

# Rozdział 6

## Modulatory sygnałów optycznych

### 6.1. Wprowadzenie

W ogólnym przypadku modulację fali nośnej nadajnika można prowadzić w rozmaity sposób. Wiedzą o tym dobrze specjaliści radiotechniki i telekomunikacji komórkowej. Jednak z sygnałem optycznym sprawa nie jest taka łatwa, jak z sygnałem pasma radiowego czy mikrofalowego.

Stosunkowo najlepiej udaje nam się bezpośrednia modulacja amplitudy, a w zasadzie mocy optycznej, dzięki liniowej zależności mocy optycznej generowanej przez laser od prądu. Powszechne przejście na transmisję sygnałów cyfrowych bardzo uprościło sprawę. Wykorzystano tutaj modulację dwustanową: cyfra „1” – jest moc, cyfra „0” – nie ma mocy. Przebiegi charakterystyki lasera pozwalają realizować taką modulację bez problemów.

Zwiększanie szybkości transmisji łączy optycznych wiodło przez skracanie czasu trwania impulsów. Gdy usiłowano skrócić czas trwania impulsów do 10 ps, pojawiły się nowe problemy, zarówno z konstrukcją laserów, jak i tranzystorowych układów sterujących prądem diody laserowej.

Rodzina modulatorów oparta na wykorzystaniu efektu elektrooptycznego istotnie wzbogaciła arsenał narzędzi modulacji, pozwalając zrealizować modulację wielostanową. Do tego dodano umiejętność wykorzystania stanu polaryzacji transmitowanego światłowodem sygnału optycznego. Wszystko wskazuje na to, że można oczekiwać dalszego udoskonalenia technik modulacji i wzrostu szybkości transmisji informacji łączy optycznym.

### 6.2. Wiadomości podstawowe

#### 6.2.1. Podstawowe definicje

W obszarze zastosowań telekomunikacyjnych (telefonii, radio, telewizja, telewizja satelitarna itp.) wielokrotnie napotyka się problem transmisji informacji z punktu do punktu, lub z punktu do wielu punktów. Sama informacja zapisana jest zwykle w postaci sygnału elektrycznego, ale nie przesyłamy jej bezpośrednio, lecz używamy do tego celu fali nośnej, którą modulujemy sygnałem zawierającym informację.

Fala nośna jest sygnałem elektrycznym, najczęściej o przebiegu sinusoidalnym, poddawanym procesowi modulacji. Fala modulująca jest sygnałem zawierającym informację, użytym do kontroli/modulacji fali nośnej. Fala zmodulowana to końcowy efekt procesu

modulacji fali nośnej przez falę modulującą. Fala zmodulowana przesyłana jest następnie od nadajnika do odbiornika.

Odebrany sygnał optyczny często poddawany jest w odbiorniku złożonym procesom. Ich celem jest odzyskanie informacji. Pomijając w tym momencie konieczne wielokrotne wzmacnianie odebranego sygnału, to procesy usuwania fali nośnej i odzyskiwania informacji/fali modulującej nazywamy demodulacją.

Podstawowe rodzaje modulacji stosowane przy zapisywaniu informacji na falę nośną to:

- modulacja amplitudy,
- modulacja kąta,
- modulacja częstotliwości,
- modulacja fazy,
- modulacja impulsowa.

Ze względu na sposób zapisu informacji mówimy ponadto o modulacji analogowej oraz o modulacji cyfrowej. Informacja, taka jak zapis dźwięku czy też obrazu, może być z łatwością przekształcona do formy cyfrowej, jako ciąg liczb, najczęściej w postaci binarnej. Dlatego modulacja cyfrowa jako uniwersalna jest coraz powszechniej stosowana.

W punkcie tym kolejno przedstawione zostaną cechy charakterystyczne wymienionych wyżej rodzajów modulacji.

## 6.2.2. Analogowa modulacja amplitudy

Do opisu stanu modulacji wykorzystana zostanie w tym punkcie zależność (6-1), w której amplituda  $A_0$  jest wielkością rzeczywistą, a efekty propagacji nie są uwzględniane. Obiektem modulacji jest tutaj fala nośna sygnału optycznego, charakteryzowana wartościami – obok amplitudy  $A_0$  – częstotliwością  $f_0 = \omega_0/2\pi$  i fazą  $\varphi_0$ . Przebieg zmodulowanego sygnału – może nim być natężenie pola elektrycznego bądź prądu lasera – jest zapisany następująco:

$$A(t) = A_0 \cos(\omega_0 t + \varphi_0) = A_0 \cos(2\pi f_0 t + \varphi_0); \quad (6-1)$$

Formuła powyższego zapisu wskazuje na kilka możliwości modulowania tego przebiegu.

- Modulacja amplitudy AM (ang. *Amplitude Modulation*) polega na uzmiennieniu amplitudy  $A_0(t)$  tak, by niosła informację.
- Modulacja częstotliwości FM (ang. *Frequency Modulation*) polega na uzmiennieniu częstotliwości  $f_0(t)$  fali tak, by niosła informację.
- Modulacja fazy PM (ang. *Phase Modulation*) polega na uzmiennieniu fazy  $\varphi_0(t)$  tak, by niosła informację.

Możliwym jest także jednoczesne modulowanie dwóch z tych wielkości, np. amplitudy i fazy. W kolejnych punktach opisane zostaną przykłady takich procesów. Fala modulująca  $B(t)$  zawiera informację w rozmaitej formie – analogowej bądź cyfrowej. Aby opisać podstawowe właściwości modulacji amplitudy, przyjmuje się w uproszczonych analizach

modulację sygnałem sinusoidalnym. Fala modulująca opisana jest wtedy zależnością (6-2), z amplitudą  $B_s$ , pulsacją  $\omega_s = 2\pi f_s \ll \omega_0$  i fazą  $\varphi_s$ :

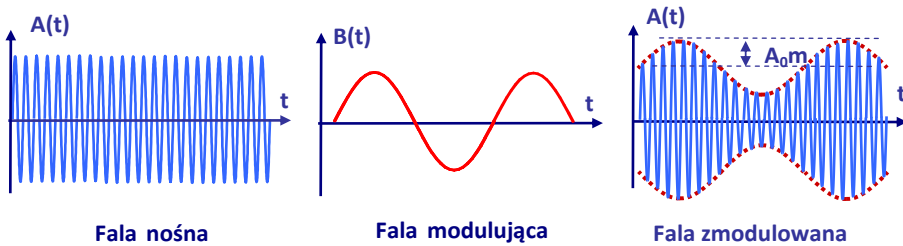
$$B(t) = B_s \cos(\omega_s t + \varphi_s); \quad (6-2)$$

Efektom modulacji amplitudy jest fala  $A(t)$  o amplitudzie zmieniającej się z częstotliwością  $f_s$ , jak pokazuje zależność (6-3):

$$A(t) = A_0 [1 + m \cos(\omega_s t)] \cos(\omega_0 t); \quad (6-3)$$

gdzie współczynnik  $m \approx B_s/A_0$  jest nazywany wskaźnikiem modulacji albo współczynnikiem głębokości modulacji. W zapisie powyższym pominięto obecność faz  $\varphi_0$  i  $\varphi_s$ .

Na rys. 6.1 pokazano skutek naniesienia sygnału na falę nośną. Pierwszy składnik wykresu przedstawia czystą falę nośną, drugi to fala modulująca jako czysta sinusoida, a trzeci – fala nośna zmodulowana sygnałem sinusoidalnym. Opisy układów realizujących procesy modulacji przedstawione zostaną w kolejnych punktach.



Rys. 6.1. Ilustracja do opisu procesu modulacji amplitudy.

Prawa strona wyrażenia (6-3) może być rozpisana jako suma trzech składników, które rozpoznajemy jako: falę nośną, wstęgę górną i wstęgę dolną. Składniki te mają postać:

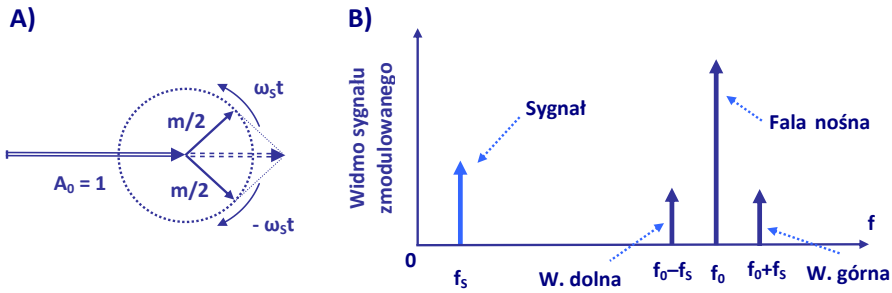
$$A(t) = A_0 \cos(\omega_0 t) + \frac{mA_0}{2} \cos[(\omega_0 - \omega_s)t] + \frac{mA_0}{2} \cos[(\omega_0 + \omega_s)t]; \quad (6-4)$$

W tabeli 6.1 zestawiono zależności opisujące zgodnie z równaniem (6-4) wymienione składniki widma sygnału o zmodulowanej amplitudzie.

Tabela 6.1. Składowe sygnału o modulowanej amplitudzie

Wstęga dolna	Fala nośna	Wstęga górna
$\frac{Am}{2} \cos[2\pi(f_0 - f_s)t];$	$A \cos(2\pi f_0 t);$	$\frac{Am}{2} \cos[2\pi(f_0 + f_s)t];$

Graficzną interpretację równania (6-4) pokazano na rys. 6.2A.

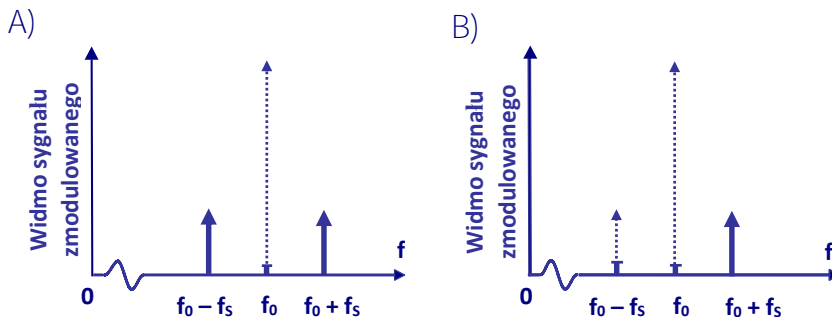


**Rys. 6.2.** Przykłady charakterystyk widmowych sygnału o modulowanej amplitudzie. A) Wykres wskazowy ilustrujący zmiany amplitudy  $A(t)$  jako wynik wirowania wskazów wstęg bocznych o długości  $m/2$ . B) Widmo sygnału z modulacją amplitudy typu DSB.

Wskaz oznaczony jako  $A_0$  reprezentuje sygnał nośnej. Dwa wskaz o długości  $mA_0/2$  reprezentują wstęgi boczne. Ich długość zależy od głębokości modulacji. Wskazy te wirują w przeciwnych kierunkach z prędkościami kątowymi równymi  $\omega_s$ . Suma tych trzech wskazów daje chwilową wartość amplitudy.

Na rys. 6.2B pokazano charakterystykę widmową sygnału o zmodulowanej amplitudzie. Wysokość wstęg bocznych, dolnej i górnej zależy od głębokości modulacji  $m$ .

Przy transmisji sygnału o zmodulowanej amplitudzie typu DSB (ang. *Double-Side-Band*), każdy ze składników widma sygnału zmodulowanego ma określony poziom mocy; fala nośna niesie moc największą, natomiast informację niosą wstęgi boczne. Aby zmniejszyć poziom transmitowanej mocy, można sztucznie stłumić falę nośną. Ten typ modulacji oznaczany jest jako DSBSC (ang. *Double-Side-Band Suppressed Carrier*). Widmo takiego sygnału pokazano na rys. 6.3A, fala nośna niesie tutaj szczątkową moc.



**Rys. 6.3.** Przykłady charakterystyk widmowych sygnału o modulowanej amplitudzie. A) Widmo sygnału z modulacją DSBSC, modulacja dwuwstęgowa z tłumioną falą nośną. B) Modulacja jednowstęgowa SSBSC, z wytłumioną falą nośną i wstęgą dolną.

Aby ograniczyć pasmo transmitowanego sygnału, usuwana jest jedna wstęga. Ten typ modulacji oznaczany jest jako SSB (ang. *Single Side-Band*). Wreszcie modulacja oznaczana jako SSBSC (ang. *Single-Side-Band Suppressed Carrier*) polega na usunięciu jednej wstęgi i nośnej, co ilustruje rys. 6.3B. Odpowiednie procesy pozwalają odtworzyć w odbiorniku brakującą wstęgę i falę nośną, a następnie odzyskać informację w procesie demodulacji.

Pasmo sygnału modulującego jest zwykle sumą wielu składników. Można je przedstawić jako sumę składników sinusoidalnych o różnych częstotliwościach. Każdy z tych składników powoduje w procesie modulacji wytworzenie wstęg bocznych po obu stronach nośnej.

### 6.2.3. Analogowa modulacja częstotliwości

Popularnym rodzajem modulacji jest modulacja częstotliwości. Ten rodzaj modulacji wraz z modulacją fazy należą do tzw. modulacji kąta  $\Phi(t)$ . Opisujący sygnał może być zapisany w formie (6-5):

$$A(t) = A_0 \cos[\Phi(t)]; \quad (6-5)$$

Znajomość przebiegu  $\Phi(t)$  pozwala wyznaczyć wartość częstotliwości chwilowej  $f(t)$ :

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d\Phi(t)}{dt}; \quad (6-6)$$

W opisywanym przypadku modulacji kąta przyjmuje się, że amplituda  $A_0$  jest stała.

Modulacja częstotliwości charakteryzuje się tym, że częstotliwość chwilowa  $f(t)$  zawiera naniesioną informację. Aby scharakteryzować właściwości tego rodzaju modulacji, przyjmiemy, że zapisywaną informacją jest sygnał sinusoidalny o częstotliwości  $f_s$ . Częstotliwość  $f(t)$  opisuje się w tym przypadku następującą zależnością:

$$f(t) = f_0 + \Delta f \cos(2\pi f_s t); \quad (6-7)$$

Częstotliwość chwilowa  $f(t)$  zmienia się wokół wartości średniej  $f_0$ . Maksymalne odchylenie  $\Delta f$  częstotliwości chwilowej  $f(t)$  od wartości średniej  $f_0$  nazywane jest szczytową dewiacją częstotliwości. Wartość dewiacji jest zwykle proporcjonalna do amplitudy  $B_s$  fali modulującej.

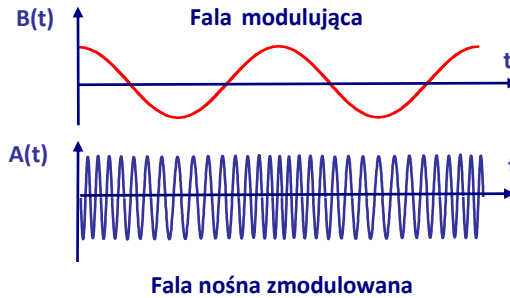
Chwilowa wartość napięcia fali zmodulowanej  $A(t)$  może być w przypadku modulacji częstotliwości opisana zależnością (6-8):

$$\begin{aligned} A(t) &= A_0 \cos[\varphi(t)] = A_0 \cos \left[ 2\pi f_0 t + \frac{\Delta f}{f_s} \sin(2\pi f_s t) \right] = \\ &= A_0 \cos[2\pi f_0 t + m_f \sin(2\pi f_s t)]; \end{aligned} \quad (6-8)$$

Współczynnik  $m_f = \Delta f/f_s$  nazywany jest indeksem modulacji. Na rys. 6.4 pokazano przykład przebiegu  $A(t)$  zgodnego z powyższą zależnością.

Po rozwinięciu zależności (6-8) w szereg Fouriera otrzymuje się nieskończenie wiele składowych, wstęg bocznych wokół częstotliwości  $f_0$  fali nośnej, oddalonych od siebie o  $f_s$ .

$$A(t) = A_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(m_F) \cos[2\pi(f_0 + nf_s)t]; \tag{6-9}$$



**Rys. 6.4.** Ilustracja przebiegu sygnału  $A(t)$  fali nośnej o zmodulowanej częstotliwości, opisanej zależnościami (6-7).

W zależności na  $A(t)$  pojawiły się funkcje Bessela pierwszego rodzaju  $n$ -tego rzędu  $J_n(m_F)$ , gdzie parametr  $m_F = \Delta f/f_s$ . Kolejne składniki widma są wstęgami bocznymi zmodulowanego sygnału o częstotliwościach wokół częstotliwości  $f_0$ , oddalonymi od siebie o  $f_s$ . Należy zauważyć, że – zgodnie z zależnością (6-10) – wstęgi z numerami nieparzystymi mają fazy różniące się o  $\pi$ .

$$J_{-n}(m_F) = (-1)^n J_n(m_F); \tag{6-10}$$

Rzut oka na wykresy rodziny funkcji Bessela – rys. 6.5 – pozwala wyciągnąć wniosek, że amplitudy kolejnych składowych szybko maleją ze wzrostem rzędu  $n$ . W zależności (6-11) zapisano pięć najważniejszych składników przebiegu  $A(t)$ .

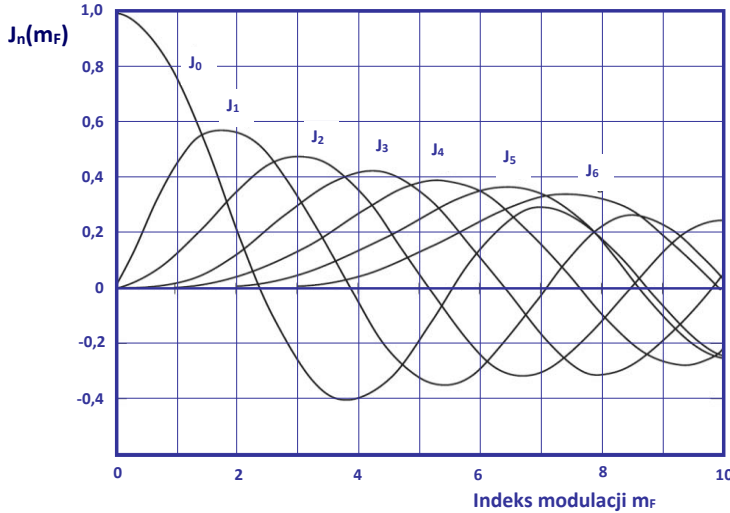
$$A(t) = A_0 [J_0(m_F) \cos(\omega_0 t) + J_1(m_F) \cos(\omega_0 + \omega_s)t - J_1(m_F) \cos(\omega_0 - \omega_s)t + J_2(m_F) \cos(\omega_0 + 2\omega_s)t + J_2(m_F) \cos(\omega_0 - 2\omega_s)t + \dots]; \tag{6-11}$$

W tabeli 6.2 zestawiono amplitudy siedmiu składowych widma sygnału o modułowanej częstotliwości, po trzy wstęgi boczne z każdej strony częstotliwości fali nośnej. Wstęgi boczne rozmieszczone są symetrycznie po obu stronach i są odległe od siebie o  $f_s$ . Fazy wstęg mogą różnić się o  $\pi$ .

**Tabela 6.2.** Składowe sygnału o modułowanej częstotliwości

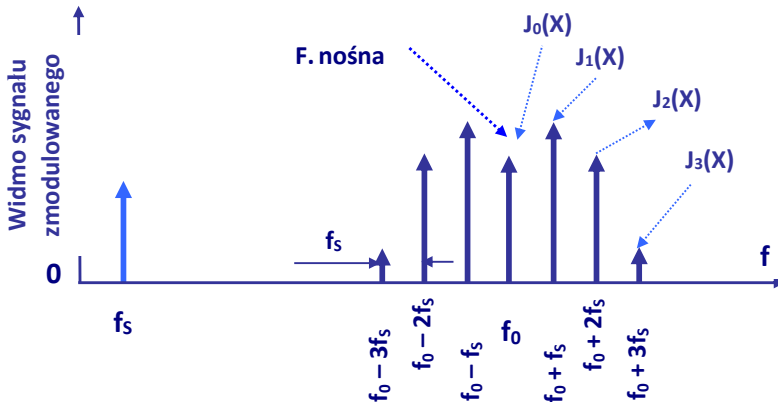
$f_0 - 3f_s$	$f_0 - 2f_s$	$f_0 - f_s$	$f_0$	$f_0 + f_s$	$f_0 + 2f_s$	$f_0 + 3f_s$
$-J_3\left(\frac{\Delta f}{f_s}\right)$	$J_2\left(\frac{\Delta f}{f_s}\right)$	$-J_1\left(\frac{\Delta f}{f_s}\right)$	$J_0\left(\frac{\Delta f}{f_s}\right)$	$J_1\left(\frac{\Delta f}{f_s}\right)$	$J_2\left(\frac{\Delta f}{f_s}\right)$	$J_3\left(\frac{\Delta f}{f_s}\right)$

Na rys. 6.5 pokazano wykresy kilku pierwszych funkcji Bessela  $J_n(m_F)$ . Ich wartości wyznaczają poziom wstęg bocznych sygnału o modulowanej częstotliwości. Należy zauważyć, że amplituda fali nośnej proporcjonalna do  $J_0(\Delta f/f_s)$  przechodzi przez 0 dla  $m_F = \Delta f/f_s = 2,4$ .



Rys. 6.5. Przebiegi funkcji Bessela  $J_n(m_F)$  pierwszego rodzaju, pierwszych sześciu rzędów.

Na kolejnym rysunku przedstawiono widmo sygnału o modulowanej częstotliwości dla  $m_F = 1,8$ . Poza falą nośną pokazano obecność sześciu prążków bocznych po trzy z każdej strony. Na rysunku nie zaznaczono informacji, że zgodnie z zależnością (6-10) amplitudy dla prążków  $n = -1$  i  $1$ , oraz  $n = -3$  i  $3$  mają przeciwne znaki.



Rys. 6.6. Przykład widma sygnału o modulowanej częstotliwości dla  $m_F = 1,8$ .

Widmo sygnału modulowanego FM jest nieskończenie rozległe, zajmuje nieskończenie duże pasmo. Jednakże amplitudy wstęg bocznych szybko maleją do zera. Zgodnie z regułą Carsona wyrażoną zależnością (6-12), w paśmie  $2\Delta F = (F + \Delta F) - (F - \Delta F)$  mieszczą się wstęgi, których obecność zapewnia wysoką wierność transmisji.

$$2\Delta F \approx 2\Delta f + 2f_s = 2\Delta f \left(1 + \frac{1}{m_F}\right) = 2f_s(1 + m_F); \quad (6-12)$$

Reguła Carsona pozwala ograniczyć pasmo transmisji sygnału o modulowanej częstotliwości bez szkody dla jakości transmisji.

#### 6.2.4. Analogowa modulacja fazy

W przypadku modulacji fazy informacja zapisana przebiegiem  $B(t)$  jest wprowadzona do wartości kąta  $\Phi(t)$ , który może być opisany związkiem (6-13).

$$\Phi(t) = 2\pi f_0 t + k_p B(t) = 2\pi f_0 t + \varphi(t); \quad (6-13)$$

gdzie  $k_p$  jest współczynnikiem proporcjonalności zależnym od parametrów modulatora fazy. Aby opisać właściwości modulacji fazy, przyjmiemy dalej, że faza modulowana jest sygnałem sinusoidalnym, zgodnie z zależnością (6-14).

$$A(t) = A_0 \cos[2\pi f_0 t + (\varphi_0 + \Delta\varphi \cos 2\pi f_s t)]; \quad (6-14)$$

W zależności powyższej  $\Delta\varphi$  jest dewiacją fazy, zwykle  $\Delta\varphi \approx B_s$ . Faza  $\varphi(t)$  modulowana jest proporcjonalnie do amplitudy  $B(t)$  sygnału modulującego.

Częstotliwość chwilową można obliczyć z zależności (6-6). Dla modulacji fazy otrzymujemy:

$$f(t) = f_0 + \Delta\varphi f_s \cos(2\pi f_s t); \quad (6-15)$$

Porównując modulację częstotliwości z modulacją fazy należy zauważyć, że:

- Dla modulacji fazy PM dewiacja częstotliwości jest proporcjonalna do  $f_s$ .
- Dla modulacji częstotliwości FM dewiacja częstotliwości jest niezależna od  $f_s$ .

Podobnie jak w przypadku modulacji częstotliwości, tak i w przypadku modulacji fazy można do wyznaczenia amplitud wstęg bocznych wykorzystać wyrażenie (6-9). Liczba wstęg bocznych o amplitudach wyznaczonych wartościami funkcji Bessela jest nieskończenie duża. Wartości amplitud wstęg szybko maleją w miarę oddalania się od częstotliwości fali nośnej.

Aby lepiej objaśnić parametry sygnału o modulowanej fazie, należy rozważyć przypadek modulacji małymi sygnałami, gdy  $\varphi(t) \ll 1$ . Punktem wyjścia jest w tym przypadku zależność (6-16).

$$\begin{aligned} A(t) &= A_0 \cos[2\pi f_0 t + \varphi(t)] = \\ &= A_0 [\cos(2\pi f_0 t) \cos\varphi(t) - \sin(2\pi f_0 t) \sin\varphi(t)]; \end{aligned} \quad (6-16)$$



Wykorzystano tutaj tożsamość trygonometryczną. Zależność powyższa może być zapisana w prostszej formie jeśli przyjąć warunek pracy małymi sygnałami, gdyż wtedy  $\cos\varphi(t) \approx 1$ , a  $\sin\varphi(t) \approx \varphi(t)$ .

$$A(t) = A_0[\cos(2\pi f_0 t) - \sin(2\pi f_0 t)\varphi(t)]; \quad (6-17)$$

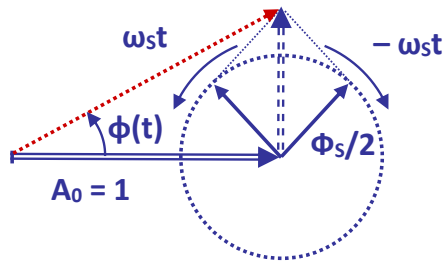
Przyjmijmy dalej, że faza modulowana jest sygnałem sinusoidalnym, zgodnie z (6-18):

$$\varphi(t) = \Phi_s \cos(2\pi f_s t); \quad (6-18)$$

Zależność (6-18) przyjmie wtedy formę równości (6-19):

$$A(t) = A_0 \left\{ \cos(2\pi f_0 t) - \frac{\Phi_s}{2} \sin[2\pi(f_0 + f_s)t] - \frac{\Phi_s}{2} \sin[2\pi(f_0 - f_s)t] \right\}; \quad (6-19)$$

Równość powyższa oznacza, że widmo sygnału o sinusoidalnie modulowanej fazie w warunkach pracy małymi sygnałami zawiera trzy, podobnie jak w przypadku modulacji amplitudy, składniki o częstotliwościach  $f_0$ ,  $f_0 - f_s$  i  $f_0 + f_s$ . Jednakże fazy tych składników są inne, co pokazuje rys. 6.7.



**Rys. 6.7.** Wykres wskazowy trzech wstęg sygnału o modulowanej fazie w warunkach pracy małymi sygnałami. Proporcje długości wskazów nie zostały zachowane.

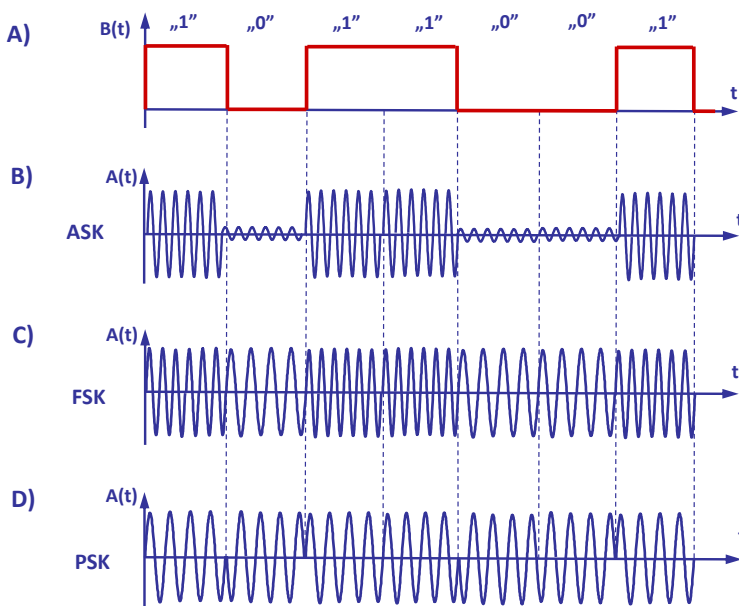
Obrót wskazów obu wstęg bocznych – przy zachowaniu odpowiednich proporcji – nie powoduje zmian amplitudy przebiegu  $A(t) \approx A_0$ , natomiast sinusoidalnie zmienia kąt fazowy  $\varphi(t)$ .

### 6.2.5. Modulacje impulsowe

Sygnały analogowe, takie jak zapis nagrania orkiestry, mogą być zarejestrowane w postaci cyfrowej, jeśli sygnał analogowy poddany zostanie próbkowaniu z odpowiednio dużą prędkością. Otrzymuje się wtedy ciąg liczb, zapisanych zwykle w postaci liczb binarnych, z cyframi „0” i „1”. Przykład takiej liczby w postaci ciągu impulsów pokazano na rys. 6.8A. Przy transmisji sygnałów cyfrowych stosujemy modulację impulsową, zwaną też inaczej modulacją cyfrową.

Do transmisji sygnałów cyfrowych można wykorzystać każdy z opisanych wyżej rodzajów modulacji: amplitudy, częstotliwości i fazy.

Wykorzystując modulację amplitudy, nadajemy amplitudzie fali nośnej dwie wartości: dużą, odpowiadającą cyfrze „1”, i małą, najczęściej o wartości zero, odpowiadającą cyfrze „0”. Ten typ modulacji nazywany jest kluczowaniem amplitudy ASK (ang. *Amplitude-Shift Keying*). Przykład przebiegu sygnału  $A(t)$  o kluczowanej amplitudzie ASK pokazano na rys. 6.8B. Tutaj przyjęto, że dla cyfry „0” sygnał przyjmuje wartość bardzo małą w porównaniu z cyfrą „1”.



**Rys. 6.8.** Przykłady sygnału o modulacji impulsowej. A) Przebieg napięcia binarnego sygnału cyfrowego. B) Fala nośna o amplitudzie kluczowanej ASK (ang. *Amplitude-Shift Keying*). C) Fala nośna o kluczowanej częstotliwości FSK (ang. *Frequency-Shift Keying*). D) Fala nośna o kluczowanej fazie PSK (ang. *Phase-Shift Keying*).

Dla cyfrowej modulacji częstotliwości FSK częstotliwość fali nośnej przyjmuje dwie różne wartości  $f_1$  i  $f_2$  odpowiednio dla cyfr „1” i dla „0”. Przykład przebiegu  $A(t)$  o kluczowanej częstotliwości FSK pokazano na rys. 6.8C.

W przypadku cyfrowej modulacji fazy PSK faza sygnału fali nośnej przyjmuje dwie różne wartości dla cyfry „1” i dla „0”. Zwykle wartości te są różne o  $180^\circ$ . Przykład przebiegu  $A(t)$  o kluczowanej fazie PSK zaprezentowano na rys. 6.8D.

Stosując modulację cyfrową, gdy sygnał ma postać binarną, dwustanową, każdy transmitowany sygnał w przedziale czasu  $T$  zawiera 1 bit informacji. Jeśli wykorzystać modulację, w której liczba stanów wynosi  $2^k$ , to w każdym okresie  $T$  przesyłanych jest  $k$  bitów

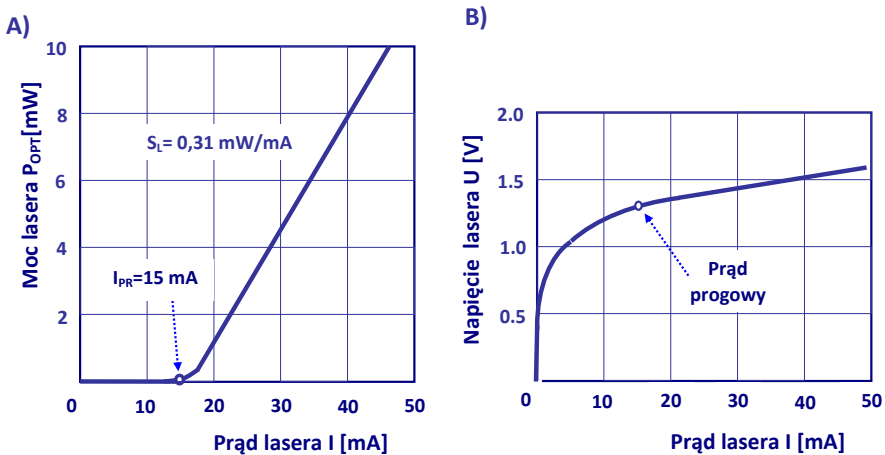
informacji. Wtedy szybkość transmisji informacji rośnie  $k$  razy. Na przykład stosując czterostanową modulację fazy QPSK (ang. *Quadrphase-Shift-Keying*) różnice faz między kolejnymi stanami wynoszą  $90^\circ$ , a szybkość transmisji rośnie w tym przypadku dwukrotnie.

Modulacja wielostanowa typu QAM została z powodzeniem rozwinięta i zastosowana przy transmisji na falach radiowych. W ostatnich latach rozwinięto tę technikę także w pasmach fal transmitowanych światłowodem. Szczegółowy opis działania układów modulatorów i systemów transmisji przedstawiony zostanie w jednym z kolejnych rozdziałów.

## 6.3. Bezpośrednia modulacja lasera

### 6.3.1. Modulacja mocy optycznej lasera

Kluczowym przyrządem współczesnych optycznych łączy telekomunikacyjnych jest laser półprzewodnikowy, jako źródło monochromatycznego sygnału w paśmie transmisji światłowodu. Charakterystyki mocy wyjściowej lasera półprzewodnikowego DFB prezentowane były w rozdziale 3. Ze względu na ich wagę powtórzono je na rys. 6.9A dla wybranej konstrukcji lasera.



**Rys. 6.9.** Charakterystyki półprzewodnikowej diody laserowej. A) Zależność  $P_{OPT}(I)$  generowanej mocy optycznej od prądu diody laserowej. B) Charakterystyka  $U(I)$  półprzewodnikowej diody laserowej.

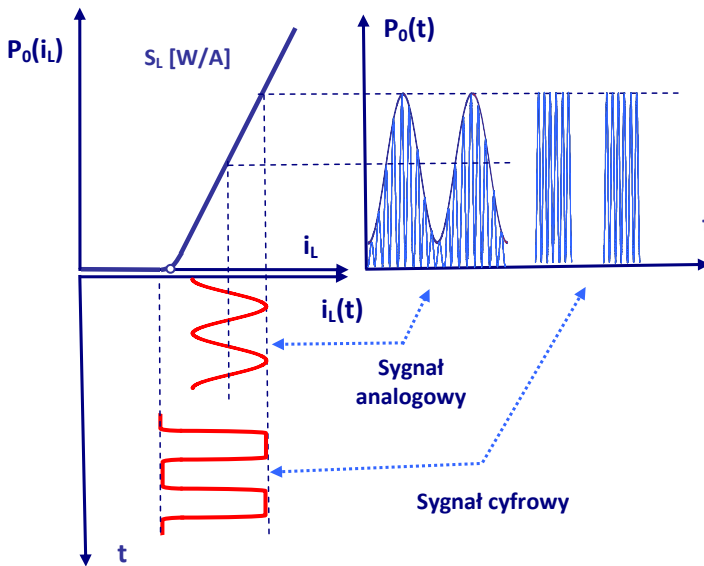
Jedną z zalet lasera półprzewodnikowego jest prostoliniowy odcinek charakterystyki mocy wyjściowej od prądu. Powyżej progowej wartości prądu moc sygnału optycznego  $P_0$  jest w szerokim zakresie proporcjonalna do prądu diody, zgodnie z zależnością (6-20), która jest powtórzeniem zależności (3-25) z rozdziału 3.

$$P_0 = C(T)[I - I_{PR}(T)]; \quad (6-20)$$

Stała proporcjonalności  $C(T)$ , decydująca o nachyleniu charakterystyki  $P_O(I)$ , a także wartość prądu progowego  $I_{PR}(T)$  silnie zależą od temperatury  $T$ . Skutki tej zależności pokazuje rodzina charakterystyk  $P_O(I)$  na rys. 3.20. Charakterystyki przesuwają swoje położenie jako wynik zmiany prądu progowego i zmieniają nachylenie, ponieważ zmienia się stała proporcjonalności.

Jak wspomniano w rozdziale 3, tak duży wpływ temperatury na pracę łącza optycznego może nie być akceptowalny. Można stabilizować średnią moc generowaną przez laser, zmieniając punkt pracy. Radykalnym rozwiązaniem jest stabilizacja temperatury lasera przez umieszczenie w nadajniku optycznym chłodnicy Peltiera.

Charakterystyka prądowo-napięciowa diody laserowej jest podobna do charakterystyki zwykłej diody półprzewodnikowej z wysoką barierą. Ilustruje to przykład pokazany na rys. 6.9B. Charakter zależności (6-20) i natura procesu generacji wskazują na konieczność prądowego, a nie napięciowego sterowania wyjściową mocą optyczną lasera diodowego. To wymaganie z łatwością realizują sterujące prądem lasera układy tranzystorowe.



**Rys. 6.10.** Ilustracja procesu bezpośredniej analogowej i impulsowej modulacji wyjściowej mocy półprzewodnikowego lasera diodowego.

Pokazane na rys. 6.9A charakterystyki  $P_O(I)$  wskazują na możliwość bezpośredniej modulacji mocy optycznej, zarówno modulacji analogowej, jak i impulsowej. W przypadku modulacji analogowej dioda wymaga wstępnej polaryzacji w okolicach środka zakresu liniowego, co prezentuje na rys. 6.10.

W przypadku modulacji cyfrowej napięcie polaryzacji wstępnej ustalane jest zwykle poniżej wartości progowej – rys. 6.10. Wartość maksymalnego prądu impulsu diody ustala się zwykle na poziomie, przy którym moc optyczna zbliżona jest do maksymalnej.

Mechanizm bezpośredniej modulacji mocy optycznej lasera jest prosty i skuteczny. Jego użyteczność zależy od zakresu częstotliwości sygnałów pozwalających na modulację generowanej mocy.

### 6.3.2. Czułość modulacji mocy lasera

Zmiana prądu lasera diodowego powoduje zmianę mocy generowanego przez laser sygnału optycznego. Następuje zamiana sygnału elektrycznego na optyczny. Parametry tej zamiany mają fundamentalne znaczenie w procesie transmisji informacji łączem światłowodowym. Proces zamiany odbywa się zgodnie z prostym równaniem (6-20).

Przyjmijmy, że prąd lasera zmienia się zgodnie z zależnością (6-21), przy czym składowa stała prądu jest większa od wartości progowej  $I_0 > I_{PR}$ .

$$I(t) = I_0 + I_m \cos(\omega t + \varphi_I); \quad (6-21)$$

Zwykle w takich rozważaniach przyjmuje się, że amplituda  $I_m$  składowej zmiennej jest mała w stosunku do  $I_0$ , czyli  $I_m \ll I_0$ .

Przyjmując dalej, że charakterystyka  $P_0(I)$  jest liniowa, a jej nachylenie wynosi  $S_L$ , generowaną przez laser moc optyczną  $P(t)$  zapisze się następująco:

$$P_0(t) = S_L[(I_0 - I_{0T}) + I_m \cos(\omega t + \varphi_I)]; \quad (6-22)$$

Jak można oczekiwać, przebieg  $P_0(t)$  odwzorowuje przebieg  $I(t)$ , co pokazano na rys. 6.10. Oba przebiegi zawierają składowe sinusoidalne.

$$P_0(t) = P_{00} + P_m \cos(\omega t + \varphi_P); \quad (6-23)$$

Dla oceny parametrów transmisji istotnym jest, jak przebiega proces zamiany sygnału elektrycznego na optyczny, gdy rośnie częstotliwość sygnału sinusoidalnego. Dla małych częstotliwości wartość stosunku amplitud  $P_m/I_m$  określa nachylenie charakterystyki  $P(I)$ .

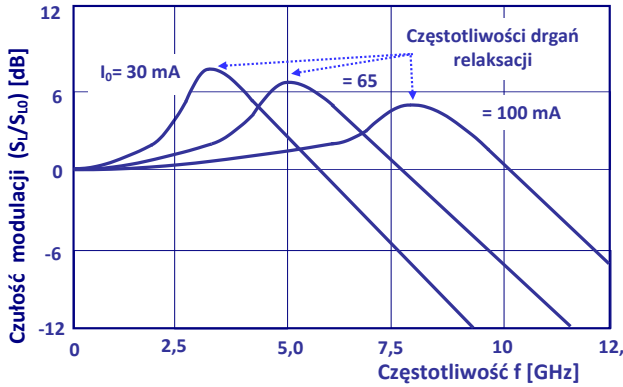
$$\frac{P_m}{I_m} = S_L(\omega = 0) = S_{L0}; \quad (6-24)$$

Ze wzrostem częstotliwości wartość tego stosunku, który można nazwać czułością modulacji, zmienia się w charakterystyczny sposób, co pokazuje rodzina krzywych na rys. 6.11.

$$\text{Czułość modulacji} = \frac{S_L(\omega)}{S_{L0}}; \quad (6-25)$$

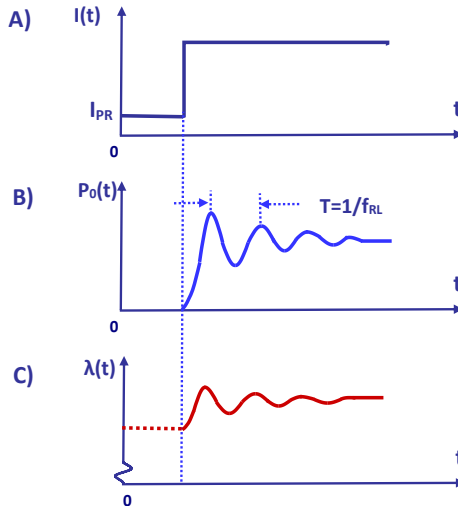
Jak widać z przebiegu krzywych, częstotliwościowe pasmo modulacji istotnie rośnie ze wzrostem prądu diody laserowej. Poza tym w pewnym zakresie częstotliwości obserwuje

się efekt rezonansu, o częstotliwości zależnej od wartości prądu lasera. Obecność tego rezonansu związana jest z tzw. efektem drgań relaksacyjnych.



**Rys. 6.11.** Charakterystyki czułości modulacji  $S_L/S_{L0}$  lasera w funkcji częstotliwości modulacji dla różnych prądów  $I_0$  lasera.

Na rys. 6.12 pokazano trzy przebiegi czasowe dla diody laserowej: skokową zmianę  $I(t)$  prądu diody jako przyczynę i zmiany mocy optycznej  $P_0(t)$  oraz długości fali  $\lambda(t)$  generowanego przez laser sygnału jako skutek. Są to wyniki symulacji wykorzystującej model obliczeń powstały na podstawie szeregu przybliżeń. Pokazują one istotne elementy procesu zamiany sygnału elektrycznego – prąd  $I(t)$  – na sygnał optyczny  $P_0(t)$  i  $\lambda(t)$ . Między przebiegami występuje wyraźne opóźnienie.



**Rys. 6.12.** Przebiegi czasowe dla diody laserowej przy skokowym wzroście prądu. A) Skok prądu  $I(t)$  diody. B) Przebieg mocy optycznej  $P_0(t)$ . C) Przebieg długości fali  $\lambda(t)$  sygnału generowanego przez diodę.

Przebiegi sygnału optycznego wykazują oscylacje przed ustabilizowaniem nowych wartości. Jest to efekt drgań relaksacyjnych, których częstotliwość zmienia się przy zmianie prądu lasera. Obecność relaksacji wpływa na przebieg charakterystyki czułości modulacji mocy lasera.

Częstotliwość  $f_{RL}$  drgań relaksacyjnych można określić z dobrym przybliżeniem na podstawie równań (3-20) dynamiki lasera półprzewodnikowego, przedstawionych w rozdziale 3. Można ją zapisać zależnością (6-26):

$$f_{RL} \cong \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{\tau_{sp}\tau_F}} \sqrt{\frac{I_0}{I_{PR}} - 1} \sim \sqrt{P_0}; \quad (6-26)$$

W równaniu tym  $I_0$  jest prądem lasera w punkcie pracy,  $I_{PR}$  jest prądem progowym,  $\tau_{sp}$  jest czasem życia elektronów podlegającym spontanicznej rekombinacji, a  $\tau_F$  jest czasem życia fotonów w obszarze wnęki lasera. Łatwo zauważyć, że częstotliwość drgań relaksacji rośnie proporcjonalnie do pierwiastka ze średniej wartości wyjściowej mocy optycznej lasera.

Należy mieć na uwadze, że w sytuacji bezpośredniej modulacji mocy lasera przez zmianę prądu diody, modulacji mocy towarzyszy niekontrolowana modulacja częstotliwości. Długość fali generowanej przez laser zmienia się ze zmianą prądu z kilku zasadniczych powodów.

- Wstrzykiwanie prądu powoduje zmianę współczynnika załamania  $n$  ośrodka aktywnego lasera, co powoduje zmianę częstotliwości oscylacji o około 1 GHz/mA, zjawisko to nazywamy efektem ćwierkania (ang. *frequency chirping*).
- Oscylacje związane z efektem relaksacji powodują krótkotrwałe zmiany długości generowanej przez laser fali, co pokazano na rys. 6.12C. Zmiany te nazywane są efektem migotania.
- Wzrostowi prądu towarzyszy wzrost temperatury złącza. Powoduje to zmianę częstotliwości oscylacji w tempie 0,01–0,1 nm/K. Konieczną stabilizację temperatury (lepszą niż 0,01 K) zapewniają wykorzystywane w tym celu elementy Peltiera. Efekty wzrostu temperatury nie są istotne w przypadku modulacji krótkimi impulsami prądu.

Bezpośrednia modulacja mocy optycznej generowanej przez laser jest korzystna ze względu na prostotę realizacji układów sterowania prądem diody. Jednakże efekty opóźnienia, efekty ćwierkania i migotania utrudniają pracę przy transmisji bardzo krótkich impulsów. Większe pasma pracy modulacji uzyskuje się, stosując modulatory zewnętrzne.

### 6.3.3. Szumy i czystość widmowa sygnału lasera

Dominującym mechanizmem powstawania szumów w laserach półprzewodnikowych jest szum emisji spontanicznej. Każdy spontanicznie wyemitowany foton dodaje się do strumienia fotonów emisji wymuszonej, zmieniając wartość amplitudy i fazy sygnału.

Drugim co do wagi mechanizmem generacji szumów lasera są szумы śrutowe (ang. *Shot Noise* albo *Electron-Hole Recombination Noise*). Prąd diody laserowej o stałej, a często stabilizowanej średniej wartości, jest strumieniem elektronów i jego chwilowa wartość zmienia się przypadkowo. Zmiany prądu zasilania powodują zmiany chwilowej wartości amplitudy i fazy sygnału optycznego. Zarówno efekty emisji spontanicznej, jak i szумы śrutowe wpływają na obecność szumów w sygnale generowanym przez laser. W równaniach (3-20) obecność składników  $-n/\tau_{SP}$  i  $+\delta n/\tau_{SP}$  oznacza przypadkowe zmiany amplitudy i fazy wyjściowego sygnału.

Zapisując równaniem (6-26) natężenia pola elektrycznego sygnału optycznego, przyjmuje się zwykle, że  $E_0$ ,  $\omega$  i  $\varphi$  są wielkościami niezależnymi od czasu.

$$E = E_0 \cos(\omega t + \varphi); \quad (6-26)$$

Tak nie jest. Obecność szumów powoduje, że zarówno amplituda generowanego sygnału, jak i jego faza zmieniają się w czasie. W zależności (6-27) opisującej sygnał zaszumiony, szумы reprezentowane są przez  $m_{sz}(t)$  (amplituda) i przez  $\varphi_{sz}(t)$  (faza).

$$E = E_0 [1 + m_{sz}(t)] \cos[\omega t + \varphi_{sz}(t)]; \quad (6-27)$$

Sygnał optyczny poddany fotodetekcji przez detektor może być rejestrowany jako prąd detektora  $I_{FD}$  proporcjonalny do mocy sygnału optycznego [rozdział 4, wzór (4-9)]. Prąd  $I_{FD}$  można w obecności szumów zapisać zależnością (6-28), w której  $R_D$  [A/W] jest czułością fotodiody.

$$I_{FD} \cong R_D E_0^2 [1 + m_{sz}(t)]^2 \cong R_D E_0^2 [1 + 2m_{sz}(t)]; \quad (6-28)$$

Składnik  $2m_{sz}(t) \ll 1$  reprezentuje wahania mocy sygnału optycznego, zwane szumami amplitudowymi. Miarą szumów amplitudowych jest parametr RIN [dB/Hz] (ang. *Relative Intensity Noise*). Mierzona wartość parametru RIN dla dobrych laserów jest rzędu  $(-160)$ – $(-170)$  dB/Hz.

Obecność składnika  $\varphi_{sz}(t)$  w wyrażeniu (6-27) skutkuje niestabilnością generowanej przez laser częstotliwości.

$$f_{sz}(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d\varphi_{sz}(t)}{dt}; \quad (6-29)$$

Czytelny i mierzalny parametrem obecności szumów częstotliwości w widmie lasera jest szerokość FWHM obserwowanego prążka  $\Delta f$  [Hz] mierzona w połowie wysokości (ang. *Full-Width Half-Maximum*). Okazało się, że charakterystyka widmowa sygnału generowanego przez laser ma wpływ na parametry zasilanego przez niego łącza optycznego.

Opisując w rozdziale 3 rodzinę laserów diodowych, zwrócono uwagę na ich charakterystyki widmowe. Charakterystyka widmowa najprostszego z nich, lasera z rezonatorem Fabry'ego-Perota, pokazuje kilka prążków odpowiadających kilku wybranym częstotliwościom rezonansowym. Szerokość widma takiej grupy prążków może dochodzić do kilkuset GHz. Lasery Fabry'ego-Perota są stosowane w łączach optycznych, ale efekty dyspersji ograniczają możliwości transmisji na dużych odległościach.



W laserach DBR i DFB uzyskano znaczną poprawę widma. Ich charakterystyki pokazują jeden dominujący prążek, którego szerokość FWHM wynosi zwykle 5–10 MHz, a w najlepszych konstrukcjach szerokość prążka spada do 2 MHz. Specjalną, intensywnie rozwijaną rodziną laserów DFB stanowią lasery ze studniami kwantowymi (ang. *Quantum Well*). Lasery DFB wykorzystujące struktury studni kwantowych mają bardzo czyste widmo, a mierzona w połowie wysokości szerokość prążka w najlepszych konstrukcjach jest rzędu 0,25 MHz. Lasery tego typu wykorzystywane są powszechnie w łączach na średnich i dużych odległościach, wyparty one z tego pola zastosowań lasery pompowane optycznie.

W opisie laserów DBR i DFB przyjmuje się, że ich praca jest jednomodowa. Dokładne pomiary pokazują jednak, że dominującemu modowi towarzyszą jeden lub więcej modów szczątkowych, o mocach 20–30 dB poniżej mocy modu dominującego. Obecność modów szczątkowych powoduje fluktuacje mocy w procesie modulacji. Wywołane tym szумы nazywane są szumami partycji modów (ang. *Mode-Partition Noise*). Szумы partycji modów nie wpływają w istotny sposób na parametry telekomunikacyjnych łączy optycznych.

## 6.4. Modulatory elektrooptyczne

### 6.4.1. Efekt elektrooptyczny

Istotą efektu elektrooptycznego jest zjawisko polegające na tym, że współczynnik załamania ośrodka zmienia się po umieszczeniu go w polu elektrycznym. Ośrodek mający taką właściwość nazywany jest elektrooptycznym. W ośrodku elektrooptycznym współczynnik załamania  $n(E)$  jest funkcją natężenia pola elektrycznego  $E$ . W ogólnym przypadku zależność  $n(E)$  można zapisać w postaci szeregu Taylora:

$$n(E) = n_0 + \left. \frac{dn}{dE} \right|_{E=0} E + \left. \frac{1}{2} \frac{d^2n}{dE^2} \right|_{E=0} E^2 + \dots = n_0 + a_1 E + \frac{a_2}{2} E^2 + \dots; \quad (6-30)$$

Zmiana wartości współczynnika załamania  $n(E)$  wywołana obecnością drugiego składnika nazywana jest efektem Pokelsa. Współczynnik załamania  $n(E)$  zmienia się proporcjonalnie do wartości  $E$ . Zależność tę można zapisać w zmodyfikowanej formie (6-31).

$$n(E) \cong n_0 - \frac{1}{2} r n^3 E; \quad (6-31)$$

W zależności tej  $r$  jest współczynnikiem Pokelsa  $r = 10^{-10} - 10^{-12}$  m/V. Obserwowane zmiany wartości współczynnika załamania  $n$  dla  $E = 10^6$  V/m mieszczą się w granicach  $\Delta n = 10^{-6} - 10^{-4}$ . Wśród materiałów wykazujących efekt elektrooptyczny wymienić można: LiNbO<sub>3</sub>, LiTaO<sub>3</sub>, CdTe, GaAs. Materiały te wykorzystywane są w modulatorach sygnałów optycznych.

Dla porządku dodajmy, że zmiana wartości współczynnika załamania  $n(E)$  wywołana obecnością trzeciego składnika nazywana jest efektem Kerra. Przyrost wartości współczynnika  $n(E)$  jest wtedy proporcjonalny do kwadratu natężenia pola  $E^2$ . Zależność (6-30) jest często zapisana w postaci (6-32):

$$n(E) \cong n_0 - \frac{1}{2} sn^3 E^2; \quad (6-32)$$

W zależności powyższej  $s$  nazywany jest współczynnikiem Kerra. Typowe wartości mieszczą się w granicach  $s = 10^{-18} - 10^{-14} \text{ m}^2/\text{V}^2$  dla kryształów. Skutki obecności efektu Kerra obserwowane są w światłowodach, gdy przy przesyłaniu sygnałów optycznych o dużej mocy pojawia się samomodulacja fazy. W opisywanej w tym rozdziale grupie przyrządów efekt Kerra nie znalazł zastosowania.

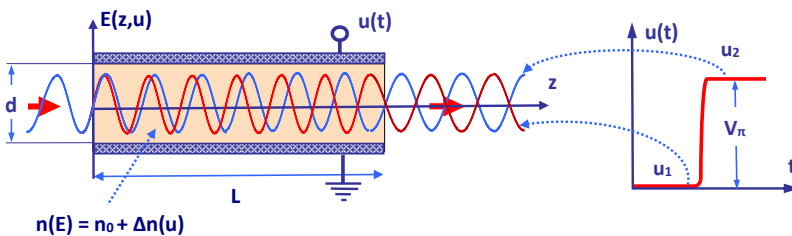
Przedstawiono wyżej prosty matematyczny opis efektu elektrooptycznego, właściwy dla ośrodka izotropowego. W wielu przypadkach ośrodków anizotropowych i silnie nieliniowych kryształów opis ich właściwości wymaga zastosowania rachunku tensorowego. Mimo komplikacji formuł matematycznych zależności opisujące procesy modulacji sygnału optycznego pozostają te same.

### 6.4.2. Modulator fazy

Na rys. 6.13 pokazano elementarną komórkę Pokelsa, która jest pierwowzorem modulatora fazy. Wiązka światła o długości fali  $\lambda_0$  przechodzi przez komórkę Pokelsa o długości  $L$  i współczynnika załamania  $n(E_m)$  wypełniającą ją materiału elektrooptycznego. Natężenie  $E_m$  pola elektrycznego, które moduluje fazę sygnału optycznego związane jest z napięciem  $u(t)$  przyłożonym do elektrod, między którymi umieszczono materiał elektrooptyczny.

$$E_m = \frac{u(t)}{d}; \quad (6-33)$$

gdzie  $d$  jest odległością między elektrodami.



**Rys. 6.13.** Ilustracja skutków zmiany napięcia  $u(t)$ , z wartości  $u_1$  na  $u_2$ , oraz transmisję sygnału optycznego przez komórkę Pokelsa o długości  $L$ . Fazy sygnałów optycznych dla obu stanów różnią się o  $\pi$ .

Natężenie pola elektrycznego  $E(z, t)$  propagowanego przez materiał elektrooptyczny sygnału optycznego można zapisać zależnością (6-34):

$$E(z, t) = E_0 \cos(\omega t - \beta z) = E_0 \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda_0} n z\right); \quad (6-34)$$

Współczynnik załamania  $n(t)$  zmienia się przy zmianie przyłożonego napięcia  $u(t)$ :

$$n(t) = n_0 + \Delta n = n_0 + Ku(t); \quad (6-35)$$

Wykorzystując wielkości wprowadzone do równania (6-31), można zapisać współczynnik proporcjonalności  $K$  następująco:

$$K = -\frac{rn^3}{2d}; \quad (6-36)$$

Wyrażenie na natężenie pola elektrycznego  $E(L,t)$  po transmisji sygnału optycznego przez materiał optoelektryczny pokazuje mechanizm modulacji fazy:

$$E(L,t) = E_0 \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda_0} n_0 L - \frac{2\pi}{\lambda_0} KLu(t)\right) = E_0 \cos\left(\omega t - \varphi_{0L} - \pi \frac{u(t)}{V_\pi}\right); \quad (6-37)$$

W dalszych zapisach pominięto kąt fazowy  $\varphi_{0L} = 2\pi n_0 L / \lambda_0$  jako stałe opóźnienie fazowe, niewpływające na widmo modulowanego sygnału. Wprowadzono ważny, charakterystyczny parametr elektrooptycznego modulatora fazy, jakim jest wartość napięcia półfalogo  $V_\pi$ , dla którego kąt fazowy sygnału optycznego zmienia się o  $\pi$ .

$$V_\pi = \frac{d\lambda_0}{rn^3L} = \frac{\lambda_0}{2KL}; \quad (6-38)$$

Opis procesu modulacji fazy sygnału optycznego należy zakończyć przedstawieniem składników widma sygnału modulowanego dla przypadku modulacji sygnałem sinusoidalnym. Sygnał modulujący  $u(t)$  charakteryzuje amplituda  $U_m$  i pulsacja  $\omega_m$ :

$$u(t) = U_m \cos(\omega_m t); \quad (6-39)$$

Natężenie pola elektrycznego  $E(L,t)$  zapisze się następująco:

$$E(L,t) = E_0 \cos[\omega t + m_p \cos(\omega_m t)]; \quad (6-40)$$

Wprowadzono w tej zależności indeks  $m_p$  modulacji fazowej, który zależy od stosunku  $U_m/V_\pi$ .

$$m_p = \frac{\pi U_m}{V_\pi}; \quad (6-41)$$

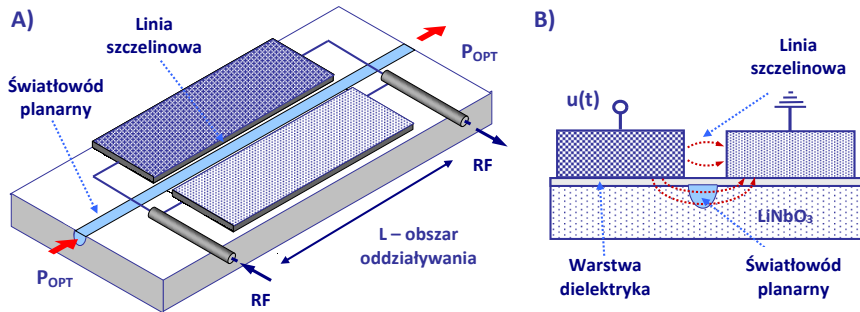
Wartość indeksu modulacji fazowej  $m_p$  jest ważnym parametrem procesu modulacji określającym amplitudy wstęg bocznych w widmie sygnału modulowanego.

$$E(L,t) = E_0 e^{j\omega_0 t} e^{jm_p \cos(\omega_m t)} = E_0 \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} j^n J_n(m_p) e^{j(\omega_0 + n\omega_m)t}; \quad (6-42)$$

Widmo sygnałów o modulowanej fazie omówiono szerzej w punktach 6.2.3 i 6.2.4.

Na rys. 6.14 pokazano struktury typowych rozwiązań konstrukcji modulatorów fazy wykonanych na podłożu z niobianu litu  $\text{LiNbO}_3$ . Konfiguracja elektrod doprowadzających sygnał modulujący do obszaru oddziaływania ze światłowodem planarnym jest typowa dla

struktur z falą biejącą. Rozwiązanie to polega na tym, że sygnałowi optycznemu propagowanemu w światłowodzie planarnym z prędkością  $c/n$  towarzyszy fala elektromagnetyczna o częstotliwości modulacji, propagowana w linii szczelinowej. Dobór materiałów, w szczególności dielektryka pokazanego na rys. 6.14B, tworzy linię opóźniającą i spowalnia prędkość fali modulującej do prędkości sygnału optycznego. Takie rozwiązanie istotnie poszerza pasmo pracy modulatora fazy. Na rys. 6.14B pokazano w uproszczeniu położenie światłowodu planarnego w stosunku do elektrod linii szczelinowej.



**Rys. 6.14.** Struktury planarnych modulatorów wykonanych na bazie niobianu litu  $\text{LiNbO}_3$ . A) Światłowod planarny z układem elektrod, do których doprowadzono sygnał modulujący RF. B) Przekrój struktury modulatora fazy z liniami sił pola elektrycznego przenikającymi światłowod planarny.

Warunki pracy i parametry łączy światłowodowych z modulatorami fazy omówione zostaną w rozdziałach 9 i 10.

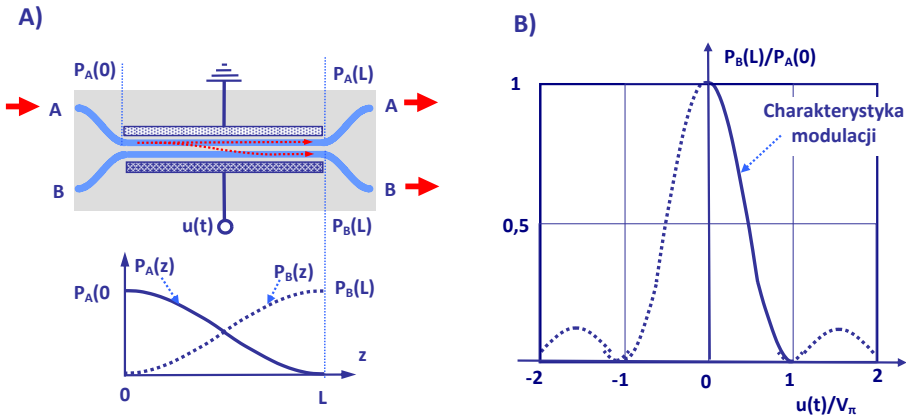
### 6.4.3. Sprzęgacz jako modulator amplitudy

Zgodnie z opisem przedstawionym w punkcie 2.5.2 optyczny sprzęgacz kierunkowy tworzą dwa jednomodowe światłowody umieszczone obok siebie. Jeśli odległość między światłowodami jest niewielka, to pole EM sygnału optycznego propagowanego jednym światłowodem wzbudza w światłowodzie sąsiednim sygnał optyczny – rys. 6.15A. Światłowody są wzajemnie sprzężone, a sprzężenie jest najsilniejsze wtedy, gdy warunki propagacji w obu światłowodach są identyczne. Na rys. 6.15A pokazano przypadek, gdy w porcie wejściowym światłowodu A doprowadzono sygnał o mocy  $P_A(0)$ .

Przyjmując pełną symetrię warunków propagacji oraz bezstratność światłowodów i obszaru sprzężenia, można rozwiązać problem propagacji, stosując teorię modów sprzężonych. Okazuje się, że w miarę wzrostu odległości z maleje moc w torze A, a rośnie moc w torze B, zgodnie z zależnościami (6-43).

$$\begin{aligned} P_A(z) &= P_A(0)\cos^2(kz); \\ P_B(z) &= P_A(0)\sin^2(kz); \end{aligned} \tag{6-43}$$

Tutaj  $k$  jest współczynnikiem sprzężenia zależnym od odległości między światłowodami i parametrów ośrodka. Suma mocy w obu torach jest stała.



**Rys. 6.15.** Struktura sprzęgacza kierunkowego jako modulatora. A) Czteroportowa struktura planarnych światłowodów tworzących sprzęgacz, utworzonych na podłożu materiału elektrooptycznego. Obszar zbliżenia światłowodów umieszczono w polu elektrycznym między elektrodami linii szelinowej. B) Charakterystyka sterowania optyczną mocą wyjściową modulatora po przyłożeniu napięcia sterującego  $u(t)$ .

Z zapisu (6-43) wynika, że jeśli długość  $L$  jest odpowiednio duża i spełniony jest warunek (6-44), to cała moc propagowana w torze A przechodzi do toru B. Stan taki pokazano na wykresie na rys. 6.15A.

$$kL = \frac{\pi}{2}; \quad (6-44)$$

Dwukrotne wydłużenie obszaru sprzężenia (podwojenie długości  $L$ ) spowoduje, że moc sygnału optycznego wróci do światłowodu A.

Istota działania sprzęgacza optycznego o modulowanym sprzężeniu polega na tym, że punktem początkowym procesu modulacji jest przejście – w warunkach pełnej symetrii – całej mocy wejściowej  $P_A(0)$  do toru B, czyli  $P_B(L) = P_A(0)$ . Doprowadzenie do elektrod sprzęgacza napięcia  $u(t)$  powoduje, że współczynniki załamania w obu torach zmieniają się. Kierunki wektorów natężenia pola elektrycznego są dla obu światłowodów przeciwne, tak więc przyrosty  $\Delta n$  współczynników załamania w obu torach mają przeciwne znaki.

Wykorzystując zależność (6-35), można współczynniki załamania  $n(E)$  dla obu torów zapisać następująco:

$$\begin{aligned} n_A(t) &= n_0 + \Delta n_A = n_0 + K_A u(t); \\ n_B(t) &= n_0 + \Delta n_B = n_0 + K_B u(t) \end{aligned} \quad (6-45)$$

przy czym współczynniki proporcjonalności  $K_A$  i  $K_B$  mają przeciwne znaki ( $K_A = -K_B$ ). Sprzęgacz w tych warunkach traci symetrię elektryczną, stałe fazowe ( $\beta = 2\pi n/\lambda_0$ ) są

różne w obu torach  $\beta_A \neq \beta_B$ . Różnica stałych fazowych światłowodów A i B ( $\Delta\beta = \beta_A - \beta_B \neq 0$ ) skutkuje tym, że równania (6-43) nie są dalej prawdziwe. Wartość tej różnicy jest funkcją napięcia  $u(t)$ .

$$\Delta\beta = \beta_A - \beta_B = \frac{2\pi}{\lambda_0}(K_A - K_B)u(t); \quad (6-46)$$

Rozsymetryzowanie warunków propagacji zmienia mechanizm sprzężenia. W warunkach początkowych, gdy  $u(t) = 0$  i  $\Delta\beta = 0$ , cała moc  $P_A(0)$  przechodziła do toru B, jeśli spełniono warunek (6-44). Po doprowadzeniu napięcia modulującego, gdy  $\Delta\beta \neq 0$ , moc  $P_B(L)$  maleje, zgodnie z zależnością (6-47).

$$\frac{P_B(L)}{P_A(0)} = \frac{1}{1 + \left(\frac{\Delta\beta L}{\pi}\right)^2} \sin^2 \left[ \frac{\pi}{2} \sqrt{1 + \left(\frac{\Delta\beta L}{\pi}\right)^2} \right]; \quad (6-47)$$

Gdy różnica  $\Delta\beta$  rośnie i spełniony zostaje warunek (6-48), to moc  $P_B(L) = 0$ .

$$\Delta\beta L = \sqrt{3}\pi; \quad (6-48)$$

Równanie (6-47) można zapisać w formule (6-49), która lepiej pokazuje rolę napięcia  $u(t)$  w procesie sterowania mocą wyjściową  $P_B(L)$  sprzęgacza jako modulatora.

$$\frac{P_B(L)}{P_A(0)} = \frac{1}{1 + 3 \left[ \frac{u(t)}{V_\pi} \right]^2} \sin^2 \left[ \frac{\pi}{2} \sqrt{1 + 3 \left[ \frac{u(t)}{V_\pi} \right]^2} \right]; \quad (6-49)$$

W zależności powyższej  $V_\pi$  jest napięciem, które przełączy sprzęgacz ze stanu, w którym moc  $P_B(L)$  w torze B jest maksymalna, do stanu, w którym moc w torze B spada do zera. Wartość napięcia  $V_\pi$  można zapisać zależnością (6-50):

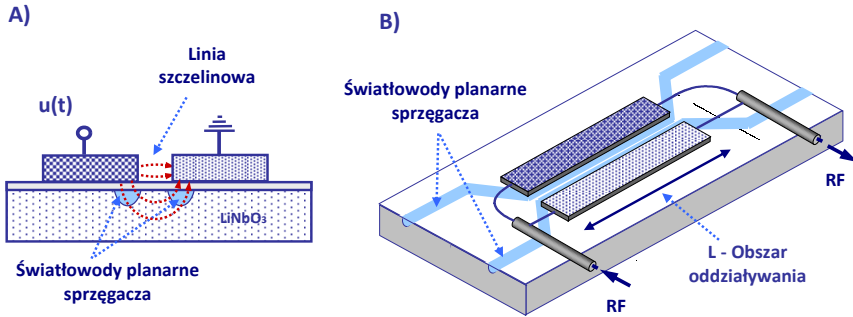
$$V_\pi = \frac{\sqrt{3}\lambda_0}{4LK}; \quad (6-50)$$

Wartość napięcia  $V_\pi$  zależy silnie od wartości współczynnika  $K = K_A = -K_B$ , wprowadzonego do równań (6-45) i od długości  $L$ , na której światłowody są ze sobą sprzężone.

Opisaną równaniem (6-49) zależność przedstawiono na rys. 6.15B. Część charakterystyki oznaczona linią ciągłą wykorzystywana jest do pracy w układzie modulatora, po ustaleniu punktu pracy napięciem polaryzacji o odpowiedniej wartości.

Sprzęgacze kierunkowe o sprzężeniu sterowanym napięciowo wykonywane są często na podłożu  $\text{LiNbO}_3$ , technologiami optyki zintegrowanej z wykorzystaniem dyfuzji tytanu. Przy odpowiednim projektowaniu otrzymuje się napięcia przełączania  $V_\pi < 10$  V. Aby poszerzyć pasmo pracy, stosowane są struktury z falą bieżącą.

Rozwiązanie takie pokazano na rys. 6.16B.

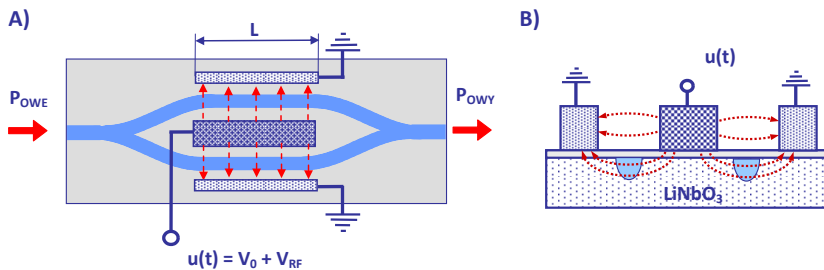


**Rys. 6.16.** Budowa optycznych sprzęgaczy kierunkowych o sprzężeniu regulowanym napięciowo. A) Światłowodowy planarny na podłożu  $\text{LiNbO}_3$  w polu elektrycznym fali propagowanej w linii szczelinowej. B) Struktura sprzęgacza o sterowanym sprzężeniu z falą bieżącą.

Fala modulująca propagowana jest w dwuelektrodowej linii ze szczeliną, z prędkością spowolnioną przez odpowiednio dobraną strukturę warstw dielektrycznych. Wykonany w ten sposób przyrząd znalazł zastosowanie jako szybki sterowany przełącznik sygnału optycznego raczej niż modulator. Opisany w następnym punkcie modulator wykorzystujący interferometr Macha-Zehndera okazał się w tej funkcji rozwiązaniem lepszym.

#### 6.4.4. Interferometr Macha-Zehndera – zasada działania

Powszechnie stosowanym, zewnętrznym modulatorem sygnału optycznego jest interferometr Macha-Zehndera (M-Z). Układ taki pokazano na rys. 6.17A. Na podłożu z niobianu litu  $\text{LiNbO}_3$  wykonywany jest symetryczny układ światłowodów planarnych z dwoma rozgałęzieniami, w strukturze symetrycznego mostka. Wiązka światła o mocy  $P_{\text{OWE}}$  dzielona jest przez rozgałęzienie Y na dwie równe części i kierowana do dwóch ramion mostka.



**Rys. 6.17.** Interferometr Macha-Zehndera wykonany w strukturze planarnej z planarnymi światłowodami i z doprowadzeniami sygnałów elektrycznych. A) Symetryczna struktura interferometru z rozgałęzieniami Y i modulatorami fazy w obu torach. B) Uproszczona struktura przekroju modulatora M-Z, z zaznaczeniem kierunku pola elektrycznego w obu światłowodach.

Na rys. 6.17B pokazano uproszczoną strukturę modulatora w przekroju. Elektrody, do których doprowadzono sygnał RF, tworzą tutaj linię koplarną. Światłowody umieszczono w taki sposób, że natężenia pola elektrycznego wytworzonego w linii koplarniej są w obszarach światłowodów takie same, ale kierunki przeciwne.

W opisywanym modulatorze w obu ramionach umieszczono modulatory / przesuwniki fazy. Do układu doprowadzone jest napięcie  $u(t)$  modulujące współczynniki załamania w obu torach modulatorów fazy. Należy zauważyć, że obydwa omawiane modulatory działają przeciwsobnie. Kolejne rozgałęzienie sumuje wiązki sygnału optycznego. Sumujące się wiązki mają równe amplitudy, ale różne fazy. W zależności od wprowadzonych przez modulatory przesunięć faz w obu torach, sumowanie sygnałów daje różny wynik.

Modulator M-Z jest przyrządem wykonanym na podłożu  $\text{LiNbO}_3$ , materiału o właściwościach elektrooptycznych. Współczynnik załamania  $n(u)$  tego materiału zmienia się przy zmianie przyłożonego napięcia  $u(t)$ . Przeciwobne działanie modulatorów polega na tym, że kierunek natężenia pola elektrycznego wywołanego obecnością napięcia  $u(t)$ , jest różny w obu ramionach interferometru. Oznacza to, że przyrosty  $\Delta n$  mają w obu przesuwnikach przeciwne znaki. Można to zapisać tak, że współczynniki proporcjonalności  $K$ , opisane zależnością (6-36), mają w obu ramionach, oznaczonych na rys. 6.18A przez (1) i (2), przeciwne znaki, czyli  $K_1 = -K_2$ . Współczynniki załamania  $n_{1,2}(t)$  można więc zapisać następującym równaniem:

$$n_{1,2}(t) = n_0 \pm \Delta n = n_0 + K_{1,2}u(t); \quad (6-51)$$

Na rys. 6.18A oznaczono amplitudy natężeń  $E_{01}$  i  $E_{02}$  pola elektrycznego obu fal propagowanych w gałęziach (1) i (2) mostka. Rozważania poprowadzone zostaną przy założeniach bezstratności, a także bezodbiciowości, jednomodowej propagacji i pełnej symetrii planarnej struktury interferometru M-Z.

Doprowadzona do portu wejściowego moc  $P_{0WE}$  sygnału optycznego dzieli się równo między oba ramiona mostka. Między tą mocą a amplitudą zespoloną  $E_{0WE}$  istnieje prosta zależność (6-52A):

$$P_{0WE} = |E_{0WE}|^2; \quad (6-52A)$$

$$E_{01} = E_{02} = \frac{E_{0WE}}{\sqrt{2}}; \quad (6-52B)$$

Wejściowy dzielnik mocy kieruje sygnały do obu ramion mostka, a amplitudy obu fal są sobie równe i związane z mocą wejściową poprzez związek (6-52B).

Celem rozważań jest określenie statycznych charakterystyk transmisji mocy optycznej przez obwód modulatora, co sprowadza się do znalezienia stosunku mocy  $P_{0WY}/P_{0WE}$ , w funkcji napięcia  $V_0$  polaryzującego ramiona interferometru. Przyjmiemy więc, że  $u(t) = V_0$ . Podobnie wyznaczony zostanie stosunek amplitud  $E_{0WY}/E_{0WE}$ .

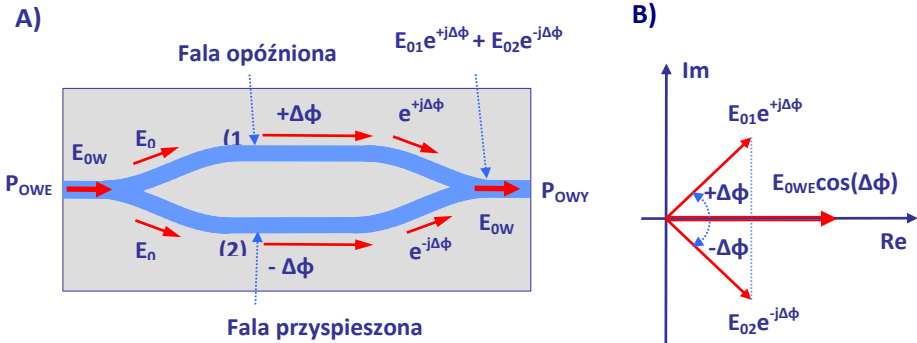
Przesunięcia fazy  $\varphi_1$  i  $\varphi_2$  sygnału optycznego na odcinkach przesuwników fazy mają jednakowe wartości, ale przeciwne znaki.



$$\varphi_{1,2}(L) = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_{1,2}L = \frac{2\pi L}{\lambda_0} [n_0 + K_{1,2}u(t)]; \quad (6-53)$$

Jak wspomniano wyżej,  $K_1 = -K_2 = K$ , co oznacza – przy zachowaniu pełnej symetrii – że oba przesuwniki fazy działają przeciwsośnie i ich działanie sumuje się. Potwierdza to zależność (6-54).

$$\varphi_1 - \varphi_2 = 2\Delta\varphi = \frac{4\pi L}{\lambda_0} Ku(t); \quad (6-54)$$



**Rys. 6.18.** Ilustracja działania przesunięć fazowych w modulatorze Macha-Zehndera. A) Oznaczenia amplitud i faz sygnałów propagowanych w obu ramionach interferometru. B) Wykres wskazowy amplitud pola elektrycznego sumujących się w wyjściowym rozgałęzieniu Y.

Mechanizm działania modulatora M-Z wykorzystuje właśnie tę różnicę. Na rys. 6.18B pokazano na wykresie wskazowym sumowanie się natężeń pól elektrycznych sygnałów optycznych w rozgałęzieniu wyjściowym. Amplitudę  $E_{0WY}$  zapisuje się następująco:

$$E_{0WY} = \frac{E_{01}e^{j\varphi_1} + E_{02}e^{j\varphi_2}}{\sqrt{2}} = e^{j\varphi_0} \frac{E_{01}e^{j\Delta\varphi} + E_{02}e^{-j\Delta\varphi}}{\sqrt{2}}; \quad (6-55)$$

Gdy różnica kątów  $2\Delta\varphi = 0 + k2\pi$ , gdzie  $k$  jest liczbą całkowitą i dodatnią, sygnały sumują się. Wtedy  $|E_{0WY}| = |E_{0WE}|$  i  $P_{0WY} = P_{0WE}$ . Gdy różnica kątów  $2\Delta\varphi = \pi + k2\pi$ , to we wrotach wyjściowych sygnał optyczny znika,  $|E_{0WY}| = 0$ , moc wyjściowa  $P_{0WY} = 0$ . O stanie transmisji decyduje wartość  $V_0$ .

Charakterystycznym parametrem modulatora jest napięcie  $V_\pi$ , mierzone jako różnica napięć między stanami pełnej i minimalnej transmisji. Wykorzystując jego wartość, można zapisać poszukiwany związek między amplitudami natężeń pola elektrycznego w wejściowych i wyjściowych portach modulatora następującą prostą zależnością (pominięto przesunięcie fazy o  $\varphi_0$ ):

$$E_{0WY} = E_{0WE} \cos\left(\frac{\pi V_0}{2V_\pi}\right); \quad (6-56)$$

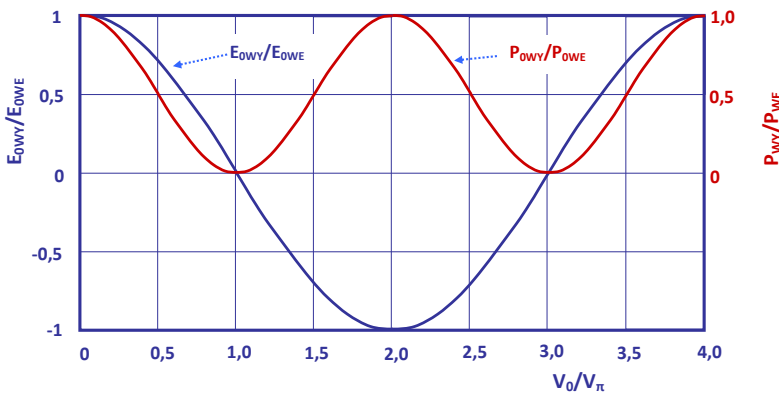
Poszukiwany stosunek mocy sygnałów optycznych w obu portach jest oznaczony jako współczynnik transmisji  $T(V_0)$  i zapisuje się podobnie prostą zależnością (6-57):

$$T(V_0) = \frac{P_{0WY}}{P_{0WE}} = \frac{1}{2} \left( 1 + \cos \frac{\pi V_0}{V_\pi} \right) \quad (6-57)$$

Obie zależności pokazano na wykresie 6.19 w funkcji stosunku  $V_0/V_\pi$ . Należy zauważyć, że zmiana znaku stosunku  $E_{0WY}/E_{0WE}$  jest równoznaczna ze zmianą fazy sygnału wyjściowego o  $\pi$ .

Maksymalna wartość współczynnika transmisji  $T_{MAX}$  tylko w idealnym przypadku równa jest 1. W rzeczywistych układach modulatorów sygnał optyczny jest tłumiony o kilka decybeli i  $T_{MAX} < 1$ . W warunkach normalnej pracy modulatora M-Z doprowadzony sygnał elektryczny jest sumą napięcia polaryzacji  $V_0$  i napięcia  $V_{RF}$  z zapisaną informacją. Uwzględniając to, równanie (6-57) przyjmie użyteczną postać (6-58).

$$T[u(t)] = \frac{T_{MAX}}{2} \left\{ 1 + \cos \left[ \frac{\pi(V_0 + V_{RF})}{V_\pi} \right] \right\}; \quad (6-58)$$



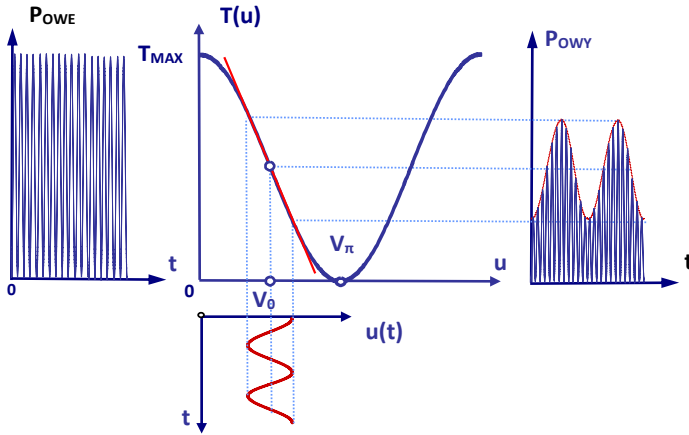
**Rys. 6.19** Charakterystyki statyczne modulatora M-Z transmisji amplitudy i mocy sygnału optycznego w funkcji napięcia polaryzacji.

Zgodnie z powyższymi zależnościami, gdy napięcie przyłożone do przesuwników fazy modulatora wynosi  $V_\pi$ , to transmisja mocy spada do  $T = 0$ . Niedoskonałości wykonania obu torów i nierówny podział mocy powodują, że w punkcie minimum transmisja nie spada do zera. W dobrych, starannie wykonanych konstrukcjach uzyskuje się stosunek  $P_{max}/P_{min} = 1000 : 1$ .

Opisaną równaniem (6-58) charakterystykę  $T(u)$  pokazano na rys. 6.20.

Zastosowanie układu dwuramiennego interferometru z modulatorami fazy umożliwia utworzenie modulatora amplitudy. Charakterystyka  $T(u)$  nie ma części prostopadłej. Jeśli liniowość jest potrzebna, na przykład w procesie modulacji analogowej, to punkt pracy umieszcza się w punkcie przegięcia charakterystyki, gdy  $V_0 = V_\pi/2$ . Pokazano ten przypadek na rys. 6.20. Dla tej polaryzacji nachylenie  $S_{MZ}$  charakterystyki  $T(u)$  jest maksymalne, co pokazuje zależność (6-59).

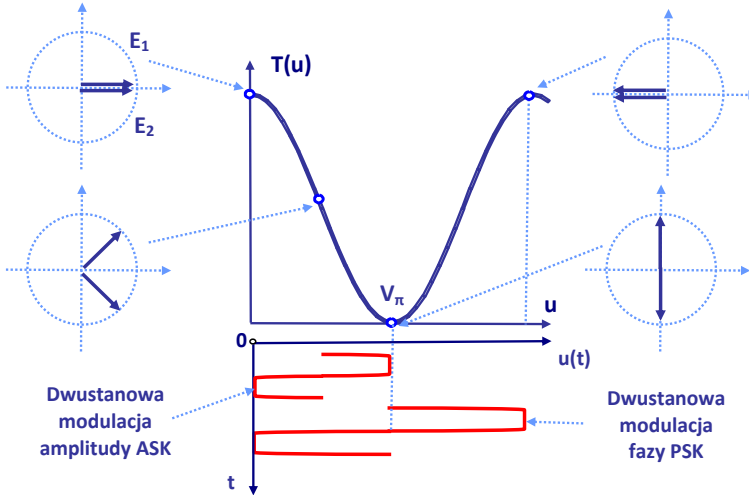
$$S_{MZ}(V_0) = \left. \frac{\partial T(u)}{\partial u} \right|_{V_0=V_\pi/2} = -\frac{\pi T_{MAX}}{4V_\pi}; \quad (6-59)$$



Rys. 6.20. Charakterystyka transmisji  $T(u)$  mocy optycznej przez modulator M-Z. Ilustracja działania modulatora M-Z sterowanego napięciem sinusoidalnym z polaryzacją w punkcie przecięcia.

W przypadku modulacji analogowej, gdy modulator M-Z zasilany jest stabilnym sygnałem optycznym lasera, przebieg mocy  $P_{owy}(t)$  na wyjściu modulatora odwzorowuje przebieg napięcia modulującego  $u(t)$ .

Modulatory M-Z można użyć do kluczowania amplitudy sygnału optycznego (modulacja ASK). Sygnał modulujący przełącza w tym przypadku transmisję z wartości maksymalnej do minimalnej, co pokazano na rys. 6.21. Amplituda impulsów sygnału modulującego jest w tym przypadku równa  $V_\pi$ .



Rys. 6.21. Charakterystyka transmisji modulatora M-Z ze wskazaniem faz sygnału optycznego po transmisji przez modulator. Na rysunku pokazano możliwości dwustanowej modulacji amplitudy ASK i dwustanowej modulacji fazy PSK.

Sygnaly optyczne transmitowane przez modulator M-Z mają, w zależności od punktu pracy, fazy różniące się o  $\pi$ . Uzasadnienie pokazano na rys. 6.19, prezentującym charakterystykę transmisji  $T(V_0)$ . Dla lewej części gałęzi  $T(V_0)$  faza sygnału optycznego opuszczającego modulator jest taka sama, niezależnie od poziomu mocy wyjściowej. Oznacza to, że w procesie modulacji analogowej ilustrowanej na rys. 6.20, modulator nie wprowadza przesunięć fazy zależnych od poziomu mocy; efekt ćwierkania nie występuje.

Przy ustaleniu punktu pracy po prawej stronie charakterystyki transmisji  $T(u)$  faza sygnału optycznego zmienia się o  $\pi$ . Opisywana właściwość może być wykorzystana do uzyskania cyfrowej modulacji fazy. Na rys. 6.21 pokazano przykład sygnału modulującego kluczowanego dwustanowo i zamianę modulacji amplitudy na dwustanową modulację PSK fazy sygnału optycznego. Amplituda impulsów sygnału modulującego jest tutaj równa  $2V_\pi$ .

Interesującym jest przypadek działania opisywanego układu modulatora M-Z, gdy do obu przesuwników fazy doprowadzane są sygnały elektryczne w tej samej fazie (ang. *push-push*). Przesunięcia fazy  $\Delta\varphi$  w obu torach są identyczne i w rozgałęzieniu wyjściowym moce obu sygnałów optycznych sumują się. W tym przypadku modulator M-Z pracuje jak modulator fazy.

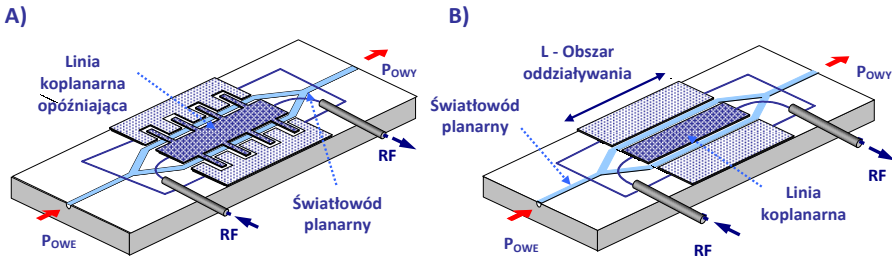
#### 6.4.5. Modulator Macha-Zehndera – przykłady rozwiązań

W modulatorach wykorzystujących efekt elektrooptyczny modulujący sygnał elektryczny zmienia współczynnik załamania materiału elektrooptycznego tworzącego światłowód planarny. Mimo niewielkich długości obszaru oddziaływania elektrycznego pola modulującego na sygnał optyczny, czas przepływu sygnału optycznego przez obszar oddziaływania odgrywa poważną rolę. Ze wzrostem  $f_{\text{mod}}$  sygnału modulującego w.cz. czas przepływu sygnału optycznego staje się porównywalny z okresem  $T = 1/f_{\text{mod}}$ . Jeśli elektrody, do których doprowadzono sygnał modulujący mają w każdym momencie jednakowy potencjał, to gdy czas przepływu sygnału optycznego staje się równy okresowi  $T$ , efekty modulacji uzyskane w jednym półokresie znoszą się w następnym. Skończony czas przepływu sygnału optycznego w obszarze pola modulującego ogranicza częstotliwościowe pasmo modulacji. Dla przykładu czas przepływu sygnału optycznego przez obszar oddziaływania przesuwnika fazy o długości  $L = 1,5$  cm wynosi około  $\tau \approx 70$  ps. Dla tej wartości  $\tau$ , pasmo  $f_{\text{MAX}}$  modulacji modulatora jest niewielkie, można je oszacować na  $f_{\text{MAX}} \approx 1/2\tau \approx 7$  GHz.

Jak sygnalizowano w punktach opisujących modulatory fazy i sprzęgacze jako modulatory amplitudy, rozwiązaniem jest wprowadzenie sygnału modulującego do struktury przewodnicy mikrofalowej. Wtedy fale sygnału optycznego i modulującego poruszają się w tę samą stronę i efekt skończonego czasu przepływu zostaje częściowo zredukowany. Po zastosowaniu takiego rozwiązania przyrządy nazywane są modulatorami z falą bieżącą. (W punkcie 4.3.5 opisano fotodiody z falą bieżącą). Dla modulatorów M-Z z falą bieżącą maksymalną częstotliwość modulacji  $f_{\text{MAX}}$  można wyrazić zależnością (6-60). We wzorze  $c$  jest prędkością światła,  $L$  długością modulatora fazy,  $n$  współczynnikiem załamania materiału,

w którym wykonano światłowód, a  $\epsilon_{\text{reff}}$  jest względną przenikalnością elektryczną kompozycji materiałów przewodnicy mikrofalowej, którą propagowany jest sygnał modujący.

$$f_{\text{MAX}} = \frac{c}{2L|n - \sqrt{\epsilon_{\text{reff}}}|}; \quad (6-60)$$



**Rys. 6.22.** Modulatory M-Z z falą bieżącą. A) Przewód wewnętrzny linii koplanarnej z nieciągłościami tworzącymi linię opóźniającą, aby spowolnić sygnał mikrofalowy. B) Rozwiązanie z jednolitą linią koplanarną. (Doprowadzenia sygnału mikrofalowego o strukturze uproszczonej).

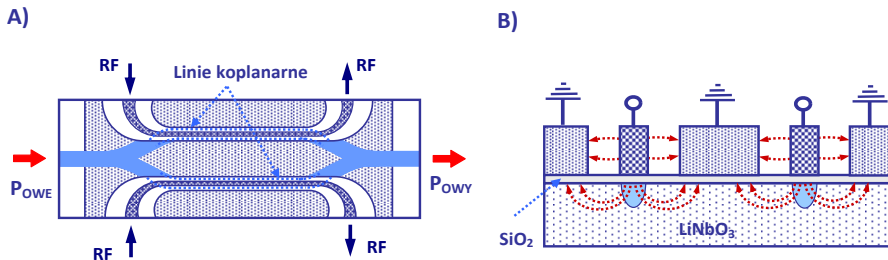
Sygnał optyczny propagowany jest jednorodnym światłowodem planarnym, natomiast przewodnica mikrofalowa jest strukturą złożoną, z metalowymi elektrodami i kilkoma warstwami dielektryków. Spowolnienie fali modującej sprawia określone trudności. Jednym z rozwiązań jest dwuprzewodowa linia szczelinowa – patrz rys. 6.16A – w której dodano warstwy dielektryczne. Innym rozwiązaniem jest linia koplanarna pokazana wcześniej na rys. 6.17B. Rozwiązanie takie zaprezentowano także na rys. 6.22B, z zastrzeżeniem, że doprowadzenia sygnału modulacji z zewnętrznego źródła naszkicowano w dużym uproszczeniu.

Na rys. 6.22A pokazano linię koplanarną, której przewód wewnętrzny ma zmienną szerokość. Powstają w takim przypadku nieciągłości zmniejszające prędkość fazową sygnału mikrofalowego. Na rys. 6.22B przedstawiono strukturę modulatora z linią koplanarną, z symbolicznie zaznaczonymi doprowadzeniami sygnału RF.

Ilustrację dokładniej pokazującą doprowadzenie sygnału mikrofalowego do linii koplanarnej przesuwnika fazy przedstawiono na kolejnym rysunku. W strukturze pokazanej na rys. 6.23A sygnały modujące doprowadzono oddzielnie do obu ramion interferometru. Modulator z podwójnym, oddzielnym dla każdego przesuwnika, doprowadzeniem sygnału modującego nazywany jest dualnym.

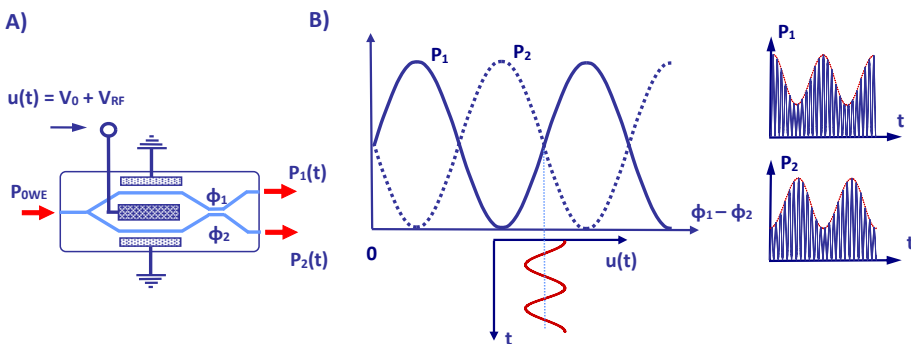
Na rys. 6.23B pokazano w uproszczeniu przekrój struktury dualnego modulatora M-Z. Dwie niezależne i wzajemnie odizolowane linie mikrofalowe prowadzą sygnały pasma mikrofalowego, modując fazy sygnałów optycznych transmitowanych obu ramionami mostka. Sygnały modujące można połączyć z napięciem polaryzującym, można też wydużyć ramiona mostka i dodać oddzielne elektrody wprowadzające polaryzujące przesunięcia fazy. Grubość warstwy  $\text{SiO}_2$  pełni tu rolę zasadniczą, gdyż przez dobór grubości warstwy

$\text{SiO}_2$  regulowana jest prędkość fazowa sygnałów mikrofalowych w linii koplantarnej i w konsekwencji następuje zrównanie z prędkością sygnału optycznego w światłowodach.



**Rys. 6.23.** Modulator dualny M-Z. A) Struktura światłowodów i przewodnic koplarnych doprowadzających różne sygnały modulujące do przesuwników fazy. B) Przekrój pokazujący obie przewodnice koplarnie oddzielnie.

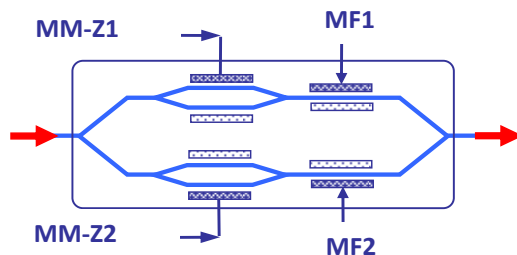
Na rys. 6.24 przedstawiono modulator M-Z, w którym wyjściowe rozgałęzienie Y zastąpiono sprzęgaczem kierunkowym. Otrzymano w ten sposób strukturę trójwrotnika z dwoma portami wyjściowymi – rys. 6.24A. Charakterystyki transmisji mocy optycznej z portu wejściowego do wyjściowych pokazano na rys. 6.24B. Zmieniając różnicę przesunięć fazowych  $\phi_1$  i  $\phi_2$  w obu ramionach interferometru, zmienia się proporcja mocy kierowanych do wrót wyjściowych.



**Rys. 6.24.** Przykłady rozwiązań struktur modulatorów Macha-Zehndera. A) Modulator, w którym rozgałęzienie Y zastąpiono sprzęgaczem kierunkowym. Modulator w takim rozwiązaniu ma dwa porty wyjściowe. B) Częstotliwość sygnału optycznego dobrano tak, że sygnał z każdego ramienia mostka dzieli się na dwie równe części. Różnice kątów fazowych różnicują poziomy mocy  $P_1$  i  $P_2$ .

Przedstawiony na rys. 6.24 A modulator M-Z w układzie trójwrotnika posiada interesujące, nieopisane tutaj zależności fazowe. Wykorzystuje się je w układach modulacji jednowęstgowych, które przedstawione zostaną bliżej w następnym rozdziale. Należy jednakże mieć na uwadze, że parametry sprzęgaczy kierunkowych zmieniają się z długością fali. Układy z rozgałęzieniami Y są szerokopasmowe.

Rozwój technologii fonicznych monolitycznych układów scalonych umożliwił łączenie w jednym układzie kilku obwodów realizujących różne funkcje. Przykład modulatora M-Z o złożonej strukturze, wytwarzanego jako monolityczny układ scalony, pokazano na rys. 6.25.



**Rys. 6.25.** Przykład rozwiązania struktury modulatora Macha-Zehndera. Układ modulatorów równoległych z dodatkowymi przesuwnikami fazy stosowany w procesie wielostanowej modulacji cyfrowej QAM.

Dwa modulatory w połączeniu równoległym sterowane są przez dwa oddzielne strumienie informacji. Dwa szeregowo połączone z nimi modulatory fazy pełnią zwykle role pomocnicze. Układy tego typu stosowane są w systemach wykorzystujących wielostanową modulację cyfrową QAM. Ich działanie opisane zostanie dokładniej w jednym z kolejnych rozdziałów.

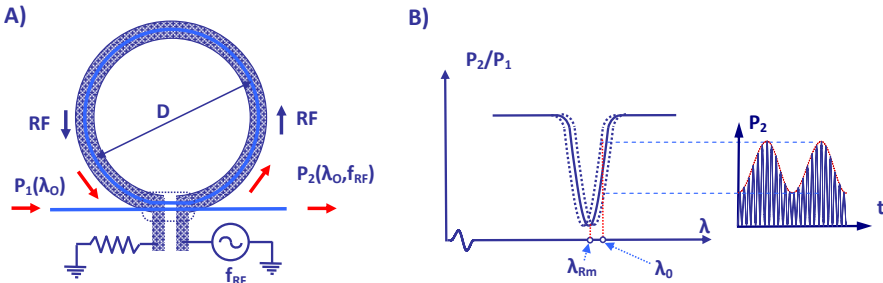
Modulatory M-Z znalazły szerokie zastosowanie w technice transmisji światłowodowej z powodu wielu zalet. Ich charakterystyka transmisji opisana jest dokładnie prostą funkcją trygonometryczną. Przyrządy wykonywane na niobianie litu  $\text{LiNbO}_3$  mają powtarzalne parametry. Tłumienie modulowanego sygnału jest niewielkie, zwykle nie przekracza kilku decybeli, a pasmo pracy w konstrukcjach z falą bieżącą sięga 100 GHz. Poza tym układy konstruowane z dualnymi, równoległymi modulatorami M-Z umożliwiły realizację wielostanowej modulacji sygnału optycznego i przekroczenie granicy 100 Gb/s szybkości transmisji w łączy z jednym laserem.

#### 6.4.6. Modulator z przestrajającym rezonatorem pierścieniowym

Rezonator pierścieniowy jest dla sygnałów o pulsacji optycznej strukturą rezonansową, wykorzystywaną do tworzenia obwodów selektywnych i filtrujących. Wykonywany jest zwykle jako pierścień falowodu planarnego, sprzężony sprzęgaczem zbliżeniowym ze światłowodem planarnym, tworzącym główny tor transmisyjny – rys. 6.26A. Płynący torem głównym sygnał optyczny wzbudza w pierścieniu także falę biegnącą po obwodzie. Efekt rezonansu uzyskuje się, gdy długość fali spełnia warunek (6-61):

$$\pi D n_{\text{eff}} = m \lambda_{\text{Rm}}; \quad (6-61)$$

W powyższym wzorze  $\lambda_{Rm}$  jest długością fali, dla której występuje rezonans,  $D$  jest średnicą pierścienia,  $\pi D$  jego obwodem,  $n_{eff}$  jest efektywnym współczynnikiem załamania, a  $m$  liczbą całkowitą. W rezonansie wzrasta poziom mocy fali biegnącej w pierścieniu. W efekcie część mocy zostaje absorbowana przez światłowód pierścienia i transmisja w torze głównym zostaje zaburzona. Na rys. 6.26B pokazano charakterystykę takiej transmisji wokół jednego z rezonansów.



**Rys. 6.26.** Zasada działania modulatora optycznego z przestrajającym rezonatorem pierścieniowym. A) Rezonator pierścieniowy o średnicy  $D$  sprzężony sprzęgaczem ze światłowodem. Nad pierścieniem rezonatora umieszczono elektrodę, której potencjał zmienia się w takt napięcia o częstotliwości  $f_{RF}$ . B) Charakterystyka transmisji mocy w torze ze sprzężonym rezonatorem w przypadku modulacji jego częstotliwości rezonansowej.

Dobierając długość fali  $\lambda_0$  transmitowanego sygnału optycznego tak, by ulokować punkt pracy na zboczach charakterystyki transmisji, można – w pewnych granicach – ustalić stosunek mocy  $P_2/P_1$ .

Aby uzyskać efekt modulacji, należy światłowód wykonać w materiale elektrooptycznym. Konstruując odpowiednią elektrodę, można światłowód pierścienia zanurzyć w polu elektrycznym i, zmieniając potencjał elektrody, zmieniać współczynnik załamania materiału, w którym wykonano światłowód. Schemat takiej struktury pokazano na rys. 6.26A. Zależność (6-35) można zapisać równaniem (6-62).

$$n_{eff} = n_0 + Ku(2\pi f_{RF}t); \quad (6-62)$$

W rezultacie natężenie pola elektrycznego zmienia się w takt napięcia wytworzonego przez oscylator o częstotliwości  $f_{RF}$ . Zgodnie z równaniem (6-61) zmienia się rezonansowa długość fali  $\lambda_{Rm}$ . Przestrajanie rezonatora powoduje przesuwanie charakterystyki transmisji  $P_2/P_1$  rezonatora. W takt zmian częstotliwości rezonansowej zmienia się poziom transmitowanej mocy. Uzyskujemy efekt modulacji.

Modulatory wykorzystujące przestrajanie rezonatora pierścieniowego mogą pracować tylko w okolicach wybranych długości fali i dlatego nie znalazły szerszego zastosowania w układach łączy optycznych. Bezpośrednia modulacja mocy lasera przez zmianę prądu diody jest prostsza i bardziej skuteczna.



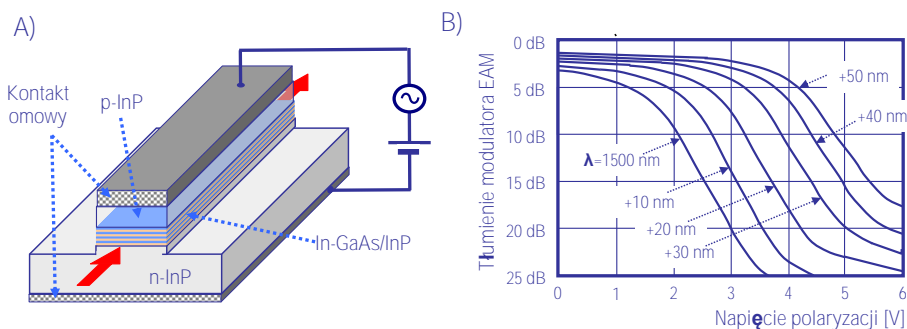
## 6.5. Inne rodzaje modulatorów

### 6.5.1. Modulatory elektroabsorpcyjne

Poszukując możliwości realizacji półprzewodnikowych modulatorów promieniowania optycznego, zwrócono uwagę na dwa interesujące zjawiska. Jedno z nich – nazwane efektem Franza-Keldysza – objawia się zależnością szerokości przerwy energetycznej półprzewodnika od wartości natężenia pola elektrycznego. Mianowicie wzrost natężenia pola elektrycznego w materiale półprzewodnika powoduje zmniejszanie przerwy energetycznej. W rezultacie materiał półprzewodnikowy przezroczysty dla fotonów, gdy wartość przerwy jest duża, zaczyna pochłaniać promieniowanie, gdy przerwa maleje. Współczynnik propagacji fali propagowanej w falowodzie uformowanym w półprzewodniku zmienia stałą tłumienia.

Podobne zjawisko związane jest z efektem Starka. Linie spektralne atomów i molekuł ulegają pod wpływem pola elektrycznego rozszczepieniu. O ile efekt Franza-Keldysza występuje w całej objętości materiału półprzewodnikowego, o tyle efekt Starka pojawia się w obecności studni kwantowych. Studnia kwantowa to heterostruktura, która jest kompozycją cienkiej warstwy GaAs – około 30 warstw atomowych – umieszczonej między dwiema warstwami AlGaAs.

Modulator elektroabsorpcyjny EAM (ang. *Electro-Absorption-Modulator*) jest przyrządem, który ma strukturę podobną do lasera diodowego – rys. 6.27A. Modulator jest rodzajem diody p-i-n, warstwy umieszczone między materiałami „p” i „n” tworzą światłowód planarny. W modulatorze EAM złącze uformowane w postaci światłowodu spolaryzowane jest zaporowo. Światłowód w stanie zaporowym jest prawie przezroczysty dla promieniowania. Polaryzacja diody powoduje wzrost tłumienia, ponieważ pod wpływem przyłożonego pola zmienia się – jak wspomniano wyżej – szerokość przerwy energetycznej półprzewodnika i zmienia się tłumienie propagowanego sygnału optycznego – rys. 6.27B.



**Rys. 6.27.** Zasada działania modulatora elektroabsorpcyjnego. A) Uproszczona struktura modulatora elektroabsorpcyjnego z transmisją podłużną. B) Przykład charakterystyki transmisji mocy przez modulator elektroabsorpcyjny.

Współczynnik  $T_{EA}$  opisujący transmisję mocy przez strukturę modulatora EAM można opisać bardzo ogólną zależnością (6-63):

$$T_{EA}(\lambda, V) = T_0(\lambda)e^{-\alpha(V,\lambda)L}; \quad (6-63)$$

Współczynnik tłumienia  $\alpha(V,\lambda)$  jest funkcją napięcia  $V$  i długości fali  $\lambda$  propagowanego sygnału optycznego (pamiętamy zależność energii  $E_f$  fotonu od długości fali  $E_f = hf = hc/\lambda$ ).

Przykład charakterystyki modulatora elektroabsorpcyjnego pokazano na rys. 6.26B. Stosunek tłumienia minimalnego do maksymalnego mieści się zwykle w granicach 15–20 dB. Zalety opisywanego rodzaju modulatorów są istotne: szerokie pasmo modulacji > 10 GHz, małe odbicia i łatwość dopasowania oraz – najważniejsza z zalet – możliwość integracji z laserem. Poza tym w porównaniu do modulatorów elektrooptycznych modulatory elektroabsorpcyjne pracują przy niższych napięciach (zwykle 1-3 V).

Wprowadzenie zewnętrznego modulatora umożliwiło pracę lasera z falą ciągłą. W rezultacie efekt ćwierkania lasera nie ma miejsca, widmo jest czystsze i wpływ dyspersji na parametry łąca mniejszy.

Wadą modulatorów EAM jest silna zależność transmisji  $T$  od długości fali oraz nieliniowa charakterystyka  $T(V)$  transmisji od napięcia  $V$ , co ogranicza ich zastosowanie w łącach analogowych.

## 6.5.2. Modulatory elektroakustyczne

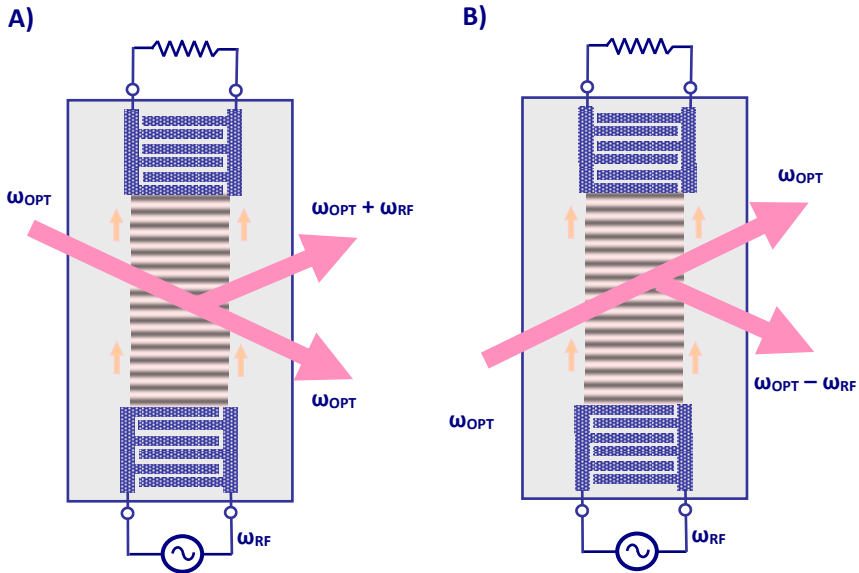
W ośrodkach piezoelektrycznych (np. kwarc) można wzbudzić sygnałem elektrycznym falę akustyczną objętościową albo powierzchniową. Rozchodzące się drgania mechaniczne powodują lokalne zwiększenia i zmniejszenia współczynnika załamania ośrodka, tym większe, im większa moc fali akustycznej jest propagowana. Propagowany jednocześnie w ośrodku sygnał optyczny ulega dyfrakcji, różnej dla fali objętościowej (dyfrakcja Ramana-Natha) i fali powierzchniowej (dyfrakcja Bragga).

Na rys. 6.28 pokazano schemat przetwornika elektroakustycznego, w którym wzbudzono falę powierzchniową. Jednocześnie w przetwornikach propagowany jest sygnał optyczny w różnych – w stosunku do kierunku propagacji fali akustycznej – kierunkach.

Przechodząca pod odpowiednim kątem wiązka sygnału optycznego ulega częściowemu odbiciu. W przypadku pokazanym na rys. 6.28A sygnał odbity zwiększa swoją częstotliwość o wartość częstotliwości sygnału akustycznego, a w przypadku z rys. 6.28B częstotliwość sygnału odbitego maleje.

Opisywany układ oświetlonego przetwornika akustycznego działa jak modulator częstotliwości. Zmieniając częstotliwość sygnału akustycznego, modulujemy częstotliwość sygnału optycznego.

Efekt ten jest bardzo ciekawy i pouczający, jednakże nie znalazł on szerszego zastosowania w telekomunikacji optycznej między innymi ze względu na ograniczenia pasma pracy i niewielką sprawność procesu przemiany częstotliwości.



**Rys. 6.28.** Zasada działania akustooptycznego przesuwnika częstotliwości. A) Sygnał optyczny propagowany jest w przeciwnym kierunku niż fala akustyczna. Odbita fala optyczna zwiększa swoją częstotliwość. B) Sygnał optyczny propagowany jest w tym samym kierunku co fala akustyczna. Sygnał odbity zmniejsza swoją częstotliwość.

## 6.6. Podsumowanie

Podsumowując rozdział poświęcony modulacji sygnałów optycznych, należy stwierdzić, że zapis informacji na sygnale optycznym może być dokonany dwojako:

- przez bezpośrednią modulację prądu diody laserowej i zmiany mocy wyjściowej (modulacja amplitudy) lub częstotliwości (modulacja częstotliwości),
- przez wprowadzenie zewnętrznego modulatora (modulacja amplitudy, fazy lub częstotliwości).

Szerokopasmowa modulacja lub modulacja bardzo krótkimi impulsami wymaga stosowania specjalnych szerokopasmowych obwodów dopasowujących. Modulator Macha-Zehndera okazał się znakomitym i uniwersalnym przyrządem, który odgrywa w technice telekomunikacji optycznej bardzo ważną, niezastąpioną rolę. W kolejnych rozdziałach jego zalety staną się jeszcze bardziej wyraźne.

Bardzo interesujące możliwości otwiera zastosowanie modulatorów półprzewodnikowych elektroabsorpcyjnych, w pierwszym rzędzie możliwości integracji ze źródłami światła – laserami i ze wzmacniaczami półprzewodnikowymi na jednym podłożu GaAs.

Opanowane techniki modulacji mocy sygnału optycznego pozwalają, bez rozwiązywania trudnych problemów elektroniki, uzyskiwać prędkości transmisji łączy z jednym laserem do 50 Gb/s. W układach specjalnych prędkość transmisji dochodzi do granicy 80 Gb/s. Aby ją zwiększyć, rozwinięto techniki wielostanowej modulacji amplitudy i fazy. Techniki te opisane zostaną szczegółowo w rozdziale 10.

## Bibliografia rozdziału 6

- 6.1 S. Mathai et al., "Experimental Demonstration of a Balanced Electroabsorption Modulated Microwave Photonic Link", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 49, No. 10, 2001.
- 6.2 B.A. Galwas, Z.R. Szczepaniak, "Analysis of optical-microwave mixing process in electrooptical modulators", *Journal of Telecommunications and Information Technology*, No. 2, 2001.
- 6.3 I.L. Gheorma, R.M. Osgood Jr., "Fundamental limitations of optical resonator based high-speed EO modulators", *IEEE Photonics Technology Letter*, Vol. 14, No. 6, June 2002.
- 6.4 P. Zandano, M. Pirola, G. Ghione, "A new, compact model for high-speed electro-optic modulators fully integrated within a microwave CAD environment", *2002 IEEE Microwave Theory and Techniques Digest*, 2002.
- 6.5 G.L. Li, P.K.L. Yu, "Optical Intensity Modulators for Digital and Analog Applications", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 21, No. 9, 2003.
- 6.6 J.C. Cartledge, "Multiple-Quantum-Well Mach-Zehnder Modulators: Comparison of Calculated and Measured Results for Modulator Properties and System Performance", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 9, No. 3, 2003.
- 6.7 Y.S. Yun, D.H. Choi, Y.W. Choi, "Nonlinearity of traveling-wave electroabsorption modulator according to microwave characteristics", *Optical and Quantum Electronics*, Vol. 35, 2003.
- 6.8 J.H. Sinsky, "High-Speed Data and Pulse-Carver Alignment in Dual Mach-Zehnder Modulator Optical Transmitters Using Microwave Signal Processing", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 21, No. 2, 2003.
- 6.9 J.E. Heebner et al., "Optical Transmission Characteristics of Fiber Ring Resonators", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 40, No. 6, 2004.
- 6.10 C.E. Png et al., "Optical Phase Modulators for MHz and GHz Modulation in Silicon-On-Insulator (SOI)", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 22, No. 6, 2004.
- 6.11 E. Lach et al., "Application of electroabsorption modulators for high-speed transmission systems", *Journal of Optical Fiber Communication*, Vol. 2, No. 2, 2005.
- 6.12 N. Dagli, *Optical modulators*, w: *Handbook of Optoelectronics*, R.G.W. Brown, J.P. Dakin (eds.), Taylor & Francis 2006.
- 6.13 P.J. Winzer, R.-J. Essiambre, "Advanced Modulation Formats for High-Capacity Optical Transport Networks", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 24, Iss. 12, 2006.
- 6.13 H. Tazawa, W.H. Steie, "Analysis of Ring Resonator-Based Traveling-Wave Modulators", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 18, No. 1, 2006.
- 6.14 T. Kawanishi, T. Sakamoto, M. Izutsu, "High-Speed Control of Lightwave Amplitude, Phase, and Frequency by Use of Electrooptic Effect", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 13, No. 1, 2007.
- 6.15 L. Xinju, *Laser Modulation and Deflection Technology*, w: *Laser Technology*, Second Edition, CRC Press, 2010.

- 6.16 Y. Tang et al., "50 Gb/s hybrid silicon traveling-wave electroabsorption modulator", *Optics Express*, Vol. 19, No. 7, 2011.
- 6.17 X. Zhang et al., "Highly Linear Broadband Optical Modulator Based on Electro-Optic Polymer", *IEEE Photonics Journal*, Vol. 4, No. 6, 2012.
- 6.18 X. Zhang et al., "Improved performance of traveling wave directional coupler modulator based on electro-optic polymer", *Optoelectronic Interconnects XII, Proceedings of SPIE*, Vol. 8267, 2012.
- 6.19 Z. Liu et al., "Modulator-free quadrature amplitude modulation signal synthesis", *Nature Communications*, 2014.
- 6.20 H. Porte et al., "Optimization and Evaluation in Space Condition of Multi-GHz Optical Modulators", *International Conference on Space, ICSO 2014 Tenerife*, Canary Islands, Spain, October 2014.
- 6.21 R. Li et al., "Vector Signal Generation Using a Polarization and a Phase Modulator in a Sagnac Loop", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 27, No. 18, 2015.
- 6.22 M.A. Sharif, B. Ghafary, M.H. Majles-Ara, "A Novel Graphene-Based Electro-Optical Modulator Using Modulation Instability", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 28, No. 24, 2016.
- 6.23 H. Yamazaki et al., "Optical Modulator With a Near-Linear Field Response", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 34, No. 16, 2016.
- 6.24 X. Chen et al., "A Broadband Optical Modulator Based on a Graphene Hybrid Plasmonic Waveguide", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 34, No. 21, 2016.