Luz elipticamente polarizada

$$\vec{E}(z,t) = e^{i(kz-\omega t)}\left(E_{0x}\,\hat{x} + E_{0y}\,e^{i\delta}\,\hat{y}\right),$$ base de luz linearmente polarizada

$$\vec{E}(z,t) = e^{i(kz-\omega t)}\left(\frac{E_{0x}}{\sqrt{2}}(\hat{\sigma}_+ + \hat{\sigma}_-) + \frac{E_{0y}}{\sqrt{2}}(-i)(\hat{\sigma}_+ - \hat{\sigma}_-)\,e^{i\delta}\right)$$

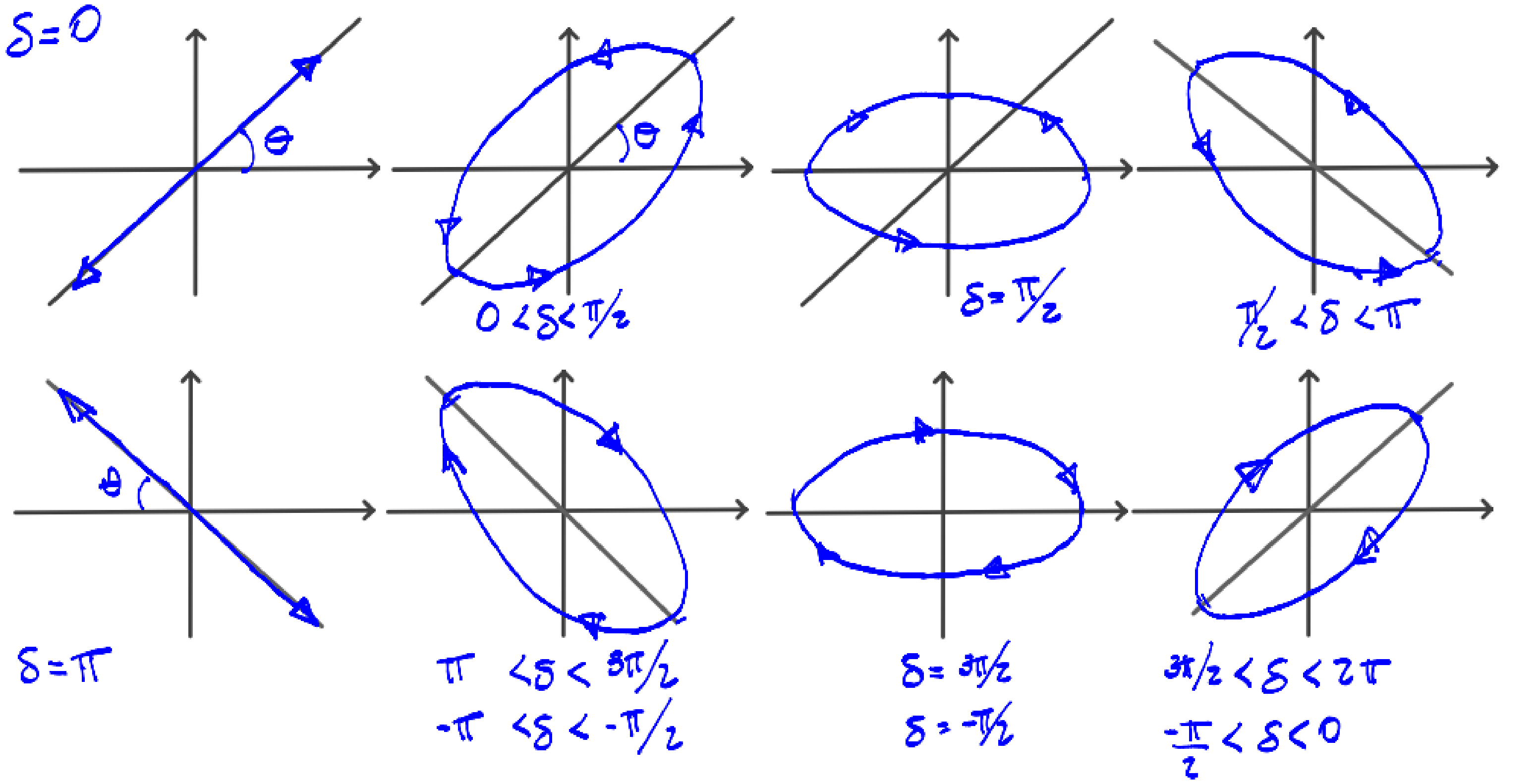
$$\vec{E}(z,t) = e^{i(kz-\omega t)}\left[\hat{\sigma}_+\left(\frac{E_{0x}}{\sqrt{2}} - \frac{E_{0y}}{\sqrt{2}}\,i\,e^{i\delta}\right) + \hat{\sigma}_-\left(\frac{E_{0x}}{\sqrt{2}} + i\,\frac{E_{0y}}{\sqrt{2}}\,e^{i\delta}\right)\right]$$

$$\boxed{\vec{E}(z,t) = \frac{e^{i(kz-\omega t)}}{\sqrt{2}}\left[\left(E_{0x} - E_{0y}\,e^{i(\delta+\pi/2)}\right)\hat{\sigma}_+ + \left(E_{0x} + E_{0y}\,e^{i(\delta+\pi/2)}\right)\hat{\sigma}_-\right]}$$

Se $E_{0x} \neq E_{0y}$ e $\delta \neq 0, \pi$, a onda é elipticamente polarizada e faz em geral uma inclinação com θ com a horizontal.

⇒ O eixo da elipse coincide com o eixo horizontal apenas para $\delta = \pm\pi/2$ onde δ está contido no intervalo $0 < \delta < 2\pi$ ou $-\pi < \delta < \pi$.

Se $E_{0x} \neq E_{0y}$, temos as seguintes soluções para a elipse de polarização em função da diferença de fase δ.

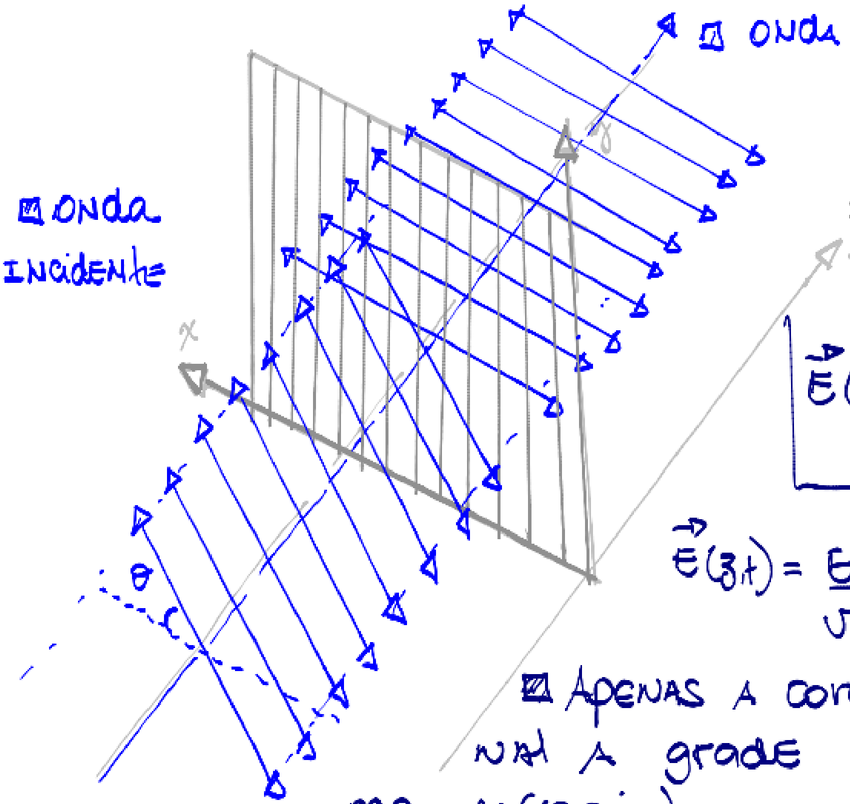


* Luz monocromática com polarização elíptica, sempre posso descrever minha base em função da base linear/circular de forma que toda polarização é uma superposição/combinação linear de ambas.

11.6 Filtros polaróides (polarizadores)

- ↦ wire grid polarizes (polarizador de fios metálicos)
- ↦ polímeros polaróides (polímeros dopados com condutores)
- ↦ Polarização por reflexão (ângulo de Brewster)
- ↦ " " interferência (filmes finos)
- ↦ espalhamento
- ↦ cristais dicróicos (lâminas polarizadoras - manipulação da pol.)

Wire grid Polarizer (fios metálicos, grelha metálica)



* fios condutores orientados na direção vertical, campo elétrico incidente linearmente polarizado à 45° com a horizontal

$$\boxed{\vec{E}(z,t) = \frac{E_0}{\sqrt{2}}(\hat{x}+\hat{y})\, e^{i(kz-\omega t)}}$$

$$\vec{E}(z,t) = \frac{E_0}{\sqrt{2}}\hat{x}\, e^{i(kz-\omega t)} + \frac{E_0}{\sqrt{2}}\hat{y}\, e^{i(kz-\omega t)}$$

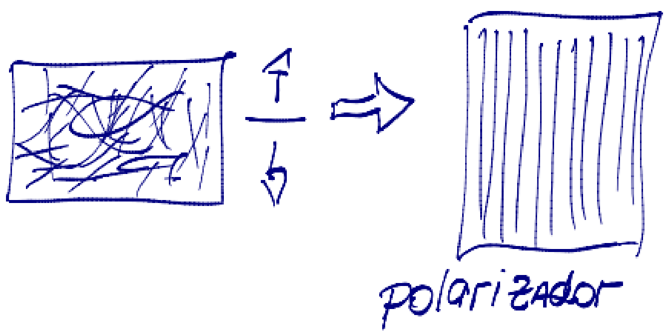
☒ Apenas a componente do campo $\vec{E}$ ortogonal à grade cruza o polarizador (com alguma difração)

☒ A componente com polarização paralela à grade interage com os elétrons livres e dois fenômenos são observados: ① dissipação por efeito Joule (absorção) e ② uma reflexão da onda, resultado da aceleração harmônica das cargas.

☒ A resistência na direção ortogonal é muito grande, já que elétrons são confinados ao fios.

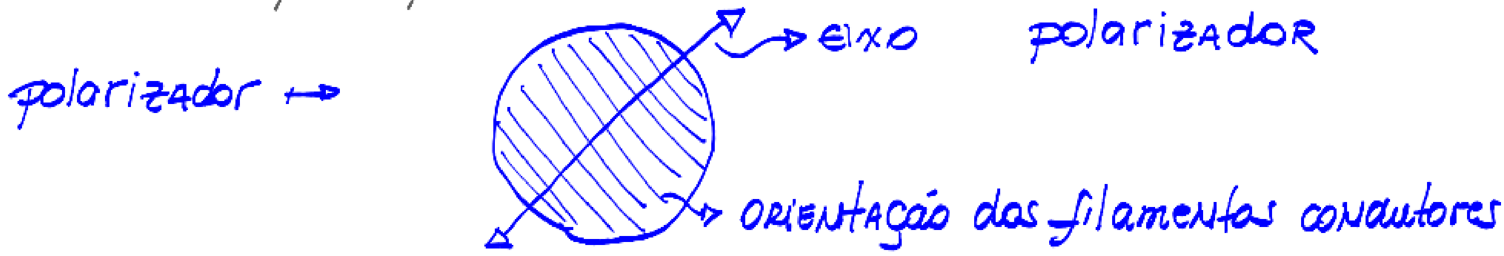
Polímeros polaróides

↦ Geralmente um polímero (plástico) dopado com elementos condutores. Ao se estirar o material cria-se uma anisotropia no material



⇒ Obter luz polarizada de luz não polarizada

Eixo do polarizador ↦ Direção na qual a intensidade da luz/onda transmitida pelo polarizador é máxima.

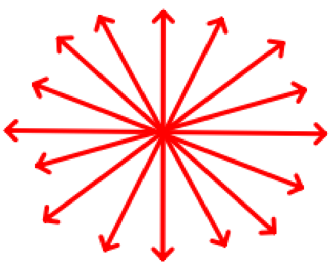


☒ Luz não polarizada é emitida por fontes que produzem onda eletromagnética sem coerência de fase, como: lâmpadas em geral (incandescente, fluorescente, led, chama) e o Sol.

⇒ A luz emitida por essas fontes possuem então orientação aleatória, podendo ser medidas em q.q. polarização com igual probabilidade. Numa base de polarização linear podemos interpretar da seguinte forma:

Luz do Sol (não polarizada)

$$\boxed{\vec{E}(z,t) = \langle E_x \rangle \hat{x} + \langle E_y \rangle \hat{y}} \;/\!/$$



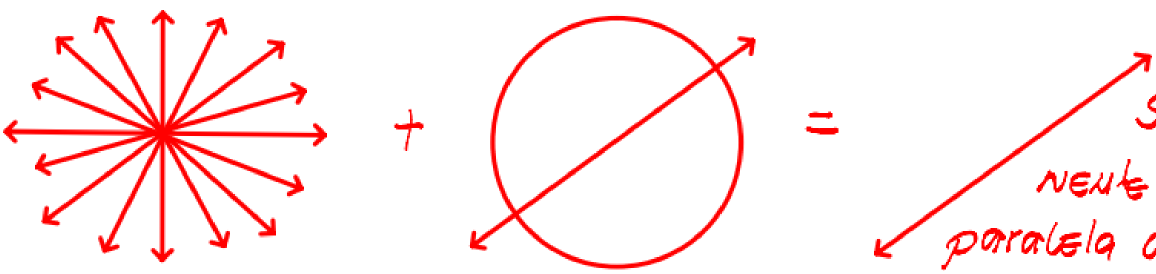
$$\boxed{\vec{E}(z,t) = E^x_{rms}\, \hat{x} + E^y_{rms}\, \hat{y}}$$

↦ Não há polarização preferencial, portanto,

$$\boxed{E^x_{rms} = E^y_{rms}} \,//$$

☒ Note que a relação acima independe da base, ou seja, para qq base ortogonal à direção de propagação $\hat{e}_1 \cdot \hat{e}_2 = 0$, $\hat{e}_1 \times \hat{e}_2 = \hat{e}_3$, $\hat{e}_3$ = direção de propagação.

$$\boxed{E^{\hat{e}_1}_{rms} = E^{\hat{e}_2}_{rms}} \,//$$

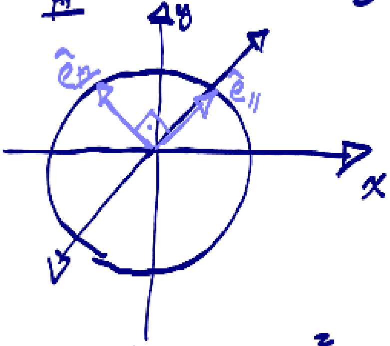


Somente a componente de polarização paralela ao eixo do polarizador é transmitida

Podemos então utilizar o eixo do polarizador como uma base na decomposição vetorial da polarização:

$\hat{e}_\parallel$ = versor paralelo ao eixo do polarizador

$\hat{e}_\perp$ = " ortogonal " " " "



Resolvemos a luz não polarizada

$$\vec{E} = \langle E_\parallel \rangle \hat{e}_\parallel + \langle E_\perp \rangle \hat{e}_\perp$$

$$\vec{E} = E^\parallel_{rms}\,\hat{e}_\parallel + E^\perp_{rms}\,\hat{e}_\perp$$

$$\boxed{E^\parallel_{rms} = E^\perp_{rms}}$$

$$E^2_{rms} = E^{\parallel 2}_{rms} + E^{\perp 2}_{rms}$$

$$\boxed{E^2_{rms} = 2E^{\parallel 2}_{rms}}$$

Intensidade total da onda incidente

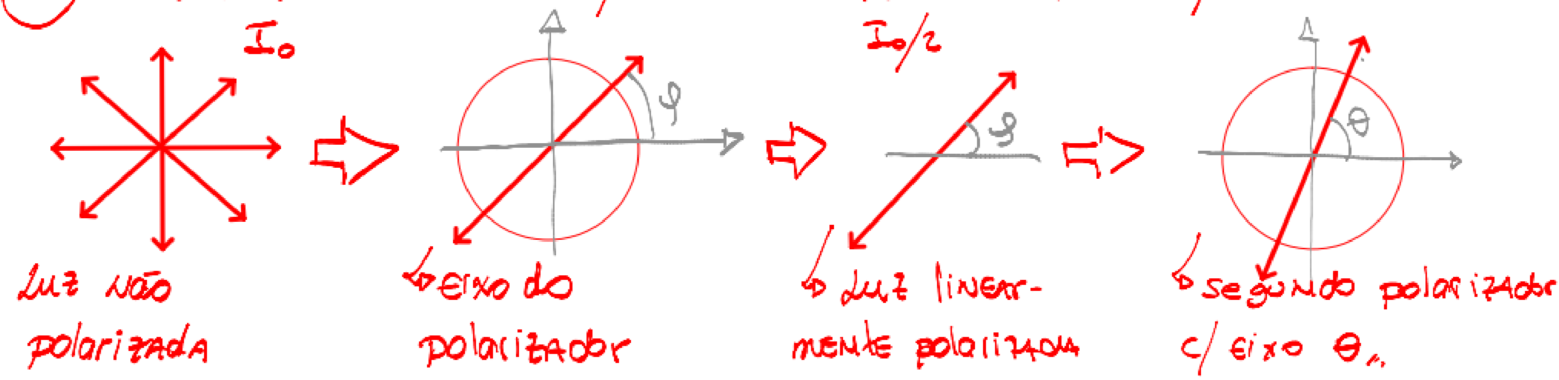
$$\boxed{I_0 = \frac{E^2_{rms}}{\mu_0 c}}$$

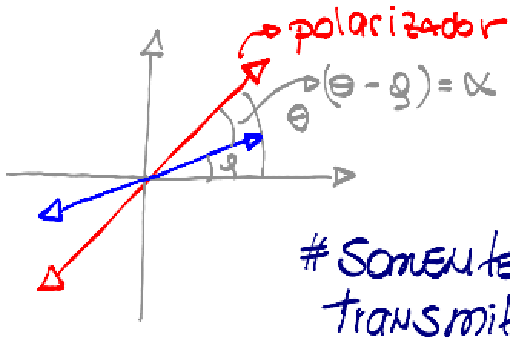
O polarizador deixa passar apenas a componente $E^\parallel_{rms}$, a intensidade transmitida é então:

$$I = \frac{E^{\parallel 2}_{rms}}{\mu_0 c} = \frac{1}{2}\frac{E^2_{rms}}{\mu_0 c} \mapsto \boxed{I = \frac{I_0}{2}}$$

⇒ Dessa forma metade da intensidade ou do número de fótons que atingem o polarizador é transmitido, essa é a famosa lei das metades.

11.7 Intensidade de luz polarizada ao cruzar um polarizador





$(\theta - \varphi) = \alpha \equiv$ Ângulo entre o eixo de polarização do polarizador e a polarização da luz.

\# Somente a componente paralela ao eixo $E_\parallel$ será transmitida, dessa forma temos:

A polarização original pode ser decomposta em:

$$\boxed{\vec{E}_\varphi = \vec{E}^\theta_\parallel + \vec{E}^\theta_\perp} \mapsto \vec{E}^\theta_\parallel \equiv \text{campo paralelo ao eixo do polarizador que faz um ângulo } \theta \text{ com a horizontal}$$

$$\boxed{\vec{E}^\theta_\perp = \vec{E}_\varphi - \vec{E}^\theta_\parallel}$$

$E^\theta_\parallel = E_0 \cos(\alpha)$, $E^\theta_{\parallel,rms} = E_{rms} \cos(\alpha)$

$E^\theta_\perp = E_0 \operatorname{sen}(\alpha)$, $E^\theta_{\perp,rms} = E_{rms} \cos(\alpha)$

Intensidade inicial antes do segundo polarizador I_0,

$$\boxed{I_0 = \frac{E_{rms}^2}{\mu_0 c}}$$

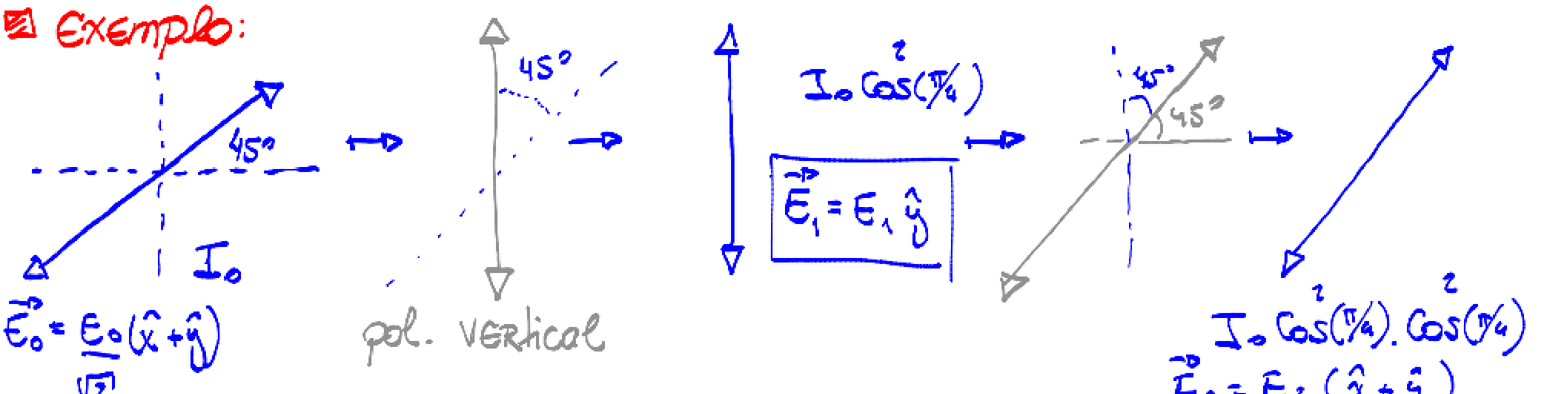
, Após o polarizador:

$$I = \frac{E^{\theta\,2}_{\parallel,rms}}{\mu_0 c} = \frac{E_{rms}^2}{\mu_0 c} \cos^2(\alpha) = I_0 \cos(\alpha)$$

$$\boxed{I(\alpha) = I_0 \cos^2(\alpha)} \mapsto \alpha \equiv \text{ângulo relativo pol. luz/polarizador}$$

⇒ Essa é conhecida como a lei do quadrado dos cossenos ou lei de Malus.

Exemplo:



$I_0 = \frac{E_0^2}{2\mu_0 c}$, $I_1 = \frac{E_1^2}{\cancel{2\mu_0 c}} = \frac{E_0^2}{\cancel{2\mu_0 c}} \cdot \frac{2}{4}$, $\boxed{E_1 = \frac{\sqrt{2}\,E_0}{2}}$

$$\boxed{\vec{E}_1 = \frac{\sqrt{2}}{2} E_0 \hat{y}}$$

$I_2 = \frac{E_2^2}{\cancel{2\mu_0 c}} = \frac{E_0^2}{\cancel{2\mu_0 c}} \frac{2}{4} \cdot \frac{2}{4}$, $E_2^2 = E_0^2 \frac{4}{16}$, $\boxed{E_2 = \frac{E_0}{2}}$

$$\boxed{\vec{E}_2 = \frac{E_0}{2\sqrt{2}}(\hat{x}+\hat{y})}$$

⇒ Some componente $\hat{x}$, reaparece componente $\hat{x}$ (interessante não?).

11.8 Lâminas polarizadoras (meia onda $\lambda/2$, e quarto de onda $\lambda/4$)

→ De forma geral uma onda eletromagnética polarizada pode sofrer uma alteração em sua polarização ao se propagar por materiais dielétricos anisotrópicos (diferentes índices de refração p/ dif. polarizações / direções).

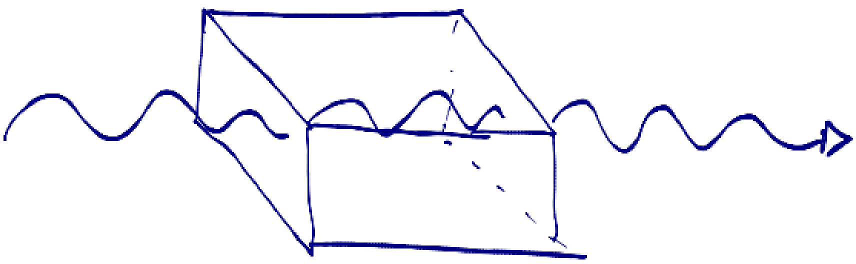
4.7.1 ⇒ Índice de refração (refraction index)

→ A onda em se propaga com diferentes velocidades no interior de materiais dielétricos, já que esses materiais podem responder de forma não linear ao campo em da onda, pela presença de cargas livres e ligadas ao bulk.

Região do espaço livre

$\vec{\nabla}\cdot\vec{B}=0$, $\vec{\nabla}\cdot\vec{E}=0$

$\vec{\nabla}\times\vec{E}=-\dfrac{\partial\vec{B}}{\partial t}$, $\vec{\nabla}\times\vec{B}=\mu_0\varepsilon_0\dfrac{\partial\vec{E}}{\partial t}$



Relações constitutivas

$\boxed{\vec{D}=\varepsilon_0\vec{E}+\vec{P}}$

$\vec{P}\equiv$ polarização elétrica do dielétrico

$\boxed{\vec{J}=\sigma\vec{E}}$

$\boxed{\vec{B}=\mu_0\vec{H}+\vec{M}}$ //

$\vec{M}\equiv$ Magnetização

$\varepsilon_0\equiv$ permissividade elétria no vácuo

$\mu_0\equiv$ permeabilidade magnética no vácuo.

$\vec{P}\propto\vec{E}$, $\vec{M}\propto\vec{H}$ $\left\{\begin{array}{l}\text{Resposta do material}\\ \text{à aplicação de } \vec{E},\vec{H}\end{array}\right\}$ Se linear $\boxed{\begin{array}{l}\vec{D}=\varepsilon\vec{E}\\ \vec{B}=\mu\vec{H}\end{array}}$ //

exemplo: se resp. é linear $\vec{P}=\chi_e\vec{E}$, se não $\boxed{P^i=\chi_{ij}E^j}$

$\chi_{ij}\equiv$ tensor susceptibilidade elétrica.

⇒ Num material s/ cargas livres (isolante não carregado)

$\rho=0$, $\sigma=0$

$\vec{\nabla}\cdot\vec{E}=0$, $\vec{\nabla}\cdot\vec{B}=0$

$\vec{\nabla}\times\vec{E}=-\dfrac{\partial\vec{B}}{\partial t}$, $\vec{\nabla}\times\vec{B}=\mu\varepsilon\dfrac{\partial\vec{E}}{\partial t}$

$\Box\vec{E}=\vec{0}$, $\nabla^2-\dfrac{1}{\mu\varepsilon}\dfrac{\partial^2}{\partial t^2}\equiv\Box$

$\boxed{v^2=\dfrac{1}{\mu\varepsilon}}$

$\boxed{v<c}$ //