Optyka – kurs wyrównawczy
optyka falowa 1
wstęp

2010 r.

Fale w przestrzeni jednowymiarowej

Zaburzenie rozchodzące się wzdłuż osi x opisuje funkcja typu:

$$f\left(\mathrm{v}t+x\right);\; f\left(\mathrm{v}t-x\right)$$

Funkcje opisujące fale są rozwiązaniami równania falowego:

$$\boxed{\frac{\partial^2}{\partial x^2}f=\frac{1}{\mathrm{v}^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}f}$$

,

Fale harmoniczne: b. ważny przypadek fali

Bo można każdy impuls rozłożyć na fale harmoniczne

$$\boxed{\begin{aligned} &f\left(x-\mathrm{v}t\right)=A\sin\left[k(x-\mathrm{v}t)+\varphi\right]= \\ &A\sin\left[kx-k\mathrm{v}t+\varphi\right]=A\sin\left[kx-\omega t+\varphi\right] \end{aligned}}$$

Liczba falowa: $k=\dfrac{2\pi}{\lambda}$

częstość fali: $\omega=k\mathrm{v}=\dfrac{2\pi}{\lambda}\mathrm{v}=2\pi\nu$

$$\boxed{\mathrm{v}=\lambda\nu=\frac{\omega}{k}}$$

Prędkość fazowa

Prędkość punktu o stałej fazie:

$$\boxed{\mathrm{v}_{\varphi} = \pm \frac{\omega}{k}}$$

W ośrodku dyspersyjnym prędkość rozchodzenia fali może zależeć od częstości fali.
Wtedy z prędkością v_{φ} porusza się faza jedynie fali sinusoidalnej
Impuls natomiast zmienia kształt.

W ośrodku bezdyspersyjnym prędkość fali nie będzie zależeć od częstości,
Wtedy impuls będzie się poruszał z prędkością v_{φ} bez zmiany kształtu.

Fale w przestrzeni 3-wymiarowej

Fale płaskie – powierzchnie stałej fazy są płaszczyznami (nieskończonymi)

$$\boxed{f(\mathbf{r},t) = A\sin[\mathbf{kr} - \omega t + \varphi]}$$

Jest rozwiązaniem 3-wymiarowego równania falowego

$$\boxed{\nabla^2 f \equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} f + \frac{\partial^2}{\partial y^2} f + \frac{\partial^2}{\partial z^2} f = \frac{1}{\mathrm{v}^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} f}$$

demonstracja: fala na wodzie

Fale w przestrzeni 3-wymiarowej

Fale kuliste – powierzchnie stałej fazy są sferami

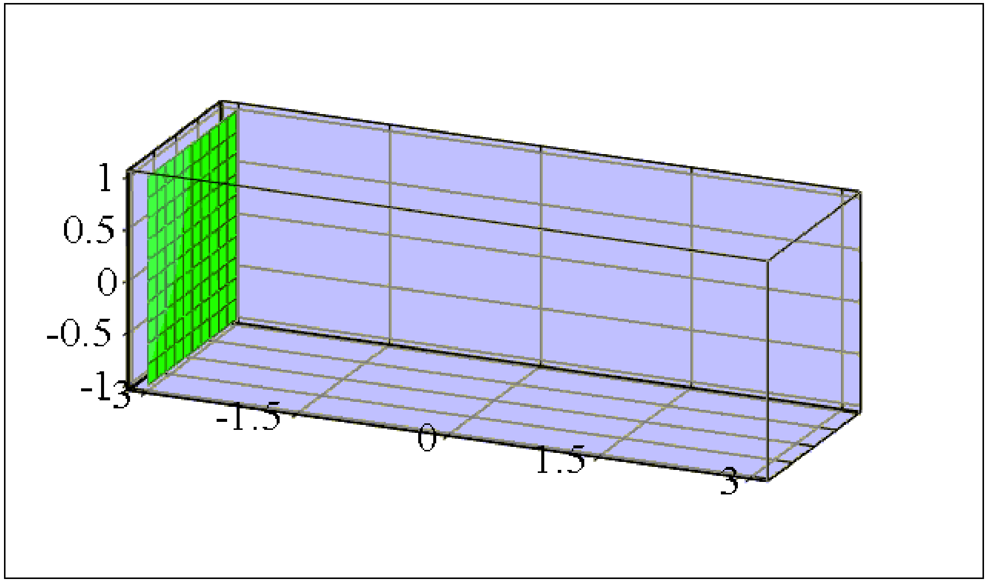
$$\boxed{f(r,t) = \frac{A\sin\left[kr - \omega t + \varphi\right]}{r}}$$

$$\boxed{\nabla^2 f \equiv \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2 \frac{\partial \; f}{\partial r}\right) \equiv \frac{1}{r}\frac{\partial^2 rf}{\partial r^2} = \frac{1}{\mathrm{v}^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} f}$$

Amplituda się zmienia z r

Uwaga: w fali płaskiej jest $\boldsymbol{kr}$ a w fali kulistej kr

Front falowy falowy przecina oś z dla $z = -3$

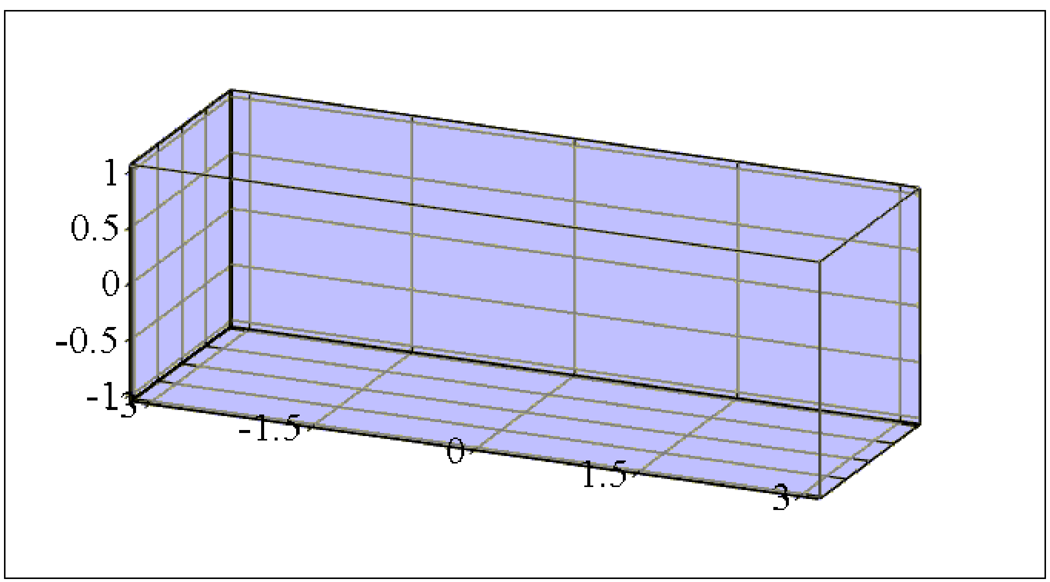


Fale płaskie – powierzchnie stałej fazy są płaszczyznami (nieskończonymi)

$$f(\mathbf{r},t) = A\sin[\mathbf{kr} - \omega t + \varphi]$$

Front falowy falowy przecina oś z dla $z_1 = 0$ i $z_2 = 0$

$R(z) = 0$



Fale kuliste – powierzchnie stałej fazy są sferami

$$f(r,t) = \frac{A\sin[kr - \omega t + \varphi]}{r}$$

Wektory **E**, **B** i **k**

Fala e-m w przestrzeni nieograniczonej jest poprzeczna

Z równań Maxwella dla fali płaskiej:

Dk=0, **Bk**=0

$$\mathbf{k} \times \mathbf{E} = \omega \mathbf{B} \Rightarrow E = \mathrm{v} B$$

Faza **B** jest zgodna z fazą **E**

Przy przejściu z jednego ośrodka do drugiego nie zmienia się częstotliwość fali, bo na granicy pola by się „rozjechały”.

$$c = \lambda_0 \nu; \quad \mathrm{v} = \lambda \nu; \quad n = \lambda_0 / \lambda; \quad n = k / k_0$$

Fala świetlna=fala **E**

Falę świetlną utożsamiamy z falą **E**

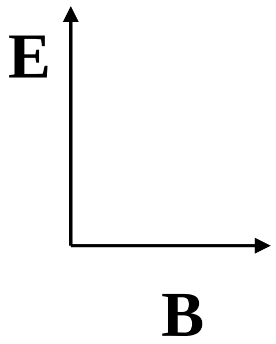
Pomimo, że energia niesiona przez **E** i **B** jest jednakowa, to oddziaływanie z ładunkami w materii pola **E** jest wielokrotnie większe niż **B**

$$\frac{F_E}{F_B} = \frac{qE}{q\mathrm{v}_q B} = \frac{\mathrm{v}_{św}}{\mathrm{v}_q} \cong \frac{3\,10^8}{3\,10^2} = 10^6$$

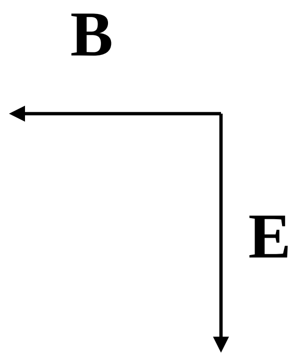
Uwaga: prędkość elektronu v_q została arbitralnie przyjęta jako równa prędkości dźwięku

Rola pola **B** w ciśnieniu światła

Fala e-m pada na ścianę:



W pewnej chwili



Pół okresu później

Pole E wprawia elektron w ruch (w którą stronę?)

Pole B działa na poruszający się elektron siłą Lorentza

$$\vec{F}_L = q\left[\vec{v} \times \vec{B}\right]$$

W obu przypadkach siła Lorentza działa w kierunku ściany !

Energia i pęd fali e-m

Wektor Poyntinga =strumień energii: $\mathbf{S}=\mathbf{E}\times\mathbf{H}$ [J/(m^2 s) = W/m^2],

Średnia wartość wektora Poyntinga $\langle S\rangle=I=\varepsilon v E_o^{\,2}/2=E_0H_0/2=E_0B_0/(2\mu)=E_0E_0/(2\mu v)=(1/2)(\varepsilon/\mu)^{1/2}E_0^{\,2}$ [W/m^2]

W ośrodkach izotropowych $\mathbf{S}||\mathbf{k}$

Pęd fali na jednostkę obj. $\boldsymbol{\pi}=\mathbf{S}/v^2$, w próżni $\boldsymbol{\pi}=\varepsilon_0\,(\mathbf{E}\times\mathbf{B})$**;** $|\boldsymbol{\pi}|=I/v^2$

Ciśnienie promieniowania: $p=v\pi=S/v=I/v=\varepsilon_0\,E^2=\rho$ [Ws/m^3=N/m^2]

$\langle p\rangle=I/v$ (absorpcja), $\langle p\rangle=2I/v$ (odbicie)

Ogon komety

I – oświetlenie (w fotometrii oznaczane E - Wykład ostatni)

Efekt Dopplera

Fale akustyczne:

Źródło się zbliża

Częstość dźwięku rośnie

Obserwator się zbliża

$$\nu = \nu_0 \frac{1}{1 - \mathrm{v}_{\acute{z}r}/c} \approx \nu_0 \left(1 + \mathrm{v}_{\acute{z}r}/c\right)$$

$$\nu = \nu_0 \left(1 + \mathrm{v}_{obs}/c\right)$$

Fale świetlne -obojętnie kto się zbliża – względność ruchu

$$\nu = \nu_0 \frac{\sqrt{1-(\mathrm{v}/c)^2}}{1-\mathrm{v}/c} \Rightarrow \boxed{\nu = \nu_0 \sqrt{\frac{1+\mathrm{v}/c}{1-\mathrm{v}/c}}} \Leftarrow \nu = \nu_0 \frac{1+\mathrm{v}/c}{\sqrt{1-(\mathrm{v}/c)^2}}$$

Poszerzenie linii widmowych wskutek ruchów cieplnych.

Przesunięcie widm oddalających się galaktyk