



Telekomunikacja Optofalowa

4. Lasery telekomunikacyjne

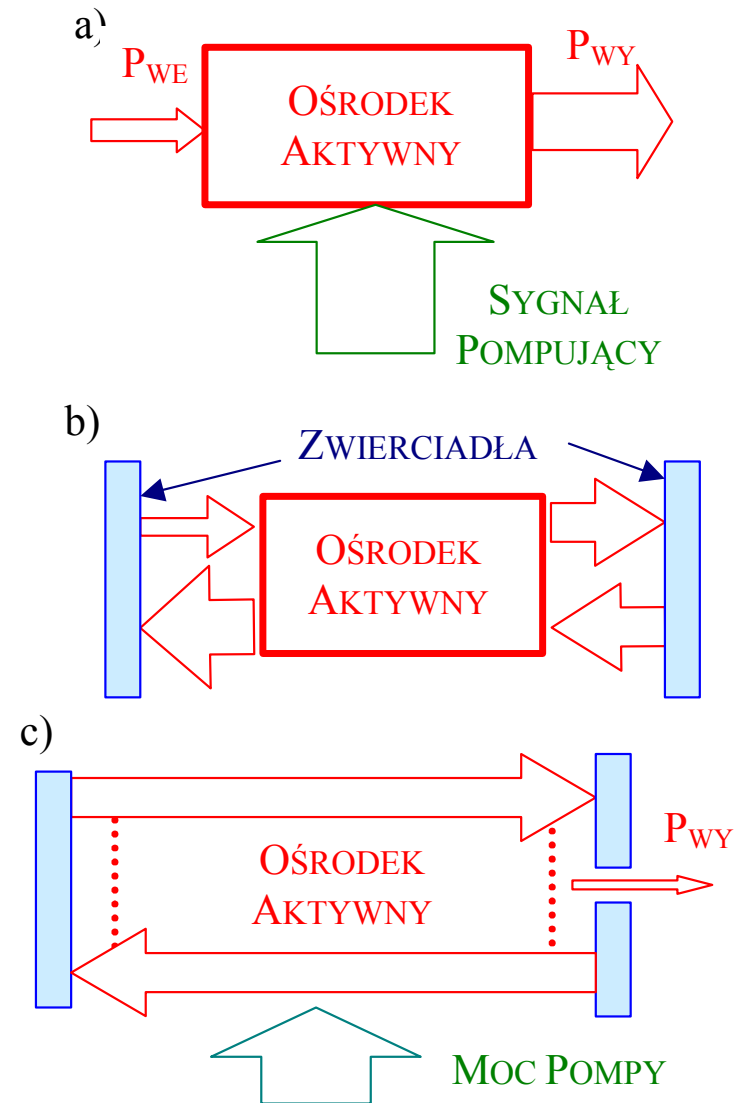
Spis treści:

- 4.1. Wiadomości podstawowe.
- 4.2. Diody świecące typu LED.
- 4.3. Lasery półprzewodnikowe.
- 4.4. Podsumowanie

4.1. WIADOMOŚCI PODSTAWOWE - ELEMENTY LASERA

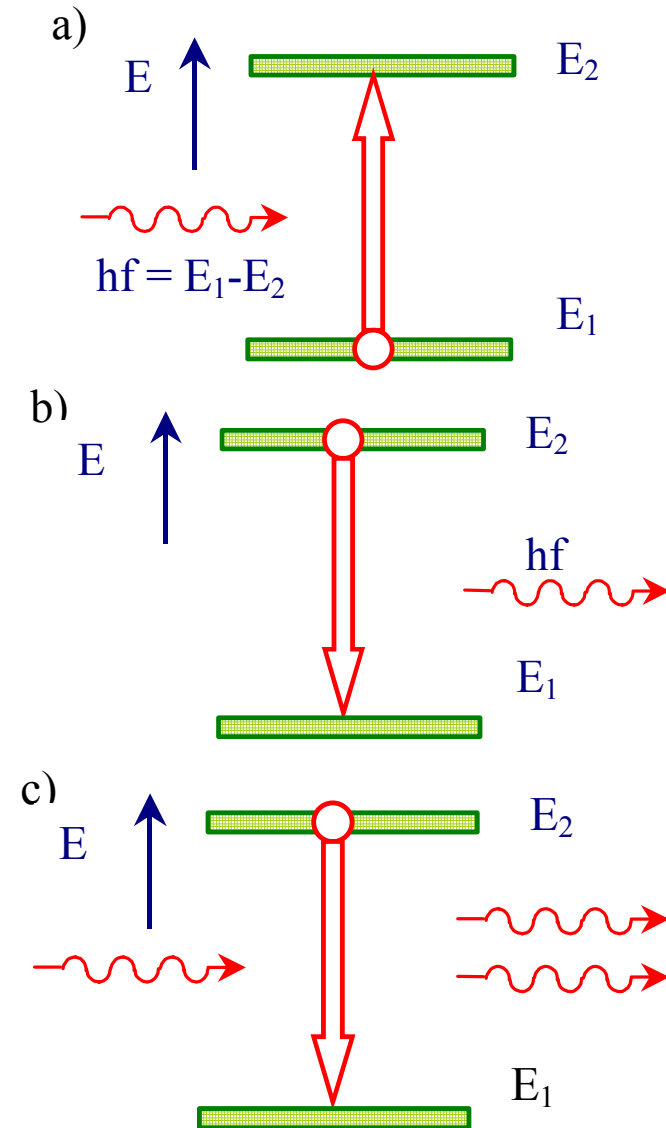
- ⇒ Moc doprowadzona z układu pompującego uaktywnia ośrodek optyczny – a).
- ⇒ Sygnał optyczny propagowany przez ośrodek aktywny ulega wzmocnieniu, kierunek propagacji nie jest istotny.
- ⇒ Dodanie zwierciadeł tworzy rezonator optyczny o dużej dobroci, który – dla częstotliwości rezonansowych – działa jak dodatnie sprzężenie zwrotne – b).
- ⇒ Następuje wzbudzenie układu, powstaje laser.
- ⇒ Wielokrotne odbicia nie prowadzą do nieskończonego wzrostu mocy, ze względu na efekty nasycenia.
- ⇒ Część mocy może zostać wyprowadzona na zewnątrz w postaci koherentnej wiązki promieniowania, zwykle o mocy dużo mniejszej od mocy pompy.

Rys.4.1. a) Ośrodek uaktywniony sygnałem pompującym. b) Dodanie zwierciadeł tworzy strukturę lasera. c) Jedno ze zwierciadeł przepuszcza część mocy na zewnątrz.



4.1. WIADOMOŚCI PODSTAWOWE - POBUDZENIE I EMISJA (A)

- ⇒ Pojedynczy atom po zaabsorbowaniu kwantu energii – absorpcja wymuszona - zmienia swój stan energetyczny – a).
- ⇒ Po pewnym czasie atom wraca do poprzedniego stanu – emisja spontaniczna – b).
- ⇒ W obecności promieniowania zewnętrznego atom wypromieniowuje foton- emisja wymuszona – c).



Rys.4.2. Ilustracja procesów a) absorpcji, b) emisji spontanicznej i c) emisji wymuszonej.

4.1. WIADOMOŚCI PODSTAWOWE - POBUDZENIE I EMISJA (A)

⇒ Grupa atomów w równowadze termicznej – rozkład Boltzman'a:

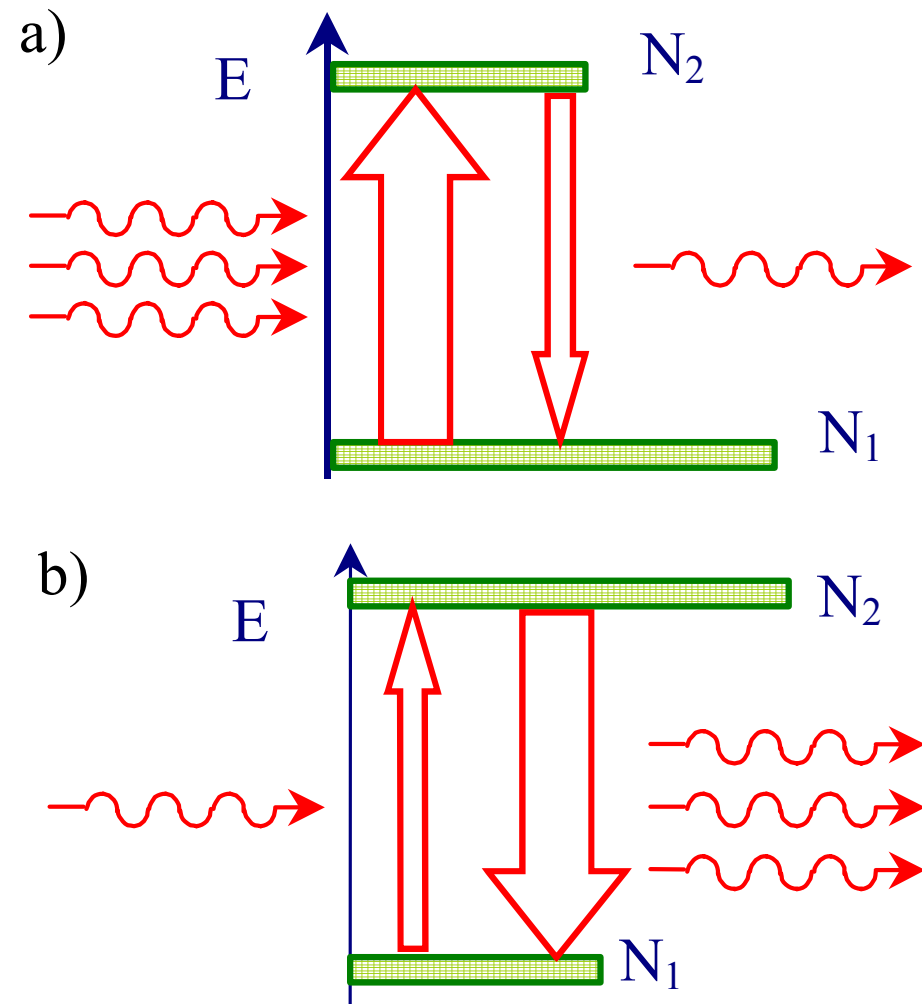
$$\frac{N_2}{N_1} = \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right);$$

⇒ W równowadze termicznej im większa energia poziomu, tym mniejsze obsadzenie.

⇒ Ośrodek w równowadze termicznej pochłania promieniowanie

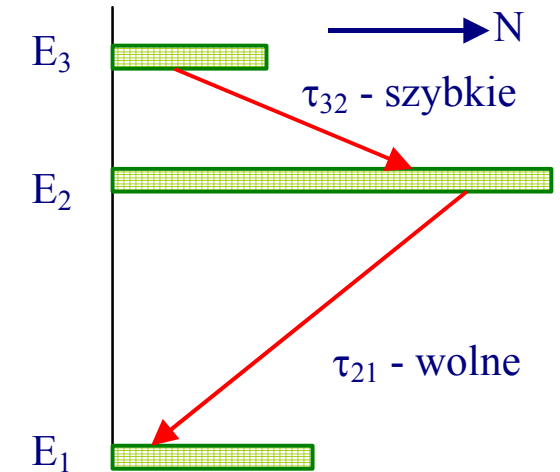
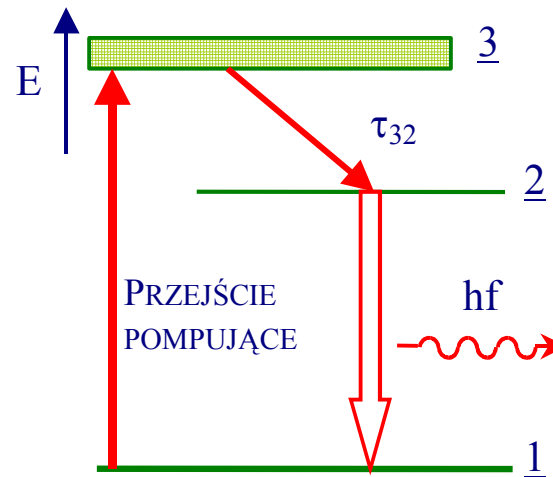
⇒ Gdy $N_2 > N_1$ powstaje inwersja obsadzeń, przy emisji wymuszonej sygnał zostaje wzmacniony e)..

Rys.4.3. a) Układ atomów w równowadze termicznej. b) Układ atomów z inwersją obsadzeń/

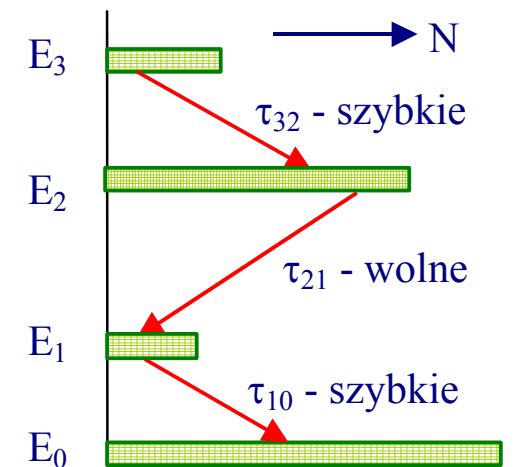
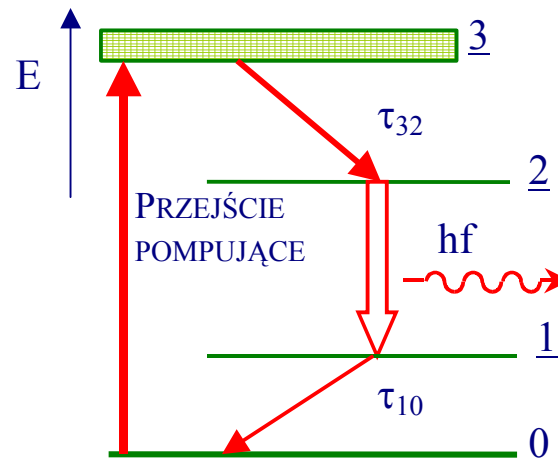


4.1. WIADOMOŚCI PODSTAWOWE - JAK UZYSKAĆ INWERSJĘ OBSADZEŃ

Rys.4.4. Uproszczony schemat poziomów energetycznych w laserze trójpoziomowym, charakterystyczny dla lasera rubinowego $\text{Cr}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$.



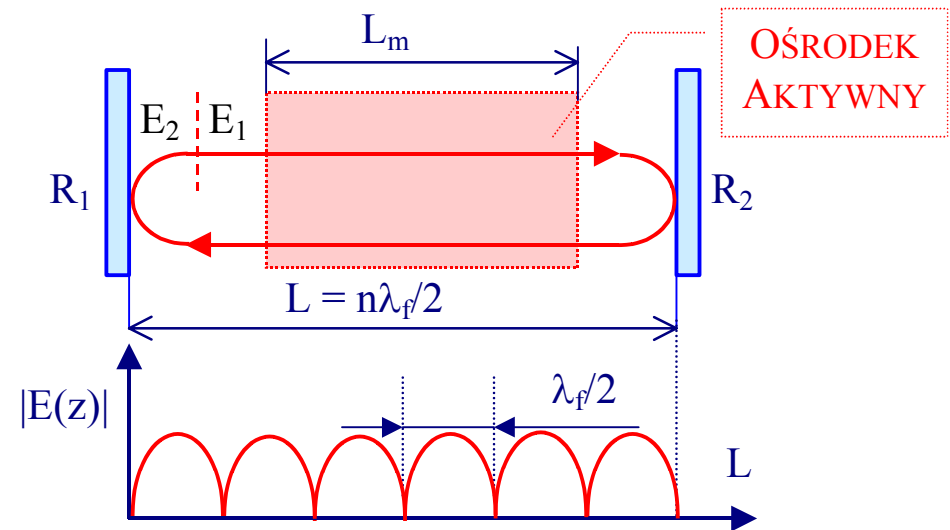
Rys.4.5. Uproszczony schemat poziomów energetycznych w laserze czteropoziomowym, charakterystyczny dla lasera $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$.



4.1. WIADOMOŚCI PODSTAWOWE - WARUNEK AKCJI LASEROWEJ

- Amplituda E_1 fali EM po dwukrotnym przejściu równa jest E_2 :

$$E_2 = E_1 R_1 R_2 \exp[2(g_0 - \alpha_0)L_m - j2\beta L];$$
 - R_1 i R_2 współczynniki odbicia zwierciadeł,
 - α_0 – stała tłumienia ośrodka bez pompowania,
 - g_0 – stała wzmocnienia ośrodka aktywnego,
 - β - stałą fazowa, dla uproszczenia ma jednakową wartość w całym ośrodku.



Rys.4.6. Struktura idealnego lasera.

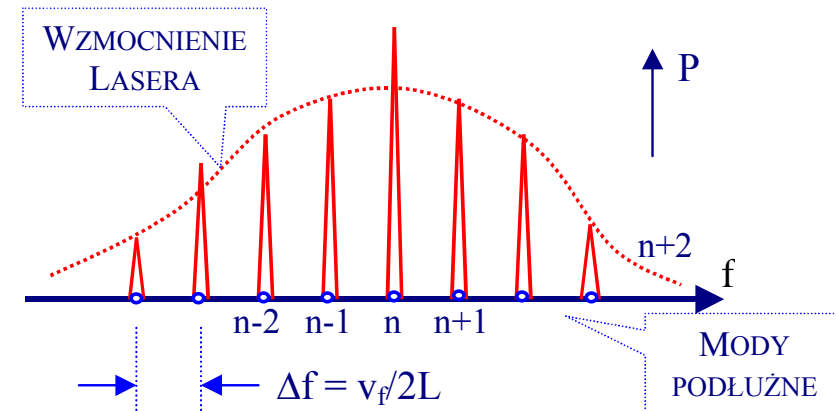
- Warunek amplitudy wzbudzenia drgań:

$$2L_m(g_0 - \alpha_0) = \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right);$$

- Warunek fazy:

$$2\beta L = n2\pi;$$

- Na rys.4.6. zwierciadła tworzą rezonator Fabry-Perot.

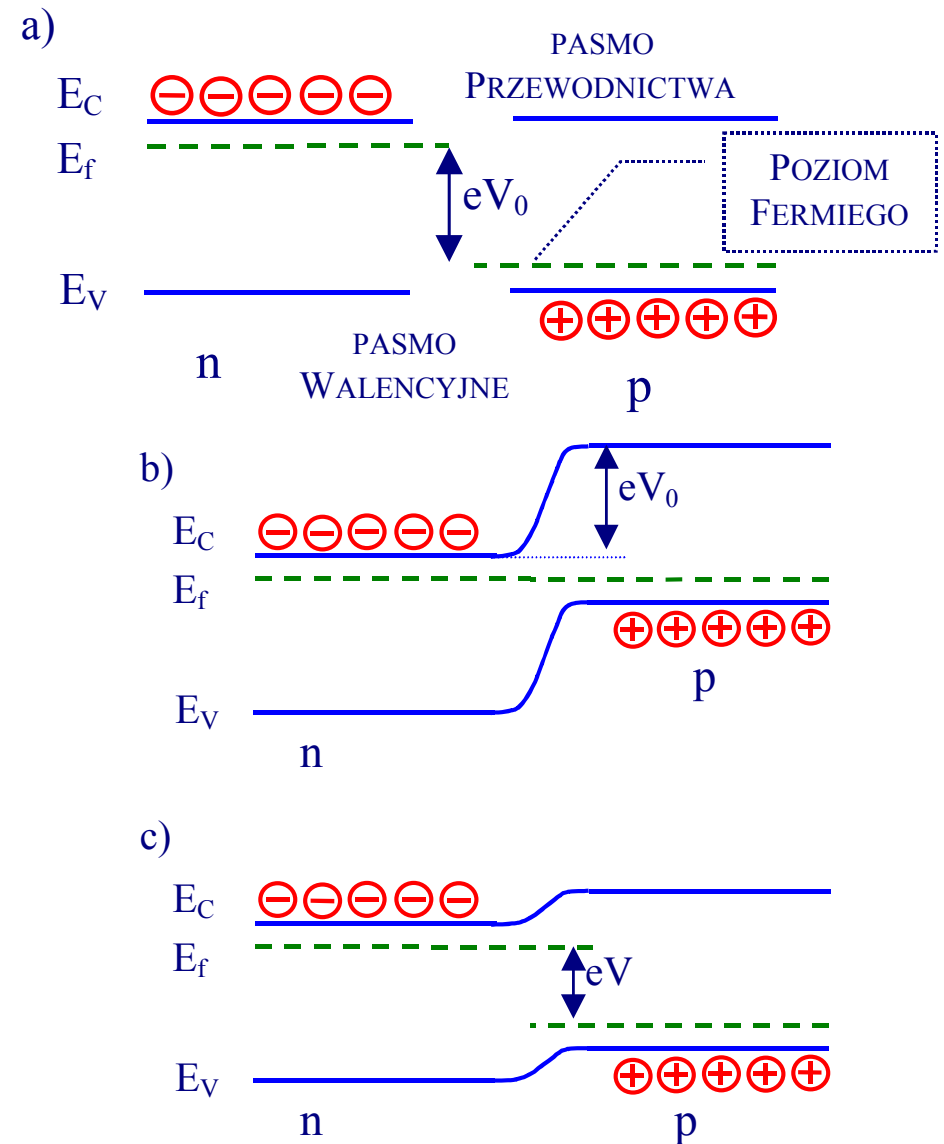


Rys.4.7. Widmo lasera z rezonatorem F-P.

4.2. DIODY ŚWIECĄCE TYPU LED - ZŁĄCZE P-N

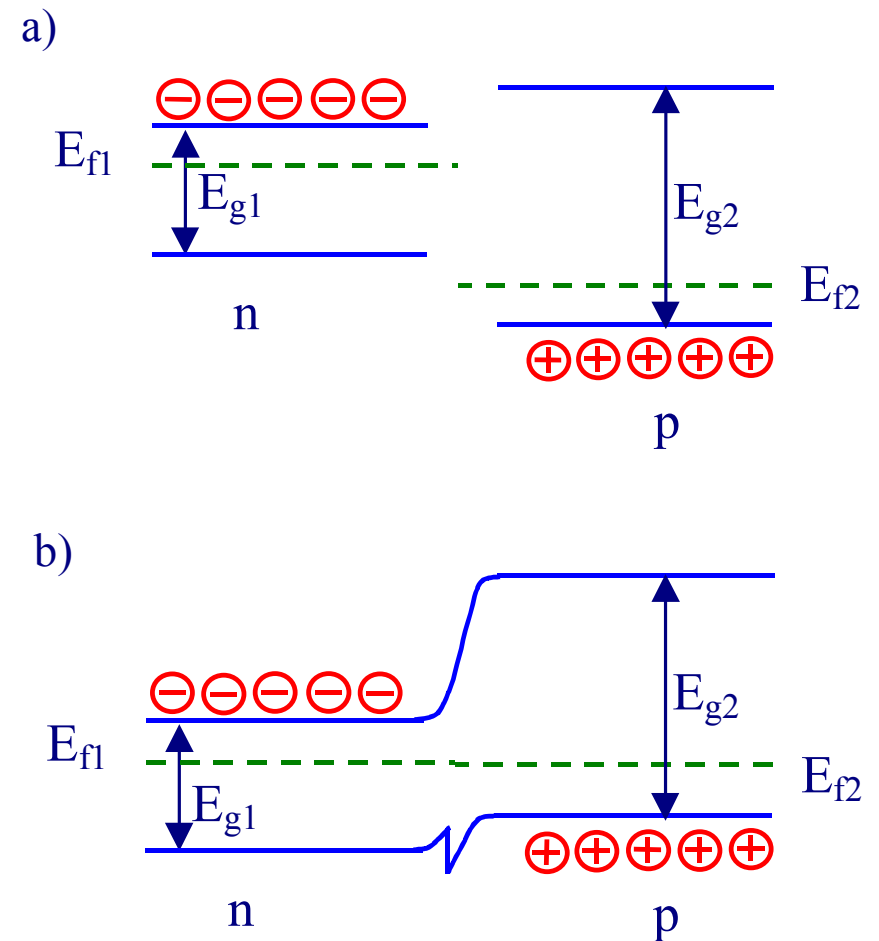
- ◆ Poziomy Fermiego dla 2 materiałów p i n są bardzo różne – a). W materiale n E_f leży blisko pasma przewodzenia, w materiale p E_f leży blisko pasma walencyjnego.
- ◆ Po połączeniu materiałów poziomy Fermiego wyrównują się, tworzy się bariera potencjału V_0 , elektrony i dziury nie mogą jej przekroczyć – b).
- ◆ Przyłożenie napięcia V zmniejsza barierę potencjału – c).
- ◆ Elektrony i dziury zaczynają swobodnie przepływać, pojawia się prąd przewodzenia. Elektrony i dziury rekombinują i pojawia się spontaniczna emisja fotonów.
- ◆ Energia fotonów (długość fali) zależy od odległości energetycznej pasm przewodzenia i walencyjnego.

Rys.4.8. Struktura energetyczna w złączu p-n: a) materiały p i n, b) po złączeniu, c) z polaryzacją



4.2. DIODY ŚWIECĄCE TYPU LED - HETEROZŁĄCZE P-N

- ◆ Heterozłącze wykonane jest z 2 różnych materiałów:
 - typu n z wąską przerwą energetyczną E_{g1} ,
 - materiału typu p z szeroką przerwą E_{g2} .
- ◆ Trzy bardzo ważne właściwości czynią heterostrukturne złącze p-n użytecznym przy konstrukcji źródeł światła:
 - Bariera dla przepływu elektronów jest znacznie większa, niż dla dziur. Umiarkowane napięcia w kierunku przewodzenia powodują przepływ dziur do materiału typu n, elektrony nie płyną do materiału typu p.
 - Przenikalność elektryczna ϵ i $n = \sqrt{\mu\epsilon}$ są dla materiałów z małą przerwą energetyczną większe, niż dla materiału z dużą przerwą, co umożliwia uformowanie przewodnicy optycznej.
 - Światło generowane w materiale n ma energię E_{g1} i nie jest absorbowane przez materiał p o przerwie dużej E_{g2} .



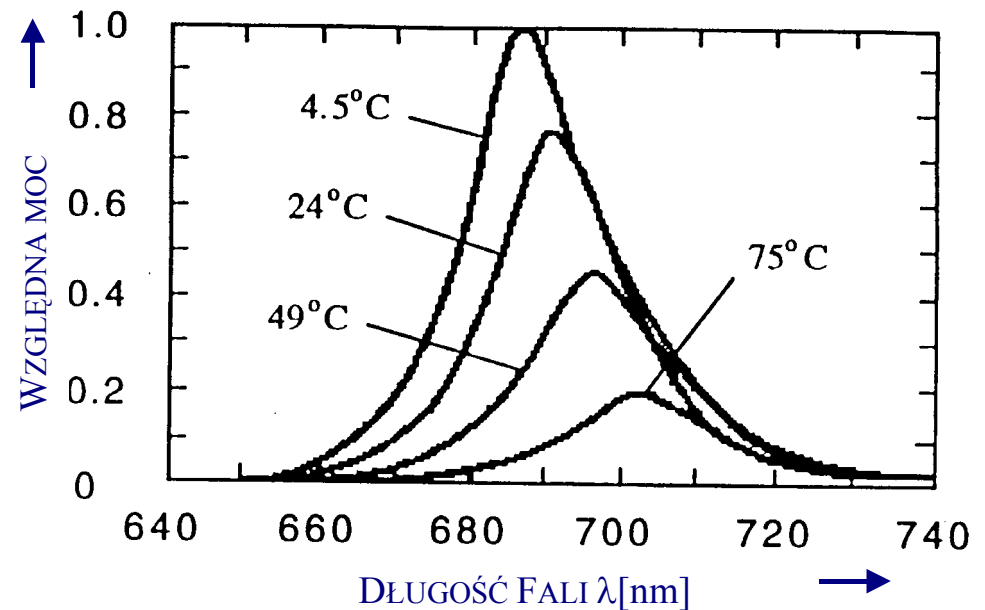
Rys.4.9. Materiały p i n heterozłącza przed połączeniem a) i jako złącze b).

4.2. DIODY ŚWIECĄCE TYPU LED – CHARAKTERYSTYKI WIDMOWE

- ◆ W diodach LED emisja promieniowania optycznego jest spontaniczna:

$$P_{\text{OPT}} = \frac{\eta hf}{q} I;$$

- ✓ I prąd złącza, ilość wstrzykiwanych nośników do obszaru rekombinacji $\sim I$.
- ✓ q – ładunek elektronu.
- ✓ hf – energia fotonu odpowiadająca rekombinacji pary elektron-dziura.
- ✓ η - sprawność kwantowa, nie każda rekombinująca para generuje foton.



Rys.4.12. Widmo sygnału generowanego przez LED

- ◆ Rekombinacji elektronu o energii E_C z dziurą o energii E_V towarzyszy emisja fotonu o energii:

$$E_{\text{fot}} = E_C - E_V;$$

- ◆ Pasma przewodzenia i walencyjne mają skończone szerokości ΔE , energia fotonu E_{fot} jest w przedziale $\Delta E_{\text{fot}} = 2\Delta E \cong 3,3kT$;

- ◆ Szerokość widma zależy od T : $\Delta f = \frac{3,3kT}{h}$; lub: $\Delta \lambda = \frac{\lambda^2}{c} \frac{3,3kT}{h}$;

4.2. DIODY ŚWIECĄCE TYPU LED – MODULACJA DIOD LED

- ◆ Dwie sprawności kwantowe: wewnętrzna i zewnętrzna:

$$\eta_{\text{int}} = \frac{\text{rekombinacje radiacyjne}}{\text{rekombinacje wszystkie}};$$

$$\eta_{\text{ext}} = \frac{\text{moc skierowana do światłowodu}}{\text{moc emitowana z obszaru aktywnego}};$$

- ◆ W diodzie LED gęstość prądu J obok składowej stałej J_0 ma składową zmienną:

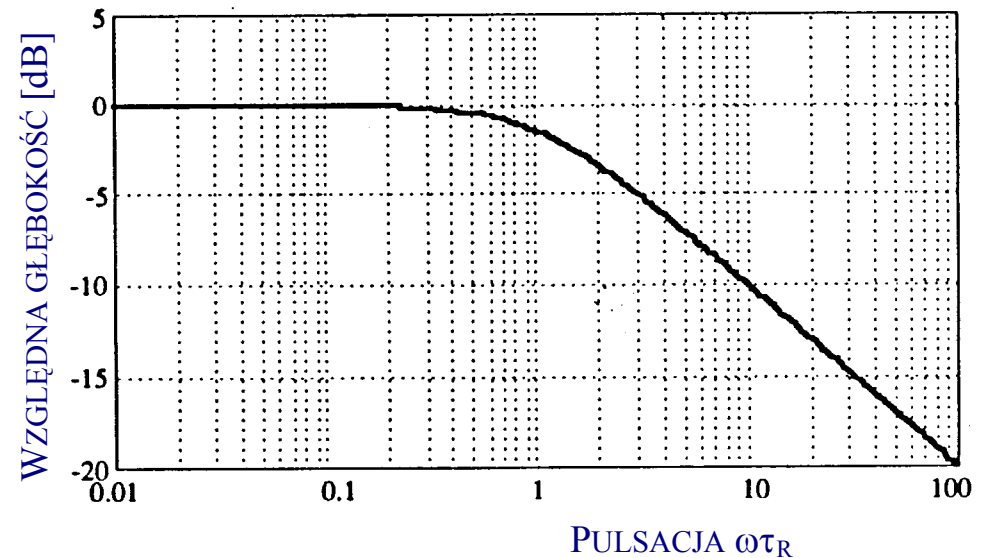
$$J = J_0 [1 + m_j \exp(j\omega t)];$$

- ◆ Moc promieniowania P_{OPT} :

$$P_{\text{OPT}} = P_0 \left[1 + \frac{m_j}{1 + j\omega\tau_R} \exp(j\omega t) \right];$$

- τ_R – średni czas rekombinacji elektronów i dziur w obszarze n.

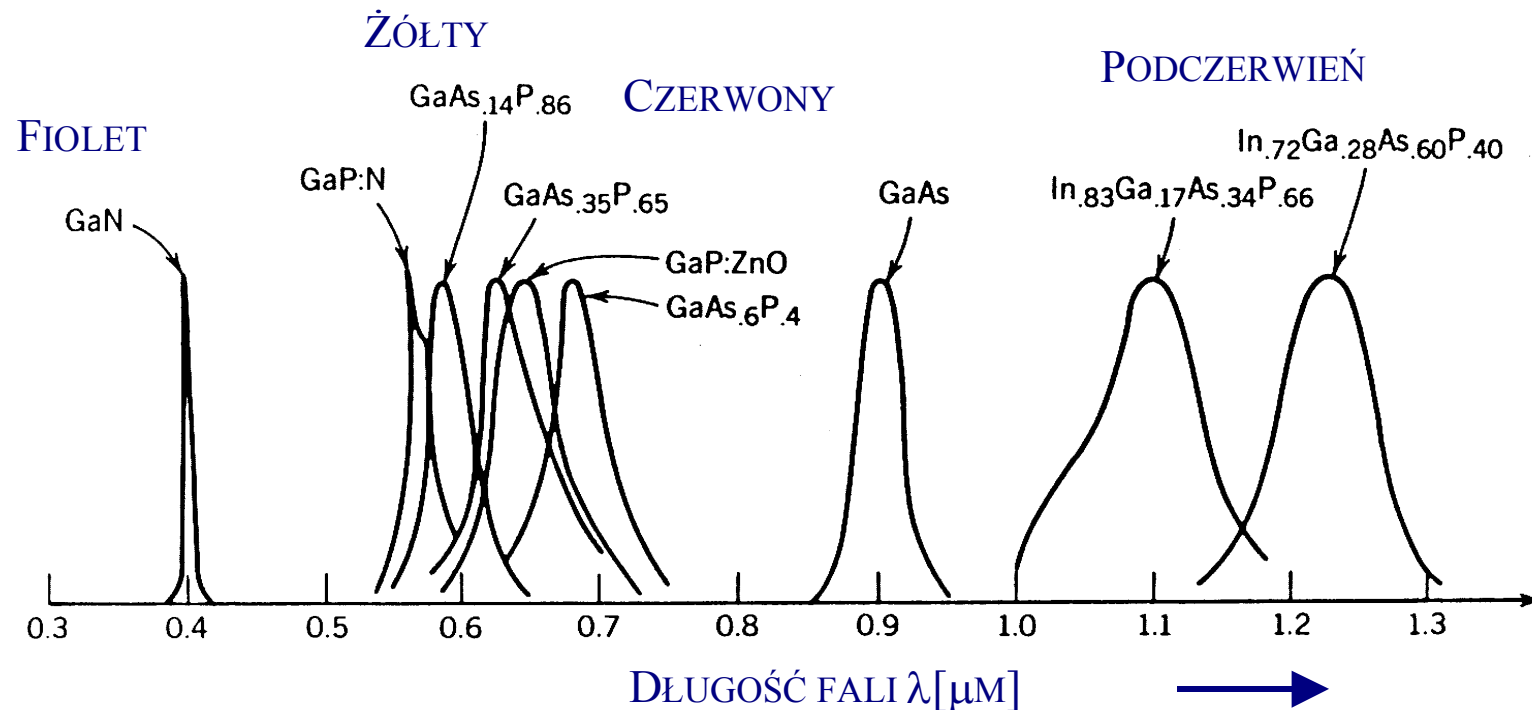
- ◆ Średni czas rekombinacji dla diod LED wynosi ok. 1 ns, częstotliwości modulacji nie przekraczają 1 GHz.



Rys.4.13. Głębokość modulacji w funkcji ω dla LED

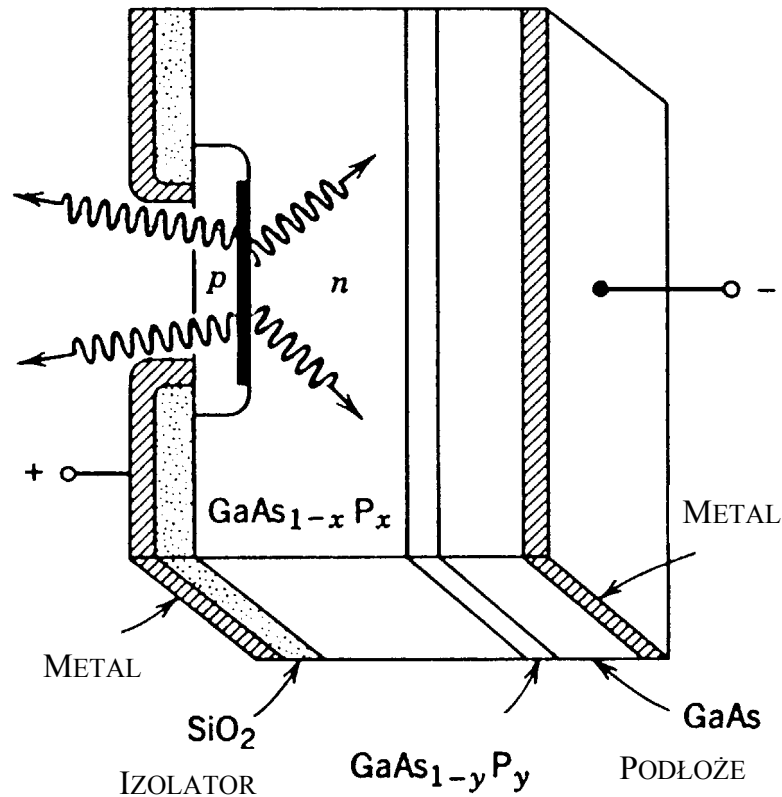
4.2. DIODY ŚWIECĄCE TYPU LED – MATERIAŁY

- Diody LED mogą pracować w szerokim zakresie długości fal, od bliskiego nadfioletu do podczerwieni.
- Szczególne znaczenie mają materiały $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ oraz $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_{1-y}\text{Py}$, które pozwalają uzyskać długości fal od 1,1 do 1,6 μm .



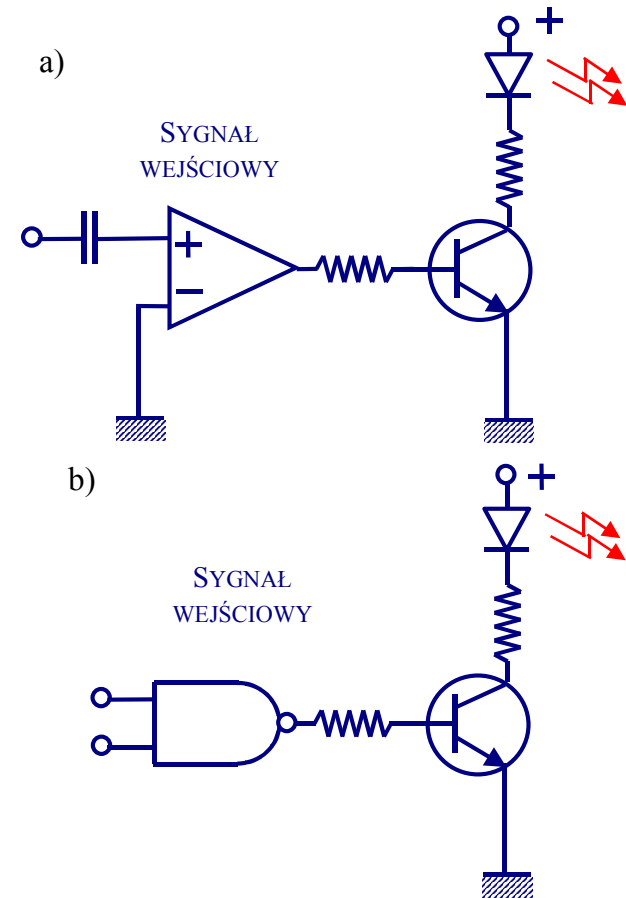
Rys.4.14. Znormalizowane spektralne gęstości promieniowania półprzewodnikowych diod LED dla różnych materiałów.

4.2. DIODY ŚWIECĄCE TYPU LED – DODATKI



Rys.4.15. Struktura diody, która emituje z powierzchni równoległej do powierzchni złącza.

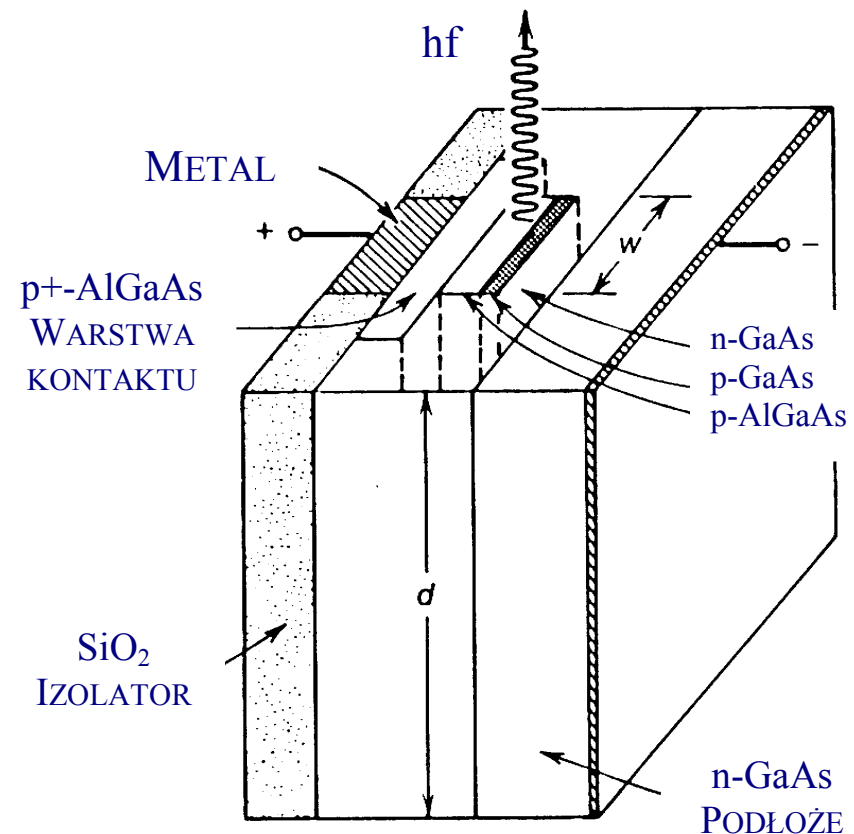
- Diody tego typu osiągają większą sprawność w porównaniu z diodami o emisji z krawędzi.



Rys.4.16. a) Układ zasilania diody LED typowy dla modulacji amplitudy. b) Układ zasilania typowy dla modulacji impulsowej

4.3. LASERY PÓLPRZEWODNIKOWE– STRUKTURA LASERA PÓLPRZEWODNIKOWEGO (A)

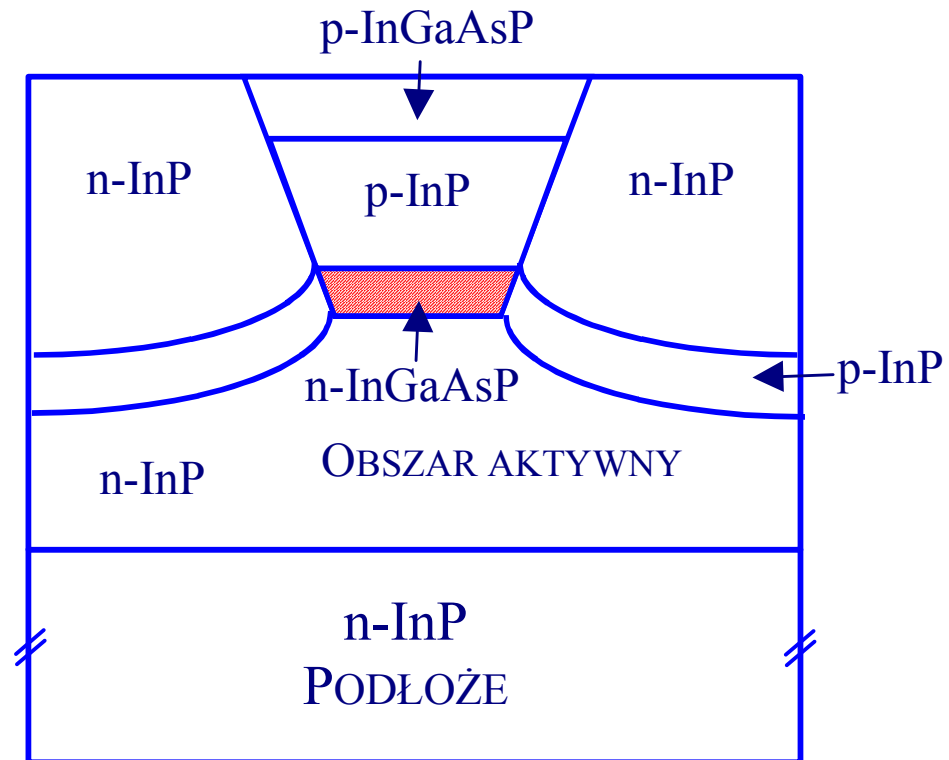
- Laser półprzewodnikowy musi mieć:
 - **uformowany optyczny falowód,**
 - **odcinek aktywny o dużym wzmacnieniu,**
 - **właściwe sprzężenie sygnału optycznego.**
- Falowód optyczny – prostokątny - prowadzi sygnał optyczny, jego szerokość i grubość są odpowiednio małe, aby nie powstały mody poprzeczne.
- W sekcji aktywnej zachodzi rekombinacja elektronów i dziur, sygnał optyczny zostaje wzmacniony.
- W laserze Fabry-Perot silne odbicia na końcu światłowodu uzyskuje się przez wprowadzenie nieciągłości współczynnika załamania n .



Rys.4.17. Uproszczona struktura lasera AlGaAs/GaAs. Szerokość w aktywnego światłowodu wynosi 1 do 3 μm .

4.3. LASERY PÓLPRZEWODNIKOWE– STRUKTURA LASERA PÓLPRZEWODNIKOWEGO (B)

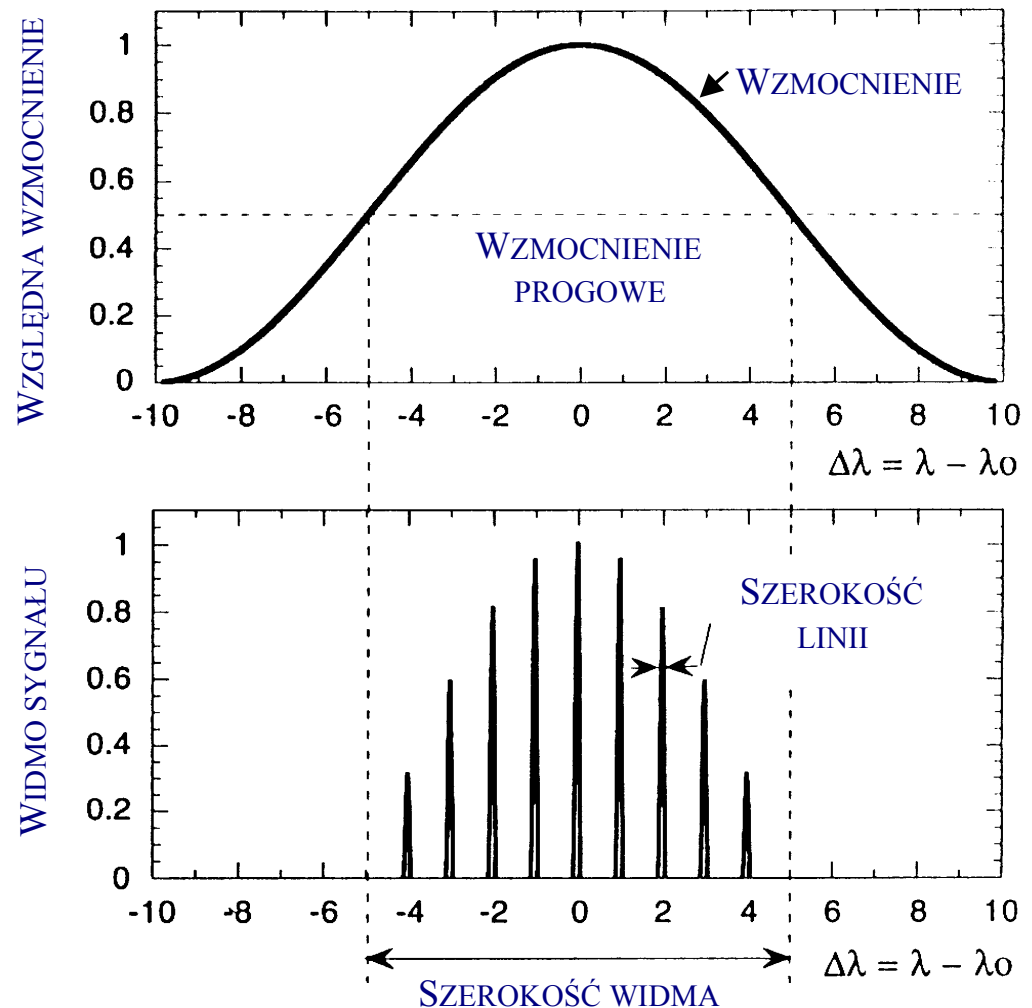
- Odpowiednie elementy – struktury pozwalają wybrać, wyselekcjonować jeden mod oscylacji.
- Na rys.4.18 pokazano schematycznie strukturę heterozłączonego lasera wykonanego na podłożu z fosforku indu InP.
- Ten typ laserów charakteryzuje się obniżonym napięciem progowym i mocą wyjściową powyżej 10 mW.
- Lasery tego typu wykonuje się w strukturze z rozłożonym sprzężeniem zwrotnym DFB.



Rys.4.18. Uproszczona struktura lasera wykonanego na podłożu fosorku indu InP.

4.3. LASERY PÓLPRZEWODNIKOWE– LASERY Z REZONATOREM FABRY-PEROT (A)

- ◆ Laser oscyluje przy częstotliwościach rezonansowych rezonatora, dla których wzmocnienie jest wystarczająco duże. Wtedy spełniony jest warunek amplitudy, warunek fazy jest spełniony przez dobór częstotliwości.
- ◆ Rozmiary faliowodu wykluczają obecność kilku modów poprzecznych, pozostają mody podłużne.
- ◆ Na rysunku oznaczono wzmocnienie progowe, odpowiadające prądowi progowemu.
- ◆ Ze wzrostem prądu rośnie liczba modów oscylacji.
- ◆ Szerokość generowanego widma tym większa, im większa jest liczba modów.
- ◆ W laserze jednomodowym szerokość linii zależy od szumów fazowych.



Rys.4.19. Krzywa wzmocnienia i mody oscylacji lasera Fabry-Perot (mody podłużne).

4.3. LASERY PÓLPRZEWODNIKOWE– LASERY Z REZONATOREM FABRY-PEROT (B)

- ◆ Uproszczona analiza lasera półprzewodnikowego F-P oparta jest o 2 równania różniczkowe, wiążące ze sobą ilości generowanych fotonów P i elektronów N w warstwie aktywnej z wartością prądu I w czasie t :

$$\frac{dP}{dt} = GP + R_{SPT} - \frac{P}{\tau_{PH}};$$
$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{q} - \frac{N}{\tau_C} - GP;$$

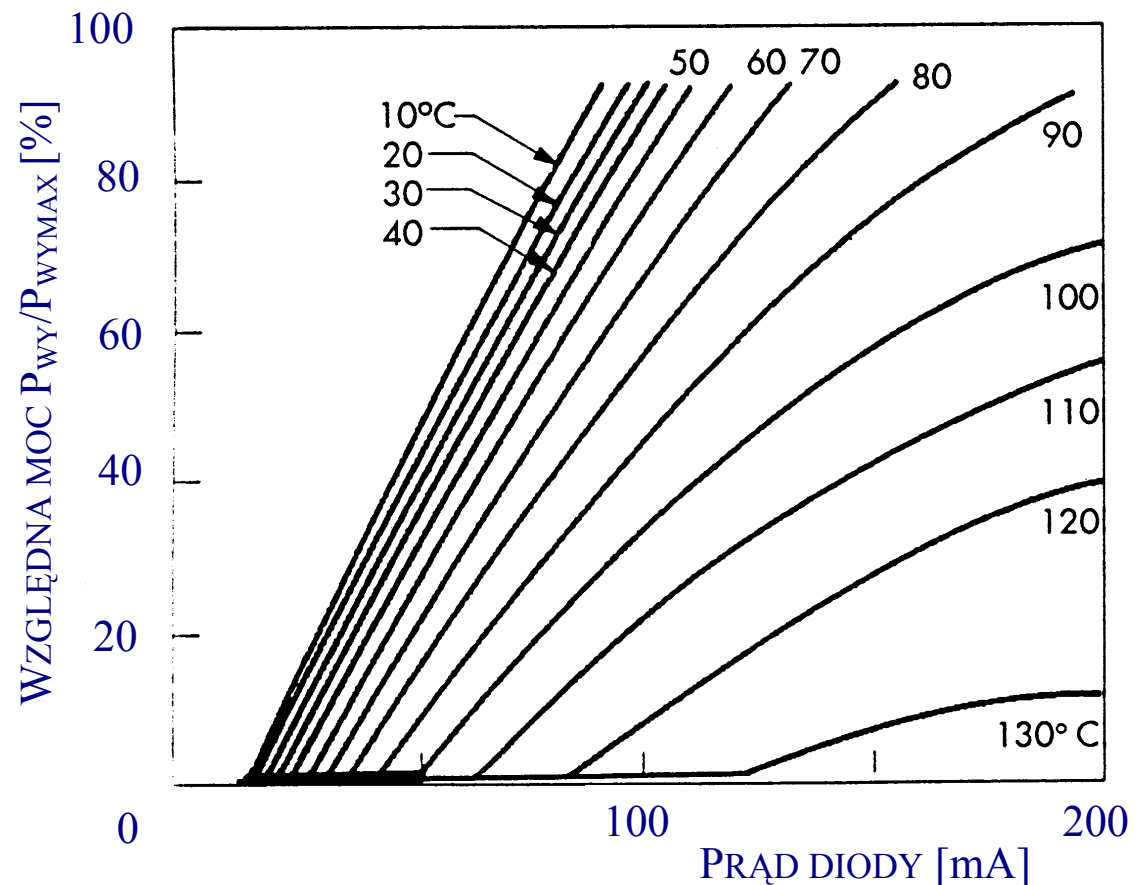
- ◆ Tutaj: $G = R_{SPT}/n_{SPT}$ – efektywna szybkość emisji wymuszonej, R_{SPT} – szybkość emisji spontanicznej, n_{SPT} – współczynnik emisji spontanicznej, τ_C i τ_{PH} są czasami życia nośników i fotonów w warstwie aktywnej.
- ◆ Analiza równań prowadzi do wniosku, że gdy $G\tau_{PH} < 1$ to nie ma akcji laserowej. Iloczyn $G\tau_{PH} > 1$ gdy prąd przekroczy wartość progową I_{PROG} .
- ◆ Powyżej wartości progowej liczba fotonów zwiększa się liniowo z prądem I :

$$P = \frac{\tau_{PH}}{q} (I - I_{PROG});$$

- ◆ Moc wyjściowa P_{WY} jest proporcjonalna do liczby generowanych fotonów $P_{WY} = Phf$.

4.3. LASERY PÓLPRZEWODNIKOWE– LASERY Z REZONATOREM FABRY-PEROT (C)

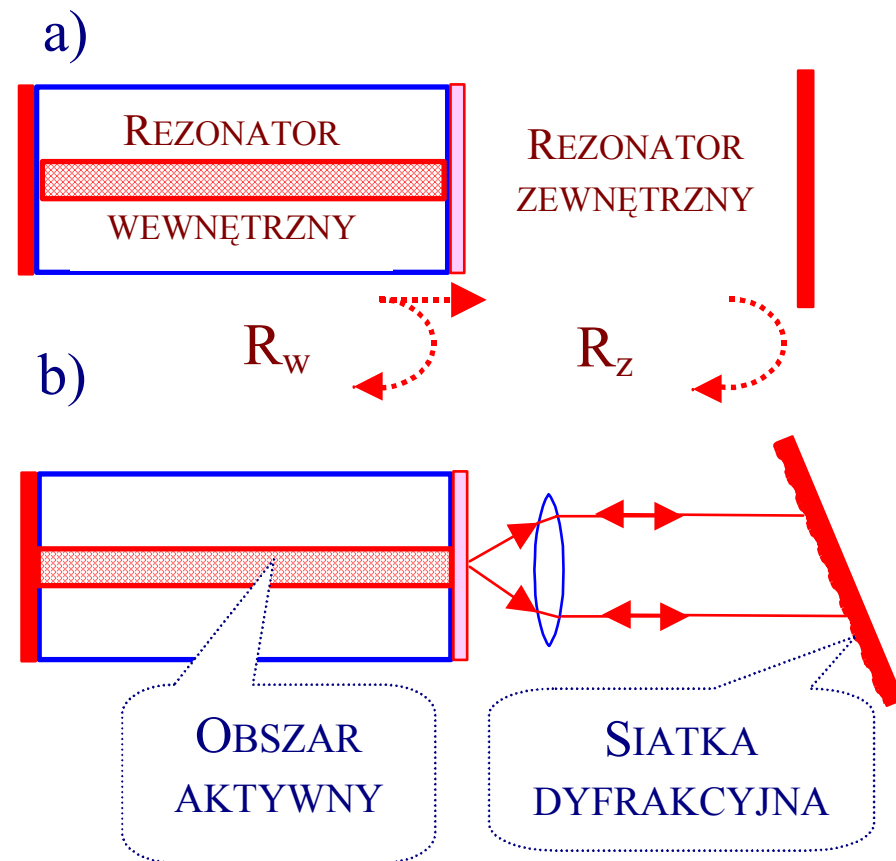
- ◆ Charakterystyki mocy wyjściowej lasera półprzewodnikowego zależą silnie od temperatury.
- ◆ W pierwszym rzędzie wartość progowa prądu I_{PROG} zależy silnie od temperatury.
- ◆ Powyżej wartości progowej prądu charakterystyka jest liniowa, ale tylko dla temperatur poniżej 60 – 70 stopni.
- ◆ Temperatura złączy laserów nadajników jest stabilizowana przez specjalne układy chłodzące, którymi są chłodnice termoelektryczne Peltier'a.



Rys.4.20. Rodzina charakterystyk mocy wyjściowe lasera dla różnych temperatur złączy.

4.3. LASERY PÓLPRZEWODNIKOWE– LASERY Z REZONATOREM ZEWNĘTRZNYM

- ◆ Jednomodowa praca w rezonatorze Fabry-Perot jest możliwa z rezonatorem zewnętrznym, sprzężonym w kontrolowany sposób z rezonatorem wewnętrznym przez półprzepuszczalne zwierciadło.
- ◆ Ciąg częstotliwości rezonansowych obu rezonatorów jest różny, można dobrać jedną wspólną dla obu częstotliwość rezonansową, dla której nastąpi wzbudzenie.
- ◆ Przeszajanie rezonatora zewnętrznego przesłaja laser.
- ◆ Użycie siatki dyfrakcyjnej zwiększa selektywność rezonatora zewnętrznego.
- ◆ Rezonator zewnętrzny ma dużą dobroć i „czyści widmo lasera”.

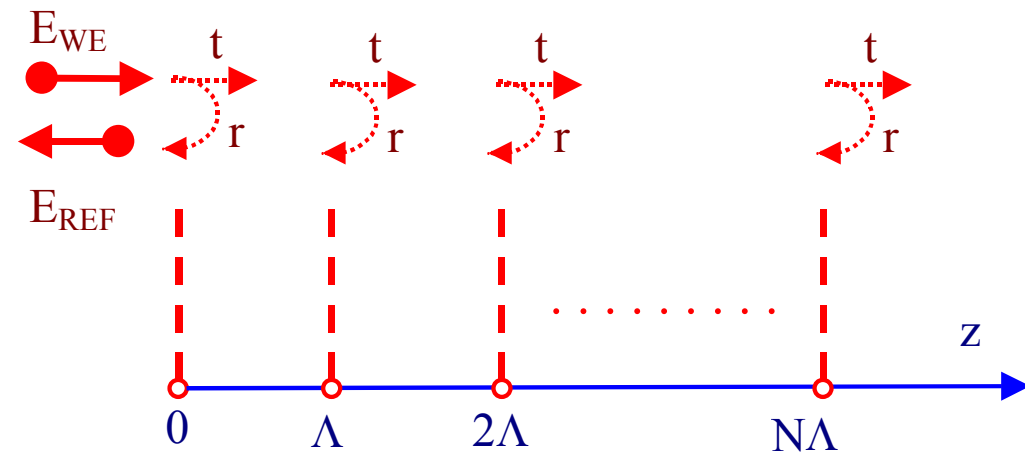


Rys.4.21. Uproszczona struktura lasera z zewnętrznym rezonatorem. a) Rezonator sprzężony poprzez półprzepuszczalne zwierciadło. b) Rezonator zewnętrzny z siatką dyfrakcyjną.

4.3. LASERY PÓLPRZEWODNIKOWE– LASERY Z ROZŁOŻONYM ODBICIEM BRAGG,A (Λ)

- ◆ Aby uprzywilejować jeden wybrany mod oscylacji tworzona jest w kierunku propagacji periodyczna struktura odbijająca.
- ◆ Przy niewielkich, sumujących się odbiciach suma odbitej mocy może dać pełne odbicie.
- ◆ Niejednorodności odległe o Λ , współczynnik odbicia $|r| \ll 1$, transmisja $|t| \cong 1$.

Rys.4.22. Struktura periodyczna sumuje małe odbicia.



- ◆ Całkowite odbicie jest sumą odbić cząstkowych:

$$E_{\text{REF}} = rE_{\text{WE}} \left[1 + t^2 e^{-j2\beta\Delta} + t^4 e^{-j4\beta\Delta} + \dots + t^{2(N-1)} e^{-j2(N-1)\beta\Delta} \right]$$

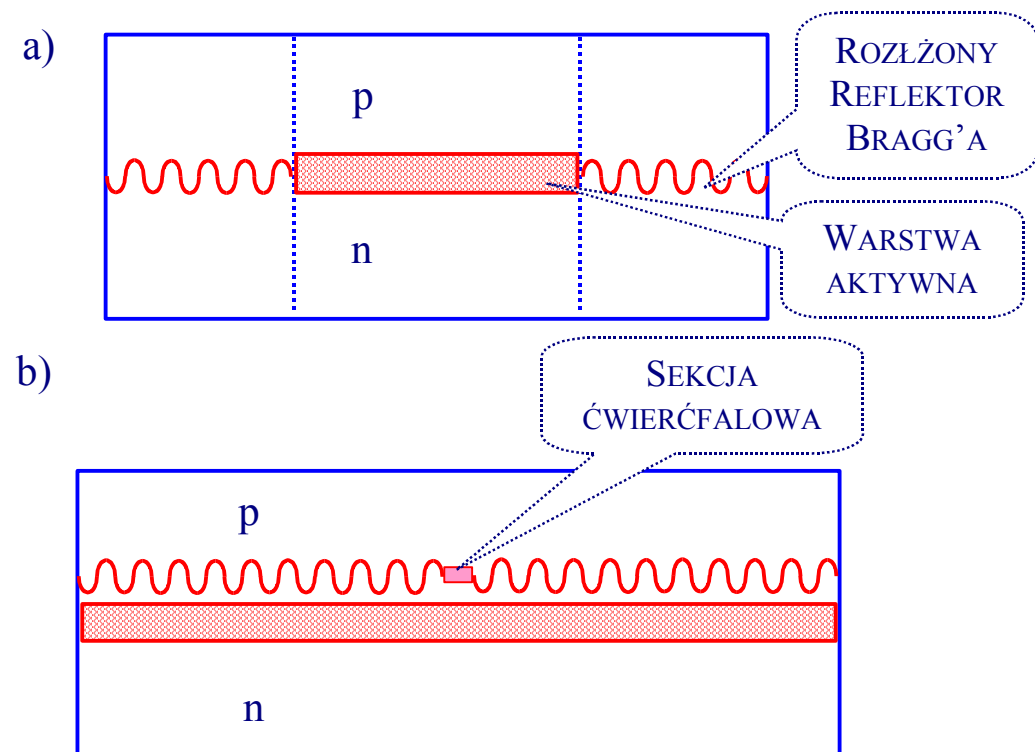
- ◆ Warunek sumowania mocy: $2 \arg\{t\} - 4\pi \frac{\Lambda}{\lambda_f} = n2\pi;$
- ◆ Przyjmując $\arg\{t\} = 0$ otrzymuje się: $\Lambda = m\lambda_f / 2;$

4.3. LASERY PÓLPRZEWODNIKOWE– LASERY Z ROZŁOŻONYM ODBICIEM BRAGG,A (B)

- ◆ Struktura periodyczna jest selektywnym reflektorem
- ◆ W laserach półprzewodnikowych reflektory Bragg'a wytwarza się jako periodyczną strukturę odbijającą przez przestrzenne modulowanie współczynnika załamania:

$$n(z) = n_0 + \Delta n \cos(2\beta_0 z):$$

- ◆ Dla InGaAsP $n_0 = \sim 3,4$, $\Lambda = \sim 200...250$ nm, zwykle $\Delta n \ll n_0$.
- ◆ Warunek fazy określa częstotliwość oscylacji lasera.
- ◆ Dokładna analiza dla lasera DFB pokazuje 2 mody o nieco różnej f , dla których możliwe są oscylacje.
- ◆ Dodatkowe przesunięcie fazy z sekcją $\lambda_f/4$ w środku usuwa 1 mod.



Rys.4.23. a) Struktura lasera DBR – Distributed Bragg Reflector.
b) Struktura lasera DFB - Distributed Feed-Back.

4.3. LASERY PÓLPRZEWODNIKOWE– LASERY DFB – PARAMETRY

- ◆ Istnieje progowa wartość n_{PROG} gęstości nośników wstrzykiwanych do obszaru aktywnego, powyżej której możliwe są oscylacje.
- ◆ Opowiada to progowej wartości prądu I_{PROG} , zależnej też od czasu życia τ_{SP} spontanicznej emisji:

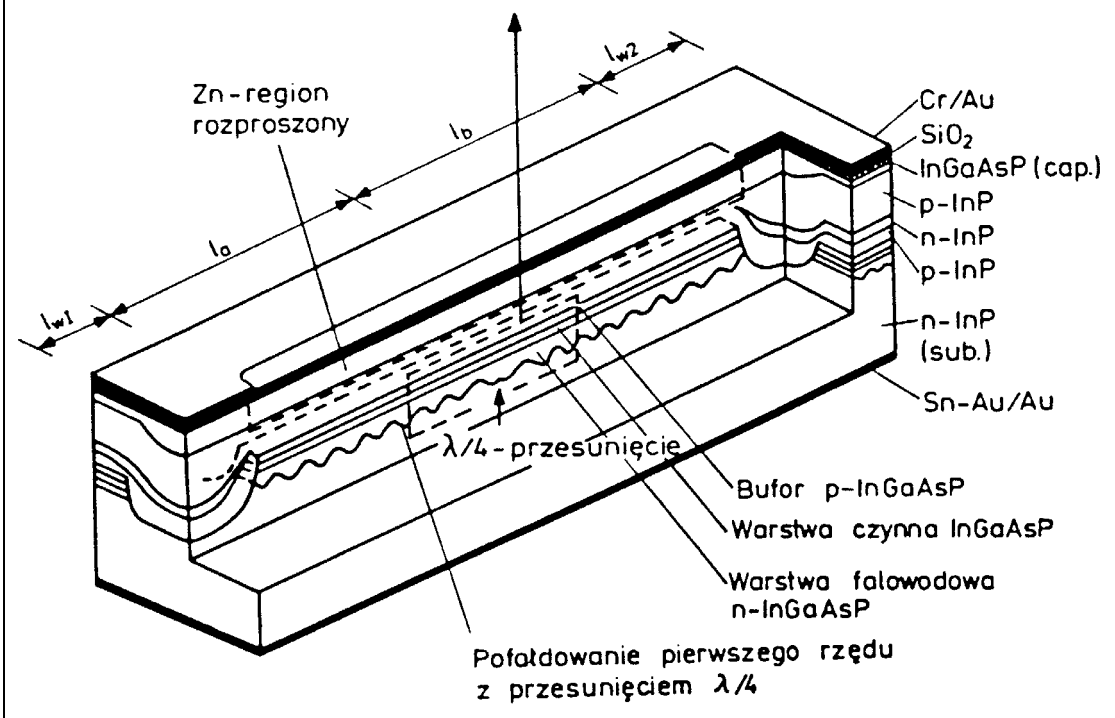
$$I_{\text{PROG}} \approx \frac{n_{\text{PROG}}}{\tau_{\text{SP}}};$$

- ◆ Moc P_{OPT} jest proporcjonalna do ilości wstrzykiwanych nośników i czasu życia τ_{PH} fotonów:

$$P_{\text{OPT}} \approx \tau_{\text{PH}} (I - I_{\text{PROG}});$$

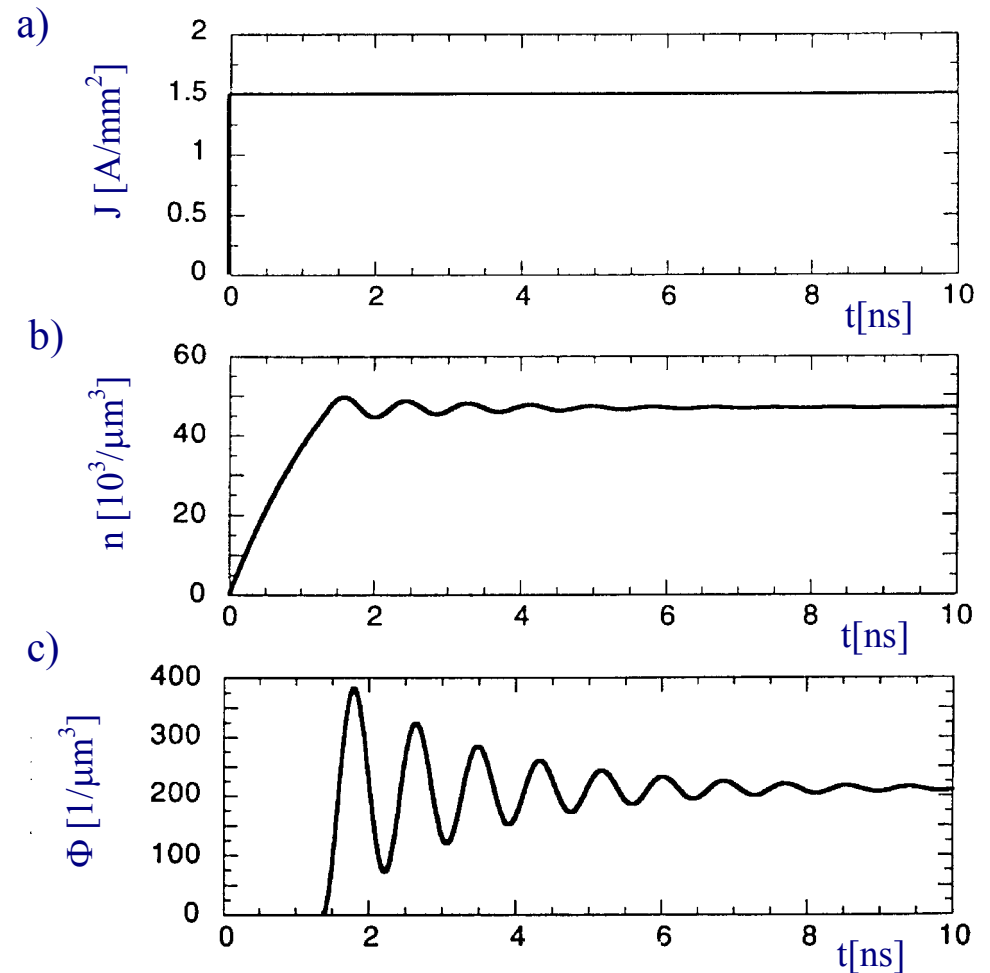
- ◆ Lasery DBR mają większy prąd progowy i dlatego mniejsze moce.
- ◆ Połączenie obszarów aktywnych i rozłożonych reflektorów Bragg'a w laserze DFB obniża straty i zwiększa moc wyjściową.

Rys.4.24. Schemat struktury lasera DFB o siatce przesuniętej o $\lambda/4$.



4.3. LASERY PÓLPRZEWODNIKOWE– MODULACJA BEZPOŚREDNIA

- Strumień fotonów Φ , moc wyjściowa lasera są proporcjonalne do prądu. Daje to możliwość bezpośredniej modulacji mocy wyjściowej, analogowej i cyfrowej, przez zmianę wartości prądu I diody laserowej.
- Na rys.a) pokazano charakterystykę gęstości J prądu diody, zmieniającej się skokowo.
- Gęstość nośników n w warstwie aktywnej narasta wykładniczo – rys.b).
- Oscylacje i optyczny sygnał wyjściowy Φ pojawiają się z opóźnieniem, po przekroczeniu progowej wartości I_{PROG} prądu diody –rys.c).
- Obecność oscylacji strumienia Φ określa pewną własną częstotliwość struktury.
- Opóźnienie można zmniejszyć polaryzując wstępnie diodę.



Rys.4.25. Ilustracja opóźnienia i oscylacji własnych strumienia fotonów.

4.3. LASERY PÓLPRZEWODNIKOWE– MODULACJA BEZPOŚREDNIA SINUSOIDALNA (A).

- Prąd I diody laserowej modulowany jest sinusoidalnie z pulsacją ω_M :

$$I = I_0 + I_M \exp(j\omega_M t);$$

- Strumień fotonów Φ też modulowany:

$$\Phi = \Phi_0 + M(\omega_M)\Phi_M \exp(j\omega t);$$

- Głębokości modulacji prądu i strumienia są różne:

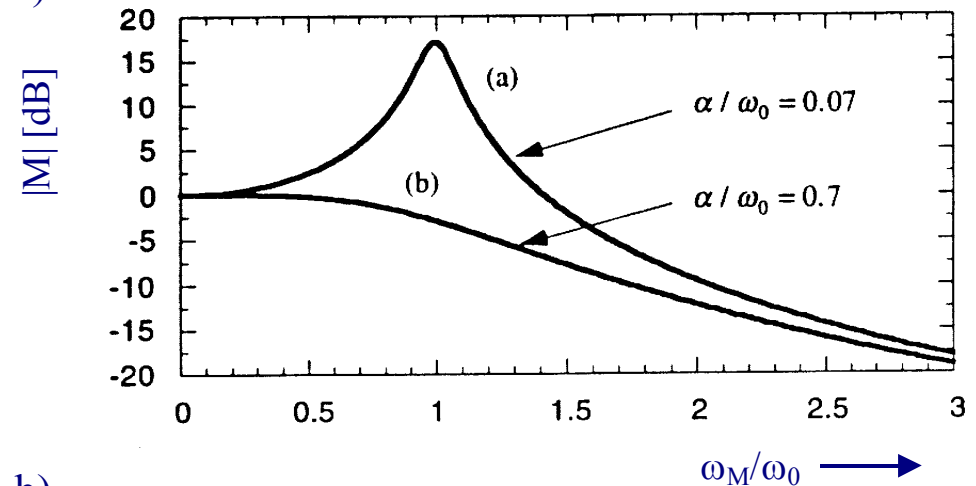
$$\frac{I_M}{I_0} \neq \frac{\Phi_M}{\Phi_0};$$

- $M(\omega_M)$ opisuje opóźnienie modulacji:

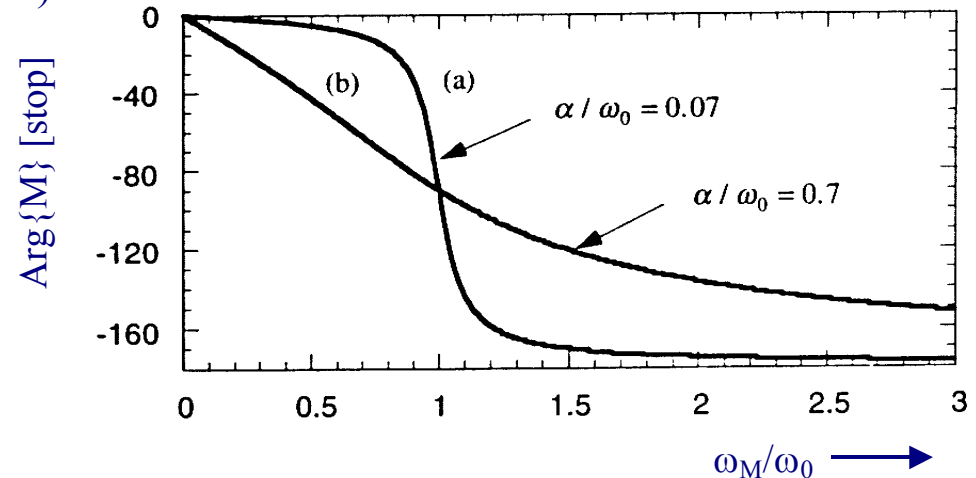
$$M(\omega_M) = \frac{1}{1 - \left(\frac{\omega_M}{\omega_0}\right)^2 + j\frac{2\alpha\omega_M}{\omega_0^2}};$$

- ω_0 – częstotliwość własna drgań relaksacyjnych lasera.
- α - stała tłumienia drgań relaksacyjnych.

a)



b)

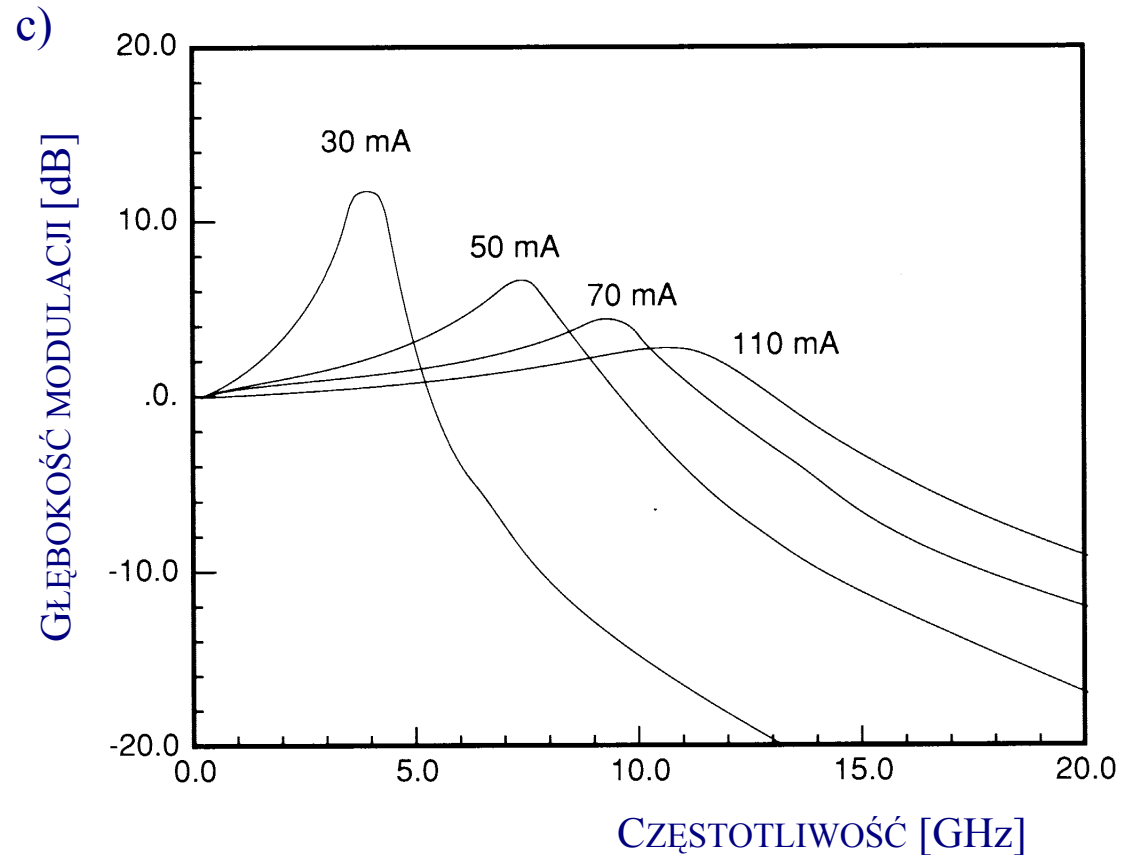


4.3. LASERY PÓLPRZEWODNIKOWE– MODULACJA BEZPOŚREDNIA SINUSOIDALNA (B).

- ◆ Częstotliwość drgań relaksacyjnych lasera jest związana z mocą P_{OPT} przez niego generowaną:

$$\omega_0 \cong \sqrt{\frac{AP_{OPT}}{\tau_{PH}}};$$

- ◆ Tutaj A współczynnikiem emisji spontanicznej a τ_{PH} czasem życia fotonów.
- ◆ Ponieważ $P_{OPT} \sim (I - I_{PROG})$, to wzrost prądu polaryzacji lasera zwiększa pasmo modułacji.
- ◆ Oczekuje się osiągnięcia pasma modułacji do 40 GHz, obecnie powyżej 20 GHz.



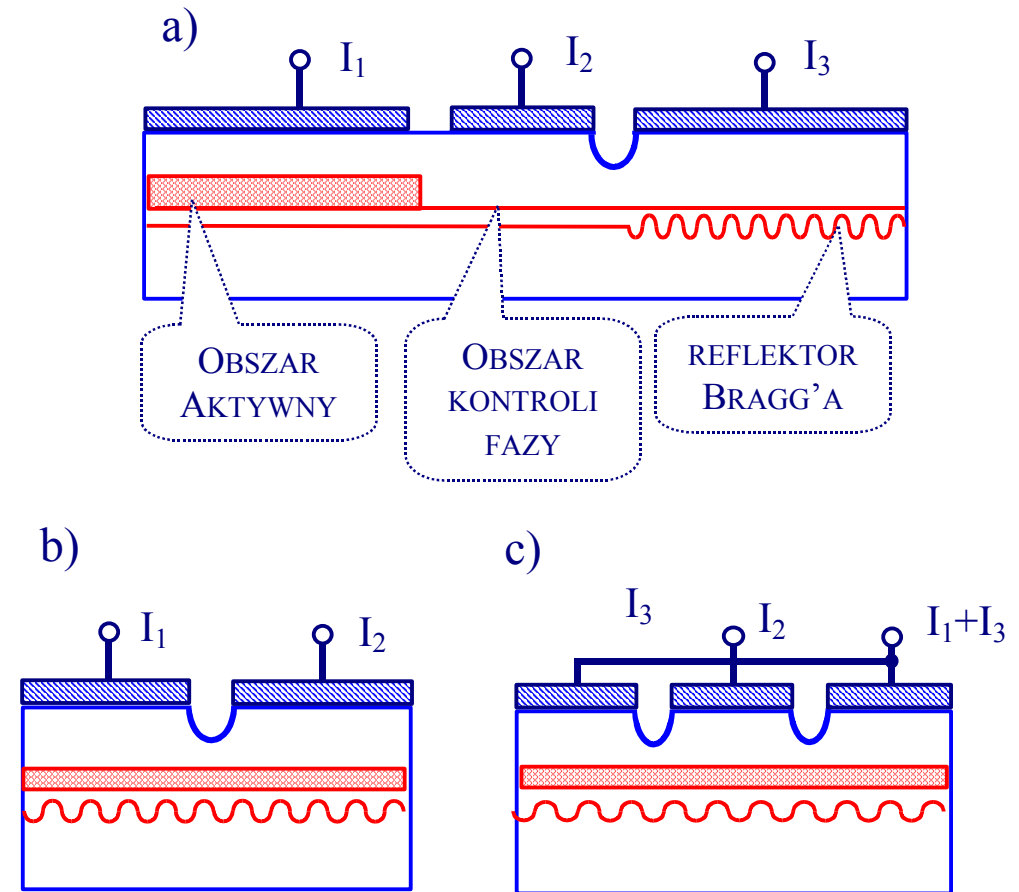
Rys.4.26. Charakterystyki opisujące modulację sinusoidalną lasera. a) i b) Przebieg teoretyczny zgodny z zależnością $M(\omega_M)$. c) Przebiegi dla różnych prądów diody.

4.3. LASERY PÓLPRZEWODNIKOWE– LASERY PRZESTRAJANE (A)

- Zmiana współczynnika załamania n półprzewodnika w obszarze aktywnym zmienia długość generowanej fali.
- Jednym ze sposobów przestrojenia jest zmiana temperatury. Dochodzą tu efekty rozszerzalności.
- Wstrzykiwanie nośników do obszaru aktywnego zmienia jego współczynnik załamania n_{eff} , co powoduje zmianę długości fali efekt ćwierkania *chirping*:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta n_{\text{eff}}}{n_{\text{eff}}};$$

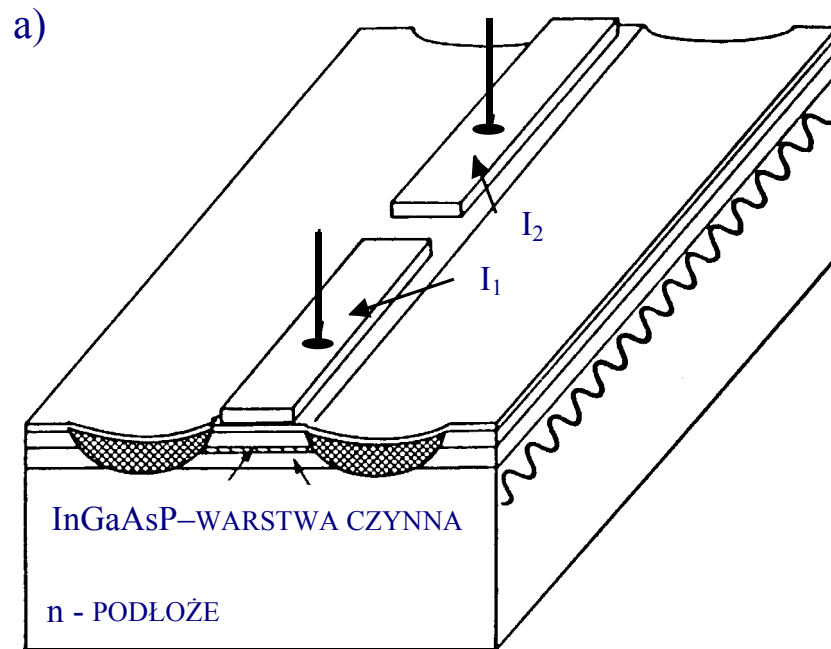
- Maksymalna zmiana n wynosi 1%, co odpowiada przestrojeniu 15 nm.
- Lasery dwusekcyjne, sekcja 2 przestraja, sekcja 1 wzmacnia.



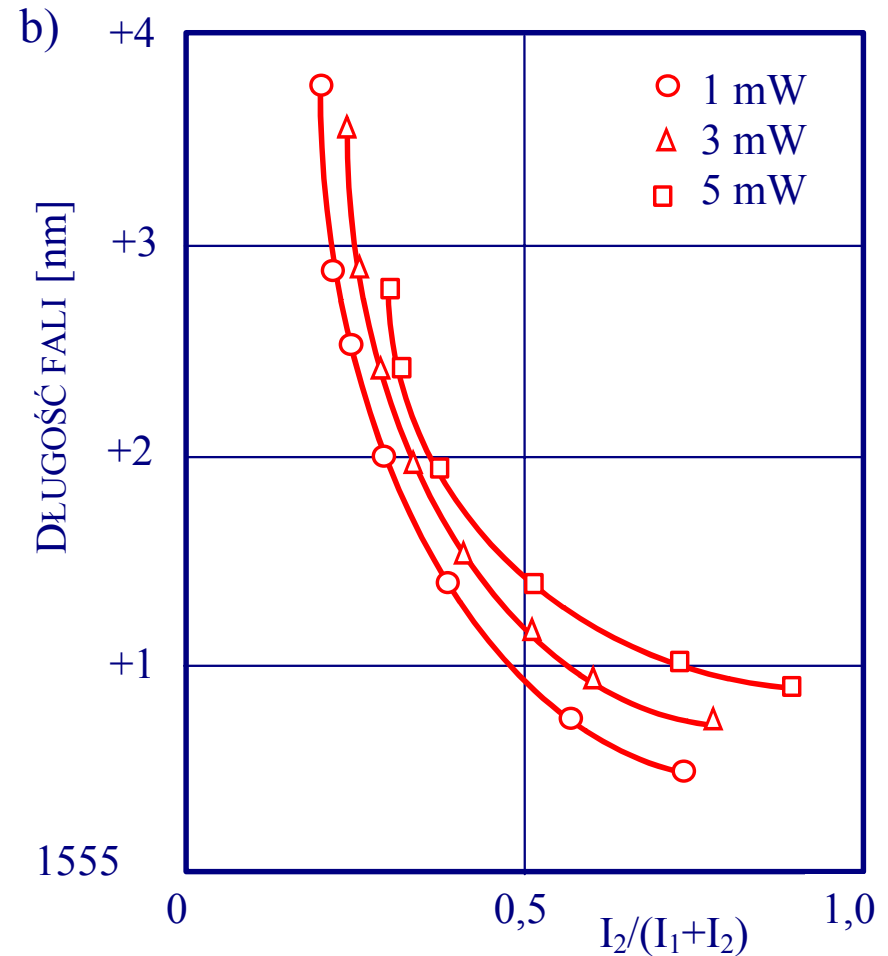
Rys.4.27. Lasery przestrajane. a) Laser trójsekcyjny z reflektorem Bragg'a. b) Laser DFB dwusekcyjny. c) Laser DFB trójsekcyjny.

4.3. LASERY PÓLPRZEWODNIKOWE– LASERY PRZESTRAJANE (B)

- ◆ Lasery przestrajane wykorzystywane są przy transmisji koherentnej do stabilizacji częstotliwości lokalnego oscylatora odbiornika.
- ◆ Lasery przestrajane znalazły też zastosowanie przy jednoczesnej transmisji na różnych długościach fali WDM.



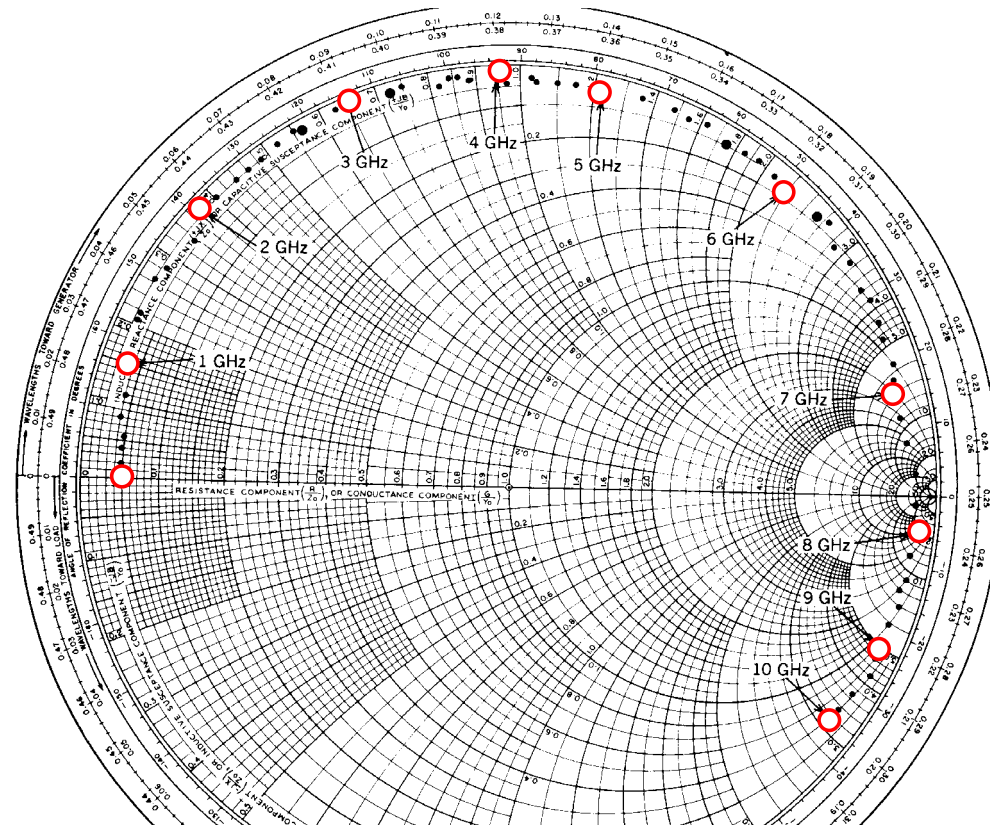
Rys.4.28. a) Struktura lasera DFB dwusekcyjnego i b) jego charakterystyka przestrajania.



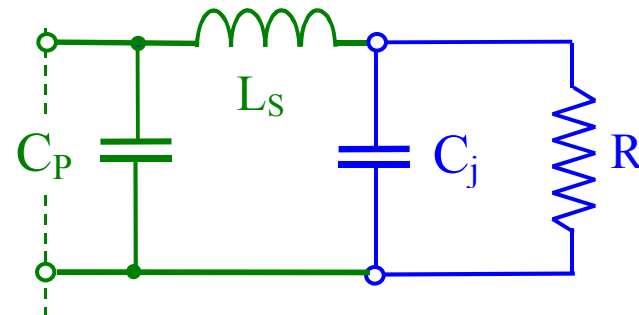
4.3. LASERY PÓLPRZEWODNIKOWE– SZEROKOPASMOWE DOPASOWANIE LASERA

- ◆ Oddzielnym problemem konstruktorów nadajnika optycznego jest zaprojektowanie układu sterującego prądem diody laserowej.
- ◆ Układem sterującym jest wzmacniacz tranzystorowy szerokopasmowy, pracujący na niewielką rezystancję diody laserowej z dodatkowymi reaktancjami.

Rys.4.29. Impedancja wejściowa diody laserowej zmierzona od prądu stałego do 10 GHz.



Rys.4.30. Obwód zastępczy diody laserowej z elementami obliczonymi na podstawie charakterystyki zmierzonej na rys.4.29. Obliczono: $C_P = 0,315 \text{ pF}$, $L_S = 1,318 \text{ nH}$, $C_J = 40 \text{ pF}$, $R_J = 2,75 \Omega$.



4.3. LASERY PÓLPRZEWODNIKOWE– PRZYKŁADY ROZWIĄZAŃ - MOPA

➤ Istnieją możliwości:

- regulowania tłumienia warstwy aktywnej drogą wstrzykiwania nośników i konstrukcja elektroabsorbcyjnego modulatora,
- konstrukcja wzmacniacza półprzewodnikowego, z warstwą aktywną wzmacniającą sygnał generowany przez laser.

➤ Powstaje MOPA Master Oscillator/Power Amplifier, z dodatkowo umieszczonym modulatorem elektroabsorbcyjnym. Szerokie zastosowania w nadajnikach telekomunikacyjnych.

➤ Parametry MOPA: Długość fali 960 nm. Moc wyjściowa do 3 Watów. $f_{\text{MODULACJI}}$ do 5 GHz.

Rys.4.31. Monolithically Integrated High-Speed, High-Power, Diffraction Limited Semiconductor Sources for Space Telecommunications – 1996, Kalifornia.

