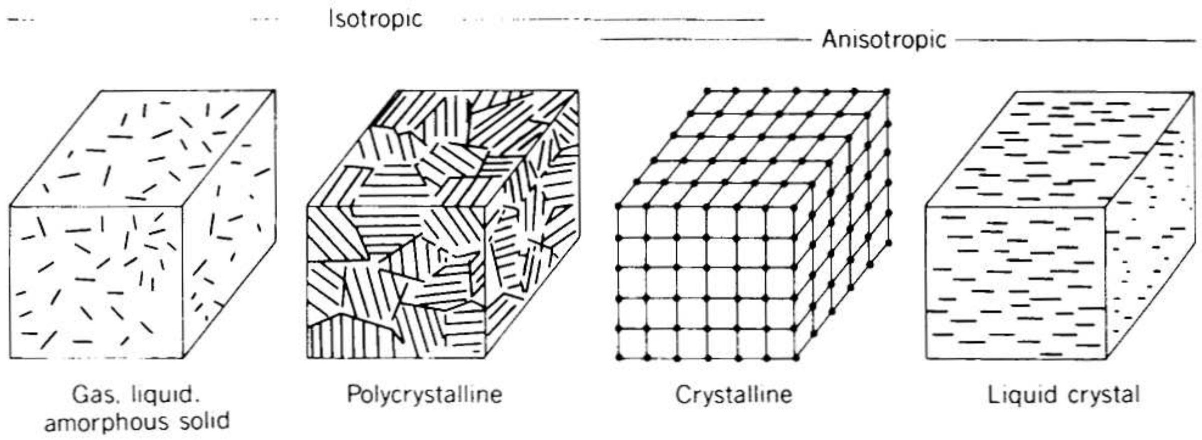
Własności optyczne materii

Własności optyczne materii podyktowane są przez odpowiedź cząsteczek na pobudzenie wywołane polem elektrycznym lub magnetycznym. W większości przypadków znaczenie ma jedynie odpowiedź na pobudzenie polem elektrycznym, które może

- Indukować dipole elektryczne - powstaje w ten sposób wektor polaryzacji elektrycznej
- ew. indukować dipole magnetyczne (te jednak raczej powstają pod wpływem pola magnetycznego jako wynik precesji)

W skali makroskopowej efekty polaryzacyjne opisywane są przez związki materiałowe. Ich charakter silnie zależy od uporządkowania cząsteczek.

Własności optyczne materii



- Uporządkowanie i orientacja cząsteczek przypadkowe: gazy, ciecze, bezpostaciowe ciała stałe. Odpowiedź materiału niezależna od orientacji pola $\rightarrow$ materiały izotropowe.

- Lokalne uporzadkowanie w sieć krystaliczną lecz globalnie wajemne ułożenie poszczególnych sieci przypadkowe: materiały polikrystaliczne. Odpowiedź materiału niezależna od orientacji pola $\rightarrow$ materiały izotropowe.

- Cząsteczki zorganizowane w periodycznie powtarzające się struktury, orientacja uporządkowana: kryształy. Odpowiedź materiału zależna od orientacji pola pobudzającego $\rightarrow$ materiały anizotropowe.

- Cząsteczki nieuporządkowane strukturalnie ale o uzgodnionej orientacji: ciekłe kryształy. Odpowiedź materiału zależna od orientacji pola pobudzającego $\rightarrow$ materiały anizotropowe.

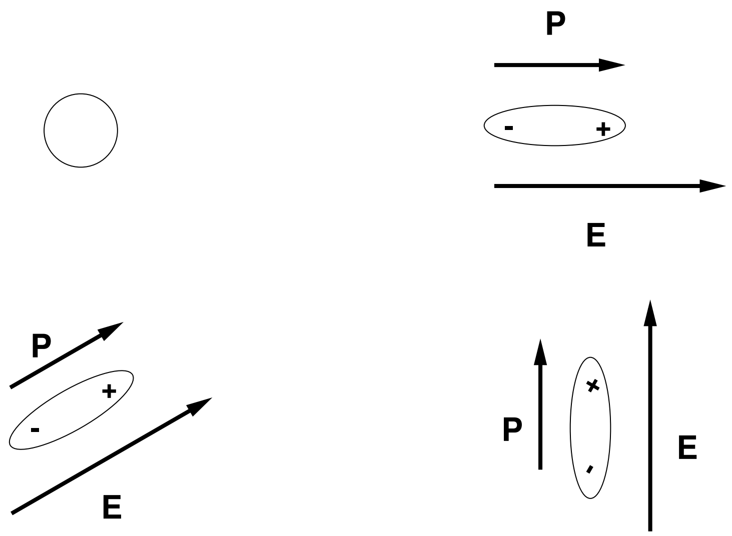
Własności optyczne materii

Związki materiałowe - wektor indukcji elektrycznej

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$$

gdzie wektor $\vec{P}$ to wektor polaryzacji elektrycznej - (średnia liczba wyindukowanych momentów dipolowych na jednostkę objętości
W ośrodku izotropowym

$$P_x = 0 \qquad \text{gdy} \qquad E_x = 0$$



Rysunek 1:

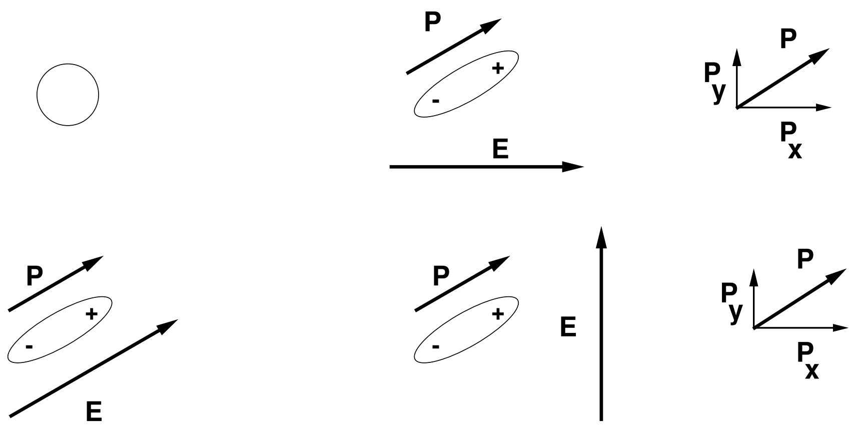
W konsekwencji

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \epsilon_0 (1 + \chi) \vec{E} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E} = \epsilon_0 n^2 \vec{E}$$

Własności optyczne kryształów

W ośrodku anizotropowym (krystalicznym) uporządkowanie zdeterminowanie siecią. Możliwa tylko jedna orientacja dipoli. W konsekwencji

$$P_x \neq 0 \qquad \text{nawet gdy} \qquad E_x = 0$$



Rysunek 2:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$$

Zatem może być $\vec{D}_x \neq 0$ nawet gdy $E_x = 0$
Ogólnie

$$\vec{P} = \vec{P}_x + \vec{P}_y + \vec{P}_z$$

gdzie

$$P_x = \chi_{xx} E_x + \chi_{xy} E_y + \chi_{xz} E_z \quad \text{itd}$$

Czyli

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \begin{bmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xy} & \chi_{xz} \\ \chi_{yx} & \chi_{yy} & \chi_{yz} \\ \chi_{zx} & \chi_{zy} & \chi_{zz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = \epsilon_0 \overleftrightarrow{\epsilon}_r \vec{E} = \epsilon_0 \overleftrightarrow{n^2} \vec{E}$$

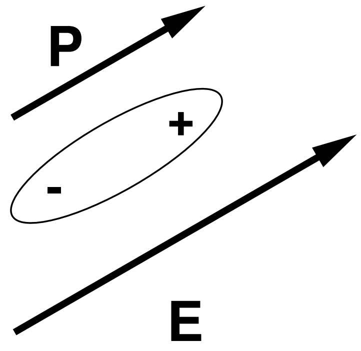
Własności optyczne kryształów

Ogólnie w przypadku kryształów BEZSTRATNYCH

$$\overleftrightarrow{\epsilon} = \overleftrightarrow{\epsilon}^T$$

Obrót kryształu i osie główne.

Kryształ można ZAWSZE tak obrócić aby wektor polaryzacji miał składową TYLKO w kierunku polaryzującego pola elektrycznego



Rysunek 3:

Takie położenie wyznacza trzy osie główne kryształu. W krysztale tak obróconym jeśli pole przyłoży się zgodnie z osiami głównym to

$$\overleftrightarrow{n} = \begin{bmatrix} n_1 & 0 & 0 \\ 0 & n_2 & 0 \\ 0 & 0 & n_3 \end{bmatrix}$$

Kryształy dzielą się na

- dwuosiowe: gdy wszystkie trzy indeksy są różne
- jednoosiowe: gdy tylko jeden jest inny

$$\overleftrightarrow{n} = \begin{bmatrix} n_o & 0 & 0 \\ 0 & n_o & 0 \\ 0 & 0 & n_e \end{bmatrix}$$

Własności optyczne kryształów
elipsoida współczynnika załamania

Energia pola elektr. zmagazynowana w krysztale
Gęstość energii

$$w_e = \frac{1}{2}\vec{E}\cdot\vec{D} \qquad \vec{D} = \epsilon_0 \overleftrightarrow{\epsilon}\ \vec{E}$$

Dla kryształu zorientowanego tak, że tensor jest diagonalny

$$w_e = \frac{1}{2\epsilon_0}\left(\frac{D_x^2}{\epsilon_{xx}} + \frac{D_y^2}{\epsilon_{yy}} + \frac{D_z^2}{\epsilon_{zz}}\right)$$

Dzieląc obie strony przez w_e i oznaczając

$$x = D_x/\sqrt{2\epsilon_0 w_e}, \quad y = D_y/\sqrt{2\epsilon_0 w_e}, \quad z = D_z/\sqrt{2\epsilon_0 w_e},$$

dostajemy tzw. elipsoidę współczynnika załamania

$$\frac{x^2}{n_1^2} + \frac{y^2}{n_2^2} + \frac{z^2}{n_3^2} = 1$$

Ogólnie - dla niediagonalnego tensora

$$\sum_{ij} \eta_{ij} x_i x_j = 1$$

gdzie $\overleftrightarrow{\eta} = \overleftrightarrow{\epsilon}^{-1}, x_1 = D_x/\sqrt{2\epsilon_0 w_e}, x_2 = D_y/\sqrt{2\epsilon_0 w_e}, x_3 = D_z/\sqrt{2\epsilon_0 w_e},$

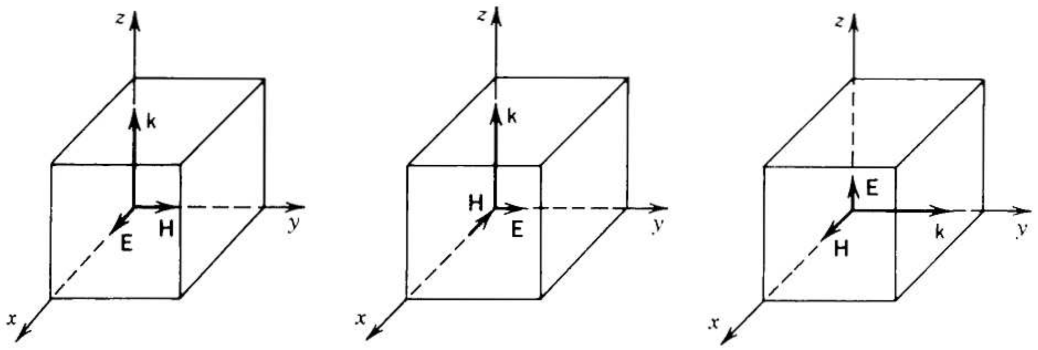
Fala płaska w krysztale anizotropowym - propagacja wzdłuż osi głównych

Dla kryształow jednoosiowych

- $n_1 = n_2 = n_o$ - zwyczajny współczynnik załamania
- $n_o \neq n_3 = n_e$ - nadzwyczajny współczynnik załamania
- oś n_e - oś optyczna
- gdy $n_e > n_o$ anizotropia dodatnia
- gdy $n_e < n_o$ anizotropia ujemna

Konsekwencja anizotropii

Z. Fala płaska spolaryzowana liniowo wektor pola E zgodny z kierunkiem jednej z osi głównych → pole E "widzi" tylko jeden współczynnik załamania



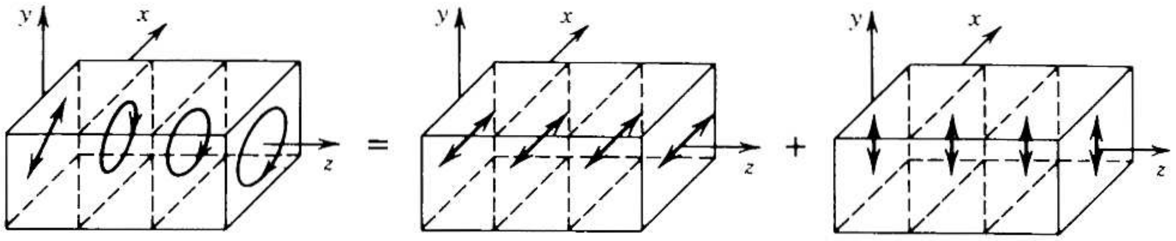
Rysunek 4:

Prędkości fazowe

- $v_{f1} = c/n_{xx}$
- $v_{f2} = c/n_{yy}$
- $v_{f3} = c/n_{zz}$

Fala płaska w krysztale anizotropowym - propagacja wzdłuż osi głównych

Polaryzacja liniowa w pł $x - y$. Składowa E_x widzi inny współczynnik załamania niż składowa E_y $\rightarrow$ zmiana polaryzacji w miarę propagacji!!



Rysunek 5:

Jedna składowa porusza się szybciej $\rightarrow$ oś szybka (F), druga wolniej $\rightarrow$ oś wolna (S)

Płytka ćwierć- i półfalowa

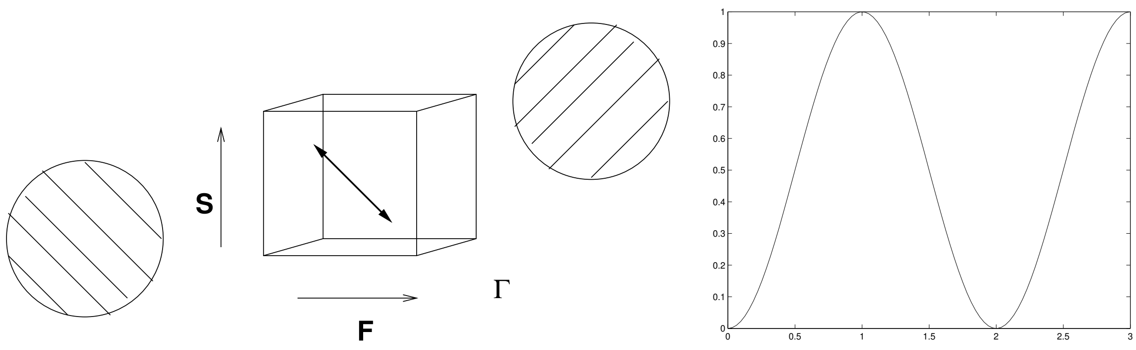
Gdy kryształ obrócony jest tak, że oś optyczna tworzy kąt 45^o z wektorem pola elektrycznego fali spolaryzowanej liniowo $\rightarrow$ składowe wzdłuż osi szybkiej i wolnej są identyczne.

- Gdy $l = 0$ polaryzacja linowa
- Gdy $|l(k_f - k_s)| = \pi/2$ - polaryzacja kołowa
- Gdy $|l(k_f - k_s)| = \pi$ - polaryzacja liniowa (prost do wyjściowej)
- Gdy $|l(k_f - k_s)| = 3\pi/2$ - polaryzacja kołowa

$$l(k_f - k_s) = l\frac{2\pi}{\lambda_0}(n_e - n_o) = \pi/2 \rightarrow \frac{l}{\lambda_0}(n_e - n_o) = \frac{1}{4}$$

Stąd nazwy płytka ćwierćfalowa i półfalowa.
Zastosowania:

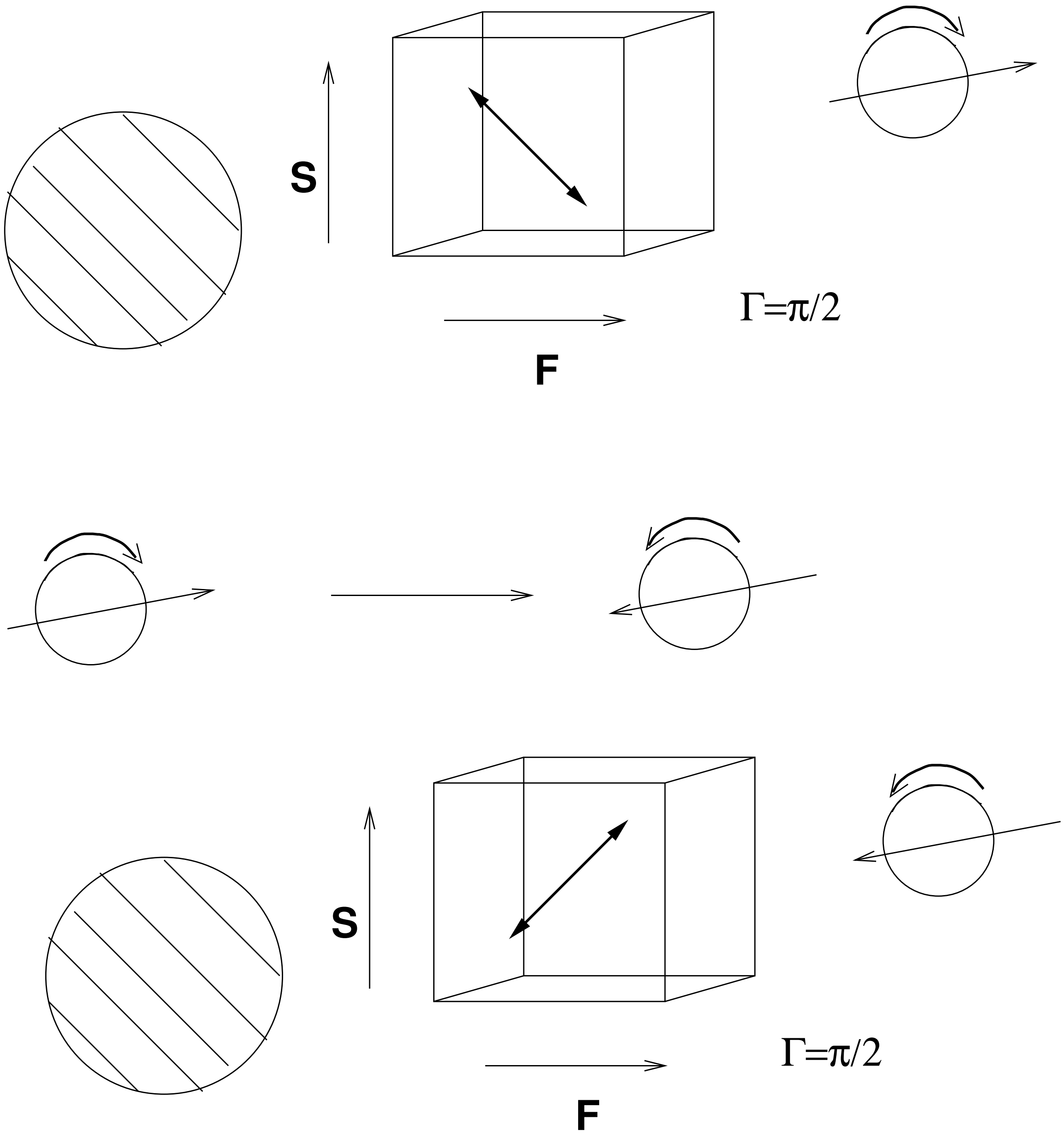
- Zmiana polaryzacji
- Układ sterowania natężeniem wiązki (modulator amplitudy)



Rysunek 6:

$$\Gamma = \frac{2\pi(n_e - n_o)}{\lambda_0}l \qquad T = \sin^2(\Gamma/2)$$

Izolator wąskopasmowy



Rysunek 7:

Fala płaska w krysztale anizotropowym

Przypomnienie

- R-nia Maxwella

$$\begin{aligned} \nabla \times \vec{E} &= -j\omega\vec{B} \quad (1) \\ \nabla \times \vec{H} &= j\omega\vec{D} \quad (2) \end{aligned}$$

- Prawo Gaussa i Biota-Savarta (bez źródeł)

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0 \qquad \nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (3)$$

- Związki materiałowe - ośrodek izotropowy

$$\vec{D} = \epsilon\vec{E} = \epsilon_0 n^2 \vec{E} \qquad \vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad (4)$$

- Związki materiałowe - ośrodek anizotropowy

$$\vec{D} = \epsilon\vec{E} = \epsilon_0 \overleftrightarrow{n}^2 \vec{E} \qquad \vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad (5)$$

- gdzie

$$\overleftrightarrow{n} = \begin{bmatrix} n_o & 0 & 0 \\ 0 & n_o & 0 \\ 0 & 0 & n_e \end{bmatrix}$$

- zmienność pól

$$f(x, y, x) = e^{-j\vec{k}\cdot\vec{r}}$$

gdzie $\vec{r} = x\hat{x} + y\hat{y} + z\hat{z}$

Fala płaska w krysztale anizotropowym

Dla pól postaci (ośrodek jednorodny)

$$f(x, y, x) = e^{-j\vec{k}\cdot\vec{r}}$$

gdzie $\vec{r} = x\hat{x} + y\hat{y} + z\hat{z}$, $\vec{k} = \vec{k}_x + \vec{k}_y + \vec{k}_z$
Wektor $\vec{k}$ - definuje pł. stałej fazy (pł. ta jest $\perp$ do $\vec{k}$)

- R-nia Maxwella

$$\begin{aligned} \vec{k} \times \vec{E} &= \omega\vec{B} \quad (6) \\ \vec{k} \times \vec{H} &= -\omega\vec{D} \quad (7) \end{aligned}$$

- Prawo Gaussa i Biota-Savarta (bez źródeł)

$$\vec{k} \cdot \vec{D} = 0 \quad \vec{k} \cdot \vec{B} = 0 \qquad \rightarrow \vec{D} \perp \vec{k}, \vec{B} \perp \vec{k}, \qquad (8)$$

Czyli $\vec{D}$ i $\vec{B}$ są prostopadłe do $\vec{k} \rightarrow$ leżą w pł. stałej fazy.

To samo dostaniemy mnożąc skalarnie r-nia Maxwella przez $\vec{k}$

$$\vec{k} \cdot (\vec{k} \times \vec{E}) = 0 = \omega(\vec{k} \cdot \vec{B}) \qquad \vec{k} \cdot (\vec{k} \times \vec{H}) = 0 = -\omega(\vec{k} \cdot \vec{D})$$

Ponadto skoro $\vec{D}$ i $\vec{B}$ są prostopadłe do $\vec{k} \rightarrow$ iloczyn $\vec{D} \times \vec{B}$ skierowany jest zgodnie z $\vec{k}$

Fala płaska w krysztale anizotropowym

W ośrodku izotropowy $\vec{E} \parallel \vec{D}$, $\vec{H} \parallel \vec{B}$, czyli

$$\vec{E} \times \vec{H} \parallel \vec{k}$$

Jeśli w pewnym ośrodku $\vec{E} \nparallel \vec{D} \rightarrow$

$$\vec{E} \times \vec{H} \nparallel \vec{k}$$

Wniosek: w takiej sytuacji kierunek przenoszenia energii nie jest zgodny z kierunkiem wektora falowego!!!

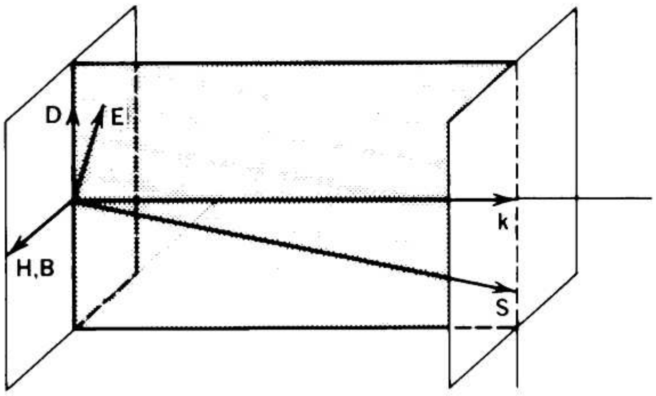


Figure 6.3-7 The vectors **D**, **E**, **k**, and **S** all lie in one plane to which **H** and **B** are normal. **D** $\perp$ **k** and **E** $\perp$ **S**.

- iloczyn $\vec{D} \times \vec{B}$ skierowany jest zgodnie z $\vec{k}$
- Wektory $\vec{D}, \vec{E}$, Poyntinga i wektor falowy leżą w jednej płaszczyźnie

Fala płaska w krysztale anizotropowym (jednoosiowym)

Równanie falowe (anizotoropia dielektryczna - jednoosiowa) - wyprowadzenie

$$\vec{k} \times \vec{E} = \omega\mu_0\vec{H} \qquad \vec{k} \times \vec{H} = -\omega\vec{D}$$

Pierwsze r-nie mnoż wektor przez $\vec{k}$ i korzystając z drugiego r-nia

$$\vec{k} \times (\vec{k} \times \vec{E}) = \omega\mu_0\vec{k} \times \vec{H} = -k_0^2 \overleftrightarrow{\epsilon} \vec{E} \tag{9}$$

gdzie

$$k_0^2 = (2\pi/\lambda_0)^2$$

Z tożsamości
$\vec{k} \times (\vec{k} \times \vec{E}) = \vec{k}(\vec{k} \cdot \vec{E}) - \vec{E}(\vec{k} \cdot \vec{k})$ przy czym $\vec{k} \cdot \vec{k} = k^2$
Wiadomo również, że $\vec{k} \cdot \vec{D} = 0$ czyli

$$k_x n_o^2 E_x + k_y n_o^2 E_y + k_z n_e^2 E_z = 0$$

dodając do obu stron $k_z n_o^2 E_z$ dostaniemy

$$n_o^2 \vec{k} \cdot \vec{E} + k_z n_e^2 E_z = k_z n_o^2 E_z$$

stąd

$$\vec{k} \cdot \vec{E} = k_z \frac{n_o^2 - n_e^2}{n_o^2} E_z$$

<u>Wniosek</u> $\vec{k} \perp \vec{E}$ tylko gdy $E_z = 0$ lub $k_z = 0$ lub $n_e = n_o$

Podstawiając rezultaty do r-nia (9) dostajemy r-nie falowe dla ośrodka anizotropowego

$$k^2\vec{E} - k_0^2 \overleftrightarrow{\epsilon} \vec{E} - \vec{k} k_z \frac{n_o^2 - n_e^2}{n_o^2} E_z = 0 \tag{10}$$

$$k^2\vec{E} - k_0^2\overleftrightarrow{\epsilon}\vec{E} - \vec{k}k_z\frac{n_o^2 - n_e^2}{n_o^2}E_z = 0$$

Rozpisując poszczególne składowe

$$\begin{bmatrix} k^2 - k_0^2 n_o^2 & 0 & -k_x k_z \frac{n_o^2 - n_e^2}{n_o^2} \\ 0 & k^2 - k_0^2 n_o^2 & -k_y k_z \frac{n_o^2 - n_e^2}{n_o^2} \\ 0 & 0 & k^2 - k_z^2 \frac{n_o^2 - n_e^2}{n_o^2} - k_0^2 n_e^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = 0$$

Wyznacznik musi być równy $0 \rightarrow$ r-nie dyspersyjne

- Przypadek 1
$$k^2 - k_0^2 n_o^2 = 0$$
  Fala zwyczajna
- Przypadek 2
$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2\frac{n_e^2}{n_o^2} - k_0^2 n_e^2 = 0$$
  Fala nadzwyczajna

- Gdy $E_z = 0 \rightarrow$ istnieje tylko fala zwyczajna $k = k_0 n_o$
- Gdy $E_x = E_y = 0 \rightarrow$ istnieje tylko fala nadzwyczajna lecz $k = k_0 n_e$ (bo wtedy $k_z = 0$ jako że $D_x = D_y = 0$ i $\vec{k} \perp \vec{D}$)
- Gdy $E_z \neq 0$ i $E_x \neq 0$ lub $E_y \neq 0 \rightarrow$ istnieją obydwie fale

Fala płaska w krysztale anizotropowym (jednoosiowym) powierzchnia stałej fazy

Równanie dyspersyjne dla fali płaskiej w ośrodku izotropwym to r-nie kuli

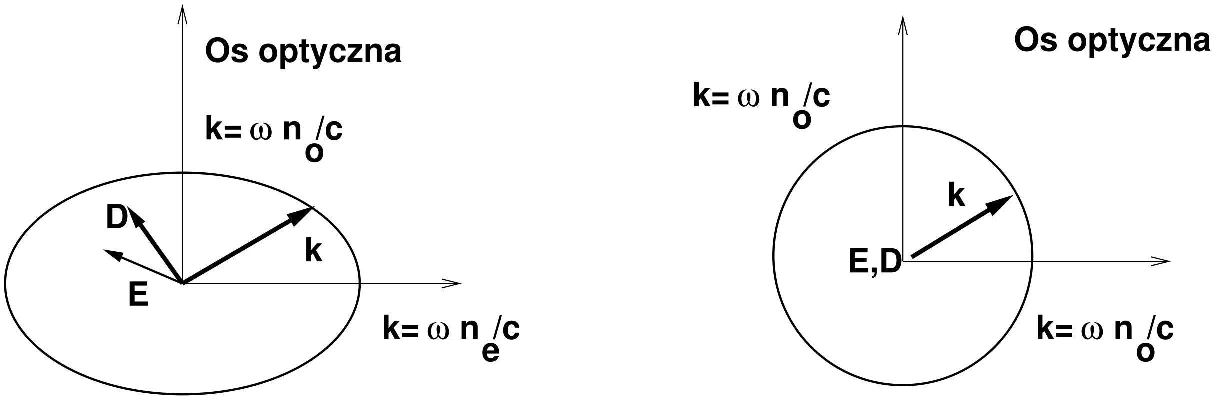
$$k^2 - k_0^2 n = 0 \qquad k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = k_0^2 n$$

Powierzchnia stałej fazy jest więc kula

W ośrodku anizotropowym dla fali nadzwyczajnej

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 \frac{n_e^2}{n_o^2} = k_0^2 n_e^2$$

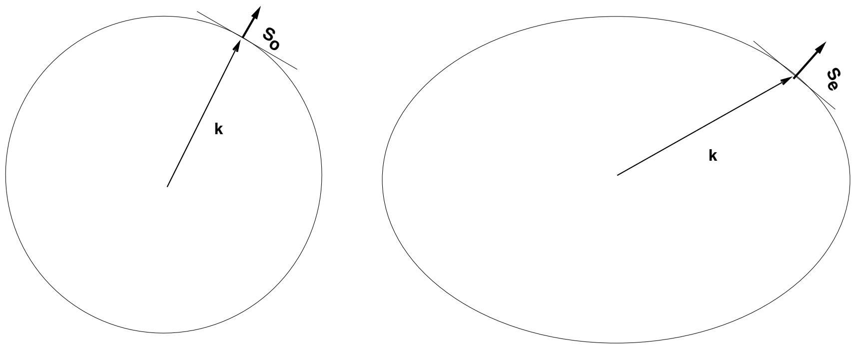
Powierzchnia stałej fazy jest elipsoidą
Dla fali zwyczajnej powierzchnia stałej fazy jest kulą



Rysunek 8:

Fala płaska w krysztale anizotropowym (jednoosiowym)
kierunek transportu energii

- Zgodnie z analizą - kierunek wektora Poyntinga nie jest w ogólności równoległy do $\vec{k}$
- Tak jest np dla fali nadzwyczajnej
- Kierunek wektora Poyntinga można wyznaczyć określając wektor normalny do powierzchni stałej fazy



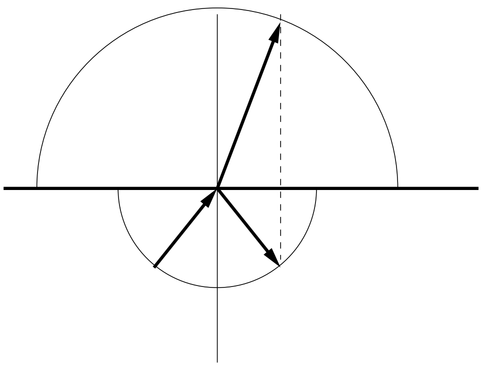
Rysunek 9:

Padanie fali płaskiej na kryształ anizotropowy

Dla padania na ośrodek izotropowy było

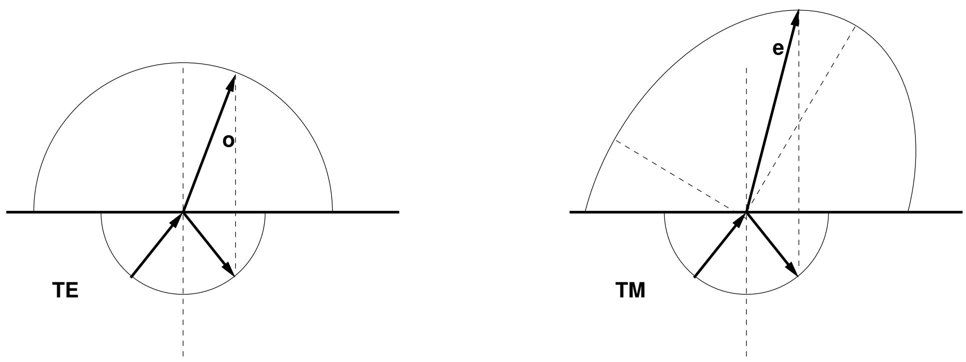
$$n_1 \sin\theta_i = n_2 \sin\theta_r$$

Jest to równoważne wymaganiu aby składowe wektora falowego stycz-ne do granicy były takie same. Problem można przedstawić graficznie przy pomocy powierzchni fazowych



Rysunek 10:

W podobny sposób można opisać padanie fali TE i TM na ośrodek anizotropowy o osi optycznej leżącej w pł. padania.



Rysunek 11:

Padanie fali płaskiej na kryształ anizotropowy

Dla fali TE, której składowa pola E jest ORTOGONALNA do osi optycznej

$$n_1 \sin\theta_i = n_o \sin\theta_o$$

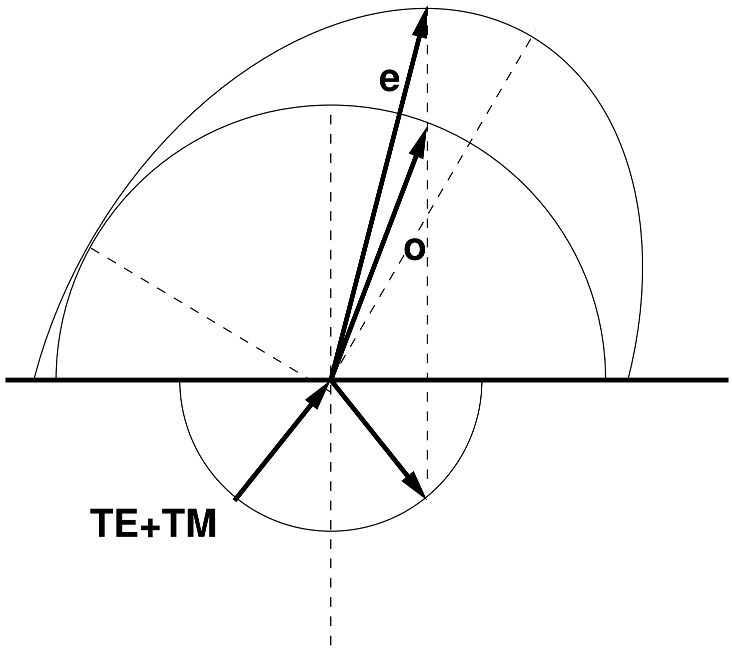
Dla fali TM, która ma składową pola E styczną do osi optycznej

$$n_1 \sin\theta_i = n(\theta_0) \sin\theta_e$$

Gdzie

$$\frac{1}{n^2(\theta_o)} = \frac{\cos^2(\theta)}{n_o^2} + \frac{\sin^2(\theta)}{n_e^2}$$

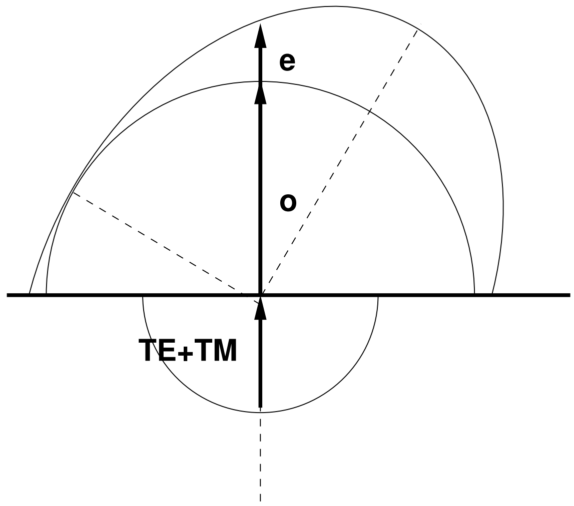
Jeżeli fala padająca nie jest spolaryzowana i oś optyczna jest nachylona pod kątem różnym niż 0 lub 90^o to powstaną DWIE fale ugięte $\rightarrow$ dwójłomność

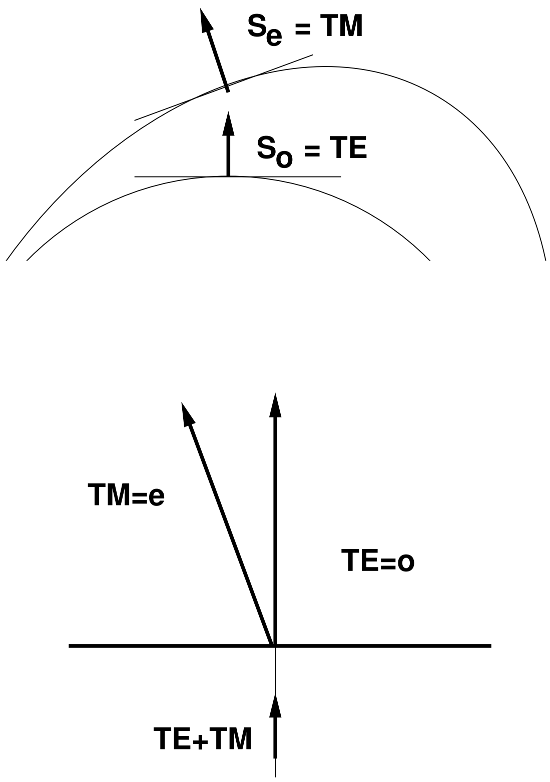


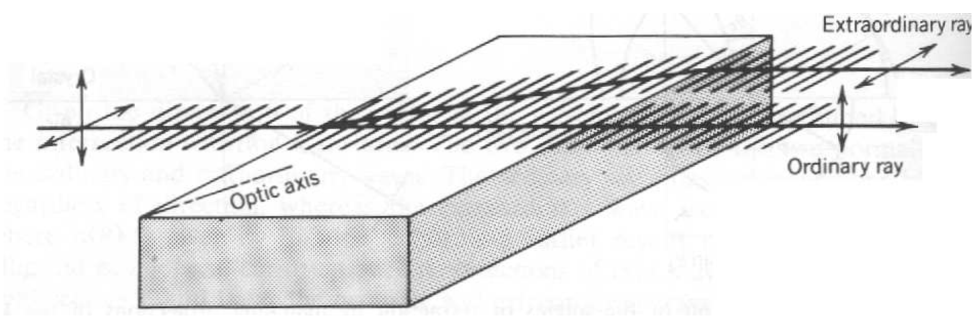
Rysunek 12:

Padanie prostopadłe fali płaskiej na kryształ anizotropowy

Przy padaniu prostopadłym mamy $\theta_i = 0$ z prawa Snella będzie zatem taki sam kąt $\theta_o = \theta_e = 0$. Czy zachodzi dwójłomność?



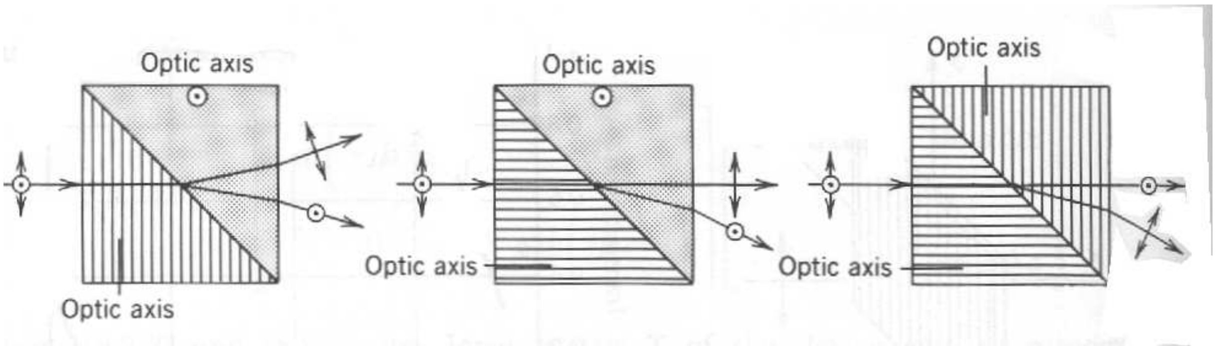




Polaryzacja

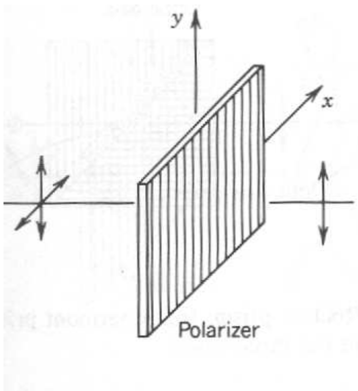
Dwójłomność może być wykorzystana do uzyskiwania światła spolaryzowanego

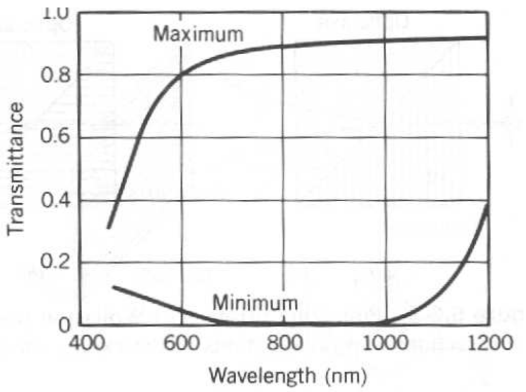
- Pryzmat Wollastona (obie polaryzacje ugięte)
- Pryzmat Rochona (polaryzacja TE ugięta)
- Pryzmat Sénarmonta (polaryzacja TM ugięta)



Inne sposoby uzyskiwania światła spolaryzowanego

- Selektywna absorpcja (dichroizm) np. Polaroid
- Selektywne odbicie (kąt Brewstera)





Aktywność optyczna

Istnieją ośrodki (np roztwór cukru!!!), dla kórych zamiast

$$\vec{D} = \epsilon_0 \overleftrightarrow{\epsilon}_r \vec{E}$$

mamy

$$\vec{D} = \epsilon_0 \overleftrightarrow{\epsilon}_r \vec{E} + \epsilon_0 \xi j \omega \vec{B}$$

gdzie $\vec{B}$ wektor indukcji magnetycznej fali e.m.
Z równań Maxwella $j\omega\vec{B} = -\nabla \times \vec{E}$ czyli

$$\vec{D} = \epsilon_0 \overleftrightarrow{\epsilon} \vec{E} - \epsilon_0 \xi \nabla \times \vec{E}$$

Jest to ośrodek o dyspersji przestrzennej (relacja między D i E nie jest lokalna ale zależy od zachowania się pola w okolicy bo $\nabla \times \vec{E}$ to pochodna przestrzenna)
Dla fali płaskiej

$$\nabla \times \vec{E} = -j\vec{k} \times \vec{E}$$

czyli

$$\vec{D} = \epsilon_0 \overleftrightarrow{\epsilon}_r \vec{E} + j\epsilon_0 \xi \vec{k} \times \vec{E}$$

W tym ośrodku nawet gdy $\overleftrightarrow{\epsilon}_r$ jest skalarem to $\vec{E} \not\parallel \vec{D}$ bo $\vec{k} \times \vec{E} \perp \vec{E}$

Z. Ośrodek jednoosiowy. Oś optyczna zgodna z osią z. W ośrodku propagują się w kier z fale spolaryzowane kołowo tj. $\vec{E} = [E_0, \pm jE_0, 0]$, $\vec{k} = [0, 0, k]$. Wtedy

$$\vec{D} = \epsilon_0 \overleftrightarrow{\epsilon}_r \vec{E} + j\epsilon_0 \xi \vec{k} \times \vec{E} = [D_0, \pm D_0, 0]$$

gdzie $D_0 = \epsilon_0 (n_o^2 \pm \xi k) E_0$. Można przyjać zatem, że

$$\vec{D} = \epsilon_0 n_\pm^2 \vec{E}$$

przy czym

$$n_\pm = \sqrt{n_o^2 \pm \xi k}$$

Podstawiając do równania falowego otrzymujemy wniosek, że jest ono spełnione jeśli

$$k = n_\pm k_0$$

Oznacza to że w ośrodku rozchodzą się dwie fale o polaryzacji kołowej o RÓŻNYCH współczynnikach propagacji.

- Superpozycja dwóch fal o polaryzacji kołowej $\rightarrow$ fala liniowo spolaryzowana
- Ponieważ współ. propagacji są różne $\rightarrow$ płaszczyzna polaryzacji obraca się.
- Skręcenie płaszczyzny polaryzacji

$$\theta = \frac{\pi(n_- - n_+)l}{\lambda_0}$$

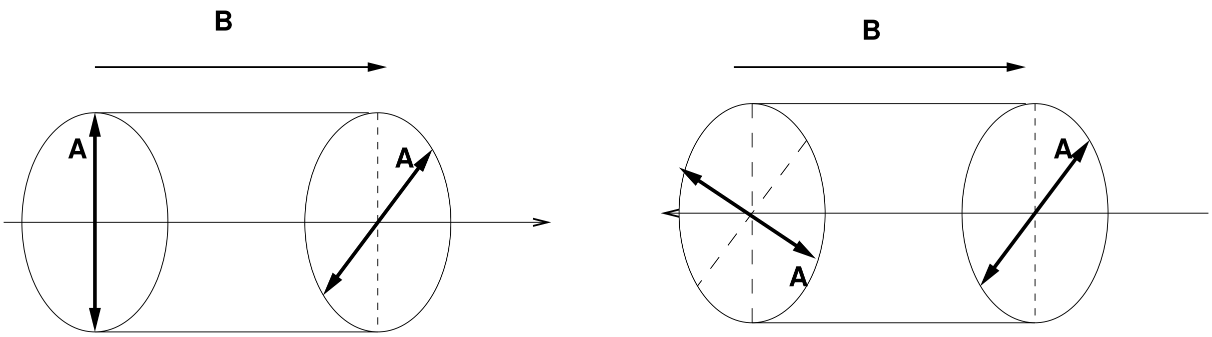
- Skręcenie pł. pol. na jednostkę długości

$$\rho \approx -\frac{\pi \xi k}{\lambda_0 n_o}$$

- Jeśli odwrócimy kierunek propagacji to zmienia się znak $\vec{k} \rightarrow$ zmienia sie znak $\xi k \rightarrow n_+$ przechodzi w n_- i vice versa. To obrót płaszczyzny polaryzacji w przeciwną stronę

Aktywność optyczna i zjawisko Faradaya

Ośrodki w których następuje WZAJEMNY efekt skręcania płaszczyzny polaryzacji nazwamy OPTYCZNIE AKTYWNYMI. Zjawisko: aktywność optyczna.



Rysunek 13:

Zjawisko Faradaya

- Zjawisko podobne do aktywności optyczej ale NIEWZAJEMNE występuje w materiałach żyromagnetycznych (ferryt).
- Jest to zjawisko rotacji Faradaya
- Warunkiem koniecznym jego wystąpienia jest polaryzacja materiału ZEWNĘTRZNYM polem magnetycznym $\vec{B}_e$

Dla materiałów żyromagnetycznych

$$\vec{B} = \mu_0 \,\text{diag}\, \overleftrightarrow{\mu}_r \vec{H} + j\mu_0 \gamma \vec{B}_e \times \vec{H}$$

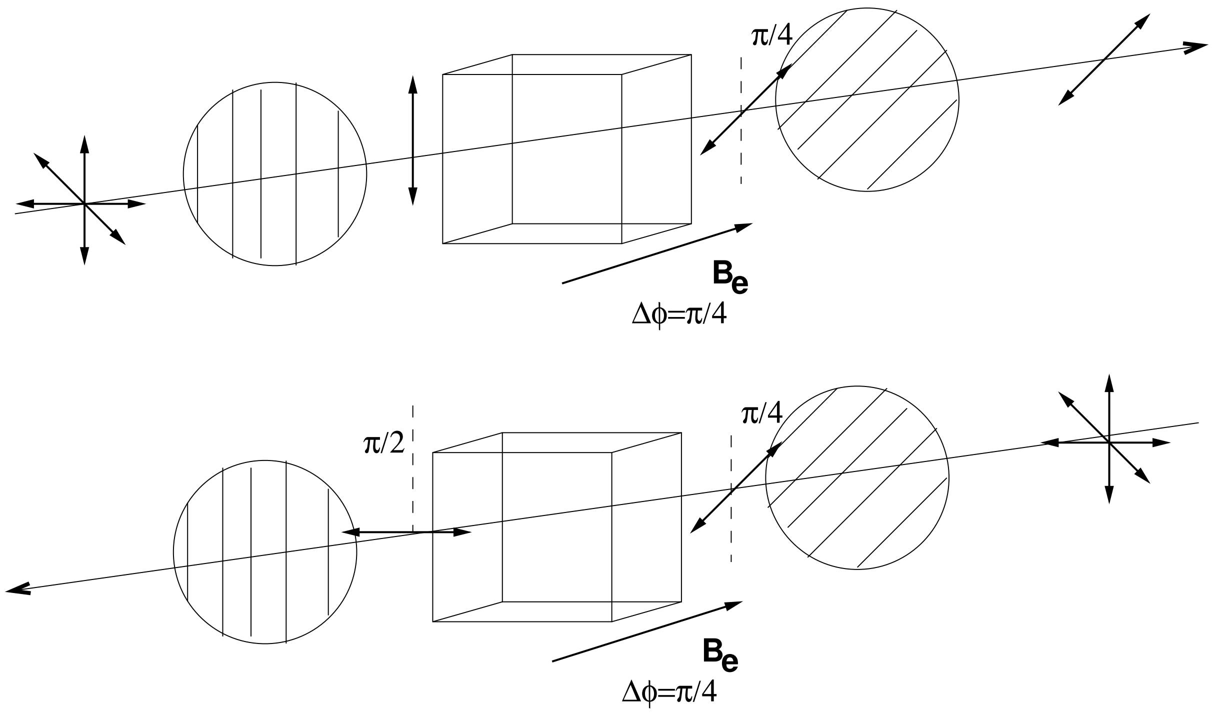
gdzie γ współczynnik żyromagnetyczny.
Uwaga: równanie formalnie podobne do r-nia dla ośrodka optycznie aktywnego jednak niezależne od znaku $\vec{k}$ tj. kierunku propagacji.

- Skręcenie pł. pol. na jednostkę długości

$$\rho \approx -\frac{\pi \gamma B_e}{\lambda_0 n_o} = V B_e$$

gdzie V-stała Verdeta.

Zastosowanie



Rysunek 14:

Ciekłe kryształy

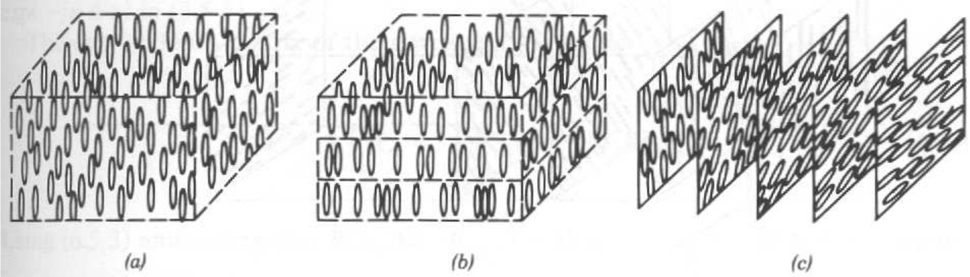
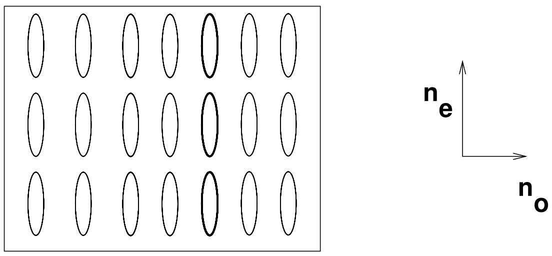
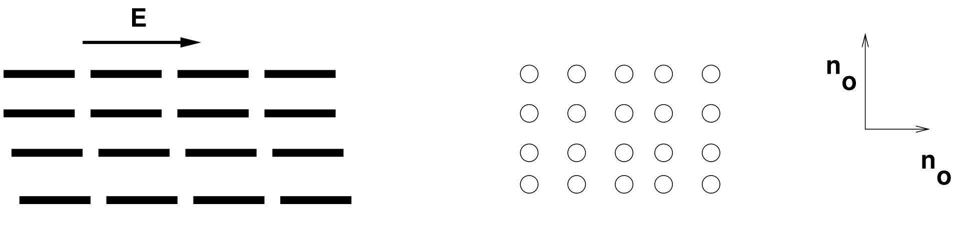


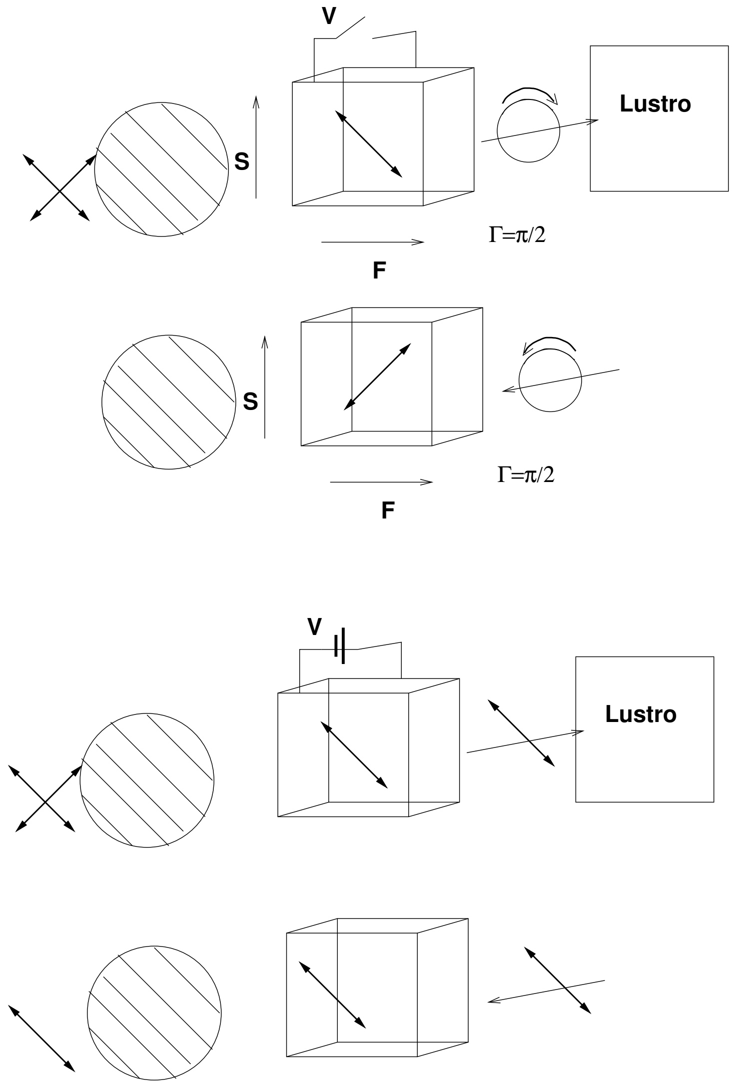
Figure 6.5-1 Molecular organizations of different types of liquid crystals: (a) nematic (b) smectic; (c) cholesteric.

- Długie molekuły powodują, że ciekły kryształ wykazuje anizotropię jedoosiową
- Oś optyczna skierowana jest wzdłuż wiekszej osi molekuł
- Molekuły ustawiają się zgodnie z przyłożonym polem elektrycznym
- Przy pomocy pola elektrycznego można zatem obrócić oś optyczną
- Po wyłączeniu pola molekuły wracają do pierwotnego położenia





Display ciekłokrystaliczny



Rysunek 15:

Zjawisko elektro-optyczne

- Współczynnik załamania może ulegać zmianie pod wpływem zewnętrznego pola elektrycznego DC lub HF. W zależności od tego czy jest to zmiana liniowa czy kwadratowa to efekt ten określany jest jako liniowe lub kwadratowe zjawisko elektro-optyczne albo zjawisko Pockelsa (Kerra).
- Zmiany te w kryształach zależa od kierunku przyłożonego pola i w różny sposób odziałuje na składowe tensora $\overleftrightarrow{n}$.
- W konsekwencji zjawisko elektro-optyczne pozwala sterować dwójłomnością.

<u>Uproszczony model zjawiska elektro-optycznego</u>

Z. Ośrodek izotropowy

Rozwiając $n(E)$ w szerg Taylora w otoczeniu $E = 0$

$$n(E) = n + a_1 E + 1/2 a_2 E^2 + \cdots$$

gdzie

$$n = n(0) \quad a_1 = \frac{\partial}{\partial E} n_{|E=0}, \quad a_2 = \frac{\partial^2}{\partial E^2} n_{|E=0}$$

Wprowadza się współczynniki elektro-optyczne

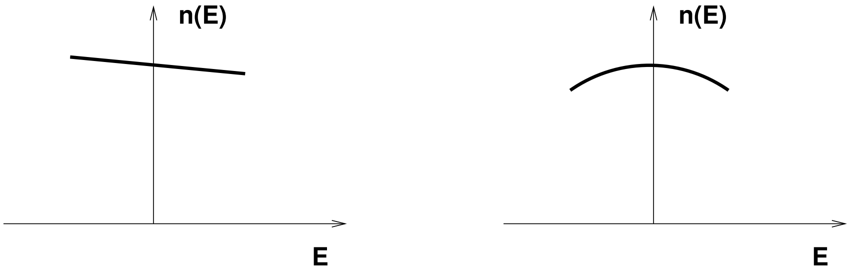
$$r = -\frac{2a_1}{n_3} \qquad s = -\frac{a_2}{n_3}$$

$$n(E) = n - \frac{1}{2} r n^3 E - \frac{1}{2} s n^3 E^2 + \cdots$$

Wspólczynniki te dobrane zostały w taki sposób aby

$$\frac{1}{n(E)} = \frac{1}{n} + rE + sE^2$$

Zjawisko elektro-optyczne



- Gdy $s << r \rightarrow$ zjawisko Pockelsa

$$n(E) = n - \frac{1}{2} r n^3 E$$

- Współczynnik r - współczynnik Pockelsa lub liniowy współczynnik elektro-optyczny

$$r \approx 10^{-12} - 10^{-10} \quad \text{m/V}$$

- Np. $V = 10$kV, $d = 1$cm $\rightarrow 1/2 r n^3 E \approx 10^{-6} - 10^{-4}$
- Materiały (komórki Pockelsa): GaAs, $NH_4H_2PO_4$ (ADP), KH_2PO_4 (KDP), $LiNbO_3$, $LiTaO_3$, $CdTe$
- Gdy $r = 0$ tj. zmiana n nie zależy od znaku $E \rightarrow$ zjawisko Kerra

$$n(E) = n - \frac{1}{2} s n^3 E^2$$

- Współczynnik s - współczynnik Kerra lub kwadratowy współczynnik elektro-optyczny

$$s \approx 10^{-18} - 10^{-14} \quad m^2/V^2 \text{ w kryształach}$$

$$s \approx 10^{-22} - 10^{-19} \quad m^2/V^2 \text{ w cieczach}$$

- Np. $V = 10$kV, $d = 1$cm $\rightarrow 1/2 s n^3 E \approx 10^{-6} - 10^{-2}$ w kryształach
- Materiały (komórki Kerra): ciecze benzen, nitrobenzen (molekuły niesferyczne i dipolowe)

Zjawisko elektro-optyczne
zastosowania

Modulatory fazy

Przesunięcie fazy na drodze L

$$\phi = n(E)k_0L = 2\pi n(E)L/\lambda_0$$

Dla komórki Pockelsa

$$n(E) = n - \frac{1}{2}rn^3E$$

Czyli

$$\phi = \phi_0 - \pi\frac{rn^3EL}{\lambda_0} \qquad \phi_0 = 2\pi nL/\lambda_0$$

Dla pola E wywołanego przez elektrody odległe o d o różnicy potencjałów V

$$\phi = \phi_0 - \pi\frac{V}{V_\pi}$$

gdzie

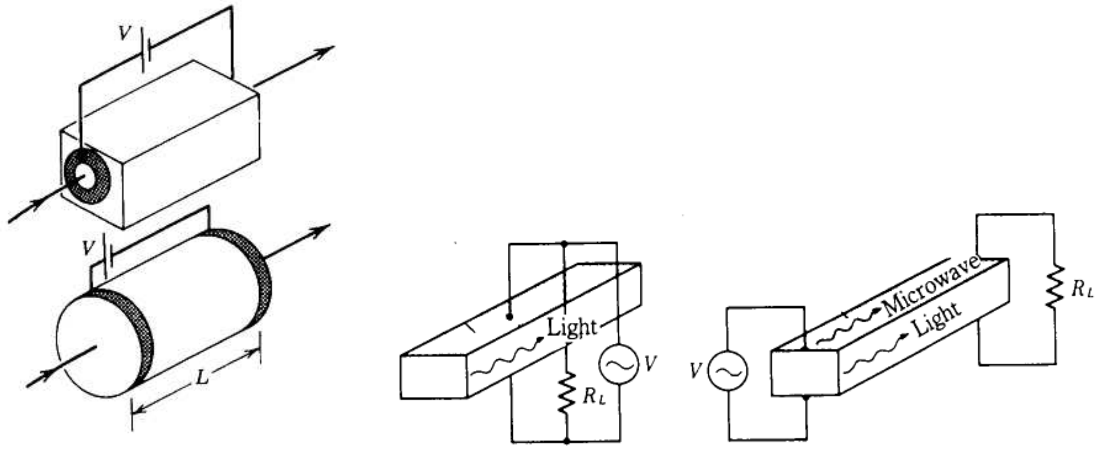
$$V_\pi = \frac{d}{L}\frac{\lambda_0}{rn^3}$$

to napięcie półfalowe (zmiana fazy o π)

- W modulatorze elektro-optycznym zmiany fazy zależą liniowo od przyłożonego napięcia.
- W kryształach wartość r zależy od kierunku przyłożonego napięcia w związku z tym V_π także może być różne

Zjawisko elektro-optyczne
zastosowania

Podstawowe konfiguracje



Rysunek 16: *Podstawowe konfiguracje modulatorów e-o*

- Modulatory o stałych skupionych
  - Podłużne V_π duże, (kV) pasmo wąskie
  - Poprzeczne - mniejsze V_π (rzędu setek V lub mniej jesli zintegrowane) pasma do kilku GHz.
- Modulatory z falą bieżąca - duże pasmo (nawet 100GHz)
- Modulatory rezonansowe (modulator umieszczony w rezonatorze mikrofalowym) - mała moc przełączania, b. wąskie pasmo.

Moc przełączania i pasmo pracy modulatora

- O stałych skupionych

$$P = \frac{V^2}{2R_L} \qquad \Delta f = \frac{1}{\pi R_L C_0}$$

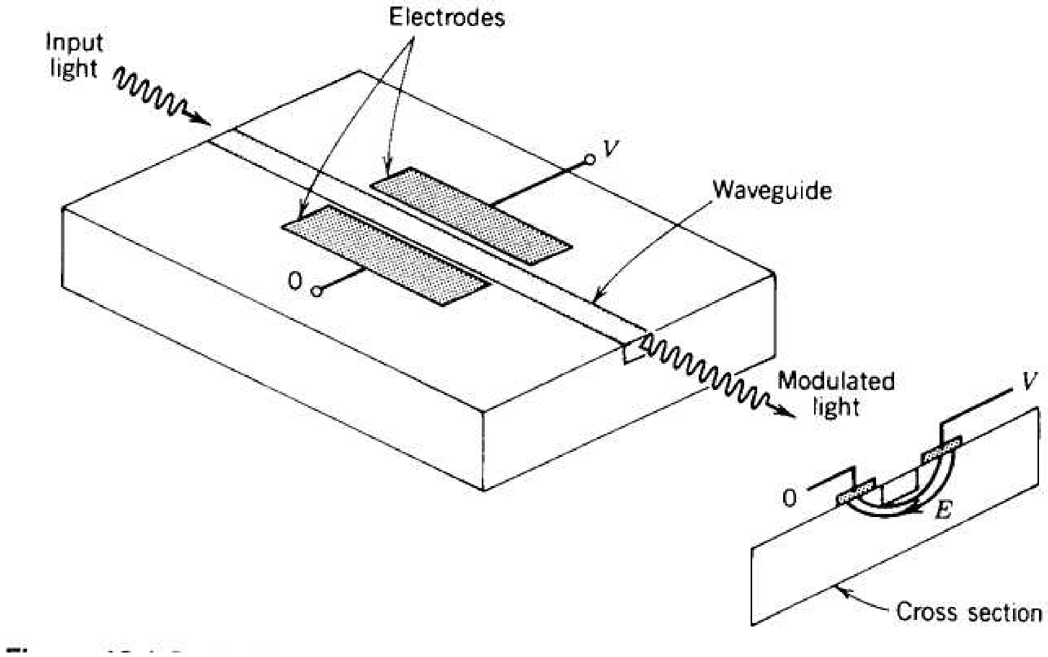
pasmo może być też zmniejszone przez długi czas przelotu gdy $\omega\tau > \pi/2$

- O stałych rozłożonych (przy długosci mod. l)

$$P = \frac{cC_0 V^2}{2\sqrt{\epsilon_{eff}} l}$$

  – Pasmo ograniczne przez niedopasowanie prędkości fazowych sygnału świetlnego i mikrofalowego

$$\Delta f = \frac{1.4c}{\pi l |\sqrt{\epsilon_{eff}} - n|}$$



Rysunek 17: *Modulator zintegrowany (małe V_π)*

Zjawisko elektro-optyczne
Zastosowania

Kontrolowana dwójłomność

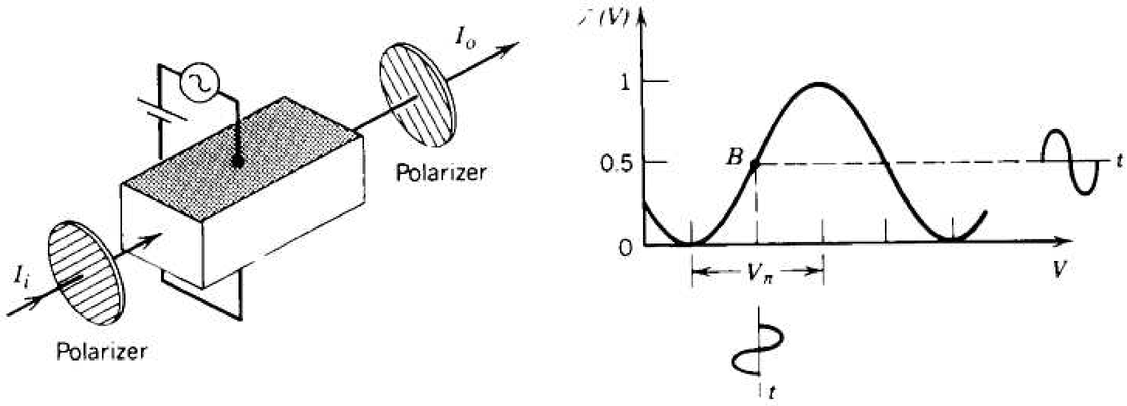
$$n_e(E) = n_e - \frac{1}{2} r_1 n_e^3 E \qquad n_o(E) = n_o - \frac{1}{2} r_1 n_o^3 E$$

Przesunięcie fazy miedzy osią szybką i wolną

$$\Gamma = k_0(n_e - n_o)L - \frac{1}{2} k_0 (r_1 n_e^3 - r_2 n_o^3) E L$$

$$\Gamma = \Gamma_0 - \pi \frac{V}{V_\pi} \qquad V_\pi = \frac{d}{L} \frac{\lambda_0}{(r_1 n_e^3 - r_2 n_o^3)}$$

Modulator natężenia - 1



Transmisja

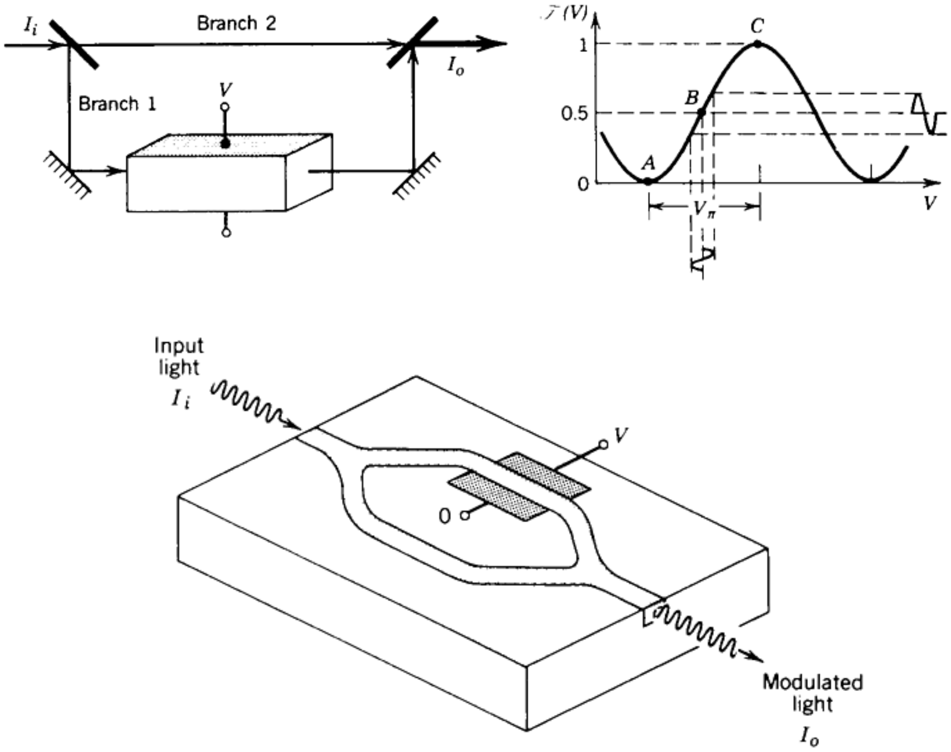
$$T(V) = \sin^2(\Gamma_0/2 - \frac{\pi V}{2V_\pi})$$

Jeśli $\Gamma_0 = \pi/2$ i $V << V_\pi$

$$T(V) = \sin^2(\pi/4 - \frac{\pi V}{2V_\pi}) \approx T(0) + \frac{\partial}{\partial V} T_{|V=0} = 0.5 - \frac{\pi V}{2V_\pi}$$

Zjawisko elektro-optyczne
Zastosowania

Modulator natężenia z interferometrem M-Z



Rysunek 18:

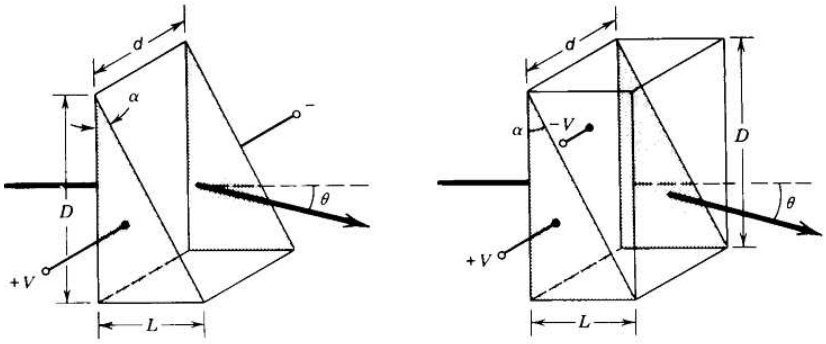
Transmisja

$$T(V) = \cos^2(\phi_0/2 - \frac{\pi V}{2V_\pi})$$

W wersji zintegrowanej pasmo od paru GHz do 25GHz

Zjawisko elektro-optyczne
Zastosowania

Skaner e-o



Rysunek 19: *Układ jednego pryzmatu i dwóch pryzmatów o przeciwsobnych napięciach*

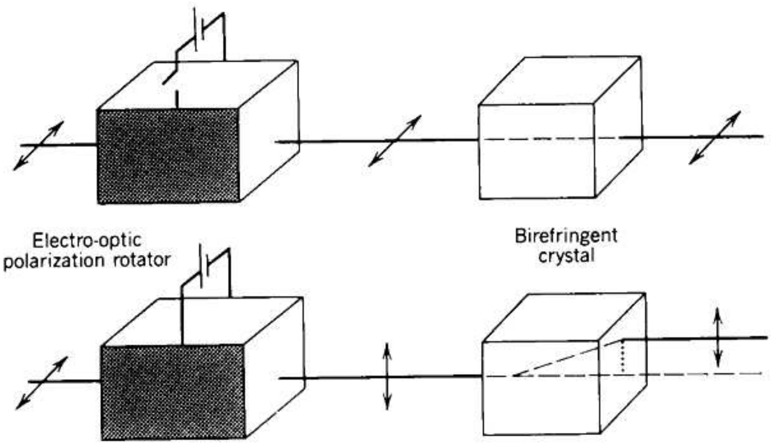
Pryzmat o zmiennym współczynniku załamania.
Dla małych kątów rozwarcia α

$$\theta \approx (n-1)\alpha$$

$$\Delta\theta = \alpha\Delta n = -\frac{1}{2}\alpha r n^3 E = -\frac{1}{2}\alpha r n^3 \frac{V}{d}$$

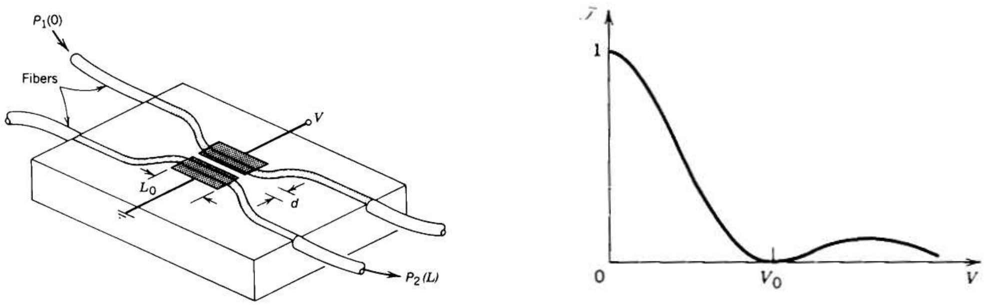
Wada - przy rozdzielczości N konieczne napięcie rzedu $2NV_\pi$

Przełącznik e-o



Zjawisko elektro-optyczne
Zastosowania

- <u>Przełącznik e-o - sprzęgacz o regulowanym sprzężeniu</u>



Rysunek 20: *Konfiguracja sprzęgacza i zależnośc transmisji od V*

Transmisja mocy do drugiego ramienia na odcinku L_0

$$\left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \mathsf{sinc}^2 \left[0.5\sqrt{1+\left(\frac{\Delta\beta L_0}{\pi}\right)^2}\right]$$

- <u>Sampling e-o $\rightarrow$ zobrazowanie pól w układach mikrofalowych</u>

Zjawisko elektro-optyczne
Opis tensorowy

W rzeczywistości przyłożenie pola w wybranym kierunku może zmieniać w rożny sposób WSZYSTKIE elementy tensora. Modyfikowana jest wówczas cała elipsoida współczynnika załamania.

$$\sum_{ij} \eta_{ij} x_i x_j = 1$$

gdzie $\overleftrightarrow{\eta} = \overleftrightarrow{\epsilon}^{-1}, x_1 = D_x/\sqrt{2\epsilon_0 w_e}, x_2 = D_y/\sqrt{2\epsilon_0 w_e}, x_3 = D_z/\sqrt{2\epsilon_0 w_e},$

Zmiana współczynników elipsoidy na skutek efektu Pockelsa i Kerra

$$\eta_{ij}(\vec{E}) = \eta_{ij} + \sum_{k=1}^{3} r_{ijk} E_k + \sum_{k,l=1}^{3} s_{ijkl} E_k E_l$$

Mamy zatem 27 wspólczn. r i 81 współczyn. s (dzięki symetrii jest ich naprawdę mniej (np max 18 dla r i 36 dla s) a ponadto dla różnych kryształów wiele z nich jest zerowych). r jest tensorem trzeciego a s czwartego rzędu.

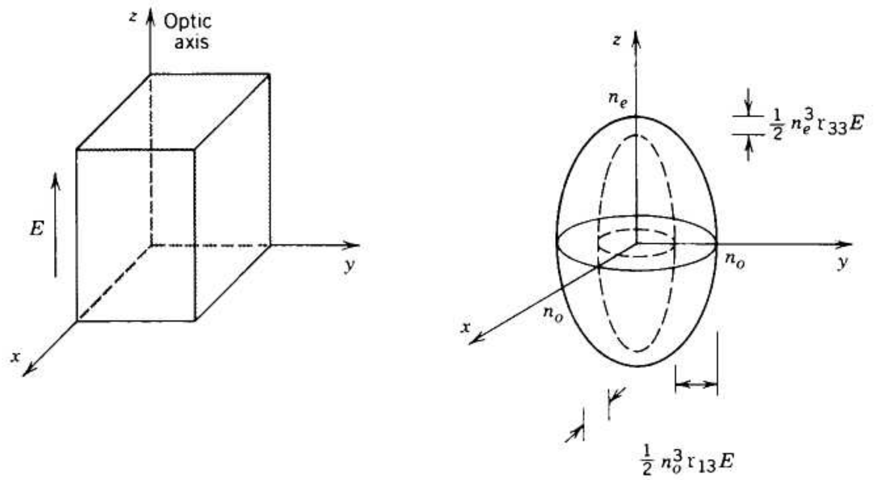
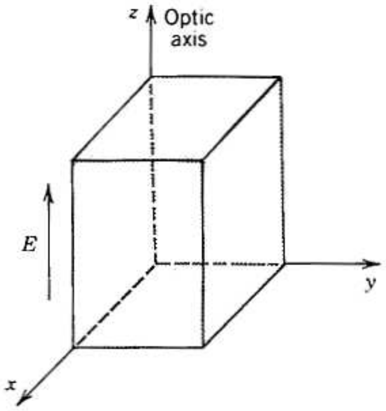
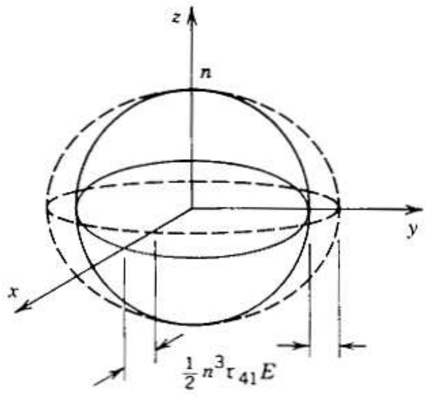


Figure 18.2-3 Modification of the index ellipsoid of a trigonal $3m$ crystal caused by an electric field in the direction of the optic axis.

Rysunek 21: *Przykładowa deformacja elipsoidy współczynnika załamania dla GaAs*

Zjawisko elektro-optyczne
Opis tensorowy





Rysunek 22: *Przykładowa deformacja elipsoidy współczynnika załamania dla GaAs*

Przykłady deformacji kryształow jednoosiowych (lub mat izotropowych) przy polu zew. E przyłożonym wzdłuż osi optycznej

- $LiNbO_3$, $LiTaO_3$ $\rightarrow$ kryształ pozostaje jednoosiowy, wspól n_o, n_e modyfikowane każdy inaczej
- KDP, ADP - $\rightarrow$ kryształ staje się dwuosiowy,
- GaAs, CdTe, InAs mat. izotropowe $\rightarrow$ stają się kryształami dwuosiowymi (rys)
- przy efekcie Kerra - materiał izotropowy uzyskuje anizotropie jednoosiową o osi optycznej ustawionej wzdłuż pola przyłożonego

Optyka nieliniowa

Do początku lat 60. uważano że materiały optyczne są liniowe tj.

- Współczynniki załamania i absorpcji nie zależą od natężenia światła
- Spełniona jest zasada superpozycji
- Częstotliwość fali świetlnej nie zmienia się w trakcie przejścia przez ośrodek
- Dwie wiązki światła nie modyfikują się wzajemnie
- W ośrodku liniowym rozsunięcie ładunków jest proporcjonalne do siły na nie działającej więc moduł wektora polaryzacji jest proporcjonalny do natężenia pola elektrycznego fali pobudzającej ośrodek.
$$\vec{P} = N\vec{p}$$
gdzie $\vec{p} = -qd\vec{r}$ moment dipolowy.
- W ośrodku liniowym obowiązuje prawo Hooka $dx \propto F$, a skoro $F \propto E$ to $P \propto E$. (Rzeczywiście było $\vec{P} = \epsilon_0\chi\vec{E}$)
- Przy dużych siłach (natężeniach pola elektrycznego zbliżonych do natężeń pól wewnątrzatomowych tj rzędu $10^5 - 10^8$ V/m) prawo Hooka nie obowiązuje
- Należy przyjąć ogólniejszy związek miedzy P i E
$$P = \epsilon_0\chi E + 2dE^2 + 4\chi^{(3)}E^3 = P_L + P_{NL}$$
w istocie znowu współczynniki są tensorami 3 i 4 rzędu.
- Prowadzi to do nowego związku na przenikalność elektyczną
$$\epsilon_r(E) = n^2(E) = 1 + \chi + \frac{2d}{\epsilon_0}E + \frac{2\chi^{(3)}}{\epsilon_0}E^2$$

Optyka nieliniowa

Nielinowość prowadzi do nowych zjawisk

- Współczynniki załamania a w konsekwencji prędkość światła zależą od jego natężenia
- Częstotliwość fali świetlnej zmienia się w trakcie przejścia przez ośrodek
- Dwie wiązki światła modyfikują się wzajemnie tj. występują wzajemne oddziaływania fotonów.

Opis zjawisk nieliniowych - przybliżenie Borna pierwszego rzędu

R-nie falowe w ośrodku nieliniowym

$$\nabla^2 \vec{E} - \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r(E) \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E} = 0$$

W ośrodku liniowym ze źródłem w postaci prądu

$$\nabla^2 \vec{E} - n^2/c_0^2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E} = -\vec{J}$$

podstawiając do pierwszego r-nia $n^2 = 1 + \chi$ i przenosząc czynniki nieliniowe na prawą stronę

$$\nabla^2 \vec{E} - n^2/c_0^2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E} = \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{P}_{NL}$$

Zatem składniki nieliniowe tworzą niejako nowe źródła prądowe. Pole pochodzące od tych źródeł bedzie miało te same częstotliwości.
Aproksymacja Borna $\rightarrow$ proces iteracyjny - pole jest sumą szeregu $E_0 \rightarrow J_0(E_0) \rightarrow E_1 \rightarrow J_1(E_1) \cdots$

Optyka nieliniowa / wybrane zjawiska

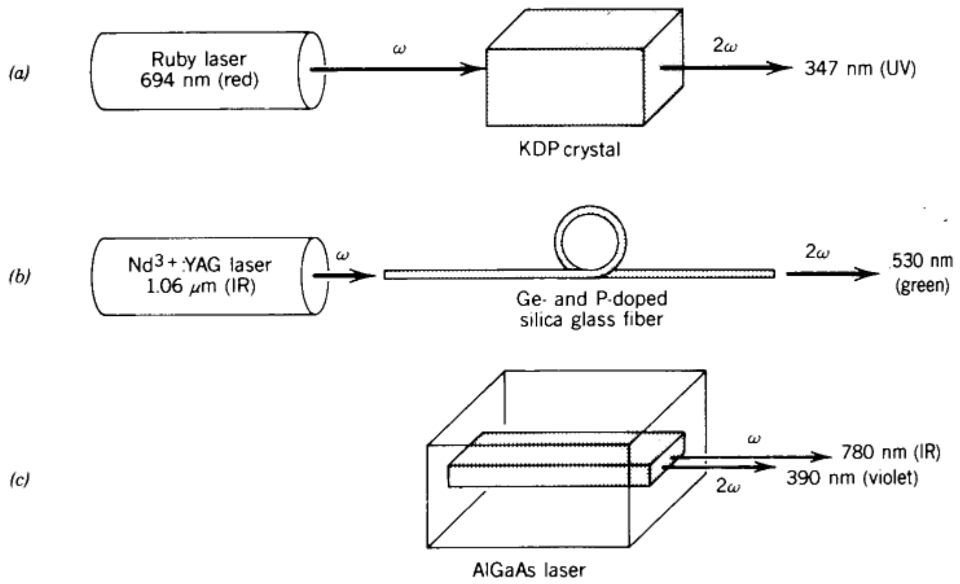
Nieliniowowość drugiego rzędu $\rightarrow$ materiały w których n zależy od znaku E $\rightarrow$ komórki Pockelsa np KDP, ADP, GaAs

$$P_{NL} = 2dE^2(t) \qquad E(t) = \Re e(Ee^{j\omega t})$$

Dostaniemy

$$P_{NL} = P_{NL}(0) + \Re e(P_{NL}(2\omega)e^{j2\omega t})$$

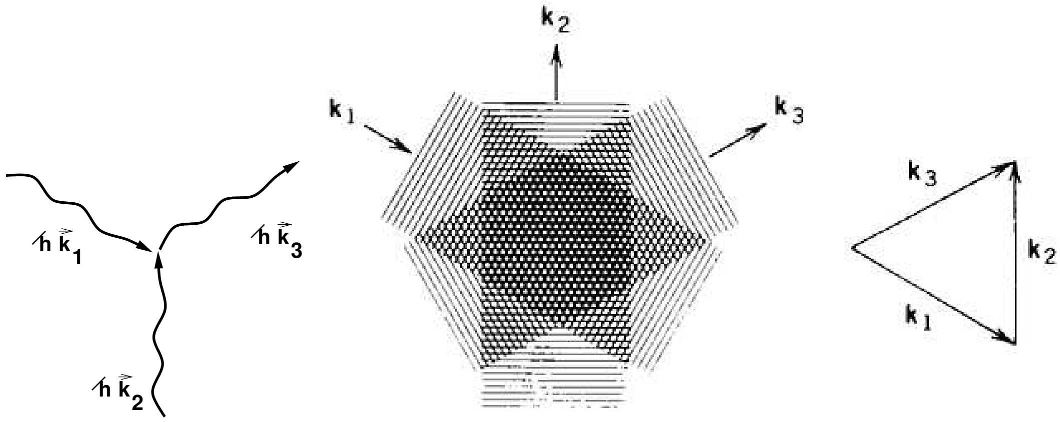
W prądzie polaryzacyjnym wywołanym przez składnik nieliniowy pojawia się składnik o podwojonej częstotliwości $\rightarrow$ SHG



Optyka nieliniowa / wybrane zjawiska

Podobnie mieszanie trójfalowe pojawić się może gdy
$E(t) = \Re e(E_1 e^{j\omega_1 t} + E_1 e^{j\omega_2 t})$

- Formalnie powstaną składniki $0, 2\omega_1, 2\omega_2, \omega_1 \pm \omega_2$
- Nie wszystkie składniki zostaną jednak pobudzone - konieczne jest dopasowanie fazowe tj. spełnienie zasady zachowania pędu



W opraciu o mieszanie trójfalowe realizuje się: przemianę częstotliwości optycznych oraz wzmacnianie i oscylacje parametryczne

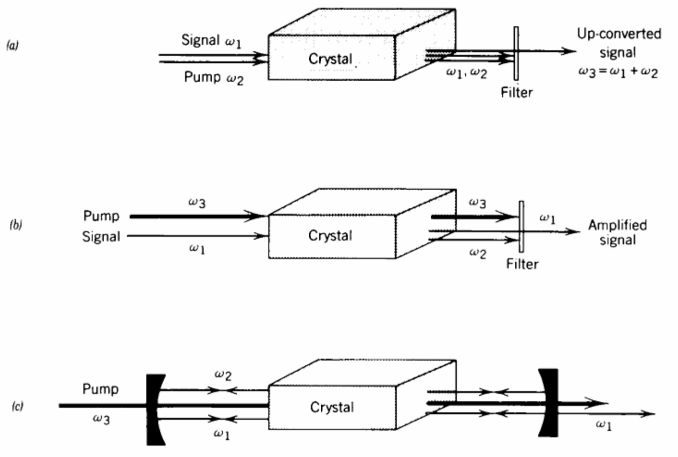


Figure 19.2-7 Optical parametric devices: (*a*) frequency up-converter; (*b*) parametric amplifier; (*c*) parametric oscillator.

Optyka nieliniowa / wybrane zjawiska

Nieliniowowość trzeciego rzędu → materiały, dla których n nie zależy od znaku E (centro-symetryczne) → komórki Kerra np. szkło

Optyczne zjawisko Kerra

$$P_{NL} = 4\chi^{(3)} E^3(t) \qquad E(t) = \Re e(E e^{j\omega t})$$

Dostaniemy

$$P_{NL} = P_{NL}(\omega) + \Re e(P_{NL}(3\omega) e^{j3\omega t})$$

Generacja 3-harmonicznej ma nikłą sprawność. Istotne jest $P_{NL}(\omega)$

- Dla liniowego ośrodka mamy

$$P = \epsilon_0 \chi E = \epsilon_0 \chi \Re e(E e^{j\omega t}) = P(\omega) \Re e(e^{j\omega t})$$

- Ośrodek kerrowski generuje DODATKOWY składnik wektora polaryzacji na częstotliwości ω. Czyli niejako wywołuje PRZYROST podatności proprocjonalny do natężenia światła

$$\epsilon_0 \Delta\chi = \frac{P_{NL}(\omega)}{E(\omega)} \propto |E|^2$$

- Zmieni się zatem wspól. załamania

$$n(E) = n\sqrt{1 + \Delta\chi/n} \approx n(1 + \Delta\chi/2n) = n + n_2 I$$

gdzie $I = |E|^2/Z$

- Zjawisko to tzw optyczny efekt Kerra

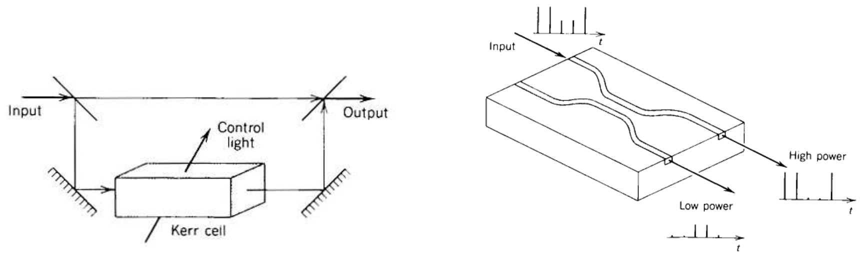
- Oczywiscie konsekwencją zmiany n bedzie zmiana predkości fali tzn fala w istocie oddziałuje poprzez ośrodek kerrowski sama na siebie

Konsekwencje nieliniowego zjawiska Kerra

- Samomodulacja fazy. Wiązka o mocy P i przekroju poprzecznym o polu S doznaje przesunięcia fazy zależnego od mocy. W porównaniu z ośrodkiem liniowym faza różni się o:

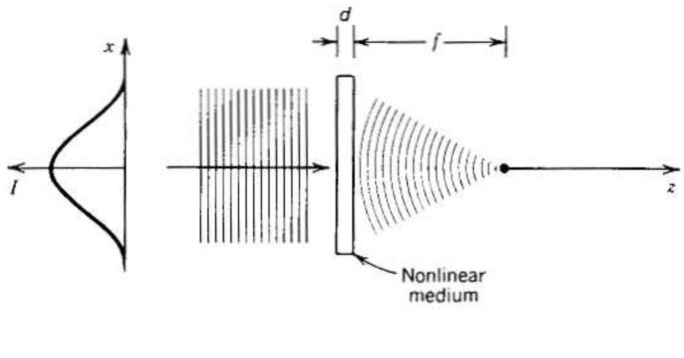
$$\Delta\phi = 2\pi n_2 \frac{L}{\lambda_0 S} P$$

w konsekwencji np. wiazką o dużej mocy można sterować natężenie sygnału małej mocy lub też przełaczać syg. małej i dużej mocy.



Rysunek 23:

- Samoogniskowanie



Rysunek 24:

- Wzmocnienie ramanowskie, mieszanie czterofalowe, zwierciadła fazowe.

Konsekwencje nieliniowego zjawiska Kerra
solitony

- W ośrodku liniowym - w trakcie propagacji impuls (wiązka) poszerza się na skutek dyspersji (w czasie) lub dyfrakcji (w przestrzeni)
- W ośrodku nieliniowym poszerzenie można skompensować

Soliton przestrzenny

- Minimalna rozbieżność wiazki o średnicy D

$$\delta\theta \approx \frac{\lambda}{D}$$

- Samoogniskownie w ośrodku Kerrowskim

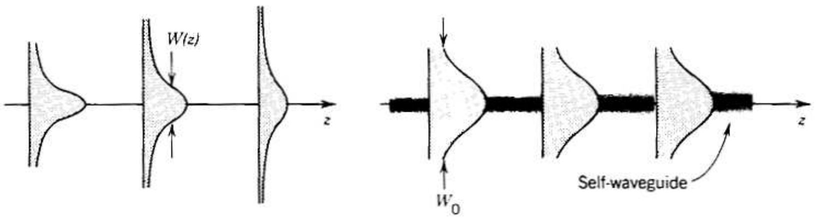
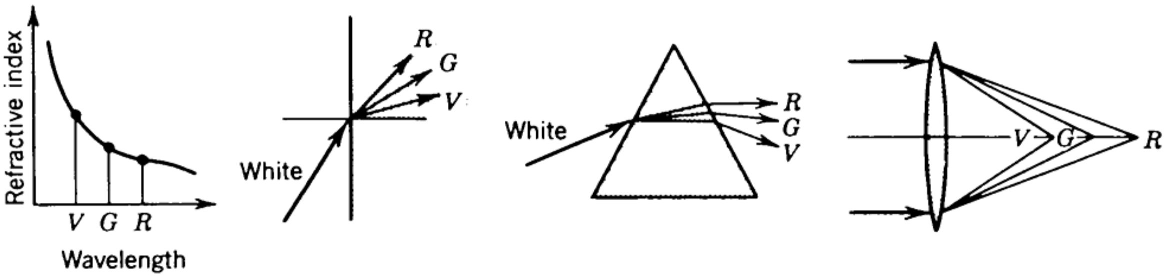


Figure 19.3-3 Comparison between (*a*) a Gaussian beam traveling in a linear medium, and (*b*) a spatial soliton (self-guided optical beam) traveling in a nonlinear medium.

Rysunek 25:

Solitony czasowe

- Współczynnik załamania materiału $\rightarrow$ dyspersja materiałowa



Definiujemy współczynnik dyspersji materiałwej = poszerzenie impulsu gaussowskiego na jednostkę długośći na jednostkę szerokosci spektralnej źródła

$$\sigma = D_\lambda \Delta\lambda_0 L = D_\omega \Delta\omega L$$

Współczynniki dyspersji

$$D_\lambda = \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial\lambda_0}N = -\frac{\lambda_0}{c}\frac{\partial^2}{\partial{\lambda_0}^2}n(\lambda_0) \qquad \text{ps/(km nm)}$$

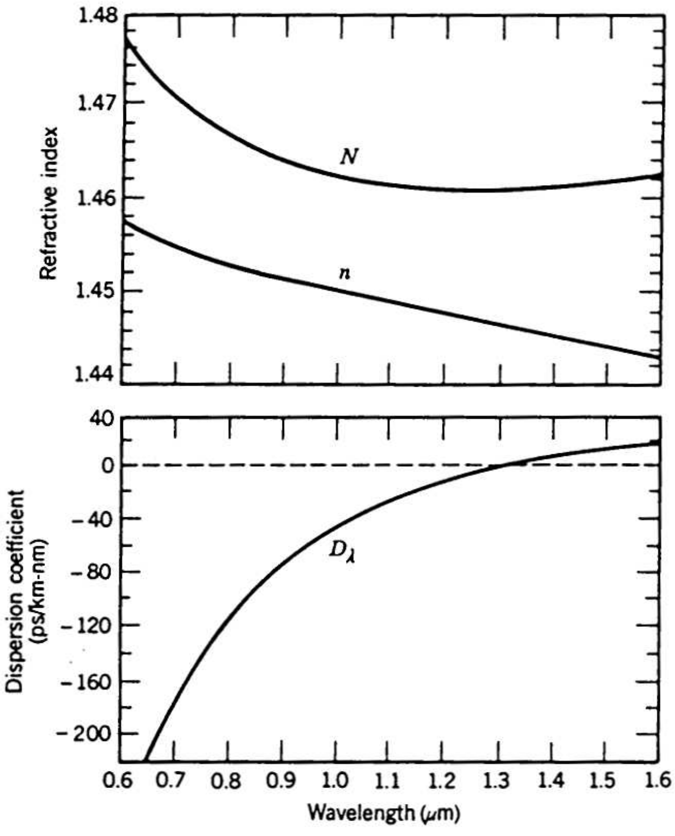
Ponieważ $D_\lambda \Delta\lambda_0 = D_\omega \Delta\omega$ to

$$D_\omega = D_\lambda \frac{\partial}{\partial\omega}\lambda_0 = \frac{\lambda_0^3}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial{\lambda_0}^2}n(\lambda_0) \qquad \text{ps/(km Hz)}$$

- $D_\lambda < 0 \quad (D_\omega > 0) \rightarrow$ dyspersja normalna
  (długie (czerwone) szybciej)
- $D_\lambda > 0 \quad (D_\omega < 0) \rightarrow$ dyspersja anomalna
  (krótkie (niebieskie) szybciej)

Szkło krzemionkowe

- $\lambda_0 < 1.312\mu$m $\rightarrow D_\lambda < 0$ dyspersja normalna
- $\lambda_0 > 1.312\mu$m $\rightarrow D_\lambda > 0$ dyspersja anomalna
- $\lambda_0 = 1.312\mu$m $\rightarrow D_\lambda = 0$ dyspersja zerowa

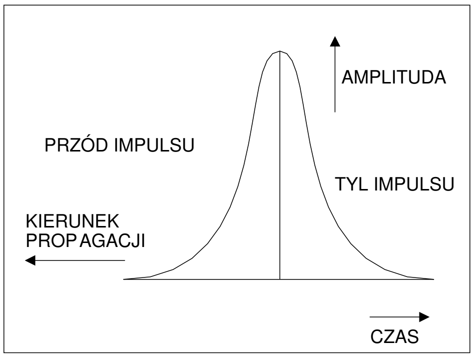

1.48
1.47
1.46
1.45
1.44
Refractive index
N
n
40
0
−40
−80
−120
−160
−200
Dispersion coefficient
(ps/km-nm)
D_λ
0.6
0.7
0.8
0.9
1.0
1.1
1.2
1.3
1.4
1.5
1.6
Wavelength (μm)

Solitony czasowe

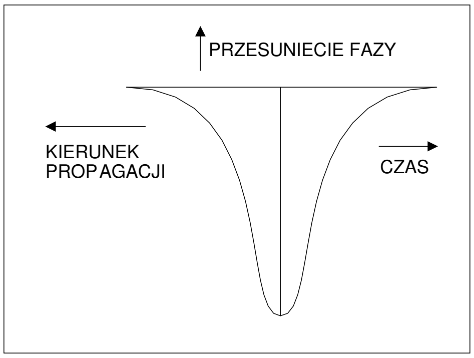
Konsekwencja samomodulacji fazy wywołanej zjawiskiem Kerra

$$e^{-jn(E^2)\omega z/c}$$

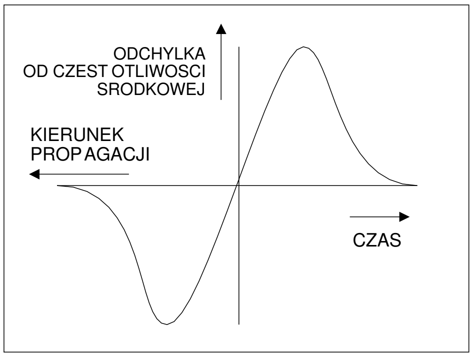
AMPLITUDA



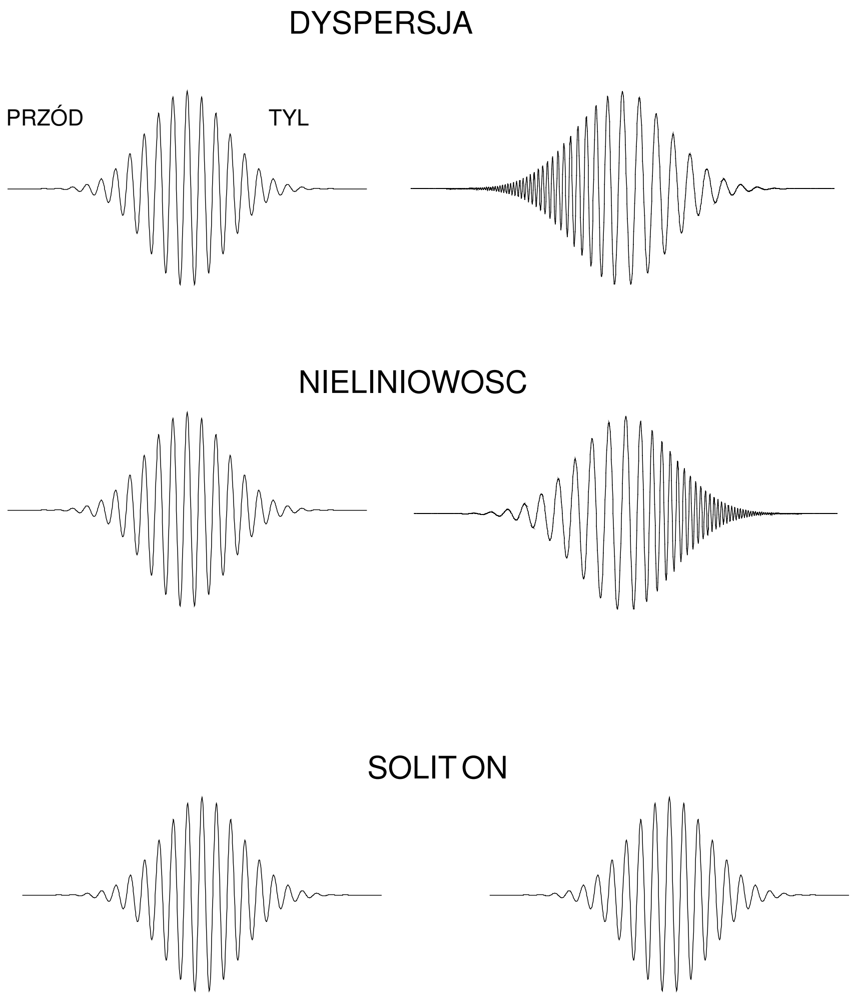
PRZESUNIECIE FAZY ZW. Z EFEKTEM KERRA

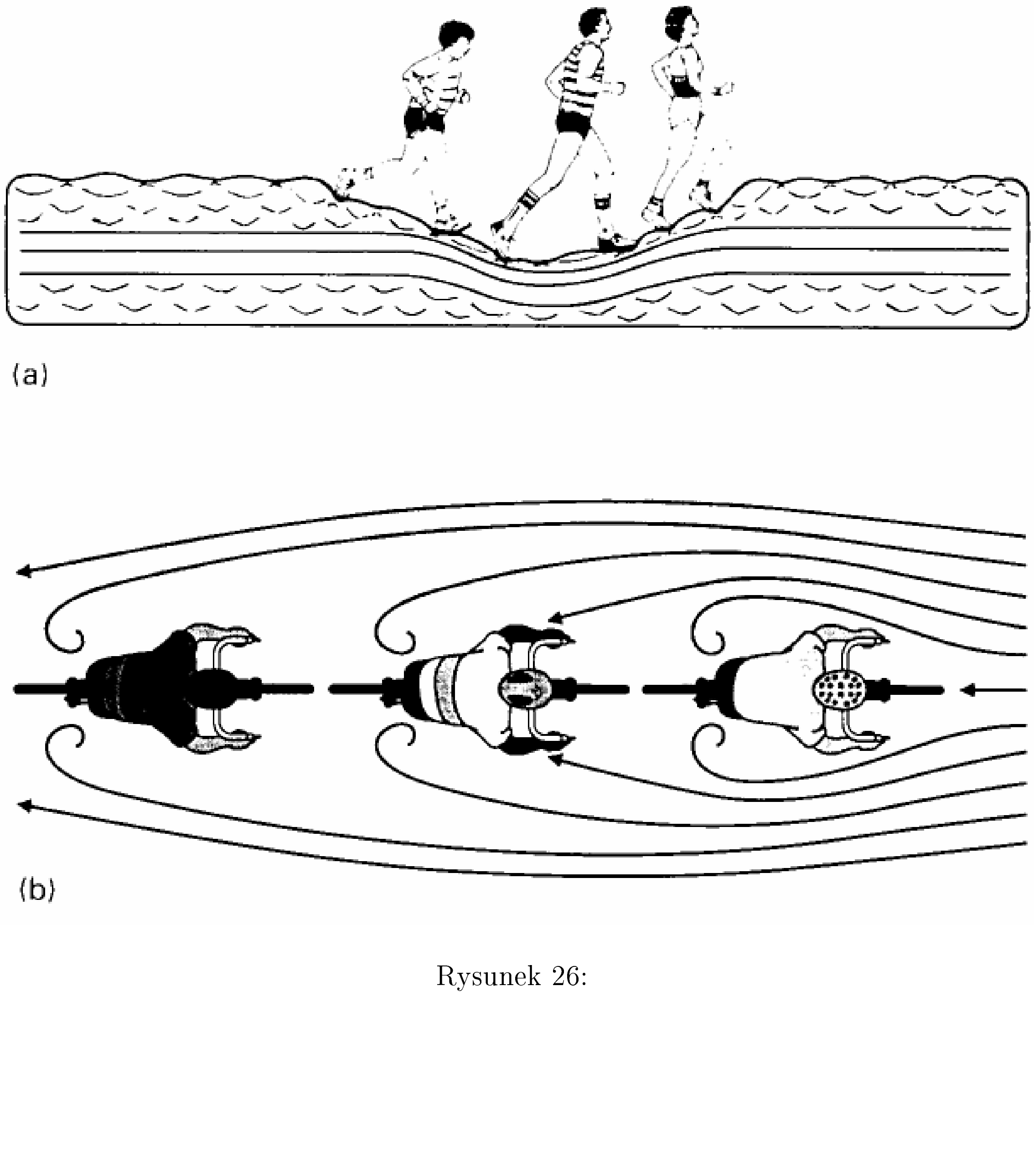


CZESTOTLIWOSC CHWILOWA

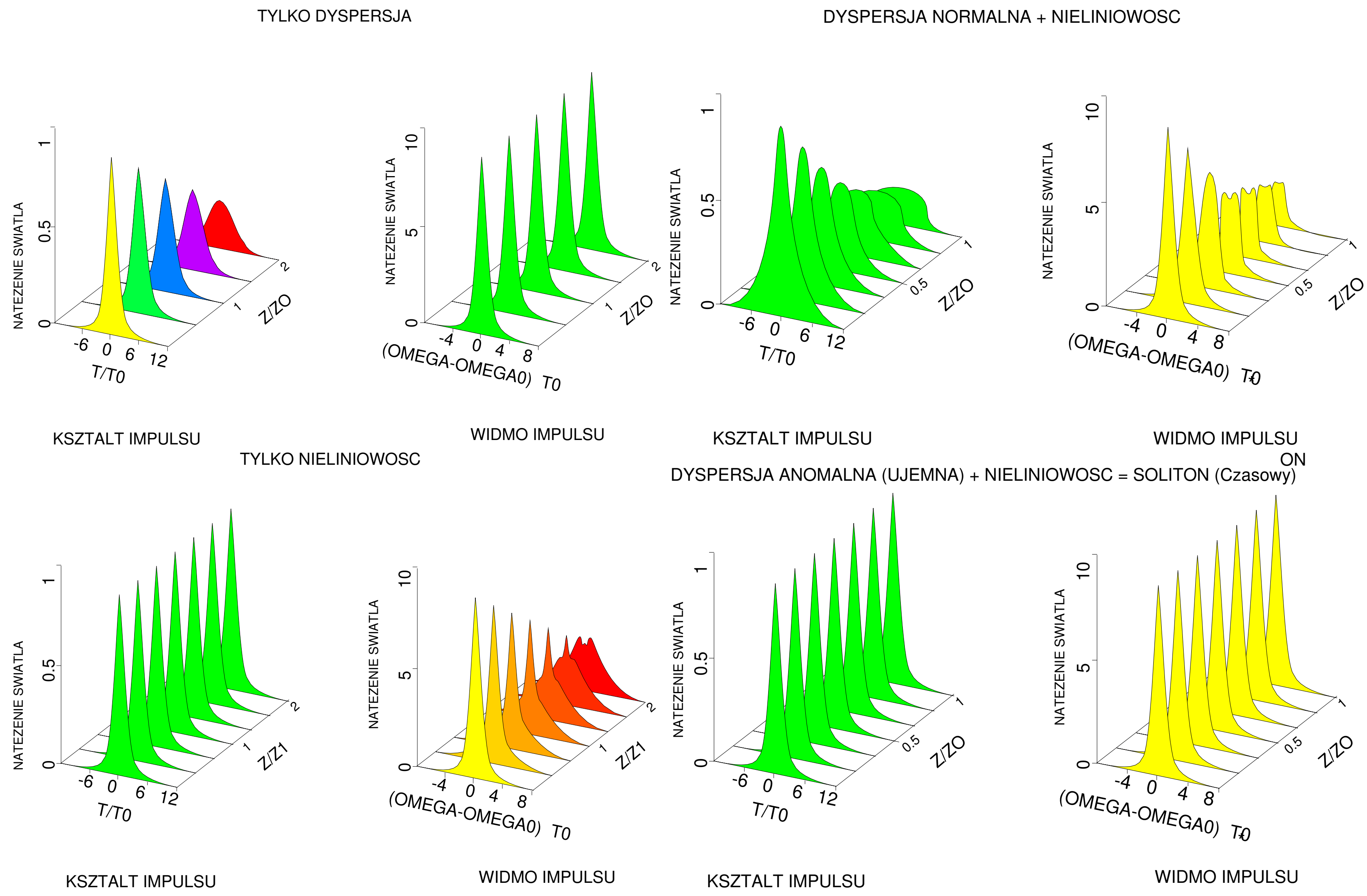


Solitony czasowe



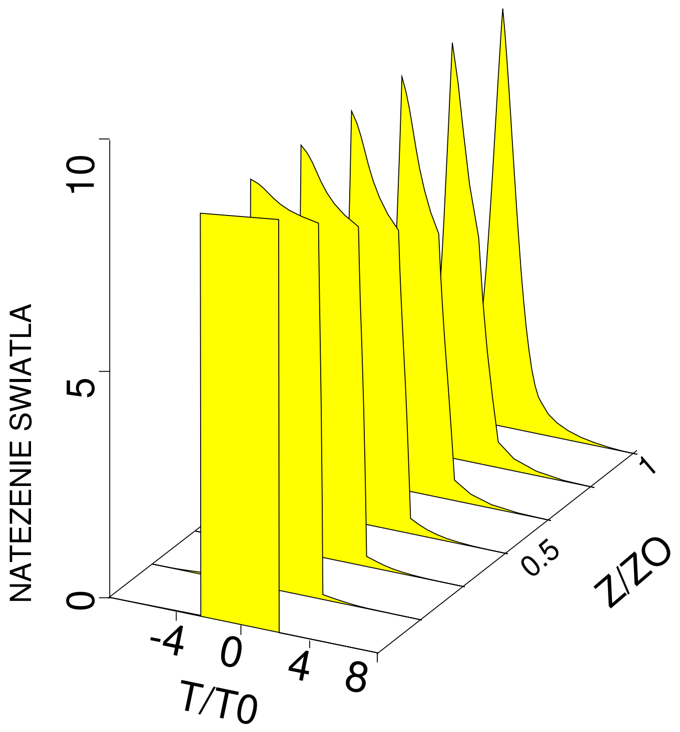


Rysunek 26:


TYLKO DYSPERSJA
DYSPERSJA NORMALNA + NIELINIOWOSC
NATEZENIE SWIATLA
T/T0
Z/ZO
(OMEGA-OMEGA0) T0
KSZTALT IMPULSU
WIDMO IMPULSU
KSZTALT IMPULSU
WIDMO IMPULSU
TYLKO NIELINIOWOSC
ON
DYSPERSJA ANOMALNA (UJEMNA) + NIELINIOWOSC = SOLITON (Czasowy)
Z/Z1
KSZTALT IMPULSU
WIDMO IMPULSU
KSZTALT IMPULSU
WIDMO IMPULSU

Kształtowanie się solitonu

POWSTAWANIE SOLITONU Z IMPULSU PROSTOKATNEGO



Kształt solitonu (podstawowego)

$$\text{sech } x = \frac{1}{\cosh x}$$

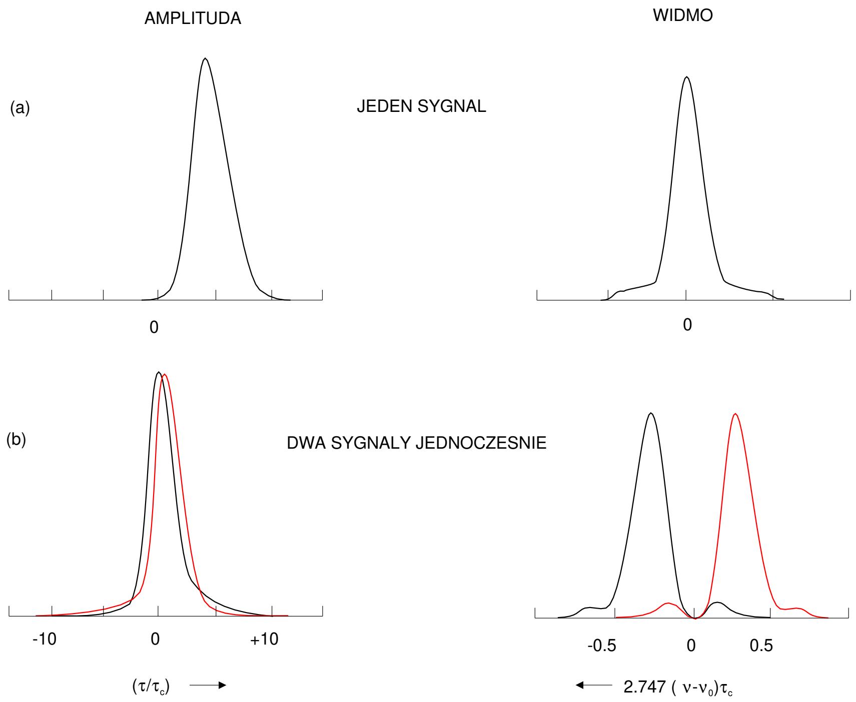
Wymagania dla światłowodu o średnicy rdzenia 10μm:

- dyspersja ujemna $\lambda > 1.3\mu$m
- moc
  - 10 ps - 0.18 mW
  - 1 ps - 180mW
  - 330fs - 1W

Solitonowe bramki logiczne -ATT 0.2Tb/s

Podstawowe efekty

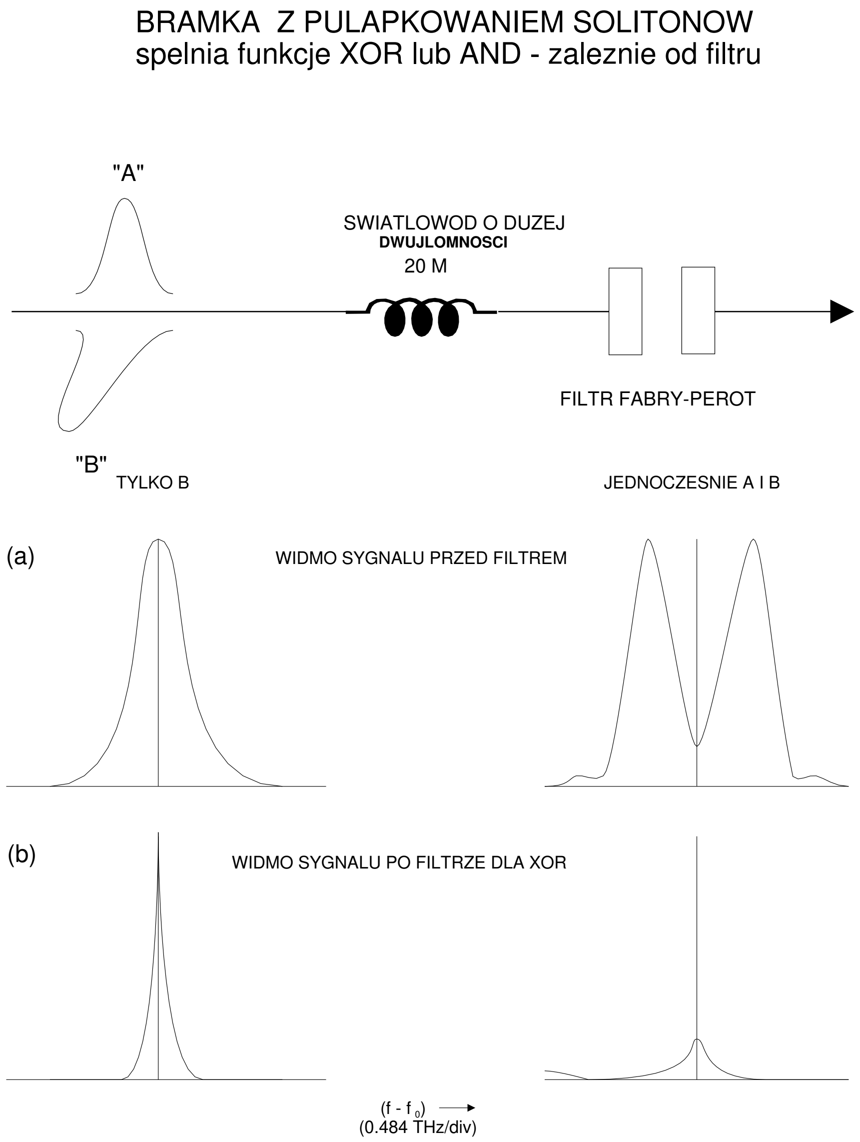
- Prędkość solitonu zależna jest od częstotliwości środkowej
- Bliskie solitony odziałują na siebie "przyciagając" (lub "odpychając") się
- Rezultatem odziaływania dwóch solitonów o różnej prędkość jest zmiana ich częstotliwości. Solitony "przestrajają" się tak aby mogło dojść do przyciagnięcia lub odepchnięcia
- W światłowodzie dwójłomnym solitony o prostopadłych polaryzacjach rozchodzą się z różną prędkością
- Jeśli dwa solitony o ortogonalnych polaryzacjach pojawią się obok siebie to dojdzie do "pułapkowania" - jeden zwolni a drugi przyspieszy $\rightarrow$ obydwa zmienią częstotliwość.



Rysunek 27:

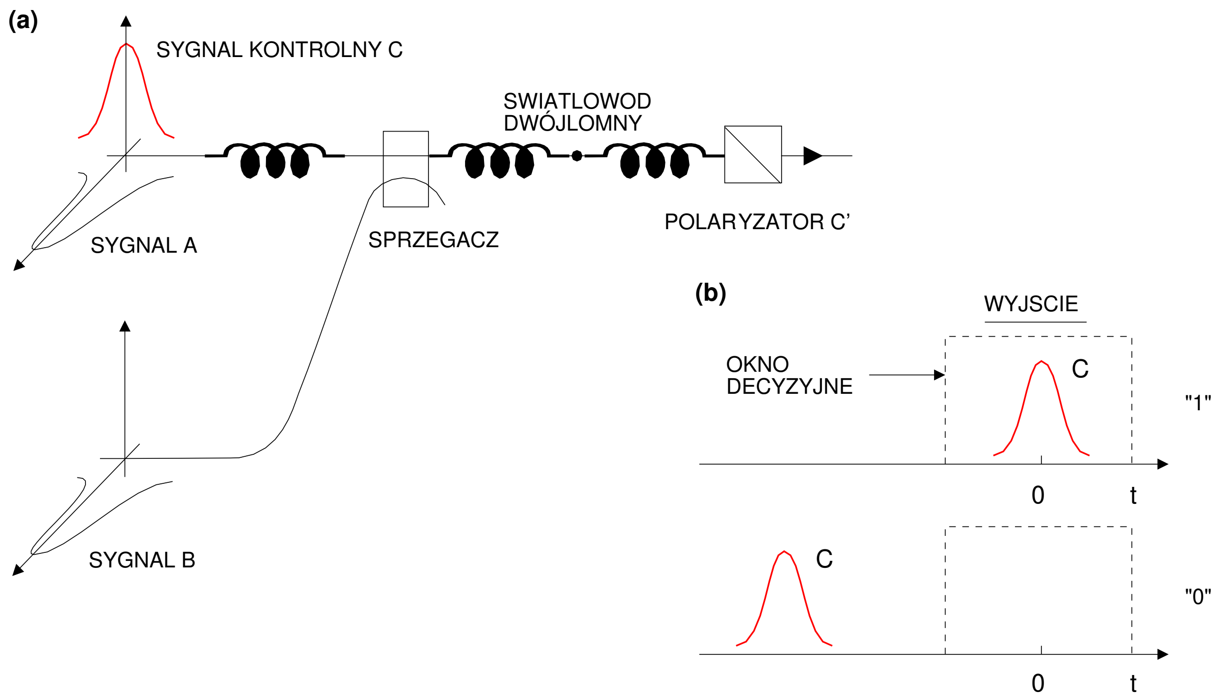
Solitonowe bramki logiczne

Oddziaływania solitonów 330fs



Solitonowe bramki logiczne

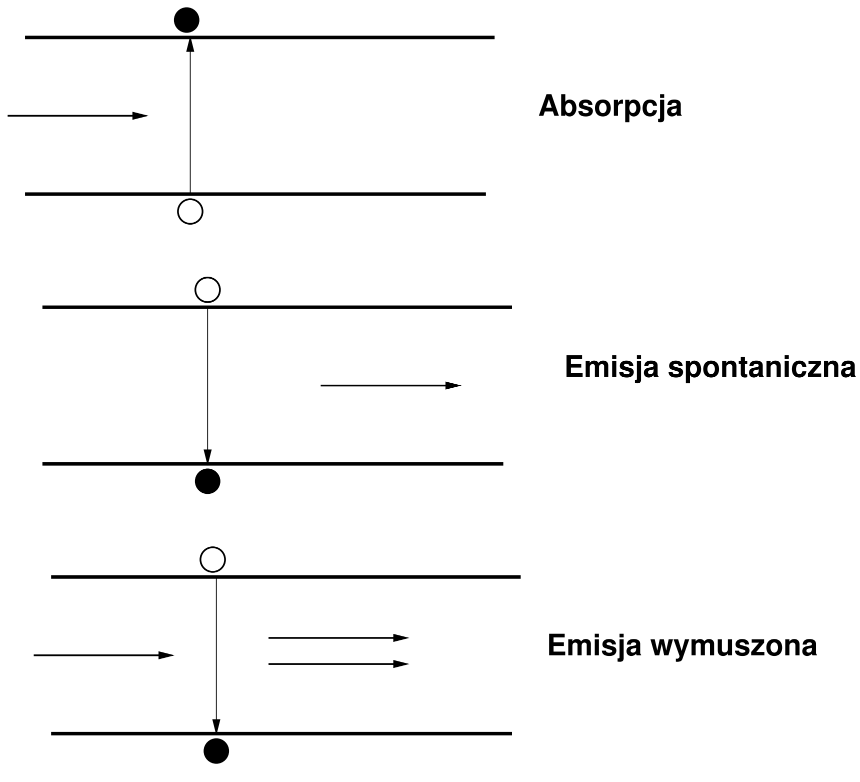
BRAMKA NOR Z OPÓZNIANIEM SOLITONOW



Emisja i wzmacnianie światła

- Emisja i absorpcja promieniowania jest procesem kwantowym
- Generacja lub pochłanianie światła prowadzi do zmiany stanu energetycznego atomów (np. wzbudzeń).
- Dowolny układ atomowy po pewnym czasie przechodzi samorzutnie w stan minimum energetycznego
- Przejścia elektronu między różnymi poziomami energetycznymi wymagają dostarczenia energii lub prowadzą do generacji kwantów promieniowania o częstotliwości wynikającej z różnicy poziomów energetycznych

$$h\nu = \Delta E$$



Rysunek 28: *Podstawowe procesy*

Emisja i wzmacnianie światła

- Kwant promieniowania generowany przez emisję wymuszoną ma częstotliwość i fazę zgodną z kwantem wymuszającym $\rightarrow$ promieniowanie spójne
- W dowolnym układzie atomowym zachodzi równocześnie emisja spontaniczna, wymuszona i absorpcja
- Wzmacnianie światła możliwe jest jeśli doprowadzi się do dominacji procesu emisji wymuszonej

Intensywności procesów dla promieniowania o gęstości widmowej $\sigma(\lambda)$

- Absorpcja: $N_1\sigma(\lambda)B_{12}$
- Emisja spontaniczna: N_2A_{21}
- Emisja wymuszona: $N_2\sigma(\lambda)B_{21}$

W warunkach równowagi gęstość widmowa opisana jest rozkładem Plancka, a ponadto

$$N_1\sigma(\lambda)B_{12} = N_2A_{21} + N_2\sigma(\lambda)B_{21}$$

Pozwala to określić relację pomiędzy natężniem promieniowania spontanicznego i wymuszonego

$$\frac{B_{21}\sigma(\lambda)}{A_{21}} = \frac{1}{N_1/N_2 - 1}$$

Aby wzmacniać (generować promieniowanie spójne) powinniśmy uzyskać $N_1 << N_2$

Emisja i wzmacnianie światła

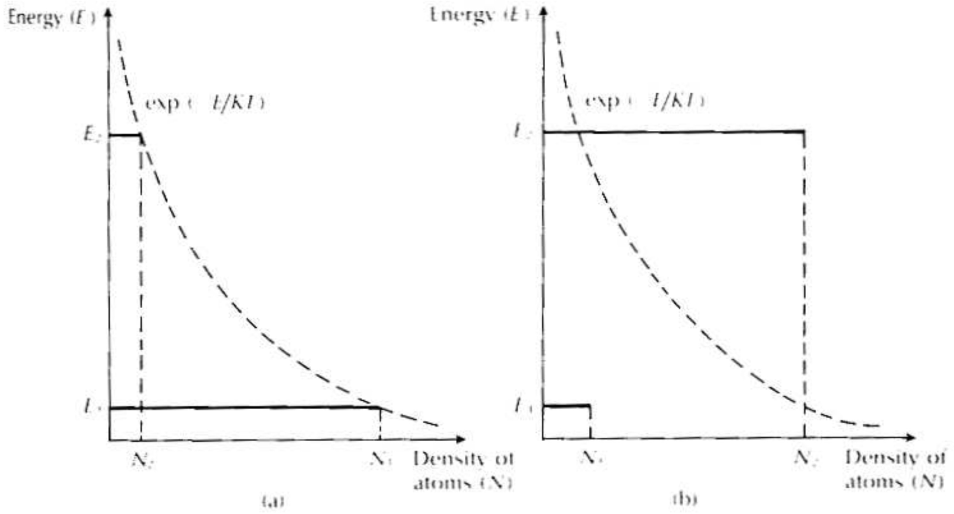
W warunkach równowagi $\rightarrow$ statystyka Boltzmana

$$N_1/N_2 = e^{(E_1-E_1)/kT} = e^{h\nu/kT}$$

<u>Przykład:</u> Lampa: T=1000K, $\lambda = 0.5\mu$m

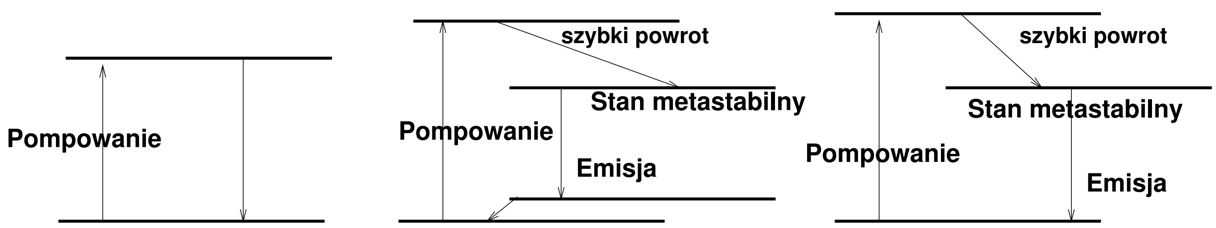
$$\frac{B_{21}\sigma(\lambda)}{A_{21}} = \frac{1}{\mathrm{exp}(h\nu/kT)-1} = e^{-28.8} = 3.1 \cdot 10^{-13}$$

W warunkach równowagi niemożliwe jest wzmocnienie, konieczne jest uzyskanie INWERSJI OBSADZEŃ poprzez pompowanie.



Rysunek 29:

Inwersja obsadzeń



- System dwupoziomowy
- System czteropoziomowy (ze stanem metastabilnym)
- System trójpoziomowy (ze stanem metastabilnym)

Przyjmujemy oznaczenia współczynników system dwupoziomowy:

- Absorpcja (z pompy) i emisji wymuszonej: $W = \sigma(\lambda)B_{12} = \sigma(\lambda)B_{21}$
- Emisja spontaniczna: $S = A_{21}$

R-nia dynamiki dla systemu dwupoziomowego

$$\frac{\partial}{\partial t}N_1 = -WN_1 + SN_2 + WN_2 \qquad \frac{\partial}{\partial t}N_2 = WN_1 - SN_2 - WN_2$$

Odejmując stronami

$$\frac{\partial}{\partial t}\Delta N = -2W\Delta N - 2SN_2$$

gdzie $\Delta N = N_2 - N_1$
Jeśli $N_2(0) = 0, N_1(0) = N_0, N_1(t) + N_2(t) = N_0$

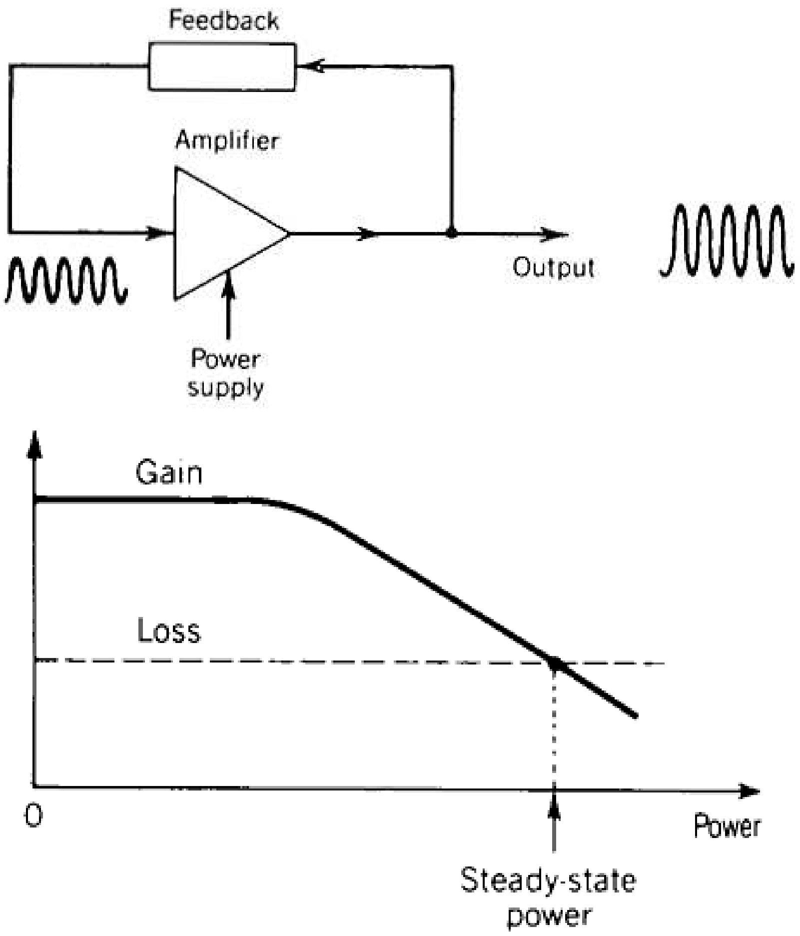
Dostajemy

$$\frac{\Delta N(t)}{N_0} = -\frac{1 + (2W/S)e^{-(2W+S)t}}{1 + 2W/S}$$

Wartość wyrażenia zawsze ujemna (niemożliwe uzyskanie inwersji obsadzeń)

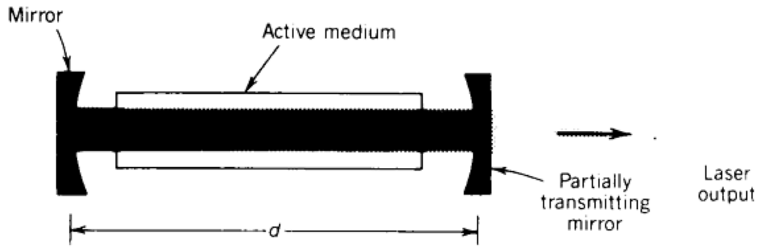
Emisja światła

Analogia z układem elektronicznym:
Generator = wzmacniacz + sprzężenie zwrotne

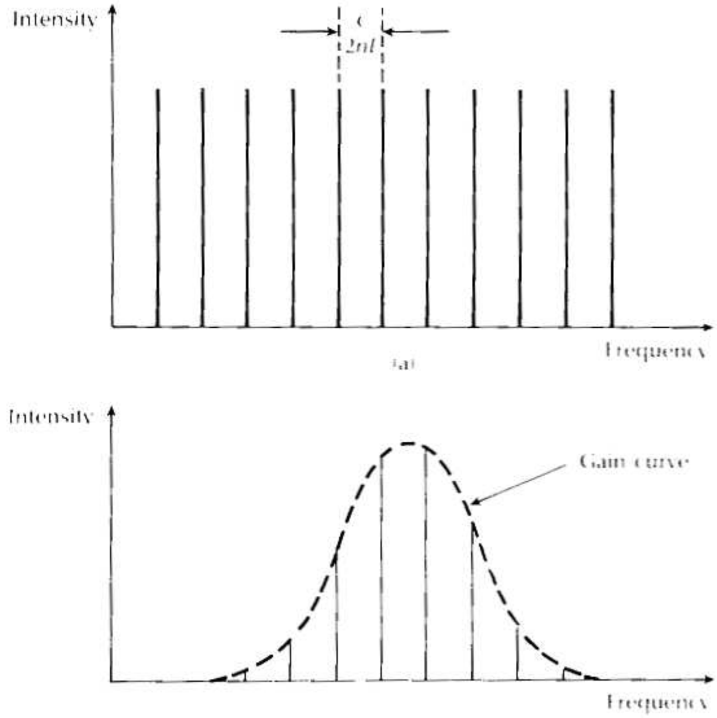


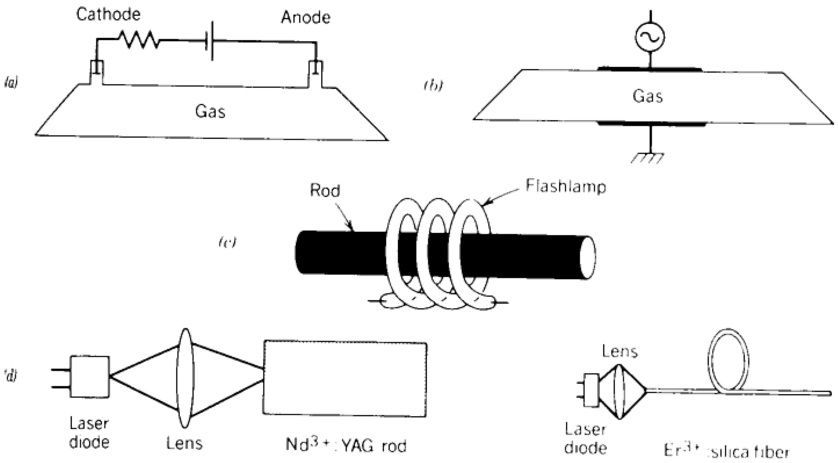
Rysunek 30: *Punkt pracy generatora ustala się w miejscu gdzie stratu=wzmocnienie*

Wzamcniacz: emisja wymuszona
Sprzężenie zwrotne: płaszczyzny (lub układy) odbijające = rezonator

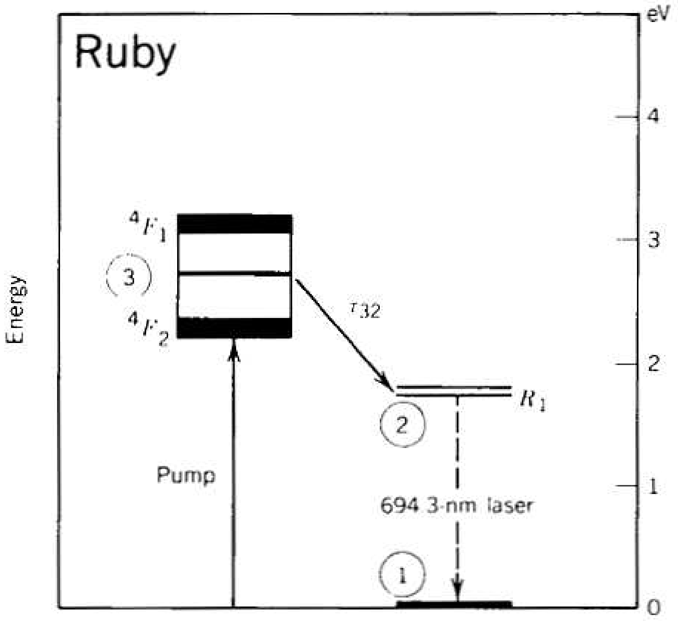


LASER = Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation
Charakterystyka widmowa lasera:





Rysunek 31: *Różne sposoby pompowania*



Rysunek 32: *System poziomów w laserze rubinowym*