Nom du candidat : ....

Signature :

Prénoms : Chapitre 2 - Polarisation

Rappels: Soit une onde plane se propageant dans la direction des $\hat{x}$; on a alors $\vec{k} // x$ et $\vec{k} \cdot \vec{r} = kx$. La seule contrainte est que $\vec{E}$ soit $\perp$ à $\vec{k}$, soit $\vec{E} \in$ plan $\perp$ à $\vec{k}$. On définit alors les 2 composantes de $\vec{E}$ dans ce plan, avec la m fonction trigonométrique (soit sin, soit cos) et des amplitudes positives:

$$\begin{cases} \vec{E_y} = E_{0y} \cos(kx - \omega t)\, \hat{y} \\ \vec{E_z} = E_{0z} \cos(kx - \omega t + \varepsilon)\, \hat{z} \end{cases}$$

↑ déphasage.

La polarisation étant la direction de $\vec{E}$ au cours du temps, on peut se placer sur la source (ici $x=0$) pour simplifier l'expression des composantes, utiliser $\omega = 2\pi\nu = 2\pi\frac{1}{T}$, et dessiner le vecteur $\vec{E}$ à divers temps caractéristiques ($t=0$, $t=\frac{T}{4}$, $t=\frac{T}{2}$, ...). On voit alors si la dir. de $\vec{E}$ reste fixe, auquel cas on dit que la polarisation est linéaire ou état-P, si le champ $\vec{E}$ tourne en décrivant un cercle de rayon E_0, auquel cas on dit que la polarisation est circulaire, ou s'il décrit une ellipse, auquel cas on dit que la polarisation est elliptique ou état-E. Dans le cas de la polarisation circulaire, si le champ tourne dans le sens trigonométrique, on dira que l'onde est polarisée circulairement à gauche ou état-G ; dans le cas contraire, il s'agit d'un état-D (pol. à droite)

Toutefois, il y a un moyen plus rapide de déterminer l'état de polarisation. On a montré dans le cours que :

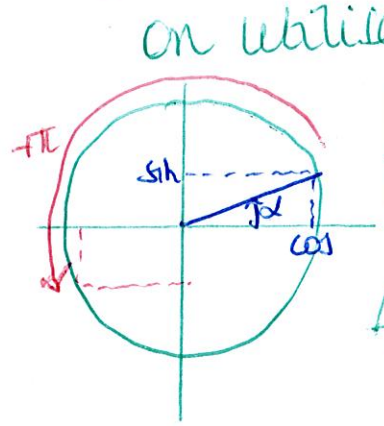
→ si $\varepsilon = m\pi$ avec $m \in \mathbb{N}$, la polarisation de $\vec{E}$ est linéaire (dir. fixe).

→ si $\begin{cases} E_{0y} = E_{0z} = E_0 \\ \varepsilon = \pm \frac{\pi}{2} + 2m\pi \end{cases}$, la polarisation est circulaire. Si $\varepsilon = \pi/2$, état-G sinon D.

→ dans tous les autres cas, la polarisation est elliptique.

Aussi, dans la plupart des exos suivants, nous utiliserons ceci. Mais il faudra se débrouiller pour que les fonctions trigonométriques dans l'expression des 2 composantes soient bien les mêmes (soit sin, soit cos) et que le signe des composantes soit positif.

→ dans le cas d'une amplitude négative, on utilisera :



$$\begin{cases} \cos\alpha = -\cos(\alpha+\pi) \\ \sin\alpha = -\sin(\alpha+\pi) \end{cases}$$

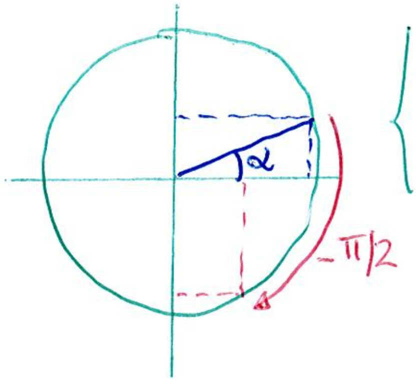
Alors par ex : $-E_0 \sin(kx-\omega t) = E_0 \sin(kx-\omega+\pi)$

Nom du candidat : ....

Signature :

Prénoms : ....

→ pour transformer un sin en cos, ou vice versa:



$$\begin{cases} \sin\alpha = \cos(\alpha - \pi/2) \\ \cos\alpha = -\sin(\alpha - \pi/2) \end{cases}$$

par ex: $E_0\cos(kx-\omega t) = -E_0\sin(kx-\omega t-\pi/2) = E_0\sin(kx-\omega t+\pi/2)$

chgt du signe de l'ampli. avec $+\pi$ dans la phase.

Exo I-13

Sachant que $\omega = kv$, on a : $\begin{cases} E_x = E_0\cos(ky-\omega t) \\ E_z = -E_0\cos(ky-\omega t) \end{cases}$

Avec la méthode rapide, on a tout de suite:

$$\begin{cases} E_x = E_0\cos(ky-\omega t) \\ E_z = E_0\cos(ky-\omega t+\pi) \end{cases}$$

On a le déphasage $\varepsilon = \pi$: ($\varepsilon = m\pi$ avec $m=1$), la pol. est donc linéaire ou état-P.

Mais résolvons l'exo comme demandé:

On se place sur la source ($y=0$) où $\vec{E}$ s'exprime comme:

$$\begin{cases} E_x = E_0\cos(-\omega t) \\ E_z = -E_0\cos(-\omega t) \end{cases}$$

Sachant que $\cos(-x) = \cos(x)$ (alors que $\sin(-x) = -\sin x$

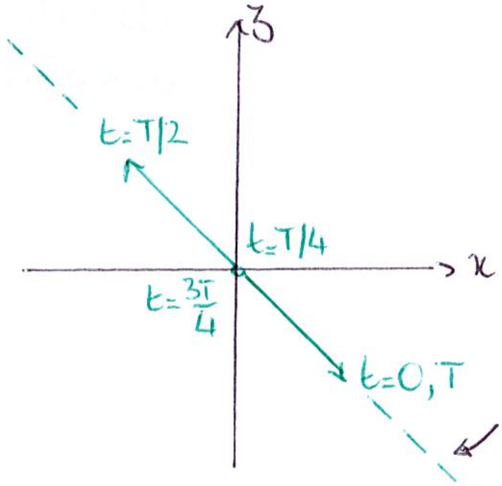
On a : $\begin{cases} E_x = E_0 \cos\left(\frac{2\pi}{T} t\right) \\ E_z = E_0 \cos\left(\frac{2\pi}{T} t\right) \end{cases}$ où on a utilisé $\omega = \frac{2\pi}{T}$.

* A $t = 0$, $\begin{cases} E_x = E_0 \\ E_z = -E_0 \end{cases}$ * A $t = \frac{T}{4}$, $\begin{cases} E_x = 0 \\ E_z = 0 \end{cases}$

* A $t = \frac{T}{2}$, $\begin{cases} E_x = -E_0 \\ E_z = E_0 \end{cases}$ * A $t = \frac{3T}{4}$, $\begin{cases} E_x = 0 \\ E_z = 0 \end{cases}$

* A $t = T$, m̃ champ qu'en $t = 0$ puisque T est la période.

Soit,



la dir. de $\vec{E}$ est fixe $\forall t \Rightarrow$ pol. linéaire.

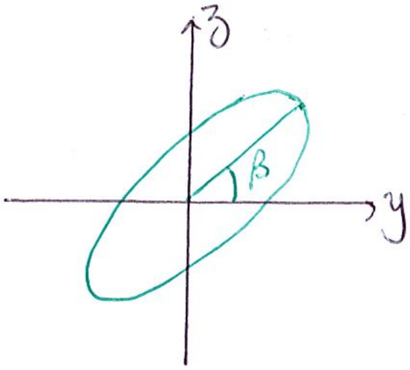
Avant de passer à l'exo I-14, redémontrons le cas de la polarisation elliptique :

On part de : $\begin{cases} E_y = E_{0y} \cos(kx - \omega t) & (1) \\ E_z = E_{0z} \cos(kx - \omega t + \varepsilon) & (2) \end{cases}$

Si $\vec{E}$ décrit une ellipse lors de sa propagation, ses amplitudes E_y et E_z doivent alors respecter l'éq. d'une ellipse, soit, Nom du candidat : ....

Signature :

Prénoms : ....



$$\frac{y^2}{a^2}+\frac{z^2}{b^2}+yz\tan(2\beta)\left(\frac{1}{a^2}-\frac{1}{b^2}\right)=1.$$

On doit donc partir des composantes E_y et E_z, et trouver une éq. du style :

$$\frac{E_y^2}{(\dots)^2}+\frac{E_z^2}{(\dots)^2}+E_yE_z(\dots)=1.$$

De (1), on déduit, $\frac{E_y}{E_{0y}}=\cos(kx-\omega t)$ (*)

De (2), on déduit, $\frac{E_z}{E_{0z}}=\cos(\underbrace{kx-\omega t}_{a}+\underbrace{\varepsilon}_{b})$

On utilise $\cos(a\pm b)=\cos a\cos b\mp\sin a\sin b$

$$\hookrightarrow \frac{E_z}{E_{0z}}=\underbrace{\cos(kx-\omega t)}_{(*):\ \frac{E_y}{E_{0y}}}\cos\varepsilon-\underbrace{\sin(kx-\omega t)}_{\sqrt{1-\cos^2(\dots)}\underset{(*)}{=}\sqrt{1-\left(\frac{E_y}{E_{0y}}\right)^2}}\sin\varepsilon$$

$$\hookrightarrow \frac{E_z}{E_{0z}}=\frac{E_y}{E_{0y}}\cos\varepsilon-\sqrt{1-\frac{E_y^2}{E_{0y}^2}}\sin\varepsilon$$

et on élève au carré

$$\hookrightarrow \frac{E_z^2}{E_{0z}^2}+\frac{E_y^2}{E_{0y}^2}\cos^2\varepsilon-2\frac{E_z}{E_{0z}}\frac{E_y}{E_{0y}}\cos\varepsilon=\sin^2\varepsilon-\frac{E_y^2}{E_{0y}^2}\sin^2\varepsilon$$

et $\sin^2\varepsilon+\cos^2\varepsilon=1$

$$\hookrightarrow \frac{E_y^2}{E_{0y}^2}+\frac{E_z^2}{E_{0z}^2}-2\frac{E_y}{E_{0y}}\frac{E_z}{E_{0z}}\cos\varepsilon=\sin^2\varepsilon$$

On divise tout par $\sin^2 \varepsilon$ pour obtenir :

$$\frac{E_y^2}{(E_{0y}\sin\varepsilon)^2}+\frac{E_z^2}{(E_{0z}\sin\varepsilon)^2}-2\frac{E_yE_z}{E_{0y}E_{0z}\sin^2\varepsilon}\cos\varepsilon=1.$$

C'est bien l'éq. de l'ellipse recherchée : $\vec{E}$ décrit donc une ellipse lors de sa propagation.
Par identification de cette éq. avec l'éq. gale d'une ellipse, on a :

$$\begin{cases} a = E_{0y}\sin\varepsilon \\ b = E_{0z}\sin\varepsilon \\ \tan(2\beta)\left(\frac{1}{a^2}-\frac{1}{b^2}\right)=\frac{-2\cos\varepsilon}{E_{0y}E_{0z}\sin^2\varepsilon} \end{cases}$$

↳ on trouve alors l'orientation β de l'ellipse.

$$\tan(2\beta)\left(\frac{1}{E_{0y}^2\cancel{\sin^2\varepsilon}}-\frac{1}{E_{0z}^2\cancel{\sin^2\varepsilon}}\right)=\frac{-2\cos\varepsilon}{E_{0y}E_{0z}\cancel{\sin^2\varepsilon}}$$

$$\hookrightarrow \tan(2\beta)\cdot\left(\frac{E_{0z}^2-E_{0y}^2}{E_{0y}^{\cancel{2}}E_{0z}^{\cancel{2}}}\right)=\frac{-2\cos\varepsilon}{\cancel{E_{0y}E_{0z}}}$$

$$\hookrightarrow \tan(2\beta)=\frac{2E_{0y}E_{0z}}{E_{0y}^2-E_{0z}^2}\cos\varepsilon.$$

Exo I-14

$$\begin{cases} E_x = E_0\sin(kz-\omega t) \\ E_y = -E_0\cos(kz-\omega t) = E_0\cos(kz-\omega t+\pi) \end{cases}$$

$$= -E_0\sin(kz-\omega t+\underbrace{\pi-\tfrac{\pi}{2}}_{\pi/2})$$

$$= E_0\sin\left(kz-\omega t+\frac{3\pi}{2}\right)$$

or $\frac{3\pi}{2}$ rad $\equiv -\frac{\pi}{2}$ rad

Nom du candidat : ....

Signature :

Prénoms : ....

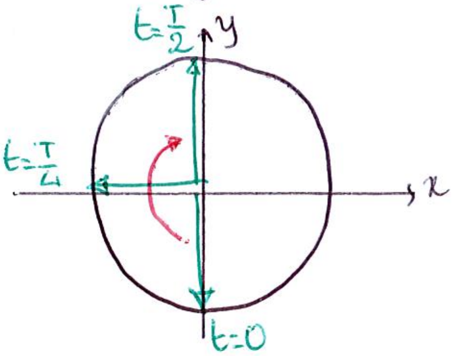
$$\left(\begin{cases} E_x = E_0 \sin(kz-\omega t) \\ E_y = E_0 \sin\left(kz-\omega t-\frac{\pi}{2}\right) \end{cases} \right.$$

Signe ampli. + m̂ fonction trigo } OK

$\Rightarrow$ les amplitudes sont égales et $\varepsilon = -\frac{\pi}{2}$ rad : la pol. est circulaire. Pour trouver son sens de rotation, plaçons nous en $z=0$ et laissons évoluer le temps.

$$\begin{cases} E_x(0,t) = E_0 \sin\left(-\frac{2\pi}{T}t\right) = -E_0 \sin\left(\frac{2\pi}{T}t\right) \\ E_y(0,t) = E_0 \sin\left(-\frac{2\pi}{T}t-\frac{\pi}{2}\right) = -E_0 \sin\left(\frac{2\pi}{T}t+\frac{\pi}{2}\right) \end{cases}$$

A $t=0$, $\begin{cases} E_x = 0 \\ E_y = -E_0 \end{cases}$ A $t=\frac{T}{4}$, $\begin{cases} E_x = -E_0 \\ E_y = 0 \end{cases}$ A $t=\frac{T}{2}$, $\begin{cases} E_x = 0 \\ E_y = +E_0 \end{cases}$



sens inverse du sens trigonométrique, état -1).

Exo I-15

$$\begin{cases} E_x = E_0 \cos\left(+\omega t - kz + \frac{\pi}{2}\right) \\ E_y = E_0 \cos(\omega t - kz) \end{cases}$$

$\left(\cos(-x) = \cos(x) \right.$

$$\begin{cases} E_x = E_0 \cos(kz - \omega t - \pi/2) \\ E_y = E_0 \cos(kz - \omega t) \end{cases}$$

Avoir $-\frac{\pi}{2}$ pour E_x et 0 pour E_y est équivalent à avoir 0 pour E_x et $+\frac{\pi}{2}$ pour E_y ; soit

$$\begin{cases} E_x = E_0 \cos(kz - \omega t) \\ E_y = E_0 \cos(kz - \omega t + \frac{\pi}{2}) \end{cases}$$

Mêmes amplitudes et $\varepsilon = \frac{\pi}{2}$: la pol. est circulaire. Se plaçant sur la source et laissant évoluer le temps (comme dans l'exo précédent), on trouve que le champ tourne dans le sens trigonométrique : état-G.

Exo I-16

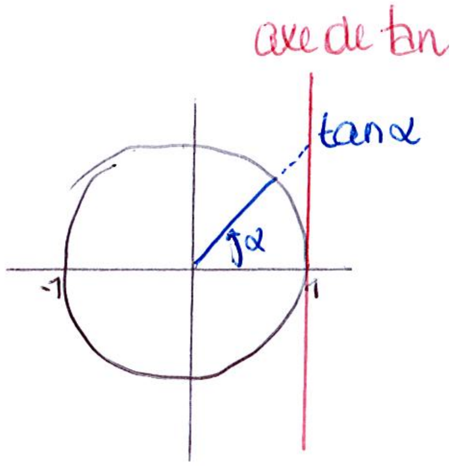
$$\begin{cases} E_x = E_0 \cos(kz - \omega t) \\ E_y = E_0 \cos(kz - \omega t + \pi/4) \end{cases}$$

Mêmes amplitudes MAIS $\varepsilon \neq \pm\frac{\pi}{2} + 2m\pi$: la pol. est elliptique. L'orientation de l'ellipse par rapport à l'axe x est (voir démo précédente) :

$$\tan 2\beta = \frac{2 E_{0x} . E_{0y}}{E_{0x}^2 - E_{0y}^2} \cos \varepsilon$$

$$= \frac{2 E_0^2}{\varnothing} \underbrace{\cos(\pi/4)}_{1/\sqrt{2}}$$

$$= \frac{\sqrt{2} E_0^2}{\varnothing} = +\infty.$$



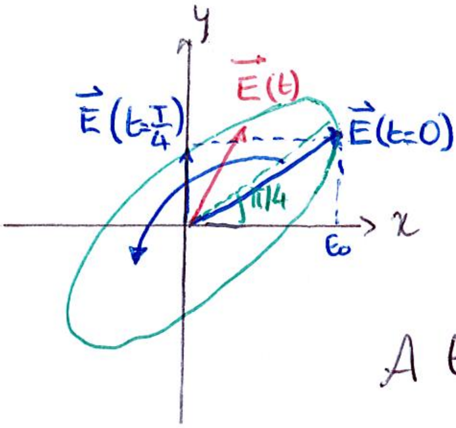
si $\tan 2\beta = +\infty \longleftrightarrow 2\beta = \pi/2$

$\hookrightarrow \beta = \pi/4$.

Nom du candidat : ....

Signature :

Prénoms : ....



Si on veut trouver le sens de rotation, on calcule $\vec{E}(0,t)$ à $t=0$, $t=\frac{T}{4}$, ...

A $t=0$, $\begin{cases} E_x = E_0 \\ E_y = E_0 \underbrace{\cos\left(\frac{\pi}{4}\right)}_{1/\sqrt{2}} \end{cases}$ A $t=\frac{T}{4}$, $\begin{cases} E_x = 0 \\ E_y = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \end{cases}$

↳ sens trigonométrique

Rappels: * Les 2 états-P (composantes) du champ électrique $\vec{E}$ associés à une lumière non polarisée s'écriront.
$$\begin{cases} E_y = E_0 \cos(kx \pm \omega t) \\ E_z = E_0 \cos(kx \pm \omega t + \varepsilon(t)) \end{cases}$$
pour une onde se propageant dans la direction des $\hat{x}$, avec un déphasage $\varepsilon(t)$ dépendant (aléatoirement) du temps. En effet, si le déphasage varie aléatoirement dans le temps, l'état de polarisation aussi si bien que l'onde est au final non polarisée (l'état de polarisation variant à chaque instant).

* Si une onde polarisée linéairement arrive sur un polariseur dont la direction de transmission fait un angle θ avec la direction de polarisation incidente, alors l'intensité transmise par le polariseur est:

$$I_{trans} = I_{inc} \cdot \cos^2\theta$$ loi de Malus

En effet, le champ incident se projette sur la direction de transmission, soit $E_{trans} = E_{inc} \cos\theta$, et comme $I \propto E^2 \Rightarrow I_{trans} = I_{inc} \cos^2\theta$.

Exo I-17

L'onde incidente est non polarisée. On considère qu'elle se propage dans la direction des $\hat{x}$, si bien que $\vec{k} \parallel \hat{x}$ et :

$$\begin{cases} E_y = E_0 \cos(kx - \omega t) \\ E_z = E_0 \cos(kx - \omega t + \varepsilon(t)) \end{cases}$$

Considérons que le 1° polariseur est tel que sa direction de transmission est $\hat{y}$ – sachant que l'orientation des directions $\hat{y}$ et $\hat{z}$ dans l'espace est libre –.

Alors le 1° polariseur ne laisse passer que la composante selon $\hat{x}$ (puisque le passage à un polariseur revient à projeter le champ incident sur la direction de transmission).

Aussi, après le polariseur, on n'a plus que :

$$\vec{E} = E_0 \cos(kx - \omega t)\,\hat{y}.$$

Avant le polariseur,

$$I_{inc} = \frac{1}{\mu v} \langle \vec{E}^2 \rangle$$

$$= \frac{1}{\mu v} \langle (\vec{E_y} + \vec{E_z})^2 \rangle = \frac{1}{\mu v} \langle \vec{E_y}^2 + \vec{E_z}^2 + \underbrace{2\vec{E_y}\vec{E_z}}_{0} \rangle_t$$

$$= \frac{1}{\mu v} \langle \vec{E_x}^2 + \vec{E_y}^2 \rangle_t$$

Nom du candidat : ....

Signature :

Prénoms : ....

or $\langle a \pm b \rangle = \langle a \rangle \pm \langle b \rangle$

$$\hookrightarrow I_{inc} = \frac{1}{\mu v} \left\{ \langle \vec{E_x}^2 \rangle + \langle \vec{E_y}^2 \rangle \right\}$$

$$\hookrightarrow E_x E_x \cos(\underbrace{\hat{x}, \hat{x}}_{0}) = E_x^2$$

$$= \frac{1}{\mu v} \left\{ E_0^2 \underbrace{\langle \cos^2(kx - \omega t) \rangle_t}_{1/2} + E_0^2 \underbrace{\langle \cos^2(kx - \omega t + \varepsilon(t)) \rangle_t}_{1/2} \right\}$$

$$= \frac{E_0^2}{\mu v}.$$

Après le polariseur,

$$I_{trans} = \frac{1}{\mu v} \langle \vec{E_y}^2 \rangle = \frac{1}{\mu v} \langle E_y^2 \rangle$$

$$= \frac{1}{\mu v} E_0^2 \underbrace{\langle \cos^2(kx - \omega t) \rangle_t}_{1/2} = \frac{E_0^2}{2 \mu v}.$$

Donc après le 1° polariseur :

$$\boxed{I_{trans} = \frac{I_{inc}}{2}.}$$

Après le 1° polariseur, l'onde est polarisée linéairement selon la dir. de trans. du 1° pol.

Aussi, pour le passage au 2° pol, on peut appliquer la loi de Malus :

$$I_{trans\ final} = I_{trans} \cos^2 \theta$$

où θ est l'angle entre les dir de trans des 2 polariseurs.

Au final, $I_{trans\ final} = \frac{I_{inc}}{2} \cos^2\theta$.

a) Donc si $I_{trans\ final} = \frac{I_{inc}}{2}$

$\hookrightarrow \cos^2\theta = 1$

$\hookrightarrow \cos\theta = \pm 1$

$\hookrightarrow \theta = \begin{vmatrix} 0 \\ \pi \end{vmatrix}$ ($\theta = \pi \leftarrow$ est équivalent à $\theta = 0 \longrightarrow$ en termes d'orientation relative des polariseurs).

b) Si $I_{trans\ final} = \frac{I_{inc}}{4}$

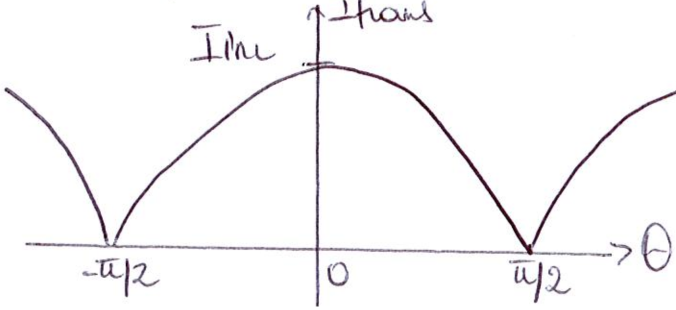
$\hookrightarrow \cos^2\theta = 1/2$

$\hookrightarrow \cos\theta = \pm 1/\sqrt{2}$

$\hookrightarrow \theta = \pm \pi/4$ (m̄ remarque): donc les 2 polariseurs sont à 45° l'un de l'autre).

Exo I-18

1°) C'est l'application directe de la loi de Malus : $I_{trans} = I_{inc} \cos^2\theta$.



2°) $\left.\begin{array}{l} I(\theta=15°)=0{,}933\,I_0 \\ I(\theta=25°)=0{,}821\,I_0 \end{array}\right\}$ $\Delta I = \left|\dfrac{I(\theta=25°)-I(\theta=15°)}{I(\theta=15°)}\right| = 0{,}12$

soit 12%.

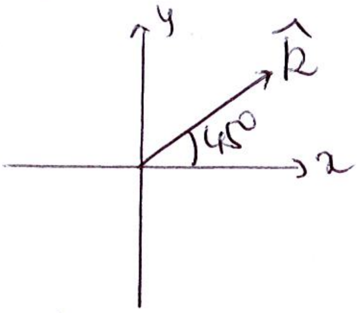
$\left.\begin{array}{l} I(\theta=75°)=0{,}0670\,I_0 \\ I(\theta=85°)=0{,}0076\,I_0 \end{array}\right\}$ $\Delta I = \left|\dfrac{I(\theta=85°)-I(\theta=75°)}{I(\theta=75°)}\right| = 0{,}886$

soit 88,6%.

Si on veut des faibles variations d'intensité, mieux vaut utiliser des angles faibles.

Exo I-19

On donne la direction de $\vec{k}$:



$\hat{k}\left|\begin{array}{l} 1/\sqrt{2} \\ 1/\sqrt{2} \\ 0 \end{array}\right.$ soit $\vec{k}\cdot\vec{r} = k\left(\frac{\sqrt{2}}{2}x + \frac{\sqrt{2}}{2}y\right)$

Si $\vec{k} \in$ plan (x,y) alors $\vec{E} /\!/ \hat{z}$ convient car il faut : 1°) $\vec{E} \perp \vec{k}$, 2°) $\vec{E}$ polarisé linéairement, soit $\vec{E}$ gardant une dir. fixe $\forall t$. Alors :

$$\vec{E} = E_0 \begin{smallmatrix}\cos \\ \sin\end{smallmatrix}\left(k\left(\frac{1}{\sqrt{2}}x + \frac{1}{\sqrt{2}}y\right) \pm \omega t\right)\hat{z}.$$

Exo I-20

1°) Sachant que $E_{0x} = E_{0y} = E_0$, on a :

$$\begin{cases} E_x = E_0 \cos(kz - \omega t) \\ E_y = -E_0 \cos\left(kz - \omega t + \frac{\pi}{2}\right) = E_0 \cos\left(kz - \omega t + \frac{3\pi}{2}\right) \end{cases}$$

Or $\frac{3\pi}{2}$ rad $\equiv -\frac{\pi}{2}$ rad : $\begin{cases} E_x = E_0 \cos(kz - \omega t) \\ E_y = E_0 \cos\left(kz - \omega t - \frac{\pi}{2}\right) \end{cases}$

↳ Mêmes amplitudes et déphasage $\varepsilon = -\frac{\pi}{2}$: pol. circulaire.

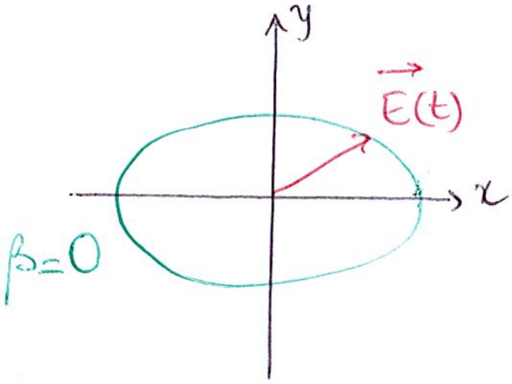
De plus, $\varepsilon = -\frac{\pi}{2}$ correspond au cas où $\vec{E}$ tourne dans le sens inverse du sens trigo (déjà vu), soit état $\circlearrowright$ D.

2°) Si $E_{0x} \neq E_{0y}$, la pol. est elliptique et son orientation par rapport à l'axe des x est donnée par :

$$\tan(2\beta) = 2 \frac{E_{0x} E_{0y}}{E_{0x}^2 - E_{0y}^2} \underbrace{\cos \frac{\varepsilon}{\pi/2}}_{0}$$

$$= 0$$

↳ $2\beta = 0 \leftrightarrow \beta = 0$: la pol. est alignée selon les axes (x, y) :



Exo I-21

1°) On remarque que :

$$\|\psi\| = \sqrt{\psi_0^2 \sin^2(--) + \psi_0^2 \cos^2(--)}$$

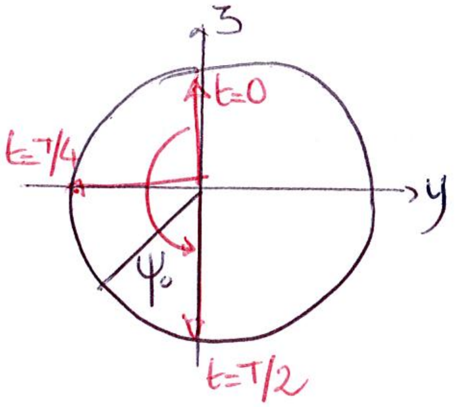
$= \psi_0$ puisque $\cos^2 x + \sin^2 x = 1$.

la norme de ψ reste donc cte $\forall t$: $\psi(t)$ décrit un cercle de rayon ψ_0 au cours de sa prop. dans le temps.

2°) On se place sur la source en $x = 0$ et :

$$\begin{cases} \psi_y = \psi_0 \sin(-\omega t) = -\psi_0 \sin\left(\frac{2\pi}{T} t\right) \\ \psi_z = \psi_0 \cos(-\omega t) = \psi_0 \cos\left(\frac{2\pi}{T} t\right) \end{cases}$$

A $t = 0$, $\begin{cases} \psi_y = 0 \\ \psi_z = \psi_0 \end{cases}$ A $t = \frac{T}{4}$ $\begin{cases} \psi_y = -\psi_0 \\ \psi_z = 0 \end{cases}$ A $t = \frac{T}{2}$ $\begin{cases} \psi_y = 0 \\ \psi_z = -\psi_0 \end{cases}$



sens trigonométrique : état G.

3°) Notant que dans la 1° configuration :

$$\begin{cases} \psi_y = \psi_0 \sin(kz - \omega t) \\ \psi_z = \psi_0 \cos(kz - \omega t) = -\psi_0 \sin\left(kz - \omega t - \frac{\pi}{2}\right) \\ \qquad = \psi_0 \sin\left(kz - \omega t + \frac{\pi}{2}\right), \end{cases}$$

il suffit de changer le signe du déphasage de $\varepsilon = +\pi/2$ à $\varepsilon = -\pi/2$:

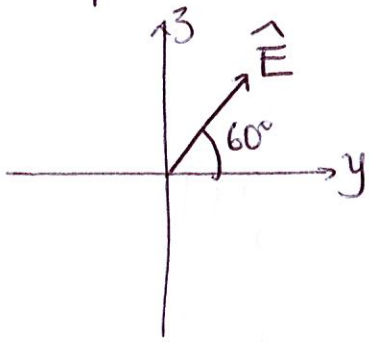
$$\begin{cases} \psi_y = \psi_0 \sin(kz - \omega t) \\ \psi_z = \psi_0 \sin\left(kz - \omega t - \frac{\pi}{2}\right) = \psi_0 \cos(kz - \omega t - \pi) \\ \qquad = -\psi_0 \cos(kz - \omega t) \end{cases}$$

soit en fait, changer le signe de la composante en z.

Exo I-22

1°) On donne que $\vec{k} \parallel \hat{x}$, soit $\vec{k}\cdot\vec{r} = kx$. Alors $\vec{E} \in (\hat{y},\hat{z})$,

et



$$\hat{E} \begin{vmatrix} 0 \\ 1/2 \ (\cos 60°) \\ \sqrt{3}/2 \ (\sin 60°) \end{vmatrix}$$

pas de données de phase initiale que l'on prend alors = à 0.

$$\hookrightarrow \vec{E} = E_0 \begin{matrix}\sin \\ \cos\end{matrix} (kx \pm \omega t)\left(\frac{1}{2}\hat{y} + \frac{\sqrt{3}}{2}\hat{z}\right)$$

$\hookrightarrow$ on ne sait pas si la prop est vers $+\hat{x}$ ou $-\hat{x}$

2°) Onde se propageant selon $\hat{y}$: $\vec{k}\vec{r} \pm \omega t = ky \pm \omega t$.

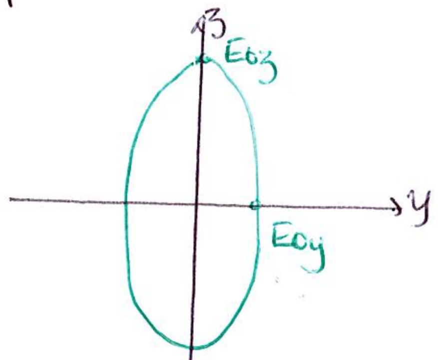
$\hookrightarrow$ Alors $\vec{E} \in (x,z)$

L'orientation de l'ellipse est donnée par:

$$\tan(2\beta) = 2\frac{E_{0x}E_{0z}}{E_{0x}^2 - E_{0z}^2}\underbrace{\cos \varepsilon}_{0} = 0 \qquad \varepsilon = \pi/2$$

$\hookrightarrow 2\beta = 0 \leftrightarrow \beta = 0$, l'ellipse est orientée selon x et son éq. est alors:

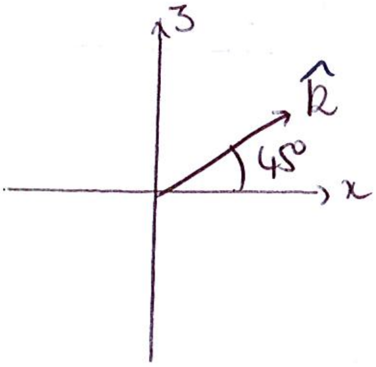
$$\frac{E_x^2}{E_{0x}^2 \underbrace{\sin^2\varepsilon}_{1}} + \frac{E_z^2}{E_{0z}^2 \underbrace{\sin^2\varepsilon}_{1}} = 1$$



On donne de plus que $E_{0z} = 3E_{0x}$; Notant $E_{0x} = E_0$, on a alors:

$$\begin{cases} E_{0x} = E_0 \begin{smallmatrix}\sin\\ \cos\end{smallmatrix}(ky \pm \omega t) \\ E_{0z} = 3E_0 \begin{smallmatrix}\sin\\ \cos\end{smallmatrix}(ky \pm \omega t + \pi/2) \end{cases}$$

3°) On donne $\vec{E} \parallel \hat{y} \leftrightarrow \vec{k} \in (\hat{x}, \hat{y})$ et :



$$\hat{k} = \left| \begin{array}{ll} 1/\sqrt{2} & (\cos 45°) \\ 0 & \\ 1/\sqrt{2} & (\sin 45°) \end{array} \right.$$ si bien que :

$$\vec{k} \cdot \vec{r} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{x} + \hat{z})$$

Alors $\vec{E} = E_0 \begin{smallmatrix}\sin\\ \cos\end{smallmatrix}\left(k\left(\frac{\sqrt{2}}{2}x + \frac{\sqrt{2}}{2}z\right) \pm \omega t\right)\hat{y}$.

dans la dir $+\hat{k}$ ou $-\hat{k}$.

aucune donnée sur la phase initiale