

## **Rozdział 7**

### **7. Elementy traktu światłowodowego**

#### **7.1. Pasywne elementy traktu światłowodowego**

##### **7.1.1. Światłowody i kable światłowodowe**

##### **7.1.2. Złączki**

##### **7.1.3. Sprzęgacze – rozgałęziacze**

##### **7.1.3.1. Teoretyczne podstawy sprzęgaczy kierunkowych**

##### **7.1.4. Izolatory optyczne**

#### **7.2. Aktywne elementy traktu światłowodowego**

##### **7.2.1. Teoretyczne podstawy wzmocnienia optycznego**

##### **7.2.2. Wzmacniacze światłowodowe**

##### **7.2.2.1. Wzmacniacz erbowy EDFA**

##### **7.2.2.2. Wzmacniacz Ramana**

##### **7.2.3. Wzmacniacz półprzewodnikowy**

##### **7.2.4. Modulatory**

##### **7.2.5. Multipleksery i demultipleksery**

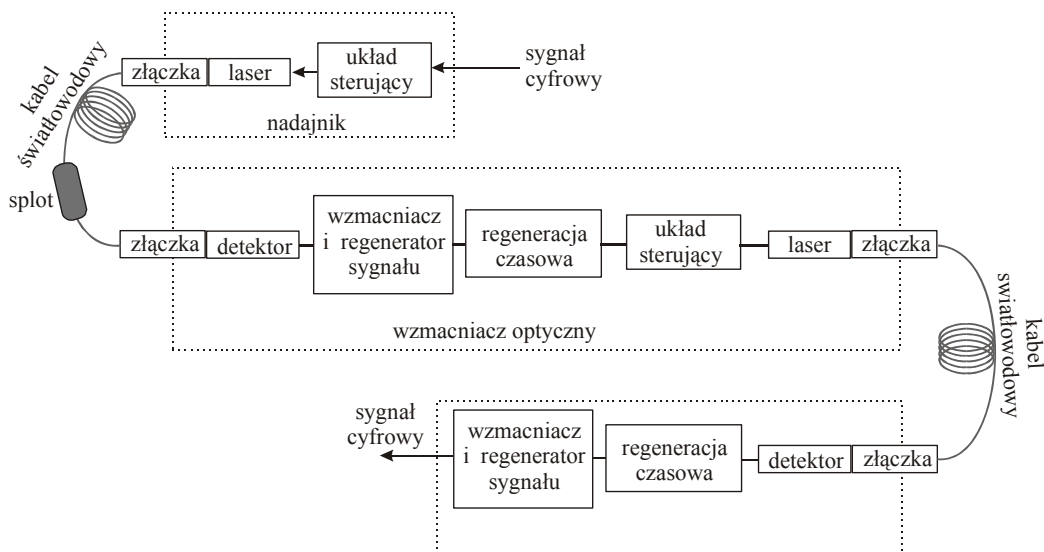
##### **7.2.6. Przełączniki**

### **7. Elementy traktu światłowodowego**

Ideowy schemat optycznego traktu światłowodowego przedstawiono na rysunku 7.1. Każdy trakt światłowodowy musi składać się z nadajnika, kabla światłowodowego oraz detektora. Własności włókien światłowodowych omówiliśmy w rozdziałach 1-4. Nadajniki omówiliśmy w rozdziale 5, detektory omówiliśmy w rozdziale 6. Na Rys.7.1 widzimy również jeszcze jeden ważny element traktu, dotychczas nie omawiany – wzmacniacz. Moc światła wędrującego w światłowodzie ulega tłumieniu, na skutek zjawisk omówionych szczegółowo w rozdziałach 1-4. Zasada działania traktu światłowodowego w wersji skróconej przedstawiono na rysunku 7.1. Dioda LED lub laser są modulowane, aby wytworzyć sygnał PCM (ang. pulse-code-modulated, PCM). Jeżeli jest to sygnał cyfrowy, czyli ciąg zer i jedynek, to najprostsze kodowanie polega na przesyłaniu sygnału prostokątnego, w którym brak światła z lasera odpowiada zerom, zaś obecność światła na pewnym poziomie mocy optycznej reprezentuje jedynkę. Ten najprostszy system kodowania, zwany kodem NRZ (ang.

non-return –to-zero) ma wiele braków i jest często zastąpiony bardziej wydajnym kodowaniem. Sposoby kodowania omówimy w rozdziale 8.

Modulowane światło z lasera jest wprowadzane do światłowodu za pomocą złączki tak, aby straty mocy optycznej na wejściu były jak najmniejsze. Ta część traktu światłowodowego stanowi nadajnik. Następnie światło wędruje przez włókno i ulega tłumieniu, musi być więc regenerowane. Można to uczynić za pomocą regeneratorów elektronicznych, tzw. wzmacniaków lub za pomocą wzmacniaczy optycznych. Regenerator elektroniczny jest elektronicznym układem wzmacniającym, który musi zamienić sygnał optyczny na sygnał elektryczny, następnie wzmacnić go i ponownie zamienić na sygnał optyczny. Regenerator elektroniczny zmniejsza oczywiście szybkość przesyłania danych i dlatego współczesne systemy telekomunikacyjne i sieci komputerowe dążą do tworzenia sieci całkowicie optycznych. Rolę regeneratorów pełnią w nich wzmacniacze optyczne, które omówimy w tym rozdziale. Optyczne wzmacniacze regenerują sygnał zazwyczaj co 50- 100 km.



Rys.7.1 Ideowy schemat optycznego traktu światłowodowego

Na końcu optycznego traktu światłowodowego znajduje się zawsze odbiornik, który dokonuje detekcji sygnału optycznego i następnie konwertuje go w sygnał elektryczny, następnie wzmacnia i regeneruje jego kształt. Ostatecznie otrzymujemy ciąg impulsów PCM, które wysłał nadajnik.

Oczywiście ten prosty schemat, przedstawiony na rysunku 7.1 ilustruje tylko ideę. Rzeczywisty trakt światłowodowy zawiera dużo większą liczbę elementów, które omówimy w tym rozdziale:

- Nadajnik optyczny składający się z półprzewodnikowej diody elektroluminescencyjnej LED lub lasera oraz optycznego modulatora
- Światłowód zoptymalizowany do zadań, które ma wykonać, uwzględniający dyspersję, nieliniowość, tłumienność
- Moduły kompensujące dyspersję
- Wzmacniacz (najczęściej wzmacniacz erbowy lub wzmacniacz Ramana)
- filtry optyczne (np. oparte na siatkach Bragga) oraz izolatory
- sprzęgacze i rozgałęziacze
- multipleksery i demultipleksery pozwalające dodawać lub odejmować kanały długości fali w systemie WDM (np. add/drop multiplexers)
- optyczne przełączniki
- urządzenia do regeneracji sygnału (elektroniczne i optyczne regeneratory)
- odbiorniki składające się z detektorów półprzewodnikowych (najczęściej fotodiody PIN lub fotodiody lawinowe APD)
- elementy elektroniczne do monitorowania i przetwarzania sygnału
- komputery i oprogramowanie do kontrolowania przebiegu pracy systemu

### **7.1.1. Światłowody i kable światłowodowe**

Światłowody i kable światłowodowe omówiono w rozdziale 1 i 2.

### **7.1.2. Złącza**

Włókna światłowodowe wytwarzane są w odcinkach 1-2 km. Współczesne zastosowania w telekomunikacji wymagają o wiele dłuższych odcinków. Włókna należy więc łączyć. Łączenie optyczne dwóch odcinków światłowodu otrzymuje się przez zbliżenie czołowe końców światłowodów w celu uzyskania sprzężenia optycznego rdzeni światłowodów. Złącza światłowodowe można podzielić na stałe i rozłączalne. Połączenia trwałe, zwane spawami światłowodowymi, umożliwiają wykonywanie długodystansowych, jednorodnych strukturalnie linii transmisyjnych między regeneratorami optycznymi. Złącza stałe powstają przez klejenie lub spawanie. Obecnie, połączenia przez klejenie powierzchni

włókien zostały prawie całkowicie wyeliminowane przez spawy termiczne, w których uzyskuje się tłumienność przejścia sygnału poniżej 0.1dB.

Złącza rozłączalne otrzymuje się zbliżenie końcówek światłowodów i odpowiednie, powtarzalne pozycjonowanie tych elementów względem siebie za pomocą mechanicznej obudowy zwanej złączką. Złączka światłowodowa łączy dwa włókna i jest jednym z najważniejszych elementów systemu światłowodowego. Pozwala przechodzić światłu z jednego światłowodu do drugiego. Połączenia rozłączalne są przeznaczone do przedłużania kabli światłowodowych lub ich krosowania z siecią teleinformatyczną. Zapewniają przenoszenie energii świetlnej z małymi stratami i powtarzalność parametrów w kolejnych połączeniach. Straty na złączkach są rzędu 0.25-0.5 dB. Uzyskanie niskich strat przejścia wymaga precyzyjnej obróbki mechanicznej elementów złącza - prawidłowego osiowania włókna i odpowiedniego styku czół łączonych światłowodów. Końcówki włókien kabla światłowodowego, zakończone fabrycznie złączkami nazywane są *pigtailami*, natomiast do krosowania torów światłowodowych w łącznicach telekomunikacyjnych i węzłach komutacji stosuje się krótkie odcinki światłowodowe - *patch cordy* (Rys.7.2) - zakończone odpowiednimi złączkami.



a)

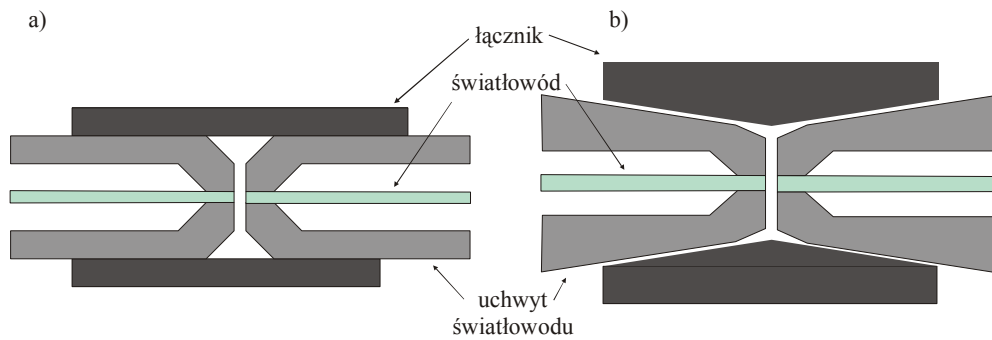


b)

Rys.7.2 Patchcord, krótki odcinek jednowłóknowego kabla stacyjnego obustronnie zakończony złączkami, używany do wzajemnego łączenia kabli, podłączania urządzeń aktywnych lub do celów pomiarowych, a) patch cord wielomodowy simplex, ST/PC-ST/PC , b) Patchcord wielomodowy ST/PC-ST/PC, dupleks  
<http://www.atel.com.pl/produkt.php?hash=01433>

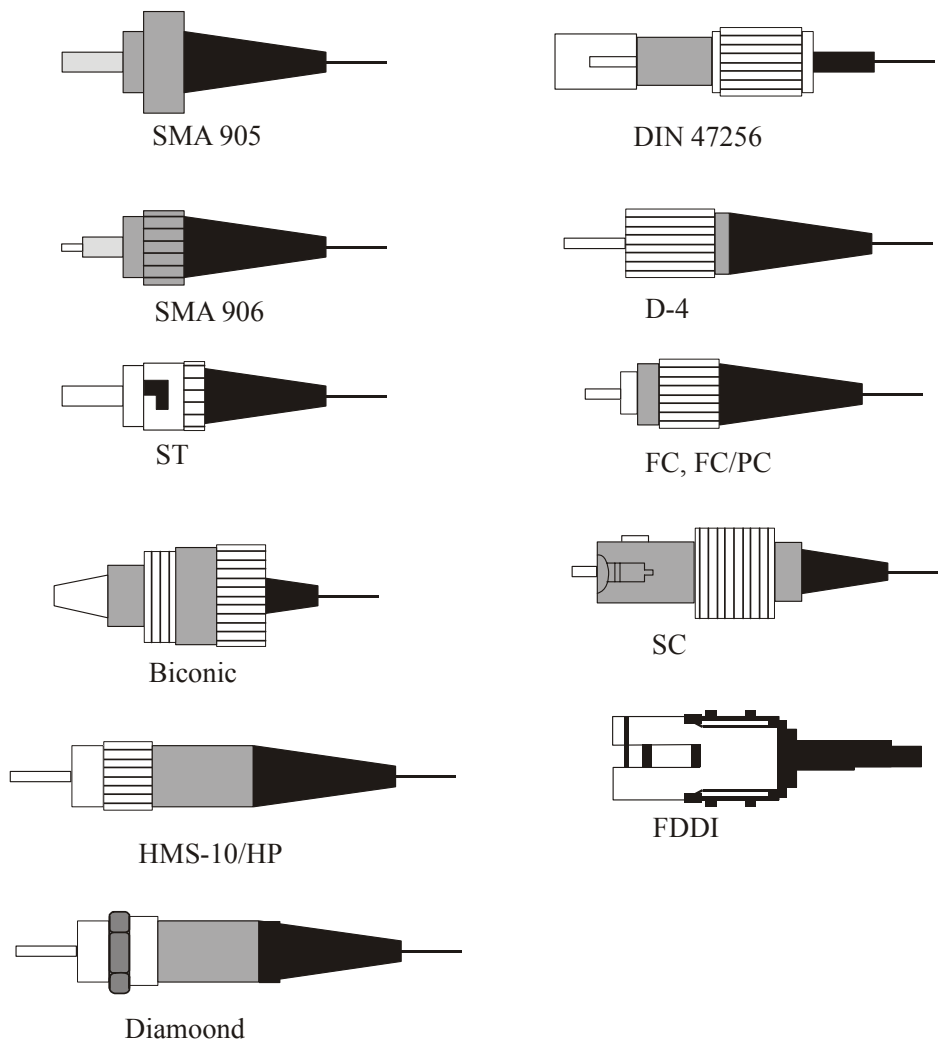
Podstawowe wymagania dotyczące konstrukcji złączek to:

- Minimalizacja strat i odbić
- Realizacja połączenia stabilnego mechanicznie i optycznie



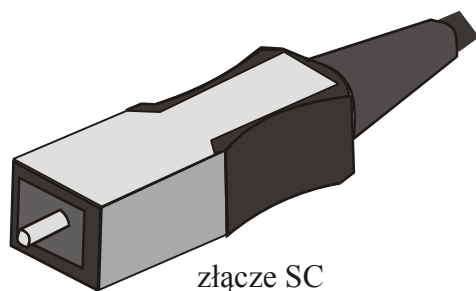
Rys.7.3 Złącza rozłączalne, a) złączka tulejowa , b) złączka stożkowa

W celu uzyskania minimalnych strat na złączu konieczne jest precyzyjne i powtarzalne pozycjonowanie rdzeni obu światłowodów względem siebie. Istnieje rozmaita różnorodność technologii i standardów złączy w transmisji światłowodowej podobnie jak dla kabli miedzianych. Rysunek 7.3 przedstawia dwa najczęściej stosowane typy technologii: złączki tulejowe i złączki stożkowe. W pierwszym rozwiązaniu włókno umieszcza się w precyzyjnej tulejce (dla światłowodów jednomodowych tolerancja jest rzędu  $1 \mu m$ ) a następnie zostaje ono przyklejone i wypolerowane czołowo. Metalowy cylinder łączy dwie tuleje, w których zostały zamocowane włókna światłowodowe. W złączach stożkowych, tuleja została zastąpiona konstrukcją stożkową. Na Rys.7.4 przedstawiono najczęściej stosowane typy złączy dla standardowych światłowodów szklanych.

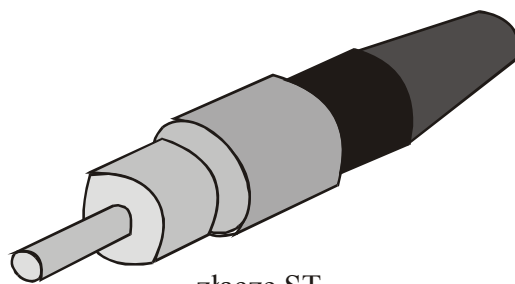


Rys. 7.4 Najczęściej stosowane typy złączy dla standardowych światłowodów szklanych

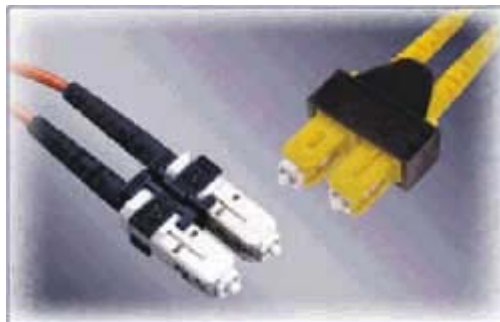
Najpopularniejsze i najstarsze są złącza typu FC, ST i SC. Złącze FC jest złączem gwintowanym (wkręcany) i weszło do zastosowań światłowodowych we wczesnych latach osiemdziesiątych. Złącze ST jest złączem bagietowym i wykorzystuje opisaną wyżej technologię tulejki. Złącze typu SC jest nowszym typem złącza wsuwanego (push-pull). Te ostatnie zapewniają poprawioną polaryzację oraz stabilność mechaniczną łącza, ale złączki ST są nadal stosowane. Oba końce kabla światłowodowego są zakończone specjalnymi końcówkami. Połączenia światłowodowego dokonuje się za pomocą dwóch włókien, jednego do transmisji, drugiego do odbioru (w nowszych instalacjach - Duplex-SC)



złącze SC



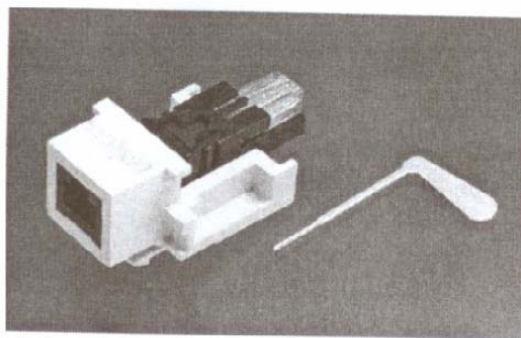
złącze ST



Duplex-SC

Rys.7.5 Złączki SC, ST oraz Duplex-SC

Szklane rurki widoczne na rysunkach to właśnie światłowody, które należy chronić przed zanieczyszczeniem szklanych powierzchni. Dlatego, gdy odłączymy kable krosowe należy założyć gumowe ochroniacze. Podobnie należy chronić odkryte gniazda światłowodowe. Innym często stosowanym standardem złączek światłowodowych jest złączka MT-RJ (Rys. 7.6) , wzorowana na gnieździe RJ-45 dla kabli miedzianych. W złączu MT-RJ znajdują się oba włókna, nie można więc pomylić kanału nadawczego z odbiorczym, jak to się może zdarzyć w przypadku pojedynczych złączy ST i SC.



Rys.7.6 Złączka MT-RJ

Wybierając złączkę należy uwzględnić następujące czynniki:

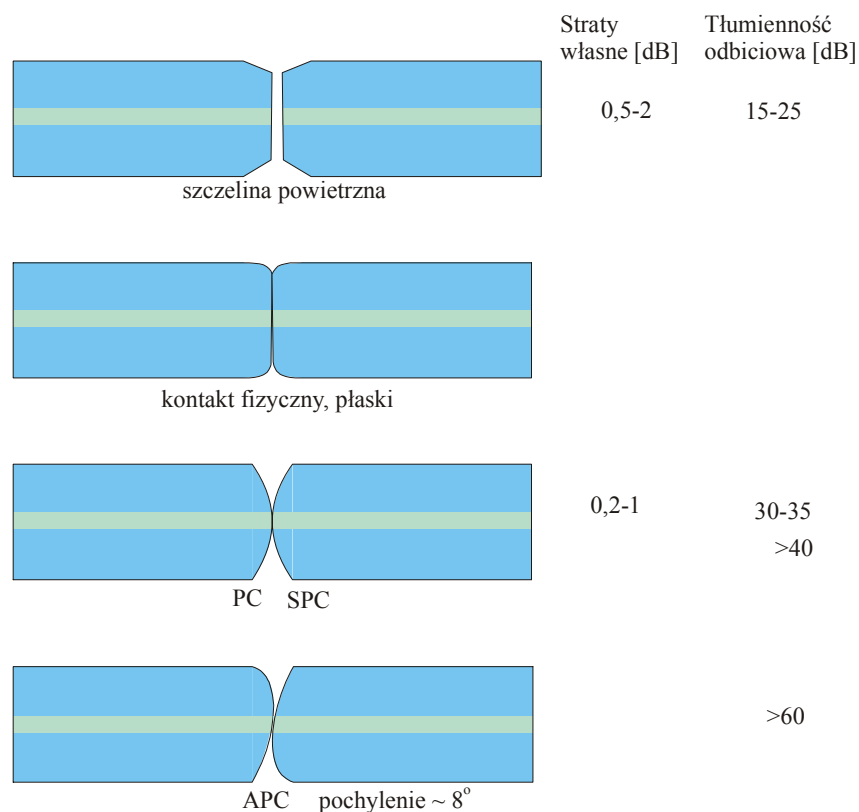
- typ włókien światłowodowych, które mają być łączone
- wymagania dotyczące tłumienia
- środowisko pracy ( napowietrzna instalacja, budynek, rowy instalacyjne w ziemi)
- koszty
- przy rozbudowie lub modyfikacji systemu należy uwzględnić kompatybilność wsteczną

Klasyfikacji złązek światłowodowych można dokonać ze względu

- typ kontaktu włókien (NC, PC, SPC, APC)
- sposób bazowania światłowodów
- technologia wykonania (technologia zaciskowa, technologia bezklejowa)
- rodzaj materiału, z którego wykonane są elementy złączki, np. ferruli i obudowy
- typ złączki (ST, SC, FC, DIN, Bionic SMA)

Na Rys.7.7 przedstawiono różne typy kontaktu włókien i kształt czoła ferruli. Ferrulą nazywamy precyzyjnie wykonaną centralną tulejkę wewnątrz której umieszcza się włókno. Służy ona do centrycznego zamocowania w jej otworze włókna światłowodowego. Ferrula może być częścią złączki światłowodowej lub złącza mechanicznego. Dla systemów transmisyjnych o przepływności powyżej 600 Mb/s zaleca się stosowanie złązek kątowych (typu APC). Na Rys.7.7 umieszczono również inny ważny parametr złązek, zwany optyczną tłumiennością odbiciową ORL (ang. optical return loss). Parametr ten charakteryzuje ilość światła odbitego od złączki i wracającego włóknem światłowodowym.







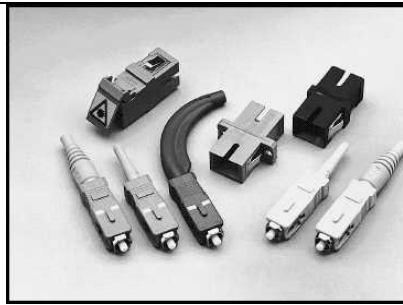
Rys. 7.7 Różne typy kontaktu włókien i kształt czoła ferruli. Symbole NC- non contact, PC - Physical Contact (kontakt fizyczny), SPC – Super-polished Physical Contact (super-polerowany kontakt fizyczny), może być również UPC (ultra-polerowany kontakt fizyczny), AC - Angled Contact (złącze kątowe), koniec włókna polerowany pod kątem ok. 8 stopni do płaszczyzny prostopadłej do osi światłowodu. APC - Angled Physical Contact (połączenie kątowe z kontaktem fizycznym)


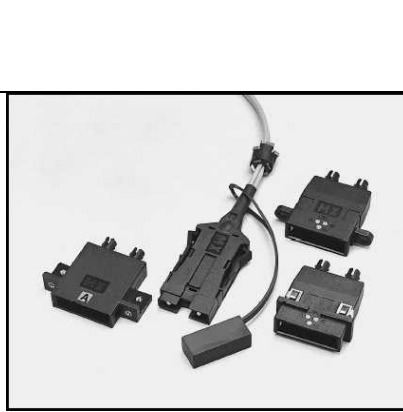
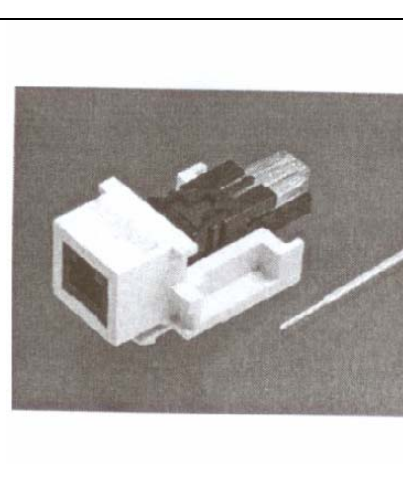

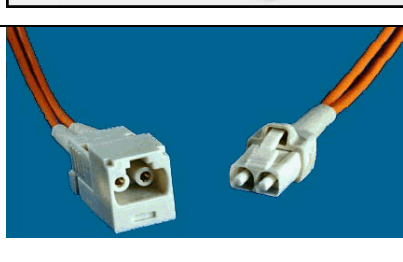
Podział oparty na sposobie bazowania złączy można opisać jako:


- złącza kluczowane i niekluczowane (ang. keyed and non-keyed), zwane niekiedy zatraskowymi lub klinowanymi. Złącza zatraskowe mają mniejsze straty własne, bowiem gwarantują tę samą pozycję i względne ustawienie osi łączonych światłowodów
- złącza strojone i niestrojone.

Jakość złącza zależy w dużym stopniu od materiału ferruli i tulei łączącej. Ferrula w łączach wysokiej jakości wykonana jest z ceramiki cyrkonowej, węgla. Łącza średniej i niskiej jakości wykonane są z polimerów, miedzi, stali nierdzewnej. Tuleja wykonana jest z miedzi, węgla wolframu, brązu fosforowego, ceramiki. Niżej omówimy najczęściej stosowane typy złączy (Tabela 7.1)

**Tabela 7.1. Przegląd własności niektórych najczęściej stosowanych w przeszłości i obecnie typów złączy światłowodowych**

	<p><b>SMA</b></p>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Pierwszy standard dla łączenia światłowodów</li> <li>• Zastosowanie w światłowodach wielomodowych</li> <li>• Złącze gwintowane, niekluczowane,</li> <li>• Nie kontaktujące się światłowody</li> <li>• Powierzchnie polerowane płasko</li> <li>• Opracowane przez firmę Amphenol</li> <li>• Nowsza wersja FSMA używana w systemach militarnych, pomiarowych i starszych systemach sieciowych</li> </ul>
	<p><b>FC</b> (ang.Fiber Connector)-złącze światłowodowe</p>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Opracowane przez NTT (Japonia) jako następcą złącza D3</li> <li>• Bardzo dobra powtarzalność parametrów</li> <li>• Łączenie gwintowane</li> <li>• Wewnętrzna sprężynka kontroluje docisk światłowodów</li> <li>• Występuje również w wersji APC do zastosowań o niewielkich tłumiennościach odbiciowych</li> <li>• Konstrukcja mechaniczna zapewnia dobrą mechaniczną izolację ferruli i światłowodu od płyty mocującej i kabla</li> </ul>
	<p><b>SC</b> (ang.Subscriber Connector)-złącze abonenckie</p>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• złączka o przekroju prostokątnym, w plastikowej obudowie; niebieska dla światłowodów jednomodowych i beżowa dla wielomodowych</li> <li>• Opracowane przez NTT (Japonia)</li> <li>• Połączenie zatraskowe „na wcisk”</li> <li>• Konstrukcja plastikowa (z wyjątkiem ferruli i sprężynki dociskowej)</li> <li>• Występuje również w wersji APC do zastosowań o niewielkich tłumiennościach odbiciowych</li> <li>• Standard ISO i IEC</li> </ul>

	<p><b>ST</b> (ang. Straight Tip) -zakończenie proste</p>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Złączka z mocowaniem bagnetowym, uchwyt może być plastikowy lub metalowy</li> <li>• Opracowana przez AT&amp;T jako następcą Biconic</li> <li>• Łączenie bagnetowe (podobnie jak w BNC), złącze zatraskowe</li> <li>• Ferrula wykonana z polimeru, ceramiki, brązu fosforowego, miedzi, węgla wolframu</li> <li>• Powtarzalny docisk</li> <li>• Minus- tanie wersje ST są podatne na wibracje</li> </ul>
	<p><b>FDDI</b></p>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Złącza wielomodowe</li> <li>• Niska tłumienność, polaryzacja i odporność przed naprężeniami włókna</li> <li>• Ceramiczne ferrule</li> </ul>
	<p><b>MT-RJ</b></p>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Coraz powszechniejszy standard złączy światłowodowych</li> <li>• Wzorowana na gnieździe RJ-45 dla kabli miedzianych</li> <li>• W złączu MT-RJ znajdują się oba włókna, nie można więc pomylić kanału nadawczego z odbiorczym, jak to się może zdarzyć w przypadku pojedynczych złączy ST i SC</li> </ul>
	<p><b>Escon</b></p>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Złącza typu podwójnego</li> <li>• Wykorzystują strukturę ruchomej ferruli</li> <li>• Posiadają precyzyjny mechanizm zatraskowy</li> </ul>
	<p><b>OPTI-JACK</b></p>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Standard podobny do RJ-45</li> <li>• Odległość między włóknami 1/4 cala, czyli 2 razy mniej niż w złączce duplex SC</li> <li>• Małe rozmiary pozwalają na miniaturyzację</li> </ul>

<a href="http://www.panduit.com/products/WhitePapers/069414.asp">http://www.panduit.com/products/WhitePapers/069414.asp</a>		portów
	E-2000	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Zastosowania: telekomunikacja, sieci LAN, WAN, sieci CATV, systemy czujników, technika pomiarowa.</li> <li>• Zintegrowana klapka zabezpieczająca ferrulę przed kurzem</li> <li>• Wbudowana sprężynka gwarantuje zamknięcie klapki</li> <li>• Doskonale przy dużej gęstości pól krosowych</li> </ul>

### 7.1.3. Sprzęgacze – rozgałęziacze

Najważniejszymi elementami traktu światłowodowego są światłowody i złączki. Stwierdzenie to dotyczy jednak tylko sieci szkieletowych, gdzie występują połączenia typu punkt. Gdy sygnał trzeba rozprowadzić do różnych abonentów, że sprzęgacze i rozgałęziacze odgrywają ważną rolę, bowiem pozwalają one dołączyć do sieci światłowodowej wielu użytkowników.

**Sprzęgacze światłowodowe** są to urządzenia, które wprowadzają moc świetlną z kilku światłowodów wejściowych do jednego lub kilku światłowodów wyjściowych. Inaczej mówiąc, sprzęgacze albo rozdzielają sygnał optyczny na wiele kanałów, albo rozdzielone sygnały zbierają w jedną drogę optyczną. Parametrem charakteryzującym sprzęgacz jest liczba portów wejściowych  $N$  i portów wyjściowych  $M$  -  $N \times M$ . Liczba  $N$  oznacza ile światłowodów wchodzi do sprzęgacza, zaś  $M$  - ile wychodzi (Rys.7.10)



Rys.7.8 Ilustracja sprzęgacza  $N \times N$ , który powstaje przez stopnienie i wyciągnięcie wielu światłowodów



b)

Rys.7.9 Wygląd firmowego sprzęgacza – jednomodowego 50%:50%, 1310 nm , <http://www.atel.com.pl/produkt.php?hash=02522>

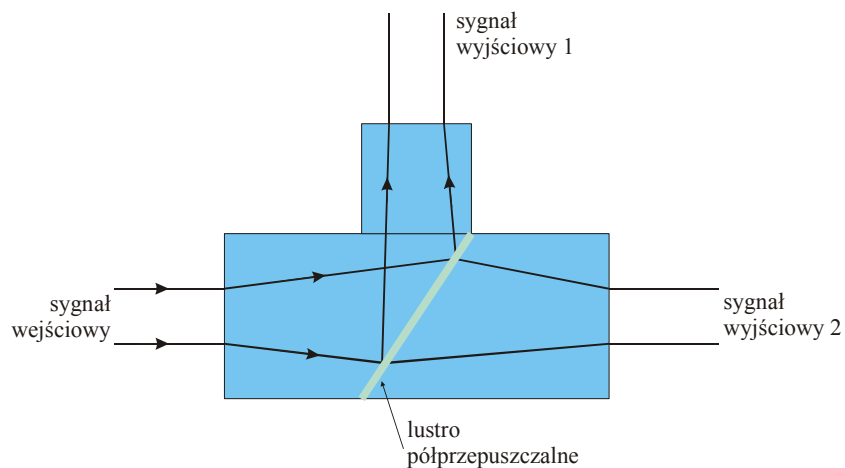
Sprzęgacze możemy podzielić według konstrukcji na

1. sprzęgacze boczne
2. sprzęgacze czołowe

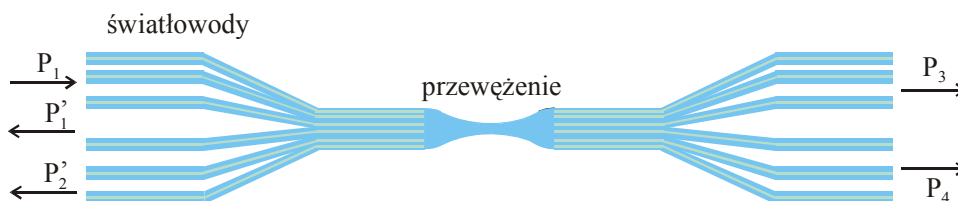
Sprzęgacze możemy podzielić również według technologii na

1. Sprzęgacze polerowane/klejone
2. Sprzęgacze przewężane/spawane
3. Sprzęgacze wykonane w technologii optoelektroniki zintegrowanej

Rysunek 7.10 przedstawia sprzęgacz czołowy i sprzęgacz boczny, zaś rysunek



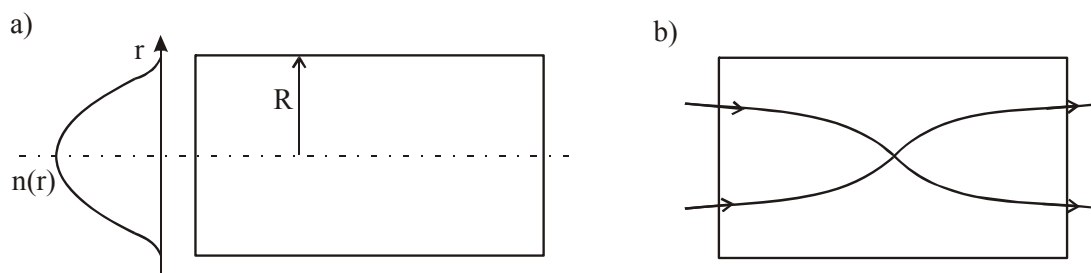
Rys.7.10 Sprzęgacz czołowy (a)



Rys. 7.11 Sprzęgacz boczny (b) .

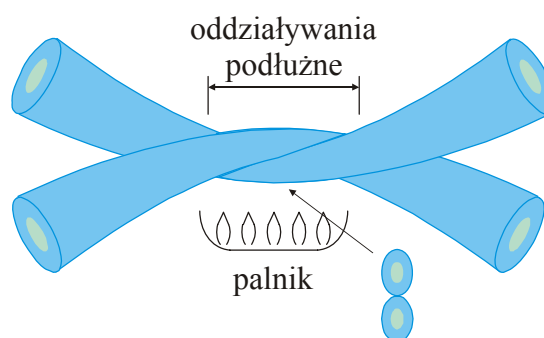
Sprzęgacz czolowy wykorzystuje soczewki światłowodowe typu SELFOC (ang. selffocusing) (Rys.7.12) i lustro półprzepuszczalne. Światło wprowadzone do sprzęgacza pada na lustro, które część światła przepuszcza  $N$ , zaś część światła odbija  $M$  ( $N+M \approx 100\%$ ). Jeżeli jest to zwierciadło 50%:50%, to światło wprowadzone do portu wejściowego, rozdziela się na dwa porty wyjściowe w jednakowych proporcjach. Jest to sprzęgacz typu 1x2.

Sprzęgacz boczny przedstawiony na Rys.7.11 to sprzęgacz typu NxN. Sprzęgacze typu NxN noszą nazwę sprzęgaczy gwiazdowych i wykorzystywane są one w sieciach o topologiach gwiazdy.



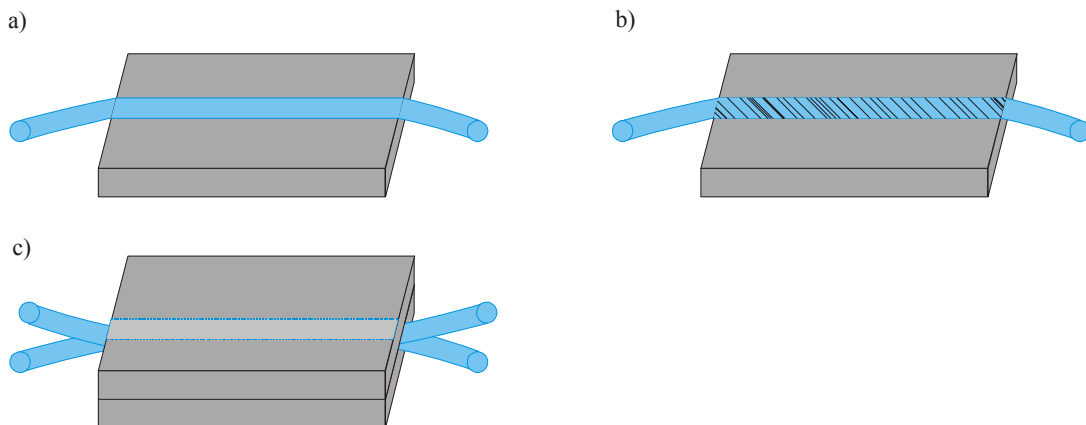
Rys.7.12 Soczewka wprowadzająca światło do światłowodu typu GRIN (ang. gradient index) albo SELFOC (self-focusing), w której profil współczynnika załamania przedstawiono w lewej części rysunku (a). Zmienny profil współczynnika w prostokątnym bloku materiału pełni taką samą rolę w skupianiu światła jak stały współczynnik w materiale o określonej krzywiznie, jak to ma miejsce w tradycyjnych soczewkach wypukłych(b).

Najczęstszy sposób wykonania sprzęgaczy to skręcenie i stopienie ze sobą kilku światłowodów za pomocą palnika i następnie wyciągnięcie ich aż do uzyskania pożądanego podziału mocy (Rys.7.13).

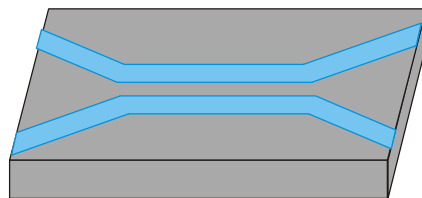


Rys.7.13 Technologia konstrukcji sprzęgaczy przez stapianie i rozciąganie

Inna technika, polegająca na klejeniu bocznym światłowodów (Rys.7.14) i ścinanie płaszcza na pożądaną głębokość dostarcza dobrych parametrów, ale jest pracochłonna, a więc droga i nie nadaje się do produkcji masowej.



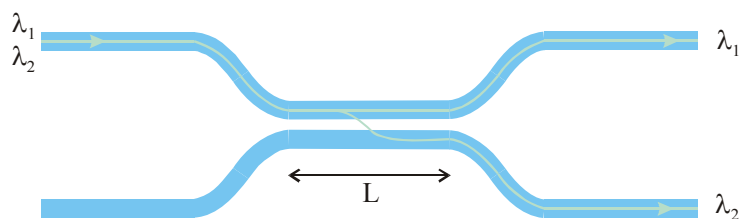
Rys.7.14 Technologia konstrukcji sprzęgaczy przez polerowanie, nakładanie i klejenie  
Sprzęgacze mogą być również wykonane w technologii optoelektroniki zintegrowanej (Rys. 7.15 )



Rys.7.15 Sprzęgacze wykonane w technologii optoelektroniki zintegrowanej

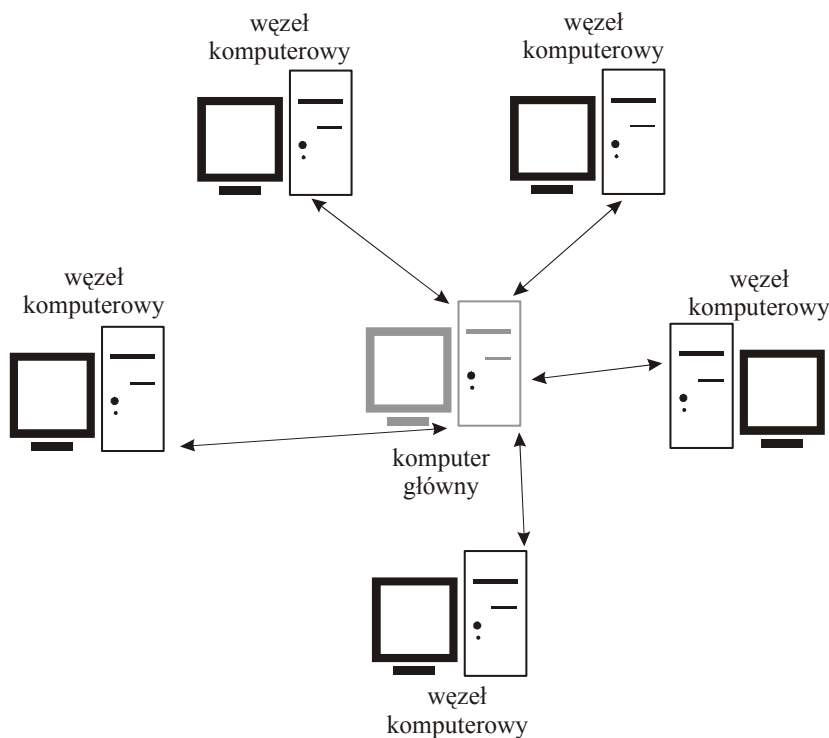
Połączenie dwóch światłowodów i ich wyciągnięcie powoduje oczywiście zmianę warunków propagacji oraz podział mocy między gałęziami sprzęgacza. Teoretyczny opis tych zjawisk przedstawimy w rozdziale 7.1.3.1 poświęconym teoretycznym podstawom działania sprzęgaczy. Szczególnie ciekawy jest tzw. **tunelowy efekt optyczny**. Tutaj powiemy tylko, że można tak dobrać parametry sprzęgacza czy rozdzielacza, że stają się one selektywne. Sprzęgacze selektywne mogą być wrażliwe na długość fali lub polaryzację. **Sprzęgacze selektywne** odgrywają ważną rolę w systemach ze zwielokrotnieniem długości fali WDM, DWDM, które zostaną opisane w rozdziale 8.

Selektywność sprzęgacza wrażliwego na długość fali polega na tym, że podział mocy zależy od długości fali. W skrajnym przypadku można tak dobrać parametry, że jeżeli wejściowym portem wprowadzimy dwie długości fali  $\lambda_1$  i  $\lambda_2$  to w jednym z portów wyjściowych pojawi się tylko długość fali  $\lambda_1$ , a w drugim – tylko  $\lambda_2$ .



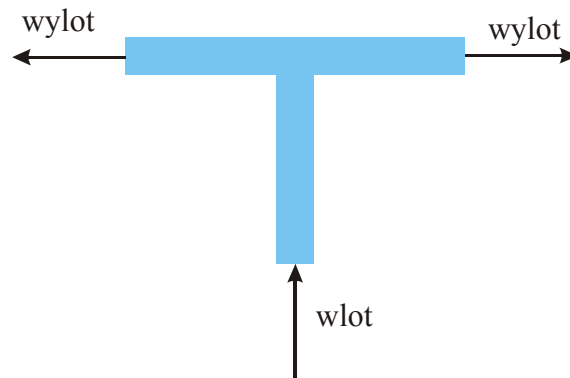
Rys.7.16 Zastosowanie sprzęgacza kierunkowego jako demultipleksera

Tak więc sprzęgacze selektywne mogą działać jako multiplekser lub demultiplekser w systemach zwielokrotnienia WDM. Wytwórca sprzęgaczy określa stosunek rozkładu mocy światła między gałęzie wejściowe i wyjściowe. Dla sprzęgaczy typu 1x2 najpopularniejsze stosunki podziału mocy w gałęziach wyjściowych wynoszą 50%-50%, 90%-10%, 95%-5%, ale na zamówienie klienta, dowolny stosunek podziału mocy może zostać zrealizowany. Niekiedy ten podział mocy podany jest w decybelach (dB). Przykładowo, dla sprzęgacza typu 90%-10% moc wejściowa 100  $\mu$ W zostaje podzielona w portach wyjściowych na 90  $\mu$ W i 10  $\mu$ W. Najczęstsze zastosowanie sprzęgaczy optycznych to lokalne komputerowe sieci światłowodowe LAN. Wymiary sprzęgaczy zależą od topologii sieci. Jeżeli jest to topologia gwiazdy (Rys.7.17) stosujemy sprzęgacz gwiazdowy. Jeżeli jest to topologia magistrali szynowej stosujemy sprzęgacz typu T (ang. tee coupler) (Rys. 7.18)



Rys.7.17 Topologia gwiazdy w lokalnej sieci komputerowej LAN

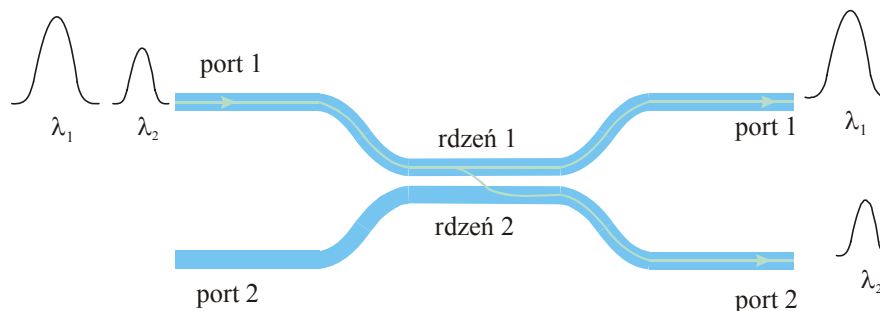




Rys.7.18 Sprzęgacz typu T używany w topologiach magistrali szynowych

### 7.1.3.1. Teoretyczne podstawy sprzęgaczy kierunkowych

W sprzęgaczach światłowodowych zachodzą zjawiska liniowe i nieliniowe. Omówimy najpierw zjawiska liniowe i opiszemy je za pomocą teorii sprzężonych modów. Rozważmy sprzęgacz 2 x 2, zawierający 4 porty (Rys.7.19). Ponieważ wyjście jest skierowane w dwóch różnych kierunkach i dlatego takie urządzenia nazywamy sprzęgaczami kierunkowymi.



Rys.7.19 Sprzęgacz kierunkowy. Schematyczna ilustracja nieliniowego przełączania w sprzęgaczu. Szczegółowe objaśnienia w tekście

Sprzęgacze mogą być wykonane jako :

- planarne falowody
- półprzewodnikowe falowody
- falowody z wykorzystaniem kryształów  $LiNbO_3$ .

Jak powiedzieliśmy jedną z technik wytworzenia sprzęgacza jest stopienie boczne powodujące, że rdzenie dwóch światłowodów jednomodowych znajdują się bardzo blisko siebie. Odległości są tego samego rzędu co promienie rdzenia i w konsekwencji mody podstawowe propaguje w pojedynczych światłowodach częściowo nakładają się w obszarze płaszcza. To częściowe nakładanie jest przyczyną sprzężenia optycznego, które prowadzi do przenoszenia mocy optycznej z jednego rdzenia do drugiego, gdy spełnione są odpowiednie warunki.

Rozróżniamy sprzęgacze:

- symetryczne, gdy oba rdzenie są identyczne
- asymetryczne, gdy oba rdzenie nie są identyczne

Do opisu wymiany mocy zastosujemy teorię modów sprzężonych (ang.coupled-mode theory)[1] . Szczegóły tej teorii można znaleźć w [2].

Zastosujemy równanie Helmholtza opisujące propagację światła w domenie częstości

$$\nabla^2 \tilde{E} + \tilde{n}^2(x, y)k_0^2 \tilde{E} = 0 \quad (7.1)$$

opisujące propagację światła w kierunku, z o częstotliwości  $\omega$  , gdzie wektor falowy

$$k_0 = \omega / c = 2\pi / \lambda_0 \quad (7.2)$$

opisuje propagację w próżni,  $\tilde{E}(\vec{r}, \omega)$  jest transformatą Fouriera pola elektrycznego  $E(\vec{r}, t)$ , współczynnik załamania  $\tilde{n}(x, y) = n_0$  w całym obszarze płaszczyzny (x,y), z wyjątkiem obszaru zajmowanym przez dwa rdzenie sprzęgacza światłowodowego. W tym obszarze  $\tilde{n}(x, y) > n_0$  .

Podobnie jak w rozdziale 1, gdzie opisywaliśmy propagację światła w pojedynczym światłowodzie możemy rozdzielić składowe pola w kierunku z  $\tilde{A}_z$  oraz w płaszczyźnie prostopadłej (x,y)  $F(x, y)$  i zapisać  $\tilde{E}(\vec{r}, \omega)$  jako :

$$\tilde{E}(\vec{r}, \omega) \approx \hat{e}[\tilde{A}_1(z, \omega)F_1(x, y) + \tilde{A}_2(z, \omega)F_2(x, y)]e^{i\beta z} \quad (7.3)$$

gdzie  $\hat{e}$  jest kierunkiem polaryzacji, zaś  $\beta$  jest stałą propagacji, którą dopiero należy znaleźć. Indeksy 1 i 2 oznaczają rdzenie dwóch zbliżonych światłowodów. Gdy nie ma w pobliżu drugiego rdzenia rozkład poprzeczny F(x,y) przyjmuje postać modu podstawowego, którym zajmowaliśmy się w rozdziale 1. W ogólności rozwiązanie dla F(x,y) otrzymujemy rozwiązując równanie

$$\frac{\partial^2 F_m}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F_m}{\partial y^2} + (n_m^2(x, y)k_0^2 - \beta_m^2)F_m = 0 \quad (7.4)$$

które można otrzymać przez podstawienie (7.3) do (7.1) po zastosowaniu separacji zmiennych.

Wielkość  $\beta_m$  oznacza stałą propagacji w światłowodzie 1 lub 2 ( $m = 1$  lub  $2$ ), zaś  $n_m(x, y)$  jest współczynnikiem załamania, który wynosi  $n_m(x, y) = n_0$  wszędzie z wyjątkiem obszaru zajmowanego przez światłowód 1 lub 2. Aby znaleźć amplitudy  $A_1, A_2$  które zmieniają się wzdłuż osi z którą jest kierunkiem rozchodzenia światła należy (7.3) podstawić do (7.1), pomnożyć równanie przez funkcje sprzężone  $F_1^* i F_2^*$ , wykorzystać równanie (7.4) i scałkować po całej płaszczyźnie  $(x, y)$ . Ostatecznie, otrzymujemy następujące równania

$$\frac{d\tilde{A}_1}{dz} = i(\tilde{\beta}_1 + \Delta\beta_1^{NL} - \beta)\tilde{A}_1 + i\kappa_{12}A_2 \quad (7.5)$$

$$\frac{d\tilde{A}_2}{dz} = i(\tilde{\beta}_2 + \Delta\beta_2^{NL} - \beta)\tilde{A}_2 + i\kappa_{21}A_1 \quad (7.6)$$

gdzie  $\kappa_{mn}$  i  $\Delta\beta_m$  ( $m=1$  lub  $2$ ,  $n=1$  lub  $2$ ) opisują stopień sprzężenia światłowodów w sprzęgaczu oraz wkład nieliniowy do stałej propagacji.

Współczynnik sprzężenia  $\kappa_{mn}$  wyraża się wzorem

$$\kappa_{mn} = \frac{\kappa_0^2}{2\beta} \int \int_{-\infty}^{\infty} (\tilde{n}^2 - n_n^2) F_m^x F_n^x dx dy \quad (7.7)$$

zaś  $\Delta\beta_m^{NL}$  wyraża się wzorem

$$\Delta\beta_m^{NL} = \frac{\kappa_0^2}{2\beta} \int \int_{-\infty}^{\infty} (\tilde{n}^2 - n_L^2) F_m^x F_m^x dx dy \quad (7.8)$$

gdzie  $n_L$  jest liniową częścią współczynnika załamania  $\tilde{n}$ . W równaniach zastosowano warunek normalizujący

$$\int \int_{-\infty}^{\infty} |F_m(x, y)|^2 dx dy = 1 \quad (7.9)$$

Zarówno  $\beta_m$  jak i  $\kappa_{mn}$  zależą od częstości  $\omega$ . Na razie zaniedbajmy zależność  $\kappa_{mn}$  od częstości dla  $\beta_m$ , rozwińmy  $\beta_m$  w szereg Taylora :

$$\tilde{\beta}_m(\omega) = \beta_{0m} + (\omega - \omega_0)\beta_{1m} + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2\beta_{2m} + \dots \quad (7.10)$$

Równania (7.5) i (7.6) opisujące ewolucję amplitud  $A_1$  i  $A_2$  w funkcji długości sprzęgacza przedstawione są w domenie częstości. Aby przejść do domeny czasowej, zastosujmy odwrotną transformatę Fouriera do równań (7.5) i (7.6)

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \beta_{11} \frac{\partial A_1}{\partial t} + \frac{i\beta_{21}}{2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} = i\kappa_{12}A_2 + i\delta_a + (\gamma|A_1|^2 + C_{12}|A_2|^2)A_1 \quad (7.11)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \beta_{12} \frac{\partial A_2}{\partial t} + i \frac{\beta_{22}}{2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} = i\kappa_{21}A_1 - i\delta_a A_2 + (\gamma_2|A_2|^2 + c_{21}|A_1|^2)A_2 \quad (7.12)$$

Pamiętajmy, że indeks pierwszy oznacza numer światłowodu, indeks drugi oznacza wyraz w rozwinięciu Taylora (7.10), czyli  $(\beta_{1m})^{-1}$  jest prędkością grupową  $v_{gm}$ ,

$$v_{gm} = \frac{1}{\beta_{1m}} \quad (7.13)$$

Człon  $\beta_{2m}$  opisuje efekty dyspersji prędkości grupowej (GVD) światłowodu m. Zjawisko dyspersji GVD opisaliśmy szczegółowo w rozdziale 3.

Ponadto,

$$\delta_a = \frac{1}{2}(\beta_{01} - \beta_{02}) \quad (7.14)$$

$$\beta = \frac{1}{2}(\beta_{01} + \beta_{02}) \quad (7.15)$$

Gdy  $\delta_a = 0$  oznacza to, że oba rdzenie sprzęgacza są identyczne, czyli  $\delta_a$  jest miarą asymetrii sprzęgacza.

Parametry  $\gamma_m$  i  $c_{mn}$  opisują automodulację (SPM), oraz modulację skośną (XPM), które opisaliśmy w rozdziale 4. Parametry te wyrażają się wzorami :

$$\gamma_m = n_2\kappa_0 \int \int_{-\infty}^{\infty} |F_m|^4 dx dy \quad (7.16)$$

$$c_{mn} = 2n_2\kappa_0 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F_m| |F_n|^2 dx dy \quad (7.17)$$

Gdy sprzęgacz jest symetryczny to spełnione są warunki

$$\delta_a = 0, \quad \kappa_{12} = \kappa_{21} = \kappa \quad \text{oraz} \quad c_{12} = c_{21} = \gamma\delta$$

$$v_{g1} = v_{g2} = v_g, \quad \beta_{21} = \beta_{22} = \beta_2$$

i równania (7.11) i (7.12) upraszczają się do postaci

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial A_1}{\partial t} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} = i\kappa A_2 + i\gamma(|A_1|^2 + \delta|A|^2)A_1 \quad (7.18)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial A_2}{\partial t} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} = i\kappa A_1 + i\gamma(|A_2|^2 + \delta|A_1|^2)A_2 \quad (7.19)$$

Aby równania (7.11) i (7.12) przyjęły jeszcze prostszą formę, założmy, że światłowody propagują światło ciągłe (CW) o małej mocy. Efekty nieliniowe oraz dyspersji (GVD) są wtedy zaniedbywalne, czyli możemy napisać

$$\gamma = c_{12} = \beta_2 = 0 \quad \text{oraz} \quad \text{znika zależność w czasie} \quad \left( \frac{\partial A_1}{\partial t} = \frac{\partial A_2}{\partial t} = 0 \right)$$

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} = i\kappa_{12}A_2 + i\delta_a A_1 \quad (7.20a)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} = i\kappa_{21}A_1 - i\delta_a A_2 \quad (7.20b)$$

Różniczkując (7.20a) i wstawiając (7.20b) do (7.20a) po zróżniczkowaniu otrzymujemy:

$$\frac{d^2 A_1}{dz^2} + \kappa_e^2 A_1 = 0 \quad (7.21)$$

gdzie współczynnik efektywnego sprzężenia  $\kappa_e$  został zdefiniowany jako

$$\kappa_e = \sqrt{\kappa^2 + \delta_a^2} \quad \text{gdzie} \quad \kappa = \sqrt{\kappa_{12}\kappa_{21}} \quad (7.22)$$

Postępując identycznie dla  $A_2$  otrzymujemy ten sam typ równania. Sprzęgacz-rozdzielacz przedstawiony na Rys.7.19 sprzęgacz pracuje zazwyczaj w taki sposób, że światło wprowadzamy portem 1  $A_1(0) = A_0$ ,  $A_2(0) = 0$

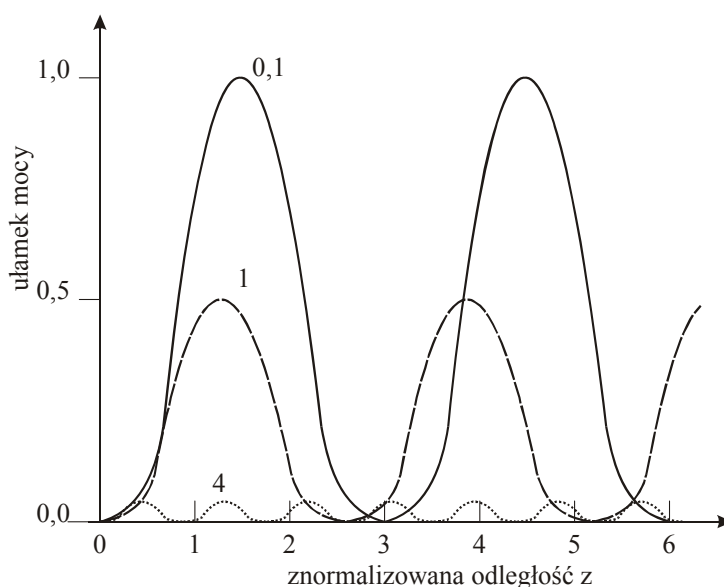
Rozwiązaniem równań (7.20a) i (7.20b) dla tych warunków brzegowych są następujące wyrażenia

$$A_1(z) = A_0 [\cos(\kappa_e z) + i(\delta_a / \kappa_e) \sin(\kappa_e z)] \quad (7.23)$$

$$A_2(z) = A_0 (i\kappa_{21} / \kappa_e) \sin(\kappa_e z)$$

Równania te ilustrują pracę sprzęgacza kierunkowego. Widzimy, że mimo iż portem 2 nie wprowadzamy światła  $A_2(0) = 0$ , to na wyjściu  $A_2(z) \neq 0$  w porcie 2 pojawia się światło. Intensywność światła w porcie wyjściowym 2 zależy od współczynników sprzężenia  $\kappa_{21}i\kappa_e$  (zaś  $\kappa_e$  zależy od współczynnika asymetrii  $\delta_a$  zdefiniowanego wzorem 7.14) oraz od długości sprzęgacza  $L = z$ . Maksimum mocy przeniesionej do portu 2 osiągane jest dla  $\kappa_e z = m\pi / 2$ , gdzie  $m$  jest liczbą całkowitą. Wielkość  $L_c = \frac{\pi}{2\kappa_e}$  (dla  $m=1$ ) nosi nazwę długości sprzęgacza.

Rys.7.19.a przedstawia ułamek mocy przesyłanej do drugiego rdzenia (port 2), czyli stosunek mocy w porcie 2,  $\left| \frac{A_2(z)}{A_0(0)} \right|^2$  jako funkcję  $z$  dla kilku różnych wartości  $\frac{\delta_a}{\kappa}$ .



Rys.7.19.a Ułamek mocy przesyłanej do drugiego rdzenia (port 2 na Rys.7.19), czyli

$\left| \frac{A_2}{A_0} \right|^2$  jako funkcję odległości  $z$  dla kilku różnych wartości  $\frac{\delta_a}{\kappa}$ .

Dla sprzęgacza symetrycznego ( $\delta_a = 0, \kappa_e = \kappa$ ) o długości  $L$  równania ( 7.23 ) przyjmują postać

$$A_1(L) = A_0 \cos(\kappa L) \tag{ 7.24 }$$

$$A_2(L) = A_0 \sin^2(\kappa L)$$

wtedy rozkład mocy  $P$  wyraża się wzorami

$$P_1(L) = P_0 \cos^2(\kappa L)$$

(7.25)

$$P_2(L) = P_0 \sin^2(\kappa L)$$

gdzie  $P_0 = A_0^2$

Gdy współczynnik sprzężenia  $\kappa$  i długość  $L$  sprzęgacza są dobrane tak, że  $\kappa L = \pi / 4$

$$\frac{P_1(L)}{P_2(L)} = 1, \quad (7.26)$$

czyli moc wejściowa jest dzielona w stosunku 50% na 50% między porty wyjściowe 1 i 2. Taki sprzęgacz nazywamy sprzęgaczem 50 ÷ 50 lub 3dB. Zmieniając długość sprzęgacza oraz odległość między rdzeniami światłowodów tworzących sprzęgacz, można wyprodukować sprzęgacz o dowolnym stosunku podziału. Współczynnik sprzężenia można wyznaczyć ze wzoru (7.7) z którego można wyznaczyć analityczną postać  $\kappa$  dla sprzęgacza symetrycznego.

W praktyce [33] stosuje się następujący wzór do oszacowania współczynnika sprzężenia

$$\kappa = \frac{\pi \nu}{2\kappa_0 n_0 a^2} \exp[-(c_0 + c_1 \bar{d} + c_2 \bar{d}^2)] \quad (7.27)$$

gdzie:

$\nu$  – parametr światłowodu, tzw. znormalizowana częstotliwość odcięcia (omówiony w

rozdziale 1)  $\nu = \frac{2\pi}{\lambda_0} a(n_1^2 - n_2^2)^{\frac{1}{2}}$

$a$  – promień światłowodu

$\bar{d} = \frac{d}{a}$  - znormalizowana odległość między rdzeniami sprzęgacza

$c_0, c_1, c_2$  - parametry zależne od  $\nu$

$$c_0 = 5,2789 - 3,663\nu + 0,3841\nu^2$$

$$c_1 = -0,7769 + 1,2252\nu - 0,0152\nu^2$$

$$c_2 = -0,0175 + 0,0064\nu - 0,0009\nu^2$$

Równania (7.23) i (7.25) ilustrują że sprzęgacz wymienia periodycznie moc między dwoma rdzeniami. Właściwość ta wykorzystywana jest w technikach światłowodowych do zastosowania sprzęgacza jako przełącznika optycznego.

Gdy zamiast promieniowania ciągłego ( CW ) rozważymy impulsy rozchodzące się w światłowodzie należy uwzględnić efekty dyspersji prędkości grupowej ( GVD ), nawet gdy energia optycznych impulsów jest niewielka i efekty nieliniowe są zanedbywalne.

Równania ( 7.18 ) przyjmują wtedy postać [2]

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial T^2} = i\kappa A_2 \quad (7.28)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial T^2} = i\kappa A_1$$

gdzie  $T = t - \frac{z}{v_g}$ , a  $v_g$  jest prędkością grupową. Przypomnijmy za rozdziałem 4, że

efekty dyspersji (GVD) są zanedbywalne gdy długość światłowodu  $L \ll L_D$ , gdzie

$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}$  (7.29), a wielkość  $T_0$  związana jest z czasem trwania impulsu. Ponieważ w

praktyce  $L \approx L_c = \frac{\pi}{2\kappa_e}$ , gdzie  $L_c$  jest długością sprzężenia, więc efekt GVD jest

zaniedbywalny w sprzęgaczach dla których :

$$\kappa L_D \gg 1 \quad (7.30)$$

Łatwo oszacować, że efekty GVD są ważne tylko dla ultrakrótkich impulsów  $T_0 < 0,1ps$ , ponieważ typowe  $L_c < 1m$ ,  $L_D > 1km$ . Tak więc impulsy dłuższe niż 0.1ps zachowują się w sprzęgaczu identycznie jak promieniowanie ciągłe, wymieniając periodycznie moc między rdzeniami światłowodów. Ponadto przy wymianie zachowany jest kształt czasowy impulsu, jeżeli możemy zaniedbać zależność współczynnika sprzężenia  $\kappa$  od częstotliwości  $\omega$ . Jeżeli jednak w rozwinięciu

$$\kappa(\omega) \approx \kappa_0 + (\omega - \omega_0)\kappa_1 + \frac{1}{2} (\omega - \omega_0)^2 \kappa_2 \quad (7.31)$$

nie można zaniedbać członów  $\kappa_1 i \kappa_2$ , wtedy równania (7.28) przyjmują postać

$$(7.32)$$



$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \kappa_1 \frac{\partial A_2}{\partial T} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial T^2} + \frac{i\kappa_2}{2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial T^2} = \frac{\partial A_2}{\partial z} + \kappa_1 \frac{\partial A_1}{\partial T} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial T^2} + \frac{i\kappa_2}{2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial T^2} = i\kappa_0 A_1$$

Gdy zaniedbamy człon nieliniowy w (7.31) ( $\kappa_2 = 0$ ) oraz dyspersję GVD ( $\beta_2 = 0$ ) otrzymujemy

$$A_1(z, T) = \frac{1}{2} [A_0(T - \kappa_1 z)e^{i\kappa_0 z} + A_0(T + \kappa_2 z)e^{-i\kappa_0 z}] \quad (7.33)$$

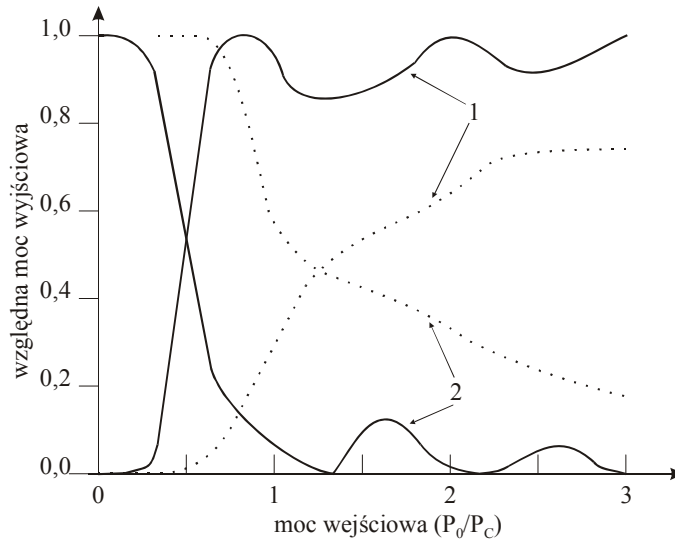
$$A_2(z, T) = \frac{1}{2} [A_0(T - \kappa_1 z)e^{i\kappa_0 z} - A_0(T + \kappa_1 z)e^{-i\kappa_0 z}] \quad (7.34)$$

gdzie  $A_0(T)$  jest amplitudą impulsu czasowego dla  $z = 0$ .

Z równania (7.34) wynika, że gdy  $\kappa$  zależy od częstości  $\omega$ , impuls  $A_0(T)$  nie zachowuje kształtu podczas propagacji przez sprzęgacz i ulega rozszczepieniu na dwa impulsy. Efekt ten nosi nazwę dyspersji międzymodowej. Zjawisko to przypomina dwójłomność, którą można obserwować w światłowodach na skutek zachodzenia dyspersji polaryzacji. Dyspersja polaryzacyjna, którą omawialiśmy w rozdziale 1, opisując światłowody utrzymujące polaryzację, powoduje, że powstają dwa promienie zwyczajny i nadzwyczajny, które niezależnie z różną prędkością propagują przez światłowód.

Do tej pory omawialiśmy sprzęgacze małej mocy, w których można zaniedbać efekty nieliniowe. Zauważono, że własności sprzęgacza ulegają niekiedy dramatycznej zmianie, gdy zastosujemy wyższe moce. Własności te zależą od efektów nieliniowych i odgrywają ważną rolę w przełącznikach całkowicie optycznych.

Niżej pokażemy za pracą [2], w jaki sposób nieliniowość wpływa na zachowanie sprzęgacza. Pokażemy, że nieliniowość powoduje, iż moc wyjściowa w portach 1 i 2 zależy od mocy wejściowej  $P_0$  w sposób przedstawiony schematycznie na Rys.7.20



Rys.7.20 Moc wyjściowa w nieliniowym sprzęgaczu kierunkowym dla  $\kappa L = \frac{\pi}{2}$

Z Rys.7.20 wynika, że dla mocy mniejszych niż pewna wartość krytyczna  $P_c$  prawie 100% mocy jest przenoszona portem wyjściowym 1, po zwiększeniu mocy powyżej  $P_c$ , moc w porcie 1 maleje gwałtownie do zera, podczas gdy moc przenoszona portem 2 rośnie gwałtownie prawie do 100%. Tak więc kontrolując moc wejściową, można sterować pracą portów wyjściowych, przełączając moc z portu 1 do portu 2 i odwrotnie. Sprzęgacz działa więc jako przełącznik wykorzystując efekty nieliniowe. Niżej, wytłumaczymy w jaki sposób własności nieliniowe wpływają na pracę przełącznika.

Założmy dla uproszczenia że sprzęgacz jest symetryczny i propaguje promieniowanie ciągle ponadto, zaniedbujemy efekty GVD. Równanie (7.18) przyjmuje wtedy postać

$$\frac{dA_1}{dz} = i\kappa A_2 + i\gamma(|A_1|^2 + \delta|A_2|^2)A_1 \quad (7.35)$$

$$\frac{dA_2}{dz} = i\kappa A_1 + i\gamma(|A_2|^2 + \delta|A_1|^2)A_2$$

Równania (7.35) można zastosować również dla przypadku quasi-ciągłego, który oznacza promieniowanie w formie impulsów dla których spełniony jest warunek

$$L_D \gg L \quad (7.36)$$

gdzie  $L_D$  jest długością dyspersji,  $L$  jest długością sprzęgacza.

Wyrażając natężenie  $A_j$  ( $j=1,2$ ) pola w kierunku  $z$  za pomocą mocy  $P_j$  i faz  $\phi_j$ ;

$$A_j = \sqrt{P_j} \exp(i\phi_j) \quad (7.37)$$

Podstawiając (7.37) do (7.35) otrzymujemy

$$\begin{aligned}\frac{dP_1}{dz} &= 2\kappa\sqrt{P_1P_2} \sin \phi \\ \frac{dP_2}{dz} &= -2\kappa\sqrt{P_1P_2} \sin \phi \\ \frac{d\phi}{dz} &= \frac{P_2 - P_1}{\sqrt{P_1P_2}} \kappa \cos \phi + \frac{4\kappa}{P_c} (P_2 - P_1)\end{aligned}\tag{7.38}$$

gdzie  $P_c$  jest mocą krytyczną

$$P_c = 4\kappa / [\gamma(1 - \delta)]\tag{7.39}$$

$\phi = \phi_1 - \phi_2$  oznacza różnicę faz między dwoma rdzeniami sprzęgacza.

Ponieważ założyliśmy, że sprzęgacz jest symetryczny, więc różnica faz może być wygenerowana jedynie poprzez efekty nieliniowe, ponieważ oba rdzenie są identyczne.

Rzeczywiście, tylko efekty automodulacji (SPM) i modulacji skośnej (XPM) ( $\gamma \neq 0$ ) są w stanie wytłumaczyć, dlaczego w identycznych światłowodach sprzęgacza powstaje różnica faz. Moce optyczne w obu rdzeniach sprzęgacza są różne, a ponieważ efekty SMP i XPM zależą od mocy, generują one różne fazy w obu rdzeniach.

Można pokazać [4] że rozwiązaniem układu równań (7.38) są wyrażenie:

$$P_1(z) = |A_1(z)|^2 = \frac{1}{2} P_0 [1 + cn(2\kappa_2 z m)]\tag{7.40}$$

$$P_2(z) = P_0 - P_1(z)$$

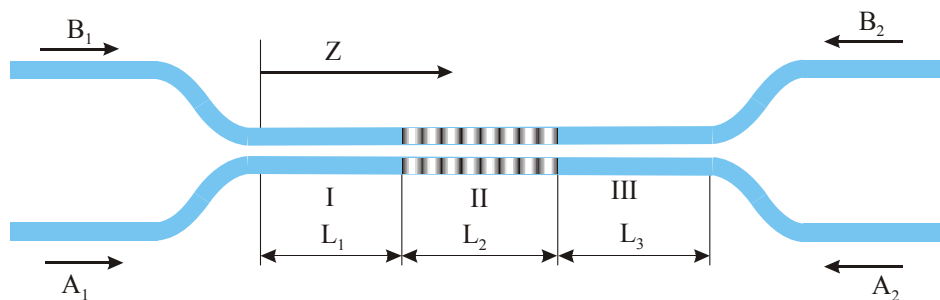
gdzie  $cn(xm)$  jest eliptyczną funkcją Jacobiego, gdzie  $m = (P_0 / P_c)^2$ .

Zależność (7.40) zilustrowano na 7.22 . Rozróżniamy następujące przypadki

gdy  $m \ll 1$  , czyli gdy  $P_0 \ll P_c$  to  $P_1(z) = P_0 \cos^2(\kappa, z)$ . Przypadek ten odpowiada małym mocom i opisaliśmy go równaniem (7.25), co odpowiada sytuacji periodycznego transferu mocy między rdzeniami w zależności od położenia  $z$  w sprzęgaczu,

- gdy  $m=1$ , czyli  $P_0 = P_c$   $P_1(z) = \frac{1}{2} P_0 (1 + \sec(2\kappa z))$ , 50% mocy jednego rdzenia jest przekazywana do drugiego, niezależnie od długości sprzęgacza,
- Gdy  $m \gg 1$  , czyli  $P_0 \gg P_c$ , przypadek ten odpowiada dużym mocom optycznym, rozwiązanie jest również periodyczne, jak w przypadku pierwszym , ale moc jest prawie całkowicie przeniesiona do drugiego rdzenia.  $P_2(z) = P_0 \cos^2(\kappa z)$ , a moc w rdzeniu 1 spada prawie do zera.

Do tej pory skoncentrowaliśmy się na sprzęgaczach symetrycznych głównie dla uproszczenia rozważań teoretycznych. Jednak sprzęgacze asymetryczne odgrywają ważną rolę w telekomunikacji optycznej jako filtry WDM ( ang.add-drop WDM Filters ). Asymetryczność można zapewnić przez różny kształt lub długość zbliżonych rdzeni sprzęgacza. Innym sposobem jest zastosowanie siatek Bragga, które omówiliśmy w rozdziale 5. Rys.7.21 przedstawia schemat sprzęgacza z zastosowaniem siatek Bragga (ang. grating-assisted fiber coupler ) .



Rys.7.21 Schemat sprzęgacza z zastosowaniem siatek Bragga (ang. grating-assisted fiber coupler ) .

W praktyce wykorzystuje się różne wersje schematu z Rys.7.21, między innymi

- siatka Bragga tylko w jednym rdzeniu
- siatka Bragga w obu rdzeniach.

Zasadę wytwarzania siatek Bragga w światłowodach omawialiśmy w rozdziale 5. W planarnych falowodach najprościej jest wygenerować siatkę Bragga przez periodyczną zmianę grubości jednego z falowodów w sprzęgaczu. Zmiana grubości powoduje modulację współczynnika sprzężenia  $\kappa$  . Stała siatki 1 dobrana jest tak , aby stałe propagacji  $\beta_1, \beta_2$  rdzeni spełniały warunek

$$\bar{\beta}_1 - \bar{\beta}_2 = \beta_g = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (7.41)$$

W przypadku sprzęgaczy cylindrycznych, siatkę Bragga wytwarza się poprzez modulację współczynnika załamania rdzenia, za pomocą metod omówionych w rozdziale 5.

Rozważmy, w jaki sposób zastosowanie siatek Bragga w sprzęgaczach pozwala wykorzystać je jako filtry WDM typu add/drop. Niech siatka Bragga znajduje się tylko w jednym rdzeniu i stała siatki odpowiada warunkom odbicia fali  $\lambda_1$ . Jeżeli wielokanałowy sygnał WDM ( $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots$ ) jest wprowadzony portem wejściowym 1 do rdzenia bez siatek

Bragga, to na skutek sprzężenia następuje transfer mocy dla wszystkich długości fal do drugiego rdzenia, w którym znajduje się siatka Bragga. Wszystkie długości z wyjątkiem  $\lambda_1$ , propagują do wyjściowego portu 2, zaś fala  $\lambda_1$  zostaje odbita i pojawia się w porcie wejściowym 2. W takiej konfiguracji sprzęgacz działa jako filtr typu „drop”. Jednak zmieniając konfigurację może on działać jako filtr typu „add”. Rzeczywiście, gdy sygnał  $\lambda_1$  wprowadzimy portem wyjściowym 1 bez siatek, zostanie on wyprowadzony portem wyjściowym 2 na skutek transferu mocy do drugiego rdzenia a następnie odbicia od siatki Bragga.

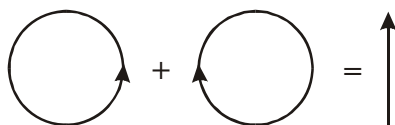
#### **7.1.4. Izolatory optyczne**

Izolatory optyczne stosowane są w technologiach laserowych od dawna. Zapobiegają one powrotowi wiązki światła wyemitowanego z lasera z powrotem do wnęki rezonatora. Na przykład, zjawisko to jest wysoce niekorzystne dla lasera pracującego w reżimie synchronizacji modów. Sygnały powracające mają również niekorzystny wpływ na pracę wzmacniaczy i dlatego izolatory umieszcza się w trakcie światłowodowym. Izolator optyczny jest stosowany jako element toru światłowodowego, którego zadaniem jest tłumienie odbić, sygnałów rozproszonych, gdyż niekorzystnie wpływają one na pracę nadajnika optycznego i mogą doprowadzić do jego uszkodzenia. Niepożądane sygnały powracające do lasera powodują obniżenie jakości transmisji. W celu zabezpieczenia systemów WDM, wzmacniaczy optycznych, laserów przed powracającymi refleksami świetlnymi należy stosować izolatory optyczne. Mogą być umieszczone szeregowo w światłowodzie lub bezpośrednio w module laserowym. Rozróżniamy izolatory optyczne zależne od polaryzacji i niezależne od polaryzacji. Izolatory zależne od polaryzacji przepuszczają światło spolaryzowane tylko w jednym specyficznym kierunku. Są najczęściej zintegrowane z laserem w module laserowym i chronią laser przed światłem powracającym. Izolatory optyczne zależne od polaryzacji wykorzystywane są w transmisji optycznej, telewizji kablowej, transmisji koherentnej do blokowania większości sygnałów odbitych i rozproszonych. Izolatory niezależne od polaryzacji przepuszczają światło spolaryzowane we wszystkich kierunkach i mogą być wykorzystywane we wzmacniaczach optycznych. Izolatory niezależne od polaryzacji charakteryzują się małą dyspersją zależną od polaryzacji i wykorzystywane są w systemach telekomunikacyjnych o wysokich przepływnościach, wzmacniaczach optycznych i szybkich liniach transmisji analogowej oraz w telewizji kablowej.

Izolator optyczny składa się on z rotatora Faradaya i elementów polaryzacyjnych. Rotator Faradaya składa się z kryształu umieszczonego w polu magnetycznym. Rotator Faradaya zmienia kąt płaszczyzny polaryzacji światła przechodzącego (Rys.7.23). Zmiana polaryzacji zachodzi dzięki zjawisku Faradaya, które jest jednym z bardziej znanych efektów magnetoptycznych. Gdy pole magnetyczne zostanie przyłożone równoległe do kierunku propagacji światła, jak na Rys.7.23, oś optyczna materiału (kryształu) ulega skręceniu. Kąt rotacji wyraża się wzorem

$$\beta = \mathcal{V}Bd$$

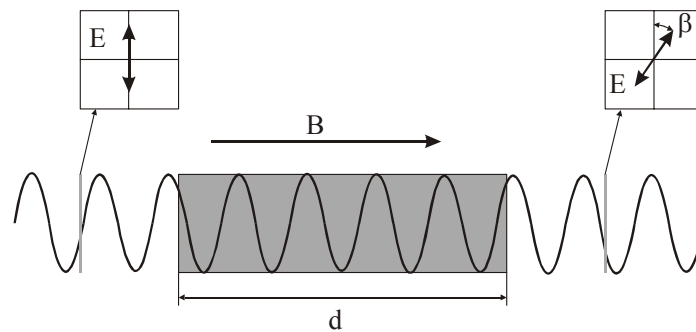
gdzie  $\beta$  jest kątem rotacji (w radianach),  $\mathcal{v}$  jest stałą Verdet (radian/(tesla\*m))  $B$  jest natężeniem pola magnetycznego (w teslach),  $d$  jest długością drogi optycznej na jakiej światło oddziałuje z polem magnetycznym w materiale wyrażoną w metrach. Skręcenie płaszczyzny polaryzacji optycznej można wytłumaczyć następująco. Światło wchodzące spolaryzowane liniowo można przedstawić jako wypadkową dwóch składowych spolaryzowanych kołowo obracających się w przeciwnych kierunkach (polaryzacja kołowa prawoskrętna i lewoskrętna) (Rys.7.22)



Rys.7.22 Ilustracja światła liniowo spolaryzowanego jako wypadkowej dwóch składowych spolaryzowanych kołowo obracających się w przeciwnych kierunkach

Jeżeli wyobrazimy sobie elektrony atomów materiału poruszające się po orbitach, to część elektronów będzie obracać się w kierunku zgodnym z kierunkiem obrotu wektora polaryzacji kołowej, a pozostała część – w kierunku przeciwnym. Ruch elektronów jest związany z współczynnikiem załamania. Gdy zostanie przyłożone zewnętrzne pole magnetyczne następuje zmiana współczynnika załamania (bo ruch elektronów ulega zmianie pod wpływem siły Lorentza  $F=qvB$ ). Zmianę współczynnika załamania „odczuwają” składowe spolaryzowane prawo i lewoskrętnie, ale każda składowa inaczej. W konsekwencji wiązka światła rozdziela się na dwie kołowo spolaryzowane wiązki rozchodzące się z różną prędkością. Zjawisko to nosi nazwę efektu Faradaya albo kołowej dwójłomności (analogia do promienia zwyczajnego i nadzwyczajnego, które propagują przez materiał z różną prędkością). Różna prędkość wywołuje różnicę faz między promieniami, która wzrasta wraz z długością drogi optycznej. Wiazka spolaryzowana kołowo o obrotach wektora pola elektrycznego w tym samym kierunku co ruch elektronów „ulega” wpływowi elektronów i

kierunek polaryzacji ulega skręceniu, zaś wiązka o obrotach wektora pola elektrycznego w przeciwnym kierunku – nie. Należy podkreślić, że dla światła odbitego wstecz od rotatora Faradaya skręcenie kierunku polaryzacji nie ulega odwróceniu, czyli skręcenie polaryzacji nie ulega skasowaniu przy powrocie światła. To ta właśnie cecha decyduje o tym, że rotator Faradaya połączony z polaryzatorami działa jako izolator dla światła odbitego w światłowodzie.



Rys.7.23 Ilustracja zjawiska skręcenia płaszczyzny polaryzacji w rotatorze Faradaya

Materiały wykorzystywane jako rotatory Faradaya to najczęściej materiały ferrimagnetyczne, takie jak kryształy granatu itrowo-żelazowego YIG ( $Y_3Fe_5O_{12}$ ), oraz granatu żelazowego podstawionego bizmutem Bi ( $(TbBi)_3(FeAl)_5O_{12}$  lub  $YVO_4$ ). Trzeba jednak dodać, że oprócz materiałów wykazujących skręcenie płaszczyzny polaryzacji pod wpływem zewnętrznego pola magnetycznego, istnieją w przyrodzie związki chemiczne skręcające płaszczyznę polaryzacji bez zewnętrznego pola magnetycznego. Są to materiały wykazujące tzw. **aktywność optyczną**. Należą do nich cząsteczki mające symetrię helikalną, a więc wiele struktur biologicznych, a także niektóre związki nieorganiczne – selen, kwarc, tellur.

Izolator optyczny składa się on z rotatora Faradaya i dwóch elementów polaryzacyjnych

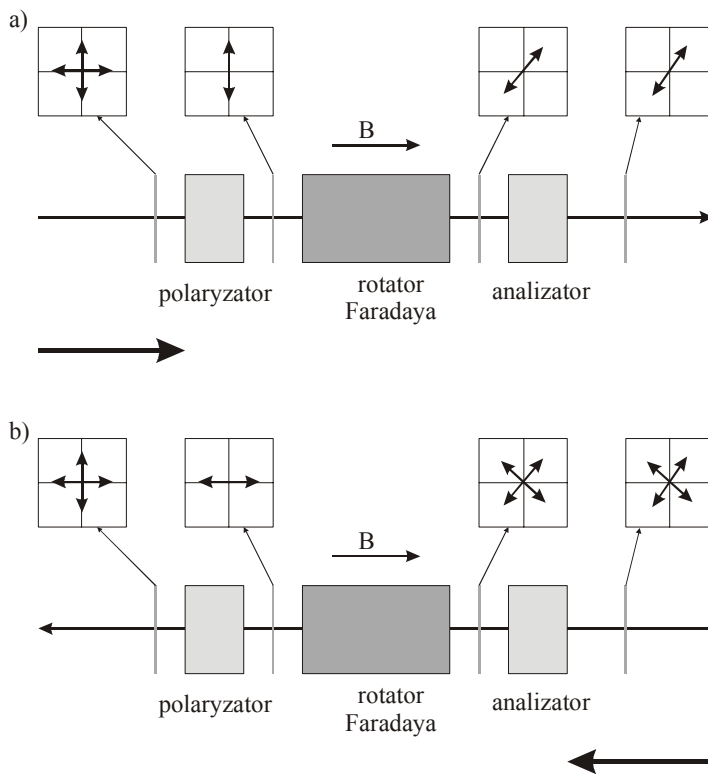


Fig.2 Photograph of polarization dependent optical isolators.

Rys.7.24 Schemat izolatora optycznego zależny od polaryzacji (a i b), fotografia izolatora optycznego od polaryzacji (c) <http://www.atel-fiberoptic.com.pl/ie/produkty/pdf/M.pdf>

Pierwszy element polaryzacyjny pełni rolę polaryzatora, drugi – analizatora polaryzacji, ich osie optyczne dla transmisji są obrócone o kąt  $45^\circ$ . Światło niespolaryzowane przechodząc przez polaryzator staje się światłem spolaryzowanym. W rotatorze Faradaya płaszczyzna polaryzacji zostaje obrócona o kąt  $45^\circ$  i przechodzi przez analizator polaryzacji. Zupełnie inaczej zachowuje się ten układ dla światła wędrującego z przeciwnego kierunku. Światło powrotne (niespolaryzowane) zostaje spolaryzowane pod kątem  $45^\circ$  przechodząc przez analizator, następnie przechodząc przez rotator Faradaya, polaryzacja rotuje o dalsze  $45^\circ$  w tym samym kierunku. Ma więc teraz polaryzację obróconą o kąt  $90^\circ$  względem osi optycznej polaryzatora wejściowego i w konsekwencji światło powrotne nie przechodzi przez polaryzator wejściowy. Typowe rozmiary izolatorów to 3-5 mm x 3-5 mm, typowe straty wtrąceniowe – 0.2



dB oraz wydajność izolacji wiązki padającej i powracającej jest rzędu 40 dB. Rys.7.25 przedstawia izolator optyczny zależny od polaryzacji. Izolator optyczny składa się z rotatora Faradaya i dwóch elementów polaryzacyjnych. W tym wypadku jednak, nie są to jak poprzednio polaryzator i analizator polaryzacji, tylko płytki dwójłomne, zazwyczaj wykonane z warstwy krystalicznej  $TiO_2$ .

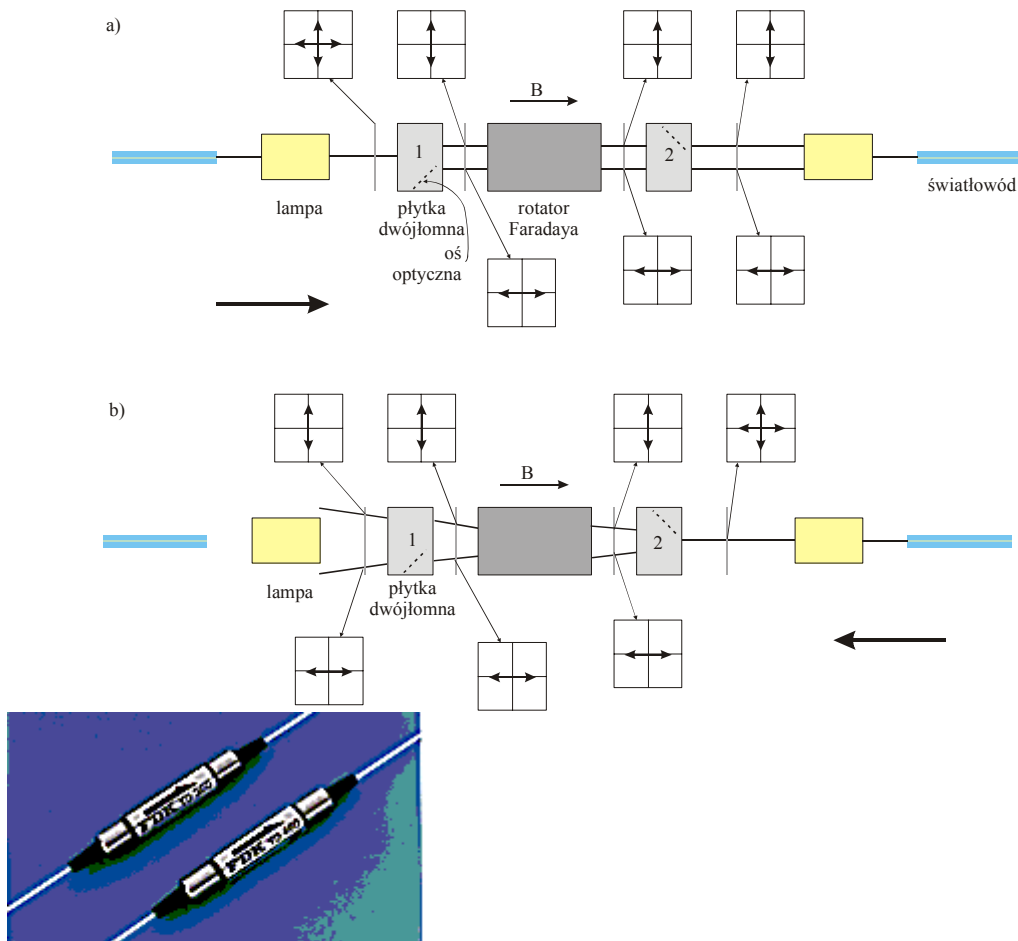
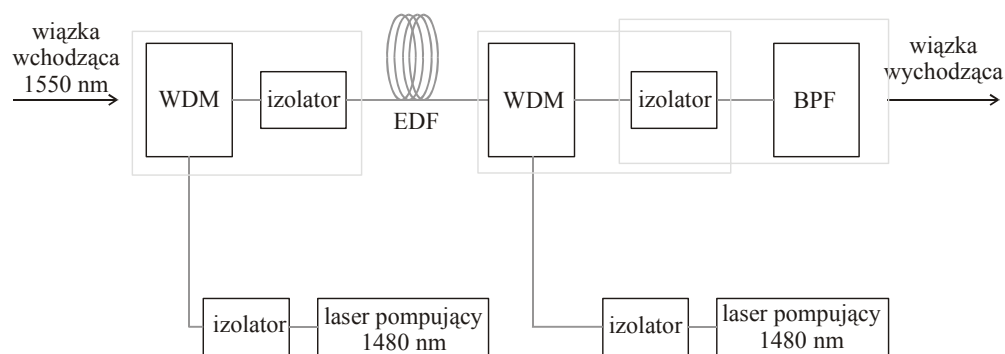


Fig.4 Photograph of polarization independent optical isolators.

Rys.7.25 Izolator optyczny niezależny od polaryzacji (a i b), fotografia izolatora optycznego niezależnego od polaryzacji <http://www.atel-fiberoptic.com.pl/ie/produkty/pdf/M.pdf>

Wejściowa płytkę dwójłomną powoduje, że wiązka światła dzieli się na promień zwyczajny i promień nadzwyczajny które mają prostopadłe polaryzacji. Następnie płaszczyzna polaryzacji każdego z tych promieni rotuje o kąt  $45^\circ$  przechodząc przez rotator Faradaya, a potem przez drugą płytkę dwójłomną, która ma oś optyczną obrócona o kąt  $45^\circ$  w stosunku do pierwszej

płytki. W konsekwencji, oba promienie nie zmieniają swoich własności - promień zwyczajny pozostaje promieniem zwyczajnym, nadzwyczajny – nadzwyczajnym i wychodzą z płytki nr 2 w tym samym kierunku. Z drugiej strony, światło powrotne padające na ten sam izolator optyczny zachowuje się zupełnie inaczej. Światło wiązki powrotnej pada na płytkę dwójłomną nr 2 i zostaje rozdzielone na promień zwyczajny i nadzwyczajny (wzdłuż osi optycznej płytki nr 2). Następnie oba promienie obracają swą polaryzację o kąt  $45^\circ$  i padają na płytkę nr1. Teraz jednak promień, który był nadzwyczajny w płycie nr 1 staje się promieniem zwyczajnym dla płytki nr 1, zaś zwyczajny zamienia się na nadzwyczajny. W konsekwencji, promienie przechodząc przez płytkę nr 1 nie są równoległe, więc nie mogą wejść do światłowodu. Typowe straty wtrąceniowe izolatorów niezależnych od polaryzacji – 0.2 dB wydajność izolacji wiązki padającej i powracającej wynosi 40 dB, straty wiązki powrotnej wynoszą 60 dB.



Rys.7.26 Ilustracja wykorzystania izolatorów optycznych w systemie WDM z zastosowaniem wzmacniacza erbowego.

Rys.7.26 przedstawia typowe zastosowania izolatorów optycznych w systemie WDM z zastosowaniem wzmacniacza erbowego. Widzimy izolatory przed laserami pompującymi i przed wzmacniaczem erbowym. Rys.7.26 opisuje sytuację, gdy wzmacniacz jest pompowany z obu stron. W przypadkach gdy zastosujemy konfigurację z pompowaniem, w którym wiązka wzmacniana i pompująca są zgodne (ang. forward pumping) lub przeciwnie (ang. backward pumping), niektóre z izolatorów są niepotrzebne.

Rys.7.27 przedstawia wygląd zewnętrzny izolatora optycznego stosowanego w pompowaniu zgodnym. Typowe rozmiary to 25 x 30 x 8 mm, straty wtrąceniowe są rzędu 0.8 dB dla 1550 nm i dla światła pompującego 1480 nm, izolacja jest rzędu 40 dB, zaś tłumienie odbiciowe jest rzędu 55dB.



Fig.6 Photograph of optical isolator module.

Rys.7.27 Fotografia modułu izolatora optycznego

## 7.2. Aktywne elementy traktu światłowodowego

Światło wędrujące w światłowodzie ulega tłumieniu. Na krótkich odcinkach, rzędu 1 km tłumienie można zaniedbać. Gdy sygnał optyczny jest przesyłany na bardzo duże odległości, tłumienie odgrywa ogromną rolę i sygnał musi być regenerowany. W systemach transmisji o bardzo dużych przepływnościach i zasięgach tradycyjne regeneratory optoelektroniczne zostają zastąpione przez światłowodowe wzmacniacze optyczne EDFA (ang. erbium doped fiber amplifier) pracujące w oknie transmisyjnym  $1.55 \mu\text{m}$ . System wzmacniaczy optycznych, znany jako system TAT-12, wykorzystany jest w transatlantyckiej transmisji między Stanami Zjednoczonymi, Francją i Anglią. Zaletą stosowania wzmacniaczy całkowicie optycznych jest zwiększenie pojemności linii oraz zwiększenie odległości między kolejnymi regeneratorami, które są rzędu kilkuset, a nawet kilku tysięcy kilometrów. Dla porównania, stosowanie tradycyjnych regeneratorów optoelektronicznych wymaga regeneracji co kilkadziesiąt kilometrów. Zwiększenie pojemności linii, czyli zwiększenie przepustowości informacyjnej poprzez zwiększenie szybkości transmisji wynika z faktu, że w odróżnieniu od tradycyjnych regeneratorów optoelektronicznych, wzmacniacze optyczne nie wymagają zamiany sygnału świetlnego na elektryczny. Ponadto, wzmacniacz optyczny charakteryzuje się szerokim pasmem rzędu THz (kilkudziesięciu nanometrów), co pozwala zwiększyć przepustowość poprzez zastosowanie systemów ze zwielokrotnieniem długości fali (WDM).

Oczywiście, za te zalety płaci się jakąś cenę. Przesyłanie na duże odległości powoduje, że zjawiska dyspersji, efekty polaryzacyjne, wzmocnione szumy emisji spontanicznej ASE (ang. amplified stimulated emission) oraz inne zjawiska nieliniowe, zanedbywalne w systemach tradycyjnych, zaczynają stwarzać poważne problemy podczas transmisji. Efekty te omówimy w dalszej części. Najpierw postaramy się wytłumaczyć ogólnie zasadę wzmocnienia optycznego, a następnie zastosujemy tę zasadę do wytłumaczenia specyficznych systemów

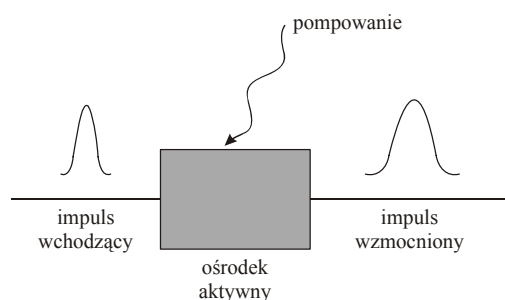
wzmocnienia optycznego we wzmacniaczach światłowodowych erbowych EDFA, wzmacniaczach Ramana oraz we wzmacniaczach półprzewodnikowych. Wzmacniacze optyczne są coraz powszechniej stosowane w światłowodowych systemach transmisyjnych.

### 7.2.1. Podstawy teoretyczne wzmocnienia [1]

Energie impulsów z femtosekundowych laserów nie przekraczają kilku nJ, zaś moce szczytowe osiągają kilka megawatów. Dla wielu zastosowań wyższe energie i moce są potrzebne. Jedną z metod osiągania wyższych parametrów jest rozwijanie technologii krótkich impulsów. Biorąc pod uwagę ograniczenia związane z uzyskaniem coraz krótszych impulsów, dalszy wzrost mocy szczytowej można uzyskać przez zwiększenie energii wyjściowej. Wzmocnienie energii z laserów femtosekundowych pozwala osiągać energie rzędu TW ( $1\text{TW} = 10^{12}\text{W}$ ).

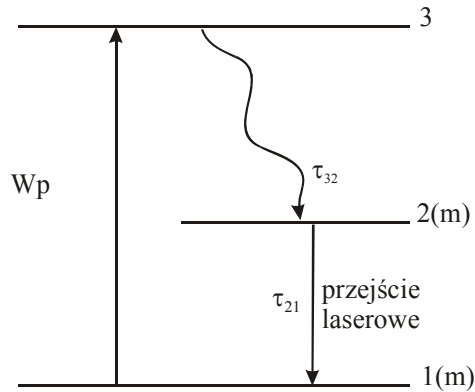
Wydłużeniem impulsu przed wzmocnieniem i skrócenie po wzmocnieniu może przekształcić energie TW w energie rzędu petawatów ( $1\text{PW} = 10^{15}\text{W}$ ). Dotychczas najwyższe energie można osiągnąć dla wzmacniaczy neodynowo-szklanych (ang. Nd: glass). Najpotężniejszymi laserami na świecie (2003) są „Vulcan” w Rutherford Appleton Laboratory, UK, który ma energię 2.5 kJ w dwóch 150 ps wiązках,  $1\text{PW}$ ,  $10^{21}\text{W} / \text{cm}^2$  oraz „Nova” w Lawrence Livermore National Laboratory o energii 1,3 kJ i długości impulsu 800 ps, który skompresowany do 430 fs pozwala osiągnąć moc 1,3 pW i gęstość  $10^{21}\text{W} / \text{cm}^2$ .

Kiedy impuls przechodzi przez ośrodek w którym inwersja obsadzeń jest utrzymana przez źródło pompujące (dostarczające energii), ulega wzmocnieniu poprzez emisję wymuszoną wygenerowaną przez samego siebie. W rezultacie wyjściowy impuls ulega wzmocnieniu (Rys.7.28)



Rys.7.28 Ilustracja wzmocnienia

Rozważmy mechanizm wzmocnienia w trójskładnikowym układzie (Rys. 7.29)



Rys.7.29 Układ trójskładnikowy

Założmy, że czas relaksacji  $\tau_{32}$  dla przejścia  $3 \rightarrow 2$  jest krótki w porównaniu z czasem życia  $\tau_{21}$  dla poziomu  $E_2$ , co jest dobrym przybliżeniem w laserach na ciele stałym. Oznacza to, że liczba cząstek  $E_3$  jest zanedbywalna w porównaniu z liczbą cząsteczek  $N_1$  i  $N_2$  ( $N_3 \approx 0, N_1 + N_2 = N_0$ ) ponieważ cząsteczki są przepompowywane natychmiast do stanu metastabilnego z bardzo krótkim przebywaniem w stanie  $E_3$ .

Opierając się na tym założeniu, zmiana obsadzenia poziomu  $N_2$  wyraża się wzorem

$$\frac{dN_2}{dt} = W(N_1 - N_2) - \frac{N_2}{\tau_{21}} + W_p N_1 \quad (7.42)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = -\frac{dN_2}{dt} \quad (7.43)$$

gdzie

$$W = B_{21}\rho. \quad (7.44)$$

Zaniedbując emisję spontaniczną i pompowanie  $W_p$  podczas trwania impulsu, który jest zazwyczaj dużo krótszy, równanie (7.42) może być napisane w postaci

$$\frac{dn}{dt} = -\gamma Wn, \quad (7.45)$$

gdzie

$$n = N_1 - N_2 \quad (7.46)$$

oznacza inwersję obsadzeń,  $\gamma = 1 + \frac{g_2}{g_1}$  (dla trójwymiarowego układu gdzie  $g_2, g_1$

charakteryzują stopień degeneracji. Można pokazać [5,6] że

$$W = \frac{\sigma I}{h\nu} \quad (7.47)$$

gdzie  $\sigma$  [cm<sup>2</sup>], jest przekrojem czynnym wymuszonej emisji,  $I$  jest natężeniem

promieniowania  $\left[ \frac{\text{J}}{\text{s cm}^2} \right]$ ,  $\nu$  jest częstotliwością przejścia  $2 \rightarrow 1$ . Podstawiając (7.47) do (7.45) i

wyrażając natężenie za pomocą gęstości fotonów  $\phi$  [liczba fotonów/cm<sup>3</sup>]

$$\frac{I}{h\nu c} = \phi \quad (7.48)$$

otrzymujemy

$$\frac{dn}{dt} = -\gamma c \sigma n \phi \quad (7.49)$$

Szybkość zmian gęstości fotonów w niewielkiej objętości w położeniu  $x$  w aktywnym ośrodku wyraża się wzorem

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = Wn - \frac{\partial \phi}{\partial x} c \quad (7.50)$$

gdzie pierwszy wyraz opisuje liczbę fotonów generowanych w wyniku emisji i drugi wyraz-  
strumień fotonów wypływający z tego obszaru

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = cn\sigma\phi - \frac{\partial \phi}{\partial x} c \quad (7.51)$$

Wykorzystując równania (7.49) i (7.51) można rozwiązać równania dla różnych kształtów impulsów [7-8]. Dla impulsu kwadratowego o czasie trwania  $t_p$  i początkowej gęstości  $\phi_0$  otrzymujemy

$$\frac{\phi(x,t)}{\phi_0} = \left\{ 1 - [1 - \exp(-\sigma n x)] \exp \left[ -\gamma \sigma \phi_0 \left( c \left( t - \frac{x}{c} \right) \right) \right] \right\}^{-1} \quad (7.52)$$

Po przejściu przez aktywny ośrodek o długości  $x=L$  wzmocnienie wynosi

$$G = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \phi(L,t) dt}{\phi_0 t_p}. \quad (7.53)$$

Po podstawieniu (7.52) do (7.53) i scałkowaniu

$$G = \frac{1}{c \gamma \sigma \phi_0 t_p} \ln \left\{ 1 + [\exp(\gamma \sigma \phi_0 \tau_0 c) - 1] e^{n \sigma L} \right\}. \quad (7.54)$$

Równanie (7.54) można zapisać inaczej używając wyrażenia na energię początkową  $E_{in}$

$$E_{in} = c \phi_0 t_p h \nu, \quad (7.55)$$

i strumień nasycenia (ang. saturation fluence)

$$E_s = \frac{h \nu}{\gamma \sigma} = \frac{E_{st}}{\gamma g_0}, \quad (7.56)$$

gdzie  $E_{st} = h \nu n$ , jest energią zgromadzoną w jednostce objętości,  $g_0 = n \sigma$  jest współczynnikiem wzmocnienia dla małych sygnałów (ang. small gain coefficient)[5,6]

Wykorzystując wyrażenie dla  $E_{in}$  oraz  $E_s$  w równaniu (7.54) otrzymujemy wzmocnienie energii  $G$

$$G = \frac{E_s}{E_{in}} \ln \left\{ 1 + \left[ \exp\left(\frac{E_{in}}{E_s}\right) - 1 \right] G_0 \right\} \quad (7.57)$$

gdzie  $G_0 = \exp(g_0 L)$  jest wzmocnieniem dla pojedynczego przejścia dla małych sygnałów (ang. the small single-pass gain)

Rozważmy graniczne przypadki

1. Wejściowy impuls ma małą energię,  $E_{in}/E_s \ll 1$ . Równanie (7.57) może być wtedy przybliżone przez zależność wykładniczą w ośrodku aktywnym o długości  $L$

$$G \cong G_0 = \exp(g_0 L). \quad (7.58)$$

2. Wejściowy impuls ma dużą energię,  $E_{in}/E_s \gg 1$ . Równanie (7.57) przyjmuje wtedy postać

$$G \cong 1 + \frac{E_s}{E_{in}} g_0 L \quad (7.59)$$

i oznacza liniową zależność energii wzmocnienia od długości ośrodka aktywnego.

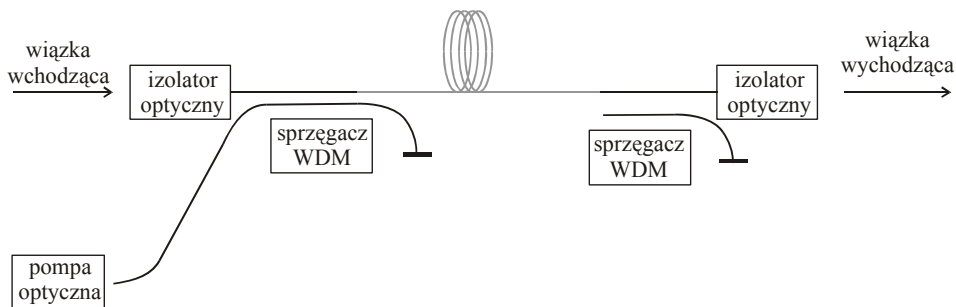
## 7.2.2. Wzmacniacze światłowodowe

Klasyfikacja wzmacniaczy optycznych

- Wzmacniacze światłowodowe domieszkowane pierwiastkami ziem rzadkich: m. in. erbowy EDFA, 1500-1600 nm, pareodyzyczny PDFA, 1300 nm
- Optyczne wzmacniacze półprzewodnikowe SOA, 400-2000 nm
- Wzmacniacze Ramana
- Wzmacniacze Brillouina

### 7.2.2.1. Wzmacniacz erbowy EDFA (ang. erb-doped-fiber amplifier)

Wzmacniacz optyczny jest kawałkiem światłowodu domieszkowanym pierwiastkiem ziem rzadkich, najczęściej erbem. pompowanym diodą laserową za pomocą sprzęgacza (Rys.7.30) .

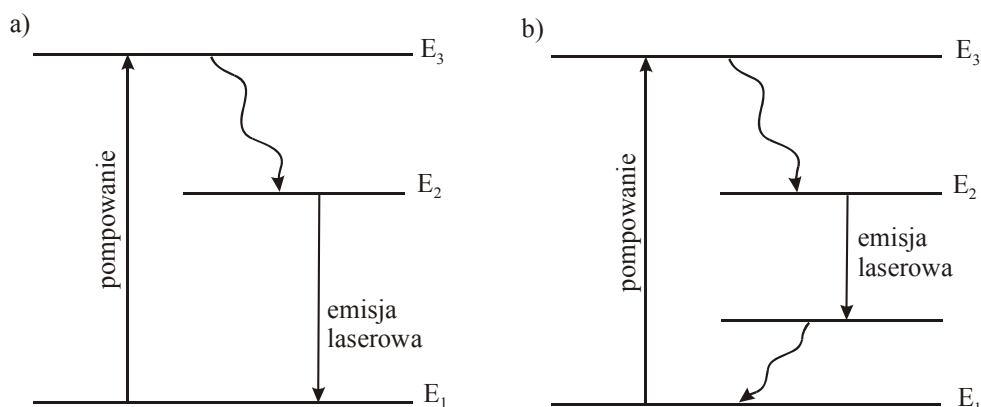






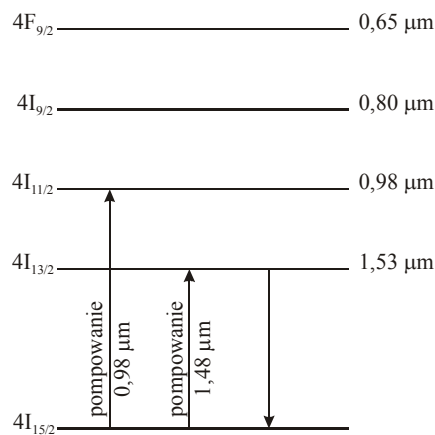
Rys.7.30 (a) Schemat optycznego wzmacniacza światłowodowego, (b) wygląd handlowo dostępnych wzmacniaczy EDFA

Wzmocnienie optyczne zachodzi na poziomach elektronowych pierwiastków ziem rzadkich (erb, holm, neodym, samar, tul, iterb). Atomy tych pierwiastków są trójкратно zjonizowane i umieszczone w szklanej matrycy światłowodu. Własności wzmacniaczy optycznych, takie jak długość fali czy pasmo wzmocnienia zależą przede wszystkim od własności domieszkowanych pierwiastków, w mniejszym stopniu od szkła światłowodu, które pełni przede wszystkim rolę matrycy. Erbrowe wzmacniacze optyczne EDFA wykorzystują trójpoziomowy schemat pompowania i przejść elektronowych (Rys.7.31). Amorficzna natura szkła krzemionkowego ma wpływ na widmo wzmocnienia, ponieważ powoduje poszerzenie poziomów elektronowych erbu  $Er^{+3}$ .



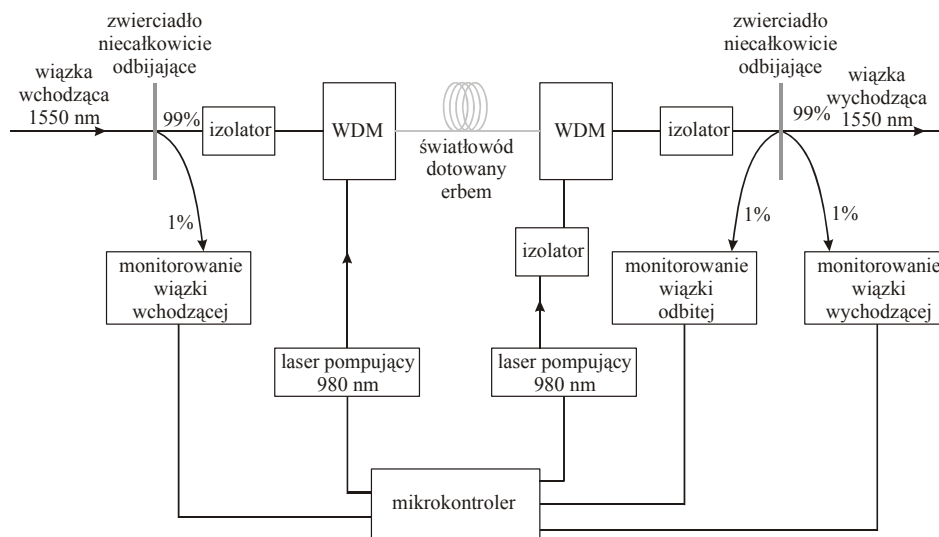
Rys.7.31 Trójpoziomowy schemat pompowania i przejść elektronowych we wzmacniaczu erbrowym (a), czteropoziomowy schemat pompowania (b)

Dla osiągnięcia wzmocnienia konieczne jest wzbudzenie jonów erbu do wyższego stanu energetycznego (stan metastabilny) przez laser pompujący. Do wzbudzenia erbu  $Er^{+3}$  można używać różnych długości fal, jak wynika ze schematu przejść elektronowych Rys.7.32.



Rys.7.32 Poziomy elektronowe erbu [9]

Długość fali najczęściej używanej do pompowania to 1480nm i 980nm, bowiem pompowanie dla tych długości fal jest najbardziej efektywne i pozwala osiągnąć wzmocnienia rzędu 30-40 dB dla pompowania mocą rzędu 10 mW. We wzmacniaczu erbowym możemy zastosować konfigurację z pompowaniem, w którym wiązka wzmacniana i pompująca są zgodne (ang. forward pumping) lub przeciwnie skierowane(ang. backward pumping) a także może być pompowany z obu stron (Rys.7.33).

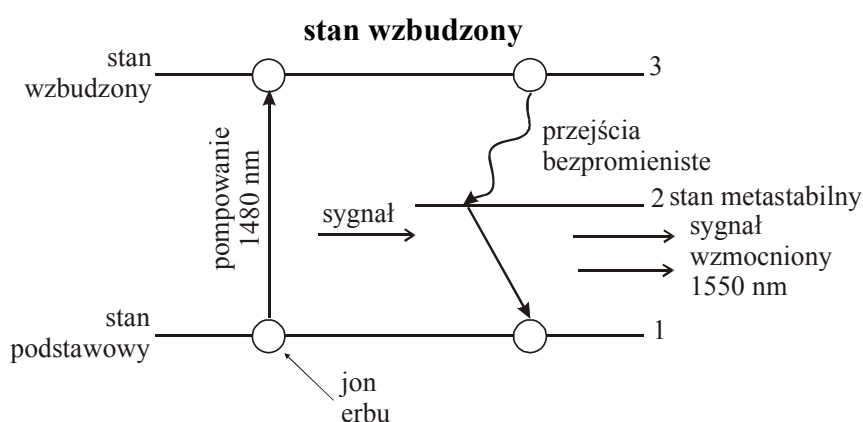


Rys.7.33 Wzmacniacz erbowy pompowany obustronnie.

Dla małych mocy pompowania, gdy wzmacniacz pracuje znacznie poniżej poziomu nasycenia oba sposoby pompowania są jednakowo wydajne. Dla dużych mocy pompowania, gdy wzmacniacz pracuje na poziomie nasycenia – bardziej wydajne jest pompowanie wsteczne, z

powodu mniejszej wzmacnionej emisji spontanicznej ASE (ang. amplified spontaneous emission).

Jony erbu zostają przeniesione do stanu wzbudzonego o krótkim czasie życia, a następnie w wyniku przejścia bezpromienistego do stanu metastabilnego o długim czasie życia - około 10 ms. Atomy powracając po ok. 10 ms do poziomu podstawowego emitują fotony, wywołując emisję spontaniczną i emisję wymuszoną. W wyniku emisji wymuszonej powstają fotony o długości fali 1550 nm, które mają tę samą częstotliwość, fazę, polaryzację, kierunek. Następuje wzmacnienie sygnału dla długości fali 1550 nm (Rys.7.34). Mechanizm wzmacnienia jest taki sam jak w laserach. Rzeczywiście, wzmacniacz optyczny – to laser bez optycznego sprzężenia zwrotnego.



Rys.7.34 Przejścia elektronowe we wzmacniaczu erbowym. Pompowanie 1-2, przejście bezpromieniste do 3

Widmo wzmacnienia izolowanego atomu domieszkowanego (w tym wypadku erbu) dla homogenicznie poszerzonego pasma, spowodowanego *procesami rozfazowania*  $T_2$ , które dokładnie omówione zostały w [5] wyraża się wzorem

$$g(\omega) = \frac{g_0}{1 + (\omega - \omega_0)^2 T_2^2 + \frac{P}{P_s}} \quad (7.60)$$

gdzie  $\omega_0$  jest wartością wzmacnienia w maksimum,  $T_2$  jest czasem rozfazowania dla domieszki,  $P$  jest mocą optyczną sygnału ciągłego CW (ang. continuous wave), który jest wzmacniany,  $P_s$  jest mocą optyczną nasycenia. Gdy wzmacniacz pracuje poniżej stanu nasycenia, czyli gdy spełniony jest warunek  $\frac{P}{P_s} \ll 1$

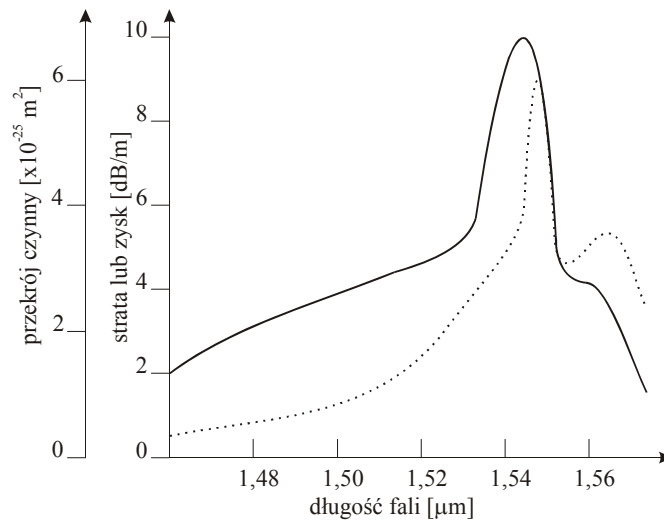
wzór (7.60) przyjmuje postać

$$g(\omega) = \frac{g_0}{1 + (\omega - \omega_0)^2 T_2^2} \quad (7.61)$$

Oznacza to, że wzmacnienie opisuje się w tym przypadku funkcją Lorentza, dla której szerokość widmowa FWHM (ang. full width at half maximum) wynosi

$$\Delta\nu_g = \frac{\Delta\omega_g}{2\pi} = \frac{1}{\pi T_2} \quad (7.62)$$

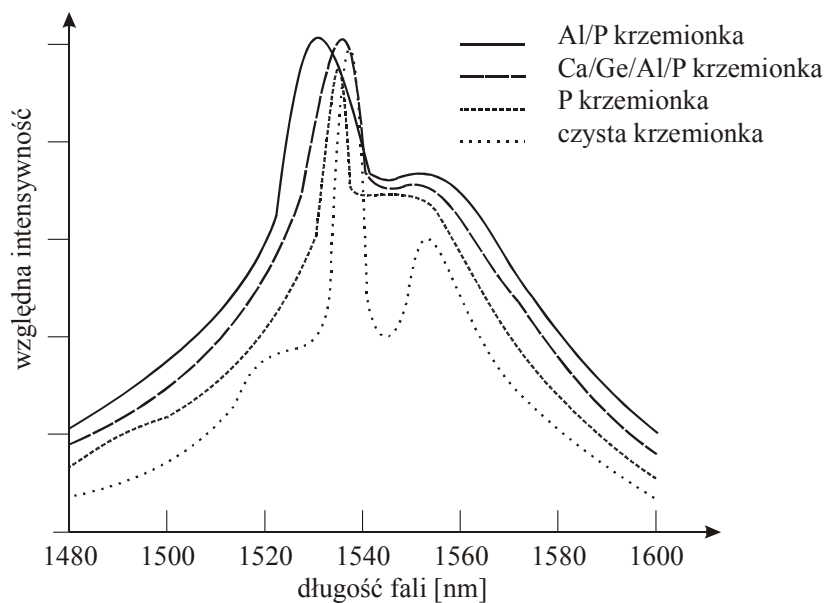
Dla typowych wartości  $T_2$  rzędu 0.1 ps poszerzenie  $\Delta\nu_g$  wynosi 3 THz, czyli około 24 nm dla maksimum w 1550 nm. Typowe szerokości widmowe wzmacniacza optycznego erbowego dla poszerzenia homogenicznego wynoszą 4-10 nm. Wraz z rozwojem technik multipleksacji WDM, jeden wzmacniacz optyczny wzmacnia wiele kanałów (długości fal) jednocześnie. Dlatego im szersze pasmo wzmacnienia wzmacniacza optycznego, tym lepiej. Dla wzmacniaczy EDFA amorficzna natura szkła krzemionkowego ma wpływ na widmo wzmacnienia, ponieważ powoduje dodatkowe poszerzenie poziomów elektronowych erbu  $\text{Er}^{+3}$ , zwane poszerzeniem niehomogenicznym. Rys.7.35 przedstawia widmo absorpcji i widmo wzmacnienia erbu w krzemionkowym światłowodzie.



Rys.7.35 Widmo absorpcji i widmo wzmacnienia erbu w krzemionkowym światłowodzie[9]

Jak widzimy z Rys.7.35 niehomogeniczne poszerzenie pasma powoduje, że widmo wzmacnienia jest szerokie i ma podwójną strukturę. Nie jest to korzystne, bowiem idealne widmo wzmacnienia powinno być płaskie i niezależne od długości fali. W przeciwnym razie, różne kanały WDM będą różnie wzmacniane co prowadzi do znacznego zakłócenia pracy systemu. Tak więc, dla celów telekomunikacyjnych idealnym wzmacniaczem optycznym jest

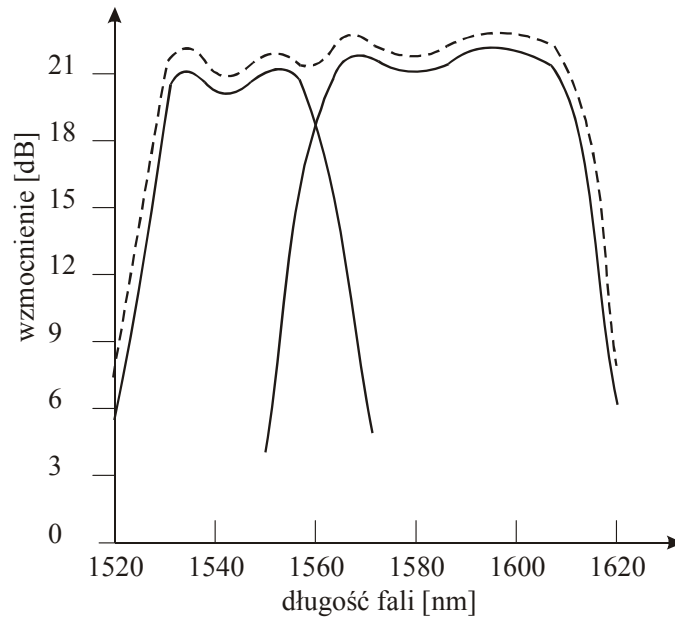
wzmacniacz z płaskim widmem wzmocnienia. Okazuje się, że domieszkowanie krzemionki glinem Al, fosforem P, germanem Ge, wapniem Ca powoduje znaczne niehomogeniczne poszerzenie pasma wzmocnienia, nawet do 80 nm oraz spłaszczenie maksimum, poprzez zanik podwójnego maksimum (Rys.7.36).



Rys.7.36 Widmo wzmocnienia dla wzmacniacza EDFA domieszkowanego Al albo P [9]

W praktyce, stosując filtry, modulatory Mach-Zehndera i inne urządzenia optyczne można osiągnąć charakterystykę płaską dla pasma wzmacniacza EDFA rzędu 30 nm. Wartość 30 nm to sporo, i wystarcza dla systemów WDM z liczbą kanałów rzędu 50. Współczesne DWDM i UWDM stosują 160, a nawet 320 kanałów i szerokość 30nm jest już nie wystarczająca.

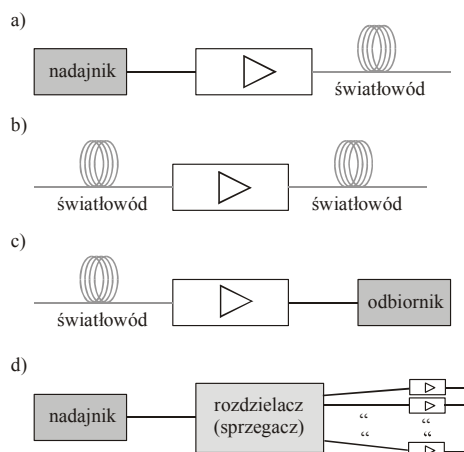
Aby zwiększyć szerokość pasma wzmocnienia stosuje się często dwustopniowy system wzmacniający składający się z dwóch wzmacniaczy różnie domieszkowanych (pierwszy – erbowy, drugi - dodatkowo domieszkowany iterbem i fosforem) ustawionych w szereg, które mogą zapewnić wzmocnienie w paśmie od 1540 do 1560 nm. Inne rozwiązania łączą wzmacniacz EDFA z wzmacniaczem Ramana, który omówimy za chwilę. Taka kombinacja nosi nazwę hybrydowego wzmacniacza optycznego i daje szerokość ponad 65 nm pozwalając wzmocnić w obszarze od 1549 do 1614 nm [9]. Takie wzmacniacze mogą być stosowane w konwencjonalnym w dużej części pasma C (1530-1560 nm) i pasma L (1570-1600 nm) (Rys 7.36a.)



Rys.7.36.a Widmo wzmocnienia dla hybrydowego wzmacniacza optycznego. .... linia przesunięta o 1 dB w górę w celu uzyskania większej przejrzystości rysunku oznacza całkowite wzmocnienie hybrydowego wzmacniacza [9]

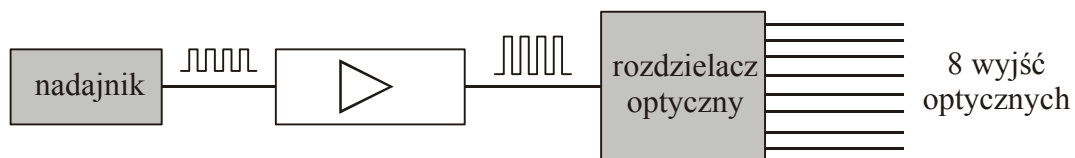
Optyczne wzmacniacze erbowe EDFA znajdują zastosowania w różnych fragmentach sieci telekomunikacyjnej (Rys.7.37), najczęściej jako wzmacniacz typu booster (booster amplifier)

- Wzmacniacz pośredni (intermediate amplifier)
- przedwzmacniacz (pre-amplifier)
- Wzmacniacze kaskadowe (cascaded amplifiers)



Rys.7.37 Typy wzmacniaczy optycznych ze względu na rodzaj zastosowania, a) wzmacniacz typu booster, b) wzmacniacz pośredni, c) przedwzmacniacz, d) wzmacniacze kaskadowe

**Wzmacniacz typu booster** (booster amplifier) jest ustawiony bezpośrednio za nadajnikiem optycznym, ażeby otrzymać duży sygnał wejściowy skierowany do światłowodu. **Wzmacniacz pośredni** regeneruje spadki mocy optycznej w światłowodzie spowodowane tłumieniem. Wzmacniacze pośrednie są wmontowane szeregowo w światłowód i ustawione są co kilkadziesiąt kilometrów. **Przedwzmacniacz** (pre-amplifier) ustawiony jest tuż przed detektorem, aby wzmocnić sygnał tuż przed detekcją. Współcześnie stosowane systemy o dużych przepływnościach wymagają czułości detektorów na poziomie  $-40$  dBm, co oznacza że w praktycznych zastosowaniach sygnał musi być wzmocniony przed odbiornikiem. Wprowadza to dodatkowe szумы, które w tej części sieci są krytyczne, ponieważ wpływają na jakość transmisji dlatego szумы przedwzmacniaczy powinny być niewielkie. **Wzmacniacze kaskadowe** (cascaded amplifiers) wstawiane są w gałęzie rozdzielacza w sieciach LAN lub tuż przed rozdzielaczem (Rys.7.37) w celu kompensacji strat wtrąceniowych spowodowanych rozdzielaczem.



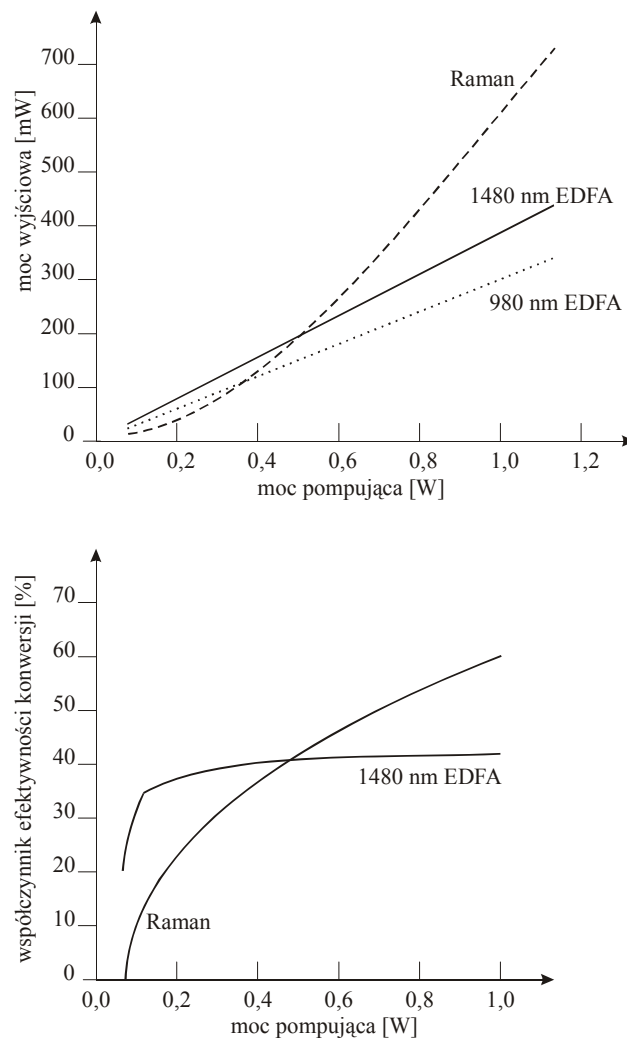
Rys.7.38 Wzmacniacz kompensujące straty wtrąceniowe rozdzielacza.

Przykładowo, weźmy rozdzielacz  $1 \times 8$  (Rys.7.38). Niech moc optyczna nadajnika wynosi  $10$  dBm, a typowe straty wtrąceniowe spowodowane rozdzielaczem wynoszą  $10$  dB. Oznacza to, że bez wzmacniacza sygnał wchodzący do odbiornika wynosiłby  $0$  dB (co odpowiada mocy  $1$  mW). Taka moc byłaby wystarczająca dla większości cyfrowych zastosowań, jednak w większości analogowych zastosowań, np. CATV ten poziom jest na dolnej granicy akceptowalności. Jeżeli wprowadzimy wzmacniacz przed rozdzielacz i moc po wzmocnieniu wynosi np.  $19$  dB, to każda z  $8$  gałęzi rozdzielacza otrzymuje  $9$  dBm, czyli moc prawie równą mocy emitowanej z nadajnika.

### 7.2.2.2. Wzmacniacz Ramana [10]

Choć wzmocnienie Ramana jest znane od początku lat 70-tych [11], przez wiele lat uważano, że nie jest ono konkurencyjne w stosunku do wzmocnienia optycznego

stosowanego we wzmacniaczach EDFA mających większą wydajność procesu wzmocnienia. Rzeczywiście, dla niewielkich mocy rzędu 100 mW, jakich używano we wczesnych systemach WDM z 32 kanałami, proces wzmocnienia EDFA jest znacznie bardziej wydajny niż wzmocnienie Ramana. Jednak, gdy w latach 1999-2001 liczba kanałów wzrosła do 64-160, wzrosły wymagania w stosunku do mocy. Zastosowano wyższe moce rzędu 200 mW dla których wzmocnienie Ramana zaczyna być konkurencyjne. Począwszy od 2002 roku, gdy liczba kanałów wzrosła do 240 i więcej, moce znacznie przekraczają 200 mW, wzmocnienie Ramana staje się dużo wydajniejsze niż wzmocnienie EDFA (Rys.7.39). Ponadto, we wzmacniaczach EDFA szybko zostaje osiągnięty stan nasycenia, powyżej którego moc wyjściowa nie wzrasta, pomimo wzrostu mocy pompującej (Rys.7.39).



Rys.7.39 Zależność mocy wyjściowej od mocy pompującej we wzmacniaczu optycznym Ramana (a), zależność współczynnika efektywności konwersji PCE (ang. power conversion



efficiency) od mocy pompującej,  $PCE=(P_k-P_0)/P_0$ , gdzie  $P_k$  jest mocą wyjściową,  $P_0$  jest mocą wejściową [10]

Wzmacniacz EDFA jest laserem opartym na przejściach elektronowych erbu pozbawionym sprzężenia optycznego (luster odbijających). Podobnie, wzmacniacz Ramana jest laserem Ramana bez sprzężenia optycznego. Lasery Ramana omawialiśmy w rozdziale 5, zaś zjawisko rozpraszania Ramana omówiliśmy w rozdziale 4. Przypomnijmy, że składowa Stokesa, która powstaje w wyniku rozproszenia światła, charakteryzuje się mniejszymi energiami, ponieważ część energii przekazuje wibracyjnym stopniom swobody. Składowa Stokesa ma częstość  $\omega_S = \omega_L - \omega_{wib}$ , przesuniętą w stosunku do częstości promieniowania padającego  $\omega_L$  o częstość drgania wibracyjnego  $\omega_{wib}$  materiału, z którego jest zbudowany światłowód (szkło lub domieszki). Dla szklanego światłowodu  $\omega_{wib}$  wynosi około  $440 \text{ cm}^{-1}$  (13.19 THz) i odpowiada drganiu wibracyjnemu krzemionki  $\text{SiO}_2$ . Jeżeli moc lasera pompującego jest wystarczająco duża, to po przekroczeniu wartości progowej powstaje wymuszone rozpraszanie Ramana (ang. stimulated Raman scattering, SRS).

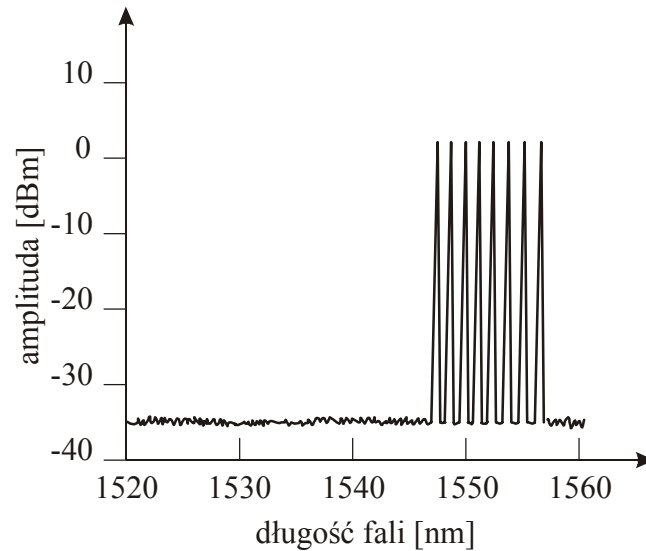
Zalety wzmacniaczy Ramana można streścić następująco:

- Wzmocnienie Ramana zachodzi w każdym światłowodzie, co pozwala uniknąć kosztownych zmian związanych z wprowadzeniem nowego medium do rozbudowywanego systemu telekomunikacyjnego
- Wzmocnienie jest nierezonansowe, można je więc wywołać w całym zakresie przepuszczalności światła w światłowodach, czyli od 300 nm do 2000 nm,
- Pasma wzmocnienia jest stosunkowo szerokie i wynosi około 5 THz.

Wzmacniacze Ramana mają jednak pewne wady w stosunku do wzmacniaczy EDFA:

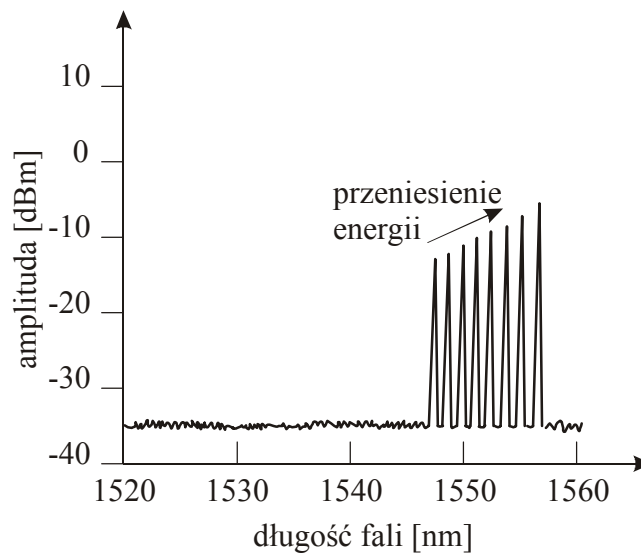
- Niższa wydajność dla niskich mocy (<100 mW),
- Wymaga dłuższego światłowodu do wzmocnienia,
- Krótki czas odpowiedzi (rzędu femtosekund).

Zobaczmy, jakie są skutki przesunięcia Stokesa w światłowodzie w którym moce światła są wystarczające, aby wywołać efekt wymuszonego rozpraszania Ramana (SRS). Rozważmy transmisję w systemie WDM z 8 kanałami w III oknie transmisyjnym. Niech sygnały optyczne w poszczególnym kanałach mają jednakowe amplitudy, takie jak na Rys. 7.40



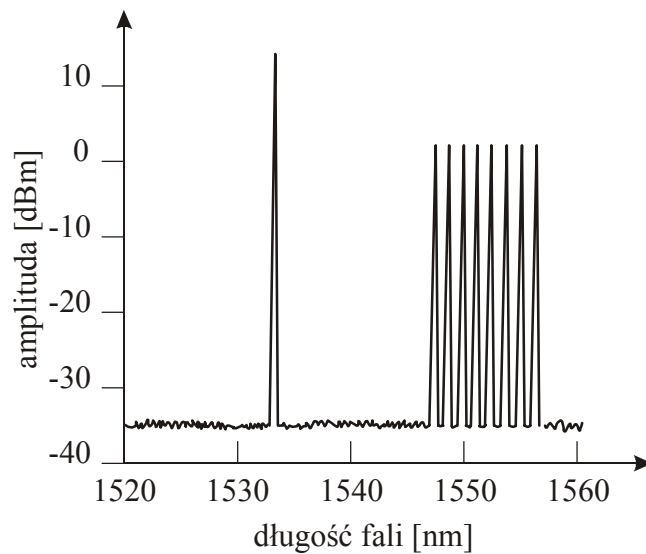
Rys.7.40 Amplitudy i częstotliwości kanałów WDM bez zjawiska wymuszonego rozpraszania Ramana SRS

Gdy w światłowodzie zachodzi zjawisko SRS, widmo z Rys.7.40 ulega zniekształceniu. Sygnały optyczne o wyższej energii przekazują część energii drganiom wibracyjnym i wzmocnieniu ulegają składowe Stokesa przesunięte do dłuższych fal i transmitowane widmo wygląda następująco (Rys 7.40).



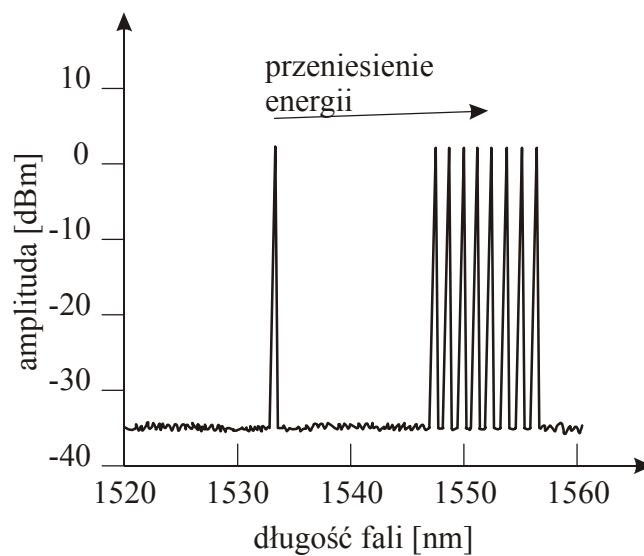
Rys.7.41 Amplitudy i częstotliwości kanałów WDM gdy w światłowodzie zachodzi zjawisko wymuszonego rozpraszania Ramana SRS

Gdy światłowód, w którym zachodzi zjawisko wymuszonego rozpraszania Ramana SRS, jest pompowany, np. długością fali 1535 nm, amplitudy sygnałów ulegają wzmocnieniu (Rys. 7.42)



Rys.7.42 Amplitudy i częstotliwości kanałów WDM we wzmacniaczu Ramana oraz widmo sygnału pompującego 1535 nm

Gdy sygnał wędruje w światłowodzie, wiązka pompująca przekazuje energię składowym sygnałowym WDM i ostatecznie widmo ze wzmacniacza Ramana wygląda następująco (Rys. 7.43)



Rys.7.43 Widmo amplitudy i częstotliwości kanałów WDM we wzmacniaczu Ramana oraz widmo sygnału pompującego 1535 nm otrzymane w wyniku oddziaływania wiązki pompującej z sygnałami transmitowanymi.

Zjawisko Ramana jest znane od dawna i fizyka tego zjawiska jest ciągle taka sama. Przełom w zastosowaniu wzmocnienia mógł nastąpić dzięki trzem czynnikom:

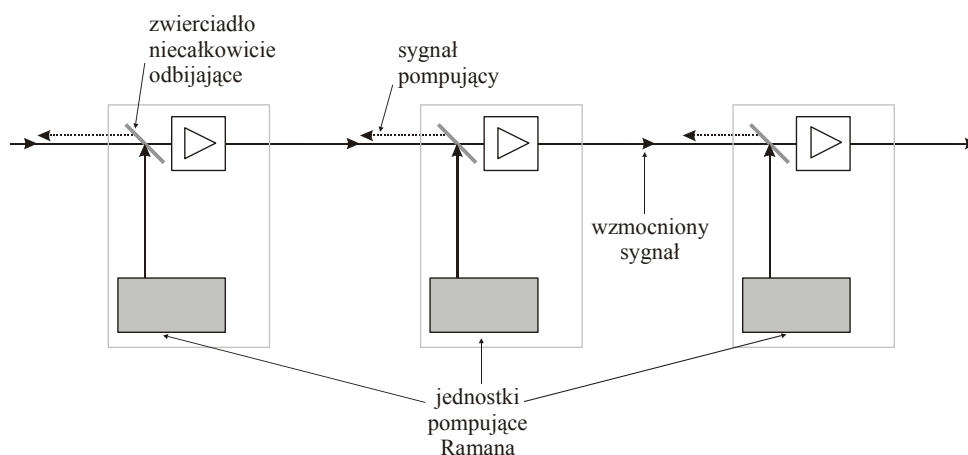
- rozwojowi światłowodów z niską dyspersją. W stosunku do standardowych światłowodów jednomodowych (SMF) wzmocnienie Ramana wzrosło 10 razy,
- rozwojowi nadajników dużej mocy. Współczesne diody laserowe dostarczają mocy wyższej niż 300 mW, zaś lasery światłowodowe (typu double cladding-pump fiber lasers) dostarczają mocy  $> 10$  W, wzmocnienie wzrosło 100 razy,
- rozwojowi komponentów światłowodowych takich jak siatki dyfrakcyjne, sprzęgacze, multiplexery i.t.d.

Wzmacniacze Ramana można podzielić na:

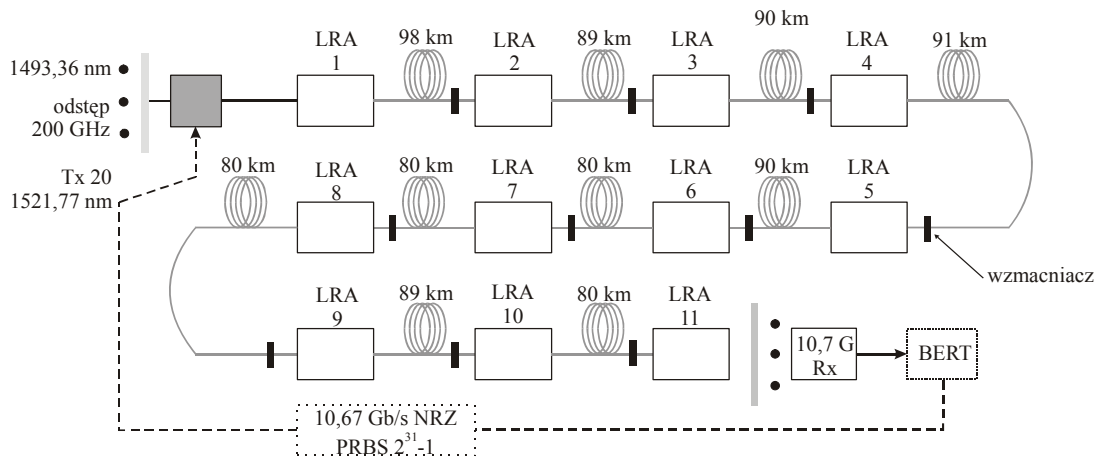
- współbieżne, wiązka sygnałowa i pompująca rozchodzą się współbieżnie w tym samym kierunku, jako źródła światła używa się wtedy zazwyczaj diód Fabry-Perota, które mają niższy niż lasery ze stabilizowaną częstotliwością poziom szumów intensywności (ang. relative intensity noise, RIN),
- przeciwbieżne, wiązka sygnałowa i pompująca rozchodzą się w przeciwnych kierunkach.

Inny podział obejmuje:

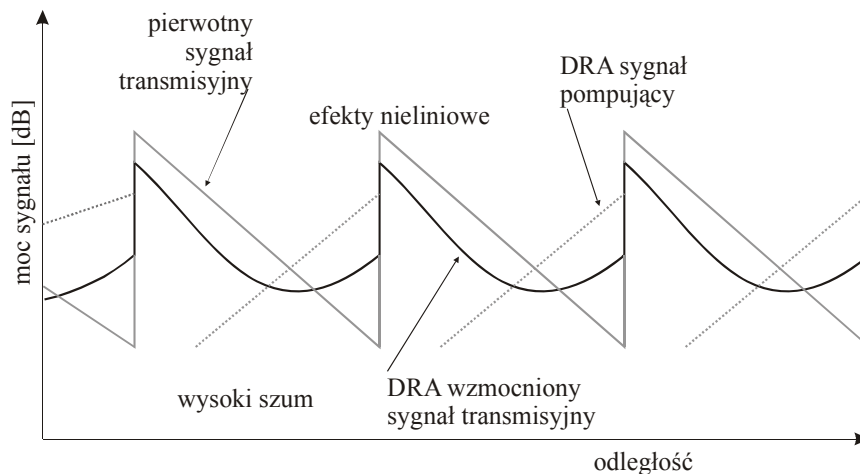
- rozłożone wzmacniacze Ramana (ang. distributed Raman Amplifiers, DRA), w których wiązka pompująca wędruje światłowodem transmisyjnym (Rys.7.44),
- dyskretny wzmacniacz Ramana (ang. discrete Raman amplifiers or lumped Raman amplifiers, LRA), składa się z odcinka światłowodu pełniącego rolę wzmacniacza, który jest włączony do światłowodu transmisyjnego (Rys.7.45)



Rys.7.44 Wzmacniacz Ramana typu DRA (ang. distributed Raman Amplifiers)



Rys.7.45 System eksperymentalny z zastosowaniem wzmacniaczy LRA [10]

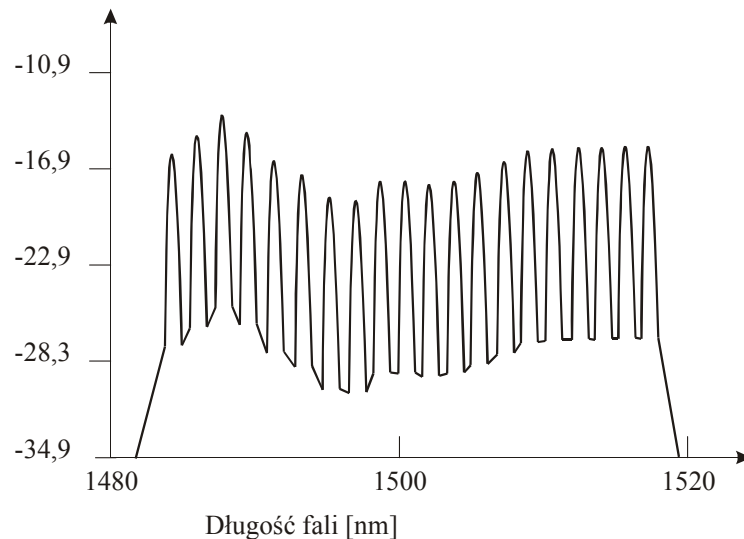


Rys.7.46 Porównanie sygnału wzmacnianego we wzmacniaczu DRA i we wzmacniaczu LRA [10].

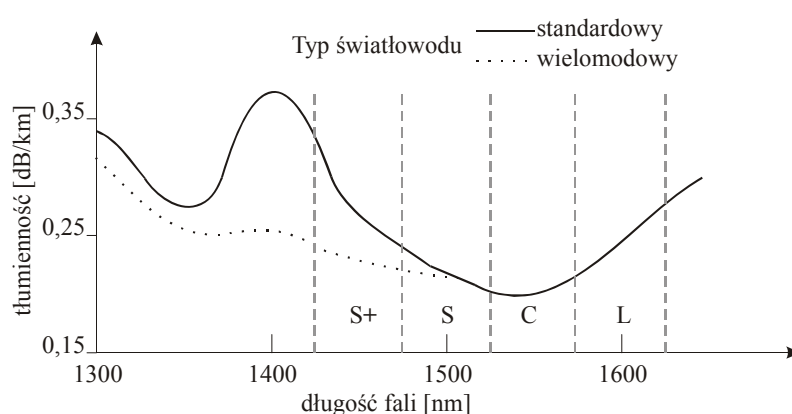
Na Rys.7.46 porównano wzmacnione sygnały we wzmacniaczu Ramana typu DRA i LRA. Rysunek ilustruje przewagę wzmacnienia DRA w porównaniu z periodycznym wzmacnianiem co kilkadziesiąt kilometrów jakie ma miejsce dla wzmacniaczy LRA (a także EDFA). Wzmacnienie periodyczne ma kształt zębów piły z dużym wzmacnieniem na początku światłowodu tuż za wzmacniaczem LRA i słabym sygnałem na końcu. Sygnał z DRA podlega mniejszym fluktuacjom, bowiem wzmacnianie zachodzi na całej długości światłowodu transmisyjnego. Wzmacniacze DRA charakteryzują się więc wyższym stosunkiem sygnału do szumu (SNR) Ponadto, maksimum sygnału wzmacnionego w miejscu pompowania nie musi być tak wysokie jak dla LRA, czyli moc pompy może być niższa, w konsekwencji efekty nieliniowe są znacznie zredukowane w DRA.

Rys.7.45 przedstawia eksperymentalny system wzmacniania sygnału [10] modulowanego z prędkością 10.67 Gb/s za pomocą 11 wzmacniaczy LRA dla 20 kanałów

mieszczących się w zakresie 1493.36 nm – 1521.77 nm z zakresu pasma S. Odstęp między kanałami wynosi 200GHz a całkowita długość światłowodu wynosi 867 km. Straty wynosiły 21 dB, zaś całkowita moc wyjściowa wynosiła 14 dBm. Rys. 7.47 przedstawia widmo otrzymane po ostatnim etapie wzmacnienia, średni SNR (ang.signal to noise ratio) dla szerokości 01 nm wynosił 20.7 dB, elementowa stopa błędu BER  $<10^{-12}$ .



Rys.7.47 Widmo otrzymane po ostatnim etapie wzmacnienia w układzie eksperymentalnym z Rys.7.45 średni SNR dla szerokości 01. nm wynosił 20.7 dB, elementowa stopa błędu BER  $<10^{-12}$  [10].

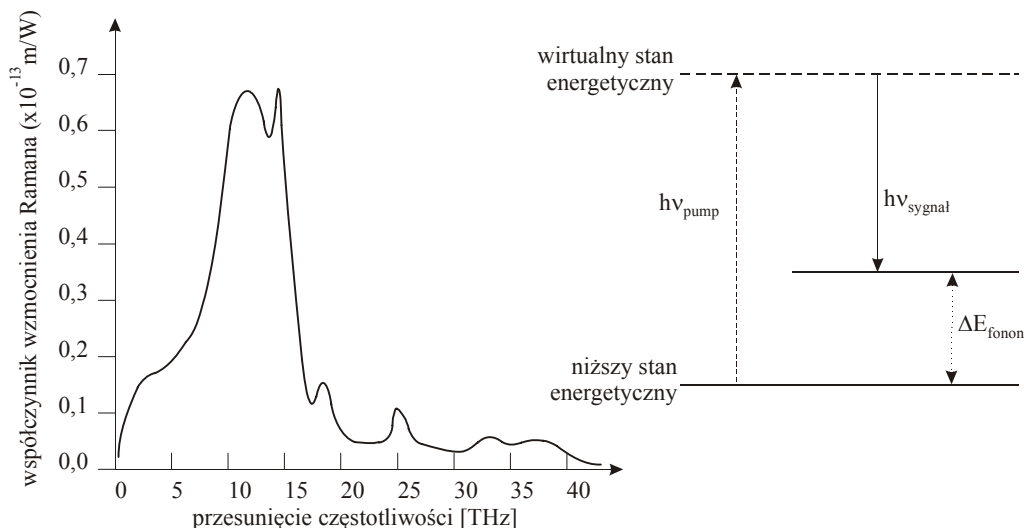


Rys. 7.48 Pasma wykorzystywane w transmisji światłowodowej

Wzmacniacze Raman znajdują zastosowanie w platformach optycznych przesyłające sygnały na ogromne odległości. Obecnie stosowane wzmacniacze Ramana charakteryzują się

wydajnościami wyższymi niż wzmacniacze EDFA, nawet tymi wydajniejszymi, które są pompowane promieniowaniem 1480 nm, a nie 980 nm. Ponadto, wzmacniacze Ramana penetrują nowe regiony spektralne, które są niedostępne dla EDFA. EDFA wzmacnia w paśmie C (1530 –1565 nm) oraz L ( 1565-1625 nm). Wzmacniacze Ramana mogą pracować w obszarze pasma S (1480 nm-1530 nm), S+ (1430-1480 nm) oraz w obszarze II okna transmisyjnego (1280-1340 nm). Ponadto, wzmacniacze Raman mogą pracować w regionie piku wodnego (1390 nm) w światłowodach, w których zredukowano tłumienie związane z absorpcją wody poprzez zastosowanie specjalnych technik suszenia. Tak więc, wzmacniacze Ramana mogą pracować w całym obszarze od 1280 do 1530 nm, który jest niedostępny dla wzmacniaczy EDFA.

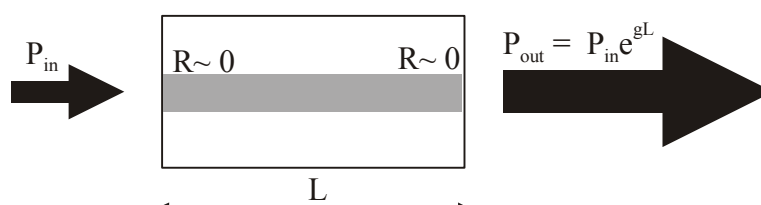
Światłowody mogą wzmacniać słaby sygnał, jeżeli jednocześnie zostanie wprowadzone silne światło pompujące, takie że ich różnica częstości leży w obszarze widma wzmocnienia Ramana. Maksimum wzmocnienia otrzymuje się, gdy różnica ta jest równa maksimum widma wzmocnienia Ramana. Widmo wzmocnienia odpowiada widmu Ramana pasma wibracyjnego materiału z którego wykonany jest światłowod. Dla szklanego światłowodu różnica ta wynosi około  $440 \text{ cm}^{-1}$  (13.19 THz) i odpowiada drganiu wibracyjnemu krzemionki  $\text{SiO}_2$ . Pasma drgania wibracyjnego szklanego światłowodu jest szerokie (około 5 THz) bowiem szkło jest amorficznym, niekryształicznym materiałem i widmo odpowiada niehomogenicznemu poszerzeniu pasma Ramana. Wzmocnienie następuje po uzyskaniu pewnej wartości progowej, podobnie jak dla akcji laserowej. W rozdziale 5 wyprowadziliśmy wzór na progową moc pompującą dla wzmocnienia Ramana.



Rys.7.49 Widmo Ramana dla stopionej krzemionki  $\text{SiO}_2$  . Profil współczynnika wzmocnienia Ramana , długość fali dla wiązki pompującej  $\lambda_p=1550 \text{ nm}$  [10]

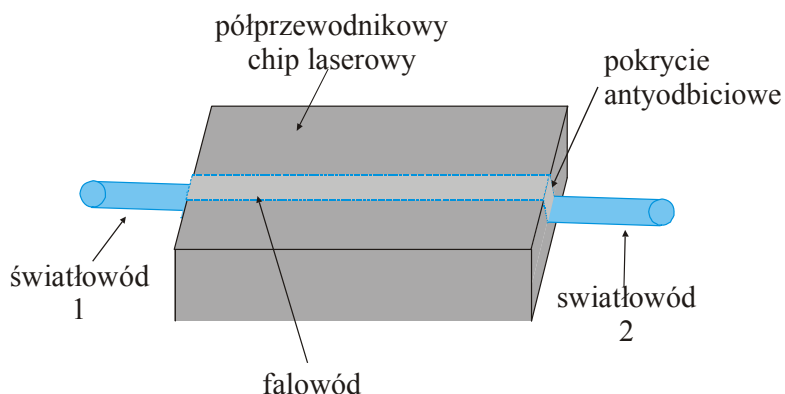
### 7.2.3. Wzmacniacz półprzewodnikowy SOA (ang. semiconductor optic amplifier)

Optyczny wzmacniacz półprzewodnikowy jest zbudowany tak jak laser diodowy, który omówiliśmy w rozdziale 5. Zasada działania wzmacniacza półprzewodnikowego jest identyczna jak lasera diodowego, z tą różnicą, że nie ma optycznego sprzężenia zwrotnego, czyli zwierciadlanych powierzchni silnie odbijających światło do wnętrza obszaru czynnego (Rys.7.50).



Rys.7.50 Schemat optycznego wzmacniacza półprzewodnikowego SOA (ang. semiconductor optic amplifier),  $g$ - współczynnik wzmocnienia,  $L$ - długość ośrodka wzmacniającego

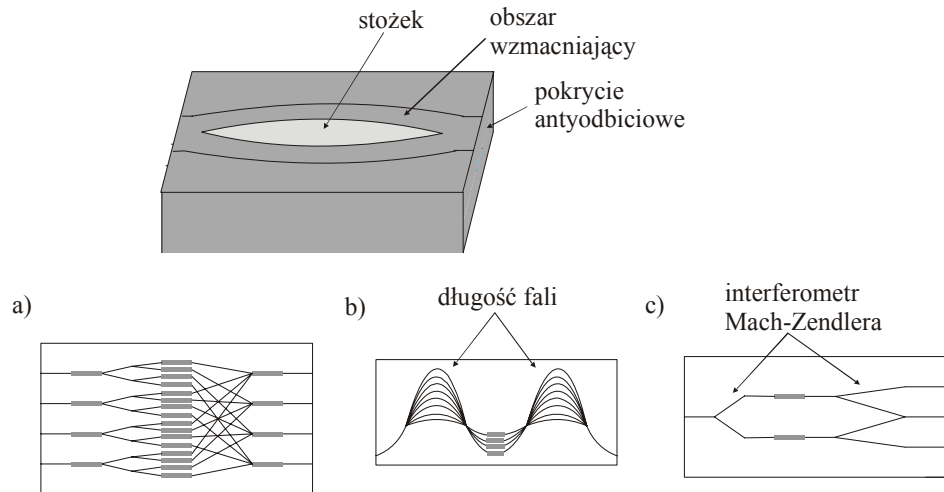
Wzmacniacz półprzewodnikowy ma miniaturowe rozmiary i jest sprzężony z dwóch stron ze światłowodami. Jedną stroną sygnał wchodzi ze światłowodu do wzmacniacza, drugą stroną wychodzi wzmocnione (Rys.7.51). Miniaturowe rozmiary są zaletą wzmacniaczy półprzewodnikowych, ich wadą w stosunku do wzmacniaczy EDFA są duże straty mocy podczas sprzężenia, zależność od polaryzacji i stosunkowo duże szумы.



Rys.7.51 Półprzewodnikowy wzmacniacz optyczny



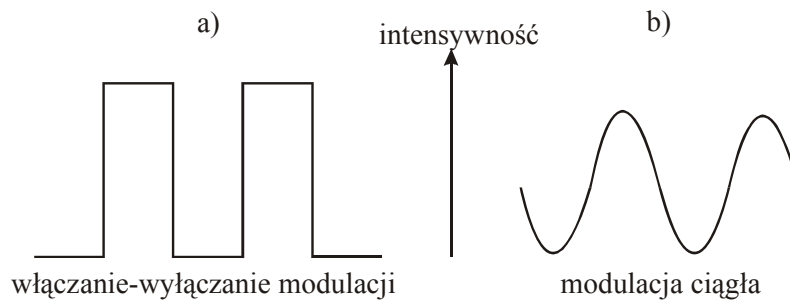
Rys.7.51.a przedstawia zastosowanie technologii półprzewodnikowej w przełącznikach (a), konwertorach długości fali (b), i (de)multiplexerach poprzez zintegrowanie półprzewodnikowego wzmacniacza optycznego ze sprzęgaczem bądź interferometrem Mach-Zehnder'a, który będziemy omawiać w rozdziale 7.24.



Rys.7.51.a Zastosowanie technologii półprzewodnikowej w przełącznikach (a), konwertorach długości fali (b), i (de)multiplexerach poprzez zintegrowanie półprzewodnikowego wzmacniacza optycznego ze sprzęgaczem bądź interferometrem Mach-Zehnder'a. Na podstawie Alcatel, Optical Networks Tutorial

## 7.2.4. Modulatory

Przechodzimy do grupy urządzeń, które modulują światło transmitowane w światłowodzie. Modulacja światła pełni kluczową rolę w transmisji optycznej. Światło ciągłe, o takiej samej intensywności niezmiennej w czasie, nie niesie ze sobą żadnej informacji. Modulacja bezpośrednia nadajnika, czyli diody LED lub lasera diodowego odbywa się przez modulację prądu elektrycznego przyłożonego w kierunku przewodzenia do diody LED lub lasera diodowego. Rys.7.52 przedstawia podstawowe metody modulacji – sygnał prostokątny (on-off modulation) lub intensywność zmieniającą się w sposób ciągły między dwoma zdefiniowanymi poziomami.



Rys.7.52 Podstawowe sposoby modulacji światła

Cyfrowa modulacja typu włącz/wyłącz może przybierać różne formy. Najprostsza modulacja z jednakową szerokością impulsu przedstawiona jest na Rys.7.52a w której impuls oznacza logiczną jedynką „1”, zaś brak impulsu – logiczne zero „0”. Modulacja liniowa stosowana jest w transmisji analogowej. Modulator analogowy charakteryzuje się następującymi parametrami:

- $P_{MAX}$  ,  $P_{MIN}$  - maksymalna i minimalna wartość mocy modulowanego światła, minimalna wartość zazwyczaj wynosi 5% wartości maksymalnej,
- $V_p$  – napięcie przyłożone do jednej z gałęzi, aby uzyskać przesunięcie fazy o  $180^0$  ,
- Wartość prądu stałego, wokół której oscyluje sygnał modulujący,
- Straty wtrąceniowe, zazwyczaj 3-5 dB, spowodowane modulacją, do których należy dodać straty wtrąceniowe modulatora dla wartości prądu stałego zazwyczaj też 3 dB. Całkowite straty wtrąceniowe wynoszą około 6-9dB.

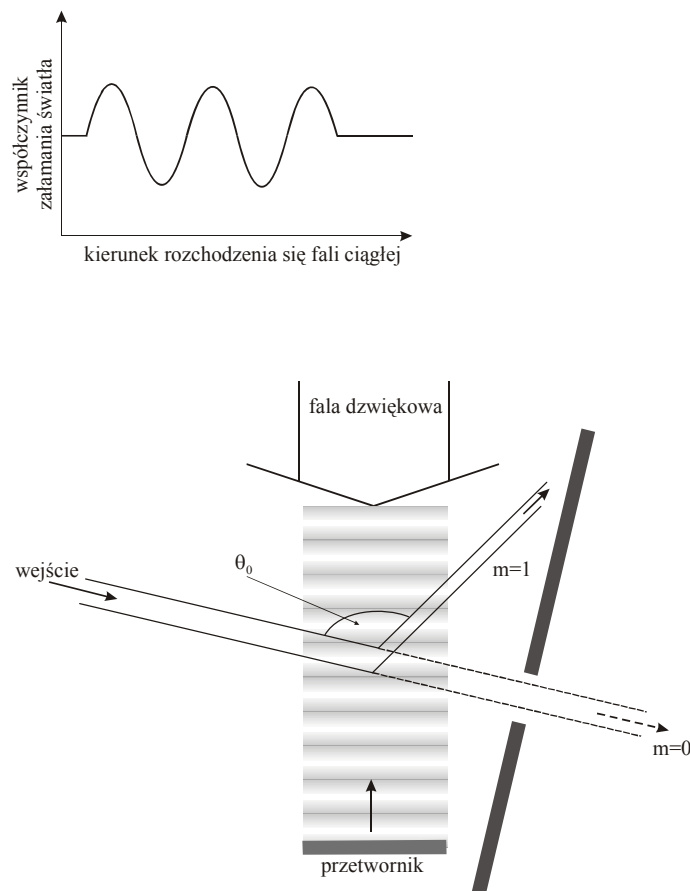
Podstawową wadą modulacji bezpośredniej jest zjawisko modulacji częstości (ang. Chirp), omówione w rozdziale 5, które powstaje w momencie włączania i wyłączania prądu. Zjawisko chirpu jest niekorzystne, szczególnie w systemach o dużej przepływności oraz w systemach WDM, ponieważ powoduje ono poszerzenie widma emitowanego z nadajnika. Z tego powodu modulacja bezpośrednia jest zastąpiona urządzeniami zewnętrznymi, zwanymi modulatorami. W praktyce gdy odległości stają się większe od 100 km, zaś przepływności rzędu dziesiątek Gb/s, należy modulację bezpośrednią zastąpić modulacją zewnętrzną.

Modulatory wykorzystują następujące zjawiska:

- optoakustyczne ( 100 MHz)
- magnetoptyczne (200MHz)
- elektroptyczne (GHz)
- elektroabsorpcyjne (GHz)

Każdy z czterech typów modulatorów wykorzystuje różne efekty oddziaływania światła bądź z falą dźwiękową (modulatory optoakustyczne), bądź z ośrodkiem, którego własności zostały zmienione pod wpływem pola elektrycznego (modulatory elektrooptyczne i elektroabsorpcyjne) lub magnetycznego (modulatory magnetyczne). W nawiasach podano górną granicę częstotliwości modulacji dla określonego typu modulatora.

Zastosowanie tych zjawisk w optoelektronice jest bardzo szerokie, niektóre z nich opisaliśmy już w poprzednich rozdziałach. W rozdziale 5 opisaliśmy wykorzystanie zjawiska optoakustycznego do synchronizacji modów i generowania impulsów ultrakrótkich. Modulator optoakustyczny jest wykorzystywany również w laserach impulsowych pracujących w reżimie przełączania dobroci (ang. Q-switching). Modulator optoakustyczny przedstawiono na Rys.7.53. Modulatory optoakustyczne wykonane są zwykle z dwutlenku telluru  $\text{TeO}_2$  lub molibdenianu ołowiu ( $\text{PbMoO}_4$ ) a przetworniki piezoelektryczne wytwarzające w modulatorze falę dźwiękową wykonane są z niobianu litu ( $\text{LiNbO}_3$ ). Cechuje je niewielkie napięcie sterujące ( $\pm 15\text{V}$ ). Modulatory optoakustyczne są wolniejsze niż modulatory elektrooptyczne.



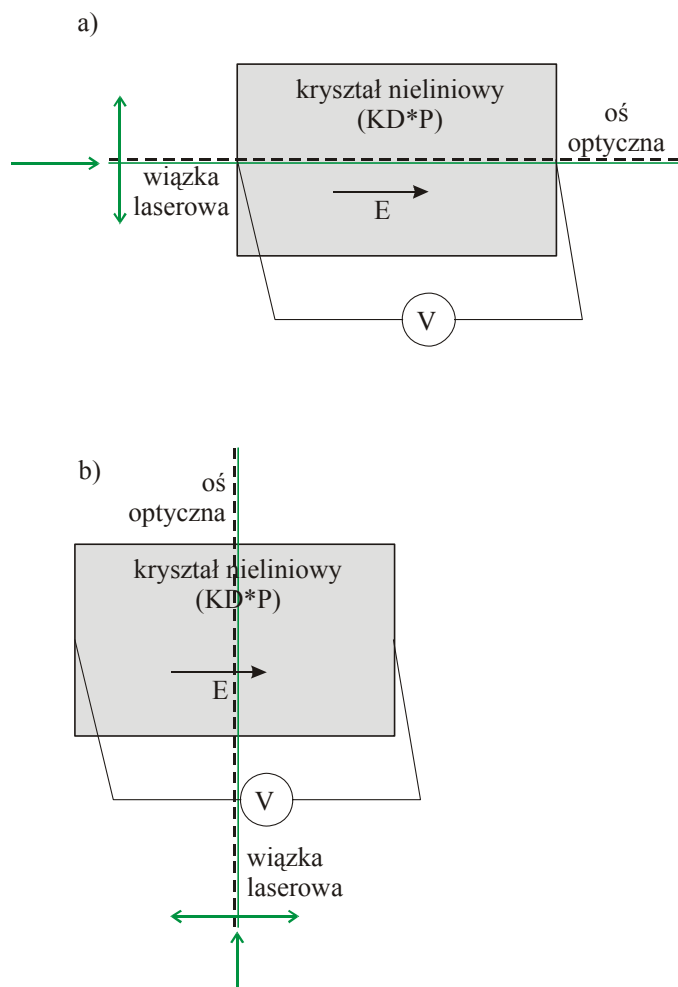
Rys.7.53 Modulator optoakustyczny

Modulator magnetoptyczny z wykorzystaniem efektu Faradaya, który znajduje zastosowanie w izolatorze optycznym omówiliśmy w rozdziale 7.1.4.

Modulatory elektroptyczne wykorzystują najczęściej dwa zjawiska – **efekt Pockelsa** i **efekt Kerra**. Efekty elektroptyczne w materii zachodzą pod wpływem przyłożonego zewnętrznego pola elektrycznego. Zewnętrzne pole elektryczne wymusza dwójłomność optyczną. Oznacza to, że pole elektryczne zmienia nie tylko wartość współczynnika załamania, ale również powoduje zmianę symetrii ośrodka. Materiały izotropowe stają się anizotropowe, kryształy jednoosiowe stają się kryształami dwuosiowymi. Jeżeli zmiana współczynników załamania jest liniową funkcją zewnętrznego pola elektrycznego – efekt elektroptyczny nosi nazwę efektu Pockelsa, gdy zmiana jest kwadratową funkcją zewnętrznego pola elektrycznego – mówimy o efekcie Kerra (7.63)

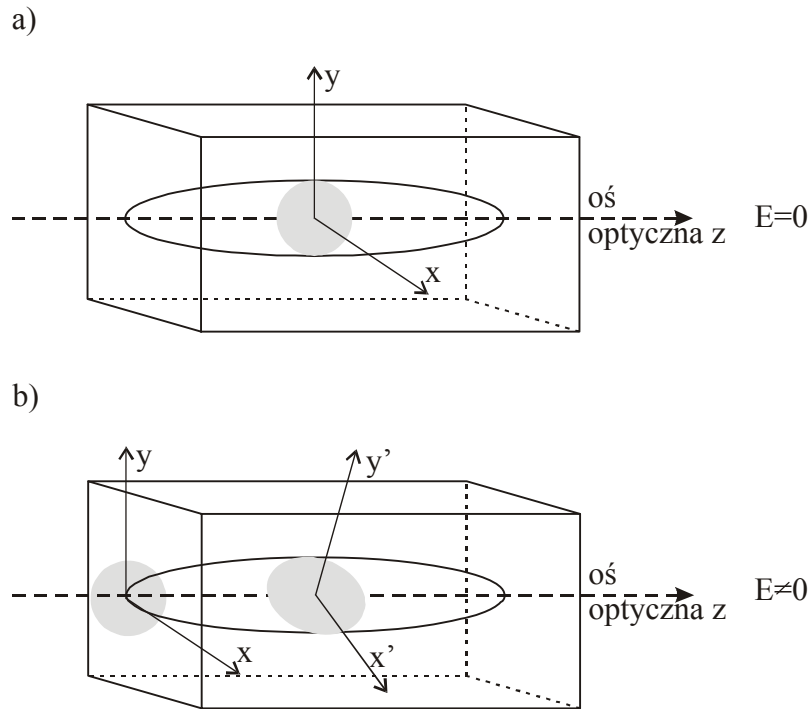
$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_i = \sum_j^3 r_{ij}E_j + \sum_{jk}^3 R_{ijk}E_jE_k \quad (7.63)$$

Efekt Pockelsa jest szeroko wykorzystywany w komórkach Pockelsa, które odgrywają ważną rolę w technologiach laserowych, jako element przełączający dobroć rezonatora (ang. electro-optic *Q*-switch) w laserach impulsowych oraz jako element pułapkujący impuls we wzmacniaczach regeneratywnych. Omówimy krótko zasadę działania komórki Pockelsa. Komórka Pockelsa składa się z nieliniowego kryształu do którego przyłożono pole elektryczne (Rys.7.55). Pole elektryczne może być przyłożone równolegle (Rys.7.55.a) bądź prostopadle (Rys.7.55.b) do wiązki laserowej.



Rys.7.54 Komórka Pockelsa, pole elektryczne musi być przyłożone wzdłuż laserowej (a) lub prostopadle (b)

Kryształ staje się dwójłomny pod wpływem przyłożonego pola elektrycznego. Kryształy wykorzystywane w konfiguracji równoległej (Rys.7.55a) są jednoosiowe podczas nieobecności pola elektrycznego z osią optyczną w kierunku osi  $z$ .



Rys.7.55 Zmiana współczynnika załamania w kryształcie jednołomnym (x,y,z-osie krystalograficzne) a) bez zewnętrznego pola elektrycznego, b) gdy przyłożono pole elektryczne ( $E \neq 0$ ),  $x'$ ,  $y'$ ,  $z'$  - nowe osie indukowane przez pole elektryczne

Rzut elipsoidy współczynnika załamania na płaszczyznę  $xy$  jest okręgiem. Tak więc, promienie wiązki laserowej mającej polaryzację w kierunku  $x$  i  $y$  propagują z identycznymi prędkościami, bowiem w stosunku do osi optycznej wzdłuż  $z$ , zachowują się jak promienie zwyczajne. Nie wykazują więc zjawiska dwójłomności wzdłuż osi  $z$ . Oznacza to, że gdy przez ośrodek  $z$  (Rys.7.55.a) propaguje promień o polaryzacji  $y$ -liniowej wzdłuż osi  $y$ , to po wyjściu z kryształu jego polaryzacji nie ulega zmianie. Sytuacja ulega zmianie, gdy zastosujemy zewnętrzne pole elektryczne (Rys.7.55.b)

Pole elektryczne powoduje zmianę własności kryształu, tak że elipsoida współczynnika załamania rzutowana na płaszczyznę  $x'y'$  nie jest już okręgiem, a elipsą z osiami  $x'$  i  $y'$  skrzyżowanymi o kąt  $45^\circ$  w stosunku do pierwotnych osi  $x$  i  $y$ , gdy  $E=0$ . Kąt  $45^\circ$  nie zależy od wielkości przyłożonego pola. W rezultacie wiązka propagująca wzdłuż osi  $z-z'$  doznaje zjawiska dwójłomności. Wiązka dzieli się na dwa promienie zwyczajny i nadzwyczajny wędrujące wzdłuż tej samej osi  $z$ , ale z różnymi prędkościami, co powoduje zmianę polaryzacji wiązki wejściowej. Polaryzacja wiązki wejściowej zależy od wielkości przyłożonego napięcia.

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} l \Delta n, \quad (7.64)$$

gdzie  $\Delta n$  jest różnicą wartości współczynników załamania dla promienia zwyczajnego i nadzwyczajnego,  $l$  jest długością kryształu. Można pokazać [12], że  $\Delta n$  wyraża się wzorem

$$\Delta n = n_0^3 r_{63} E_z, \quad (7.65)$$

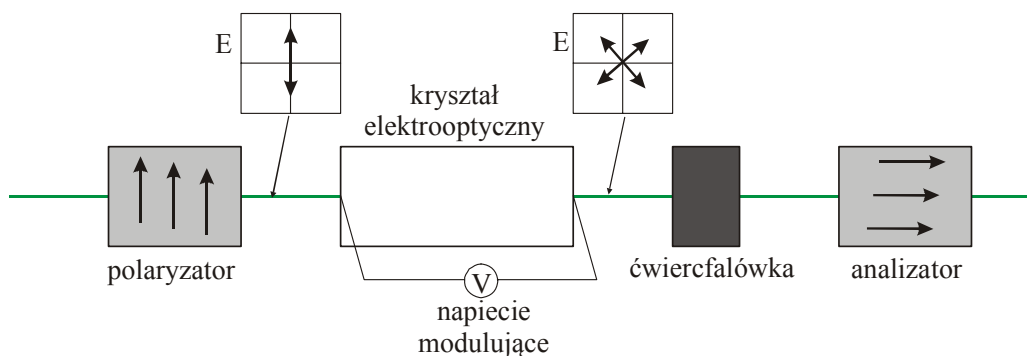
gdzie  $r_{63}$  jest jest składową tensora elektrooptycznego, który charakteryzuje odpowiedź ośrodka na zastosowane pole elektryczne  $E$  ( $E - E_z$ ),  $n_0$  jest współczynnikiem załamania dla promienia zwyczajnego. Wykorzystując relację między napięciem  $V$  i polem elektrycznym  $E_z$ ,  $V_z = E_z l$  I podstawiając (7.65) do (7.64) otrzymujemy

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{63} V_z. \quad (7.66)$$

Gdy zastosowane napięcie jest dobrane tak, aby  $\delta = \pi/2$  albo  $\delta = \pi$  komórka Pockelsa działa jako ćwierćfalówka  $\lambda/4$  lub półfalówka  $\lambda/2$ .

Komórka Pockelsa należy do najszybszych przełączników i jej praca jest bardzo stabilna. Typowe komórki Pockelsa wykorzystują kryształy KD\*P z napięciem  $\lambda/4$  rzędu 3.5-4 kV dla 690 nm oraz 5-6 kV dla 1060 nm [6].

Modulator Pockelsa składa się z kryształu elektrooptycznego do którego przyłożono napięcie modulujące umieszczony między dwoma elementami polaryzacyjnymi – polaryzatorem i analizatorem (Rys.7.56)



Rys. 7.56 Modulator Pockelsa

Modulator Pockelsa jest modulatorem nieliniowym, bowiem stosunek sygnału wyjściowego  $I$  do wejściowego  $I_0$  wyraża się wzorem [Zietek]

$$\frac{I}{I_0} = \frac{\pi^2}{8} \left( \frac{V_0}{V_\pi} \right)^2 (1 + \cos 2\Omega t) \quad (7.67)$$

gdzie  $\Omega$ ,  $V_0$ ,  $V_\pi$  są częstotliwością modulacji, amplitudą napięcia modulacji oraz napięciem półfalowym, odpowiednio. Napięcie sterujące  $V(t)$

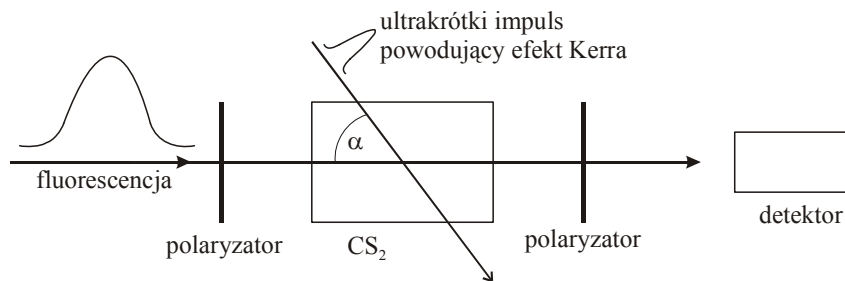
$$V(t) = V_0 \cos \Omega t \quad (7.68)$$

jest dużo mniejsze od napięcia półfalowego. Aby poprawić liniowość modulatora Pockelsa można umieścić ćwierćfalówkę między polaryzatorem i komórką Pockelsa. Wprowadza ona dodatkowe przesunięcie fazy o  $\frac{\pi}{2}$  między składowymi polaryzacji i wyrażenie (7.67) przyjmuje postać

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{2} \left[ 1 + \sin\left(\pi \frac{V}{V_\pi}\right) \right] \quad (7.69)$$

czyli dla małych napięć sterujących zależność staje się liniowa ( $\sin \alpha \approx \alpha$ ).

Z kolei rysunek 7.57 przedstawia wykorzystanie efektu Kerra do modulowania intensywności światła. Przedstawiony schemat wykorzystywany jest w spektroskopii molekularnej do tzw. bramkowania optycznego. Istota tej metody przedstawiona na Rys. 7.57 jest następująca



Rys.7.57 Schemat ilustrujący metodę bramkowania optycznego z wykorzystaniem efektu Kerra

Niech na substancję wykazującą efekt elektrooptyczny ( $r_{ijk} \neq 0$ ) np. dwusiarczek węgla (CS<sub>2</sub>) umieszczony między dwoma skrzyżowanymi polaryzatorami pada światło emitowane w wyniku fluorescencji. Światło to nie dotrze oczywiście do detektora, bo skrzyżowane polaryzatory działają jak przesłona, a dwusiarczek węgla jako izotropowa ciecz i nie ma żadnego wpływu na polaryzację padającego światła. Jeżeli jednak dwusiarczek węgla umieścimy w silnym polu elektrycznym, cząsteczki zaczynają ustawiać się w kierunku pola elektrycznego i uporządkowanie to sprawia, że ciecz staje się anizotropowym ośrodkiem z



wyróżnioną osią optyczną. W rezultacie materiał wykazuje dwójłomność. Zjawisko powstawania dwójłomności w substancjach izotropowych pod wpływem pola elektrycznego znane jest w literaturze jako efekt Kerra. W materiałach izotropowych nie występuje efekt Pockelsa, bo współczynnik  $r_{ij} = 0$  dla materiałów mających środek inwersji. W wyniku dwójłomności, jaka powstaje w cieczy pod wpływem pola elektrycznego, padająca wiązka światła rozszczepia się na dwa promienie: zwyczajny i nadzwyczajny, o polaryzacji wzajemnie prostopadłej i natężeniu każdego z nich zależnym od kąta między kierunkiem polaryzacji promienia padającego i kierunkiem osi optycznej. Efekt Kerra wprowadza więc różnicę faz dla promienia zwyczajnego i nadzwyczajnego. W konsekwencji zmienia więc polaryzację wiązki przechodzącej przez ośrodek. Jeżeli zamiast stałego pola elektrycznego zastosujemy ultrakrótki impulsu laserowy padający na ciecz (Rys.7.57), jego pole elektryczne wywoła krótkotrwały efekt Kerra. Ciecz umieszczona między skrzyżowanymi polaryzatorami, które przed pojawieniem się impulsu działały jak przesłona powoduje że układ zaczyna działać jak ultraszybka migawka, która przepuszcza światło fluorescencyjne tak długo, jak długo ciecz zachowuje dwójłomność wywołaną impulsem. Jest to czas rzędu kilku pikosekund i obejmuje czas trwania impulsu oraz pewien dodatkowy czas potrzebny do ustalenia ponownej izotropowej reorientacji cząsteczek po odjęciu impulsu laserowego.

Modulatory można podzielić także ze względu na wielkość, którą modulują:

- amplitudę
- fazę
- częstotliwość

W konwencjonalnych systemach telekomunikacyjnych z detekcją bezpośrednią stosuje się modulację amplitudy, w systemach koherentnych stosuje się modulację fazy i częstotliwości.

Rys.7.58 ilustruje modulator fazy. Znany jest on jako modulator interferometryczny Mach-Zehnder'a. Modulator Mach-Zehnder'a wykorzystuje fakt, że w materiale elektrooptycznym następuje zmiana współczynnika załamania  $\Delta n$  spowodowana zewnętrznym polem elektrycznym o natężeniu  $E$  która wyraża się wzorem

$$\Delta n = 0.5n_0^3 r_{63} E \quad (7.69)$$

gdzie  $n_0$  jest wartością współczynnika załamania gdy  $E=0$ ,  $r_{63}$  jest współczynnikiem elektrooptycznym. Zmiana współczynnika załamania powoduje zmianę fazy  $\delta$  fali elektromagnetycznej rozchodzącej się w światłowodzie

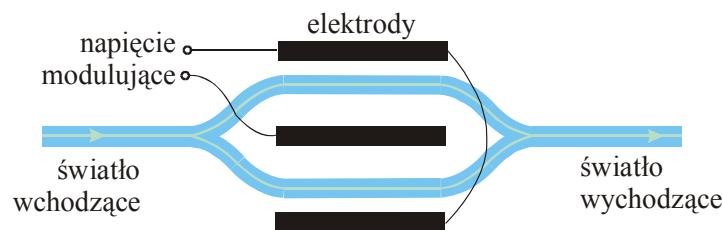
$$\Delta\delta = \frac{2\pi\nu\Delta n}{c} l = \frac{2\pi\Delta n}{\lambda} l \quad (7.70)$$

gdzie  $l$  jest długością drogi optycznej. Podstawiając (7.69) do (7.70) otrzymujemy

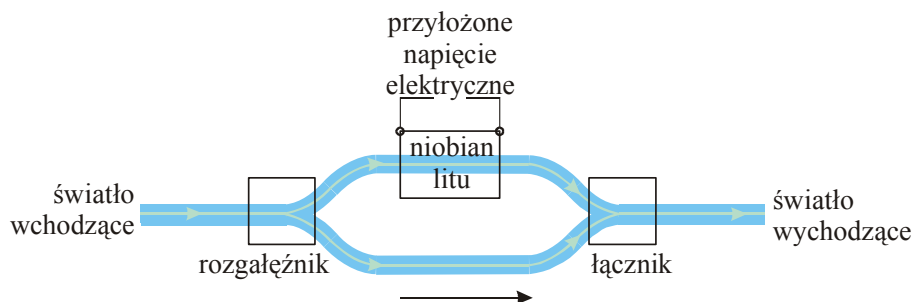
$$\Delta\delta = \frac{\pi n_0^3 r_{63} E}{\lambda_0} l = \frac{\pi n_0^3 r_{63} V}{\lambda_0 d} l \quad (7.71)$$

gdzie wykorzystano związek między natężeniem pola elektrycznego  $E = \frac{V}{d}$ , gdzie  $V$  jest przyłożonym napięciem,  $d$  jest odległością między elektrodami. Modulator Mach-Zehndera składa się z rozgałęziacza 1 x 2 i sprzęgacza 2 x 1 tworząc konstrukcję w kształcie dwóch liter Y. Gdy natężenie pola elektrycznego jest wyłączone, światło wchodzące rozdziela się na dwie jednakowe gałęzie i ponownie schodzi się w sprzęgaczu w tej samej fazie. Światło wyjściowe ma prawie taką samą moc. Gdy do jednej gałęzi przyłożymy pole elektryczne, które zmienia współczynnik załamania materiału światłowodu, sytuacja zmienia się diametralnie. Światło wchodzące rozdziela się na dwie gałęzie i w każdej z nich propaguje inaczej. Powstaje różnica faz  $\Delta\Phi$  spowodowana różnym współczynnikiem załamania w obu gałęziach. Gdy napięcie  $V$  jest dobrane tak, że generuje różnicę faz  $180^\circ$  po przejściu przez obie gałęzie światło z obu wiązek łączy się w przeciwnej fazie, czyli następuje wygaszanie na skutek interferencji destrukcyjnej. Włączanie i wyłączanie napięcia powoduje modulację światła. Napięcie  $V$ , które trzeba przyłożyć, aby spowodować przesunięcie fazowe o  $180^\circ$ , czyli różnicę dróg optycznych  $\lambda/2$  wynika ze wzoru (7.71) i wynosi

$$V = \frac{\lambda d}{r_{63} n^3 L} \quad (7.71a)$$



Rys.7.58 Modulator interferometryczny typu Y (Mach-Zehnder)



Rys.7.59 Modulator typu Y z zastosowaniem kryształu o dużym współczynniku elektrooptycznym

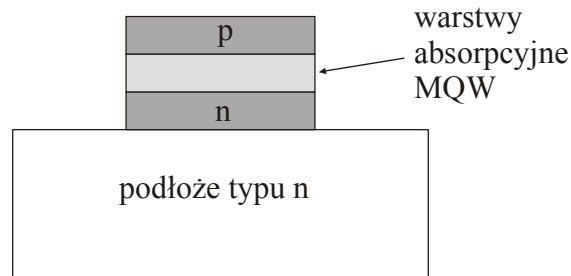
Aby uzyskać efekt modulacji fazy stosowane są materiały o dużym współczynniku elektrooptycznym (np.  $\text{LiNbO}_3$ ) lub półprzewodnikowe falowody. Przyłożone pole elektryczne zmienia współczynnik załamania, z kolei współczynnik załamania zmienia prędkość rozchodzenia się światła w gałęzi, w której znajduje się kryształ i powoduje różnicę faz między dwoma gałęziami. W konsekwencji, różnica faz powoduje modulację intensywności światła. Gdy różnica faz wynosi zero – światło z obu gałęzi dodaje się konstruktywnie i ma dużą intensywność. Gdy różnica faz wynosi  $180^\circ$ , czyli przesunięte o pół długości fali - światło z obu gałęzi dodaje się destrukcyjnie i ma małą intensywność. Modulatory Mach-Zehndera stosowane są jako szybkie modulatory w systemach transmisyjnych o dużych przepływnościach rzędu Gb/s.

Inny typ modulatora przedstawiono na Rys.7.60. Jest to modulator wykorzystujący zjawisko elektroabsorpcji w półprzewodniku. Z rozdziału 5 wiemy, że fotony o energii większej niż wartość przerwy zabronionej są absorbowane, przenosząc elektrony z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa. Wartość przerwy energetycznej jest modyfikowana przez wielkość przyłożonego pola elektrycznego, a mówiąc bardziej precyzyjnie – modyfikowana jest wartość współczynnika absorpcji półprzewodnika. Pole elektryczne  $E$  w obszarze warstwy aktywnej półprzewodnika (w warstwie zubożonej) powoduje przesunięcie pasma absorpcji w kierunku dłuższych fal zgodnie ze wzorem [4].

$$\alpha(h\nu, E) \propto \exp\left[-\frac{(E_g - h\nu)^{3/2}}{3eE}\right] \quad (7.72)$$

Efekt ten nosi nazwę *efektu Franza-Keldysha* [4]. Szczególnie wrażliwe na zmianę pola są półprzewodniki typu studnie kwantowe, czyli bardzo cienkie warstwy półprzewodnikowe rzędu kilku nanometrów. Światło propaguje przez światłowód a następnie przez obszar warstwy aktywnej półprzewodnika. Gdy energia propagujących fotonów światła jest mniejsza niż przerwa wzbroniona – światło propagujące przez półprzewodnik nie jest absorbowane i przechodzi dalej do następnego światłowodu praktycznie bez strat. Gdy przyłożymy pole elektryczne do złącza n-p w kierunku zaporowym, wartość współczynnika absorpcji rośnie – światło jest absorbowane i jego natężenie maleje (zwykle rzędu kilku procent). W konsekwencji modulacja prądu przyłożonego do półprzewodnika powoduje zmiany absorpcji i modulację natężenia światła. Dla typowych materiałów

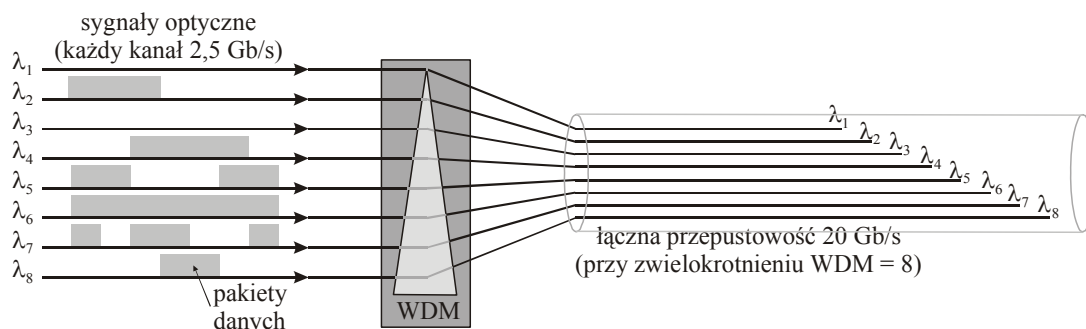
półprzewodnikowych AlGaAs, GaAs, InP typowe pola elektryczne jakie należy przyłożyć zaporowo do złącza n-p, aby wywołać przesunięcie pasma absorpcji wynoszą 100-600 kV/cm.



Rys.7.60 Półprzewodnikowy modulator elektroabsorpcyjny

### 7.2.7. Multipleksery i demultipleksery

Multipleksery i demultipleksery są podstawowymi elementami w systemach zwielokrotnienia długości fali WDM (ang. wavelength division multiplexing). Multipleksier łączy sygnały o różnych długościach fali transmitowane różnymi światłowodami w jeden światłowód, w którym propagują wszystkie sygnały (Rys.7.61). Demultipleksier wykonuje operację odwrotną – rozdziela sygnały odpowiadające różnym kanałom (różnym długościom fali).

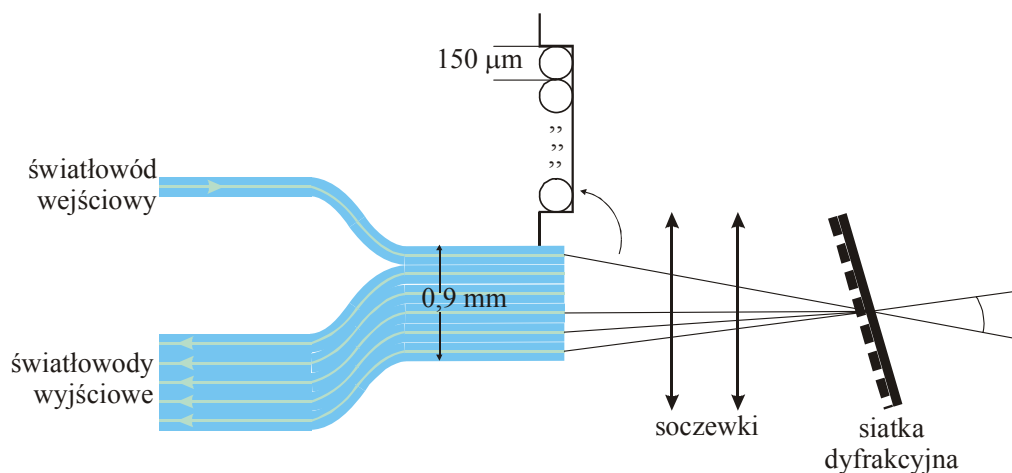


Rys.7.61 Ilustracja techniki zwielokrotnienia długości fali WDM

Multipleksery i demultipleksery wykorzystują różne metody łączenia i rozdzielania długości fal wykorzystując następujące elementy optyczne:

- siatki dyfrakcyjne
- warstwowe filtry interferencyjne
- sprzęgacze
- interferometry

Rys.7.62 przedstawia działanie demultipleksera, w którym selekcja długości fali odbywa się za pomocą siatki dyfrakcyjnej.

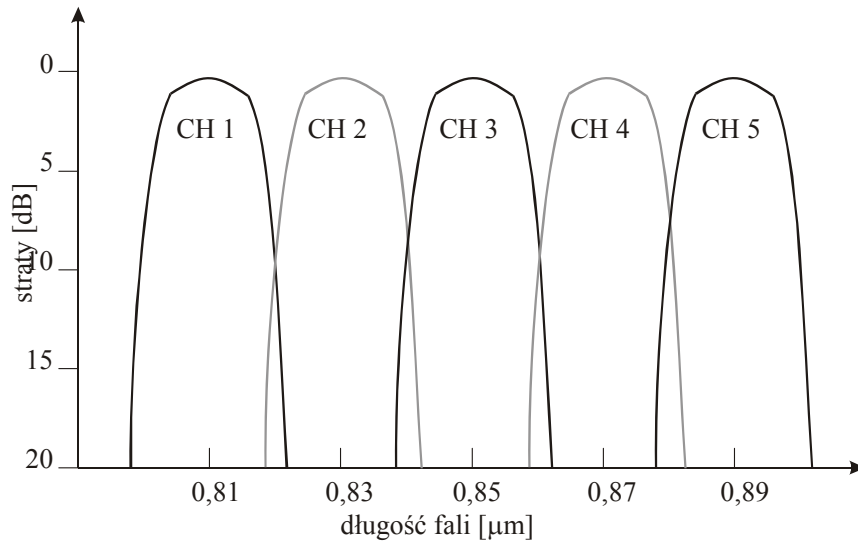


Rys.7.62 Demultipleksier długości fali wykorzystujący siatkę dyfrakcyjną

Światło o różnych długościach fali ze światłowodu wejściowego pada na soczewkę skupiającą, a następnie na odbiciową siatkę dyfrakcyjną, na której ulega dyfrakcji. Każda długość fali ulega dyfrakcji pod innym kątem. Każda z odbitych wiązek odpowiadających różnym długościom fali zostaje ponownie skupiona przez tę samą soczewkę skupiającą w płaszczyźnie ogniskowej, ale w różnych miejscach. Miejsca te odpowiadają ustawieniu światłowodów wyjściowych, do których zostają wprowadzone wiązki odpowiadające różnym długościom fali. Każda wiązka wyprowadzona światłowodami wyjściowymi odpowiada osobnemu kanałowi. Szerokość pasma B pojedynczego kanału zależy od średnicy światłowodu  $d$  i zdolności dyspersyjnej siatki  $\frac{d\lambda}{dx}$

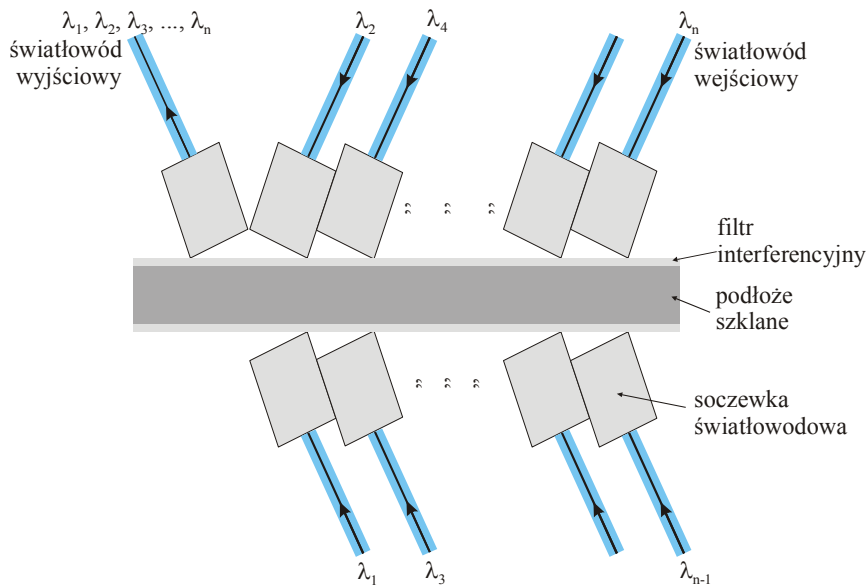
$$B = \frac{d\lambda}{dx} D \quad (7.73)$$

Dla I okna transmisyjnego (850 nm) i światłowodu o dużej średnicy rdzenia rzędu 130  $\mu m$  typowa szerokość pasma B jest rzędu 20 nm, czyli odstęp między kanałami musi być większy niż 20 nm.



Rys.7.63 Rozkład widmowy demultipleksera wykorzystującego siatkę dyfrakcyjną

Typowe siatki dyfrakcyjne dla II i III okna mają rozdzielczość spektralną rzędu 1-2 nm i jest to dolna granica szerokości pasma. To za mało dla systemów WDM o dużej liczbie kanałów dla których odstęp między kanałami są rzędu ułamków nanometra. Dlatego zastosowanie siatek dyfrakcyjnych ogranicza się do systemów z kilkoma lub kilkunastoma kanałami.



Rys.7.64 Multipleksier wykorzystujący filtry interferencyjne

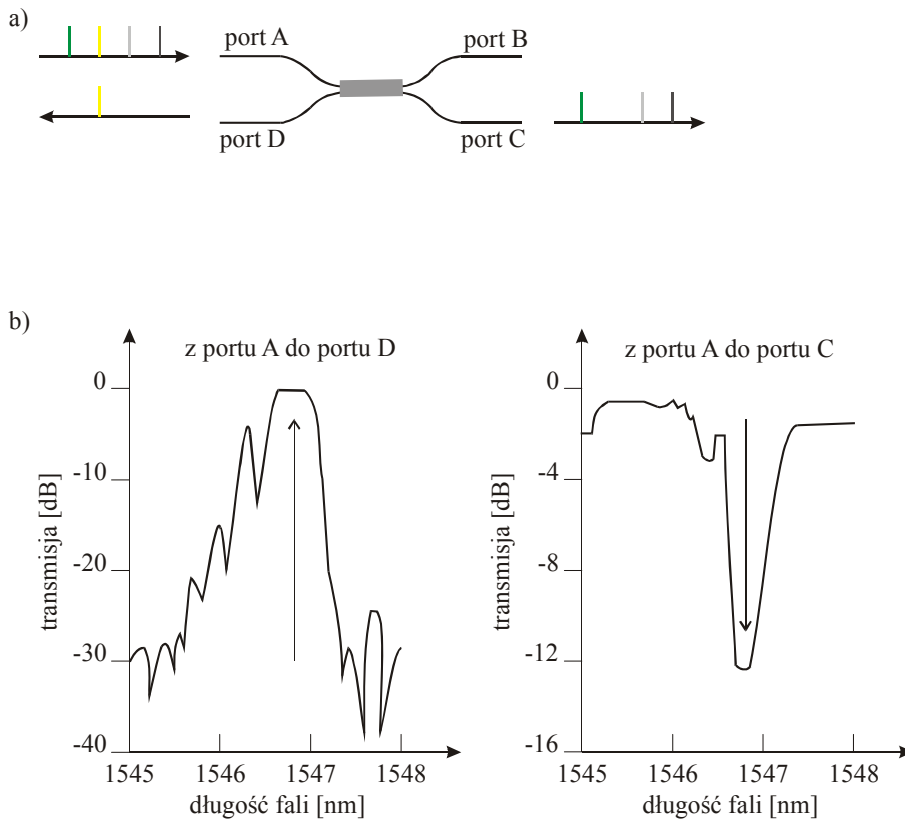
Inną metodą demultipleksacji jest zastosowanie filtrów interferencyjnych (Rys.7.64). Przypomnijmy, że filtry interferencyjne składają się z wielu cienkich dielektrycznych warstw o przemiennych, małych i dużych wartościach współczynnika załamania. Na granicy faz

różnych warstw zachodzi odbicie Fresnela, które zależy od różnicy współczynników załamania warstw. Odbicie od pojedynczej granicy faz może być niewielkie, ale gdy odbicia od kolejnych warstw interferują konstruktywnie, następuje wzmocnienie odbitego sygnału i całkowity współczynnik odbicia  $R$  takiej struktury może być bardzo duży ( $>99,9\%$ ).

Grubości pojedynczych warstw wynoszą  $\lambda/4$  lub  $\lambda/2$  długość fali, dla której odbicia lub transmisji są przeznaczone. Każda granica faz między materiałami daje wkład do odbicia Fresnela. Dla długości fali  $\lambda$  różnica dróg optycznych przy odbiciu od kolejnych warstw wynosi  $\lambda/2$ . Tak więc, wszystkie odbite składowe dodają się konstruktywnie i ich interferencje powoduje silne odbicie całkowite. Wielkość współczynnika odbicia zależy od liczby warstw oraz od różnicy współczynników załamania naprzemiennych warstw. Z kolei szerokość spektralna obszaru, w którym światło jest odbijane zależy głównie od drugiego czynnika. Filtry interferencyjne mają tak dobrane grubości i liczbę warstw, a także różnice wartości współczynników załamania, aby odbijać fale w pewnym zakresie długości i przepuszczać fale o innych długościach.

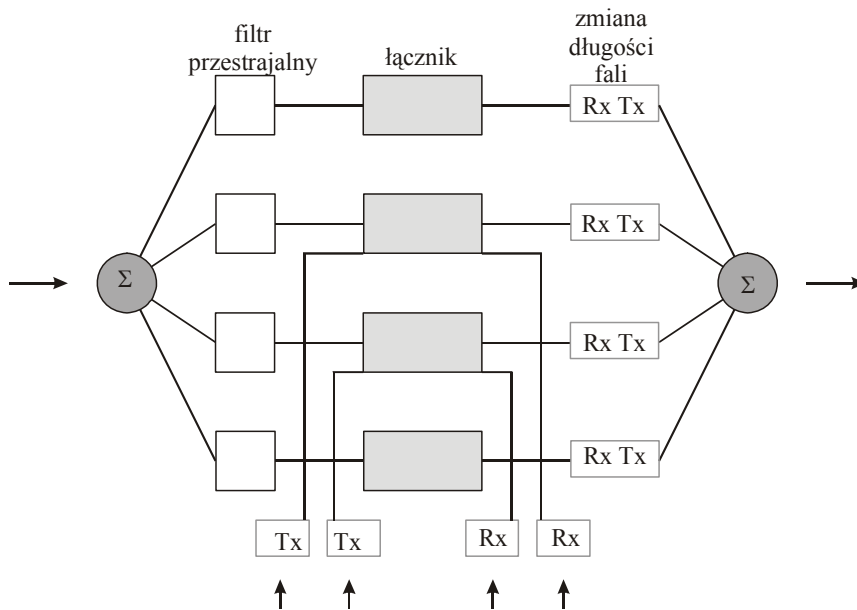
Następną grupę urządzeń wykorzystywanych jako (de)multiplexery stanowią sprzęgacze/rozdzielacze selektywne, które omówiliśmy w rozdziale 7.3.1.

Jak pokazaliśmy w rozdziale 7.1.3.1, sprzęgacze wykorzystujące siatki Bragga mogą pełnić rolę zarówno przełączników jak i (de) multiplexerów WDM typu add/drop (Rys.7.65) w zależności od zastosowanej konfiguracji. Multiplexery typ add/drop stosowane są do dynamicznej zmiany drogi sygnału, aby mógł propagować wzdłuż innej fizycznej drogi optycznej. Nazwa multiplexera add (dodaj) oraz drop (usuń) określa jego podstawową funkcję – dodaje do określonej drogi optycznej sygnały o określonej długości fali, a inne z tego toru usuwa (Rys.7.65.a).



Rys.7.65 Multiplexer typu add/drop. Na podstawie Alcatel, Optical Networks Tutorial,

Rys.7.65.b Przedstawia schematyczne widmo transmisji w porcie D (drop), do którego została usunięta jedna długość fali (1546.8 nm) oraz w porcie C, w którym są wszystkie składowe z portu A z wyjątkiem usuniętej długości fali do portu D.



Rys.7.66 Przedstawia wykorzystanie multiplexera typu add/drop w sieci światłowodowej. **Na podstawie Alcatel, Optical Networks Tutorial**



Rolę multiplekserów typu add/drop mogą pełnić interferometry. Rozróżniamy interferometry typu:

- \* Fabry –Perot (FP)
- \* Sagnac (S)
- \* Mach-Zendher (MZ)
- \* Michelson (M)

Jak wiadomo rezonator Fabry-Perot'a jest najczęściej stosowaną konfiguracją w budowie laserów. Wnęka rezonansowa składa się z dwóch lusterek : HR ( ang. high reflector ) całkowicie odbijającego światło (R=100%) i zwierciadła częściowo przepuszczającego światło ( ang. output coupler), ośrodka czynnego i czynnika pompującego. We wnęce rezonansowej powstaje fala stojąca.

Lustra w rezonatorze FP mogą być zastąpione przez odbijające siatki Bragga. W rezonatorze powstaje fala stojąca , gdy spełniony jest warunek

$$n \frac{\lambda}{2} = L \quad (7.74)$$

$n$  – liczba całkowita ,  $L$  – długość rezonatora

Nateżenie pola  $E(\vec{r}, t)$  powstającego wewnątrz rezonatora jest sumą fali propagującego w przód i w tył

$$E(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} F(x, y) \{ A(z) \exp[i(\tilde{\beta}z - \omega t)] \} + \beta(z) \exp[-i(\tilde{\beta}z + \omega t)] + c.c \quad (7.75)$$

gdzie  $F(x,y)$  jest rozkładem poprzecznym,  $A(z)$  oraz  $\beta(z)$  są amplitudami fal propagujących w kierunku  $\pm z$ . Można pokazać [15], że

$$A(L) = \frac{(1 - R_m)A(0)}{1 - R_m \exp(i2L\tilde{\beta})} \quad (7.76)$$

gdzie  $R_m$  jest współczynnikiem odbicia

.Transmisja  $T_R$  rezonatora  $FP$  wyraża się wzorem [16]

$$T_R = \frac{P_K}{P_0} = \left| \frac{A(L)}{A(0)} \right|^2 = \frac{(1 - R_m)^2}{(1 - R_m)^2 + 4R_m \sin^2(\phi_R / 2)} \quad (7.77)$$

gdzie  $P_K$  jest mocą wyjściową,  $P_0$  mocą wejściową,  $\phi_R$  jest przesunięciem fazy po dwukrotnym przejściu przez rezonator  $L_R = 2L$  ( ang. round-trip distance )

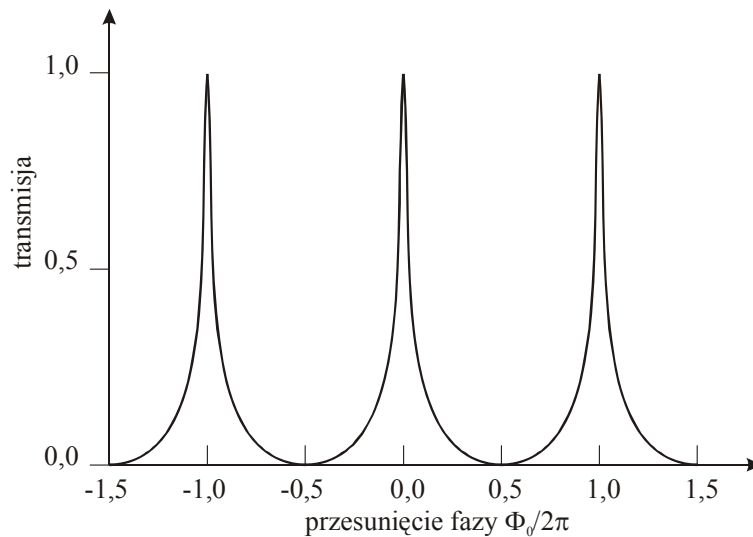
$$\phi_R = \tilde{\beta}L_R \quad (7.78)$$

gdzie  $\tilde{\beta}$  jest wektorem propagacji (wektorem falowym dla fali płaskiej)

Przesunięcie fazy spowodowane jest efektami liniowymi  $\phi_0$  i nieliniowymi  $\phi_{NL}$

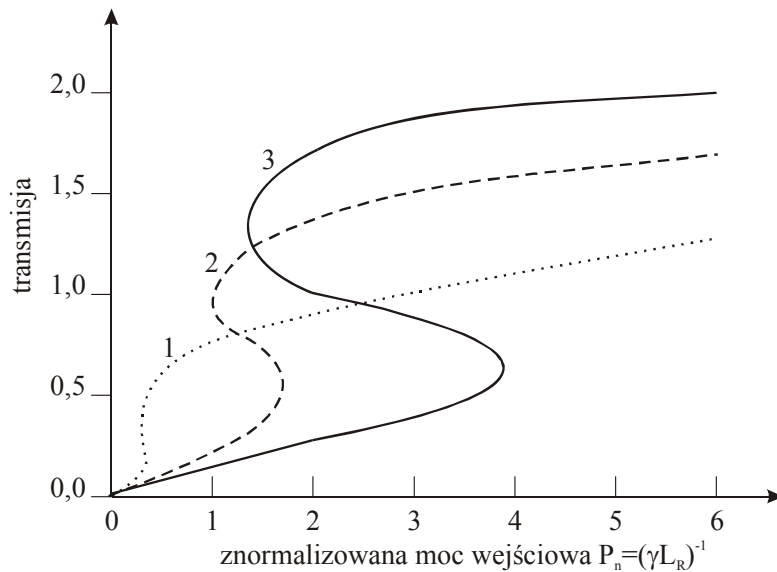
$$\phi_R(\omega) = \phi_0(\omega) + \phi_{NL} = [\beta(\omega) + \Delta\beta_{NL}]L_R \quad (7.79)$$

Gdy  $\phi_0 = 2\pi m$  (efekty nieliniowe są zaniedbywalne), gdzie  $m$  jest liczbą całkowitą,



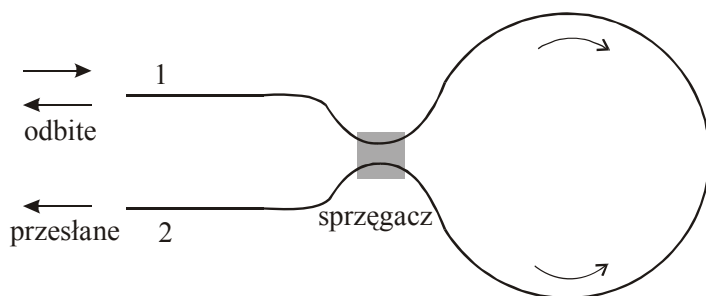
Rys.7.67 Transmisja rezonatora FR jako funkcja przesunięcia fazy  $\phi_R = \phi_0$ , zakładając, że efekty nieliniowe są zaniedbywalne [9]

Rys.7.67 przedstawia transmisję rezonatora FR jako funkcję przesunięcia fazy  $\phi_R = \phi_0$  zakładając, że efekty nieliniowe są zaniedbywalne



Rys.7.68 Ilustracja bistabilności optycznej [9] dla różnych wartości parametru odstrojenia od Rezonansu  $\delta = 2\pi M - \phi$ , gdzie M jest numerem rezonansu

Rys.7.68 opisuje transmisję w rezonatorze FP, gdzie efekty liniowe dominują  $\phi_{NL} = 0$ . Efekty nieliniowe, spowodowane automodulacją SPM indukują dodatkowe przesunięcie fazy  $\phi_{NL}$ , która zależy od mocy wejściowej. Najbardziej spektakularnym przejawem nieliniowości rezonatorów jest optyczna bistabilność [9] (Rys.7.68). Efekty nieliniowe są szeroko wykorzystywane w interferometriach, najczęściej w celu zastosowania tych urządzeń jako przełączniki optyczne. Jednym z najczęściej stosowanych interferometrów wykorzystywanych w tym celu jest interferometr Sagnac'a, przedstawiony na Rys.7.69.



Rys.7.69 Schemat interferometru Sagnac'a

Interferometr Sagnac'a składa się z pętli światłowodu połączonego z dwoma portami sprzęgacza. Światło wchodzi portem wejściowym 1, w sprzęgaczu rozdziela się na falę propagującą zgodnie ze wskazówkami zegara i falę propagującą w kierunku przeciwnym do ruchu wskazówek zegara. Jeżeli zastosujemy sprzęgacz 50 : 50 (3 dB) i założymy, że w pętli

światłowodu nie zachodzą zjawiska nieliniowe, to przeciwnie propagujące fale nie generują żadnej różnicy faz i obie fale wracają do portu 1 jako fala odbita. W porcie 2 nie pojawia się żaden sygnał. Jeżeli do portu wejściowego 1 wprowadzimy promieniowanie o większej mocy, tak aby w pętli światłowodu zaczęły zachodzić zjawiska nieliniowe, to również w tym przypadku różnica faz wynosi zero.

Jeżeli jednak sprzęgacz dzieli wiązkę wejściową na dwie przeciwnie propagujące wiązki o różnej mocy, wtedy efekty nieliniowe, głównie automodulacja SPM, powodują różnicę faz, gdy przeciwnie propagujące wiązki spotykają się ponownie w sprzęgaczu. Różnica faz powoduje, że wiązka nie jest odbita do portu wejściowego 1, tylko jest transmitowana portem 2. Oznacza to, że interferometr Sagnac'a inaczej zachowuje się, gdy propaguje małe moce, inaczej-gdy moce wzrastają.

Wyjaśnijmy za pracę [9] przyczynę takiego zachowania interferometru Sagnac'a.

W przypadku pierwszym przesyła sygnał portem 1, w drugim przypadku, portem 2, działa więc jak przełącznik.

Pokażemy że tak jest rzeczywiście. Z równań (7.23) wyprowadzonych dla sprzęgaczy możemy napisać dla fali propagującej zgodnie ( $A_1$ ) i przeciwnie ( $A_2$ ) do ruchu wskazówek zegara

$$A_1 = \sqrt{\rho} A_0 \quad A_2 = i\sqrt{1-\rho} A_0 \quad (7.80)$$

gdzie:  $\rho = \cos^2(\kappa L_c)$ ,  $L_c$  - długość sprzęgacza,  $\kappa_{21} = \kappa_e = \kappa$  dla sprzęgaczy symetrycznych

Po pełnym obiegu pętli światłowodu o długości  $L$  fale powtórnie docierają do sprzęgacza ze zmienionymi fazami

$$A_1 = A_1 \exp\left[i\phi_0 + i\gamma\left(|A_1|^2 + 2|A_2|^2 L\right)\right] \quad (7.80)$$

$$A_2 = A_2 \exp\left[i\phi_0 + i\gamma\left(|A_2|^2 + 2|A_1|^2 L\right)\right]$$

gdzie  $\phi_0 = \tilde{\beta}L$

Ponowne zastosowanie równań (7.23) dla sprzęgacza (teraz z odwróconymi portami) pozwala napisać

$$\begin{pmatrix} A_t \\ A_r \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{\rho} & i\sqrt{1-\rho} \\ i\sqrt{1-\rho} & \sqrt{\rho} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \end{pmatrix} \quad (7.81)$$

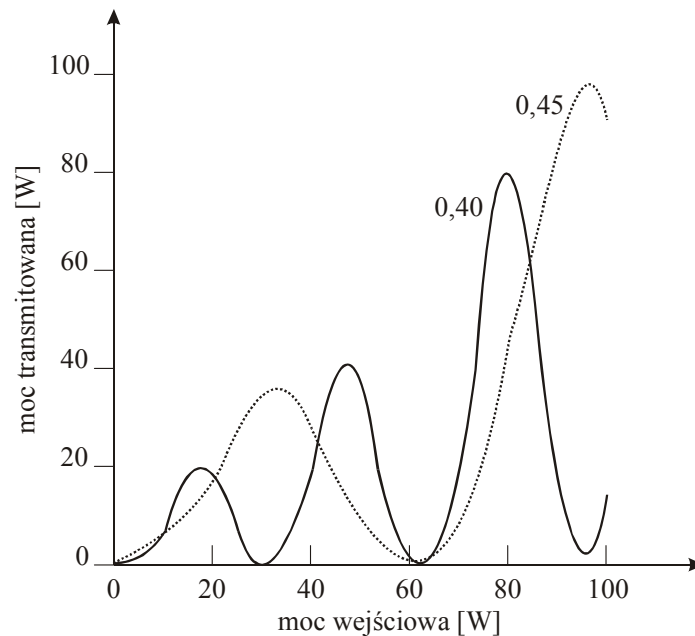
gdzie

$A_t$  - jest amplitudą fali transmitowanej (port 2),  $A_r$  - jest amplitudą fali odbitej (port 1)  
 Wykorzystując (7.80) i (7.81) w (7.82) pozwala wyrazić transmisję  $T$  interferometru Sagnac'a następująco

$$T = \left| \frac{A_t}{A_0} \right|^2 = 1 - 2\rho(1 - \rho)\{1 + \cos[(1 - 2\rho)\gamma P_0 L]\} \quad (7.82)$$

gdzie:  $P_0 = |A_0|^2$

Gdy  $\rho = 0.5$  (czyli sprzęgacz 3 dB) transmisja wynosi zero i wiązka wraca z powrotem do portu 1 (100% odbicia) dla wszystkich poziomów mocy wprowadzonej zarówno małych jak i dużych, gdy efekty automodulacji nie mogą być zaniedbane. Gdy  $\rho \neq 0,5$  zależność transmisji  $T$  zależy od mocy wejściowej  $P_0$  i przedstawiono ją na Rys.7.70.



Rys.7.70 Zależność mocy transmitowanej jako funkcja wejściowej mocy optycznej w interferometrze Sagnac'a.

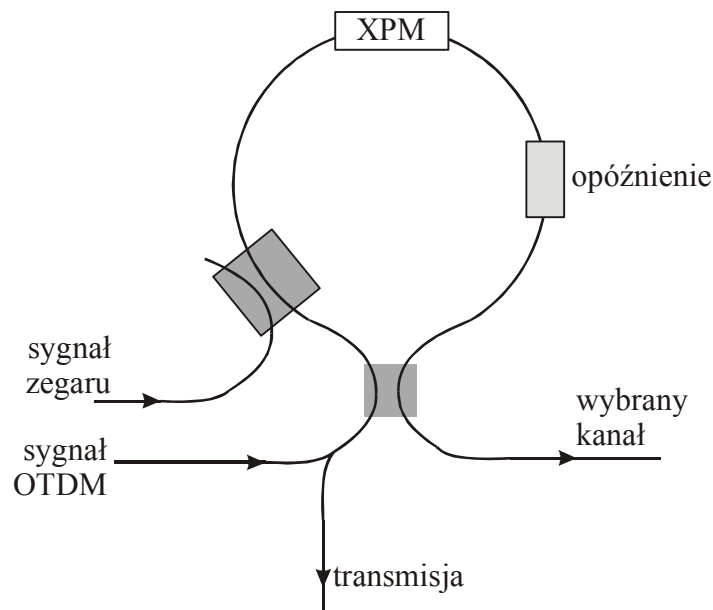
Jak widać, dla małych mocy wejściowych transmisja jest niewielka  $\{T \approx 1 - 4\rho(1 - \rho)\}$ . Dla dużych mocy transmisja staje się bliska 100% ( $T \approx 1$ ) gdy

$$|1 - 2\rho\gamma P_0 L| = (2m - 1)\pi \quad (7.83)$$

W praktyce wykorzystuje się tylko pierwszy pik dla  $m=1$ . Ze wzoru (7.83) można oszacować moc wejściową  $P_0$ , która przełącza interferometr Sagnac'a. Dla typowych wartości w światłowodach  $\gamma$  wynosi 10. Niech  $L=100m$ ,  $\rho = 0.45$ , a więc otrzymujemy  $P_0 \approx 30W$ ,

czyli próg przełączania jest stosunkowo wysoki. Aby go zmniejszyć, stosuje się sposoby wprowadzania asymetrii do interferometru Sagnac'a. Jednym z nich jest wprowadzenie wzmacniacza światłowodowego (np. tuż za sprzęgaczem). Można wtedy zastosować nawet sprzęgacz 3dB, bowiem wiązki propagujące w przeciwnych kierunkach nie są już identyczne. Rzeczywiście wiązka propagująca zgodnie z ruchem wskazówek zegara wzmacniana jest zaraz na początku w pętli, zaś wiązka porusza się w przeciwnym kierunku dopiero na końcu. Obie wiązki mają więc różne intensywności, więc efekt nieliniowy automodulacji powoduje różne przesunięcia fazy  $\phi_{NL}$ . Innym sposobem zwiększenia nieliniowości pętli interferometru jest wprowadzenie do pętli nieliniowego elementu w postaci półprzewodnikowego wzmacniacza. Można wtedy zmniejszyć długość pętli nawet do 1m. Dla porównania, nieliniowość własna światłowodu spowodowana np. modulacją skośną XPM jest bardzo mała i aby wygenerować odpowiednią różnicę faz  $\Delta\phi_{NL}$  długość pętli powinna wynosić 10km. Wadą wprowadzenia półprzewodnikowego wzmacniacza jest stosunkowo długi czas odpowiedzi  $\sim 1$ ns, co oznacza, że może być on stosowany w systemach telekomunikacyjnych o przepustowości mniejszej niż Gb/s. Jednak, wolny czas odpowiedzi można ominąć za pomocą prostego triku. Półprzewodnikowy wzmacniacz umieszczony jest asymetrycznie w pętli światłowodu w taki sposób, że jest przesunięty od środka pętli o pewną nieznaną ale kontrolowaną wielkość. Wolny czas odpowiedzi nie ma wtedy znaczenia, bo czas włączenia-wyłączenia jest zdeterminowany przez odchylenie od środka. Takie urządzenie może pracować nawet w układach terahertzowych (ang. TOAD, terahertz optical asymmetric demultiplexer).

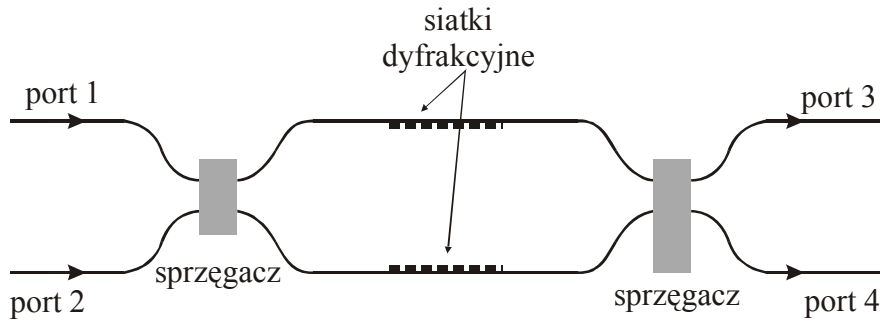
Do tej pory interferometer Sagnac'a wykorzystywał efekty nieliniowe automodulacji SPM. Można wykorzystywać również modulację skośną XPM. W tym celu należy do pętli interferometru wprowadzić sygnał kontrolny (zwany niekiedy sygnałem pompującym). Sygnał kontrolny propaguje w tym samym kierunku co jedna z wiązek i przeciwnie do drugiej. Nieliniowe przesunięcie fazy  $\phi_{NL}$  generowane przez modulację skośną ma miejsce tylko dla jednej z wiązek. Zjawisko modulacji skośnej XPM może być wykorzystane do demultipleksacji OTDM (ang. optical time division multiplexing). Rys.7.71 ilustruje sposób demultipleksacji za pomocą interferometru Sagnac'a z wykorzystaniem zjawiska modulacji skośnej XPM.



Rys.7.71 ilustracja sposobu demultipleksacji za pomocą inerferometru Sagnac`a z wykorzystaniem zjawiska modulacji skośnej XPM.

Przytaczamy przykład za pracą [17] nieliniowe efekty modulacji skośnej XPM zostały wykorzystane do demultipleksacji strumienia 64 Gb/s do indywidualnych kanałów o przepustowości 4 Gb/s. Kontrolny impuls (zegar optyczny) składa się z serii optycznych impulsów o prędkości określonej liczbą bitów na sekundę. Impuls kontrolny wprowadzony jest tak, że propaguje zgodnie albo przeciwnie do kierunku ruchu wskazówek zegara. Sygnał OTDM wchodzi do sprzęgacza i rozdziela się na dwie wiązki propagujące w przeciwnych kierunkach. Impuls zegarowy jest zsynchronizowany w czasie z impulsami tylko jednego kanału (1) ze strumienia OTDM. Tak więc tylko sygnały jednego kanału nakładają się z sygnałami zegara. Skośna modulacja XPM między sygnałem kontrolnym i dwoma przeciwnie propagującymi strumieniami generuje różnicę faz  $\phi_{NL}$  dla wiązek OTDM wchodzących ponownie do sprzęgacza po pełnym obiegu pętli. Gdy moc impulsu kontrolnego i długości pętli  $L$  są dobrane tak, aby  $\Delta\phi_{NL} = \pi$  dla wybranego kanału (1), sygnał (1) jest dalej transmitowany, sygnały pozostałych kanałów zostają odbite z powrotem w kierunku portu wejściowego. W ten sposób można wybierać różne kanały, opóźniając impuls kontrolny, w celu zsynchronizowania z wybranym kanałem.

Innym typem inerferometru stosowanym w telekomunikacji jako demultiplekser przełącznik lub modulator jest interferometr Mach-Zennder`a. Omówiliśmy jego zastosowanie jako modulator. Rys.7.72 przedstawia interferometr MZ wykorzystany jako multiplekser (filtr) typu add/drop wykorzystany w technikach WDM.



Rys.7.72 Interferometr MZ wykorzystany jako multiplekser (filtr) typu add/drop wykorzystany w technikach WDM.

Zasada działania jest taka sama jak interferometru Sagnac'a. Jediną różnicą jest, że zamiast pojedynczej pętli są dwa ramiona, które łatwo można uczynić nieidentycznymi (zmieniając długość, wprowadzając niesymetryczny element nieliniowy). Jego zaletą jest, że światło odbite nie wraca portem wejściowym 1. W rozdziale 7.2.6 opisaliśmy wykorzystanie liniowych własności interferometru MZ do modulowania światła. Nieliniowe własności pozwalają wykorzystać interferometry MZ jako przełączniki i demultipleksery.

Teoretyczne podstawy działania nieliniowego przełącznika z wykorzystaniem interferometru MZ jest bardzo podobna do przedstawionej dla interferometru Sagnac'a. Niech promieniowanie ciągłe o mocy  $P_0$  wchodzi wejściowym portem 1 pierwszego sprzęgacza.

$$A_1 = \sqrt{\rho_1} A_0 \exp[i\beta_1 L_1 + i\rho_1 \gamma |A_0|^2 L_1] \quad (7.84)$$

Na wejściu drugiego sprzęgacza mamy

$$A_2 = i\sqrt{1 - \rho_1} A_0 \exp[i\beta_2 L_2 + i(1 - \rho_1) \gamma |A_0|^2 L_2]$$

gdzie  $\beta_1$  i  $\beta_2$  są stałymi propagacji,  $L_1$  i  $L_2$  są długościami ramion interferometru MZ .

Moc optyczną wychodzącą z portów 3 i 4 można obliczyć korzystając z macierzy transformacji

$$\begin{pmatrix} A_3 \\ A_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{\rho_2} & i\sqrt{1 - \rho_2} \\ i\sqrt{1 - \rho_2} & \sqrt{\rho_2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \end{pmatrix} \quad (7.85)$$

Ułamek mocy transmitowanej przez port 3  $T_3 = |A_3|^2 / |A_0|^2$  wynosi



$$T_3 = \rho_1 \rho_2 + (1 - \rho_1)(1 - \rho) - 2[\rho_1 \rho_2 (1 - \rho_1)(1 - \rho_2)]^{\frac{1}{2}} \cos(\phi_L + \phi_{NL}) \quad (7.86)$$

gdzie człon  $\phi_L$  reprezentuje liniowy układ do przesunięcia fazy

$$\phi_L = \beta_1 L_1 - \beta_2 L_2 \quad (7.87)$$

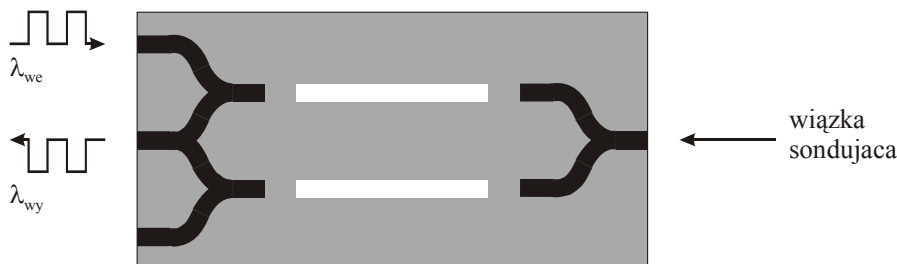
a  $\phi_{NL}$  reprezentuje nieliniowy układ do przesunięcia fazy

$$\phi_{NL} = \gamma P_0 [\rho_1 L - (1 - \rho_1) L_2] \quad (7.88)$$

Gdy  $\rho_1 = \rho_2 = \frac{1}{2}$  oraz  $L_1 = L_2$  to interferometr staje się symetrycznym interferometrem złożonym z dwóch sprzęgaczy 3dB (50 : 50). Transmisja  $T_3$  przybiera wtedy dużo prostszą postać:

$$T_3 = \sin^2(\phi_L / 2) \quad (7.89)$$

gdzie tylko liniowe efekty wnoszą wkład do przesunięcia fazy. Ponieważ przesunięcie fazy  $\phi_L$  zależy od częstotliwości, dlatego interferometr MZ w wersji liniowej działa jako filtr optyczny.

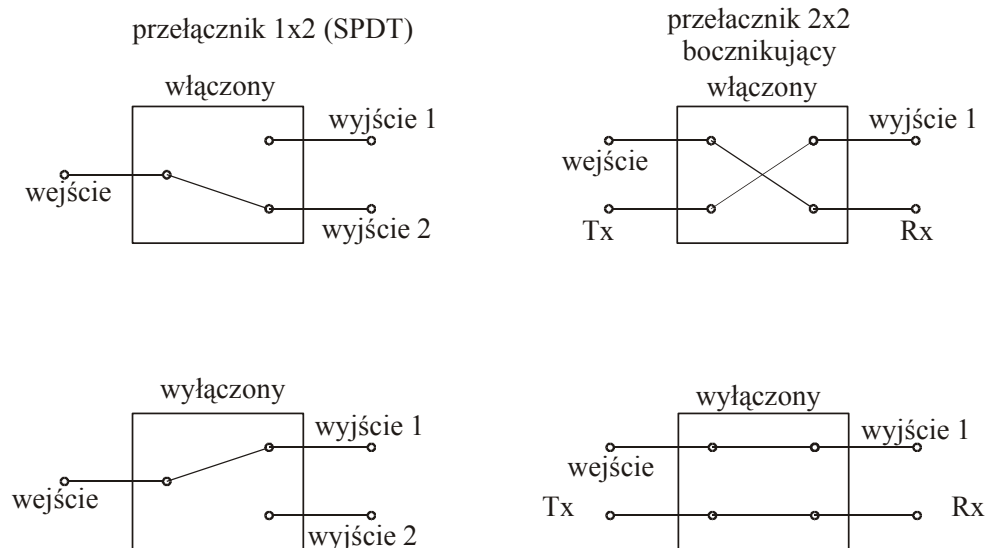


Rys.7.73 Schemat.....

## 7.2.8.Przełączniki

Zarówno przy tradycyjnym jak i optycznym przesyłaniu informacji w sieciach rozległych konieczne jest odpowiednie przekierowywanie sygnału za pomocą przełącznika, tak aby trafił do odbiorcy (Rys.7.74). Tradycyjne przełączniki światłowodowe są urządzeniami elektro-optycznymi, czyli światło transmitowane światłowodem jest zamieniane na sygnał elektryczny, który powtórnie jest zamieniany na sygnał optyczny i wprowadzany do światłowodu. Nie wymagają one szybkiego przełączania, bowiem zazwyczaj pozostają w tej samej pozycji przez dłuższy okres. Dziesiątki milisekund są zupełnie wystarczające w tradycyjnych systemach transmisji. Jednak, wraz z rozwojem dynamicznego routingu,

potrzeba szybkiego przełączania stała się bardzo ważna. Współczesne przełączniki optyczne są całkowicie optycznymi urządzeniami światłowodowymi, zachowującymi optyczną formę sygnału dla każdej szybkości i protokołu transmisji.



Rys.7.74 Typowe konfiguracje przełączników

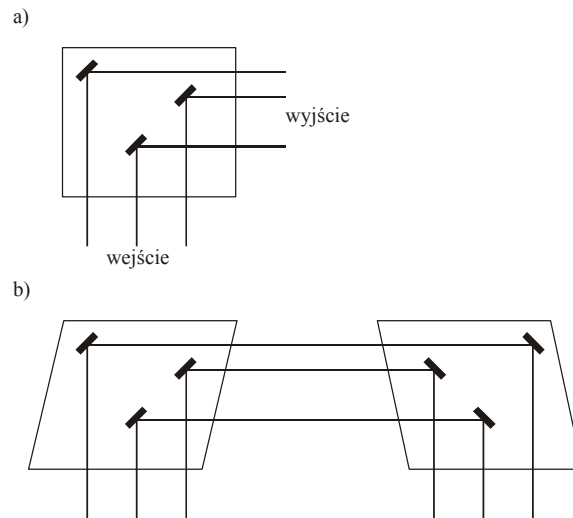
### Klasyfikacja przełączników optycznych

1. Termoptyczne
2. Elektroptyczne
3. Optomechaniczne
4. Mikroelektromechaniczne MEMS (ang. micromechanical systems)
5. Akustoptyczne
6. Przełączniki całkowicie optyczne, wykorzystujące nieliniowe zjawiska optyczne

**Przełączniki termoptyczne** pracują na falowodach polimerowych lub krzemionkowych. Ich działanie oparte jest na zmianie współczynnika załamania wraz z temperaturą. Przełączniki termoptyczne są wolne i nie mogą być stosowane w systemach o dużych przepływnościach.

**Przełączniki elektroptyczne** oparte są na technologii półprzewodnikowej i wykorzystują zasadę zmiany współczynnika załamania pod wpływem pola elektrycznego. Niektóre typy interferometru Mach-Zehndera wykorzystują efekty elektroptyczne. Omawialiśmy je w zastosowaniach interferometru MZ jako modulatora i przełącznika w rozdziałach 7.2.6 i 7.2.7. Jednak, zarówno przełączniki elektroptyczne i termoelektryczne mają duże straty wtrąceniowe, duże odbicia, i mniejszą niż przełączniki optomechaniczne stabilność.

Z kolei **przełączniki optomechaniczne** są wolne, ich czas odpowiedzi jest rzędu 10-100 ms. Jest to najstarsza grupa przełączników, ale najbardziej stabilna. Przełączanie jest osiągane poprzez przesuwanie światłowodu (lub innego elementu optycznego) za pomocą silników krokowych w celu skierowania światła we właściwe miejsce. Ich wadą są znaczne rozmiary, które zostały pokonane przez nowszą generację przełączników – przełączniki mikroelektromechaniczne typu MEMS (Rys.7.75).

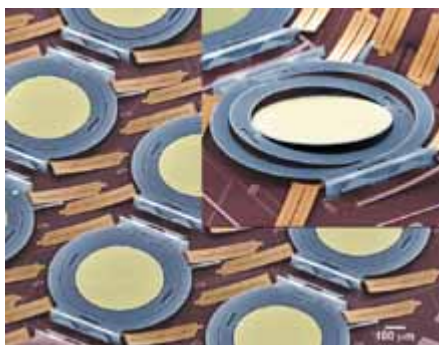


Rys.7.75 Przełącznik mikroelektromechaniczny typu MEMS, a) dwuwymiarowy 2D, b) trójwymiarowy 3D

Przełączniki 2D MEMS składają się ze zwierciadeł rozmieszczonych w konfiguracji krzyżowej. Każde z nich może znaleźć się w jednym z dwóch stanów: ON-odbicie, OFF-transmisja. Przełącznik o liczbie portów  $N \times N$  wymaga zastosowania  $N^2$  zwierciadeł.

Przełącznik 3D MEMS zawiera  $N$  lub  $2N$  zwierciadeł. Zwierciadła mogą obracać się wokół dwóch osi. Przełączniki MEMS przypominają trochę zabawę w puszczenie „zajaczków” i jest sposobem na obejście czasochłonnej konwersji sygnału z sygnału elektrycznego na sygnał optyczny. Przełączniki MEMS są więc matrycą mikroluster, o rozmiarach rzędu 5 mm, zawieszonych na elastycznych wiązadłach półprzewodnikowych sterowanych polem elektromagnetycznym. Urządzenie to jest, podobnie jak omawiane poprzednio, przełącznikiem optomechanicznym i zmiana pozycjonowania luster wymaga czasu.

Rys.7.76 przedstawia rozwiązanie zastosowane przez firmę Lucent WaveStar LambdaRouter.



Rys.7.76 Przełącznik MEMS firmy Lucent WaveStar LambdaRouter.  
<http://www.chip.pl/images/0099>

Przełączniki całkowicie optyczne wykorzystują nieliniowe zjawiska optyczne. Omówiliśmy je w rozdziale poprzednim. Do najbardziej znanych przełączników całkowicie optycznych należą interferometr Sagnac'a i interferometr Mach-Zehnder'a.

1. A.W. Snyder, J. Opt. Soc. Am. 62, 1267 (1972), A.Snyder, J.Opt. Soc. Am., 63, 1518 (1973), A.W. Snyder, J.D. Love, Optical Waveguide Theory, Chapman and Hall, London, 1983
2. G.P. Agrawal, Nonlinear Fiber Optics, Academic Press 2001
3. R. Tewaei, K. Thyagarajan, J. Lightwave Technol. 4, 386 (1986)
4. S.M. Jeneon, IEEE J. Quantum Electron. QE-18, 1580 (1992)
5. H. Abramczyk, Introduction to laser spectroscopy, Elsevier, 2005
6. W. Koechner, Solid-State Laser Engineering, 5<sup>th</sup> Edition, vol. 1, Springer-Verlag (1999)
7. L.M. Frantz, J.S Nodvik, J. Appl. Phys. 34 (1963) 2346
8. R. Bellman, G. Birnbaum, W.G. Wagner, J. Appl. Phys. 34 (1963) 780
9. G.P. Agrawal, Applications of Nonlinear Fiber Optics, Academic Press, 2001
10. M.N. Islam, Raman amplifiers for telecommunications, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, Vol. 8, no.3, 2002
11. R.H. Stolen, E.O. Ippen, Raman gain in glass optical waveguides, Appl. Phys. Lett., vol. 22, no.6, 1973
12. R.O'B. Carpenter, J. Opt. Soc. Am. 40 (1950) 225
13. Ziętek, Optoelektronika

14. J. Wilson, J.F. Hawkes, Optoelektrnics-an introduction, Prentive Hall, New York, 1989
15. O. Svlto, Principles of Lasers, 4<sup>th</sup> edition, Plenum Press, New York, 1998
16. M. Born, F. Wolf, Principles of Optics, 7<sup>th</sup> edition, Cambridge University Press, New York, 1999, ch.7
17. P.A. Adrekson, N.A. Olsson, J.R. Simpson, D.J. Digiovanni, P.A. Morton, T.Tanbun-  
Ek, R.A. Logan, K.W. Wecht, IEEE Photon Technol. Lett. 4, 644 (1992)