 6.25b, okres zmian amplitudy wynosi ponownie ~140 \mum, a średnie straty nadmiarowe ~2.58 dB. Okres zmian



- Rys.6.27. Schemat interferometru z falowodem wielomodowym w obszarze sprzężenia
- Fig.6.27. Scheme of interferometer with multimode waveguide in the coupling region

amplitudy dla wykresu z rys. 6.26b wynosi ~200  $\mu$ m, a średnie straty nadmiarowe ~2.57 dB. Wyznaczone na podstawie (6.22) różnice stałych propagacji są odpowiednio równe  $\Delta\beta = 0.0314$  $\mu$ m<sup>-1</sup> i  $\Delta\beta = 0.0449 \mu$ m<sup>-1</sup>.

Podsumowujac, najniższe straty nadmiarowe uzvskuje sie dla rozgałeziacza o możliwie najwiekszei szerokości okna jednomodowego falowodu wejściowego i falowodów wyjściowych. Wzrost różnicy szerokości falowodów łączących sekcje MMI skraca długość struktury rozgałęziacza, zwiększając równocześnie straty nadmiarowe zwiazane Ζ niezgodnościa rozmiarów falowodów.

# 6.3.3.1. Rozgałęziacz światłowodowy z falowodem wielomodowym sprzęgającym sekcje MMI

Zjawiska samoobrazowania w falowodach gradientowych umożliwiają zastosowanie w jednym z ramion interferometru Macha-Zehndera falowodu wielomodowego, co znacznie rozszerza zakres rozważanej konfiguracji. Zaproponowany przez autora rozgałęziacz [175], przedstawiony na rys. 6.27, składa się, podobnie jak w poprzednim przypadku, z dwóch asymetrycznych gradientowych sekcji MMI pracujących jako sprzęgacze 3 dB, połączonych falowodami - jednomodowym i wielomodowym, o długości równej drodze sprzężenia symetrycznej struktury MMI dla obrazów jednokrotnych. Analizując działanie takiego elementu wielomodowego w obszarze sprzężenia [175], wprowadza się na podstawie równania (6.8) rozkład pola E(x,y,z) w odległości z od początku sekcji MMI, w postaci, w której zmiany fazy modów odniesione są do zmiany fazy modu zerowego:

$$E(x, y, z) = \exp(-j\beta_0 \cdot z) \cdot \sum_l c_l \cdot \varphi_l(x, y) \cdot \exp(j \cdot \frac{l \cdot (l+2) \cdot \pi}{3 \cdot L_z} \cdot z)$$
(6.23)

Stąd, w odległości z odpowiadającej drodze sprzężenia dla obrazów jednokrotnych (równanie 6.10):



Rys.6.28. Mapy konturowe rozkładów amplitudy pola wzdłuż drogi propagacji w rozgałęziaczu z wielomodową sekcja w obszarze sprzężenia dla szerokości okna (a) – 5.5 μm (L= 87 μm) (b) – 6 μm (L=102 μm); wymiary w μm

Fig.6.28. Contour maps of the field amplitude distribution along the propagation length in the beam splitter structure with multimode waveguide in the coupling region for the window width (a) – 5.5  $\mu$ m (L= 87  $\mu$ m) (b) – 6  $\mu$ m (L=102  $\mu$ m); dimensions in  $\mu$ m

6. Zastosowanie wymiany jonowej w technologii wielomodowych struktur interferencyjnych 115

114 6. Zastosowanie wymiany jonowej w technologii wielomodowych struktur interferencyjnych

$$E(x, y, z) = \exp(-j\beta_0 \cdot z) \cdot \sum_{l} c_l \cdot \varphi_l(x, y) = \exp(-j\beta_0 \cdot z) \cdot E(x, y, 0) \quad (6.24)$$

Z równania tego wynika, że faza fali po przejściu odległości równej drodze sprzężenia dla obrazów jednokrotnych odpowiadać będzie fazie modu podstawowego falowodu wielomodowego. Różnica faz  $\Delta \Phi$  na wejściu drugiego sprzęgacza MMI zależeć więc będzie od różnicy stałych propagacji modu podstawowego falowodu wielomodowego  $\beta_{10}$  i falowodu jednomodowego  $\beta_{20}$  zgodnie z równaniem:  $\Delta \Phi = d \cdot (\beta_{10} - \beta_{20})$ .

Na rys. 6.28a,b przedstawiono symulacje numeryczne ewolucji pola TE w analizowanej strukturze interferometru z falowodem wielomodowym w obszarze sprzężenia dla szerokości falowodów doprowadzających i falowodu jednomodowego w=w(1)=1 µm oraz falowodu wielomodowego o szerokości w(2)=5.5 µm i drodze sprzężenia dla obrazów jednokrotnych L=87 µm oraz w(2)=6 µm i L=102 µm. Obok w powiększeniu przedstawiona jest propagacja pola w falowodzie wielomodowym łączącym sekcje MMI. Konfiguracja na rys. 6.28.a odpowiada stanowi krzyżowemu, dla drugiej otrzymujemy bardziej równomierny podział energii na wyjściu.

# 6.3.4. Tolerancja struktur MMI na zmianę geometrii i parametrów procesu technologicznego

W technologii struktur MMI sprawą podstawową jest ustalenie wpływu na charakterystyki pracy (straty nadmiarowe, równomierność podziału sygnału na wyjściu) zmian geometrii sekcji i parametrów procesu wymiany jonów. Ważne jest zwłaszcza, na które z tych parametrów własności struktur MMI są szczególnie wrażliwe. Zmiany szerokości sekcji *W*, decydujące przy ustalonych warunkach wymiany jonowej o różnicy stałych propagacji modów i rozkładach pól modowych, wpływają na optymalną długości *L* dla obrazów N-krotnych i efektywność samoobrazowania. Podobny wpływ na własności modowe mają zmiany czasu i temperatury dyfuzji opisywane wspólnie przez głębokość dyfuzji  $(D t_D)^{1/2}$ . Dwójłomność modowa, istotna zwłaszcza dla wymiany K<sup>+</sup>– Na<sup>+</sup>, wpływa na zależność charakterystyk pracy struktur MMI od polaryzacji.

Badania tolerancji zmiany geometrii i parametrów wymiany jonowej dla struktur MMI otrzymanych w wymianie jonowej K<sup>+</sup>– Na<sup>+</sup> i Ag<sup>+</sup>– Na<sup>+</sup> przeprowadził autor metodą BPM [166-167] na przykładzie konfiguracji najprostszej - symetrycznego rozgałęziacza 1x2. Badania dotyczyły tolerancji geometrii: szerokości okna *W* i drogi sprzężenia dla obrazów dwukrotnych  $L_{3dB}$ oraz wpływu głębokości dyfuzji. Przyjętą miarą tolerancji wielkości *W* i  $L_{3dB}$  są względne zmiany wartości  $\Delta W$  i  $\Delta L_{3dB}$  w stosunku do wartości optymalnych, zwiększające minimalną wartość strat nadmiarowych rozgałęziacza o 0.4 dB. W podobny sposób wyznaczono również pasmo przenoszenia rozgałęziacza. Na rys. 6.29, 6.30 przedstawiono zależność strat nadmiarowych od drogi sprzężenia i szerokości sekcji MMI w pobliżu wartości optymalnych ustalonych dla polaryzacji TE (W=60 µm,  $L_{3dB}$  =4550 µm dla wymiany K<sup>+</sup> – Na<sup>+</sup> oraz W=16 µm,  $L_{3dB}$  =326 µm dla wymiany Ag<sup>+</sup> – Na<sup>+</sup>).











Fig.6.30. Dependence of excess loss on the length L and width W of MMI section made by  $Ag^+$ -Na<sup>+</sup> ion exchange

Wyniki badań zebrane w tabeli 6.1 pokazują, że własności struktury są ponad dwukrotnie bardziej wrażliwe na zmiany szerokości sekcji niż na zmiany długości. Zwraca również uwagę bardzo silna zależność charakterystyk dla wymiany  $K^+$  - Na<sup>+</sup> od stanu polaryzacji.



Rys.6.31. Zależność strat nadmiarowych od głębokości dyfuzji (a) dla wymiany  $K^*$ -Na\* (b) dla wymiany  $Ag^+$ -Na<sup>+</sup>





Rys.6.32. Pasmo przenoszenia sekcji MMI w pobliżu 0.63  $\mu$ m (a) dla wymiany K<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup> (b) dla wymiany Ag<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup>

Fig.6.32. Bandwidth of MMI section near 0.63  $\mu$ m (a) for K<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup> ion exchange (b) for Ag<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup> ion exchange

6. Zastosowanie wymiany jonowej w technologii wielomodowych struktur interferencyjnych 117

Tabela 6.1

Względne zmiany geometrii sekcji MMI zwiększające minimalną wartość strat nadmiarowych rozgałęziacza o 0.4 dB

| Cash end                         | TI    | E     | TM    |       |  |
|----------------------------------|-------|-------|-------|-------|--|
| 3.                               | ΔW/W  | ΔL/L  | ΔW/W  | ΔL/L  |  |
| Ag <sup>+</sup> -Na <sup>+</sup> | 0.022 | 0.04  | 0.023 | 0.041 |  |
| K <sup>+</sup> -Na <sup>+</sup>  | 0.017 | 0.044 | 0.017 | 0.045 |  |

Na kolejnym rys. 6.31 przedstawiono wpływ zmian głębokości dyfuzji w pobliżu wartości, dla których określono optymalną geometrię sekcji (1.27  $\mu$ m<sup>2</sup>/h dla wymiany K – Na i 0.31  $\mu$ m<sup>2</sup>/h dla wymiany Ag<sup>+</sup> – Na<sup>+</sup>). Straty nadmiarowe w sekcji MMI są mało wrażliwe na zmiany głębokości dyfuzji, a dodatkowo dla światłowodów otrzymanych w wymianie Ag<sup>+</sup> – Na<sup>+</sup> są niewrażliwe na stan polaryzacji. Dla obu falowodów (prowadzących taką samą liczbę modów) uzyskano w pobliżu wartości  $\lambda$ =0.633  $\mu$ m pasmo przenoszenia  $\Delta\lambda$ =30 nm w przedziale zmian strat nadmiarowych 0.4 dB – rys. 6.32.

Autor ustalił również wpływ szerokości okna falowodów wejściowych i szerokości sekcji MMI oraz wygrzewania falowodów wejściowych i sekcji interferencyjnej na parametry pracy sekcji [10].

Zasadnicze znaczenie dla charakterystyk pracy rozgałęziacza ma szerokość okna sekcji MMI. Wzrost szerokości sekcji MMI zwiększa liczbę prowadzonych modów, co powinno umożliwić dokładniejsze, bardziej szczegółowe odwzorowywanie pola wejściowego. Większa szerokość falowodu oznacza jednak równocześnie mniejszą różnicę pomiędzy stałymi propagacji zerowego i pierwszego rzędu i tym samym wzrost drogi sprzężenia L. Dla większej ilości modów mogą się pojawić również efekty związane z większym niedopasowaniem zależności  $\beta$  od numeru modu l do funkcji kwadratowej. Wzrost szerokości sekcji interferencyjnej przy stałej szerokości falowodu jednomodowego spowodować może zwiększenie niedopasowania geometrycznego pól modowych i większe straty całkowite. W obu przypadkach,

Tabela 6.2

Zależność strat nadmiarowych α od szerokości W sekcji MMI

| Wymiana K <sup>+</sup> -Na <sup>+</sup> |           |                          |           | Wymiana Ag <sup>+</sup> -Na <sup>+</sup> |           |                          |           |
|---|-----------|--------------------------|-----------|--|-----------|--------------------------|-----------|
| Liczba<br>modów                         | W<br>[µm] | L <sub>3dB</sub><br>[µm] | α<br>[dB] | Liczba<br>modów                          | W<br>[µm] | L <sub>3dB</sub><br>[µm] | α<br>[dB] |
| 7                                       | 40        | 2120                     | 0.520     | 6  | 8         | 90.5                     | 0.533     |
| 12                                      | 60        | 4595                     | 0.681     | 9  | 12        | 192                      | 0.647     |
| 17                                      | 80        | 7950                     | 0.798     | 12                                       | 16        | 329                      | 0.709     |
| 21                                      | 100       | 12300                    | 0.884     | 15                                       | 20        | 509                      | 1.060     |
|   |           |                          | 7.00      | 18                                       | 25        | 728                      | 1.599     |

Tabela 6.3 Zależność strat nadmiarowych α od szerokości w falowodów wejściowych i wyjściowych

| Wymian    | a K <sup>+</sup> -Na <sup>+</sup> | Wymiana Ag <sup>+</sup> -Na <sup>+</sup> |           |  |
|-----------|-----------------------------------|--|-----------|--|
| w<br>[µm] | α<br>[dB]                         | <i>w</i><br>[μm]                         | α<br>[dB] |  |
| 2         | 5.257                             | 0.6                                      | 1.443     |  |
| 3         | 0.903                             | 0.8                                      | 1.249     |  |
| 4         | 0.656                             | 1.0                                      | 0.881     |  |
| 5         | 0.520                             | 1.2                                      | 0.709     |  |

jak pokazują wyniki przedstawione w tabeli 6.2 [10], straty całkowite wzrastały wraz z szerokością sekcji MMI. Świadczy to o przewadze efektów związanych z niedopasowaniem geometrycznym i odchyleniem  $\beta_l(l)$  od zależności kwadratowej.

Z obliczeń wynika również, że dla obu procesów wymiany jonowej wzrost szerokości okna falowodów jednomodowych zmniejsza straty całkowite na wyjściu rozgałęziacza. Szerokość okna jednomodowych falowodów wejściowych i wyjściowych, jak pokazuje tabela 6.3, powinna być na tyle duża, aby zapewnić warunek dobrego prowadzenia modów - najlepiej w pobliżu punktu odcięcia pierwszego modu wyższego rzędu. Jednym ze sposobów zmiany charakterystyk modowych jest wygrzewanie falowodów otrzymanych w procesie dyfuzji wstępnej. Wygrzewanie, obniżające maksymalną zmiane współczynnika załamania i poszerzające profil rozkładu, zmienia rozkłady pól modowych sekcji interferencyjnej i falowodu wejściowego oraz ich stałe propagacji. W tabeli 6.4 przedstawiono charakterystyki pracy (w tym również ilość prowadzonych w MMI modów) dla rozgałeziaczy otrzymanych w procesie wymiany Ag<sup>+</sup> - Na<sup>+</sup>, dla sekcji interferencyjnej wykonanej podczas dyfuzji wstępnej przez okno o szerokości 20  $\mu$ m poddanej wygrzewaniu w czasie  $t_r = 1/3$ , 2/3, 1/1 czasu t<sub>D</sub> dyfuzji wstępnej. Jak pokazują obliczenia, wzrost czasu wygrzewania w przedziale (0÷1) czasu dyfuzji obniża straty całkowite zmieniając równocześnie w pewnym zakresie drogę sprzężenia L. Proces ten może być wykorzystany do poprawiania geometrii i charakterystyk pracy rozgałęziaczy otrzymanych w dyfuzji wstepnej.

| Tabela 6.4                                 |  |
|--|--|
| Vpływ wygrzewania na charakterystyki pracy |  |
| sakcii MMI                                 |  |

|                 | schert                  | 1411411                  |           |  |
|-----------------|-------------------------|--------------------------|-----------|--|
| Liczba<br>modów | $(t_{\rm r}/t_{\rm D})$ | L <sub>3dB</sub><br>[µm] | α<br>[dB] |  |
| 15              | 0                       | 509                      | 1.060     |  |
| 15              | 0.33                    | 498                      | 1.017     |  |
| 15              | 0.66                    | 490                      | 0.997     |  |
| 15              | 1                       | 487                      | 0.944     |  |
| 14              | 1.33                    | 493                      | 1.623     |  |

## PODSUMOWANIE

W monografii przedstawiono zjawisko wymiany jonowej w szkle oraz wybrane zastosowania wymiany jonowej w technologii elementów biernych optyki gradientowej.

Praca przybliża problemy dotyczące technologii wytwarzania falowodów jednoi dwuwymiarowych oraz struktur trójwymiarowych o określonych profilach rozkładu współczynnika załamania i własnościach optycznych, zagadnienia dotyczące projektowania i wytwarzania falowodów paskowych prostych i zakrzywionych oraz sprzęgania światłowodów paskowych z włóknami optycznymi, technologii rozgałęziaczy światłowodowych i interferometrów.

Omówiono podstawy teoretyczne procesów wymiany jonowej - dyfuzji termicznej, dyfuzji w obecności zewnętrznego pola elektrycznego (elektrodyfuzji), wygrzewania i zagrzebywania, kryteria wyboru jonów domieszek i podłoży szklanych oraz metody projektowania i analizy gradientowych elementów optyki zintegrowanej.

Przedstawiono niektóre możliwości zastosowań wymiany jonowej, w opracowanej przez autora lub przy jego współudziale technologii elementów biernych optyki gradientowej – jedno- i wielomodowych rozgałęziaczy światłowodowych 1xN i NxN, mikrosoczewek planarnych, interferometrów planarnych - Macha-Zehndera i różnicowego.

Dużą część monografii poświęcono nowej, intensywnie rozwijającej się technologii wielomodowych struktur interferencyjnych (MMI), których działanie oparte jest na zjawisku interferencji pól modowych w światłowodzie tworzącym wielomodową sekcję interferencyjną. W wyniku tych zjawisk pole wejściowe, pochodzące najczęściej z pojedynczego wejściowego falowodu jednomodowego lub grupy falowodów jednomodowych, jest odtwarzane w obrazach prostych, odbitych i wielokrotnych. Wykorzystanie technologii opartej na MMI, pozwalającej na dużą miniaturyzację elementów wejścia i wyjścia układu optycznego oraz elementów rozgałęzienia i sprzęgania sygnału optycznego, stwarza nowe możliwości przy opracowywaniu układów optyki zintegrowanej i czujników światłowodowych.

Do najważniejszych osiągnięć autora przedstawionych w monografii zaliczyć można:

 Opracowanie modelu teoretycznego procesu zagrzebywania dwuwymiarowych rozkładów współczynnika załamania podczas procesu

Podsumowanie

dwustopniowej dyfuzji termicznej obejmującego dyfuzję wstępną i zagrzebywanie, który zweryfikowano eksperymentalnie. Określono wpływ warunków brzegowych na profil rozkładu współczynnika załamania oraz zbadano własności modowe uzyskiwanych struktur. Przeprowadzając zagrzebywanie drogą dyfuzji termicznej uzyskuje się dwa efekty - odseparowanie maksimum rozkładu współczynnika załamania od powierzchni i znaczne obniżenie wartości maksymalnej. Umożliwia to dopasowanie profilu rozkładu i apertury numerycznej światłowodów do włókien optycznych.

- Opracowanie modelu procesu elekrodyfuzji, który uwzględnia zależność ruchliwości od koncentracji podstawianych jonów. We wcześniejszych pracach, zakładających stałe ruchliwości jonów uczestniczących w wymianie, zgodność teorii i eksperymentu nie była zadowalająca. Model teoretyczny wykorzystano do analizy elektrodyfuzji jonów srebra w wybranych szkłach, uzyskując dobrą zgodność charakterystyk teoretycznych z eksperymentalnymi. Zbadano również wpływ zależności ruchliwości od koncentracji podstawianych jonów na proces formowania światłowodów zagrzebanych elektrodyfuzyjnie i własności modowe światłowodów.
- Określenie wpływu składu chemicznego materiału podłoża na wielkości zmian współczynnika załamania, szybkość procesu dyfuzji, profil rozkładu współczynnika załamania i tłumienie materiałowe. Badania właściwości niektórych typów szkieł pod kątem ich wykorzystania jako podłoża w wymianie Ag<sup>+</sup> – Na<sup>+</sup> dla struktur jedno- i wielomodowych.
- Badania wpływu zewnętrznych warunków propagacji fali, w tym wpływu pokryć dielektrycznych i deformacji, na stałe propagacji światłowodów jedno- i wielomodowych pod kątem zastosowań w technologii interferometrów planarnych Macha-Zehndera i różnicowego oraz w technologii wielomodowych struktur interferencyjnych.
- Opracowanie numerycznej metody modelowania propagacji światła pozwalającej na wspomagane komputerowo projektowanie jedno-, dwu- i trójwymiarowych struktur optyki gradientowej – implementacja algorytmu BPM, określenie sposobu definiowania i numerycznej reprezentacji struktur gradientowych i ich geometrii dla falowodów otrzymanych w wielostopniowych procesach wymiany jonowej.
- Wykazanie istnienia efektów samoobrazowania w gradientowych wielomodowych strukturach interferencyjnych wykonanych drogą wymiany jonowej K<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup> i Ag<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup>. Analiza zjawisk interferencji ogólnej i ograniczonej w falowodach gradientowych.
- Badania wielomodowych struktur interferencyjnych wykonanych na bazie falowodów gradientowych. Opracowanie technologii i badania

optymalizacyjne rozgałęziaczy światłowodowych 1xN na bazie konfiguracji symetrycznej i asymetrycznej wielomodowej struktury interferencyjnej. Opracowanie modelu rozgałęziacza o dowolnym stosunku sygnału na wyjściu.

Uzyskane wyniki wykorzystano przy opracowaniu technologii niektórych elementów biernych optyki zintegrowanej. Prace dotyczyły:

- opracowania technologii wielomodowych rozgałęziaczy światłowodowych 1xN i NxN wytwarzanych na bazie szkieł techniką wielostopniowej wymiany jonowej Ag<sup>+</sup> - Na<sup>+</sup>, przystosowanych do współpracy z włóknami telekomunikacyjnymi,
- badań teoretycznych i eksperymentalnych mikrosoczewek planarnych wytworzonych drogą selektywnej dyfuzji lub elektrodyfuzji jonów Ag<sup>+</sup> prze okrągłe okno do płaskiego podłoża szklanego,
- opracowania technologii interferometru planarnego w konfiguracji Macha-Zehndera, wykorzystującej wymianę jonową K<sup>+</sup> - Na<sup>+</sup>. Badania obejmowały opracowanie technologii jednomodowych światłowodów paskowych i optymalizację geometrii interferometru planarnego,
- opracowania technologii i badań optymalizacyjnych planarnego interferometru różnicowego (IR), wykonanego techniką wymiany jonowej K<sup>+</sup> - Na<sup>+</sup> w szkle. Rozważono dwa przypadki konfiguracji interferometru – z aktywną warstwą dielektryczną dla zastosowań IR jako refraktometru i sensora chemicznego oraz konfiguracji z ruchomą warstwą dielektryczną, odseparowaną od falowodu przerwą powietrzną o szerokości poniżej długości fali dla zastosowań IR jako modulatora światła i przetwornika akustycznego,
- technologii wielomodowych struktur interferencyjnych rozgałęziaczy światłowodowych 1xN wykonanych techniką wymiany K<sup>+</sup> - Na<sup>+</sup>.

120

121

### Podziękowania

Autor składa serdeczne podziękowania Profesorowi Aleksandrowi Opilskiemu za życzliwość i pomoc w realizacji tej pracy.

Dziękuję również Kolegom z Zakładu Optoelektroniki Politechniki Śląskiej, dr inż. Romanowi Rogozińskiemu, dr inż. Pawłowi Krasińskiemu, dr inż. Zbigniewowi Opilskiemu i dr inż. Kazimierzowi Gutowi za współpracę przy realizacji prac technologicznych prezentowanych w monografii. Bez ich pomocy wykonanie tak szerokiego zakresu prac nie byłoby możliwe.

Osobne podziękowanie składa autor Profesorowi Tadeuszowi Pustelnemu za życzliwe wsparcie w dążeniu do sfinalizowania pracy.

- and the second of the second se
- And a second sec

## LITERATURA

- 1. Nikonorov N.V., Petrowskii G.T., Ion-exchanged glasses in integrated optics: the current state of research and prospects, Glass Phys. and Chemistry, vol.25, pp.16-55, (1999).
- 2. Izawa T., Nakagome H., Optical waveguide formed by electrically induced migration of ions in glass plates, Appl. Phys. Lett. vol.21 pp.584-586, (1972).
- 3. Gianllorenzi T.G. et all, Optical waveguides formed by thermal migration of ions in glass, Appl. Opt., vol.12, pp.1240-1245, (1973).
- 4. Szustakowski M., *Elementy techniki światłowodowej*, Wydawnictwa Naukowo-Techniczne, Warszawa 1992.
- 5. Okuda E., Tanaka I., Yamasaki T., *Planar gradient-index glass waveguide* and its applications to a 4-port branched circuit and star coupler, Appl., Opt., vol.23, pp.1745-1748, (1984).
- 6. Kaede K., Ishikawa R., Ten-port graded index waveguide star coupler fabricated by dry ion diffusion process, Electron. Lett., vol.20, pp. 647-648, (1984).
- 7. Saorinen J., Honkanen S., Najafi S.I., Hutfunen J., Double ion-exchange process in glass for the fabrication of computer generated wavequide holograms, Applied Optics vol, 33 No 16, (1994).
- 8. Saorinen J., Huffunen J., Honkanen S., Najafi S. J., Turunen J., Computergenerated waveguide holograms by double – ion exchange process in glass, Electronics Letters vol 28, No 9, (1992).
- 9. Meshayekhi M., Wang W. J., Najafi S.I., Semiconductor device to optical fiber coupling using low-loss glass taper waveguide, Optical Eng. vol. 36, No 12, (1997).
- 10. Błahut M., Optical waveguide splitters on the base of multimode interference structures made by ion exchange in glass, Optica Applicata, vol.30, pp. 401-413, (2000).
- 11. Błahut M., Multimode interference waveguide structures made by ion exchange in glass and their applications in a passive elements technology, Opto-electronics Review, vol.9, pp.356-358, (2001).

- 12. Najafi S.I., Wu C., Potassium ion-exchanged glass waveguide directional couplers at 0.6328 µm and 1.3 µm, Appl. Opt., vol.13, pp.2459-2460, (1989).
- 13. Honkanen S., Poyhonen P., Tervonen A., Najafi S.I., Waveguide coupler for potassium and silver ion exchanged wavequides in glass, Applied Optics vol. 32 No.12, (1993).
- 14. Xiang F., Yip G.L., A new Y-branch multi/demultiplexer by K and Ag ion-exchange for  $\lambda = 1.31$  and  $1.55 \mu m$ , GRIN-92 Tenth Topical Meeting, pp.179-182, Santiago de Compostela 1992.
- 15. Zhang G., Honkanen S., Tervonen A., Chun-Meng Wu, Najafi S.I., Glass integrated optics for 1,48/1,55 µm and 1,30/1.55 µm wavelength division multiplexing and 1/8 splitting, Applied Optics vol.33, No 16, (1994).
- 16. Tervonen A., Honkanen S., Najafi S.I., Analysis of symmetric directional couplers and Mach-Zehnder interferometers as 1.3 and 1.55 µm dualwavelength demultiplexers/multiplexers, Opt.Eng., vol.32, pp.2083-2091, (1993).
- 17. Tervonen A., Poyhonen P., Honkanen S., Tahkokorpi M., A guided-wave Mach-Zehnder interferometer structure for wavelength multiplexing, IEEE Photon. Tech. Lett., vol.3, pp.516-518, (1991).
- 18. Najafi S.I., Rare-earth-doped waveguides for integrated optics, COST 217 Int. Workshop on Active Fibers, Helsinki 1991.
- 19. Honkanen S., Najafi S.I., Wang W.J., Composite rare- earth- doped glass waveguides, Electronics Letters, 28(8), 746, (1992).
- 20. Sanford N.A., Malone K.J., Larson O.R., Integrated optic laser fabricated by field – assisted ion exchange in neodymium-doped soda-limesilicate glass, Optics Letters, 15 (7), 366, (1990).
- 21. Milion A.N., Cao X.F., Srivastawa R., Ramaswamy R.V., 15 dB amplification at 1.06 in ion-exchanged silicate glass waveguides, IEEE Photon. Tech. Lett. 4 (4) 416, (1993).
- 22. Sorbello G., Taccheo S. et all, Comparative study of Ag-Na thermal and field-assisted ion exchange on Er-doped phosphate glass, Optical Materials, vol.17, pp.425-435, (2001).
- 23. Gut K., Karasiński P., Wójcik W.T., Rogoziński R., Opilski Z., Opilski A., Applicability of interference  $TE_{0}$ - $TM_{0}$  modes and  $TE_{0}$ - $TE_{1}$  modes to the construction of waveguide sensors, Optica Aplicata, vol.29, No. 1-2 pp.101-110, (1999).
- 24. Qi Z., Itoh K., Mubayarashi M., Yanagi H., A composite optical waveguide-based polarimetric interferometer for chemical and biological sensing applications, J. Lightwave Technol. vol.18, pp.1-5, (2000).

- 25. Qi Z., Itoh K., Mubayarashi M., Measurements of the modal birefringence of single-mode K<sup>t</sup> ion-exchanged planar waveguides with polarimetric interferometry, Appl. Opt., vol.37, pp. 5750-5754, (2000).
- 26. Lukos W., Pliska P., Integrated optical interferometer as a light modulator and microphone, Sensors and Actuators A, vol.26, pp.337-340, (1991).
- 27. Klotz A., Brecht A., Gauglitz G., Channel waveguide mode beat interferometer, Sensors and Actuators B vol.38-39, pp.310-315, (1997).
- 28. Jestel D., Baus A., Voges E., Integrated-optic interferometric displacement sensor in glass with thermo-optic phase modulation, Electron. Lett., vol.26, pp. 1144-1145, (1990).
- 29. Voirin G. et all, Monolithic double interferometer displacement sensor with wavelength stabilization, ECIO, Neuchatel, pp.28-29, (1993).
- 30. Helleso O.G, Benech P., Rimet R., Displacement sensor made by potassium diffusion on glass, J. Lightwave Technol., vol.12, pp. 568-572, (1994).
- 31. Helleso O.G, Benech P., Rimet R., Interferometric displacement sensor made by integrated optics on glass, Sensors and Actuators, vol. A 46-47, pp. 478-481, (1995).
- 32. Kherrat R. et all, Integrated optical enlarged-field interferometer used as a chemical sensor, Sensors and Actuators B 37, pp.7-11, (1996).
- 33. Brandenburg A., Henninger R., Integrated optical Young interferometer, Appl. Opt., vol.33, 5941-5947, (1994).
- 34. Brandenburg A., Differential refractometry by an integrated-optical Young interferometer, Sensor and Actuators B 38-39, pp. 266-271, (1997).
- 35. Błahut M., Rogoziński R., Gut K., Karasiński P., Opilski A., Model of planar refractometer based on a two-port interferometer in glass, Optica Applicata, vol.24, pp.171-177, (1994).
- 36. Blahut M., Numerical characteristics of the polarimetric interferometer made by K<sup>+</sup> - Na<sup>+</sup> ion exchange, Optica Applicata, vol.27, No.1, pp. 3-11, (1997).
- 37. Gut K., Błahut M., Rogoziński R., Karasiński P., Opilski A., Integrated optical difference interferometer, Proc. of SPIE P 29, pp 137-144, (1996).
- 38. Błahut M., Model of the polarimetric interferometer made by  $K^+$  Na ion exchange. International Conference on Gradient-Index Optics in Science and Engineering, p.27, Kazimierz Dolny 1995.
- 39. Błahut M., Model of the polarimetric interferometer made by  $K^+$  Na<sup>+</sup> ion exchange", Proc. of SPIE P 2943, pp. 145-148, (1996).

- 41. Gut K., Błahut M., Rogoziński R., Karasiński P., Opilski A., *Planarny interferometr różnicowy*, Mat. Konf. Czujniki Optyczne i Elektroniczne COE'96, Szczyrk 1996.
- 42. Karasiński P., Gut K., Błahut M., Opilski A., Multimode planar refractometer produced in a waved channel lightguide structure, Optica Applicata, v.24, pp.163-170, (1994).
- 43. Błahut M., Gut K., Karasiński P., Opilski A., Opilski Z., Rogoziński R., Zastosowanie techniki wymiany jonowej w szkłach w technologii czujników światłowodowych, Mat.Konf. COE'92, pp.124-126 (1992).
- 44. Błahut M., Gut K., Karasiński P., Opilski A., Opilski Z., Rogoziński R., Światłowodowy wielomodowy refraktometr planarny, Akustyka Molekularna i Kwantowa, pp.25-32, (1993).
- 45. Błahut M., Gut K., Karasiński P., Opilski A., *Optical planar refractometer*, 2'nd European Conf.on Optical Chemical Sensors and Biosensors. Florence, P3.22, (1994).
- 46. Błahut M., Gut K., Karasiński P., Opilski A., Opilski Z., Rogoziński R., Światłowodowy wielomodowy refraktometr planarny, Mat. Konf. COE'94, (1994).
- 47. Błahut M., Gut K., Karasiński P., Opilski A., Opilski Z., Rogoziński R., Zastosowanie wymiany jonowej K - Na w technologii jednomodowych struktur światłowodowych, Akustyka Molekularna i Kwantowa, t.14, pp.19-24, (1993).
- 48. Błahut M., Światłowodowe czujniki mikrozgięciowe, Elektronizacja, nr 4, pp. 14-17, (1996).
- 49. Opilski A., Błahut M., Gut K., Karasiński P., Opilski Z., Rogoziński R., Matryca czujników optoelektronicznych wybranych gazów i par toksycznych, Mat. Konf. Metrologia Wspomagana Komputerowo, pp.55-62, (1997).
- 50. Homola J., Ctyroky J., Skalsky M., Hradilova J., Kolarova P., A surface plasmon resonance based integrated optical sensors, Sensors and Actuators, B 38-39, pp.286-290, (1997).
- 51. Ross L., *Ion-exchanged glass waveguide sensors*, SPIE Proc.: Glass integrated optics and optical fiber devices, vol. CR53, (1994).
- 52. Lavers C.R. et all, *Planar optical waveguides for sensing applications*, Sensors and Actuators, B 69, pp. 85-95, (2000).

- 53. Błahut M., Modelling of the electrodiffusion process for the ion exchange in glass, Optica Applicata, vol.27, No.1, pp. 5-16, (1998).
- 54. Błahut M., Analiza procesu elektrodyfuzji dla wymiany jonowej w szkłach, Mat. Konf. Światłowody i ich zastosowania, Białowieża 1998.
- 55. Błahut M., Rogoziński R., *Application of two-stage thermal diffusion in the technology of buried channel waveguides*, Optica Applicata, vol.22, No.2, pp.109-115, (1992).
- 56. Błahut M., Rogoziński R., Waveguide buried structures produced by twostep thermal diffusion, GRIN-92 Tenth Topical Meeting, pp.179-182, Santiago de Compostela 1992.
- 57. Błahut M., Rogoziński R., *Modal properties of waveguide structures made* by K<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup> ion-exchange, Eight Cimtec Forum on New Materials, Florence 1994.
- 58. Honkanen S., Tervonen T., Experimental analysis of Ag<sup>+</sup> Na<sup>+</sup> exchange in glass with Ag film ion sources for planar optical waveguide fabrication, J. Appl. Phys., vol.63, pp.634-639, (1988).
- 59. Auger P.L., Najafi S.I., Potassium and silver double-ion-exchanged slab glass wavequides, characterization and modelling, Applied Optics, vol. 33, No 16. (1994).
- 60. Li M.J., Honkanen S., Wang W.J., Leonelli R., Albert J., Najafi S.I., Potassium and silver ion - exchanged dual-core glass wavequides with gratings, Appl. Phys. Lett. vol. 58, No 23, (1991).
- 61. Marz R., *Integrated optics design and modeling*, Artech House Boston and London 1995.
- 62. Hadley G.R., Transparent boundary conditions for the beam propagation method, Opt. Lett., vol.28, p.624, (1992).
- 63. Hadley G.R., Wide-angle using beam propagation using Pade approximant, Opt. Lett., vol.17, p.1426, (1992).
- 64. Chung Y., Dagli N., An assessment of finite difference beam propagation method, J. Quantum Electron., vol.26, pp.1335-1339, (1990).
- 65. Yevick D., A guide to electric field propagation techniques for guided optics, Opt. Quantum Electron., vol.26, pp. S185-S197, (1994).
- 66. Stern M.S., Semi-vectorial polarized finite difference method for optical waveguides with arbitrary index profiles, Proc. Inst. Elect. Eng., vol.135, pp.56-63, (1993).
- 67. Yewick D., Hermansson B., *Efficient beam propagation techniques*, J. Quantum Electron., vol.26, pp.109-112, (1990).

Literatura

128

- 68. Clauberg R., von Allmen P., Vectorial beam propagation method for integrated optics, Electron. Lett., vol.27, p.654 (1991).
- 69. Chung Y., Dagli N., An assessment of finite difference beam propagation method, J. Quantum Electron., vol.26, pp.1335-1339, (1990).
- 70. Xu C.L., Huang W.P., Chrostowski J., Chaudhuri S.K., A full-vectorial beam propagation method for anisotropic waveguides, J.Lightwave Technol., vol.12, p.1926, (1994).
- 71. Scarmozzino R., Gopinath A., Pregla R., Helfert S., Numerical techniques for modeling guided-wave photonic devices, IEEE Journ. Selected Topics in Quantum Electron., vol.6, pp.150-162, (2000).
- 72. Błahut M., Application of the BPM method for the analysis of multimode interference structures made by  $K^+$  Na<sup>+</sup> ion exchange in glass, Optica Applicata, vol. 29, pp 111-125, (1999).
- 73. Najafi S.I et all, "Introduction to Glass Integrated Optics", Artech House Boston-London 1992.
- 74. Ramaswamy R.V., Srivastava R., *Ion-exchanged glass waveguides: a review*, Journal of Lightwave Technology, vol.6, pp. 984-1002, (1988).
- 75. Findakly T., Glass waveguides by ion-exchange: a review, Optical Eng., vol.24, pp.244-250, (1985).
- 76. Righini C., Ion exchange process for glass waveguide, Proc. SPIE CR 53, pp. 3-24, (1994).
- 77. Błahut M., Gut K., Karasiński P., Opilski A., Opilski Z., Pustelny T., Rogoziński R., *Wybrane zastosowania optyki światłowodowej*, Zeszyty Naukowe Politechniki Śląskiej, Matematyka-Fizyka, z.73, pp.19-49, Gliwice 1996.
- 78. Najafi R.I, Honkanen S., Gradient-index glass wavequide devices, Handbook of Photonics CRS Pres, (1997).
- 79. Opilski A., Błahut M., Rogoziński R., Gut K., Karasiński P., Opilski Z., Technology of ion exchange in glass and its application in waveguide planar sensors, Opt. Eng. 36(6), pp.1625-1638, (1997).
- 80. Opilski A., Błahut M., Gut K., R.Rogoziński Stan obecny i perspektywy wykorzystania wymiany jonowej w szkłach., Mat. Konf. Światłowody i ich zastosowania, Krasnobród 1999.
- 81. Opilski A., Błahut M., Gut K., Opilski Z., Rogoziński R., *Present state and perspectives of ion-exchange in glass*, Opto-electronics Review, 8(2), pp.117-127, (2000).
- 82. Doremus R.H., Exchange and diffusion of ions in glass, J.Phys.Chem. vol.68, 2212-2218, (1964).

- 83. Fantone S.D., Refractive index and spectral models for gradient-index materials, Appl. Opt. vol.22, pp.432-440, (1983).
- 84. Branderburg A., Stress in ion -exchanged glass waveguides, EEE Journal of Lightwave Technology, vol.LT-4, No. 10, pp. 1580-1592 (1986).
- 85. Albert J., Yip G. L., *Stress-induced index change for K<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup> ion exchange in glass*, Electronics Letters, vol.23, pp.737-738, (1987).
- Bertolotti M., Ramadan W.A., Monteleone F., Fazio E., Pelli S., Righini G.C., Birefringence determination in ion-exchanged waveguides, SPIE vol. 2954 pp. 111-116 (1996).
- 87. Honkanen S., Tervonen A., McCourt M., Control of birefringence in ionexchanged glass waveguides, Appl. Opt., vol.26, pp. 4710-4711, (1987).
- Miliou A.N., Srivastava R., Ramaswamy R.V., Modeling of the index change in K<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup> ion-exchanged glass, Appl. Opt., vol.30, pp.674-681, (1991).
- 89. Gut K., Wpływ wybranych parametrów procesów technologicznych na interferencję różnicową oraz możliwości jej zastosowania w czujnikach światłowodowych, Praca doktorska, Politechnika Śląska wydz. Matematyczno-Fizyczny, Gliwice 1998.
- 90. Chartier G.H., Jassaud P., de Oliveira A.D., Pariaux O., Optical waveguides fabricated by electric-field controlled ion-exchange in glass, Electron. Lett., vol.14, p.132-134, (1978).
- 91. Kosikova J., Schrofel J., Integrated waveguide structures prepared in very pure glass by electric field assisted K<sup>+</sup> Na<sup>+</sup> ion exchange, Opt. Comm., vol.156, pp. 384-391, (1998).
- 92. Neuman V., Parriaux O., Walpita L., Double alkali effect: influence of index profile of ion-exchanged waveguides, Electron. Lett., vol.15, pp.704-706, (1979).
- 93. Ross L., Buried waveguides for passive integrated optics by Cs<sup>+</sup> ionexchange, Proc. SPIE, vol.651, pp.32-34, (1986).
- 94. Zhenhua L., Shu W., The refractive index profiles and diffusion analysis of  $Cs^+$   $Na^+$  ion-exchange waveguides, Proc. XVII Int. Con. On Glass, Beijing, vol.5, pp.97-102, (1995).
- 95. Błahut M., Opilski A., Rogoziński R., Investigations of usability of the selected types of glass in planar waveguide technology, Optica Applicata, vol.22, No.3-4, pp.161-169, (1992).
- 96. Steward G., Laybourn P.J., Ion exchange between soda-lime glass and sodium nitrate-silver nitrate molten salts, IEEE J.Quantum Electron., vol. QE-14, pp. 930-934, (1978).

- 97. Gevorgyan S., Single-step buried waveguides in glass by field assisted copper ion-exchange, Electron. Lett. vol.26, pp.38-39, (1990).
- 98. Marguez H. et all, Experimental study of Cu<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup> exchanged glass waveguides, Appl. Opt., vol.34, pp.5817-5822, (1995).
- 99. Oikawa M., Iga K., Misawa S., Optical tap array using distributed-index planar microlenses, Electron. Lett., vol.18, pp.316-317, (1982).
- 100. Oikawa M., Iga K., Distributed-index planar microlenses, Appl. Opt., vol.21, pp. 1052-1056, (1982).
- 101. Oikawa M., Iga K., Morinaga M., Usui T., *Distributed-index formation in a planar microlens*, 4<sup>th</sup> Topical Meeting on gradient-index optical imaging systems, D3, pp.100-102, (1983).
- 102. Nishizawa K., Nishi H., Coupling characteristics of gradient-index lenses, Appl. Opt., vol.23, pp.1711-1714, (1984).
- 103. Chartier G.H., Jassaud P., de Oliveira A.D., Pariaux O., Fast fabrication method for thick and highly multimode optical waveguides, Electron, Lett., vol.13, p.763, (1977).
- 104. Zhenguang H., Shirastava R., Ramaswamy R.V., Single-mode buried channel waveguide by single-step electromigration technique using silver film, Appl. Phys. Lett., vol.53, 1681-1683, (1988).
- 105. Kruszewski J., Metoda wymiany jonów w zastosowaniu do wytwarzania elementów biernych optoelektroniki zintegrowanej, Prace Instytutu Technologii Elektronowej, z.5/6, s.1-232, Warszawa 1985.
- 106. Coutaz J.L, Jaussaud P.C., High index gradient in glass by ion exchange, Appl. Opt., vol.21, pp.1063-1065, (1982).
- 107. Houde-Walter S.N, Moore D.T., Delta-n control in GRIN glass by additives in AgCl diffusion baths, Appl. Opt., vol.25, pp.3375-3378, (1986).
- 108. Viljanen J., Leppihalme M., Analysis of loss in ion-exchanged glass waveguides, Proc. European Conf. Integrated Optics, p.18, London 1981.
- 109. Findakly T., Garmire E., Reduction and control of optical waveguide losses in glass, Appl.Phys. Lett., vol.37, pp855-856, (1980).
- 110. Meshkinfam P., Fournier P., Ferdad M.A., Andrews M.P., Najafi S.I., Integrated optics Er-Yb amplifier with potassium ion-exchanged glass waveguides, Proc. SPIE, vol. 2997, pp.306-310, (1997).
- 111. Adam J., Lucas J., Jiang S., Recent developments in rare-earth-doped glasses, Proc. SPIE: Rare-earth-doped devices, vol.2996, pp.8-19, (1997).

- 112. Najafi S.I., Overview of Nd- and Er- doped glass integrated optics amplifiers and lasers, Proc. SPIE: Rare-earth-doped devices, vol.2996, pp.54-61, (1997).
- 113. Winick K.A., Vosler G.L., Erbium: Yterbium planar waveguide laser in ion-exchanged glass, Proc. SPIE, vol.2996, pp.121-134, (1997).
- 114. Ross L., Integrated optical components in substrate glasses, Glastech. Ber. vol.62 pp.285-297, (1989).
- 115. Lerma J.R, Marquez H., Ricon J.M., Fabrication and characterization of optical waveguides in glass by diffusion of silver films, Proc XVI int. Congress on Glass, vol.3, 443-448, (1992).
- 116. Yip G.L, Albert J., Characterization of planar optical waveguide K<sup>+</sup> ion exchange in glass, Opt. Lett., vol.10, pp.423-425, (1984).
- 117. Quaranta E., Gonella F., Mazzi G., Sambo A, Optical and compositional characterization of Ag-containing waveguiding systems, Proc. SPIE, vol. 2212, pp.2212-2214, (1994).
- 118. Jerominek H., Patela S., Pigeon M., Jakubczyk Z., Delisle C., Tremblay R., Nonlinear optical waveguides made of thin films of glass doped with semiconductor microcrystallites, J. Opt. Soc. Am. B Opt. Phys., vol.5, pp. 496-506, (1988).
- 119. Ashley P.R., Blomer M.J., Davis J.H., Measurement of nonlinear properties in Ag-ion exchange waveguides using degenerate four-wave mixing, Appl. Phys. Lett., vol.57, pp.1488-1490, (1990).
- 120. Gonella F. et all, Nonlinear silver quantum-dot composities for all-optical switching, Proc. VIII ECIO, PthC4, Stockholm.1997.
- 121. Depta E., Technologia wytwarzania światłowodów paskowych w szkle metodą elektrodyfuzji, Praca magisterska – promotor A.Opilski, Politechnika Śląska wydz. Matematyczno-Fizyczny, Gliwice 1987.
- 122. Albert J., Wang W., Najafi I.S., Optical damage threshold of ionexchanged glass waveguides at 1.06μm, Conf. on Integrated Optical Circuits, paper 4, Boston 1991.
- 123. Błahut M., Opilski A., Opilski Z., Rogoziński R., Światłowody gradientowe na bazie szkieł i ich zastosowania w technologii rozgałęziaczy NxN, Zeszyty Naukowe Politechniki Śl., z.60, 31, Gliwice 1989.
- 124. Walker R.G., Wilkinson C., Wilkinson J., Integrated optical waveguiding structures made by silver ion-exchange in glass: 1.The propagation characteristics of strip ion-exchanged waveguides; A theoretical and experimental investigations, Appl. Opt., vol.22, 1923-1928, (1983).

- 125. Najafi S.I, Optical behavior of potassium ion-exchanged glass waveguides, Appl. Opt., vol.27, pp.3728-3731, (1988).
- 126. Ramaswamy R.V., Cheng H.C., Srivastava R., Process optimization of buried Ag<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup> ion-exchanged waveguides: theory and experiment, Appl. Opt., vol.27, pp.472-475, (1988).
- 127. Yip G.L., Characterization, modeling and design optimization of integrated optical waveguide devices in glass, Proc. SPIE: Glasses for Optoelectronics, vol.1513, pp.26-36, (1991).
- 128. Albert J., Yip G.L., Refractive-index profiles of planar waveguides made by ion-exchange in glass, Appl. Opt., vol. 24, pp.3692-3693, (1985).
- 129. Błahut M., Opilski A., Opilski Z., Rogoziński R., Gradient-index planar glass waveguides and their application to a N-port branched circuits, Optical Fibers and their Applications, vol.4, 79, (1989).
- 130. Noutsios P.C., Yip G.L., Diffusion and propagation characteristics of buried single-mode waveguides in glass, IEEE J.Quantum Electron., vol. Qe-27, pp.549-555, (1991).
- 131. Adams M.J., An introduction to optical waveguides, John Wiley and Sons, New York 1981.
- 132. Petykiewicz J., Podstawy optyki scalonej, PWN, Warszawa1989.
- 133. Landau L., Lifszyc E., Mechanika kwantowa, PWN, Warszawa 1958.
- 134. Chiang K.S., Construction of refractive-index profiles of planar dielectric waveguides from distribution of effective indexes, J.Lightwave. Tech., vol. LT-3, 385-392, (1985).
- 135. Marciniak M., Modelowanie falowodów metodą propagacji wiązki, PWN, Warszawa 1995.
- 136. Domanowski K., Zastosowanie metody BPM do analizy własności dyfuzyjnych światłowodów planarnych i paskowych, Praca magisterska promotor M.Błahut, Politechnika Śląska wydz. Matematyczno-Fizyczny, Gliwice 1993.
- 137. Ścieszka K., Opracowanie programu typu CAD do projektowania i analizy układów optyki zintegrowanej, Praca magisterska – promotor M.Błahut, Politechnika Śląska wydz. Matematyczno-Fizyczny, Gliwice 2000.
- 138. Rękas M., Beam propagation modelling in arbitrary index profile structures by vectorial beam propagation method, Praca magisterska – promotor M.Błahut, Politechnika Śląska wydz. Matematyczno-Fizyczny, Gliwice 2000.

- 140. Wang W.J., Honkanen S., Najafi S.I., Tervonen A., New integrated optical ring resonator in glass, Electron. Lett., vol.28, pp.1967-1968, (1992).
- 141. Mahapatra A., Connors J.M., *Thermal tapering of ion-exchanged channel guides in glass*, Opt. Lett., vol.13, pp.169-171, (1988).
- 142. Błahut M., Opilski A., Opilski Z., Rogoziński R., Opracowanie technologii rozgałęziacza światłowodowego typu Y, VI Konf. Fizyka Dla Przemysłu, p.74, Gliwice 1988.
- 143. Błahut M., Opilski A., Opilski Z., Rogoziński R., Falowody planarne i paskowe na bazie szkieł, Mat. II Symp. Techniki Laserowej, pp.265-268, Szczecin 1987.
- 144. Błahut M., Opilski A., Opilski Z., Rogoziński R., Passive integrated optical components made by ion exchange in glass, Proc. of SPIE, vol.670, 250-254, (1986).
- 145. Błahut M., Opilski A., Opilski Z., Rogoziński R., Investigations on the gradient microlenses technology, Optical Fibers and Their Applications vol. 136, p.79, (1986).
- 146. Błahut M., Opilski A., Opilski Z., Rogoziński R., Gradient microlenses technology, Proc. Third School on Acoustooptic and Aplications, pp. 187-193, Wieżyca 1986.
- 147. Błahut M., Opilski A., Opilski Z., Rogoziński R., Badania nad technologią gradientowych mikrosoczewek planarnych w szkle, Mat. IV Sympozjum Światłowody i Ich Zastosowania, pp.445-447, Warszawa 1986.
- 148. Błahut, M., A.Opilski, Z.Opilski, R.Rogoziński, Badania nad technologią mikrosoczewek planarnych, Mat. V Konf. Fizyka dla Przemysłu, pp.29-31, Poznań 1986.
- 149. Błahut M., Opilski A., Rogoziński R., Zastosowanie wymiany jonowej K<sup>-</sup>-Na<sup>+</sup> w technologii planarnego interferometru Macha-Zehndera, V Konferencja Naukowa ELTE'94, pp. 711-714, Szczyrk 1994.
- 150. Błahut M., Gut K., Karasiński P., Opilski A., Opilski Z., Rogoziński R., Zastosowanie wymiany jonowej K<sup>+</sup> - Na<sup>+</sup> w technologii jednomodowych struktur światłowodowych, Akustyka Molekularna i Kwantowa, pp.20-24 (1993).
- 151. Soldano L.B., Pennings E.C.M., Optical multi-mode interference devices based on self-imaging: principles and applications, J.Lightwave Technol., LT-13, pp.615-627, (1995).

- fultime de intenference d
- 152. Błahut M., Opilski A., *Multimode interference structures new way of a passive elements technology for photonics*, Opto-electronics Review, vol.9, pp.293-300, (2001).
- 153. Soldano L.B, Multimode interference couplers: design and applications, Delft University Press, (1992).
- 154. Heaton J.M., Jenkins R.M., Wright D.R., Parker J.T., Birbeck J.C.H., Hilton K.P., Novel 1-to-N way integrated optical beam splitters using symmetric mode mixing in GaAs/AlGaAs multimode waveguides, Appl. Phys. Lett., vol. 61, 1992, pp.1754-1756, (1992).
- 155. Lai Q., Bachman M., Melchior H., Low-loss 1xN multimode interference couplers with homogenous output power distribution realized in silica on Si material, Electron. Lett., vol.33, 1997, pp.1699-1700, (1997).
- 156. Lai Q., Bachman M., Hunziker W., Besse P.A., Melchior H., Arbitrary ratio power splitters using angled silica on silicon multimode interference couplers, Electron. Lett., vol.32, pp. 1576-1577, (1996).
- 157. Saida T., Himeno A., Okuna M., Sugita A., Okamoto K., Silica based 2x2 multimode interference coupler with arbitrary power splitting ratio, Electron. Lett., vol.35, 1999, p.2031-2033, (1999).
- 158. Das S., Geraghty D., Honkanen S., Peyghambarian N., *MMI splitters by ion exchange in glass*, Proc. of SPIE, vol.3936, pp.239-247, (2000).
- 159. Dangel R., Lukosz W., Electro-nanomechanically actuated integratedoptical interferometric intensity modulators and 2x2 space switches, Optics Comm., vol.156, pp. 63-76, (1998).
- 160. Lorenzo R.M, Bailon J.I., Fernandez P., Aguado J.C., de Miguel I., Abril E.J., Lopez M., *Study and characterization of a new optical passive phase shifter*, Optics Comm., vol.174, 435-443, (2000).
- 161. Lin K.C., Lee W.Y., Guided-wave 1.3/1.55 µm wavelength division multiplexer based on multimode interference, Electron. Lett., vol.32, pp. 1259-1261, (1996).
- 162. Paiam M.R., MacDonald R.I., Design of phased-array wavelength division multiplexers using multimode interference couplers, Appl. Phys, vol.36, pp.5097-5108, (1997).
- 163. Shibata T., Oku S., Kondo Y., Tamamura T., Naganuma M., Semiconductor monolithic add-drop multiplexer using a grating switch integrated with coupler structure, Electron. Lett., vol.35, pp.489-490, (1999).
- 164. Augustsson T., Brag grating-assisted MMI-coupler for add-drop multiplexing, J. Lightwave Techn., vol. 16, pp.1517-1522, (1998).

- 165. Błahut M., Multimode Interference Waveguide Structures Made by Ion Exchange in Glass and their Applications in a Passive Elements Technology, Molecular and Quantum Acoustics, vol.21, pp.15-22, (2000).
- 166. Błahut M., Multimode interference waveguide structures made by  $Ag \leftrightarrow Na$  ion exchange in glass, Proc. Int. Conf. ECIO, pp.273-276, Paderborn 2001.
- 167. Błahut M., Optical waveguide splitters on the base of multimode interference structures made by ion exchange in glass, 9<sup>th</sup> Int. Workshop on Optical Waveguide Theory and Numerical Modelling, p.29, Paderborn 2001.
- 168. Błahut M., Multimode interference waveguide splitters made by  $Ag \leftrightarrow Na^{\dagger}$ ion exchange in glass for sensor applications, Proc. SPIE, vol. 4516, pp. 229-234, (2000).
- 169. Błahut M., Opilski A., Multimode interference structures new way of a passive elements technology for photonics, Proc. 14<sup>th</sup> School of Optoelectronics, "Photonics in information processing" pp.123-134, (2000).
- 170. Błahut M., Multimode Interference Waveguide Structures Made by Ion Exchange in Glass and their Applications in a Passive Elements Technology, Proc. 14<sup>th</sup> School of Optoelectronics, "Photonics in information processing" pp.15-18, (2000).
- 171. Błahut M, Karasiński P., Rogoziński R., Wielomodowe struktury interferencyjne wykonane techniką wymiany jonowej w szkle, Mat. Konf. "Światłowody i ich zastosowania", Białowieża 2002.
- 172. Błahut M., Rozgałęziacze światłowodowe 1x2 wykonane na bazie wielomodowych struktur interferencyjnych o dowolnym podziale sygnału na wyjściu, Mat. Konf. "Światłowody i ich zastosowania", Białowieża 2002.
- 173. Błahut M, Karasiński P., Rogoziński R., Multimode interference structures made by ion-exchange technique in glass, Proc. SPIE przyjęte do publikacji (2002).
- 174. Błahut M., Multimode interference waveguide structures made by  $Ag \leftrightarrow Na$  ion exchange in glass for sensor applications, pp. Proc. Int. Conf. Europt(r)ode, Manchester 2002.
- 175. Błahut M., Waveguide beam splitters  $1x^2$  with arbitrary power splitting ratio at the output made by  $Ag^+$   $Na^+$  ion exchanged MMI structures, Proc. SPIE przyjęte do publikacji (2002).

- 176. Błahut M., Waveguide beam splitters produced on the basis of gradient multimode interference structures with arbitrary power splitting ratio at the output, Molecular and Quantum Acoustics, vol.22, pp.19-28, (2001).
- 177. Błahut M, Kasprzak D., Karasiński P., Rogoziński R., Visualization method of modal interference in gradient multimode interference structures, praca wysłana do publikacji.
- 178. Błahut M., Kasprzak D., *MMI* waveguide splitters made by K<sup>+</sup>-Na<sup>+</sup> ionexchange, praca wysłana do publikacji.

## WYMIANA JONOWA W SZKLE I JEJ ZASTOSOWANIA W TECHNOLOGII WYBRANYCH ELEMENTÓW BIERNYCH OPTYKI ZINTEGROWANEJ

#### Streszczenie

Monografia dotyczy zjawiska wymiany jonowej w szkle, technologii planarnych i paskowych falowodów gradientowych oraz zastosowań wymiany jonowej w technologii wybranych elementów biernych optyki gradientowej.

Celem monografii jest przedstawienie całokształtu zagadnień dotyczących projektowania, wytwarzania i analizy układów optyki zintegrowanej wykorzystujących technologię wymiany jonowej. Praca się z dwóch zasadniczych części. W pierwszej przedstawiono podstawy wymiany jonowej w szkle. Opisano zjawiska towarzyszące wymianie jonowej oraz określono wpływ wyboru jonów domieszek i podłoży szklanych. Omówiono podstawy modelowania wielostopniowych procesów dyfuzji, elektrodyfuzji, wygrzewania, zagrzebywania w procesie dyfuzji termicznej i zagrzebywania elektrodyfuzyjnego. Przedyskutowano kryteria wyboru technologii wymiany jonowej, metody analizy własności optycznych falowodów gradientowych oraz metody analizy i projektowania elementów optyki zintegrowanej.

W drugiej części monografii przedstawiono przykłady zastosowań wymiany jonowej w technologii niektórych elementów biernych optyki zintegrowanej - rozgałęziaczy światłowodowych typu Y, planarnych mikrosoczewek gradientowych, interferometrów planarnych w konfiguracji Macha –Zehndera i polaryzacyjnych interferometrów różnicowych.

Obszernie omówiono nową, intensywnie rozwijającą się technologię wielomodowych struktur interferencyjnych, których zasada działania oparta jest na zjawisku interferencji pól modowych w światłowodzie tworzącym wielomodową sekcję interferencyjną. W wyniku tych zjawisk pole wejściowe, pochodzące najczęściej z pojedynczego wejściowego falowodu jednomodowego lub grupy falowodów jednomodowych, jest odtwarzane w obrazach prostych, odbitych i wielokrotnych. Można na tej podstawie wykonać rozgałęziacze i sprzęgacze 1xN i NxM o bardzo dobrych parametrach optycznych, w których rozgałęzianie pola wejściowego realizowane jest na bardzo małym obszarze rzędu kilkuset µm.

## ION EXCHANGE IN GLASS AND ITS APPLICATIONS IN THE TECHNOLOGY OF SELECTED PASSIVE ELEMENTS OF INTEGRATED OPTICS

### Abstract

The monograph deals with the ion exchange phenomena in glass, planar and channel gradient waveguides technology and ion exchange applications in the technology of selected passive elements of integrated optics.

The aim of the monograph is a presentation of the whole of problems concerning design, fabrication and analysis of integrated optics circuits using ion exchange technology. The work consists of two main parts. In the first one the fundamentals of ion exchange in glass are presented. The phenomena accompanying ion exchange are described and the influence of the ion and glass substrate selection is determined. Fundamentals of the modeling of multi-step processes of diffusion, electrodiffusion, heating and burying in pure thermal diffusion process and burying by electrodiffusion are presented. Criteria of ion exchange technology selection, methods of optical properties analysis of gradient waveguides are discussed. Also methods of design and analysis of integrated optics elements are described.

In the second part of the monograph, examples of ion exchange applications are presented in the technology of some passive elements of integrated optics – lightguide splitters of Y type, planar gradient microlenses, planar interferometers in Mach-Zehnder configuration and difference polarimetric interferometers.

Comprehensively treated is the new, intensively developing technology of multimode interference structures. The operating principle of multimode interference structures is based on the mode field interference phenomena in multimode waveguide forming the interference section. As a result of these effects, the input field, which most frequently comes from a single one-mode waveguide, or from a group of one-mode waveguides, is reproduced as simple, reflected and multiple images. Making use of the self-imaging effects of input field we can produce beam splitters and couplers 1xN and NxM, in which the splitting of the input field is effected within a very small area, of the order of several hundred  $\mu m$ .

