

Wstęp do Optyki i Fizyki Materii Skondensowanej

Część I: Optyka, wykład 7

wykład: Piotr Fita
pokazy: Jacek Szczytko
ćwiczenia: Aneta Drabińska, Paweł Kowalczyk,
Barbara Piętka, Michał Karpiński

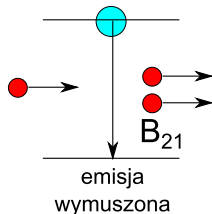
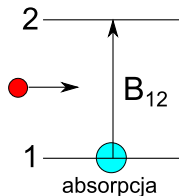
Wydział Fizyki
Uniwersytet Warszawski

2017/18

Plan

- 1 Wzmacniacze optyczne
- 2 Lasery
- 3 Optyka nieliniowa

Wzmocnienie światła



Szybkość absorpcji:

$$\frac{dN_{12}}{dt} = B_{12}\rho(\nu)N_1$$

Szybkość emisji wymuszonej:

$$\frac{dN_{21}}{dt} = B_{21}\rho(\nu)N_2$$

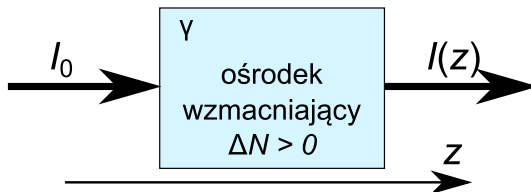
$$(B_{12} = B_{21})$$

- Jeśli $N_2 > N_1$ to emisja wymuszona przeważa nad absorpcją – obserwujemy wzmocnienie światła
- W wyprowadzeniu prawa Lamberta-Beera $N_2 = 0$; dla $N_2 > 0$:

$$\frac{dI_\nu}{dz} = B_{12} \frac{h\nu}{c} (N_2 - N_1) = \sigma(\nu)\Delta N = \gamma(\nu)$$

- $\Delta N = N_2 - N_1$ – inwersja obsadzeń
- $\gamma(\nu) = \sigma(\nu)\Delta N$ – współczynnik wzmocnienia

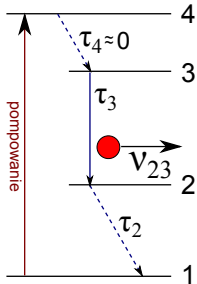
Wzmocnienie światła



$$I_\nu(z) = I_0 e^{\gamma(\nu)z}$$

Inwersja obsadzeń

- Inwersji obsadzeń nie można uzyskać w ośrodku dwupoziomowym (*ćwiczenia*)
- Wymagany ośrodek o większej liczbie poziomów, np. 3-poziomowy, 4-poziomowy



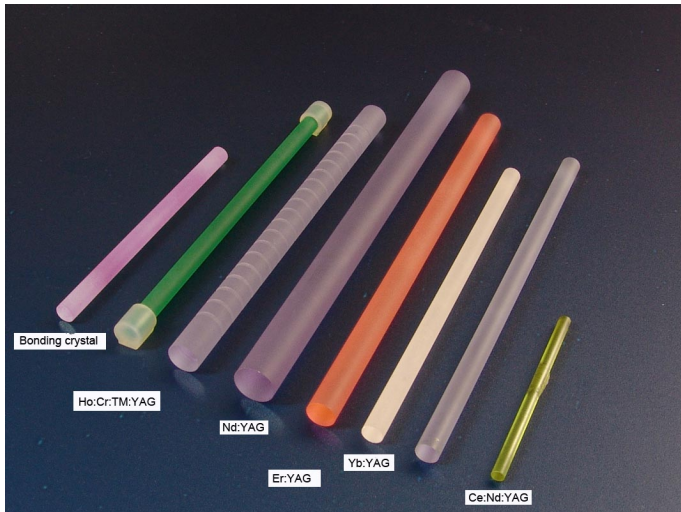
- Jeśli $\tau_3 > \tau_2$, to poziom 2 jest szybciej opróżniany od poziomu 3 i $N_3 > N_2$
- Na przejściu $3 \rightarrow 2$ można uzyskać wzmacnienie

Ośrodki wzmacniające i pompowanie

- Pompowanie wyładowaniem elektrycznym
 - Gazy atomowe lub molekularne:
He-Ne, Ar⁺, laser N₂, CO₂, ekscymery (Xe-Cl itp.)
- Pompowanie optyczne (lampą lub innym laserem)
 - Ciecze (roztwory barwników)
 - Kryształy
(szafir Ti:Al₂O₃, rubin Cr³⁺:Al₂O₃, granat ytrowo-glinowy Nd³⁺:YAG)
 - Szkła, ceramiki
 - włókna optyczne domieszkowane jonami
- Pompowanie przepływem prądu elektrycznego
 - Struktury półprzewodnikowe

Ośrodki wzmacniające

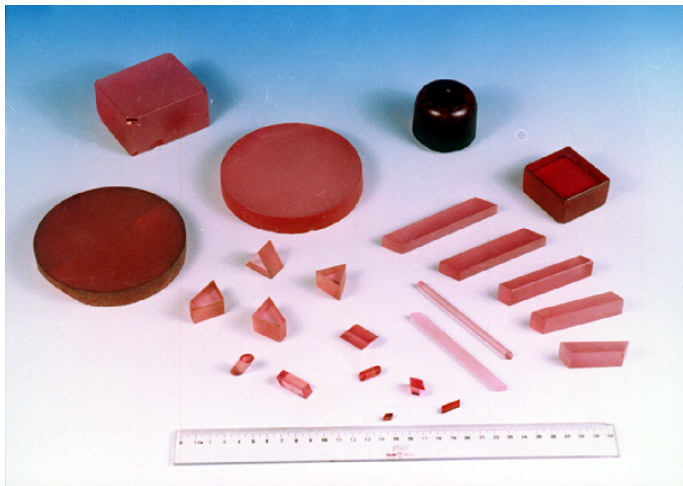
Kryształy YAG domieszkowane różnymi pierwiastkami



[i01.i.aliimg.com]

Ośrodki wzmacniające

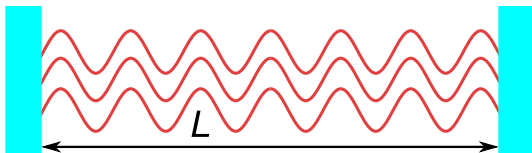
Kryształy szafiru



[cn.lambdaoptics.com/]

Rezonatory optyczne

Rezonator optyczny - układ zwierciadeł umożliwiający powstanie fali stojącej

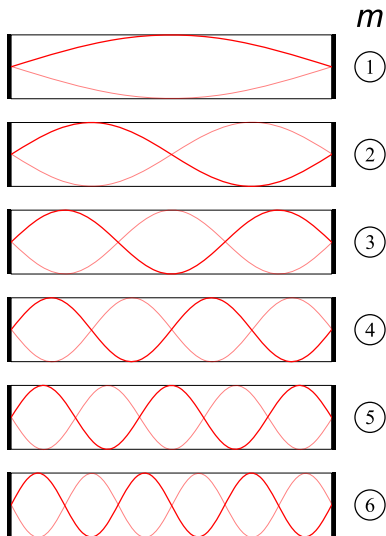


Warunek powstania fali stojącej w rezonatorze płaskim:

$$L = m \frac{\lambda_m}{2}$$

m – liczba naturalna określająca *mod podłużny*

Mody podłużne rezonatora płaskiego



[wikipedia.org]

- Tylko fale o długości $\lambda_m = \frac{2L}{m}$ są podtrzymywane w rezonatorze

- Częstości modów:

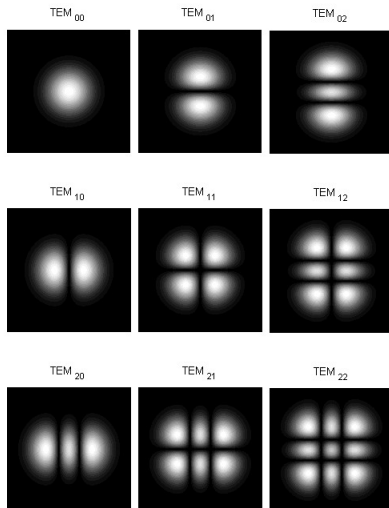
$$\nu_m = \frac{c}{\lambda_m} = m \frac{c}{2L}$$

- Odległość modów:

$$\Delta\nu = \nu_{m+1} - \nu_m = \frac{c}{2L}$$

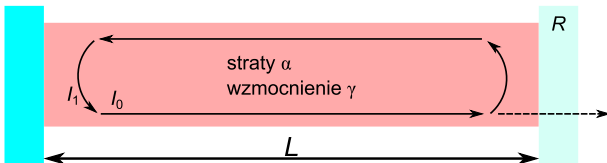
Mody poprzeczne rezonatora

- Różne poprzeczne rozkłady pola spełniają warunek powstawania fali stojącej.
- Odległość ($\Delta\nu$) modów poprzecznych jest dużo mniejsza niż podłużnych ($\frac{c}{2L}$)
- Zazwyczaj chcemy, żeby laser pracował w modzie podstawowym – TEM₀₀



Warunek akcji laserowej

Laser = ośrodek wzmacniający w rezonatorze optycznym



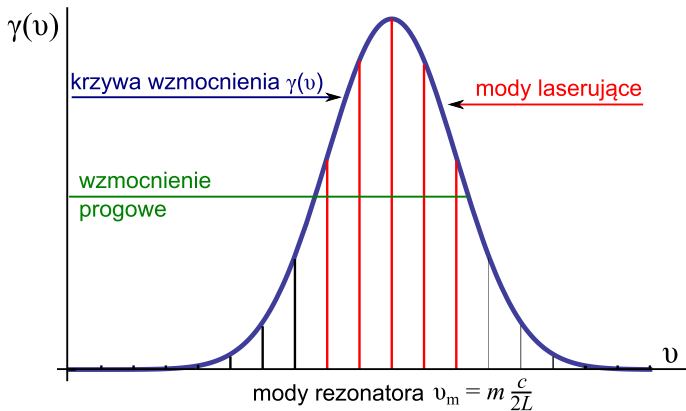
- Zmiana natężenia światła po jednym obiegu rezonatora:

$$I_1 = I_0 R e^{2\gamma L} e^{-2\alpha L}$$

- Akcja laserowa zachodzi, jeśli $I_1 \geq I_0$
- Warunek progowy: $R \geq e^{-2(\gamma-\alpha)L}$
- Współczynnik odbicia lustra wyjściowego R musi być dostatecznie duży

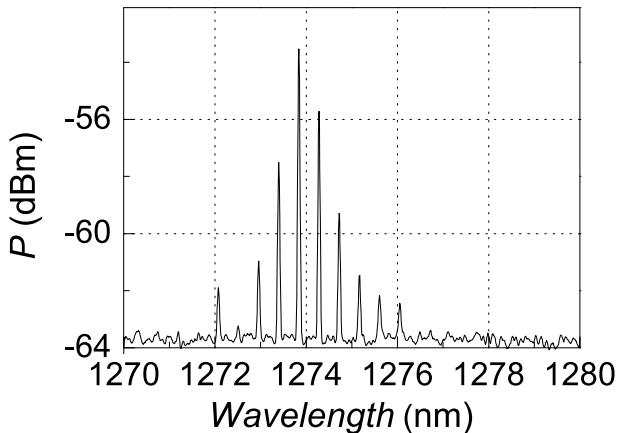
Widmo emisji laserowej

- Przy ustalonym R wzmacnienie $\gamma(\nu) \geq \alpha + \frac{\ln R}{2L} = \gamma_{prog}$



- Wzbudzają się te mody, dla których $\gamma(\nu) \geq \gamma_{prog}$

Widmo lasera wielomodowego



Widmo wielomodowej diody laserowej
[cdn.intechopen.com]

Nasylenie wzmacnienia

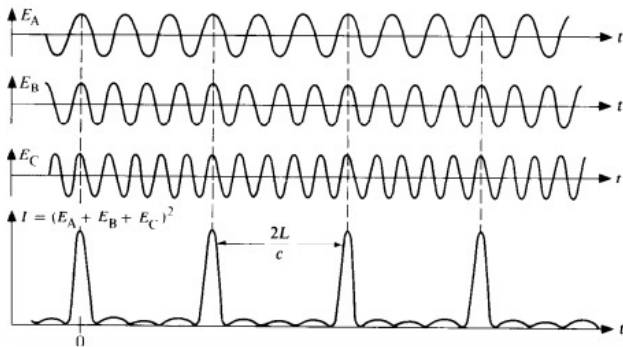
- Obecność światła w ośrodku wzmacniającym prowadzi do zmniejszenia inwersji obsadzeń w wyniku przejść wymuszonych
- Wzmocnienie ośrodka maleje w miarę wzrostu natężenia światła w rezonatorze

$$\gamma(I) = \frac{\gamma_0}{1 + \frac{I}{I_s}}$$

- W laserze ustala się takie natężenie światła, przy którym wzmocnienie dokładnie równoważy straty

Synchronizacja modów

- Wiele modów wzbudzonych w zgodnej fazie
- Natężenie światła w postaci ciągu impulsów



Mechanizm synchronizacji modów

Soczewka kerrowska

- Poprzeczny rozkład natężenia światła w wiązce laserowej:

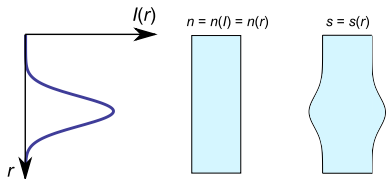
$$I(r) = I_0 e^{-\frac{2r^2}{w^2}}$$

- Zależność współczynnika załamania od natężenia światła:

$$n(I) = n_0 + n_2 I$$

$$n(r) = n_0 + n_2 I_0 e^{-\frac{2r^2}{w^2}}$$

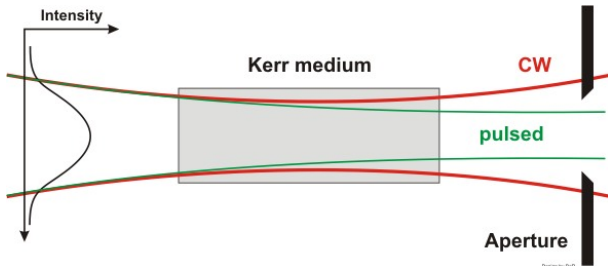
- Droga optyczna w ośrodku o grubości d : $s = n(r) \cdot d$



Wiązka propaguje się w indukowanej światłem soczewce skupiającej

Kerrowska synchronizacja modów

- Natężenie światła w impulsach jest rzędy wielkości większe niż w pracy ciągłej
- Soczewka kerrowska działa tylko w pracy impulsowej
- Straty na aperturze są mniejsze w pracy impulsowej



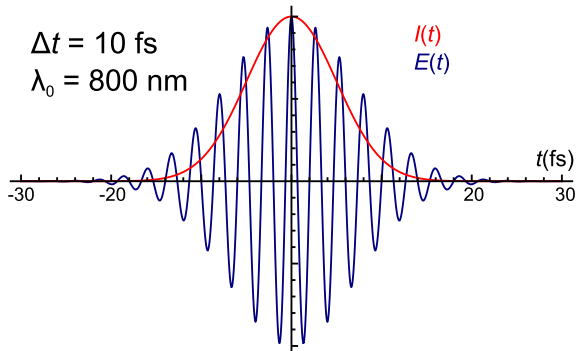
Lasery z synchronizacją modów

Lasery szafirowy

- Impuls gaussowski o czasie trwania 10-100 fs

$$E(t) = E_0 e^{-\frac{t^2}{2\Delta t^2}} e^{i\omega_0 t}$$

$$I(t) = I_0 e^{-\frac{t^2}{\Delta t^2}}$$



Własności impulsów femtosekundowych

ze wzmacniacza szafirowego

Wzmacniacz Coherent Legend Elite Duo (lab. -1.27):

- $\Delta t = 50 \text{ fs}$, $T = 0.2 \text{ ms}$, $P_{sr} = 10 \text{ W}$
- Moc szczytowa $P_{imp} = 40 \text{ GW}$
- Natężenie światła po zogniskowaniu do plamki o promieniu $r = 10 \mu\text{m}$:

$$I_{imp} = \frac{P_{imp}}{\pi r^2} \approx 1.3 \cdot 10^{20} \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$$

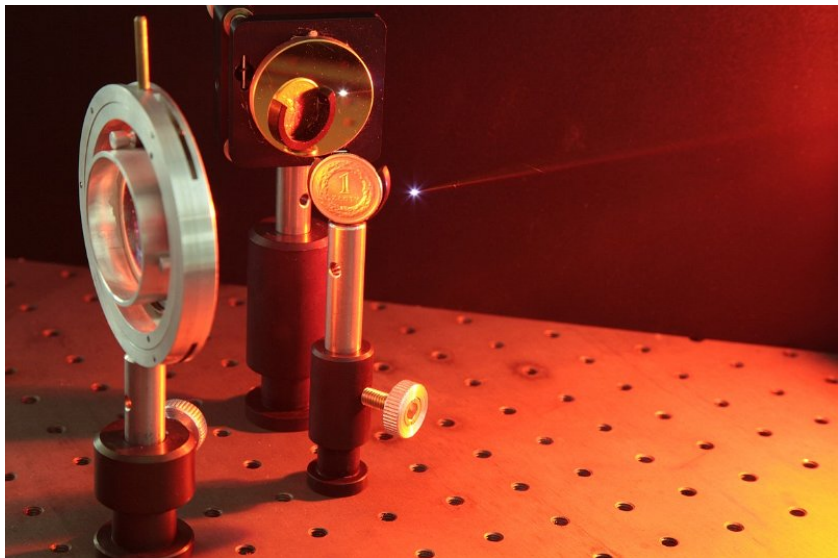
- Natężenia pola elektrycznego w ognisku:

$$E_0 = \frac{2I_{imp}}{\epsilon_0 c} = 3.1 \cdot 10^{11} \frac{\text{V}}{\text{m}}$$

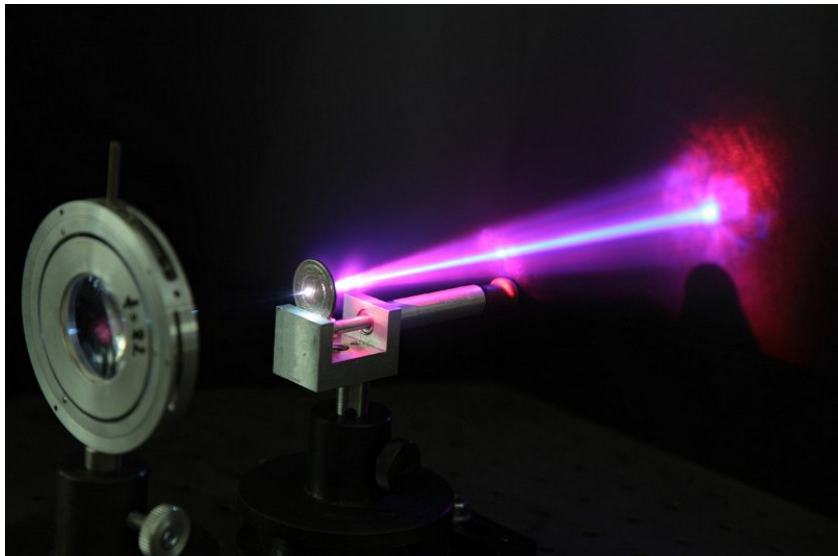
- Natężenie pola elektrycznego w atomie wodoru:

$$E_H = \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{a_0^2} = 5.8 \cdot 10^{11} \frac{\text{V}}{\text{m}}$$

W ognisku wiązki wzmacniacza



W ognisku wiązki wzmacniacza



Nieliniowa polaryzacja

oscylator
harmoniczny



oscylator
anharmoniczny



$$F(x) = -kx \quad F(x) = -k(x + a_2x^2 + a_3x^3 + \dots)$$

- Polaryzacja ośrodka pod wpływem elektrycznego:

$$P = \epsilon_0 \left(\chi E + \chi^{(2)} E^2 + \chi^{(3)} E^3 + \dots \right) = P_1 + P_{NL}$$

- $\chi^{(m)}$ – podatność nieliniowa m -tego rzędu
- P_{NL} – polaryzacja nieliniowa

Generacja drugiej harmonicznej

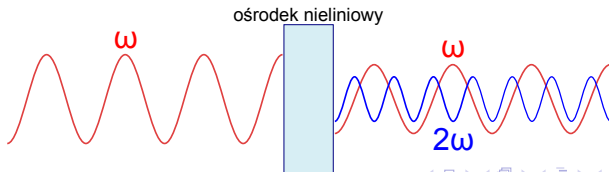
- Fala płaska o częstotliwości ω_0

$$E(t) = E_0 \cos \omega_0 t = \frac{E_0}{2} (e^{i\omega_0 t} + e^{-i\omega_0 t})$$

- Polaryzacja nieliniowa drugiego rzędu

$$\begin{aligned} P_{NL} &= \epsilon_0 \chi^{(2)} E(t)^2 = \epsilon_0 \chi^{(2)} \frac{E_0^2}{4} (e^{2i\omega_0 t} + e^{-2i\omega_0 t} + 2) = \\ &= \epsilon_0 \chi^{(2)} \frac{E_0^2}{2} (\cos 2\omega_0 t + 1) \end{aligned}$$

- Polaryzacja nieliniowa oscyluje z częstotnością $2\omega_0$ – emisja fali E-M o podwojonej częstotliwości



Generacja drugiej harmonicznej

Pierwsza obserwacja drugiej harmonicznej:

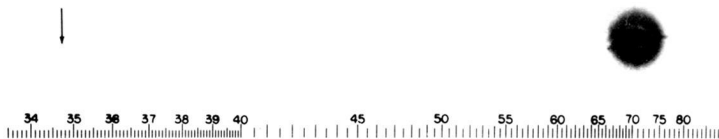
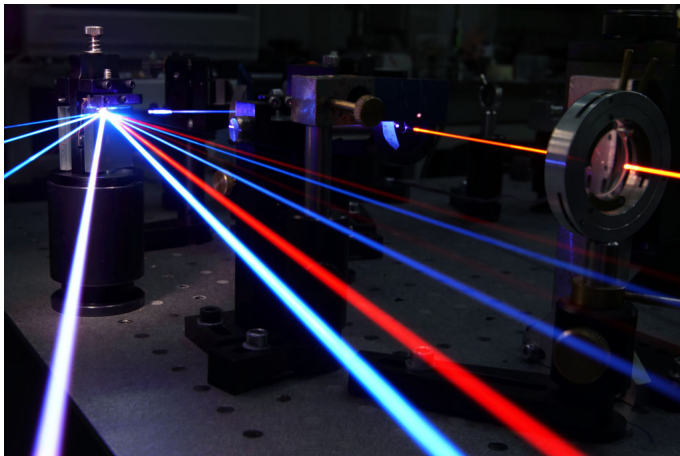


FIG. 1. A direct reproduction of the first plate in which there was an indication of second harmonic. The wavelength scale is in units of 100 Å. The arrow at 3472 Å indicates the small but dense image produced by the second harmonic. The image of the primary beam at 6943 Å is very large due to halation.

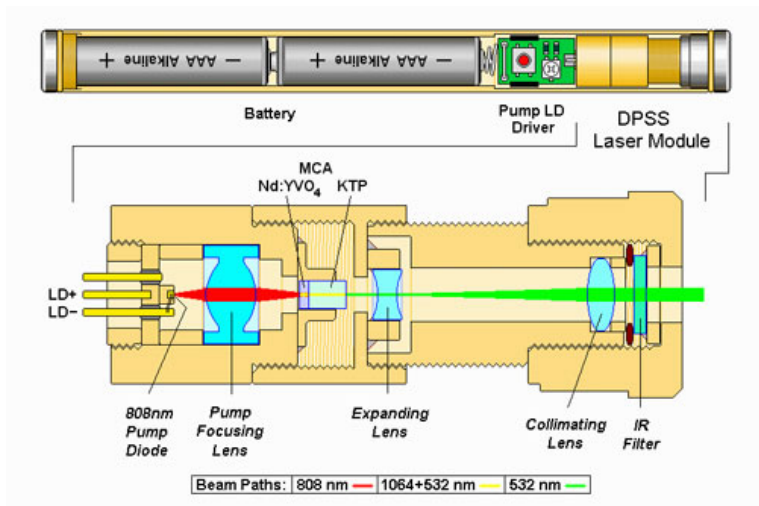
[P. Franken *et al.*, Phys. Rev. Lett. **7**, 118-120 (1961)]

Generacja drugiej harmonicznej

Wiązka za kryształem nieliniowym rozszczepiona w siatce dyfrakcyjnej



Wskaźnik laserowy

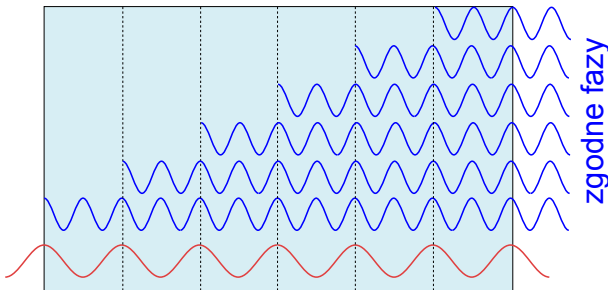


[wikipedia.org]

Dopasowanie fazowe

na przykładzie generacji drugiej harmonicznej

Jeśli $n(\omega) = n(2\omega)$, to $\lambda_{2\omega} = \frac{1}{2}\lambda_{\omega}$

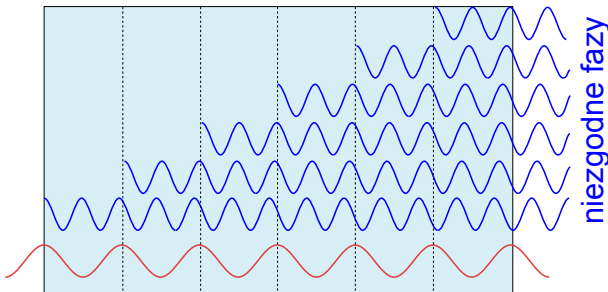


Proces generacji zachodzi wydajnie, bo pryzcynki wygenerowane w różnych miejscach kryształu dodają się w fazie (**idealne dopasowanie fazowe**)

Dopasowanie fazowe

brak dopasowania

Zazwyczaj $n(\omega) < n(2\omega)$, czyli $\lambda_{2\omega} < \frac{1}{2}\lambda_\omega$



Proces generacji zachodzi z małą wydajnością, bo przyczynki wygenerowane w różnych miejscach kryształu znoszą się (**niedopasowanie fazowe**)

Generacja światła białego w światłowodach

Natężenie światła wprost z lasera jest zbyt małe, by wygenerować światło białe w cienkiej płytce, ale możliwa jest generacja w światłowodach fotonicznych

