

Cours 4

Polarisation de la lumière

La lumière est une onde
électromagnétique

Rappel sur les ondes électromagnétiques

Ondes régies par les équations de Maxwell

Le champ électrique et le champ magnétique sont des champs vectoriels. Ils obéissent aux équations de Maxwell qui, dans le vide (loin des sources) prennent la forme:

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

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

$$\nabla \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$\nabla \wedge \vec{B} = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

Leurs combinaisons donnent deux équations de d'Alembert, une pour le champ E et une pour le champ B

Structure d'une onde électromagnétique plane polarisée linéairement

Supposons que le champ électrique soit de la forme:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = E_0 \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t) \vec{e}_u$$

Le champ électrique est suivant *la direction e_u constante dans le temps*

ALORS :

- L'onde se propage dans la direction du vecteur \mathbf{k} (vecteur d'onde)
- $k = \omega/c$, avec

$$\epsilon_0 \mu_0 = 1/c^2 \quad \text{Vitesse de la lumière !!!}$$

- \mathbf{k} est perpendiculaire à \mathbf{E} , donc à \mathbf{e}_u



Direction de propagation



Direction de polarisation

Structure d'une onde électromagnétique plane polarisée linéairement

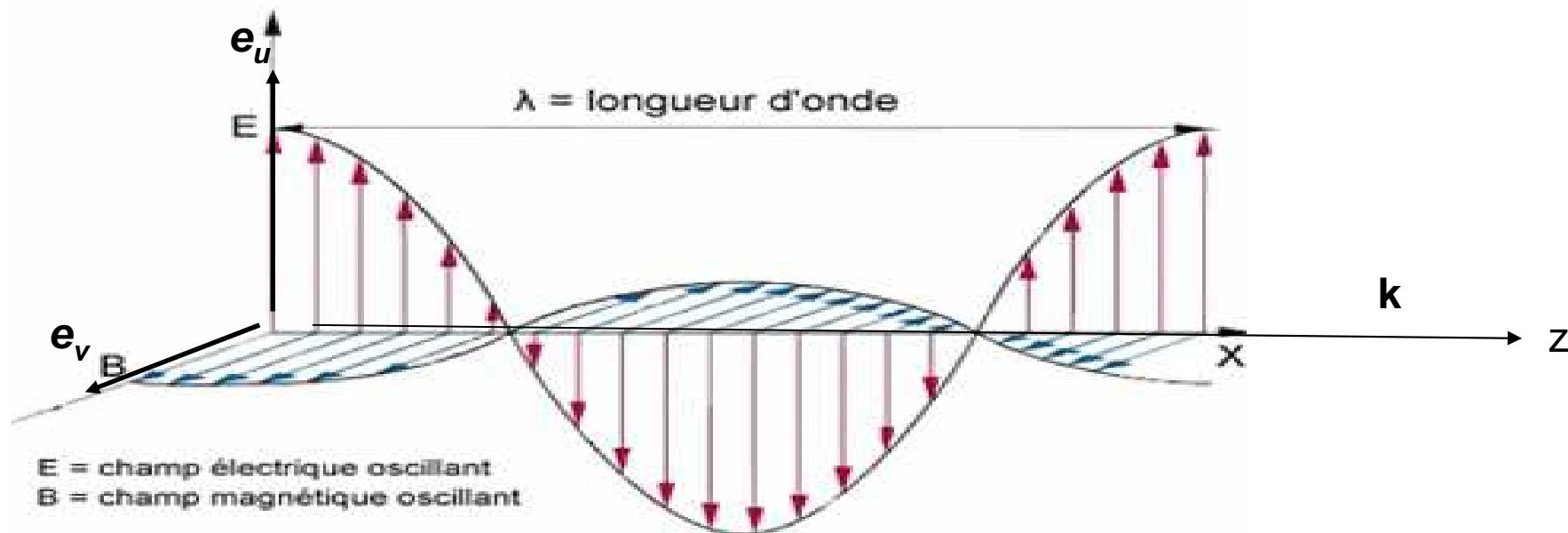
Et le champ magnétique ?

Grâce aux Eq. De Maxwell, si on connaît \mathbf{E} , on connaît \mathbf{B} !

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = B_0 \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}) \vec{e}_v$$

De plus :

- $B_0 = E_0/c$
- \mathbf{k} est orthogonal à \mathbf{B} , donc à \mathbf{e}_v de plus \mathbf{e}_v est orthogonal à \mathbf{e}_u



Structure d'une onde électromagnétique plane polarisée linéairement

La direction de propagation de l'énergie électromagnétique est donnée par le vecteur de Poynting:

$$\vec{\pi} = \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0}$$

La moyenne de la norme de ce vecteur est la puissance par unité de surface I (W.m⁻²)

$$I = \langle \|\vec{\pi}\| \rangle = \frac{1}{2} \epsilon_0 c E_0^2$$

Conséquence π est orthogonal à \mathbf{E} et à \mathbf{B} , donc parallèle à \mathbf{k} :

l'énergie se propage dans la même direction que le vecteur d'onde !

Structure d'une onde électromagnétique plane polarisée linéairement

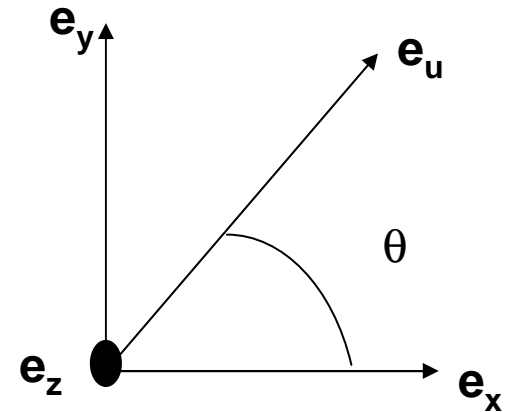
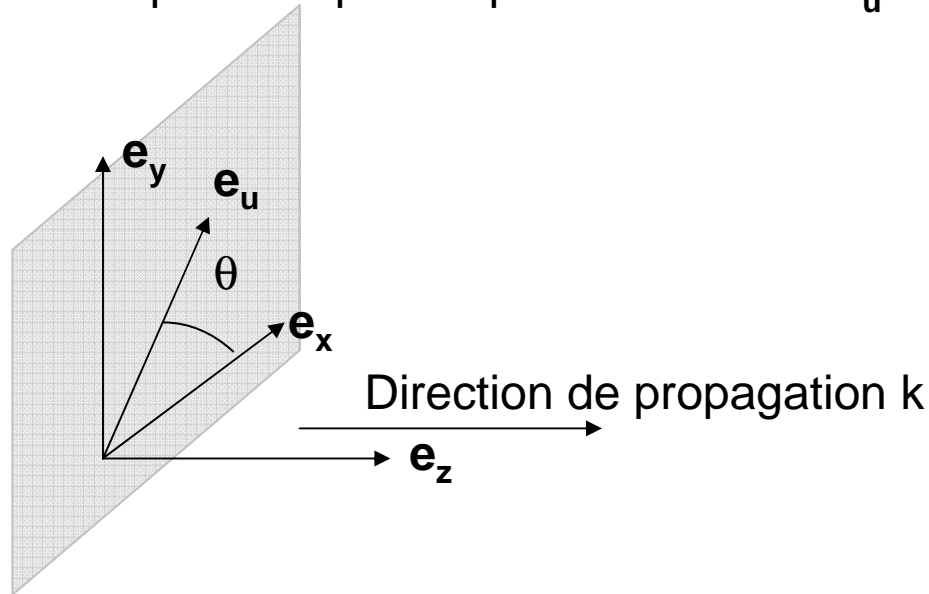
Dans la suite on ne s'intéressera qu'au champ électrique car:

- Si on connaît E , on connaît B
- Aux intensités lumineuses courantes, l'effet du champ électrique de l'onde EM sur les charges constituant la matière est dominant par rapport aux effets du champ magnétique. (ce n'est plus vrai si l'intensité est supérieure à ... 10^{18} W.cm⁻² !!!)

Etats de polarisation de la lumière

Champ polarisé linéairement

Dans un repère orthonormé $O, \mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$ où \mathbf{e}_z est la direction de propagation, le champ électrique est polarisé suivant \mathbf{e}_u

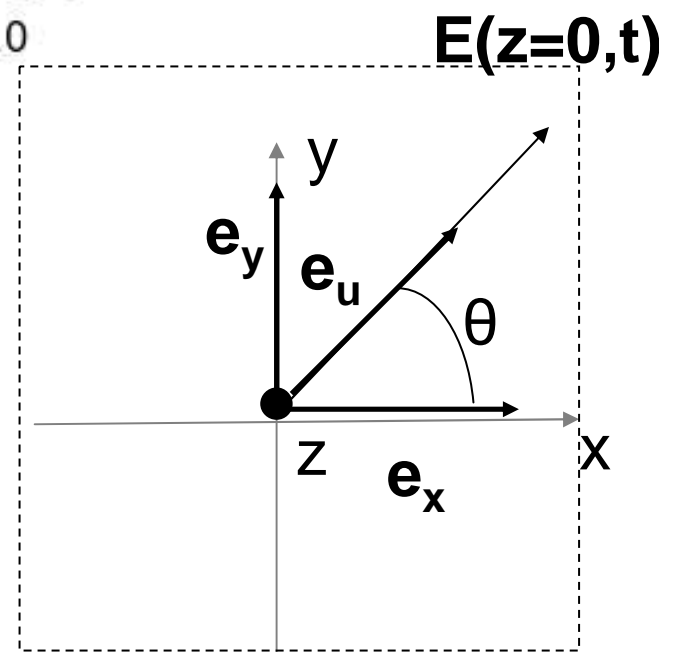
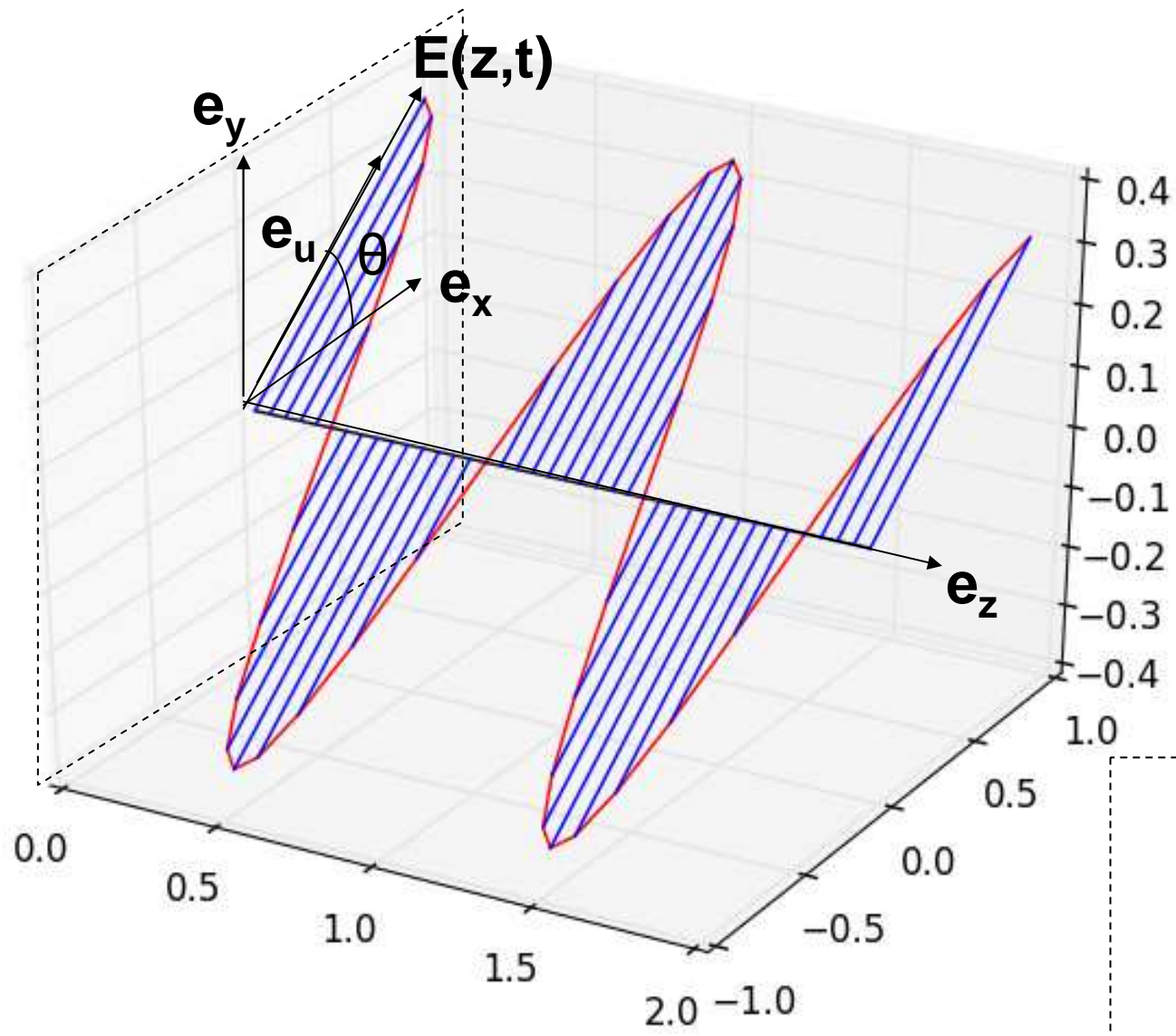


On projette le vecteur E suivant x et y

$$\vec{E} = E_x \vec{e}_x + E_y \vec{e}_y = E_0 \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t) (\cos \theta \vec{e}_x + \sin \theta \vec{e}_y)$$

Le champ est la superposition de deux champs:

- ➔ Un champ polarisé suivant x
- ➔ Un champ polarisé suivant y
- ➔ Ces deux champs sont sinusoïdaux et ont la même fréquence et **la même phase**



Autres états de polarisation d'une onde monochromatique

La somme de deux solutions des équations de Maxwell est aussi solution

$$\begin{aligned}\vec{E} &= E_x \vec{e}_x + E_y \vec{e}_y \\ &= E_x \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \phi_x) \vec{e}_x + E_y \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \phi_y) \vec{e}_y\end{aligned}$$

Ce champ est solution des équations de Maxwell.

Changement de l'origine des temps:

$$\begin{aligned}\vec{E} &= E_x \vec{e}_x + E_y \vec{e}_y \\ &= E_x \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t) \vec{e}_x + E_y \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \phi) \vec{e}_y\end{aligned}$$

$$\phi = \phi_y - \phi_x$$

Déphasage entre la polarisation suivant Y et la polarisation suivant X

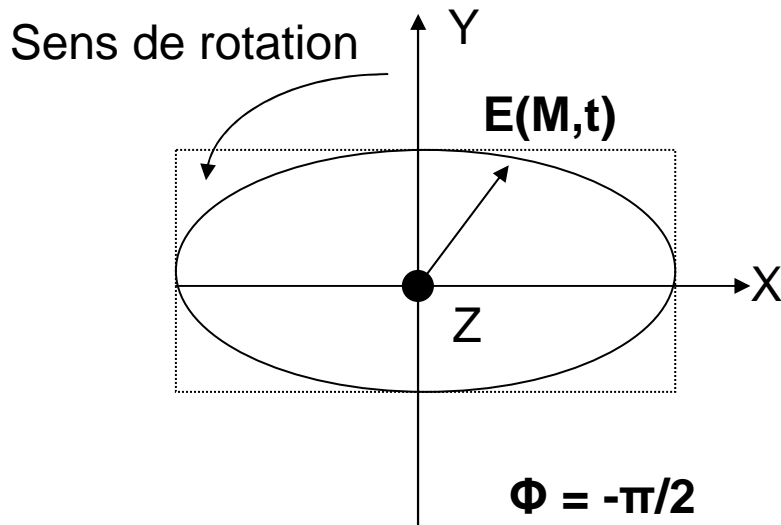
Quelques cas particuliers: onde polarisée elliptiquement

Si $\varphi = \pm \pi/2 + 2\pi p$:

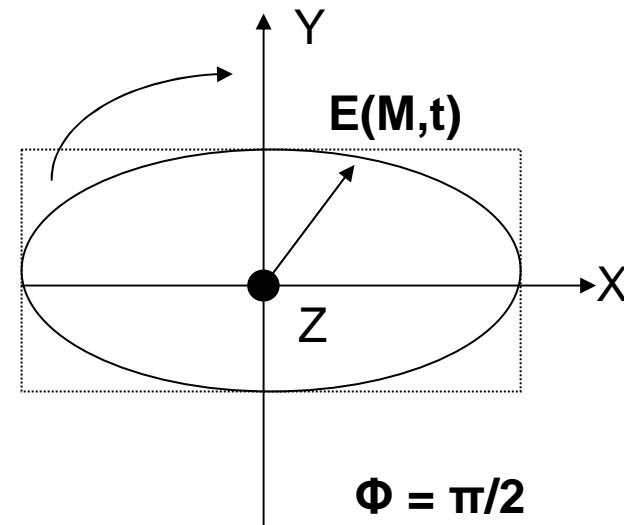
$$\begin{aligned}\vec{E} &= E_x \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t) \vec{e}_x + E_y \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t \pm \pi/2) \vec{e}_y \\ &= E_x \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t) \vec{e}_x \mp E_y \sin(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t) \vec{e}_y\end{aligned}$$

En un point M, l'extrémité du vecteur champ électrique E, décrit **une ellipse** dans le plan (M, \vec{e}_x, \vec{e}_y). Les axes de cette ellipse sont les axes X et Y.

Onde elliptique GAUCHE



Onde elliptique DROITE



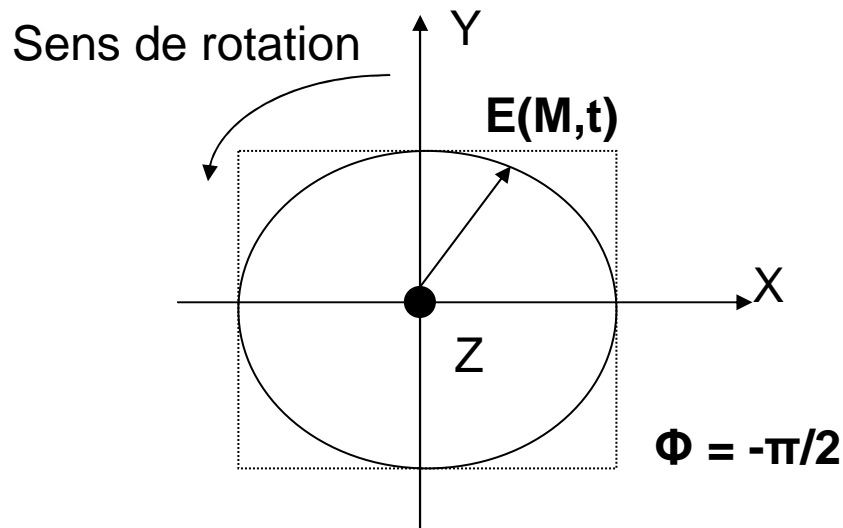
Quelques cas particuliers: onde polarisée circulairement

Si $\varphi = \pm \pi/2 + 2\pi p$ ET $E_x = E_y = E_0$

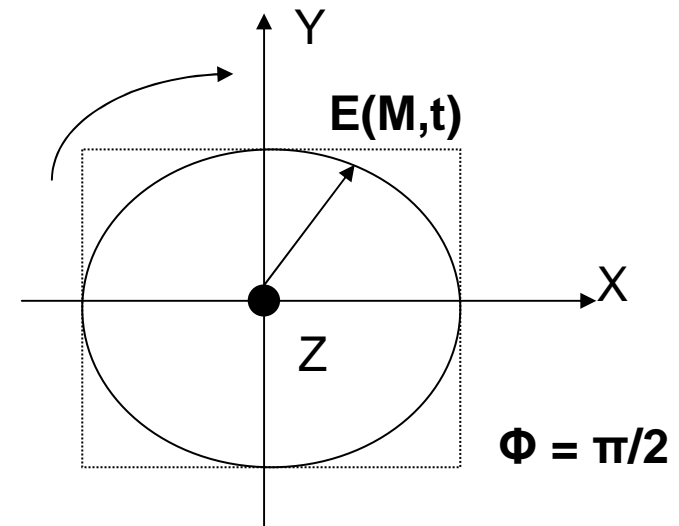
$$\begin{aligned}\vec{E} &= E_0 \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t) \vec{e}_x + E_0 \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t \pm \pi/2) \vec{e}_y \\ &= E_0 \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t) \vec{e}_x \mp E_0 \sin(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t) \vec{e}_y\end{aligned}$$

En un point M, l'extrémité du vecteur champ électrique E, décrit **un cercle** dans le plan (M, e_x, e_y).

Onde circulaire GAUCHE

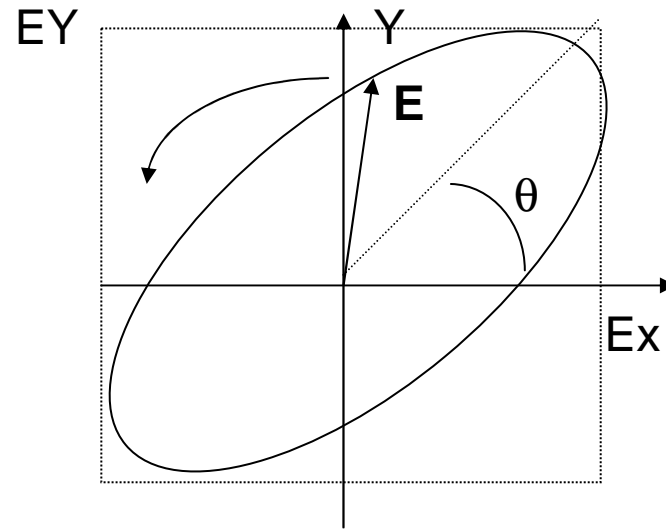


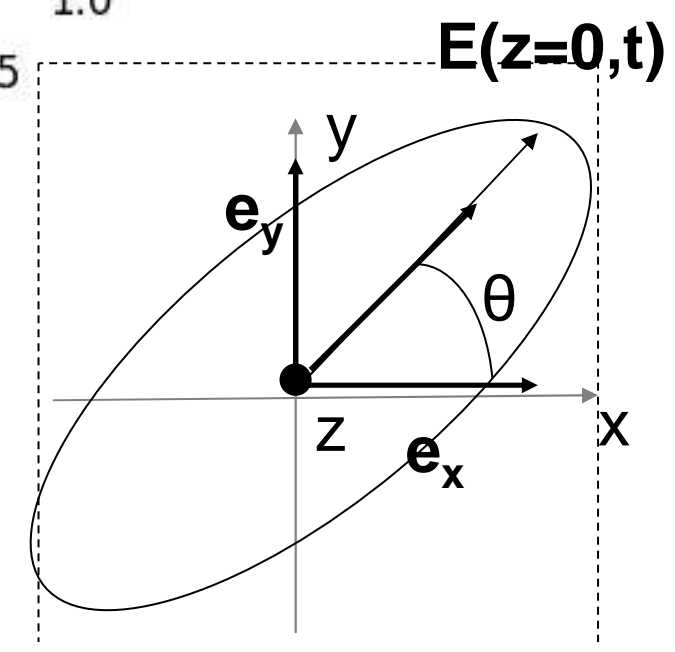
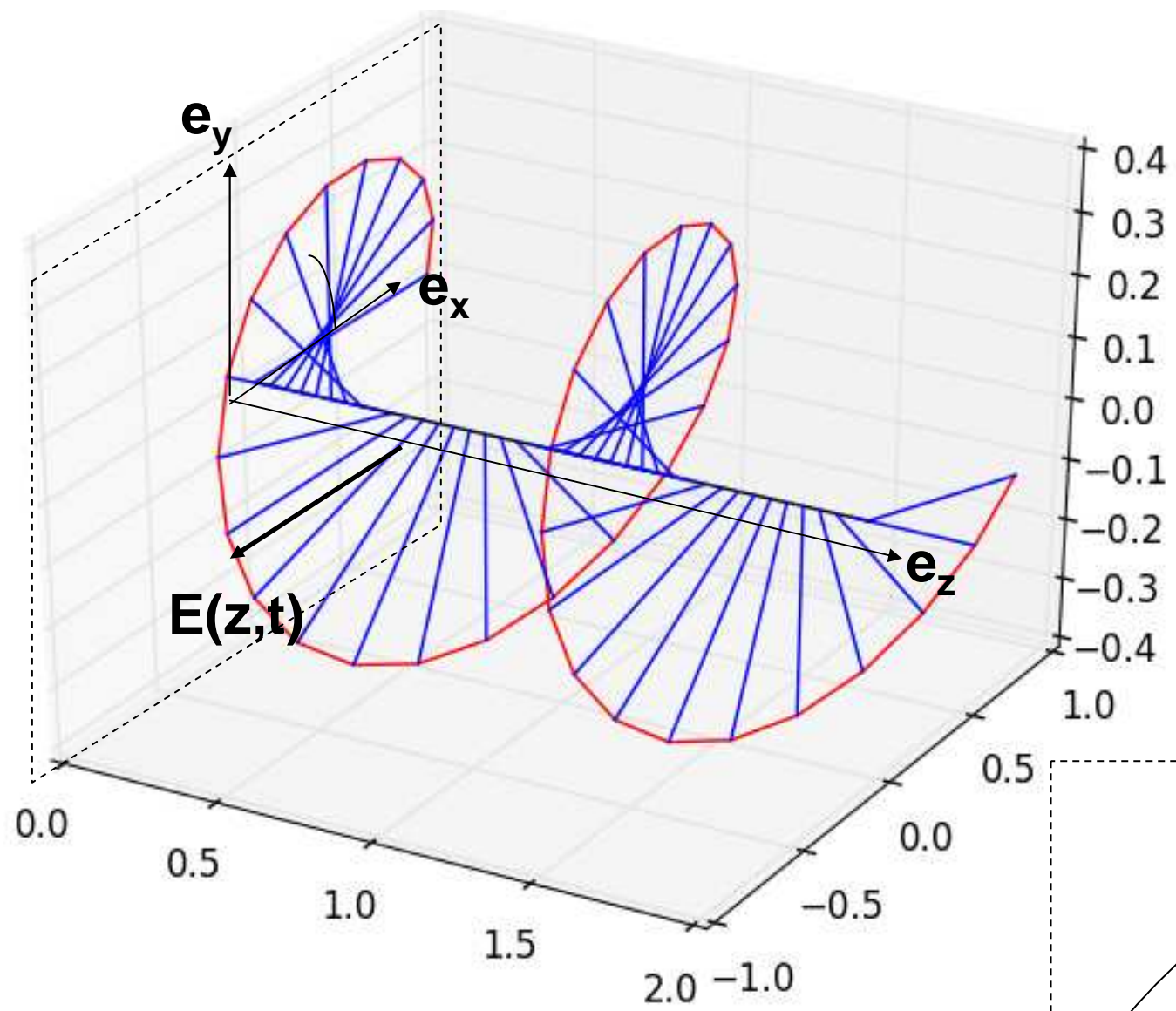
Onde circulaire DROITE



Cas général : Onde polarisée elliptiquement

$$\vec{E}(z,t) = \begin{pmatrix} E_x \cos(kz - \omega t) \\ E_y \cos(kz - \omega t + \phi) \end{pmatrix}$$





Notation complexe

Pour des champs variant sinusoïdalement dans le temps, nous pouvons introduire la notation complexe **POUR CHAQUE COMPOSANTE X et Y DU CHAMP**

$$\vec{E} = E_x \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t) \vec{e}_x + E_y \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \phi) \vec{e}_y$$

$$\vec{E} = \text{Re}(E_x e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)}) \vec{e}_x + \text{Re}(E_y e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \phi)}) \vec{e}_y$$

Notation complexe:

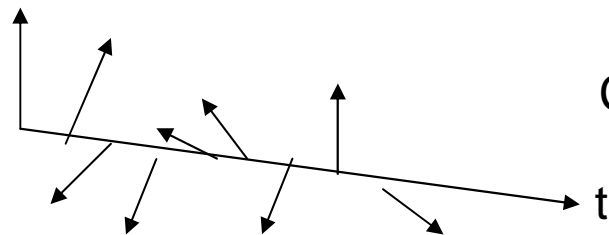
$$\vec{E} = e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} (E_x \vec{e}_x + E_y e^{i\phi} \vec{e}_y) \quad \text{Onde quelconque}$$

$$\vec{E} = E_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} (\sin \theta \vec{e}_x + \cos \theta \vec{e}_y) \quad \text{Onde polarisée linéairement}$$

$$\vec{E} = E_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} (\vec{e}_x \pm i \vec{e}_y) \quad \text{car } e^{i\phi} = e^{i\pi/2} = i \quad \text{Onde polarisée circulairement}$$

Modélisation du champ d'une source usuelle

Onde non polarisée



Champ d'une lumière non polarisée en un point

La polarisation change de direction aléatoirement au cours du temps.

Modélisation simple: le déphasage φ varie ALEATOIREMENT au cours du temps de telle sorte que toutes les directions soient équiprobables.

→ Analogue au modèle de la source quasimonochromatique vu dans le cours sur la cohérence

Onde polarisée = onde pour laquelle les composantes X et Y sont mutuellement cohérentes

Intensité d'une lumière polarisée

Considérons la superposition de deux ondes, l'une polarisée linéairement suivant X et l'autre suivant Y. Que vaut l'intensité totale I sur un détecteur?

$$I = \langle \|\vec{\pi}\| \rangle = \left\langle \left\| \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0} \right\| \right\rangle$$

$$\vec{\pi} = \frac{(\vec{E}_x + \vec{E}_y) \wedge (\vec{B}_x + \vec{B}_y)}{\mu_0}$$

$$= \frac{(\vec{E}_x \wedge \vec{B}_x + \vec{E}_y \wedge \vec{B}_y + \vec{E}_x \wedge \vec{B}_y + \vec{E}_y \wedge \vec{B}_x)}{\mu_0}$$

$$= \frac{(\vec{E}_x \wedge \vec{B}_x + \vec{E}_y \wedge \vec{B}_y)}{\mu_0}$$

$$\vec{\pi} = \vec{\pi}_x + \vec{\pi}_y$$

$$I = I_X + I_Y$$

Ex et Ey sont perpendiculaires
Donc Bx et By sont perpendiculaires
Donc Ex et By ou Ey et Bx sont
parallèles
Leur produit vectoriel est nul



L'intensité totale est la somme des intensités des ondes suivant X et suivant Y

Deux ondes polarisées linéairement ayant des polarisations orthogonales n'interfèrent pas

Production de lumière polarisée

Production de lumière polarisée

Pour les ondes EM basses fréquences (radio, micro-ondes...) de fréquences inférieures à 10 GHz => **antennes rectilignes, dipolaires...**

Pour les ondes « hautes fréquences » et en particulier optique: il n'existe pratiquement pas de sources « naturelles » totalement polarisées linéairement.

Solution : on va « filtrer » les directions de polarisation

Polariseur: caractérisé par une direction de polarisation e_p

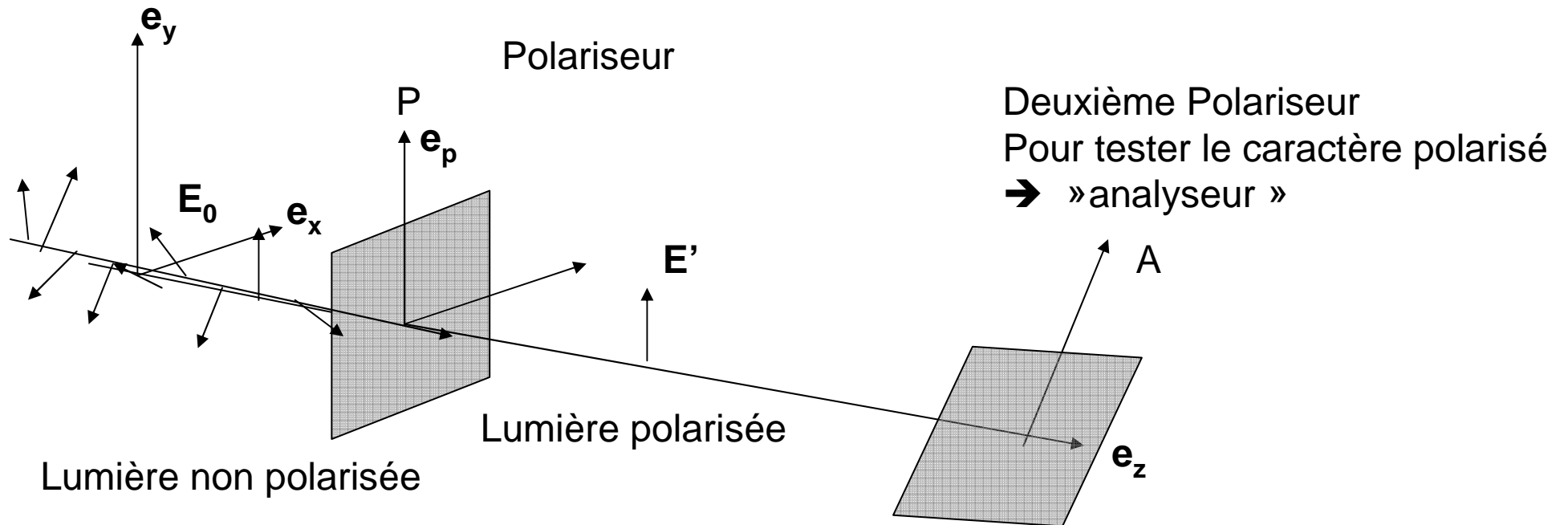
→ Laisse passer la composante du champ incident parallèle à e_p

→ Elimine la composante perpendiculaire à e_p

Films plastiques « polaroïdes » : formé de longues chaînes de polymères alignées dans une direction: absorbe la composante du champ parallèle à leur orientation et laisse passer celle qui est orthogonale.

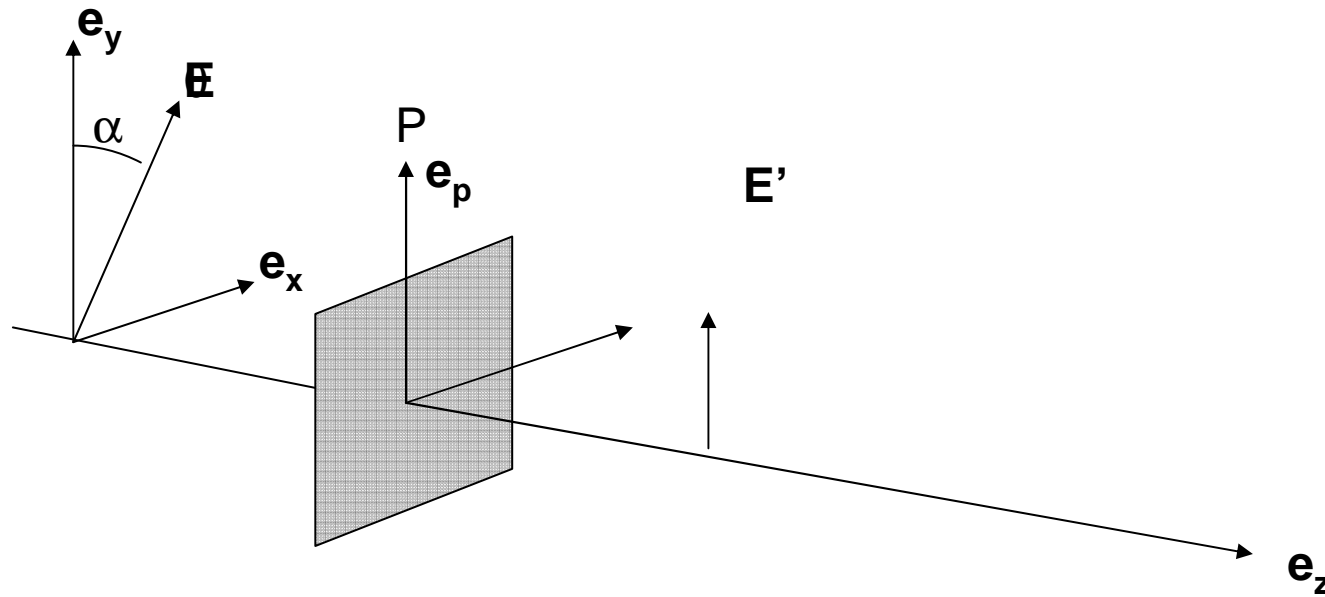
Production de lumière polarisée (II)

Montage classique



Production de lumière polarisée

Films plastiques « polaroïdes » : formé de longues chaînes de polymères alignées dans une direction: absorbe la composante du champ parallèle à leur orientation et laisse passer celle qui est orthogonale.

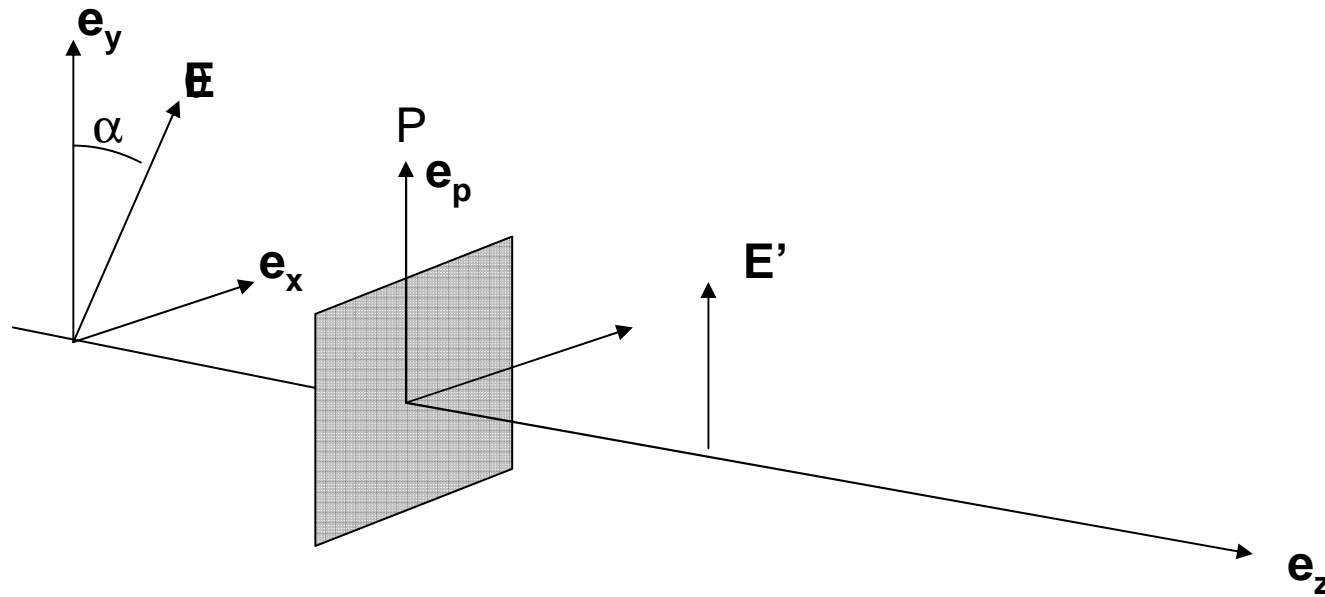


$$\vec{E}' = (\vec{E} \cdot \vec{e}_p) \vec{e}_p = E(z, t) \cos \alpha \vec{e}_p$$

E' = Projection de E sur l'axe P

Loi de Malus

Loi de Malus : si la lumière incidente est polarisée linéairement,



$$I' = I \cos^2 \alpha$$

Si $\alpha = \pi/2$ (polariseur et analyseur croisés) alors $I' = 0$ (« on est à l'extinction »)

Effet du polariseur sur quelques ondes

Lumière non polarisée: la direction de polarisation change aléatoirement au cours du temps.

Sur un temps très court:

$$I' = I \cos^2 \alpha \quad \text{Avec } \alpha \text{ aléatoire}$$

Sur le temps d'intégration du détecteur:

$$I' = I \langle \cos^2 \alpha \rangle$$

$$I' = I / 2$$

Effet du polariseur sur quelques ondes

si la lumière incidente est polarisée circulairement, la lumière sortante est polarisée linéairement:

Notation complexe:

$$\vec{E} = E_0 \exp(i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t))(\vec{e}_x \mp i\vec{e}_y)$$

$$I = |E|^2 = |E_0|^2 |1 \mp i|^2 = 2|E_0|^2$$

$$\vec{E}' = E_0 \exp(i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t))((\vec{e}_x \mp i\vec{e}_y) \cdot \vec{e}_P) \vec{e}_P$$

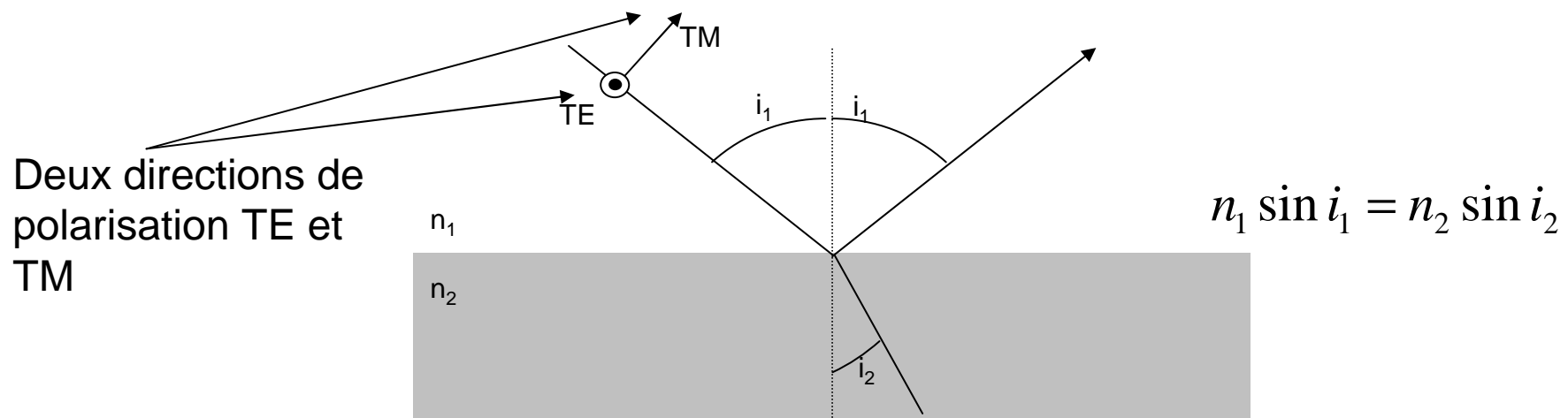
$$\vec{E}' = E_0 \exp(i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t))(\cos \alpha \mp i \sin \alpha) \vec{e}_P$$

$$I' = |E'|^2 = |E_0|^2 |\cos \alpha \mp i \sin \alpha|^2$$

$$I' = |E_0|^2 (\cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha)$$

$$I' = I / 2$$

Production de lumière polarisée : réflexion vitreuse



Les coefficients de réflexion et transmission dépendent de la polarisation

Polarisation TE (ou S) :

$$t_{TE} = \frac{2n_1 \cos i_1}{n_1 \cos i_1 + n_2 \cos i_2}$$

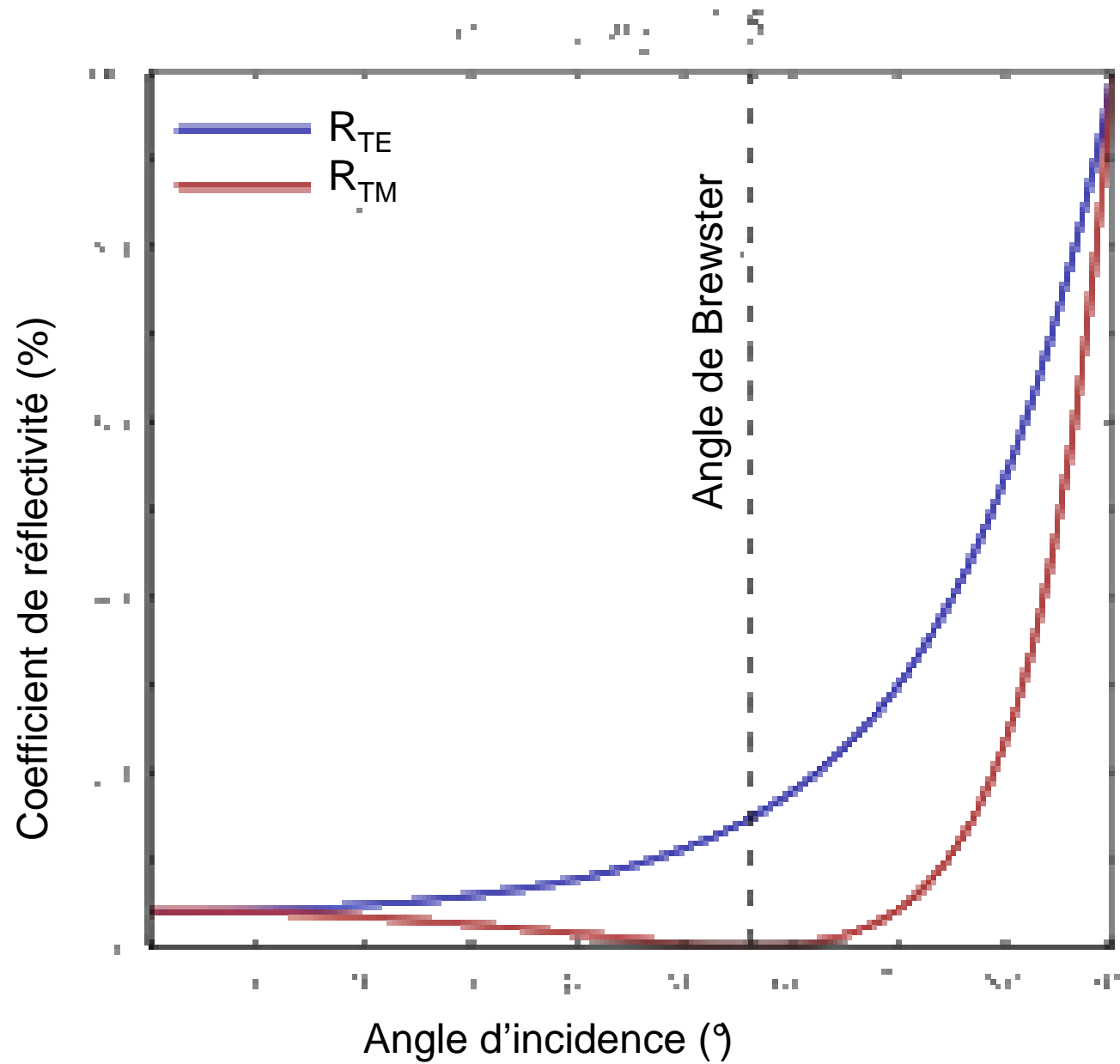
$$r_{TE} = \frac{n_1 \cos i_1 - n_2 \cos i_2}{n_1 \cos i_1 + n_2 \cos i_2}$$

Polarisation TM (ou P) :

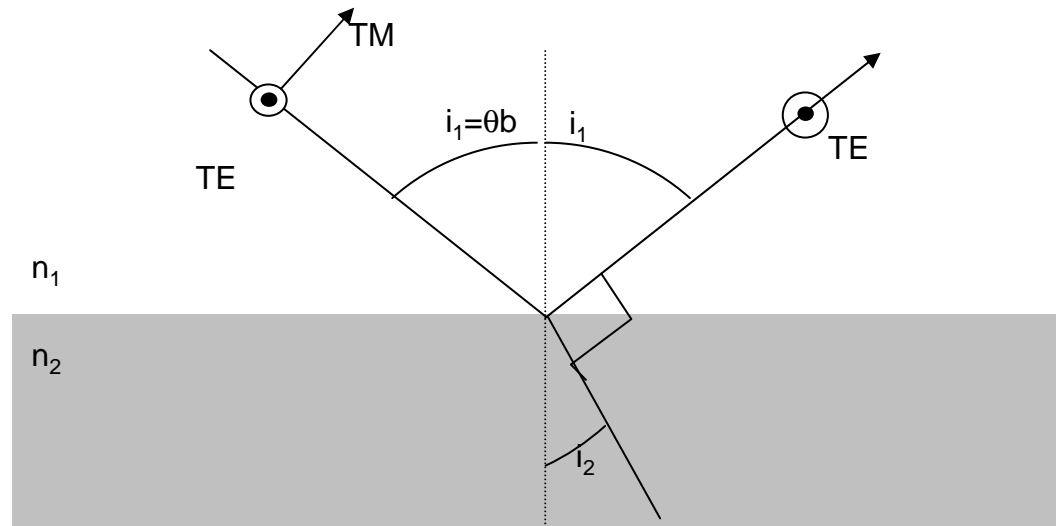
$$t_{TM} = \frac{2n_1 \cos i_1}{n_2 \cos i_1 + n_1 \cos i_2}$$

$$r_{TM} = \frac{n_2 \cos i_1 - n_1 \cos i_2}{n_2 \cos i_1 + n_1 \cos i_2}$$

Production de lumière polarisée : réflexion vitreuse



Production de lumière polarisée : réflexion vitreuse



En polarisation TM (ou P), la réflexion vitreuse s'annule pour l'**angle de Brewster** θ_b ($r_{TM}=0$)

$$\tan \theta_b = \frac{n_2}{n_1}$$

A l'angle de Brewster, la lumière réfléchie est polarisée linéairement parallèlement à la surface

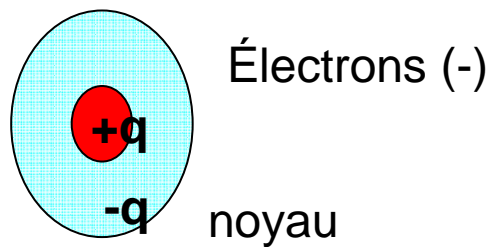
Milieux biréfringents

Milieux biréfringents

Avant propos: origine des propriétés optiques de la matière

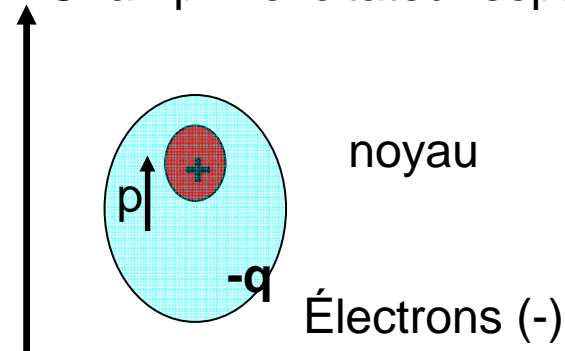
- 1) Matière composée de particules chargées. Mais sur une échelle mésoscopique la matière est globalement neutre.
- 2) Lorsqu'une onde EM traverse la matière, elle tend à séparer légèrement les charges positives des charges négatives

Exemples



Atomes d'un gaz

Champ \mathbf{E} excitateur sépare les charges



Apparition d'un moment dipolaire \mathbf{p}

$$\mathbf{p} = q\mathbf{a}$$

Milieux biréfringents

Avant propos: origine des propriétés optiques de la matière

3) Ce dipôle électrique de moment dipolaire p crée lui-même un champ électrique (si le champ est oscillant, le dipôle l'est aussi et se comporte comme un courant, il crée donc aussi un champ B !), qui s'ajoute au champ exciteur.

4) Le champ de l'onde dans la matière est alors la superposition du champ exciteur et du champ dipolaire.

Milieux biréfringents

Avant propos: origine des propriétés optiques de la matière

MILIEU LINEAIRE, HOMOGENE , ISOTROPES (gaz, verres, liquides)

$$\vec{P} = N\vec{p} = \epsilon_0 \chi \vec{E}$$

Nombre d'atomes par unité de volume

Susceptibilité

Ne dépend pas de la direction de E
Relation de proportionnalité (linéaire)

Lien avec l'optique :

$$n = \sqrt{1 + \chi}$$

Indice de réfraction

Milieux biréfringents

Avant propos: origine des propriétés optiques de la matière

MILIEU LINEAIRE, HOMOGENE MAIS ANISOTROPE(cristal, verre sous contrainte,...)

$$\vec{P} = N\vec{p} = P_x \vec{e}_x + P_y \vec{e}_y + P_z \vec{e}_z$$

avec

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

$$P_y = \chi_{yx} E_x + \chi_{yy} E_y + \chi_{yz} E_z$$

$$P_z = \chi_{zx} E_x + \chi_{zy} E_y + \chi_{zz} E_z$$

Où x,y,z font références à un repère orthonormé quelconque

On comprend que le comportement d'un milieu anisotrope va être beaucoup plus complexe...

Milieux biréfringents

Le milieu anisotrope possède cependant des axes privilégiés qui forment une base orthonormée e_x, e_y, e_z (lié à la structure cristalline, aux directions des contraintes...).

avec
$$\vec{P} = N\vec{p} = P_x \vec{e}_x + P_y \vec{e}_y + P_z \vec{e}_z$$

$$P_x = \chi_x E_x$$

$$P_y = \chi_y E_y$$

$$P_z = \chi_z E_z$$

Le moment dipolaire induit dépend de la direction du champ électrique et n'est pas nécessairement parallèle à celui-ci...il en sera de même pour le champ électrique total dans la matière.

Direction de polarisation dans un milieu

En électromagnétisme on introduit le vecteur déplacement **D**.

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

Dans un milieu isotrope, il est parallèle à E et P

Ce n'est plus le cas dans un milieu anisotrope

La direction de D est la direction de polarisation du champ dans le milieu.

Propriétés optiques des milieux biréfringents

A] PROPAGATION DES ONDES

- 1) L'indice de réfraction dépend de la direction de propagation k
- 2) Pour une direction de propagation donnée, il existe deux directions de polarisation qui ne changent pas au cours de la propagation
- 3) Ces deux directions sont perpendiculaires
- 4) Elles ont des indices de réfraction différents $n'(k)$ et $n''(k)$

Propriétés électromagnétiques des milieux biréfringents

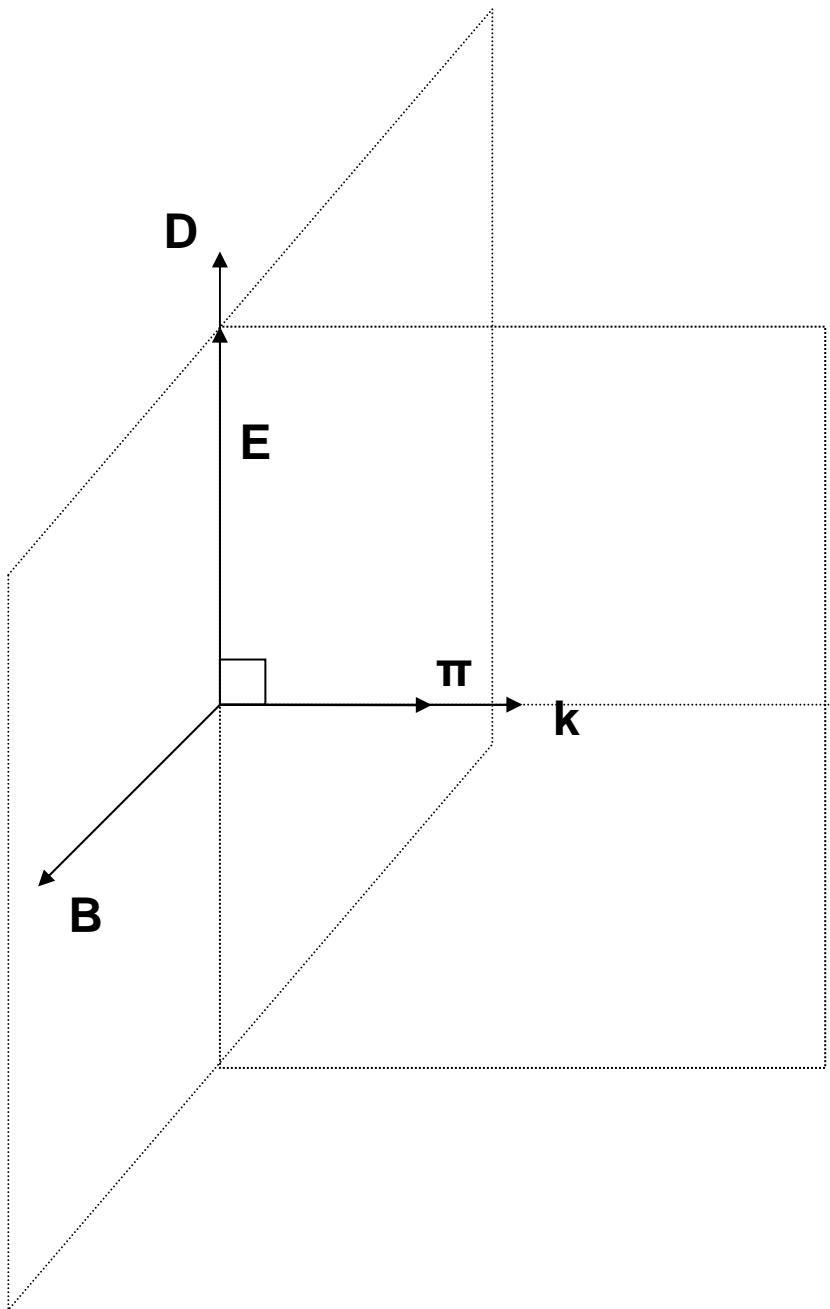
B] PROPAGATION DE L'ENERGIE

1) Le champ électrique n'est plus nécessairement perpendiculaire à la direction de propagation k

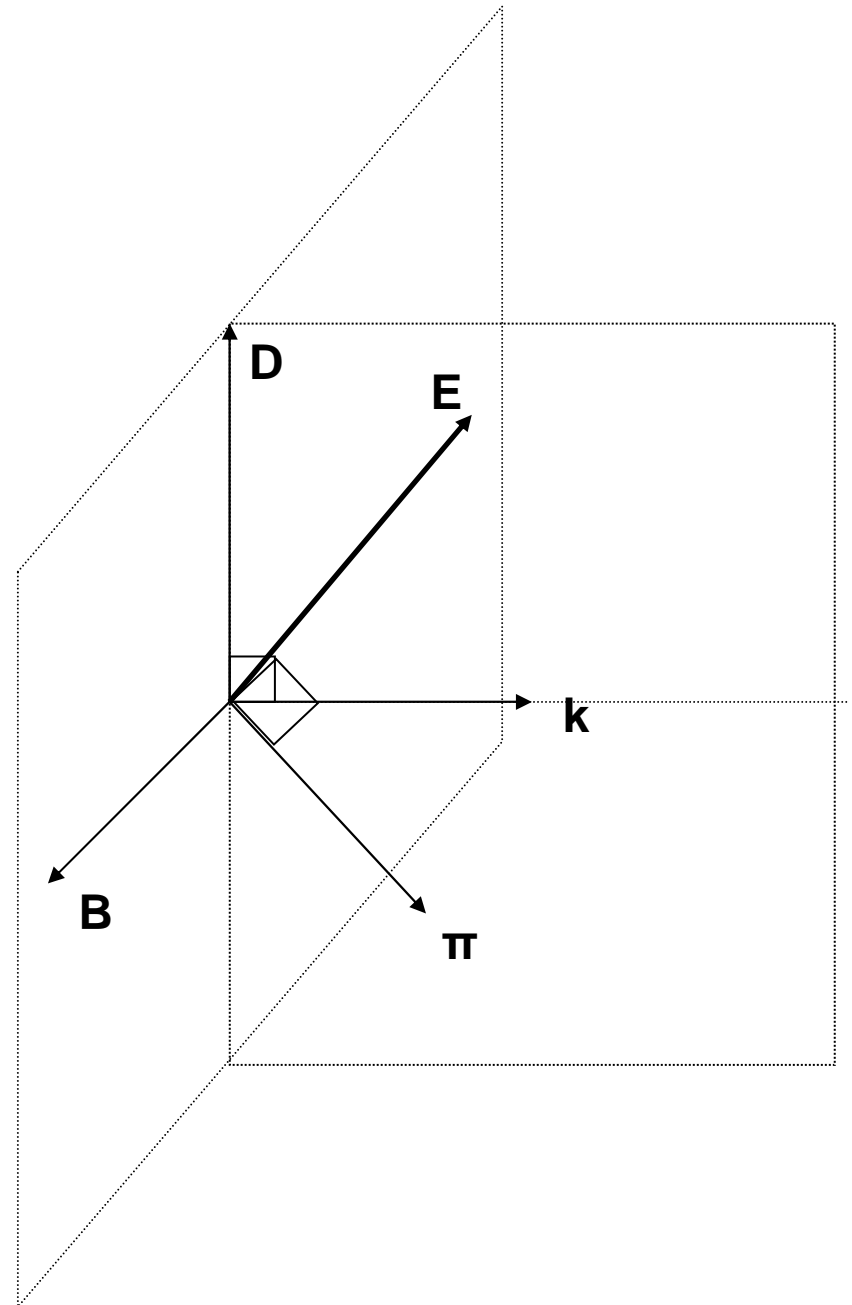
2) Le champ magnétique reste perpendiculaire à la direction de propagation

3) Le flux d'énergie (la direction du vecteur de Poynting) N'EST PAS NECESSAIREMENT PARALLELE A LA DIRECTION DE PROPAGATION !!!!

Milieu isotrope

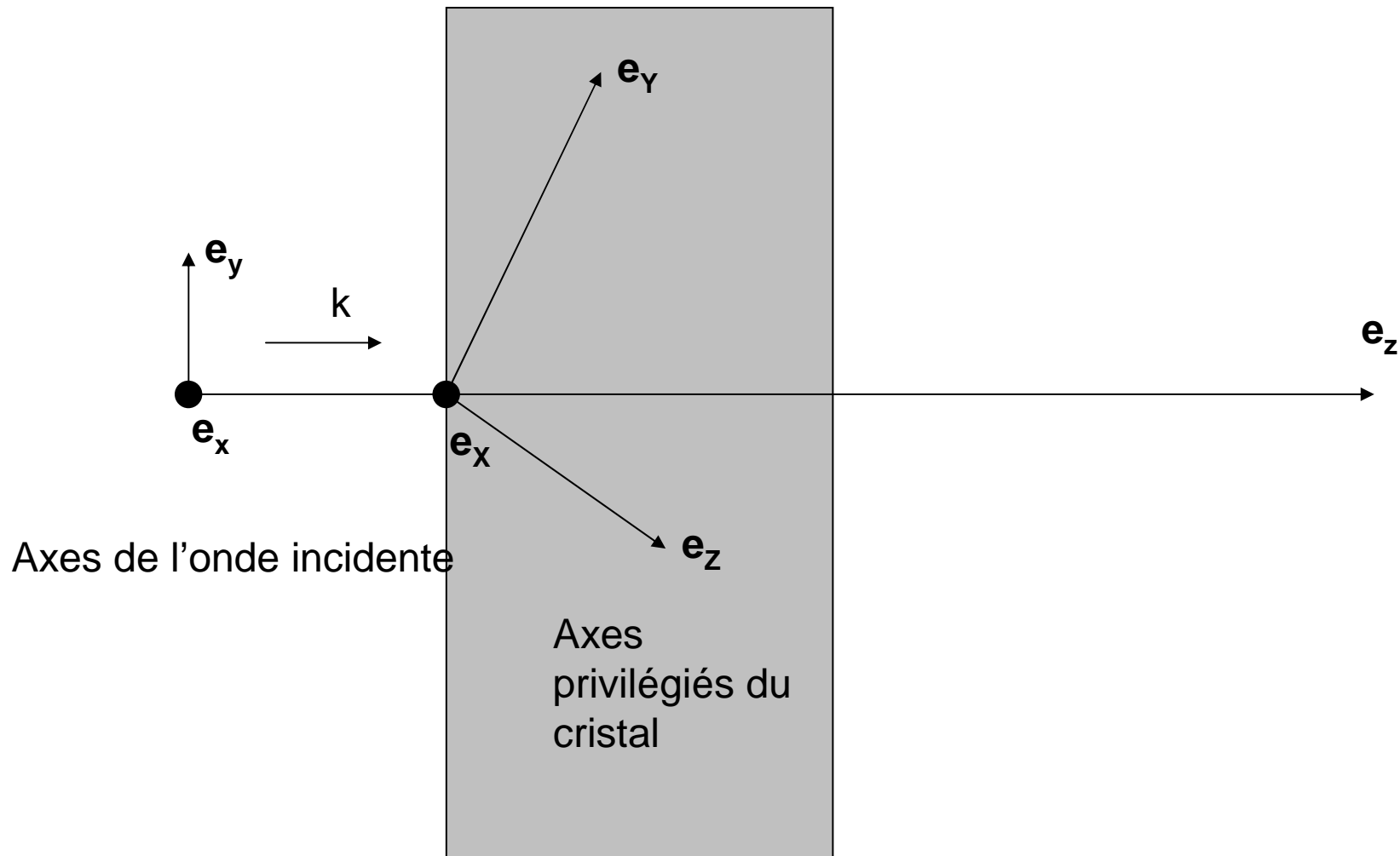


Milieu anisotrope

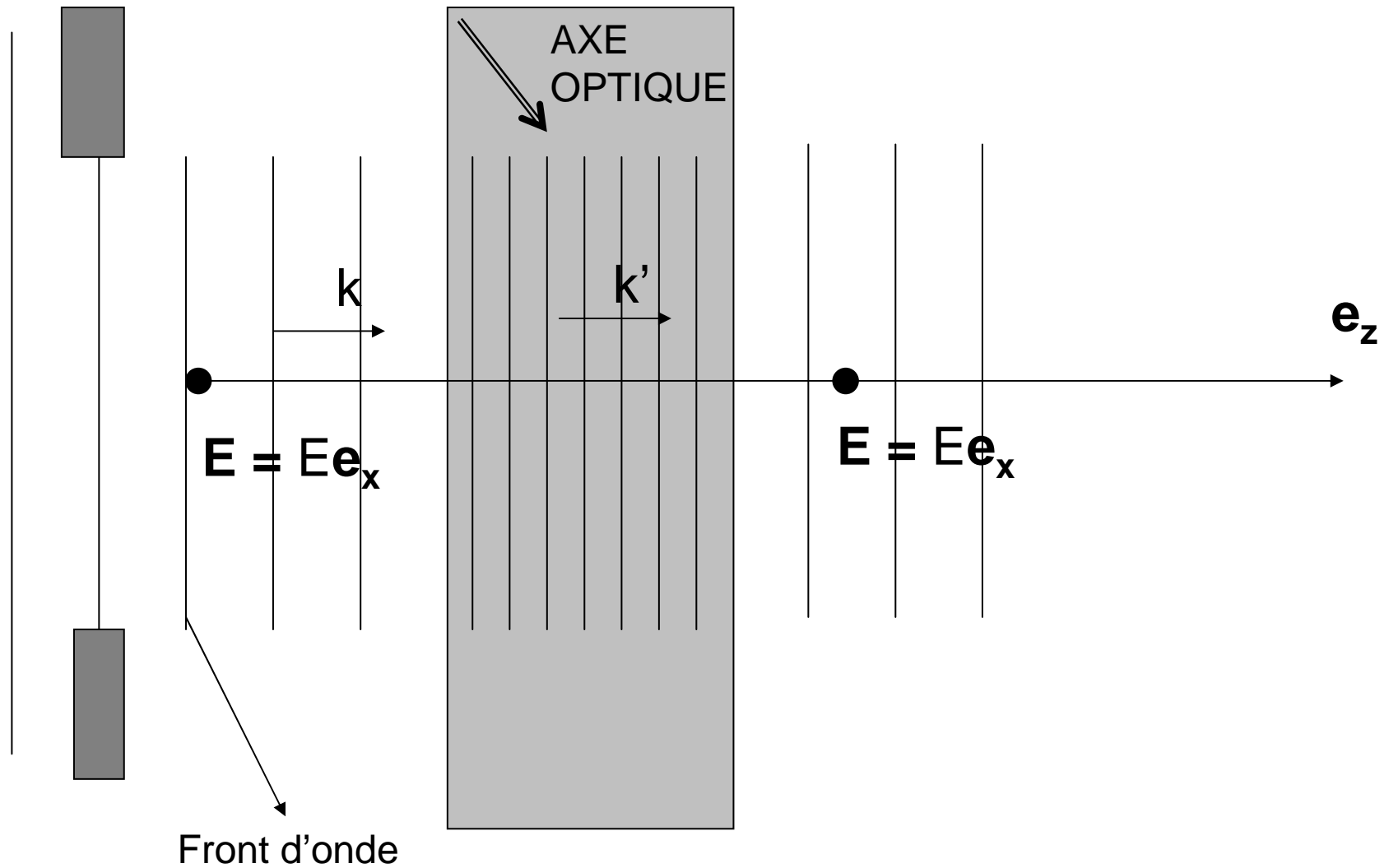


Milieux biréfringents

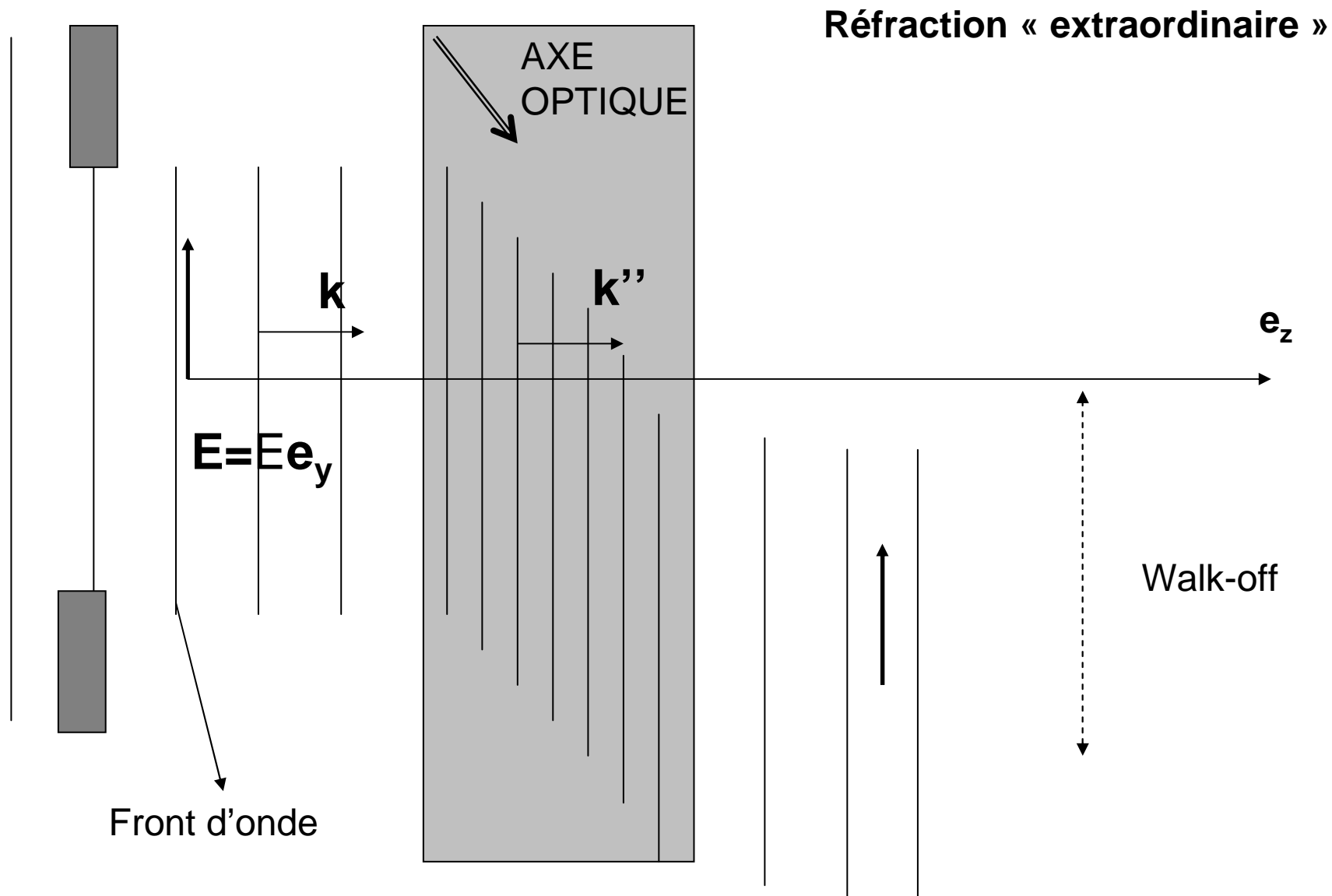
Exemple frappant du phénomène de biréfringence



Onde plane incidente diaphragmée
Polarisée suivant e_x



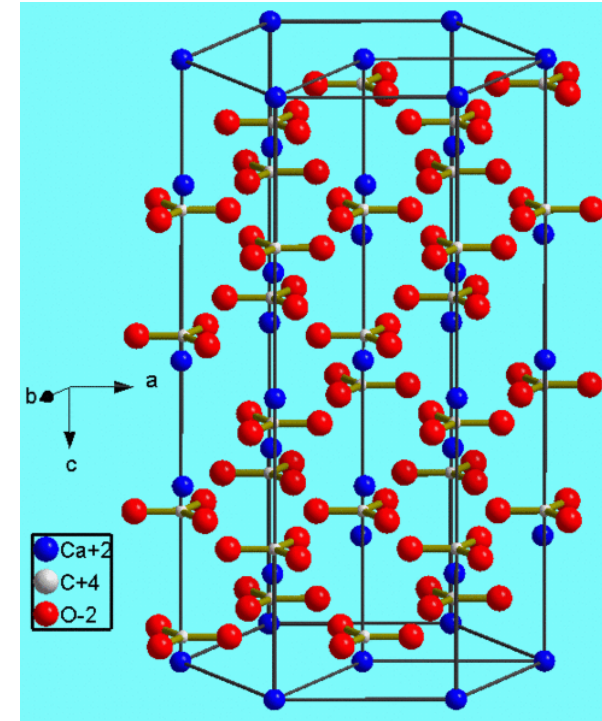
Onde plane diaphragmée
Polarisée suivant e_y



Milieux biréfringents

Exemples de milieux biréfringents:

Certains cristaux: Calcite (CaCO_3), Mica...
Saphir (Al_2O_3) (dopé Titane)
pour les lasers...



calcite

Certains polymères: cristaux liquides, scotch

Matériaux soumis à des contraintes :

mécaniques
thermiques
(dans les

lasers de puissance)

électriques
(Effet Pockels)

Milieux biréfringents: Milieux biaxes et uniaxes

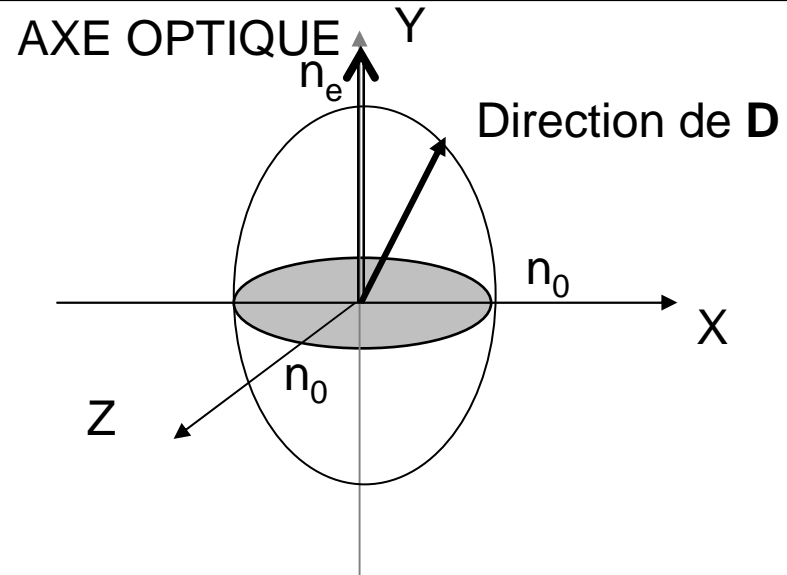
Milieu biaxe: $\chi_X \neq \chi_Y \neq \chi_Z$

Milieu uniaxe $\chi_X \neq \chi_Z = \chi_Y$

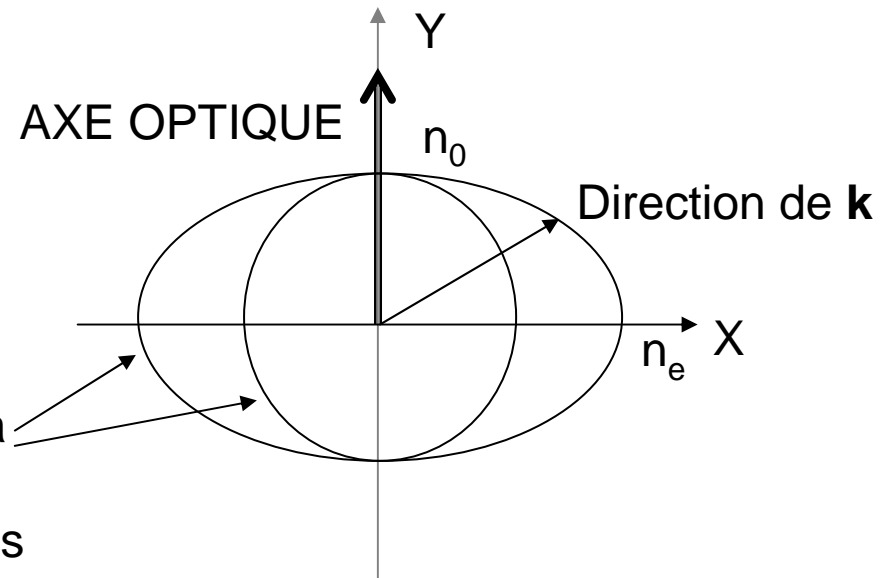
Dans la suite on ne considère que des milieux uniaxes

Milieu UNIAXE

(a) Indice en fonction de la **direction de polarisation**
(*ellipsoïde des indices*)



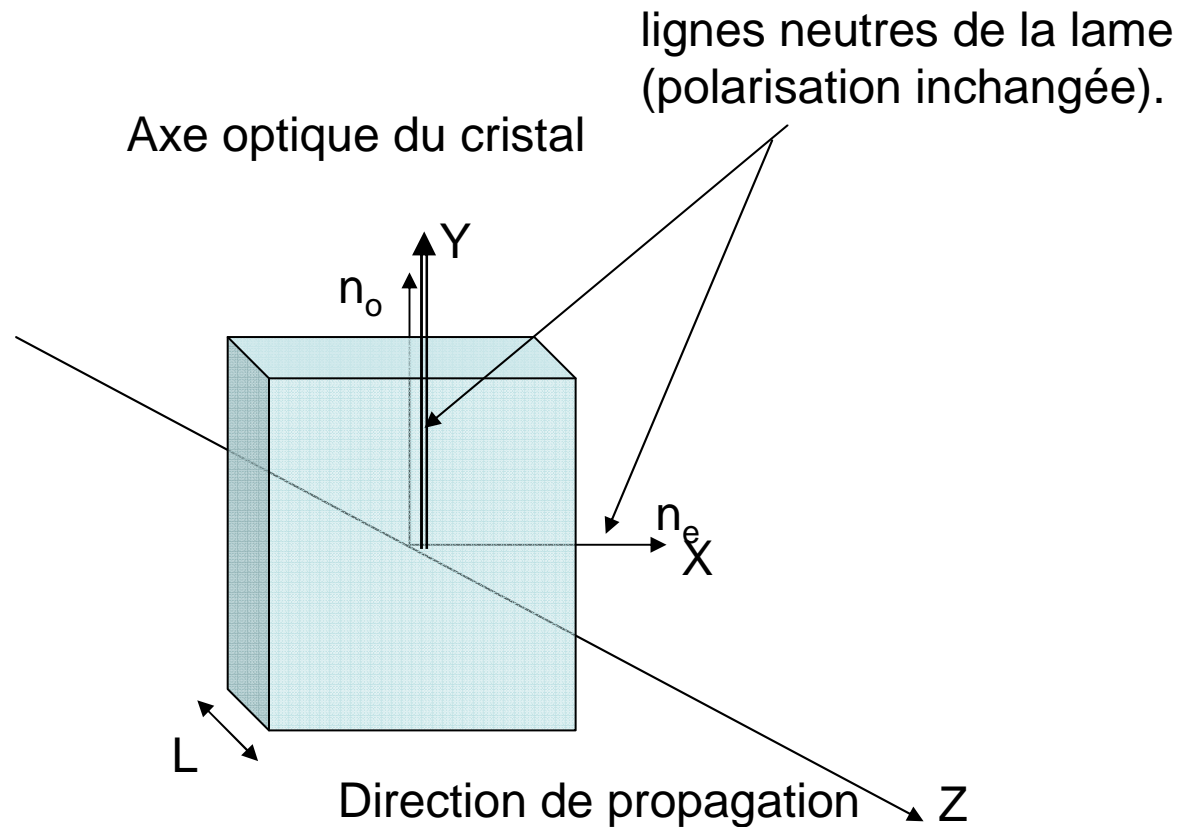
(b) Indice en fonction de la **direction de propagation**
(*surfaces des indices*)



Pour chaque direction, il y a deux états de polarisation possibles, donc deux indices

Lames minces cristallines

On taille une lame mince dans un milieu uniaxe, les faces sont parallèles à l'axe optique du cristal (Y).



Lames minces cristallines uniaxes

Une onde polarisée selon Y , conservera sa polarisation et se propagera avec un indice de réfraction n_o . (« ordinaire »)

Une onde polarisée selon X, conservera sa polarisation et se propagera avec un indice de réfraction n_e (« extraordinaire »).

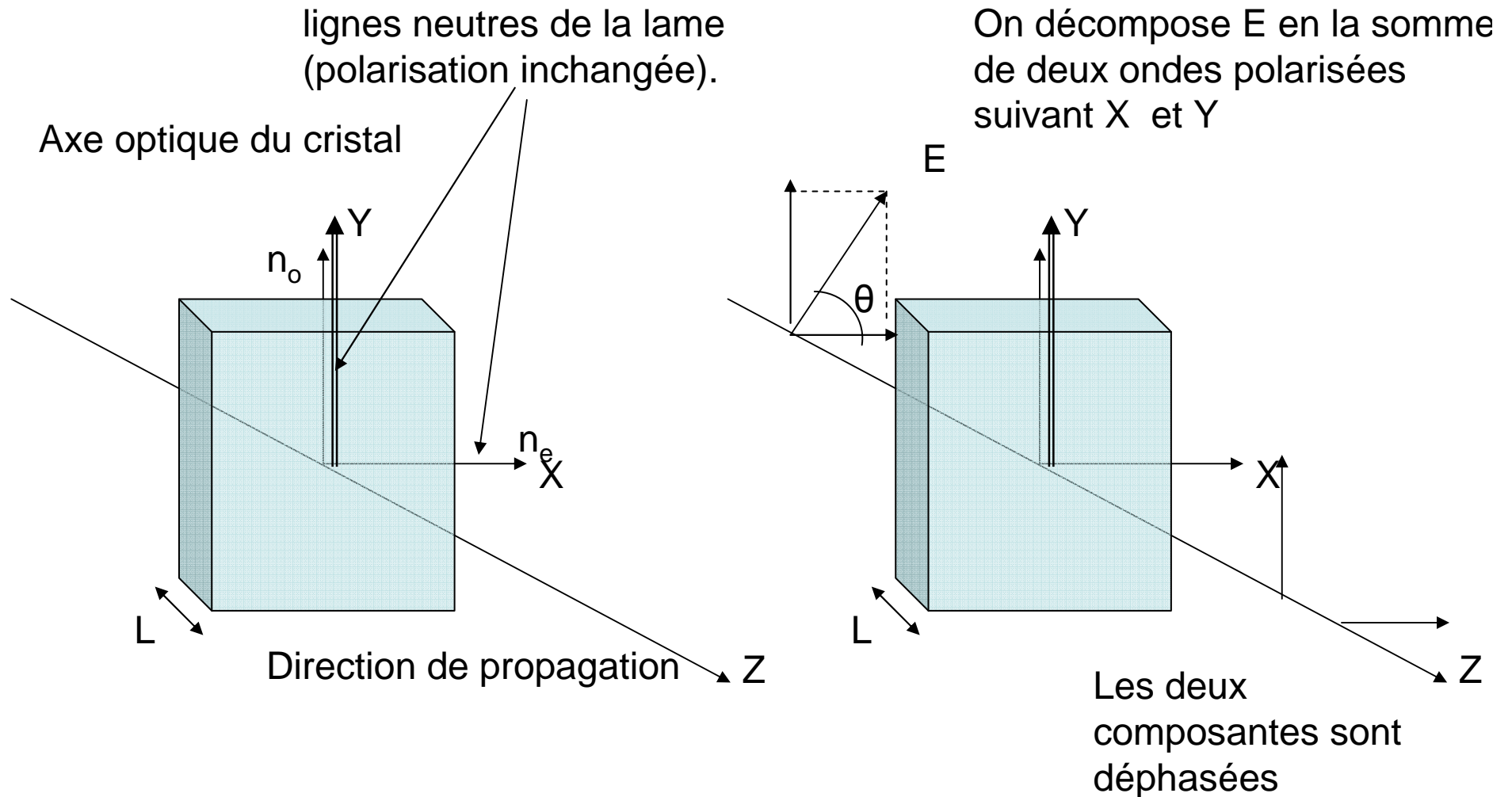
X et Y sont les LIGNES NEUTRES DE LA LAME

Vocabulaire, la ligne neutre ayant le plus petit indice est appelé « axe rapide » (l'autre est « l'axe lent »)

Effet d'une lame cristalline sur une onde

Onde polarisée dans un direction quelconque

$$\vec{E}(t) = E_0 e^{ikz - i\omega t} (\cos \theta \vec{e}_X + \sin \theta \vec{e}_Y)$$



Effet d'une lame cristalline sur une onde

Juste après la lame

$$\vec{E}(t) = E_0 e^{ikz - i\omega t} (\cos \theta e^{i\phi_e} \vec{e}_X + \sin \theta e^{i\phi_o} \vec{e}_Y)$$

$$\vec{E}(t) = E_0 e^{ikz - i\omega t} e^{i\phi_e} (\cos \theta \vec{e}_X + \sin \theta e^{i(\phi_o - \phi_e)} \vec{e}_Y)$$

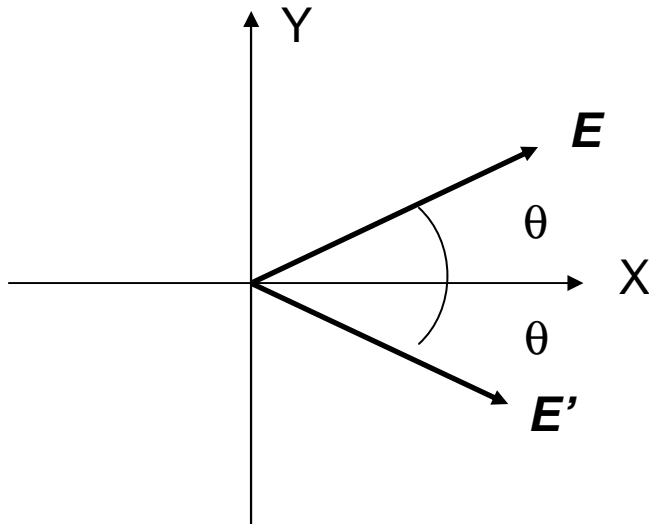
avec
$$\phi_o - \phi_e = \frac{2\pi}{\lambda} (n_o - n_e) L$$

Lames demi-onde (ou lambda sur 2)

Cette lame est taillée telle que $\phi_o - \phi_e = \pi$

Dans ces conditions $\vec{E}'(t) = E_0 e^{ikz - i\omega t} e^{i\phi_e} (\cos \theta \vec{e}_X + \sin \theta e^{i\pi} \vec{e}_Y)$

$$\vec{E}'(t) = E_0 e^{ikz - i\omega t} e^{i\phi_e} (\cos \theta \vec{e}_X - \sin \theta \vec{e}_Y)$$



E' est le symétrique de E par rapport à X

Une telle lame permet de tourner la polarisation de la lumière:

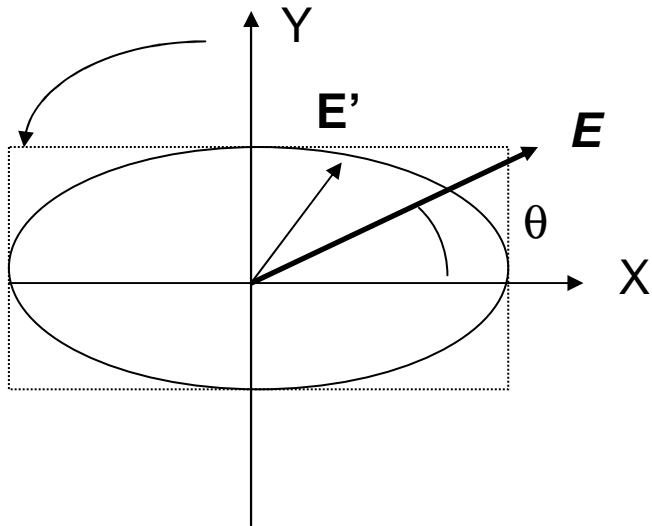
Si on tourne la lame de θ on tourne la polarisation de 2θ

Lames quart d'onde (ou lambda sur 4)

Cette lame est taillée telle que $\phi_o - \phi_e = \pi / 2$

Dans ces conditions $\vec{E}'(t) = E_0 e^{ikz - i\omega t} e^{i\phi_e} (\cos \theta \vec{e}_X + \sin \theta e^{i\pi/2} \vec{e}_Y)$

$$\vec{E}'(t) = E_0 e^{ikz - i\omega t} e^{i\phi_e} (\cos \theta \vec{e}_X + i \sin \theta \vec{e}_Y)$$



**L'onde linéaire est transformée
en une onde polarisée
elliptiquement**

Lumière polarisée circulairement versus lumière non polarisée

Un film polariseur linéaire ne permet pas de distinguer une lumière polarisée circulairement d'une lumière non polarisée → l'intensité ne dépend pas de l'angle θ de l'analyseur.

Il existe cependant une procédure permettant d'analyser la polarisation de la lumière et de déterminer s'il s'agit de lumière circulaire, linéaire ou non polarisée (voir les ouvrages d'optiques spécialisés).

Physiquement, la différence profonde entre une lumière polarisée (linéaire ou circulaire) et une lumière non polarisée est la suivante:

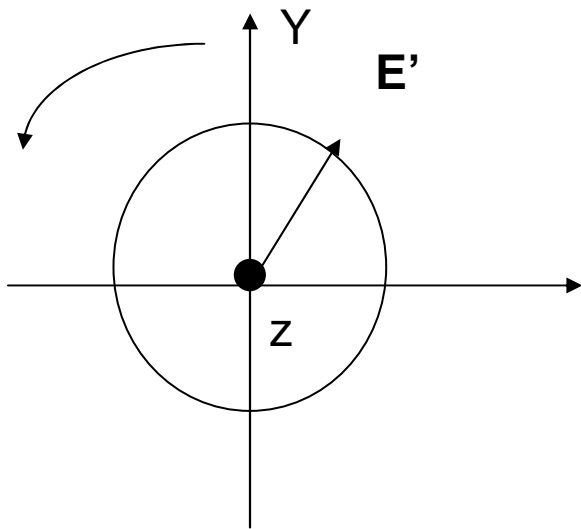
Dans le premier cas les composantes x et y du champ évoluent de manière corrélées (il y a une relation de phase entre les deux).

Dans le second cas elles évoluent de manière indépendante.

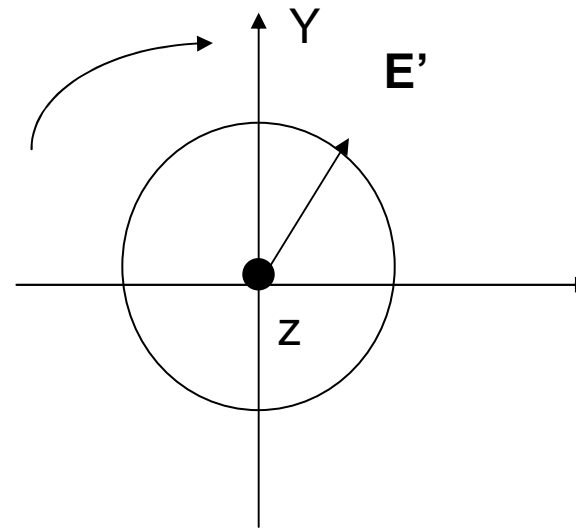
On peut alors développer des concepts similaires à ceux de la cohérence (recherche de corrélation du champ). Ceci conduit au formalisme des **vecteurs de Stokes** qui permet de décrire les deux situations extrêmes (polarisé, non polarisé) mais aussi des cas intermédiaires (lumière PARTIELLEMENT polarisée).

Biréfringence circulaire

Certains milieux n'ont pas le même indices de réfraction pour les ondes circulaires droites et gauches (indices n_g et n_d). De telles ondes subiront des déphasages différents après avoir traversé la même longueur L de milieu.



Circulaire gauche



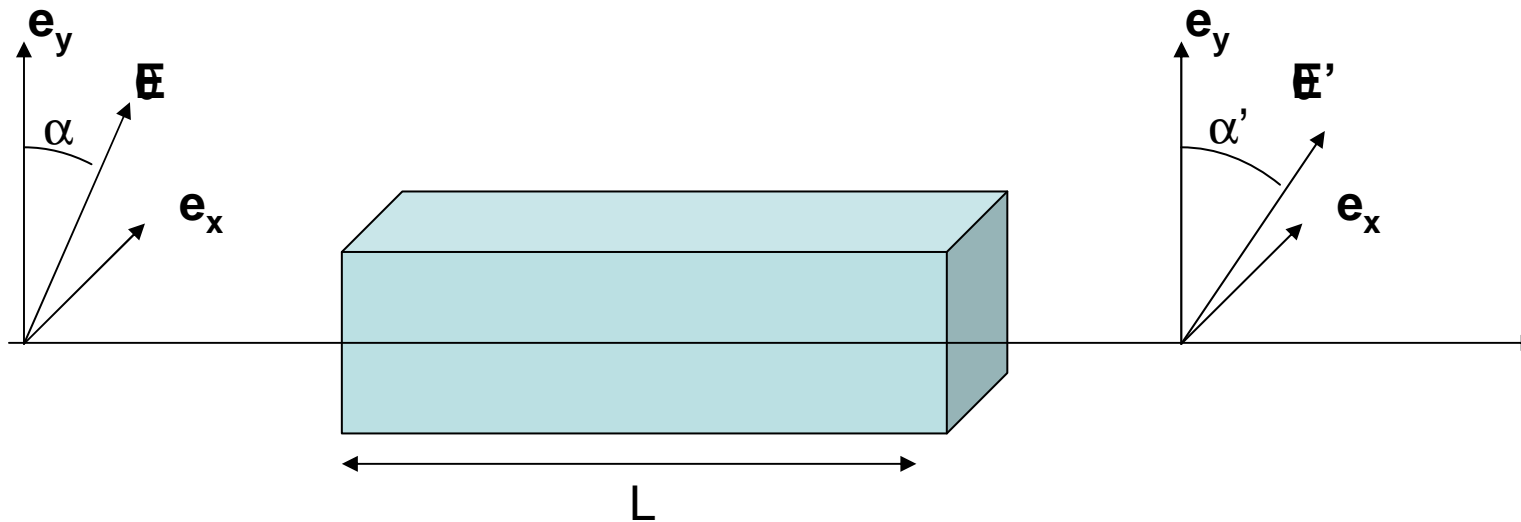
Circulaire droite

Effet de la biréfringence circulaire sur une onde polarisée linéairement

Une onde polarisée linéairement est la somme d'une onde circulaire droite et circulaire gauche.

Le déphasage entre les deux ondes circulaires va entraîner une rotation de la direction de polarisation (demo en TD !)

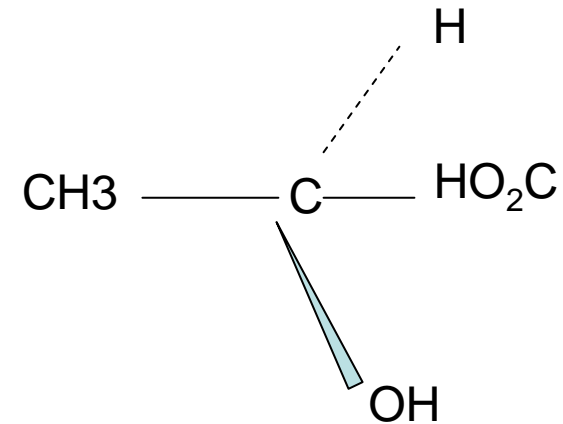
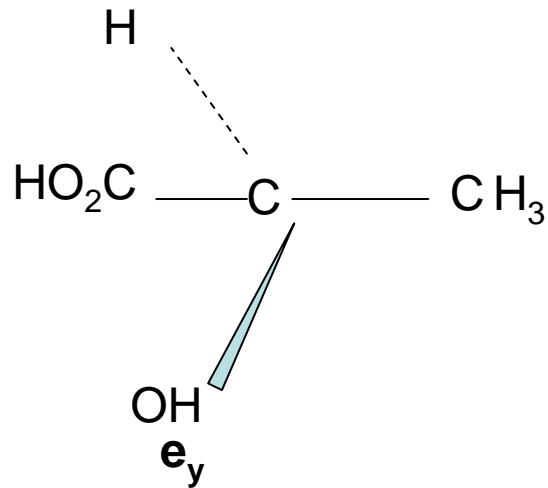
Le milieu a un POUVOIR ROTATOIRE



$$\Delta\alpha = \alpha' - \alpha = \mathcal{V}L = \frac{\pi}{\lambda} (n_d - n_g)L$$

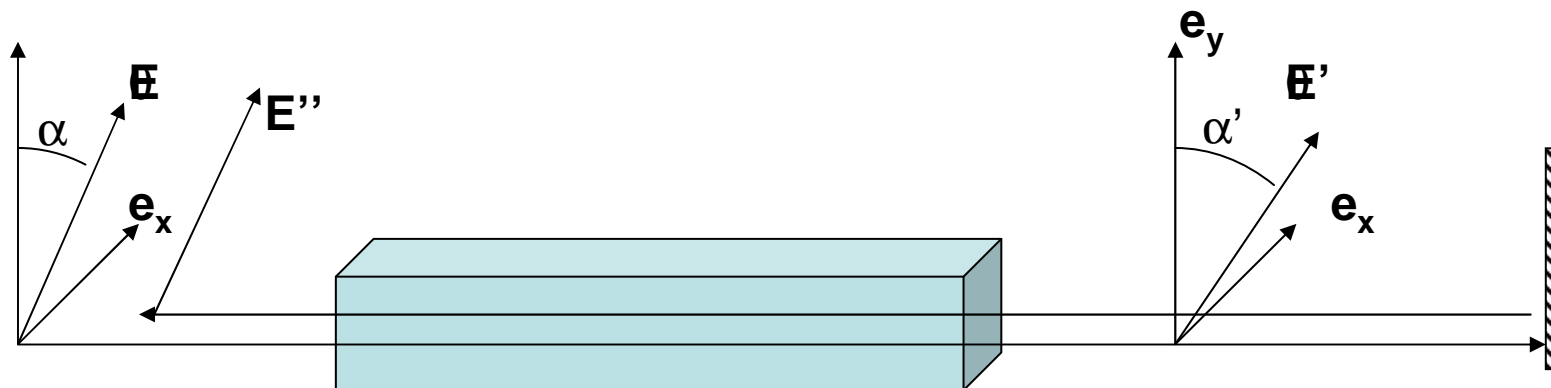
Exemples de biréfringence circulaire

Solution contenant des molécules chirales



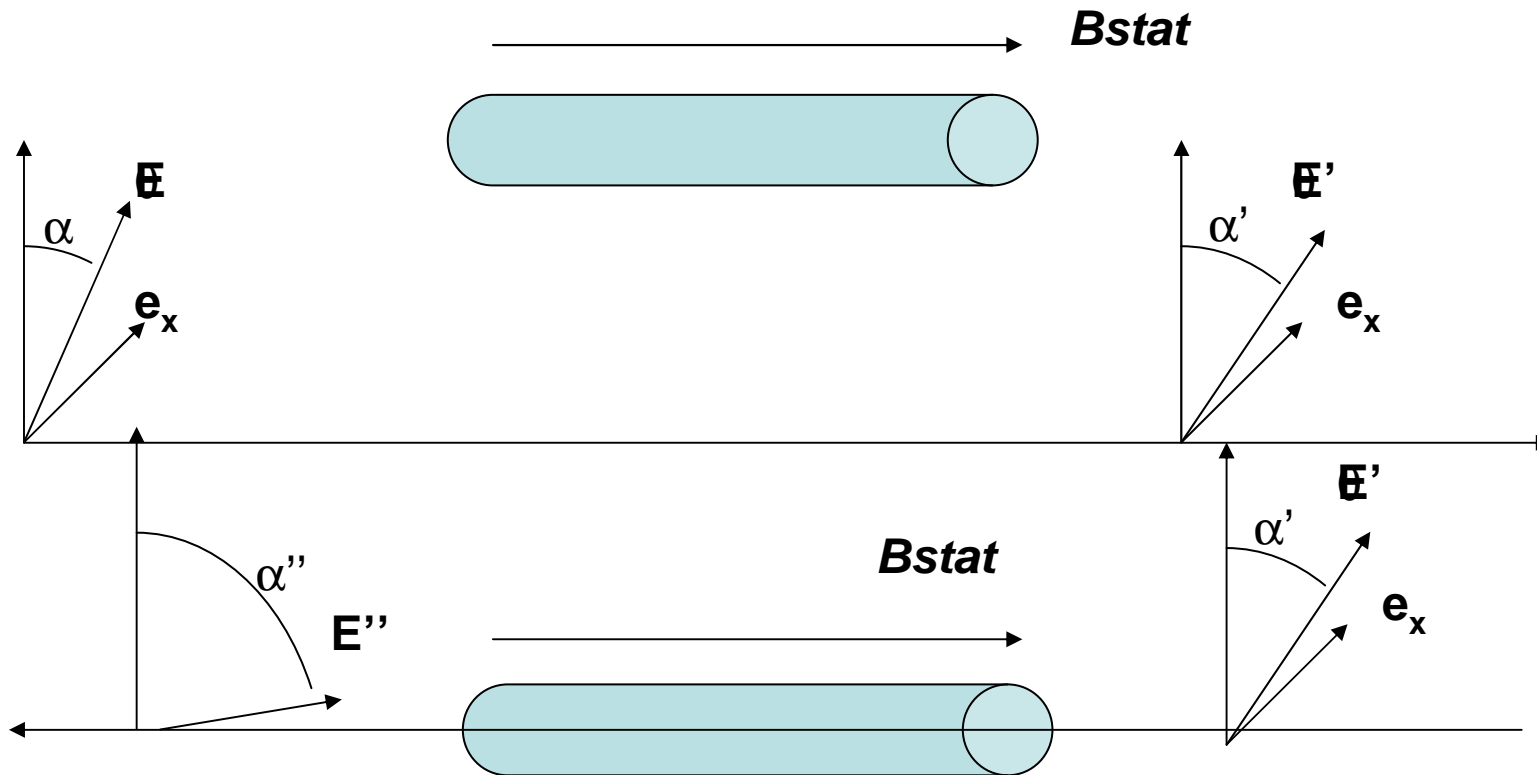
Rotation proportionnelle à la différence de concentration de ces molécules, à la distance parcourue

De plus son signe ne dépend du sens de parcours



Exemples de biréfringence circulaire

Milieu soumis à un champ magnétique statique intense (rotation Faraday)



Rotation proportionnelle au champ, à la distance parcourue

De plus son signe dépend du sens de parcours (dans le sens du champ B ou non)

Applications

Exemples de biréfringence circulaire

Milieu soumis à un champ magnétique statique intense (rotation Faraday)

Ce phénomène est à la base de ce que l'on appelle une diode optique ou ISOLATEUR de Faraday. Il ne laisse passer la lumière que dans un sens et permet de protéger par exemple une chaîne laser d'impulsions retours qui pourraient la détériorer.

Ce phénomène permet également de mesurer des champs magnétiques

Biréfringence circulaire et ...vie dans l'univers

La biréfringence circulaire permet de mettre en évidence la chiralité de certaines molécules.

Habituellement les réactions chimiques produisent autant de molécules « droites » que « gauche ».

Ce n'est pas le cas dans le vivant: les molécules sont chirales mais n'existent que sous une seule forme chez TOUS LES ETRES VIVANTS !!!

Car les réactions enzymatiques font intervenir des enzymes ...sous une seule forme chirale...car l'ADN est sous une seule forme chirale....car les enzymes de réplication le sont aussi etc...

Ce choix d'un type de chiralité semble donc avoir eu lieu **AUX ORIGINES DE LA VIE sur terre...voire avant, dans la nébuleuse primitive.**

Ce phénomène vertigineux n'est pas expliqué.

Une explication possible serait que les briques de la vie seraient apparues dans des nuages interstellaires soumis au rayonnement UV d'étoiles jeunes. Ce rayonnement aurait été légèrement polarisé par le champ magnétique intense de ces étoiles (effet Faraday).

L'orientation des molécules dépendrait donc de l'orientation du champ magnétique galactique, elle même fixée...au moment du big-bang...

Applications des Milieux biréfringents

Cellule de Pockels : modulation d'un signal lumineux par un signal électrique grâce
À une biréfringence induite par champ électrique

→ Télécoms

→ Porte optique dans les lasers impulsionnels (Q Switch)

Mesures optiques de contraintes mécaniques

La biréfringence est provoquée par des contraintes mécaniques qui modifie l'isotropie du milieu

Le milieu est parfois une fibre optique noyée dans, ou entourant la pièce à étudier