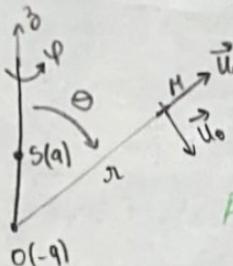


## Dipôle oscillant



$S \leftarrow$  mvt sinusoidal de pulsation  $\omega$  et d'amp  $z_0$ .  
moment dipolaire :  $\vec{P} = q\vec{S} = qz_0 \cos(\omega t) \vec{u}_3$

Approximation : \* app dipolaire  $\gg z_0$   
\* mvt de S non relatif  $z_0 \ll \lambda_0$

\* dipôle oscillant (antenne) : décomposer en élément dz  
\* e<sup>-r</sup>/r couche extérieure : liaison avec le noyau  $\rightarrow$  remonté  
déplacement de l'e<sup>-</sup> ~  $10^{-1}$  nm  $\Rightarrow z_0 \ll \lambda_0$

\* zone de rayonnement :  $r \gg \lambda_0$

Approximation du dipôle oscillant dans la zone de rayonnement:  $z_0 \ll r \ll \lambda_0$

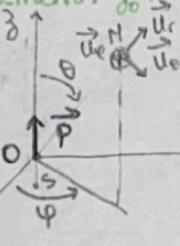
Champ du dipôle oscillant :  
 $\vec{E} = E \vec{u}_0$     $\vec{B} = \frac{\vec{u}_r \wedge \vec{E}}{c} = \frac{E}{c} \vec{u}_\theta$     $P = P_0 \cos(\omega t)$

$$E = -\frac{\mu_0 w^2 P_0 \sin \theta}{4\pi r} \cos\left(w(t - \frac{r}{c})\right) = \frac{\mu_0 \sin \theta}{4\pi r} P(t - \frac{r}{c})$$

$$\rightarrow D = \{q_1, q_2\} \text{ invariante par rot d'angle } \varphi$$

$$\rightarrow \text{Symétrie } (N, \vec{u}_r, \vec{u}_3) \Rightarrow \vec{E}(M) = \vec{E}_n(\eta, \theta) \vec{u}_r + \vec{E}_\theta(\eta, \theta) \vec{u}_\theta$$

$$\vec{B} \perp \vec{E} \Rightarrow \vec{B}(H) = B_\varphi(\eta, \theta) \vec{u}_\varphi$$



\*  $\cos(\omega t - k_3 r)$  : propagation radiale de l'énergie

$\frac{1}{r}$  : affaiblissement de l'amplitude : E émise se répartit sur des sphères d'aires  $4\pi r^2$  croissantes.

$\sin \theta$  : caractère anisotrope d'un champ rayonné.

↳ Onde magnétique, monochromatique, non plane

Champ rayonné par le dipôle oscillant n'identifie pas directement à celle de l'opp.

Puissance rayonnée par le dipôle oscillant :

$$\Pi = \frac{\vec{E} \cdot \vec{B}}{\mu_0} = \frac{1}{\mu_0} E \vec{u}_0 \wedge \frac{\vec{u}_r \wedge \vec{E}}{c} = \frac{E^2}{\mu_0 c} \vec{u}_r = \Pi \vec{u}_r$$

$$\Pi = \frac{\mu_0 w^4 B^2 \sin^2 \theta}{c(4\pi r)^2} \cos^2\left(w(t - \frac{r}{c})\right) = d \frac{\sin^2 \theta}{r^2} \cos^2\left(w(t - \frac{r}{c})\right)$$

$$I(\eta, \theta) = \langle \Pi \rangle = d \frac{\sin^2 \theta}{2r^2}$$

$$\langle P \rangle = \langle \iint_S \vec{E} \cdot d\vec{S} \rangle = \iint_S I(\eta, \theta) dS = \iint_S d \frac{\sin^2 \theta}{2r^2} \sin^2 \theta d\theta d\varphi$$

$$= \frac{d}{2} \int_0^\pi d\varphi \int_0^\pi (\sin^2 \theta)^3 d\theta = \frac{4}{3} d\pi = \frac{1}{3} \cdot \frac{\mu_0}{4\pi c} P_0^2 w^4$$

$$z = z_0 \cos(\omega t) \Rightarrow \text{accélération} : a = -\omega^2 z_0 \cos(\omega t)$$

$$\langle a^2 \rangle = \frac{w^4 z_0^2}{2} = \frac{1}{2} q^2 P_0^2 w^4$$

$$\text{donc } \langle P \rangle = \frac{2}{3} \cdot \frac{\mu_0}{4\pi c} q^2 \langle a^2 \rangle$$

$$\langle P \rangle = \frac{2}{3} \cdot \frac{\mu_0}{4\pi c} q^2 \langle a^2 \rangle$$

Reflexion à l'incidence normale d'une OPPM sur un conducteur parfait.

de conducteur parfait:

conducteur parfait  $\Rightarrow \sigma \infty$

$$\frac{dP}{dt} = \tau E^2 \text{ bornée} \Rightarrow \vec{E} = \vec{E}_0$$

$$\frac{dB}{dt} = -\vec{n} \cdot \vec{E} = \vec{B} \Rightarrow \vec{B} = 0$$

le champ emm permanent est nul ds le volume d'un conducteur parfait.

$$\vec{E}_1 - \vec{E}_2 = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \vec{n}_{2 \rightarrow 1} \quad \vec{E}_1 = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \vec{n}_{2 \rightarrow 1} \quad E_{\text{tang}} = 0$$

$$\vec{B}_1 - \vec{B}_2 = \mu_0 \vec{j}_s \wedge \vec{n}_{2 \rightarrow 1} \quad \vec{B}_2 = \mu_0 \vec{j}_s \wedge \vec{n}_{2 \rightarrow 1} \quad B_{\text{normal}} = 0$$

\* cond. parfait :  $\vec{E} = \vec{0}$ ,  $\vec{B} = \vec{0}$  ds tout le conducteur, courants qui existent dans la peau  $\Rightarrow$  densité superficielle

Structure de l'onde nippée :

$$\vec{E}_1 = E_0 e^{i(k_3 - \omega t)} \vec{u}_x \quad R = \frac{\omega}{c} \quad \vec{k}_1 = k \vec{u}_3$$

$$\vec{E}_2 = \pi E_0 e^{i(k_3 - \omega t)} \vec{u}_x \quad \vec{k}_2 = -\frac{\omega}{c} \vec{u}_3 \quad \vec{k}_2 = -\frac{\omega}{c} \vec{u}_3 \quad \text{non colinéaires}$$

$$(\vec{E}_1 + \vec{E}_2)_3 = 0 \Rightarrow E_0 (e^{-i\omega t} + e^{i\omega t}) \vec{u}_2 = -\frac{\sigma}{\epsilon_0} \vec{u}_3 \quad \downarrow \quad \boxed{\sigma = 0} \quad e^{i\omega t} + e^{-i\omega t} = 2 \cos(\omega t)$$

donc  $w = \omega$  et  $n = -1$

$$\vec{E}_1 = -E_0 e^{i(k_3 + \omega t)} \vec{u}_x$$

$$\vec{B}_1 = \frac{\vec{R}_1 \wedge \vec{E}_1}{\omega} = \frac{\vec{u}_3 \wedge \vec{E}_1}{c} = \frac{E_0}{c} e^{i(k_3 - \omega t)} \vec{u}_y$$

$$\vec{B}_2 = \frac{\vec{R}_2 \wedge \vec{E}_2}{\omega} = -\frac{\vec{u}_3 \wedge \vec{E}_2}{c} = \frac{E_0}{c} e^{-i(k_3 + \omega t)} \vec{u}_y$$

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 = E_0 (e^{ik_3} e^{-i\omega t}) \vec{u}_2 = 2i E_0 \sin(k_3) e^{-i\omega t} \vec{u}_2$$

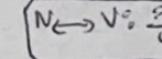
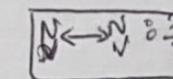
$$\vec{B} = \vec{B}_1 + \vec{B}_2 = \frac{E_0}{c} 2 \cos(k_3) e^{-i\omega t} \vec{u}_y$$

$$\vec{E} = 2 E_0 \sin(k_3) \sin(\omega t) \vec{u}_x \quad \text{ondes stationnaires}$$

$$\vec{B} = \frac{E_0}{c} 2 \cos(k_3) \cos(\omega t) \vec{u}_y$$

Noeud de champ électrique :  $\vec{E} = \vec{0}$     $\sin(k_3) = 0 \Rightarrow z = -\frac{m\pi}{k} = -m \frac{\pi}{2}$

entre de ..    $\|\vec{E}\| \max \sin z : |\sin(k_3)| = 2 \Rightarrow z = -(2p+1) \frac{\pi}{4}$



$$z = 0 : \vec{E} = 0 \quad \vec{B} = \frac{2 E_0}{c} \cos(\omega t) \vec{u}_y = \mu_0 \vec{j}_s \wedge \vec{n} = \mu_0 j_s \vec{u}_x \wedge (-\vec{u}_3) = \mu_0 j_s \vec{u}_y$$

$$\rightarrow \vec{j}_s = \frac{2 E_0}{\mu_0 c} \cos(\omega t) \vec{u}_x$$

Description énergétique de l'onde stationnaire:

$$W_E = \frac{\rho_0 E^2}{2} = 2 \epsilon_0 E_0^2 \sin^2(kz) \sin^2(wt)$$

$$W_B = \frac{B^2}{2\mu_0} = \frac{2}{\mu_0} \cdot \frac{E_0^2}{c^2} \cos^2(kz) \cos^2(wt) = 2 \epsilon_0 E_0^2 \cos^2(kz) \cos^2(wt)$$

$$\langle W \rangle = \langle W_E \rangle + \langle W_B \rangle = \epsilon_0 E_0^2$$

$$\vec{P} = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{\mu_0} = \frac{4 \epsilon_0 E_0^2}{\mu_0} \sin(kz) \cos(kz) \sin(wt) \cos(wt) \vec{U}_3$$

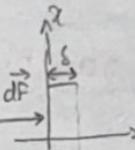
$$= 4 \epsilon_0 E_0^2 \sin(2kz) \sin(2wt) \vec{U}_3$$

Plans normaux de  $\vec{P}$ :  $\vec{g} = -m \vec{q}$

$\langle \vec{P} \rangle = 0$  OK (Contrôle stationnaire de l'onde)  
 ↳ pas de propagation

Pression de radiation:

Approximation de l'effet de queue:  $\rightarrow q = 0$   $\rightarrow$  en néglige  $\frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$



$$\frac{d^2 \vec{F}}{dt^2} = q \vec{E} + \vec{j} \times \vec{B} = \vec{j} \times \vec{B} = j(z) B \vec{U}_3$$

or  $d^2 \vec{F} = j(z) B ds dz \vec{U}_3 \Rightarrow d\vec{F} = I ds \vec{U}_3 \Rightarrow P = \int_0^a j(z) B(z) dz$

$$\begin{aligned} j(z) &= \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{\partial B}{\partial z} \\ P &= \int_0^a \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{\partial B}{\partial z} B dz = -\frac{1}{2\mu_0} [B^2(a) - B^2(0)] = \frac{B^2(0)}{2\mu_0} = \frac{2\epsilon_0 E_0^2 \cos^2(wt)}{\mu_0 c^2} \\ &= 2 \epsilon_0 E_0^2 \cos^2(wt) \end{aligned}$$

$$P = 2 \epsilon_0 E_0^2 \cos^2(wt) = 2 w_i$$

$$w_i = \epsilon_0 E_i^2 \quad (E_i = \epsilon_0 \cos(wt))$$

$$p = \langle P \rangle = \epsilon_0 E_0^2 = 2 \langle w_i \rangle$$

$$I_i = \langle \vec{P}_i \rangle = \frac{1}{\mu_0} \langle E_i \cdot \vec{U}_3 \rangle = \epsilon_0 c \langle E_i^2 \rangle = \frac{\epsilon_0 c}{2} E_0^2$$

$$\text{Pression de radiation: } q = \epsilon_0 E_0^2 = 2 \langle w_i \rangle = 2 \frac{I_i}{c}$$

(pression de radiation de la lumière solaire sur Terre)

$$I_i = 10^3 \text{ W.m}^{-2}$$

$$p = 2 \frac{I_i}{c} = 6.6 \times 10^{-6} \text{ Pa}$$

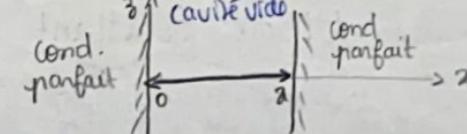
Or chaque photon d'énergie  $h\nu$  de quantité de mat  $\frac{h\nu}{c} \vec{U}_3$  se refléchit et repart avec une quantité de mat  $-\frac{h\nu}{c} \vec{U}_3$

↳ ds neutre pour chaque photon:  $2 \frac{h\nu}{c} \vec{U}_3$

$$\begin{cases} \int d^2 \vec{p} = 2 \frac{m h \nu}{c} c dt ds \vec{U}_3 \\ w_i = m h \nu \end{cases} \Rightarrow d\vec{F} = \frac{d^2 \vec{p}}{dt} = 2 w_i ds \vec{U}_3$$

$$\Rightarrow p = 2 w_i = 2 \frac{I_i}{c}$$

Cavité résonante:



$$\Delta \vec{E} - \frac{1}{c} \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = 0 \quad \Delta E_3 - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 E_3}{\partial t^2} = 0 \Rightarrow f'' + \frac{w^2}{c^2} f = 0$$

$$f(x) = A \cos(kx) + B \sin(kx)$$

$$\text{or } \vec{E}(0, t) = B(0) \sin(wt) \vec{U}_3 + t \Rightarrow f(0) = 0 \Rightarrow A = 0$$

$$\vec{E}(a, t) = f(a) \cos(wt) \vec{U}_3 + t$$

$$f(a) = 0 \Rightarrow \cos(ka) = 0 \Rightarrow ka = \pi n$$

$$\vec{E}(x, t) = E_0 \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{\pi c t}{a}\right) \vec{U}_3 \quad p \text{ cm}^2$$

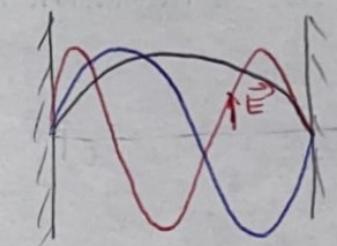
$$Ra = p \pi \Rightarrow \pi p = \frac{2a}{c}$$

$$\frac{2\pi}{\lambda} a = p \pi$$

distance entre 2 noyaux

$$B_p = \frac{pc}{2a} \quad \frac{2p}{\lambda}$$

si  $f \neq f_p \Rightarrow$  interférences destructives.



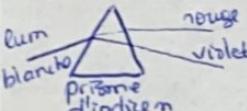
# Dispersion

Gp d'ondes ou paquet d'ondes:  
 $s(3, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} s(w) e^{i(k_3 - wt)} dw$

Vitesse de phase:

$\psi(3, t) = k_3 - wt$ : phase d'une composante monochromatique  
 2 pts  $(3, t)$  et  $(3 + d_3, t + d_3)$  ont la même phase  $\Rightarrow k d_3 - w d_3 = 0$        $v_\psi = \frac{d\psi}{dt} = \frac{w}{k}$   
 Concept abstrait: peut avoir  $v_\psi > c$ ,  $v_\psi \neq$  vitesse de propagation d'une information

Phénomène de dispersion:

Relation de Cauchy:  $n(\lambda_0) = A + \frac{B}{\lambda_0^2} \Rightarrow n(\lambda) = n(\lambda_0)$   


$$v_\psi = \frac{w}{k} \text{ or } k = \frac{w}{v} = \frac{w}{c/m} \text{ donc } v_\psi = \frac{c}{n}$$

milieu dispersif si  $v(v)$

Relation de dispersion:  $v_\psi = \frac{w}{k}$  si  $v_\psi(w)$  alors  $k(w)$   $\leftarrow$  relation de dispersion

Équation de propagation dans le vide:  $\Delta E_x - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 F_x}{\partial t^2} = 0$  avec  $\vec{E}(M, t) = E_0 e^{i(k_3 - wt)}$   $U_x$

$\Rightarrow k = \frac{w}{c}$  dans le vide la relation de dispersion est linéaire.

en g<sup>g</sup> un milieu dont la relation de dispersion est linéaire est non dispersif.

Plasma:  $k^2 = \left(\frac{w}{c}\right)^2 - \left(\frac{w_0}{c}\right)^2 \Rightarrow$  plasma milieu dispersif

Propagation d'un gpe d'ondes - Vitesse de gp:

Paquet à 2 ondes:  $S_1(3, t) = S_0 \cos(k_1 3 - w_1 t + \phi_0)$        $w_1 = w_0 \pm \frac{\Delta w}{2}$   
 $S_2(3, t) = S_0 w_0 (k_2 3 - w_2 t)$        $w_2 = w_0 \pm \frac{\Delta w}{2}$

$k_1 = k_0 - \frac{\Delta k}{2}$       interférences constructives  $\Rightarrow \Delta \psi = \psi_2 - \psi_1 = 0 \Rightarrow \psi_2 = \psi_1$   
 $k_2 = k_0 + \frac{\Delta k}{2}$       vitesse de vête:  $v_c = \frac{\Delta w}{\Delta k}$

si  $\Delta w \rightarrow 0$ : vitesse de gp:  $v_g = \frac{dw}{dk}$

Déf de  $v_g$ : ondes voisines de  $M_0(w_0, k_0)$  avec  $k(w)$  en a:  $v_g = \left(\frac{dw}{dk}\right)_{w_0}$

si milieu non dispersif (vide):  $v_\psi = v_g$

Signification: milieu dispersif  $\Rightarrow$  déformation du gpe  $\Rightarrow$  également du gpe pour gpe d'ondes de fréquence autour de  $\nu_0 = \frac{w_0}{2\pi}$   $v_g$  = vitesse de la note

Oppm Application au modèle du plasma:

↓ cations ( $M_i + e^-$ ) électrons ( $m e^-$ )       $\downarrow$  (peut-être localement pas neutre)  
 $\vec{E} = E_0 e^{i(k_3 - wt)}$   $U_x = E_0 e^{i(k_3 - wt)}$   $e^{-iwt} \rightarrow U_3 = E_0(\vec{r}) e^{-iwt} \vec{U}_x \quad \vec{k} = \vec{k} \vec{U}_3$   
 RER  $\Rightarrow$  pas d'absorption de l'onde

Hypothèses: \* néglige le poids des  $e^-$  et  $c^+$

\* plasma dilué / peu dense: pas d'interactions  $e^-e^-$ ,  $c^+e^-$ ,  $c^+c^+$

\* néglige force magnétique (particules chargées non relativistes)

$$dI \rightarrow \vec{v} = \vec{v}_T: \text{ l'extension spatiale de } e^- \text{ périodicité de l'OEM}$$

$$\frac{v}{v_\psi} = \frac{v_R}{w} = \frac{v_T}{\omega} = \frac{v_T}{\omega} = \frac{v_R}{\omega} = \frac{v_R}{\omega} = \frac{v_R}{\omega} \text{ donc } \frac{\|F_m\|}{\|F_e\|} = \frac{\|q \vec{v} \times \vec{B}\|}{\|q \vec{v} \times \vec{B}\|} = \frac{v_R}{E} = \frac{v_R}{w} \frac{v_R}{\omega} \text{ donc } \frac{\|F_m\|}{\|F_e\|} \ll 1$$

Champ électrique uniforme sur l'extension spatiale:  $\frac{v}{\omega} \ll 1 \iff \frac{v}{\omega} \ll 1$

RFD (R galiléen) à  $e^-$ :  $m \frac{d\vec{v}}{dt} = -e \vec{E} \Rightarrow m \left( \frac{d\vec{v}}{dt} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} \right) = -e \vec{E}$   
 $\vec{v} = \vec{v}_0(r) e^{-iwt}$        $\vec{v} = -\frac{ie}{mw} \vec{E}$

RFD à un cation:  $M \frac{d\vec{v}_+}{dt} = e \vec{E} \Rightarrow M \frac{d\vec{v}_+}{dt} = e \vec{E} \Rightarrow \vec{v}_+ = \frac{e}{Mw} \vec{E}$

$\vec{j} = m(-e)\vec{v}_+ + m(e)\vec{v}_-$        $\vec{j} = \frac{inev}{w} \left( \frac{1}{m} + \frac{1}{M} \right) \vec{E}$   
 à nbre de particules unité de v  
 dérivée ponctuelle:  $\frac{d\vec{v}_x}{dt} = \frac{\partial \vec{v}_x}{\partial t} + \vec{v}_x \cdot \frac{\partial \vec{v}_x}{\partial x} \quad \vec{v} = \frac{ine^2}{wm} \vec{E}$  réponse linéaire

RFD (R galiléen)  $e^-$  libre:

$m \frac{d\vec{v}}{dt} = -e \vec{E} - \gamma \vec{v} \Rightarrow m \frac{d\vec{v}}{dt} = -e \vec{E} - \gamma \vec{v}$  force de frottement qui rend compte des charges

$(-imw + \gamma) \vec{v} = -e \vec{E} \quad \vec{v} = -me \vec{E} = \frac{me^2}{\gamma - imw} \vec{E}$

$\downarrow$  drillé

\* plasma:  $w \gg 1 \quad \vec{v} = \frac{me^2 \tau}{m(1 - i\omega \tau)} \quad * \text{ plasma: } \omega \gg 1$

$\vec{v} = \frac{me^2}{m \tau} \vec{E} \quad \vec{v} = \frac{ine^2}{mw} \vec{E}$

réels!!  $\vec{v} = \vec{v}_0 e^{i(k_3 - wt + \phi_0)} \quad \vec{v} = \vec{v}_0 e^{i(k_3 - wt + \frac{\pi}{2})} + ERT$

$\frac{d\vec{P}}{dt} = \frac{d\vec{v}}{dt} \vec{E} = dE^2 \cos(k_3 - wt + \frac{\pi}{2}) \cos(k_3 - wt)$

$\frac{d\vec{P}}{dt} = \frac{d\vec{v}}{dt} \vec{E} = dE^2 \cos(k_3 - wt + \frac{\pi}{2}) \cos(k_3 - wt)$

$\text{donc } \frac{d\vec{P}}{dt} (i\omega + \frac{\pi}{2}) = 0 \quad \text{si } \vec{P} \neq 0: i\omega = \frac{\vec{P}}{E_0 m} = \frac{ime^2}{E_0 mw} \Rightarrow W = \sqrt{\frac{me^2}{E_0 m}} = W_0$

Relation de dispersion dans le plasma:  $\frac{d\mathbf{N}\vec{B}}{d\mathbf{N}\vec{E}} = 0$   
 $\vec{E} = E_0 e^{i(k_3 - \omega t)} \vec{U}_x$

$$\vec{n}_{\text{net}} \vec{B} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$\vec{n}_{\text{net}} \vec{B} = \mu_0 (\vec{j} + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t})$$

$$\dots$$

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - \frac{w_p^2}{c^2}$$

↓  
 Relation de dispersion (Plasma: milieu dispersif)

- $w < w_p$ :  $k^2 < 0 \Rightarrow k = \pm ik'$  ( $R' > 0$ )  
 $\vec{E} = E_0 e^{-k'_3} e^{-i\omega t} \vec{U}_x$  onde évanescante (ne se propage pas)
- $w > w_p$ :  $k^2 > 0 \Rightarrow R < R'$   
 $\vec{E} = E_0 e^{i(k_3 - \omega t)} \vec{U}_x$   $k > 0$ : OPPM  $\beta >$   $R < 0$ : OPPM  $\beta <$   
 $k^2 = (\frac{\omega}{c})^2 - (\frac{w_p}{c})^2$  plasma: filtre passe-haut.

Exemples: liaison terre-Satellite:  $\nu > \nu_p = 3 \text{ MHz} \Leftrightarrow \gamma < \gamma_p$   
 si  $\gamma > \gamma_p \Rightarrow$  onde réfléchie par l'ionosphère  
 • Métaux:  $\nu > \nu_p$ : transparente ultra-violette (Dans le visible le métal réfléchit toutes les composantes de la lumière blanche).

Vitesse de phase / Vitesse de grpe:  
 (\*)  $k = \left(\frac{\omega}{c}\right) \sqrt{1 - \left(\frac{w_p}{\omega}\right)^2}$   $v_p = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{w_p}{\omega}\right)^2}}$  ce n'est pas la vitesse de prop de l'onde

$$v_g = \frac{dw}{dk} \quad (*) \Rightarrow \frac{dk}{dw} = \frac{1}{c} \times 2w dw \text{ donc } v_g = \frac{dk}{dw} = \frac{c^2}{\omega^2} \Rightarrow v_g v_p = c^2$$

si  $w_p \ll w$  alors  $v_p = v_g = c$

Propagation de l'énergie:

$$\vec{E} = E_0 e^{i(k_3 - \omega t)} \vec{U}_x \quad \vec{n}_{\text{net}} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \Rightarrow \vec{J} \cdot \vec{n} \vec{E} = i\omega \vec{B} \Rightarrow \vec{B} = \frac{i\omega \vec{E}}{w} = \frac{k}{w} e^{i(k_3 - \omega t)} \vec{U}_y$$

$$\vec{\Pi} = \frac{\vec{E} \cdot \vec{B}}{\mu_0} \Rightarrow \langle \vec{\Pi} \rangle = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left( \frac{\vec{E} \cdot \vec{B}^*}{\mu_0} \right) \Rightarrow \langle \vec{\Pi} \rangle = \frac{E_0^2}{2\mu_0} \cdot \frac{k}{w} \vec{U}_3$$

$$\langle w \rangle = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left( \frac{E_0}{2} \vec{E} \cdot \vec{E}^* + \frac{1}{2\mu_0} \vec{B} \cdot \vec{B}^* \right) \Rightarrow \langle w \rangle = \frac{E_0^2}{4} \left( 1 + \frac{k^2 c^2}{w^2} \right) \text{ densité volumique d'E. e.m}$$

$$\langle E_c \rangle = m \langle \frac{1}{2} m v^2 \rangle \text{ densité volumique d'E. e.m} \quad \vec{v} = -\frac{i\omega}{mw} \vec{E} \Rightarrow \langle v^2 \rangle = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left( \frac{v_g^2}{m} \right)$$

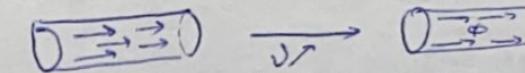
$$= \frac{m}{4} \left( \frac{e}{mw} \right)^2 E_0^2 = E_0 \frac{E_0^2}{4} \left( \frac{w_p}{w} \right)^2$$

$$\langle E \rangle = \langle E_c \rangle + \langle w \rangle = \frac{E_0^2}{2}$$

$$\langle \vec{\Pi} \rangle = \frac{E_0^2}{2\mu_0} \cdot \frac{k}{w} \vec{U}_3 = c^2 \frac{k}{w} \langle E \rangle \vec{U}_3 = v_g \langle E \rangle \vec{U}_3$$

\* Une onde longitudinale est possible pour  $\vec{E}_{||} = \vec{E}_{\perp} \vec{U}_3$   
 avec  $\vec{k} = k \vec{U}_3$  si  $w = w_p$

## Effet de Peau



Effet de Peau: le champ électrique et le courant se concentrent ds une mince couche d'épaisseur  $s$  au voisinage de la surface quelconque du conducteur.

$$\vec{E} = E_0 e^{i(k_3 - \omega t)} \vec{U}_x \quad \vec{k} = \frac{k}{w} \vec{U}_3 \vec{k} \perp \vec{E}$$

Domaine de l'heurtzienne:  $p=0$  et  $j_0 \ll j$  dans le métal

$$\operatorname{div} \vec{E} = \frac{\partial}{\partial z} = 0 \Rightarrow \vec{J} \cdot \vec{n} \vec{E} = \vec{J} \cdot \vec{n} \vec{B} = i\omega \vec{J} \cdot \vec{B} \Rightarrow \vec{J} \cdot \vec{n} \vec{B} = w \vec{B}$$

$$dw \vec{B} = 0 \Rightarrow \vec{J} \cdot \vec{n} \vec{B} = 0 \quad \vec{J} \cdot \vec{n} \vec{B} = \mu_0 (\vec{j} + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}) \Rightarrow \vec{J} \cdot \vec{n} \vec{B} = \mu_0 \vec{j} \Rightarrow i\omega \vec{J} \cdot \vec{B} = \mu_0 \omega \vec{B}$$

$$\hookrightarrow j \vec{J} \cdot \vec{n} \vec{B} = j \vec{J} \cdot \vec{n} \vec{B} = \mu_0 j \vec{E} = \frac{1}{w} (\vec{E} \cdot \vec{B} - i\omega^2 \vec{E}) \Rightarrow \frac{k^2}{w} = i\omega \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

$$\vec{n} \cdot (\vec{n} \cdot \vec{E}) = \operatorname{grad} (\operatorname{div} \vec{E}) - \Delta \vec{E} = -\frac{\partial}{\partial t} (i\omega \vec{B}) \Rightarrow \Delta \vec{E} = \frac{\partial}{\partial t} (\mu_0 \vec{j} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t})$$

$$\text{donc } -\frac{k^2}{w} = \mu_0 \omega (-i\omega) \Rightarrow \frac{k^2}{w} = \mu_0 w \omega, \Rightarrow k = \pm \sqrt{\mu_0 w \omega} e^{i\frac{\pi}{4}}$$

$$k_1 = \frac{\sqrt{\mu_0 w \omega}}{\sqrt{2}} (1+i), \quad k_2 = -\frac{\sqrt{\mu_0 w \omega}}{\sqrt{2}} (1+i) = -\frac{1}{2}(1+i)$$

$$\hookrightarrow \vec{E} = E_0 e^{-\frac{3}{2} \frac{(wt - \frac{3}{8}) \pi i}{\sqrt{2}}} \vec{U}_x \text{ avec } S = \sqrt{\frac{2}{w \mu_0 \omega}}$$

$$\vec{B} = \frac{\vec{J} \cdot \vec{n} \vec{B}}{w} = \frac{1+i}{8w} (\vec{U}_3 \wedge \vec{E}_0 e^{-\frac{3}{2} \frac{(wt - \frac{3}{8}) \pi i}{\sqrt{2}}} \vec{U}_x) = \frac{1+i}{8w} E_0 e^{-\frac{3}{2} \frac{(wt - \frac{3}{8}) \pi i}{\sqrt{2}}} \vec{U}_y$$

$$\vec{B} = \frac{E_0 \sqrt{2}}{8w} e^{-\frac{3}{2} \frac{(wt - \frac{3}{8} - \frac{\pi}{4}) \pi i}{\sqrt{2}}} \vec{U}_y$$

$$\langle \vec{\Pi} \rangle = \frac{E_0^2}{2\mu_0 w} e^{-\frac{3\pi i}{4}} \vec{U}_3$$

Vitesse de phase:  $\vec{E} = E_0 e^{-\frac{3}{2} \frac{(wt - \frac{3}{8}) \pi i}{\sqrt{2}}} \vec{U}_x \quad k_1 = \frac{1+i}{8} \quad k_1' = \operatorname{Re}(k_1) = \frac{1}{8}$   
 $v_g = \frac{\omega}{k_1'} = \frac{w}{\frac{1}{8}} = \sqrt{\frac{2w}{\mu_0 \omega}}$  milieu dispersif: onde côte de l'E aux porteurs de charge

Vitesse de grpe:  $v_g = \frac{dw}{dk_1} = 2 \sqrt{\frac{2w}{\mu_0 \omega}}$

## Modèle de l'onde électromagnétique plane progressive dans le vide (OPPV):

Équation de propagation du champ E.M dans le vide:

$$\nabla \vec{E} - \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0} \nabla \rho + \mu_0 \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$\nabla \vec{B} - \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} = -\mu_0 \nabla \rho$$

Loi des sources

Dans le vide :

$$\begin{aligned}\nabla \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} &= 0 \\ \nabla \vec{B} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} &= 0\end{aligned}$$

$$\epsilon_0 \mu_0 c^2 = 1$$

$$V.D.C. \{ E_x, E_y, E_z, B_x, B_y, B_z \}$$

$$\Delta S - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 S}{\partial t^2} = 0$$

Équation de d'Alembert

Sol particularité des équations Maxwell:

→ OEMPPV

Surface d'onde: lieu des pts où le champ est uniforme à t donné.

Onde plane:  $\vec{S}_0 \perp \vec{U}_3$

Onde progressive: onde qui progresse selon une direction.

$$\text{sol de EA: } \frac{\partial^2 S}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 S}{\partial t^2} = 0$$

plane progressive selon  $\vec{U}_3$   
→  $E$  et  $B$  sont fct de  $z$  et  $t$

$$\begin{aligned}\text{prop. du signal} \quad S(3,t) &= f(t - \frac{z}{c}) + g(t + \frac{z}{c}) \\ \text{sans déformation } \frac{\partial}{\partial c} & \quad A(z)(w(t - \frac{z}{c}) + \varphi) \quad B(z)(w(t + \frac{z}{c}) + \varphi) \\ \text{ds le sens de } \vec{U}_3 & \quad \Delta z = c \Delta t \quad \Delta z = -c \Delta t \\ \Delta z &= c \Delta t \quad \Delta z = -c \Delta t\end{aligned}$$

OPPV: Sol. particulière de l'EA

$$\text{Onde sphérique: } \Delta S - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 S}{\partial t^2} = 0 \quad S(r,t) = \frac{1}{r} f(t - \frac{r}{c}) + \frac{1}{r} g(t + \frac{r}{c})$$

$$\begin{aligned}\text{Structure de l'OPPV: } S(3,t) &= f(t - \frac{z}{c}) = A \cos(w(t - \frac{z}{c}) + \varphi) \\ \frac{\partial}{\partial x} \leftrightarrow \omega, \frac{\partial}{\partial y} \leftrightarrow 0, \frac{\partial}{\partial z} \leftrightarrow -\frac{\vec{U}_3}{c} \frac{\partial}{\partial t} & \quad \vec{D} \leftrightarrow -\frac{\vec{U}_3}{c} \frac{\partial}{\partial t} \\ \text{div } \vec{E} = 0 \Rightarrow \frac{\partial}{\partial t} (\vec{U}_3 \cdot \vec{E}) &= 0 \quad \vec{n} \cdot \vec{E} = -\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \Rightarrow \frac{1}{c} \cdot \frac{\partial}{\partial t} (\vec{U}_3 \wedge \vec{E}) = \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \text{div } \vec{B} = 0 \Rightarrow \frac{\partial}{\partial t} (\vec{U}_3 \cdot \vec{B}) &= 0 \quad \vec{n} \cdot \vec{B} = \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \Rightarrow \frac{1}{c} \cdot \frac{\partial}{\partial t} (\vec{U}_3 \wedge \vec{B}) = -\frac{1}{c} \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \\ \vec{U}_3 \cdot \vec{E} = \vec{U}_3 \cdot \vec{B} = 0 & \Rightarrow \text{Caractère transversal des champs} \\ \vec{B} = \frac{\vec{U}_3}{c} \wedge \vec{E} & \quad B = \frac{E}{c} \quad F_E = (\vec{U}_3, \vec{E}, \vec{B}) \text{ trièdre direct} \\ F_B = q \vec{E} \quad F_B = q \vec{v} \wedge \vec{B} & \quad F_B \leq q v B = \frac{F_B}{E} \leq \frac{qv}{c} \leq \frac{v}{c} \quad \text{néglige}\end{aligned}$$

## Aspect énergétique:

$$\text{densité d'E: } W_E = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 \quad W_B = \frac{1}{2} \mu_0 B^2 = \frac{E^2}{\epsilon_0 c^2 \mu_0} = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2$$

$$\text{donc } W_E = W_B \Rightarrow W = W_E + W_B = \epsilon_0 E^2$$

$$\text{vecteur de Poynting: } \vec{\Pi} = \vec{E} \wedge \vec{B} = \epsilon_0 c E^2 \vec{U}_3 \Rightarrow \vec{\Pi} = w c \vec{U}_3$$

OPPV transporte l'énergie  $\frac{W}{c}$  dans sa propre direction de propagation avec la vitesse  $c$



$$\vec{\Pi} \cdot \vec{ds} dt = \vec{\Pi} ds dt = W c dt ds = w c dt ds$$

$$L_c = \epsilon_0$$

pouissance

Intensité énergétique d'un rayonnement:  $I = \langle \frac{dP}{ds} \rangle \Rightarrow I = \langle \vec{\Pi} \cdot \vec{n} \rangle$   
rayonnement solaire de l'ordre de  $KW/m^2$  unité de surface

Composantes monochromatiques d'une onde EM. Spectre électromagnétique

Modèle de l'onde plane progressive monochromatique (OPPM):

$$\begin{aligned}S &= \frac{c}{m} \text{ onde de milieu sinusoidale} \Rightarrow \text{onde monochromatique} \Rightarrow \text{onde harmonique} \\ s(3,t) &= S_0 \cos(\omega(\frac{3}{v} - t) + \varphi_0) \quad \Psi(3,t) = \omega(\frac{3}{v} - t) + \varphi_0 \quad \begin{cases} \text{phase de l'onde} \\ \text{phase à } 1^{\text{er}} \end{cases} \\ K &= \frac{W}{\sqrt{c}} : \text{module d'onde en } m^{-1}\end{aligned}$$

W: pulsation temporelle

$$T = \frac{2\pi}{\omega} : \text{période} \quad " \quad \tau = \frac{2\pi}{k} : \text{période } "$$

$$\text{vite: } \gamma_0 = CT \quad \text{sinon } \alpha = \omega T \Rightarrow \alpha = \frac{2\pi}{m}$$

$$\text{vecteur d'ondes: } \vec{k} = k \vec{U}_3 \quad k_3 = \vec{k} \cdot \vec{U}_3 \Rightarrow s(3,t) = S_0 \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \varphi_0)$$

$$s(3,t) = S_0 \cos(\vec{k}_0 \cdot \vec{r} - \omega t + \varphi_0) \quad S(3,t) = S_0 e^{i(\vec{k}_0 \cdot \vec{r} - \omega t + \varphi_0)}$$

L'onde monochromatique en tant que composante abstraite d'un signal réel:

$$S(3,t) = \int_{-\infty}^{+\infty} S(\omega) e^{i(\vec{k}_0 \cdot \vec{r} - \omega t)} d\omega \quad \text{analyse de Fourier}$$

Caractère relatif d'une OPPM: détecteur reçoit  $dI(U)$  d'intensité énergétique dans les bandes  $[U, U + dU]$

$$\text{Distribution en f de l'E du signal: } I_U = \frac{dI}{dU} \quad \text{de la m^e fagon} \quad I_U = \frac{dI}{dU} \cdot U \cdot m^{-2} s \quad dI = I_U dU \Rightarrow I = \int_{-\infty}^{+\infty} I_U dU$$

signal réel = superposition d'OPPM (composante abstraite)

$$\Delta U = \pi \text{ largeur à mi-hauteur} \quad \Delta U \Delta t = 1$$

## La lumière et les divers domaines du spectre EM:

Aspect ondulatoire: interférences, diffraction

$$\omega_0 = \frac{c}{\lambda}$$

Aspect corpusculaire:  $E = h\nu$  de la Planck:  $h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$

→ onde & corpuscle:  $\lambda = \frac{h}{P}$   $\leftarrow$  moindre quantité de mat

Note: Domaine visible:  $\nu \in [400 \cdot 10^{12} \text{ Hz}; 800 \cdot 10^{12} \text{ Hz}]$

$$\lambda \in [400 \text{ nm}, 800 \text{ nm}]$$

IR:  $\lambda \in [0,8 \mu\text{m}; 300 \mu\text{m}]$  UV:  $\lambda \in [10 \text{ nm}; 0,4 \mu\text{m}]$

O. hertzziennes:  $\lambda > 9,2 \text{ mm}$   
 $\nu < 10^{12} \text{ Hz}$

RF:  $\lambda \in [20 \text{ pm}, 30 \text{ nm}]$  RR:  $\lambda < 20 \text{ pm}$

OH  $\longrightarrow$  RO  
+ aspect corpusculaire

## Caractère vectoriel des OEM Polarisation d'une OPPM

### \* Représentation complexe du champ EM:

Champ EM = superposition d'OPPM  $\Rightarrow$  étude d'OPPM

$$S(3, t) = S_0 \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \phi_0)$$

$\leftarrow$  vecteur de la direction de propagation

$$\vec{E} = E_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \phi_0)}$$

$$\vec{\nabla} \leftrightarrow i\vec{k}$$

Équ. de Maxwell:  $\operatorname{div} \vec{E} = \frac{0}{\epsilon_0} \Rightarrow \vec{k} \cdot \vec{E} = \frac{0}{\epsilon_0} \neq 0 \Rightarrow \vec{E}$  pas transverse.

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \Rightarrow \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = i\omega \vec{B} \Rightarrow \vec{k} \cdot \vec{E} = i\omega \vec{B} \Rightarrow \vec{k} \cdot \vec{E} = \omega \vec{B} \Rightarrow \boxed{\vec{B} = \frac{\vec{k} \wedge \vec{E}}{\omega}}$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0 \Rightarrow \vec{k} \cdot \vec{B} = 0$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = \mu_0 (\vec{j} + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}) \Rightarrow \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = \mu_0 (\vec{j} - i\omega \epsilon_0 \vec{E})$$

\* OPPMV: VIDE:  $\vec{k} = k \vec{U}_3 \Rightarrow \vec{E} = E_x \vec{U}_x + E_y \vec{U}_y$

$\vec{B} = \frac{\vec{U}_3 \wedge \vec{E}}{c} = \frac{\vec{U}_3 \wedge \vec{E}}{c}$

Champ polarisé rectilignement:  $\vec{E}(M, t) = E_0 e^{i(kz - \omega t)} \vec{U}_3$

$$w = \frac{1}{2} \epsilon_0 E_0^2 (k^2 (kz - \omega t) + \frac{1}{2} \mu_0 \frac{E_0^2}{c^2} (0)^2 (kz - \omega t)) = E_0 E_0 (k^2 (kz - \omega t))$$

$$\langle w \rangle = \frac{\epsilon_0 E_0^2}{2}$$

$$\langle w \rangle = \frac{1}{2} \left( \frac{\epsilon_0}{2} \vec{E} \cdot \vec{E}^* + \frac{1}{2} \mu_0 \frac{\vec{B} \cdot \vec{B}^*}{c^2} \right)$$

$$\vec{\Pi} = \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0} = c \omega \vec{U}_3$$

$$\langle \vec{\Pi} \rangle = \langle c \omega \vec{U}_3 \rangle = \frac{c \epsilon_0}{2} E_0^2 \vec{U}_3 = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left( \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}^*}{\mu_0} \right)$$

Intensité de rayonnement:

$$I = \frac{c E_0^2}{2}$$

Rayonnement polarisé?

$$E_0 = 870 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1} \quad B_0 = 2.9 \cdot 10^{-6} \text{ T}$$

$\rightarrow \vec{E}$  et  $\vec{B}$  d'une onde sont en phase.

\* Polarisation: En 1 période, A décrit une trajectoire de la polarisation

$$\vec{E} = E_{0x} \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \phi_{0x}) \vec{U}_x + E_{0y} \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \phi_{0y}) \vec{U}_y \quad \vec{k} = k \vec{U}_3 = \frac{\omega}{c} \vec{U}_3$$

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 = E_{10} \cos(w(t - \frac{3}{2})) \vec{U}_x + E_{20} \cos(w(t - \frac{3}{2}) - \phi) \vec{U}_y$$

$\hookrightarrow$  A décrit une ellipse de polarisation

Sens de parcours dépend de  $\phi$

$\phi \in [0, \pi]$ : vibration gauche  $\phi \in [\pi, 0]$ : vibration droite

$\phi = \frac{\pi}{2}$ : vibration circulaire gauche  $\phi = -\frac{\pi}{2}$ : vibration circulaire droite

$\phi = 0, \pi, -\pi$ : polarisation neutre

$$\begin{cases} \phi = 0 \\ \phi = \pi \end{cases}$$

$\rightarrow$  onde de polarisation elliptique = superposition de 2 ondes polarisées rectilignement dans des directions  $\perp$

$\rightarrow$  onde polarisée rectilignement = superposition de 2 ondes polarisées circulairement de même amplitude et de sens  $\neq$

Polarisation de la lumière naturelle:

train d'ondes polarisées elliptiquement

désordonné - pas de corrélation de phase - vibrations incohérentes

Lumière naturelle est non polarisée.

Polariseurs: principe des lames polarisantes,

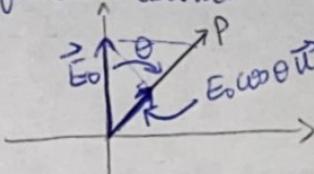
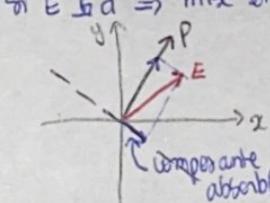
polaroid fortement étiré  $\Rightarrow$  chaînes moléculaires de direction // d

$\Rightarrow$  fixe les atomes électronegatifs sur les chaînes  $\Rightarrow$

$\times$  si  $\vec{E} \parallel d$   $\Rightarrow$  d'énergie de l'onde est absorbée (mise en mouvement des électrons de la chaîne)

$\hookrightarrow$  forte absorption

$\times$  si  $\vec{E} \perp d$   $\Rightarrow$  mise en mouvement  $\Rightarrow$  onde faiblement absorbée.

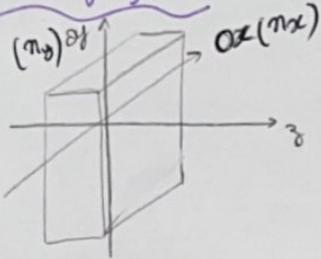


Loi de Malus:

$$I = I_0 \cos^2 \theta$$

$$I_0 \propto E_0^2$$

### Lames birefringentes:



$(Ox)$  et  $(Oy)$ :  
lignes neutres

Onde incidente: (elliptique):  $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 = E_{0x} \cos(\omega t) \vec{U}_x + E_{0y} \cos(\omega t - \phi) \vec{U}_y$

$\vec{E}_1$  ( $n_x > n_y$ ) se propage à la vitesse  $v_x = \frac{c}{n_x}$  ( $v_y = \frac{c}{n_y}$ )

$n_x > n_y \Rightarrow \phi_x < \phi_y \Rightarrow$   $Ox$  = axe lent  
 $Oy$  = " rapide"

$$\begin{aligned} \vec{E}(z=e) &= E_{0x} \cos\left(\omega t - \frac{\omega}{v_x} e\right) \vec{U}_x + E_{0y} \cos\left(\omega t - \frac{\omega}{v_y} e - \phi\right) \vec{U}_y && \text{chgmt d'origine} \\ \vec{E}(z=e) &= E_{0x} \cos(\omega t - \psi) \vec{U}_x + E_{0y} \cos(\omega t - \phi) \vec{U}_y && \text{des temps} \\ \psi &= \omega \left( \frac{e}{v_x} - \frac{e}{v_y} \right) \end{aligned}$$

Supp  $n_x > n_y$ :  $Oy$  axe rapide

Lame quart d'onde:  $\psi = \frac{\pi}{2} \Leftrightarrow e = \frac{1}{4} \cdot \frac{1}{n_x - n_y}$

Onde polarisée neutrlignement selon une bissectrice ( $d=0$  ou  $d=\pi$ ):

$$0. \vec{E}(z=e) = E_{0x} \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{4}\right) \vec{U}_x + E_{0y} \cos(\omega t) \vec{U}_y = E_{0x} \sin(\omega t) \vec{U}_x + E_{0y} \cos(\omega t) \vec{U}_y$$

$$\pi. \vec{E}(z=e) = E_{0x} \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{4}\right) \vec{U}_x + E_{0y} \cos(\omega t - \pi) \vec{U}_y \leftarrow \text{PCG}$$

Onde incidente polarisée neutrlignement selon une direction  $\phi_{cg}$ :

$$(B=0) \vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 = E_0 \cos(\omega t) \vec{U}_x + E_0 \sin(\omega t) \vec{U}_y$$

$$(B=\pi) \vec{E}(z=e) = E_0 \cos(\omega t - \frac{\pi}{2}) \vec{U}_x + E_0 \sin(\omega t) \vec{U}_y$$

↪ PE d'axes les lignes neutres.

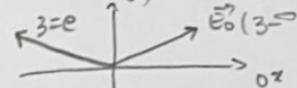
PC: Tourner le polariseur (fin Intensité)

PE: " " " (I passe par un min et un max)

Lame demi-onde:  $\psi = \pi \Leftrightarrow e = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{n_x - n_y}$

Onde incidente polarisée neutrlignement:

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 = E_0 \cos(\omega t) \vec{U}_x + E_0 \sin(\omega t) \vec{U}_y \quad (z=e) \quad \vec{E}(z=e) = E_0 \cos(\omega t) \vec{U}_x$$



$$\vec{E}(z=e) = E_0 \cos(\omega t) \vec{U}_x + E_0 \sin(\omega t) \vec{U}_y$$

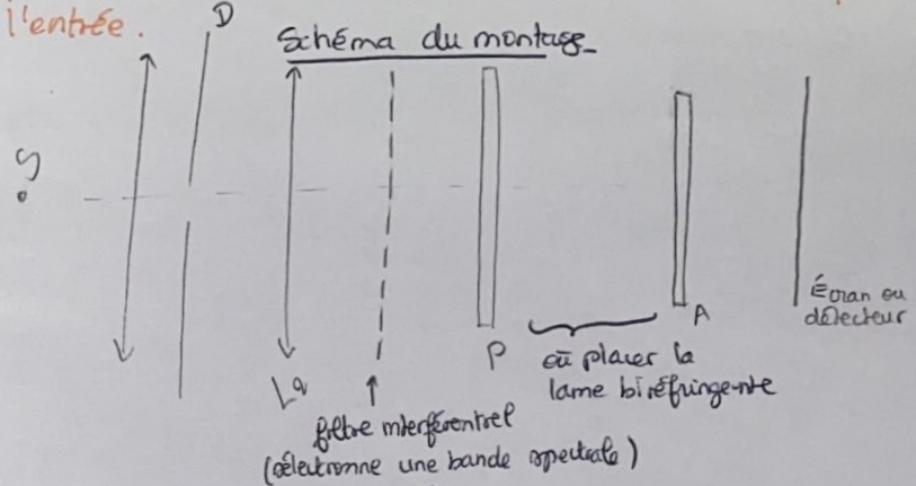
Onde émergente est polarisée neutrlignement selon une direction symétrique par rapport à l'axe rapide.

Une lame clonnée n'est demi-onde ou quart d'onde que pour une onde de fréquence bien déterminée.

$$\frac{1}{4} \text{ d'onde: } e = \frac{1}{4} \cdot \frac{1}{n_x - n_y} \quad \frac{1}{2} \text{ d'onde: } e = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{n_x - n_y}$$

Les 2 composantes de l'onde incidente ne se propagent pas à la m<sup>e</sup> v.  $\Rightarrow$  un déphasage à la sortie  $\neq$  celui de l'entrée.

### Schéma du montage



Rotation de A:  $\rightarrow$  extintion  $\Rightarrow$  IR

$\rightarrow$  min + max  $\Rightarrow$  PE

$\rightarrow I = de \Rightarrow IC$

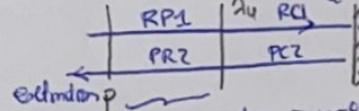
DET les lignes neutres? On tourne A et P  $\Rightarrow$  extintion (sans lame). Ensuite on met la lame et on la tourne (lumière réapparait sauf pour 4 positions  $\Rightarrow$  lignes neutres)

IC? Repérer les lignes neutres (2) pour tourner la lame pour avoir extintion  $\rightarrow$  la tourner de  $45^\circ$   $\rightarrow$  si d qcg PE

$$\begin{array}{ll} 1/4: & IR \text{ selon les lignes neutres} \rightarrow P \text{ inchangée} \\ & PR \text{ } 45^\circ \text{ des ln} \iff IC \\ & PR \text{ qcg} \iff PE \text{ d'axes les ln} \end{array}$$

C'estes d'une lame?  $\rightarrow$  lame polarisante avant lame  $\frac{\pi}{4} \Rightarrow$  tourner A: IC ou PE  
 $\rightarrow$  lame polarisante après lame  $\frac{\pi}{4} \Rightarrow$  tourner A: extintion

Extintion par réflexion:



lignes neutres à  $45^\circ$  de la direction de P

$\downarrow r=-1$

$$\begin{aligned} \vec{E}(PR_1) &= E_0 \cos(\omega t) + E_0 \cos(\omega t) \vec{U}_y && \rightarrow \vec{E}(PC1) = E_0 \sin(\omega t) \vec{U}_x + E_0 \cos(\omega t) \vec{U}_y \\ &\quad \uparrow \text{donc extintion} && \downarrow r=-1 \\ \vec{E}(PR_2) &= E_0 \cos(\omega t) - E_0 \cos(\omega t) \vec{U}_y && \leftarrow \vec{E}(PC2) = E_0 \sin(\omega t) \vec{U}_x - E_0 \cos(\omega t) \vec{U}_y \end{aligned}$$