

Prof. Dr Halina Abramczyk

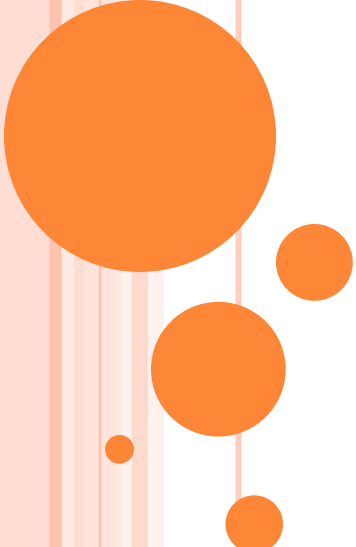
Technical University of Lodz, Faculty of Chemistry

Institute of Applied Radiation Chemistry

Poland, 93-590 Lodz, Wroblewskiego 15

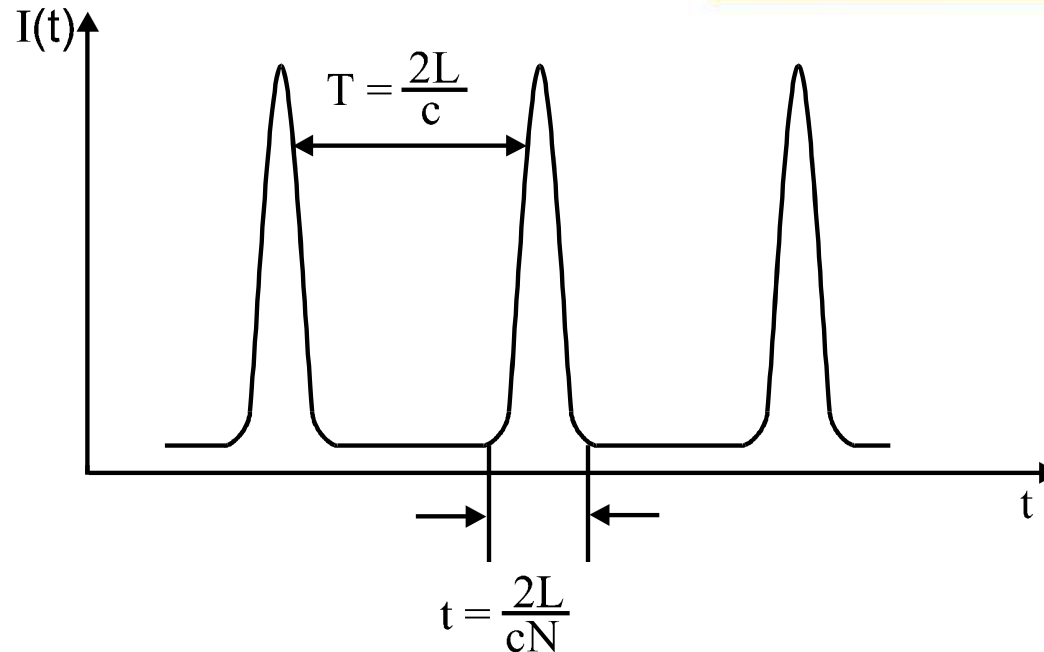
Phone:(+ 48 42) 631-31-88; fax:(+ 48 42) 684 00 43

E-mail:abramczy@mitr.p.lodz.pl, <http://mitr.p.lodz.pl/evu>, <http://mitr.p.lodz.pl/raman>

- 
- 1) REŻIM SYNCHRONIZACJI MODÓW
 - 2) PRZEŁĄCZANIE DOBROCI
(*ANG. 1) MODELOCKING ,*
2) Q-SWITCHING)

CORKUM -
the duration of this light pulse "is
to a minute as a minute is to the
age of the universe

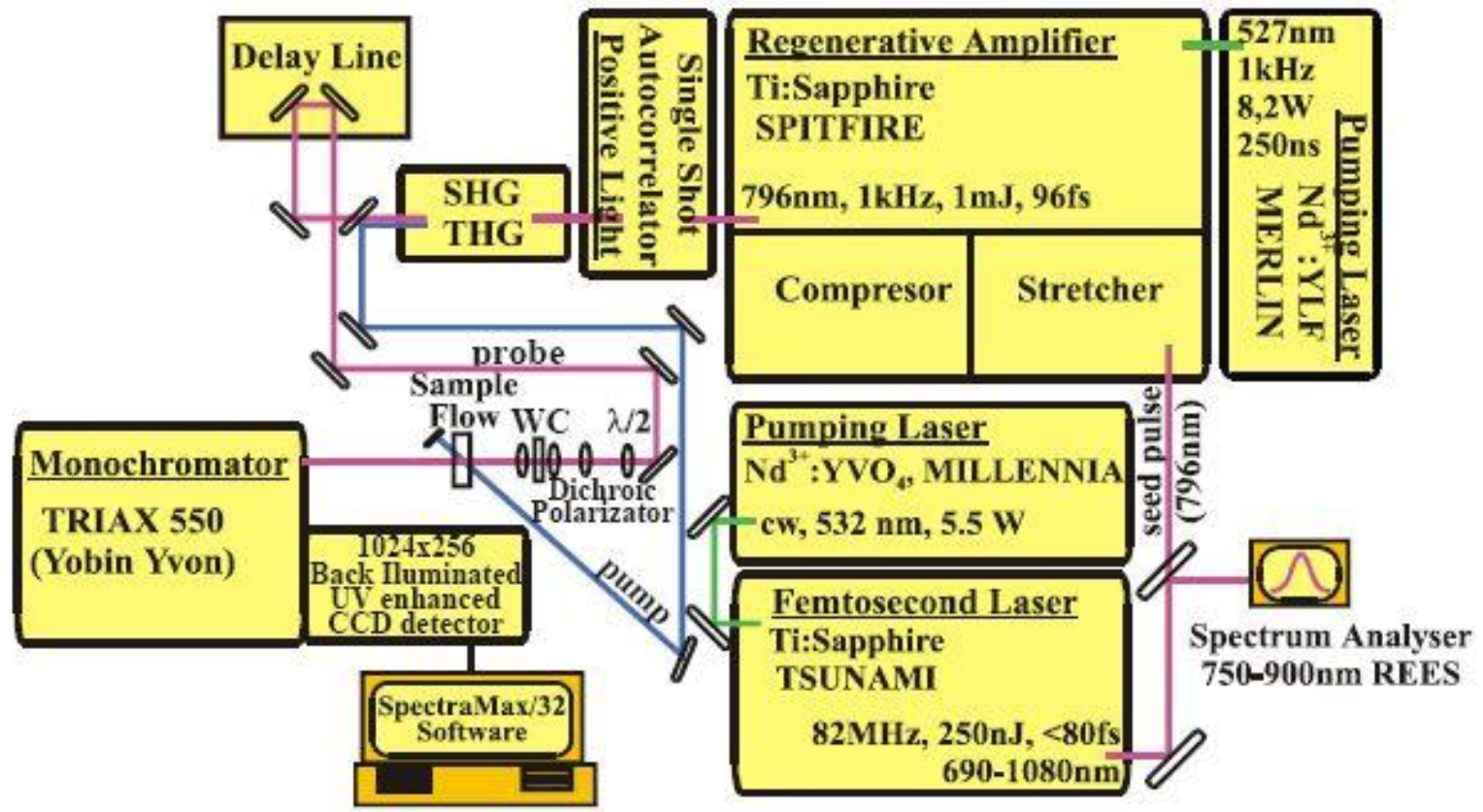
TREBINO -
the duration of this light pulse "is to
a second as a 5 cents to the US
national debt



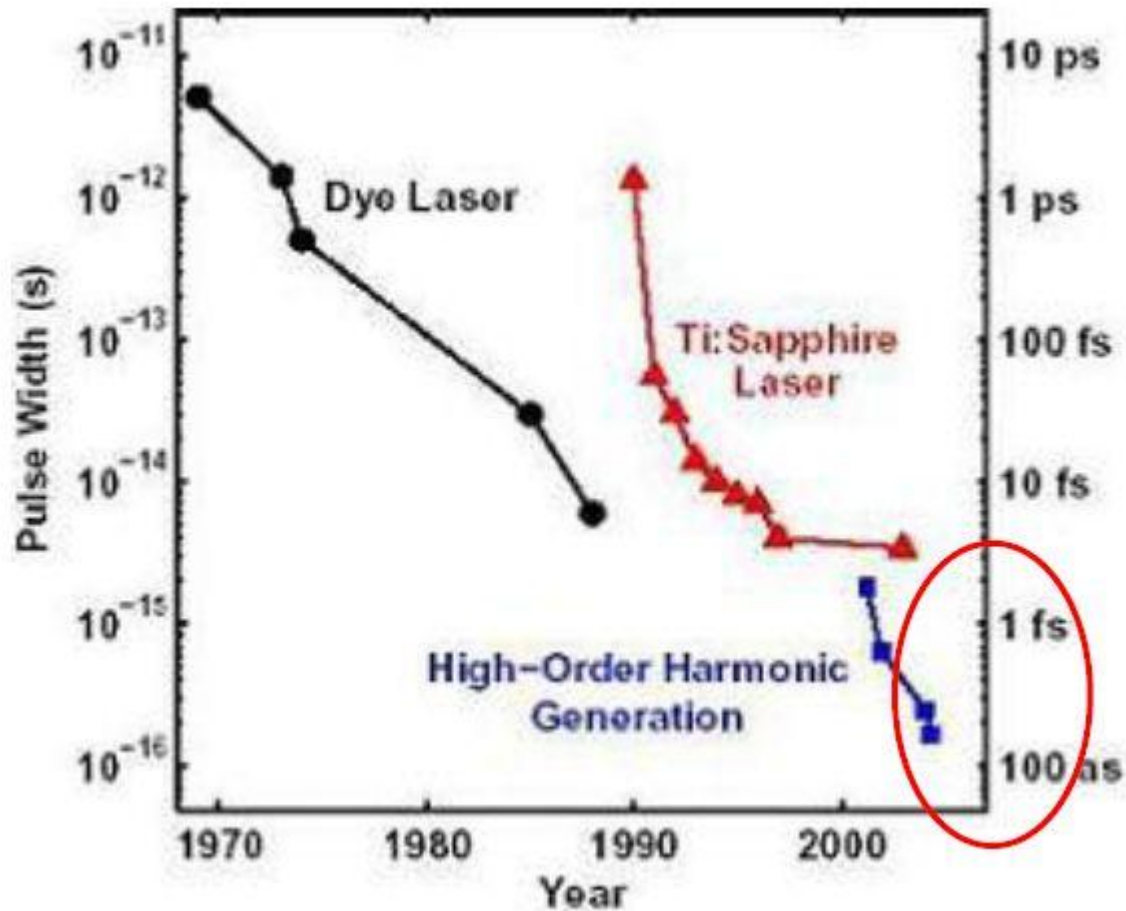
Moc szczytowa 0.12MW, moc szczytowa po wzmacnieniu:10GW; moc elektrowni Bełchatów 4MW; gęstość energii $10^8\text{W}/\text{cm}^2$, po wzmacnieniu $10^{11}\text{W}/\text{cm}^2$



Schemat femtosekundowego układu laserowego do monitorowania zmian absorpcji w zakresie UV/VIS/NIR z wykorzystaniem metody wiązki pompującej i sondującej



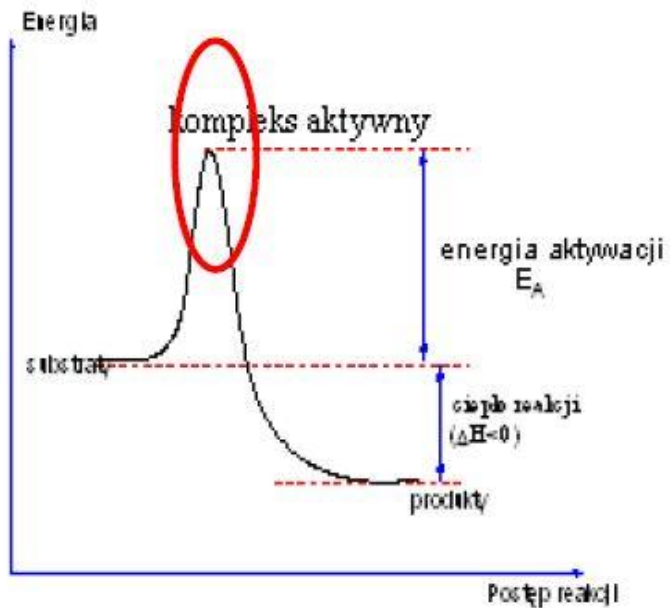
W roku 2001 przełamano barierę femtosekund w zakresie UV poprzez generację wyższych harmonicznych w gazach.



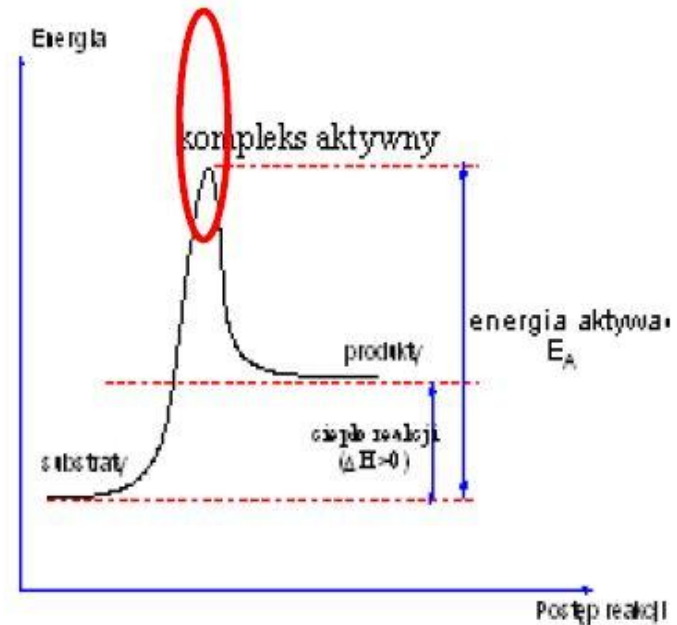
Zastosowania spektroskopii femtosekundowej

„fotografowanie reakcji chemicznych”

Reakcja egzotermiczna



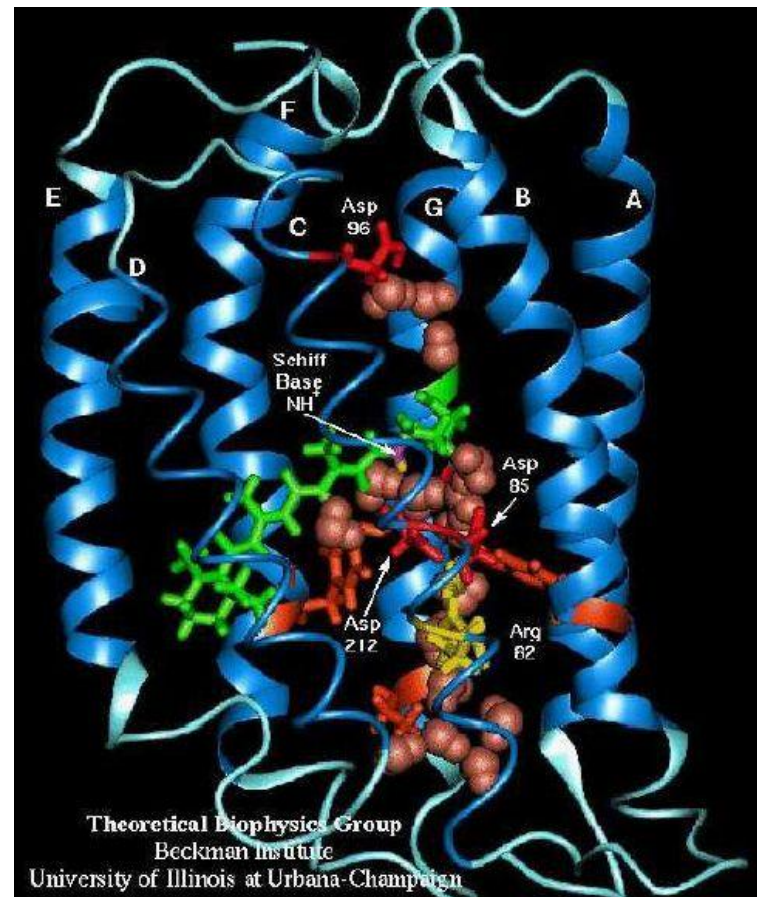
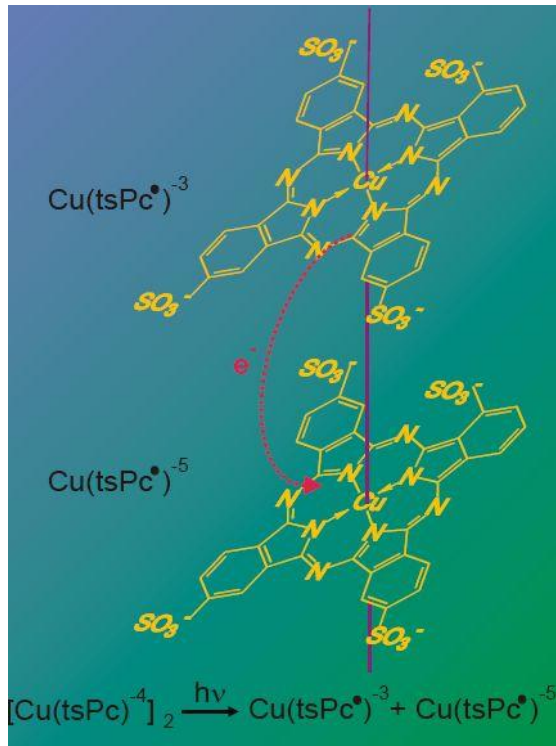
Reakcja endotermiczna



Badania procesów ultraszybkich :

-Fotochemia fotouczulaczy stosowanych w terapii PDT

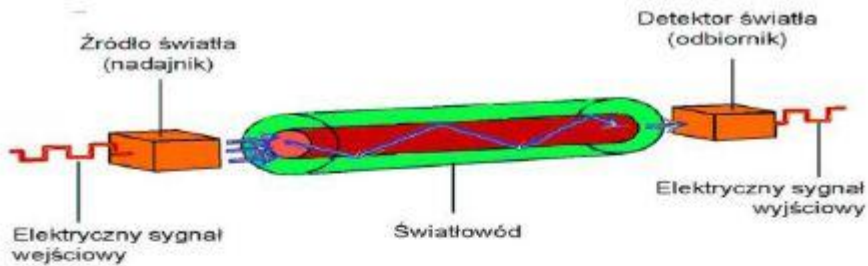
-Fotocykl bakteriorodopsyny



System OPCPA (ang. *Optical Parametric Chirped Pulse Amplification*) może zwiększać energię impulsów femtosekundowych znacznie powyżej Joule prowadząc do intensywności rzędu 10^{24}W/cm^2 lub wyższej. Intensywności takie są anormalnie wysokie. Intensywności, 10^{15}W/cm^2 są wystarczające do jonizacji większości materiałów, przy 10^{18}W/cm^2 elektrony mogą być przyspieszone prawie do prędkości światła. Jako rezultat tak wysokich intensywności generuje się gęsta plazma o energii multikiloelektronowoltów. Dla tak wysokiej gęstości, energii i ciśnienia, oddziaływanie elektronów z jonami plazmy generuje bardzo krótkie impulsy z zakresu X. Ponadto różnica w prędkości elektronów i jonów ciężkich wytwarza falę w plazmie, które indukuje pola $100\text{GeV} / \text{m}$ znacznie wyższe niż te dostępne dziś w tradycyjnych akceleratorach.



Do czego możemy wykorzystać tak krótkie impulsy?



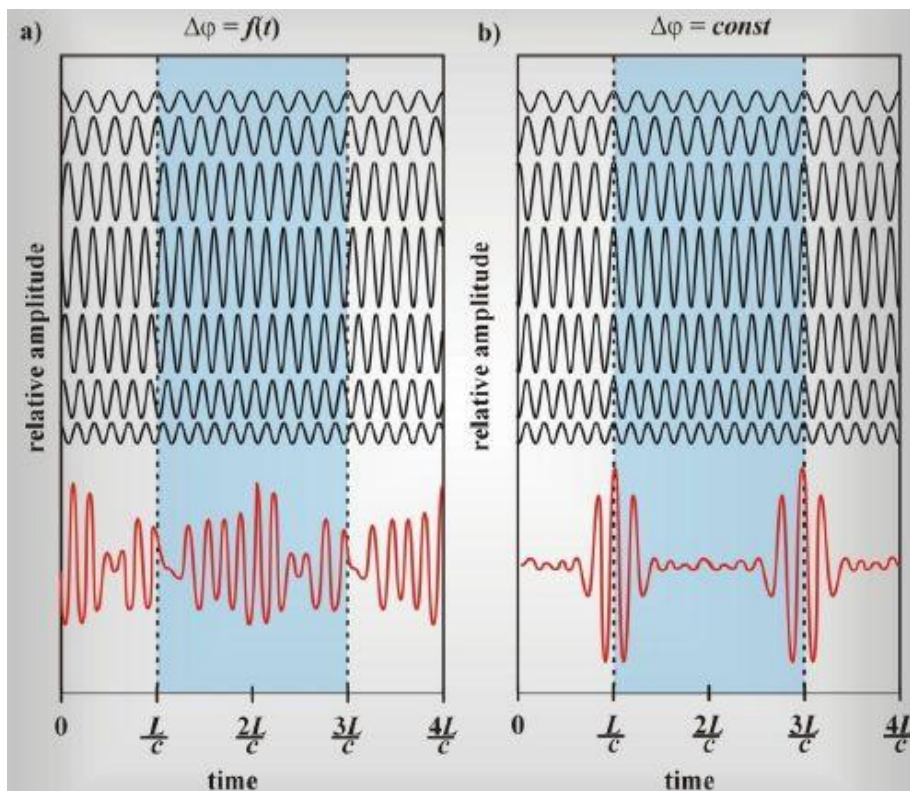
- Sieci WDM, DWDM, UWDM
- Lasery, modulatory, reflektometry
- Wzmacniacze optyczne
- Multipleksery i demultipleksery
- Przełączniki i telekomutatory.

Time frame	WDM Type	Channels	Wavelength	Channel Spacing
1980's	Wideband	2	1310nm, 1550nm	-
Early 90's	Narrowband	2 - 8	C-band	200-400 GHz
Mid 90's	Dense	16 - 40	C-band	100-200 GHz
Late 90's	Dense	64 - 160	C-band	25-50 GHz
Current	Dense	160 - 320	C/L-Band	12.5-25 GHz



W warunkach generacji swobodnej lasery gazowe, ciekłe i stałe wytwarzają chaotyczną mieszaninę modów poprzecznych i podłużnych z różnicą faz między modami, która zmienia się w czasie. Spójność jest bowiem tylko cechą pojedynczego modu. Jeżeli w jakiś sposób doprowadzimy do tego, aby różnica faz między sąsiednimi modami była stała, to emisja lasera odbywa się jako ciąg regularnych impulsów wysyłanych w odstępach czasu

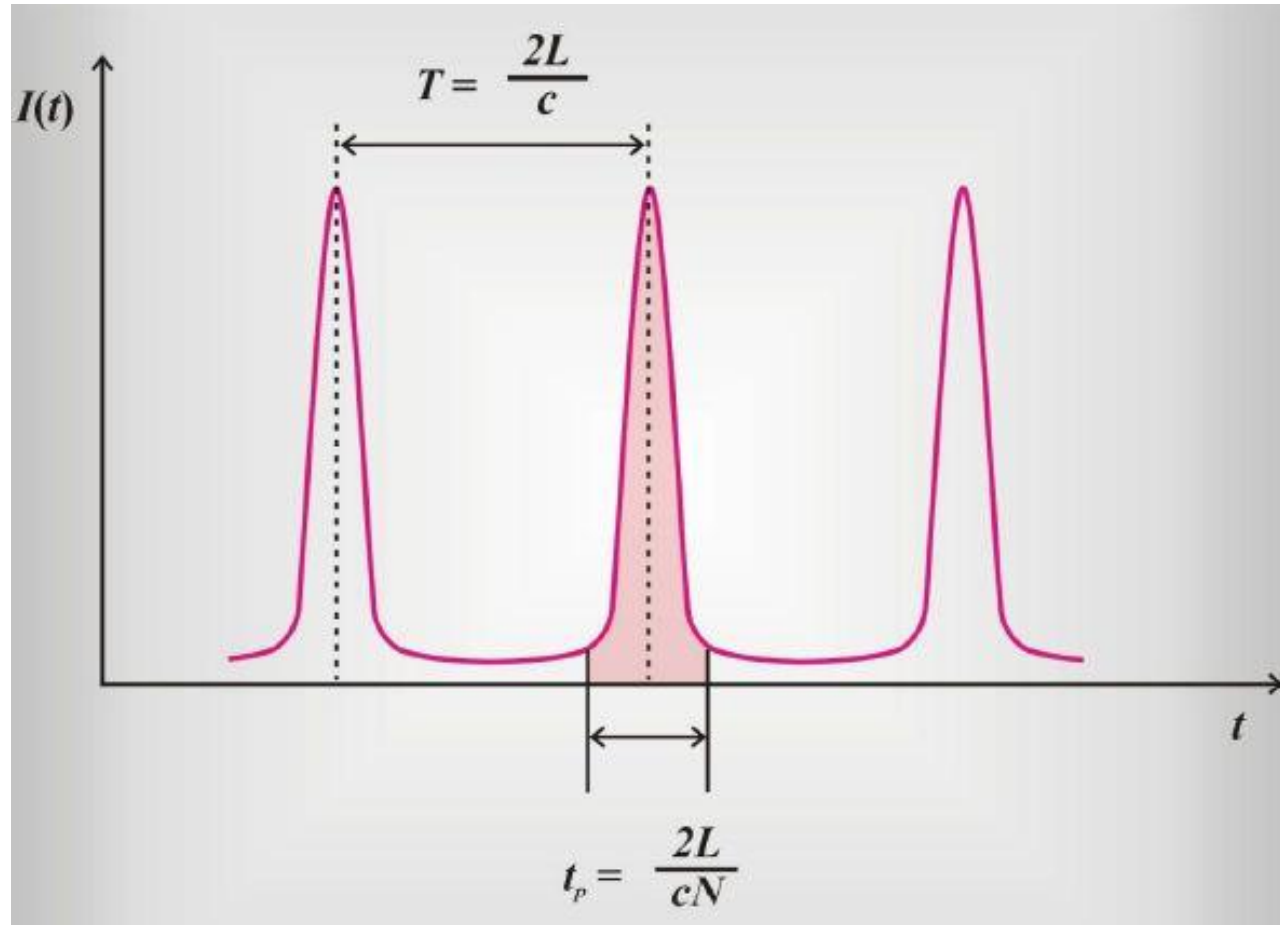
$$T = \frac{2L}{c} \text{ i z czasem trwania pojedynczego impulsu: } t = \frac{T}{N} = \frac{2L}{cN}$$



Procedura eksperymentalna, wymuszająca utrzymanie stałej różnicy faz między modami prowadzi do reżimu pracy zwanego *synchronizacją modów*.



W warunkach synchronizacji modów otrzymujemy ciąg impulsów o okresie repetycji $T = 2L/c$ i czasie trwania pojedynczego impulsu $t = 2L/cN$.



Wypadkowe pole elektryczne pochodzące od $N = 2n + 1$ modów jest więc określone sumą

$$E(t) = \sum_{k=-n}^n E_0 \exp \{ i[(\omega_0 + k\Delta\omega_q)t + k\Delta\phi_q] \}$$

gdzie $\Delta\omega_q$ jest różnicą częstości między sąsiednimi modami podłużnymi, ϕ zaś jest różnicą faz między nimi. Skorzystajmy z tożsamości:

$$\sum_{k=-n}^n e^{ik\alpha} = 2 \sum_{k=0}^n \cos k\alpha - 1 \qquad \sum_{k=-n}^n \cos(k\alpha) = \frac{\cos \frac{n\alpha}{2} \sin \frac{\alpha(n+1)}{2}}{\sin \frac{\alpha}{2}}$$

otrzymujemy:
$$E(t) = E_0 \exp(i\omega_0 t) \sum_{k=-n}^n \exp[i(k\Delta\omega_q t + k\Delta\phi_q)]$$

$$= E_0 \exp(i\omega_0 t) [2 \sum_{k=0}^n \cos(k\Delta\omega_q t + k\Delta\phi_q) - 1]$$

$$= E_0 \exp(i\omega_0 t) \left[\frac{2 \cos \left(n \frac{\Delta\omega_q t + \Delta\phi_q}{2} \right) \sin \left[(n+1) \frac{\Delta\omega_q t + \Delta\phi_q}{2} \right]}{\sin \frac{\Delta\omega_q t + \Delta\phi_q}{2}} - 1 \right]$$



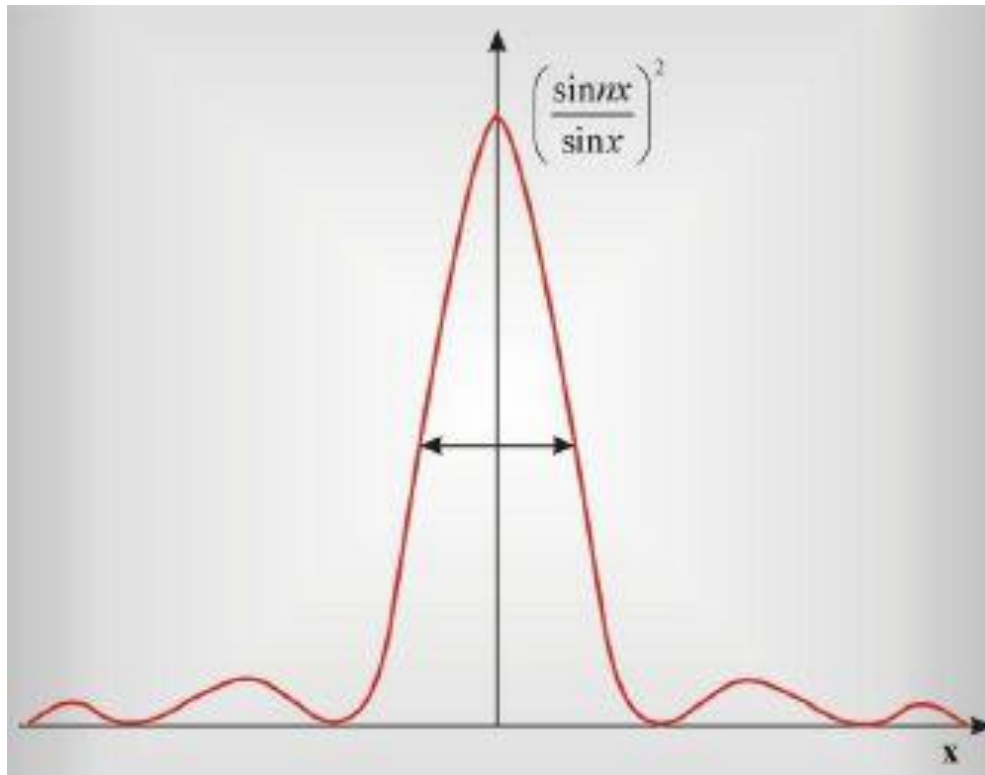
Podstawmy $\alpha = (\Delta\omega_q t + \Delta\varphi_q)$

$$\begin{aligned}
 E &= E_0 \exp(i\omega_0 t) \left[\frac{2\cos\frac{n\alpha}{2} \sin\frac{(n+1)\alpha}{2} - \sin\frac{\alpha}{2}}{\sin\frac{\alpha}{2}} \right] \\
 &= E_0 \exp(i\omega_0 t) \left[\frac{2\cos\frac{n\alpha}{2} \left(\sin\frac{n\alpha}{2} \cdot \cos\frac{\alpha}{2} + \cos\frac{n\alpha}{2} \cdot \sin\frac{\alpha}{2} \right) - \sin\frac{\alpha}{2}}{\sin\frac{\alpha}{2}} \right] \\
 &= E_0 \exp(i\omega_0 t) \frac{\cos\frac{2n\alpha}{2} \sin\frac{\alpha}{2} + \sin\frac{2n\alpha}{2} \cos\frac{\alpha}{2}}{\sin\frac{\alpha}{2}} \\
 &= E_0 \exp(i\omega_0 t) \frac{\sin\left[(2n+1)\frac{\alpha}{2} \right]}{\sin\frac{\alpha}{2}}
 \end{aligned}$$

Ponieważ $2n + 1 = N$ jest równe liczbie zsynchronizowanych modów, możemy napisać

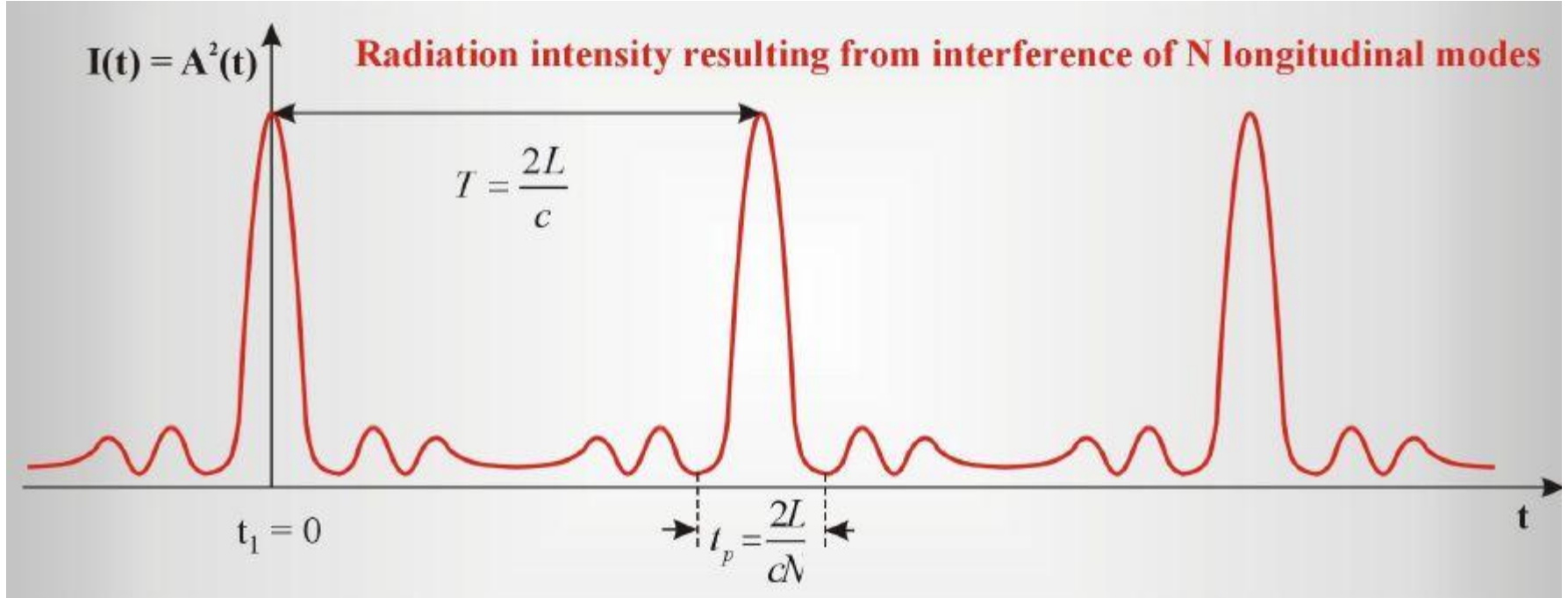


$$E = E_0 \exp(i\omega_0 t) \frac{\sin \frac{N(\Delta\omega_q t + \Delta\phi_q)}{2}}{\sin \frac{(\Delta\omega_q t + \Delta\phi_q)}{2}}$$



Przebieg funkcji $\left(\frac{\sin nx}{\sin x}\right)^2$

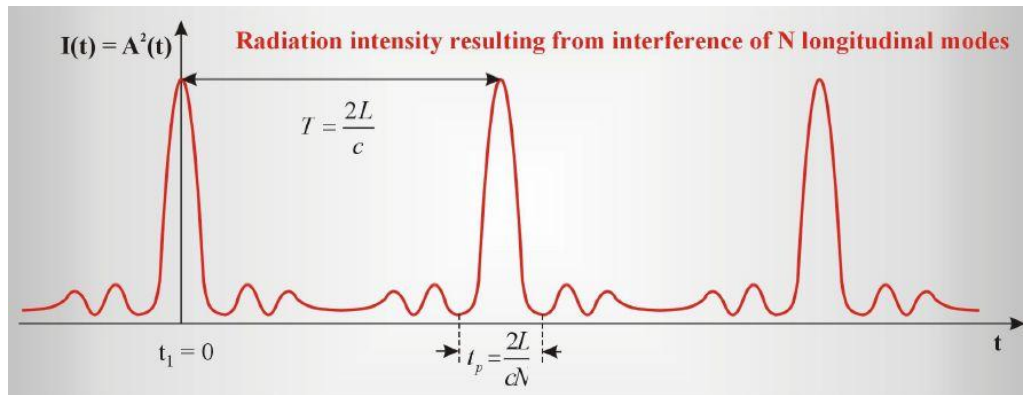




Wykres natężenia promieniowania, które powstało w wyniku interferencji N modów podłużnych w funkcji czasu.



Obliczmy częstość repetycji



$$\frac{\partial E}{\partial t} = 0 \Rightarrow \left(\frac{\sin(N\alpha/2)}{\sin(\alpha/2)} \right) = \frac{\cos(N\alpha/2)N/2}{\sin(\alpha/2)} +$$

$$- \frac{\sin(N\alpha/2) \cdot \cos(\alpha/2)}{\sin^2(\alpha/2)} \cdot \frac{1}{2} = 0$$

$$\Rightarrow \frac{N}{2} \cos \frac{N\alpha}{2} = \frac{1}{2} \frac{\sin(N\alpha/2)}{\sin(\alpha/2)} \cdot \cos(\alpha/2) \Rightarrow$$

$$N \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} = \operatorname{tg} \frac{N\alpha}{2} \Rightarrow \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} = 0$$

$$\alpha_1 = (\Delta\omega_q t_1 + \Delta\varphi_q) / 2 = 0$$

$$\alpha_2 = (\Delta\omega_q t_2 + \Delta\varphi_q) / 2 = \pi$$

$$T = t_2 - t_1 =$$

$$= \frac{2\pi}{\Delta\omega_q} =$$

$$= \frac{2\pi}{2\pi(c/2L)} =$$

$$= \frac{2L}{c}$$



Wyznaczmy czas trwania pojedynczego impulsu

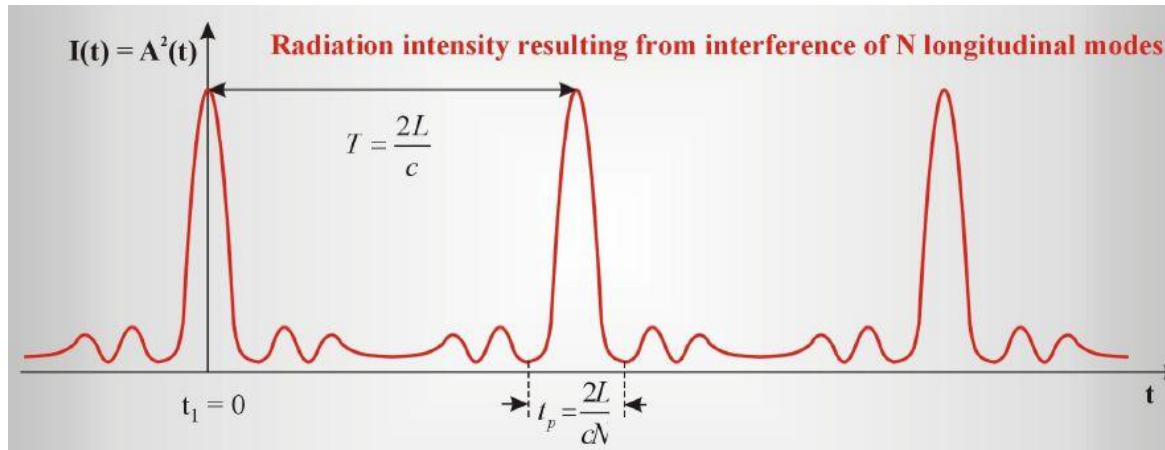
$$\sin N(\Delta\omega_q t + \Delta\varphi_q)/2 = 0 \Rightarrow$$

$$N(\Delta\omega_q t_1 + \Delta\varphi_q)/2 = 0$$

$$N(\Delta\omega_q t_2 + \Delta\varphi_q)/2 = \pi$$

$$\Rightarrow t_2 - t_1 =$$

$$\frac{2\pi}{N\Delta\omega_q} = \frac{2L}{Nc}$$



Idelna synchronizacja modów

(ang. *perfect modelocking*)

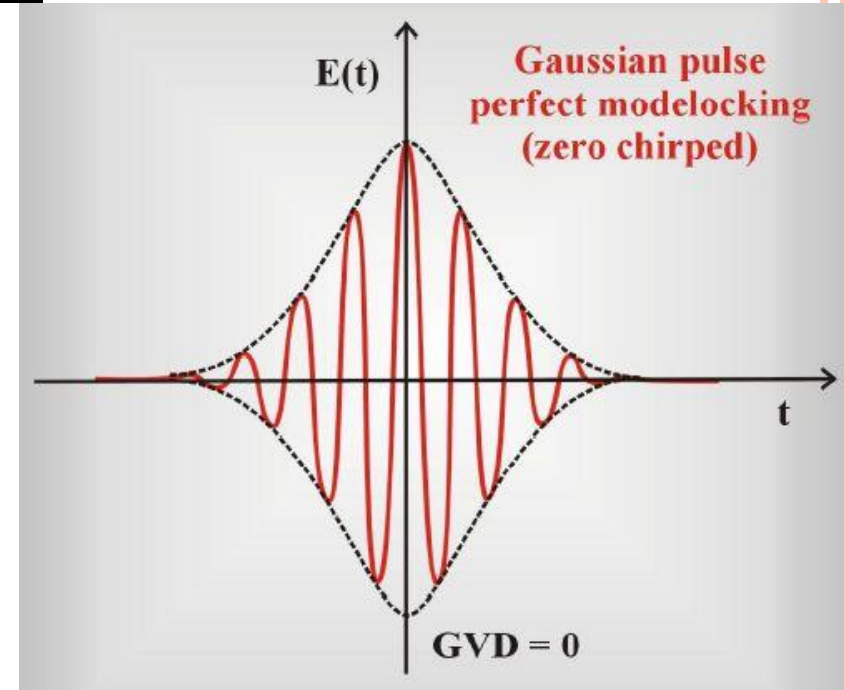
Iloczyn $\Delta t * \Delta E$ zależy od czasowego kształtu impulsu. Jeśli kształt jest opisany funkcją Gaussa

$$E(t) = \frac{E_0}{\tau} e^{-t^2 / 2\tau_2}$$

to widmo w domenie częstości może być wyznaczone z transformaty Fouriera

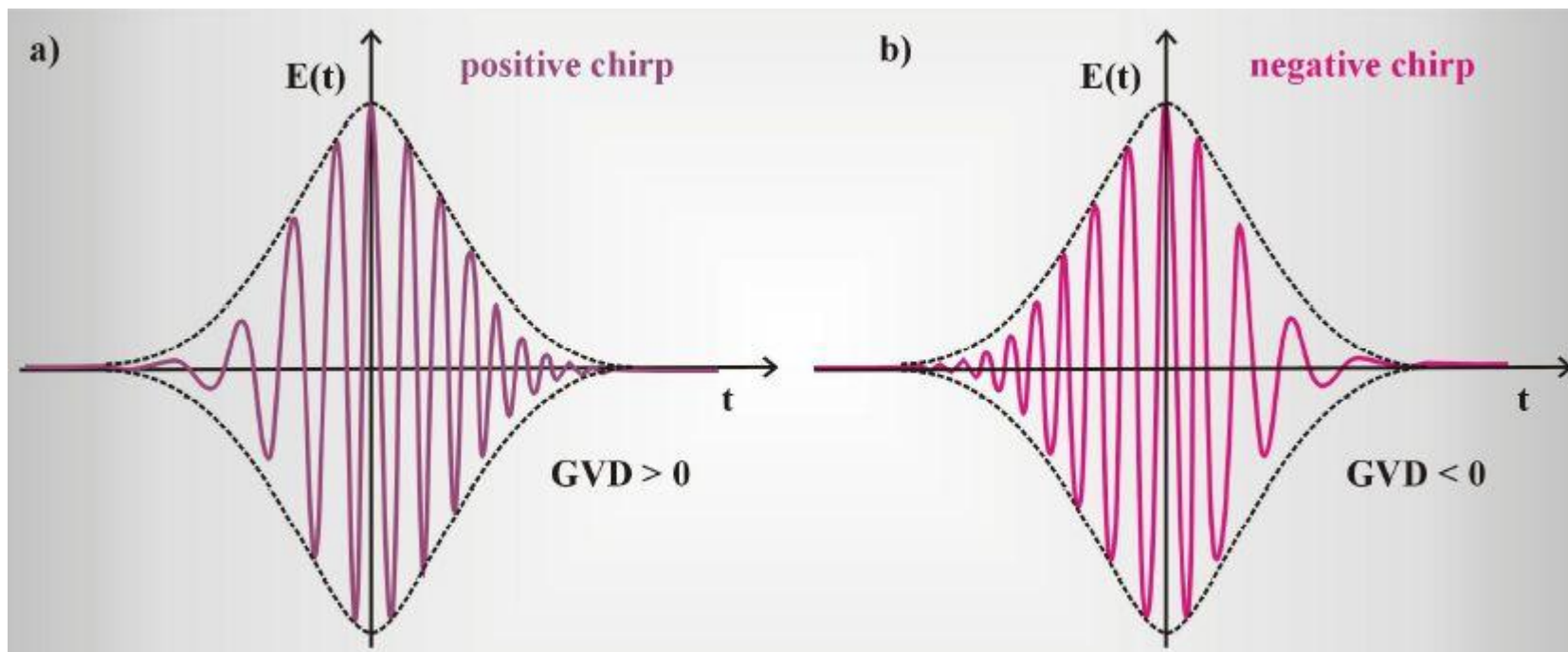
$$E(\omega) = 1/2\pi \int_{-\infty}^{\infty} E(t) e^{-i\omega t} dt = E_0 / 2\pi \exp[-\tau / 2(\omega - \omega_0)^2]$$

Dla impulsu Gausowskiego iloczyn $\Delta t * \Delta E$ jest równy $\Delta t_{FWHM} * \Delta \nu_{FWHM} = 0.441$



Sytuacja rzeczywista. Dyspersja

Aby impulsy były jak najkrótsze z możliwych dyspersja obserwowana w rezonatorze musi być kompresowana przez wprowadzenie dodatkowych elementów optycznych: par siatek dyfrakcyjnych, pryzmatów specjalnych zwierciadeł lub światłowodów optycznych.



zaniedbując zależność przestrzenną pole elektryczne impulsu może być opisane wzorem:

$$E(t) = \operatorname{Re} \left\{ \sqrt{I(t)} \exp \{ i [\omega_0 t - \phi(t)] \} \right\}$$

intensywność częstość faza

Przybliżenie wolno modulowanej obwiedni może być zastosowane do dwóch cykli optycznych

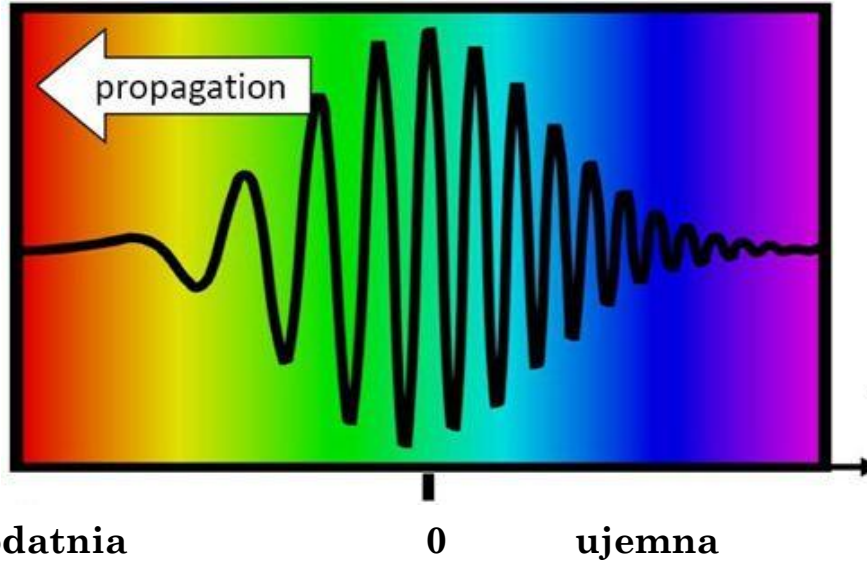


MODULOWANIE IMPULSÓW (ang. chirp)

Faza przestrzenna $\Phi(t)$ zawiera informacje dotyczące zależności częstości od czasu dla danego impulsu.

Chwilowa częstotliwość kąta impulsu może być zdefiniowana jako:

$$\omega_{inst}(t) \equiv \omega_0 - \frac{d\phi}{dt}$$



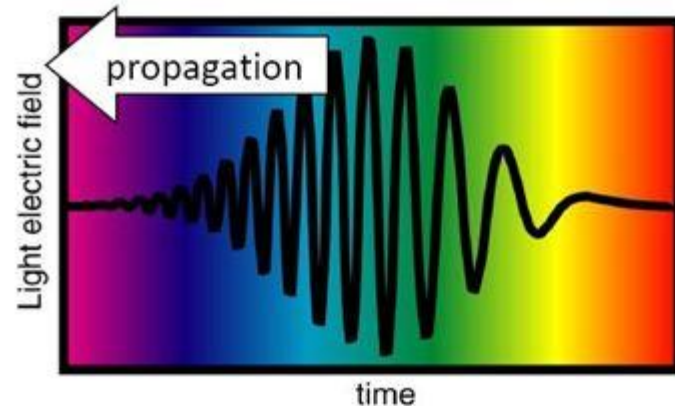
Impuls charakteryzuje zwiększająca się liniowo z czasem częstość (w kierunku od składowych czerwonych do niebieskich). Analogicznie jak dla **świergotu ptaków**.
Impuls jest modulowany dodatnio *ang. positively chirped*.



MODULOWANIE IMPULSÓW (ang. chirp)

Impuls jest modulowany ujemnie gdy: częstość impulsu maleje z czasem.

współczynnik β jest ujemny



$$E(t) = \text{Re } E_0 \exp \left[-\left(t / \tau_G \right)^2 \right] \exp \left[i \left(\omega_0 t + \beta t^2 \right) \right]$$

Chwilowa częstość kątowna maleje z czasem

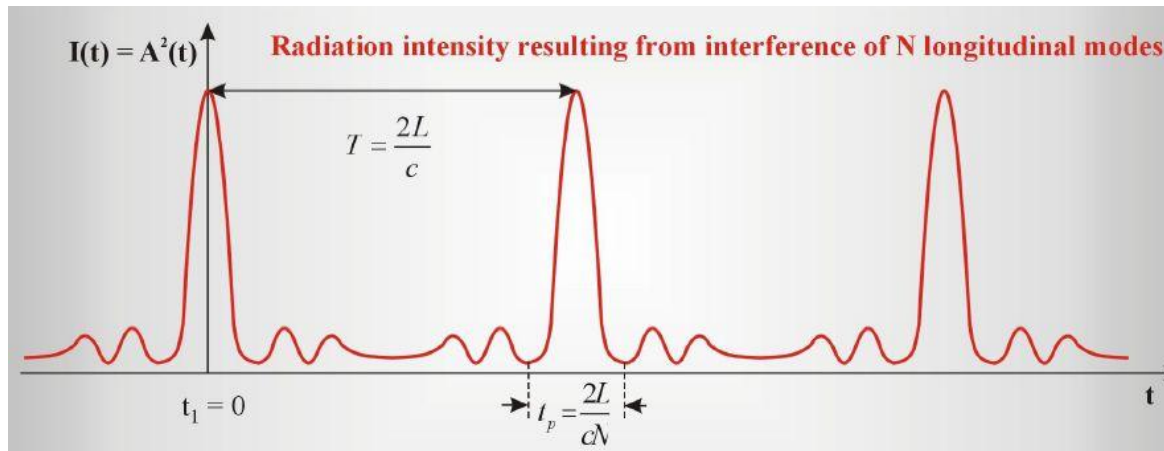
$$\omega_{inst}(t) = \omega_0 + 2\beta t = \omega_0 - 2|\beta|t$$



Powstaje pytanie, jak spowodować synchronizację modów, czyli jak doprowadzić do sytuacji, w której różnica faz $\Delta\varphi_q$ między sąsiednimi modami nie zmienia się w czasie?

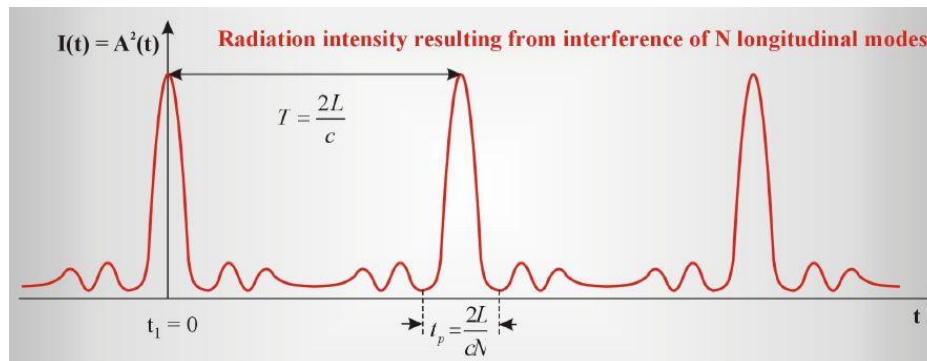
Istnieje wiele różnych sposobów synchronizacji, ale zasada każdego z nich sprowadza się do periodycznej modulacji parametrów rezonatora (amplitudy lub częstotliwości) z częstotliwością równą różnicy częstotliwości sąsiednich modów podłużnych .

Metody synchronizacji modów dzielimy na metody **synchronizacji aktywnej** (wymuszonej z zewnątrz) i **synchronizacji pasywnej**. Szczególnym przypadkiem synchronizacji pasywnej jest **autosynchronizacja** zachodząca samorzutnie w ośrodku czynnym z wykorzystaniem zjawiska samoogniskowania.



Modulowanie parametrów rezonatora z częstością można przeprowadzić na wiele sposobów:

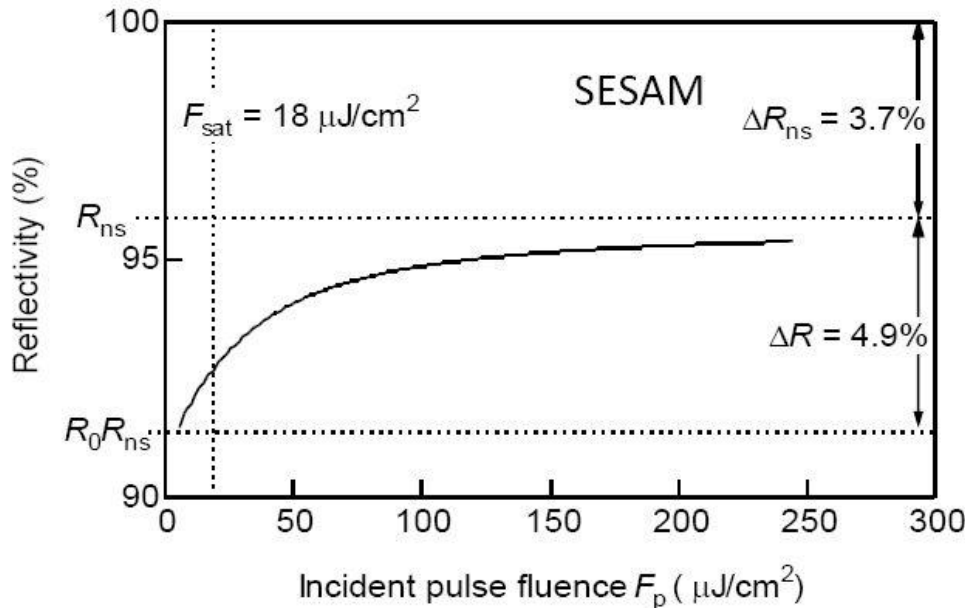
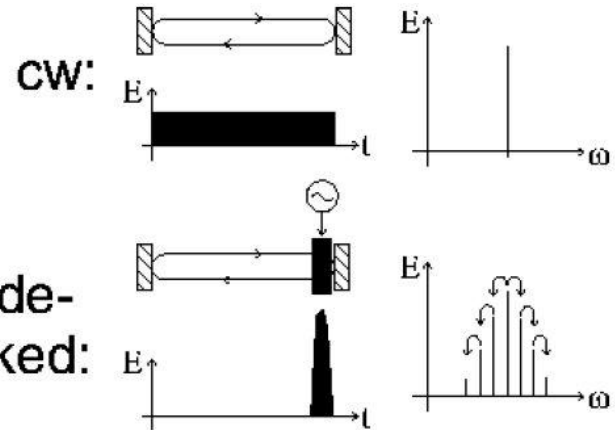
1. modulując długość rezonatora L poprzez wprowadzenie w drganie jednego ze zwierciadeł z częstością międzymodową (modulacja częstości-synchronizacja aktywna),
2. stosując przetwornik optoakustyczny, który wytwarzając falę akustyczną, moduluje natężenie światła przechodzącego przez rezonator z częstością (modulacja amplitudy);
3. modulując współczynnik wzmocnienia ośrodka aktywnego (modulacja amplitudy) metodą nasycających się absorbentów (wybielających się filtrów).
4. SESAM (ang. Semiconductor saturable absorber mirrors)
5. samoogniskowanie Kerr'a (KLF, ang. Kerr lens focusing)



Synchronizacja modów: pasywna i aktywna

Synchronizacja modów

aktywna: generator fal radiowych (rf) generuje pasma boczne oddziałujące z modami we wnętrzu rezonatora



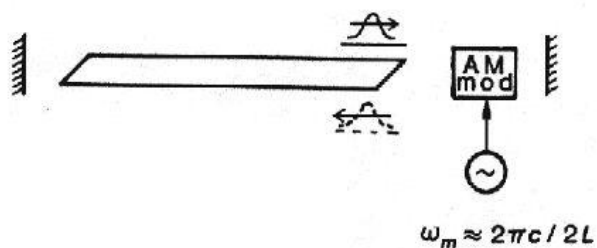
Synchronizacja modów
pasywna: wykorzystuje nieliniową transmisję nasycających się absorbentów. Impuls moduluje swoją własną transmisję



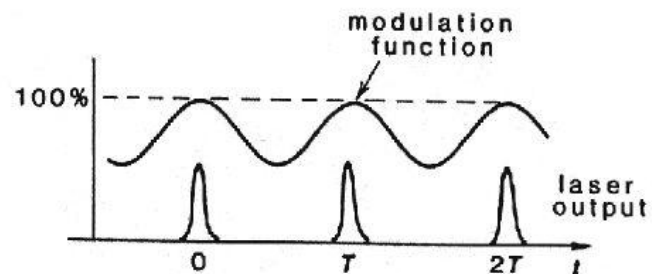
Synchronizacja modów

Klucz optyczny wewnątrz wnęki otwiera i zamyka się synchronicznie z przemieszczaniem się impulsu optycznego

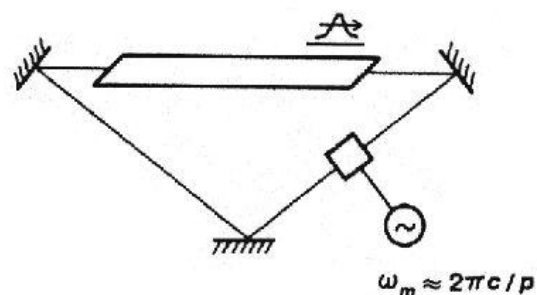
standing-wave cavity:



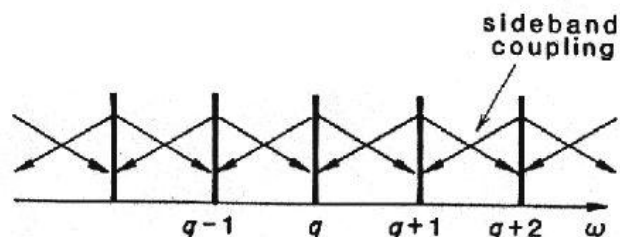
mode-locked time behavior:



ring laser cavity:



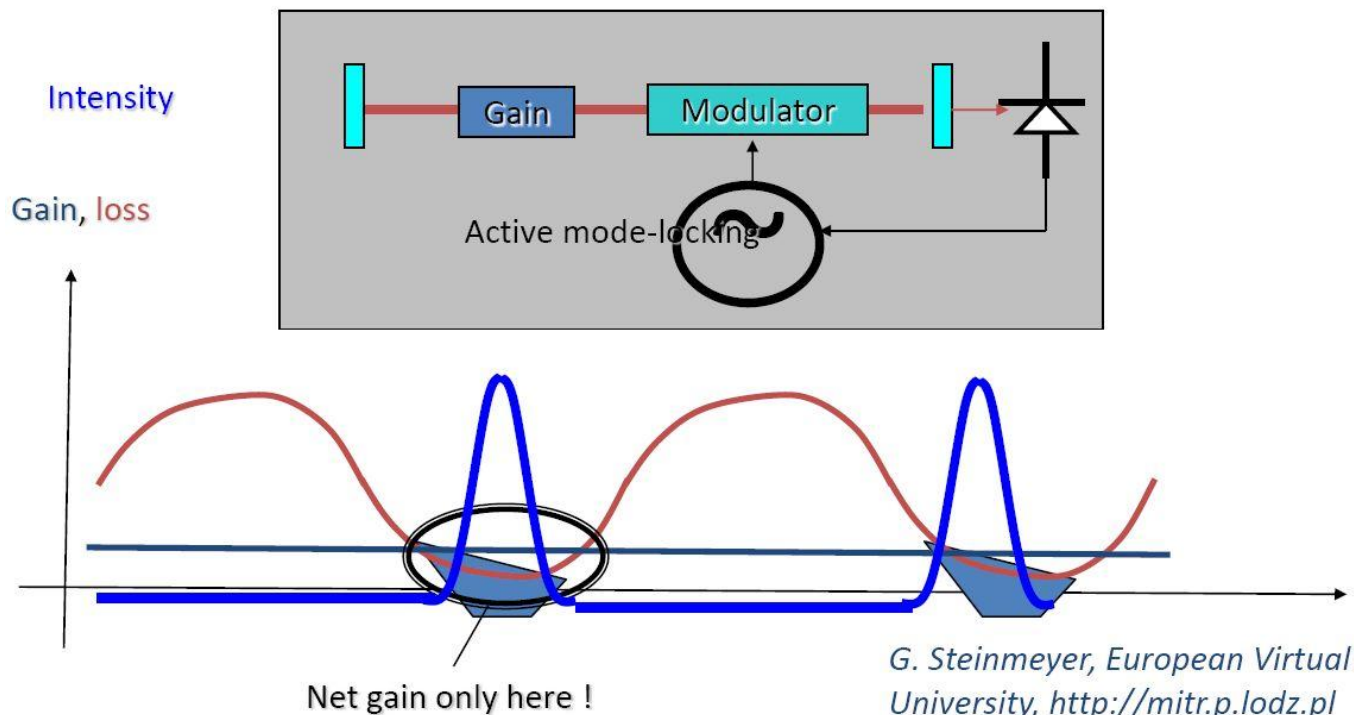
mode-locked frequency behavior:



G. Steinmeyer, European Virtual University, <http://mitr.p.lodz.pl>

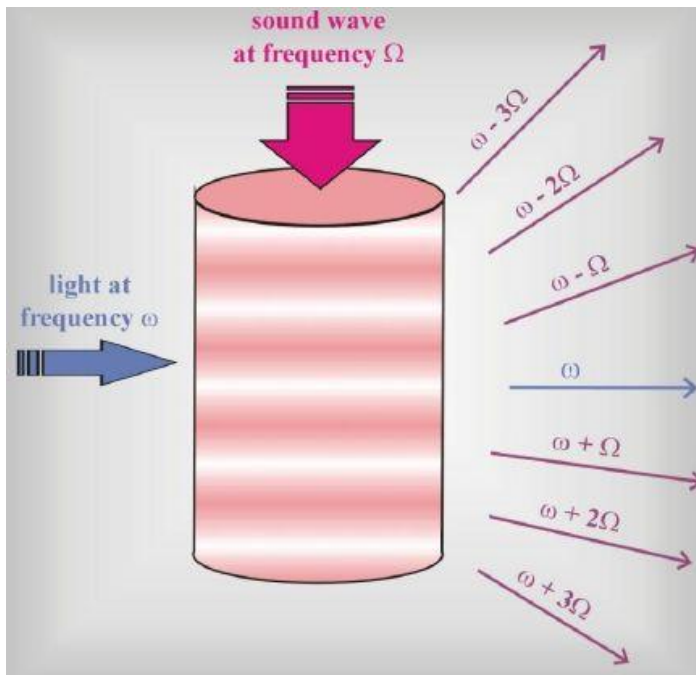


OKNO OPTYCZNE (*ang. Net gain –window*): aktywna synchronizacja modów



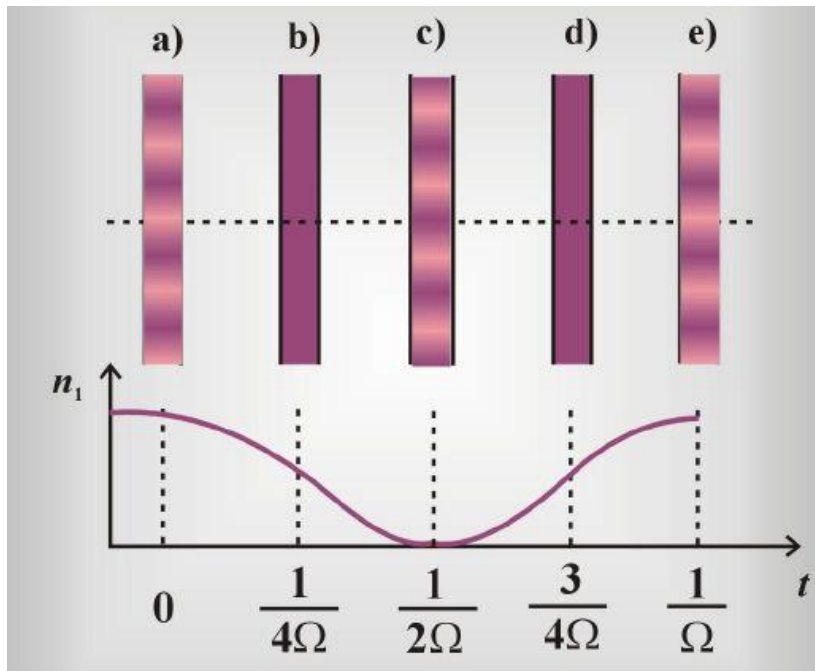
Przetwornik optoakustyczny

Przetwornik optoakustyczny generując falę akustyczną, moduluje amplitudę natężenia światła w rezonatorze optycznym. Zapoznanie się z mechanizmami rządzącymi oddziaływaniami światła z falami dźwiękowymi jest tym ważniejsze, że urządzenia optoakustyczne używane są często w technologiach laserowych, nie tylko do synchronizacji modów, ale również w selekcji impulsów (ang. *cavity dumping*). Selektor impulsów pełni rolę aktywnego zwierciadła zamykającego rezonator i pozwala kumulować energię. Obecnie stosuje się raczej selektory impulsów działające na zasadzie pasywnego wycinania impulsów.



Jeżeli nadajnik emitujący fale o częstotliwości Ω z zakresu fal dźwiękowych (czyli kilka megaherców) umieścimy na przykład w szklance z wodą i oświetlimy ją wiązką laserową o częstotliwości ω , zauważymy, że światło, które przechodzi przez szklankę, rozszczepia się na kilka wiązek. Po obu stronach wiązki o częstotliwości ω , która ma ten sam kierunek co wiązka padająca, obserwujemy wiązki boczne o częstotliwościach $\omega \pm n\Omega$. Zjawisko to znane jest jako *efekt Debye'a i Searsa*, od nazwisk autorów, którzy opisali je po raz pierwszy w 1932 roku.

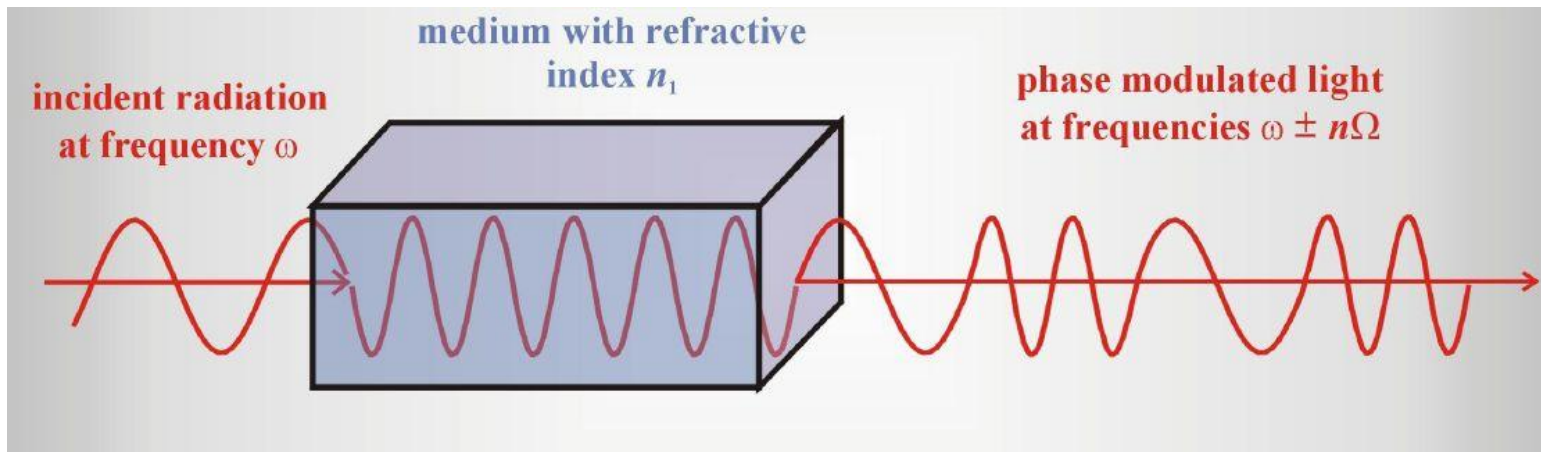
Dlaczego jednak pojawiają się częstości: $\omega \pm \Omega$; $\omega \pm 2\Omega$; $\omega \pm 3\Omega$ itd.?



Najprostszym sposobem modulowania współczynnika załamania n_1 jest periodyczna zmiana gęstości ośrodka, którą można osiągnąć przepuszczając przez ośrodek sinusoidalną falę dźwiękową. Tworzy ona w ośrodku obszar zagęszczeń i rozrzedzeń, periodycznie zmieniający się z częstotliwością fali dźwiękowej.

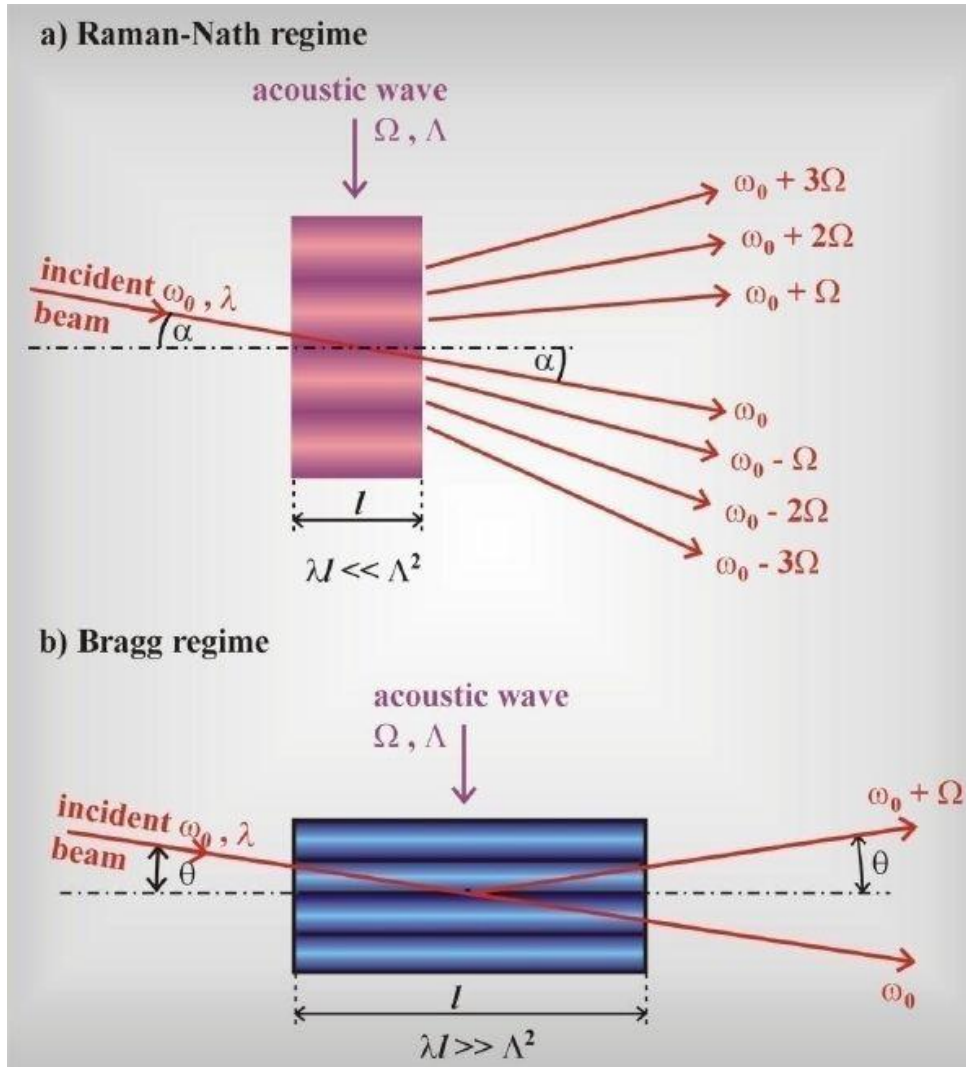


Wyobraźmy sobie, że światło o częstotliwości ω pada na ośrodek o współczynniku załamania n_1 . Jeżeli współczynnik załamania ośrodka n_1 jest większy niż współczynnik załamania otoczenia n_0 , światło w ośrodku rozchodzi się n_1/n_0 razy wolniej (bo $\lambda v = \frac{c}{n}$). Załóżmy, że znaleźliśmy sposób na modulowanie współczynnikaⁿ załamania n_1 ze stałą częstotliwością Ω . Modulacja sprawia, że światło w ośrodku porusza się szybciej lub wolniej, a zmiany te następują z częstotliwością Ω . Modulacja powoduje, że światło opuszczające ośrodek ma zmodulowaną częstość nośną promieniowania padającego, a to oznacza pojawienie się dodatkowych składowych o częstotliwości $\omega \pm n\Omega$.



Efekt Debye'a i Searsa

$$l \ll \frac{\Lambda}{2\pi\lambda}$$



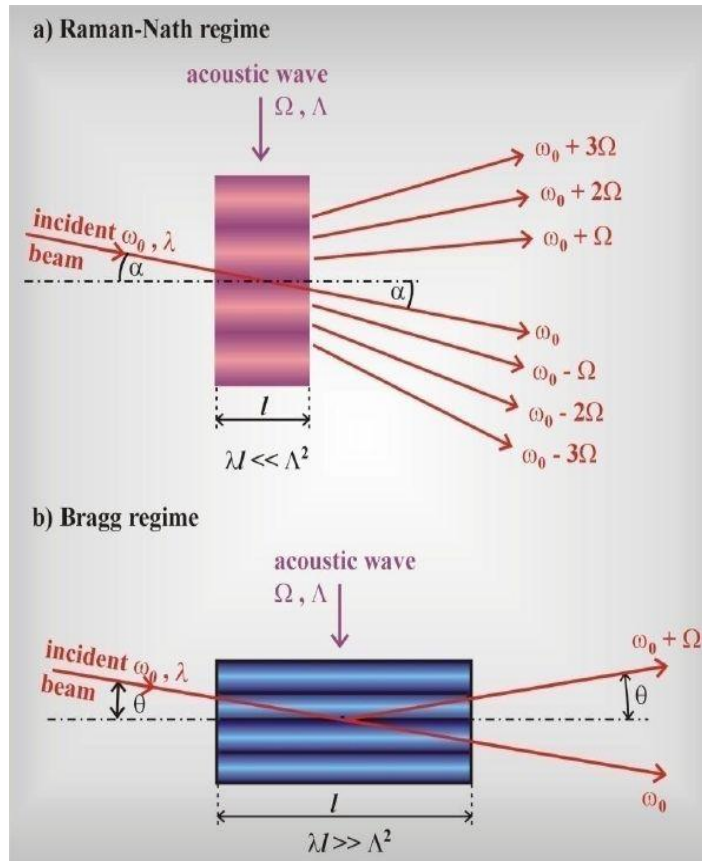
reżim *Ramana-Natha*-
synchronizacja modów

$$l \gg \frac{\Lambda}{2\pi\lambda}$$

reżim *Bragga*-
przełączanie dobroci (*Q-switching*)
i tłumienie wnęki (*cavity damping*)



$$l \ll \frac{\Lambda}{2\pi\lambda}$$



reżim *Ramana-Natha*-
synchronizacja modów

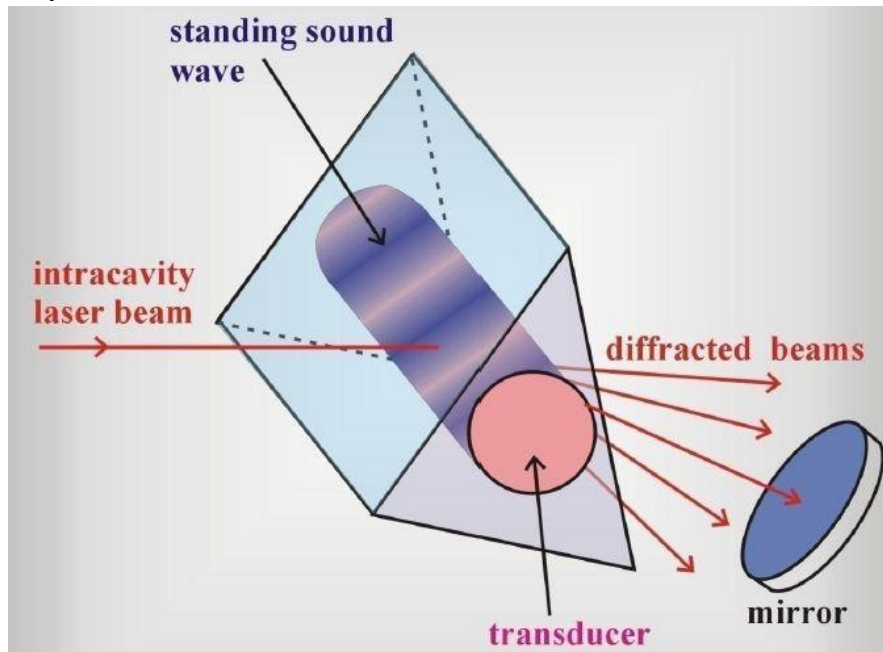
$$l \gg \frac{\Lambda}{2\pi\lambda}$$

reżim *Bragga*-
przełączanie dobroci (*Q-switching*)
i tłumienie wnęki (*cavity damping*)

W przeciwieństwie do reżimu Raman –Natha omówionego wcześniej- częstość fali akustycznej jest większa, droga oddziaływania dłuższa, a dyfrakcja wyższego rzędu jest eliminowana. Tylko zerowy i pierwszy rząd nie są wygaszane. Dyfrakcja dotycząca wiązki we wnętrzu rezonatora obniża dobroć rezonatora, energia jest magazynowana we wnętrzu rezonatora bez zachodzenia akcji laserowej. Gdy fale dźwiękowe przestają działać dobroć osiąga wyższą wartość i zaczyna się akcja laserowa, a energia jest uwalniana z rezonatora w postaci pojedynczego impulsu.



Przetwornik optoakustyczny



W praktycznych zastosowaniach przetwornik optoakustyczny składa się z małego elementu kwarcowego (pryzmatu lub płytki płasko-równoległej) umieszczonych w pobliżu zwierciadła rezonatora optycznego. Pryzmat stosuje się w laserach wielobarwnych, np. w laserach argonowych dla selekcji długości fali. Wewnątrz elementu kwarcowego umieszczony jest piezoelektryczny nadajnik fal akustycznych o częstotliwości $\frac{c}{2L}$

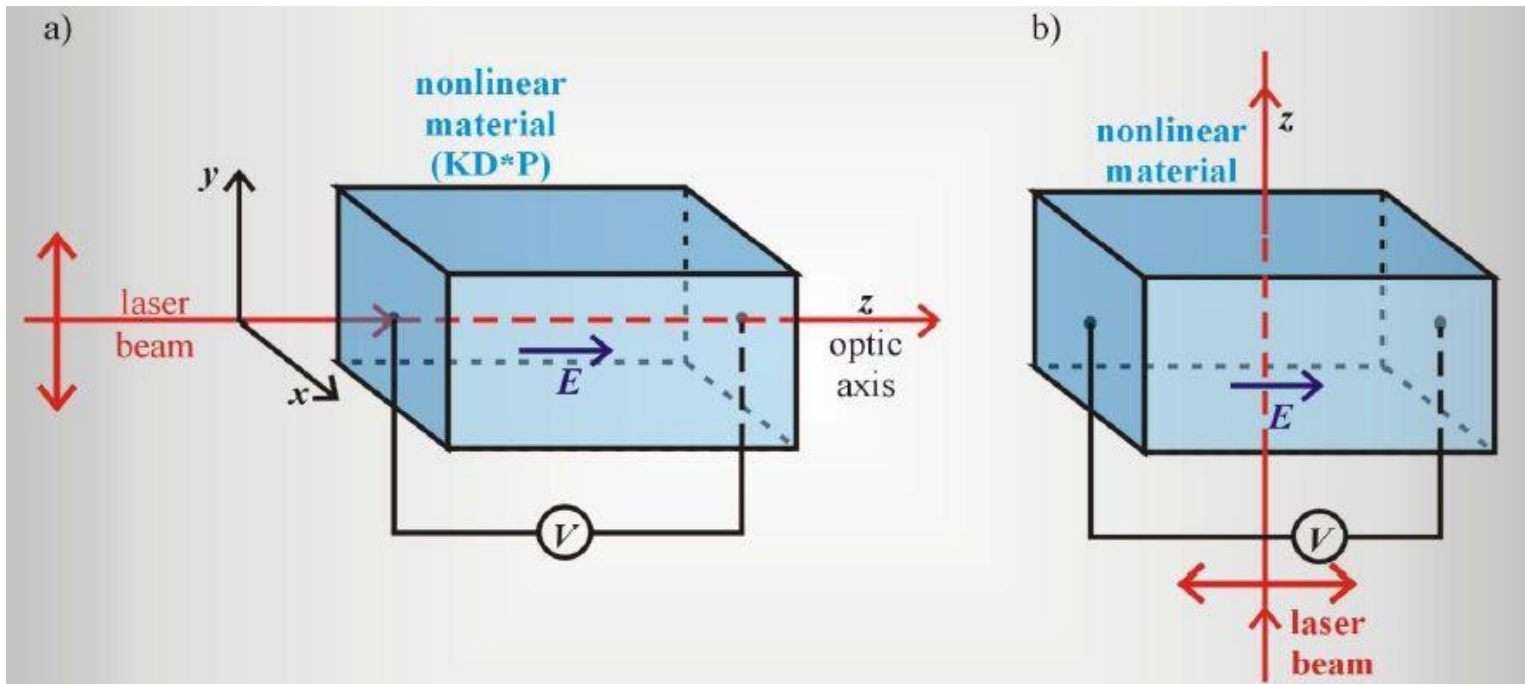
Boczne ściany elementu kwarcowego są wypolerowane tak, aby wewnątrz powstała stojąca fala dźwiękowa. Wiązka laserowa znajdująca się wewnątrz rezonatora optycznego przechodzi przez obszar powstawania stojącej fali dźwiękowej, oddziałująca z nią w sposób opisany wyżej. W wyniku tego oddziaływania wiązka laserowa o częstotliwości ω jest okresowo osłabiana z częstotliwością $\Omega = \frac{c}{2L}$

W akcji laserowej uczestniczy tylko wiązka osiowa, pasma boczne bowiem odchylone o osi głównej zostaną wygaszone bowiem długość drogi optycznej dla pasm bocznych jest różna od L , dla której spełniony jest warunek $\frac{n\lambda}{2} = L$



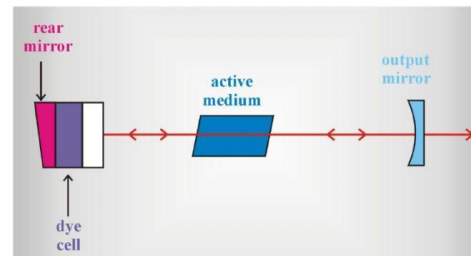
Komórki Pockelsa'a

Komórki Pockelsa'a odgrywają ważną rolę jako elektro-optyczne przełączniki dobroci (electro-optic Q-switch). Komórka Pockelsa'a zawiera ośrodek nieliniowy podłączony od zewnętrznego napięcia. Pole elektryczne może być podłączone równoległe lub prostopadłe do osi optycznej kryształu. Podłączone pole elektryczne powoduje pojawienie się dwójłomności w kryształach. Kryształy wykorzystywane w konfiguracji równoległej są jednoosiowe w nieobecności pola z osią optyczną wzdłuż kierunku z . Elipsoida współczynnika załamania jest kołem obserwowana w płaszczyźnie prostopadłej do osi optycznej.

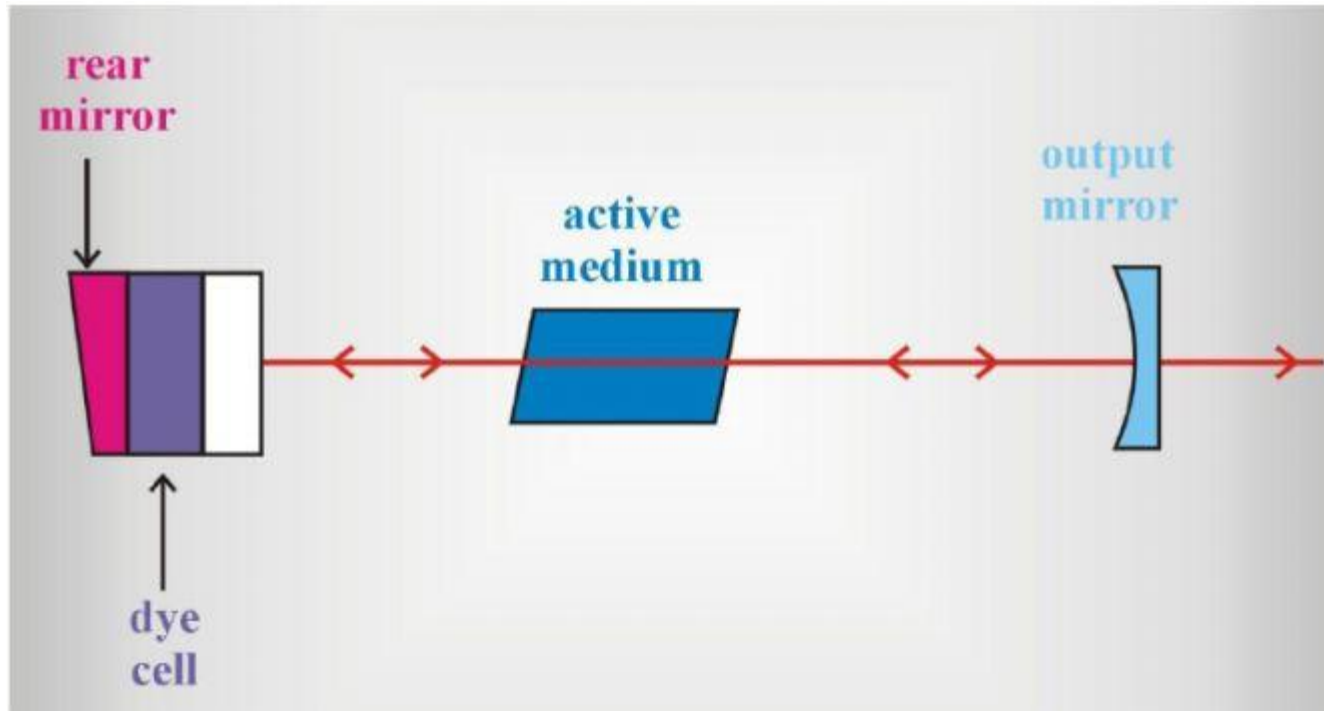


PASYWNA SYNCHRONIZACJA MODÓW

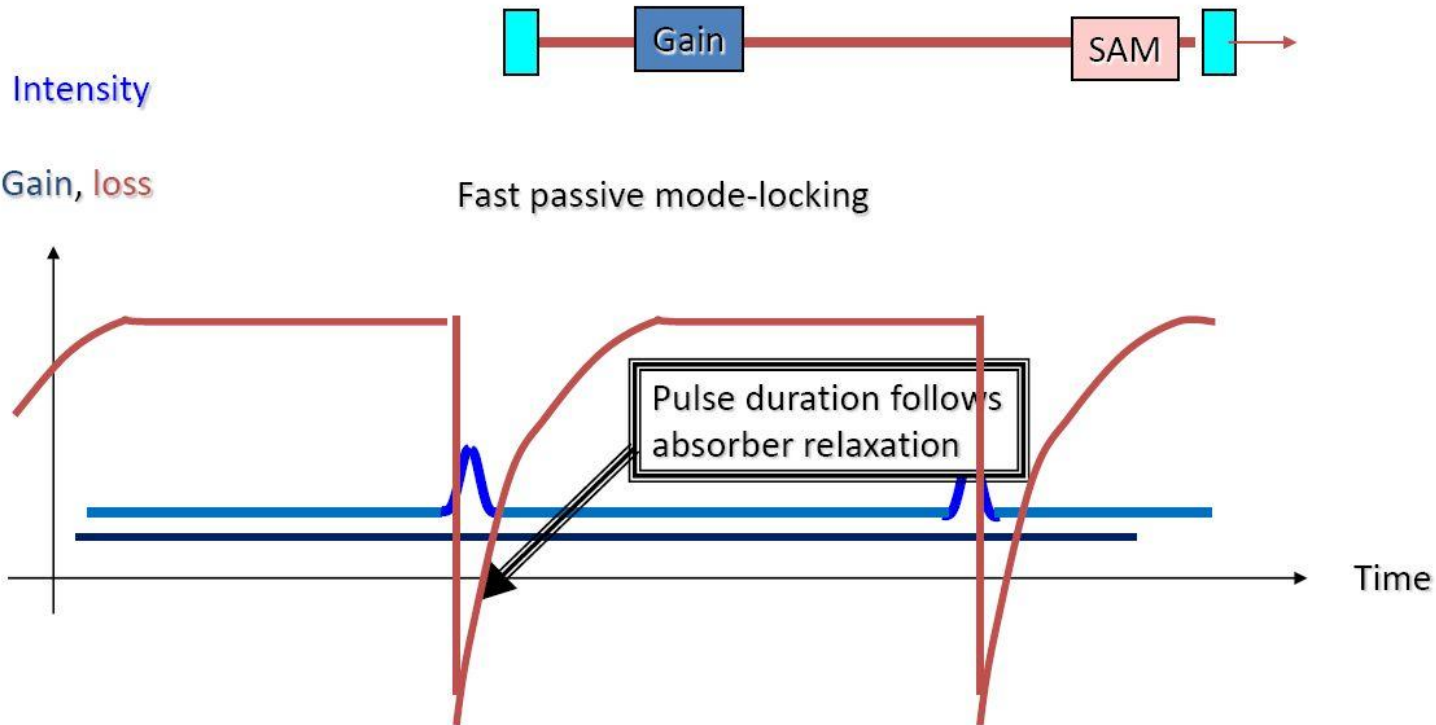
Jeszcze innym sposobem osiągnięcia synchronizacji modów jest synchronizacja pasywna, uzyskana metodą nasycających się absorbentów. W tym celu zwierciadło rezonatora zastępuje się zwierciadłem połączonym z kuletą. Załóżmy, że w kule umieszczono substancję pochłaniającą charakteryzowaną przez poziomy energetyczne E_1 oraz E_2 , które spełniają warunek $E_2 - E_1 = \hbar\omega$ gdzie ω jest częstotliwością promieniowania wiązki laserowej. Niech czas życia cząsteczek substancji pochłaniającej na poziomie wzbudzonym wynosi τ . Jeżeli poziomy E_1 i E_2 oznaczają poziomy elektrony, to czas jest rzędu nanosekund (10^{-9} s), czyli jest tego samego rzędu co okres dwukrotnego przebiegu światła w rezonatorze. Substancja umieszczona w zwierciadle połączonym z kuletą pełni więc rolę filtra. Rzeczywiście światło wiązki laserowej znajdującej się w rezonatorze optycznym padając na zwierciadło- kuletę przenosi cząsteczki znajdujące się na poziomie niższym E_1 na poziom wyższy E_2 powodując osłabienie wiązki w wyniku absorpcji. Pod wpływem absorpcji światła o dużym natężeniu, substancja ulegnie nasyceniu (wybieli się), czyli spełniony zostanie warunek $N_2 \geq N_1$, gdzie N_1 i N_2 oznaczają liczbę cząsteczek na poziomie E_1 i E_2 . Absorbent w kule stanie się więc przezroczysty dla wiązki laserowej, która dotrze do zwierciadła odbijającego (nieprzepuszczalnego), co spowoduje wzmocnienie akcji w ośrodku czynnym. Przepuszczalność substancji w kule zmaleje po czasie τ (cząsteczki z poziomu E_2 powrócą na poziom E_1 i proces absorpcji światła będzie mógł zostać powtórzony). Tak więc transmisja modulowana będzie przez częstotliwość występowania kolejnych impulsów wiązki laserowej, jeśli tylko odstępy czasowe między impulsami są dłuższe od czasu życia τ na poziomie E_2 . Prowadzi to do modulacji natężenia promieniowania we wnętrzu rezonatora i w konsekwencji do synchronizacji modów.



PASYWNA SYNCHRONIZACJA MODÓW



OKNO OPTYCZNE (*ang. Net gain – window*): „SZYBKIE ABSORBERY”

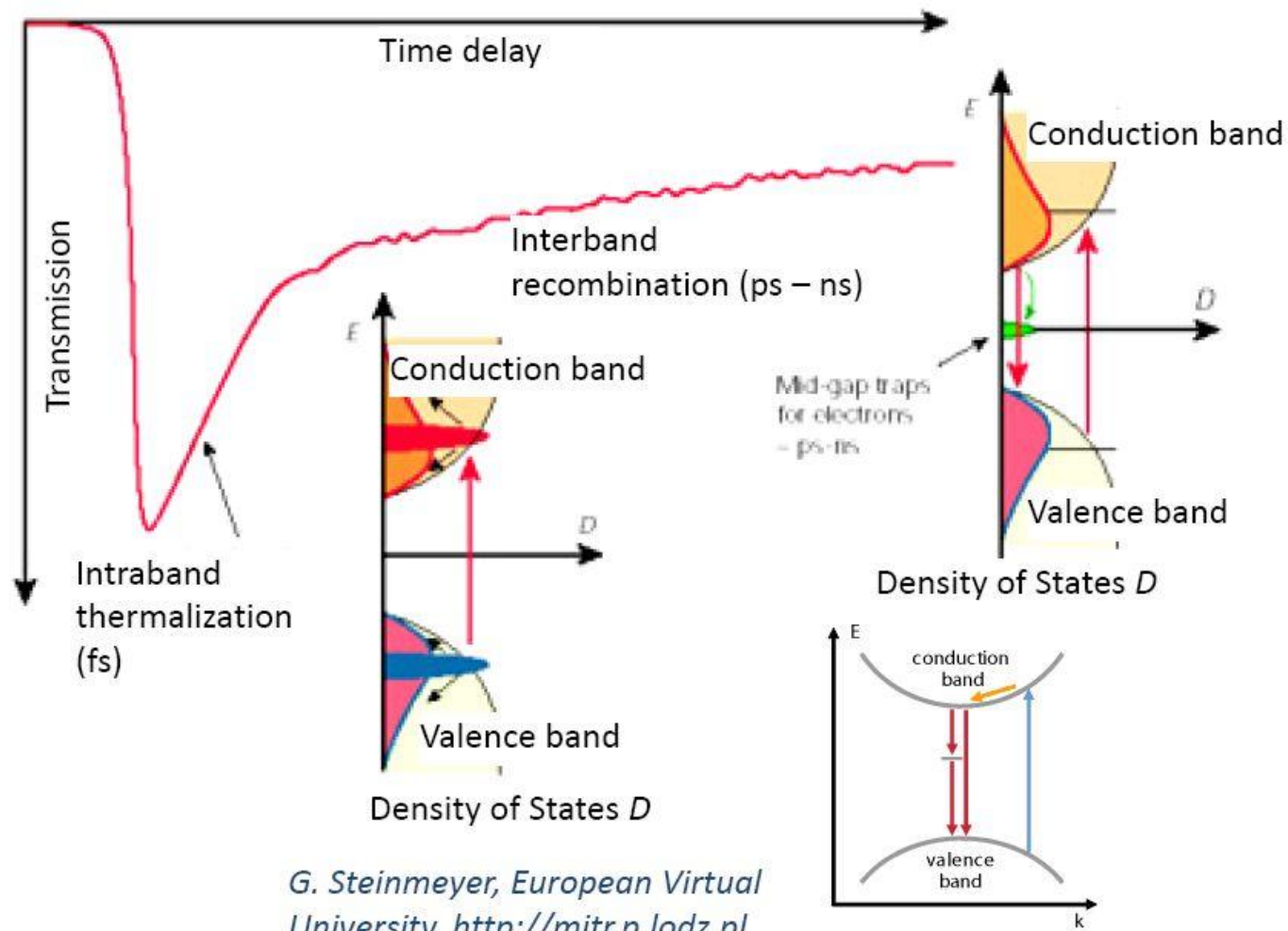


H. A. Haus, *J. Appl. Phys.* 46, 3049 (1975).

G. Steinmeyer, *European Virtual University*, <http://mitr.p.lodz.pl>



Półprzewodnikowe nasycające się absorbery
SESAM- Semiconductor saturable absorber mirrors



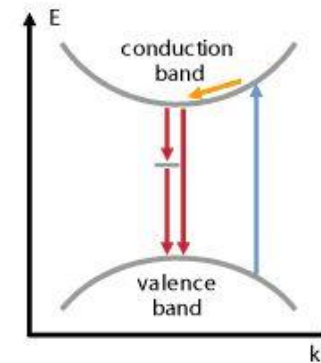
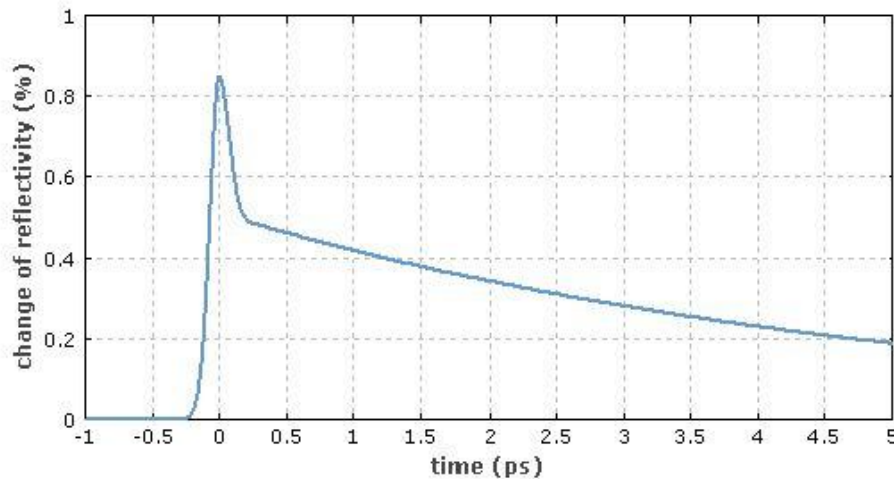
G. Steinmeyer, European Virtual University, <http://mitr.p.lodz.pl>



SESAM- Semiconductor saturable absorber mirrors

Energia pochłoniętych fotonów jest przekazywana elektronom, które przechodzą z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa, następnie występuje bardzo szybka relaksacja termiczna tak w paśmie walencyjnym jak i przewodnictwa w skali. 50-100 fs, W kolejnym etapie (często w skali dziesiątek lub setek pikosekund) następuje rekombinacji nośników, z wykorzystaniem defektów kryształów. W przypadku niskich intensywności optycznych poziom wzbudzenia elektronowego jest niski i absorpcja nie zostaje wysyciona

Dla wysokich intensywności elektrony mogą się akumulować w paśmie przewodnictwa tak że stan wyjściowy dla przejścia absorpcyjnego jest zubożony podczas gdy pasmo do którego prowadzi przejście jest zajęte. Obserwujemy więc redukcję-zmniejszenie absorpcji. Po nasyceniu, dla krótkiego impulsu, absorpcja powraca do stanu wyjściowego, najpierw na skutek relaksacji termicznej a następnie na drodze rekombinacji.

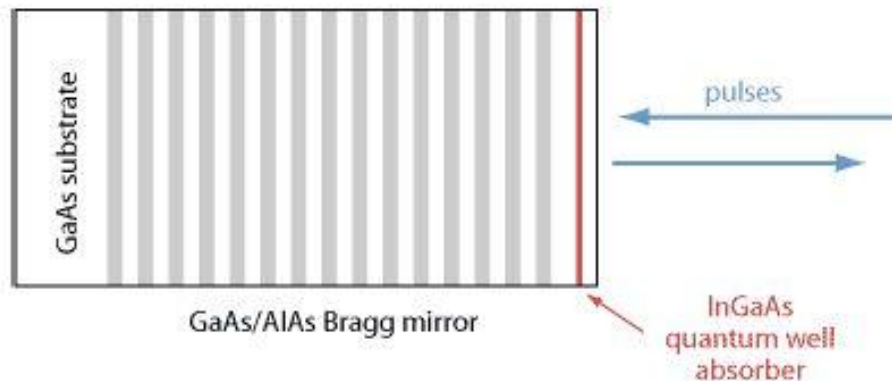


Pomiary metodą wiązki pompującej i sondującej zmian współczynnika odbicia półprzewodnikowego nasycającego się absorbera.



Nasycające się zwierciadła Bragga-SESAM

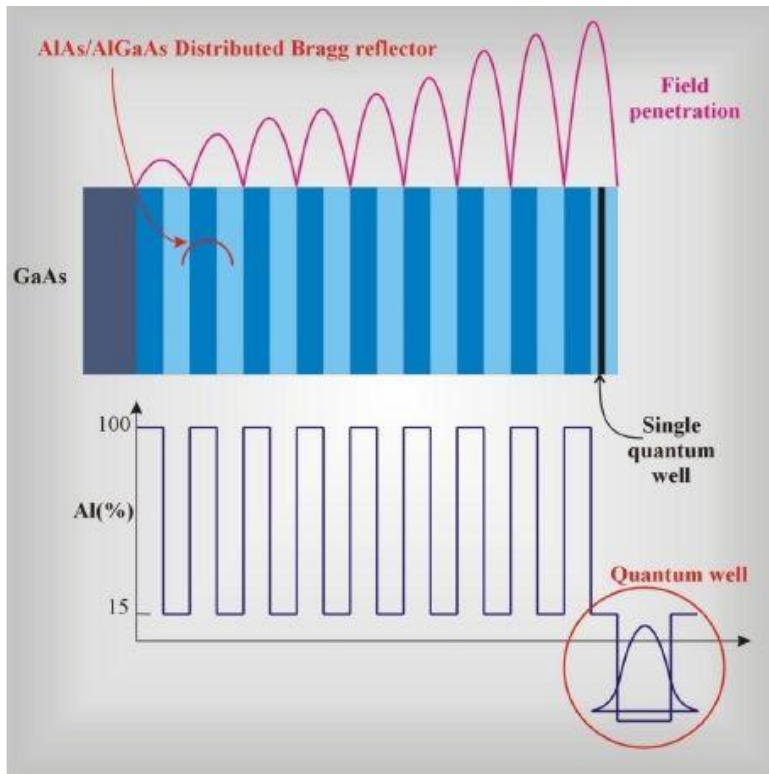
Nasycającym się absorbentem jest studnia kwantowa z InGaAs (niekiedy MQW)
Dodanie In powoduje osiągnięcie odpowiedniej przerwy energetycznej.
Struktura zwierciadła jest oparta na GaAs i AlAs umieszczonych na arsenku galu.



Typowo układ SESAM zawiera półprzewodnikowe zwierciadło Bragga i w pobliżu powierzchni pojedynczą studnię kwantową powierzchni absorbującej. Materiały na zwierciadło Bragga mają dużą przerwę energetyczną przez co nie następuje absorpcja w tym rejonie. Niekiedy takie układy SESAM nazywane są SBRs czyli nasycającymi się zwierciadłami Bragga. dla osiągnięcia dużej głębokości modulacji jak wymaga np.: Q-switching wykorzystywane są cienkie powierzchnie absorbenta.



Nasycające się zwierciadła Bragga-SESAM



Zwierciadło Bragga składa się z następujących po sobie warstw materiałów półprzewodnikowych o wysokim i niskim indeksie odbicia, które działają jak reflektor Bragga i nasycająca się warstwa absorbenta

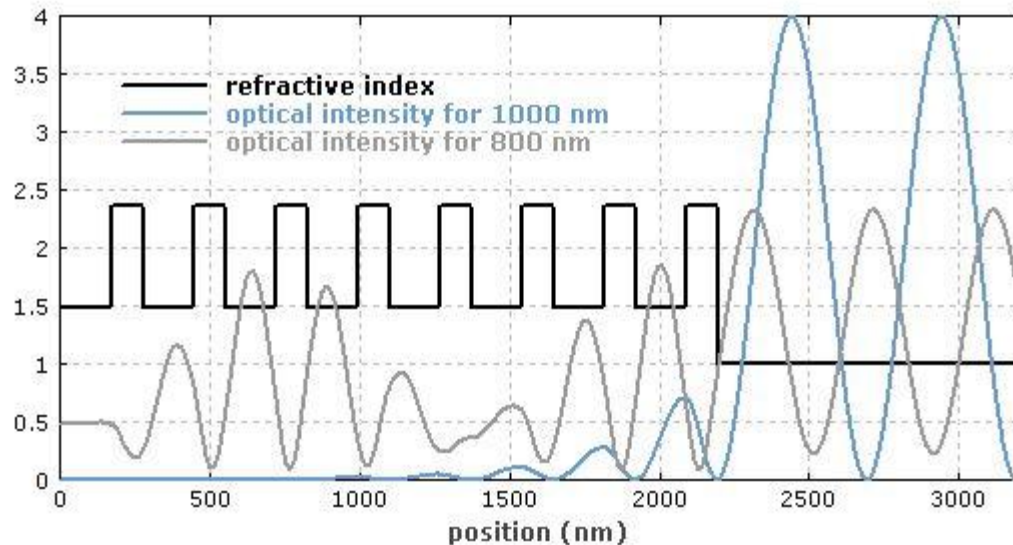
W konkretnej konfiguracji materiałem podstawowym może być np.: GaAs ze stosem warstw zbudowanych z AlAs i AlGaAs tworzących wielowarstwowe zwierciadło Bragga. Ani AlAs ani AlGaAs nie absorbują w zakresie 800nm. Cienka warstwa z AlGaAs jest wypalana na wierzchu stosu celem wytworzenia studni kwantowej silnie absorbującej przy 800nm. Dla małych intensywności wiązki laserowej SBR ma współczynnik odbicia rzędu 95%, dla wiązki po synchronizacji modów współczynnik wzrasta do 99%. Ze względu na absorpcję przy 800nm SBR często wykorzystuje się w układach z laserem tytanowo-szafirowym.



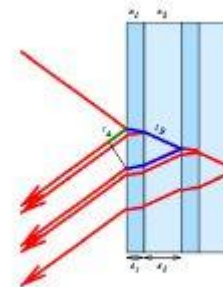
Nasycające się zwierciadła Bragga-SESAM

Zwierciadło Bragga składa się z wielu warstw złożonych z dwóch rodzajów materiałów optycznych. Najczęściej stosowaną konfiguracją jest układ quarter-wave-mirror, w którym grubość każdej warstwy odpowiada $\frac{1}{4}$ długości fali na jaką zaprojektowano zwierciadło. Im większy kąt odbicia zaplanowany dla danego zwierciadła tym cieńsze muszą być warstwy.

Zasada działania zwierciadła jest następująca: każda powierzchnia między dwoma materiałami optycznymi przyczynia się do powstawania odbicia Fresnela. Dla danej fali różnica długości drogi optycznej między odbiciami pochodzącymi od różnych powierzchni odpowiada połowie długości fali na jaką zaprojektowano zwierciadło, dzięki temu odbicia oddziałują sumując się i otrzymujemy jedno silne odbicie. Siła odbicia zależy od ilości par warstw i różnic we współczynniku załamania dla poszczególnych materiałów optycznych.

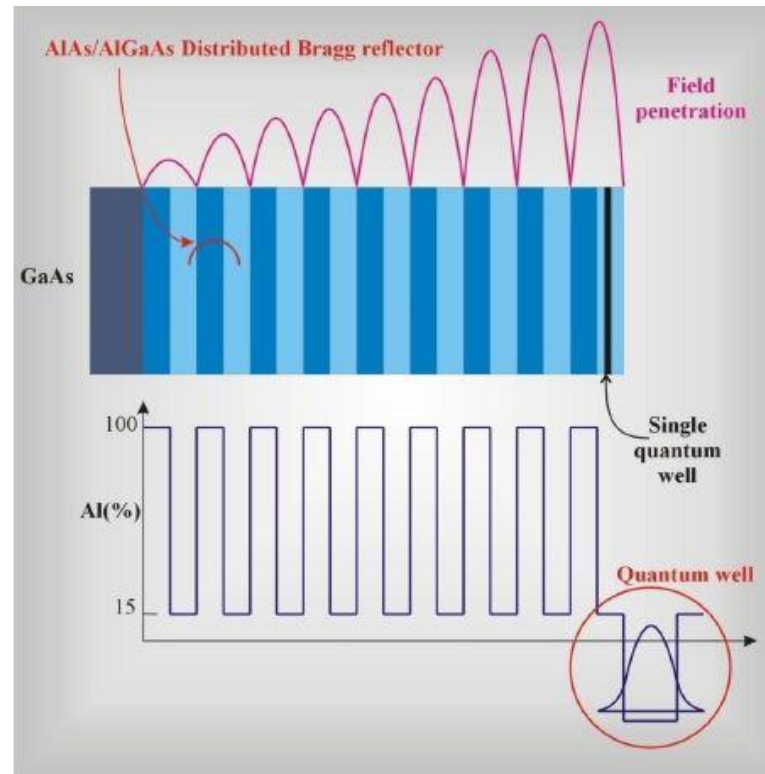


Zwierciadło Bragga zbudowane z 8 par warstw TiO₂ i SiO₂

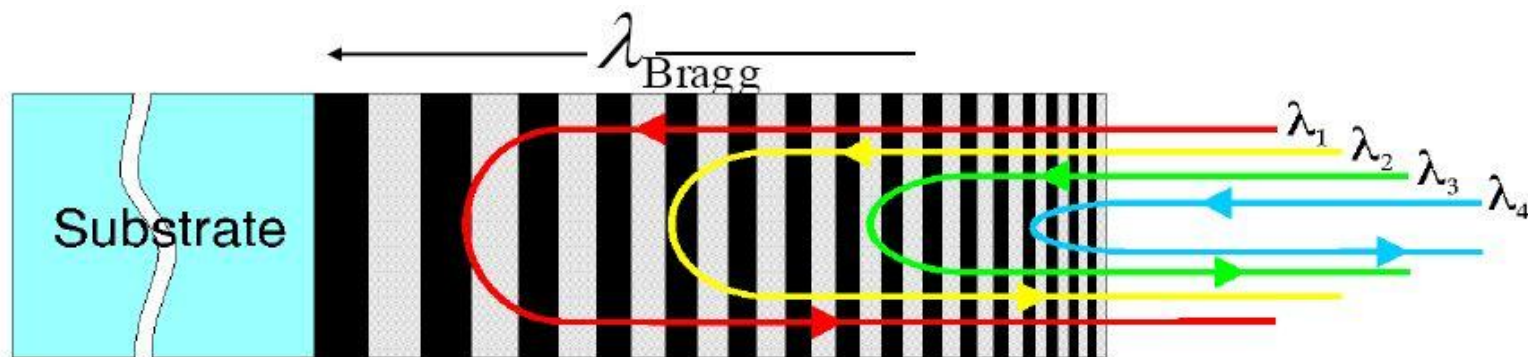


Rodzaje zwierciadeł Bragga

1. zwierciadła dielektryczne
2. światłowodowe siatki Bragga
3. zwierciadła Bragga (quarter-wave mirrors)



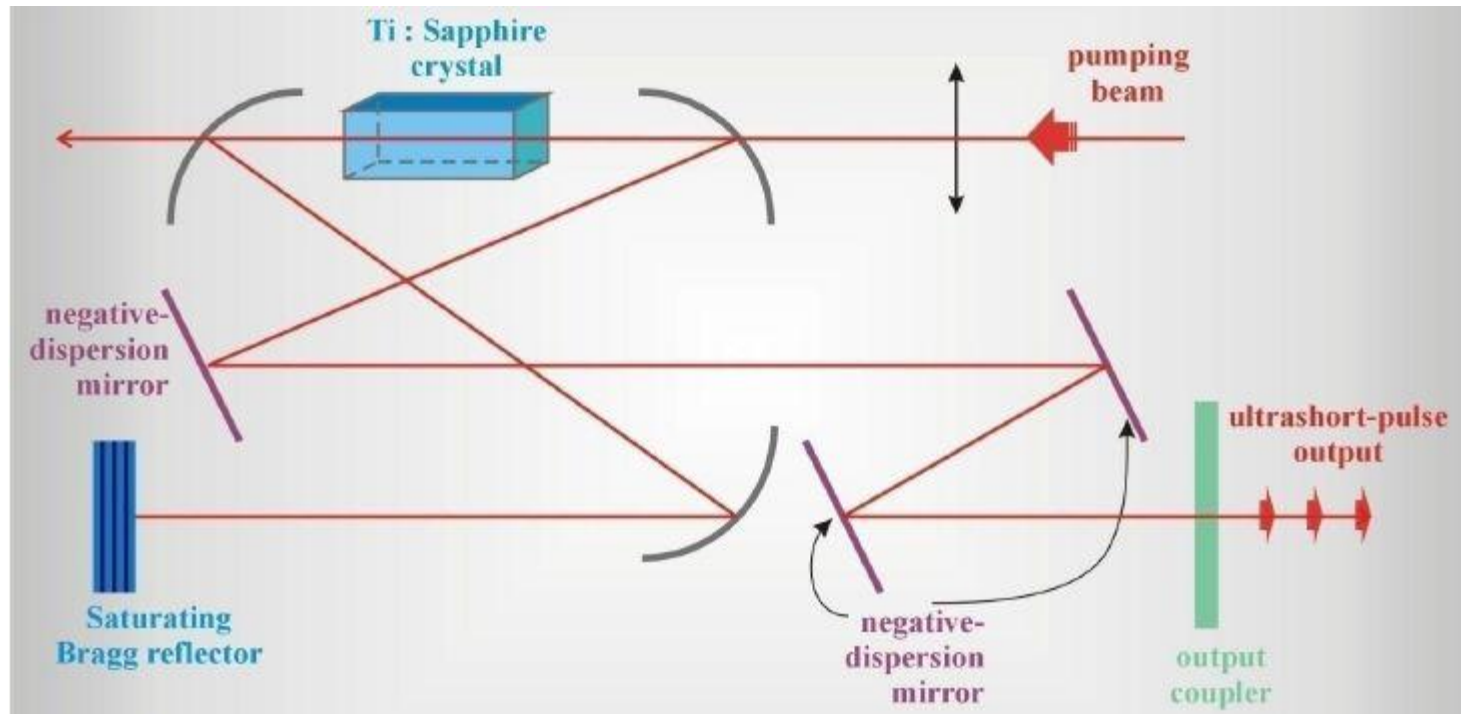
Zwierciadła CHIRPED



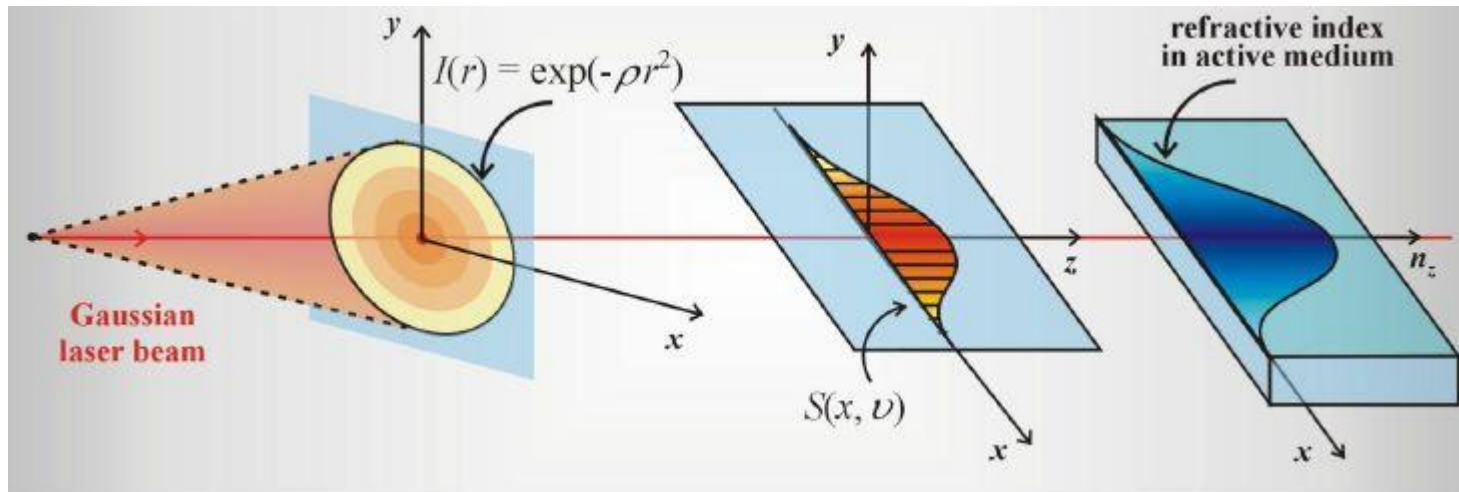
Zwierciadła CHIRPED są typem zwierciadeł dielektrycznych. Przestrzenie Chirped o różnej głębokości zaprojektowane są do odbijania różnych długości fal między warstwami dielektrycznymi. Zwierciadła te znajdują zastosowanie do odbijania szerszych zakresów długości fal niż zwykle zwierciadła i do kompensowania dyspersji pojawiającej się na skutek oddziaływania wiązki z różnymi elementami optycznymi.



Nasycające się zwierciadła Bragga-SESAM



Efekt Kerr'a KLM (ang. Kerr lens modelocking)



Zjawisko synchronizacji modów z wykorzystaniem zjawiska Kerr'a powoduje, że praktycznie we wszystkich laserach na ciele stałym (Cr:YAG, Pr:YLF, Ti:szafir) synchronizacja modów powstaje samorzutnie, generując impulsy pikosekundowe i femtosekundowe bez dodatkowych urządzeń modulujących, rolę modulatora pełni bowiem sam ośrodek czynny. Jednak, aby impulsy te były stabilne, powtarzalne i miały ściśle zdefiniowany kształt, należy zastosować urządzenie kontrolujące dyspersję prędkości grupowej

Efekt Kerr'a zwraca uwagę na zależności współczynnika załamania od intensywności promieniowania

$$n = n_0 + n_2 I$$

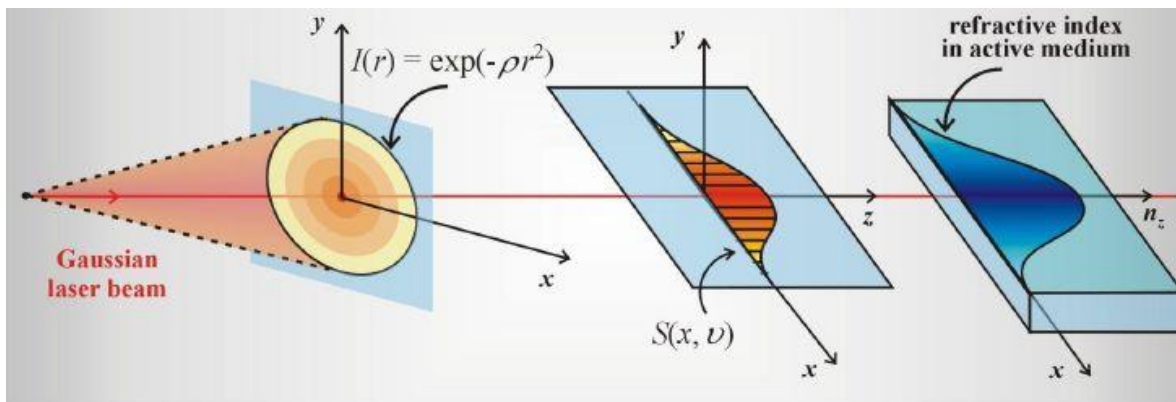


dla wiązki typu Gaussowskiego rozkład współczynnika w kierunku poprzecznym do kierunku rozchodzenia się wiązki można opisać zależnością:

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

gdzie:

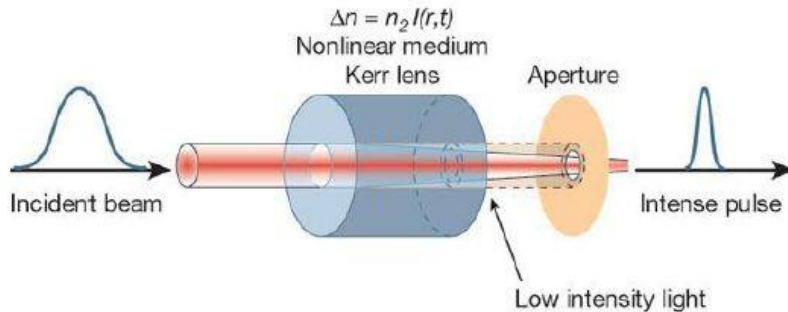
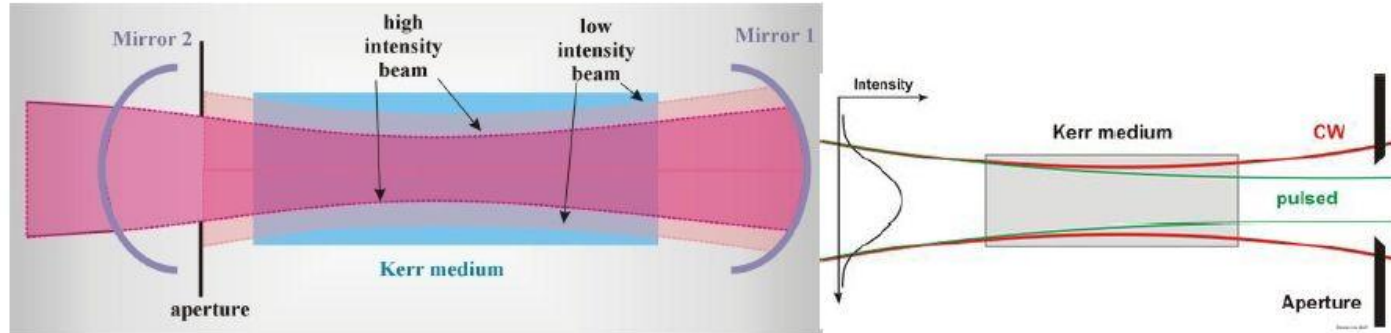
$$I(r) = \exp(-\rho r^2)$$



Z rysunku widać, że zmiana współczynnika w ośrodku czynnym jest analogiczna jak zmiana intensywności wiązki, maksimum intensywności przypada dla $x=0$. Dlatego też współczynnik załamania nie jest rozłożony równomiernie i odpowiada sytuacji jak gdyby dodatkowy materiał został umieszczony w rezonatorze optycznym



Efekt Kerr'a

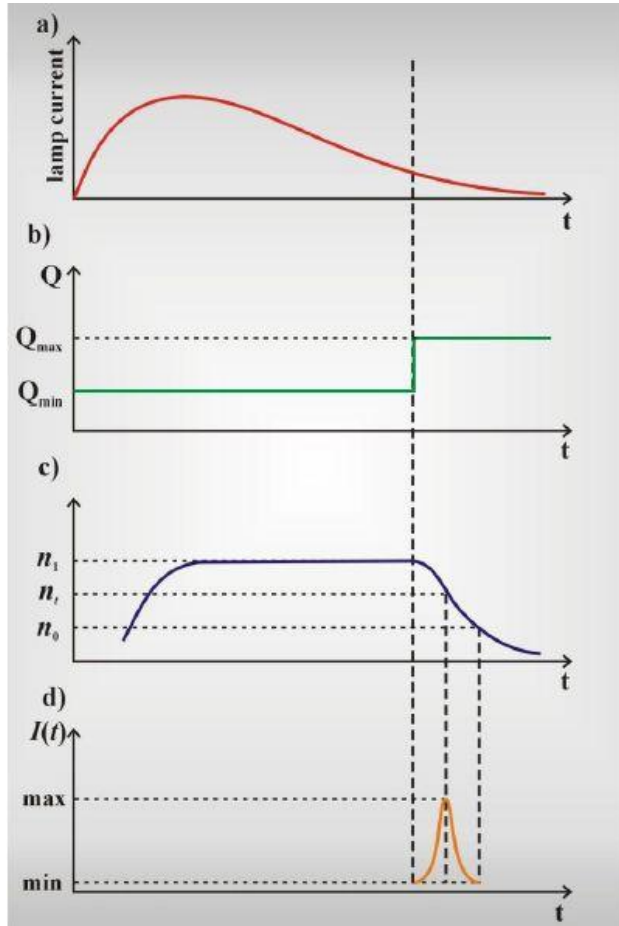


Kombinacja apertury i efektu Kerr'a prowadzi do modulacji amplitudy modów w rezonatorze z częstotliwością odpowiadającą czasowi podwójnego przejścia, który jest niezbędny do osiągnięcia synchronizacji modów

Mody o dużej intensywności przechodzą przez aperturę dzięki silnemu efektowi Kerr'a podczas gdy mody o niskiej intensywności nie mogą dotrzeć do lustra M2 i są wygaszane. Wiązka o dużej intensywności jest odbijana od lustra M2 i ponownie przechodzi przez ośrodek czynny gdzie jest wzmacniana. opisany proces prowadzi do modulacji amplitudy w rezonatorze i synchronizacji modów.



PRZEŁĄCZANIE DOBROCI (ang. Q-switching)

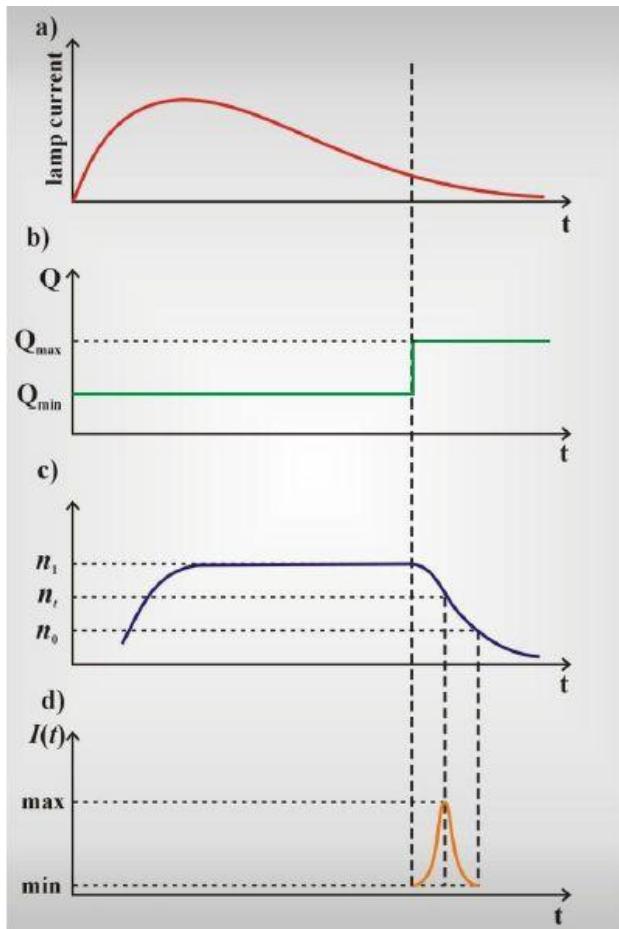


W metodzie przełączania dobroci (Q-switch) energia jest magazynowana we wnęce optycznej tak długo, jak przełącznik dobroci: Q-switch jest aktywny. Cała energia jest magazynowana w postaci pojedynczego impulsu. Im mniejsze straty w rezonatorze tym więcej energii może zostać zmagazynowanej we wnęce. W laserach klasy Q-switch, czyli laserach ze zmianą dobroci, energia powstała w wyniku inwersji obsadzeń generowanej z wykorzystaniem lamp błyskowych magazynowana jest w ośrodku czynnym. Dopóki zmagazynowana energia jest poniżej wartości energii odpowiadającej akcji laserowej, akcja laserowa nie zachodzi. Wzmocnienie we wnęce jest silne ale duże są także straty i w związku z tym brak akcji laserowej. Energia jest magazynowana w ramach wyższych poziomów energetycznych i może dziać się tak długo dopóki procesy relaksacji nie zaburzają inwersji populacji. Cząsteczki przechodzą na niższe poziomy energetyczne po czasach charakteryzujących ich czas życia na poziomie wzbudzone. Po $2n$ przejściach impulsu przez rezonator optyczny o długości l otrzymujemy

$$G^{(2n)} = \frac{I_l^{(2n)}}{I_0} = (R_1 R_2)^n \exp[-2n(B(\omega) - \alpha_s)l]$$

1. pompowanie
2. przełączanie dobroci (Q-switching)
3. przechowywanie energii w układzie trójpoziomowym
4. generacja impulsu





Gdy wiemy już jak działa metoda przełączania dobroci Q -switch zastanówmy się jak można zmieniać dobroć rezonatora Q i jak można szybko przełączać się między skrajnymi wartościami współczynnika Q .

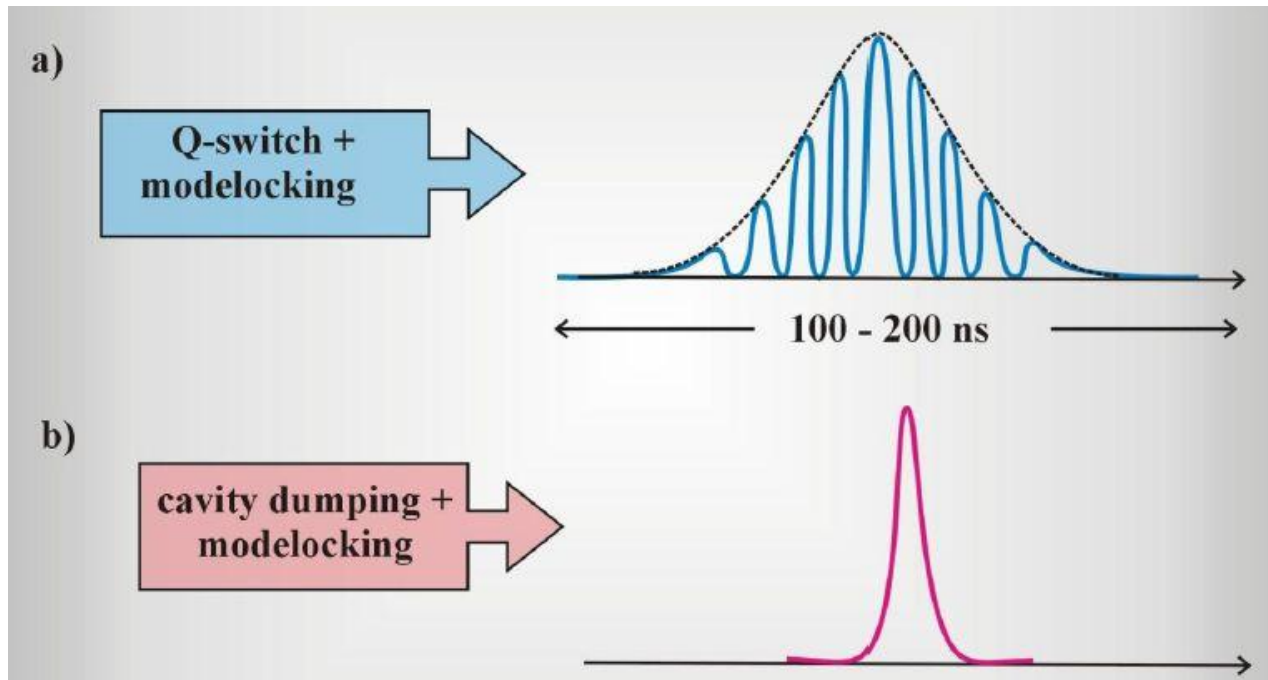
Istnieje kilka metod włączając przetworniki akusto- i elektrooptyczne czy przełączniki oparte na barwnikach.

1. pompowanie
2. Q -switching
3. przechowywanie energii w układzie trójpoziomowym
4. generacja impulsu



TŁUMIENIE WNEKI (ang. Cavity dumping)

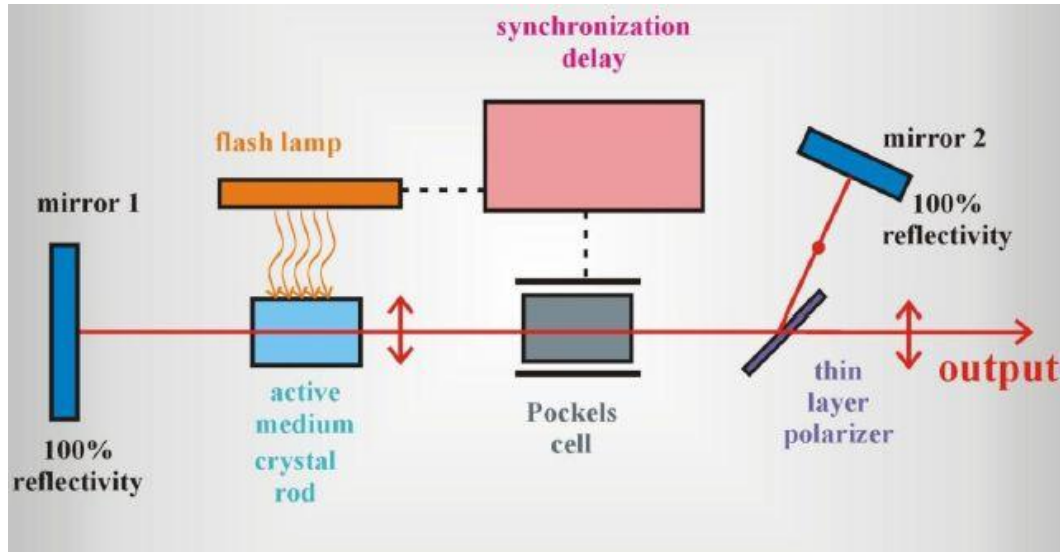
Tłumienie wnęki ang. *cavity dumping* nie jest techniką generowania krótkich impulsów lecz sposobem zwiększania energii lub zmiany częstotliwości repetycji



Metoda przełączania dobroci (Q-switch) wytwarza paczkę impulsów o obwiedni 100-200ns
Metoda tłumienia wnęki (Cavity dumping) pozwala na wytworzenie pojedynczego impulsu w reżimie synchronizacji modów

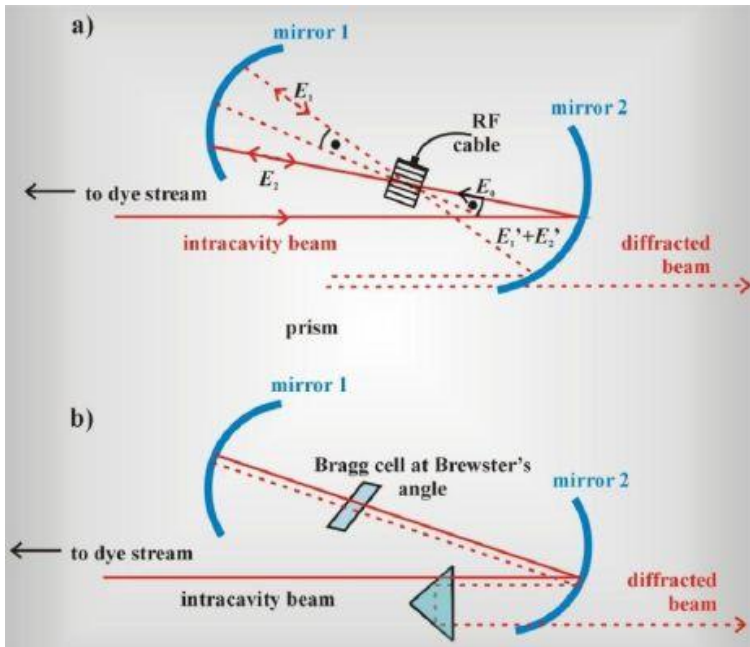


TLUMIENIE WNEKI (ang. Cavity dumping)



Lampa jest włączona dla $t=0$, jej intensywność wzrasta wytwarzając fluorescencję w ośrodku czynnym. Horyzontalnie spolaryzowana fluorescencja przechodzi przez polaryzator cienkowsarstwowo. Gdy lampa osiąga maksymalną moc ($t=0,8\text{ms}$) i maksymalna jest też inwersja populacji w kryształ włączana jest komórka Pockels'a ($\lambda/2$) zmieniając polaryzację na wertykalną. Polaryzacja wertykalna jest odbijana przez polaryzator cienkowsarstwowo i wiązka trafia na lustro M2. W ten sposób wiązka jest spulapkowana we wnęce i następuje magazynowanie energii. Gdy moc zgromadzona we wnęce osiągnie wartość maksymalną ($\Delta t=60\text{ns}$) komórka Pockels'a jest wyłączana i polaryzacja wraca do horyzontalnej. Energia zgromadzona w rezonatorze może być uwolniona przez polaryzator cienkowsarstwowo w postaci pojedynczego impulsu. Czas trwania impulsu jest prawie całkowicie uzależniony od czasu podwójnego przejścia przez rezonator i zależy od jego geometrii. Jeśli weźmiemy pod uwagę wnękę o długości 1m czas trwania impulsu wyniesie około 6.7ns.

TŁUMIENIE WNEKI (ang. Cavity dumping)



W kierunku wertykalnym komórka Bragga zorientowana jest pod kątem Brewster'a celem zminimalizowania strat przez odbicie i stworzenia warunków optymalnych dla składowej wertykalnej światła. W kierunku horyzontalnym komórka Bragga jest zorientowana pod kątem Bragga ($\sim 2.3^\circ$ dla 600nm i $\Omega=779\text{MHz}$). Wiązka wejściowa E_0 jest dzielona na wiązkę ugiętej dyfrakcyjnie E_1 i wiązkę przechodzącą przez modulator E_2 . Wiązki te wracają po tych samych drogach, bo przetwornik akustooptyczny znajduje się w punkcie krzywizny lustra M_1 . Po spotkaniu się w modulatorze po raz drugi, część wiązki ugiętej jest odbita od zwierciadła M_2 w kierunku wiązki wejściowej E_0 do wnęki rezonatora. Pozostała część kierowana jest na zewnątrz $E_1'+E_2'$

$$I_{out} = |E_{out}|^2 = 4E_0^2 \eta(1-\eta)[1 + \cos 2(\Omega t + \phi_s + \phi_1)]$$

$$\eta = \frac{I_{diff}}{I_{in}}$$

η -opisuje straty na skutek dyfrakcji po jednokrotnym przejściu przez komórkę Bragga

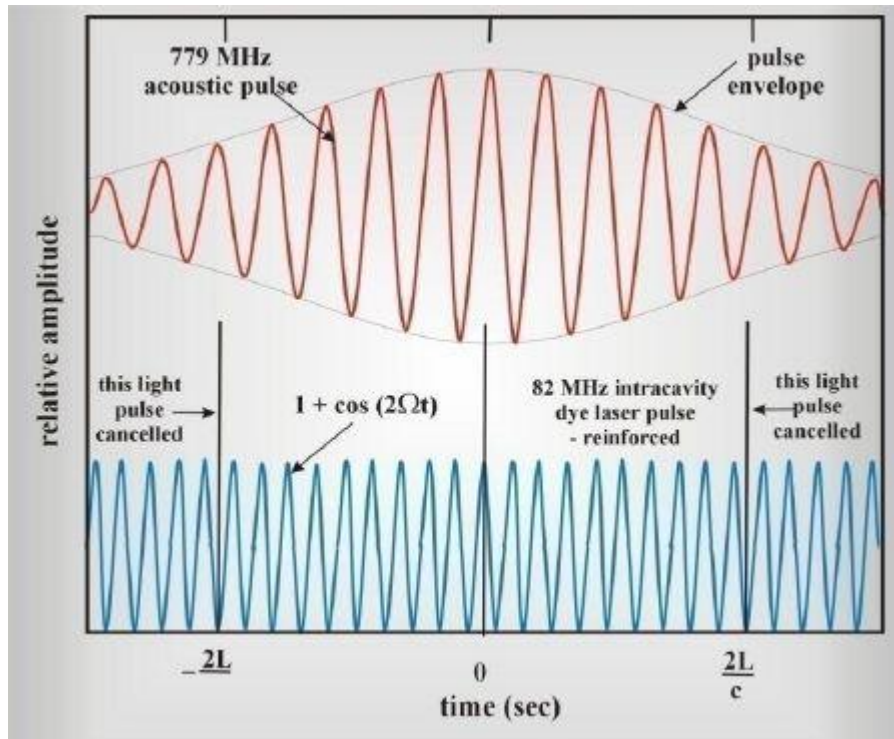
$$\Omega t + \phi_s + \phi = k$$

$$\Omega t + \phi_s + \phi = k + \frac{1}{2}$$

Wiązki $E_1'+E_2'$ mogą oddziaływać destruktywnie lub konstruktywnie w zależności od różnic w fazie między falą akustyczną i wiązką laserową



TŁUMIENIE WNEKI (ang. Cavity dumping)



Rysunek w dolnej części przedstawia trzy sąsiadujące impulsy wygenerowane przez laser barwnikowy w reżimie synchronizacji modów. Tak długo jak repetycja lasera wynosi 82MHz impulsy te są odległe od siebie w czasie o około 12.2ns. Impuls dźwiękowy wysyłany przez przetwornik przez komórkę Bragga jest zilustrowany w górnej części rysunku, jego częstość wynosi 779MHz. Dzięki konfiguracji podwójnego-przejścia w technice tłumienia wnęki sygnał wyjściowy z lasera składa się z dwóch wiązek. Jedna z nich ma częstość podwyższona w wyniku oddziaływania z falą dźwiękową, druga zaś ma częstość obniżoną. Wiązki te mogą oddziaływać ze sobą a oddziaływanie z falą dźwiękową może powodować wygaszanie lub wzmocnienie wiązki wyjściowej.

