

Sergiusz Patela

Liniowe i nieliniowe układy optoelektroniki zintegrowanej

**Wybrane zagadnienia projektowania,
charakteryzacji i wytwarzania**



Wrocław 2001



Sergiusz Patela

Liniowe i nieliniowe układy optoelektroniki zintegrowanej

Wybrane zagadnienia projektowania,
charakteryzacji i wytwarzania



Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej
Wrocław 2001

Recenzenci

Janusz MROCZKA

Aleksander OPILSKI

Opracowanie redakcyjne i korekta

Alina KACZAK

Biblioteka Główna i OINT
Politechniki Wrocławskiej



002041133



307420 L/1

© Copyright by Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 2001

OFICyna WYDAWNICZA POLITECHNIKI WROCLAWSKIEJ

Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław

ISBN 83-7085-543-1

Ark. wyd. 10,5. Ark. druk. 8⁵/₈. Papier offset. kl. III, 70 g, B1.

Drukarnia Oficyny Wydawniczej Politechniki Wrocławskiej. Zam. nr 272/2001.

Spis treści

Wykaz ważniejszych oznaczeń	5
1. Wprowadzenie	7
2. Podstawy analizy światłowodów planarnych i struktur warstwowych	12
2.1. Równania Maxwella	13
2.2. Równanie falowe	14
2.3. Warunki brzegowe	16
2.4. Równanie modowe	19
2.5. Równanie modowe światłowodu ze studnią kwantową na powierzchni	22
2.6. Struktury wielowarstwowe – analiza i zastosowania	26
3. Elementy optyki nieliniowej	29
3.1. Opis i klasyfikacja zjawisk optyki nieliniowej	30
3.2. Nieliniowy współczynnik załamania	31
4. Materiały stosowane w optoelektronice zintegrowanej	35
4.1. Materiały do zastosowania efektów nieliniowych drugiego rzędu	36
4.2. Materiały do zastosowania efektów nieliniowych trzeciego rzędu	40
4.3. Określenie struktury i rozmiaru krystalitów	45
4.4. Zestawienia parametrów materiałów	46
5. Wytwarzanie warstw i struktur światłowodowych	49
5.1. Dielektryczne światłowody warstwowe	50
5.2. Materiały domieszkowane nanokrystalami	52
5.3. Wytwarzanie światłowodów domieszkowanych nanokrystalami	57
5.4. Epitaksja	58
5.5. Technologia struktur	60
6. Sprzęgacz kierunkowy i interferometr Macha–Zehndera	66
6.1. Sprzęgacz kierunkowy	66
6.2. Modulator Macha–Zehndera	78
7. Właściwości nieliniowe światłowodu planarnego	81
7.1. Światłowody planarne nanoszone na optycznie nieliniowe podłoża	81
7.2. Bistabilność optyczna w światłowodzie planarnym	83
7.3. Analiza propagacji fali w nieliniowych światłowodach planarnych	83
8. Liniowe i nieliniowe przyrządy optoelektroniczne	87
8.1. Podstawowe konstrukcje i parametry	87
8.2. Konstrukcje modulatorów światłowodowych	96
8.3. Przyrządy nieliniowe	101

9. Optyczne metody charakteryzacji materiałów i struktur optoelektroniki nieliniowej	107
9.1. Wprowadzanie światła do światłowodu – sprzęgacz pryzmatyczny i siatkowy	107
9.2. Nieliniowy sprzęgacz pryzmatyczny	112
9.3. Interferometryczna metoda pomiaru nieliniowości w strukturach światłowodowych	115
9.4. Sprzęganie fazowe i zdegenerowane mieszanie czterofalowe	120
9.5. Pomiary transmisyjno-odbiciowe struktur wielowarstwowych	123
10. Zakończenie	126
Literatura	129

Wykaz ważniejszych oznaczeń

- B** – wektor indukcji pola magnetycznego
D – wektor indukcji pola elektrycznego
E – wektor natężenia pola elektrycznego
H – wektor natężenia pola magnetycznego
J – wektor gęstości prądu
M – wektor polaryzacji magnetycznej lub tensor współczynników jakości nieliniowej
P – wektor polaryzacji elektrycznej
R – współczynnik odbicia
TE – oznaczenie polaryzacji modu światłowodu: „poprzeczny elektryczny”
TM – oznaczenie polaryzacji modu światłowodu: „poprzeczny magnetyczny”
Y – admitancja próżni
d, d_{ij} – tensor współczynników nieliniowych drugiego rzędu
j – czynnik urojony ($\sqrt{-1}$)
k – wektor falowy
n₂ – nieliniowy współczynnik załamania
r – wektor położenia
t – czas
z – współrzędna, kierunek propagacji fali
Δ – zmiana, przyrost
Δn_{sat} – nieliniowa zmiana współczynnika załamania w stanie nasycenia
Γ – całka przekrycia
Φ – faza
α – współczynnik pochłaniania, tłumienność
β – stała propagacji
χ – podatność elektryczna ośrodka
χ⁽³⁾ – nieliniowa podatność elektryczna efektów trzeciego rzędu
ε – przenikalność elektryczna ośrodka
ε₀ – przenikalność elektryczna próżni
ε_r – względna przenikalność elektryczna
λ – długość fali światła
λ₀ – długość fali światła w próżni

- θ – kąt
- μ – przenikalność magnetyczna ośrodka
- μ_0 – przenikalność magnetyczna próżni
- μ_r – względna przenikalność magnetyczna
- ρ – gęstość ładunku objętościowego
- w – częstość kołowa fali światła
- ∇ – gradient
- $\nabla \times$ – operator rotacji
- $\nabla \cdot$ – operator dywergencji

1. Wprowadzenie

W ostatnim czasie wyraźnie zwiększyła się rola optyki w tworzeniu technologii transmisji i przetwarzania danych, w przyszłości jej znaczenie będzie jeszcze większe. Wynika to z ograniczeń, jakie napotyka elektronika klasyczna w zakresie dostępnego pasma i szybkości transmisji, zużycia mocy czy gęstości upakowania elementów. Pierwszą dziedziną, w której optyka światłowodowa zajęła już dziś dominującą pozycję jest telekomunikacja dalekiego zasięgu [1]. Wiele systemów transmisji optycznej zostało już zainstalowanych, w miarę zwiększania zapotrzebowania pojawiają się następne. Obserwujemy ponadto rozwój optycznych systemów zapisu informacji, a w najbliższym czasie pojawią się układy optycznych przełączników, multiplekserów czy systemów komutacji optycznej [29, 142]. Uruchamiana jest masowa produkcja układów optoelektroniki zintegrowanej. Na razie nie są to zaawansowane cyfrowe lub analogowe procesory optyczne [157, 175, 53], lecz układy zintegrowane dla wielofalowych (WDM, DWDM) systemów telekomunikacyjnych i sieci fotonicznych [99]. Elektronika i optoelektronika nie rozwiążą wszystkich pojawiających się przy tym zadań, związanych ze zwiększoną ilością przesyłanych i przetwarzanych informacji. W każdym przypadku konieczność zmiany sygnału optycznego na elektryczny ogranicza możliwości systemu.

Rozwiązaniem jest zastosowanie urządzeń, które nie wymagają takiej konwersji [130]. Systemy takie można tworzyć, stosując urządzenia, w których światło kontroluje światło [43], zwane urządzeniami optyki nieliniowej lub, coraz częściej, urządzeniami fotonicznymi¹. Urządzenia fotoniczne konstruuje się, korzystając ze zjawisk optyki nieliniowej, które umożliwiają modyfikację właściwości ośrodka za pośrednictwem fali świetlnej [13]. Intensywny rozwój optyki nieliniowej stał się możliwy dzięki zastosowaniu lasera. Cechy wiązki laserowej, takie jak spójność, moc, kolimacja i monochromatyczność umożliwiły badanie wielu zjawisk, zarówno liniowych, jak i nieliniowych. Optoelektronika, tworząc urządzenie zdolne skoncentrować wiązkę światła w niewielkim obszarze, umożliwiła budowę przyrządów wykorzystujących nieliniowe efekty optyczne. Z drugiej strony koncentracja znaczących mocy optycznych w przyrządach optoelektroniki zintegrowanej może prowadzić do niepożądanych efektów, np. zmniejszenie efektywności sprzęgania lub degradacji struktur. Przykładem może tu być występowanie efektów nieliniowych we włóknach optycznych prowadzące do ograniczenia liczby kanałów i pasma dla przesyłanych informacji [99]. Oprócz budowy przyrządów optoelektronicznych i kontroli ograniczeń związanych z optycznymi efek-

¹ W literaturze anglojęzycznej jest stosowane również określenie „całkowicie-optyczny” (*all-optical*).

tami nieliniowymi możliwe jest również wykorzystanie tych efektów do pomiarów właściwości materiałów i przyrządów.

Optoelektronika jest często postrzegana zarówno przez użytkowników, jak i projektantów wycinkowo – jako technika światłowodowa, systemy telekomunikacyjne lub sieciowe, układy laserowe lub elementy detekcyjne czy w najbardziej zaawansowanym przypadku komputer optyczny. Biorąc pod uwagę aktualne tendencje rozwoju, można klasyfikować optoelektronikę i techniki światłowodowe według różnych kryteriów.

A. Ze względu na formę medium prowadzącego światło:

- optoelektronika objętościowa (przyrządy typu SLM², SEED³),
- optoelektronika światłowodowa (sprzęgacze, modulatory).

B. Ze względu na zastosowanie końcowe:

- optoelektronika dla systemów sieciowych i telekomunikacyjnych,
- optoelektroniki dla „komputerów optycznych” i innych zlokalizowanych systemów obróbki informacji.

Mimo różnorodności zastosowań konstrukcja elementów składowych jest podobna. W niniejszej pracy opisano proces tworzenia współczesnego układu optoelektroniki zintegrowanej, określono zalecenia projektowe i przedstawiono wybrane procedury analizy i wytwarzania takich układów. Wybór metod i technologii opiera się na blisko dwudziestoletnim doświadczeniu autora w zakresie projektowania, badania i wytwarzania różnorodnych układów optoelektroniki zintegrowanej. W odróżnieniu od dostępnych podręczników, monografii i publikacji na ten temat – traktujących temat wyboru czy ogólnie (przeglądowo) – autor przedstawił tok postępowania od projektowania do wytwarzania i pomiarów układów w skali laboratoryjnej.

W pracy można wyróżnić trzy grupy zagadnień: analizę układów, metody wytwarzania i techniki pomiarowe. Zaprezentowano wybrane zagadnienia analizy układów optoelektronicznych związane z ich konstrukcją lub charakteryzacją. Wybrano elementy i metody o dużym znaczeniu praktycznym: sprzęgacz kierunkowy jako ilustrację wpływu różnych parametrów na charakterystyki przyrządu, warunki brzegowe ze wskazaniem na możliwości ich wykorzystania w projektowaniu elementów oraz transmisję przez wielowarstwy półprzewodnikowe o zespolonych współczynnikach załamania.

Znaczna część pracy jest poświęcona zagadnieniom wyboru materiałów i metodom projektowania oraz wytwarzania struktur liniowych i nieliniowych. Omówiono wybrane techniki wytwarzania warstw i struktur optoelektroniki zintegrowanej. Podano przykłady stosowania technologii heterogenicznych (napyłanie warstw) i homogenicznych (wykorzystujących techniki epitaksjalne).

Trzecia grupa zagadnień to techniki pomiarowe. Opisano możliwości wykorzystania metody sprzęgacza pryzmatycznego od pomiaru parametrów nieliniowych struktur optycznych, zasygnalizowano możliwości zastosowania sprzęgacza pryzmatycznego do

² SLM – modulator przestrzenny (*spatial light modulator*).

³ SEED – przyrząd z efektem samoelektrooptycznym (*self electrooptic effect device*).

budowy przyrządów funkcjonalnych oraz przedstawiono metody interferencyjne. Rozprawa ma charakter eksperymentalny – zaprezentowane elementy analizy układów są związane z zagadnieniami konstrukcyjno-technologicznymi.

Pracę rozpoczyna omówienie teoretycznych podstaw działania przyrządów optoelektroniki zintegrowanej. Analizę światłowodów i struktur światłowodowych przeprowadzono pod kątem uzyskania zależności przydatnych w projektowaniu i modelowaniu elementów światłowodowych. W skrócie omówiono procedurę wyprowadzania równania falowego i równań modowych. Więcej uwagi poświęcono zagadnieniom szczegółowym przydatnym w praktyce projektowania przyrządów. Omówiono warunki brzegowe stosowane w analizie układów optoelektroniki zintegrowanej oraz przykład ich wykorzystania do analizy światłowodów pokrytych cienką warstwą (studnią kwantową) metalu. Omówiono również macierzową metodę analizy wielowarstw optycznych, pozwalającą obliczać transmisję i odbicie od struktur charakteryzowanych rzeczywistym lub zespolonym współczynnikiem załamania.

Praca zawiera wprowadzenie do optyki nieliniowej. Omówiono pojęcie polaryzacji jako parametru charakteryzującego nieliniowość ośrodka. Korzystając z rozwinięcia w szereg podatności elektrycznej, sklasyfikowano zjawiska optyki nieliniowej i wskazano na możliwości ich zastosowania w praktyce.

Prezentowano również materiały stosowane w optoelektronice nieliniowej. Określono parametry materiałowe oraz porównano najpopularniejsze materiały. Ze względu na możliwości zastosowań dużym zainteresowaniem konstruktorów przyrządów cieszą się nieliniowości trzeciego rzędu – najczęściej nieliniowy efekt Kerra. Zmiana współczynnika załamania materiału proporcjonalna do natężenia wiązki światła daje ogromne możliwości budowy przyrządów. Szczególną uwagę zwrócono na specjalną klasę materiałów utworzonych z matrycy amorficznej zawierającej mikrokryształy metali lub półprzewodników. Są to dostępne i tanie kompozycje o łatwo dających się formować parametrach spektralnych i użytkowych. I choć trudno dziś przewidzieć czy szkło domieszkowane nanokryształami znajduje się w składzie bazy materiałowej optoelektroniki przyszłości – dostępność, łatwość obróbki technologicznej i możliwość formowania parametrów pozwalają traktować je jako tani materiał do testowych badań laboratoryjnych. Zasygnalizowano również możliwości oferowane przez organiczne materiały nieliniowe. Intensywnie badane przez wiele ośrodków na świecie materiały te ciągle czekają na spełnienie pokładanych w nich oczekiwań.

Prezentowano metody wytwarzania warstw i struktur optoelektronicznych. Więcej uwagi poświęcono światłowodom domieszkowanym nanokryształami półprzewodników ze względu na eksperymenty i badania opisywane w innych miejscach tej pracy. Spośród różnych metod wytwarzania warstw epitaksjalnych szczegółowo opisano najpopularniejszą w chwili obecnej (w technologii przyrządów optoelektronicznych) metodę epitaksji ze związków metaloorganicznych. Proces wytwarzania struktur optoelektroniki zintegrowanej przedstawiono na przykładzie zintegrowanego modulatora Ma-

cha–Zehndera. Opisano proces technologiczny, począwszy od przygotowania płytek podłożowych, poprzez fotolitografię i wykonanie struktur, a skończywszy na cięciu i separacji struktur modulatora i jego zabudowie.

Przedstawiono dwie podstawowe konstrukcje optoelektroniki zintegrowanej – sprzęgacz kierunkowy i interferometr Macha–Zehndera. Więcej uwagi poświęcono konstrukcji i analizie sprzęgacza kierunkowego. Na jego przykładzie zaprezentowano przydatność metody modów sprzężonych do analizy struktur optoelektroniki zintegrowanej.

Określono właściwości nieliniowe światłowodu planarnego. Zaprezentowano możliwości zastosowań planarnych światłowodów nieliniowych. Dokładniej przedstawiono strukturę przydatną do badań i zastosowań przyrządowych optoelektroniki zintegrowanej – szklany światłowód liniowy na nieliniowym podłożu. Omówiono właściwości składników struktury i sposoby ich wytwarzania. Jako przykład zastosowania omawianej struktury przedstawiono uzyskane efekty przełączania bistabilnego. Omówiono wyniki prac teoretycznych poświęconych strukturze omawianego typu analizujących zmiany rozkładu mocy modów światłowodowych wywołane efektami nieliniowymi.

Przedstawiono różne konstrukcje przyrządów optoelektronicznych: liniowych i nieliniowych. Określono strukturalną jednolitość wszystkich prezentowanych urządzeń. Omówiono efekty stosowane w liniowych modulatorach światła, ze szczególnym uwzględnieniem efektu elektrooptycznego. Zaprezentowano wybrane przyrządy optoelektroniczne wykorzystujące zarówno liniowe, jak i nieliniowe efekty refrakcyjne. Na zakończenie omówiono stymulowany światłem modulator typu Macha–Zehndera wykonany na półprzewodnikowym podłożu arsenkowo-galowym.

Integralną częścią procesu budowy nowych przyrządów, w tym urządzeń optoelektroniki nieliniowej, jest opracowanie metod charakteryzacji i pomiarów materiałów, struktur i przyrządów. W ostatnim rozdziale pracy omówiono trzy metody pozwalające na charakteryzację właściwości nieliniowych struktur optoelektroniki zintegrowanej: metodę sprzęgacza pryzmatycznego, metodę interferencyjną i metody oparte na mieszaniu czterofalowym, przedstawiono również możliwości wykorzystania pomiarów transmisyjno-odbiciowych do określenia właściwości struktur wielowarstwowych.

Literatura cytowana w pracy prezentuje rozwój optoelektroniki na przestrzeni blisko dwudziestu lat. Wybrane prace odnoszą się do osiągnięć pionierskich lub prezentują najnowsze osiągnięcia technologii.

W monografii zajęto się przede wszystkim przyrządami wykonanymi z materiałów półprzewodnikowych. Dzięki swoim właściwościom i możliwości monolitycznej integracji elementów, półprzewodniki stanowią podstawową grupę materiałów fotoniki i nie wskazuje na to, aby w ciągu najbliższych lat miały tę pozycję stracić (w wyniku dopracowania technologii półprzewodnikowych przyrządów fotoniki można się raczej spodziewać umocnienia ich pozycji). Od wielu lat są prowadzone badania nad możliwością zastosowania w optoelektronice innych materiałów: organicznych, magnetooptycznych, kryształów dielektrycznych czy ciekłych kryształów. Włókna optyczne z materiałów organicznych (tzw. światłowody plastikowe) torują sobie drogę jako nowy nośnik informacji – wykazano, że na ich bazie można wykonać większość pasywnych

i aktywnych przyrządów fotoniki. Materiały organiczne mogą być stosowane do optycznego zapisu i przetwarzania danych. Wadą polimerów jest przede wszystkim ich słaba odporność termiczna⁴. Kolejna grupa materiałów, którymi w niniejszej pracy się nie zajmowano, to materiały magnetoptyczne. Początkowo konstruktorzy przyrządów optoelektroniki zintegrowanej poświęcali kryształom magnetoptycznym niemal tyle samo uwagi co elektroptycznym. Z czasem materiały elektroptyczne, przede wszystkim pochodne niobianu litu i półprzewodniki typu $A^{III}B^V$, stały się podstawowymi materiałami optoelektroniki. Prace nad przyrządami magnetoptycznymi są jednak ciągle prowadzone. Ich wynikiem jest np. zastosowanie magnetoptycznych izolatorów światłowodowych – są kluczowym składnikiem nowoczesnych nadajników światłowodowych. Niobian litu nie jest w niniejszej pracy omawiany szczegółowo, ponieważ jako jeden z najpopularniejszych materiałów stosowanych w optoelektronice jest on dziś powszechnie stosowany do wytwarzania modulatorów i przełączników światłowodowych. Dlatego zarówno przyrządy, jak i właściwości niobianu litu zostały szczegółowo opisane w innych monografiach i artykułach przeglądowych [np. 187]. Podobnie wygląda sytuacja w zakresie badań i zastosowań ciekłych kryształów. Wyświetlacze, modulatory przestrzenne czy strojone filtry światłowodowe często są oparte dziś na ciekłych kryształach. Wyniki badań i możliwości zastosowań prezentowane są w tym przypadku w setkach książek i podręczników oraz w tysiącach publikacji. Wszystkie wymienione materiały znalazły swoje miejsce w optoelektronice. W urządzeniach będą występować w formie połączeń hybrydowych ze scalonymi układami fotoniki. Obecność dodatkowych materiałów zwiększy możliwości przyrządów, nie wpłynie jednak na zasady konstrukcji i technologię tych układów.

⁴ Ostatnio pojawiły się materiały polimerowe odporne na temperaturę dochodzącą do 400 °C, jednak ich masowe zastosowanie pozostaje kwestią dość odległej przyszłości. Najciekawsze w tej grupie wydają się być poliimidy.

2. Podstawy analizy światłowodów planarnych i struktur warstwowych

Zaprezentowano elementy analizy struktur optoelektroniki zintegrowanej: światłowodów planarnych i wielowarstw optycznych. Celem analizy jest uzyskanie zależności pozwalających projektować przyrządy, a następnie badać ich właściwości. Mniej uwagi poświęcono równaniom Maxwella, wyprowadzaniu równania falowego i równania modowego – można je znaleźć w podręcznikach prezentujących teoretyczne podstawy optyki zintegrowanej [np. 91, 146, 157]. Więcej uwagi poświęcono warunkom brzegowym i uproszczeniom dopuszczalnym po określeniu geometrii i parametrów badanych struktur światłowodowych. Ma to znaczenie praktyczne dla konstruktorów i technologów. Wybrane przypadki nie wyczerpują wszystkich możliwości – nie omawiano np. równania falowego w układach innych niż kartezjański.

Punktem wyjścia do analizy rozchodzenia się światła w światłowodach są równania Maxwella. W literaturze ustaliła się „standardowa” procedura postępowania [157, 187]. Równania zapisuje się w postaci różniczkowej w układzie współrzędnych analizowanej struktury (kartezjański układ współrzędnych prostokątnych dla światłowodów planarnych i paskowych, układ współrzędnych cylindrycznych dla światłowodów włókniстых). Wprowadza się także uproszczenia: prądy i ładunki są równe zeru, jeśli przedmiotem analizy jest struktura dielektryczna. Następnie wyprowadza się równanie falowe i zakłada się, że jego rozwiązania są harmonicznymi funkcjami czasu. Poszukuje się rozwiązań równania falowego i określa rozkłady pola fali w światłowodzie. Ustalenie warunków brzegowych i wyprowadzenie równania modowego umożliwia analizę właściwości dyspersyjnych i struktury modowej światłowodu. Omówioną procedurę zestawiono w tabeli 2.1.

Tabela 2.1. Analiza struktur światłowodowych – kolejność postępowania, narzędzia i wyniki

Lp.	Przedmiot analizy	Wyniki w optyce światłowodowej
1.	Równania Maxwella	Zależności pomiędzy wektorami $\mathbf{E}$ i $\mathbf{H}$. Polaryzacja fali: mody TE i TM
2.	Równanie falowe	Czasowe i przestrzenne reprezentacje fali. Opisy pól modów światłowodowych i wiązek światła
3.	Warunki brzegowe	Formalna definicja struktury światłowodowej
4.	Równanie modowe	Szczegółowa charakteryzacja modów światłowodu: kąty, stałe propagacji i ilość modów

Przedstawiony sposób postępowania umożliwia analizę większości spotykanych w praktyce struktur światłowodowych. Bardziej złożone struktury wymagają analizy numerycznej równania falowego, np. metodą elementów skończonych.

2.1. Równania Maxwella

Rozchodzenie się fali elektromagnetycznej w dowolnym ośrodku charakteryzującą zależne od położenia ($\mathbf{r}$) i czasu (t) wektory natężenia pola elektrycznego $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ i magnetycznego $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$. Zachowanie się tych wektorów opisują równania Maxwella:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J} \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.4)$$

Jeśli fala rozchodzi się w ośrodku materialnym, to korzystamy z tzw. równań materiałowych:

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (2.5)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{M} \quad (2.6)$$

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \chi \mathbf{E} = \varepsilon_0 (\varepsilon_r - 1) \mathbf{E} \quad (2.7)$$

$$\mathbf{M} = \mu_0 \chi_M \mathbf{H} = \mu_0 (\mu_r - 1) \mathbf{H} \quad (2.8)$$

w których $\mathbf{J}(\mathbf{r}, t)$ i $\rho(\mathbf{r}, t)$ – odpowiednio gęstości prądu i ładunku (objętościowe), $\mathbf{P}$ i $\mathbf{M}$ – polaryzacja elektryczna i magnetyczna (namagnesowanie).

Wielkości $\mathbf{J}$ i ρ są ze sobą związane prawem zachowania ładunku:

$$\nabla \cdot \mathbf{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (2.9)$$

W ogólnym przypadku polaryzacja $\mathbf{P}$ jest złożoną funkcją nieliniową pola elektrycznego. Dla małych natężeń pola można przyjąć, że nie modyfikuje ono właściwości materiału i polaryzacja wyraża się liniową zależnością (2.7), przy czym ε_r i χ pozostają stałe. Na użytek analizy wygodnie jest podzielić polaryzację na dwa składniki: liniowy i nieliniowy:

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_L + \mathbf{P}_{NL} \quad (2.10)$$

2.2. Równanie falowe

Rozchodzenie się promieniowania elektromagnetycznego w ośrodku nieograniczonym można zapisać za pomocą równań falowych. Zaprezentowano wyprowadzanie równania falowego dla trzech przypadków: ośrodka jednorodnego, ośrodka niejednorodnego oraz ośrodka o właściwościach nieliniowych. Wskazano na możliwości wprowadzania uproszczeń wynikających z geometrii i właściwości badanych struktur. W analizie liniowych i nieliniowych układów optoelektronicznych stosuje się równania falowe otrzymane dla struktury określonego typu – najczęściej są to jednorodne struktury planarne, struktury niejednorodne lub nieliniowe.

W celu otrzymania równania falowego dla ośrodka jednorodnego, pierwsze równanie Maxwella (2.1) przekształcamy za pomocą operatora rotacji:

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = \nabla \times \left(-\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right) \quad (2.11)$$

Następnie lewą stronę upraszczamy, korzystając z tożsamości wektorowej

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \text{grad div } \mathbf{E} - \nabla^2 \mathbf{E} \quad (2.12)$$

prawą zaś przekształcamy, zamieniając kolejność różniczkowania po zmiennych przestrzennych i po czasie oraz podstawiając wartość $\nabla \times \mathbf{H}$ z równania Maxwella (2.2). Dla założenia, że ośrodek jest jednorodny i jego właściwości nie ulegają zmianie w czasie otrzymujemy równanie falowe

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.13)$$

Podobnie można otrzymać równanie opisujące wektor natężenia pola magnetycznego:

$$\nabla^2 \mathbf{H} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.14)$$

Punktem wyjścia do otrzymania równań falowych dla ośrodka niejednorodnego są równania Maxwella (2.1) i (2.2). Jednak w odróżnieniu od poprzedniej sytuacji niejednorodność ośrodka nie pozwala założyć, że stałe materiałowe nie zależą od zmiennych przestrzennych. Działając operatorem rotacji na równanie (2.1) i zamieniając kolejność różniczkowania po współrzędnych przestrzennych i po czasie, otrzymuje się:

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\mu} \nabla \times \mathbf{E} \right) = -\frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \mathbf{H} \quad (2.15)$$

Za pomocą równania (2.2) i równania materiałowego można z równania (2.15) wyeliminować $\mathbf{H}$:

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\mu} \nabla \times \mathbf{E} \right) = -\varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (2.16)$$

Za pomocą tożsamości operatorowej (2.12) przekształca się równanie (2.16) do postaci

$$\nabla (\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} + \mu \nabla \frac{1}{\mu} \times (\nabla \times \mathbf{E}) = -\mu \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (2.17)$$

Na podstawie równania materiałowego (2.5), równania (2.3) i przy założeniu o nieobecności ładunków objętościowych, otrzymuje się z (2.17) równanie falowe dla ośrodka niejednorodnego:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + (\nabla \ln \mu) \times (\nabla \times \mathbf{E}) - \nabla (\mathbf{E} \cdot \nabla \ln \varepsilon) = 0 \quad (2.18)$$

Analogicznie można otrzymać równanie dla wektora natężenia pola magnetycznego

$$\nabla^2 \mathbf{H} - \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} + (\nabla \ln \varepsilon) \times (\nabla \times \mathbf{H}) - \nabla (\mathbf{H} \cdot \nabla \ln \mu) = 0 \quad (2.19)$$

Dla ośrodka jednorodnego, o stałych materiałowych ε , μ , niezależnych od współrzędnych przestrzennych, równania (2.18) i (2.19) redukują się do postaci otrzymanej dla ośrodka jednorodnego (2.13), (2.14).

Równanie falowe dla ośrodka nieliniowego wyprowadza się w ten sposób, że za pomocą operatora rotacji przekształca się równanie (2.1) i korzysta z tożsamości operatorowej (2.12). Założono, że ośrodek jest jednorodny, a przenikalność magnetyczna ośrodka μ_r wynosi 1. Z równania materiałowego (2.5) i definicji polaryzacji jako sumy polaryzacji liniowej i nieliniowej można otrzymać:

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \chi_L \mathbf{E} + \mathbf{P}_{NL} \quad (2.20)$$

Po zastosowaniu równań (2.2), (2.5) i (2.20) otrzymujemy:

$$-\nabla^2 \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \left[\mathbf{J} + \frac{\partial}{\partial t} \varepsilon_0 \mathbf{E} + \frac{\partial}{\partial t} (\varepsilon_0 \chi_L \mathbf{E} + \mathbf{P}_{NL}) \right] \quad (2.21)$$

Ponieważ $\varepsilon = \varepsilon_0(1 + \chi_L)$ i $\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}$, więc ostatecznie można zapisać równanie falowe dla jednorodnego ośrodka nieliniowego:

$$-\nabla^2 \mathbf{E} = -\mu_0 \sigma \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} - \mu_0 \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} - \mu_0 \frac{\partial \mathbf{P}_{NL}}{\partial t} \quad (2.22)$$

Przewodność ośrodków światłowodowych najczęściej jest bliska zeru i nieliniowe równanie falowe zapisuje się w postaci:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \mu_0 \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad (2.23)$$

Otrzymane nieliniowe równanie falowe zredukuje się do klasycznego (liniowego) równania, jeżeli polaryzacja nieliniowa będzie równa zero. Rozwiązaniem liniowego równania falowego jest kombinacja liniowa fal płaskich (lub modów w strukturze światłowodowej), które rozchodzą się niezależnie od siebie. Jeżeli polaryzacja nieliniowa jest różna od zera, wystąpi wzajemne oddziaływanie fal (sprzęganie). Zjawisko to leży u podstaw nieliniowej optyki zintegrowanej i daje możliwość tworzenia urządzeń fotonicznych sterowanych sygnałem optycznym.

2.3. Warunki brzegowe

Zaprezentowane równania falowe opisują propagację światła w ośrodku nieograniczonym. Do analizy układów optoelektroniki zintegrowanej wprowadza się warunki brzegowe. Struktury składają się zwykle z kilku materiałów, oddzielonych powierzchnią graniczną, którą uwzględnia się przez wprowadzenie warunków brzegowych dla składowych pola elektrycznego i magnetycznego fali świetlnej. Na granicy ośrodków są zachowane składowe normalne wektorów indukcji magnetycznej i elektrycznej:

$$\mathbf{n} \cdot (\mathbf{B}_1 - \mathbf{B}_2) = 0, \quad \mathbf{n} \cdot (\mathbf{D}_1 - \mathbf{D}_2) = \sigma \quad (2.24)$$

oraz składowe styczne wektorów natężenia pola elektrycznego i magnetycznego:

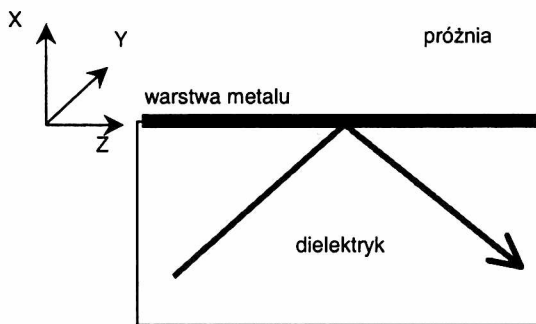
$$\mathbf{n} \times (\mathbf{E}_1 - \mathbf{E}_2) = 0, \quad \mathbf{n} \times (\mathbf{H}_1 - \mathbf{H}_2) = \mathbf{J}_p \quad (2.25)$$

We wzorach (2.24) i (2.25) $\mathbf{n}$ jest wektorem jednostkowym prostopadłym do powierzchni, σ oznacza powierzchniową gęstość ładunku, $\mathbf{J}_p$ zaś gęstość prądu powierzchniowego.

W teorii optyki zintegrowanej wprowadza się warunki brzegowe przede wszystkim po to, aby wyprowadzić równania modowe. Można je także zastosować w analizie zjawisk związanych z występowaniem na powierzchniach granicznych światłowodu obiektów nietypowych, np. warstw o rozmiarach kwantowych. W klasycznej optoelektronice zintegrowanej, gdzie wymiary struktur (np. grubość warstw) są porównywalne z długością fali optycznej, ale znacznie większe od rozmiarów kwantowych (stała sieci, długość fali elektronu), wpływ dodatkowej warstwy na rozchodzenie się światła można uwzględnić, stosując model dwuwarstwy optycznej (zamiast jednej warstwy reprezentującej światłowod). Jeżeli grubość warstwy staje się porównywalna z rozmiarami kwantowymi, nie można stosować objętościowych stałych materiałowych (np. współczynnika załamania) i należy je obliczać dla każdej struktury od podstaw. Alternatywnie jest możliwe zastosowanie narzędzi elektrodynamiki klasycznej (równania Maxwella, warunki brzegowe, równanie falowe). W tym przypadku obecność ultracienkich warstw możemy uwzględnić przez wprowadzenie niezerowych prądów powierzchniowych. W jaki sposób uwzględnia się w warunkach brzegowych cienką warstwę (stu-

dniej kwantową) metaliczną naniesioną na powierzchni dielektryka pokazano dalej na przykładzie. W kolejnych rozdziałach otrzymane rezultaty zostały przez autora wykorzystane w analizie równania modowego światłowodu planarnego.

Założono, że na powierzchnię naniesiono bardzo cienką warstwę innego materiału o grubości rzędu kilku stałych sieci i że na granicę ośrodków pada fala płaska (rys. 2.1), której składowa (styczna do osi z) jest opisana równaniem



Rys. 2.1. Odbicie fali świetlnej od granicy dielektryk z cienką warstwą metalu – próżnia; układ współrzędnych i schemat. Fala świetlna pada na powierzchnię rozgraniczającą dwa dielektryki (np. kwarc i powietrze)

$$E = E_0 e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (2.26)$$

Rozchodzenie się fali opisuje równanie falowe dla ośrodka jednorodnego, przy dopuszczalnym niezerowym prądzie o gęstości J

$$\frac{\partial^2 E_0(x)}{\partial x^2} - (k^2 - \beta^2) E_0(x) = j\omega\mu_0 J \quad (2.27)$$

lub

$$\frac{\partial^2 E_0(x)}{\partial x^2} - h^2 E_0(x) = j\omega\mu_0 J \quad (2.28)$$

gdzie $h^2 = k^2 - \beta^2$, $k = 2\pi/\lambda$ – wartość wektora falowego, β – stała propagacji, ω – częstość fali światła.

Warunki brzegowe (dla fali o polaryzacji TE) wynikają z zachowania składowej stycznej wektora pola elektrycznego

$$E_{1y}(0) - E_{2y}(0) \cong 0 \quad (2.29)$$

i składowej stycznej wektora pola magnetycznego z dokładnością do gęstości prądu powierzchniowego

$$H_{1z}(0) - H_{2z}(0) \cong J_s \quad (2.30)$$

W analizowanej strukturze dla fali płaskiej, padającej na granicę ośrodków (rys. 2.1) z równań Maxwella i konfiguracji przyjętego układu współrzędnych, zależności między składowymi pola elektrycznego i magnetycznego przedstawiają się następująco:

$$H_z(x, z) = \frac{j}{\omega\mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (2.31)$$

$$\frac{j}{\omega\mu_0} \frac{\partial E_{1y}}{\partial x} - \frac{j}{\omega\mu_0} \frac{\partial E_{2y}}{\partial x} = J_s \quad (2.32)$$

$$\frac{\partial E_{1y}}{\partial x} - \frac{\partial E_{2y}}{\partial x} = \frac{\omega\mu_0}{j} J_s \quad (2.33)$$

Po scałkowaniu równania (2.28) od 0^- do 0^+ (to znaczy w poprzek nieskończenie cienkiego obszaru zawierającego warstwę metaliczną) otrzymuje się [71]:

$$\left. \frac{\partial E(x)}{\partial x} \right|_{0^+} - \left. \frac{\partial E(x)}{\partial x} \right|_{0^-} \equiv j(h_1 + h_2)KE(0) \quad (2.34)$$

gdzie dla warstwy diamagnetycznego metalu

$$K = \frac{\mu_0 e^2 \omega}{\pi i \hbar^2 (\omega + i\nu)(h_1^2 + h_2^2)} \times \sum_n (\varepsilon_F - \varepsilon_n) \Theta(\varepsilon_F - \varepsilon_n) \quad (2.35)$$

gdzie: e – ładunek elektronu, $\hbar$ – stała Plancka/ 2π , n – częstość zderzeń elektronu, ε_F – energia Fermiego, ε_n – funkcje własne (energie) elektronu w studni kwantowej, Θ – funkcja skoku Heaviside'a, h_1 i h_2 – składowe wektora falowego prostopadłe do powierzchni w obszarach światłowodów i pokrycia.

W obszarze granicznym fala elektromagnetyczna jest sumą fali padającej i odbitej:

$$E(x) = E_0 [\exp(jh_1 x) + \tilde{r}_s \exp(-jh_1 x)] \quad (2.36)$$

gdzie $\tilde{r}_s = \frac{r_s + K}{1 - K}$.

Z równań (2.33), (2.34) i (2.35) otrzymuje się zależność określającą gęstość prądu powierzchniowego:

$$J_p = -\frac{K}{\omega\mu_0} (h + q)(1 + \tilde{r}_s)E_0 \quad (2.37)$$

Można skorzystać ze wzoru Fresnela określającego współczynnik odbicia od granicy dielektryków

$$r_s = \frac{h + jq}{h - jq} \quad (2.38)$$

wówczas prąd wyrażamy wzorem (2.39), gdy wiązka pada od wnętrza światłowodu

$$J_p = -\frac{2h_1}{\omega\mu_0} \frac{K}{1 - K} E_0 \quad (2.39)$$

Naniesienie cienkiej warstwy metalicznej na powierzchnię dielektryka można interpretować jako pojawienie się prądu powierzchniowego (2.39). Zdefiniowane w ten sposób warunki brzegowe zostały przez autora wykorzystane do wyprowadzenia równania modowego światłowodu z cienką warstwą metaliczną (lub studnią kwantową) na powierzchni.

2.4. Równanie modowe

Podstawowym narzędziem analizy właściwości światłowodu jest równanie modowe. Opisuje ono właściwości dyspersyjne światłowodów, to znaczy zależność stałej propagacji lub efektywnego współczynnika załamania od wymiarów i stałych materiałowych światłowodów. Równanie modowe światłowodu planarnego ma prostą postać analityczną. Jego analiza dostarcza wielu interesujących informacji jakościowych na temat innych, bardziej złożonych struktur. Ponieważ wiele struktur światłowodowych można przybliżać za pomocą modelu światłowodu skokowego, często otrzymuje się również wyniki ilościowe.

Rozważmy przypadek światłowodu planarnego przedstawionego na rys. 2.2, w którym rozchodzi się fala płaska. Fala ta rozchodzi się w kierunku osi Z ; w kierunku osi Y amplituda i faza fali pozostają stałe. Równanie modowe otrzymuje się w wyniku zastosowania warunków brzegowych do funkcji opisujących propagację fali świetlnej w poszczególnych ośrodkach struktury światłowodowej. Interesują nas rozwiązania równania falowego, które zapewniają koncentrację energii w obszarze światłowodu, i szybkie jej znikanie na zewnątrz struktury. Wymagania te są spełnione przez układ równań [157]:

$$E_y(x) = \begin{cases} Ce^{-qx} & 0 \leq x \leq \infty \\ C \left[\cos(hx) - \frac{q}{h} \sin(hx) \right] & -d \leq x \leq 0 \\ C \left[\cos(hd) + \frac{q}{h} \sin(hd) \right] e^{p(x+d)} & -\infty \leq x \leq -d \end{cases} \quad (2.40)$$

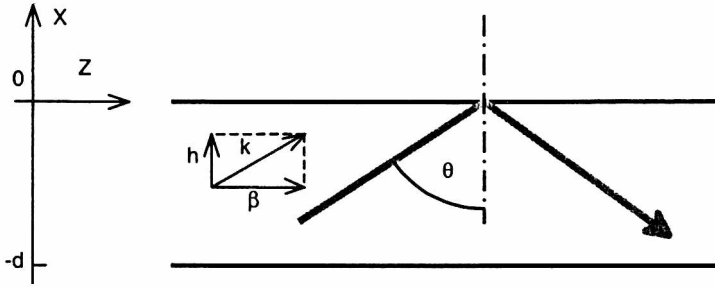
gdzie q , h , i p są określone przez równania:

$$h^2 = n_f^2 k_0^2 - \beta^2, \quad q^2 = \beta^2 - n_c^2 k_0^2, \quad p^2 = \beta^2 - n_s^2 k_0^2$$

Układ współrzędnych przedstawiono na rys. 2.2.

W przypadku prostego światłowodu dielektrycznego warunki brzegowe można zapisać następująco:

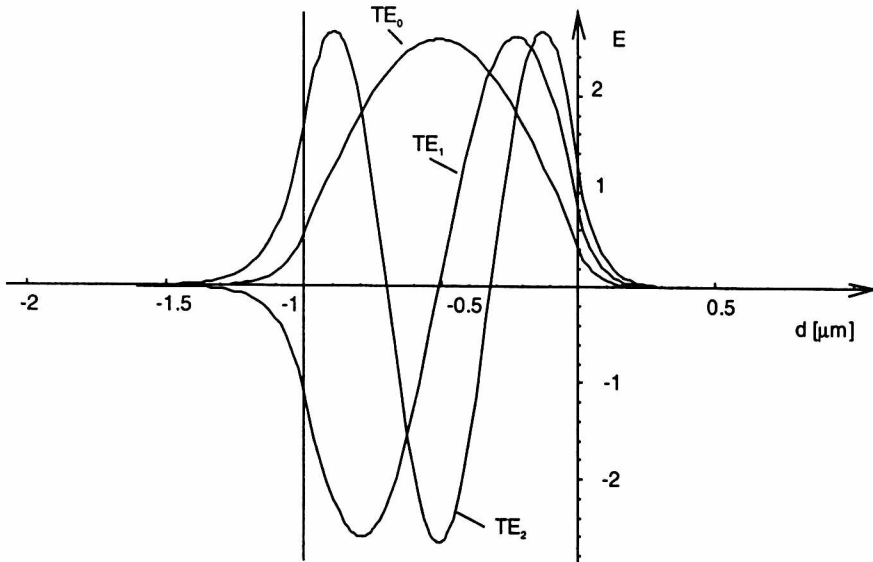
$$\begin{cases} E_{0y}^c = E_{0y}^f \Big|_{x=0} \\ E_{0y}^f = E_{0y}^s \Big|_{x=-d} \end{cases} \quad (2.41)$$



Rys. 2.2. Układ współrzędnych stosowany do wyprowadzania równania modowego

$$\begin{cases} \frac{\partial E_{0y}^c}{\partial x} = \frac{\partial E_{0y}^f}{\partial x} \Big|_{x=0} \\ \frac{\partial E_{0y}^f}{\partial x} = \frac{\partial E_{0y}^s}{\partial x} \Big|_{x=-d} \end{cases} \quad (2.42)$$

Skorzystano tutaj z równania (2.31), aby komplet warunków brzegowych określić w funkcji wektora $\mathbf{E}$. Równania (2.40) opisują rozkład pola elektrycznego w strukturze światłowodowej (rys. 2.3).



Rys. 2.3. Rozkład pola dla trzech pierwszych modów TE światłowodu planarnego o parametrach: $n_s = 1,5$, $n_f = 2$, $n_c = 1$, $\lambda = 633 \text{ nm}$ [wyniki własne]

Po podstawieniu wzoru (2.40) do wzorów (2.41) i (2.42) otrzymuje się równanie modowe

$$h \sin(ht) - q \cos(ht) = p \left[\cos(ht) + \frac{q}{h} \sin(ht) \right] \quad (2.43)$$

Równanie (2.43) zazwyczaj jest zapisywane w jednej z dwóch standardowych postaci:

- ilorazowej, otrzymywanej ze wzoru (2.43) przez proste przekształcenia:

$$\operatorname{tg}(hd) = \frac{p + q}{h(1 - pq/h^2)} \quad (2.44)$$

- addytywnej, tożsamej z (2.44), otrzymywanej w wyniku bardziej złożonych przekształceń algebraicznych:

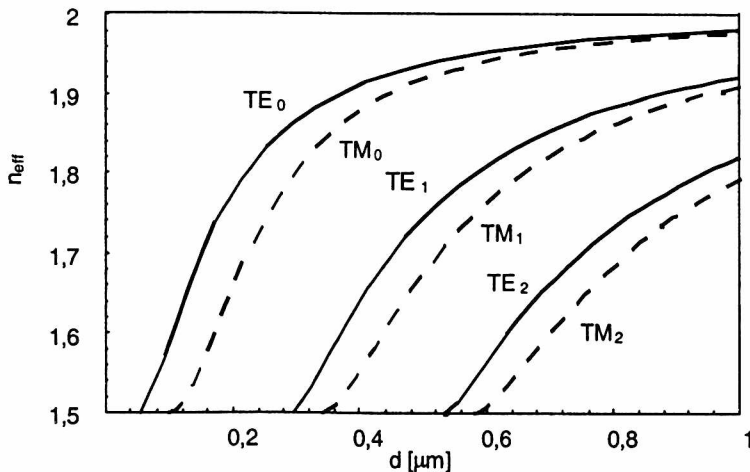
$$2k_0 n_f d \cos(\theta) - 2\Phi_s - 2\Phi_c = 2\pi m, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (2.45)$$

gdzie:

$$\Phi_s = \arctg \left(\frac{\sqrt{n_f^2 \sin^2 \theta - n_s^2}}{n_f \cos \theta} \right), \quad \Phi_c = \arctg \left(\frac{\sqrt{n_f^2 \sin^2 \theta - n_c^2}}{n_f \cos \theta} \right)$$

Obie postaci równania modowego są często stosowane: ilorazowa (2.44), dlatego że łatwo ją wyprowadzić i jest podobna do równania opisującego funkcje własne elektronu w studni kwantowej, addytywna (2.45), ponieważ ma przejrzystą interpretację fizyczną.

Pomimo stosowanych uproszczeń (fala płaska, struktura planarna) równanie modowe (2.45) zachowuje znaczny stopień ogólności. Podczas wyprowadzania nie robimy



Rys. 2.4. Równanie modowe – krzywe modowe światłowodu planarnego:
 $n_f = 2,0$; $n_s = 1,5$; $n_c = 1,0$; $n_{\text{eff}} = n_f \sin \theta$ [wyniki własne]

żadnych założeń w odniesieniu do współczynników załamania czy stałych propagacji. Oznacza to, że równanie może być stosowane do analizy struktur tłumiących o zespolonych wartościach współczynników załamania i stałych propagacji.

2.5. Równanie modowe światłowodu ze studnią kwantową na powierzchni

Równania modowe (2.44), (2.45) mogą być stosowane tylko do analizy prostych struktur światłowodów planarnych. Ponieważ są one jednak reprezentacją układu warunków brzegowych (2.41), (2.42), więc jeżeli zdefiniujemy warunki brzegowe bardziej złożonej struktury, możemy zwykle uzyskać odpowiednik równania modowego. Inną możliwość daje posłużenie się addytywną formą równania modowego, które umożliwia niezależny opis zjawisk zachodzących w warstwie światłowodowej i na jej granicach. Warto przyrzeć się dokładniej analizie światłowodu planarnego z cienką warstwą metaliczną naniesioną na jedną powierzchnię. Zakłada się, że cienka warstwa metaliczna (studnia kwantowa) znajduje się na górnej powierzchni światłowodu (współrzędna $x = t$). Powierzchnia graniczna z podłożem znajduje się na płaszczyźnie $x = 0$. Warunki graniczne na górnej powierzchni światłowodu są wtedy następujące:

$$\begin{cases} E_y^f - E_y^c = 0 \\ H_y^f - H_y^c = J_p \end{cases} \quad (2.46)$$

Jeżeli do równania (2.46) podstawimy wzory (2.31), (2.39) i (2.40), otrzymamy

$$\begin{cases} E_{0y}^f \cos(hd - \Phi_s) - E_{0y}^c = 0 \\ jE_{0y}^f h \sin(hd - \Phi_s) + jE_{0y}^c q = -2h \frac{K}{1-K} E_{0y}^c \end{cases}$$

z tego wynika równanie określające przesunięcie fazy przy odbiciu światła od górnej granicy światłowodu:

$$\Phi_c = \arctg \frac{jh + 2q \frac{K}{1-K}}{jq} \quad (2.47)$$

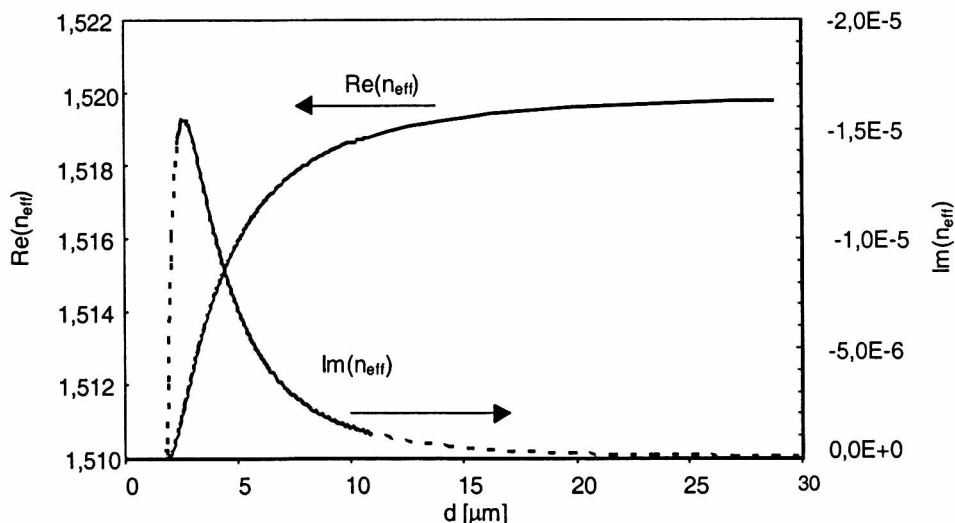
Obliczenia i analiza prowadzone na podstawie podanych równań są proste i przejrzyste, a interpretacja wyników nie następuje większych trudności. Pojawiają się one dopiero na etapie obliczeń numerycznych. Równanie modowe jest równaniem nieliniowym i nie może być rozwiązane analitycznie. Jeżeli wszystkie składniki równania modowego są rzeczywiste, standardowe procedury znajdowania pierwiastków równań nieliniowych pozwalają otrzymać poprawne i jednoznaczne wyniki [122]. Jeżeli analizuje

się zagadnienia bardziej złożone, to zarówno stałe materiałowe, jak i stałe propagacji mogą być wielkościami zespolonymi. Rozwiązywanie równania modowego w dziedzinie funkcji zespolonych wymaga starannego doboru algorytmu, precyzyjnego ustalenia punktów startowych i zakresu obliczeń oraz ostrożności podczas interpretacji wyników.

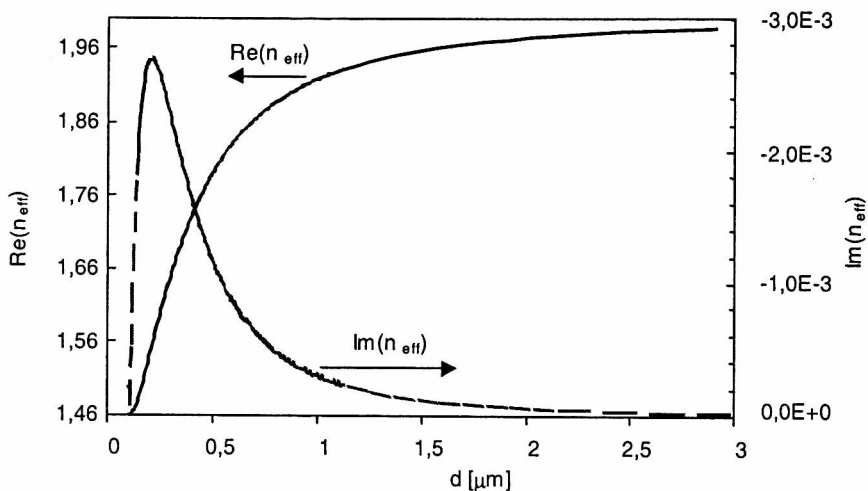
Do numerycznej analizy zagadnień światłowodowych autor opracował program rozwiązujący równania typu równania modowego, w którym wszystkie stałe mogą przyjmować wartości zespolone. Program jest oparty na algorytmie „jazda w dół” (*downhill method*) zaprezentowanym w pracach [7, 182]. Warunki początkowe otrzymano po rozwiązaniu równania modowego dla przypadku rzeczywistego.

Powszechnie stosowaną metodą prezentacji właściwości światłowodów są wykresy zależności dyspersyjnych i rozkłady pola modowego. Zależności rzeczywistej i urojonej części efektywnego współczynnika załamania od grubości światłowodów dla modu TE_0 w dwóch różnych światłowodach przedstawiono na rys. 2.5 i 2.6. Jakościowo przebiegi są podobne, ale różnią się zasadniczo wartością tłumienia, wprowadzanego przez ciekłą warstwę metalu. W omawianym przypadku tłumienie jest większe w światłowodzie o większym współczynniku załamania. Jest to związane z mniejszą grubością światłowodu i większą amplitudą fali na granicy warstwa-pokrycie.

Charakterystyki modowe pierwszych pięciu modów w wybranych światłowodach przedstawiono na rys. 2.7–2.10. Na rysunkach 2.7 i 2.9 podane są wykresy modowe (zależność rzeczywistej części efektywnego współczynnika załamania od grubości), na rys. 2.8 i 2.10 przedstawiono zależności tłumienia (wyrażone w dB/cm) od grubości.

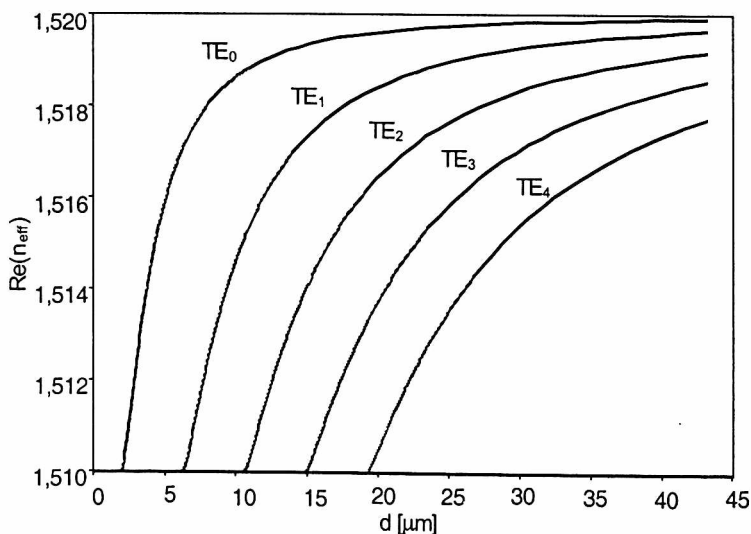


Rys. 2.5. Charakterystyka dyspersyjna modu TE_0 w skokowym światłowodzie szklanym o współczynniku załamania podłoża $n_s = 1,51$, współczynniku załamania warstwy $n_f = 1,52$ i współczynniku pokrycia $n_c = 1,0$. Światłowod przykryto ciekłą warstwą metalu ($3\text{ \AA}$ Nb) [wyniki własne]

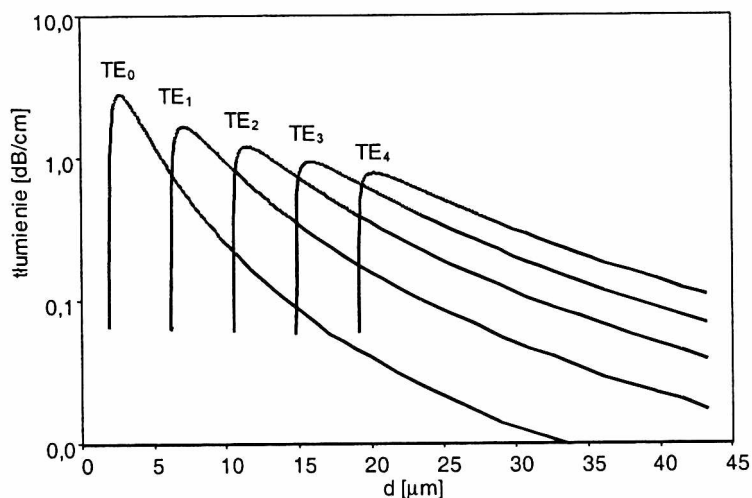


Rys. 2.6. Charakterystyka dyspersyjna modu TE_0 w skokowym światłowodzie szklanym o współczynniku załamania podłoża $n_s = 1,46$, współczynniku załamania warstwy $n_f = 2,0$ i współczynniku pokrycia $n_c = 1,0$. Światłowod przykryto cienką warstwą metalu (3Å Nb) [wyniki własne]

Wykresy na rys. 2.7 i 2.9 przypominają wyniki uzyskane dla prostego światłowodu warstwowego bez warstwy metalicznej (2.4). Wpływ cieniej warstwy metalicznej na zmianę efektywnego współczynnika załamania ilustruje rys. 2.11.

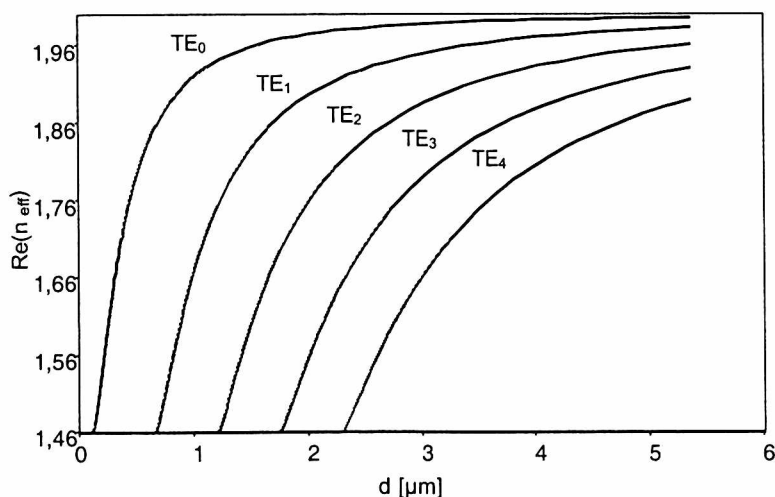


Rys. 2.7. Przykładowe charakterystyki modowe światłowodu szklanego o współczynniku załamania podłoża $n_s = 1,51$, współczynniku załamania warstwy $n_f = 1,52$ i współczynniku pokrycia $n_c = 1$. Światłowod przykryto cienką warstwą metalu (3Å Nb) [wyniki własne]

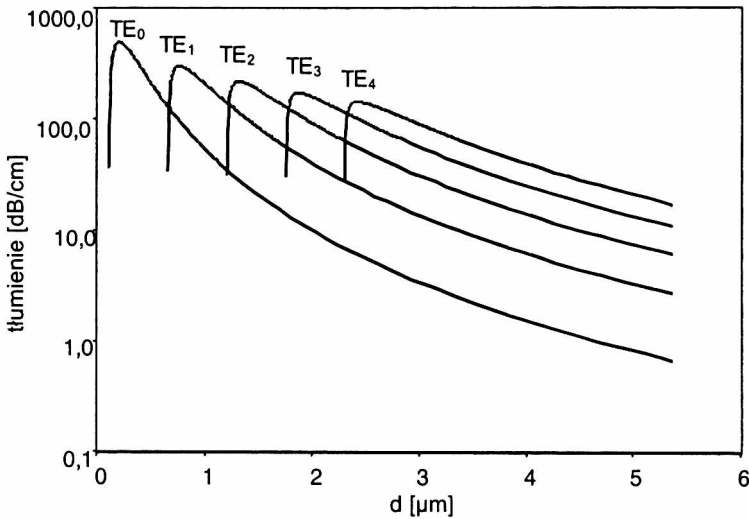


Rys. 2.8. Zależność tłumienia od grubości warstwy dla struktury i zakresu grubości z rys. 2.7 (światłowod szkłany) [wyniki własne]

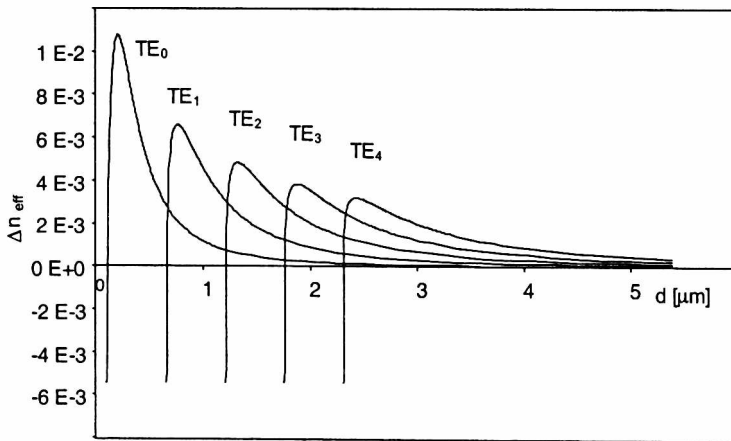
Efekt zmiany współczynnika załamania jest duży i może być zastosowany zarówno do badania właściwości warstw, jak i do wykorzystania struktur światłowodowych (np. w czujnikach). Interesującą cechą jest zmiana znaku Δn_{eff} w pobliżu grubości odcięcia modu.



Rys. 2.9. Krzywe modowe światłowodu o dużym współczynniku załamania pokrytego cienką warstwą metalu (3Å Nb). Podłoże – kwarc ($n_s = 1,46$), warstwa światłowodowa o dużym współczynniku załamania, np. LiNbO_3 , Ta_2O_5 , ZnO ($n_f = 2$) [wyniki własne]



Rys. 2.10. Zależność tłumienia od grubości warstwy dla światłowodu o dużym współczynniku załamania (parametry jak na rys. 2.9) [wyniki własne]



Rys. 2.11. Różnice efektywnego współczynnika załamania prostego światłowodu dielektrycznego i światłowodu ze studnią kwantową (parametry struktury jak na rys. 2.9) [wyniki własne]

2.6. Struktury wielowarstwowe – analiza i zastosowania

W optoelektronice zintegrowanej struktury wielowarstwowe tworzą światłowody, w których fala rozchodzi się w płaszczyźnie warstwy. Wiele przyrządów fotoniki (filtry, warstwy przeciwoodblaskowe, modulatory przestrzenne) jest oświetlanych prostopadle do powierzchni. W takim przypadku analizę struktur wielowarstwowych najwygodniej jest wykonywać metodą macierzową [88]. Współczynnik odbicia od struktury wielowarstwowej można obliczyć za pomocą równania:

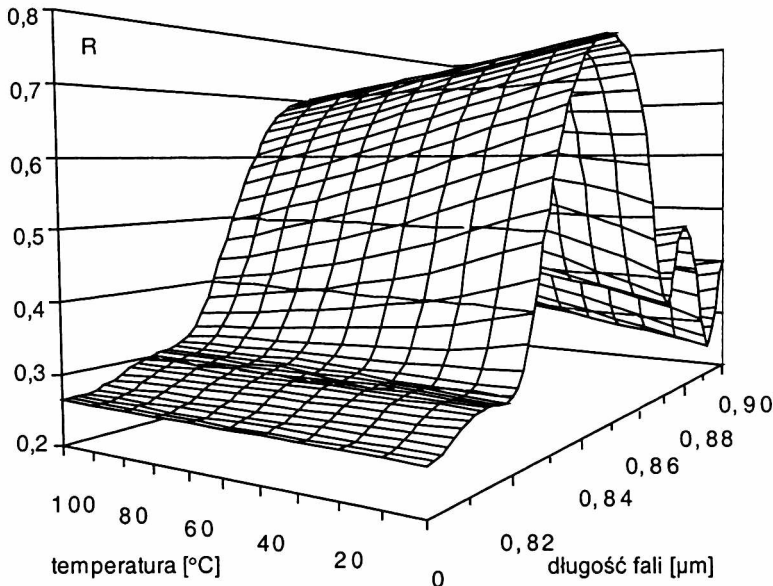
$$R = \left(\frac{\eta_0 B - C}{\eta_0 B + C} \right) \left(\frac{\eta_0 B - C}{\eta_0 B + C} \right)^* \quad (2.48)$$

w którym: * oznacza sprzężenie zespolone, A i B są określone przez równanie macierzyowe

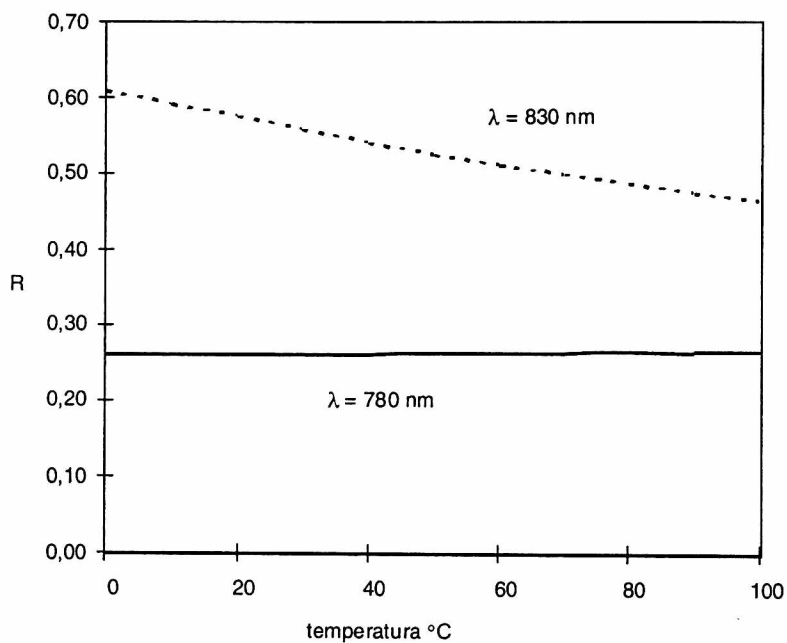
$$\begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix} = \left(\prod_{r=1}^q \begin{bmatrix} \cos \delta_r & \frac{i \sin \delta_r}{\eta_r} \\ i \eta_r \sin \delta_r & \cos \delta_r \end{bmatrix} \right) \begin{bmatrix} 1 \\ \eta_m \end{bmatrix} \quad (2.49)$$

$\eta_r = Y N_r \cos \theta_r$ – dla polaryzacji TE , $\eta_r = \frac{Y N_r}{\cos \theta_r}$ – dla polaryzacji TM , Y – admitancja próżni, $\delta_r = 2\pi N_r d_r \cos \theta_r / \lambda$, d_r – grubość warstwy, N_r – współczynnik załamania r -tego ośrodka (wartość zespolona, zależna od składu i temperatury), θ_r – kąt padania określony prawem Snelliusa: $N_0 \sin \theta_0 = N_r \sin \theta_r = N_m \sin \theta_m$, r – numer warstwy (licząc od strony padania światła), m – podłoże lub ośrodek końcowy.

Na podstawie przedstawionej metody macierzowej autor opracował program pozwalający obliczać transmisję i odbicie wielowarstw optycznych. Charakterystyki odbicia dla struktury dziesięciowarstwowej przedstawiono na rysunkach 2.12 i 2.13 (współczynniki załamania GaAs i $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ otrzymano z prac [4, 84]). Oprócz spektralnej cha-



Rys. 2.12. Odbicie od wielowarstwy półprzewodnikowej, projektowanej z maksimum odbicia przy 830 nm. Wielowarstwę tworzy 10 par (190 nm GaAs)/ (190 nm AlAs) [wyniki własne]



Rys. 2.13. Temperaturowa stabilność współczynnika odbicia od wielowarstwy dla dwóch wybranych długości fali. Parametry struktury jak na rys. 2.12 [wyniki własne]

rakterystyki odbicia wykres ujmuje również stabilność termiczną wykonanej struktury. Na rysunku 2.12 zmiany współczynnika odbicia są wyłącznie konsekwencją zmian współczynnika załamania; założono, że zmiany grubości warstw nie wpływają na charakterystyki.

3. Elementy optyki nieliniowej

Zjawiska nieliniowe były opisywane w teorii elektromagnetyzmu od czasów Maxwella. Przykłady zjawisk nieliniowych to nasycenie namagnesowania ferromagnetyków, wyładowania elektryczne w gazach, elektryczne właściwości złącza p-n. Od lat sześćdziesiątych rozwija się intensywnie optyka nieliniowa. Badaniami objęto generację harmonicznych światła, spektroskopię nieliniową, sprzęganie fazowe (*phase conjugation*), bistabilność optyczną i przełączanie optyczne (*optical switching*). Warunkiem prowadzenia badań nad optycznymi zjawiskami nieliniowymi był dostęp do źródła światła o odpowiednio dużej mocy. Wynalezienie lasera otworzyło drogę do rozwoju optyki nieliniowej.

Chociaż niektórzy uważają, że pierwszą pracę z optyki nieliniowej opisującą efekt elektrooptyczny opublikował Pockels [119], dzisiaj przyznaje się jednak pierwszeństwo publikacji Frankena z 1961 r. [41]. Dotyczy ona generacji drugiej harmonicznej światła w kryształach kwarcu. Eksperyment był możliwy dzięki zastosowaniu lasera rubinowego (694,2 nm) odkrytego w 1960 r. [89]. Pierwszą pracą z nieliniowej optyki zintegrowanej była publikacja Andersona i Boyda z 1971 roku [3], dotycząca generacji drugiej harmonicznej promieniowania lasera CO₂. W ciągu kolejnych kilkudziesięciu lat powstało wiele prac o fundamentalnym znaczeniu dla rozwoju optyki nieliniowej i jej zastosowań. Na przykład podstawowy i ciągle niezastąpiony podręcznik z optyki nieliniowej Shena [139], liczne monografie i opracowania przeglądowe prezentujące materiały dla optyki nieliniowej [22], nieliniową optykę zintegrowaną [149] i optyczne systemy liczące (*optical computing*) [145]. Coraz więcej uwagi poświęca się również optyce nieliniowej w przeglądowych opracowaniach na temat optoelektroniki i optyki zintegrowanej [160, 187].

Można przyjąć [139], że efekty nieliniowe obserwuje się dla natężenia pola fali elektromagnetycznej przekraczającego 1 kV/cm, co odpowiada gęstości mocy około 2,5 kW/cm² (wartość przeciętna w nieliniowościach nierezonansowych). Do uzyskania promienia monochromatycznego o takim natężeniu niezbędny jest laser. Jeśli przeciętna wiązka lasera ma pole o przekroju 1 mm², efekty nieliniowe można obserwować za pomocą lasera o mocy 25 W. Jeżeli jednak światło jest prowadzone w jednomodowym światłowodzie włóknistym o średnicy pola modu 8 μm, to wystarczy moc 1 mW. W strukturach optoelektroniki zintegrowanej o wymiarach poprzecznych rzędu 1 μm lub mniejszych moc niezbędna do wywołania efektów nieliniowych może być jeszcze mniejsza. Podane wartości mocy można znacznie zmniejszyć dzięki efektom rezonansowym lub specjalnym kompozycjom materiałów (np. supersiecicom).

Optyka nieliniowa nie jest pojęciem precyzyjnie zdefiniowanym. Jeżeli przyjąć, że w zakresie jej zainteresowania pozostaje oddziaływanie światła z materią prowadzące do nietrwałych modyfikacji właściwości materiału falą świetlną o dużej mocy, to zakres badań znacznie się rozszerza. W obrębie optyki nieliniowej znajdzie się pompowanie optyczne i generacja laserowa oraz efekty optotermiczne. Optyczne efekty nieliniowe interesujące ze względu na konstrukcje przyrządów fotoniki nie powinny prowadzić do trwałych zmian właściwości ośrodka aktywnego (przetopienia, zmiany struktury lub składu, jonizacji).

3.1. Opis i klasyfikacja zjawisk optyki nieliniowej

Na użytek analizy zjawisk każde oddziaływanie nieliniowe można podzielić na dwa etapy: najpierw światło modyfikuje właściwości ośrodka, a następnie zmienione właściwości ośrodka modyfikują rozchodzenie się fali świetlnej. Rozchodzenie się światła opisuje się za pomocą równań Maxwella i równań materiałowych (2.1) do (2.6). Nieliniowość ośrodka wprowadza się do analizy przez zdefiniowanie polaryzacji nieliniowej $\mathbf{P}_{NL}$ (2.10). Reakcję ośrodka na propagację w nim fali świetlnej charakteryzuje się za pomocą wektora polaryzacji elektrycznej i tensora podatności elektrycznej

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \chi(\mathbf{E})\mathbf{E} \quad (3.1)$$

U podstaw zjawisk optyki nieliniowej leży wzajemne oddziaływanie pola fali świetlnej i ośrodka. Jeżeli amplituda drgań wymuszających jest mała, ośrodek zachowuje się jak liniowy. Jeżeli amplituda drgań będzie odpowiednio duża, w odpowiedzi pojawiają się składowe harmoniczne. Wówczas wartość polaryzacji można zapisać za pomocą wzoru

$$P_i = \varepsilon_0 \left(\chi_{ij}^{(1)} E_j + \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k + \chi_{ijkl}^{(3)} E_j E_k E_l + \dots \right) \quad (3.2)$$

We wzorze (3.2) zastosowano notację sumowania po powtarzających się indeksach. Współczynniki $\chi_{ij}^{(1)}$, $\chi_{ijk}^{(2)}$, $\chi_{ijkl}^{(3)}$ są tensorami drugiego, trzeciego i czwartego rzędu zawierającymi odpowiednio 3^2 , 3^3 , 3^4 składowych. W materiałach (kryształach) centrosymetrycznych tensory parzystych rzędów zerują się i związane z nimi efekty nie występują. Eliminuje to wiele popularnych materiałów opto- i mikroelektroniki (np. krzem i szkło kwarcowe) z obszaru zainteresowania konstruktorów nieliniowych przyrządów fotonicznych. Największe szanse na zastosowanie w przyrządach mają materiały, w których występują nieliniowości drugiego i trzeciego rzędu, ponieważ są one najlepiej poznane i efektywność oddziaływania jest w ich przypadku największa.

Często, zwłaszcza w analizie efektów nieliniowych w opracowywanych przyrządach, pomija się zapis tensorowy i wprowadza nieliniowe współczynniki efektywne. Równanie (3.2) przyjmuje wtedy postać:

$$P = \varepsilon_0 \left(\chi^{(1)} E + \chi^{(2)} EE + \chi^{(3)} EEE + \dots + \chi^{(n)} E^n + \dots \right) \quad (3.3)$$

Efektywne współczynniki χ są w tym przypadku najczęściej kombinacją liniową elementów tensora lub pojedynczymi niezerowymi elementami tego tensora, występującymi w wybranej konstrukcji przyrządu [139].

Jeżeli w trakcie nieliniowego oddziaływania optycznego dochodzi do wymiany energii optycznej z materiałem, mówi się o nieliniowym efekcie aktywnym, jeżeli do wymiany energii nie dochodzi, proces określamy jako pasywny. Efekty aktywne można w związku z tym zastosować do badania właściwości materiałów. Przez lata było to jedyne ich zastosowanie. Dopiero w ostatnim dziesięcioleciu zainteresowanie sieciami fotonicznymi sprawiło, że zwrócono uwagę na możliwość wykorzystania tych efektów do budowy przemienników długości fali.

Podatność elektryczna materiału jest wielkością zespoloną. Część rzeczywista i urojona odgrywają różne role w zależności od rzędu opisywanego efektu optyki nieliniowej. Część urojona podatności procesów nieparzystych rzędów charakteryzuje procesy aktywne, część rzeczywista podatności efektów wszystkich rzędów oraz część urojona podatności efektów rzędów parzystych charakteryzują procesy pasywne [139, 51]. W tabeli 3.1 zestawiono wybrane liniowe i nieliniowe efekty optyczne.

Efekty wyższego rzędu (czwartego, piątego,...) ze względu na wymagane moce promieniowania lub dużą długość oddziaływania prawdopodobnie nie znajdą w najbliższym czasie praktycznego zastosowania. Ich występowanie może mieć jednak praktyczne skutki, mogą być np. źródłem szumów lub przesłuchów w systemach optycznych.

Nie wszystkie materiały nadają się do wykorzystania w urządzeniach optyki nieliniowej. Podatność drugiego rzędu $\chi^{(2)}$ ma wartość zero w ośrodkach o strukturze krystalicznej zawierającej środek symetrii. Z takich materiałów nie można wykonać urządzeń opartych na efekcie elektrooptycznym lub generacji harmonicznych (czy innych procesach parametrycznych). Wybór materiału o odpowiedniej strukturze krystalograficznej i dużych współczynnikach nieliniowych nie gwarantuje jeszcze wykonania przyrządu o wystarczającej efektywności oddziaływania. Wiele oddziaływań może wystąpić jedynie przy zgodności stałych propagacji fali pierwotnej i wtórnej, co z kolei uzyskuje się, stosując ośrodki dwójłomne optycznie lub struktury światłowodowe z dyspersją modową.

3.2. Nieliniowy współczynnik załamania

Właściwości materiałów często opisuje się za pomocą nieliniowego współczynnika załamania. Niestety, w literaturze przedmiotu można znaleźć przynajmniej trzy definicje nieliniowego współczynnika załamania, w związku z czym materiały najczęściej charakteryzuje się za pomocą nieliniowej podatności elektrycznej $\chi^{(3)}$, którą zwykle wyraża się w jednostkach elektrostatycznych (esu).

Nieliniowe współczynniki załamania opisuje się za pomocą następujących wzorów:

$$n = n_0 + n_2 \langle E^2 \rangle = n_0 + \frac{1}{2} n_2 E^2 \quad (3.4)$$

Tabela 3.1. Liniowe i nieliniowe oddziaływania optyczne

Częstotliwość padających fal	Częstotliwość generowanych polaryzacji elektrycznych	Podatność elektryczna	Opis zjawiska
ODDZIAŁYWANIA LINIOWE			
Pasywne			
ω ω	Brak polaryzacji ω	0 $\chi^{(1)}(-\omega; \omega)$	Propagacja w próżni Rozpraszanie liniowe (Rayleigha)
Aktywne			
Brak fali ω	ω ω	$\chi^{(1)}(-\omega; \omega)$ $\chi^{(1)}(-\omega; \omega)$	Emisja spontaniczna Absorpcja liniowa/ wzmacnianie, emisja wymuszona
ODDZIAŁYWANIA NIELINIOWE			
Pasywne			
Drugiego rzędu			
ω_1, ω_2 ω	$\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ 2ω	$\chi^{(2)}(-\omega_3; \omega_1, \omega_2)$ $\chi^{(2)}(-2\omega; \omega, \omega)$	Generacja częstotliwości sumacyjnej Generacja drugiej harmonicznej (SHG)
$\omega, 0$	ω	$\chi^{(2)}(-\omega; \omega, 0)$	Liniowy efekt elektrooptyczny (efekt Pockelsa)
ω_1	$\omega_2, \omega_3, (\omega_2 + \omega_3 = \omega_1)$	$\chi^{(2)}(-\omega_1; \omega_3, \omega_2)$	Trójfalowa fluorescencja parametryczna
ω_1, ω_2	$\omega_3, (\omega_3 = \omega_1 - \omega_2)$	$\chi^{(2)}(-\omega_3; -\omega_1, \omega_2)$	Trójfalowa generacja częstotliwości różnicowej (trójfalowe mieszanie parametryczne, wzmacnianie, generacja)
2ω	ω	$\chi^{(2)}(-\omega; -\omega, 2\omega)$	Zdegenerowane trójfalowa generacja częstotliwości różnicowej
ω	0	$\chi^{(2)}(0; -\omega, \omega)$	Odwrotny liniowy efekt elektrooptyczny (<i>optical rectification</i>)
Trzeciego rzędu			
$\omega_1, \omega_2, \omega_3$ ω	$\omega_4 (= \omega_1 + \omega_2 + \omega_3)$ 3ω	$\chi^{(3)}(-\omega_4; \omega_1, \omega_2, \omega_3)$ $\chi^{(3)}(-3\omega; \omega, \omega, \omega)$	Sumacyjne mieszanie czterofalowe Generacja trzeciej harmonicznej
ω_1, ω_2	ω_3, ω_4 $(\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4)$	$\chi^{(3)}(-\omega_4; \omega_3, \omega_1, \omega_2)$	Czterofalowe mieszanie różnicowe (czterofalowe mieszanie parametryczne, wzmacnianie, generacja)
ω	ω	$\chi^{(3)}(-\omega; -\omega, \omega, \omega)$	Zdegenerowane mieszanie czterofalowe (DFWM), optycznie indukowane zmiany współczynnika załamania, optyczny efekt Kerra, samoogniskowanie, autokolimacja, automodulacja fazy (SPM)

ω_1, ω_2	ω_1, ω_2	$\chi^{(3)}(-\omega_1; \omega_2, -\omega_2, \omega_1)$	Modulacja skrośna fazy
ω_1, ω_2	ω_1, ω_2	$\chi^{(3)}(-\omega_2; \omega_1, -\omega_1, \omega_2)$	Nieздеgenerowany optyczny efekt Kerra
$\omega, 0$	ω	$\chi^{(3)}(-\omega_4; 0, 0, \omega)$	Nieliniowy (wtórny) elektrooptyczny (dc) efekt Kerra
$\omega, 0$	2ω	$\chi^{(3)}(-2\omega; 0, \omega, \omega)$	Wzbudzana polem elektrycznym (EFISH) lub prądem dc (DCSHG) generacja drugiej harmonicznej
Aktywne			
Trzeciego rzędu			
ω_1	ω_2	$\chi^{(3)}(-\omega_2; \omega_1, -\omega_1, \omega_2)$	Spontaniczne rozpraszanie Ramana ($\omega_1 - \omega_2 = \omega_{10}$: fonon optyczny)
ω_1, ω_2	$\omega_3 (= 2\omega_1 - \omega_2)$	$\chi^{(3)}(-\omega_3; \omega_1, \omega_1, \omega_2)$	Koherentne anty-Stokesowe rozpraszanie Ramana (CARS)
ω_1, ω_2	$\omega_4 (= 2\omega_2 - \omega_1)$	$\chi^{(3)}(-\omega_4; \omega_2, \omega_2, \omega_1)$	Koherentne rozpraszanie Ramana (CRS)
ω_1, ω_2	ω_1, ω_2	$\chi^{(3)}(\omega_1; \omega_2, -\omega_2, \omega_1)$	Odwrotny stymulowany efekt Ramana
ω_1, ω_2	ω_1, ω_2	$\chi^{(3)}(\omega_2; \omega_1, -\omega_1, \omega_2)$	Stymulowane wzmocnienie Ramana, rozpraszanie Brillouina ($\omega_1 - \omega_2 = \omega_{10}$: fonon akustyczny)
ω	ω	$\chi^{(3)}(-\omega; \omega, -\omega, \omega)$	Zdegenerowana absorpcja dwufotonowa (TPA) ($2\omega = \omega_{10}$)
ω_1, ω_2	ω_1, ω_2	$\chi^{(3)}(-\omega_1; \omega_2, -\omega_2, \omega_1)$	Nieздеgenerowana absorpcja dwufotonowa (TPA) ($\omega_1 + \omega_2 = \omega_{10}$)
ω	ω	$\chi^{(3)}(-\omega; \omega, -\omega, \omega)$	Wysycana absorpcja/ wzmocnienie

CARS – coherent anti-Stokes Raman scattering, CRS – coherent Raman scattering, DFWM – degenerate four-wave mixing, DCSHG – direct current induced SHG, EFISH – electric field induced SHG, SHG – second harmonic generation, SPM – self phase modulation, TPA – two photon absorption.

$$n = n_0 + n'_2 E^2 \quad (3.5)$$

$$n = n_0 + n''_2 I \quad (3.6)$$

w których: n_0 – liniowy współczynnik załamania, $\langle \rangle$ – uśrednianie po czasie, E – amplituda (obwiednia) wektora elektrycznego fali świetlnej, I – natężenie fali świetlnej.

Równania (3.4) i (3.5) pojawiają się najczęściej w wynikach analizy teoretycznej zjawisk optyki nieliniowej, równanie (3.6) jest chętnie stosowane w pracach eksperymentalno-pomiarowych.

Zależność między współczynnikami n_2 , n'_2 , n''_2 opisuje równanie:

$$n_2 = 2n'_2 = \left(\frac{cn_0}{4\pi} \right) n''_2 \quad (3.7)$$

w którym c – prędkość fali światła w próżni.

Nieliniowy współczynnik załamania i współczynnik nieliniowej podatności zależą od konfiguracji przyrządu lub eksperymentu. Dla układu jednowiązkowego¹ zależność przyjmuje (w układzie SI) postać

$$n_2 = \frac{3}{4\epsilon_0 c n^2} \chi^{(3)}(-\omega; \omega, -\omega, \omega) \quad (3.8)$$

Dla efektów nieliniowych generowanych za pomocą dwóch liniowo spolaryzowanych fal (np. zdegenerowane mieszanie czterech fal) otrzymuje się:

$$n_2 = \frac{3}{2\epsilon_0 c n^2} \chi^{(3)}(-\omega; \omega, -\omega, \omega) \quad (3.9)$$

W literaturze na temat przyrządów optyki nieliniowej zarówno podczas prezentacji równań, jak i podczas określania parametrów materiałów (współczynników nieliniowych) stosuje się różne układy jednostek i różne parametry do charakteryzacji materiałów.

W niniejszej pracy przy prezentacji równań jest stosowany międzynarodowy układ jednostek (SI). W większości publikacji materiały są ciągle charakteryzowane przez nieliniową podatność elektryczną trzeciego rzędu $\chi^{(3)}$ wyrażaną w jednostkach elektrostacyjnych² (esu) – w zestawieniach uwzględniono również te wartości. Zależność między podatnością $\chi^{(3)}$ w jednostkach CGS i SI przedstawia wzór [115]:

$$\chi_{SI}^{(3)} = \frac{\chi_{esu}^{(3)}}{3^4 \cdot 10^{17}} \quad (3.10)$$

¹ Na przykład dla pojedynczej liniowo spolaryzowanej wiązki światła wywołującej efekty nieliniowe interferometrach Macha–Zehndera lub Fabry–Perota.

² Zależności (3.8) i (3.9) wyrażone w układzie CGS mają postać:

- dla pojedynczej wiązki światła: $n_2 = 12 \left(\frac{\pi}{n_0} \right) \chi^{(3)}(-\omega; \omega, \omega, -\omega)$
- dla efektów dwuwiązkowych: $n_2 = 6 \left(\frac{\pi}{n_0} \right) \chi^{(3)}(-\omega_2; \omega_2, \omega_1, -\omega_1)$

4. Materiały stosowane w optoelektronice zintegrowanej

Rozwój przyrządów, których działanie oparto na optycznych efektach nieliniowych jest uwarunkowany dostępnością i właściwościami odpowiednich materiałów. Powinna je charakteryzować duża nieliniowość, łatwość obróbki, kompatybilność z istniejącymi technologiami półprzewodnikowymi oraz niska cena. Najlepiej, gdyby nowe fotoniczne struktury były budowane z materiałów stosowanych we współczesnej mikroelektronice i optoelektronice. Kiedyś trudno się było spodziewać, aby elektronika półprzewodnikowa przejęła materiały i technologie lampowe, również dziś trudno przypuszczać, że w przyszłości w całkowicie optycznych urządzeniach i systemach będą stosowane wyłącznie materiały i technologie mikroelektroniczne. Materiały, z których wytwarza się optoelektroniczne elementy nieliniowe, powinny charakteryzować się dużą nieliniową podatnością dielektryczną, przejrzystością w przedziale roboczych długości fali i odpornością na wysokie natężenie światła. Nie obojętna przy wyborze materiału będzie dostępność technologii przetwarzania (np. wytwarzania warstw i struktur światłowodowych), odporność mechaniczna i termiczna oraz stabilność parametrów optycznych.

Skoro nie udało się jeszcze ustalić bazy materiałowej optoelektroniki nieliniowej, specjalnego znaczenia nabierają poszukiwania nowych materiałów i porównywanie ich właściwości. Należy uwzględnić nie tylko optyczne parametry nieliniowe, ale również roboczą długość fali, charakterystyki spektralne transmisji i łatwość wykorzystania w technologii. Projektanci przyrządów i elementów fotonicznych interesują się przede wszystkim efektami nieliniowymi trzeciego rzędu [43, 151]. Pojawiają się również propozycje, aby stosować nieliniowe zjawiska drugiego rzędu, ponieważ zapewniają one lepsze wykorzystanie mocy optycznej, a niekiedy są wręcz niezbędne (np. w konwerterach długości fali) [167, 154]. Scharakteryzujemy materiały wykazujące nieliniowości drugiego i trzeciego rzędu. Szczególnie interesujące są materiały o dobrych właściwościach nieliniowych drugorzędowych i trzeciorzędowych jednocześnie.

Pomimo intensywnych prac, do chwili obecnej nie udało się wytworzyć jednorodnych materiałów (organicznych lub nieorganicznych), które mogłyby być podstawą do budowy przyrządów nieliniowych w skali przemysłowej. Znane materiały mają zwykle zbyt mały współczynnik nieliniowy, są drogie, mało odporne na temperaturę, a ich robocze długości fali nie pokrywają się z wymogami odbiorców. Duże zainteresowanie wzbudzają struktury, w których nieliniowe współczynniki optyczne są zwiększane przez efekty kwantowe (*quantum confinement*). Zaawansowane technologie (np. supersieci czy warstwy Langmuira–Blodget) umożliwiają wytwarzanie struktur kwantowych.

Technologie te znajdują się jeszcze ciągle w stadium początkowym, w związku z tym dużym zainteresowaniem cieszą się kompozycje materiałowe, zawierające mikrokrystality zawieszone w szkle lub w roztworze koloidalnym. Krystality rosną dzięki termicznej dyfuzji materiału, uzyskując wymiary kwantowe (z pewnym rozkładem wielkości). Początkowo badania prowadzono na gotowych produktach – filtrach optycznych wykonanych ze szkła domieszkowanego metalem lub półprzewodnikiem. Niektóre z nich są użyteczne do dziś, jednak często efekty kwantowe były w nich maskowane przez inne niepożądane właściwości. W ostatnich czasach coraz częściej wytwarza się materiały (przede wszystkim warstwy), w których wykorzystuje się efekty kwantowe w mikrokryształach.

Obecnie (przede wszystkim ze względu na koszty) nieliniowa optoelektronika opiera się na technologii i materiałach półprzewodnikowych i dielektrycznych, stosowanych we współczesnej mikroelektronice, np. na arsenku galu i innych związkach półprzewodnikowych grupy III–V, niobianie (tantalanie) litu, rzadziej krzemie i germanie. Wiele cennych właściwości nieliniowych (optycznych) mają kwantowe struktury półprzewodnikowe: studnie kwantowe, druty i kropki kwantowe, supersieci. Dużą nieliniowość i bardzo krótki czas odpowiedzi (<1 ps) stwierdzono w nanokryształach [40]. Takie nanokrystały umieszczone w matrycy innego materiału mogą być w przyszłości podstawą dla wielu przyrządów optoelektronicznych. Są tanie, proste w wytwarzaniu i obróbce, i już dziś powszechnie dostępne. Prowadzi się też wzmożone badania nad kryształami fotonowymi [50, 82].

Wśród materiałów stosowanych w optyce i optoelektronice nieliniowej można wyróżnić organiczne i nieorganiczne, półprzewodnikowe i dielektryczne, jednorodne i kompozytowe. Z punktu widzenia zastosowań tych materiałów w przyrządach podstawowe znaczenie ma podział według kryterium nieliniowości optycznej. Spośród wielu znanych nieliniowości optycznych praktyczne zastosowanie znalazły efekty nieliniowe drugiego i trzeciego rzędu.

4.1. Materiały do zastosowania efektów nieliniowych drugiego rzędu

Najważniejszym efektem nieliniowym drugiego rzędu, który może znaleźć zastosowanie praktyczne jest generacja drugiej harmonicznej światła. W wyniku oddziaływań nieliniowych w materiale pojawia się wiązka (harmoniczna) o częstotliwości dwa razy większej od częstotliwości wiązki pierwotnej. Materiały stosowane do budowy przyrządów, których działanie jest oparte na optycznych efektach nieliniowych drugiego rzędu powinny zapewniać:

- dopasowanie fazowe wiązki pierwotnej i harmonicznej przez obrót kryształu lub zmianę temperatury, a także dużą tolerancję na obroty, na zmianę temperatury i długość fali,
- małą absorpcję światła dla fali pierwotnej i harmonicznej,

- odporność na uszkodzenia optyczne (wywołane dużym natężeniem promieniowania) i stabilność właściwości optycznych (zmian współczynnika załamania i absorpcji),
- stabilność właściwości fizycznych i chemicznych (wymóg ten eliminuje wiele materiałów organicznych).

W kryształach anizotropowych kierunek rozchodzenia się fali (określony przez wektor falowy) i transportu energii (wektor Poyntinga) zazwyczaj są różne. Może to prowadzić do „ucieczki” tworzonej wiązki harmonicznej z obszaru wiązki pierwotnej i zmniejszać efektywność generacji. Efekt „ucieczki” można zredukować, odpowiednio orientując kryształ. Materiał będzie użyteczny w zastosowaniach praktycznych, jeżeli w orientacji minimalizującej „ucieczkę” wystąpią znaczące efekty nieliniowe z jednoczesnym zachowaniem możliwości kompensacji fazy.

Niedopasowanie fazy wiązki podstawowej i harmonicznej charakteryzuje się [5] za pomocą wielkości $l_{SH}\Delta k$, przy czym $l_{SH} = \lambda_0(n_\omega n_{2\omega})^{1/2} / 2\pi d E_\omega(0)$ – długość charakterystyczna, $\Delta k = k_{2\omega} - k_\omega$ – różnica wartości wektorów falowych fali podstawowej i harmonicznej, d – współczynnik nieliniowy.

W warunkach niedopasowania fazowego $l_{SH}\Delta k \gg 0$ efektywność generacji harmonicznej jest znikoma, wyraża się ją wzorem

$$E'_{2\omega}(z) = -\frac{E'_\omega(0)}{l_{SH}} \left\{ \frac{\exp(-j\Delta kz) - 1}{\Delta k} \right\} \quad (4.1)$$

Gdy udaje się zapewnić dopasowanie fazowe ($\Delta k = 0$), wówczas

$$E'_{2\omega}(z) = E'_\omega(0) \tanh\left(\frac{z}{l_{SH}}\right) \quad (4.2)$$

gdzie $E'_\omega = \sqrt{n_\omega} E_\omega$ i $E'_{2\omega} = \sqrt{n_{2\omega}} E_{2\omega}$.

W obu przypadkach efektywność generacji harmonicznej jest proporcjonalna do odwrotności l_{SH} . W związku z tym, dla założenia, że natężenie światła jest proporcjonalne do kwadratu amplitudy pola, zależność określającą natężenie wiązki o częstotliwości harmonicznej można zapisać

$$I_{2\omega} = \frac{4\pi^2 d_{\text{eff}}^2 I_\omega^2}{\lambda_0^2 n_\omega^2 n_{2\omega}} \quad (4.3)$$

gdzie d_{eff} – efektywny współczynnik nieliniowy, zależny od rodzaj materiału, wartości tensora $\mathbf{d}$, konfiguracji kryształu i parametrów przyrządu.

Ponieważ we wzorze (4.4) czynnik $d_{\text{eff}}^2 / n_\omega^2 n_{2\omega}$ dotyczy właściwości materiału, określa się go mianem nieliniowej jakości materiału (*nonlinear figure of merit*) i przytacza jako wielkość umożliwiającą porównywanie materiałów. Duża jego wartość wskazuje na możliwość zastosowań praktycznych. Pożądane cechy materiałów stosowanych do budowy przyrządów fotonicznych w technice optoelektroniki zintegrowanej to, oczy-

wiście, dobre właściwości nieliniowe, łatwość obróbki i dostępność technologii, prosta budowa chemiczna (w miarę możliwości). Jednak zestawienia porównawcze tworzone z myślą o budowie przyrządów, powinny zawierać dodatkowe informacje o możliwościach dopasowania fazowego, spektralnym zakresie transmisji wiązki pierwotnej i harmonicznej, odporności materiału na duże moce optyczne, trwałości w normalnych warunkach (temperatura, wilgotność), stabilności jego parametrów i łatwości w manipulowaniu. Parametry wybranych materiałów „drugorzędowych” zebrano w tabeli 4.2. Najbardziej typowe materiały to kwarc, niobian litu, dwuwodorofosforan potasu – KDP (i związki pokrewne). Kwarc i tlenek cynku wyróżniają się prostą budową chemiczną (związki dwuskładnikowe) i dobrze opracowaną technologią wytwarzania i obróbki zarówno w wersji objętościowej, jak i światłowodowej (SiO_2 – światłowody włókniaste, ZnO – światłowody planarne). Niestety, oba materiały mają gorsze właściwości nieliniowe, trudno również uzyskać dopasowanie fazowe.

Pomimo nie najlepszych właściwości nieliniowych dwuwodorofosforan (KDP) i dwudeuterofosforan potasu (KD^*P) są ciągle chętnie stosowane w urządzeniach objętościowych. Można to wyjaśnić względami historycznymi i ekonomicznymi. Na początku rozwoju optyki nieliniowej KDP był jednym z niewielu materiałów produkowanych na skalę przemysłową w formie dużych monokryształów o dobrej jakości optycznej. Z czasem pojawiły się inne materiały, jednak KDP był ciągle najtańszym z nich. Podstawową wadą tego materiału jest jego higroskopijność, z którą radzono sobie przez hermetyzowanie urządzeń. Coraz większe uznanie zaczął z czasem zdobywać pokrewny materiał – dwuwodorofosforan amonu (ADP), współcześnie, zwłaszcza w zastosowaniach związanych z generacją harmonicznych, zastępowany przez β -boran baru (BBO). Inny materiał z tej grupy, forforan tytanylowo potasowy (KTP) jest powszechnie używany do budowy rezonatorów lasera o strojonej dobroci oraz do generacji pikosekundowych impulsów światła.

Niobian litu ma dobre właściwości nieliniowe, jednak jego odporność na uszkodzenia optyczne jest niewielka. Przyczyną jest absorpcja światła widzialnego na centrach barwnych (najczęściej Fe^{2+}). Mimo wad, niobian litu jest dziś podstawowym materiałem optoelektroniki zintegrowanej ze względu na duży współczynnik elektrooptyczny i możliwość wytwarzania struktur światłowodowych metodami dyfuzji, wymiany protonów lub implantacji. Niobian potasu ma lepsze właściwości nieliniowe od niobianu litu, jednak wysoka cena powstrzymuje konstruktorów przed jego powszechnym stosowaniem. Efekty generacji drugiej harmonicznej uzyskano w światłowodach z niobianu litu otrzymywanych metodami dyfuzji i wymiany jonowej [171, 147] oraz implantacji [31].

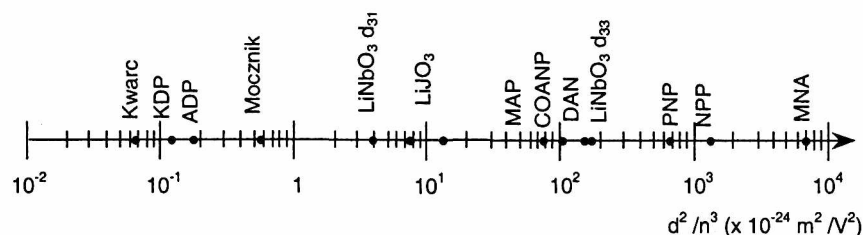
β -boran baru (BBO) i boran litu (LBO) są popularnymi materiałami nieliniowymi, mimo nie najlepszych kryteriów jakości nieliniowej. BBO zapewnia dopasowanie fazowe dla 410 nm [97], w związku z czym dobrze nadaje się do generacji ultrafioletu. Jednocześnie LBO i BBO są bardzo odporne na uszkodzenia optyczne, o ponad rząd lepsze od KDP. Tam gdzie nie są potrzebne duże gęstości mocy, ciągle najchętniej wybiera się KTP.

Efekty drugiego rzędu w materiałach organicznych

Materiały organiczne nie znalazły dotychczas powszechniejszego zastosowania w przyrządach optoelektronicznych (podobnie jak w elektronice klasycznej). Badania wskazują, że można je będzie wykorzystać w przyszłości, zwłaszcza że istnieje możliwość budowy przyrządów (konwerterów długości fali) opartych na efektach nieliniowych drugiego rzędu. W materiałach nieorganicznych efekty te są tak słabe, że w praktyce wykluczają budowę wieloelementowych przyrządów zintegrowanych. Na rysunku 4.1 porównano właściwości nieliniowe (efektywność generacji drugiej harmonicznej) wybranych materiałów organicznych z właściwościami niobianu litu. Do porównania zastosowano współczynnik jakości nieliniowej

$$M_{ij} = \frac{d_{ij}^2}{n_{\omega}^2 n_{2\omega}} \quad (4.5)$$

Kryształ organiczny MNA [21] wykazuje właściwości nieliniowe (dla współczynnika d_{11}) prawie 100 razy większe od LiNbO_3 (dla współczynnika d_{33}). Organiczne kryształy MNA wytwarzane są z paranitroaniliny (p-NA). W wyniku krystalizacji powstaje kryształ o strukturze zawierającej środek symetrii. Kryształ MNA (bez środka symetrii) powstaje po dodaniu do p-NA grupy metylowej. Materiały organiczne można stosować do wytwarzania włókien światłowodowych z rdzeniem krystalicznym [188, 72]. Wydaje się, że w tej dziedzinie technologia materiałów organicznych jest bardziej zaawansowana niż technologia materiałów nieorganicznych.



ADP = $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$

KDP = KH_2PO_4

MNA = 2-metylo-4-nitroanilina

NPP = N-(4-nitrofenyl)-(L)-prolinol

PNP = 2-(N-prolinol)-5-nitropyrydyna

MBANP = 2-(α -metylobenzyloamino)-5-nitropyrydyna

DAN = 4-(N, N-dimetyloamino)-3-acetamido-nitrobenzen

COANP = 2-cyclooctyl-amino-5-nitropyrydyna

MAP = 3-metyl-(2,4-dinitrofenylo)-amino-propanol

POM = 1-tlenek 3-metylo-4-nitropyrydyny

Rys. 4.1. Zestawienie współczynników jakości materiałów organicznych pod względem przydatności do generacji drugiej harmonicznej światła. Dla porównania zamieszczono dane typowych materiałów nieorganicznych [na podstawie 21, 51]

4.2. Materiały do zastosowań efektów nieliniowych trzeciego rzędu

Spośród znanych nieliniowych efektów optycznych trzeciego rzędu największe znaczenie praktyczne ma dziś efekt Kerra. Polega on na zmianie współczynnika załamania ośrodka, wywołanej falą świetlną o odpowiednio dużym natężeniu. Efekt ten stanowi podstawę konstrukcji większości fotonicznych elementów światłowodowych [22, 149, 151, 150]. Inne trzeciorzędowe efekty nieliniowe nie doczekały się na razie zastosowania w przyrządach.

Dla nieliniowego efektu Kerra współczynnik załamania materiału definiuje się najczęściej za pomocą wzoru:

$$n = n_0 + n_2 I \quad (4.5)$$

Nieliniowe właściwości materiału można również definiować za pomocą nieliniowej podatności dielektrycznej $\chi^{(3)}$. Związek między podatnością elektryczną i współczynnikiem załamania wyraża się w układzie jednostek SI wzorem [5]¹:

$$n_2 \left[\text{m}^2 \cdot \text{W}^{-1} \right] = 5,26 \cdot 10^{-6} \frac{\chi^{(3)}}{n_0^2} \quad (4.6)$$

Jak wspomniano, parametrem jednoznacznie charakteryzującym właściwości nieliniowe ośrodka jest współczynnik (lub tensor) podatności dielektrycznej $\chi^{(3)}$. Parametr ten nie dostarcza jednak bezpośrednich informacji o przydatności określonego materiału w zastosowaniach praktycznych. Wynika to z tego, że działania przyrządów optoelektroniki nieliniowej są najczęściej opisywane przez zmiany współczynnika załamania. Dodatkowym utrudnieniem jest brak jednoznacznej definicji nieliniowego współczynnika załamania n_2 . Dlatego materiały charakteryzuje się nieliniowym współczynnikiem załamania określonym dla konkretnej konfiguracji przyrządu. Najprostszą do analizy i najbardziej przydatną praktycznie jest konfiguracja symetrycznego modulatora Macha–Zehndera. Działanie modulatora opiera się na względnej zmianie fazy światła w ramionach interferometru, opisanej wzorem

$$\Delta\Phi = \frac{\Delta n 2\pi \Gamma L}{\lambda} \approx \frac{2\pi n_2 I \Gamma L}{\lambda} \quad (4.7)$$

gdzie: $\Delta n = n - n_0 = n_2 I$, Γ – całka przekrycia lub współczynnik wzmocnienia (jeżeli obszar aktywny został umieszczony w rezonatorze optycznym), L – długość obszaru aktywnego przyrządu, I – natężenie, λ – długość fali światła.

¹ Wzór (4.6) jest spełniony dla układów, w których zmiany współczynnika załamania są wywoływane przez jedną wiązkę światła. Taka sytuacja występuje na przykład w światłowodowym interferometrze Macha–Zehndera.

Ponieważ w przyrządach optoelektroniki zintegrowanej dopuszczalna długość elementu jest często ograniczana tłumieniem (typowa długość przyrządu nie powinna być większa od $1/\alpha$), największe przesunięcie fazy będzie wynosić

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi n_2 I A}{\lambda \alpha} \quad (4.8)$$

gdzie A – przekrój poprzeczny wiązki.

Z analizy wzorów (4.7) i (4.8) można wnioskować, że zachowanie przyrządu określają parametry materiałowe n_2 , λ i α , co wskazuje na celowość zdefiniowania kryterium właściwości nieliniowych ośrodka zgodnie ze wzorem

$$M_1^{\chi^{(3)}} = \frac{n_2}{\lambda \alpha} \quad (4.9)$$

Często nieliniowe zmiany współczynnika załamania wykazują efekty nasycenia. W związku z tym materiały można charakteryzować również przez współczynnik n_2^{sat} określający maksymalne zmiany współczynnika załamania lub kryterium jakości nieliniowej

$$M_{\text{sat}} = \frac{n_2^{\text{sat}}}{\lambda \alpha} \quad (4.10)$$

Ważną cechą tak zdefiniowanego kryterium jakości jest jednoczesne uwzględnienie parametru materiałowego n_2 i tłumienia, które może być również parametrem technologiczno-konstrukcyjnym.

Ocena przydatności materiału tylko na podstawie zdefiniowanego kryterium nie jest, niestety, wystarczająca. Przede wszystkim należy określić czy nieliniowość ma charakter rezonansowy czy nierezonansowy. Efekty rezonansowe pozwalają uzyskać większe zmiany współczynnika załamania; łączy się to jednak z dużym tłumieniem i długim czasem odpowiedzi. Nawet jeżeli struktura urządzenia pozwala zaakceptować większe tłumienie światła, powstałe efekty termiczne przynoszą nowe problemy.

Za pomocą efektów nierezonansowych można uzyskać większe szybkości działania, ale wymagane są wiązki światła o większej gęstości mocy; efekty rezonansowe pojawiają się niekiedy nawet dla bardzo małych natężeń światła, ceną jest jednak dłuższy czas odpowiedzi. Analiza komplikuje się dodatkowo wtedy, kiedy zmiany współczynnika załamania Δn wykazują efekty nasycenia (Δn_{sat}). Wyznacza się wówczas maksymalne użyteczne natężenie światła I_{sat} . Przekraczanie tej wartości jest niecelowe, a niekiedy wręcz szkodliwe z powodu degradacji i efektów termicznych. Wtedy maksymalna zmiana fazy we wzorze (4.9) nie będzie już opisana iloczynem $n_2 I$, który należy zastąpić wartością Δn_{sat} .

W tabeli 4.3 zestawiono kryteria jakości nieliniowej wybranych materiałów. Podano również wartości współczynników nieliniowych n_2 , maksymalne zmiany współczynnika załamania Δn_{sat} , czas odpowiedzi τ oraz kryteria jakości nieliniowej ośrodków.

Analiza zestawienia kryteriów (tab. 4.3) prowadzi do wniosku, że proste porównywanie parametrów materiałów nie umożliwia wybrania jednego materiału (lub grupy materiałów). Korzystając z kryterium opartego na współczynniku jakości nieliniowej ($n_2/\lambda\alpha$), można dojść do wniosku, że najlepszy jest kwarc. Choć efekty nieliniowe w kwarcu umożliwiły realizację łączności solitonowej, nie jest to, ze względu na małe n_2 , najlepszy materiał do budowy fotonicznych układów optoelektroniki zintegrowanej. Dobre właściwości nieliniowe mają materiały organiczne, jednak tu na przeszkodzie stoi niechęć konstruktorów do ich stosowania. Materiały z grupy półprzewodnikowej mają gorsze parametry nieliniowe, są jednak bardzo chętnie stosowane ze względu na dostępność bogatego oprzyrządowania technologicznego.

Porównywanie czasu odpowiedzi τ materiałów przy ich wyborze do budowy ultraszybkich komputerów optycznych nie musi dawać poprawnych wyników. Najkrótszy czas odpowiedzi (tab. 4.3) ma kwarc. Jednak ze względu na bardzo mały współczynnik nieliniowy duże długości oddziaływania w przyrządach wykonanych z SiO_2 będą powodować znaczące opóźnienia ($> \text{ns}$) w systemie. Duże tłumienie pojawiające się przy efektach rezonansowych w półprzewodnikach można akceptować, jeżeli długości oddziaływania będą krótkie ($\sim 1 \mu\text{m}$).

Mały współczynnik załamania n_2 nie przekreśla możliwości praktycznego stosowania określonego materiału. Jak wskazują dane (tab. 4.3) szkło kwarcowe odznacza się słabym efektem nieliniowym przy wysokim (za sprawą małego tłumienia) kryterium jakości nieliniowej. Stosując długie odcinki włókien światłowodowych i generowane – za sprawą nieliniowości trzeciego rzędu – efekty automodulacji fazy, uzyskano kompresje impulsów [101, 102, 166] i propagację solitonową [47, 98]. Po ponad dwudziestu latach od pierwszych eksperymentów oba efekty znalazły powszechne zastosowanie. Stosowanie szkła kwarcowego w układach optoelektroniki zintegrowanej nie wydaje się praktyczne (mimo dużych wartości współczynnika jakości nieliniowej), ponieważ uzyskanie użytecznych efektów wymaga długości oddziaływania większych niż 10 cm.

Znane są szkła o lepszych właściwościach nieliniowych niż topiony kwarc. Wytwarza się je przez dodanie do szkła borokrzemowego tlenków tytanu, ołowiu, niobu, bizmutu i galu [42, 177]. Wadą ich jest wyższa cena i trudności z zachowaniem składu podczas nanoszenia heterogenicznego (np. rozpylanie jonowe). Ogranicza to techniki wytwarzania światłowodów do metod dyfuzyjnych, wymiany jonowej i solgelowych.

Kryterium jakości nieliniowej (wielkość nieliniowej zmiany współczynnika załamania) i łatwość wytwarzania struktur to parametry wysuwające się na pierwsze miejsce w ocenie przydatności materiału. Nie mniej ważny jest czas odpowiedzi (τ). Może się wydawać, że czas odpowiedzi powinno się włączyć w kryterium jakości (4.9) (podobnie jak tłumienie α). Nie można tego zrobić, ponieważ wymagania odnośnie do czasu odpowiedzi zmieniają się zależnie od zastosowania. Badania przełączników fotonicznych zmierzają do budowy sieci i komputerów fotonicznych. Wymagania w tej dziedzinie są bardzo duże: komputery i przełączniki mają działać z szybkością zbliżoną do częstotliwości fali świetlnej. I choć w ostatnich latach akceptuje się rozwiązania, w których mniejsza szybkość przełączania jest kompensowana równoległym prze-

tworzeniem informacji, będzie ona kryterium akceptacji nowej generacji przełączników fotonicznych.

Materiały domieszkowane nanokryształami metali i półprzewodników

Dielektryki domieszkowane nanokryształami półprzewodników i metali stanowią specjalną grupę materiałów zarówno pod względem właściwości, jak i sposobów ich oceny. Ze względu na uniwersalność i dostępność są one dziś doskonałym obiektem badań i eksperymentów, a w przyszłości mogą się stać jednym z elementów bazy materiałowej nieliniowej optoelektroniki zintegrowanej. Parametry tych materiałów są określone zarówno przez właściwości materiałów domieszki, jak i przez właściwości matrycy.

Od dawna znany i powszechnie wykorzystywany jest efekt modyfikacji właściwości szkła (barwienie) przez domieszkowanie nanocząsteczkami. Początkowo domieszką był metal, z czasem pojawiły się półprzewodniki. Pod koniec lat osiemdziesiątych szkła domieszkowane nanokryształami półprzewodników wzbudziły zainteresowanie [110, 65, 191] ze względu na niską cenę, dostępność i różnorodność właściwości optycznych, zwłaszcza łatwość dobrania roboczej długości fali. Materiały te można nanosić na podłoże w formie cienkich warstw, a można je również zastosować jako podłoża struktur światłowodowych (światłowod tworzy wtedy warstwa optycznie liniowa).

Wydaje się, że największe zainteresowanie wzbudzają obecnie struktury półprzewodnikowe. Historycznie, najwcześniej uwaga zarówno technologów (przede wszystkim szkła), jak i badaczy była skierowana na struktury zawierające klastery metaliczne. Umieszczenie w matrycy szklanej nanocząsteczek metali [132], np. Au, Ag, Cu prowadzi do powstania materiału o nowych właściwościach, nie dających się wytłumaczyć uśrednieniem po parametrach matrycy szklanej i domieszki. Powiązanie właściwości materiału z występowaniem mikrocząstek metalu zostało po raz pierwszy zasugerowane przez Faradaya (1857 r.), a ostatecznie opisane przez Mie (1908 r.) w jego teorii rozpraszania światła na cząsteczkach metalu [40]. Szczególnie interesujące są efekty rezonansowe wywołane lokalnym wzmacnianiem pola dla częstotliwości bliskich rezonansom plazmonów powierzchniowych metalu [32]. Wiadomo, że materiały te wykazują optyczne właściwości nieliniowe (dość duże nieliniowości trzeciego rzędu) oraz umożliwiają kontrolowanie innych właściwości optycznych (np. formowanie charakterystyki transmisyjnej). Podczas domieszkowania złotem, nieliniowości optyczne powstają na skutek międzypasmowych przejść dipoli elektrycznych (*interband electric dipole transitions*), wzbudzeń gorących elektronów oraz efektów termicznych, gdzie wkład poszczególnych czynników zależy od długości impulsu [32]. Dla impulsów femtosekundowych przejścia międzypasmowe są najważniejsze; przy impulsach dłuższych (ps–ns) wzrasta znaczenie gorących nośników i efektów termicznych. Lee, Kim i Choi wykonali [76] metodą solgel warstwę SiO_2 zawierające cząsteczki złota, średnica cząsteczek wynosiła około 10 nm przy koncentracji 0,73% objętościowych. Warstwę badano w pasmie absorpcyjnym plazmonów powierzchniowych (530–570 nm).

Wielkość nieliniowości określono metodą zdegenerowanego mieszania czterofalowego; stwierdzono, że miała ona charakter termooptyczny i wynosiła $(0,4-2,3) \cdot 10^{-8}$ esu.

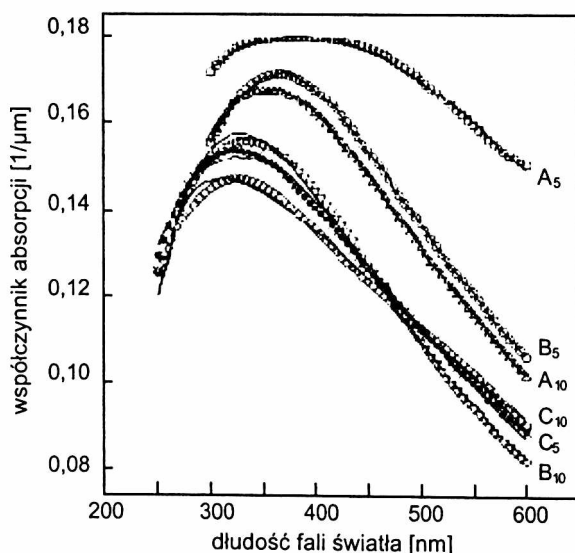
W przypadku małych koncentracji metalu współczynnik podatności nieliniowej jest proporcjonalny do czwartej potęgi czynnika f (*local field factor*) [40]:

$$f = \frac{3\varepsilon_d}{\varepsilon_m + 2\varepsilon_d} \quad (4.12)$$

gdzie: $\varepsilon_m = \varepsilon_1 + j\varepsilon_2$ – przenikalność elektryczna cząsteczek metalowych, ε_d – przenikalność elektryczna matrycy dielektrycznej.

W warunkach rezonansu (plazmonów powierzchniowych) $|\varepsilon_1 + 2\varepsilon_d|$ ma wartość bliską zero i współczynnik $f = 3\varepsilon_d/\varepsilon_2$. Im większy współczynnik załamania matrycy ($\varepsilon_d = n^2$ dla zerowej absorpcji matrycy), tym silniejsze są efekty nieliniowe. Z tego też względu celowe wydaje się zastosowanie TiO_2 , który odznacza się jednym z najwyższych współczynników załamania wśród materiałów stosowanych w technice cienkowarstwowej. Liao wraz ze współpracownikami badał warstwy TiO_2 z nanocząsteczkami złota [77]. W warstwie TiO_2 (o współczynniku załamania 2,4) uzyskano $\chi^{(3)} = 6 \cdot 10^{-7}$ esu.

Metodą nanoszenia elektrolitycznego wytworzono nanoklaster srebła, które w procesie technologicznym umieszczono w matrycy polistyrenowej [8]. Charakterystyki tłumienia wykonanych warstw wykazują wyraźną zależność od wymiaru kryształu (rys. 4.2). Przebieg charakterystyk jest zgodny z teorią rozpraszania Mie [8] i wskazuje na lokalne wzmocnienie pola w pobliżu częstotliwości rezonansowej plazmonów po-

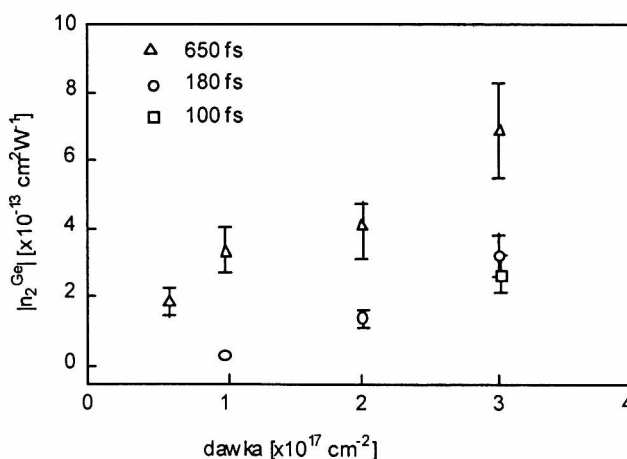


Rys. 4.2. Zależność współczynnika absorpcji od długości fali światła dla różnych nanokompozycji srebra w polistyrenie. Średnice nanokryształów: A5 – 25,7 nm, B5 – 19,5 nm, A10 – 18,2 nm, B10 – 14,2 nm, C5 – 13,9 nm, C10 – 10,3 nm. Indeks oznacza napięcie w procesie osadzania elektrolitycznego. Linia ciągłą przedstawiono wyniki pomiarów, punkty prezentują wartości obliczone zgodnie z teorią rozpraszania Mie [źródło 8]

wierzchniowych [32]. Pojawiająca się na skutek tego rezonansowa absorpcja nadaje szklę charakterystyczną barwę i zwiększa nieliniowości optyczne trzeciego rzędu (nieliniowości Kerra).

Szklę domieszkowane krystalitami półprzewodników mieszanych $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$, dostępne powszechnie jako optyczne filtry krawędziowe, charakteryzują się nieliniowym współczynnikiem załamania rzędu $2 \cdot 10^{-14} \text{ m}^2/\text{W}$ podczas pobudzania impulsami laserowymi (10 ns) w zakresie widzialnym [60]. Duża nieliniowość i mały czas odpowiedzi (mniejszy od nanosekundy) powodują, że szklę te są materiałem przydatnym w budowie przyrządów optoelektroniki nieliniowej.

Po wprowadzeniu (metodą implantacji) germanu do topionego kwarcu i po wygrzaniu próbki otrzymano [32] strukturę ze szklę domieszkowanego nanokrystalami germanu o nieliniowości $|n_2| = (2,7-6,9) \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ (nieliniowość zwiększała się ze wzrostem czasu trwania impulsu dla ustalonej energii impulsu lasera). Relaksacja odpowiedzi nieliniowej miała dwie charakterystyczne stałe czasowe: jedna $< 100 \text{ fs}$, druga $\sim 1 \text{ ps}$ (rys. 4.3)



Rys. 4.3. Nieliniowy współczynnik załamania $|n_2^{\text{Ge}}|$ wykreślony w funkcji dawki implantowanego germanu i czasu trwania impulsu [źródło 32]

4.3. Określenie struktury i rozmiaru krystalitów

Podstawową metodą pomiaru parametrów struktur optoelektronicznych są pomiary optyczne, aby uzyskać pełną informację o nowym materiale, należy przeprowadzić wiele pomiarów i analiz (strukturalnych, chemicznych, wytrzymałościowych, optycznych i elektrycznych). W odniesieniu do struktur nieliniowych z elementami kwantowymi szczególnej wagi nabierają pomiary strukturalne i obserwacje bezpośrednie struktury. Pozwalają one zweryfikować informacje dotyczące rozmiarów i kształtów krystalitów (lub formy innych elementów).

Większość informacji o rozmiarach i strukturze mikrokrystalitów uzyskano metodami rentgenowskimi X i za pomocą transmisyjnego mikroskopu elektronowego TEM. Ponieważ krystality stanowią zwykle znikomą część materiału, niezbędne są niekiedy rozbudowane metody filtracji sygnału [2]. Obserwacje bezpośrednie za pomocą mikroskopu TEM i badania struktury metodami dyfrakcji X wskazują na dużą zależność zarówno rozmiarów, jak i wielkości mikrokrystalitów od sposobu przygotowania materiału [40]. Stwierdzono, że punktem krytycznym w procesie formowania krystalitów jest moment, gdy energia powierzchniowa i objętościowa równoważą się (co w przybliżeniu odpowiada liczbie atomów powierzchniowych i objętościowych). Od tego momentu krystality nabierają cech materiałów litych (struktura krystalograficzna i stechiometria). Krystality (inaczej niż w większości opisujących je teorii przyjmujących kształt sferyczny) mają formę wielościanów. Ponieważ ich rozkład w matrycy jest chaotyczny, materiał jako całość jest izotropowy optycznie.

Kryształy w zawiesinach ciekłych wydają się mieć węższy rozkład wymiarów (około 7% średnicy całkowitej) niż kryształy w matrycach stałych (10–12%). Rozkład asymetryczny, podobny do przedstawionego zależnością (7.2) otrzymano np. w półprzewodnikach binarnych grupy II–VI [16, 120].

Brakuje informacji o właściwościach i strukturze powierzchni nanokryształów, choć wielokrotnie podkreśla się, że to właśnie stan tej powierzchni znacząco determinuje właściwości optyczne materiału, zwłaszcza czas odpowiedzi [np. 40, 121].

Materiałom domieszkowanym nanokryształami są stawiane specjalne wymagania, które wynikają z ich dwufazowej struktury i wymogów technologii optoelektroniki. Można je ująć w następujących punktach.

- Orientacja mikrokrystalitów w strukturze światłowodowej powinna być kontrolowana w procesie technologicznym (tego wymagania nie spełnia większość materiałów, co ogranicza zakres stosowanych zjawisk nieliniowych do efektów trzeciorzędowych).
- Materiały światłowodu, podłoża i pokrycia powinny być odpowiednio dobrane pod względem współczynników załamania. Ważna jest precyzyjna kontrola współczynników załamania i grubości warstwy.
- Na granicach ziaren powinno występować małe rozpraszanie światła.
- Tłumienie światła powinno być małe.

4.4. Zestawienia parametrów materiałów

W tabelach 4.1–4.3 zestawiono właściwości wybranych materiałów, które mogą znaleźć zastosowanie w optoelektronice nieliniowej.

Tabela 4.1. Zestawienie parametrów materiałów nieorganicznych stosowanych do generacji drugiej harmonicznej światła

Material	λ [nm]	n_{ω}	$n_{2\omega}$	$\frac{d_{\text{eff}}^2}{n_{\omega}^2 n_{2\omega}}$ [$\cdot 10^{-24} \text{ m}^2/\text{V}^2$]	Odporność na uszkodzenie optyczne [GW/cm ²]	Pasmo transmisji [nm]	Uwagi	Źródło
Kwarc	1064	1,5341	1,547	0,028	1,2		trudno uzyskać dopasowanie fazowe	[67]
KDP	1058	1,4938	1,4705	0,029	1,0	200–1500	higroskopowy	[123]
KD*P	1058	1,4978	1,4689	0,034	0,7	200–1500	higroskopowy	[123]
ADP	1058	1,5066	1,4815	0,041	0,4	200–1200		[123]
LiNbO ₃ d_{31}	1058	2,2322	2,2325	1,84	0,1	350–4500		[143]
LiNbO ₃ d_{33}	1152	2,1506	2,2153	89,69			efektywne oddziaływanie tylko w strukturze światłowodowej	[123]
LiTaO ₃	1058	2,1366	2,2089	0,11				[143]
BBO	1064	1,657	1,5541	0,29	13	190–3500		[24]
KTP	1064	1,74–1,83	1,79–189	9,35	0,65	350–4500		[11]
LBO	1064	1,566–1,606	1,579–1,621	0,45	25	160–2600		[23]
KNbO ₃	1064	2,21–2,25	2,20–2,32	10,24		310–5500		[170]
LiJO ₃	1064	1,86	1,75	2,09		310–5500		[100]
ZnO	1058	1,95	2,048	0,4				[143]

KDP – dwuwodorofosforan potasu; KD*P – dwudeuterofosforan potasu; ADP – dwuwodorofosforan amonu; BBO – β -BaB₂O₄; β -boran baru; KTP – fosforan tytanowo potasowy; LBO – LiB₃O₅, boran litu

Tabela 4.2. Właściwości optycznych materiałów domieszkowanych nanokryształami.

Nano-kryształ	Matryca	Nieliniowość		λ [nm]	Wymuszenie		Czas odpowiedzi	Źródło
		$ n_2 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{W}^{-2}$	$\chi^{(3)}$		energia	czas		
Ge	SiO ₂	$(2,7-6,9) \cdot 10^{-13}$		800	6 μJ	100–650 fs	<100fs, 1ps ¹	[32]
Ag	Polistyren	Brak danych						[8]
Au	SiO ₂		$(0,4-2,3) \cdot 10^{-8} \text{ esu}$	530–570				[76]
Au	TiO ₂		$6 \cdot 10^{-7} \text{ esu}$	~680				[76]

¹ Odpowiedź charakteryzowana przez dwie stałe czasowe

Tabela 4.3. Kryteria jakości niektórych materiałów nieliniowych dla nieliniowości trzeciego rzędu

Material	λ μm	n_2 m^2/W	Czas od- powiedzi τ s	α 1/cm	$n_2/\lambda\alpha$ $\cdot 10^{-8}$	Δn_{sat}	$\Delta n_{\text{sat}}/\lambda\alpha$	Źródło
GaAlAs ^r	1	10^{-8}	10^{-8}	10^4	1	0,1	0,1	
GaAlAs ^{nr}	1	10^{-12}	10^{-8}	30	0,033	$2 \cdot 10^{-3}$	0,9	
sd CdS _x Se _{1-x}	1	10^{-14}	10^{-11}	3	0,003	$5 \cdot 10^{-5}$	0,3	
PTS ^{nr}	1	$>10^{-16}$	$<10^{-12}$	<2	$5 \cdot 10^{-5}$	$>10^{-3}$	>10	[75]
SiO ₂	1	10^{-20}	10^{-14}	10^{-5}	10^{-3}	$>10^{-6}$	>1000	

r – rezonansowa, nr – nierezonansowa, sd – szkło domieszkowane, PTS – poly[2,4-hexadiyn-1,6-diol-bis(p-toluene sulphonate)]

5. Wytwarzanie warstw i struktur światłowodowych

W optoelektronice stosuje się obecnie kilkanaście metod wytwarzania warstw i struktur światłowodowych. Należą do nich metody heterogeniczne, homogeniczne i metody mikroelektroniki półprzewodnikowej. W grupie metod heterogenicznych stosuje się takie techniki wytwarzania, jak parowanie radiacyjne lub z działu elektronowego [73], napylanie warstw dielektrycznych [117], osadzanie z roztworów [68, 49], polimeryzację w wyładowaniu, osadzanie chemiczne z fazy gazowej (CVD). Metody homogeniczne to dyfuzja domieszki, wymiana jonowa, implantacja jonów [168, 169], metody mikroelektroniki półprzewodnikowej to efekt falowodowy przy zmniejszeniu koncentracji nośników, światłowodowy elektrooptyczny i techniki epitaksjalne (epitaksja z fazy ciekłej – LPE, epitaksja z fazy gazowej – VPE, epitaksja z wiązek molekularnych – MBE, epitaksja z fazy gazowej ze źródeł metaloorganicznych – MOCVD [186]). W sporządzonej liście pominięto techniki, które w najbliższym czasie mają małe szanse na powszechniejsze zastosowanie (np. techniki wytwarzania warstw Langmuira–Blodget [118] i fotostymulację). W pracy nie będą również omawiane technologie wytwarzania światłowodów włóknistych, ich opis można znaleźć w podręcznikach optyki światłowodowej, np. [93]. Do najpopularniejszych metod stosowanych obecnie należą: dyfuzja i wymiana jonowa, napylanie jonowe i epitaksja.

Według kryterium częstotliwości stosowania technologii i liczby wytworzonych przyrządów czołowe miejsce zajmują techniki dyfuzji i wymiany jonowej w niobianie litu [134, 137, 58]. Techniki te są chętnie stosowane, ponieważ umożliwiają otrzymanie światłowodów o małym tłumieniu w materiale o dobrych właściwościach nieliniowych i elektrooptycznych. Zaletą tych technik jest również prosty sprzęt (piec ze stabilizacją temperatury) i nieskomplikowany proces technologiczny. Do wad należą: wymagana wysoka (optyczna) jakość kryształu LiNbO_3 , konieczność polerowania powierzchni po zakończeniu dyfuzji (dodatkowy proces technologiczny), wysoka temperatura procesu, która niekiedy pogarsza właściwości elektrooptyczne kryształu. Za pomocą dyfuzji wykonywano światłowodów również w innych materiałach o dobrych właściwościach nieliniowych, np. w fosforanie tytanowopotasowym (KTP) [11].

Inną metodą wytwarzania światłowodów w LiNbO_3 i innych materiałach może być implantacja jonów [31, 30]. Światłowodów otrzymywanych w ten sposób mogą być formowane przez dwa mechanizmy:

- domieszkowanie materiałem zwiększającym współczynnik załamania (np. Ag, Ti),
- modyfikację struktury materiału, zmieniającą współczynnik załamania, np. przez wprowadzenie naprężeń, amorfizację struktury lub generację defektów lokalnych (centra pułapkowe nośników swobodnych, centra barwne).

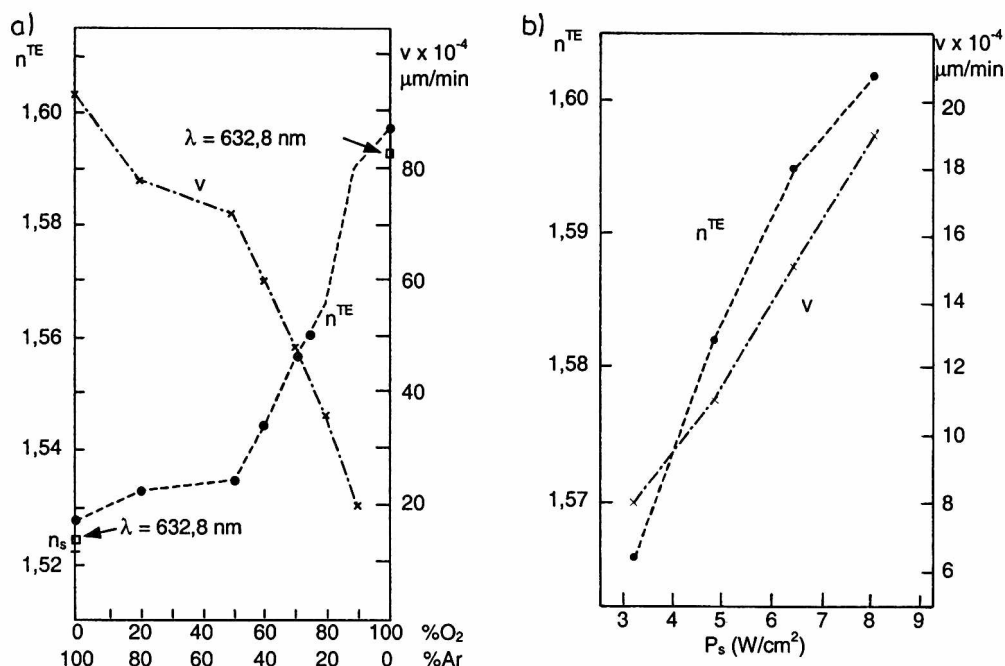
Zalety implantacji to niższa (niż przy dyfuzji) temperatura procesu, możliwość bezpośredniego formowania wzorów światłowodowych w podłożu, duża dowolność wyboru materiału podłoża i domieszki. Podstawową wadą tej technologii jest duży koszt i mała dostępność sprzętu (implantator). Ponadto, zwykle po implantacji tłumienie światłowodów jest duże i trzeba go dodatkowo wygrzewać, a to komplikuje i podraża technologię.

5.1. Dielektryczne światłowody warstwowe

Metody heterogeniczne, polegające na osadzaniu warstwy światłowodowej na obcym podłożu optycznym, są atrakcyjne dla konstruktorów, ponieważ dają dużą dowolność wyboru materiałów. Warstwy światłowodowe wytworzone technikami z tej grupy mogą być stosunkowo łatwo formowane metodami fotolitografii, znanymi z mikroelektroniki półprzewodnikowej. Obecnie najczęściej stosowaną techniką wytwarzania warstw optycznych, w tym światłowodowych, jest napylenie jonowe. Przez lata przyjmowano, że światłowody wytwarzane metodami heterogenicznymi mają straty od jednego do kilkudziesięciu dB/cm, co wykluczało je z obszaru zastosowań, gdzie są wymagane duże gęstości mocy optycznych (wiele urządzeń optoelektroniki nieliniowej). Rozwój technologii warstw optycznych umożliwia dziś nanoszenie warstw o tłumieniu mniejszym niż 1 dB/cm (wykonano warstwy o tłumieniu około 0,01 dB/cm [161]).

Najbardziej uniwersalną i efektywną technologią nanoszenia warstw jest magnetronowe napylenie w polu wielkiej częstotliwości (w.cz.). Uniwersalność metody jest związana z możliwością nanoszenia warstw z dowolnych materiałów, efektywność zaś – z dużą szybkością wzrostu. Warstwy światłowodowe z targetów¹ dielektrycznych napyła się zwykle w atmosferze argonowej. W celu poprawienia stechiometrii wykonywanych warstw lub modyfikacji ich składu chemicznego argon miesza się z gazami reaktywnymi (najczęściej tlenem lub azotem). Rzadziej rozpylanie prowadzi się w atmosferze czystych gazów reaktywnych. Dalej, na podstawie pracy prowadzonych z współudziałem autora [66], scharakteryzowano proces nanoszenia światłowodów szklanych za pomocą magnetronu w.cz.. Napylenie prowadzono z chłodzonego wodą targetu ze szkła C-7059 (Corning). Warstwy nanoszono pod ciśnieniem mieszaniny gazów $5 \cdot 10^{-2}$ Pa (z wyjątkiem procesów, w których badano wpływ ciśnienia na parametry warstw) przy gęstościach mocy od 3,2 do 8,0 W/cm². Mierzono współczynnik załamania, dwójłomność i tłumienie światłowodów oraz gładkość powierzchni i skład chemiczny warstw. Właściwości warstw znacznie zależały od mocy wyładowania i składu mieszaniny gazów. Na rysunku 5.1 przedstawiono zależność szybkości nanoszenia

¹ W technice napylenia jonowego targetem nazywa się źródło nanoszonego materiału



Rys. 5.1. Zależność współczynnika załamania (n^{TE}) i szybkości nanoszenia (v) warstw od:
a) składu mieszaniny gazów, b) mocy wyładowania; $\lambda = 488 \text{ nm}$.
Zależność od składu mierzono dla mocy $6,4 \text{ W/cm}^2$ [66]

i współczynnika załamania warstwy w funkcji składu i ciśnienia mieszaniny gazów. Zarówno przedstawione na wykresie, jak i inne właściwości napyłanych warstw zależą w dużym stopniu od parametrów procesu nanoszenia, co może być wykorzystane do sterowania właściwościami wytwarzanych światłowodów.

Dla konstruktorów nieliniowych przyrządów fonicznych interesujące są możliwości wytwarzania warstw i struktur wykazujących nieliniowe właściwości optyczne. W światłowodach $LiNbO_3$ wytwarzanych metodami napyłania jonowego [156, 104] udało się wygenerować drugą harmoniczną, choć efektywność generacji jest niewielka w porównaniu efektami uzyskanymi w światłowodach dyfuzyjnych [59]. Poza niobianem litu prowadzono również badania nad generacją harmonicznymi w innych materiałach, np. ZnO [190, 141] i ZnS [56]. Niestety efektywność oddziaływania jest na razie zbyt mała, aby można je było stosować w praktyce.

Warstwy nanoszone metodami heterogenicznymi mają zazwyczaj strukturę polikrystaliczną lub amorficzną. Ogranicza to lub uniemożliwia otrzymanie w nich efektywnych oddziaływań nieliniowych drugiego rzędu (szczególnie generacji drugiej harmonicznej).

Chociaż wszystkie technologie wytwarzania światłowodów mogą znaleźć w przyszłości zastosowanie w produkcji fonicznych układów optoelektroniki zintegrowanej, będą one wymagały zmniejszenia tłumienia światłowodów i lepszej kontroli struktury krystalicznej warstw. Ze względów technologicznych, przynajmniej początkowo,

większą szansę na zastosowanie mają materiały prostsze – dwuskładnikowe (np. raczej ZnO niż KTP). Jest to szczególnie istotne w odniesieniu do zastosowań opartych na nieliniowościach drugiego rzędu ze względu na dużą gęstość mocy światła i konieczność dopasowania fazowego wiązek pierwotnej i harmonicznej.

Przyrządy, których działanie jest oparte na nieliniowości trzeciego rzędu (nieliniowej zmianie współczynnika załamania), mają mniejsze wymagania co do struktury krystalograficznej niż w przypadku efektów drugiego rzędu. W związku z tym zarówno wybór materiałów, jak i technologii jest większy. Również moc światła potrzebna do uzyskania użytecznych efektów nieliniowych jest mniejsza.

Szkło jest materiałem o bardzo dobrych właściwościach optycznych. Co prawda, szkło kwarcowe ma mały współczynnik nieliniowy, jednak są szkła o współczynnikach nieliniowych o kilka rzędów większych od kwarcu [177]. Ze względu na technologię, problemem jest zachowanie stechiometrii i małego tłumienia szkła w otrzymywanych warstwach światłowodowych. Warstwy mają większe tłumienie niż materiały lite, co ogranicza poziom stosowanych mocy optycznych, zmniejszając zakres nieliniowych zmian współczynnika załamania.

Problem zachowania stechiometrii w szkle wieloskładnikowym można rozwiązać przez zastosowanie szkła domieszkowanego nanokrystalami półprzewodników. Szkło to ma bardzo dobre właściwości nieliniowe, określone głównie przez rozmiary i skład krystalitów. Skład i wielkość krystalitów dość łatwo kontroluje się za pomocą parametrów procesu technologicznego (napięcia próżniowego, wytrącania z roztworu, wzrostu w matrycy szklanej), trudno natomiast kontrolować rozkład rozmiarów krystalitów.

Niektóre materiały organiczne odznaczają się dobrymi właściwościami nieliniowymi. Nanoszenie warstw za pomocą rozwirowania czy polimeryzacja plazmowa umożliwiają masową produkcję i zapewniają niskie ceny przyrządów. Innym rozwiązaniem jest zastosowanie techniki Langmuira–Blodget. Umożliwia ona wytwarzanie zaawansowanych struktur podobnych do supersieci półprzewodnikowych. Materiały organiczne nie cieszyły się dotąd popularnością wśród projektantów przyrządów mikroelektronicznych. To nastawienie ulega jednak zmianie [51]. Można się spodziewać, że w najbliższej przyszłości materiały organiczne będą konkurować z zaawansowanymi strukturami półprzewodnikowymi, np. z supersieciami lub kropkami kwantowymi.

5.2. Materiały domieszkowane nanokrystalami

W optoelektronice można stosować materiały wytwarzane przez domieszkowanie nanokrystalami metalicznymi i półprzewodnikowymi.

Nanokrystały metaliczne mogą występować jako zawiesiny koloidalne, cząsteczki w szklach i innych materiałach stałych, wtłoczenia krystaliczne w materiałach porowatych, nieciągłe cienkie warstwy metaliczne i swobodne cząsteczki w gazach lub związkach. Nanokrystały powinny odznaczać się dużym zakresem rozmiarów i małym rozrzutem parametrów (skład i średnica) w odniesieniu do konkretnej próbki. Wszystkie

wymienione formy nanokryształów metali (z wyjątkiem ostatniej) można stosować do budowy przyrządów optoelektronicznych.

Procedura wytwarzania koloidalnych zawiesin metali składa się z czterech podstawowych kroków [40]:

- przygotowanie kwaśnego roztworu odpowiedniego metalu,
- redukcja roztworu za pomocą odczynnika (zwykle cytrynianu sodu), aby otrzymać zawiesinę cząsteczek,
- usunięcie pozostałych jonów w procesie dializy,
- pokrycie warstwy substancją ochronną (stabilizującą) w celu zabezpieczenia przed agregacją lub inną degradacją struktury.

W badaniach eksperymentalnych otrzymywano zawiesiny złota, srebra i platyny [40]. Średnica kryształitów wynosiła około $15 \text{ nm} \pm 1 \text{ nm}$. Można średnicę zwiększać, stosując zarodkowanie, zmniejszać natomiast przez redukcję fosforem [40]. Próbowano wytwarzać również zawiesiny z rtęcią, jednak rozmiary cząsteczek zmieniały się na skutek koagulacji [37].

Szklą domieszkowane mikrokryształami metali zwykle otrzymuje się według następującej procedury (przykład dla złota) [40, 93]:

- Do szkła o składzie 71,5% SiO_2 , 23% Na_2O , 4% Al_2O_3 , 1% ZnO , 0,13% CeO_2 i 0,3% Sb_2O_3 dodaje się niewielką ilość złota (0,1–1% wag. w formie $\text{HAuCl}_4 \cdot n\text{H}_2\text{O}$).
- Mieszaninę podgrzewa się do temperatury 1400°C przez 8 h; po wystudzeniu otrzymuje się bezbarwne i przezroczyste szkło.
- Jeżeli szkło oświetli się wysokoenergetycznym promieniowaniem (UV lub γ), czynnik światłoczuły CeO_2 redukuje jony złota, tworząc centra wzrostu. Dawka promieniowania określa gęstość centrów, tzn. gęstość nanokryształitów.
- Po ogrzaniu szkła do temperatury bliskiej temperaturze mięknięcia złoto zaczyna dyfundować w kierunku zarodków i tworzy nanokryształy. W tym czasie szkło nabiera rubinowoczerwonej barwy. Ponieważ w trakcie grzania tworzą się nowe centra wzrostu, rozmiarów kryształitów nie można precyzyjnie ustalić.

Podobnymi metodami wytwarzano również szkło domieszkowane srebrem, platyną i innymi metalami [33]. W materiałach krystalicznych można otrzymywać nanokryształy metodami podobnymi jak w szkłe [14, 18, 52, 116, 45].

Inna technika polega na stosowaniu szkła porowatego. Można je „nasącać” mikrokryształami metalu [83, 183]. Stosuje się w tym celu szkło o składzie 96% SiO_2 , 3% B_2O_3 z niewielką ilością Na_2O , Al_2O_3 i innych tlenków. Po usunięciu fazy szkła bogatej w bor powstaje porowata matryca, którą zanurza się w roztopionym metalu. Metal wnika w pory. Ponieważ rozmiary porów są precyzyjnie określone, otrzymuje się materiał o bardzo wąskim rozkładzie średnic mikrokryształów.

Czasami stosuje się nieciągłe (wyspowe) warstwy metaliczne, które można otrzymać metodami próżniowymi (parowanie) na powierzchni kryształów jonowych [133].

Nanokryształy półprzewodnikowe od dawna wzbudzają duże zainteresowanie [przeгляд wczesnych metod wytwarzania materiałów domieszkowanych nanokryształami

półprzewodników można znaleźć w pracy Flytzanisa 40]. Wytwarzano je w cieczach (roztworach koloidalnych) i w matrycach dielektryków stałych (szkło, kryształy jonowe, żele, polimery).

Pierwsze opisy wytwarzania roztworów koloidalnych, zawierających nanokryształy półprzewodnikowe pochodzą z przełomu dziewiętnastego i dwudziestego wieku [83, 35]. Koloidalne roztwory półprzewodników są zazwyczaj łatwe do wykonania, dość jednorodne pod względem rozmiarów cząsteczek i nadają się do badania cech podstawowych materiału. Z tego względu poświęcono im wiele prac [10, 107, 48, 127, 103, 128, 184]. Z drugiej strony, ich praktyczna przydatność do budowy przyrządów jest niewielka.

Procedury wytwarzania nanokryształów półprzewodnikowych i nanokryształów metalicznych są podobne. Roztwory otrzymuje się przez strącanie w roztworach odwróconych miceli, następnie przekształca się atomy powierzchniowe, aby je stabilizować i przeciwdziałać rozpuszczaniu lub agregacji [40]. Zwykle nanokryształy wytwarzane w roztworach koloidalnych mają mniejszy rozkład wymiarów niż w ciałach stałych.

Wiele prac poświęcono dielektrykom domieszkowanym nanokryształami półprzewodników [125, 17, 34, 57, 180, 179]. Do tej pory opracowano technologie otrzymywania dowolnych kombinacji materiałów półprzewodnikowych i matryc, jednak do połowy lat osiemdziesiątych możliwe było otrzymywanie niemal wyłącznie nanokryształów półprzewodników grupy II–VI (na niewielką skalę wytwarzano również nanokryształy półprzewodników grupy I–VII).

Technologia wytwarzania szkła domieszkowanego półprzewodnikami przedstawia się następująco [125, 34]: Materiał wyjściowy uzyskuje się przez wygrzewanie szkła kwarcowego (20% ZnO, 20% K₂O₅, 50% SiO₂) w temperaturze do 1400 °C, wymieszanego ze składnikami półprzewodnika potrzebnego do uzyskania pożądanej domieszki (np. Cd, S i Se dla uzyskania nanokryształów CdSSe lub Cu i Cl dla CuCl). W czasie wygrzewania związki chemiczne ulegają rozkładowi, pierwiastki dyfundują w formie jonów lub atomów w szklanej matrycy. Na tym etapie dodaje się również dodatkowe domieszki, aby poprawić parametry szkła. Na przykład do CdSSe dodaje się Te, aby poprawić mechaniczną zgodność szkła i półprzewodnika. W trakcie wygrzewania składniki domieszki powinny być (za sprawą dyfuzji termicznej) równomiernie rozprowadzone w objętości matrycy. Zarówno parowanie składników domieszki, jak i ich aglomeracja w tym stadium pogarszają parametry produktu końcowego. Po fazie wysokotemperaturowego grzania i dyfuzyjnego rozprowadzenia domieszki następuje faza chłodzenia i powtórnego grzania do temperatury 500 °C w celu relaksacji mechanicznej. Na tym etapie materiał jest ciągle bezbarwny (tak jak szkło wyjściowe), ale powstały już centra kondensacji. Centra tworzą zlepki atomów (około 100). W centrach kondensacji właściwości powierzchniowe dominują nad właściwościami objętościowymi materiału (liczba atomów „powierzchniowych” jest większa od liczby atomów w objętości). Po procesie topienia i odpuszczania, w którym tworzą się zarodki krystalizacji, następuje tzw. wygrzewanie uderzeniowe. Polega ono na podgrzewaniu szkła do temperatury

od 500 do 700 °C przez czas od kilku do kilkunastu godzin. W tym procesie wzrastają krystality i, zazwyczaj, szkło nabiera charakterystycznego koloru (w przypadku CdSSe – żółtego lub żółtoczerwonego). Rozmiar i rozkład wielkości krystalitów zależą od czasu i wysokości temperatury wygrzewania.

Teorię wzrostu nanokrystalitów ze stałych roztworów nasyconych przedstawiono w pracach [34, 79, 80]. Po założeniu, że cząsteczki mają kształt sferyczny, obliczono ich średni promień

$$\bar{a} = \left(\frac{4}{9} \sigma D c \tau \right)^{1/3} \quad (5.1)$$

gdzie: σ – napięcie powierzchniowe interfejsu, D – współczynnik dyfuzji związku, c – stała eksperymentalna zależna od temperatury wygrzewania uderzeniowego, τ – czas trwania tego wygrzewania.

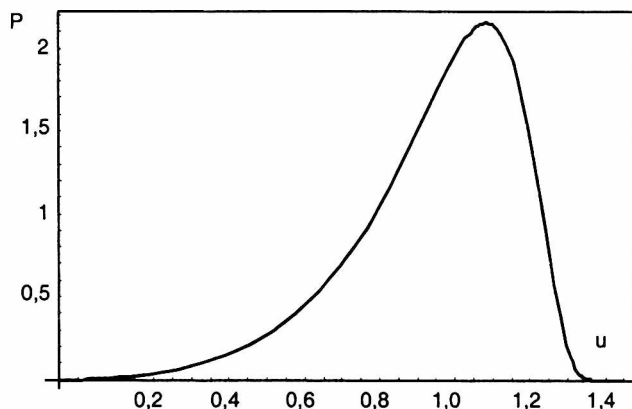
Funkcja rozkładu wielkości krystalitów natomiast przedstawia się następująco:

$$P(u) = \begin{cases} \frac{3^4 e}{2^{5/3}} \frac{u^2 e^{-1/(1-2u/3)}}{(u+3)^{7/3} (3/2-u)^{1/3}}, & u < 1,5 \\ 0, & u \geq 1,5 \end{cases} \quad (5.2)$$

gdzie: $u = a / \bar{a}$.

Wykres funkcji (5.2) przedstawiono na rysunku 5.2.

W modelu założono, że wszystkie centra krystalizacji powstają w pierwszym etapie (tworzą się z przesyconego roztworu stałego), w trakcie zaś wygrzewania uderzeniowego nanokrystalły powstają poprzez koalescencję: większe krystality wchłaniają



Rys. 5.2. Rozkład średnicy krystalitów [obliczenia własne na podstawie wzoru (5.2)]

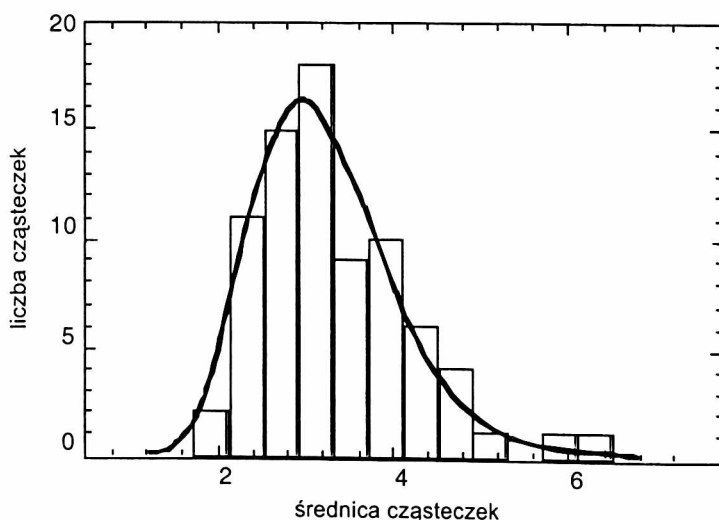
mniejsze. Ze względu na poczynione założenia upraszczające model należy traktować jako jakościowy, może on jednak służyć do weryfikacji trybu tworzenia cząsteczek.

Chemia procesu jest niezwykle istotna. Na przykład wprowadzenie niewielkiej ilości domieszki może znacząco wpłynąć na właściwości mechaniczne, optyczne i nieliniowe materiału.

Nanokryształy można też uzyskać za pomocą implantacji. Na przykład przez wprowadzenie germanu do topionego kwarcu [32] otrzymano nanokryształy o średnicy 3 nm. Dawka i energia implantacji wynosiły odpowiednio $(0,6\text{--}3)\cdot 10^{-17} \text{ cm}^{-2}$ i 1,0 MeV. Po implantacji próbki wygrzewano w temperaturze 1100 °C przez 60 min. Rozkład średnic nanokryształów otrzymanych w tym procesie przedstawiono na rys. 5.3.

Do wytwarzania kompozycji zawierających nanokryształy można również zastosować osadzanie elektrolityczne. Jednakże stosowane technologie muszą być kompatybilne z technikami wytwarzania światłowodów. Banerjee i Chakravorty wykonali [8] warstwy polistyrenu zawierające nanokryształy srebra. Otrzymano je metodą elektrolityczną z żelu zawierającego $\text{AgNO}_3\text{--SiO}$. Warstwy tworzyły się w trakcie wyciągania podłoża z roztworu zawierającego nanokryształy rozpuszczone w polistyrenie. Otrzymane nanokryształy, w zależności od składu kompozycji wyjściowej i napięcia elektrodyfuzji, miały średnicę od 10,3–25,7 nm z odchyleniem standardowym (dla danego procesu) $\sim 1,5$ nm. Poprzez wzrost wartości napięcia elektrodyfuzji i zwiększenie zawartości AgNO_3 uzyskiwano zmniejszenie średnicy kryształów.

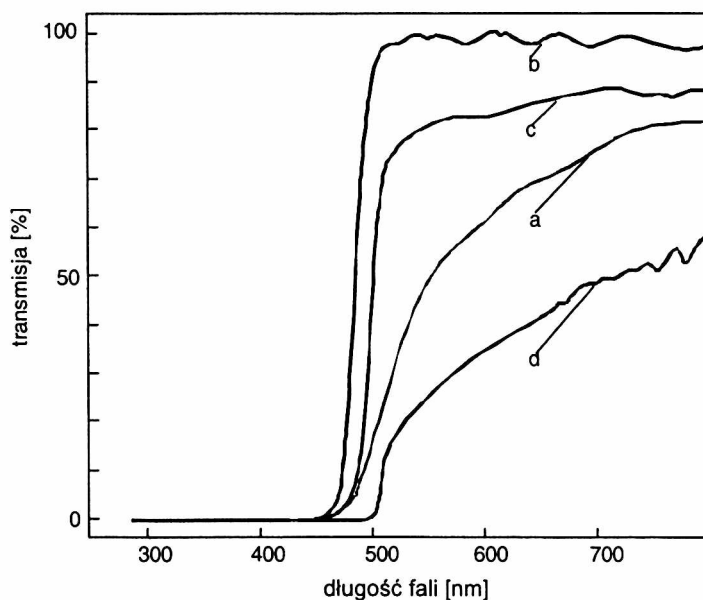
Technologią solgel wykonano warstwy SiO_2 zawierające nanocząsteczki złota [76]. Koncentracja objętościowa złota wynosiła 0,73%, rozmiar zaś nanocząsteczek oceniono na 10 nm.



Rys. 5.3. Rozkład średnicy nanokryształów dla germanu implantowanego do SiO_2 . Dawka implantacji $3\cdot 10^{17} \text{ Ge cm}^{-2}$. Średni wymiar kryształitu 3,0 nm z odchyleniem standardowym 0,25 [32]

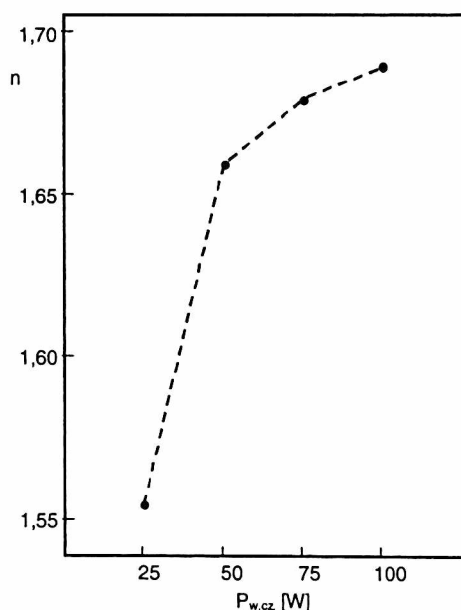
5.3. Wytwarzanie światłowodów domieszkowanych nanokryształami

Światłowodowy domieszkowane mikrokryształami półprzewodnikowymi otrzymywano metodą wymiany jonowej [55, 27] lub nakładając warstwę polimerową zawierającą nanokryształy [181]. Pierwsza metoda wymaga specjalnie przygotowanego szkła, druga daje światłowodowy o słabej odporności mechanicznej i termicznej. Autor i współpracownicy [112] badali właściwości światłowodów szklanych (liniowych) nanoszonych na nieliniowych podłożach. Otrzymane tą metodą światłowodowy mają bardzo dobre właściwości optyczne, jednak efektywność oddziaływań nieliniowych jest ograniczona gęstością mocy prowadzonej w podłożu. Mając na uwadze poprawienie efektywności, opracowano przy współudziale autora technologię [64, 63] wytwarzania domieszkowanych półprzewodnikami warstw światłowodowych metodą rozpylania jonowego. Warstwy osadzano na mikroskopowych szkiełkach podstawkowych (ze szkła sodowego) i na podłożach ze szkła C-7059 (Corning) metodą magnetronowego napyłania w.c.z. Stosowano dwa rodzaje targetów: jednorodny ze szkła domieszkowanego półprzewodnikami (CdSSe) i dwusegmentowy składający się z niedomieszkowanego szkła C-7059 kwarcowego tygła zawierającego sproszkowany siarczek kadmu (CdS). Targety z domieszkowanego szkła rozpylano z mocami od 25 do 50 W – wyższe moce powodowały uszkodzenie targetu. Rozpylanie targetów segmentowych prowadzono dla mocy do



Rys. 5.4. Widma transmisji warstw rejestrowane przed a) i po wygrzewaniu warstw w różnych warunkach: b) 450 °C przez 1 h, c) 500 °C przez 24 h, d) 600 °C przez 24 h. Warstwy o grubości 4,5 mm otrzymano z targetu segmentowego (C-7059, CdS) na podłożach ze szkła sodowego (mikroskopowe szkiełka podstawkowe) dla mocy w.c.z. 100 W [63]

chodzących do 100 W bez uszkodzenia targetu. Otrzymane warstwy wygrzewano w powietrzu w temperaturze od 300 do 600 °C. Bezpośrednio po naniesieniu wszystkie warstwy miały brązowe zabarwienie; po wygrzaniu te otrzymane z targetów jednorodnych stawały się przezroczyste, otrzymane zaś z targetów segmentowych – jasnożółte. Warstwy otrzymane z targetów jednorodnych odznaczały się słabą adhezją i bardzo małą zawartością domieszki półprzewodnika. Znacznie lepsze właściwości miały warstwy otrzymane z targetów segmentowych. Adhezja i jakość powierzchni warstw były bardzo dobre; tłumienie światłowodów mierzone za pomocą sprzęgaczy pryzmatycznych wynosiło 10 dB/cm (mod TE_0 , $\lambda = 632,8$ nm). Właściwości wytwarzanych światłowodów zależą w dużym stopniu od parametrów procesu wytwarzania. Na rysunkach 5.4 i 5.5 przedstawiono zależności transmisji i współczynnika załamania warstw od temperatury wygrzewania i mocy w.cz. układu napylającego.



Rys. 5.5. Zmiany współczynnika załamania warstw domieszkowanych nanokryształami półprzewodnika CdSSe w funkcji mocy w.cz. układu napylającego. Warstwy wygrzewano w temperaturze 450 °C przez 1 h [63]

5.4. Epitaksja

Spośród wszystkich technik epitaksjalnych w półprzewodnikowej optoelektronice zintegrowanej najchętniej stosuje się technikę epitaksji gazowej ze związków metalo-organicznych (MOCVD = *metal-organic vapor phase deposition*). Reagenty osadza się pod ciśnieniem atmosferycznym lub obniżonym. Minimalne szybkości wzrostu warstw epitaksjalnych mieszczą się w zakresie od kilku do kilkudziesięciu nanometrów na mi-

nutę. Metoda MOCVD pozwala ona na osadzanie warstw wysokiej jakości, umożliwia precyzyjne sterowanie składem i szybkością wzrostu warstwy oraz gwarantuje wysoką wydajność i powtarzalność procesów epitaksji. Technika MOCVD jest oparta na pirolizie związków metaloorganicznych i ich reakcji z arsenowodorem, w atmosferze wodoru, w wysokiej temperaturze. Podstawowym etapem określającym szybkość wzrostu warstw GaAs jest transport masy trójmetylku galu w kierunku podłoża, w którego pobliżu następuje piroliza. TMGa jest również katalizatorem rozpadu drugiego gazu źródłowego – arsenowodoru. Uwolniony gal, wskutek rozpadu trójmetylku galu, reaguje z arsenem powstałym w wyniku dysocjacji arsenowodoru i powstaje cząsteczka GaAs, która osiada na powierzchni podłoża GaAs.

Inne, konkurencyjne techniki epitaksji, jak LPE² czy VPE³, są quasirównowagowe w tym sensie, że jednocześnie z procesem osadzania warstwa rozpuszcza się. W porównaniu z technikami quasirównowagowymi kinetyka nanoszenia MOCVD mniej zależy od temperatury podłoża. Między innymi z tego powodu technika MOCVD nie jest tak skomplikowana pod względem aparatury: potrzebna jest instalacja gazowa, reaktor i system grzania podłoża (indukcyjny lub radiacyjny). Łatwość sterowania składem osadzanych warstw, możliwość otrzymywania jednorodnych warstw na dużych podłożach i mała wrażliwość na zmiany temperatury sprawiają, że za pomocą techniki MOCVD można stosunkowo łatwo wytwarzać jednorodne struktury wielowarstwowe na dużych powierzchniach.

W tabeli 5.1 porównano trzy popularne techniki epitaksji: z fazy ciekłej (LPE), ze związków metaloorganicznych (MOCVD) i z wiązki molekularnej (MBE). Każda technika ma wady i zalety – ze względu na stosunkowo niski koszt instalacji, dużą wydajność i dobre parametry warstw do wytwarzania przyrządów optoelektronicznych technikę MOCVD stosuje się częściej niż MBE i LPE.

Tabela 5.1. Porównanie technik epitaksjalnych według kryterium ich przydatności w technologii przyrządów światłowodowych [20]

Parametr	Proces		
	LPE	MOCVD	MBE
Stopy z Al	Możliwe	Możliwe	Możliwe
Zakres szybkości wzrostu (m/min)	0,1–10	0,005–1,5	kilka÷0,05
Grubość minimalna (Å)	500	20	5
Jednorodność	dobra	dobra	dobra
Morfologia powierzchni	zła	zła	zła
Ostrość przejścia (interfejsu)	zła	dobra	doskonała
Poziom domieszkowania (cm ⁻³)	10 ¹⁴ –10 ¹⁹	10 ¹⁴ –10 ¹⁹	10 ¹⁴ –10 ¹⁹
Wydajność procesu	niska	wysoka	bardzo niska

² Epitaksja z fazy ciekłej (*liquid phase epitaxy*).

³ Epitaksja z fazy gazowej (*vapor phase epitaxy*).

5.5. Technologia struktur

We współczesnych sieciach optycznych stosuje się falę świetlną jako nośnik informacji, jednak bardziej zaawansowane funkcje, takie jak komutacja łączy i pakietów czy regeneracji sygnału realizuje się w sposób elektroniczny. Warunkiem utworzenia optycznych struktur sieciowych jest zastosowanie urządzeń realizujących modulację, przełączanie, multipleksację czy konwersję długości fali świetlnej metodą optyczną.

Do tej pory wykonano wiele przyrządów realizujących wymienione funkcje. Stosowano różne materiały i techniki: przełączniki mikromechaniczne ze zwierciadłami, przełączniki ciekłokrystaliczne oraz przełączniki w niobianie litu lub materiałach półprzewodnikowych (GaAs, InGaAsP i związki pochodne). Obecnie trudno określić, które rozwiązanie zdominuje pozostałe. Ta różnorodność rozwiązań i materiałów utrudnia wybór i opis technologii wytwarzania przyrządów optoelektronicznych. Przedstawiono proces wytwarzania struktury modulatora elektrooptycznego wykonanego na podłożu półprzewodnikowym. Przykład ten ilustruje technologię wytwarzania klasy optoelektronicznych przyrządów monolitycznych, które w przyszłości mają duże szanse dominować na rynku optycznych przyrządów sieciowych.

Zanim przystąpi się do projektowania elementu lub układu optoelektronicznego należy rozważyć następujące zagadnienia:

- założenia konstrukcyjno-operacyjne elementu aktywnego (np. modulatora elektrooptycznego),
- geometrię i kształt urządzenia wynikające z założonych parametrów pracy,
- rodzaj światłowodów, z którymi urządzenie będzie współpracować,
- wybór systemu integracji (monolityczny, hybrydowy, mieszany),
- wybór systemu pakowania i montażu:
 - a) światłowodowego,
 - b) mikroelektronicznego.

Technologia wytwarzania i pomiar parametrów struktury elektrooptycznego modulatora Macha–Zehndera

Proces wytwarzania struktur optoelektroniki zintegrowanej przedstawiono na przykładzie modulatora Macha–Zehndera opracowanego i wykonanego pod kierownictwem autora [112, 113]. Podczas projektowania i wytwarzaniu modulatora elektrooptycznego niezbędna jest znajomość parametrów procesów technologicznych wytwarzania elementu, a przede wszystkim procesu osadzania warstw epitaksjalnych, fotolitografii, trawienia i nanoszenia warstw kontaktowych. Dwa pierwsze elementy wywierają duży i bezpośredni wpływ na parametry wytwarzanego elementu. Jakość warstw kontaktowych wpływa na parametry modulatorów przez zmianę pasożytniczych rezystancji szeregowych. Właściwości modulatorów elektrooptycznych zależą również od wielu innych elementów procesu technologicznego, np. od stanu powierzchni półprzewodnika czy jego pasywacji. Elektryczne i geometryczne parametry wykonywanych struktur pół-

przewodnikowych podlegają weryfikacji za pomocą standardowych procedur kontrolnych procesu technologicznego.

W procesie technologicznym wytwarza się kompletną strukturę modulatora światłowodowego, na którą składają się:

- wielowarstwowa heterostruktura półprzewodnikowa,
- modyfikacje heterostruktury tworzące światłowody paskowe,
- metalizacje elektrod modulatora i elektrody pomocnicze,
- połączenia modulatora z włóknami światłowodowymi,
- podłoże nośne, obudowa i elementy uzupełniające.

Proces technologiczny składa się z następujących etapów:

- Mycie płytek przed epitaksją, stosowano standardowe procedury przygotowania podłoży.
- Epitaksja warstw heterostruktury GaAs/AlGaAs. Warstwę aktywną osadzano na półizolacyjnych podłożach GaAs o rezystywności $10^7 \Omega \cdot \text{cm}$. Warstwy epitaksjalne wytwarzano metodą MOCVD.
- Pomiar parametrów warstwy epitaksjalnej i ewentualna korekcja jej grubości metodą chemicznego trawienia w roztworze $\text{H}_3\text{PO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$ (1:1:200, szybkość trawienia w temperaturze pokojowej wynosi 20 nm/min).
- Mycie podłoży przed fotolitografią.
- Fotolitografia światłowodów. Korzystano z masek chromowych wytworzonych metodą elektronolitografii. Stosowano standardowy proces litografii na fotorezystach pozytywowych AZ 1350 (Hoechst); naświetlanie wykonano za pomocą urządzenia do zgrywania i naświetlania masek MA56 (Karl Zuss). Podłoża naświetlano w kontakcie próżniowym między maską a płytką, za pomocą lampy UV o długości fali padającego promieniowania równej 420 nm.
- Formowanie światłowodów paskowych. Światłowody trawiono w roztworze $\text{H}_2\text{PO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$ (1:1:40, temp. 20 °C przez 60 s, wykonywano podtrawienia o głębokości do 0,1 mm). Szerokość światłowodu wynosiła 4 mm.
- Mycie płytki przed fotolitografią kontaktów.
- Fotolitografia *lift-off* elektrod modulatora. Stosowano zmodyfikowany w stosunku do instrukcji firmowej proces obróbki fotorezystu AZ 1350 SF. Określono optymalny kształt krawędzi fotorezystu w celu uzyskania poprawnych krawędzi metalizacji.
- Podtrawianie warstw GaAs przed metalizacją. Stosowano dwuetapowy proces trawienia chemicznego. W pierwszym etapie usuwano utlenioną powierzchnię warstwy, w drugim polerowano.
- Nanoszenie elektrod modulatora. Kontakty Schottky'ego tworzyła warstwa Ti/Pd/Au.
- Fotolitografia *lift-off* metalizacji elektrod.
- Separacja struktur. Ze względu na wymaganą wysoką jakość powierzchni czołowych światłowodów zrezygnowano z mechanicznego cięcia struktur. Łupano struktury wzdłuż płaszczyzn krystalograficznych, nacinając uprzednio płytki laserem Nd:YAG

na odcinku około 1 mm, poza obszarem aktywnym (wzdłuż światłowodów) dzielono natomiast struktury mechanicznie na poszczególne grupy modulatorów.

- Montaż optoelektroniczny. Łączenie modulatora ze światłowodami włóknistymi (wejściowym i wyjściowym). Podłączenie elementów mikrofalowych i zabudowa całości.

Osadzanie warstw GaAs i AlGaAs metodą MOCVD

Aktywne elementy optoelektroniczne są wytwarzane z półprzewodnikowych heterostruktur wielowarstwowych otrzymywanych za pomocą epitaksji [152] z fazy ciekłej (LPE), gazowej (VPE), z wiązek molekularnych (MBE) i epitaksją z fazy gazowej ze źródeł metaloorganicznych (MOCVD) [186, 164, 165]). Heterostrukturę dla opisywanego modulatora światłowodowego wykonano metodą MOCVD. Ponieważ grubość osadzanych warstw jest kontrolowana pośrednio przez czas procesu, szybkość jest bardzo ważnym parametrem procesu epitaksji. Parametr ten wpływa również na jakość krystalograficzną rosnących warstw. Szybkość wzrostu warstw epitaksjalnych metodą MOCVD zależy od szybkości przepływu arsenowodoru (V_{AsH_3}), szybkości przepływu wodoru przez saturator z TMGa ($V_{H_2/TMGa}$) lub TMAI ($V_{H_2/TMAI}$), prędkości liniowej gazów przepływających przez reaktor, czasu osadzania, odorientowania i jakości krystalograficznej podłoża. Mierniki przepływu sterują ilością gazów przepływających przez reaktor i zapewniają dokładność regulacji na poziomie 1%.

Warstwy osadzano w poziomym reaktorze epitaksjalnym w temperaturze 760 °C, w następujących warunkach: temperatura źródeł TMGa = -14 °C i TMAI = 18 °C, przepływ wodoru (gaz nośny) 6000 ml/min, przepływ wodoru przez źródło z TMGa 5 ml/min (podczas osadzania warstwy AlGaAs) i 7 ml/min (podczas osadzania warstwy GaAs), przepływ wodoru przez źródło z TMAI 8 ml/min (podczas osadzania warstwy AlGaAs), przepływ arsenowodoru 300 ml/min. Stwierdzono, że jednorodność grubości warstw osadzanych w stanowisku w reaktorze pionowym wynosiła 8%, natomiast reaktorze poziomym – 1%. Szybkość wymiany gazów w reaktorze epitaksjalnym może wpływać na właściwości warstw przejściowych heterostruktury.

W procesie wytwarzania modulatora (rys. 5.6) trawiono warstwy GaAs, aby skorygować grubość warstwy aktywnej po epitaksji, wytworzyć struktury światłowodów paskowych, przygotować powierzchnię do procesów nanoszenia elektrod modulatora. Dwie pierwsze czynności wpływają na konstrukcję światłowodów paskowych. Ponieważ trawienie zachodzi jednocześnie na całym podłożu, uniemożliwia to skorygowanie niejednorodności grubości osadzonej warstwy. Szybkość trawienia nie zależy liniowo od czasu. Jest to szczególnie widoczne w początkowym etapie procesu.

Szerokość światłowodów paskowych wynika z analizy modowej zastosowanych światłowodów. W opracowanej technologii wytwarzania odwzorowywano światłowody, naświetlając światłem UV o długości fali 420 nm, pozytywową rezyst AZ 1350 SF przez maskę chromową. Maski wykonywano metodami elektronolitografii. Odwzorowanie maski w fotorezystie zależy od rodzaju kontaktu podłoża i maski, długości fali padającego promieniowania, rodzaju użytego fotorezystu, sposobu jego nanoszenia, szerokości ścieżki na masce oraz parametrów procesu naświetlania i wywoływania.

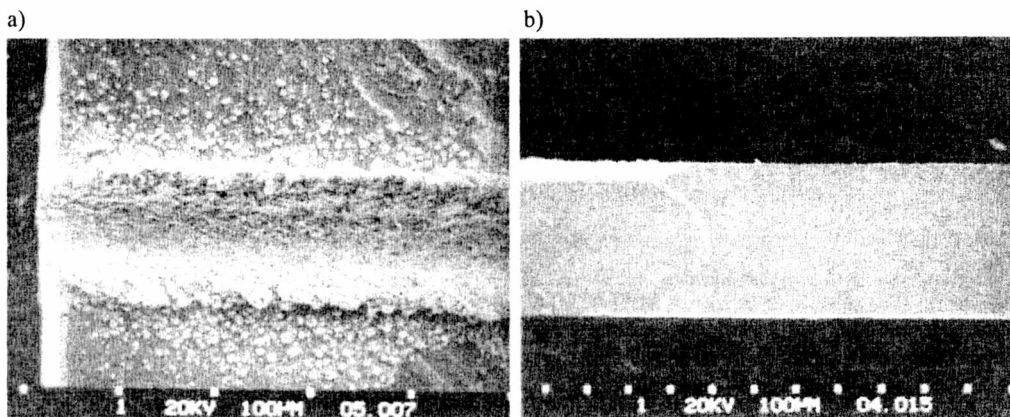


Rys. 5.6. Schemat procesu technologicznego wytwarzania modulatora elektrooptycznego w heterostrukturze GaAs/AlGaAs

Prace eksperymentalne prowadzone nad procesami fotolitografii przez [164] z wykorzystaniem urządzenia do zgrywania i naświetlania masek MA 56 (Karl Zuss) wykazują, że dla stosowanych pozytywowych fotorezystów naświetlanych przez dobrej jakości maskę chromową, dokładność odwzorowania ścieżki $1\text{ }\mu\text{m}$ wynosi $0,2\text{ }\mu\text{m}$. Optymalizacja procesu fotolitografii umożliwia zmniejszenie błędu odwzorowania do około $0,05\text{ }\mu\text{m}$. W porównaniu z błędami wnoszonymi przez proces fotolitografii niedokładności spowodowane odwzorowaniem wymiaru na stosowanych maskach chromowych, wykonywanych metodami elektronolitografii, są pomijalnie małe.

Technologia cięcia struktur światłowodowych

Struktury półprzewodnikowych oddziela się od siebie różnymi sposobami. Tnie się podłoże piłą diamentową, rysuje ostrzem diamentowym i łamie wzdłuż rysy, nacina krawędź i łupie po krawędzi krystalograficznej. Struktury światłowodowe należy tak dzielić, aby przynajmniej krawędzie zawierające światłowody były idealnie (zwierciadlanie) gładkie. Taką gładkość gwarantuje tylko łupanie wzdłuż krawędzi krystalograficznych. Przeprowadzone przez autora badania wykazały, że łupanie po nacinaniu ostrzem diamentowym nie gwarantuje wystarczającej gładkości: sporadycznie pojawiały się uskoki dyskwalifikujące pojedyncze struktury modulatora. W wyniku poszukiwań stwierdzono, że najlepsze rezultaty daje nacinanie krawędzi płytki laserem YAG, a następnie łupanie wzdłuż krawędzi krystalograficznej (rys. 5.7). Ustalono następujące parametry pracy lasera: długość rysy: ok. 1 mm , prąd lasera: $16,7\text{ A}$, szybkość cięcia: 1 (jednostki własne urządzenia).

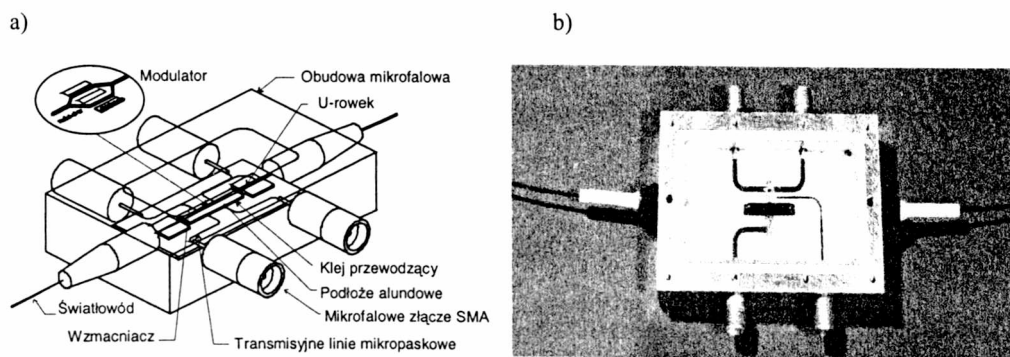


Rys. 5.7. Zdjęcia rysy wykonane laserem YAG na powierzchni płytki GaAs: a) widok nacięcia od góry (widoczne są fragmenty odparowanego i przetopionego materiału), b) widok przełomu (widoczny pojedynczy uskok na końcu rysy, dalej powierzchnia zwierciadlana bez wad)

Uwagi dotyczące montażu końcowego i zabudowy

Montaż końcowy urządzenia, często ignorowany przez badaczy, zawsze traktowany był z należytym respektem przez producentów urządzeń. Ostatnio sytuacja wyraźnie zmieniła się, i na przykład w dziedzinie sieci fotonicznych jako kluczowe czynniki warunkujące ich rozwój wymienia się skalowalność, przejrzystość optyczną⁴, przestrajalność długości fali, łatwość stosowania oraz dostępność technik montażu i zabudowy.

Typowa obudowa elementu optoelektronicznego zawiera dwa rodzaje wyprowadzeń: elektryczne i optyczne (światłowód, okno lub soczewka). Ponieważ manipulacje wiązk-



Rys. 5.8. Schemat (a) i zdjęcie (b) upakowania i montażu światłowodowego modulatora wykonanego na podłożu z arsenku galu. Zaznaczono wszystkie podstawowe elementy wchodzące w skład modulatora [prace własne]

⁴ W sensie możliwości utworzenia nieprzerwanej ścieżki optycznej pomiędzy łączonymi punktami.

ką światła wymagają często submikronowych dokładności zgrywania komponentów, specjalnego znaczenia nabiera stabilizacja temperatury i kompensowanie naprężeń. Dodatkowo problemy montażu optoelektronicznego komplikuje fakt, że część elektryczna powinna przenosić częstotliwości 1 GHz lub większe, co tworzy konieczność stosowania zabiegów z pogranicza techniki mikrofalowej.

Stosowane obecnie obudowy są zwykle konstrukcjami hybrydowymi: szklany światłowod i optyczne elementy sprzęgające światło, półprzewodnikowe elementy aktywne, ceramiczne podłoże nośne, metalowe elementy nośne i radiatory. Układy takie wymagają pracochłonnego montażu ręcznego. Na rysunku 5.8 przedstawiono schemat (a) i zdjęcie (b) wykonanej pod kierunkiem autora obudowy modulatora scalonego hybrydowo ze wzmacniaczem; oba elementy wykonano w arsenku galu [114].

6. Sprzęgacz kierunkowy i interferometr Macha–Zehndera

Przeanalizowano właściwości optyczne światłowodowej struktury sprzęgacza kierunkowego i budowanych na jej podstawie modulatorów. Dla porównania omówiono również działanie modulatora Macha–Zehndera. Na podstawie struktury sprzęgacza kierunkowego otrzymano przyrządy o małym tłumieniu i pełniejszą kontrolę sygnału optycznego. Światłowodowy interferometr Macha–Zehndera jest konstrukcją mniej wrażliwą na błędy technologii, charakteryzuje się jednak większym tłumieniem.

6.1. Sprzęgacz kierunkowy

W układach sprzęgaczy światłowodowych stosuje się oddziaływanie modów, których propagacja jest modyfikowana czynnikami zaburzającymi. Takimi czynnikami mogą być np. sąsiedni światłowod, pryzmat, relief powierzchni (wytrawiona siatka dyfrakcyjna) lub lokalne zmiany współczynnika załamania wywołane nieliniowościami optycznymi. W związku z tym w optoelektronice sprzęganie może zachodzić między: światłowodami (np. w światłowodowym sprzęgaczu kierunkowym), falami rozchodzącymi się w przeciwnych kierunkach (np. w siatce braggowskiej lasera DFB), światłowodem i materiałem litym (sprzęgacz pryzmatyczny) oraz modami w światłowodzie. Może być również wywołane przez optyczne efekty nieliniowe (w sprzęgaczach tego typu można sprzęgać fale o różnych wektorach falowych). Propagację światła w sprzęgaczach światłowodowych można opisywać za pomocą teorii modów sprzężonych. Na przykładzie światłowodowego sprzęgacza kierunkowego zaprezentowano elementy teorii modów sprzężonych pod kątem możliwości ich zastosowania do analizy jego charakterystyk. Schemat (rys. 6.1) przedstawia sprzęgacz kierunkowy i zasadę jego działania.

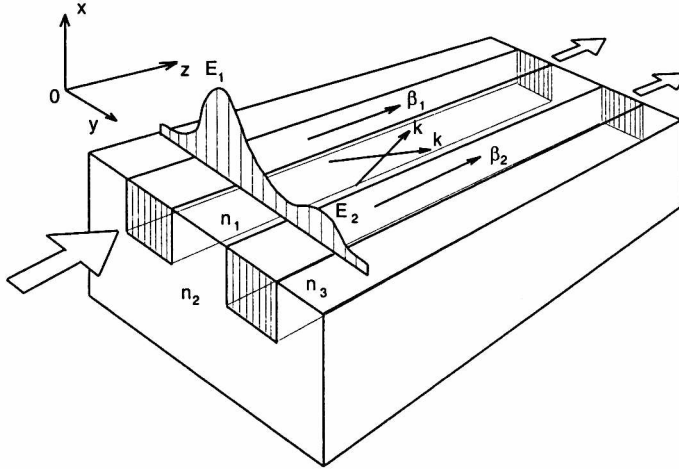
Falę rozchodzącą się w pierwszym światłowodzie (przy braku drugiego) opisuje równanie

$$E_1 = E_{01} \exp[i(\beta_1^0 z - \omega t)] \quad (6.1)$$

Zmiany pola możemy scharakteryzować, obliczając pochodną w kierunku propagacji z :

$$\frac{dE_1}{dz} = i\beta_1^0 E_1 \quad (6.2)$$

Podobnie w drugim światłowodzie:



Rys. 6.1. Światłowody sprzężone i zasada pracy sprzęgacza kierunkowego. Zaznaczono położenie światłowodów i przykładowy rozkład pola modów (pola modów między światłowodami przekrywają się). β_1 i β_2 – stałe propagacji modów, k – współczynniki sprzężenia między modami [opracowanie własne]

$$E_2 = E_{02} \exp[i(\beta_2^0 z - \omega t)] \quad (6.3)$$

$$\frac{dE_2}{dz} = i\beta_2^0 E_2 \quad (6.4)$$

Umieszczenie w sąsiedztwie pierwszego światłowodu nowego ośrodka (lub obiektu optycznego) zmieni warunki propagacji modów światłowodu. Można się spodziewać, że zmieniają się stałe propagacji modów, ponieważ struktura będzie teraz opisana przez nowy zestaw warunków brzegowych. Jednocześnie może wystąpić efekt tunelowania optycznego, polegający na „przeciekaniu” światła przez barierę optyczną o małym współczynniku załamania. Tunelowanie optyczne zastosowano w sprzęgaczu pryzmatycznym, rozgałęziaczach i modulatorach światłowodowych.

Założono, że wprowadzenie w sąsiedztwo pierwszego światłowodu drugiego (rys. 6.1) spowoduje zmianę stałych propagacji i wymianę energii między światłowodami. Przyjęto, że światłowody (lub fale świetlne) są sprzężone, to znaczy oddziałują wzajemnie na siebie. Równania (6.2) i (6.4) dla dwóch wpływających na siebie światłowodów przyjmują postać:

$$\frac{dE_1}{dz} = i\beta_1 E_1 + k_{12} E_2, \quad \frac{dE_2}{dz} = k_{21} E_1 + i\beta_2 E_2 \quad (6.5)$$

gdzie: $\beta_1 = \beta_1^0 - k_{11}$, $\beta_2 = \beta_2^0 - k_{22}$, β_1^0 i β_2^0 – stałe propagacji odizolowanych falowodów, k_{12} i k_{21} – współczynniki sprzężenia między falowodami, k_{11} i k_{22} – zmiany

współczynników propagacji występujące na skutek pojawieniu się drugiego światłowodu.

Metoda modów sprzężonych w zastosowaniu do analizy problemów światłowodowych polega na rozwiązaniu układu równań (6.5). Poszukujemy rozwiązań w postaci funkcji:

$$E_1 = Ae^{\gamma z}, \quad E_2 = Be^{\gamma z} \quad (6.6)$$

Szukamy wartości współczynnika γ opisującego przekazywanie energii z jednego falowodu do drugiego. W tym celu podstawiamy wzór (6.6) do (6.5) i otrzymujemy

$$\begin{bmatrix} (\gamma - i\beta_1) & -k_{12} \\ -k_{21} & (\gamma - i\beta_2) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix} = 0 \quad (6.7)$$

Układ równań (6.7) ma niezerowe rozwiązania tylko wtedy, gdy wyznacznik macierzy jest równy zeru:

$$\begin{vmatrix} (\gamma - i\beta_1) & -k_{12} \\ -k_{21} & (\gamma - i\beta_2) \end{vmatrix} = 0 \quad (6.8)$$

Po obliczeniu wartości wyznacznika otrzymujemy równanie kwadratowe

$$\gamma^2 - j\gamma(\beta_1 + \beta_2) - (\beta_1\beta_2 - k_{12}k_{21}) = 0 \quad (6.9)$$

Pierwiastki równania są poszukiwanymi współczynnikami γ :

$$\gamma_{1,2} = j \frac{\beta_1 + \beta_2}{2} \pm \sqrt{k_{12}k_{21} - \left(\frac{\beta_1 - \beta_2}{2} \right)^2} \quad (6.10)$$

Z równań (6.6) i (6.10) wynika, że rozwiązanie określające zachowanie się fali w pierwszym światłowodzie (E_1) ma postać

$$E_1 = A_1 e^{\gamma_1 z} + A_2 e^{\gamma_2 z} \quad (6.11)$$

Po podstawieniu (6.11) do pierwszego z równań (6.5) obliczamy E_2 – funkcję opisującą mod w drugim światłowodzie

$$E_2 = \frac{1}{k_{12}} \left[A_1 (\gamma_1 - i\beta_1) e^{\gamma_1 z} + A_2 (\gamma_2 - i\beta_2) e^{\gamma_2 z} \right] \quad (6.12)$$

Na podstawie teorii modów sprzężonych można także obliczyć wartość współczynnika sprzężenia k między falowodami [187]. W przypadku jednowymiarowym dla modów o polaryzacji TE w dwóch sprzężonych światłowodach planarnych, których rozkład pól jest wyrażony równaniami

$$E_y = \begin{cases} Ce^{-qx} & x \geq 0 \\ C \left[\cos hx - \frac{q}{h} \sin hx \right] & -d \leq x \leq 0 \\ C \left[\cos hx - \frac{q}{h} \sin hx \right] e^{p(x+d)} & x \leq -d \end{cases} \quad (6.13)$$

gdzie: $q = \sqrt{\beta^2 - n_c^2 k^2}$, $p = \sqrt{\beta^2 - n_s^2 k^2}$, $h = \sqrt{n_f^2 k^2 - \beta^2}$

Współczynnik sprzężenia wynosi

$$k_{12} = \frac{2h^2 p e^{-ps}}{\beta \left(d + \frac{2}{p} \right) (h^2 + p^2)} \quad (6.14)$$

gdzie: d – szerokość falowodu, s – odległość między falowodami, $p = q$.

Jeżeli oba falowody są jednakowe i równoległe, to $k_{12} = k_{21}$.

Tunelowanie optyczne stosuje się w przyrządach fotonicznych do transferu, dzielenia lub modulacji natężenia wiązki światła. Z tego względu za najważniejsze można uznać parametry związane z przekazywaniem mocy między światłowodami lub ośrodkami. Do analizy przekazywania energii między sąsiadującymi światłowodami zastosowano także teorię modów sprzężonych. Zanalizowano sytuację, gdy energia światła wycieka z jednego modu do drugiego. Przyjęto, że w strukturze nie występują straty absorpcyjne, E_1 i E_2 zaś unormowano tak, że $|E_1|^2$ i $|E_2|^2$ określają całkowitą moc w strukturze:

$$W = p_1 |E_1|^2 + p_2 |E_2|^2 = (p_1 E_1 E_1^* + p_2 E_2 E_2^*) \quad (6.15)$$

gdzie: współczynnik $p_i = 1$ dla fal rozchodzące się współbieżnie (sprzęgacze) lub $p_i = -1$ dla fal przeciwbieżnych (np. światłowodowa siatka Bragga).

Całkowita energia w strukturze nie zmienia się w czasie propagacji:

$$\frac{dW}{dz} = 0 \quad (6.16)$$

Po zróżniczkowaniu równania (6.15) otrzymuje się:

$$\frac{dW}{dz} = (p_1 E_1' E_1^* + p_1 E_1 E_1'^* + p_2 E_2' E_2^* + p_2 E_2 E_2'^*) \quad (6.17)$$

Po podstawieniu za pochodne równania sprzężone (6.5) otrzymuje się warunek całkowitego „przeciekania” energii z jednego falowodu do drugiego:

$$\text{Re}\{(p_1 k_{12} + p_2 k_{21}^*) E_1^* E_2\} = 0 \quad (6.18)$$

Równanie (6.18) będzie spełnione dla dowolnych wartości E_1 i E_2 pod warunkiem, że

$$p_1 k_{12} + p_2 k_{21}^* = 0 \quad (6.19)$$

Jest to warunek sprzężenia modów lub fal w światłowodach. Po podstawieniu (6.19) do (6.10) otrzymuje się dla modów rozchodzących się w tym samym kierunku:

$$\gamma_{1,2} = i \left(\frac{\beta_1 + \beta_2}{2} \right) \pm \sqrt{-|k_{12}|^2 - \left(\frac{\beta_1 - \beta_2}{2} \right)^2} \quad (6.20)$$

$$\begin{aligned} \beta &= \frac{\beta_1 + \beta_2}{2}, & \Delta \equiv \Delta\beta &= \frac{\beta_1 - \beta_2}{2} = \frac{k \cdot \Delta n}{2} \\ \beta_1 &= \beta + \Delta\beta, & \beta_2 &= \beta - \Delta\beta, & \beta_b &= \sqrt{|k_{12}| + \Delta\beta^2} \end{aligned} \quad (6.21)$$

Równanie (6.20) można zapisać prościej, gdy zdefiniuje się średnie wartości i odchyłki stałych propagacji:

$$\gamma_{1,2} = i(\beta \pm \beta_b) \quad (6.22)$$

gdzie:

$$\begin{aligned} \beta &= \frac{\beta_1 + \beta_2}{2}, & \Delta \equiv \Delta\beta &= \frac{\beta_1 - \beta_2}{2} = \frac{k \cdot \Delta n}{2} \\ \beta_1 &= \beta + \Delta\beta, & \beta_2 &= \beta - \Delta\beta, & \beta_b &= \sqrt{|k_{12}| + \Delta\beta^2} \end{aligned} \quad (6.23)$$

Stałe A_1 i A_2 we wzorach (6.11) i (6.12) są wyznaczone z warunków początkowych; w światłowodowym sprzęgaczu kierunkowym będą to poziomy mocy wprowadzane do każdego ze światłowodów.

Przeprowadzono analizę działania sprzęgacza kierunkowego, aby zaprezentować możliwości metody modów sprzężonych. Na użytek analizy wprowadzono pojęcia sprzęgacza idealnego i nieidealnego oraz sprzęgania symetrycznego i asymetrycznego. Sprzęgacz idealny tworzą światłowody o jednakowych stałych propagacji (β); w sprzęgaczu nieidealnym stałe propagacji mogą się różnić. Określenia sprzęganie symetryczne i asymetryczne odnoszą się do sposobu wprowadzania światła do światłowodu. Sprzęganie symetryczne oznacza sytuację, gdy do obu światłowodów wprowadza się wiązki światła o jednakowym natężeniu. Przy sprzęganiu asymetrycznym światło wprowadza się tylko do jednego światłowodu. Trzecia możliwa sytuacja, to sprzęganie mieszane, czyli kombinacja dwóch poprzednich: do światłowodów są wprowadzane wiązki o dowolnym natężeniu.

Założmy najpierw, że sprzęgacz składa się z dwóch identycznych światłowodów (o takich samych stałych propagacji). Analizujemy strukturę światłowodową, w której

$$\Delta\beta = 0, \quad \beta_1 = \beta_2 = \beta \quad (6.24)$$

Do jednego światłowodu wprowadza się światło o amplitudzie a :

$$E_1(0) = a, \quad E_2(0) = 0 \quad (6.25)$$

Zakładamy, że światło rozchodzi się w kierunku osi Z (rys. 6.1) i jest wprowadzane w punkcie $Z = 0$. Po podstawieniu wzoru (6.25) do (6.11) i (6.12) otrzymujemy szukane wartości stałych A_1 i A_2 :

$$\begin{cases} a = A_1 + A_2 \\ 0 = A_1 - A_2 \end{cases} \Rightarrow A_1 = A_2 = \frac{a}{2} \quad (6.26)$$

Ostatecznie, po podstawieniu wzorów (6.24) i (6.26) do (6.11) i (6.12) otrzymamy równania opisujące zmianę pola fali optycznej w czasie propagacji w sprzęgaczu kierunkowym:

$$E_1(z) = a(\cos|k_{12}|z)e^{j\beta z}, \quad E_2(z) = -a\sqrt{k_{12}^*/k_{12}}(\sin|k_{12}|z)e^{j\beta z} \quad (6.27)$$

Jeżeli sprzęgnie się światłowody o różnych stałych propagacji, rozkłady pola można opisać wzorami:

$$E_1(z) = a\left(\cos\beta_b z + j\frac{\Delta}{\beta_b}\sin\beta_b z\right)e^{j\beta z}, \quad E_2(z) = -U\frac{k_{12}^*}{\beta_b}\sin(\beta_b z)e^{j\beta z} \quad (6.28)$$

gdzie β_b opisane jest wzorem (6.21).

Natężenie fal świetlnych w światłowodach jest określone przez iloczyny $E_1^*E_1$ i $E_2^*E_2$:

$$E_1^*E_1 = |a|^2\left(1 - \frac{|k_{12}|^2}{|k_{12}|^2 + \Delta^2}\sin^2(\beta_b z)\right), \quad E_2^*E_2 = |a|^2\left(\frac{|k_{12}|^2}{|k_{12}|^2 + \Delta^2}\sin^2(\beta_b z)\right) \quad (6.29)$$

Ze wzorów (6.29) wynika, że pełny przepływ mocy jest możliwy tylko dla $\Delta = 0$, to znaczy wtedy, gdy oba światłowody są identyczne. Co prawda, rozważany sprzęgacz pracuje według zasad optyki liniowej, jednak otrzymane wyniki mają znaczenie również dla sprzęgaczy nieliniowych. Ponieważ w sprzęgaczach nieliniowych stała propagacji modu jest funkcją prowadzonej mocy, będzie się zwykle zmieniać w miarę propagacji. Dlatego, w optyce nieliniowej nie jest możliwe utrzymanie równości stałych propagacji w szerszym zakresie mocy. W konsekwencji uzyskanie stuprocentowej efektywności sprzęgania wymaga modyfikacji podstawowej struktury sprzęgacza z rysunku (6.1), np. przez stosowanie struktury segmentowych.

Założmy teraz, że do obu światłowodów wprowadza się wiązkę światła o jednakowej amplitudzie b . Warunki początkowe przyjmują wtedy postać:

$$E_1(0) = b, \quad E_2(0) = b \quad (6.30)$$

Amplitudy pola fali w światłowodzie przedstawiają wyrażenia:

$$\begin{aligned}
 E_1(z) &= b \left(\cos|k_{12}|z + \frac{k_{12} \sin|k_{12}|z}{|k_{12}|} \right) e^{j\beta z} \\
 E_2(z) &= b \left(\cos|k_{12}|z - \frac{|k_{12}| \sin|k_{12}|z}{k_{12}} \right) e^{j\beta z}
 \end{aligned} \tag{6.31}$$

Wyniki uzyskane dla przypadków sprzęgania zrównoważonego (6.27) i niezrównoważonego (6.31) zastosowano do analizy sprzęgacza, do którego światłowodów wprowadzono dowolne moce $E_1(0)$ i $E_2(0)$. W tym celu amplitudy a i b określono tak, aby było spełnione równanie

$$E_1(0) = a + b, E_2(0) = b \tag{6.32}$$

stąd:

$$a = E_1(0) - E_2(0)$$

$$b = E_2(0)$$

Oznaczamy rozwiązania dla pierwszego i drugiego światłowodu

$$E_1(z) = E_{a1}(z) + E_{b1}(z)$$

$$E_2(z) = E_{a2}(z) + E_{b2}(z)$$

a następnie podstawiamy obliczone wcześniej rozwiązania dla sprzęgacza zrównoważonego (6.27) i niezrównoważonego (6.31), otrzymujemy wówczas zależności pomiędzy amplitudami sygnału na wejściu i wyjściu dla sprzęgania mieszanego:

$$\begin{pmatrix} E_1(z) \\ E_2(z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos|k_{12}|z & \sqrt{k_{12}/k_{12}^*} \sin|k_{12}|z \\ -\sqrt{k_{12}^*/k_{12}} \sin|k_{12}|z & \cos|k_{12}|z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1(0) \\ E_2(0) \end{pmatrix} \tag{6.33}$$

W najbardziej ogólnym przypadku mamy do czynienia z różnymi poziomami mocy w światłowodach o różnych stałych propagacji. Działanie sprzęgacza kierunkowego jest wtedy opisane równaniem:

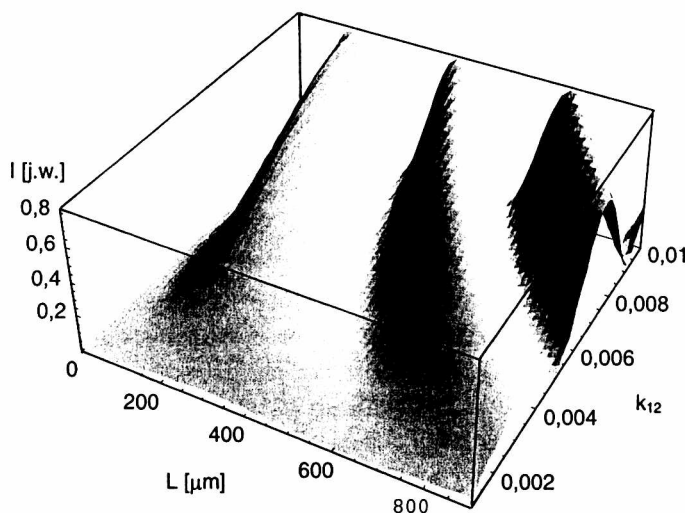
$$\begin{pmatrix} E_1(z) \\ E_2(z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M & jN \\ jN^* & M^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1(0) \\ E_2(0) \end{pmatrix} \tag{6.34}$$

gdzie: $M = \cos(\beta_b z) + j \left(\frac{\Delta}{\beta_b} \right) \sin(\beta_b z)$, $N = -j \left(\frac{k_{12}}{\beta_b} \right) \sin(\beta_b z)$

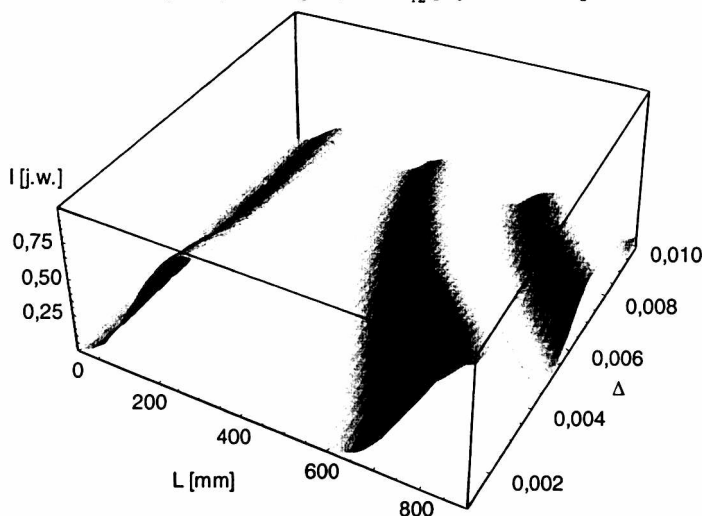
6.1.1. Analiza właściwości sprzęgacza kierunkowego

Światłowodowy sprzęgacz kierunkowy jest urządzeniem o prostej strukturze (dwa sąsiadujące światłowody) i jasnej zasadzie działania (tunelowanie optyczne). Wykona-

nie i stosowanie sprzęgaczy tego typu stwarza jednak problemy technologiczne i operacyjne. Wytwarzanie sprzęgaczy wymaga submikronowych dokładności, co w praktyce oznacza, że wykonane elementy mogą się istotnie różnić od projektowanych. Niedokładności wykonania mają wpływ przede wszystkim na stałe propagacji światłowodów oraz wartość współczynnika sprzężenia. Zakładamy, że tłumienie i rozpraszanie światła zostało wcześniej ograniczone do poziomu akceptowanego przez użytkowni-



Rys. 6.2. Zmiany gęstości mocy w światłowodzie nr 2 w funkcji długości struktury. Ustalono wielkość różnicy stałych propagacji światłowodów ($\Delta = 0,005$), badano wpływ zmian współczynnika sprzężenia k_{12} [wyniki własne]



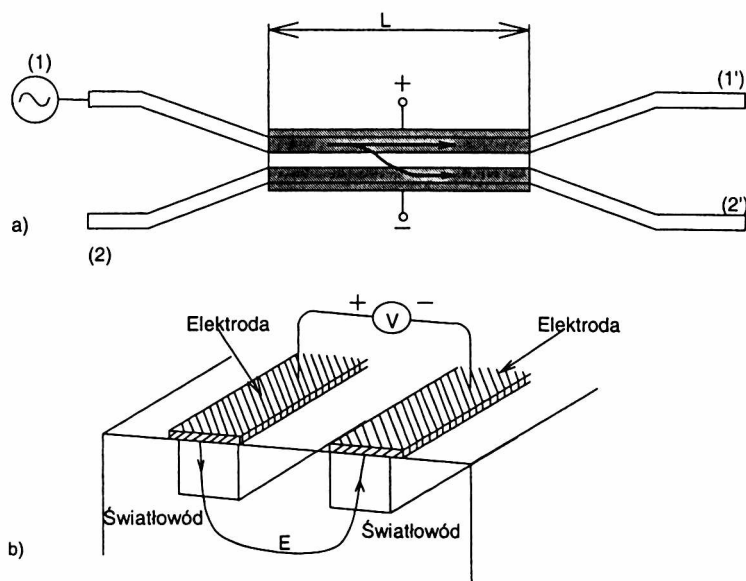
Rys. 6.3. Zmiany gęstości mocy w światłowodzie nr 2 w funkcji długości struktury. Ustalono wartość współczynnika sprzężenia ($k_{12} = 0,005$), badano wpływ wielkości niedopasowania światłowodów $\Delta = \beta_1 - \beta_2$ [wyniki własne]

ków przyrządu (zwykle < 6 dB). Jak zmiany stałej propagacji β światłowodu i współczynnika sprzężenia k_{12} wpływają na charakterystyki transmisyjne sprzęgaczy pokazano na rys. 6.2 i 6.3 (wykresy otrzymano na podstawie wzoru (6.34)).

6.1.2. Modulatory oparte na strukturze sprzęgacza kierunkowego

Struktury sprzęgaczy kierunkowych są podstawą budowy przyrządów aktywnych, np. modulatorów i przełączników. Działanie modulatora oparte jest na zależności przepływu mocy pomiędzy światłowodami od różnicy ich stałych propagacji (wzór (6.34)). Stałe propagacji zmienia się, modulując współczynnik załamania w obszarze światłowodów (np. poprzez efekt elektrooptyczny lub efekty nieliniowe). Sprzęgacz sterowany za pośrednictwem efektu elektrooptycznego przedstawiono na rys. 6.4. Składa się on z dwóch równoległych falowodów wykonanych na podłożu LiNbO_3 lub GaAs . Elektrody są umieszczone tak, że zewnętrzne pole elektryczne modyfikuje współczynnik załamania światłowodów.

Działanie modulatora światłowodowego można opisać na podstawie wyników analizy sprzęgacza kierunkowego. Jeżeli sprzęgacz pracuje jako modulator, to jest zwykle oświetlany asymetrycznie, a zadaniem urządzenia jest przekazanie całej (przełącznik) lub części (modulator) energii wiązki z jednego światłowodu do drugiego. Efektywność transferu energii między światłowodami jest funkcją przykładanego napięcia lub innego czynnika wymuszającego.



Rys. 6.4. Modulator (elektrooptyczny) w strukturze sprzęgacza kierunkowego a) schemat, b) przekrój, widok z układem elektrod i rozkładem pola elektrycznego.
Przekrój b) powiększony $4\times$ w stosunku do widoku a)

Dla przełącznika możliwe są dwa przypadki: stan krzyżowy $\otimes$ i stan prosty $\ominus$. Stan krzyżowy występuje wtedy, gdy cała energia wiązki z pierwszego światłowodu zostanie przekazana do światłowodu sąsiedniego; stan prosty wtedy, gdy na wyjściu modulatora cała moc znajduje się w pierwszym (to znaczy wejściowym) światłowodzie.

Najprostsza (i najbardziej pożądana) sytuacja występuje wtedy, gdy modulator jest wykonano na bazie sprzęgacza kierunkowego o dokładnie równych stałych propagacji i długości dobranej tak, aby bez przykładania sygnału modulującego wystąpił w nim stan krzyżowy. Na podstawie wzoru (6.34) można stwierdzić, że wystąpi to wówczas, gdy długość obszaru aktywnego sprzęgacza L będzie spełniała warunek

$$|k_{12}|L = (2n+1)\frac{\pi}{2}, \quad \Delta\beta = 0, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (6.35)$$

Aby uzyskać stan krzyżowy, stałe propagacji obu światłowodów muszą być dokładnie takie same. Ilustruje to dobrze rys. 6.3, na którym widać, jak zwiększanie $\Delta\beta$ zmniejsza amplitudę oscylacji.

Przez zmiany stałych propagacji światłowodu $\Delta\beta$ możemy przełączyć modulator ze stanu krzyżowego w stan prosty. Następuje to za każdym razem wtedy, gdy jest spełniony warunek

$$\sqrt{|k_{12}|^2 + \Delta\beta^2} \cdot L = m\pi, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (6.36)$$

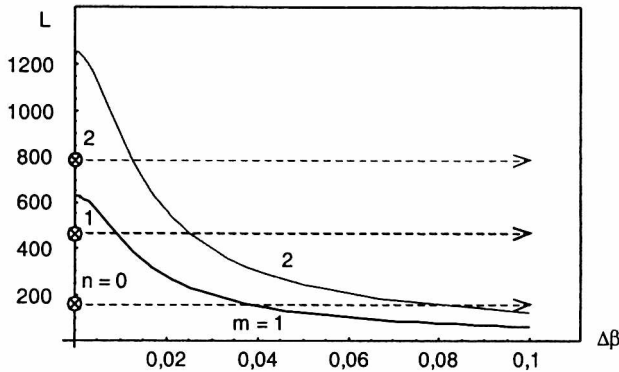
Stan prosty można uzyskać bez względu na to, jak różnią się stałe propagacji światłowodów.

Diagramy przełączania

Analiza wykresów (6.2) i (6.3) wskazuje, że działanie sprzęgacza kierunkowego jest określone jednocześnie przez kilka parametrów. Prezentowane wykresy ilustrują, co prawda, dobrze zasady działania przyrządu, jednak nie nadają się do stosowania jako charakterystyki przyrządów⁴. Przykładem charakterystyk przyrządów opisujących działanie światłowodu są wykresy modowe, będące graficzną reprezentacją równania mowego.

Punktem wyjścia do stworzenia diagramów przyrządowych dla modulatorów światłowodowych może być równanie (6.34). Jeżeli przedstawimy na wykresie zależność długości modulatora L (długość części aktywnej sprzęgacza kierunkowego) od różnicy stałych propagacji $\Delta\beta$ między światłowodami, otrzymamy diagram przełączania modulatora. W optoelektronice zintegrowanej diagramy przełączania zostały wprowadzone przez Kogelnika i Schmidta [74] po to, by ilustrować zasady działania wielosegmentowych modulatorów światłowodowych. Diagramy były jednak w dość specyficzny sposób normowane i nie nadają się do charakteryzacji przyrządów (wykresy nie zawie-

⁴ Charakterystyki przyrządów to wykresy lub diagramy pozwalające jednoznacznie określić sposób działania urządzenia lub jego punkt pracy.



Rys. 6.5. Nienormowany diagram przełączania prostego sprzęgacza kierunkowego. Stany krzyżowe (⊗) odpowiadają punktom na osi L (występują tylko dla $\Delta = 0$) [wyniki własne]

rają zależności między fizycznymi parametrami przyrządu, lecz ich „normowane” reprezentacje).

Na podstawie diagramu przełączania sprzęgacza kierunkowego można wyznaczyć punkt pracy przełącznika po określeniu długości przyrządu (L) i różnicy stałych propagacji światłowodów $\Delta\beta$. Przykład diagramu przedstawiono na rysunku 6.5. Linie przerywane wskazują, jak dla danej długości modulatora, zmieniając Δ , można przejść od stanu krzyżowego do prostego (linie ciągłe). Stałe m i n określono we wzorach (6.35) i (6.36). W modulatorach i przełącznikach wielkość $\Delta\beta$ określa się przez zmianę współczynnika załamania wywołaną np. efektem elektrooptycznym lub nieliniowym efektem Kerra. Pełny stan krzyżowy można uzyskać w przełączniku dla różnych długości, ale tylko dla $\Delta\beta = 0$. Stan prosty można otrzymać zawsze pod warunkiem, że stosowany mechanizm zapewnia wystarczająco duże zmiany współczynnika załamania.

Równania (6.35) i (6.36) można przekształcić w następujący sposób [74]:

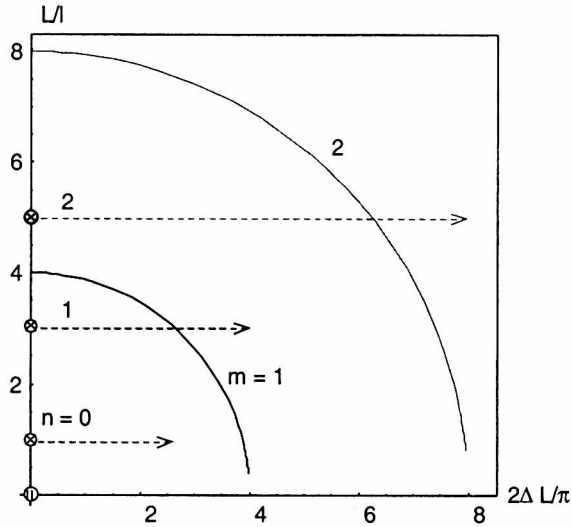
$$\frac{2\Delta\beta L}{\pi} = 0, \quad \frac{L}{l} = 2n + 1 \quad \text{stan krzyżowy,}$$

$$\left(\frac{L}{l}\right)^2 + \left(\frac{2\Delta\beta L}{\pi}\right)^2 = (2m)^2 \quad \text{stan prosty,} \quad (6.37)$$

a następnie wykreślić zależności od L/l i $2\Delta L/\pi$ – powstaną w ten sposób unormowane diagramy przełączania (rys. 6.6). Wielkość l jest długością potrzebną do uzyskania pierwszego stanu krzyżowego:

$$l = \frac{\pi}{2|k_{12}|}$$

a stałe m i n określono we wzorach (6.35) i (6.36). Wykresy te prezentują zasadę działania przełączników światłowodowych, jednak ze względu na normowanie osi, wyglą-

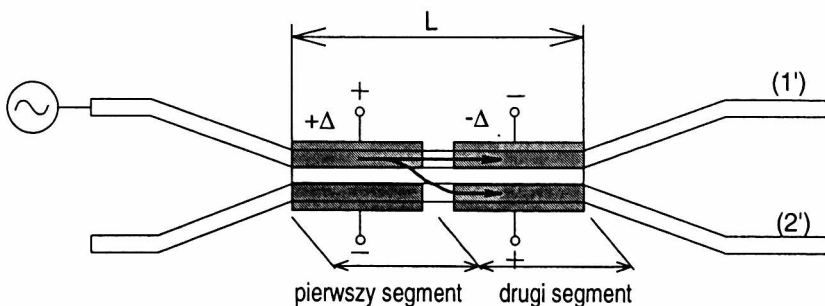


Rys. 6.6. Normowany diagram przełączania. Stany krzyżowe $\otimes$ reprezentowane są przez punkty na osi pionowej, stany proste prezentują fragmenty okręgów [wyniki własne na podstawie 74]

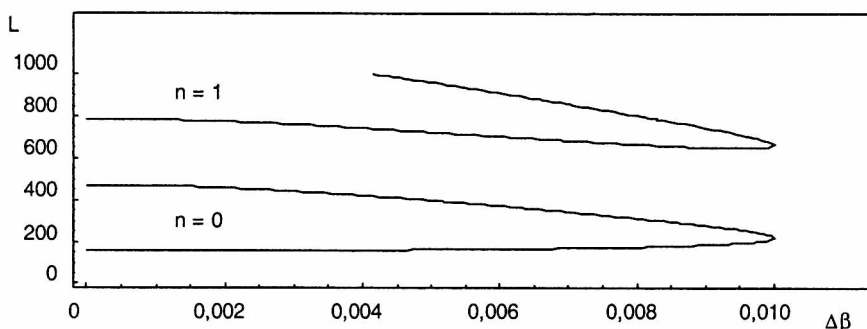
dają one tak samo dla wszystkich modulatorów danego typu, bez względu na stosowany materiał, efekt fizyczny czy parametry konstrukcyjne światłowodów.

Sprzęgacz kierunkowy jest bardzo wrażliwy nawet na niewielkie niedokładności technologii (jak pokazano wcześniej). Jeżeli początkowa różnica faz $\Delta\beta$ jest różna od zera, nie ma możliwości uzyskania pełnego stanu krzyżowego. Niedogodność tę można kompensować konstrukcyjnie, tworząc, opisaną przez Kogelnika i Schmidta [74], strukturę sprzęgacza kierunkowego z przemienną biegunowością elektrod (*reversed $\Delta\beta$ coupler*) (rys. 6.7).

Strukturę takiego modulatora można analizować, korzystając z wyników uzyskanych wcześniej (wzory 6.1–6.37). Pierwszy segment traktujemy jako sprzęgacz nieidealny oświetlany asymetrycznie, drugi segment – jako sprzęgacz nieidealny oświetlany w spo-



Rys. 6.7. Schemat sprzęgacza kierunkowego z przemienną polaryzacją elektrod. Każdy segment wprowadza różnicę stałej propagacji o tej samej wartości, lecz przeciwnym znaku



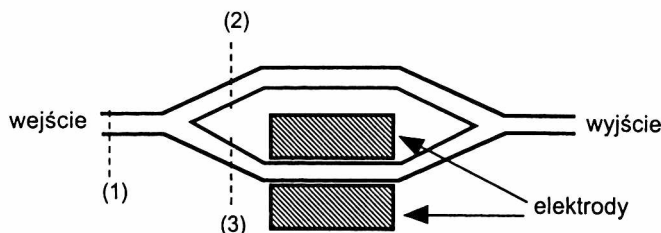
Rys. 6.8. Diagram przełączania (stany krzyżowe) dla struktury sprzęgacza z odwracaniem fazy [wyniki własne]

sób mieszany. Na rysunku 6.8 przedstawiono obliczony w taki sposób fragment diagramu przełączania (linie punktów pracy dla stanów krzyżowych) modulatora z przemenną polaryzacją elektrod. W odróżnieniu od sprzęgacza prostego stany krzyżowe reprezentują tym razem krzywe, a nie punkty, czyli pełen stan krzyżowy można uzyskać dla pewnego zakresu różnicy stałych propagacji $\Delta\beta$. Ułatwia wytwarzanie tego typu przyrządów, gdyż możliwe jest uzyskanie w przełączniku obu stanów: prostego i krzyżowego jeżeli nawet światłowody sprzęgacza różnią się między sobą.

6.2. Modulator Macha–Zehndera

Drugą – oprócz sprzęgacza kierunkowego – podstawową strukturą optoelektroniki zintegrowanej jest interferometr Macha–Zehndera. W układzie interferometru można budować pasywne i aktywne przyrządy światłowodowe, np. modulatory, filtry, przełączniki, modulatory fazy, konwertery częstotliwości.

Ponieważ działanie modulatorów budowanych w układzie interferometru Macha–Zehndera opiera się na oddziaływaniu między modami (falami) rozchodzącymi się w obu ramionach interferometru, pełną kontrolę nad przyrządem uzyskamy, stosując światłowody jednomodowe. Na przykładzie pokazano jak działa modulator, jak zmie-



Rys. 6.9. Schemat modulatora zbudowanego w układzie interferometru Macha–Zehndera. Elektrody umożliwiają modyfikację współczynnika załamania (np. za pomocą efektu elektrooptycznego)

nia się składowa x modu TE w modulatorze i jak zachowa się sygnał po dojściu do światłowodu wyjściowego modulatora⁵. W rozdzielonych gałęziach interferometru (rys. 6.9) rozchodzą się dwie fale $E_x(1)$ i $E_x(2)$ przesunięte w fazie o Φ (przesunięcie to jest modulowane czynnikiem zewnętrznym, np. napięciem za pośrednictwem efektu elektrooptycznego)

$$\begin{aligned} E_x(1) + e^{j\Phi} E_x(2) &= e^{j\Phi/2} \left[e^{j\Phi/2} E_x(1) - e^{-j\Phi/2} E_x(2) \right] = \\ &= e^{j\Phi/2} \left\{ \cos \frac{\Phi}{2} [E_x(1) + E_x(2)] - j \sin \frac{\Phi}{2} [E_x(1) - E_x(2)] \right\} \end{aligned} \quad (6.38)$$

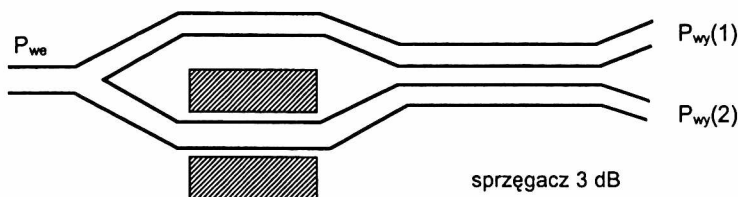
Zgodnie ze wzorem (6.38) moc w gałęzi wyjściowej modulatora jest proporcjonalna do $\cos^2 \Phi/2$. Równanie (6.38) można zinterpretować następująco: w światłowodzie wyjściowym modulatora Macha–Zehndera będą wzbudzone dwa rozkłady pola: symetryczny (odtworzone pole światłowodu wejściowego ze współczynnikiem $\cos \Phi/2$) i antysymetryczny (ze współczynnikiem $\sin \Phi/2$), wzbudzający mod wyższego rzędu. W światłowodzie jednomodowym mod ten zostanie wypromieniowany do podłoża. Z analizy można wyciągnąć następujące wnioski praktyczne:

1. Warunkiem uzyskania efektywnej modulacji jest wykonanie całej struktury w światłowodzie jednomodowym, w przeciwnym razie część mocy – mimo przesunięcia fazowego – pozostanie w światłowodzie wyjściowym modulatora.

2. Światłowód wyjściowy powinien być odpowiednio długi: jeżeli nie, to składowa antysymetryczna rozchodząca się w jego pobliżu (a początkowo wręcz w jego obszarze) nie zostanie odseparowana od sygnału zmodulowanego.

3. Pojawia się również pytanie: czy istnieje możliwość kontroli nad częścią mocy nie wykorzystanej?

Problemy 2. i 3. można rozwiązać za pomocą interferometru Macha–Zehndera ze sprzęgaczem kierunkowym zamiast sprzęgacza Y na wyjściu (rys. 6.10). Długość sprzęgacza jest tak dobrana, że działa on jak dzielnik mocy 3dB.



Rys. 6.10. Modulator Macha–Zehndera ze sprzęgaczem kierunkowym zamiast sprzęgacza Y na wyjściu

⁵ Założono, że sprzęgacz jest wykonany w światłowodach jednomodowych i analizuje się oddziaływanie dla modów o polaryzacji TE .

Zadaniem segmentu aktywnego modulatora jest zasilenie sprzęgacza dwoma wiązkami światła o tej samej amplitudzie, ale różnych przesunięciach fazy. Układ ten – w przeciwieństwie do konstrukcji prezentowanej wcześniej – daje pełną kontrolę nad wiązką wyjściową. W zależności od przesunięcia fazy w obszarze modulatora sygnał optyczny pojawia się w jednej z gałęzi sprzęgacza kierunkowego. Działanie modulatora jest tym razem określone przez różnicowanie fazy na wejściu sprzęgacza kierunkowego. Moc wyjściowa dla obu gałęzi można przedstawić za pomocą wzorów:

$$P_{wy}(1) = \frac{1}{2} [1 - \sin \Phi] P_{we}, \quad P_{wy}(2) = \frac{1}{2} [1 + \sin \Phi] P_{we} \quad (6.39)$$

Możliwe jest również zastąpienie wejściowego rozdzielacza Y przez sprzęgacz kierunkowy. Zaletą takiego rozwiązania jest zmniejszenie tłumienia przyrządu, wadą – komplikacja technologii.

7. Właściwości nieliniowe światłowodu planarnego

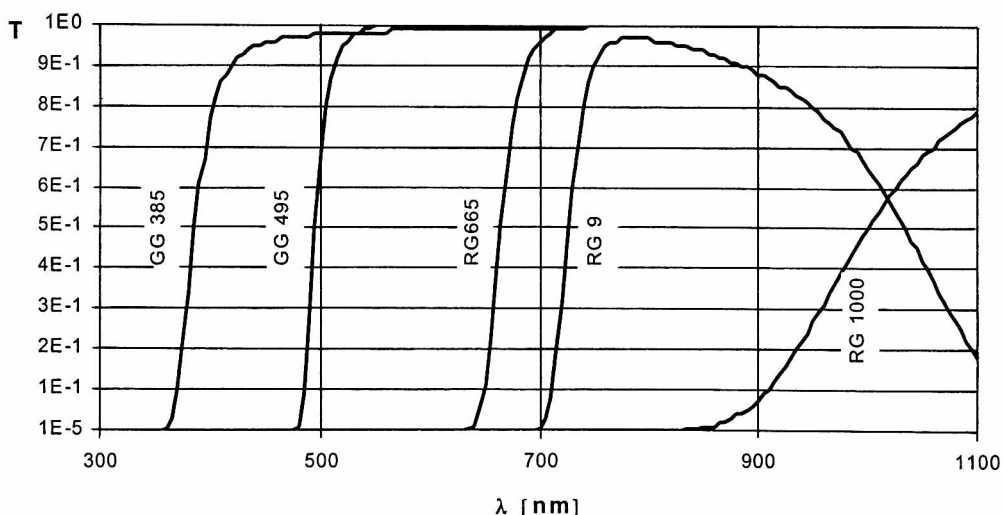
Optyczne efekty nieliniowe powstają, gdy wiązka światła, o wystarczająco dużej gęstości mocy, tworzy pole zdolne modyfikować właściwości ośrodka. Warunkiem efektywnego oddziaływania nieliniowego jest utrzymanie pola optycznego o dużym natężeniu, które rozchodzi się w materiale na wystarczająco długiej drodze. Fale prowadzone w cienkich warstwach [151] lub przy powierzchni [69, 144] tworzą interesujący ośrodek do badania i stosowania efektów nieliniowych, ponieważ wiązka świetlna jest ograniczona do niewielkiego i dobrze zlokalizowanego obszaru. Kilka rodzajów fal może generować efekty nieliniowe, jednak tylko niektóre mają znaczenie praktyczne, np. fale prowadzone (mody światłowodowe), plazmony powierzchniowe i polarytony [126]. Rozchodzenie się plazmonów i polarytonów łączy się z dużym tłumieniem, w związku z czym nie stosuje się ich do budowy przyrządów.

7.1. Światłowody planarne nanoszone na optycznie nieliniowe podłoża

W technologii optoelektroniki zintegrowanej jednym z częściej stosowanych podłoży jest szkło. Istnieje wiele rodzajów szkła różniących się znacznie wartościami współczynników nieliniowych [177]. Szkło domieszkowane nanokryształami półprzewodników jest dostępne (np. optyczne filtry krawędziowe), tanie, o dobrze poznanych właściwościach nieliniowych. Współczynnik nieliniowy tego szkła jest na tyle duży, że można je stosować do budowy przyrządów fotonicznych ($n_2 \approx 2 \cdot 10^{-14} \text{ m}^2/\text{W}$). Duże gęstości mocy potrzebne do uzyskania efektywnych oddziaływań nieliniowych sprawiają, że struktury światłowodowe o niewielkich wymiarach poprzecznych stwarzają optymalne możliwości zarówno do badania, jak i do budowy odpowiednich przyrządów.

Ze względu na technologię ważne jest, aby w maksymalnym stopniu wykorzystać standardowe materiały, elementy i procesy technologiczne. Dlatego nanoszenie standardowych (liniowych) warstw światłowodowych na podłoża nieliniowe jest rozwiązaniem korzystnym. Można również nanosić warstwy nieliniowe na podłożach liniowych, jednak w takim rozwiązaniu warstwa nieliniowa będzie narażona na degradację i uszkodzenia mechaniczne. W zakresie badań nad przyrządami optoelektroniki zintegrowanej i przyszłych aplikacji struktura światłowodowa powinna być stabilna, łatwa do wykonania, zbudowana ze znanego i dostępnego materiału nieliniowego. Interesującym przykładem jest struktura światłowodowa na podłożu aktywnym (nieliniowym optycznie). Opisano dalej przykład takiej struktury wykonanej i badanej przez autora.

Wykonano [110] strukturę światłowodu planarnego przez nanoszenie szkła C-7059 (*Corning*) na podłoże ze szkła zawierającego nanokryształy CdSSe. Jako podłoża użyto krawędziowych filtrów optycznych GG-495 (*Schott*). Warstwy nanoszono metodą magnetronowego rozpylania w.c.z. w atmosferze czystego tlenu pod ciśnieniem 0,5 Pa. Targetem był krążek ze szkła C-7059 o grubości 2 cm i średnicy 6,3 cm, odległość od targetu do podłoża wynosiła 6 cm. Ponieważ w wyższych temperaturach materiał podłoża ulegał degradacji, moc wyładowania utrzymywano w granicach od 4,0 do 6,4 W/cm² co pozwoliło utrzymać temperaturę poniżej 250 °C. Współczynnik załamania podłoża zmierzono za pomocą refraktometru Abbego; wynosił on 1,567 dla $\lambda = 488$ nm. Charakterystykę spektralną podłoża (filtru) przedstawiono na rysunku 7.1. Współczynnik załamania i grubość nanoszonych warstw mierzono metodą sprzęgacza pryzmatycznego, stosując wiązkę światła lasera Ar⁺ ($\lambda = 488$ nm) o mocy < 10 mW.



Rys. 7.1. Charakterystyka transmisji podłoża ze szkła domieszkowanych nanokryształami półprzewodnika (*Schott*). Transmisja wewnętrzna dla szkła o grubości 3 mm [na podstawie 135]

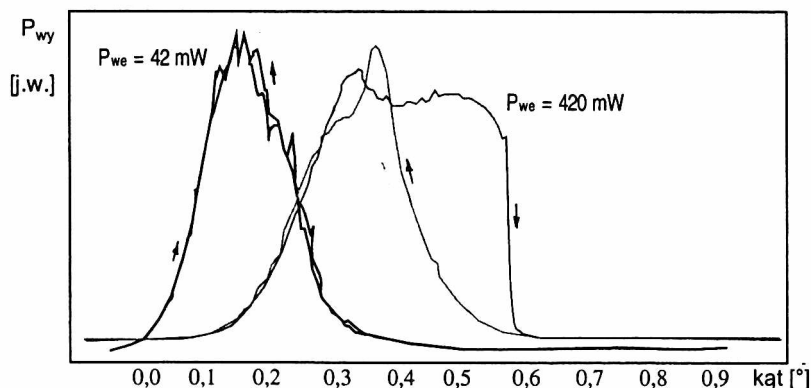
Zmieniając gęstość mocy w.c.z. w czasie nanoszenia, można było otrzymać warstwy (dla modów *TE*) o współczynniku załamania od 1,574 do 1,595. Dla modów *TM* współczynnik załamania był wyższy o około $(1-2) \cdot 10^{-3}$. Niewielka dodatnia dwójłomność jest typowa dla napylanych warstw szkła; przypisuje się ją naprężeniom wynikającym z różnych współczynników rozszerzalności warstwy i podłoża [185]. Tłumienie światłowodów określono za pomocą sprzęgacza pryzmatycznego, stosując dwa pryzmaty, jeden do wprowadzania, drugi do wyprowadzania światła ($\lambda = 488$ nm). Dla podłoża GG 495 wynosiło ono 35 dB/cm dla modów *TE* i 32 dB/cm dla modów *TM*. Straty były niezależne od mocy padającego światła. W celu określenia udziału materiałów podłoża i warstwy na tłumienie i rozpraszanie światła, naniesiono warstwy szkła C-7059 na podłoże z mikroskopowych szkiełek podstawkowych. Straty wynosiły wtedy około

3 dB/cm. Tak więc straty mierzone w strukturach nanoszonych na szkło nieliniowe były związane przede wszystkim z pochłanianiem światła w podłożu. Jakość powierzchni światłowodów określano za pomocą profilometru. Stwierdzono, że powierzchnia światłowodów pokryta była drobnymi defektami (wyspy szkła o wysokości 1 nm) o gęstości około $5/\text{cm}^2$.

7.2. Bistabilność optyczna w światłowodzie planarnym

Pomiar tłumienia, współczynnika załamania, grubości i gładkości powierzchni wykonanych światłowodów wskazuje na ich dobrą jakość optyczną. Ostateczną metodą weryfikacji jakości materiału lub struktury jest konstrukcja przyrządu i pomiar jego charakterystyk. Sprzęgacz pryzmatyczny¹ ze światłowodem nieliniowym powinien mieć nieliniowe charakterystyki transmisyjne, może również wystąpić bistabilność optyczna [87, 94]. Przedstawiono wyniki przeprowadzonych przez autora eksperymentów mających na celu uzyskanie w wytworzonych strukturach efektów transmisji nieliniowej i bistabilności.

Mierzono transmisję struktury światłowodowej, zmieniając kąt sprzęgania (rys. 7.2) i moc wejściową (rys. 7.3). W obu przypadkach zaobserwowano efekty przełączania bistabilnego.

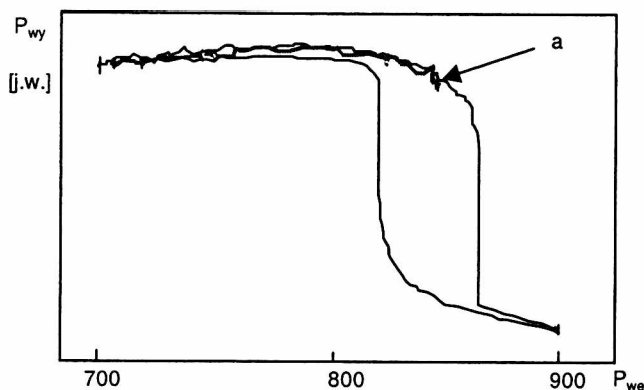


Rys. 7.2. Bistabilność optyczna realizowana w układzie sprzęgacza pryzmatycznego. Ustalono moc wprowadzanej wiązki i zmieniano kąt sprzęgania: $\lambda = 5145 \text{ nm}$ [wyniki własne]

7.3. Analiza propagacji fali w nieliniowych światłowodach planarnych

Konsekwencją nieliniowych zmian współczynnika załamania materiałów struktury światłowodowej (w tym przypadku warstwowej struktury światłowodu planarnego) jest

¹ Działanie sprzęgacza pryzmatycznego i układ pomiarowy omówiono w rozdziale 9.



Rys. 7.3. Bistabilność optyczna realizowana w układzie sprzęgacza pryzmatycznego. Ustalono kąt wprowadzania światła, zmieniano moc wprowadzanej wiązki. Kąt wprowadzania światła $13,48^\circ$. W punkcie *a* układ pozostawał (stabilnie) 10 min [wyniki własne]

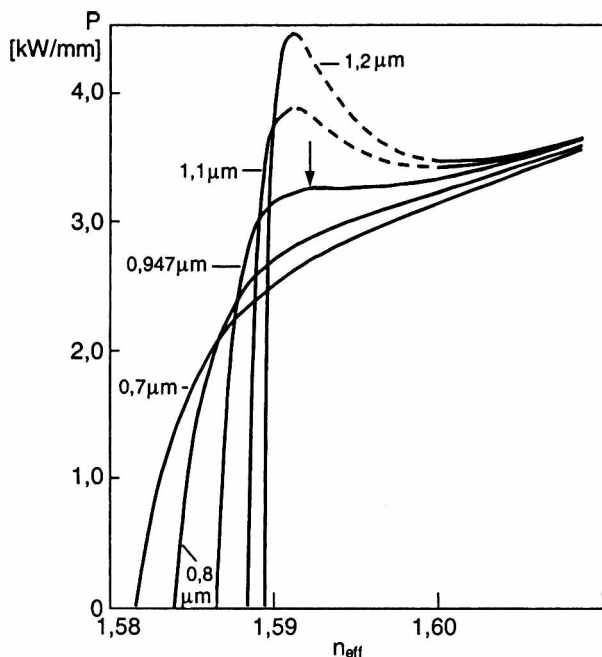
zależność krzywych dyspersyjnych i rozkładów pola od mocy prowadzonego światła. Nieliniowe charakterystyki dyspersyjne światłowodów stwarzają potencjalne możliwości budowy zintegrowanych bramek i tranzystorów optycznych. Analizę nieliniowej propagacji przeprowadza się na podstawie nieliniowych równań falowych i modowych [136]. Warto zauważyć, że warstwa światłowodowa nie musi mieć właściwości nieliniowych. Najłatwiejsza do realizacji eksperymentalnej jest struktura z materiału nieliniowego naniesionego na powierzchnię warstwy. W ten sposób przeprowadzano pierwsze eksperymenty z nieliniowym rozchodzeniem się modów w światłowodach. Jako substancje nieliniowe stosowano między innymi ciecze. Z praktycznego punktu widzenia bardziej interesująca jest warstwa liniowa naniesiona na podłoże nieliniowe.

Wynik analizy [65] przeprowadzonej dla struktury składającej się z warstwy światłowodowej szkła C-7059, napyłonej jonowo na podłoże nieliniowe GG-495, przedstawiają rys. 7.4 i 7.5. W tak zdefiniowanej strukturze współczynnik załamania podłoża jest funkcją prowadzonej mocy

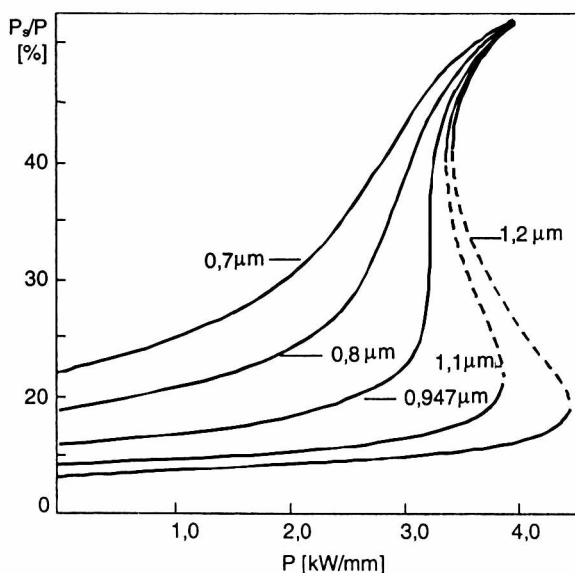
$$n = n_0 + n_2 I \quad (7.1)$$

gdzie I – lokalna gęstość mocy, n_2 – nieliniowy współczynnik załamania trzeciego rzędu. Dla rozważanej długości fali współczynnik n_2 jest dodatni.

Na rysunku 7.4 zaprezentowano charakterystyki dyspersyjne (zależność gęstości mocy prowadzonej na jednostkę szerokości światłowodu od nieliniowego współczynnika załamania) modów TE warstw światłowodowych różnej grubości. Dla warstw szklanych o grubościach $0,7$ i $0,8 \mu\text{m}$ zależności mają postać krzywych monotonicznych. Dla warstw grubszych ($1,1$ i $1,2 \mu\text{m}$) na charakterystykach pojawiają się maksima. Dla fragmentów krzywych o ujemnym nachyleniu rozwiązania są niestabilne [90]. Wymienione grupy krzywych są rozdzielone charakterystyką pośrednią z punktem przegięcia (grubość $0,947 \mu\text{m}$, na rys. 7.4 oznaczono go strzałką). W punkcie tym następuje „pre-



Rys. 7.4. Nieliniowe charakterystyki dyspersyjne modów TE w warstwach światłowodowych o różnej grubości. Podłoże nieliniowe – szkło domieszkowane półprzewodnikiem Schott GG495 ($n_{s0} = 1,573$), światłowod – liniowe szkło C-7059 ($n_f = 1,597$). Długość fali światła 476,5 nm [65]



Rys. 7.5. Zmiana ilorazu mocy prowadzonej w podłożu do mocy całkowitej (P_s/P) w funkcji całkowitej mocy prowadzonej (P) w światłowodzie. Podłoże nieliniowe – szkło domieszkowane półprzewodnikiem Schott GG495 ($n_{s0} = 1,573$), światłowod – liniowe szkło C-7059 ($n_f = 1,597$), długość fali światła 476,5 nm [65]

łączenie”: moc prowadzona do tej pory w warstwie światłowodowej przechodzi do podłoża. Jednocześnie punkt ten odpowiada sytuacji, gdy niewielkie zmiany prowadzonej mocy wywołują duże zmiany efektywnego współczynnika załamania modu.

Na rysunku 7.5 przedstawiono obliczone dla tej samej struktury zależność ułamka mocy prowadzonej w podłożu od całkowitej mocy prowadzonej w strukturze. Krzywa odpowiadająca grubości granicznej odznacza się dla małych mocy wolnym przyrostem. Dla mocy o gęstości większej od 3 kW/mm zmiany są szybsze. Charakterystyka struktury przypomina w tym przypadku charakterystykę tranzystora. Wzmocnienie różnicowe takiego „tranzystora” zależy od grubości warstwy światłowodowej. Opisany tranzystor optyczny może być następnie zastosowany do budowy bramek optycznych (AND, OR, NOT). Interesujące jest, że bramkę (NOT) można wykonać za pomocą sygnału prowadzonego w podłożu (np. stosując światłowód włóknisty sprzężony z obszarem podłoża bezpośrednio pod światłowodem).

8. Liniowe i nieliniowe przyrządy optoelektroniczne

8.1. Podstawowe konstrukcje i parametry

Modulatory, przełączniki, filtry i przesuwniki fazy, w których stosuje się „liniowe”¹ efekty optyczne doczekały się już zastosowań praktycznych. Na razie trudno mówić o ich masowym stosowaniu, stworzono jednak konstrukcje „standardowe”, które określają zarówno zakres wymagań i oczekiwań użytkowników, jak i tok postępowania konstruktorów przyrządów nowszych generacji – w tym fotonicznych przyrządów nieliniowych. Podstawowe struktury przyrządów stosowane w optyce liniowej i nieliniowej są zwykle podobne. Różnice dotyczą szczegółów technologicznych, takich jak elektrody czy doprowadzenia optycznych sygnałów sterujących.

Efekty refrakcyjne (zmiana współczynnika załamania) stosowane do budowy przyrządów optoelektronicznych są zazwyczaj znikome. Efektem przyłożonego wymuszenia jest najczęściej modyfikacja fazy rzędu kilkudziesięciu stopni na drodze oddziaływania od mikrometrów do centymetrów. Budowa modulatorów amplitudy wykorzystujących te efekty wymaga dodatkowego przetwarzania sygnałów: zwykle stosuje się zjawiska interferencji lub sprzęgania modów.

Modulatory i przełączniki światłowodowe wchodziły w skład optoelektronicznych układów scalonych, przetwarzających sygnały w systemach światłowodowych. Modulatory zwiększają szybkość przełączania i modulacji, eliminują konwertery optoelektroniczne, poprawiają jakość przesyłanego sygnału (stabilność długości fali, kształt impulsów, synchronizację). Stosuje się je do przesyłania dźwięku, obrazu, danych w systemach telekomunikacyjnych dużej szybkości, do transmisji danych w sieciach fotonicznych, w przyłączach antenowych, żyroskopach światłowodowych i do kształtowania impulsów laserowych. Wraz ze wzrostem zainteresowania systemami optoelektronicznymi zakres stosowania modulatorów rozszerza się. Aby modulatory realizowały stawiane przed nimi zadania, muszą mieć małe straty własne, szerokie pasmo modulacji i dużą szybkość przełączania sygnałów optycznych (bez pośredniej konwersji elektrooptycznej).

Obecnie modulatory wykonuje się przede wszystkim z niobianu litu (LiNbO_3) i półprzewodników mieszanych typu $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$. Technologie MBE i MOCVD pozwalają wykonać modulatory w podłożach półprzewodnikowych, z możliwością integracji mono-

¹ Liniowe, w sensie niezależności parametrów optycznych materiału od mocy prowadzonej fali światła.

litycznej. Ze względu na brak możliwości takiej integracji w dielektrykach, w przyszłości układy półprzewodnikowe będą wypierać dielektryczne. Z drugiej strony, trwałość i niezawodność oraz dojrzałość technologii układów dielektrycznych gwarantują im miejsce w tworzonych obecnie systemach fotoniki.

Konstruktorzy urządzeń optoelektronicznych mają do dyspozycji wiele materiałów i zjawisk, które umożliwiają budowę, np. modulatorów i przełączników. W podstawowym podziale materiałów według kryterium technologicznego i aplikacyjnego wyróżniono dielektryk (z efektem zmiany współczynnika załamania) i półprzewodnik (z efektem zmiany współczynnika załamania lub absorpcji). Zjawiska refrakcyjne i absorpcyjne opisuje się za pomocą zespolonego współczynnika załamania. W czasie modulacji występują zmiany tego współczynnika

$$\Delta n = \Delta n' - j\Delta n'' \quad (8.1)$$

Zmiany współczynnika załamania i absorpcji są ze sobą związane poprzez relacje Kramersa–Kroniga. Związek ten ma wpływ na parametry przyrządów optoelektronicznych. W laserach półprzewodnikowych zmiany prądu zasilania powodują zmiany współczynnika załamania i długości fali emitowanego światła. Może to prowadzić m.in. do szkodliwych efektów migotania (*chirp*). W modulatorach natomiast zmianom współczynnika załamania towarzyszy zmiana absorpcji, przy czym relację tych zmian opisuje współczynnik

$$\alpha_p = \frac{\Delta n'}{\Delta n''} = \frac{4\pi n'}{\lambda} \cdot \frac{\Delta_{eq}}{\Delta\alpha_{loss}} \quad (8.2)$$

gdzie: $\Delta_{eq} = \Delta n'/n''$.

Niepożądane zmiany absorpcji mogą pogarszać lub wręcz uniemożliwiać działanie modulatorów refrakcyjnych. W urządzeniach absorpcyjnych zmiany współczynnika załamania mogą prowadzić do niepożądanej modulacji fazy.

Najbardziej oczywistą i najprostszą metodą modulacji sygnału w światłowodzie jest wywołana przez czynnik modulujący zmiana absorpcji materiału. Współczynnik absorpcji można modulować za pomocą efektu Franza–Kiełdysza, przesunięcie linii ekscytacji w studni kwantowej (kwantowy efekt Starka QCSE), efektów wypełniania pasm swobodnymi nośnikami lub emisji wymuszonej.

Tłumienność materiału możemy – w zależności od potrzeb – opisać przez współczynnik absorpcji lub urojoną część współczynnika załamania (przenikalność elektryczna). Zależność między współczynnikiem absorpcji i urojoną częścią współczynnika załamania wyrażono wzorem:

$$\alpha = \frac{4\pi n''}{\lambda} \quad (8.3)$$

Modulacja absorpcji, aczkolwiek wygodna ze względu na prostotę budowanych przyrządów, prowadzi do strat energii wiązki świetlnej. Energia ta przetwarzana na ciepło może prowadzić do zmian temperatury przyrządu. Modulacja współczynnika załamania materiału (i uzyskiwana w jej wyniku modulacja fazy) jest korzystniejsza od mo-

dulacji absorpcji. Modułacja fazy może być następnie zmieniona na modulację amplitudy, na przykład w układach interferometrów światłowodowych. Współczynnik załamania materiału moduluje się przede wszystkim za pomocą efektów: elektrooptycznego, magnetoptycznego, elastoptycznego (i jego odmiany – efektu akustooptycznego), wstrzykiwania swobodnych nośników (plazma, absorpcja na swobodnych nośnikach, wypełnianie pasm, przesunięcie krawędzi absorpcji na skutek zmiany położenia poziomu Fermiego przy wstrzykiwaniu nośników), kwantowego efektu Starka, tworzenia obszaru zubożonego oraz przez przekazywanie elektronów pomiędzy studniami kwantowymi (jeżeli wypełni się wszystkie stany w studni kwantowej elektronami absorpcja zanika, wypełnianie jest kontrolowane przykładanym z zewnątrz napięciem).

Efekt elektrooptyczny (najpopularniejszy wśród konstruktorów przyrządów optoelektronicznych) polega na zmianie współczynnika załamania materiału, za pośrednictwem przykładanego z zewnątrz pola elektrycznego. Opisuje się go przez określenie zmian współczynników załamania kryształu, które są wyrażone za pomocą tensora współczynników i równania indyktrisy optycznej. Równanie indyktrisy w głównym układzie współrzędnych (czyli w takim, w którym osie układu współrzędnych pokrywają się z osiami układu krystalograficznego) jest zapisane następująco:

$$a_{10}x^2 + a_{20}y^2 + a_{30}z^2 = 1 \quad (8.4)$$

gdzie: $a_{10} = \frac{1}{n_x^2}$, $a_{20} = \frac{1}{n_y^2}$, $a_{30} = \frac{1}{n_z^2}$, n_x, n_y, n_z – składowe tensora współczynników załamania.

Wyrażenie (8.4) jest równaniem elipsoidy trójosiowej, dlatego indyktrysę nazywa się niekiedy elipsoidą współczynników załamania.

Po przyłożeniu pola elektrycznego (modulującego) indyktrysa ulega deformacji (spłaszczeniu lub rozciągnięciu i obrotowi). Ponieważ w tym przypadku osie indyktrisy nie muszą pokrywać się z osiami kryształu, równanie elipsoidy może zawierać sześć składników:

$$a_1x^2 + a_2y^2 + a_3z^2 + 2a_4yz + 2a_5zx + 2a_6xy = 1 \quad (8.5)$$

W przypadku liniowego efektu elektrooptycznego (efekt Pockelsa) zmiana współczynników indyktrisy

$$\Delta_k = a_k - a_{k0}, \quad k = 1, 2, \dots, 6$$

jest liniową funkcją natężenia przyłożonego pola elektrycznego

$$\Delta_k = a_k - a_{k0} = r_{k1}E_x + r_{k2}E_y + r_{k3}E_z, \quad k = 1, 2, \dots, 6 \quad (8.6)$$

W skróconej formie równanie (8.6) można zapisać:

$$\Delta_k = a_k - a_{k0} = \sum_{l=1}^3 r_{kl}E_l, \quad k = 1, 2, 3 \quad (8.7)$$

gdzie r_{ij} – współczynniki elektrooptyczne (tensor trzeciego rzędu).

W równaniu (8.4) przyjęto, że $a_{40}, a_{50}, a_{60} = 0$. Oznacza to, że w wybranym układzie współrzędnych przed przyłożeniem pola osie indyktrysy pokrywają się z osiami układu współrzędnych.

Przedstawiono dalej tensory współczynników załamania (n_i) i współczynników elektrooptycznych (r_{ij}) dwóch podstawowych materiałów optoelektroniki: arsenku galu i niobianu litu. Tensor współczynników załamania (drugiego rzędu) zwykle indeksuje się jednym wskaźnikiem; tensor współczynników elektrooptycznych (trzeciego rzędu) indeksuje się dwoma wskaźnikami. Indykatrysa optyczna arsenku galu zawiera trzy niezerowe składniki o jednakowych wartościach

$$\begin{bmatrix} n_{11} & n_{12} & n_{13} \\ n_{21} & n_{22} & n_{23} \\ n_{31} & n_{32} & n_{33} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} n_1 & n_6 & n_5 \\ n_6 & n_2 & n_4 \\ n_5 & n_4 & n_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} n_0 & 0 & 0 \\ 0 & n_0 & 0 \\ 0 & 0 & n_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 3,4 & 0 & 0 \\ 0 & 3,4 & 0 \\ 0 & 0 & 3,4 \end{bmatrix} \quad (8.8)$$

podobnie jak tensor współczynników elektrooptycznych

$$\begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{41} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1,43 & 0 & 0 \\ 0 & 1,43 & 0 \\ 0 & 0 & 1,43 \end{bmatrix} \times 10^{-12} \text{ m/V} \quad (8.9)$$

Indyktrysa optyczna niobianu litu zawiera trzy składniki o dwóch wartościach

$$\begin{bmatrix} n_0 & 0 & 0 \\ 0 & n_0 & 0 \\ 0 & 0 & n_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 2,300 & 0 & 0 \\ 0 & 2,300 & 0 \\ 0 & 0 & 2,208 \end{bmatrix} \quad (8.10)$$

tensor zaś współczynników elektrooptycznych osiem składników przyjmujących pięć różnych wartości

$$\begin{bmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & -6,8 & 9,6 \\ 0 & 6,8 & 9,6 \\ 0 & 0 & 30,9 \\ 0 & 28 & 0 \\ 28 & 0 & 0 \\ -6,8 & 0 & 0 \end{bmatrix} \times 10^{-12} \text{ m/V} \quad (8.11)$$

W budowie modulatora fazowego z arsenku galu zewnętrzne pole elektryczne można przykładać w dwóch kierunkach: w kierunku $\langle 100 \rangle$ i w kierunku $\langle 01\bar{1} \rangle$. Dla pola elektrycznego ustawionego wzdłuż kierunku $\langle 100 \rangle$ są możliwe dwie konfiguracje elektrod [178]: z linią mikropaskową (jedna elektroda nad, druga pod światłowodem) i z linią koplarną (jedna elektroda nad, druga obok światłowodu). Gdy pole elektryczne działa w kierunku $\langle 01\bar{1} \rangle$, elektrody znajdują się po bokach światłowodu; ta konfiguracja daje maksymalną zmianę fazy na jednostkę przykładanego napięcia.

Falę płaską rozchodzącą się w ośrodku w kierunku osi z przedstawia równanie

$$E = E_0(x) \exp[i(\omega t - kz)] \quad (8.12)$$

w którym $k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda_0} n = k_0 n$, λ – długość fali światła w ośrodku.

W materiale elektrooptycznym współczynnik załamania zależy od przyłożonego napięcia. Jeżeli oznaczmy $n_1 = n(U_1)$ i $n_2 = n(U_2)$, to modulacja fazy wywołana zmianą napięcia wyniesie

$$\Delta\Phi = k_1 L - k_2 L = k_0 (n_1 - n_2) L = k_0 \Delta n L \quad (8.13)$$

Wielkość zmian współczynnika załamania możemy obliczyć z równania (8.7). Zgodnie z definicją efektu różnica odwrotności kwadratów współczynnika załamania jest liniową funkcją przykładanego pola:

$$\begin{aligned} \bar{r} E &= \frac{1}{n_k^2} - \frac{1}{n_{k_0}^2} = \frac{n_{k_0}^2 - n_k^2}{n_k^2 n_{k_0}^2} = \frac{(n_{k_0} - n_k)(n_{k_0} + n_k)}{n_k^2 n_{k_0}^2} \\ &\approx \frac{\Delta n 2n_{k_0}}{n_{k_0}^4} = \frac{2\Delta n}{n_{k_0}^3} \end{aligned} \quad (8.14)$$

Dlatego zmiana współczynnika załamania może być wyrażona wzorem

$$\Delta n = \frac{1}{2} n_{k_0}^3 \bar{r} E \quad (8.15)$$

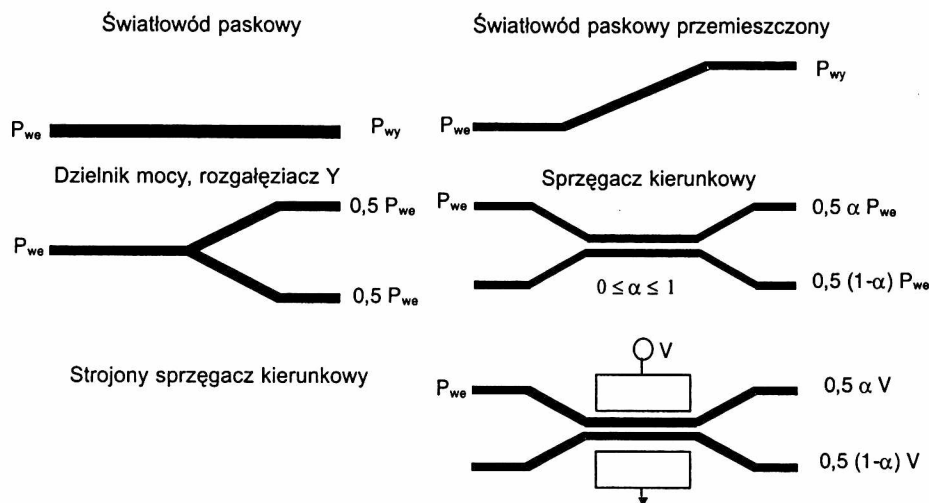
Ponieważ zmiana współczynnika załamania jest wynikiem przykładanego napięcia U , a $E = U/d$, wzór (8.15) można przedstawić w postaci

$$\Delta n = \frac{1}{2} n^3 r \frac{U}{d} \quad (8.16)$$

gdzie: U – przykładane napięcie, d – odległość między elektrodami.

Materiały elektrooptyczne można porównywać za pomocą współczynników elektrooptycznych r lub czynnika $n^3 r$.

Optoelektroniczne układy zintegrowane odznaczają się dużą różnorodnością zarówno pod względem zasad działania, jak i zastosowań. W większości są one jednak

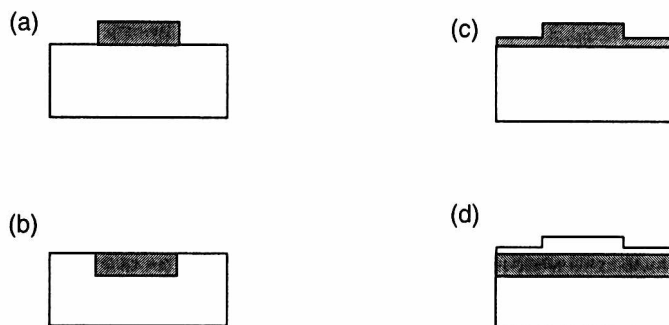


Rys. 8.1. Podstawowe struktury optoelektroniki zintegrowanej utworzone na podstawie światłowodu paskowego. Jako przykład urządzenia przedstawiono strojony elektrycznie modulator (w strukturze sprzęgacza kierunkowego) [opracowanie własne]

formowane z kilku elementów tworzonych na podstawie światłowodu paskowego (rys. 8.1).

Światłowody paskowe można wykonać w kilku wersjach (rys. 8.2). Zawsze jednak konstrukcja jest oparta na lokalnym zwiększeniu efektywnego współczynnika załamania ograniczającym rozchodzenie się światła w dwóch kierunkach. Najprostszy światłowod paskowy (rys. 8.2a) tworzy wstęga materiału o współczynniku załamania większym niż podłoże. W tym przypadku obszary zwiększonego efektywnego i materiałowego współczynnika załamania pokrywają się. Ze względu na znaczne straty na krawędziach konstrukcję tę stosuje się rzadko. Częściej są stosowane rozwiązania, w których światłowod paskowy jest tworzony przez lokalne zwiększenie efektywnego współczynnika załamania, uzyskane przez zmianę grubości warstwy lub jej optyczne obciążenie paskiem dielektryka. Zaletą takiego rozwiązania jest ograniczony kontakt fali świetlnej z geometrycznymi krawędziami paska, które są podstawowym źródłem rozpraszania i tłumienia światłowodów paskowych. Światłowod jest zwykle zabezpieczony górną warstwą ochronną. W strukturze przyrządu aktywnego warstwa ta powinna być tak umieszczona, żeby nie utrudniała dostępu sygnału modulującego do światłowodu.

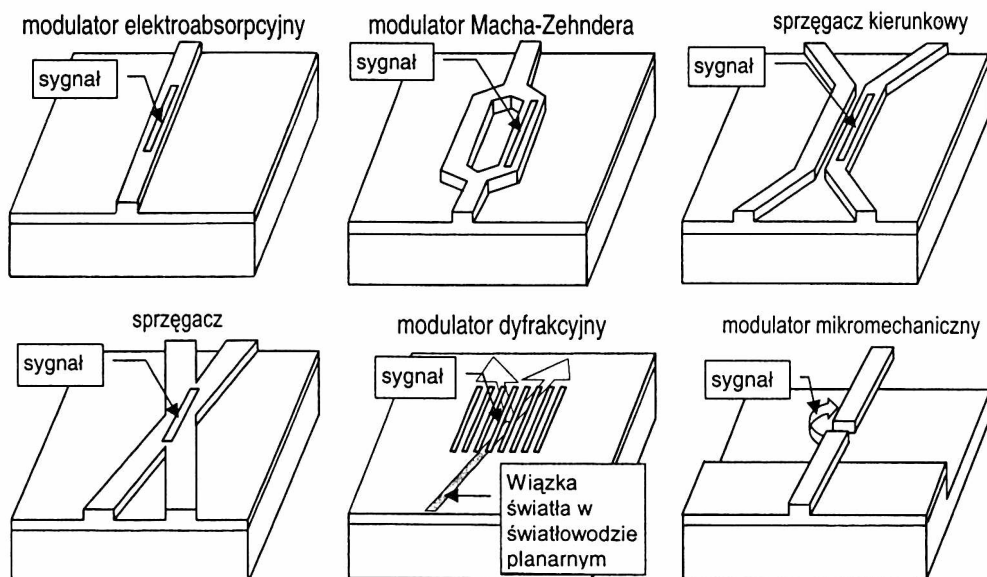
Podstawowe konstrukcje modulatorów i przełączników światłowodowych przedstawiono na rys. 8.3. Przedstawiono struktury: prostego paska światłowodowego, interferometru Macha–Zehndera, sprzęgacza kierunkowego, sprzęgacza X, modulatora dyfrakcyjnego i optomechanicznego. Podstawowe konfiguracje pozwalają zbudować większość struktur optoelektroniki zintegrowanej, na które może być zapotrzebowanie w przyszłości (np. zewnętrzne modulatory laserów, filtry, przesuwniki fazy i częstotliwości, modulatory, przełączniki amplitudy). W zestawieniu nie zamieszczono przyrządów, które (jak się wydaje obecnie) mają mniejsze szanse na zastosowanie masowe (rezonatory



Rys. 8.2. Światłowody paskowe (przekrój poprzeczny): a) paskowy (wyniesiony), b) wbudowany, c) grzbietowy, d) obciążony optycznie (*strip loaded waveguide*). Nie zaznaczono warstwy ochronnej światłowodu, która zwykle występuje w przyrządach [opracowanie własne]

kołowe, soczewki i pryzmaty planarne, planarne modulatory akustooptyczne). W pracy pominięto również konstrukcje akustooptyczne i optomechaniczne, stosowane w początkowym okresie rozwoju sieci fotonicznych, ponieważ możliwości ich miniaturyzacji i integracji monolitycznej są ograniczone (należy zaznaczyć, że prace w tym kierunku są prowadzone [15]).

Jako sygnały modulujące najczęściej stosuje się wymuszenia polem elektrycznym, temperaturą lub sygnałem świetlnym. Inne możliwości to stymulacja polem magnetycz-



Rys. 8.3. Podstawowe konstrukcje modulatorów światłowodowych. Sygnałem modulującym może być pole elektryczne lub fala akustyczna, temperatura, wiązka światła lub inny (np. mechaniczny) czynnik wymuszający [opracowanie własne]

nym, naprężenia lub pole akustyczne ewentualnie oddziaływanie chemiczne (stosowane w czujnikach).

Aktywne przyrządy optoelektroniki zintegrowanej, np. modulatory, przełączniki, multipleksery, charakteryzuje się za pomocą parametrów elektrycznych i optycznych (tab. 8.1).

Istotnym parametrem konstrukcyjnym modulatora jest jego długość. Ponieważ zmiany współczynnika załamania (lub absorpcji) wykorzystywane w modulatorach są małe, długości oddziaływania światła z sygnałem modulującym (a co za tym idzie i długość przyrządu) są duże i zawierają się w przedziale od ułamków milimetra do kilku centymetrów. Długość przyrządu jest dodatkowo zwiększana przez wymogi konstrukcji światłowodowej, rozgałęzienia, przewężenia itp. Długości charakterystyczne modulatorów podano w tabeli 8.2.

Maksymalne szybkości działania modulatorów wyznaczone są najczęściej przez właściwości materiału. W przyrządach szybkość może być również ograniczana przez parametry elektryczne modulatora, przede wszystkim przez układ i sposób podłączenia elektrod. W modulatorach ze wstrzykiwaniem ładunku szybkość jest określona przez czas życia nośników (około nanosekundy dla gęstości nośników rzędu 10^{18} cm^{-3}). Działanie modulatorów elektrooptycznych (również z efektem Franza-Kiełdysza i QCSE) jest ograniczone tylko szybkością ładowania kondensatora utworzonego przez elektrody. Jeżeli przyrząd można potraktować jako urządzenie o stałych skupionych, informacje o szybkości działania i zużytej mocy otrzymamy na podstawie prostej analizy układu RC modulatora [113, 140].

Szybkość można scharakteryzować przez częstotliwość odcięcia $f_{3\text{dB}}$

$$f_{3\text{dB}} = (2\pi RC)^{-1} \quad (8.17)$$

gdzie: R – rezystancja źródła, $C = \epsilon S/d$ – pojemność modulatora, $S = LW$ – pole powierzchni elektrody, d – odległość między elektrodami.

Tabela 8.1. Typowe parametry modulatorów światłowodowych

Parametr	Wartość	Jednostka
Pasmo	2,5* (20)**	GHz
Robocza długość fali	Wybrane okno telekomunikacyjne (1300, 1500)	nm
Straty własne	5	dB
Optyczna tłumienność odbiciowa	>40	dB
Akceptowana moc optyczna	<100	mW
Ekstynkcja	>20	dB
Efektywność modulacji fazy	≤1	Rad/V
Światłowody przyłączeniowe	Standardowe jednomodowe lub polaryzacyjne	
Warunki pracy	Standardowe lub „typowe laboratoryjne”	

*Modulator o stałych skupionych. **Modulator o stałych rozłożonych (z falą bieżącą).

Tabela 8.2. Długości charakterystyczne różnych typów modulatorów światłowodowych [140]

Typ modulatora	Definicja długości charakterystycznej	Wzór
Modulator elektroabsorcyjny.	Długość niezbędna do uzyskania założonego współczynnika ekstynkcji Ξ [dB]	$l = \frac{\Xi}{4,34 \cdot \Delta\alpha}$
Modulator Macha-Zehndera	Długość niezbędna do uzyskania przesunięcia fazy $\Delta\beta l = \pi$	$l = \frac{\lambda}{2n_{\text{eff}} \Delta\epsilon_q}$
Sprzęgacz kierunkowy	Długość charakterystyczna równa minimalnej odległości sprzężenia	$l = \frac{\sqrt{3} \lambda}{2n_{\text{eff}} \Delta\epsilon_q}$
Sprzęgacz X	Długość elektrody, wynikająca z szerokości światłowodu i wartości kąta granicznego.	$l = \frac{2}{m} \frac{w}{\sqrt{2\Delta\epsilon_q}}$

$\Delta\alpha, \Delta\epsilon_q$ – zmiany współczynnika absorpcji i względna zmiana współczynnika załamania, $\theta = m\theta_c$, θ_c – kąt graniczny, w – szerokość światłowodu

Na przykład długość elektrod modulatora zbudowanego w strukturze interferometru i z wykorzystaniem efektu elektrooptycznego będzie wynosiła

$$l = \frac{\lambda}{2(dn/dE)E} \cdot \frac{1}{\xi n_{\text{eff}}} \quad (8.18)$$

gdzie: dn/dE – zmiana współczynnika załamania wywołana zewnętrznym polem elektrycznym ($7,7 \cdot 10^{-9}$ cm/V dla LiNbO_3 , $1,6 \cdot 10^{-7}$ cm/V dla studni kwantowej w GaAs), ξ – współczynnik przekrycia pola optycznego i elektrycznego.

Pojemność i częstotliwość odcięcia opisują wzory

$$C = \frac{\epsilon \lambda}{2(dn/dE)E} \cdot \frac{w}{\xi n_{\text{eff}} d}, \quad (8.19)$$

$$f_{3\text{dB}} = \frac{(dn/dE)E}{\pi \epsilon \lambda} \cdot \frac{\xi n_{\text{eff}} d}{w} \cdot \frac{1}{R} \quad (8.20)$$

Modulatory światłowodowe są stosowane na razie jako przyrządy dyskretne przy szybkościach nie przekraczających pojedynczych gigaherców (w układach takich nie pojawiły się jeszcze problemy z dostarczaniem i dyssypacją mocy). W przyszłości, modulatory wraz ze zwiększaniem szybkości działania systemów, wymagać będą sygnałów sterujących o coraz większej mocy. Zużycie mocy dla częstotliwości f i napięcia źródła V

$$P = \frac{(2\pi fC)^2 R}{1 + (2\pi fC)^2} V^2 \quad (8.21)$$

lub

$$P = (2\pi f C)^2 R V_{\text{dev}}^2 = \left(\frac{f}{f_{3\text{dB}}} \right)^2 \frac{V_{\text{dev}}^2}{R} \quad (8.22)$$

gdzie $V_{\text{dev}} = \frac{|V|}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{f_{3\text{dB}}} \right)^2}}$.

Z obliczonej wcześniej (8.18) długości charakterystycznej interferometru dla materiału elektrooptycznego otrzymujemy moc konieczną do modulacji sygnału z częstotliwością f

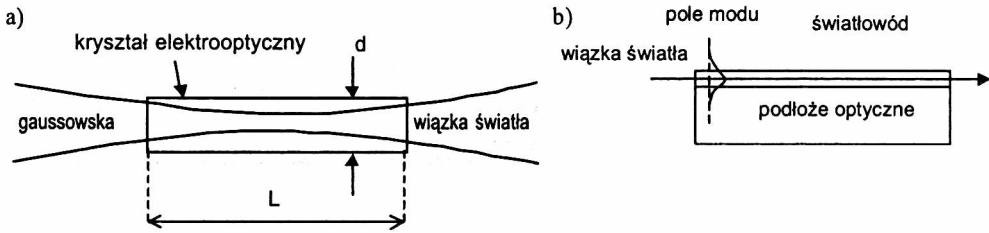
$$P = \left(f \frac{\pi \varepsilon \lambda}{(dn/dE)} \cdot \frac{w}{\xi n_{\text{eff}}} \right)^2 R \quad (8.23)$$

8.2. Konstrukcje modulatorów światłowodowych

Modulatory i przełączniki optoelektroniczne są stosowane wtedy, gdy bezpośrednia modulacja lasera lub przełączanie elektroniczne są niemożliwe, np. ze względu na degradację sygnału optycznego lub ograniczenia szybkości układów elektronicznych. Można przypuszczać, że w najbliższym czasie pojawią się systemy (np. rozległe sieci światłowodowe), w których przyrządy optoelektroniczne będą współistniały z przyrządami fotonicznymi.

Pierwsze modulatory światła były przystosowane do modulacji wiązek światła rozchodzących się w powietrzu. Początkowo było to światło niekoherentne, rozchodzące się w postaci wiązek o znacznej średnicy. W konsekwencji modulatory charakteryzowały się znaczną aperturą (średnicą) roboczą; ich wymiary były określone rozbieżnością dyfrakcyjną i geometrycznymi parametrami wiązki (rys. 8.4). W przypadku stosowania niekoherentnych źródeł światła oznaczało to wymiary (części aktywnej) modulatorów rzędu milimetrów lub centymetrów.

Z chwilą pojawienia się laserów wymagania w odniesieniu do średnicy roboczej modulatora osłabły, jednak w dalszym ciągu w praktyce trudno jest zbudować modulator objętościowy o współczynniku kształtu (L/d) większym od 100. Ograniczenie wynika z naturalnej rozbieżności wiązki gaussowskiej [187], która sprawia, że $(d^2/L) > \lambda_0/(n\pi)$, gdzie L i d to odpowiednio długość i średnica modulatora (rys. 8.4). Pojawienie się światłowodów pozwoliło na dalsze zwiększenie współczynnika kształtu. Typowe wymiary optoelektronicznej struktury światłowodowej to 1 cm długości i 10 μm średnicy, co daje wartość współczynnika kształtu 10^3 . Ważne jest również, że modulatory światłowodowe, wykonane w technice optoelektroniki zintegrowanej, dają się łatwo łączyć



Rys. 8.4. Propagacja światła w modulatorze objętościowym a) i światłowodowym b) [opracowanie własne]

z jednomodowymi włóknami światłowodowymi, ponieważ średnica rdzenia tych światłowodów jest zbliżona do wymiarów poprzecznych struktur optoelektroniki zintegrowanej.

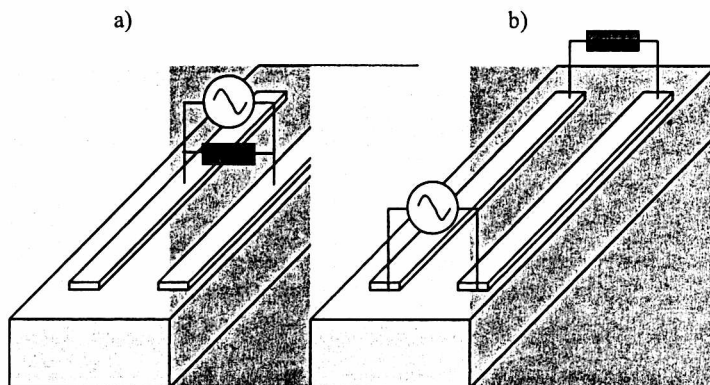
Ponieważ współczynnik $P/\Delta f$ (moc modulacji/pasmo) maleje przy zmniejszaniu wymiarów poprzecznych modulatora, redukcja wymiarów jest ze wszech miar pożądana. W modulatorach światłowodowych współczynnik $P/\Delta f$ przyjmuje wartości rzędu mW/GHz (w modulatorach objętościowych mW/MHz). Dodatkową zaletą stosowania zewnętrznych modulatorów światła w systemach telekomunikacyjnych jest poprawienie jakości modulowanego sygnału (w stosunku do sygnału otrzymywanego przez bezpośrednią modulację prądową lasera).

Modulatory światłowodowe (najczęściej wykorzystujące efekt elektrooptyczny lub elektroabsorpcję) z dwoma elektrodami w układzie kondensatora (planarnego jak na rys. 8.1 lub objętościowego, z jedną z elektrod znajdującą się od strony podłoża) umożliwiają modulację do kilku GHz. Są to struktury o stałych skupionych (rys. 8.5a), w których pasmo jest ograniczone stałą RC układu (i, w mniejszym stopniu, czasem przejścia impulsu światła przez modulator). Zwiększenie szybkości modulacji można uzyskać za pomocą konfiguracji modulatora z falą bieżącą (rys. 8.5b). W tym przypadku jedynym ograniczeniem szybkości jest dyspersja, to znaczy różne szybkości rozchodzenia się modulującej fali wielkiej częstotliwości i modulowanej fali świetlnej. W modulatorach z falą bieżącą elektroda jest jednocześnie linią mikropaskową (symetryczną, asymetryczną lub inną, stosuje się specjalne kształty elektrod w celu ograniczenia dyspersji). Dyspersję można korygować, dobierając materiały i kształtując elektrody. W modulatorach z niobianu litu pasmo ograniczone dyspersją jest opisane wzorem [44]

$$f_m = \frac{1,4 c}{\pi |n - n_m| L} \quad (8.24)$$

gdzie n i n_m – współczynniki załamania odpowiednio dla fali świetlnej i mikrofalowego sygnału modulującego.

Jedną z pierwszych konstrukcji [153] modulatora elektrooptycznego z falą bieżącą przedstawiono na rys. 8.6.

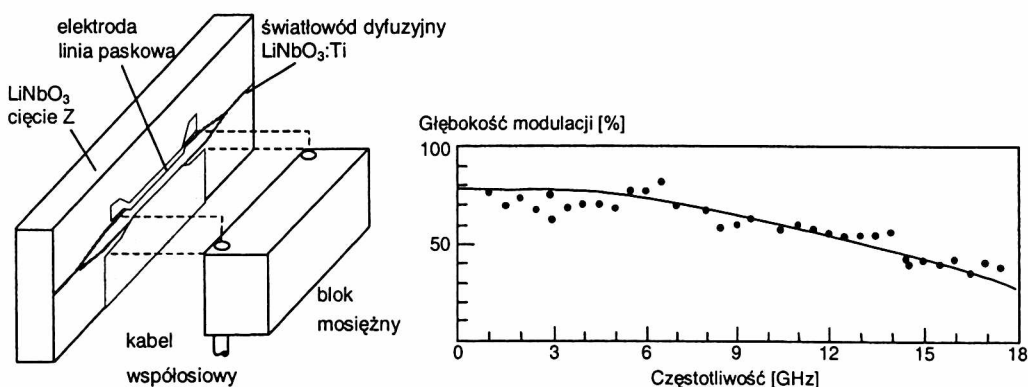


Rys. 8.5. Modulatory o stałych skupionych a) i rozłożonych b).
Modulator o stałych skupionych jest obciążony rezystorem w celu poszerzenia pasma

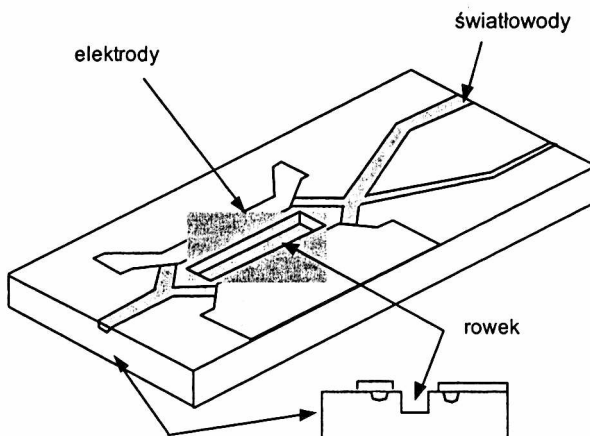
Ponieważ pasmo modulatorów z falą bieżącą ograniczone jest dyspersją prędkości fali modulowanej i modulującej, szybkość modulatora można zwiększyć, zmniejszając jego długość. Na przykład dla niobianu litu zależność długości i częstotliwości przedstawia wzór (na podstawie 8.24):

$$f_m L = 6,7 \text{ GHz} \cdot \text{cm} \quad (8.25)$$

Opracowano różne metody zmniejszania dyspersji prędkości modulatorów. Jedno z rozwiązań przedstawiono na rys. 8.7. W prezentowanej strukturze zmniejszono efektywną stałą dielektryczną materiału, wytrawiając rowek między elektrodami.



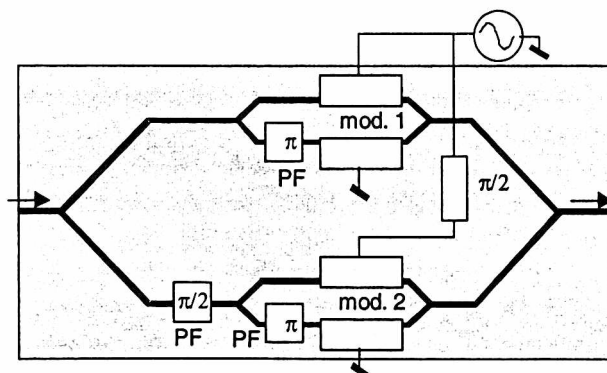
Rys. 8.6. Modulator elektrooptyczny z falą bieżącą w niobianie litu. W celu poprawienia odpowiedzi częstotliwościowej i poszerzenia pasma zastosowano linię mikropaskową z asymetrycznym układem elektrod. Układ elektrod modulatora przeciwsobnego, moc modulacji 250 mW, $P/\Delta f = 11,6 \text{ mW/GHz}$ [153]



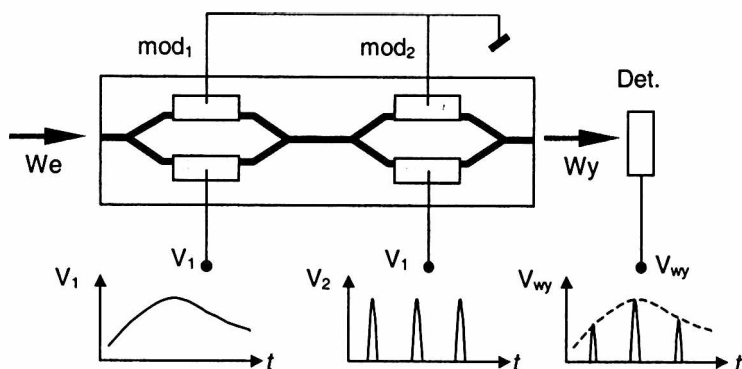
Rys. 8.7. Modulator elektrooptyczny z rowkiem wytrawionym pomiędzy światłowodami. Rowek zmniejsza efektywną przenikalność dielektryczną podłoża, dopasowując prędkości fal modulowanej (optycznej) i modulującej. W modulatorze uzyskano $P/\Delta f = 1,5 \text{ mW/GHz}$ [44]

Przyrządy zintegrowane

Dyskretne elementy optoelektroniczne, np. elektrooptyczne modulatory fazy i amplitudy, można łączyć w bardziej rozbudowane struktury optoelektroniki zintegrowanej. Układy takie mogą wykonywać bardziej złożone funkcje, np. multipleksacja czasowa lub falowa, formowanie i regeneracja impulsów. Integracja optoelektroniczna znajduje się na razie w stadium początkowym i ogranicza zwykle do monolitycznego scalenia kilku do kilkunastu elementów. Jednym z pierwszych przykładów układu zintegrowanego jest przesuwnik częstotliwości fali [148] optycznej (rys. 8.8). W jego skład wchodzi: dwa interferometry przeciwsoobne Macha–Zehndera i trzy przesuwniki fazy.



Rys. 8.8. Układ zintegrowanego przesuwnika częstotliwości. Układ działa jak modulator jednopasmowy (*single-sideband modulator*). Częstotliwość nośna jest tłumiona w interferometrach poprzez użycie przesuwników fazy π . W prezentowanym układzie uzyskano przesunięcie częstotliwości fali świetlnej (633 nm) o 2 GHz. PF – przesuwnik fazy [148]

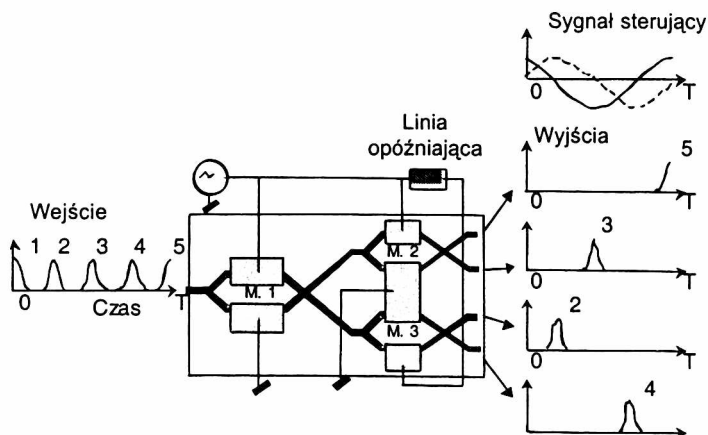


Rys. 8.9. Układ połączonych szeregowo modulatorów Macha-Zehndera

Po dostarczeniu sygnału mikrofalowego 2GHz uzyskano przesunięcie częstotliwości fali świetlnej o 2 GHz.

Przykładem integracji monolitycznej jest również szeregowe połączenie dwóch modulatorów Macha-Zehndera (rys. 8.9). Układ taki może być zastosowany np. do próbkowania sygnałów wolnozmiennych. Do pierwszego modulatora doprowadzono sygnał próbkowany, do drugiego sygnał próbkujący.

Na rysunku 8.10 przedstawiono przełącznik światłowodowy składający się z trzech modulatorów. Elementy połączone tak, że urządzenie spełnia rolę szybkiego (Gbit/s) demultipleksa czasowego [131]. Pierwszy modulator jest dwa razy dłuższy od pozostałych, a w części elektrycznej wprowadzono linię opóźniającą. Jeżeli częstotliwość sygnału elektrycznego wynosi f Hz, strumień bitów $4f$ bit/s zostanie czasowo demultipleksowany na cztery porty wyjściowe każdy prowadzący sygnał f bit/s.



Rys. 8.10. Układ zintegrowanego demultipleksa czasowego [131]

8.3. Przyrządy nieliniowe

Nieliniowe przyrządy optoelektroniczne (określenie „nieliniowe” oznacza tu „stosujące efekty optyki nieliniowej”) zazwyczaj są oparte na strukturach klasycznych (optoelektroniki liniowej), z tą różnicą, że zmiany współczynnika załamania (modyfikacje fazy fali świetlnej) są wywoływane przez optyczne efekty nieliniowe. Wyjątek stanowią przyrządy, w których mamy do czynienia ze zmianą długości fali (konwertery, generatory harmonicznych), a które w zasadzie nie mają odpowiedników w optoelektronice liniowej².

U podstaw rozwoju optoelektroniki, w tym optoelektroniki nieliniowej, leży odkrycie, a następnie rozwój, laserów półprzewodnikowych (diod laserowych). Te niewielkie elementy półprzewodnikowe mogą dziś generować znaczne moce optyczne (rzędu 1 W), zachowując przy tym długość fali i koherencję wiązki świetlnej. Umożliwia to wykorzystanie efektów nieliniowych w przyrządach fotonicznych oraz łączenie wielu elementów w jednym urządzeniu zintegrowanym. Oczekuje się, że w przyszłości optoelektronika umożliwi budowę układów obróbki, przesyłania i składowania informacji, które zarówno w zakresie prędkości, jak i pojemności o rzędy będą przekraczać możliwości układów elektronicznych.

Przedstawiono wybrane przyrządy zintegrowanej optoelektroniki nieliniowej, podzielone ze względu na klasę stosowanej nieliniowości optycznej na przyrządy drugorzędowe i trzeciorzędowe (wykorzystujące nieliniowości drugiego i trzeciego rzędu). Przyrządy „trzeciorzędowe” w konstrukcji i zasadzie działania przypominają „liniowe” przyrządy refrakcyjne; układy z nieliniowościami drugiego rzędu można porównać do elementów absorpcyjnych, z tą różnicą, że niewykorzystana część mocy pozostaje do dyspozycji w postaci wiązki o innej barwie.

Odkrycie lasera i wykonanie lasera półprzewodnikowego, a następnie badanie pierwszych efektów optyki nieliniowej wykazały, że możliwe będzie wykonanie całkowicie optycznych ultraszybkich modulatorów i przełączników światłowodowych i wykorzystanie ich w układach przetwarzania i obróbki informacji. Warunkiem produkcji użytecznych (i konkurencyjnych w stosunku do klasycznej elektroniki) przyrządów jest ich wykonanie w technologii optoelektroniki zintegrowanej. Gdy na początku lat osiemdziesiątych pojawiły się możliwości technologiczne wytwarzania światłowodów planarnych i paskowych o tłumieniu rzędu 1 dB/cm (i mniejszym), podjęto pracę nad całkowicie optycznymi przyrządami optoelektroniki zintegrowanej. Jednym z pierwszych był wykonany w 1982 r. przez Jensena nieliniowy sprzęgacz kierunkowy w światłowodzie z niobianu litu domieszkowanym tytanem [62]. Sarid (1981) zaproponował konstrukcję przełącznika bistabilnego w strukturze światłowodowego rezonatora pierścieniowego [129] – analizę wykonano dla materiału półprzewodnikowego InSb. Kawaguchi

² „W zasadzie”, gdyż możliwa jest zmiana częstotliwości sygnału oparta na wykorzystaniu składowych fourierowskich widma sygnału pierwotnego; uzyskiwane w ten sposób zmiany częstotliwości są jednak bardzo małe, w związku z czym efekt nie znalazł powszechnego zastosowania.

(1985) postulował wykonanie nieliniowego przyrządu na podstawie interferometru Macha–Zehndera [70]. Zwraca uwagę zmiana podejścia autorów do konstrukcji przyrządów, oddająca kierunek w pracach z zakresu optoelektroniki zintegrowanej w tym okresie. W roku 1981 Sarid dla swojego przełącznika wybrał strukturę rezonatora pierścieniowego i InSb. Struktura ta jest kłopotliwa technologicznie i wprowadza znaczne rozpraszanie wsteczne utrudniające integrację elementu. Jensen (1982) swój przyrząd zrealizował w powszechnie dostępnej i dobrze opracowanej technologicznie strukturze Ti:LiNbO_3 . Praca Kawaguchiego [70] pochodzi z połowy lat osiemdziesiątych i wyraźnie wskazuje na heterostrukturę GaAs/AlGaAs jako bazę materiałową; jej autor bierze również pod uwagę możliwość integracji monolitycznej zaprojektowanego urządzenia, analizując np. możliwość eliminacji rozpraszania wstecznego.

8.3.1. Interferometr Macha–Zehndera

W rozwiązaniu liniowym zmiana fazy w jednym ramieniu modulatora Macha–Zehndera jest wywołana zwykle efektem elektrooptycznym. W urządzeniu fotonicznym zmiana fazy może być wywołana nieliniową zmianą współczynnika załamania. Światłowody paskowe tworzące modulator prowadzą zazwyczaj jeden mod najniższego rzędu. Wiązka wejściowa jest dzielona na dwie wiązki o równym natężeniu, na wyjściu urządzenia obie wiązki są ponownie łączone w jednym światłowodzie. Możliwe są dwie podstawowe konfiguracje:

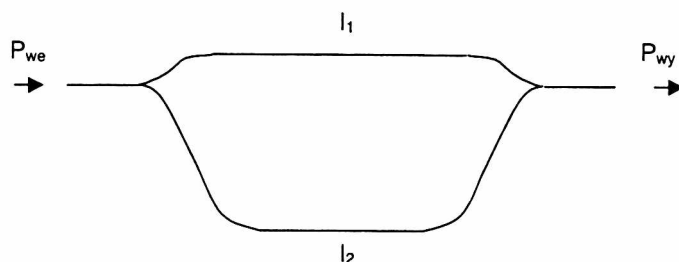
- interferometr o dwóch identycznych ramionach; współczynnik załamania jest modyfikowany za pomocą dodatkowej wiązki kontrolnej,
- interferometr asymetryczny, o ramionach różnej długości (rys. 8.11); wiązka sygnałowa jest jednocześnie wiązką aktywną (wywołującą zmiany współczynnika załamania).

W każdym przypadku zmiany współczynnika załamania opisuje się wzorem

$$n = n_0 + n_2 I \quad (8.26)$$

Moc wyjściowa interferometru jest określona wzorem

$$I_{wy} = \frac{I_{we}}{2} [1 + \cos(\phi + \delta)] \quad (8.27)$$



Rys. 8.11. Schemat interferometru Macha–Zehndera o nierównej długości ramion [70]

przy czym indukowane przesunięcie fazy ϕ jest określone wzorem

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta l n_2 \frac{I_{we}}{2} \quad (8.28)$$

gdzie: λ – długość fali światła, I_{we} – wejściowa gęstość mocy światła, δ – różnica faz fali wynikająca z różnej długości (optycznej) ramion interferometru dla małej mocy wejściowej $P_{we} \rightarrow 0$, $\Delta l = l_1 - l_2$ – różnica długości ramion interferometru.

W drugim przypadku istotą działania interferometru jest jego asymetria, to znaczy różnica dróg optycznych jego ramion. Oznacza to, że przyrząd może pracować również z ramionami interferometru równej długości, jeżeli nieliniowe zmiany współczynnika załamania w każdym z ramion będą różne. W takim przypadku we wzorze (8.28) $n_2 \Delta l$ należy zastąpić różnicą dróg optycznych $\Delta n_2 l$, gdzie $\Delta n_2 = n_{21} - n_{22}$ (n_{21} , n_{22} nieliniowe współczynniki załamania w ramionach interferometru).

8.3.2. Konwertery długości fali

Nieliniowe zjawiska optyczne drugiego rzędu umożliwiają uzyskanie wiązki światła o długości fali innej niż długość fali pierwotnej. Spośród wielu dostępnych efektów drugiego rzędu w praktyce najczęściej stosuje się:

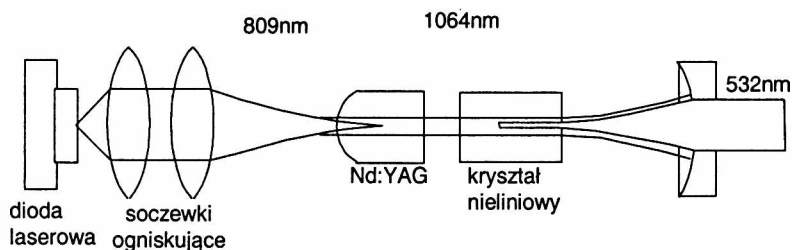
- generację drugiej harmonicznej fali światła (z częstotliwości ω otrzymujemy częstotliwość 2ω),
- nieliniowe mieszanie fal optycznych (częstotliwość wynikowa ω jest otrzymywana jako suma lub różnica częstotliwości podstawowych $\omega_1 \pm \omega_2$),
- optyczną generację parametryczną (*optical parametric oscillation*), gdzie strojone częstotliwości wiązki sygnałowej ω_s (*signal beam*) i jałowej ω_i (*idler beam*) otrzymywane są z wiązki pompującej ω_p (*pump beam*), gdzie $\omega_s + \omega_i = \omega_p$.

Efekty te występują za sprawą nieliniowej polaryzacji drugiego rzędu:

$$P^{(2)} = \epsilon_0 \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k$$

gdzie: ϵ_0 – przenikalność dielektryczna próżni, E_j , E_k – składowe wektora elektrycznego fali świetlnej, $\chi_{ijk}^{(2)}$ – tensor podatności nieliniowej drugiego rzędu, i, j, k – osie układu współrzędnych (układ główny osi krystalograficznych).

Obecnie najbardziej zaawansowane są prace nad laserami generującymi światło zielone lub niebieskie poprzez konwersję (druga harmoniczna) promieniowania lasera Nd:YAG. Tego typu źródła światła wytwarzane metodami mikrooptyki (stąd ich nazwa – mikrolasery) doczekały się już seryjnej produkcji na dość dużą skalę. Laserem podstawowym jest laser Nd:YAG emitujący wiązkę o długości fali 1,064 μm . Promień lasera jest zazwyczaj ogniskowany w ośrodku nieliniowym do kilkudziesięciu mikrometrów średnicy (aby poprawić efektywność konwersji). Jako materiałów nieliniowych używa się LiNbO_3 domieszkowanego MgO , KDP i KTP. Efektywność konwersji w tych urządzeniach mieści się w granicach od kilku do kilkunastu procent. Przykład mikrolasera – źródła światła zielonego – przedstawiono na rys. 8.12.



Rys. 8.12. Laser światła zielonego z kryształem nieliniowym umieszczonym wewnątrz rezonatora. Kryształ Nd:YAG lasera jest pompowany za pomocą diody laserowej. Z 200 mW uzyskano 10 mW w wiązce zielonej (532 nm z 1,06 μm ., kryształ KTiOPO_4) [81]

Przedstawiony układ lasera (8.12) jest wykonany z miniaturowych elementów optycznych; tworzy element o zwartej konstrukcji, można z niego korzystać w praktyce. Zastosowanie konwerterów w optoelektronicznych układach scalonych, wymaga rozwiązania opartego na światłowodach.

Światłowodowa konstrukcja konwertera, oprócz możliwości integracji, ma trzy dodatkowe zalety:

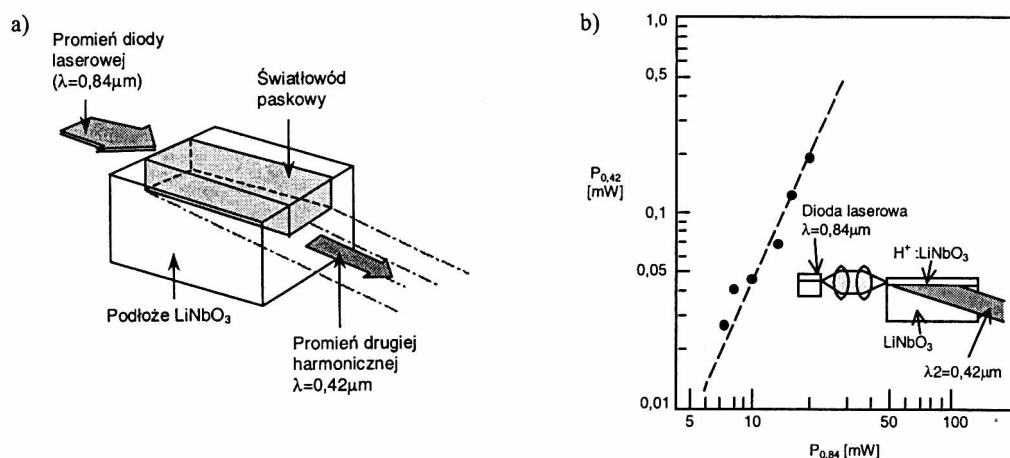
1. Ponieważ światło może być prowadzone w światłowodzie o niewielkich wymiarach poprzecznych, łatwo jest uzyskać dużą gęstość energii.

2. Dopasowanie fazowe, niezbędne do uzyskania dużych efektywności konwersji, można uzyskać w światłowodzie przez wykorzystanie dyspersji modowej. Oznacza to, że prędkości fazowe pierwotnej fali optycznej (polaryzacji nieliniowej) i fali generowanej powinny być zgodne, aby uzyskać znaczącą efektywność konwersji. W konwerterach optyki nieliniowej, budowanych w kryształach objętościowych, dopasowanie otrzymuje się dzięki dwójłomności optycznej kryształu.

3. Zastosowanie światłowodów (warstw światłowodowych) umożliwia stosowanie nowych materiałów i kombinacji materiałowych, niedostępnych lub trudnych do uzyskania w formie objętościowej.

Konfiguracja światłowodowa umożliwia uzyskanie maksymalnych efektów nieliniowych przez wykorzystanie dopasowania fazowego dla współczynnika $d_{33} = \chi_{33}^{(2)}/2$ niobianu litu [159] (w objętościowych strukturach nieliniowych nie udaje się otrzymać dopasowania dla tego współczynnika). W dyfuzyjnych światłowodach paskowych w LiNbO_3 otrzymano efektywność konwersji $1,5 \cdot 10^{-4}$ dla pracy ciągłej i 0,25 dla pracy pulsacyjnej ($\lambda = 1,08 \mu\text{m}$) [147]. Na rysunku 8.13 przedstawiono światłowodowy generator harmonicznej światła, w którym dopasowanie fazowe fal uzyskano, prowadząc falę pierwotną jako mod światłowodu, a falę harmoniczną jako mod podłożowy; źródłem światła był laser półprzewodnikowy.

Ponieważ materiały stosowane do generacji drugiej harmonicznej mają zwykle dobre właściwości elektrooptyczne, można zastosować efekt elektrooptyczny do dodatkowej kontroli lub sterowania urządzeniem [172] (strojenie, modulacja, przełączanie, korekcja błędów technologicznych). Opracowanie technologii źródeł światła w świa-



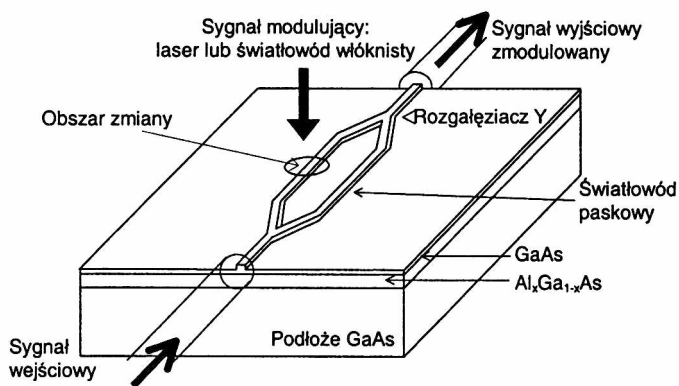
Rys. 8.13. Światłowodowa konstrukcja generatora drugiej harmonicznej. Przyrząd wykonano w światłowodzie otrzymanym metodą wymiany protonowej w niobianie litu: a) struktura światłowodu, b) efektywność generacji drugiej harmonicznej w funkcji mocy wejściowej [159]

łowodach Er:To:LiNbO_3 zwiększyło ostatnio zainteresowanie układami tego typu [9, 155] ze względu na możliwości monolitycznej integracji źródeł światła, wzmacniaczy i innych elementów optoelektronicznych w jednym podłożu.

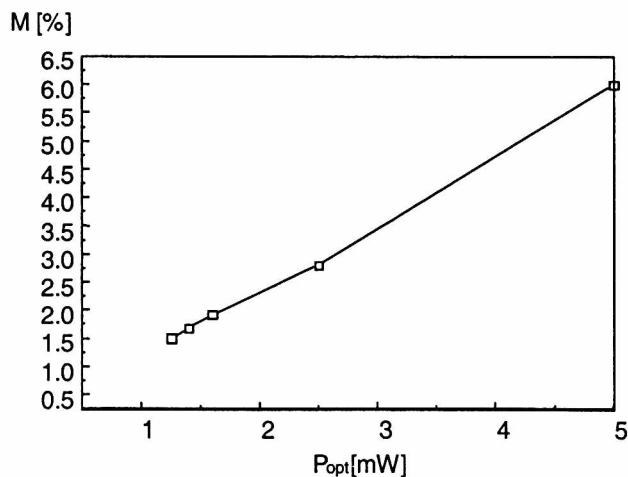
8.3.3. Fotostymulacja w światłowodowym interferometrze Macha–Zehndera

Zarówno liniowe, jak i nieliniowe struktury optoelektroniki zintegrowanej buduje się w podobnych strukturach światłowodowych. Z tego względu szczególnie interesujące są światłowodowe struktury półprzewodnikowe, w których stymulację elektryczną (przez efekt elektrooptyczny) można zastąpić optyczną, tworząc w ten sposób urządzenia fotoniczne. Sygnał stymulujący można doprowadzać bezpośrednio z wolnej przestrzeni lub dodatkowym światłowodem. Autor zaproponował badanie struktur takiego modulatora [113]. Przedmiotem badań była struktura światłowodowego modulatora typu MachaZehndera, w którym elektrody metalowe zastąpiono obszarami fotostymulacji. W przyrządzie tym zarówno sygnał modulowany, jak i modulujący (fotostymulacja) doprowadzano do struktury w postaci fali świetlnej (rys. 8.14).

Jedno z ramion interferometru oświetlano wiązką światła lasera He–Ne. Generowane nośniki wywoływały lokalną zmianę współczynnika załamania i modulację fazy. Na wyjściu interferometru obserwowano modulację amplitudy zgodnie z przedstawionymi wcześniej zależnościami. W badanym interferometrze Macha–Zehndera długość obszaru oddziaływania wynosiła $150 \mu\text{m}$. Zmierzono zależność natężenia sygnału wyjściowego od mocy wiązki modulującej. Charakterystykę modulatorów przedstawiono na rys. 8.15.



Rys. 8.14. Schemat stymulowanego optycznie modulatora światłowodowego w interferometrze Macha-Zehndera [opracowanie własne]



Rys. 8.15. Głębokość modulacji (M) w funkcji mocy sygnału oświetlającego [113]

Na podstawie wyników prezentowanych badań stwierdzono, że możliwe jest uzyskanie efektów stymulowanej optycznej modulacji światła w heterostrukturze GaAs/AlGaAs i podjęto próbę wykonania modulatora [85].

9. Optyczne metody charakteryzacji materiałów i struktur optoelektroniki nieliniowej

Charakteryzacja materiałów znajduje się w centrum zainteresowania optyki nieliniowej i optoelektroniki zintegrowanej. Nie zdefiniowano dotychczas ich bazy materiałowej i często nawet próba konstrukcji nowego przyrządu musi być prowadzona jednocześnie z badaniami właściwości stosowanego materiału. Do badań właściwości materiałów i struktur fotonicznych dobrze nadają się metody sprzęgaczy pryzmatycznego i siatkowego. Chętnie stosuje się również metody interferometryczne, rzadziej – metody mieszania wielofalowego.

9.1. Wprowadzanie światła do światłowodu – sprzęgacz pryzmatyczny i siatkowy

Wprowadzenie energii do światłowodów jest jednym z podstawowych problemów technicznych optoelektroniki zintegrowanej. W większości układów optoelektronicznych źródło światła jest elementem zewnętrznym w stosunku do struktury światłowodowej. W układach monolitycznych źródło jest zintegrowane ze strukturą, ale nawet wtedy konieczne może być dopasowanie charakterystyki wiązki i pola modowego światłowodu. Na budowę i pracę układów sprzęgających mają wpływ specyficzne cechy światłowodu, tzn. małe wymiary poprzeczne struktury światłowodowej ($\sim 1 \mu\text{m}$), duża gęstość wprowadzanej mocy i dielektryczność struktury.

Sprzęganie światła do światłowodu polega na konwersji energii optycznej źródła w mod (lub mody) światłowodu. Należy podkreślić, że sprzęganie nie jest wyłącznie przekazaniem energii optycznej w kanał światłowodowy. Sprzęgacze światłowodowe to również grupa elementów funkcjonalnych o dużych możliwościach zastosowania (czujniki, przełączniki, rozgałęziacze, układy pomiarowe).

Sprzęgacze rozumiane jako elementy wprowadzające światło do struktury światłowodowej można podzielić na dwie grupy:

- poprzeczne (sprzęganie od czoła, kątowe sprzęganie od czoła, światłowody rozdzielone),
- podłużne (sprzęgacz pryzmatyczny, sprzęgacz siatkowy, przewężony światłowód).

Podstawową zaletą sprzęgaczy poprzecznych jest prosta konstrukcja, wadą natomiast brak selektywności wzbudzania modów i konieczność precyzyjnego pozycjonowania światłowodu względem wiązki. Dodatkową przeszkodą w wielu strukturach jest utru-

dniony, a niekiedy niemożliwy dostęp do krawędzi światłowodu. Dostępna powierzchnia boczna światłowodu jest często porysowana lub popękana, co ogranicza efektywność sprzęgania, rozprasza i deformuje wprowadzaną wiązkę.

Ze względu na duże gęstości mocy w obszarze sprzężenia mogą wystąpić nieliniowe efekty optyczne. Efekty te należy uwzględniać w procesie sprzęgania światła, można je również wykorzystać do budowy przyrządu, np. przełącznika bazującego na sprzęgaczu pryzmatycznym. Budując struktury liniowe należy uwzględnić wpływ efektów nieliniowych, aby uniknąć wadliwego działania przyrządu.

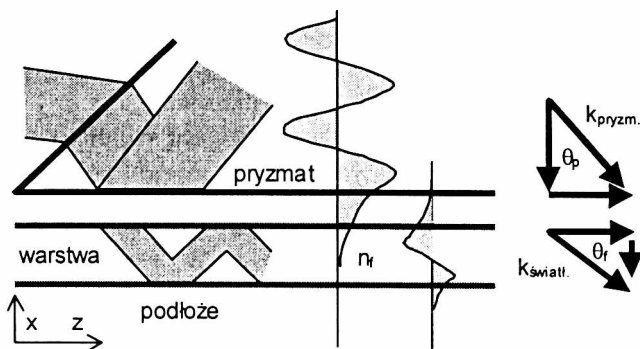
9.1.1. Sprzęgacz pryzmatyczny

Rozważania teoretyczne nad możliwością wprowadzenia światła do struktury planarnej za pomocą pryzmatu odnotowano w roku 1962 [54]. Pierwsze eksperymenty ze sprzęgaczem pryzmatycznym przeprowadził Osterberg [106]. Wiele zagadnień teoretycznych i praktycznych związanych z zastosowaniem pryzmatów do badań propagacji fali świetlnej w obszarach przypowierzchniowych opracowano w ramach techniki ATR (*Attenuated Total Reflection*) [np. 46, 36].

Sprzęgacz pryzmatyczny, jako podstawowe narzędzie optoelektroniki zintegrowanej, został upowszechniony w wyniku opublikowania wielu prac eksperymentalnych pod koniec lat sześćdziesiątych [np. 162] i teoretycznych prac Tiena i Ulricha w roku 1970 [163, 173].

Aby wprowadzić światło do światłowodu, pryzmat jest dociskany do jego powierzchni. Między światłowodem i pryzmatem powstaje cienka ($0,1 \mu\text{m}$) szczelina powietrzna (rys. 9.1). Przy całkowitym wewnętrznym odbiciu wiązki światła w pryzmacie, w szczelinie tej występuje fala zanikająca, która powoduje wyciekanie energii wiązki z pryzmatu do światłowodu. Ze względu na analogię do tunelowania cząstki przez barierę potencjału zjawisko to jest nazywane tunelowaniem optycznym.

Ponieważ efektywność wzbudzenia poszczególnych modów światłowodu zależy od kąta padania wiązki światła w pryzmacie, sprzęgacz pryzmatyczny umożliwia ich selektywne wzbudzenie. W tym celu pryzmat z dociśniętym światłowodem umieszcza się na stoliku obrotowym. Sprzęgacz pryzmatyczny umożliwia pomiar efektywnego współ-



Rys. 9.1. Schemat działania sprzęgacza pryzmatycznego

czynnika załamania, grubości, współczynnika załamania i tłumienia światłowodu. Technika pomiarowa, w której stosuje się sprzęgacze okazała się na tyle użyteczna, że używała nazwę spektroskopii m -linii.

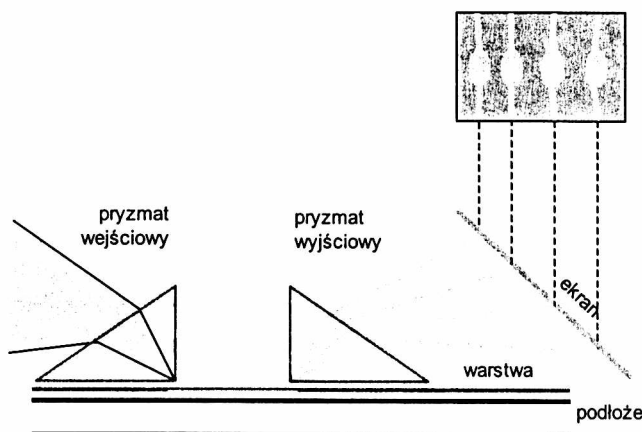
Działanie sprzęgacza pryzmatycznego opisywano za pomocą metod optyki geometrycznej (model zygzak) [160], optyki falowej [173] lub metod macierzowych [25]. Najłatwiej je wyjaśnić za pomocą prostego modelu zygzak [160]. Efektywne wprowadzanie fali światła wymaga spełnienia dwóch warunków: po pierwsze składowe stycznne wektorów falowych fali w pryzmacie i w światłowodzie powinny być zachowane, po drugie długość obszaru sprzęgania powinna być dopasowana do współczynnika sprzężenia pryzmat–światłowod. Zgodnie ze schematem (rys. 9.1) składowa z wektora falowego w pryzmacie wynosi $k_{zp} = k_0 n_p \sin \theta_p$. Z drugiej strony ta sama składowa dla promienia w światłowodzie wyniesie $k_0 n_f \sin \theta_f$ (wartość równa stałej propagacji modu światłowodowego). Zmieniając kąt padania wiązki θ_p , można selektywnie sprzęgać poszczególne mody światłowodu. Długości obszaru i współczynnika sprzężenia można kontrolować poprzez średnicę (zasięg) wiązki i siłę docisku pryzmatu do światłowodu.

Współczynnik sprzężenia pryzmatu i światłowodu jest zwykle bardzo mały, co nie jest zgodne z obserwowanymi w praktyce efektywnościami sprzężenia dochodzącymi do 90% [174]. Dużą efektywność sprzęgania tłumaczy się rezonansowym charakterem tego procesu. W modelu optyki geometrycznej zygzak oznacza, że przy każdym kolejnym odbiciu od górnej granicy światłowodu wiązka światła pozostaje w fazie z falą w pryzmacie (rys. 9.1). Jeżeli w pierwszym punkcie amplituda wzbudzonej fali wynosi jeden, w drugim punkcie występuje konstruktywna interferencja dwóch fal i amplituda jest dwukrotnie większa, oznacza to czterokrotny wzrost natężenia. Obszar oddziaływania fal sprzęgacza pryzmatycznego obejmuje zazwyczaj od kilkudziesięciu do kilkuset odbić. Wyjaśnia to dużą efektywność działania sprzęgacza pryzmatycznego.

Umieszczenie pryzmatu wraz ze światłowodem na stoliku obrotowym pozwala na wzbudzanie kolejnych modów światłowodu. Alternatywą jest użycie wiązki zbieżnej, o spektrum kątowym obejmującym więcej niż jeden mod światłowodu (rys. 9.2). W takim układzie pomiarowym możliwe jest wzbudzenie wszystkich modów światłowodu, które znajdują się w obrębie apertury numerycznej soczewki wprowadzającej światło do pryzmatu wejściowego.

Fala świetlna wprowadzona do światłowodu rozchodzi się w formie jednego lub kilku modów. Rozpraszanie światła w obrębie światłowodu prowadzi do sprzęgania modów (przekazywanie energii między modami) oraz do pojawienia się w sąsiedztwie wiązki wyjściowej linii światła rozproszonego (m -linii). Forma m -linii (położenie, długość, szerokość, jaskrawość) informuje o strukturze modowej, tłumieniu światłowodu, efektywności sprzęgania, grubości i współczynnikach załamania.

Prostota stosowania i dostępność sprzęgaczy pryzmatycznych zagwarantowała im miejsce podstawowego narzędzia w pracach eksperymentalnych związanych ze światłowodami planarnymi. Problem pojawił się przy próbach pomiaru światłowodów półprzewodnikowych o dużym współczynniku załamania, prowadzących fale z zakresu



Rys. 9.2. Układ sprzęgacza pryzmatycznego z dwoma pryzmatami: wejściowym i wyjściowym. Wzbudzone mody światłowodowe odsprężane drugim pryzmatem obserwuje się na ekranie. Światło rozproszone tworzy na ekranie pionowe linie (m -linie)

podczerwieni (GaAs, Si). Praca z pryzmatem jest kłopotliwa, ponieważ wymaga stosowania kamery podczerwieni; brakowało również materiałów o odpowiednio dużym współczynniku załamania. Wadą pryzmatu jest również to, że z definicji był obiektem zewnętrznym w stosunku do światłowodu, co utrudniało budowę przyrządów monolitycznych. Wymienione problemy można rozwiązać, jeśli jako element sprzęgający zastosuje się siatkę dyfrakcyjną.

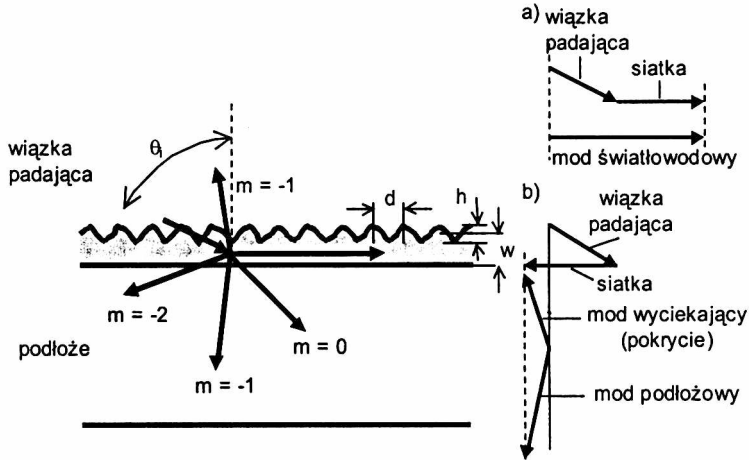
9.1.2. Sprzęgacz siatkowy

Sprzęgacze siatkowe weszły do powszechnego użytku na początku lat siedemdziesiątych [np. 28]. Zasadę działania sprzęgacza pryzmatycznego można przedstawić za pomocą uproszczonego modelu Tiena [160], opartego na pracach Rayleigha [124]. Analiza opiera się na założeniu, że dyfrakcji (sprzęganiu) podlegają fale płaskie. Schemat siatki dyfrakcyjnej pełniącej rolę sprzęgacza światłowodowego przedstawiono na rys. 9.3. Siatka dyfrakcyjna rozszczepia wiązkę padającą. W zależności od rzędu dyfrakcji promień może pojawić się jako mod światłowodowy, mod podłożowy lub mod wyciekający (do powietrza). Diagram z rys. 9.3a ilustruje warunek pojawienia się modu światłowodowego, diagram 9.3b pokazuje kiedy światło będzie rozpraszane w mody wyciekające. Dla każdego ze wzbudzonego modu prawo zachowania pędu określa wzajemne położenie wektorów falowych fal świetlnych.

Zakłada się, że siatka dyfrakcyjna jest utworzona przez pofałdowanie powierzchni ($x = 0$) światłowodu opisane równaniem

$$x = \frac{1}{2} h \sin\left(\frac{2\pi}{d} z\right), \quad (9.1)$$

w którym $\frac{1}{2}h$ – amplituda modulacji, d – okres siatki.



Rys. 9.3. Zasada działania światłowodowego sprzęgacza siatkowego

Tak ukształtowana siatka jest oświetlana falą płaską

$$E_{yi}(x, z, t) = A \exp[j(\omega t + kx \cos \theta_i - kz \sin \theta_i)] \quad (9.2)$$

gdzie: z – kierunek propagacji, x – kierunek prostopadły do powierzchni światłowodu.

Jeśli wzór (9.1) podstawimy się do równania (9.2) i wynik rozwinie się w szereg względem funkcji Bessela, to w obszarze siatki (górna granica światłowodu) otrzyma się [160]

$$E_{yi} = A \sum_m J_m \left(\frac{hk \cos \theta_i}{2} \right) \exp i \left[\omega t - \left(k \sin \theta_i + m \frac{2\pi}{d} \right) z \right] \quad (9.3)$$

Wynik wskazuje, że siatka dyfrakcyjna wytworzona na powierzchni światłowodu będzie źródłem fal płaskich, dla których składowe z wektora falowego są opisane wzorem

$$k_{zd} = k \sin \theta_i + m \left(\frac{2\pi}{d} \right) \quad (9.4)$$

w którym $m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$ jest rzędem dyfrakcji.

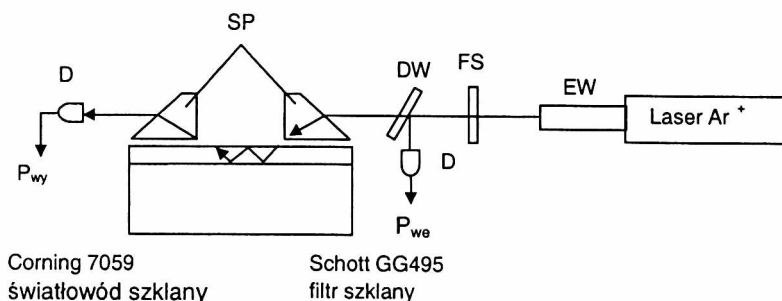
Zgodnie ze wzorem (9.4) wektor falowy każdej wiązki dyfrakcyjnej składa się z dwóch składników: pierwszy jest związany z falą padającą, drugi – z siatką dyfrakcyjną. Wielkość $m(2\pi/d)$ może być w związku z tym określona jako wektor falowy siatki. Zgodnie z rys. 9.3 stałą siatki d można dobrać tak, aby wzbudzać selektywnie jeden z modów światłowodu. W praktyce efektywność sprzęgania uzyskiwana tą metodą jest mniejsza niż w metodzie sprzęgacza pryzmatycznego; część mocy wiązki jest rozpraszana w powietrze, część w podłoże, mogą być również wzbudzane inne mody światłowodowe. Efektywność sprzęgania można zwiększyć, jeśli siatkę oświetli się od strony podłoża. Eliminuje to wiązki rozpraszane w powietrze. Można również zwiększyć efektywność

wzbudzenia modów światłowodowych przez asymetryczne formowanie rowków siatki dyfrakcyjnej. Standardowo do wytwarzania sprzęgaczy siatkowych stosuje się metodę interferencji dwupromieniowej (zwaną czasem metodą holograficzną, stąd siatki holograficzne). Źródłem światła jest zazwyczaj laser argonowy (linia niebieska), rzadziej laser ekscymerowy. Stosując specjalne zabiegi technologiczne, np. naświetlanie w kąpeli olejowej, uzyskiwano nawet siatki o stałej $0,1 \mu\text{m}$ [138].

9.2. Nieliniowy sprzęgacz pryzmatyczny

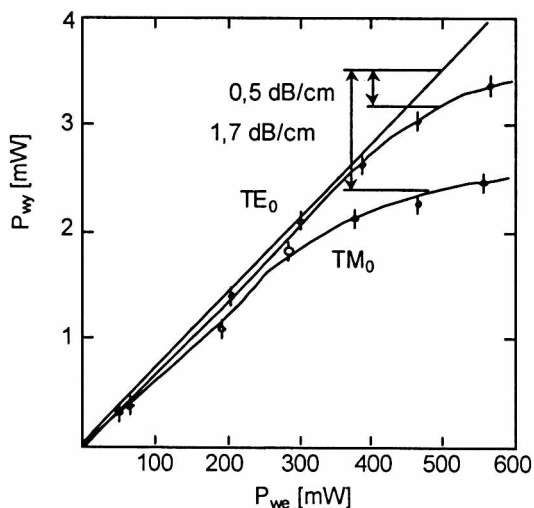
Opisano opracowane przez autora zastosowanie sprzęgacza pryzmatycznego do charakteryzacji nieliniowej struktury światłowodowej. Zastosowany układ pomiarowy przedstawiono na rys. 9.4.

Światło z jonowego lasera argonowego ($\lambda = 488 \text{ nm}$), pracującego w sposób ciągły, jest wprowadzane (i wyprowadzane) do struktury za pomocą pryzmatów szklanych oddzielonych o 5 mm . Moc padającego światła jest regulowana za pomocą neutralnych (szarych) filtrów. Zastosowano ekspander wiązki, aby zmniejszyć gęstość mocy na elementach prowadzenia wiązki i uniknąć termicznego samorozogniskowania wiązki. Luneta ekspandera służy także do ogniskowania promienia na podstawie pryzmatu wejściowego. Średnica wprowadzanej wiązki wejściowej wynosiła $0,25 \text{ mm}$. Efektywność sprzęgania określono metodą pochylania (*dip method* [158]) z dokładnością 5% . Do pomiarów natężenia wiązki wprowadzanej i wyprowadzanej ze światłowodu zastosowano dwa mierniki mocy. Światło będzie efektywnie wprowadzane do światłowodu, jeżeli składowa wektora falowego padającej wiązki, równoległa do podstawy pryzmatu będzie równa stałej propagacji wzbudzanego modu światłowodu. Jeżeli jednak stała propagacji modu jest funkcją mocy światła, to przestaje być ona równa składowej równoległej fali w pryzmacie i efektywność sprzęgania spada. Na rysunkach 9.5 i 9.6 przedstawiono wyniki pomiarów nieliniowego sprzęgacza pryzmatycznego. Na rysunku 9.5 zaprezentowano zależność efektywności sprzęgania (moc wyjściowa w funkcji mocy wejściowej) dla modów TE i TM rozchodzących się w światłowodzie jednomodowym.



Rys. 9.4. Stanowisko do przeprowadzania pomiarów właściwości nieliniowych światłowodów metodą sprzęgacza pryzmatycznego: EW – ekspander wiązki, FS – filtr szary, DW – dzielnik wiązki, SP – sprzęgacz pryzmatyczny, D – detektory [108]

Ponieważ oddziaływanie nieliniowe zachodzi w podłożu, zmiana efektywności sprzęgania jest – zgodnie z przewidywaniami – znacznie silniejsza dla modów TM , które wnikać do podłoża bardziej niż mody TE . Przed pomiarem prezentowanych charakterystyk sprzężenie optymalizowano dla małych mocy wiązki lasera ($< 0,1$ mW). Efektywność sprzężenia dla modów TE_0 i TM_0 wynosiła 10%. Linia prosta na rys. 9.5 prezentuje ekstrapolowaną efektywność sprzężenia dla małych mocy. Na rysunku widać wyraźnie, że dla większych mocy zależność jest nieliniowa; dla $P_{we} = 500$ mW występuje redukcja mocy od 0,5 i 1,7 dB odpowiednio dla modów TE_0 i TM_0 . Efekt nieliniowych zmian efektywności sprzęgania dla modów TE_1 , TE_2 i TE_3 światłowodu wielomodowego przedstawiono na rys. 9.6. Dla każdego modu sprzężenie najpierw optymalizowano dla małej mocy (poniżej 0,1 mW), a następnie moc wejściową zwiększano. Po osiągnięciu maksymalnej wartości sygnału wejściowego sprzężenie ponownie optymalizowano. W ostat-

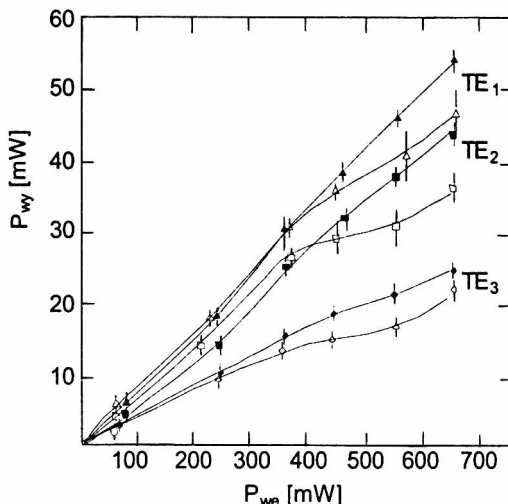


Rys. 9.5. Moc wyjściowa w funkcji mocy wejściowej dla modów TE_0 i TM_0 światłowodu jednomodowego. Współczynniki załamania warstwy 1,593 dla polaryzacji TE i 1,595 dla polaryzacji TM , grubość warstwy $1,2 \mu\text{m}$, $\lambda = 488 \text{ nm}$. Linia ciągła reprezentuje ekstrapolowane wyniki dla sprzęgania z małą mocą [110]

nim etapie wprowadzaną moc zmniejszano do zera. Efektywność sprzęgania w tej serii pomiarów wynosiła około 20%. W trakcie pomiarów stwierdzono, że przy sprzęganiu promieni o większej mocy, kąty sprzężenia były bliższe normalnej do powierzchni wejściowej pryzmatu dla mocy mniejszych. Wskazuje to, że nieliniowość podłoża ma znak ujemny.

Najprostszą metodą określenia wartości nieliniowego współczynnika załamania (n_2) materiału warstwy jest porównanie efektywnych współczynników załamania struktury światłowodowej:

$$\Delta n_{\text{eff}} = n_{\text{eff}}^{LP} - n_{\text{eff}}^{HP} \quad (9.5)$$



Rys. 9.6. Pomiar mocy wyjściowej w funkcji mocy wejściowej dla modów TE_1 , TE_2 i TE_3 światłowodu wielomodowego. Współczynnik załamania 1,593, grubość warstwy 4,3 μm , $\lambda = 488 \text{ nm}$, średnica wiązki przy podstawie pryzmatu 0,25 mm [110]

gdzie: n_{eff}^{LP} – efektywny współczynnik załamania, zmierzony przy małej mocy lasera (poniżej 0,1 mW), n_{eff}^{HP} – efektywny współczynnik załamania, zmierzony dla mocy maksymalnej 750 mW.

Nieliniowość mierzona w opisanym układzie jest sumaryczna; sumuje efekty występujące w całym układzie. W analizowanej strukturze (liniowy światłowod szkłany na podłożu nieliniowym), można przyjąć, że efekty nieliniowe zachodzą wyłącznie w podłożu. Hipotezę tę zweryfikowano, nanosząc warstwy światłowodowe C-7059 na podłożu liniowym (podstawkowe szkiełka mikroskopowe) i mierząc parametry światłowodu; nie stwierdzono żadnych efektów nieliniowych.

Szacowanie wartości nieliniowego współczynnika załamania jest oparte na procedurze po raz pierwszy zaproponowanej przez Cartera, Chena Tripathyego [19]. Procedura opiera się na założeniu (prawdziwym w większości spotykanych w praktyce przypadków), że nieliniowe zmiany współczynnika załamania są mniejsze od różnicy współczynników załamania $n_f - n_c$ i $n_f - n_s$ (n_f – współczynnik załamania warstwy, n_c – pokrycia, n_s – podłoża). W takim przypadku (jeżeli nie pracujemy w pobliżu grubości odcięcia modu) rozkłady pola modu w strukturze liniowej (mała moc) i nieliniowej są prawie identyczne. Za pomocą (liniowego) równania modowego na podstawie zmierzonych zmian efektywnego Δn_{eff} współczynnika załamania można określić zmiany współczynnika załamania podłoża Δn_s . W opisywanym przypadku bezwzględna zmiana współczynnika załamania wynosiła 0,002 dla mocy 750 mW. Obliczenie wartości nieliniowego współczynnika załamania n_2 wymaga ustalenia, jaka część mocy okre-

ślonego modu światłowodu jest prowadzona w podłożu i na jakiej głębokości. Po obliczeniu tych parametrów określono gęstość mocy w podłożu jako

$$p_s = \frac{P_s}{W h_s}$$

gdzie W – szerokość prowadzonej wiązki. Ostatecznie można obliczyć nieliniowy współczynnik załamania jako $n_2 = \Delta n_s / p_s$. Wartość n_2 obliczona dla opisywanej struktury wynosiła $8 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2/\text{W}$.

Obliczona wartość nieliniowości jest o cztery rzędy wielkości większa od zmierzonej przez Jaina i Linda [60] za pomocą 10 ns impulsów laserowych. Nieliniowość tę przypisywano generacji plazmy swobodnych nośników o czasie życia porównywalnym z czasem trwania impulsów. Nie można w związku z tym przypuszczać, że wartość nieliniowości znacząco się zwiększy po zastosowaniu lasera pracy ciągłej. Jeżeli się uwzględni, że badana struktura światłowodowa stosunkowo silnie pochłania światło, można przyjąć, że obserwowana nieliniowość jest pochodzenia termicznego.

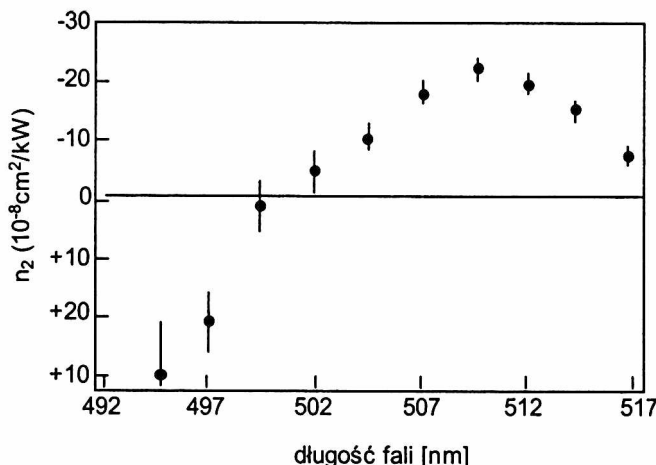
9.3. Interferometryczna metoda pomiaru nieliniowości w strukturach światłowodowych

Metody interferometryczne, którymi mierzy się bardzo małe zmiany współczynnika załamania, nadają się także do pomiarów nieliniowego współczynnika załamania n_2 . Do pomiarów można stosować różne konfiguracje interferometru: Macha–Zehndera, Fabry–Perota, Twymana–Greena. Struktury światłowodowe można ponadto mierzyć metodami sprzęgacza pryzmatycznego lub siatkowego; elementem centralnym układu pomiarowego jest w tym przypadku światłowód planarny, pełniący rolę interferometru o bardzo dużych dobroci.

Historycznie pierwsze interferometryczne pomiary nieliniowości przeprowadzili Veduta i Kirsanov [176] za pomocą interferometru Michelsona. Jednak z powodu małej stabilności tej konfiguracji dziś się nie stosuje.

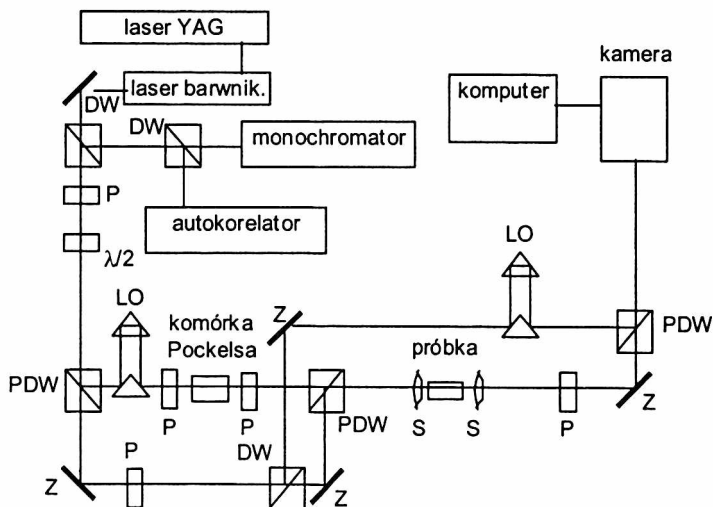
Bliss, Speck i Simmons [12] jako jedni z pierwszych przeprowadzili pomiary nieliniowego współczynnika załamania w konfiguracji interferometru Macha–Zehndera, które polegały na lokalizacji prążków interferencyjnych. Wykazali oni, że przy pomiarze położenia prążków interferencyjnych z dokładnością $1/30$, można mierzyć nieliniowy współczynnik załamania n_2 z dokładnością około 30%.

Olbright i Peyghambarian [105] mierzyli współczynnik nieliniowy szkła domieszkowanego nanokryształami półprzewodnika $\text{CdS}_{0,9}\text{Se}_{0,1}$ w układzie interferometru Twymana–Greena (rys. 9.7). Wpływ niestabilności kompensowano, rejestrując jednocześnie obrazy interferencyjne wiązki przechodzącej przez próbkę (płytkę szklaną) i wiązki referencyjnej (odbitej od zwierciadła obok próbki). Autorzy ocenili dokładność pomiaru położenia prążka na $1/100$ odległości międzyprążkowej. Pomiary przeprowadzono w zakresie długości fal od 495 do 517 nm. Dokładność pomiaru zmieniała się w granicach od 10 do 50%.



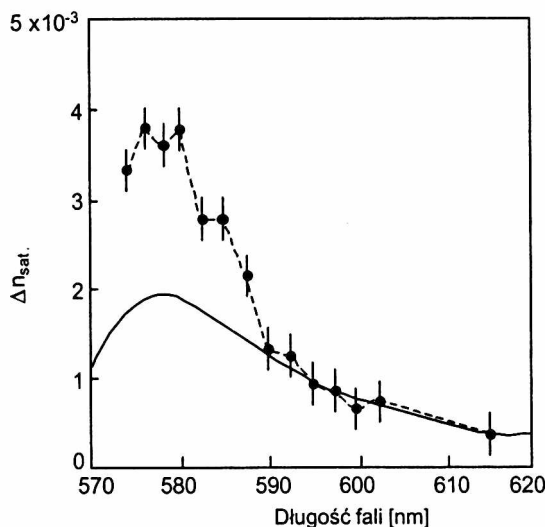
Rys. 9.7. Zależność spektralna nieliniowego współczynnika załamania n_2 zmierzona dla szkła domieszkowanego półprzewodnikiem $\text{CdS}_{0.9}\text{Se}_{0.1}$ (filtr Corning CS 3-69) [105]

Finlayson ze współpracownikami [38] przeprowadził pomiar nieliniowego współczynnika załamania w strukturze światłowodu paskowego umieszczonej w jednym z ramion interferometru Macha–Zehndera (rys. 9.8). Światłowody paskowe wykonywano metodą wymiany jonowej w podłożu ze szkła domieszkowanego półprzewodnikiem. Falę świetlną wprowadzono do światłowodu metodą sprzęgania od czoła. Zastosowano kamerę do rejestracji przestrzennego rozkładu prążków interferencyjnych. Źródłem światła był



Rys. 9.8. Układ interferometru Macha–Zehndera do pomiaru nieliniowego współczynnika załamania: Z – zwierciadła, DW – dzielniki wiązek, PDW – polaryzacyjne dzielniki wiązek, $\lambda/2$ – płytki półfalowa, LO – linia opóźniająca, S – soczewki [38]

laser barwnikowy (Rh6G, 2 ps, 308 MHz), pompowany laserem Nd:YAG z synchronizacją modów. Otrzymane dane (obrazy interferencyjne) przetwarzano za pomocą szybkiej transformaty Fouriera. Fourierowska filtracja danych poprawiła stosunek sygnału do szumu. Stwierdzono występowanie dwóch typów nieliniowości: termicznej i elektro-nowej. Nieliniowość termiczna nasyciła się przy natężeniach 5 mJ/cm^2 , nieliniowości elektronowe nie nasyciły się nawet przy natężeniach 25 mJ/cm^2 . Zmierzone wartości nieliniowego współczynnika załamania przedstawiono na rys. 9.9.



Rys. 9.9. Spektralna charakterystyka Δn_{sat} . Zaznaczono punkty eksperymentalne i błędy pomiaru. Linia ciągłą oznaczono przebieg teoretyczny [38]

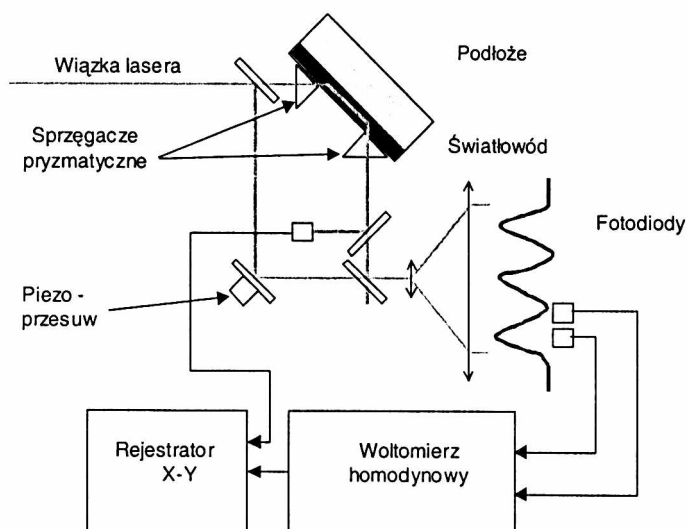
W układzie pomiarowy zastosowanym przez Finlaysona [38] nie można było wyeliminować efektów cieplnych z powodu dużej szybkości powtarzania impulsów. Minoshima Taiji i Kobayashi [95] zmodyfikowali układ z rys. 9.8 (interferometr Macha–Zehndera) przez zastosowanie układu laserowego generującego impulsy 100 fs z częstotliwością powtarzania 10 Hz (200 μJ , 630 nm). Kamery zastąpiono linią detektorów, mierzono (objętościowe) próbki szkła domieszkowanego $\text{CdS}_{0,12}\text{Se}_{0,88}$.

Cotter ze współpracownikami [26] zastosował do pomiarów układ interferometru Macha–Zehndera, w którym zwierciadła umieszczone były na sterowanych komputerowo przesuwnikach piezoelektrycznych. Systemy sprzężenia zwrotnego w układach sterowania przesuwnikami i system komputerowej filtracji danych pozwoliły osiągnąć dokładność pomiarów przesunięcia prążków dochodzącą do 1/1000. W układzie mierzono nieliniowości światłowodów kwarcowych ($n_2 = 2,5 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{W}$) i próbki szkła domieszkowanego $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$.

Omówione konfiguracje eksperymentalne dotyczyły pomiarów nieliniowości w próbkach objętościowych lub jednomodowych światłowodach paskowych i włóknistych

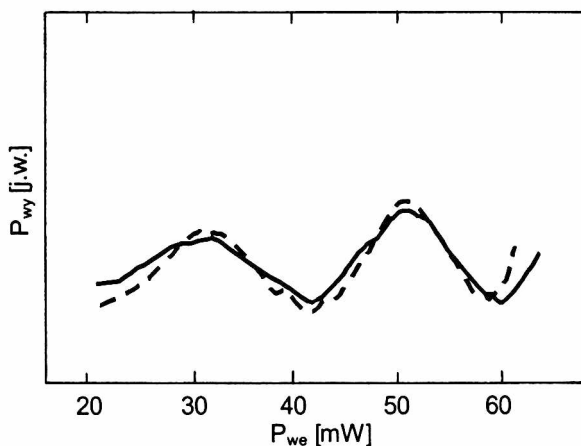
sprzęganych od czoła (*butt-coupled*). Prezentowane układy dobrze sprawdzały się przy pomiarach próbek objętościowych. W przypadku światłowodów jednomodowych sprzęganych od czoła pojawiają się problemy z efektywnością i stabilnością sprzęgania, rozwiązywane metodami komputerowej obróbki danych. Żadna z zaprezentowanych metod nie nadaje się do pomiaru światłowodów wielomodowych.

Zaprezentowano opracowany przez autora układ pomiarowy, w którym wykorzystano układ sprzęgacza pryzmatycznego ze światłowodem nieliniowym umieszczony w jednym z ramion interferometru Macha–Zehndera (rys. 9.10). Wiązkę światła z lasera argonowego wprowadzano do światłowodu za pomocą sprzęgacza pryzmatycznego. Zmiany efektywnego współczynnika załamania światłowodu powodowały przesunięcie fazy w wiązce pomiarowej (rys. 9.11). Były one kompensowane za pomocą zwierciadła umieszczonego na piezoelektrycznym stoliku przesuwym. Wcześniej wyskalowany przesuw zwierciadła umożliwiał pomiary zmian fazy w ramieniu pomiarowym interferometru. Zmiany fazy dla dwóch różnych długości fali i dwóch modów światłowodu przedstawiono na rys. 9.12.



Rys. 9.10. Schemat układu do pomiaru nieliniowości światłowodów w układzie interferometru Macha–Zehndera [opracowanie własne]

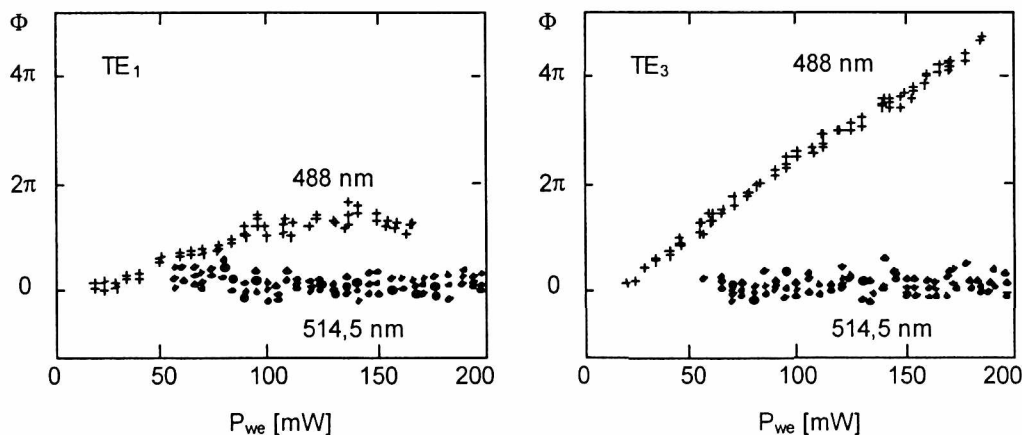
Celem eksperymentu był pomiar właściwości nieliniowych światłowodów zawierających półprzewodnikowe krystality CdSSe. Wcześniej zaprezentowano zasadę pomiaru takich struktur za pomocą sprzęgacza pryzmatycznego – pomiar tą metodą ma charakter lokalny, mierzymy wypadkową zjawisk w obszarze sprzęgacza. Jest to jednocześnie jej wada i zaleta: jest możliwe przeprowadzenia pomiarów punktowych, ale jednocześnie trzeba dokonywać założeń i uproszczeń (liniowość światłowodu i pryzmatu, zakres oddziaływania), aby uzyskać dane na temat właściwości światłowodu.



Rys. 9.11. Zależność mocy wyjściowej światła od mocy wejściowej w układzie interferometru z rys. 9.10. Mierzono mod TE_2 , całkowity czas pomiaru 17 s (linia przerywana) i 8,5 s (linia ciągła); zgodność wykresów wyklucza obecność długoczasowych efektów termicznych [wyniki własne]

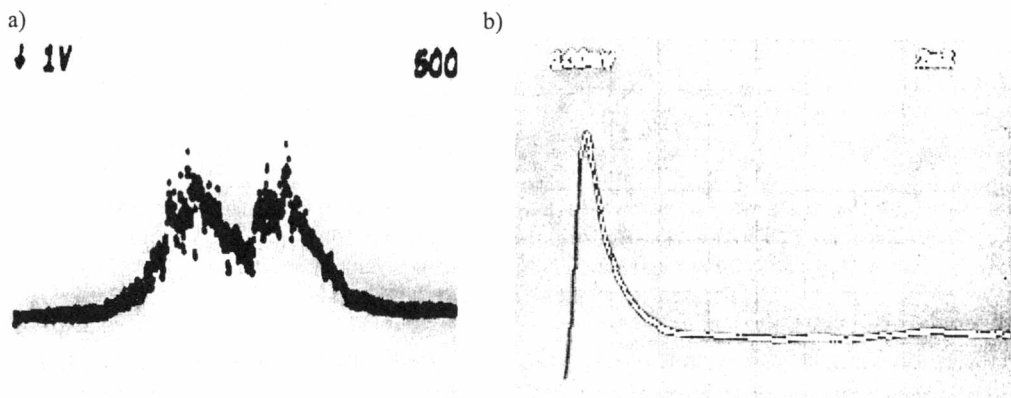
Metoda interferometryczna umożliwiła bezpośredni pomiar zmian współczynnika załamania światłowodu z błędem około 10% (odchylenie standardowe). Przedmiotem pomiarów były światłowody planarne ze szkła Corning 7059, nanoszone na podłoże ze szkła domieszkowanego mikrokryształami półprzewodnika CdSSe. Źródłem światła był laser argonowy (praca ciągła, $\lambda = 488$ nm i 514,5 nm).

Dane uzyskane w czasie eksperymentu analizowano za pomocą z nieliniowego równania modowego. Obliczono nieliniowy współczynnik załamania (n_2) podłoża. Dla ciągłej wiązki światła laserowego ($\lambda = 488$ nm, podłoże Schott GG-495) otrzymano $n_2 \sim 10^{-10}$ m²/W. Podobną wartość otrzymano, przeprowadzając pomiary metodą sprzęga-



Rys. 9.12. Zmiana fazy wywołana nieliniowymi zmianami współczynnika załamania światłowodu w funkcji mocy wiązki światła [wyniki własne]

cza pryzmatycznego. Jest to nieliniowość kilka rzędów wielkości większa niż mierzona wcześniej za pomocą laserów impulsowych, można zatem przyjąć, że jest ona pochodzenia termicznego. Pomiary prowadzono dla wiązki o mocy nie przekraczającej 250 mW. Wyższe moce wywoływały efekty termicznego samoogniskowania lub rozogniskowania (*thermal blooming*) z czasem relaksacji około 5 ms. Na rys. 9.13a przedstawiono profil wiązki wyjściowej otrzymany dla mocy 300 mW ($\lambda = 488$ nm), a rys. 9.13b prezentuje rejestrowaną w czasie zmianę natężenia w centrum wiązki wyjściowej.



Rys. 9.13. Efekt samorozogniskowania termicznego: a) rejestrowany za pomocą linijki detektorów profil wiązki; $P_{we} = 30$ mW, $\lambda = 488$ nm, b) zmiana natężenia w czasie, mierzona w centrum wiązki odsprężanej ze światłowodu [wyniki własne]

9.4. Sprzęganie fazowe i zdegenerowane mieszanie czterofalowe¹

Sprzęganie fazowe (*phase conjugation*, PC) i zdegenerowane mieszanie czterofalowe (*degenerate four wave mixing*, DFWM) to techniki umożliwiające pomiar amplitudy i dynamiki zjawisk optycznych nieliniowych. Oprócz metod funkcjonalnych (np. metody sprzęgacza pryzmatycznego) i interferencyjnych, są trzecim narzędziem powszechnie stosowanym do badania zjawisk nieliniowych w materiałach litych i w światłowodach.

Falę sprzężoną fazowo definiuje się jako falę wynikową, której faza jest zespoloną sprzężoną fazy fali wejściowej. Fala PC może być generowana za pomocą różnych mechanizmów nieliniowych, np. rozpraszania wymuszonego (*stimulated scattering*) czy nieliniowego mieszania trzech lub czterech fal. Najpopularniejszą metodą generacji fali sprzężonej fazowo jest zdegenerowane mieszanie czterofalowe. Tworzenie fali PC przez mechanizm DFWM przedstawiono schematycznie na rys. 9.14. Fale wejściowe o dużym natężeniu (A_1 i A_2) zwane falami pompującymi poruszają się przeciwbieżnie ($k_1 = -k_2$). Kiedy trzecia, słaba fala próbkująca A_p , pada na ośrodek nieliniowy pod dowol-

¹ Podrozdział opracowano na podstawie monografii [39, 189].

nym kątem, tworzy się czwarta fala A_c , nazywana falą sprzężoną fazowo. Fazy fali A_p i A_c są sprzężone w sensie zespolonym, amplitudy i wektory falowe są związane zależnościami:

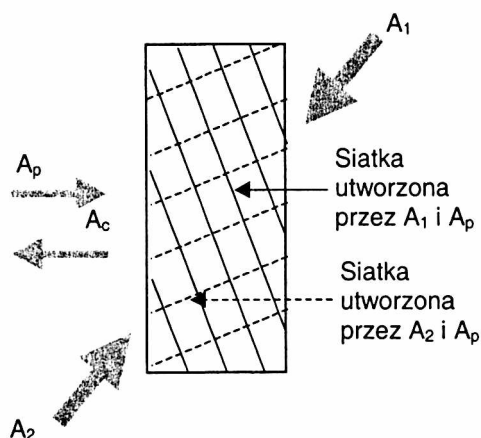
$$A_c \sim A_1 A_2 A_p^* \quad \text{ i } \quad k_c = -k_p$$

gdzie * oznacza sprzężenie zespolone.

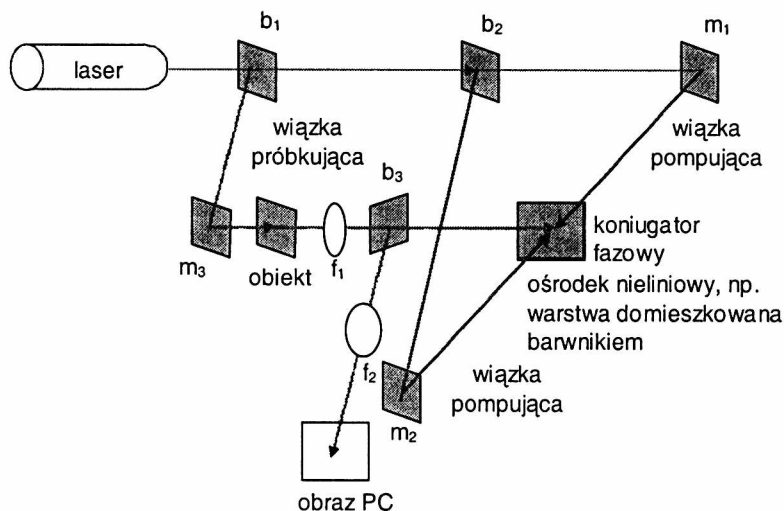
W uproszczeniu mechanizm generacji fali sprzężonej można przedstawić następująco: w ośrodku nieliniowym pary fal A_1 i A_p oraz A_2 i A_p tworzą układ dwóch siatek dyfrakcyjnych (Bragga) stałych i jednej ruchomej. W większości rozwiązań spotykanych w praktyce siatka ruchoma nie bierze udziału w generacji fali PC i może być pominięta. Część natężenia każdej fali pompującej jest braggowsko odchylana na siatkach i tworzy falę sprzężoną A_c .

Klasyczny układ do generacji fali sprzęganej fazowo metodą zdegenerowanego mieszania czterech fal przedstawiono na rys. 9.15. Promień lasera jest dzielony na dwie części, jedna z nich jest dalej dzielona na dwie przeciwbieżne wiązki pompy, druga tworzy wiązkę próbkującą. Drogi optyczne wiązek powinny być tak dobrane, aby uwzględniały drogę koherencji zastosowanego lasera. W prezentowanym układzie obraz obiektu będzie dokładnie odwzorowany na ekranie, nawet jeżeli między obiektem i kryształem nieliniowym umieścimy obiekt deformujący fazę.

Sprzęganie fazowe można stosować w holografii czasu rzeczywistego, korekcji aberracji, w optycznym przetwarzaniu obrazów, filtracji optycznej, optycznych technikach obliczeniowych. Z punktu widzenia projektanta nieliniowych systemów optycznych najbardziej interesujące są możliwości pomiarowe, jakie daje sprzęganie fazowe oparte na DFWM. Na podstawie pomiarów, w których stosuje się te metody można identyfikować i określać stałe czasowe różnych efektów nieliniowych, rozdzielać efekty składowe i ilościowo określać wielkości współczynników nieliniowych. Zasada pomiaru



Rys. 9.14. Generacja fali sprzężonej fazowo za pośrednictwem dwóch siatek dyfrakcyjnych o różnych stałych. W najprostszym przypadku wszystkie cztery fale mają polaryzację prostopadłą do płaszczyzny rysunku

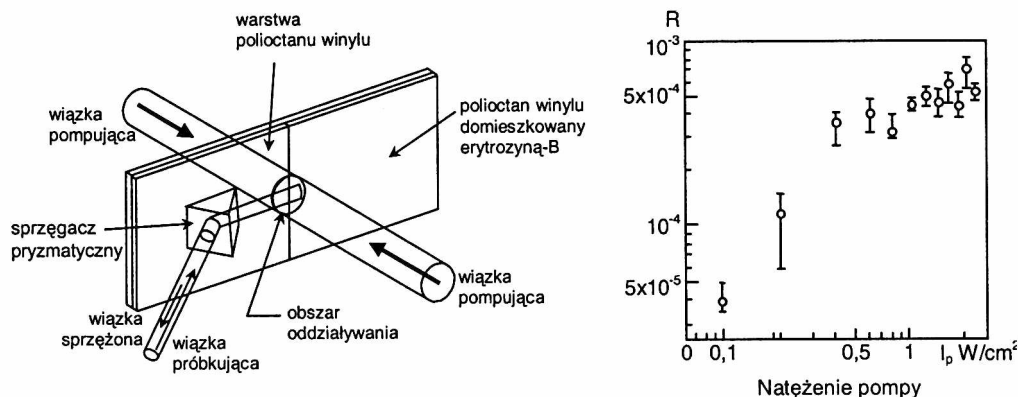


Rys. 9.15. Prosty układ do realizacji sprzęgania fazowego metodą zdegenerowanego mieszania czterech fal: b – dzielniki wiązki, m – zwierciadła, f – soczewki

jest zwykle następująca: zestawiamy układ według schematu (rys. 9.15), a następnie wyłączamy wiązkę próbkującą. Ponieważ źródłem energii promienia sprzężonego jest energia zawarta w wiązkach pompujących, przez jakiś czas obserwujemy wiązkę sprzężoną. Analiza tej odpowiedzi pozwala uzyskać informacje na temat czasów zaniku i amplitudy efektów nieliniowych.

Generacja fali PC w światłowodzie planarnym

Sprzęganie fazy można również zastosować do obróbki sygnału w światłowodowych strukturach optoelektroniki zintegrowanej. Pierwszą eksperymentalną realizację sprzęgania fazy w światłowodzie planarnym przeprowadzono w warstwie polioctanu winylu domieszkowanego erytrozyną-B [96]. Światłowod umieszczono na stoliku przesuwym X - Y zamocowanym na goniometrze. Wiązkę próbkującą wprowadzano do światłowodu za pomocą sprzęgacza pryzmatycznego. Dwie przeciwbieżne wiązki pompy padały na światłowod prawie prostopadle do powierzchni (rys. 9.16a). Wiązka próbkująca (o polaryzacji TE takiej samej jak wiązki pompujące) i generowana wiązka PC są wprowadzane i odsprzęgane ze światłowodu za pomocą sprzęgacza pryzmatycznego. Zależność współczynnika odbicia dla wiązki sprzęganej w funkcji natężenia pompy przedstawiono na rys. 9.16b. Współczynnik odbicia (R) zdefiniowano jako iloraz wprowadzanej do pryzmatu wiązki próbkującej i wyprowadzanej wiązki sprzężonej. Jak widać, współczynnik odbicia zbliża się do 0,1% dla gęstości energii promieniowania pompującego $>1 \text{ W/cm}^2$. Natężenie to odpowiada w przybliżeniu natężeniu nasycenia dla erytrozyny.



Rys. 9.16. Struktura światłowodowa do badania sprzęgania fazy metodą DFM. Natężenia wiązki odbitej (sprzęganej fazowo) w funkcji natężenia wiązki pompy

9.5. Pomiary transmisyjno-odbiciowe struktur wielowarstwowych

Wieloskładnikowe związki półprzewodnikowe, np. AlGaAs czy InGaAsP, znalazły zastosowanie w optoelektronice, mikroelektronice i technice mikrofalowej. Większość urządzeń wytwarza się w formie heterostruktur (wielowarstw półprzewodnikowych różniących się składem i właściwościami). Ponadto dielektryczne struktury wielowarstwowe znajdują powszechne zastosowanie w optoelektronice – od filtrów interferencyjnych po elementy aktywne komputerów optycznych.

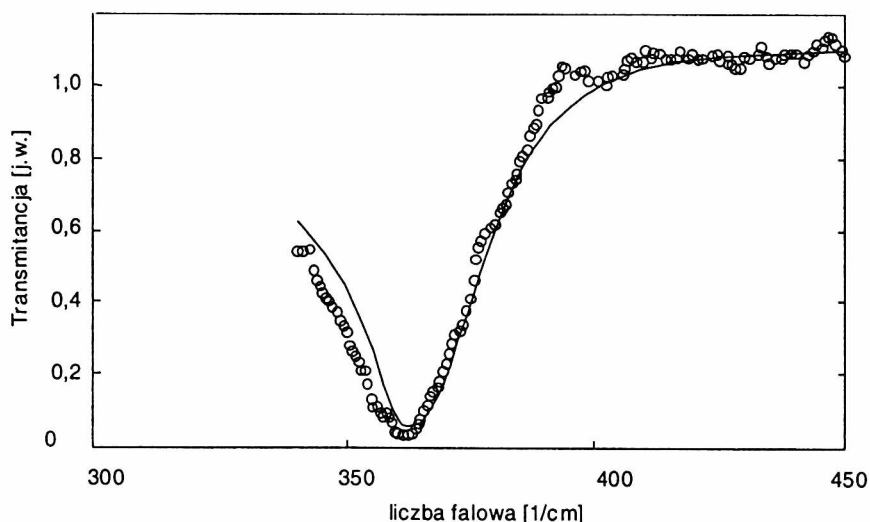
Znajomość parametrów wytwarzanych wielowarstw ma kluczowe znaczenie w konstrukcji urządzeń. Zestawienie stosowanych metod jest zagadnieniem wykraczającym poza zakres tej monografii. Obszerny przegląd metod pomiarowych można znaleźć np. w pracy [186]. Ponieważ w zestawieniu tym pominięto niemal całkowicie optyczne metody charakteryzacji struktur wielowarstw, dla uzyskania pełnego obrazu należy dodać monografię na temat badań elipsometrycznych [6] i pomiarów transmisyjnych oraz odbiciowych wielowarstw optycznych [88, 78]. Wśród powszechnie stosowanych metod pomiarowych można wymienić metody niszczące, np. SIMS, metody CV oraz pomiary za pomocą mikroskopów (przełomy, szlify kuliste itp.). Do powszechnie stosowanych metod nieniszczących można zaliczyć metody rentgenowskie, elektryczne, elektrooptyczne i optyczne.

Efektywną i uniwersalną metodę analizy właściwości optycznych struktur warstwowych przedstawiono wcześniej. Uzupełnienie zaprezentowanej metody obliczania transmisji i odbicia o procedurę numerycznego modelowania nieliniowego pozwoliło wykorzystać algorytm do obliczania parametrów (współczynników załamania i grubości)

wykonywanych wielowarstw. Opracowana metoda analizy może być przydatna w projektowaniu struktur odbiciowych (np. reflektorów Bragga), z drugiej strony przedstawione charakterystyki można zastosować do budowy urządzeń funkcjonalnych, np. autor korzystał z niej w projektowaniu światłowodowych czujników temperatury [111].

W przypadku prostych struktur jednowarstwowych istnieją wzory, umożliwiające obliczenie współczynnika załamania i grubości warstwy na podstawie pomiarów transmisyjnych i odbiciowych. W przypadku struktur wielowarstwowych grubość i współczynnik załamania warstwy można określić, mierząc spektralne zależności współczynnika transmisji (lub odbicia) i dopasowując parametry modelu teoretycznego do wyników pomiaru.

W pomiarach transmisyjnych wielowarstw półprzewodnikowych problemem jest często brak przejrzystości podłoża wykluczający pomiary transmisji. Na przykład w przyrządach ze związków trójskładnikowych AlGaAs wykonanych na podłożach z arsenku galu. Ponieważ GaAs ma w tej strukturze najmniejszą przerwę energetyczną, cała próbka jest praktycznie nieprzezroczysta dla pomiarów transmisyjnych w zakresie bliskiej podczerwieni. Rozwiązaniem w tym przypadku może być pomiar w zakresie dalekiej podczerwieni ($> 2 \mu\text{m}$). Dodatkową zaletą takiego rozwiązania jest możliwość określania właściwości (składu) wielowarstwy na podstawie widm fononowych, co zostało szerzej opisane przez autora w pracy [109]. Na rysunku 9.17 przedstawiono wyniki pomiarów transmisji próbki, składającej się z warstwy epitaksjalnej GaAlAs naniesionej na podłożu z arsenku galu. Dopasowując obliczoną charakterystykę odbicia (rozdz. 2) do danych pomiarowych, określono grubość i skład warstw epitaksjalnych. Pomiar wykonano za pomocą dwustrumieniowego spektrometru dalekiej podczerw-



Rys. 9.17. Pomiar transmisji warstwy epitaksjalnej $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ wykonany w dalekiej podczerwieni (punktami oznaczono wyniki pomiarów, linią ciągłą wyniki obliczeń). Najlepsze dopasowanie modelu otrzymano dla grubości warstwy epitaksjalnej $d = 1,48 \mu\text{m}$ i składu $x = 0,36$ [wyniki własne]

ni (Specord M-80); w gałęzi odniesienia umieszczono czyste podłoże GaAs. Próbkę otrzymano metodą epitaksji MOCVD w reaktorze poziomym z grzaniem indukcyjnym. Warstwę naniesiono na podłoże GaAs (100) odorientowane o 4 stopnie. Opis technologii wytwarzania warstw i układu pomiarowego przedstawiono w pracy [109].

Analizę struktur wielowarstwowych (rozdz. 2) i obliczenia parametrów warstw wykonano za pomocą tego samego, opracowanego przez autora, programu komputerowego. Każdą warstwę reprezentował odpowiedni element macierzowy. Optyczne właściwości materiału były opisane przez zespolony współczynnik załamania. W modelu uwzględniono zależność współczynnika od rodzaju i składu związku półprzewodnikowego. W obliczeniach można również uwzględniać wpływ innych czynników, np. temperatury lub swobodnych nośników.

10. Zakończenie

Niniejszą pracę poświęcono prezentacji nowej i dynamicznie rozwijającej się dziedziny – fotoniki. W ciągu ponad 30 lat burzliwego rozwoju zgromadziła ona ogromne, ale słabo usystematyzowane zasoby wiedzy i doświadczeń. Zamiarem autora, zgodnie z tematem pracy *Liniowe i nieliniowe układy optoelektroniki zintegrowanej – wybrane zagadnienia, projektowania, charakteryzacji i wytwarzania*, była krytyczna selekcja i analiza procesów tworzenia urządzeń fotoniki, zwanych dawniej układami optoelektroniki zintegrowanej. Powstał w ten sposób opis pełnej procedury wytwarzania takich układów. Wybrana ścieżka postępowania (nie jedyna, jej konstrukcja oddaje doświadczenia autora), umożliwia projektowanie, budowę i analizę urządzeń fotoniki. Jest również, zdaniem autora, bliska optymalnej, ponieważ oddaje możliwości laboratoriów badawczych lub niewielkich laboratoriów przemysłowych, w których w najbliższej przyszłości będzie wytwarzana większość układów fotoniki. Nieco inaczej wyglądałby sposób wytwarzania pasywnych układów fotoniki, np. rozdzielaczy, filtrów czy multiplexerów DWDM. Różnice mogą dotyczyć szczegółów technologii i doboru parametrów pomiarowych. Budowa urządzeń fotoniki wymaga, jak to opisano w pracy, doboru odpowiednich i wzajemnie zgodnych narzędzi analizy, technologii i charakteryzacji.

W przedstawionej pracy opisano ścieżkę postępowania od tworzenia wstępnych założeń badawczych i konstrukcyjnych do wykonania i pomiarów urządzenia fotonicznego. Wybrano metody i techniki postępowania w zakresie analizy, technologii i technik pomiarowych. Ograniczono ich liczbę do minimum, zachowując pełną uniwersalność procesu. Mimo niewielkiej liczby wybrane narzędzia umożliwiają generację oryginalnych lub zgodnych z zapotrzebowaniem wyników, co jest dowodem ich użyteczności.

W zakresie analizy na podstawie równań falowych, równania modowego i warunków brzegowych przeprowadzono analizę struktur światłowodowych modyfikowanych przez cienkie warstwy (studnie kwantowe) naniesione na ich powierzchni. W analizie takich struktur problemem jest brak znajomości stałych materiałowych ultracienkich warstw. Przedstawiona metoda ilustruje sposób rozwiązania tego problemu przez analizę warunków brzegowych.

W zakresie projektowania zestawiono podstawowe struktury fotoniki, po czym dokonano wyboru jednej z nich na podstawie parametrów konstrukcyjnych, łatwości wykonania i możliwości dostępnych technologii. Ten etap podsumowuje opis procesu wykonania zintegrowanego modulatora Macha–Zehndera. Warto zaznaczyć, że istnieje

jąca w Instytucie Techniki Mikrosystemów Politechniki Wrocławskiej baza materiałowo-przyrządowa (w swej części projektowo-pomiarowej tworzona przy wiodącym współudziale autora) tworzy jedno z nielicznych w kraju centrum, zdolne wytwarzać i badać przyrządy fotoniczne. Ponieważ urządzenia i zestawy pomiarowe fotoniki są bardzo kosztowne, ich wartość jest porównywalna z kosztami technologii, dlatego dobór aparatury i procedur nabiera specjalnego znaczenia. Wybrane i rozwijane przez autora techniki pomiarowe, zgodne są z poglądem, że w zakresie badań stosowanych technologie, materiały i struktury najlepiej charakteryzują badania przyrządowe – to znaczy takie, w których ocenie poddawane są parametry mierzone w układach zbliżonych do konfiguracji urządzeń końcowych. Układy pomiarowe stosowane w pracy są jednocześnie przyrządami (np. sprzęgacz pryzmatyczny, interferometr), które mogą znaleźć zastosowanie w fotonice, np. do budowy przełączników bistabilnych, modulatorów lub czujników.

Określenie klasy metod „standardowych” jest trudnym, ale niezbędnym warunkiem przejścia od etapu prac badawczych do produkcji elementów. Ważne jest to zarówno dla projektanta, który powinien korzystać z teorii i narzędzi znanych i zrozumiałych dla całego zespołu, jak i dla technologa, który ma do dyspozycji określone środki i zasoby sprzętowe. Z kolei unifikacja parametrów i charakterystyk przyrządowych jest niezbędna dla użytkowników sprzętu. Ta lista ciągle jest jednak otwarta i płynna.

W pracy nie zajmowano się zaawansowanymi metodami analizy i modelowania struktur światłowodowych, takimi jak rachunek wariacyjny, metoda propagacji wiązki czy metoda efektywnego współczynnika załamania. Metody te są zbyt skomplikowane i różnorodne, aby mogły być powszechnie stosowane w swej źródłowej formie przez projektantów urządzeń fotonicznych i będą wchodzić w skład rozbudowanych programów projektowania komputerowego (CAD/CAM).

Niniejsza praca oddaje współczesny stan wiedzy i potrzeb. W przyszłości procedurę wytwarzania układów fotoniki należy rozszerzyć o procesy zabudowy, badania niezawodności i testowania powtarzalności, oraz opracowanie procesów niezbędnych w produkcji na dużą skalę. Ważna będzie również zgodność (kompatybilność) konstrukcji i technologii fotoniki, mikroelektroniki i mikromechaniki.

Charakter prezentowanych zagadnień i zakres realizowanych prac sprawiał, że niektóre zadania realizowane były w grupach badawczych. Przedstawiono zadania, w których udział autora był samodzielny lub wiodący:

1. Zastosowanie metody sprzęgacza pryzmatycznego do badania nieliniowych struktur światłowodowych.
2. Zespolecie metody sprzęgacza pryzmatycznego i metody interferometrycznej.
3. Inspirowanie i kierowanie przedsięwzięć (projektów) mających na celu wytwarzanie różnych struktur półprzewodnikowej optoelektroniki zintegrowanej.
4. Analiza warunków brzegowych w strukturach optoelektroniki zintegrowanej (cienkie warstwy i studnie kwantowe).
5. Analiza transmisji półprzewodnikowych struktur wielowarstwowych.

Omawiane w pracy zadania były realizowane w ścisłym związku z nauczaniem fotoniki na Wydziale Elektroniki Politechniki Wrocławskiej. Przy aktywnym udziale autora przyczyniły się one do utworzenia i rozwoju specjalności Optoelektronika i Technika Światłowodowa.

Podziękowania

Serdecznie dziękuję Profesorowi Benedyktowi Licznierskiemu za pomoc w realizacji tej pracy i innych przedsięwzięć z zakresu optoelektroniki.

Dziękuję też Kolegom z Instytutu Techniki Mikrosystemów Politechniki Wrocławskiej: dr inż. Reginie Paszkiewicz, dr inż. Annie Sankowskiej, dr inż. Robertowi Łowkisowi, dr inż. Jackowi Radojewskiemu i szczególnie dr inż. Markowi Tłaczale za współpracę podczas realizacji projektów technologicznych prezentowanych w tej rozprawie. Bez ich udziału wykonanie tak szerokiego zakresu prac nie byłoby możliwe. Dziękuję Kolegom dr inż. Hubertowi Jerominkowi i dr inż. Zdzisławowi Jakubczykowi z Laboratorium Optyki na Uniwersytecie Laval (Quebec, Kanada) za pomoc w pracach nad światłowodami nieliniowymi.

Bardzo dziękuję mgr Zofii Licznierskiej za pomoc w redagowaniu tej rozprawy.

Sergiusz Patela

Literatura

- [1] Agrawal G. P., *Fiber-Optic Communication Systems*, John Wiley & Sons, Inc. 1992.
- [2] Allais M., Gandais M., *Structural study of Cd(S,Se) doped glasses. High-resolution transmission electron microscopy (HRTEM) assisted by image processing*, J. Appl. Crystallogr., vol 23 (1990) 418–23.
- [3] Anderson D. B., Boyd J. T., *Wideband, CO₂ laser second harmonic generation phase matched in GaAs thin-film waveguides*, Appl. Phys. Lett., vol. 19 (1971) 266–268.
- [4] Aspnes D. E., Kelso S. M., Logan R., Bhat A.R., *Optical properties of Al_xGa_{1-x}As*, J. Appl. Phys., vol. 60 (1986) 754–767.
- [5] Astil A. G., *Material figures of merit for non-linear optics*, Thin Solid Films, vol. 204 (1991) 1–17.
- [6] Azzam R.M.A., Bashara N.M., *Ellipsometry and polarized light*, North-Holland Publishing Company, Amsterdam 1977.
- [7] Bach H., *On the downhill method*, Comm. ACM 12, vol. 12 (1969) 675–677.
- [8] Banerjee S., Chakravorty D., *Optical absorption of composites of nanocrystalline silver prepared by electrodeposition*, Appl. Phys. Lett., vol. 72, no. 9 (1998) 1027–1029.
- [9] Becker C., Oesselke T., Pandavenes J., Ricken R., Rochhausen K., Schreiber G., Sohler W., Suche H., Wessel R., Balsamo S., Montrosset I., Sciancalepore D., *Advanced Ti:Er:LiNbO₃ Waveguide Lasers*, EEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics, vol. 6, no. 1, (2000) 101–113.
- [10] Berry C. B., Phys. Rev., vol. 161 (1967) 848.
- [11] Bierlein J. D., Vanherzeele H., *Potassium titanyl phosphate: properties and new applications*, J. Opt. Soc. Am. B, vol. 6 (1989) 622–33.
- [12] Bliss E.S., Speck D.R., Simmons W.W., *Direct interferometric measurements of the non-linear refractive index coefficient n₂ in laser materials*, Appl. Phys. Lett., vol. 25 (1974) 728–730.
- [13] Bloembergen N., *Nonlinear Optics*, World Scientific Pub. Co. 1996.
- [14] Borel J. P., Borel-Nabel C., Mont R., *Paramagnetic resonance of the conduction electrons of small particles of lithium*, Helvetica Physica Acta, vol. 47 (1974) 537–44.
- [15] Borrelli N. F., *Microoptics technology, fabrication and applications of lens arrays and devices*, Marcel Dekker, Inc. New York 1999.
- [16] Borrelli N.F., Hall D.W., Holland H.J., Smith D.W., *Quantum confinement effects of semi-conducting microcrystallites in glass*, J. Appl. Phys., vol. 61, (1987) 5399–5409.
- [17] Bumford C. R., *Colour Generation and Control in Glass* (Elsevier, Amsterdam) (1977).
- [18] Calleja J. M., Agullo-Lopez F., *Nucleation and growth of potassium colloids in KCl single crystals*, Phys. Status. Solidi A, vol. 25 (1974) 473–82.

- [19] Carter G.M., Chen Y. J., Tripathy S.K., *Intensity-dependent index of refraction in multilayers of polydiacetylene*, Appl. Phys. Lett., vol. 43, no. 10 (1983) 891–893.
- [20] Chang C.Y., Kay F., *GaAs high-speed devices*, John Wiley & Sons, Inc., 1994.
- [21] Chemla D. Zyss S.J., *Nonlinear Optical Properties of Organic Molecules and Crystals*, Academic Press, 1987.
- [22] Chen C., Liu G., *Recent advances in nonlinear optical and electro-optical materials*, Annu. Rev. Matter. Sci., vol. 16 (1961) 203–43.
- [23] Chen C., Wu Y., Jiang A., Wu B., Yu G., Li R., Lin S., *New nonlinear optical crystal: LiB_3O_5* , J. Opt. Soc. Am. B, vol. 6 (1989) 616–21.
- [24] Cheng L.K., Bosenberg W.R., Tang C.L., *Broadly tunable optical parametric oscillation in $\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$* , Appl. Phys. Lett., vol. 53 (1988) 175–7.
- [25] Chilwell J., Hodgkinson I., *Thin-film field-transfer matrix theory of planar multilayer waveguides and reflection from prism-loaded waveguides*, J. Opt. Soc. Am. A, vol. 1 (1984) 742–753.
- [26] Cotter D., Ironside C.N., Ainslie B.J., Girdlestone H.P., *Picosecond pump-probe interferometry of nonlinear-refractive materials*, in Ultrafast Phenomena VI (T. Yamijima i inni, ed.), Springer-Verlag, Berlin (1988) 369–371.
- [27] Cullen T.J., Ironside C.N., Seaton C.T., Stegeman G.I., *Semiconductor-doped glass ion-exchanged waveguides*, Appl. Phys. Lett., vol. 49 (1986) 1403–1405.
- [28] Dakss M.L., Kuhn L., Heidrich P.F., Scott B.A., *Grating couplers for efficient excitation of optical guided waves in thin films*, Appl. Phys. Lett., vol. 16 (1970) 523–5.
- [29] Derr F., Huber M.N., Kettler G., Thorweihe N., *An optical infrastructure for future telecommunications networks*, IEEE Communications Magazine, vol. 33 (1995) 84–88.
- [30] Destefanis G.L., Gailliard J.P., Ligeon E.L., Valette S., *The formation of waveguides and modulators in LiNbO_3 by ion implantation*, J. Appl. Phys. vol. 50 (1979) 7898–7905.
- [31] Destefanis G.L., Townsend P.D., Gailliard J.P., *Optical waveguides in LiNbO_3 formed by ion implantation of helium*, Applied Physics Letters, vol. 32 (1978) 293–294.
- [32] Dowd A., Elliman R.G., Samoc M., Luther-Davis B. in., *Nonlinear optical response of Ge nanocrystals in a silica matrix*, Appl. Phys. Lett., vol. 74, no. 2 (1999) 239–241.
- [33] Dupree R., Smithard M.A., *The electronic properties of small metal particles: the electric polarizability*, J. Phys. C vol. 5 (1972) 408–14.
- [34] Ekimov A.I., Onushchenko A.A., Tsekhomskii V.A., *Growth kinetics of CuCl microcrystals in a glassy matrix*, Fiz. Khim. Stekla, vol. 6 (1980) 397–401.
- [35] Ewan T., J. Soc. Chem. Ind. (London), vol. 10 (1909) 10, na podstawie [40].
- [36] Fahrenfort J., *Attenuated total reflection*, Spectrochim. Acta, vol. 17 (1961) 698–709.
- [37] Feick R., Kolloid, vol. 36 (1925) 257.
- [38] Finlayson N., Banyai W.C., Seaton C.T., Stegeman G.I., O'Neil M., Cullen T.J., Ironside C.N., *Optical nonlinearities in $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$ -doped glass waveguides*, J. Opt. Soc. Am. B, vol. 6 (1989) 675–684.
- [39] Fisher R. A. ed., *Optical Phase Conjugation*, Academic Press 1983.
- [40] Flytzanis C., Hache F., Klein M. C., Roussignol P., *Nonlinear optics in composite materials*, Progress in optics XXIX, ed. By E. Wolf, North-Holland-Elsevier Science, Amsterdam (1991) 322–411.

- [41] Franken P.A., Hill A.E., Peters C. Weinreich W.G., *Generation of optical harmonics*, Phys. Rev. Lett., vol. 7 (1961) no 4, 118–119.
- [42] Friberg S.R., Smith P.W., *Nonlinear optical glasses for ultrafast optical switches*, IEEE J. Quantum Electron. vol. QE-23 (1987), 2089–2094.
- [43] Gibbs H.M., *Optical Bistability: Controlling Light with Light*, Academic Press, Inc. 1985.
- [44] Haga H., Izutsu M., Sueta T., *LiNbO₃ traveling-wave light modulator/switch with an etched groove*, IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 22 (1986), 902–906.
- [45] Halperin W.P., *Quantum size effects in metal particles*, Rev. Mod. Phys., vol. 58 (1986), 533–606.
- [46] Harrick N.J., *Internal Reflection Spectroscopy*, Interscience, New York 1967.
- [47] Hasegawa A., Tappert F., *Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. I. Anomalous dispersion*, Appl. Phys. Lett., vol. 23 (1973), 142–4.
- [48] Henglein A., *Colloidal nano-particles of semiconductors and metals: electronic structure and processes*. Berichte der Bunsen Gesellschaft fur Physikalische Chemie-An International Journal of Physical Chemistry, vol.101 (1997), 1562–72.
- [49] Hewak D.W., Lit J.W.Y. *Standardization and control of a dip-coating procedure for optical thin films prepared from solution*. Canadian Journal of Physics, vol. 66, (1988), 861–7.
- [50] Ho K.M., Chan C.T., Soukoulis C.M., *Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures*, Phys. Rev. Lett. vol. 65 (1990), 3152–3155.
- [51] Hornak L.A. ed., *Polymers for lightwave and integrated optics – technology and applications*, Marcel Dekker, Inc. New York 1992.
- [52] Hughes A.E., Jain S.C., *Metal colloids in ionic crystals*, Adv. Phys., vol. 28 (1979), 717–828.
- [53] Hunsperger R.G., *Integrated optics: theory and technology*, 2nd ed., Springer-Verlag, Berlin 1984.
- [54] Iogansen L.V., *Teoria rezonansnykh elektromagnitnykh sistem z polnym vnutrennym otrazheniem*, Zurnal Techniceskoj Fiziki, vol. 32, (1962) 406, LV Iogansen, vol. 33, (1963) 1323–1327, Iogansen LV, vol. 36, (1966), 2056–2063.
- [55] Ironside C.N., Duffy J.F., Hutchins R.H., Banyai W.C., Seaton C.T., Stegeman G.I., *Waveguide fabrication in nonlinear semiconductor-doped glasses*, Technical Digest of the 5th International Conference on Optical Communications and of the 11th European Conference on Optical Communications, Instituto Internazionale delle Comunicazioni, Venice, Italy, (1985) 237–239.
- [56] Ito H., Inaba H., *Guided-wave optical SHG of GaAs laser wavelengths in four layered nonlinear waveguide*, J. Opt. Soc. Am., vol. 68 (1978), 688.
- [57] Itoh T., Kirihara T., *Excitons in CuCl microcrystals embedded in NaCl*, Journal of Luminescence, vol. 31 (1984), 120–2.
- [58] Jackel J.L., Rice C.E., Veselka J.J., *Proton exchange for high-index waveguides in LiNbO₃*, Appl. Phys. Lett., vol. 41 (1982) 607–608.
- [59] Jain K., Hewig G.H., *Phase-matched second harmonic generation at 440nm in a LiNbO₃-Gd₃Ga₅O₁₂ waveguide wht a tunagle stimulated Raman source*, Opt. Commun., vol. 36 (1981), 483–6.
- [60] Jain R.K., Lind R.C., *Degenerate four-wave mixing in semiconductor-doped glasses*, J. Opt. Soc. Am., vol. 73 (1983), 647–653.

- [61] Jakubczyk Z., Jerominek H., Patela S., Tremblay R., Delisle C., *Power-transfer effects in monomode optical nonlinear waveguide structures*, Optics Letters, vol. 12, (1987), 750–752.
- [62] Jensen S. M., *The nonlinear coherent coupler*, IEEE J. Quantum. Electron., vol. QE-18 (1982), 1580–1583.
- [63] 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, vol. 5 (1988), 496–506.
- [64] Jerominek H., Pigeon M., Patela S., Jakubczyk Z., Delisle C., Tremblay R., *CdS microcrystallites-doped thin-film glass waveguides*, J. Appl. Phys., vol. 63 (1988), 957–959.
- [65] Jakubczyk Z., Jerominek H., Patela S., Tremblay R., Delisle C., *Power transfer effects in monomode optical nonlinear waveguide structures*, Opt. Lett., vol. 12 (1987), 750–752.
- [66] Jerominek H., Patela S., Pomerlau J.Y.D., Delisle C., Tremblay R., *Some properties of R. F. planar magnetron-sputtered Corning 7059 glass films*, Thin Solid Films, vol. 146 (1987), 191–200.
- [67] Jerphagnon J., Kurtz S.K., *Optical nonlinear susceptibilities: accurate relative values for quartz, ammonium dihydrogen phosphate and potassium dihydrogen phosphate*, Phys. Rev. B, vol. 1 (1970), 1739–44.
- [68] Kagami M., Ito H., Ichikawa T., Kato S., Matsuda M., Takahashi N., *Fabrication of large-core, high-Delta optical waveguides in polymers*, Applied Optics, vol. 34, no. 6, 20 Feb. (1995), 1041–6
- [69] Kaplan A.E., *Theory of hysteresis reflection and refraction of light by a boundary of a nonlinear medium*, Sov. Phys. JETP, vol. 45 (1977), 896–905.
- [70] Kawaguchi H., *Proposal for a new all-optical waveguide functional device*, Optics Letters, vol. 10, no. 8 (1985) 411–413.
- [71] O. Keller, A. Liu, *Optical diamagnetic response of a niobium quantum well*, Physics Letters A, vol. 167 (1992), 301–305.
- [72] Kerkoc P., Bosshard Ch., Arend H., Günter P., *Growth and characterization of 4-(N,N-dimethylamino)-3-acetamidonitrobenzene single-crystal cored fibers*, Applied Physics Letters, (1989) vol. 54, 487–489.
- [73] Kersten R.T., Mahlein H.F., Rauscher W., *Optical losses of evaporation-deposited dielectric waveguides*, Thin Solid Films, vol. 28 (1975), 369–74.
- [74] Kogelnik H., Schmidt R.V., *Switched directional couplers with alternating Db*, IEEE J. Quantum. Electron., vol. 12, no. 7 (1976), 396–401.
- [75] Krug W., Miao E., Derstine M., Valera J., *Optical absorption and scattering losses of PTS and poly(4-BCMU) thin-film waveguides in the near infrared*, J. Opt. Soc. Am. B, vol. 6 (1989) 726–32.
- [76] Lee M.Y., Kim T.S., Choi Y.S., *Third-Order Optical Nonlinearities of Sol-Gel-Processed Au-SiO₂ Thin-Films in the Surface-Plasmon Absorption Region*, Journal of Non-Crystalline Solids 1997, vol. 211, no. 1–2, 143–149.
- [77] Liao H. B., et al., *Large 3rd-Order Optical Nonlinearity in Au-TiO₂ Composite Films Measured on a Femtosecond Time-Scale*, Appl. Phys. Lett., vol. 72 (1998) 1817–1819.

- [78] Liddell H.M., *Computer-aided techniques for the design of multilayer filters*, Adam Hilger Ltd, Bristol 1981.
- [79] Lifshitz I.M., Slezov V.V., *Sov. Phys. JETP*, vol. 8 (1959), 331.
- [80] Lifshitz I.M., Pitaevskii I.P., *Physical Kinetics*, Pergamon, Oxford (1981).
- [81] Lin J.T., *Progress report: diode pumping and frequency conversion*, *Lasers & Optronics*, vol. 8, no. 7 (1989), 61–6.
- [82] Lin S.Y., Fleming J.G., Hetherington D.L., Smith B.K., Biswas R., Ho K.M., Sigalas M.M., Zubrzycki W., Kurtz S.R., Bur J., *A three-dimensional photonic crystal operating at infrared wavelengths*, *Nature*, vol. 394 (1998), 251–3.
- [83] Lindquist R.H., Constabaris G., W Kundig., *Portis, J. Appl. Phys*, vol. 39 (1968), 1001
- [84] Logothetidis S., Cardona M., Gariga M., *Temperature dependence of the dielectric function and the interband critical-point parameters of $Al_xGa_{1-x}As$* , *Phys. Rev. B*, vol. 43, (1991), 11950–11965.
- [85] Łowkis R., *Efekty modulacji światła w heterostrukturach GaAs/AlGaAs*, Praca doktorska, Instytut Technologii Elektronowej Politechnik Wrocławskiej, Wrocław 1996.
- [86] Lucas M., *Bull. Soc. Chim France*, vol. 15 (1886) 40, na podstawie [40].
- [87] Lugiato L.A., *Theory of optical bistability*, *Progress in Optics XXI*, E. Wolf ed. (1984), 69–216.
- [88] Macleod H.A., *Thin-film optical filters*, Adam Higler Ltd. Bristol, 1986.
- [89] Maiman T.H., *Stimulated optical radiation in ruby*, *Nature (London)* 187 (1960), 493.
- [90] Maloney J.V., Ariyasu J., Seaton C.T., Stegeman G.I., *Stability of nonlinear stationary waves guided by a thin film bounded by nonlinear media*, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 48 (1986), 826–828.
- [91] Marcuse D., *Light Transmission Optics*, Van Nostrand Teinhold Company, New York, 1972.
- [92] Meier F., Wyder P., *Magnetic moment of small indium particles in the quantum size-effect regime*, *Phys. Rev. Lett.* vol. 30 (1973), 181–4.
- [93] Midwinter J. E., *Światłowodowy telekomunikacyjne*, Warszawa, WNT 1983.
- [94] Mihalache D., *Nonlinear wave propagation in planar structures*, *Progress in Optics XXVII*, E. Wolf ed. (1989), 227–313.
- [95] Minoshima K., Taiji M., Kobayashi T., *Femtosecond time-resolved interferometry for the determination of complex nonlinear susceptibility*, *Opt. Lett.*, vol. 16 (1991), 1683–1685.
- [96] Miyana S., Yamabayashi T., Fujiwara H., *Generation of a phase-conjugate wave by degenerate four-wave mixing in an erytrosin-B-doped planar waveguide*, *Optics Letters*, vol. 13 (1988), 1044–1046.
- [97] Miyazaki K., Sakaja H., Sato T., *Efficient deep ultraviolet generation by frequency doubling in $b-BaB_2O_4$ crystals*, *Opt. Lett.*, vol. 11 (1986), 797–9.
- [98] Mollenauer L.F., Stolen R.H., Gordon J.P., *Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers*, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 45 (1980), 1095–8.
- [99] Mukherjee B., *Optical Communication Networks*, McGraw-Hill 1997.
- [100] Nath G., Haussuhl S., *Large nonlinear optical coefficient and phase matched second harmonic generation in $LiIO_3$* , *Appl. Phys. Lett*, vol. 14 (1969), 154–6.
- [101] Nikolaus B., Grischkowsky D., *12* pulse compression using optical fibres*, *Appl Phys. Lett.*, vol. 42 (1983), 1–2.

- [102] Nikolaus B., Grischkowsky D. *90 fs tunable optical pulses obtained by two-stage pulse compression*, Appl Phys. Lett., vol. 43 (1983), 228–30.
- [103] Nozik A.J., Williams F., Nenadovic M., T. Rajh T., Micic O., *Size quantization in small semiconductor particles*, J. Phys. Chem., vol. 89 (1985), 397–9.
- [104] Nunomura K., Ishitani A., Matsubara T., Hayashi I., *Second harmonic generation in a sputtered LiNbO₃ film on MgO*, J. Cryst. Growth, vol. 45 (1978), 355–60.
- [105] Olbright G.R., Peyghambarian N., *Interferometric measurements of the nonlinear index of refraction, n_2 , of CdS_xSe_{1-x}-doped glasses*, Appl. Phys. Lett., vol. 48 (1986) 1184–1186.
- [106] Osterberg H, *Transmission of Optical Energy Along Surfaces: Part II, Inhomogeneous Media*, vol. 54 (1964), 1078–1084.
- [107] Papavassiliou G.C., *Luminescence spectra and Raman excitation profiles in small CdS particles*, J. Solid State Chem., vol. 40 (1981), 330–5.
- [108] Patela S., Jerominek H., Delisle C., Tremblay R., *Nonlinear prism coupling in waveguiding structures deposited on to semiconductor-doped glass*, Elektron. Lett. 1986, vol. 22, no. 8, 411–412.
- [109] Patela S., Korbutowicz R., Panek M., Radojewska B., Radojewski J., Sankowska A., Tłaczała M., *Far infrared spectroscopic characterization of MOCVD AlGaAs EPI layers*, Trans. Tech. Univ. Kosice, vol. 3 (1993), 110–112.
- [110] Patela S., Jerominek H., Delisle C., Tremblay R., *Nonlinear optical properties of thin-film waveguides deposited onto semiconductor-doped glasses*, J. Appl. Phys., vol. 60, no. 5 (1986), 1591–1594.
- [111] Patela S., *Analysis of multilayer semiconductor structures for optoelectronic and sensor applications*, Proceedings of the 18-th Conference of the International Society for Hybrid Microelectronics Poland Chapter, Warsaw, September 14–16, 1994. Wrocław ISHM Poland Chapter (1995), 177–180.
- [112] Patela S., Tłaczała M., Łowkis R., Radojewski J., Sankowska A., *Integrated-optics Mach-Zehnder modulator on semiconductor substrate*. Fotonika w przetwarzaniu informacji. XI Szkoła Optoelektroniki, Ustroń, 6–10 maja. 1996. Cz. 2. Warszawa: PWarsz. (1996), 132–137.
- [113] Patela S., Łowkis R., Paszkiewicz B., Paszkiewicz R., Panek M., Radojewski J., Sankowska A., Siciński A., Ściana B., Tłaczała M., Żaluk Z., Ćwik T., Klimas B., Stec W., *Zintegrowany modulator optyczny na podłożu z arsenku galu*, Rap. ITE Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 1997.
- [114] Patela S., Schmieder K., Wielichowski M., Zaborowska A., *Optoelectronic Packaging Research at the Institute of Electronic Technology Wrocław University of Technology*, ISSE'98 21 st International Spring Seminar on Electronics Technology, ISSE'98 Conference Proceedings, Neusiedl am See, Austria, May 4–7, 1998. s. 58–62
- [115] Pepper D.M., Yariv A., *Conjugation by Parametric Mixing in Transparent Media*, in. *Optical Phase Conjugation* ed. R. A. Fisher, Academic Press (1983), 23–78.
- [116] Perenboom J.A.A., Wyder J., Meier F., Phys. Rep. vol. 78 (1981), 173–292.
- [117] Pitt C.W., Gfeller F.R., Stevens R.J., *RF sputtered thin films for integrated optical components*, Thin Solid Films, vol. 26 (1975), 25–51.
- [118] Pitt C.W., Walpita L. M., *Optical waveguiding in Langmuir films*, Electronics Letters, vol. 12, no. 18 (1976), 479–81.

- [119] Pockels F., *Lehrbuch der Kristalloptik*, Tubner, Leipzig, 1906.
- [120] Potter B. G., Simmons J. H., *Quantum size effects in optical properties of CdS-glass composites*, Phys. Rev. B, vol. 37 (1988), 10838–45.
- [121] Potter B.G., Jr., Simmons J.H., *Quantum-confinement effects in CdTe-glass composite thin films produced using rf magnetron sputtering*, J. Appl. Phys., vol. 68, no. 3 (1990), 1218–1224.
- [122] Press W.H., Flannery B.P., Teukolsky S.A., Vetterling W.T., *Numerical Recipes*, Cambridge University Press, 1986.
- [123] Pressley R.J. (ed.), *Handbook of Lasers*, Chemical Rubber Co., Cleveland, 1971.
- [124] Lord Rayleigh, *On the light dispersion from fine lines ruled upon reflecting surfaces or transmitted by very narrow slits*, Philos. Mag., vol. 14 (1907), 350.
- [125] Remitz K.E., Neuroth N., Speit B., *Fabrication and Optical Specifications of Semiconductor Doped Glasses*, Schott Glasswerke Research Report (Mainz, Germany) (1989)
- [126] Ritchie R.H., *Surface plasmons in solids*, Surf. Sci., vol. 34 (1973), 1–19.
- [127] Rossetti R., Nakahara S.L., Brus E., *Quantum size effects in the redox potentials, resonance Raman spectra, and electronic spectra of CdS crystallites in aqueous solution*, J. Chem. Phys., vol. 79 (1983), 1086–8.
- [128] Sandroff C.J., Hwang D.M., Chung W.C., *Carrier confinement and special crystallite dimensions in layered semiconductor colloids*, Phys. Rev. B, vol. 33 (1986), 5953–5.
- [129] Sarid D., *Analysis of bistability in ring-channel waveguide*, Optics Letters, vol. 6, no. 11 (1981), 552–553.
- [130] Saruwatori M., *All-optical signal processing in ultrahigh-speed optical transmission*, IEEE Communications Magazine, vol. 32 (1994), 98–105.
- [131] Sawano T., Komatsu K., Kondo M., Ohta Y., *Integrated-optic 2 x 4 traveling-wave switch matrix and its use in optical time demultiplexing*, Proc. OFC/IOOC'87, art. WB3.
- [132] Schrof W., Rozouvan S., Vankeuren E., Horn D., Schmitt J., Decher G., *Nonlinear-Optical Properties of Polyelectrolyte Thin-Films Containing Gold Nanoparticles Investigated by Wavelength Dispersive Femtosecond Degenerate 4-Wave-Mixing (DFWM)*, Advanced Materials, 1998, vol. 10, no. 4, 338–341.
- [133] Schmeisser H., *Growth and mobility effects of gold clusters on rocksalt (100) surfaces studied with the method of quantitative image analysis*, I. Cluster size distributions Thin Solid Films, vol. 22 (1974), 83–97.
- [134] Schmidt R.V., Kaminow I.P., *Metal-diffused optical waveguides in LiNbO₃*, Appl. Phys. Lett., vol. 25 (1974), 458–460.
- [135] Schot Glaswerke, I, Mainz, Germany 1994.
- [136] Seaton C.T., Valera J.D., Shoemaker R.L., Richard L., Stegeman G.I., Chiwell J.T., Smith D.S., *Calculations of nonlinear TE waves guided by thin dielectric films bounded by nonlinear media*, IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-21 (1985), 774–783.
- [137] Shah M.L., *Optical waveguides in LiNbO₃ by ion exchange technique*, Appl. Phys. Lett., vol. 26 (1975), 652–3.
- [138] Shank C.V., Schmidt R.V., *Optical technique for producing 0.1 m periodic surface structure*, Appl. Phys. Lett., vol. 23 (1973), 154–5.
- [139] Shen Y.R., *The Principles of Nonlinear Optics*, John Willey & Sons, Inc., 1984.

- [140] Shimomura K., Arai S., *Semiconductor Waveguide Optical Switches and Modulators*. Fiber and Integrated Optics, vol. 13 (1994), 65–100.
- [141] Shiosaki T., Fukuda S., Sakai K., Sakai H., Kuroda H., Kawabata A., *Second harmonic generation in as-sputtered ZnO optical waveguide*, Jpn. J. Appl. Phys., vol. 19 (1980), 2391–4.
- [142] Shun Y., Mukherjee B., Dixit S., *Advances in photonic packet switching: an overview*, IEEE Communications Magazine, vol. 38 (2000), 84–94.
- [143] Singh S., *Nonlinear optical materials*, in M.J. Weber (ed.), *Handbook of Laser Science and Technology*, vol. III, Chemical Rubber Co., Boca Raton, FL (1986).
- [144] Smith P.W., Tomlinson W. J., *Nonlinear optical interfaces: switching behavior*, IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 20 (1984), 30–36.
- [145] Smith S. D., *Lasers, nonlinear optics and optical computers*, Nature (London), vol. 316 (1985), 319–24.
- [146] Snyder A.W., Love J.D., *Optical Waveguide Theory*, Chapman and Hall, London, 1987.
- [147] Sohler W., Suche H., *Second-harmonic generation in Ti-diffused LiNbO₃ optical waveguides with 25% conversion efficiency*, Appl. Phys. Lett., vol. 33 (1978), 518–520.
- [148] Stallard W.A. , Heatley D.J.T., Lobbett R.A., Beaumont A.R. , Hunkin D.J. , Daymond-John B.E., Booth R.C., Hill G.R., *Electro-optic frequency translators and their applications in coherent optical fibre systems*, BT Technology Journal, vol. 4 (1986), 16–22.
- [149] Stegeman G.I., Seaton C.T., *Nonlinear integrated optics*, J. Appl. Physics., vol. 58 (1985) R57-R78.
- [150] Stegeman G.I., Stolen R.H., *Waveguides and fibers for nonlinear optics*, J. Opt. Soc. Am. B, vol. 6 (1989), 652–62.
- [151] Stegeman G.I., Wright E.M., Finlayson N., Zanoni R., Seaton C.T., *Third order nonlinear integrated optics*, J. Lightwave Technol, vol. 6 (1988), 953–970.
- [152] Stingfellow G.B., *Fundamentals of Thin Film Growth*, J. Cryst. Growth, vol. 137, 1994, 212–223.
- [153] Sueta T., Izutsu M., *High speed guided-wave optical modulators*, J. Opt. Comm., vol. 3 (1982), 52–58.
- [154] Sueta T., Okoshi T., *Ultrafast and ultra-parallel optoelectronics*, John Wiley & Sons, 1995.
- [155] Suche H., Hiller D., Baumann I., Sohler W., *Integrated optical spectrum analyzer with internal gain*, IEEE Photonics Technology Letters, vol. 7 (1995), 505–507.
- [156] Takada S., Ohmishi M., Hayakawa H., Mikoshiba N., *Optical waveguides of single-crystal LiNbO₃ film deposited by rf-sputtering*, Appl. Phys. Lett., vol. 24 (1974), 490–2.
- [157] Tamir T., ed. *Integrated Optics*, Springer-Verlag 1975.
- [158] Tangonan G.L., Barnoski M.K., Lee A., *Tapered gap prism couplers for high index materials*, Appl. Opt., vol. 16 (1977), 1795–1796.
- [159] Taniuchi T., Yamamoto K., *Second harmonic generation with GaAs laser diode in proton-exchanged LiNbO₃ waveguides*, ECOC'86 – 12th European Conference on Optical Communication, Madrid, Spain, Technical Digest, vol. 1, Telefonica (1986), 171–174.
- [160] Tien P.K., *Integrated optics and new wave phenomena in optical waveguides*, Rev. Mod. Phys., vol. 49 (1977), 361–420.
- [161] Tien P.K., Smolinsky G., Martin R. J., *Thin organosilicon films for integrated optics*, Appl. Opt., vol. 11 (1972), 637–42

- [162] Tien P. K., Ulrich R., Martin R. J., *Modes of propagating light waves in thin deposited semiconductor films*, Appl. Phys. Lett., vol. 14 (1969), 291–4.
- [163] Tien P. K., Ulrich R., *Theory of prism-film coupler and thin film light guides*, J. Opt. Soc. Am., vol. 60 (1970), 1325–1337.
- [164] Tłaczała M., Paszkiewicz B., Korbutowicz R., Panek M., Paszkiewicz R., Radziejewicz D., Misiewicz J., Patela S., Boratyński B., *Technologia warstw i niskowymiarowych struktur epitaksjalnych półprzewodników $A^{III}B^V$ i ich wybranych roztworów stałych dla optoelektroniki i techniki mikrofalowej*, Raport ITE PWr, Ser. SPR nr. 3, 1996.
- [165] Tłaczała M., Paszkiewicz B., Korbutowicz R., Panek M., Paszkiewicz R., Radziejewicz D., Ściana B., *Opracowanie i uruchomienie stanowiska MOCVD wersja II*, Raport ITE PWr, Ser. SPR nr 38, 1995.
- [166] Tomlinson W.J., Stolen R.H., Shank C.V., *Compression of optical pulses chirped by self-phase modulation in fibers*, J. Opt. Soc. Am. B, vol. 1 (1984), 139–49.
- [167] Torchigin V.P., Kobaykov A.E., *Optical computer with time-, wavelength- and space-division multiplexing*, Int. Journal of Optoelectronics, vol. 9 (1994), 251–261.
- [168] Townsend P.D., *Ion implantation and integrated optics*, Journal of Physics E: Scientific Instruments, vol. 10 (1977), 197–203.
- [169] Townsend P.D., *Waveguide lasers in insulators using ion implantation*, Vacuum, vol.44, no.3–4 (1993), 267–70.
- [170] Uematsu Y., *Nonlinear optical properties of KNbO_3 single crystal in the orthorhombic phase*, Jpn. J. Appl. Phys., vol. 13 (1974), 1362–8.
- [171] Uesugi N., Kimura T., *Efficient second-harmonic generation in three-dimensional LiNbO_3 optical waveguide*, Appl. Phys. Lett., vol. 29 (1976), 572–4.
- [172] Uesugi N., Daikoku K., Kubota K., *Electric field tuning of second-harmonic generation in a three dimensional LiNbO_3 optical waveguide*, Appl. Phys. Lett., vol. 34 (1979), 60–2.
- [173] Ulrich R., *Theory of the prism-film coupler by plane-wave analysis*, J. Opt. Soc. Am., vol. 60 (1970), 1337–1350.
- [174] Ulrich R., *Optimum excitation of optical surface waves*, J. Opt. Soc. Am., vol. 61 (1971), 1467–77.
- [175] Unger H.G., *Planar optical waveguides and fibers*, Clarendon Press, Oxford 1977.
- [176] Veduta A.P., Kirsanov B.P., *Sov. Phys. Variation of the refractive index of liquids and glasses in a high intensity field of a ruby laser*, Zh. Eksp. Teor. Fiz., vol. 54 (1968), 1374–1379.
- [177] Vogel E.M., Weber M.J., Krol D.M., *Nonlinear optical phenomena in glass*, Physics and Chemistry of Glasses, vol. 32, no. 6 (1991), 231–254.
- [178] Wang S. Y., *High speed III–V elektrooptic waveguide modulators at $l = 1,3$ mm*, J. Lightwave Technol., vol. 6 (1988), 758–771.
- [179] Wang Y., Herron N., *Chemical effects on the optical properties of semiconductor particles*, J. Phys. Chem., vol. 91 (1987), 5005–8.
- [180] Wang Y., Herron N., *Nanometer-sized semiconductor clusters: materials synthesis, quantum size effects, and photophysical properties*, J. Phys. Chem, vol. 95, (1991), 525–32.
- [181] Wang Y., Mahler M., *Degenerate four-wave mixing of cds/polymer composite*, Opt. Commun., vol. 61 (1987), 233–236.
- [182] Ward J. A., *The downhill method for solving $f(z) = 0$* , J. ACM, vol. 4 (1957), 148–150.

- [183] Watson J.H.P., *Critical field and critical current of Pb-Bi alloys in porous glass*, Appl. Phys. Lett., vol. 16, (1970), 428–30.
- [184] Weller H., Schmidt H.M., Koch U., Fojtik A., Baral S., Henglein A., Kunath W., Weiss K., Dieman E., *Photochemistry of colloidal semiconductors. Onset of light absorption as a function of size of extremely small CdS particles*, Chem. Phys. Lett., vol. 124 (1986), 557–60.
- [185] Westwood W. D., Wei J. S., *Guided optics techniques for investigation of films*, Can. J. Phys., vol. 57, no. 9 (1979), 1247–1259.
- [186] Williams R., *Modern GaAs Processing Methods*, Artech House, Boston – London 1990.
- [187] Yariv A., Yeh P., *Optical Waves in Crystals*, John Wiley & Sons, New York 1984.
- [188] Yildiz C., Özsoy S., *Determination of the design parameters for the optical second harmonic generation efficiency in organic crystal-cored fibers*, Japanese Journal of Applied Physics, Part 2: Letters, vol. 36 (1997), L1668–L1671.
- [189] Zeldovich B.Ya., Pilipetsky N.F., Shkunov V.V., *Principles of Phase Conjugation*, Springer-Verlag, Berlin 1985.
- [190] Zemon S., Alfano R.R., Shapiro S. L., Conwell E., *High power effects in nonlinear waveguides*, Appl. Phys. Lett., vol. 21 (1972), 327–9.
- [191] Zheludev N.I., Ruddock I.S., Illingworth R., *Light by light modulation in semiconductor doped glasses*, Opt. Quantum Electron., vol. 20 (1988), 119–123.





Układy optoelektroniki zintegrowanej umożliwiają w węzłach sieci optycznych, bez konieczności przetwarzania sygnałów elektronicznego. Umożliwiają one pełne wykorzystanie możliwości transmisyjnych nowoczesnych sieci światłowodowych.

W pracy omówiono w sposób systematyczny techniki analizy, wytwarzania i pomiarów scalonych przyrządów optoelektroniki zintegrowanej, zarówno liniowych, jak i nieliniowych. Przedstawiono możliwości zastosowania równania modowego, metody modów sprzężonych, technologii epitaksjalnych i cienkowarstwowych, przedstawiono również techniki pomiarowe dla układów optoelektroniki zintegrowanej. Wskazano na możliwości budowy, pomiarów i analizy różnorodnych układów za pomocą jednorodnego zestawu narzędzi i technik.

Wydawnictwa Politechniki Wrocławskiej
są do nabycia w następujących księgarniach:
„Politechnika”

Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław
budynek A-1 PWr., tel. (0-71) 320-25-34,
„Tech”

plac Grunwaldzki 13, 50-377 Wrocław
budynek D-1 PWr., tel. (0-71) 320-32-52

Prowadzimy sprzedaż wysyłkową

ISBN 83-7085-543-1