

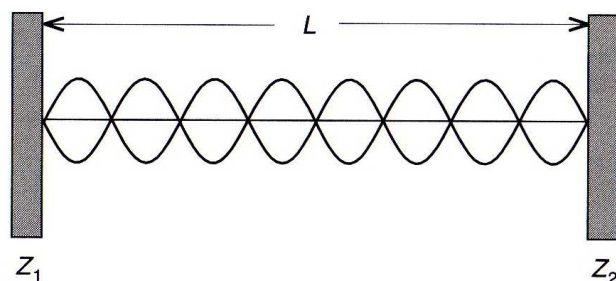
## ZASADA DZIAŁANIA LASERA

### Rozkład promieniowania lasera w kierunku podłużnym

Dwa podstawowe zjawiska: **emisja wymuszona** i **rezonans optyczny**. Jeżeli wiązkę promieniowania o długości fali  $\lambda$  wprowadzimy między zwierciadła  $Z_1$  i  $Z_2$  oddalone od siebie o  $L$ , to w wyniku odbicia od powierzchni zwierciadeł może powstać **fala stojąca** (zjawisko **interferencji**), o ile spełniony jest warunek:

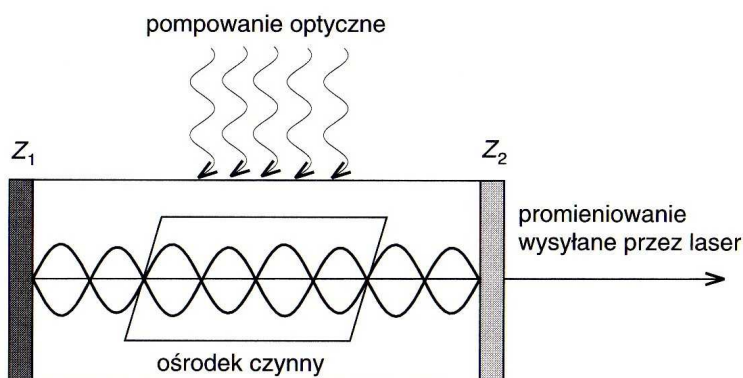
$$L = n\lambda/2 \quad (1)$$

Warunek ten oznacza, że w rezonatorze o długości  $L$  może powstać fala stojąca o długości  $\lambda$ , gdy mieści się w nim całkowita wielokrotność połówek długości fali.



Rezonans optyczny

Dla promieniowania o długościach fali niespełniających warunku (1) nastąpi interferencja destruktywna – wygaszenie fali stojącej.



Rezonator optyczny

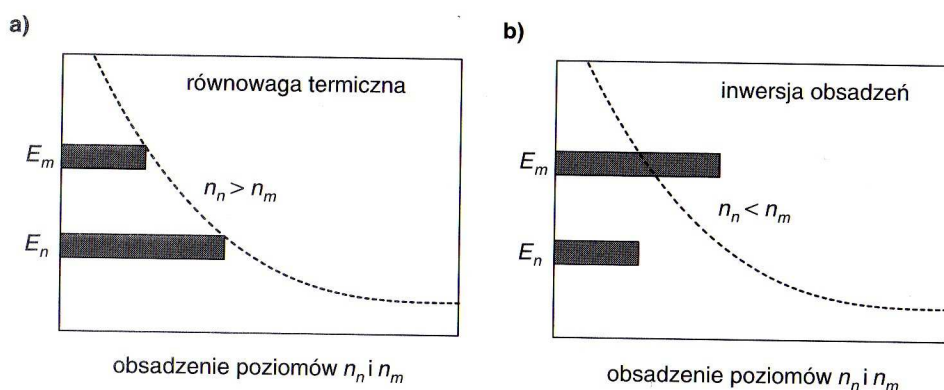
**Komentarz:** Na podstawie H. Abramczyk, „Wstęp do spektroskopii laserowej”, PWN 2000 oraz R. Józwicki, „Podstawy inżynierii fotonicznej”, PWN 2006

**Ośrodek czynny:** gaz, ciecz, ciało stałe. **Wnęka rezonansowa** (optyczna) – obszar między zwierciadłami. Ośrodek czynny pobudzany w procesie **pompowania optycznego**.  $Z_1$  – zwierciadło odbijające  $R_1 > 99\%$ ,  $Z_2$ ,  $R_2 = 90\%$  - zwierciadło wyjściowe. Ośrodek czynny + zwierciadła = rezonator optyczny.

W warunkach równowagi termicznej pompowanie optyczne ośrodka czynnego prowadzi do emisji spontanicznej. Emisja spontaniczna wywołuje emisję wymuszoną, ale liczba przejść absorpcji wymuszonej jest większa od liczby przejść emisji wymuszonej w jednostce czasu. Poza absorpcją przyczyną **strat** energii w rezonatorze optycznym jest **rozpraszanie, odbicia, dyfrakcja, grzanie ośrodka i mechaniczna niestabilność rezonatora**.

Aby rezonator optyczny stał się laserem – wzmocnienie spowodowane emisją wymuszoną musi być większe od całkowitych strat (emisja > absorpcja).

$$n_m = n_n \exp(-(E_m - E_n)/kT), \quad k = 1.38044 \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \quad (2)$$



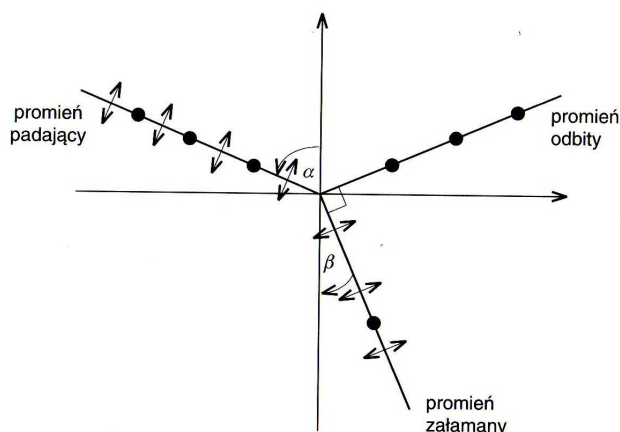
Równowaga termiczna a inwersja obsadzeń

**Inwersja obsadzeń** możliwa, gdy pompowanie optyczne zacznie dostarczać tak dużej energii, że doprowadzi do odchylenia od równowagowego obsadzenia poziomów energetycznych.

Inwersja obsadzeń – **wzmocnienie** większe od strat – **akcja laserowa**. Część promieniowania rozchodząca się wzdłuż osi rezonatora ulega wzmocnieniu, pozostała część ulega wygaszeniu. Każde odbicie

wiązki od zwierciadła i przejście przez ośrodek aktywny wzmacnia wiązkę. Emitowana wiązka charakteryzuje się wysokim stopniem **spójności przestrzennej i czasowej, monochromatyczności i kierunkowości**. Światło lasera jest silnie **spolaryzowane** – szczególnie dla ośrodków ściętych pod **kątem Brewstera** (drgania wektorów pola elektrycznego zachodzą w tej samej płaszczyźnie).

Ponieważ **światło jest falą poprzeczną**, odbiciu ulegają tylko składowe prostopadłe do płaszczyzny utworzonej przez wiązkę padającą i normalna do powierzchni. Załamaniu ulegą będą obie składowe – równoległa i prostopadła. Porządkowanie polaryzacji najsilniejsze dla kąta Brewstera – taki kąt padania, dla którego kąt między wiązkami odbitą i załamaną równy jest  $90^\circ$ .

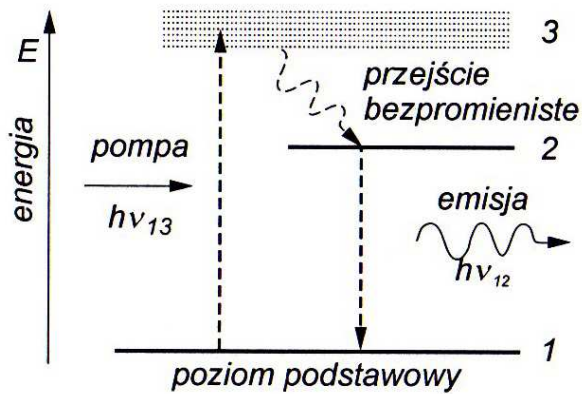


W układzie dwupoziomowym trudno uzyskać inwersję obsadzeń (szybkie przejście adiabatyczne). Trzeci poziom – metastabilny, o czasie życia rzędu mikro- lub ms (czas życia na górnym poziomie  $10^{-9}$  s).

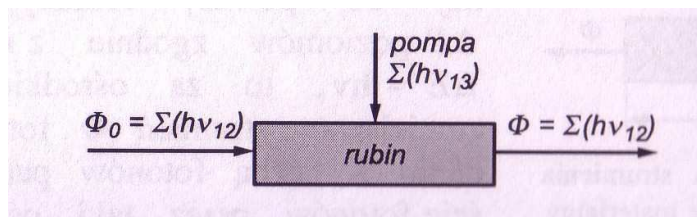
Inwersja obsadzeń w układzie trójpoziomowym (laser rubinowy –  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Cr}$ ,  $\lambda=694.3$  nm)) –  $n_2 > n_0$ . Ostateczny warunek rozpoczęcia akcji laserowej – wzmocnienie związane z emisją  $>$  całkowitych strat.

$$I_1 = I_0 \exp(-\alpha(\omega)l) \quad (3)$$

Natężenie światła dla małych sygnałów po przebyciu drogi optycznej o długości  $l$ ,  $I_0$  – natężenie światła padającego,  $\alpha(\omega)$  – **współczynnik absorpcji**  $> 0$ .



Poziomy energetyczne lasera trójpoziomowego



Gdy nastąpi inwersja obsadzeń (bez uwzględniania strat) ( $I_1 > I_0$ ):

$$I_1 = I_0 \exp(-B(\omega)l) \quad (4)$$

$B = -\alpha$  – współczynnik wzmocnienia dla małych sygnałów. Na drodze optycznej  $l$  światło ulega wzmocnieniu  $\exp(-B(\omega)l)$  razy. Jeśli uwzględnić straty w rezonatorze (rozproszenie i absorpcja):

$$I_1 = I_0 \exp(-(B(\omega) + \alpha_s)l), \quad \alpha_s \text{ – straty} \quad (5)$$

Początkowo promieniowanie emitowane z lasera to mieszanina emisji spontanicznej i wymuszonej we wszystkich kierunkach – brak monochromatyczności i spolaryzowania. Obecność zwierciadeł wymusza proces porządkowania promieniowania. Warunek fali stojącej – światło monochromatyczne rozchodzi się wzdłuż osi rezonatora, wielokrotne odbicia – światło uzyskuje coraz większe wzmocnienie. Po  $2n$  przejściach przez ośrodek aktywny wzmocnienie:

$$G^{(2n)}=I_1^{(2n)}/I_0=(R_1R_2)^n \exp(-2n(B(\omega)-\alpha_s)l)>1 \quad (6)$$

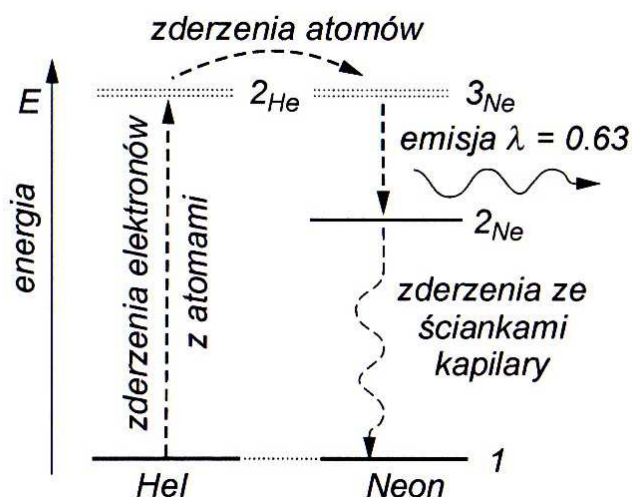
Światło nabiera właściwości światła spójnego: spójność przestrzenna – wysoki stopień korelacji fazy wzdłuż czoła fali, spójność czasowa – korelacja w czasie.

Wartość  $B$ , dla której  $G^{(2n)}=1$  – wartość **progowa wzmocnienia**  $B_p$ .

$$B_p = \alpha_s + 1/2l \cdot \ln(1/R_1R_2) \quad (7)$$

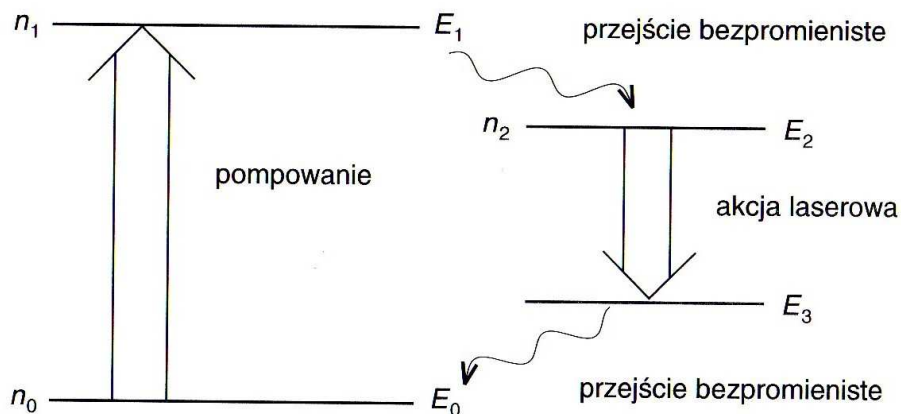
Laser trójpoziomowy – kryształ (**laser**) **rubinu** domieszkowany jonami  $Cr^{3+}$  pompowany lampą błyskową,  $\tau_{E3}=50$  ns,  $\tau_{E2}=5$  ms.

W ośrodkach gazowych zamkniętych w kapilarze do pompowania wykorzystuje się przepływ prądu elektrycznego przez mieszaninę co najmniej dwóch gazów (za wyjątkiem laserów jonowych na gazach szlachetnych). Jeden gaz służy do pompowania; inwersję obsadzeń uzyskuje się na przejściach między poziomami energetycznymi drugiego gazu – przykład **laser He-Ne**.

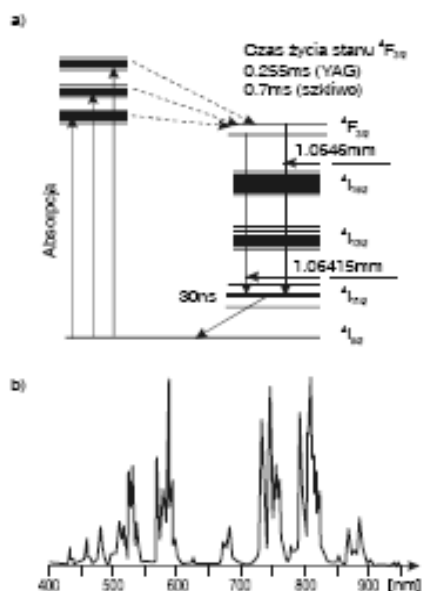


Poziom  $3_{Ne}$  jest metastabilny, inwersja między  $3_{Ne}$  i  $2_{Ne}$ ,  $\lambda=0.6328$   $\mu m$ .

Bardziej efektywną inwersję obsadzeń można uzyskać w **laserach czteropoziomowych**. Poziom 3 ulega szybko opróżnieniu. Przykład – **laser YAG:Nd** i **laser barwnikowy**. Przejście laserowe w YAG:Nd –  ${}^4F_{3/2}$ - ${}^4I_{11/2}$   $\lambda=1.06415$   $\mu m$  i  $1.059$   $\mu m$  dla szkła:Nd.



Czas życia górnego poziomu laserowego 255  $\mu$ s, dolnego 30 ns. Szkło neodymowe: 59% SiO<sub>2</sub>, 25% BaO, 15% K<sub>2</sub>O, 1% SbO<sub>3</sub> i 1-2% Nd<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

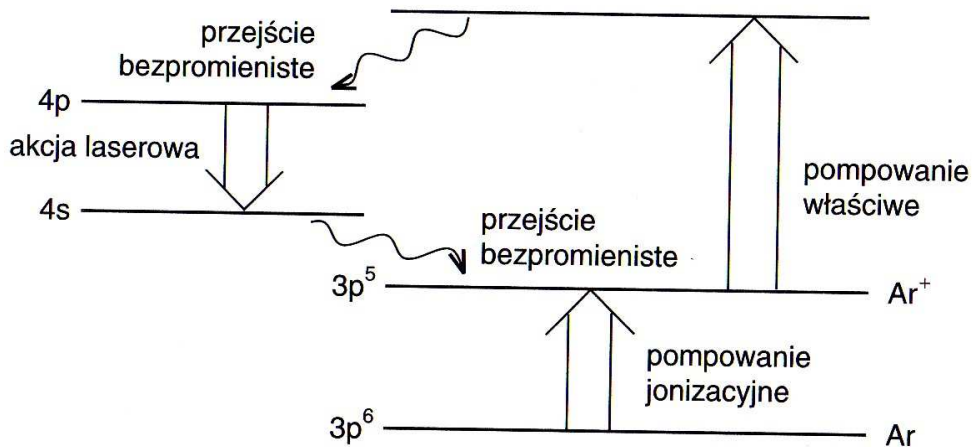


## Laser neodymowy

Laser barwnikowy – przejścia między poziomami elektronowymi, na których energia elektronu jest silnie modyfikowana przez drgania cząsteczki.

Na podstawie H. Abramczyk, „Wstęp do spektroskopii laserowej”, PWN 2000 oraz R. Józwicki, „Podstawy inżynierii fotonicznej”, PWN 2006 6

Przykładem szczególnym lasera czteropoziomowego jest laser argonowy jonowy  $\text{Ar}^+$ .



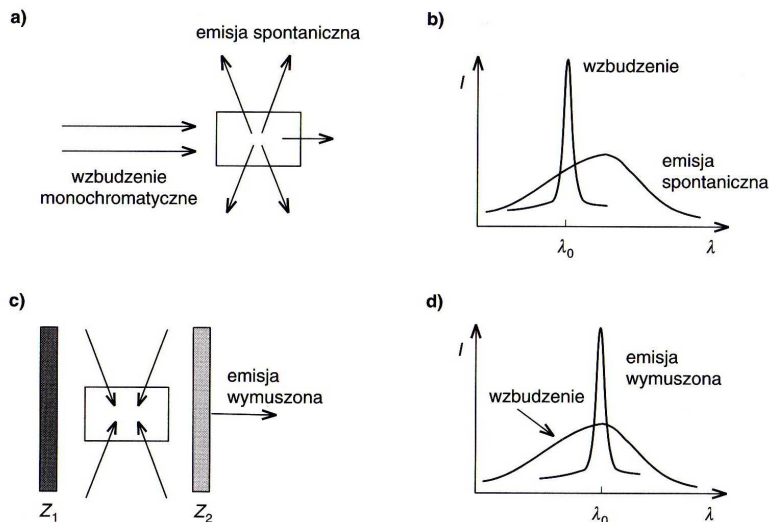
Laser argonowy emituje:  $\lambda = 351 \text{ nm}$ ,  $454,6 \text{ nm}$ ,  $457,9 \text{ nm}$ ,  $465,8 \text{ nm}$ ,  $476,5 \text{ nm}$ ,  $488,0 \text{ nm}$ ,  $496,5 \text{ nm}$ ,  $501,7 \text{ nm}$ ,  $514,5 \text{ nm}$ ,  $528,7 \text{ nm}$  (zastosowania - fototerapia siatkówki, stomatologia, kosmetyka, litografia, spektroskopia ramanowska, pompowanie laserów barwnikowych).

Przy emisji spontanicznej linia emisyjna jest szeroka (fluorescencja), przy emisji wymuszonej – wyraźnie węższa, ponieważ wzmocnieniu w rezonatorze ulegają tylko te długości fali  $\lambda$ , które spełniają warunek fali stojącej.

Poszerzenie linii emisji spontanicznej zależy od dwóch procesów relaksacyjnych oraz od poszerzenia niejednorodnego. Pierwszy proces relaksacyjny – czas powrotu do równowagowego obsadzenia poziomów energetycznych, zaburzonego promieniowaniem. Drugi – rozfazowanie częstości przejść kwantowych. Poszerzenie niejednorodne pochodzi od **niejednorodności** próbki (dla laserów gazowych wynika z **efektu Dopplera**).

Zazwyczaj światło lasera nie jest całkowicie monochromatyczne, ponieważ warunek (1) jest spełniony dla różnych długości fali  $\lambda$ . Fala stojąca powstająca wzdłuż osi rezonatora o długości fali  $\lambda$  i liczbie całkowitej  $n$  – **mod podłużny  $n$** .

Na podstawie H. Abramczyk, „Wstęp do spektroskopii laserowej”, PWN 2000 oraz R. Józwicki, „Podstawy inżynierii fotonicznej”, PWN 2006 7



Różnica między emisją spontaniczną i wymuszoną

Dwa kolejne mody podłużne:

$$n\lambda_n=2L, (n+1)\lambda_{n+1}=2L \quad (8)$$

Ich częstotliwości ( $\nu=c/\lambda$ ) różnią się o  $\Delta\nu$ :

$$\Delta\nu=\nu_{n+1}-\nu_n= c/2L \quad (9)$$

= odwrotność czasu dwukrotnego przebiegu światła przez rezonator optyczny.

Całkowita liczba modów optycznych zależy od szerokości linii emisji spontanicznej,  $\delta\lambda$ , długości rezonatora,  $L$  oraz zakresu widmowego,  $\lambda_0$ :

$$N=4L\delta\lambda/\lambda_0^2 \quad (10)$$

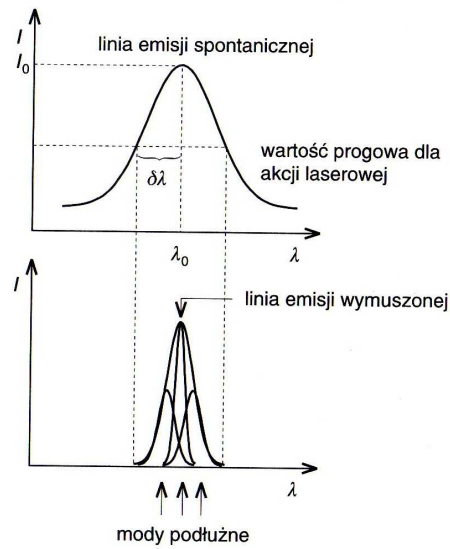
Jest to zjawisko z jednej strony niekorzystne (światło bardziej niemonochromatyczne) ale z drugiej strony korzystne (generacja krótkich impulsów laserowych – **synchronizacja modów** w efekcie stałej różnicy faz między sąsiednimi modami) np. w spektroskopii rozdzielczej w czasie.

Jakie czynniki powodują poszerzenie linii emisji wymuszonej?



Całkowita szerokość tej linii zależy od liczby modów podłużnych; pojedyncza linia modu ma pewną szerokość zależną od **dobroci rezonatora**, stopnia inwersji obsadzeń i mocy lasera pompującego. Można pokazać, że:

$$\Delta_{las} = \frac{2\pi h \nu_o \Delta \nu_{rez}}{P} \left( \frac{N_2}{N_2 - N_1 \frac{g_2}{g_1}} \right) \quad (11)$$



Liczba modów podłużnych

$\nu_o$  – częstość modu podłużnego,  $\Delta \nu_{rez} = \nu_o / Q$ ,  $N_1$  i  $N_2$  – obsadzenia poziomów 1 i 2,  $g_1$  i  $g_2$  – stopnie degeneracji poziomów 1 i 2,  $Q$  - dobroć.

Ale w rzeczywistości  $Q \ll$  - dyfrakcja i niedoskonałość ośrodka czynnego, ogrzewanie ośrodka przez pompowanie rozszerza go, istnieją niestabilności mechaniczne rezonatora (drgania, rozszerzanie rezonatora), więc  $\Delta_{las}$  jest  $\gg$ .

Dobroć – miara strat energii w układzie – im mniejsze straty w układzie tym większa dobroć. Dla oscylatora harmonicznego:

$$Q = 2\pi \cdot \frac{\text{energia zgromadzona w układzie}}{\text{energia stracona w ciągu 1 okresu}} \quad (12)$$

$$Q=2\pi A_o^2/(A_o^2-A_o e^{-\beta T_o}) \quad (13)$$

Gdzie  $A_o$  – amplituda drgań,  $T_o$  – okres drgań,  $\beta$  – tłumienie ( $1/\tau$ ). Definicję dobroci dla tłumionego oscylatora harmonicznego można przenieść na rezonator optyczny, w którym energia jest tracona na skutek dyfrakcji, odbić i innych niedoskonałości (fala stojąca nie zachowuje amplitudy – zanika w czasie).

$Q=2\pi/(1-e^{-T_o/\tau})$ , ponieważ  $T_o \ll \tau$ ,

$$Q=\omega_o/\beta \quad (14)$$

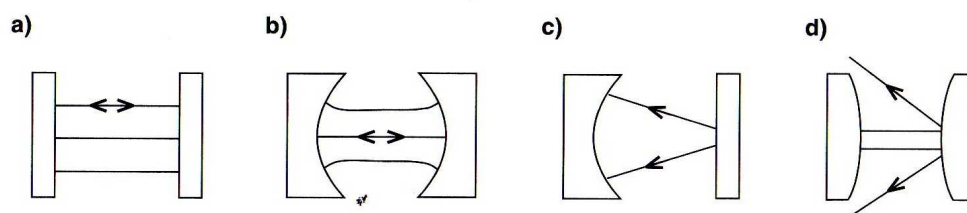
$\omega_o=2\pi/T_o$ . Można pokazać, że:

$$\Delta_{las}=2\pi\beta=2\pi\omega_o/Q \quad (15)$$

Im większy współczynnik tłumienia, tym mniejsza dobroć; szerokość linii pojedynczego modu maleje wraz ze wzrostem dobroci rezonatora optycznego. Całkowita szerokość emisji wymuszonej = superpozycja szerokości pochodzących od pojedynczych modów podłużnych, których liczba zależy od szerokości linii emisji spontanicznej.

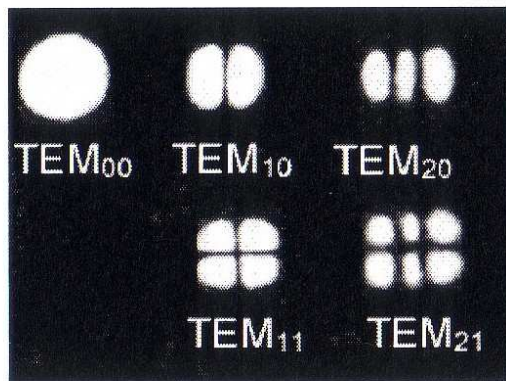
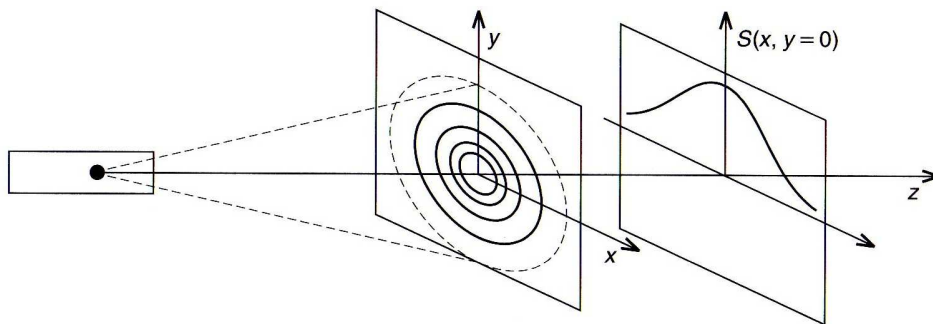
### Rozkład natężenia wiązki laserowej w przekroju poprzecznym.

W rzeczywistości rozkład promieniowania wewnątrz rezonatora jest bardziej skomplikowany. Akcja laserowa zaczyna się w dowolnym miejscu rezonatora i dociera do zwierciadeł jako fala płaska lub kulista. Płaszczyzna zwierciadła staje się źródłem promieniowania i wskutek dyfrakcji wiązka ulega poszerzeniu. **Stabilność rezonatora** zależy od jego zdolności utrzymania promieni światła w jego wnętrzu po wielokrotnych odbiciach od zwierciadeł.

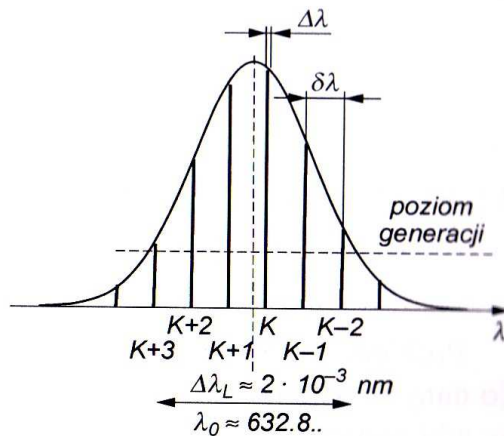


Typy rezonatorów płaski, konfokalny, hemisferyczny i niestabilny

Wiązka lasera jest rozbieżna i ma pewien rozkład natężenia (różny dla różnych rezonatorów) wzdłuż osi  $x$  i  $y$  – w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku propagacji. Następny rysunek pokazuje rozkłady natężeń światła w tej płaszczyźnie.



$TEM_{00}$  – wiązka gaussowska, mająca obrotową oś symetrii.

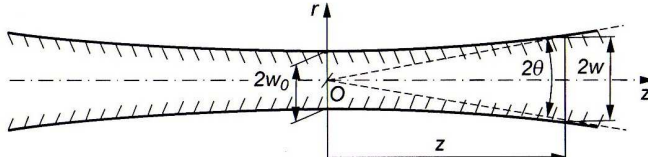


Widmo modu  $TEM_{00}$

$$I(r, z) = I_0 \left( \frac{w_0}{w} \right)^2 \exp \left[ -2 \left( \frac{r}{w} \right)^2 \right],$$

$$w = w_0 \sqrt{1 + \left( \frac{2z}{D} \right)^2},$$

$$D = k w_0^2.$$

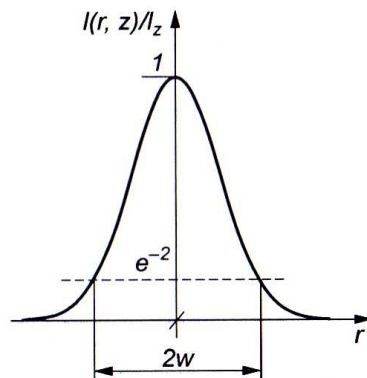


(16)

$D$  – **parametr konfokalny wiązki** – stały dla danego lasera,  $k=2\pi/\lambda$ ,  $2w_0$  – **średnica przewężenia wiązki**,  $2w$  – **średnica wiązki** – odległość między punktami, w których wartość intensywności wiązki jest  $e^2$  razy mniejsza od jej wartości na osi.

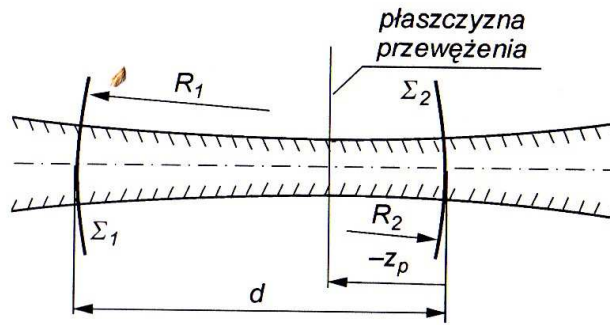
Dla dostatecznie dużych odległości  $z$  od przewężenia ( $z \gg D$ ) wprowadza się pojęcie **kąta rozbieżności  $2\Theta$  wiązki**:

$$2\Theta = \frac{4}{\sqrt{kD}} \quad (17)$$



**Niezmiennikiem wiązki gaussowskiej** określa się iloczyn:

$$2w_0 2\Theta = \frac{4}{\pi} \lambda \quad (18)$$

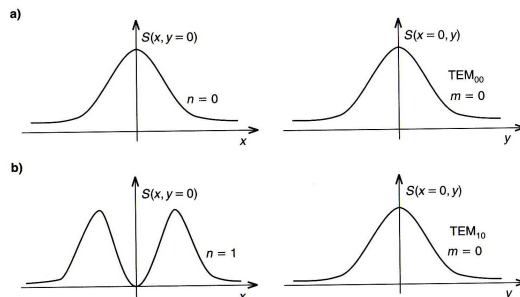


Położenie płaszczyzny przewężenia w rezonatorze

Uwzględnienie tych rozkładów w płaszczyźnie  $xy$  powoduje, że na mody generowane w rezonatorze nałożone są nieco inne warunki niż dla klasycznej fali stojącej:

$$\frac{4L}{\lambda} = 2q + (m + n + 1) \quad (16)$$

$q$  – liczba połówek długości fali mieszczących się na długości rezonatora,  $m, n$  – liczby całkowite. Mody opisane przez liczby  $m$  i  $n$  – **mody poprzeczne**  $TEM_{mn}$ . Mody określone za pomocą tych samych  $m$  i  $n$ , różniące się  $q$  (częstościami) są różnymi modami podłużnymi o tym samym rozkładzie natężeń w kierunku prostopadłym do kierunku propagacji.



Rozkład natężenia pola elektrycznego w płaszczyźnie  $xy$  rezonatora konfokalnego

Mody poprzeczne o różnych wartościach  $m$  i  $n$  różnią się rozkładem natężenia w przekroju poprzecznym. Mod  $TEM_{00}$  – okrągła plamka o malejącym natężeniu względem środka, mody  $TEM_{10}$  i  $TEM_{01}$  – dwie plamki itd. Najprostszym sposobem wydzielenia modu  $TEM_{00}$  jest

**diafragmowanie** wiązki laserowej (przepuszczenie wiązki przez mały otwór).

### Wzmocnienie i nasycenie

Parametrem, który charakteryzuje inwersję obsadzeń ośrodka czynnego jest parametr nasycenia,  $I_s$ . Pozwala on określić wartość natężenia wiązki pompującej  $I$ , przy której rozpoczyna się efekt nasycenia – układ nie pochłania ani nie emituje energii ( $n_1/g_1=n_2/g_2$ ). Można pokazać, że dla lasera CW (ciągłego działania):

$$I_s = \frac{h\nu}{2\sigma\tau} \quad (17)$$

$\tau$  – czas życia na poziomie wzbudzonym,  $\sigma$  –  $10^{-12}$ - $10^{-24}$   $\text{cm}^2$  – **przekrój czynny na absorpcje**,  $\alpha=\sigma N$ ,  $I_s\sigma/h\nu$  – średnia szybkość absorpcji na jednostkę energii,  $1/2\tau$  – średnia szybkość relaksacji spontanicznej ( $I_s - I$  dla której szybkość pompowania układu równa jest szybkości opróżniania poziomu wzbudzonego).

Warunek nasycenia dla laserów impulsowych:

$$I_s \tau_{imp} = \frac{h\nu}{2\sigma} \quad (18)$$

### Synchronizacja modów podłużnych

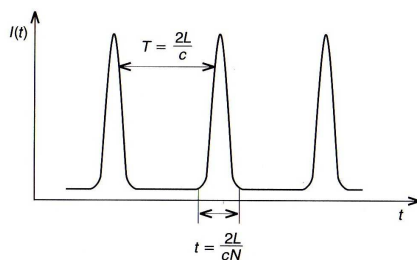
W warunkach generacji swobodnej lasery wytwarzają chaotyczną mieszaninę modów poprzecznych i podłużnych z różnicą faz między modami zmienną w czasie. Jeżeli uda się doprowadzić do tego, aby różnica faz między sąsiednimi modami była stała, to emisja lasera - ciąg regularnych impulsów o czasie repetycji:

$$T=2L/c \quad (19)$$

z czasem trwania pojedynczego impulsu:

$$t=T/N=2L/cN \quad (20)$$

$N=4L\delta\lambda/\lambda_0^2$  – liczba generowanych modów,  $L$  – długość rezonatora,  $c$  – prędkość światła.



Emisja lasera pracującego w reżimie **synchronizacji modów**

O czasie trwania impulsu decydują więc właściwości widmowe ośrodka czynnego. W laserach barwnikowych linie fluorescencyjne są szerokie (duże  $N$ , impulsy pikosekundowe,  $ps=10^{-12}$  s). W laserach gazowych linia emisji jest wąska (nanosekundowe,  $ns=10^{-9}$  s). W laserach stałych (ps), zaś w **laserach wibronowych** (femtosekundowe,  $fs=10^{-15}$  s) – np. laser tytanowo-szafirowy.

Sposobem na doprowadzenia do synchronizacji modów jest periodyczna modulacja parametrów rezonatora (amplitudy lub częstości) z częstością równą różnicy częstości sąsiednich modów podłużnych, albo **autosynchronizacja** (z wykorzystaniem **zjawiska samoogniskowania**):

- modulując długość rezonatora – wprowadzenie w drgania jednego ze zwierciadeł z częstością międzymodową
- stosując przetwornik optoakustyczny – wytwarzając falę akustyczną która moduluje natężenie światła przechodzącego przez rezonator z częstością międzymodową
- modulując współczynnik wzmocnienia ośrodka czynnego metodą wybielających się filtrów

## Lasery półprzewodnikowe

Laser półprzewodnikowy stanowi dioda p-n spolaryzowana w kierunku przewodzenia. W półprzewodnikach inwersja obsadzeń osiągana jest poprzez wstrzykiwanie elektronów do pasma przewodzenia półprzewodnika. Koncentracja nośników zależy od **prądu wstrzykiwania**, a więc od wartości napięcia polaryzującego. Przy wzroście wstrzykiwanego prądu następuje inwersja obsadzeń i emisja wymuszona zaczyna dominować nad spontaniczną – graniczny prąd  $I_T$ . Przy dalszym wzroście prądu **laser diodowy** (LD) zaczyna

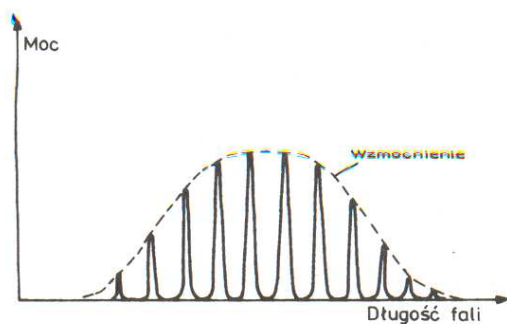
emitować światło o jednej długości fali z typową szerokością linii widmowej 3-5 nm. W związku z tym złącze *p-n* silnie domieszkuje się. Zmieniając poziom domieszkowania zmieniamy długość fali, na jakiej pracuje laser. Dodatkowo sprzężenie zwrotne istnieje tylko wtedy, gdy rozchodzące się w tym samym kierunku fale interferują ze sobą w fazie. Po dwukrotnym odbiciu od zwierciadeł fala doznaje przesunięcia fazowego, które powinno być wielokrotnością  $2\pi$ .

$$2L = \frac{\lambda}{n} m$$

Różne  $m$  – różne długości fal generowane przez laser – mody podłużne. Różnica długości fal pomiędzy sąsiednimi modami:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2nL}$$

Dla typowych laserów półprzewodnikowych ( $L =$  dziesiąte mm) odstęp między tymi modami 0.1 nm (kilkadziesiąt modów) – laser wielomodowy. Powstają też mody poprzeczne  $TEM_{km}$ .



Rys. 1.12.  
Generacja modów podłużnych

60% sprawność energetyczna laserów półprzewodnikowych oraz możliwość uzyskania z nich emisji promieniowania w wąskim paśmie – przydatność do pompowania laserów innych typów. Duża trwałość, możliwość pracy przy niskich napięciach zasilania oraz małe rozmiary. Półprzewodniki służące do wytwarzania diód laserowych są wieloskładnikowymi związkami międzymetalicznymi. Obszar czynny w diodzie laserowej jest obecnie z reguły studnią kwantową otoczoną warstwami półprzewodnika o szerszej przerwie energetycznej. W ogólności mamy do czynienia z heterostrukturą o profilu szerokości pasma zabronionego wyznaczonym przez skład chemiczny poszczególnych warstw.