

Rozdział 2

Światłowody i elementy optyczne

2.1. Wprowadzenie

Już w XIX wieku wiedziano, że skuteczne przesyłanie fali elektromagnetycznej EM wymaga skonstruowania przewodnicy falowej. Typowe przewodnice falowe są strukturami wykorzystującymi metal i dielektryk. Rozwiązania równań Maxwella pozwalają projektować wymiary przewodnicy z punktu widzenia optymalizacji warunków przepływu fali, czy też minimalizacji tłumienia. Ten ostatni warunek stał się poważnym problemem konstruktorów. Z wielu powodów koniecznym stało się wykorzystywanie fal EM o coraz krótszych długościach. Właściwości metali, a w szczególności efekt naskórkowości, powodują, że ze wzrostem częstotliwości rośnie tłumienie fali EM do wartości, przy których transmisja fal milimetrowych na odległości większe niż 100 metrów jest praktycznie niemożliwa. Szukając sposobów zmniejszenia tłumienia, zwrócono uwagę na światłowody dielektryczne, w których fala EM propagowana jest w strukturach bez metalu.

Światłowód wykonany ze szkła kwarcowego jest przewodnicą falową o właściwościach, które możemy nazwać nadzwyczajnymi. Uważamy tak, gdyż tłumienie sygnału optycznego w pewnym zakresie długości fali jest nadzwyczajnie małe. Nie znaleźliśmy drugiego podobnego materiału. Dar Natury!

Równania Maxwella opisują proces transmisji sygnału optycznego przez światłowód. Rozwiązania uzyskuje się numerycznie i nie są one proste w interpretacji. Na poziomie naszego podręcznika nie podamy tych rozwiązań, a jedynie opiszemy wnioski. Czytelnik pragnący dowiedzieć się więcej o dokładnych rozwiązaniach musi sięgnąć do pozycji książkowych.

Szczegółowa analiza parametrów, istotne ulepszenia konstrukcji oraz lata doświadczeń w projektowaniu i użytkowaniu łączy światłowodowych wykazały, że światłowody kwarcowe są doskonałymi liniami transmisyjnymi ze względu na:

- małe tłumienie,
- bardzo szerokie pasmo pracy,
- trudności zewnętrznego zakłócenia transmisji,
- małe koszty, lekkość.

2.2. Światłowody kwarcowe

2.2.1. Struktura światłowodu

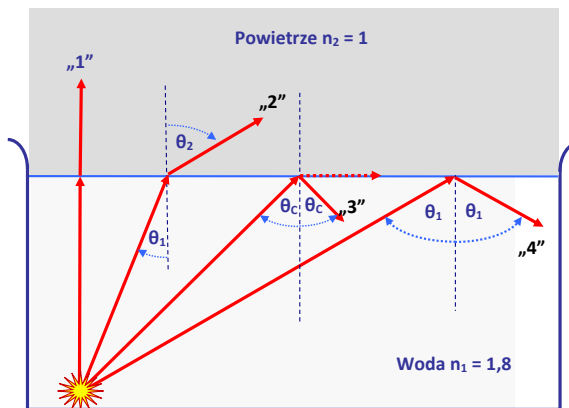
Na rys. 2.1. pokazano drogi promieni światła przy transmisji przez granicę między dwoma ośrodkami o różnych współczynnikach załamania n_1 i n_2 . W tym przypadku jednym z ośrodków jest woda, $n_1 = 1,8$, drugim powietrze, dla którego $n_2 = 1$. Źródło światła umieszczono w wodzie. Promień „1” skierowane prostopadłe do powierzchni wody przechodzą do drugiego ośrodka bez zmiany kierunku. Promień „2” skierowane pod kątem θ_1 do powierzchni ulegają załamaniu i przechodzą do powietrza pod kątem θ_2 . Jednym z podstawowych praw optyki jest prawo załamania Snelliusa, które wiąże ze sobą wymienione wielkości równaniem (2-1):

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2; \quad (2-1)$$

Gdy kąt θ_1 padania promieni „3” wzrośnie do wartości krytycznej θ_C , kąt θ_2 rośnie do $\pi/2$, zapewniając całkowite wewnętrzne odbicie:

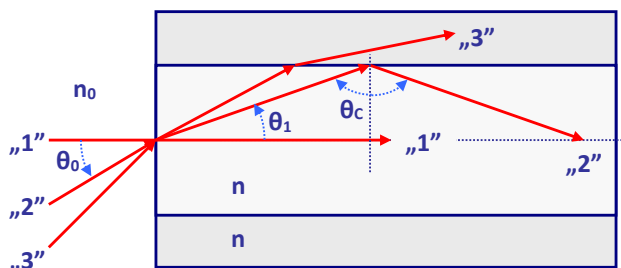
$$\sin \theta_C = \frac{n_2}{n_1}; \quad \theta_C = \arcsin \frac{n_2}{n_1}; \quad (2-2)$$

Promień o kącie padania $\theta_1 > \theta_C$ – jak w przypadku „4” – także ulegają całkowitemu wewnętrznemu odbiciu.



Rys. 2.1. Ilustracja procesu przechodzenia światła przez granicę dwóch ośrodków.

Efekt całkowitego wewnętrznego odbicia wykorzystany jest w mechanizmie propagacji światła światłowodem – rys. 2.2. Światłowód jest cylindrycznym falowodem dielektrycznym, wykonanym z małostratnego materiału, zwykle ze szkła kwarcowego. Rdzeń światłowodu ma współczynnik załamania n_1 nieco większy niż współczynnik n_2 kwarcowego płaszczka, który go otacza.



Rys. 2.2. Propagacja promieniowania wzdłuż światłowodu włóknistego.

Aby wprowadzić promieniowanie do rdzenia, należy światłowód oświetlić od strony czołowej. Na rys. 2.2. pokazano drogę wybranych promieni. Promienie oznaczone jako „1” poruszają się po linii prostej wzdłuż osi światłowodu. Promienie oznaczone jako „3” wprowadzone do rdzenia docierają do płaszcza pod kątem mniejszym od krytycznej wartości θ_c i przechodząc do płaszcza, opuszczają światłowód. Tylko część promieniowania zostanie wprowadzona do rdzenia, gdyż promienie padające pod zbyt dużym kątem opuszczą światłowód. Przypadek graniczny ilustruje droga promieni oznaczona jako „2”. Promienie te, padając na powierzchnię rdzenia pod kątem θ_0 , ulegają załamaniu, zmieniając ten kąt do wartości θ_1 , a następnie, docierając do powierzchni płaszcza pod kątem krytycznym θ_c , ulegają całkowitemu wewnętrznemu odbiciu. Promieniowanie to biegnie wzdłuż rdzenia, podlegając wielokrotnym odbiciom na granicy ośrodków. Biorąc pod uwagę zależność $\theta_1 = \pi/2 - \theta_c$, można napisać następujący związek:

$$n_0 \sin \theta_0 = n_1 \sin \theta_1 = n_1 \cos \theta_c = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}; \quad (2-3)$$

Promienie padające na rdzeń światłowodu pod kątem θ_0 mniejszym od opisanego warunkiem (2-3) zostają „uwięzione” w światłowodzie. Opisana wartość $n_0 \sin \theta_0$ nazywana jest aperturą numeryczną NA (ang. *Numerical Aperture*) i obliczana ze wzoru (2-4):

$$NA = n_1 \sqrt{2\Delta}; \quad (2-4)$$

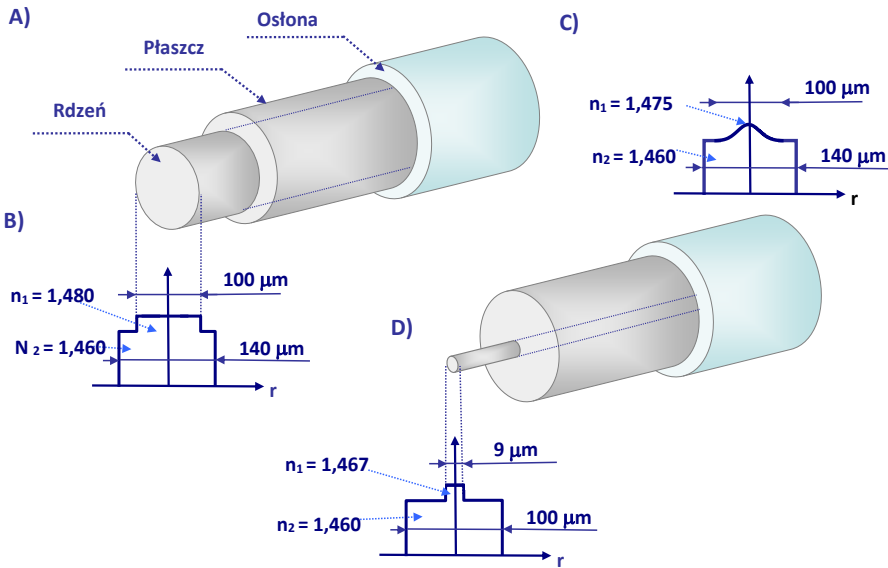
gdzie Δ jest względną różnicą współczynników załamania rdzenia i płaszcza.

$$\Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_1} = 0,001 - 0,02; \quad (2-5)$$

W powszechnie stosowanych światłowodach rdzeń i płaszcz wykonane są ze szkła kwarcowego SiO_2 . Niewielkie zróżnicowanie wartości n dla rdzenia i płaszcza uzyskuje się przez domieszkowanie tytanem, germanem i borem.

2.2.2. Światłowody wielo- i jednomodowe

Popularny światłowód jest cylindrycznym falowodem dielektrycznym wykonanym ze szkła kwarcowego. Rdzeń światłowodu ma współczynnik załamania większy niż ośrodek, który go otacza, zwany płaszczem – rys. 2.3A. Światło jest prowadzone wzdłuż osi rdzenia światłowodu, ulegając kolejnym całkowitym wewnętrznym odbiciom, zgodnie z prawem załamania.



Rys. 2.3. Światłowód kwarcowy. A) Struktura światłowodu kwarcowego z rdzeniem i płaszczem. B) Profil współczynnika załamania światłowodu wielomodowego. C) Profil współczynnika załamania światłowodu gradientowego. D) Struktura światłowodu jednomodowego i jego profil współczynnika załamania.

Właściwości transmisyjne światłowodu określa jego profil współczynnika załamania. W światłowodzie o profilu skokowym (ang. *Step-Index Fibre*) wartość współczynnika załamania rdzenia n_1 maleje skokowo do wartości n_2 w płaszczu. Skokowe profile współczynnika załamania pokazano na rys. 2.3B i rys. 2.3D. W wielu konstrukcjach światłowodów współczynnik załamania materiału, z którego wykonany jest rdzeń, zmienia się. Na rys. 2.3C pokazano przykład profilu gradientowego (ang. *Graded-Index Fibre*).

Średnice rdzenia i płaszczka są bardzo małe, wymienić można kilka typowych wartości w mikrometrach: 8/125, 50/125, 62,5/125, 85/125 czy też 100/140. Wykonanie światłowodu o wymiarach średnic $8 \mu\text{m}$ i $125 \mu\text{m}$ nie jest sprawą prostą. Tym większy podziw należy się technologom za opanowanie umiejętności wyciągania cienkich jak włos światłowodów o długościach dziesiątek kilometrów.

Pierwsze wprowadzone do użycia światłowody miały średnice rdzenia w granicach 50–100 μm . Były znacznie większe od długości fali $\lambda = 0,8\text{--}1,6 \mu\text{m}$ sygnału transmitowanego przez światłowód. Przy takich wymiarach należało oczekiwać propagacji wielomodowej.

Rozwiązując równania Maxwella dla struktury światłowodu, otrzymujemy w wielu przypadkach nie jedno, a wiele rozwiązań. Oznacza to, że w światłowodzie można propagować falę EM o różnych konfiguracjach pola elektrycznego E i magnetycznego M . Mówimy wtedy, że promieniowanie propagowane jest wzdłuż światłowodu w formie różnych modów. Każdy mod charakteryzuje się innym przestrzennym rozkładem pola EM, innymi wartościami:

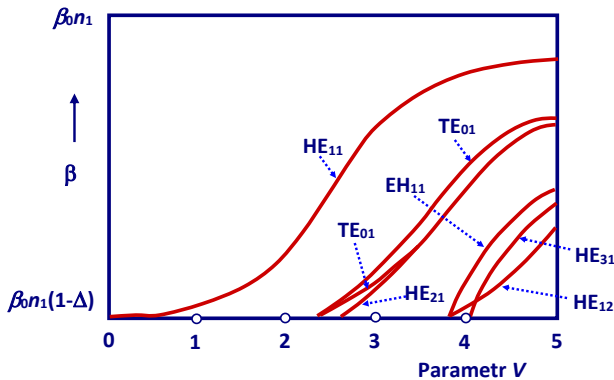
- stałej propagacji $\gamma = \alpha + j\beta$, gdzie α jest stałą tłumienia, a β jest stałą fazową,
- prędkości grupowej i fazowej,
- polaryzacji i tłumienia.

Ze względu na charakter tej książki nie umieszczono w tym miejscu dokładnej analizy rozwiązań równań Maxwella dla światłowodu. Czytelnik znajdzie bez trudu odpowiednie pozycje w języku polskim lub angielskim.

W światłowodzie propagowane są mody¹ TM, TE, HE i EH. Liczba M propagowanych modów zależy od wartości stosunku a/λ_0 promienia rdzenia do długości fali w wolnej przestrzeni. Można wprowadzić parametr V , zwany znormalizowaną częstotliwością:

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda_0} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \cong \frac{2\pi a}{\lambda_0} n_1 \sqrt{2\Delta}; \quad (2-6)$$

Na rys. 2.4 pokazano jak ze wzrostem parametru V , np. ze wzrostem promienia rdzenia a , wzbudzają się kolejne mody.



Rys. 2.4. Kolejne mody wzbudzone w światłowodzie. Mod podstawowy HE_{11} ma częstotliwość graniczną równą 0.

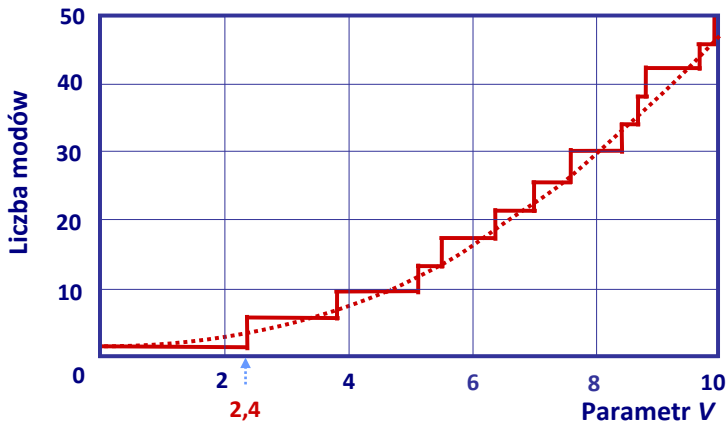
¹ Mody TM (ang. *Transverse Magnetic*) charakteryzują się niezerową składową pola magnetycznego $H_z \neq 0$ w kierunku propagacji z . Mody TE (ang. *Transverse Electric*) charakteryzują się niezerową składową pola elektrycznego $E_z \neq 0$ w kierunku propagacji z . Mody hybrydowe HE i EH mają niezerowe obie składowe pól elektrycznego i magnetycznego w kierunku propagacji z .

Dla $V \gg 1$ liczba modów jest duża i z dobrym przybliżeniem można napisać:

$$M \cong \frac{V^2}{2}; \quad (2-7)$$

Na rys. 2.4 pokazano jak rośnie liczba modów ze wzrostem parametru V .

Z wielu powodów sytuacja, gdy w światłowodzie propagowanych jest wiele modów nie jest korzystna. Każdy z modów ma inną prędkość fazową i grupową, co prowadzi do rozmywania się impulsów. Obliczono, że w światłowodzie może rozchodzić się tylko jeden mod podstawowy, jeżeli $V < 2,405$.



Rys. 2.5. Liczba M modów światłowodu w zależności od wartości parametru V . Dla $V < 2,405$ wzbudza się tylko 1 mod podstawowy.

Można wprowadzić pojęcie krytycznej długości fali λ_c albo granicznej długości fali:

$$\lambda_c = \frac{2\pi a \sqrt{n_1^2 - n_2^2}}{2,405} = \frac{V}{V_c} \lambda; \quad (2-8)$$

Gdy $\lambda > \lambda_c$ tylko jeden mod będzie propagowany w światłowodzie.

Zmniejszenie średnicy rdzenia prowadzi prosto do redukcji liczby modów, jednakże wykonanie światłowodu z rdzeniem o średnicy 10 μm było początkowo poza zasięgiem możliwości technologicznych.

Aby zmniejszyć liczbę modów przy zachowaniu średnicy rdzenia, opracowano światłowód gradientowy, którego profil pokazano na rys. 2.3C.

W światłowodzie o profilu gradientowym współczynnik n zmienia się stopniowo od wartości n_1 maksymalnej na osi, do wartości n_2 na granicy płaszcza. Współczynnik Δ jest zwykle mały: $\Delta \ll 1$. Najlepsze rezultaty uzyskuje się w przypadku, gdy profil zmian współczynnika załamania jest w przybliżeniu paraboliczny. W tym przypadku liczba modów jest

dwukrotnie mniejsza $M \cong V^2/4$ niż dla opisanego światłowodu wielomodowego o tych samych wymiarach.

Opanowanie technologii światłowodów z bardzo cienkim rdzeniem umożliwiło wykonanie światłowodu jednomodowego. Na rys. 2.3D pokazano profil światłowodu jednomodowego. Aby uzyskać małą wartość parametru Δ , różnica współczynników załamania rdzenia i płaszczka jest niewielka i wynosi zaledwie 0,005.

W tabeli 2.1 zestawiono najważniejsze parametry dwóch typów światłowodów.

Tabela 2.1. Zestawienie podstawowych parametrów światłowodów wielomodowych i jednomodowych

Parametr	Światłowod jednomodowy	Światłowod wielomodowy
2a	10 μm	50 μm
$n_1 - n_2$	0,003	0,01
V dla 1300 nm	<2,4	20
Liczba modów	1	200

2.2.3. Tłumienie światłowodu

Stała tłumienia α [dB/km] określa szybkość zmniejszania się mocy $P(z)$ propagowanej fali w światłowodzie wzdłuż osi z , zgodnie z zależnością :

$$P(z) = P(0)\exp(-\alpha z); \quad (2-9)$$

Dla długości L światłowodu tłumienie mocy optycznej A_{dB} wyrażone w decybelach definiowane jest następująco:

$$A_{\text{dB}} = 10\log_{10} \frac{P(0)}{P(L)}; \quad (2-10)$$

a tłumienie na jednostkę długości określone jest wzorem (2-11):

$$\alpha_{\text{dB/km}} = \frac{A_{\text{dB}}}{L}; \quad (2-11)$$

Charakterystykę tłumienia światłowodu kwarcowego pokazano na rys. 2.6. Z przebiegu charakterystyki można zauważyć, że w paśmie 900–1700 nm tłumienie osiąga wartości minimalne. W tym też obszarze wyróżnia się następujące – zwane oknami – użyteczne pasma światłowodu:

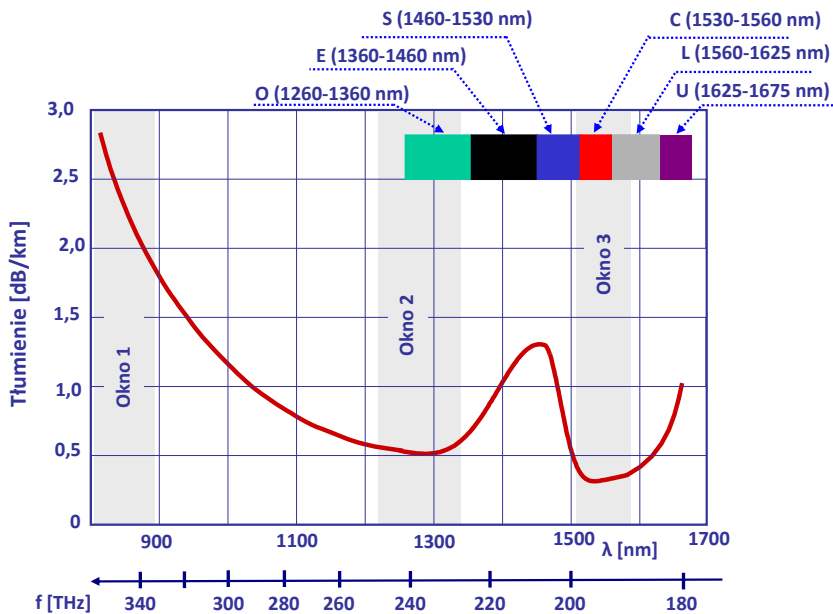
- Okno 1, historyczne w bliskiej podczerwieni, wokół 850 nm $\alpha_{\text{dB/km}} = 2\text{--}3$ dB/km.
- Okno 2, bardzo popularne, wokół 1300 nm $\alpha_{\text{dB/km}} < 0,5$ dB/km.

- Okno 3, wokół 1550 nm, o najmniejszym tłumieniu $\alpha_{dB/km} < 0,2$ dB/km.

Wymienia się kilka przyczyn pochłaniania promieniowania:

- w zakresie podczerwieni drgania molekuł powodują pochłanianie promieniowania,
- w zakresie krótkofalowym pochłanianie związane jest z pobudzeniem molekuł i atomów,
- obecność zanieczyszczeń powoduje zwiększenie stałej tłumienia.

Ponadto tzw. rozpraszanie Rayleigha, wywołane lokalnymi niejednorodnościami, które rozpraszają część mocy, powoduje odbicia i rozproszenie poza światłowód, przy czym moc rozproszona rośnie w przybliżeniu proporcjonalnie do czwartej potęgi częstotliwości propagowanej fali EM.



Rys. 2.6. Parametry światłowodu kwarcowego: tłumienie światłowodu kwarcowego w funkcji długości fali oraz podział okien 2 i 3 na podpasma.

Z punktu widzenia zastosowań dwa zakresy długości fal (okno 2 i okno 3) są najczęściej stosowane. W przypadku transmisji na największe odległości okno 3 nie ma konkurenta.

2.2.4. Dyspersja modowa

Wróćmy na chwilę do zależności (2-4). Otóż można wyciągnąć wniosek, że korzystne są struktury z dużymi wartościami Δ , gdyż ułatwiają wprowadzanie promieniowania do

światłowodu. To prawda, jednakże obecność efektu nazywanego dyspersją modową prowadzi do innego wniosku. W prostej interpretacji efekt ten jest skutkiem zróżnicowania torów transmisji promieniowania wzdłuż światłowodu o długości L . Jeżeli w tym samym momencie wprowadzimy promienie światła pod różnymi kątami, to ich przebyte drogi będą różne. Najkrótszą drogę L przebywa promień wzdłuż osi światłowodu, najdłuższą $L/\sin\theta_c$ promień odbijający się wielokrotnie od powierzchni ograniczającej rdzeń (pada pod kątem θ_c). Tak więc drogę L promienie przebywają w różnym czasie. Różnica czasów ΔT między najszybszym i najwolniejszym promieniem opisuje poniższa zależność (c jest prędkością światła):

$$\Delta T = \frac{n_1}{c} \left(\frac{L}{\sin \theta_c} - L \right) = \frac{Ln_1^2}{cn_2} \Delta; \quad (2-12)$$

Zróżnicowanie czasu transmisji promieni powoduje poszerzenie czasu trwania impulsów. Efekt ten ogranicza liczbę przesyłanych w ciągu sekundy impulsów. Jeżeli przesyłamy światłowodem B impulsów promieniowania w ciągu sekundy, B bitów/sekundę, to należy spełnić warunek: $B\Delta T < 1$. Oznacza to, że wydłużanie długości L światłowodu, którym transmitujemy impulsy zmusza do ograniczenia liczby B transmitowanych w ciągu sekundy impulsów. Ograniczenie to opisane jest zależnością (2-13):

$$BL < \frac{n_2 c}{n_1^2 \Delta} = \frac{n_2 c}{n_1 (n_1 - n_2)}; \quad (2-13)$$

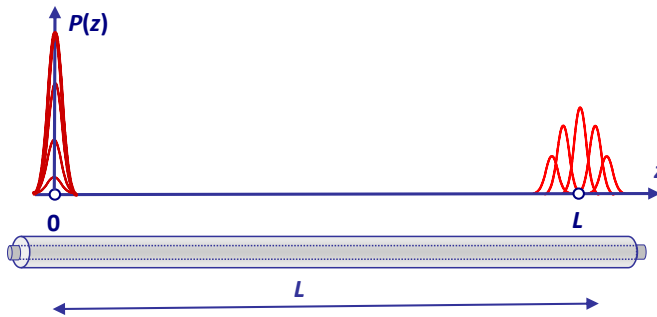
Jakie znaczenie ma powyższe ograniczenie pokazują przykłady liczbowe. Dla rdzenia kwarcowego z $n_1 = 1,4$ płaszczem jest atmosfera $n_2 = 1$. Korzystając z zależności (2-13), otrzymuje się warunek $BL < 0,54$ (Mb/s)km. Łatwo zauważyć niewielką użyteczność tego typu struktury dla celów transmisji sygnałów cyfrowych. Obliczając dalej, dla światłowodu kwarcowego z $n_1 = 1,48$ i $n_2 = 1,46$ otrzymujemy warunek $BL < 30$ (Mb/s)km. Wynik dużo lepszy, ale dalece za mały w stosunku do potrzeb.

Wyprowadzony w oparciu o prostą optykę geometryczną warunek (2-13) nie opisuje dokładnie efektu dyspersji modowej. Niemniej pozwala dojrzeć problem, przed którym stanęli konstruktorzy łączy optycznych.

Dyspersję modową można wyjaśnić, biorąc pod uwagę fakt, że impuls światła wzbudzony w punkcie $z = 0$ światłowodu propagowany jest wzdłuż światłowodu jako suma M modów. Jeśli każdy z modów porusza się z nieco inną prędkością, to po przebyciu drogi L impuls promieniowania poszerza się, co ilustruje rys. 2.7.

Przyjęto tutaj, że kształt impulsu wzbudzonego odpowiada krzywej Gaussa. Drogę L impulsy przebywają w różnym czasie. Różnica czasu ΔT przebycia drogi L przez najwolniejszy i najszybszy mod opisuje prosta zależność (2-14).

$$\Delta T = \frac{L}{v_{\min}} - \frac{L}{v_{\max}}; \quad (2-14)$$



Rys. 2.7. Ilustracja procesu poszerzenia impulsu światła propagowanego w światłowodzie jako efektu dyspersji modowej.

Wymienione prędkości v_{\max} i v_{\min} różnią się nieznacznie. Mimo tego szerokość impulsu rośnie w miarę wydłużania drogi transmisji. Dokładna analiza prowadzi do przybliżonych zależności (2-15).

$$v_{\max} \cong \frac{c}{n_1}; \quad v_{\min} \cong \frac{c}{n_1}(1 - \Delta); \quad (2-15)$$

Można teraz oszacować różnicę czasów ΔT dla wielomodowego światłowodu kwarcowego o profilu pokazanym na rys. 2.3B.

$$\Delta T \cong \frac{n_1 L}{c} \Delta; \quad (2-16)$$

Łatwo zauważyć, że zależności (2-12) i (2-16) są prawie identyczne. Efekt poszerzenia szerokości impulsów sygnału optycznego ogranicza liczbę przesyłanych bitów w ciągu sekundy, co jest równoznaczne z ograniczeniem szybkości transmisji informacji. Istotny postęp uzyskano, konstruując światłowod o gradientowym profilu współczynnika załamania – rys. 2.3C. W tym przypadku nie tylko maleje liczba wzbudzonych modów, ale maleje różnica prędkości między modem najszybszym i najwolniejszym.

W rezultacie dla gradientowego profilu współczynnika załamania zależność na ΔT przyjmuje postać (2-16A):

$$\Delta T \cong \frac{n_1 L \Delta^2}{c \cdot 2}; \quad (2-16A)$$

Dyspersja modowa znika, co jest oczywiste, w światłowodach jednomodowych. Nie oznacza to, że problem dyspersji znika całkowicie. Wróćmy do niego wkrótce.

2.3. Właściwości światłowodu jednomodowego

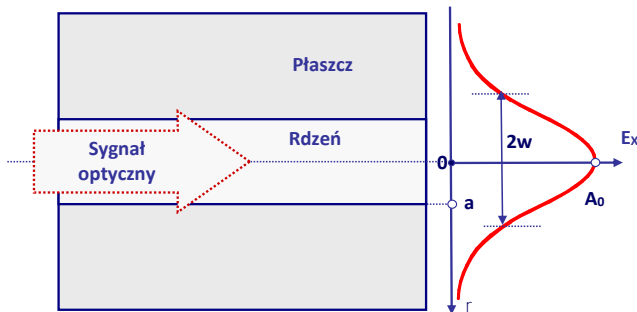
2.3.1. Pole EM propagowanego modu

Podstawowy mod propagowany w światłowodzie jednomodowym oznaczany jest jako HE_{11} , choć spotykane są oznaczenia LP_{01} lub TEM_{00} . Przechodząc do opisu właściwości światłowodu jednomodowego, należy zdać sobie sprawę, że opis transmisji sygnału optycznego jako wędrujących w objętości rdzenia promieni optycznych, odbijających się wielokrotnie na granicy rdzenia i płaszczu, jest zbyt uproszczony. Należy patrzeć na wzbudzony w światłowodzie sygnał optyczny jako na pole elektromagnetyczne EM propagowane wzdłuż światłowodu z prędkością nieco mniejszą od prędkości światła. Z polowego opisu propagowanego sygnału optycznego wynika, że chociaż natężenie pola elektrycznego E ma największą wartość w objętości rdzenia, to pole EM wzbudzone jest także w objętości płaszczu. Istotną rolę odgrywa tutaj definiowaną zależnością (2-6) parametr V , zwany znormalizowaną częstotliwością. Dokładna analiza wskazuje, że dla $V = 2$ około 75% mocy sygnału fali EM propagowanej jest rdzeniem światłowodu, natomiast dla $V = 1$ tylko około 20%. Z tego względu w praktycznych rozwiązaniach wartość V mieści się zwykle w granicach $2 < V < 2,4$.

Poprzeczny w stosunku do kierunku propagacji rozkład natężenia pola elektrycznego opisany jest z dużą dokładnością funkcją Gaussa – zależność (2-17).

$$E_x = A_0 \exp\left(-\frac{r^2}{w^2}\right) \exp(-j\beta z); \quad (2-17)$$

Zgodnie z powyższą zależnością na rys. 2.8 pokazano rozkład składowej E_x natężenia pola elektrycznego w funkcji odległości r od osi światłowodu.



Rys. 2.8. Rozkład natężenia pola elektrycznego w propagowanym światłowodem jednomodowym sygnale optycznym.

Charakterystycznym parametrem jest efektywna średnica $2w$ rozkładu wyznaczana dla wartości natężenia pola na poziomie A_0/e . Jej wartość jest zależna od znormalizowanej częstotliwości V i opisana z dobrą dokładnością zależnością (2-18):

$$\frac{w}{a} \cong 0,65 + 1,619V^{-3/2} + 2,879V^{-6}; \quad (2-18)$$

Znając wartość średnicy $2w$, można określić efektywną powierzchnię $S_{\text{eff}} = \pi w^2$ transmitowanej światłowodem wiązki światła. Parametr ten pozwala obliczyć gęstość mocy sygnału optycznego, której wartość jest istotna przy analizie efektów nieliniowych.

2.3.2. Prędkości fazowa i grupowa

Jak wiadomo z teorii propagacji fal elektromagnetycznych, dla propagowanej fali definiowane są dwie prędkości: fazowa i grupowa. W przewodnicach falowych typu TEM prędkości te są sobie równe. W falowodach prostokątnych i cylindrycznych, a także w światłowodach, w których propagowane są mody TE, TM czy też HE, prędkości fazowa i grupowa różnią się. Poniżej przedstawiona zostanie interpretacja fizyczna tej różnicy.

Przyjmujemy, że wzdłuż osi z przewodnicy falowej rozchodzi się sygnał optyczny o amplitudzie A_0 i pulsacji ω_0 . Przewodnica jest bezstratna i charakteryzuje się tym, że jej stała fazowa $\beta(\omega_0)$ [rad/metr] jest funkcją pulsacji.

$$E(t, z) = A_0 \exp[j(\omega_0 t - \beta z)]; \quad (2-19)$$

Dla płaszczyzny stałej fazy spełniony jest warunek:

$$\omega_0 t - \beta z = 2\pi f_0 t - \frac{2\pi}{\lambda_f} z = \text{const.}; \quad (2-20)$$

Prędkość poruszania się płaszczyzny stałej fazy jest prędkością fazową v_f :

$$v_f = \frac{\omega_0}{\beta} = f_0 \lambda_f; \quad (2-21)$$

Tutaj λ_f jest długością fali w przewodnicy falowej. Wartość prędkości fazowej v_f zależy od ośrodka i częstotliwości, a w przewodnicy wielomodowej od modu.

Prędkość propagacji informacji/energii to prędkość grupowa v_g . Obliczamy ją jako prędkość transmisji obwiedni zmodulowanego amplitudowo sygnału optycznego. Na początku drogi, dla $z = 0$, pole elektryczne monochromatycznego modu o modulowanej amplitudzie zapisze się następująco:

$$E(t, z = 0) = A_0(1 + m \cos \omega_M t) \cos \omega_0 t; \quad (2-22)$$

gdzie $m = 0, \dots, 1$ jest współczynnikiem głębokości modulacji. Po prostych przekształceniach otrzymujemy:

$$E(t, z = 0) = A_0 \text{Re} \left\{ e^{j\omega_0 t} + \frac{m}{2} e^{j(\omega_0 - \omega_M)t} + \frac{m}{2} e^{j(\omega_0 + \omega_M)t} \right\}; \quad (2-23)$$

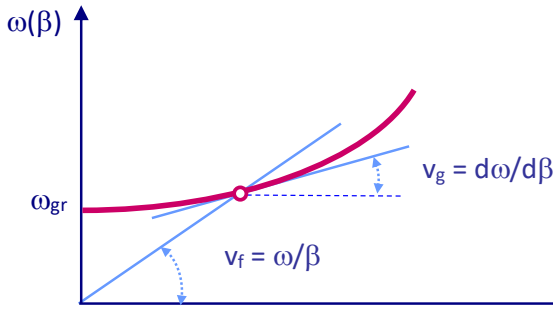
Trzy składniki o różnych pulsacjach, nazywane falą nośną i wstęgami bocznymi, poruszają się z różnymi prędkościami fazowymi, ponieważ wartość stałej fazowej $\beta(\omega)$ jest funkcją pulsacji. W ogólności:

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \frac{\partial\beta}{\partial\omega}\Delta\omega + \frac{\partial^2\beta}{2\partial\omega^2}(\Delta\omega)^2 + \frac{\partial^3\beta}{6\partial\omega^3}(\Delta\omega)^3 + \dots \cong \beta_0 + \beta_1\Delta\omega; \quad (2-24)$$

Obecność składników z $\partial^2\beta/\partial\omega^2$ i $\partial^3\beta/\partial\omega^3$ zniekształca obwiednię. Można teraz napisać stałe fazowe dla nośnej i obu wstęg bocznych:

Wstęga dolna	$\omega_0 - \omega_M$	$\beta_0 - \Delta\beta = \beta_0 - \beta_1\omega_M$
Nośna	ω_0	β_0
Wstęga górna	$\omega_0 + \omega_M$	$\beta_0 + \Delta\beta = \beta_0 + \beta_1\omega_M$

Na rys. 2.9 pokazano graficzną interpretację sposobu wyznaczania obu prędkości v_f i v_g na podstawie charakterystyki $\omega(\beta)$ przewodnicy falowej.



Rys. 2.9. Zależność $\omega(\beta)$ i ilustracja określenia prędkości fazowej v_f i grupowej v_g . Propagacja fali jest możliwa dla $\omega > \omega_{gr}$.

W wyniku propagacji fali na odległości z otrzymuje się:

$$E(t, z) = A_0[1 + m \cos(\omega_M t - \Delta\beta z)] \cos(\omega_0 t - \beta_0 z); \quad (2-25)$$

Płaszczyzna stałej fazy obwiedni modulacji porusza się z prędkością grupową v_g :

$$v_g = \frac{1}{\beta_1} = \frac{\partial\omega}{\partial\beta}; \quad (2-26)$$

Zależność $\beta(\omega)$ określa prędkości v_f i v_g , różne dla różnych modów i przewodnic.

$$E(t, z) = A_0 \left[1 + m \cos \omega_M \left(t - \frac{z}{v_g} \right) \right] \cos \left[\omega_0 \left(t - \frac{z}{v_f} \right) \right]; \quad (2-27)$$

2.3.3. Dyspersja materiałowa kwarcu

Problemy dyspersji odgrywają istotną rolę w procesach transmisji informacji światłowodami kwarcowymi. Temat ten będzie wielokrotnie poruszany w tej pracy.

W poprzednim punkcie opisano efekt dyspersji modowej, występujący w przewodnicach, w których można wzbudzić i propagować równocześnie wiele modów pola EM. Konstrukcja światłowodu jednomodowego usuwa tę przyczynę; dzięki zmianom konstrukcyjnym światło propagowane jest w jednym modzie. Jednakże w jednomodowym światłowodzie obserwujemy nadal efekt dyspersji. Przyczyną jest fakt, że szkło kwarcowe, z którego wykonano światłowód jest materiałem dyspersyjnym.

Prędkość fazowa v_f i prędkość grupowa v_g fali płaskiej rozchodzącej się w nieograniczonym ośrodku, w przypadkach gdy wypełniony jest materiałem dyspersyjnym, są różne. Współczynnik załamania n , zdefiniowany prostą zależnością (2-28), jest funkcją długości fali λ :

$$v_f(\omega) = \frac{c}{n}; \quad \frac{dn(\lambda)}{d\lambda} < 0; \quad (2-28)$$

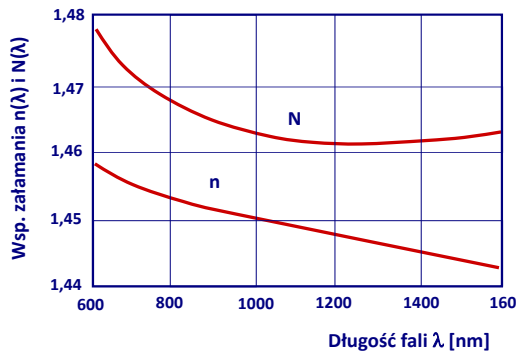
W przypadku gdy $dn/d\lambda \neq 0$ prędkość fazowa różni się od grupowej v_g , która w tym wypadku opisana jest zależnością (2-29):

$$v_g = c \left(n - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \right)^{-1}; \quad (2-29)$$

Koniecznym jest w takim przypadku zdefiniowanie obok współczynnika załamania n także grupowego współczynnika załamania N : Oba współczynniki n i N są funkcją częstotliwości (długości fali) – rys. 2.10. Związek między nimi jest prosty:

$$N(\lambda) = n + \omega \frac{dn}{d\omega} = n - \lambda \frac{dn}{d\lambda}; \quad (2-30)$$

Na rys. 2.10 pokazano przebiegi zależności $n(\lambda)$ i $N(\lambda)$ dla czystego szkła kwarcowego w przedziale długości fali od 600 nm do 1600 nm, przy czym jest to długość fali w próżni.



Rys. 2.10. Zależności $n(\lambda)$ i $N(\lambda)$ w funkcji długości fali λ w wolnej przestrzeni.

Gdy prędkość grupowa jest funkcją częstotliwości mówimy, że występuje efekt dyspersji prędkości grupowej GVD (ang. *Group Velocity Dispersion*), co oznacza, że krótkie impulsy światła w trakcie propagacji zwiększają swoją czasową szerokość. Miarą dyspersji materiałowej jest parametr D_M , opisany dla ośrodka jednorodnego zależnością (2-31):

$$D_M[\text{ps/km} \cdot \text{nm}] = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n}{d\lambda^2}; \quad (2-31)$$

Sens fizyczny parametru D_M wyjaśniony zostanie dokładniej w następnym punkcie.

Przebieg zależności $D_M(\lambda)$ dla czystego kwarcu przedstawiono na rys. 2.11. Dla $\lambda < 1276$ nm wartość współczynnika $D_M < 0$. Oznacza to, że składniki widma impulsu o wyższej częstotliwości propagowane są wolniej. Odwrotnie w sytuacji, gdy $D_M > 0$. Wtedy składniki o wyższej częstotliwości propagowane są szybciej. W obu przypadkach obserwujemy poszerzenie się impulsu w miarę propagacji.

2.3.4. Dyspersja chromatyczna światłowodu jednomodowego

Strukturę światłowodu jednomodowego tworzą dwa materiały dielektryczne o różnych współczynnikach załamania: n_1 rdzenia i n_2 płaszczka. Pole EM propagowanego sygnału optycznego wzbudzone jest w objętości rdzenia i także płaszczka w sąsiedztwie rdzenia – rys. 2.8. Można wyciągnąć wniosek, że na efekty dyspersji, zwanej w tym przypadku dyspersją chromatyczną, mają wpływ oba parametry n_1 i n_2 , a także rozmiary struktury.

Rozważymy sygnał optyczny o pulsacji ω , który propagowany jest światłowodem jednomodowym o długości L . Czas propagacji $T = L/v_g$ sygnału zależy od wartości prędkości grupowej v_g , definiowanej jako:

$$v_g = \frac{1}{d\beta/d\omega}; \quad (2-32)$$

Krótki impuls promieniowania zajmuje pewną szerokość spektralną $\Delta\omega$, mierzoną też jako $\Delta\lambda$. Jeżeli prędkość grupowa $v_g(\omega)$ zależy od częstotliwości, to impuls poszerzy swoją szerokość o ΔT :

$$\Delta T = \frac{dT}{d\omega} \Delta\omega = \frac{d}{d\omega} \left(\frac{L}{v_g} \right) \Delta\omega = L \frac{d^2 \beta}{d\omega^2} \Delta\omega; \quad (2-33)$$

Poszerzenie impulsu można także uzależnić od $\Delta\lambda$:

$$\Delta T = \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{L}{v_g} \right) \Delta\lambda = DL\Delta\lambda; \quad (2-34)$$

W powyższej zależności zdefiniowany zostaje współczynnik dyspersji D [ps/km·nm], który mówi o tym, o ile pikosekund poszerzy się impuls o szerokości widmowej 1 nanometra po transmisji na długości 1 kilometra.

Wartość D można zapisać również następująco:

$$D_{\text{ps/km}\cdot\text{nm}} = \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{L}{v_g} \right) = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \frac{d^2\beta}{d\omega^2}; \quad (2-35)$$

Efekt dyspersji będzie objawiał się rozmywaniem i zachodzeniem na siebie impulsów. Znając wartość współczynnika dyspersji chromatycznej D można zdefiniować maksymalną częstotliwość B [bit/sekundę], transmitowanych impulsów jako:

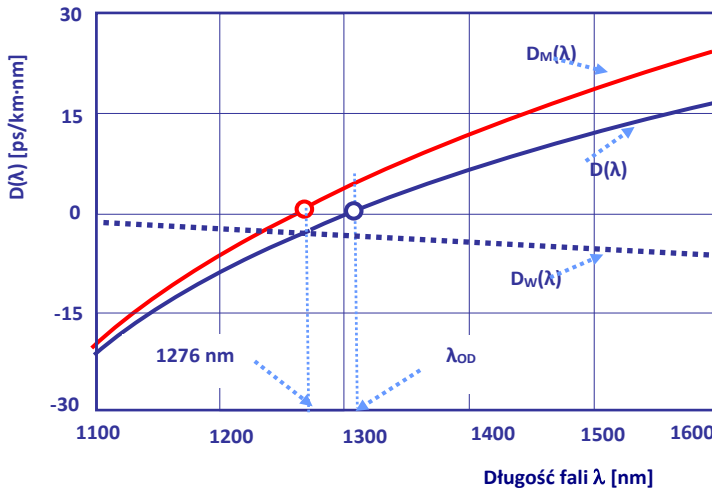
$$B\Delta T = BL|D|\Delta\lambda < 1; \quad (2-36)$$

Można wyróżnić dwa składniki dyspersji chromatycznej:

- dyspersję materiałową, związaną z zależnością $n(\lambda)$, opisaną parametrem D_M ,
- dyspersję falowodową, związaną z zależnością $v_g(\lambda)$, opisaną parametrem D_W .

$$D = D_M + D_W; \quad (2-37)$$

Zależność powyższa wskazuje, że dobierając odpowiednio rozmiary rdzenia i płaszcz, można wpłynąć na wartość współczynnika D_W i tą drogą na wartość współczynnika dyspersji chromatycznej światłowodu.



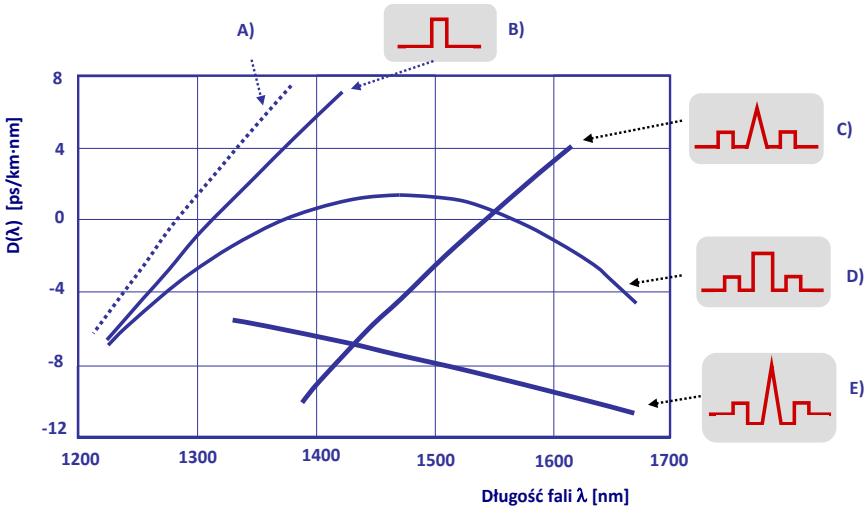
Rys. 2.11. Charakterystyki dyspersji w kwarcowym światłowodzie jednomodowym. $D_M(\lambda)$ – dyspersja materiałowa dla czystego kwarcu, $D_W(\lambda)$ – dyspersja falowodowa, $D(\lambda)$ – dyspersja chromatyczna w światłowodzie jednomodowym.

Dyspersja falowodowa związana jest z zależnością efektywnego współczynnika załamania od częstotliwości, uwzględniającego podział mocy danego modu między rdzeń i płaszcz. Dyspersja falowodowa D_W liczona jest zwykle dla modu podstawowego, którego prędkość grupowa wynosi $v_g(\lambda)$:

$$D_W = \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{1}{v_g} \right) = \frac{V^2}{2\pi c} \frac{d^2\beta}{dV^2}; \quad (2-38)$$

W zależności powyższej V jest wprowadzoną wcześniej częstotliwością znormalizowaną.

Na rys. 2.11 pokazano przebiegi zależności $D_M(\lambda)$ i $D_W(\lambda)$ oraz ich sumy $D = D_M + D_W$. Dyspersja falowodowa ma przeciwny znak i częściowo kompensuje materiałową. Obecność składnika D_W przesunęła charakterystykę $D(\lambda)$ w prawo. Długość fali λ_{0D} , dla której $D = 0$ przesunęła się w okolice 1310 nm.



Rys. 2.12. Współczynniki dyspersji $D(\lambda)$ światłowodów jednomodowych. A) Współczynnik dyspersji materiałowej. B) Światłowod jednomodowy do pracy dla $\lambda = 1310$ nm. C) Światłowod o przesuniętej charakterystyce dyspersji dla $\lambda = 1550$ nm. D) Światłowod jednomodowy o charakterystyce płaskiej. E) Światłowod o ujemnej dyspersji dla obwodów kompensacji. Wykresy w kolorze czerwonym przedstawiają profile współczynnika załamania.

W paśmie koło 1550 nm, gdzie tłumienie jest najmniejsze, wartości D mieszczą się w granicach 15–18 [ps/km·nm]. Jak wiadomo, przez dobór materiału i średnicy rdzenia, przez uprofilowanie współczynnika załamania w rdzeniu, a także różnicy Δ współczynników załamania, można zaprojektować przebieg charakterystyki $D_W(\lambda)$ tak, aby punkt, w którym $D(\lambda) = 0$ ulokować w obszarze „3 okna”, co pokazano na rys. 2.12C. Taki światłowod oznaczony jest jako DSF (ang. *Dispersion-Shifted Fiber*). Można także uczynić płaskim przebieg $D(\lambda)$ w obszarze „3 okna”, co pokazano na rys. 2.12D. Ten światłowod oznaczony jest jako DFF (ang. *Dispersion-Flattened Fiber*).

Bardzo użytecznym narzędziem z punktu widzenia projektowania przebiegu charakterystyki $D(\lambda)$ było opanowanie techniki wykonywania struktur światłowodu z wielowar-

stwowym płaszczem. Dla takich złożonych struktur udało się wykonać światłowód z ujemnymi wartościami współczynnika D , co pokazano na rys. 2.12E. Nie trzeba dodawać, że struktury wielopłaszczowe znacznie trudniej wykonać i światłowody tego typu są istotnie droższe od zwykłych światłowodów jednomodowych.

Jest oczywistym, że proces poszerzania szerokości impulsów utrudnia skracanie czasu trwania impulsów, a tym samym ogranicza możliwości transmisyjne łącza światłowodowego. Bardzo wczesnie konstruktorzy zadali sobie pytanie, czy skutki efektu dyspersji chromatycznej można minimalizować, a nawet kompensować. Okazało się, że można. Skonstruowano rodzinę światłowodów DCF (ang. *Dispersion Compensated Fiber*) o ujemnym współczynniku dyspersji, $D_{DCF} = -(50-150)$ ps/km·nm. Konstrukcja wymagała zmniejszenie średnicy rdzenia, co spowodowało wzrost współczynnika tłumienia do wartości $\alpha = 0,4-0,5$ dB/km.

Zestawienie parametrów kilku stosowanych światłowodów przedstawiono w tabeli 2.2.

Tabela 2.2. Zestawienie parametrów kilku stosowanych światłowodów kwarcowych dla wybranych pasm transmisji

Światłowód	S_{eff} [μm^2]	Pasmo pracy λ [nm]	Wsp. dyspersji D [ps/km·nm]	Nachylenie ch-ki $D(\lambda)$ [ps/km·nm ²]
Nr 1	80	1302–1322	16–19	0,090
Nr 2	80	1300–1322	17–20	0,088
Nr 3	80	1300–1320	16–19	0,089
Nr 4	65	1440–1450	5,5–10	0,058
Nr 5	50	1470–1490	2,6–6	0,050
Nr 6	72	1490–1500	2–5	0,060
Nr 7	72	1570–1580	(-1,4)–(-4,5)	0,111

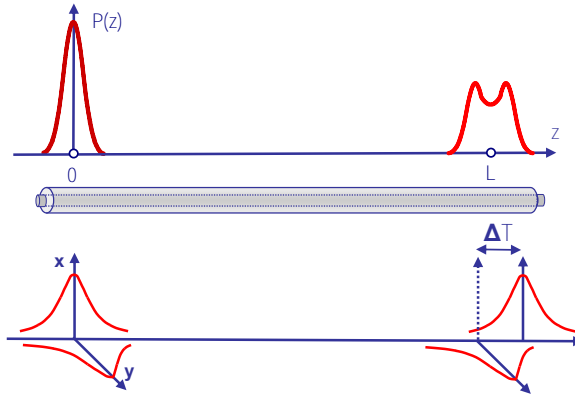
Stworzenie możliwości kształtowania charakterystyk $D(\lambda)$ światłowodów pomogło rozwiązać wymienione problemy i ułatwiło projektowanie łączy optycznych. Zagadnienia te zostaną szerzej przedstawione i przedyskutowane w kolejnych rozdziałach.

2.3.5. Dyspersja i kontrola polaryzacji

W systemach transmisji optycznej stan polaryzacji światła propagowanego światłowodem jednomodowym nie jest określony, z racji pełnej symetrii struktury jest przypadkowy, często zależny od warunków wzbudzenia. Przypadkowe nierównomierności i eliptyczność rdzenia mogą go zmieniać. Stan ten uznaje się często za nieistotny, ponieważ

prąd fotodetektora jest niezależny od stanu polaryzacji docierającego do niego promieniowania. Jednakże w wielu przypadkach stan polaryzacji staje się problemem, któremu należy poświęcić uwagę.

W światłowodzie jednomodowym w rzeczywistości propagowane są dwa ortogonalne mody, co jest związane z istnieniem dwóch ortogonalnych polaryzacji, jak pokazano na rys. 2.13. Oba mody są wzajemnie sprzężone, żaden nie jest wyróżniony.



Rys. 2.13. Ilustracja efektu dyspersji polaryzacji w światłowodzie jednomodowym.

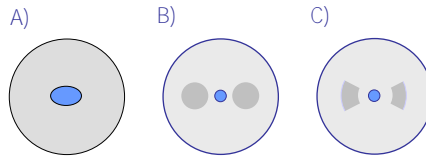
Istniejące niejednorodności w strukturze światłowodu mogą powodować nieznaczne zróżnicowanie prędkości fazowych i grupowych obu modów. Efekt wywołany tymi różnicami nazywany jest dyspersją polaryzacyjną PMD (ang. *Polarisation Mode Dispersion*). Nieznaczne nawet rozsmykowanie struktury światłowodu może spowodować zróżnicowanie prędkości grupowych. W rezultacie czas propagacji obu modów na drodze L może być różny, a różnicę opisuje zależność (2-39):

$$\Delta T = \left| \frac{L}{v_{gx}} - \frac{L}{v_{gy}} \right|; \quad (2-39)$$

Poszerzenie impulsu spowodowane zróżnicowaniem prędkości grupowej dla obu modów polaryzacji może być kolejnym czynnikiem ograniczającym prędkość transmisji.

Rosmykowanie struktury światłowodu może w konsekwencji wyróżnić wybraną polaryzację. Na rys. 2.14 pokazano asymetryczne struktury światłowodów, które preferują określoną polaryzację. Obszary zacienione oznaczają szkło kwarcowe o innym poziomie domieszkowania i nieco innym współczynniku załamania.

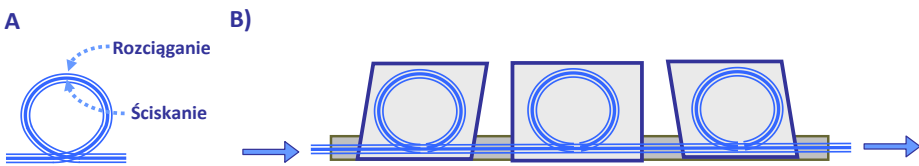
W światłowodach utrzymujących polaryzację PMF (ang. *Polarization-Maintaining Fibers*) różnice prędkości grupowej są stosunkowo duże. Jeśli w światłowodzie zostaną wzbudzone oba mody, to efekty dyspersji polaryzacji są znacząco duże. Jeżeli wzbudzony zostanie jedynie mod preferowany, to efekty dyspersji polaryzacji są niezauważalne.



Rys. 2.14. Światłowody z niesymetrycznymi warunkami transmisji utrzymujące polaryzację. A) Światłowod z eliptycznym rdzeniem. B) Struktura światłowodu typu „PANDA”. C) Struktura światłowodu typu „bow-tie”.

Światłowody utrzymujące polaryzację znalazły szerokie zastosowanie w odbiornikach koherentnych i systemach koherentnej transmisji, w modulatorach optoelektronicznych, w fotonicznych układach zintegrowanych.

Jak wspomniano wyżej, światłowód jako przewodnica idealnie symetryczna nie wykazuje dyspersji polaryzacyjnej. Eksperymenty wykazały jednak, że światłowód po utworzeniu pętli o niewielkiej średnicy staje się przewodnicą dwójfomną. Jest to skutek powstałych naprężeń mechanicznych, gdyż zewnętrzne warstwy światłowodu ulegają rozciąganiu, a wewnętrzne ściskaniu. Ilustracje tego efektu pokazano w uproszczeniu na rys. 2.15A.



Rys. 2.15. Światłowodowy kontroler polaryzacji. A) Pętla utworzona z odcinka światłowodu i naprężenia występujące w wewnętrznych i zewnętrznych warstwach rdzenia. B) Trójpętlowy kontroler polaryzacji z możliwością regulacji położenia płaszczyzn pętli.

Płaszczyzna, w której utworzono pętlę, staje się płaszczyzną wyróżnioną. Wykazano, że optyczny łańcuch transmisyjny utworzony z trzech odpowiednio zaprojektowanych i dobranych światłowodowych pętli może wymusić płaszczyznę polaryzacji propagowanego sygnału optycznego bez utraty mocy. Strukturę działania kontrolera światłowodowego pokazano na rys. 2.15B.

W praktycznych rozwiązaniach światłowodowe kontrolery polaryzacji tworzą 3 pętle o średnicach w granicach 26–60 mm. Pętle umocowane są na ruchomych łopatkach, co pozwala przesuwając w pewnych granicach płaszczyznę polaryzacji.

Skonstruowano i opisano kontrolery polaryzacji wykorzystujące inne efekty i materiały. Czytelnika kierujemy do bogatej bibliografii.

2.3.6. Efekty nieliniowe w światłowodzie

W opisie parametrów światłowodu zajmowaliśmy się najważniejszymi z nich: tłumieniem i dyspersją. Kilka słów należy jednakże poświęcić efektom nieliniowym odgrywającym często istotną rolę przy dużym poziomie gęstości mocy $[W/m^2]$ przesyłanych sygnałów optycznych. Dlaczego mówimy o dużym poziomie gęstości mocy, gdy wartości propagowanych sygnałów rzadko przekraczają 100 mW? Wynika to z małej wartości efektywnej średnicy $2w$ światłowodu – rys. 2.8. Przyjmując średnicę rdzenia światłowodu równą $10 \mu m$, a efektywną średnicę równą $2w = 12 \mu m = 1,2 \times 10^{-5} m$, otrzymujemy efektywną powierzchnię strumienia sygnału optycznego równą $A_{eff} = \pi w^2 = 1,13 \times 10^{-10} m^2$. Odpowiada to wartości gęstości mocy sygnału optycznego $S \approx 885 MW/m^2$. Jak widać, jest to duża wartość.

Efekty nieliniowe obserwowane w światłowodach kwarcowych można uszeregować następująco:

- A. Wymuszone rozpraszanie promieniowania propagowanego światłowodem. Istotne znaczenie mogą mieć dwa rodzaje rozproszeń:
 - wymuszone rozpraszanie zwane efektem Brillouina,
 - wymuszone rozpraszanie Ramana.
- B. Samomodulacja fazy, prowadząca do powstania solitonów.
- C. Efekty skrośnej modulacji, z których istotnym jest mieszanie czterofalowe.

Wymuszone rozpraszanie Brillouina jest procesem, w którym w ośrodku nieliniowym propagowany foton o energii hf_1 przekształcany jest w foton o nieco mniejszej energii hf_2 , czyli o większej długości fali i akustyczny fonon. Wytworzony foton kierowany zwykle jest w przeciwnym kierunku do fotonu pierwotnego. Różnica częstotliwości Δf , zwana przesunięciem częstotliwości Brillouina, związana jest z prędkością fali akustycznej v_a w ośrodku.

$$f_1 - f_2 = \Delta f = \frac{2\pi v_a}{\lambda}; \quad (2-40)$$

Rozpraszanie Brillouina obserwowane jest we wzmacniaczach światłowodowych, przy dużych poziomach mocy pompy (pompą jest w tym wypadku pomocniczy laser aktywujący światłowod).

Wymuszone rozpraszanie Ramana jest procesem obserwowanym, gdy światłowodem propagowane są dwie fale o różnych długościach i tej samej polaryzacji. Kiedy fala z fotonami o większej energii propagowana jest w obszarze, w którym może zachodzić efekt Ramana, jej fotony ulegają przekształceniu w fotony o częstotliwości fali o mniejszej energii (zwanej tutaj falą Stokesa), różnica energii propagowana jest jako optyczne fonony. Jeżeli fala z fotonami o większej energii pełni rolę pompy, a druga z fotonami o mniejszej energii jest sygnałem, to obserwujemy proces wzmocnienia sygnału. Rozpraszanie Ramana wykorzystywane jest we wzmacniaczach Ramana i laserach Ramana. Oba tematy będą szerzej omawiane w kolejnych rozdziałach.

Wymuszone rozpraszanie Ramana ma wpływ na transmisję dwóch strumieni sygnałów cyfrowych pochodzących z laserów o różnych długościach fali. Skutkiem występowania rozpraszania Ramana może być przekazywanie części mocy od impulsów o mniejszej długości fali do impulsów o większej długości, co zniekształca impulsy i może być przyczyną powstania błędów.

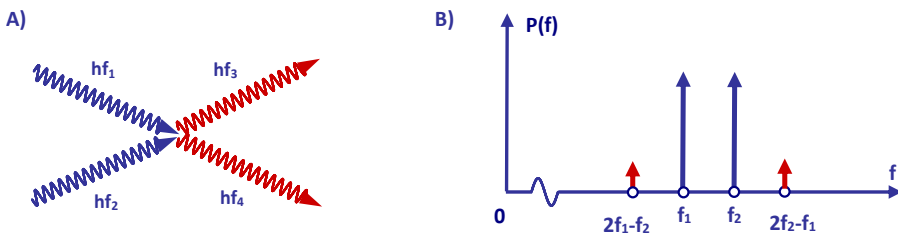
Procesy samomodulacji fazy sygnałów o dużym poziomie mocy są skutkiem występowania efektu Kerra. Jego istotą jest zależność współczynnika załamania kwarcu od poziomu gęstości mocy propagowanego sygnału optycznego, co opisuje zależność (2-41). Moc sygnału optycznego P [W] modyfikuje współczynnik załamania n_1 rdzenia światłowodu kwarcowego do wartości n'_1 . Zmienia także swoją wartość współczynnik załamania n_2 płaszczka, choć w mniejszym stopniu, gdyż gęstość mocy optycznej jest w płaszczku mniejsza.

$$n'_1 = n_1 + n_p \frac{P}{A_{\text{eff}}}; \quad (2-41)$$

W zależności powyższej n_p jest współczynnikiem proporcjonalności, o wartości równej w przybliżeniu $n_p \approx 3 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ (źródła podają różne wartości). Zmiana wartości współczynnika załamania wywołuje zmianę stałej fazowej z wartości β do wartości β' , co opisuje zależność (2-42).

$$\beta' = \beta + \frac{2\pi n_p P}{\lambda A_{\text{eff}}}; \quad (2-42)$$

Całkowita wartość fazy sygnału optycznego jest funkcją czasu i miejsca, zgodnie z zależnością $(\omega t - \beta z)$. Tak więc wywołane wysokim poziomem mocy zmiany stałej fazowej wywołują efekt nazwany tutaj samomodulacją fazy.



Rys. 2.16. Ilustracja procesu mieszania czterofalowego. A) Dwa fotony o energiach hf_1 i hf_2 znikają, tworzą się dwa fotony o energiach hf_3 i hf_4 , przy czym: $hf_1 + hf_2 = hf_3 + hf_4$. B) Widmo sygnału transmisji dwóch kanałów f_1 i f_2 wraz ze składnikami utworzonymi w procesie mieszania czterofalowego.

Jak opisano w punkcie 2.3.4, wywołane dyspersją chromatyczną różnicowanie prędkości grupowej dla różnych długości fali powoduje zjawisko poszerzenia impulsów mocy optycznej, zajmujących pewną szerokość widmową. Okazało się, że zjawiska nieliniowe opisane efektem Kerra mogą, w pewnych warunkach, kompensować skutki dyspersji chromatycznej

nej. Opisano warunki propagacji impulsów, które nie zmieniają swego kształtu w trakcie propagacji światłowodem. Impulsy takie nazwano solitonami. Warunki powstawania i propagacji solitonów zostaną szerzej zaprezentowane w jednym z kolejnych rozdziałów.

Jednym z efektów nieliniowych o ważnych skutkach dla transmisji światłowodowej jest mieszanie czterofalowe. Proces mieszania czterofalowego obserwujemy, gdy dwa sygnały optyczne propagowane światłowodem, o częstotliwościach f_1 i f_2 , osiągną odpowiednio duże poziomy mocy, aby powstał efekt modulacji współczynnika załamania. W tych warunkach para fotonów o częstotliwościach $f_1 < f_2$ utworzy nową parę o częstotliwościach f_3 i f_4 przy zachowaniu sumy ich energii, co pokazuje zależność (2-43).

$$hf_1 + hf_2 = hf_3 + hf_4; \quad (2-43)$$

Warunek powyższy jest spełniony, gdy $f_3 = 2f_1 - f_2$ i $f_4 = 2f_2 - f_1$. Ilustrację tego procesu pokazano wyżej na rys. 2.16.

Powstawanie nowych składników widma o usytuowaniu jak na rys. 2.16B nazywamy intermodulacją. Jeżeli transmitowany sygnał optyczny jest ciągiem kilku kanałów tworzących grzebień częstotliwości, to każda para sygnałów dodaje sąsiadom dodatkowe składniki niosące niepożądane informacje. Proces taki nazywany jest wtedy modulacją skrośną. Należy dodać, że w odpowiednich warunkach proces modulacji czterofalowej można wykorzystać do otrzymania efektu wzmocnienia parametrycznego, stosowanego w systemach transmisji światłowodowej.

Podsumowując należy stwierdzić, że skutki pojawienia się efektów nieliniowych przy transmisji światłowodowej nie są korzystne. Aby im zapobiec, ogranicza się poziomy transmitowanych mocy optycznych. Pewnym wyjątkiem jest rozpraszanie Ramana. Efekt ten wykorzystuje się do uzyskania wzmocnienia we wzmacniaczach światłowodowych.

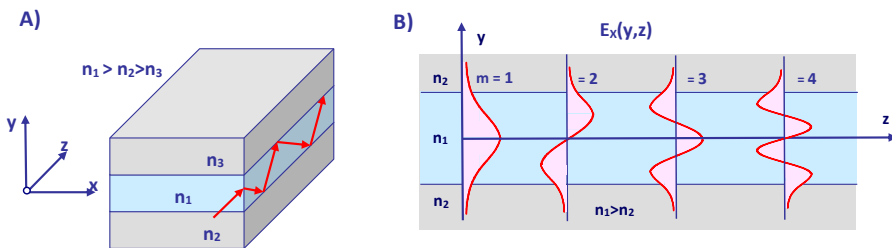
2.4. Inne rodzaje światłowodów

2.4.1. Światłowodowy planarne

Obok światłowodów wykonywanych w postaci włókien opracowano całą grupę struktur przewodnic planarnych, zwanych światłowodami planarnymi. Struktury światłowodów planarnych tworzą warstwy dielektryków, przezroczystych dla wybranych pasm częstotliwości, o różnych współczynnikach załamania. Opracowano bardzo dużo rozmaitych struktur światłowodów planarnych. Na warstwy szkła bądź na podłoża półprzewodników nanoszone są kolejne warstwy dielektryków, tworząc strukturę przewodzącą promieniowanie optyczne. Jedną z istotnych różnic między światłowodami włóknistymi, a planarnymi jest funkcja, którą pełni przewodnica. Światłowodowy kwarcowy transmitują sygnał optyczny na duże odległości, wykorzystujemy tutaj ich największą zaletę, minimalne tłumienie. Odcinki światłowodów planarnych wykorzystywane są w laserach, wzmacniaczach, różnego typu

modulatorach, detektorach, filtrach optycznych. Transmisja sygnału optycznego odcinkami światłowodów planarnych umożliwia w tych układach pełnienie głównej funkcji: wzmacniania, modulacji czy też detekcji. Rozwój fotonicznych obwodów scalonych na bazie nanotechnologii stał się w ostatnich latach obszarem ogromnego postępu.

Na rys. 2.17A pokazano strukturę planarnego światłowodu typu „sandwich”. Wprowadzony do warstwy środkowej promień zostaje w niej „uwięziony” i wędruje, odbijając się kolejno od warstw sąsiednich nad i pod nią. Mechanizm uwięzienia jest znany, współczynnik załamania n_1 jest większy od n_2 i n_3 . Opisując wyżej właściwości światłowodów kwarcowych, podkreślano unikalność właściwości materiału, jakim jest kwarc ze względu na jego małe straty. Czy światłowody planarne wykonujemy z równie małostratnych dielektryków? Nie znamy dielektryka, który przezroczystością dorównuje kwarcowi. Jednak problem małych strat tłumienia fali przestaje być krytyczny, jeśli transmisja sygnału optycznego potrzebna jest na odległościach milimetrów i centymetrów, a z takimi odległościami mają do czynienia konstruktorzy planarnych układów fotonicznych.



Rys. 2.17. Struktura planarnego dielektrycznego światłowodu. A) Pokazano drogę promienia „uwięzionego” w warstwie dielektryka o współczynniku załamania większym od współczynników sąsiadujących warstw. B) Ilustracja rozkładów składowej pola elektrycznego dla kolejnych modów TE.

W światłowodzie planarnym, podobnie jak w opisanym w poprzednich punktach światłowodzie kwarcowym, można wzbudzić wiele modów o zróżnicowanej konfiguracji pól elektrycznego i magnetycznego. Im większa wysokość rdzenia w stosunku do długości fali, tym większa liczba modów. Na rys. 2.17B pokazano przykładowe przebiegi składowej pola elektrycznego $E_x(y, z)$ dla kilku kolejnych modów TE. Suma natężeń pól kolejnych modów daje natężenie pola elektrycznego propagowanego sygnału, zgodnie z zależnością (2-44).

$$E_x(y, z) = \sum_{m=1}^M A_m e_m(y) \exp(-j\beta_m z); \quad (2-44)$$

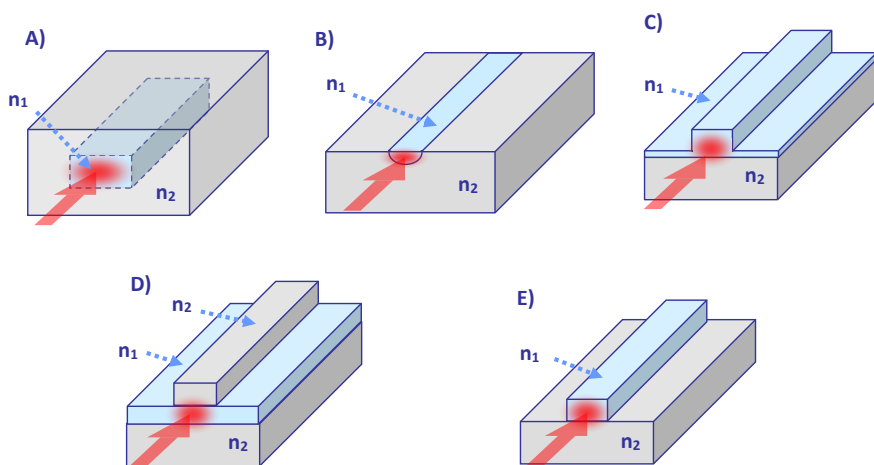
Jak wiemy, każdy z modów porusza się wzdłuż osi z z inną prędkością. Wartości amplitudy A_m każdego z modów określają moc niesioną przez dany mod, a rozkład mocy między poszczególne mody zależy od warunków wzbudzenia. Stworzenie warunków jednomodowej propagacji sprowadza się do właściwego zmniejszenia wymiarów. Współczesny poziom

technologii mikro- i nanostruktur pozwala projektować i wykonywać złożone scalone układy fotoniczne z pełną kontrolą warunków propagacji każdego elementu.

Na rys. 2.18 zilustrowano kilka często stosowanych struktur światłowodów planarnych. Pierwszy z nich, nazywany światłowodem „zagrzebany” (ang. *Buried Channel/Strip*) stosowany jest często w technologii krzemowej, z wykorzystaniem takich materiałów, jak: SiO_2 , SiON , Si_3N_4 przy produkcji laserów. Jego strukturę pokazano na rys. 2.18A.

Kolejna struktura światłowodu planarnego zaprezentowana na rys. 2.18B wykonywana jest zwykle na podłożu niobianu litu LiNbO_3 , drogą dyfuzji tytanu. Niobian litu jest materiałem elektrooptycznym, którego współczynnik załamania zmienia się pod wpływem pola elektrycznego. Światłowodów wbudowanych w podłoże z LiNbO_3 wykorzystywanych są powszechnie w modulatorach sygnałów optycznych (opisane zostaną szczegółowo w jednym z kolejnych rozdziałów).

Przedstawione na rys. 2.18C światłowod grzbietowy i na rys. 2.18D światłowod żebrkowy stosowane są chętnie w przyrządach wykorzystujących arsenek galu GaAs . Światłowod paskowy pokazany na rys. 2.18E stosowany jest w konstrukcjach planarnych dzielników mocy typu Y i sprzęgaczy kierunkowych.



Rys. 2.18. Przykłady struktur planarnych falowodów optycznych. A) Światłowod zanurzony/zagrzebany. B) Światłowod wbudowany/dyfundowany. C) Światłowod grzbietowy. D) Światłowod żebrkowy. E) Światłowod paskowy.

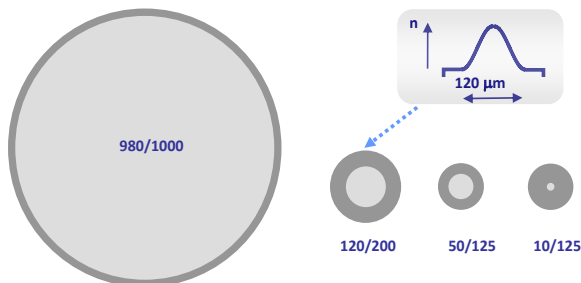
Podsumowując punkt poświęcony światłowodom planarnym, należy podkreślić wysoką dokładność, z jaką mogą być wykonywane obwody planarne. Niektóre z nich, takie jak modulatory Macha-Zehndera czy wzmacniacze półprzewodnikowe SOA mogą być wykonane tylko w technice planarnej.

2.4.2. Światłowody plastikowe

Pierwsze prace nad dielektrycznymi przewodnikami promieniowania optycznego prowadzono w połowie XX wieku nad światłowodami wykonanymi z plastiku. Poddano badaniom dużą grupę włókien wykonanych z plastiku. Obiecującym materiałem stał się polimetakrylan metylu oznaczany jako PMMA (ang. *Poly(Methyl-MethylAcrylate)*), którego współczynnik załamania $n = 1,49$. Badano także polistyren ($n = 1,59$), poliwęglany ($n = 1,50-1,57$), polimery fluorowane i inne materiały. Szybko stwierdzono, że tłumienie światła jest istotnie większe niż światłowodów kwarcowych. Jednakże światłowody plastikowe POF (ang. *Plastic Optical Fiber*) zachowały wiele zalet światłowodów kwarcowych: małe wymiary i waga, odporność na zakłócenie zewnętrznym promieniowaniem elektromagnetycznym i możliwość szybkiej transmisji informacji.

Pierwsze konstrukcje miały rdzeń o średnicy 980 mikrometrów i cienki płaszcz, co razem dawało średnicę 1 mm. Materiałem, z którego wykonywano rdzeń, był PMMA. Okazało się, że światłowody o tych rozmiarach stosowane są nadal. Ich zaletami są łatwość produkcji, niska cena i łatwość łączenia. Poza nimi produkowane są światłowody o innych rozmiarach, co pokazano na rys. 2.19.

Kolejnym popularnym rozmiarem stały się światłowody o rozmiarach 120 mikronów rdzeń i 200 mikronów płaszcz. W niektórych konstrukcjach uzyskano paraboliczny rozkład współczynnika załamania rdzenia, co pozwoliło istotnie zmniejszyć skutki dyspersji modalnej. W światłowodach tego typu można bez trudności uzyskać szybkość transmisji do 1 Gb/s na odległościach do 100 m.

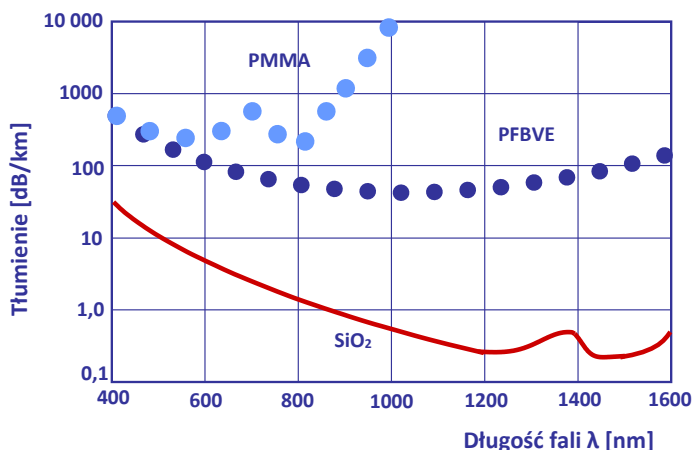


Rys. 2.19. Wymiary różnych typów światłowodów plastikowych (wymiary podano w mikrometrach). W wielu typach światłowodów plastikowych w rdzeniu wykonuje się gradientowy profil współczynnika załamania.

Tłumienie światłowodu wykonanego z polimetakrylanu metylu jest – w porównaniu ze światłowodem kwarcowym – bardzo duże. W zakresie promieniowania widzialnego w kilku pasmach tłumienie sięga 110 dB/km. Lepsze wyniki uzyskano dla materiałów z grupy polimerów fluorowanych oznaczonych na rys. 2.20 jako PFBVE (ang.

Poly(PerFluoro-ButenylVinylEther)). Dla niektórych struktur uzyskano w pasmach 1000–1400 nm minimalne tłumienia dochodzące do 50 dB/km.

Publikowane dane tłumienia dla światłowodów wykonanych z polimerów różnią się istotnie w zależności od producenta. Ulepszane technologie pozwalają co roku uzyskać coraz lepsze wyniki. Dlatego dane na wykresach z rys. 2.20 należy traktować jako orientacyjne.



Rys. 2.20. Tłumienie promieniowania optycznego różnych długości fali światłowodów plastikowych (dane przybliżone) i porównanie z tłumieniem światłowodu kwarcowego. PMMA – materiał polimertakrylan metylu Poly(Methyl-MethylAcrylate). PFBVE – materiał polimer fluorowany Poly(PerFluoro-ButenylVinylEther).

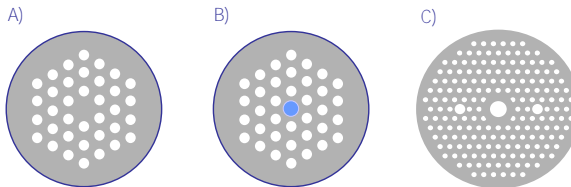
Ze względu na duże tłumienie światłowody plastikowe nie znalazły zastosowania w optycznych łączach transmisyjnych na duże odległości. Jednakże łatwość i niskie koszty produkcji i montażu otwarty przed nimi rozległe obszary zastosowań. Światłowody plastikowe stosowane są powszechnie w systemach instalowanych w samolotach i samochodach, przy odległościach transmisji od 1 m do 100 m. W mieszkaniach i domach, a także w biurach, systemy oparte na światłowodach plastikowych zastępują urządzenia wykorzystujące kable koncentryczne.

W wielu przypadkach przy transmisji sygnałów światłowodami plastikowymi jako źródła sygnału optycznego wykorzystywane są diody LED, istotnie tańsze w porównaniu do laserów diodowych. Transmitowane moce nie przekraczają w takim przypadku kilku miliwatów. Rozwiązania tego rodzaju wykorzystywane są w rozmaitych systemach czujników, urządzeniach konstruowanych w celach śledzenia i monitorowania, w systemach stosowanych w medycynie, w systemach robotów przemysłowych. Pole zastosowań światłowodów plastikowych nieprzerwanie rośnie.

2.4.3. Światłowody z kryształów fotonicznych

Kryształy fotoniczne są dielektrycznymi strukturami o okresowo zmieniających się właściwościach. Stała dielektryczna takiej struktury zmienia się periodycznie w określony sposób. Strukturę kryształu fotonicznego tworzą co najmniej dwa materiały o różnych współczynnikach załamania. Teorii działania takich struktur poświęcono wiele bardzo ciekawych publikacji.

Niektóre struktury mogą pełnić rolę światłowodu PCF (ang. *Photonic Cristal Fibre*). Przykładową strukturę takiego światłowodu pokazano na rys. 2.21B. Tworzą go rurki kapilarne ułożone wokół rdzenia kwarcowego w symetrii heksagonalnej. Strukturę taką podaje się następnie procesowi wyciągania.



Rys. 2.21. Światłowody wykonane jako kryształy fotoniczne. A) Światłowod wykonany z powietrznych rurek z pełnym rdzeniem w strukturze heksagonalnej. B) Światłowod z rdzeniem kwarcowym o dobrym współczynniku załamania. C) Światłowod z rdzeniem pustym podtrzymujący polaryzację.

Światłowody z kryształów fotonicznych mają bardzo interesujące – z punktu widzenia konstrukcji łączy optycznych – właściwości. Można je dobierać, zmieniając średnice otworów, rozstawienie, rozmiar ścianek między otworami. W publikacjach opisano konstrukcje, w których uzyskano jednomodową propagację w bardzo szerokim paśmie częstotliwości. Opracowano specjalne konstrukcje umożliwiające transmisję przy dużych poziomach mocy bez zniekształceń nieliniowych.

Zmiany wymiarów kryształów fotonicznych pozwalają projektować struktury światłowodów o żądanym przebiegu współczynnika dyspersji. Odcinki takich światłowodów mogą być wprowadzane do torów transmisyjnych, aby kompensować efekty dyspersji i zapobiegać rozmywaniu impulsów.

Światłowody wykorzystujące kryształy fotoniczne o asymetrycznej strukturze, jakie pokazano na rys. 2.21C, utrzymują polaryzację propagowanego sygnału optycznego i są stosowane w systemach transmisji koherentnej.

Wykorzystywane są także struktury wielordzeniowe. Przez dobór odległości między rdzeniami można konstruować sprzęgacze i dzielniki mocy optycznej.

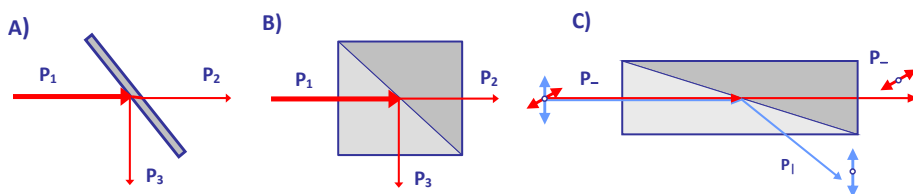
Intensywne prace prowadzone nad rozwojem teorii i konstrukcji światłowodów wykonanych z kryształów fotonicznych pozwalają oczekiwać kolejnych konstrukcji i struktur o ciekawych właściwościach.

2.5. Elementy torów optycznych

2.5.1. Dzielniki mocy optycznej

Dzielniki mocy są istotnym i potrzebnym elementem układów nadajników i odbiorników optycznych. Wiązki promieniowania laserowego dzielone są na równe lub nierówne pod względem mocy strumienie, które następnie poddawane są procesom modulacji, transmisji, czy też detekcji. Dobrze znanymi przyrządami, których działanie wymaga podziału promieniowania, są interferometry.

Na rys. 2.22 pokazano kilka popularnych przyrządów optycznych służących do podziału wiązki promieniowania optycznego na dwa strumienie. Rysunek 2.22A przedstawia dzielnik mocy, w którym wykorzystano półprzezroczyste zwierciadło. Zwierciadła pokrywane są zwykle warstwami dielektrycznymi modyfikującymi parametry transmisji i odbicia. Można w ten sposób dobrać stosunek P_2/P_3 mocy transmitowanej do odbitej.

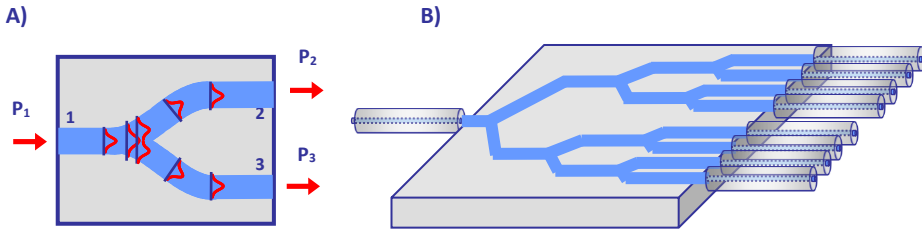


Rys. 2.22. Przyrządy realizujące podział mocy sygnału optycznego na 2 strumienie. A) Dzielnik sygnału optycznego ze zwierciadłem półprzezroczystym. B) Kostka złożona z 2 prostokątnych pryzmatów jest dzielnikiem mocy optycznej. C) Pryzmat Glana-Thompsona złożony z 2 pryzmatów kalcytu (CaCO_3), kryształu dwójłomnego, rozdziela promienie spolaryzowane liniowo w prostopadłych do siebie płaszczyznach.

Wiele dzielników mocy konstruowanych jest w postaci kostki, utworzonej z dwóch pryzmatów szklanych, sklejonych dobranym klejem/żywicą. Dzielnik w postaci kostki pokazano na rys. 2.22B. Grubość i właściwości dielektryczne tej warstwy są parametrem pozwalającym dobrać stosunek P_2/P_3 .

Dzielnikiem promieniowania optycznego o interesujących właściwościach jest pryzmat Wollastona. Jest to kostka złożona z dwóch prostokątnych pryzmatów wykonanych z kryształu dwójłomnego, stosowana do rozdzielania wiązki światła na dwa promienie spolaryzowane liniowo w płaszczyznach wzajemnie prostopadłych i rozchodzące się względem siebie pod pewnym kątem. Rozwinięciem tej konstrukcji jest pryzmat Glana-Thompsona, pokazany na rys. 2.22C. W tym dzielniku wykorzystywane są pryzmaty wykonane z dwójłomnych kryształów kalcytu (*Calcium Carbonate*, CaCO_3).

Dzielniki rozdzielające promieniowanie optyczne na dwa strumienie o różnych polaryzacjach wykorzystywane są w światłowodowych systemach komunikacyjnych do transmisji oddzielnych strumieni informacji.



Rys. 2.23. Dzielniki mocy optycznej wykorzystujące rozgałęzienie Y. A) Podstawowa struktura symetrycznego dzielnika mocy 1 : 2 i ilustracja propagacji modu podstawowego. B) Struktura planarnego dzielnika mocy 1 : 8.

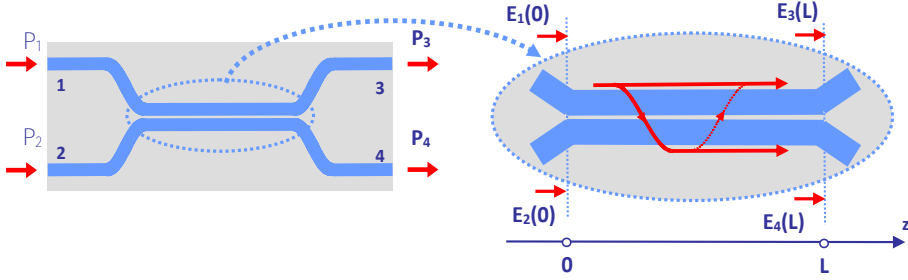
Opanowanie technik konstrukcji światłowodów planarnych otworzyło wiele nowych możliwości konstrukcji wielofunkcyjnych struktur i układów fonicznych. Między innymi problem dzielenia mocy sygnału optycznego propagowanego jednomodowym światłowodem planarnym może być prosto rozwiązany, jeśli użyć do podziału symetryczne rozgałęzienie Y. Obwód taki pokazano na rys. 2.23A.

Sygnał optyczny doprowadzony jest portem 1. Poszerzenie w obszarze rozgałęzienia szerokości światłowodu modyfikuje rozkład pola, pozostawiając go symetrycznym, co pokazano na rysunku. Oba światłowody pobudzone zostają równomiernie, moc dzielona jest po połowie. Rozgałęzienie Y praktycznie nie odbija mocy. Ponieważ współczynnik tłumienia światłowodów planarnych jest stosunkowo duży (w porównaniu do światłowodów kwarcowych), to część mocy zostaje w procesie transmisji stracona.

2.5.2. Optyczne sprzęgacze kierunkowe

Optyczne sprzęgacze kierunkowe są użytecznymi przyrządami stosowanymi w wielu procesach i układach fonicznych. Zasada działania sprzęgaczy optycznych oparta jest na wzajemnym oddziaływaniu modów propagowanych w światłowodach umieszczonych w niewielkiej odległości od siebie. Struktury takie można konstruować w dwojaki sposób. Prosty rozwiązaniem jest wykorzystanie światłowodów planarnych i zbliżenie ich na wybranej długości L . Rozwiązanie takie prezentuje rys. 2.24. Działanie tego obwodu zostanie opisane w pierwszej kolejności.

Innym rozwiązaniem jest użycie światłowodów wykonanych ze szkła kwarcowego i stopienie ich na krótkim odcinku sprzężenia. Rozwiązanie takie, pokazane na rys. 2.26A, zostanie szczegółowo opisane w dalszej części rozdziału.



Rys. 2.24. Struktura czterowrotowego optycznego sprzęgacza kierunkowego utworzonego przez zbliżenie dwóch światłowodów planarnych.

Przedstawiony na rys. 2.24 obwód sprzęgacza jest czterowrotnikiem. W każdym wrotkach można oczekiwać sygnałów optycznych propagowanych do obwodu sprzęgacza i propagowanych na zewnątrz. Jeśli uwzględnić fakt, że sygnały mogą być propagowane w kilku modach o różnych konfiguracjach pola elektromagnetycznego, to matematyczny opis takiego obwodu staje się bardzo złożony i nieprzejrzyisty. Pierwszym przyjętym i istotnie upraszczającym założeniem jest warunek, że w światłowodach propagowany jest tylko jeden mod podstawowy. Warunek ten jest zwykle spełniony, jeśli rozmiary poprzeczne światłowodu są odpowiednio małe. Pole elektryczne $\hat{E}(x, y, z, t)$ sinusoidalnie zmiennego sygnału optycznego, propagowanego w modzie podstawowym, opisuje się w zapisie zespolonym zależnością (2-45). Przyjęto dalej, że stała propagacji $\gamma = \alpha + j\beta$ jest czysto urojona, to znaczy, że tłumienie sygnału optycznego można w tych rozważaniach pominąć.

$$\hat{E}(x, y, z, t) = E(z)\hat{e}(x, y)\exp(j\omega t - \gamma z); \quad (2-45)$$

Zespolona amplituda $E(z)$ została tak znormalizowana, że moc $P(z)$ niesioną przez sygnał optyczny można wyrazić prostą zależnością $P(z) = |E(z)|^2$.

Rozpatrzmy przypadek, gdy sygnał optyczny o amplitudzie $E_1(0)$ dostarczony do wrót 1 propagowany jest następnie światłowodem do wrót 3 – rys. 2.24. W obszarze sprzężenia pole EM propagowanego modu wnika do sąsiedniego światłowodu i wzbudza w nim sygnał optyczny poruszający się w tym samym kierunku do wrót 4. W rezultacie we wrotkach 3 i 4 pojawią się sygnały o amplitudach $E_3(L)$ i $E_4(L)$. Można wykazać, że obie amplitudy można opisać następującymi zależnościami:

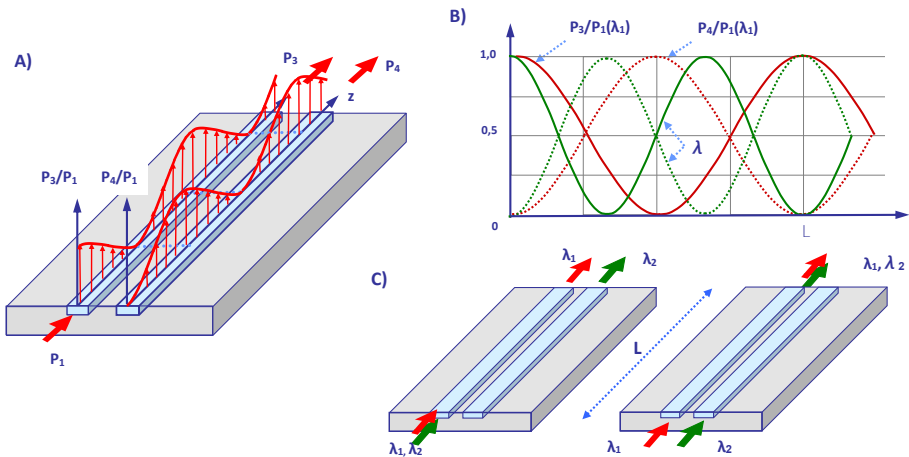
$$\begin{aligned} E_3(L) &= E_1(0) \cos(kL) \exp(-j\beta L); \\ E_4(L) &= jE_1(0) \sin(kL) \exp(-j\beta L); \end{aligned} \quad (2-46)$$

W zależnościach powyższych k jest współczynnikiem sprzężenia zależnym od rozmiarów światłowodów, odległości między nimi, wartości współczynników załamania dielektryków, w których zanurzone są światłowody. Istotnym parametrem obszaru sprzęgającego jest długość krytyczna L_k . Długość L obszaru sprzęgającego może być wielokrotnością L_k .

$$k(\lambda)L_K = \pi; \quad (2-47)$$

Należy zauważyć, że wartość współczynnika sprzężenia k , a tym samym wartość L_K są zależne od długości fali. Właściwości sprzęgacza kierunkowego zmieniają się z długością fali. Zauważmy dalej, że sygnały w obu torach przesunięte są w fazie o $\pi/2$. Fakt ten ma istotne znaczenie w działaniu odbiorników koherentnych. Rozwiązania opisane zależnościami (2-45) są funkcjami okresowymi. Oznacza to, że sygnał optyczny w światłowodzie łączącym wrota 1 i 3 może okresowo zanikać, przenosząc całą swą moc do światłowodu łączącego wrota 2 i 4. Przechodząc do zależności opisujących podział mocy P_1 między wrota 3 i 4 otrzymujemy równania (2-48). Wynika z nich, że suma mocy optycznych propagowanych w obu światłowodach jest stała, zgodnie z przyjętym warunkiem bezstratności światłowodów, co zapisano zależnościami (2-48).

$$\begin{aligned} P_3 &= |E_3(L)|^2 = |E_1(0)|^2 \cos^2(kL) = P_1 \cos^2(kL); \\ P_4 &= |E_4(L)|^2 = |E_1(0)|^2 \sin^2(kL) = P_1 \sin^2(kL); \\ P_1 &= P_3 + P_4; \end{aligned} \quad (2-48)$$



Rys. 2.25. Podział mocy optycznej we wrotach sprzęgacza kierunkowego. A) Ilustracja przepływu mocy między sprzężonymi światłowodami planarnymi. B) Charakterystyki podziału mocy między wrota 3 i 4 dla sygnału doprowadzonego do portu 1, dla długości fali λ_1 (kolor czerwony) i λ_2 (kolor zielony). C) Sprzęgacz rozdziela sygnały o długościach fal λ_1 i λ_2 , lub łączy je (rysunek obok).

Na rys. 2.25A oznaczono moce we wrotach sprzęgacza w opisanym wyżej przypadku, a na rys. 2.25B pokazano przebiegi P_3/P_1 i P_4/P_1 w zależności od długości obszaru sprzężenia.

Przez analogię można napisać zależności opisujące amplitudy E_3 i E_4 sygnałów optycznych we wrotach 3 i 4 po wprowadzeniu sygnału do wrót 2. Otrzymujemy:

$$\begin{aligned} E_3(L) &= jE_2(0) \sin(kL) \exp(-j\beta L); \\ E_4(L) &= E_2(0) \cos(kL) \exp(-j\beta L); \end{aligned} \quad (2-49)$$

Można teraz zależności (2-46) i (2-49) zapisać w postaci macierzowej (2-50):

$$\begin{bmatrix} E_3(L) \\ E_4(L) \end{bmatrix} = \exp(-j\beta L) \begin{bmatrix} \cos(\pi L/L_K) & j \sin(\pi L/L_K) \\ j \sin(\pi L/L_K) & \cos(\pi L/L_K) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_1(0) \\ E_2(0) \end{bmatrix}; \quad (2-50)$$

Zgodnie z powyższym zapisem sygnały optyczne pojawiające się we wrotach 3 i 4 są superpozycją sygnałów wprowadzonych do wrót wejściowych 1 i 2.

Zauważmy raz jeszcze, że opis powyższy jest uproszczony, gdyż pominięto w nim kilka składników. Sygnał doprowadzony do wrót 1 na rys. 2.25A ulega częściowo odbiciu. Poza tym we wrotach 2 pojawi się sygnał propagowany na zewnątrz sprzęgacza. Pomiary rzeczywistych struktur wykazały, że moce obu tych składników zwykle nie przekraczają 1% mocy P_1 . Tak więc zależności powyższe można wykorzystywać do obliczeń z dobrą dokładnością.

Uogólnioną postać zależności (2-50) przedstawia relacja (2-51).

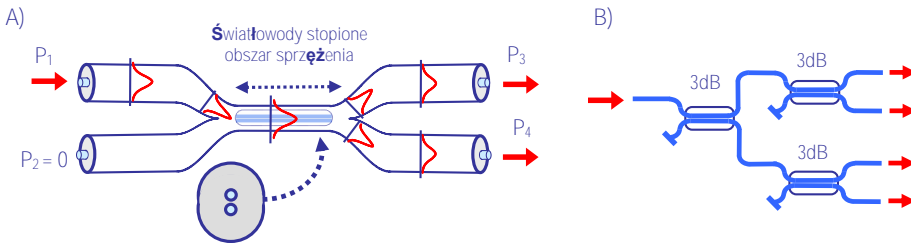
$$\begin{bmatrix} E_3(L) \\ E_4(L) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{31} & T_{32} \\ T_{41} & T_{42} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_1(0) \\ E_2(0) \end{bmatrix}; \quad (2-51)$$

Występujące w macierzy kwadratowej 2×2 transmitancje T_{31}, \dots, T_{42} są liczbami zespolonymi. Zakładając bezstratność obwodu sprzęgacza można napisać następujące związki ich modułów:

$$\begin{aligned} |T_{31}|^2 + |T_{41}|^2 &= 1; \\ |T_{32}|^2 + |T_{42}|^2 &= 1; \end{aligned} \quad (2-52)$$

Optyczne sprzęgacze kierunkowe wykorzystywane są w układach odbiorników heterodynowych. Często do wrót 1 i 2 doprowadzane są sygnały optyczne pochodzące z różnych źródeł, o różnej długości fali. Należy pamiętać, że wartości współczynników k i długości krytycznej L_K zmieniają się z częstotliwością, a tym samym wartości współczynników macierzy transmitancji zmieniają się z długością fali. Na rys. 25B pokazano charakterystyki podziału mocy sygnałów o długościach fali λ_1 (kolor czerwony) i λ_2 (kolor zielony). Sprzęgacz optyczny o odpowiednio dobranej konstrukcji może zostać użyty do rozdzielania sygnałów o różnych długościach fali i skierowaniu ich do różnych torów, co ilustrują charakterystyki z rys. 25B. Pokazano takie działanie na rys. 25C. Drugi ze sprzęgaczy z rys. 25C działa jako sumator sygnałów o różnych długościach fali. Sprzęgacze tak działające, wykorzystywane są między innymi w układach detektorów koherentnych, przedstawionych w rozdziale 9. Sprzęgacze kierunkowe konstruowane są także z wykorzystaniem światłowodów kwarcowych. Uproszczony obraz struktury takiego sprzęgacza prezentuje rys. 2.26A.

Przed połączeniem dwa włókna światłowodów są termicznie pocienione i połączone tak, że ich rdzenie są w niewielkiej odległości od siebie na długości kilkunastu / kilkudziesięciu milimetrów. W niektórych sprzęgaczach włókna światłowodów są przed połączeniem polerowane, aby ułatwić zbliżenie rdzeni.



Rys. 2.26. Optyczny sprzęgacz kierunkowy wykonany z 2 światłowodów kwarcowych. A) Struktura sprzęgacza i ilustracja pobudzenia światłowodów. B) Dzielnik mocy optycznej 1 : 4 wykonany ze sprzęgaczy kierunkowych.

W niektórych rozwiązaniach stosuje się światłowodów utrzymujące polaryzację. W rezultacie sprzęgacze utrzymują wybraną polaryzację propagowanego modu.

Sprzęgacze kierunkowe wykonane techniką światłowodów planarnych pracują bądź w układach zintegrowanych, bądź po przyłączeniu światłowodów kwarcowych stają się samodzielnymi elementami. Pasmo pracy sprzęgaczy optycznych jest niewielkie, zwykle kilkadziesiąt nanometrów, gdyż ze zmianą długości fali zmienia się sprzężenie.

2.5.3. Światłowodowe siatki Bragga

Światłowodowa siatka Bragga jest elementem zbudowanym na bazie światłowodu. Dzięki specjalnemu zabiegowi technologicznemu – naświetlanie promieniami ultrafioletowymi, rys. 2.27 – rdzeń światłowodu, na pewnej niewielkiej długości (zwykle kilku-, kilkudziesięciu milimetrów), periodycznie zmienia wartość współczynnika załamania – co pokazano na rys. 2.28B. Proces naświetlania wymaga spójnego źródła promieniowania ultrafioletowego, zwykle jest nim laser. Promieniowanie podzielone na dwie wiązki oświetla fragment rdzenia o długości L . Interferencja obu wiązek powoduje zróżnicowanie natężenia promieniowania wzdłuż światłowodu i w rezultacie uzyskuje się sinusoidalną modulację współczynnika załamania $n_1(z)$ rdzenia – rys. 2.28.

Uzyskane zmiany współczynnika załamania są niewielkie, rzędu 10^{-3} . Dodanie germanu, wodorowanie światłowodu pod wysokim ciśnieniem i w podwyższonej temperaturze pozwala uzyskać zmiany współczynnika n_1 dochodzące do 10^{-2} .

Przedstawiony niżej opis oparty jest na założeniu, że światłowód jest jednomodowy i tylko jeden mod został w nim wzbudzony. Zmiany współczynnika załamania powodują

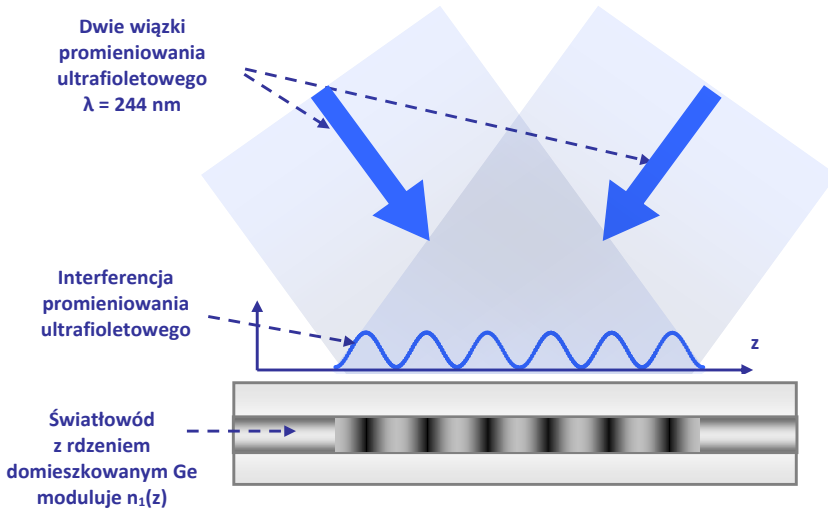
powstanie niewielkich odbić sygnału optycznego. Dla pewnych długości fali niewielkie odbicia sumują się ponieważ ich fazy są zgodne, a wtedy światłowód odbija cały, albo prawie cały, sygnał optyczny, co ilustruje rys. 2.28A.

Przyjmując, że okres perturbacji współczynnika załamania rdzenia równy jest Λ , to cząstkowe odbicia będą sumowały się dla długości fali λ_B , opisanej wyrażeniem (2-53):

$$\lambda_B = 2n_{10}\Lambda \quad (2-53)$$

Przyjmijmy dalej, że na długości L współczynnik załamania $n_1(z)$ rdzenia zmienia się, zgodnie z zależnością (2-54), sinusoidalnie od wartości n_{10} , z amplitudą zmian δn (ilustruje to rys. 2.28B).

$$n_1(z) = n_{10} + \delta n \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda}\right) \right] \quad (2-54)$$



Rys. 2.27. Ilustracja procesu naświetlania rdzenia światłowodu promieniowaniem ultrafioletowym w celu zmodulowania jego współczynnika załamania $n_1(z)$.

Z punktu widzenia zastosowań interesujące jest zachowanie sygnału optycznego propagowanego światłowodem. Oznaczmy część mocy optycznej $P_{WE}(z=0)$ propagowanego modu odbitą od siatki Bragga jako P_{REF} , a część mocy transmitowaną przez strukturę siatki jako $P_{WY}(z=L)$. Można teraz określić współczynnik odbicia R_{BG} jako stosunek mocy P_{REF}/P_{WE} , oraz współczynnik transmisji T_{BG} jako stosunek mocy $P_{WY}(z=L)/P_{WE}$. Analityczne rozwiązanie tego problemu uzyskuje się, stosując teorię modów sprzężonych. Zainteresowanego Czytelnika odsyłam do obfitej literatury.

Wynikiem analizy są zależności opisujące relacje między zespolonymi amplitudami nateżeń pola elektrycznego propagowanego modu. Dla potrzeb tego rozdziału wystarczy podać zależność (2-55) opisującą zachowanie się współczynnika odbicia R_{BG} mocy:

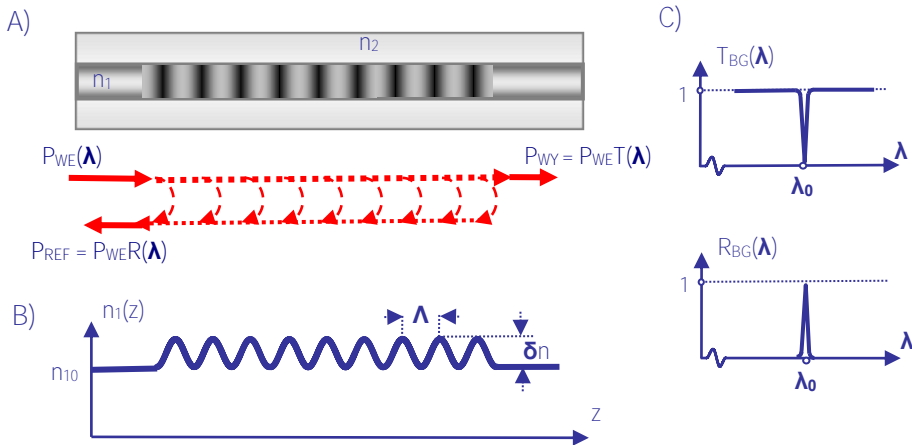
$$R_{BG}(\lambda) = \frac{P_{REF}}{P_{WE}} = \frac{\sinh^2 \left[kL \sqrt{1 - \left(\frac{\delta_\lambda}{k} \right)^2} \right]}{\cosh^2 \left[kL \sqrt{1 - \left(\frac{\delta_\lambda}{k} \right)^2} \right] - \left(\frac{\delta_\lambda}{k} \right)^2}; \quad (2-55)$$

W zależności powyższej k jest współczynnikiem sprzężenia. Współczynnik k ma tym większą wartość, im większy jest stosunek $\delta n/n_{10}$. Pewną rolę gra też stosunek (P_{RDZEN}/P_{WE}) , uwzględniający fakt, że pole elektryczne sygnału optycznego wnika także do płaszcza, którego współczynnik załamania nie zmienia się.

$$k = \frac{\pi \delta n}{2 \Lambda n_{10}} \left(\frac{P_{RDZEN}}{P_{WE}} \right); \quad (2-56)$$

Aby lepiej zrozumieć rolę współczynnika sprzężenia k w wartości $R_{BG}(\lambda)$, należy zauważyć, że w zależności (2-55) występuje iloczyn kL . Zgodnie z zależnością (2-57) wartość tego parametru rośnie proporcjonalnie do stosunku L/Λ , a ten przybiera wartości 10^3 – 10^4 .

$$kL \approx \frac{\delta n}{n_{10}} \frac{L}{\Lambda}; \quad (2-57)$$



Rys. 2.28. Światłowodowa siatka Bragga z rdzeniem o okresowo sinusoidalnie zmiennym współczynniku załamania n_1 (na rysunku nie zachowano proporcji). A) Ilustracja cząstkowych odbić od kolejnych warstw o powiększonym współczynniku załamania. B) Rozkład współczynnika załamania $n(z)$ o okresie Λ i amplitudzie δn . C) Charakterystyki współczynnika $T_{BG}(\lambda)$ transmisji mocy wejściowej i $R_{BG}(\lambda)$ mocy odbitej.

Zależność (2-55) wskazuje, że przebieg $R_{BG}(\lambda)$ ma charakter rezonansowy. Parametrem określającym zachowanie krzywej $R_{BG}(\lambda)$ wokół rezonansu ma zmienna δ_λ , zwana parametrem odstrojenia – zależność (2-58):

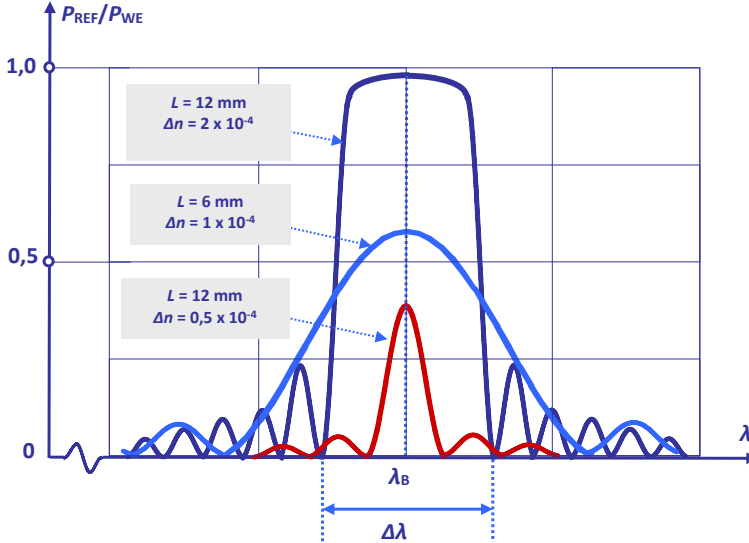
$$\delta_\lambda = \frac{\pi}{\Lambda} \frac{\lambda_B - \lambda}{\lambda}; \quad (2-58)$$

W rezonansie, dla $\lambda = \lambda_B$ parametr $\delta_\lambda = 0$. Wartość współczynnika odbicia mocy, zgodnie z zależnością (2-55), wynosi wtedy:

$$R_{BG}(\lambda_B) = \text{tgh}^2(kL) \quad (2-59)$$

Pamiętamy, że $\text{tgh}x = 1$ dla dużych wartości x . Oznacza to, że przy odpowiednio silnym sprzężeniu (k) i długim odcinku (L) siatki Bragga dla rezonansowej długości fali cała moc sygnału optycznego zostaje zawrócona. W sąsiedztwie rezonansowej długości fali, gdy odstrojenie $\delta_\lambda = \pm k$, wartość współczynnika odbicia mocy R_{BG} spada do zera. Obie te wartości określają szerokość krzywej $R_{BG}(\lambda)$, zwykle jest to ułamek nanometra.

Na rys. 2.29 przedstawiono kilka charakterystyk $R_{BG}(\lambda)$ dla światłowodowej siatki Bragga, uzyskanych drogą obliczeń symulacyjnych. Pokazano, że wykorzystując wymiary L i Λ struktury siatki, dobierając odpowiednio amplitudę modulacji δn współczynnika załamania rdzenia, można w szerokich granicach kształtować charakterystyki odbicia i transmisji mocy optycznej przez światłowód.

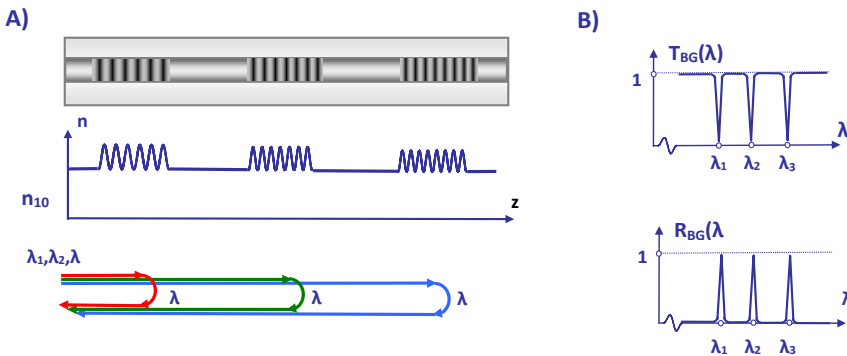


Rys. 2.29. Charakterystyki mocy odbitej światłowodowej siatki Bragga. Wyniki symulacji dla $\Lambda = 530 \text{ nm}$, $n_{10} = 1,45$, $\lambda_B = 1540 \text{ nm}$.

Zauważmy dalej, że dla promieniowania – poza niewielkim pasmem silnego odbicia – światłowód jest przezroczysty. Można powiedzieć, że światłowodowa siatka Bragga działa jak

filtr zaporowy dla sygnału optycznego wybranej częstotliwości. Zjawisko to wykorzystano w systemach multipleksacji, gdy strumień informacji przesyła się równocześnie na różnych długościach fali. Bliżej zastosowanie to opisane zostanie w jednym z dalszych rozdziałów.

Skonstruowano i przeprowadzono badania światłowodu, na rdzeniu którego wykonano kilka struktur siatek Bragga o różnym okresie Λ zmian współczynnika odbicia. Przykład takiego obwodu pokazano na rys. 2.30.



Rys. 2.30. Szeregowe połączenie siatek Bragga o różnym okresie zmian. A) Zależność $n_1(z)$ i ilustracja odbicia sygnałów o różnych długościach fali. B) Zależności współczynników $T_{BG}(\lambda)$ transmisji mocy wejściowej i $R_{BG}(\lambda)$ mocy odbitej.

Uzyskano spodziewane rezultaty, struktura jest wielorezonansowa, parametry każdego z obwodów można kształtować osobno.

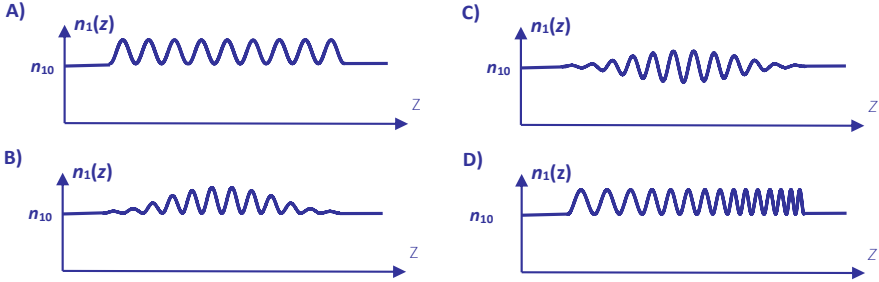
Przedstawiony wyżej opis dotyczy charakterystyk siatek Bragga o jednolitym przebiegu współczynnika $n_1(z)$ rdzenia światłowodu, opisanego zależnością (2-54). Przebieg taki – jego właściwości opisano wyżej – pokazano na rys. 2.31A. Podjęto prace nad opanowaniem kolejnych kroków technologii, aby stworzyć nowe narzędzia komponowania parametrów siatki Bragga. W rezultacie tych prac uzyskano możliwości kształtowania przebiegu $n_1(z)$, który można teraz opisać ogólną zależnością (2-60).

$$n_1(z) = n_{10} + \delta n(z) \left\{ 1 + m(z) \cos \left[\frac{2\pi z}{\Lambda(z)} + \varphi \right] \right\}; \quad (2-60)$$

Na rys. 2.31 zestawiono kilka przykładów kształtowania przebiegu $n_1(z)$ i porównano je z przebiegiem jednolitym, opisanym wyżej i powtórzonym na rys. 2.31A.

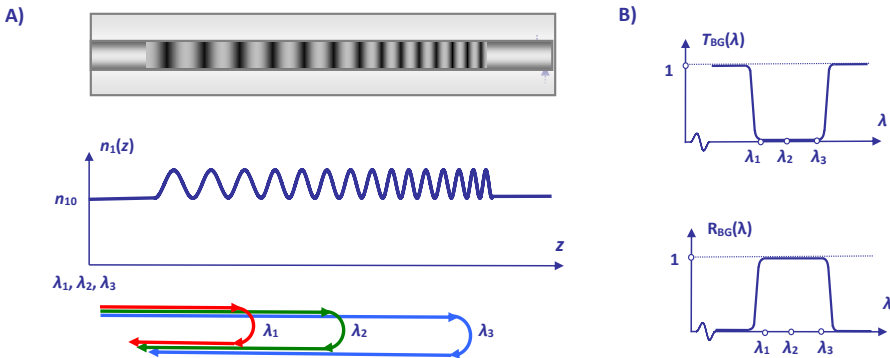
Jednym z rozwiązań jest uzmiennienie amplitudy $\delta n(z)$ zmian współczynnika odbicia. Uzyskano bardzo ciekawe właściwości nowych, niejednolitych struktur. Komponując struktury o zmiennej amplitudzie, wykonano siatki, których przebieg $\delta n(z)$ odwzorowuje krzywą Gaussa. Pokazano go na rys. 2.31B. Innym ciekawym rozwiązaniem jest siatka, dla której amplituda $\delta n(z)$ zmienia się kosinusoidalnie – rys. 2.31C. Obie struktury pozwalają

kształtować charakterystyki $R_{BG}(\lambda)$ poza głównym pasmem i redukować wymiary tzw. listków bocznych. Bardzo ciekawy przebieg charakterystyki $R_{BG}(\lambda)$ uzyskano dla siatki Bragga po uzmiennieniu okresu $\Lambda(z)$ – rys. 2.31D.



Rys. 2.31. Profile zmian współczynnika załamania w rdzeniu światłowodu. A) Współczynnik $n_1(z)$ zmienia się sinusoidalnie z minimalną wartością n_{10} . B) $n_1(z)$ zmienia się sinusoidalnie z amplitudą narastającą wg krzywej Gaussa. C) $n_1(z)$ zmienia się sinusoidalnie z amplitudą zmienną cosinusoidalnie. D) $n_1(z)$ zmienia się sinusoidalnie z okresem Λ malejącym liniowo.

Dokładniej działanie tego obwodu ilustruje rys. 2.32. Zwykle okres struktury zmienia się liniowo. Po dobraniu odpowiedniej długości i współczynnika sprzężenia uzyskano filtr pasmowo-zaporowy o regulowanej szerokości pasma i dobieranej charakterystyce fazowej. Opisany obwód znalazł wiele zastosowań w systemach telekomunikacyjnych. Zastosowania te zostaną dokładniej omówione w kolejnych rozdziałach.



Rys. 2.32. Siatka Bragga o liniowo zmieniającym się okresie (ang. Chirped FBG). A) Zależność $n_1(z)$ i ilustracja odbicia sygnałów o różnych długościach fali. B) Zależności współczynników $T_{BG}(\lambda)$ transmisji mocy wejściowej i $R_{BG}(\lambda)$ mocy odbitej.

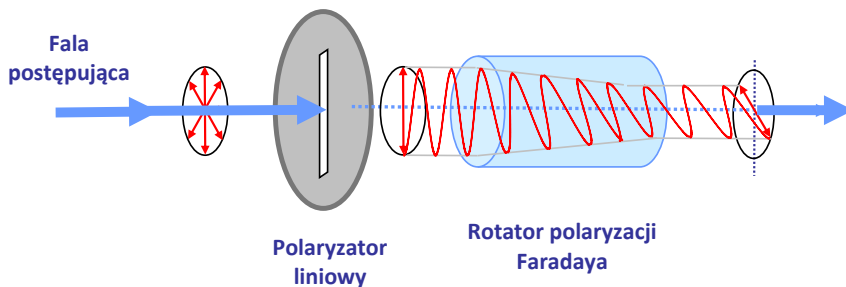
Opisane sposoby wykonania i zasady działania światłowodowych siatek Bragga, jako struktur periodycznych modyfikujących propagację sygnału optycznego w jednomodowym

światłowodzie, wskazują na bardzo interesujące właściwości tych prostych w istocie obwodów. Pokazane na kolejnych rysunkach charakterystyki transmisji i odbicia mocy sygnałów optycznych wskazują przede wszystkim na możliwości ich wykorzystania w procesach filtracji sygnałów.

Jednakże lista zastosowań siatek Bragga do przetwarzania i obróbki sygnałów optycznych w różnych pasmach częstotliwości jest istotnie dłuższa. Należy tu wymienić zastosowania w procesach multipleksacji, w kompensacji dyspersji przy transmisji na duże odległości, w laserach półprzewodnikowych, wzmacniaczach EDFA i Ramana, przy obróbce sygnałów o modulowanej fazie, obróbce sygnałów mikrofalowych, w systemach anten fazowanych. Bez wcześniejszej sporej porcji wiadomości nie ma możliwości przedstawienia w niniejszym rozdziale opisów tych ważnych zastosowań. Czytelnik znajdzie je, a także niezbędne odniesienia bibliograficzne, w rozdziale 5.

2.5.4. Izolatory i cyrkulatory optyczne

Izolatory i cyrkulatory optyczne należą do grupy przyrządów nieodwracalnych. Ich właściwości zmieniają się w zależności od kierunku transmisji sygnału optycznego. Działanie tych przyrządów najczęściej oparte jest na wykorzystaniu rotatora Faradaya. Jego działanie zilustrowano na rys. 2.33.

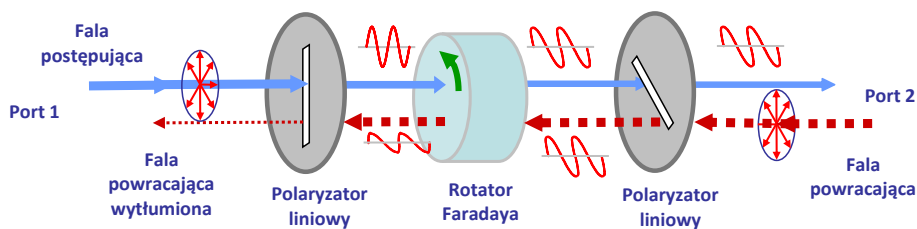


Rys. 2.33. Ilustracja działania rotatora Faradaya, przyrządu, który zmienia polaryzację liniowo spolaryzowanego światła o pewien kąt.

Rotator Faradaya wykorzystuje zjawisko magnetoptyczne odkryte przez Michaela Faradaya. Polega ono na tym, że transmisji spolaryzowanego liniowo sygnału optycznego przez niektóre ośrodki towarzyszy obrót płaszczyzny polaryzacji o pewien kąt. Na rys. 2.33 pokazano, jak sygnał optyczny przepływa najpierw przez polaryzator liniowy, a następnie przez rotator. Działanie rotatora polega na skręceniu płaszczyzny polaryzacji o 45° – co pokazano na rysunku. Cechą charakterystyczną rotatora Faradaya jest efekt polegający na tym, że płaszczyzna polaryzacji zawsze jest skręcana w tę samą stronę, niezależnie od kierunku przepływającego światła (asymetria). Ta właściwość stosowana jest przy konstrukcji izolatorów i cyrkulatorów optycznych.

Przyrządem wykorzystującym rotator Faradaya jest izolator optyczny. Zasadę jego działania przedstawiono w sposób uproszczony na rys. 2.34. Izolator jest przyrządem pozwalającym na transmisję z niewielkim tłumieniem sygnału optycznego od portu 1 do portu 2 (sygnał oznaczony został kolorem niebieskim na rys. 2.34), natomiast silnie tłumiący sygnał optyczny płynący w kierunku przeciwnym, od portu 2 do portu 1 (oznaczony kolorem czerwonym na rys. 2.34).

Wpływający do portu 1 sygnał optyczny trafia na polaryzator liniowy, który przepuszcza sygnał tylko o określonej, pionowej polaryzacji. Spolaryzowany sygnał transmitowany jest następnie przez rotator Faradaya. Przy transmisji płaszczyzna polaryzacji skręca o 45° w lewo. Kolejny polaryzator liniowy ustawiony jest tak, by nie zakłócać przepływu sygnału do portu 2.



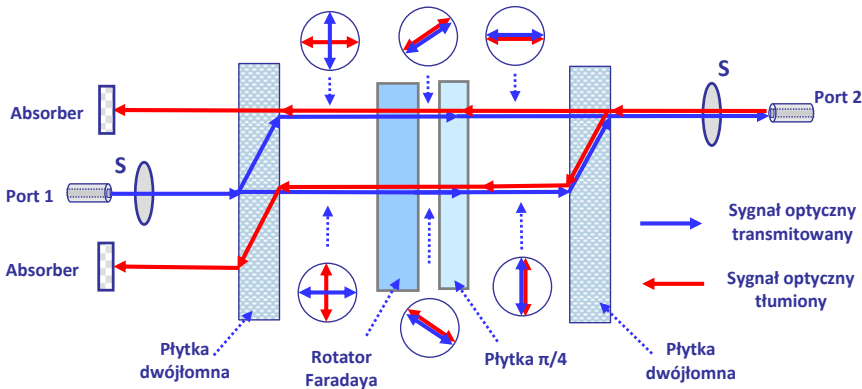
Rys. 2.34. Ilustracja działania izolatora optycznego, w którym wykorzystano rotator Faradaya. Kierunek transmisji od portu 1 do portu 2.

Sygnał optyczny transmitowany od portu 2 w przeciwnym kierunku trafia najpierw na polaryzator liniowy orientowany o 45° od pionu. Następnie przepływa przez rotator Faradaya, czemu towarzyszy skręcenie płaszczyzny polaryzacji o kolejne 45° . W rezultacie sygnał optyczny uzyskuje polaryzację poziomą. Trafia następnie na kolejny polaryzator liniowy, orientowany pionowo, który go nie przepuszcza. Tak więc port 1 jest izolowany od sygnału z portu 2.

Wadą układu izolatora przedstawionego na rys. 2.34 jest możliwość strat mocy sygnału optycznego doprowadzonego do portu 1. Mianowicie pierwszy napotkany polaryzator liniowy przepuszcza jedynie sygnał o polaryzacji pionowej. Moc sygnału dochodzącego do rotatora Faradaya może być, w niektórych przypadkach, mniejsza od połowy mocy wejściowej.

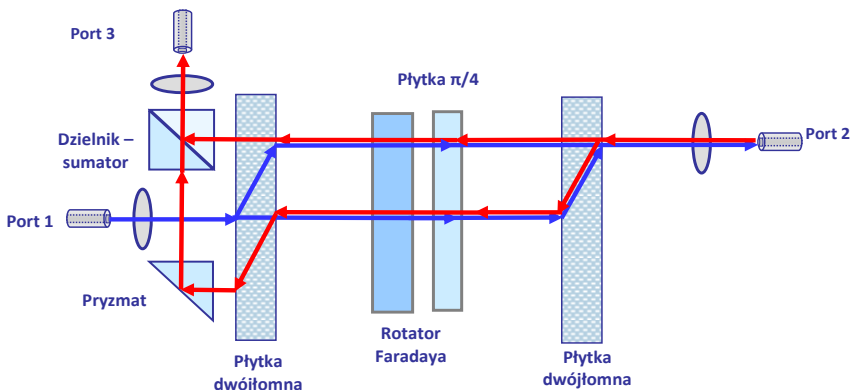
Wady tej nie ma układ izolatora pokazany na rys. 2.35. Prześledzimy najpierw tor promieni sygnału transmitowanego z portu 1. Sygnał optyczny propagowany od portu 1 do portu 2, oznaczony kolorem niebieskim, trafia najpierw na płytkę dwójtłomną. Jego składowa o polaryzacji poziomej przepływa przez nią bez zmiany kierunku propagacji, natomiast składowa o polaryzacji pionowej ulega załamaniu, zmienia kierunek i po powtórznym załamaniu opuszcza płytkę dwójtłomną torem przesuniętym równolegle. Oba promienie przepływają następnie przez rotator Faradaya, który skręca ich płaszczyzny polaryzacji

o 45° w prawo, a następnie przez płytkę $\pi/4$ skręcającą płaszczyznę polaryzacji o kolejne 45° w prawo. Obydwa promienie docierają do kolejnej płytki dwójłomnej. Promień górny, który ma teraz polaryzację poziomą przechodzi przez tę płytkę bez zmiany toru, natomiast dolny ulega dwukrotnemu załamaniu i łączy swój tor z promieniem górnym. Oba promienie po przejściu przez soczewkę S trafiają do światłowodu portu 2.



Rys. 2.35. Układ ideowy izolatora optycznego z rotatorem Faradaya, pozwalającym na transmisję całej mocy optycznej sygnału wejściowego. S – soczewka ułatwiająca skierowanie sygnału do światłowodu.

Sygnał optyczny z portu 2, oznaczony kolorem czerwonym, trafia także na płytkę dwójłomną i rozdziela kierunki przepływu. Oba promienie przepływają następnie przez płytkę zmieniającą polaryzację o 45° i rotator Faradaya, który także przesuwają płaszczyznę polaryzacji o 45° . Jednakże w tym przypadku ich przesunięcia kompensują się wzajemnie i obydwa promienie docierają do płytki dwójłomnej bez zmiany płaszczyzny polaryzacji. W rezultacie oba promienie zmieniają swoje tory, zwiększając dystans między sobą. Żaden z nich nie dociera do światłowodu portu 1, który pozostaje izolowany od portu 2.

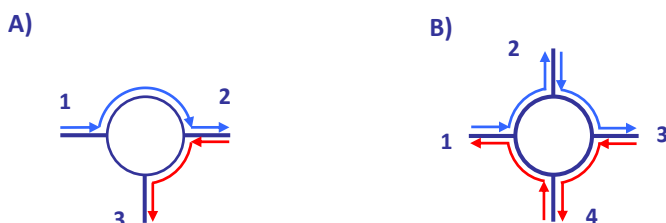


Rys. 2.36. Układ ideowy trójwrotowego cyrkulatora optycznego z rotatorem Faradaya. Sygnał optyczny docierający do portu 2 transmitowany jest do portu 3.

Izolator optyczny okazał się przyrządem wysoce użytecznym. Stosowany jest między innymi w układach sprzężenia lasera ze światłowodem. Chroni on laser przed sygnałem odbitym, który może powodować jego niestabilną pracę.

Po wprowadzeniu dodatkowych elementów obwód izolatora staje się cyrkulatorem. Jego działanie pokazano na kolejnym rys. 2.36. Dodatkowe elementy: pryzmat i dzielnik sygnału optycznego rozdzielający polaryzacje umożliwiają połączenie obu sygnałów z portu 2, oznaczonych na czerwono. Sygnały te poprzez soczewkę S trafiają do światłowodu portu 3.

Trójwrotowy cyrkulator optyczny może z powodzeniem pełnić funkcję izolatora. W takim przypadku sygnał pojawiający się w porcie 3 nie jest wykorzystywany.



Rys. 2.37. Oznaczenia obwodów cyrkulatorów optycznych. A) Oznaczenie cyrkulatora trójwrotowego, którego działanie pokazano na rys. 2.36. B) Oznaczenie cyrkulatora czterowrotowego, utworzonego z dwóch cyrkulatorów trójwrotowych. Przyrząd jest w pełni symetryczny.

Należy zauważyć, że obwód cyrkulatora nie zachowuje symetrii między wrotami. Nie ma transmisji sygnału optycznego od portu 3 do portu 1. Pokazano to oznaczeniem cyrkulatora na rys. 2.37A. W wielu zastosowaniach ta właściwość nie odgrywa istotnej roli. Jednakże w niektórych przypadkach koniecznym jest wzbogacenie funkcji cyrkulatora. Pomysłowość konstruktorów pozwoliła m.in. na zbudowanie cyrkulatora czterowrotowego, w pełni symetrycznego.

Cyrkulator pokazany schematycznie na rys. 2.37B powstał z połączenia dwóch cyrkulatorów trójwrotowych. W konsekwencji uzyskano w pełni symetryczny obwód, który można wykorzystać w rozmaitych połączeniach.

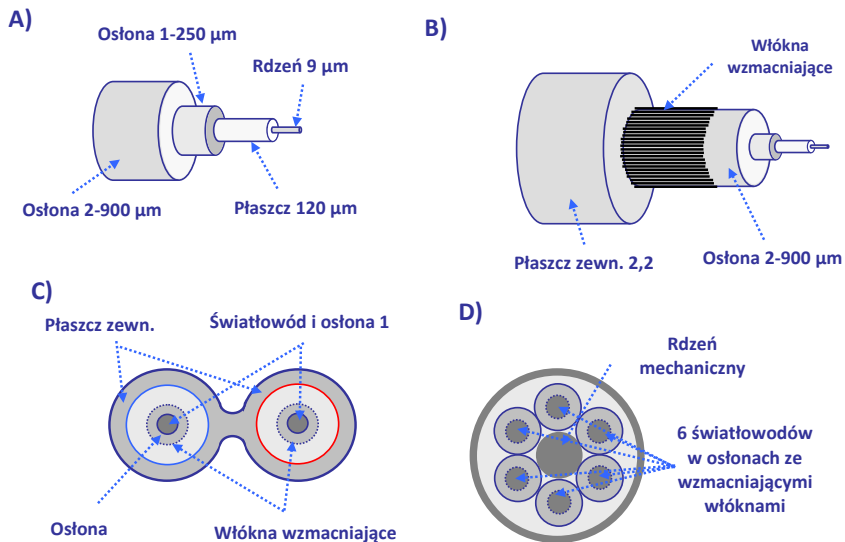
Producenci oferują wiele interesujących konstrukcji cyrkulatorów trój-, czterowrotowych. Zasady działania tych przyrządów oparte są o opisane wyżej efekty i wykorzystują wspomniane właściwości. Koszty wykonania tych przyrządów są stosunkowo wysokie, ponieważ wymagana jest wysoka dokładność wykonania elementów składowych, a także precyzja ich montażu.

2.6. Kable i łączenie światłowodów

W pierwszych punktach tego rozdziału omówiono stosunkowo dokładnie zasady funkcjonowania i parametry światłowodów jednomodowego i wielomodowego, jako medium do

transmisji fali elektromagnetycznej o określonej długości. Nie podjęto natomiast, zgodnie z założeniami tej pracy, opisu technologii produkcji światłowodów kwarcowych. Należy powiedzieć, że technologia wykonania światłowodów jednomodowych, a w szczególności o przesuniętych charakterystykach dyspersji, należy przez swój kunszt do najwspanialszych osiągnięć współczesnej inżynierii. Zainteresowanym Czytelnikom można polecić obfitą bibliografię tego tematu.

W tym punkcie bardzo krótko zaprezentowane zostanie zagadnienie struktury i konstrukcji kabli światłowodowych. Na rys. 2.38 pokazano kilka wybranych, prostych struktur kabli światłowodowych, wykorzystywanych w instalacjach domowych i wewnątrz budynków.



Rys. 2.38. Kable światłowodowe stosowane w instalacjach wewnątrz budynków. A) Światłowod kwarcowy jednomodowy z podwójnymi osłonami ochronnymi. B) Na światłowod z rys. 2.28A nałożono włókna wzmacniające i usztywniające oraz zewnętrzną, plastikową płaszcz ochronny. C) Kabel z dwoma światłowodami, stosowany w instalacjach domowych. D) Kabel światłowodowy z 6. niezależnymi światłowodami.

Wyprodukowany jednomodowy światłowod wykonany ze szkła kwarcowego jest cienką, kruchą nitką szklaną o grubości około 0,12 mm. Dlatego dostaje osłonę plastikową, która jest pierwszą ochroną od uszkodzeń i powiększa jego grubość do około 0,25 mm. Kolejna warstwa osłony zwiększa jego grubość do 0,9–1,0 mm – rys. 2.38A. W tej postaci może być używany w instalacjach.

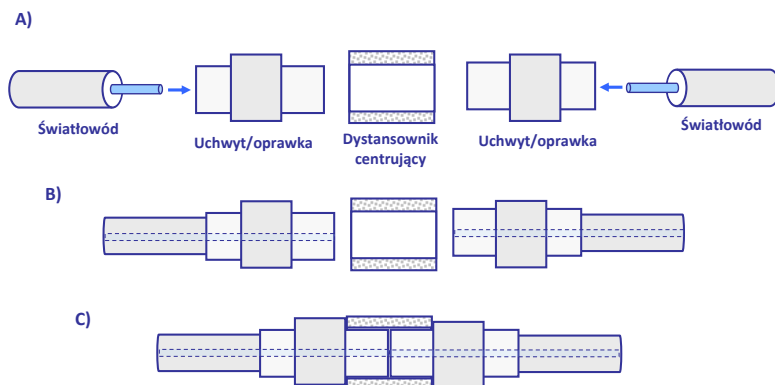
Światłowod staje się kablem po otrzymaniu warstwy wzmacniających go mechanicznie włókien, co zwiększa jego odporność na zginanie i utrudnia złamanie. Dodatkowy płaszcz

plastikowy zwiększa jego grubość do 2,2 mm. W tej postaci można go spotkać w instalacjach domowych – rys. 2.38B.

Popularną strukturą jest pokazany na rys. 2.38C kabel zawierający parę światłowodów, instalowany, gdy potrzebna jest transmisja w obu kierunkach. Zwykle, aby uniknąć pomyłki przy połączeniach, osłony obu światłowodów są kolorowane.

Połączenie dwóch światłowodów powinno zapewnić transmisję sygnału optycznego możliwie bez strat i odbić mocy. Jednym ze stosowanych sposobów jest spawanie światłowodów. Popularnym rozwiązaniem jest użycie mechanicznego złącza. Stosuje się cały szereg mechanicznych konstrukcji złączy. W tym punkcie opisane zostaną zasady budowy tych ważnych, z punktu widzenia działania łączy optycznych, elementów.

Na rys. 2.39A pokazano w dużym uproszczeniu elementy światłowodowego złącza mechanicznego. Każdy z końców światłowodu zostaje wprowadzony i zamocowany w uchwycie. Umieszczony dokładnie na osi uchwyty rdzeń światłowodu wraz z płaszczem dochodzą do powierzchni czołowej uchwyty – rys. 2.39B. Teraz następuje zetknięcie i złączenie obu uchwyty – 2.39C. Ważną rolę pełni tu dystansownik centrujący. Złącze winno zapewnić takie warunki połączenia, by powierzchnie czołowe rdzeni, które mają średnicę 0,09 mm, zetknęły się całą powierzchnią przekroju.



Rys. 2.39. Ilustracja funkcjonowania mechanicznego złącza dla światłowodów kwarcowych. A) Elementy złącza: uchwyty światłowodów oraz dystansownik centrujący. B) Światłowody wprowadzone i umocowane w uchwytach. C) Złącze po połączeniu.

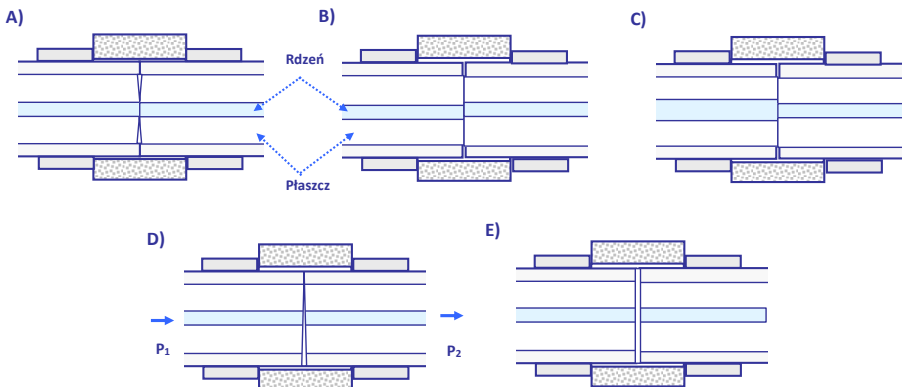
Elementami złącza, których nie pokazano na rys. 2.39, są różnie skonstruowane sprężyny dociskowe i zatrzaski mocujące, które unieruchamiają elementy złącza, stabilizując w ten sposób warunki transmisji sygnału optycznego. Jak powiedziano wcześniej, opracowano wiele konstrukcji złączy mechanicznych. Ich wykonanie wymaga mikronowej precyzji.

Na rys. 2.40 pokazano przekroje złączy dla kilku często spotykanych przypadków. Przypadek idealnego połączenia pokazuje rys. 2.40A. Rdzenie stykają się ze sobą na całej

powierzchni przekroju. Miarą jakości złącza jest współczynnik transmisji mocy. Zgodnie z oznaczeniami z rys. 2.40D w idealnym przypadku stosunek mocy $P_2/P_1 = 1$, co oznacza, że złącze nie zakłóca przepływu mocy. W rzeczywistych złączach poziom transmitowanej mocy ulega obniżeniu. Miarą tego obniżenia są straty mocy złącza L_{dB} , wyrażone zależnością (2-61).

$$L_{dB} = -10 \log \frac{P_2}{P_1}; \quad (2-61)$$

Otóż jeśli $L_{dB} \leq 0,25$ dB, to złącze wykonane jest bezbłędnie. Typowe błędy pokazują kolejne rysunki. Częstym błędem wynikającym ze źle wykonanych bądź nieprawidłowo zamontowanych uchwytów jest niecentryczne połączenie światłowodów – rys. 240B. Przy łączeniu różnych typów światłowodów może zaistnieć niedopasowanie średnic rdzeni światłowodów – rys. 2.40C. Wadliwie przygotowane powierzchnie łączonych światłowodów mogą skutkować powstaniem szczelin – rys. 2.40D. Przy źle wykonanych zamocowaniach światłowodów w uchwytach może też powstać szczelina między światłowodami, co pokazuje rys. 2.40E. W praktycznych rozwiązaniach złącza straty mocy mogą sięgać $L_{dB} = 1,5$ dB. To dużo, jeśli porównać je ze stratami przy transmisji światłowodem w oknie 3.



Rys. 2.40. Dobrze i źle wykonane mechaniczne złącza światłowodowe. A) Złącze prawidłowo wykonane, zapewniona centryczność i mechaniczny styk rdzeni obu światłowodów. B) Niecentryczne połączenie światłowodów. C) Niedopasowanie średnic rdzeni światłowodów. D) Szczelina między światłowodami w wyniku niedoskonałego oszlifowania płaszczyzn czołowych światłowodów. E) Szczelina między światłowodami; źle zamocowane światłowody w uchwytach.

Kable światłowodowe wykonane do transmisji na długich dystansach, a w szczególności kable transoceaniczne, muszą spełniać wiele specjalnych wymagań. Ich opis wychodzi poza ramy tej pracy. Zainteresowanych można zapewnić, że w literaturze do tego rozdziału znajdują wiele ciekawych i pomysłowych rozwiązań.

2.7. Podsumowanie

Wyniki badań i rozwój technologii wykazały, że światłowody kwarcowe są doskonałymi, najlepszymi z nam znanych, przewodnikami fal elektromagnetycznych wybranych zakresów długości fal. Ocenę taką wydajemy, biorąc pod uwagę parametry tych przewodnic:

- bardzo małe tłumienie mocy propagowanych sygnałów,
- bardzo szerokie, w porównaniu do kabli koncentrycznych i falowodów, pasmo pracy,
- trudności zewnętrznego zakłócenia transmisji,
- stosunkowo małe koszty produkcji (po opanowaniu technologii), niewielka waga.

Przy transmisji sygnałów światłowodami kwarcowymi na duże odległości pojawiają się problemy dyspersji. Efekt ten utrudniał transmisję światłowodami wielomodowymi pierwszych generacji. Znalaziono rozwiązania, opracowując struktury i technologię światłowodów jednomodowych, a następnie światłowodów o kształtowanej charakterystyce dyspersji.

Wiele trudności sprawiało początkowo łączenie i spawanie światłowodów kwarcowych. Także ten problem rozwiązano pomyślnie.

Opanowano technologię produkcji światłowodów planarnych, wykonywanych na rozmaitych podłożach dielektrycznych. Pozwoliło to na opracowanie całego wachlarza przyrządów, takich jak dzielniki mocy, sprzęgacze, modulatory (będzie o nich mowa w rozdziale 6), filtry, niezbędnych w pracy nadajników i odbiorników optycznych.

Mimo nieustających badań nie znaleziono materiału dielektrycznego, który po uformowaniu w światłowód pozwoliłby uzyskać tak małe – jak w przypadku kwarcu – tłumienie transmitowanego sygnału. Niemniej w warunkach przemysłowych, w samochodach i samolotach, w budynkach mieszkalnych, przy transmisji na odległości metrów i dziesiątek metrów wystarczająco dobre rezultaty uzyskuje się, stosując światłowody plastikowe. Światłowody te są istotnie tańsze w produkcji i ich montaż jest łatwiejszy.

Bibliografia rozdziału 2

- 2.1 N.M. Litchinitser, B.J. Eggleton, G.P. Agrawal, "Dispersion of Cascaded Fiber Gratings in WDM Lightwave Systems", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 16, No. 8, 1998.
- 2.2 M. Arumugan, "Optical fiber communication — An overview", *Pramana – Journal of Physics*, Vol. 57, Nos 5 & 6, 2001, <https://www.ias.ac.in/article/fulltext/pram/057/05-06/0849-0869>.
- 2.3 B. Elliott, M. Gilmore, *Fiber Optic Cabling*, Linacre House, 2002.
- 2.4 B. Ziętek, *Optoelektronika*, Wydawnictwo Naukowe Uniwersytetu Mikołaja Kopernika, 2005.
- 2.5 B. Ziętek, *Materiały do wykładów*, <https://www.fizyka.umk.pl/~bezet/>.
- 2.5 H. Abramczyk, *Dispersion phenomena in optical fibers*, <http://www.mitr.p.lodz.pl/evu/lectures/Abramczyk3.pdf>.

- 2.6 S.P. Singh, R. Gangwar, N. Singh, "Nonlinear Scattering Effects in Optical Fibers", *Progress In Electromagnetics Research*, Vol. 74, 2007.
- 2.7 J.D. Joannopoulos et al., *Photonic Crystals. Molding the Flow of Light*, Chap. 9: *Photonic-Crystal Fibers*, Princeton University Press, Princeton, Sec. Edition, 2008, <http://ab-initio.mit.edu/book/>.
- 2.8 M.J. Li, D.A. Nolan, "Optical Transmission Fiber Design Evolution", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 26, No. 9, 2008, <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?uri=JLT-26-9-1079>.
- 2.9 J. Klamkin, *Photonic Integrated Circuit Tutorial*, University of California, Santa Barbara, 2015, http://www.7pennies.com/downloads/PIC_Training_NYC_Klamkin_FINAL.pdf.
- 2.10 G.P. Agrawal, *Optical Waveguides (OPT568)*, University of Rochester, New York, 2008.
- 2.11 R. Paschotta, *Passive Fiber Optics, Tutorial, Encyclopedia of Laser Physics and Technology*, https://www.rp-photonics.com/passive_fiber_optics8.html.
- 2.12 S.G. Johnson, *Photonic Crystals: Periodic Surprises in Electromagnetism*, <http://ab-initio.mit.edu/photons/tutorial/>.
- 2.13 *Optical fibres, cables and systems*, International Telecommunication Union, Geneva, 2010, https://www.itu.int/dms_pub/itu-t/opb/hdb/T-HDB-OUT.10-2009-1-PDF-E.pdf.
- 2.14 U.H.P. Fischer, M. Haupt, M. Joncic, *Optical Transmission Systems Using Polymeric Fibers*, Chapt. 2: *Optoelectronics – Devices and Applications*, 2011, DOI: 10.5772/19448.
- 2.16 D. Mazzaresse, "New cable designs avert conduit congestion", *Lightwave*, September 19, 2013.
- 2.17 L.A. Coldren, S.W. Corzine, *Diode lasers and photonic integrated circuits*, Wiley Series in Microwave and Optical Engineering, Wiley-Interscience, 2015.
- 2.18 M. Jyotsana, J. Malhotra, "Comparative Analysis Of Different Dispersion Compensation Techniques On 40 Gbps Dwdm System", *International Journal of Technology Enhancements and Emerging Engineering Research*, Vol. 3, Iss. 6, 2015.
- 2.19 K. Saitoh, S. Matsuo, "Multicore Fiber Technology", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 34, No. 1, 2016.
- 2.20 A.D. Ellis et.al., "Performance limits in optical communications due to fiber nonlinearity", *Advances in Optics and Photonics*, Vol. 9, No. 3, 2017.