

Polarisation des ondes lumineuses

L'onde lumineuse est caractérisée par deux grandeurs vectorielles : son champ électrique \vec{E} et son champ magnétique \vec{B} . Le contexte de ce cours est celui des ondes planes progressives sinusoïdales se propageant en ligne droite. L'axe de propagation sera l'axe Oz d'un repère cartésien Oxy . Dans ces conditions, on sait que les champs \vec{E} et \vec{B} sont contenus dans le plan perpendiculaire à l'axe Oz , à savoir le plan Oxy . On rappelle que l'intensité lumineuse perçue par l'œil est proportionnelle à la moyenne du carré du champ électrique.

1 États de polarisation de la lumière

1.1 Définitions

Les phénomènes de polarisation sont les phénomènes liés au caractère vectoriel des deux caractéristiques de l'onde lumineuse à savoir le champ électrique \vec{E} et le champ magnétique \vec{B} . Les évolutions de \vec{E} et de \vec{B} étant liées au cours du temps, il suffit de décrire le comportement du champ électrique \vec{E} . C'est pourquoi, par la suite, toute l'attention est portée sur le champ électrique.

On appelle *plan de polarisation* de l'onde lumineuse, le plan formé par le vecteur d'onde \vec{k} et le champ électrique \vec{E} .

On appelle *direction de polarisation* de l'onde lumineuse, la direction prise par le champ électrique \vec{E} dans le plan perpendiculaire à l'axe Oz , c'est-à-dire le plan Oxy .

1.2 Un exemple

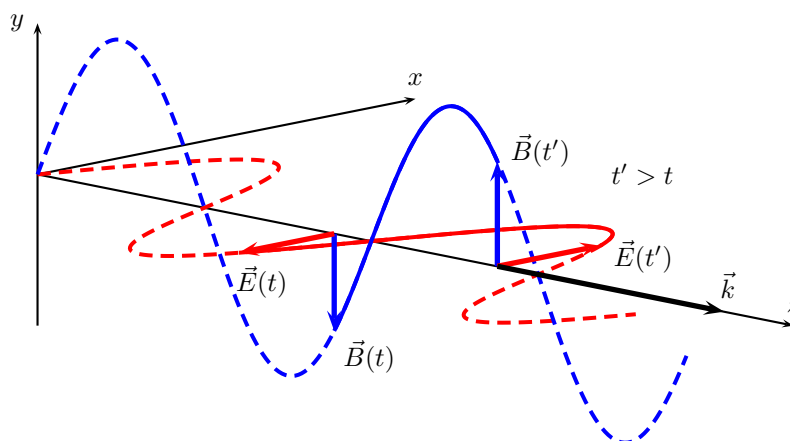


FIGURE 1 – Exemple d'onde électromagnétique

Sur le schéma de la figure 1, on peut constater que le plan de polarisation est le plan Oxz et que la direction de polarisation, à savoir la direction du champ électrique \vec{E} , n'évolue pas au cours du temps. C'est toujours, dans cet exemple, la direction Ox . Cet exemple est un cas particulier dont on va reparler.

1.3 Perception d'un état de polarisation

Pour percevoir un *état de polarisation* de la lumière, il faut placer son œil sur la direction de propagation de l'onde, face à l'onde. La lumière doit pénétrer dans l'œil. On observe alors l'évolution au cours du temps du champ électrique \vec{E} dans le plan perpendiculaire à la direction de polarisation. Voir la figure 2.

Dans le cas de la figure 2, l'œil voit que le champ électrique ne change pas de direction, sa longueur évolue au cours du temps mais en restant en permanence sur Ox . On se trouve dans un cas particulier de polarisation : la *polarisation rectiligne*. La perception effectuée par l'œil est représentée sur le schéma de la figure 3.

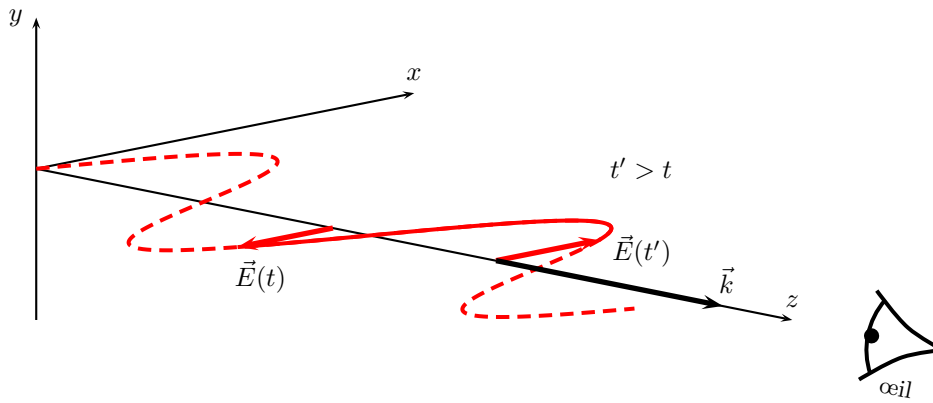


FIGURE 2 – Perception d'un état de polarisation

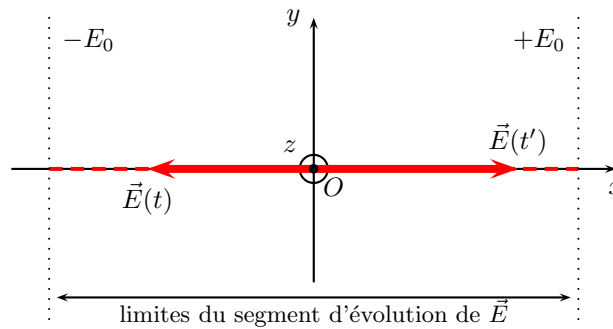


FIGURE 3 – État de polarisation rectiligne

1.4 Polarisation rectiligne

L'exemple précédent illustre ce cas de figure. Le champ électrique conserve une direction fixe au cours du temps dans le plan perpendiculaire à \vec{k} qui marque la direction de propagation. Dans l'exemple de la figure 3, l'expression du champ électrique de l'onde est de la forme :

$$\vec{E} = E_0 \vec{e}_x \cos(\omega t - kz)$$

Dans un cas le plus général de l'onde polarisée rectilignement où le champ électrique occupe de façon permanente, une direction fixe quelconque dans le plan Oxy , la forme mathématique du champ électrique est alors :

$$\vec{E} = E_{0x} \cos(\omega t - kz) \vec{e}_x + E_{0y} \cos(\omega t - kz) \vec{e}_y$$

1.5 Lumière non polarisée

Lorsque le champ électrique \vec{E} de l'onde observée possède une direction qui évolue de façon complètement aléatoire au cours du temps, toujours dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation, on dit que la lumière n'est pas polarisée.

Ce cas de figure correspond au modèle de polarisation adopté pour la lumière naturelle. La lumière solaire avant qu'elle ne soit diffusée par l'atmosphère n'est pas polarisée. Après sa diffusion, elle l'est partiellement. La lumière émise par une lampe classique à incandescence n'est pas non plus polarisée. Pour les lasers, on peut rencontrer plusieurs cas de figure : la lumière laser peut-être polarisée, polarisée de façon partielle ou encore non polarisée. Pour comprendre la notion de polarisation partielle, on peut se contenter de dire que le champ électrique de l'onde résulte de deux contributions comme par exemple celle d'un champ \vec{E}_1 dont la direction est fixe (polarisation rectiligne) et celle d'un champ \vec{E}_2 dont la direction est complètement aléatoire.

1.6 Polarisation elliptique

On peut rencontrer quelques cas particuliers de polarisation lors d'études en optique comme celui de la *polarisation elliptique*. Dans ce cas, l'œil positionné comme sur la figure 2, voit que la direction du champ électrique évolue en permanence au cours du temps. Pour autant, le comportement du champ électrique n'est

pas quelconque. Si on fixe son origine, au point O du plan Oxy , on constate que son extrémité décrit une ellipse dans ce même plan, voir la figure 4.

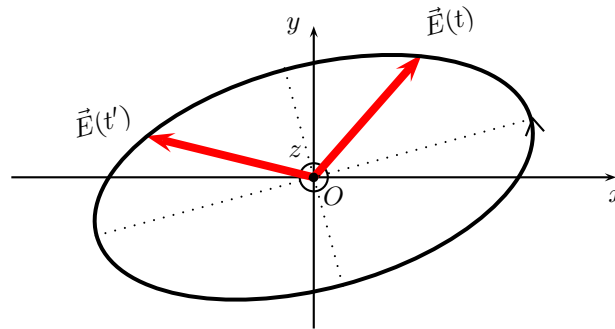


FIGURE 4 – État de polarisation elliptique

La forme mathématique de l'onde polarisée elliptiquement est :

$$\vec{E} = E_{0x} \cos(\omega t - kz) \vec{e}_x + E_{0y} \cos(\omega t - kz - \varphi) \vec{e}_y$$

Montrons que l'extrémité du vecteur champ électrique \vec{E} décrit une ellipse :

Remarque : le cas de la polarisation elliptique peut aussi nous faire comprendre la situation de la lumière non polarisée. En effet, si le déphasage φ est une fonction aléatoire du temps $\varphi(t)$ alors le champ électrique possédera une direction aléatoire. La lumière n'est pas polarisée.

1.7 Conclusion

Le schéma de la figure 5 présente l'ensemble des situations de polarisations possibles.

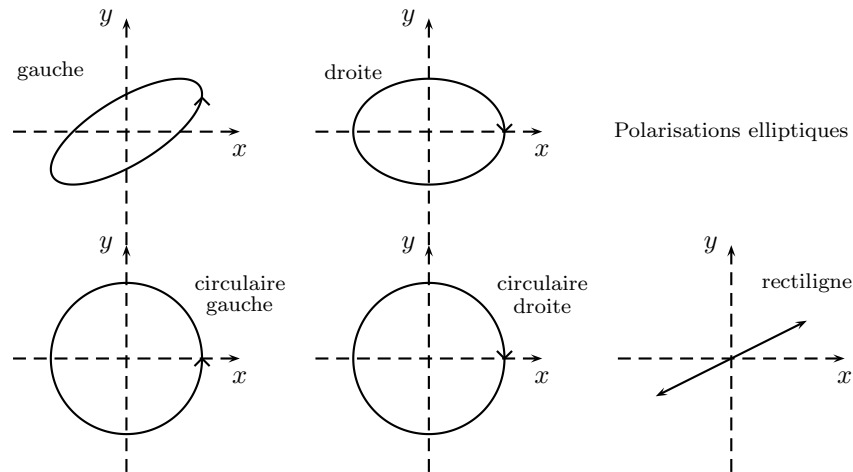


FIGURE 5 – Les différents états de polarisation

La polarisation circulaire est une situation particulière de la polarisation elliptique. Dans ce cas, on a vu que la forme du champ électrique était $\vec{E} = E_{0x} \cos(\omega t - kz)\vec{e}_x + E_{0y} \cos(\omega t - kz - \varphi)\vec{e}_y$. Lorsque $E_{0x} = E_{0y}$ et $\varphi = \pm\pi/2$, la courbe décrite par l'extrémité du champ électrique est alors un cercle parcouru dans le sens trigonométrique ou bien dans le sens contraire :

$$\begin{aligned} \text{Polarisation circulaire gauche} & \quad \vec{E} = E_c \cos(\omega t - kz)\vec{e}_x + E_c \sin(\omega t - kz)\vec{e}_y \\ \text{Polarisation circulaire droite} & \quad \vec{E} = E_c \cos(\omega t - kz)\vec{e}_x - E_c \sin(\omega t - kz)\vec{e}_y \end{aligned}$$

2 Obtention de lumière polarisée rectiligne

2.1 Observation en ondes centimétriques

En TP, nous ferons des expériences utilisant des ondes centimétriques. Leur nom est lié à l'ordre de grandeur de la longueur des ondes émises. D'après la formule $\lambda = c/f$, on peut obtenir la longueur d'onde des ondes électromagnétiques pour lesquelles $c = 3 \times 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Pour une fréquence f de l'ordre de $10 \text{ GHz} = 10^{10} \text{ Hz}$, on obtient $\lambda \simeq 3 \text{ cm}$ d'où le qualificatif pour les ondes. Dans le cas des ondes centimétriques, le polariseur rectiligne est constitué par la plaque métallique visible sur la photographie de la figure 11.

Sur les photographies de la figure 7, on peut voir que le signal est transmis dans le cas où le champ électrique est perpendiculaires aux lignes de métal et qu'il est absorbé lorsqu'il est parallèle à celles-ci. Sur les photographies, le plaque polarisante n'a pas changé de direction, c'est l'émetteur - qui émet, au départ, une onde polarisée rectilignement - qui a été tournée de 90° . On perçoit aussi le changement d'orientation du récepteur qui est associé au changement d'orientation de l'émetteur. En effet, pour favoriser la réception du signal, émetteur et récepteur doivent être orientés de concert dans le cas d'une onde polarisée rectilignement.

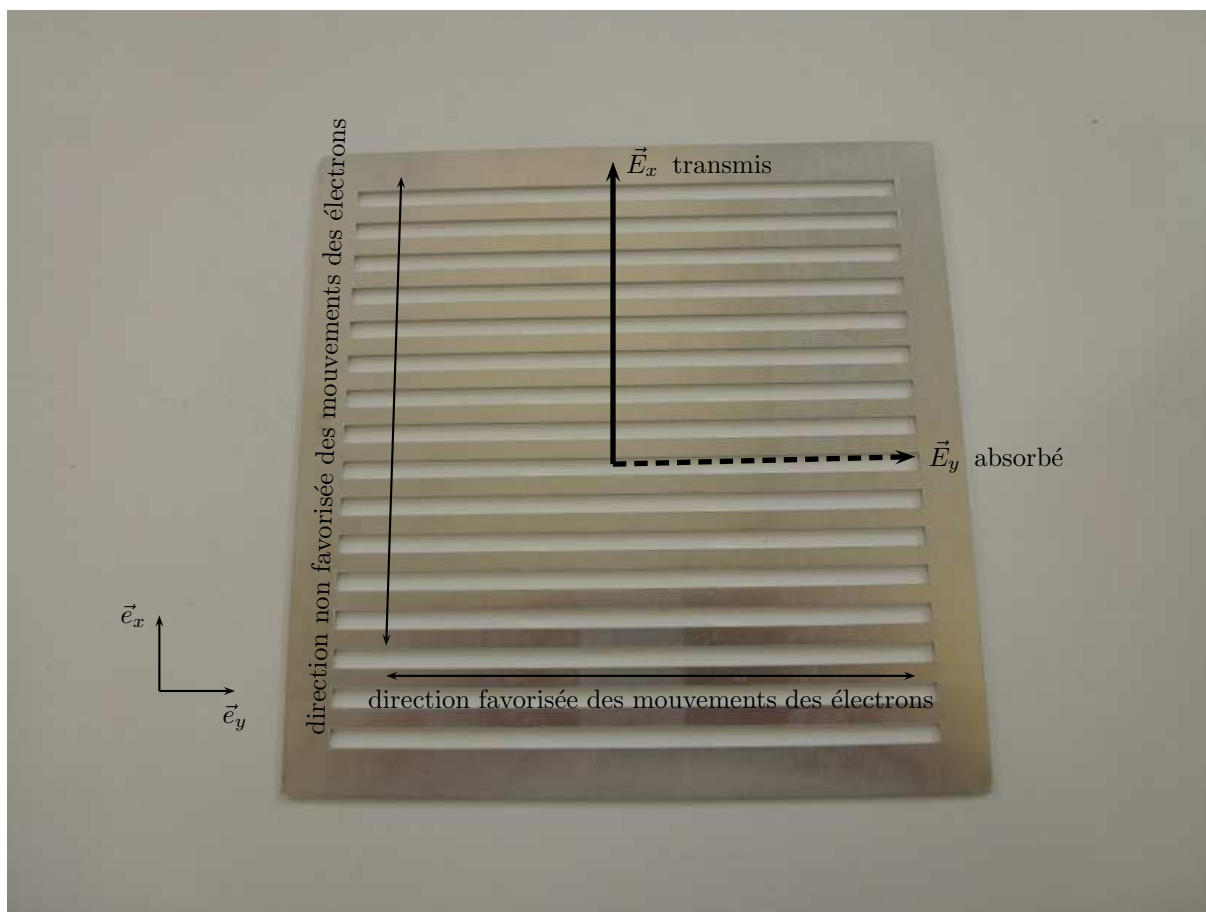


FIGURE 6 – Plaque ajourée : polariseur rectiligne des ondes centimétriques

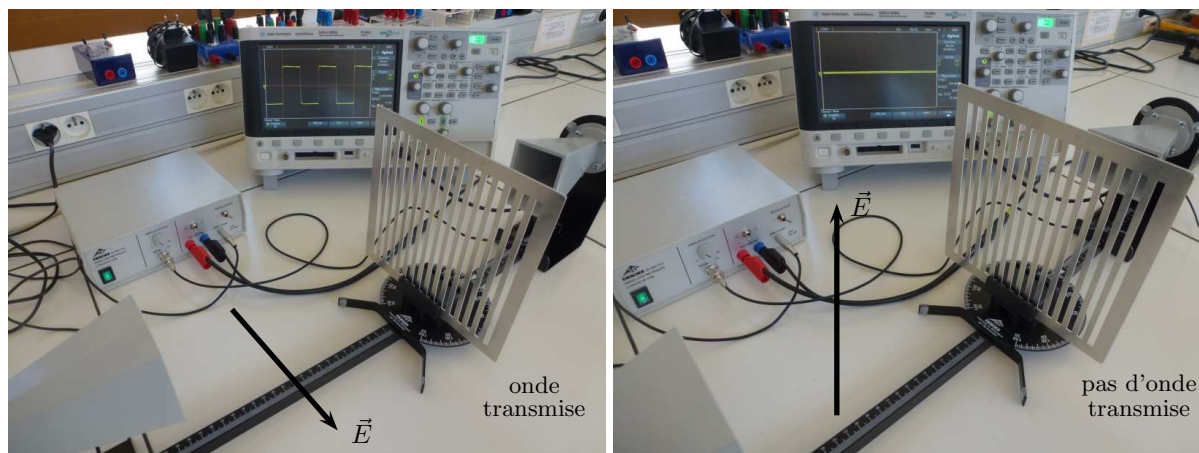


FIGURE 7 – Effet d'un polariseur rectiligne

2.2 Le polariseur dichroïque

Un polariseur rectiligne \mathcal{P} est un dispositif qui ne transmet que la composante de \vec{E} parallèle à un axe privilégié appelé axe du polariseur. Les plus courants sont les Polaroids (Polaroid est une marque déposée de la société Polaroid Corporation). Ils contiennent de longues chaînes polymères hydrocarbonées parallèles sur lesquelles on fixe des atomes présentant un imposant nuage électronique, souvent de l'iode. Cela assure une certaine conduction électrique parallèlement aux chaînes. Or nous verrons que les ondes lumineuses ne se propagent pas dans les milieux conducteurs. Le Polaroid est en quelque sorte un milieu conducteur *anisotrope*, conducteur pour une direction du champ électrique et isolant dans la direction perpendiculaire. Le champ électrique ne pourra donc pas se propager dans la direction conductrice des chaînes hydrocarbonées, mais par contre se propagera dans la direction isolante qui est perpendiculaire. À la sortie de ce milieu, l'onde lumineuse sera polarisée rectilignement. Si on note \vec{E}_{avant} le champ électrique de l'onde non polarisée avant son arrivée sur

le polariseur, on aura dans le cas d'une direction de polarisation sur \vec{e}_x :

$$\vec{E}_{\text{après}} = \left(\vec{E}_{\text{avant}} \cdot \vec{e}_x \right) \vec{e}_x$$

Dans ce cas, la direction des chaînes polymères du Polaroid est la direction \vec{e}_y puisque la direction de transmission est \vec{e}_x . On rappelle que l'intensité lumineuse \mathcal{I} est donnée par :

$$\mathcal{I} = \kappa \langle \vec{E}^2 \rangle$$

où κ est une constante de proportionnalité.

2.3 Effet d'un polariseur rectiligne sur une lumière non polarisée

On modélise la lumière naturelle par la superposition de deux ondes polarisées rectilignement, et déphasées d'un quantité $\varphi(t)$ qui varie aléatoirement sur une durée grande devant la période de l'onde, mais très faible devant le temps de réponse de l'œil. Le champ électrique de l'onde résultant est :

$$\vec{E} = E_0 \cos(\omega t - kz) \vec{e}_x + E_0 \cos(\omega t - kz - \varphi(t)) \vec{e}_y$$

Cette lumière passe à travers un polariseur rectiligne \mathcal{P} de direction de transmission \vec{e}_x . L'effet de \mathcal{P} sur la lumière est :

2.4 Loi de Malus

Une lumière non polarisée est envoyée sur un polariseur rectiligne \mathcal{P} de direction de transmission \vec{e}_x . On a vu avant qu'il en résultait un champ électrique de la forme : $\vec{E}_{\text{après } \mathcal{P}} = E_0 \cos(\omega t - kz)\vec{e}_x$. Cette onde arrive sur un autre polariseur rectiligne - souvent appelé *analyseur* \mathcal{A} - dont la direction de polarisation \vec{e}_a fait un angle α avec celle de l'onde incidente. Cette onde possède la forme $\vec{E}_{\text{avant } \mathcal{A}} = E_0 \cos(\omega t - k(z - d))\vec{e}_x$ juste avant l'analyseur \mathcal{A} si d est la distance qui sépare \mathcal{P} et \mathcal{A} . La loi de MALUS détermine l'intensité obtenue après \mathcal{A} . Voir le schéma de la figure 8

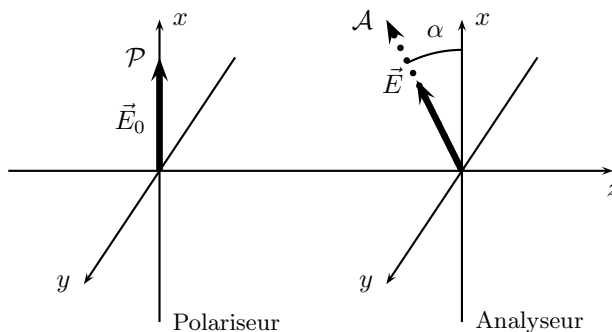


FIGURE 8 – Dispositif mettant en évidence la loi de Malus

2.5 Pouvoir rotatoire

Certaines substances font tourner la direction de polarisation de la lumière polarisée rectilignement qui les traverse d'un angle θ . Par exemple, certaines lames de quartz ont cet effet. L'angle θ est une fonction de l'épaisseur de la lame de quartz mais aussi de la longueur d'onde. Cet effet est lié aux propriétés de symétrie du réseau cristallin dans lequel est cristallisé le quartz. De nombreuses solutions, en chimie, peuvent aussi contenir de telles substances. Il y a, par exemple, celles qui possèdent un carbone asymétrique (c'est à dire entouré de 4 substituants différents). Selon la loi de BIOT, l'angle θ dont tourne la direction du champ électrique \vec{E} est donné par :

$$\theta = [\theta]_{\lambda} c \ell$$

où $[\theta]_{\lambda}$ est le pouvoir rotatoire spécifique de la substance (qui est constant à T et λ fixées), c la concentration de la solution et ℓ la longueur parcourue par la lumière dans la solution. Les substances peuvent être lévogyres si elles font tourner la direction de polarisation dans le sens trigonométrique et dextrogyres dans le cas contraire. On dit que ces substances possèdent une *activité optique*.

2.6 Réflexion, diffusion

Il est possible d'obtenir une lumière polarisée par réflexion de la lumière sur une surface de séparation entre deux milieux isolants. Cette obtention est d'autant meilleure que l'angle d'incidence du faisceau lumineux sur la surface est proche de l'angle de BREWSTER. Cet angle est en relation avec les indices optiques de réfraction des deux milieux, voir TP.

Par beau temps et en l'absence de pollution, le ciel tout entier est d'un bleu lumineux. Le ciel lunaire, en revanche, apparaît noir sur les clichés des missions *Apollo*. C'est donc l'atmosphère, dont est privée la Lune, qui diffuse la lumière solaire dans toutes les directions. Le bleu du ciel, le rouge-orangé des couchers de Soleil sont autant de manifestations chromatiques de la diffusion de la lumière. Les propriétés de polarisation de la lumière diffusée, si elles ne relèvent pas de l'expérience quotidienne, n'en sont pas moins spectaculaires : il suffit pour s'en persuader de se munir d'un Polaroid et d'observer le ciel bleu. On se rend alors compte que le bleu du ciel est partiellement polarisé (si la pollution reste assez faible...) et les photographes le savent bien : ils utilisent des filtres polarisants pour obtenir des paysages lumineux sur fond de ciel bleu-profond dont ils ont éteint la composante polarisée.

3 Obtention d'une polarisation elliptique

3.1 Lame retard

Ce sont des lames à faces parallèles constituées d'un matériau anisotrope. Une onde lumineuse traversant ces lames va s'y propager à deux vitesses différentes en fonction de la direction du champ électrique du champ électrique. Ces lames de verre peuvent être constituée de quartz, variété cristallisée de la silice SiO_2 ou encore de carbonate de calcium CaCO_3 cristallisé dans la variété appelée *spath d'Islande*. (Le calcaire commun est une autre variété de solide de carbonate de calcium.)

Dans le cristal de spath, on trouve un axe lent qu'arbitrairement on peut noter Ox et un axe rapide qui lui est perpendiculaire et que l'on peut noter Oy . En effet, une onde dont le champ électrique est polarisée selon \vec{e}_x s'y propage avec une vitesse v_x telle que l'indice optique de réfraction $n_x = \frac{c}{v_x} = 1,66$ où c est la vitesse de la lumière dans le vide. Par contre, une onde dont le champ électrique est polarisé selon \vec{e}_y s'y propage avec une vitesse v_y telle que $n_y = \frac{c}{v_y} = 1,47$. Oy constitue l'axe rapide puisque $v_y > v_x$.

Imaginons maintenant qu'une onde polarisée rectilignement arrive sur la lame biréfringente (ce qui signifie qu'elle possède deux indices de réfraction à savoir n_x et n_y) et que la direction du champ électrique incident soit telle que $\vec{E} = E_0 \vec{u} \cos(\omega t - kz)$ avec $\vec{u} = \cos \alpha \vec{e}_x + \sin \alpha \vec{e}_y$. La lame va donc traiter séparément la composante du champ électrique sur \vec{e}_x ($E_x = E_0 \cos \alpha \cos(\omega t - kz)$) et la composante sur \vec{e}_y ($E_y = E_0 \sin \alpha \cos(\omega t - kz)$). Comme la propagation ne s'effectue pas à la même vitesse, à la sortie la composante E_y plus rapide va se recombiner avec une composante E_x entrée plus tôt qu'elle dans la lame. Il en résultera dans l'expression mathématiques des champs, un déphasage φ entre les deux composantes du champ électrique de sortie qui aura pour expression :

$$\vec{E}_{\text{après}} = E_0 \cos \alpha \cos(\omega t - kz - \varphi) \vec{e}_x + E_0 \sin \alpha \cos(\omega t - kz) \vec{e}_y$$

On peut montrer que le déphasage exprimant le retard d'une composante par rapport à l'autre s'exprime selon : $\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (n_x - n_y) e$ où λ est la longueur d'onde de la lumière et e l'épaisseur de cette même lame. On constate que ce retard (ou ce déphasage) est proportionnel à l'écart des indices et à l'épaisseur de la lame traversée par l'onde.

3.2 Lames courantes

Les lames les plus courantes en salle de TP sont les lames dites *demi-onde* et *quart-onde*. Cela correspond à une phase $\varphi = (2p + 1)\pi$ pour la lame demi-onde et à $\varphi = (2p + 1)\frac{\pi}{2}$. Dans le premier cas, la composante E_x du champ électrique change de signe et devient $-E_x$: la polarisation est toujours rectiligne mais symétrique par rapport à l'axe oy . Par contre, en utilisant une lame quart-onde, on obtient un champ électrique de la forme :

$$\vec{E}_{\text{après}} = E_0 \cos \alpha \sin(\omega t - kz) \vec{e}_x + E_0 \sin \alpha \cos(\omega t - kz) \vec{e}_y$$

ce qui donne une polarisation elliptique à l'onde.

4 Illustrations

4.1 Diffusion

Sur la photographie de la figure 9, on peut observer que le ciel est plus net dans la partie droite que dans la partie gauche. En utilisant un polariseur rectiligne à l'extinction, on a réussi à supprimer une partie de la lumière diffusée.



FIGURE 9 – Polarisation par diffusion

4.2 Réflexion

Sur la photographie de la figure 10, toujours grâce à un polariseur rectiligne réglé à l'extinction, on élimine une bonne partie de la lumière réfléchi par les vitres de la voiture. (Le changement de couleur perçu de la peinture de la voiture est assez étonnant...)



FIGURE 10 – Polarisation par réflexion

5 Incidence de Brewster

5.1 Résultats de l'électromagnétisme

Lorsque l'on étudie la réflexion et la transmission des ondes électromagnétiques - on reste dans le domaine de l'Optique - entre deux milieux d'indice de réfraction n_1 et n_2 séparé par un dioptre plan, on établit des coefficients de réflexion et de transmission du champ électrique \vec{E} . Cette étude est à placer sur le même plan que celles qui nous ont amenés à parler de coefficient de réflexion et de transmission dans les études des ondes, en particulier dans le cas de la propagation des ondes dans un câble coaxial. Les coefficients de réflexion r et de transmission t dépendent de la polarisation de l'onde incidente. Il faut distinguer deux cas : soit le champ électrique est perpendiculaire au plan d'incidence formé par la normale au dioptre et la direction de propagation, soit ce même champ électrique est contenu dans le plan d'incidence. Nous allons nous intéresser uniquement au cas d'un champ \vec{E}_i de l'onde incidente contenu dans le plan d'incidence (\vec{k}, \vec{n}) car il se produit un phénomène assez remarquable, voir le schéma de la figure 11.

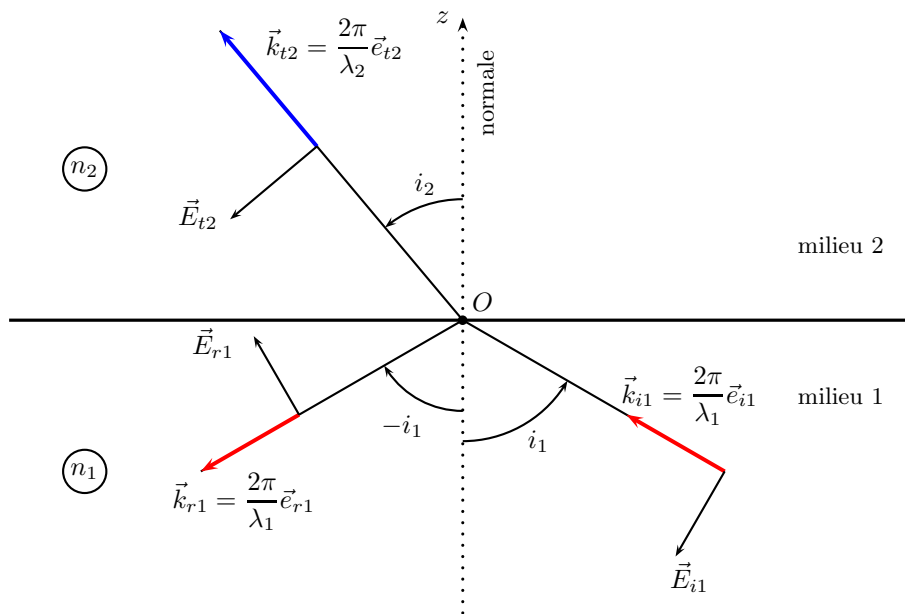


FIGURE 11 – Onde électromagnétique au niveau d'un dioptre plan

Dans le contexte de la figure 11, on observe, bien sûr, la loi de DESCARTES de la réfraction mais aussi des propriétés des champs électriques et magnétiques. Les deux milieux envisagés sont des diélectriques. À leur interface, il n'y a ni charge électrique, ni courant sur le dioptre plan. Cette situation entraîne une propriété importante pour le champ électrique \vec{E} et le champ magnétique \vec{B} de l'onde électromagnétique : ils sont continus à l'interface. On a donc :

$$\vec{E}_{i1}(z = 0, t) + \vec{E}_{r1}(z = 0, t) = \vec{E}_{t2}(z = 0, t) \quad \text{et} \quad \vec{B}_{i1}(z = 0, t) + \vec{B}_{r1}(z = 0, t) = \vec{B}_{t2}(z = 0, t)$$

On pose $r = \frac{E_{r1}}{E_{i1}}$, coefficient de réflexion en amplitude du champ électrique et $t = \frac{E_{t2}}{E_{i1}}$ celui de transmission. Ces coefficients sont connus sous le nom de coefficient de FRESNEL. Après calcul, on obtient les résultats suivants :

$$\begin{cases} r = \frac{n_1 \cos i_2 - n_2 \cos i_1}{n_1 \cos i_2 + n_2 \cos i_1} \\ t = \frac{2n_1 \cos i_1}{n_1 \cos i_2 + n_2 \cos i_1} \end{cases}$$

On peut remarquer dans les formules précédentes que si l'on se place sous incidence normale alors $i_1 = i_2 = 0$, on retrouve une forme de coefficients identique à celle déjà vue.

$$\begin{cases} r = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \\ t = \frac{2n_1}{n_1 + n_2} \end{cases}$$

Les coefficients r et t donnés précédemment ne sont valables que pour un champ électrique incident contenu dans le plan d'incidence, souvent on le dit parallèle au plan d'incidence et les coefficients prennent l'indice parallèle r_{\parallel} et t_{\parallel} pour ne pas les confondre avec les coefficients adaptés à un champ électrique perpendiculaire au plan d'incidence, c'est-à-dire sur notre figure perpendiculaire au plan du schéma. Pour un tel champ électrique, les coefficients sont :

$$\begin{cases} r_{\perp} = \frac{n_1 \cos i_1 - n_2 \cos i_2}{n_1 \cos i_1 + n_2 \cos i_2} \\ t_{\perp} = \frac{2n_1 \cos i_1}{n_1 \cos i_1 + n_2 \cos i_2} \end{cases}$$

Dans le cas le plus courant de la réfraction de rayons lumineux sur un dioptre, on a une onde électromagnétique non polarisée ce qui fait que le champ électrique incident se décompose en une composante parallèle au plan d'incidence affectée par r_{\parallel} et t_{\parallel} et une composante perpendiculaire au plan d'incidence affectée par r_{\perp} et t_{\perp} . Le paragraphe suivant va nous permettre de comprendre l'intérêt de l'incidence particulière de i_1 appelée *incidence de Brewster* $i_1 = i_B$.

5.2 Incidence de Brewster

L'incidence de BREWSTER est obtenue pour un angle d'incidence telle que le rayon réfléchi et le rayon réfracté forment un angle de $\pi/2$ comme on peut le voir sur le schéma de la figure 12. Sur cette figure, on a représenté en pointillés le rayon réfléchi pour les raisons que l'on va comprendre ensuite.

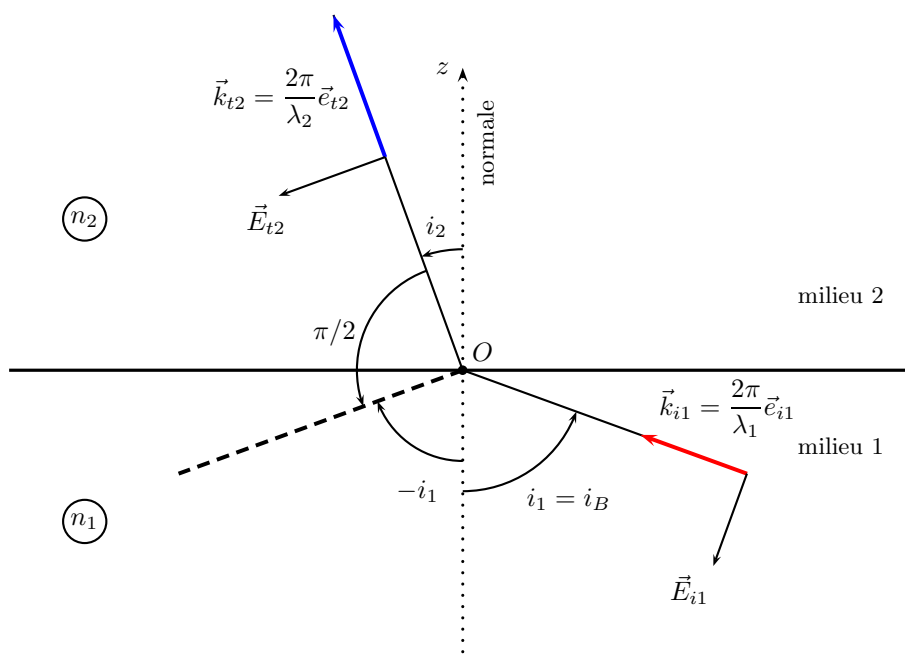


FIGURE 12 – Onde électromagnétique polarisée dans le plan d'incidence et sous l'incidence de BREWSTER

Sous l'incidence de BREWSTER $i_1 = i_B$, on a $n_1 \sin i_B = n_2 \sin i_2$ et $i_B + i_2 = \pi/2$. Cette propriété particulière entraîne $\sin i_2 = \cos i_B$. Cela nous permet de caractériser l'incidence de BREWSTER pour un dioptre donné :

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

Au quotidien, nous sommes souvent confrontés au dioptre air-verre avec $n_2 = n_v \simeq 1,5$ ou bien au dioptre air-eau avec $n_2 = n_e \simeq 1,3$. L'application numérique donne un angle $i_B \simeq 57^\circ$ pour le verre et $i_B \simeq 52^\circ$.

Reprenons le coefficient de réflexion pour une incidence de BREWSTER $i_1 = i_B$ pour un champ électrique contenu dans le plan d'incidence en profitant de la propriété $\cos i_2 = \sin i_1 = \sin i_B$ puisque $i_B + i_2 = \pi/2$:

$$r_{\parallel} = \frac{n_1 \cos i_2 - n_2 \cos i_1}{n_1 \cos i_2 + n_2 \cos i_1} = \frac{n_1 \sin i_1 - n_2 \cos i_1}{n_1 \cos i_2 + n_2 \cos i_1} = (n_1 \cos i_1) \frac{\tan i_1 - \frac{n_2}{n_1}}{n_1 \cos i_2 + n_2 \cos i_1} = 0$$

Le coefficient de réflexion s'annule, il n'y a pas d'onde réfléchie ! Cette situation nécessite de disposer d'une onde polarisée parallèlement au plan d'incidence. Mais, le cas le plus courant est quand même d'avoir une lumière non polarisée et donc un champ électrique incident qui se décompose en un champ parallèle au plan d'incidence et un champ perpendiculaire $\vec{E}_i = \vec{E}_{i,\parallel} + \vec{E}_{i,\perp}$. Si cette onde arrive sous l'incidence de BREWSTER alors l'onde réfléchie est polarisée perpendiculairement au plan d'incidence puisqu'il n'y a pas de réflexion pour le champ électrique $E_{i,\parallel}$. On a trouvé un moyen de polariser rectilignement la lumière par réflexion et non pas par la traversée d'un milieu anisotrope comme c'était le cas avec les polariseurs rectilignes présentés au départ.

Dans le cadre de l'étude du rayonnement électromagnétique par un dipôle oscillant, on pourra expliquer pourquoi l'angle de $\pi/2$ entre le rayon réfracté et le rayon réfléchi empêche que l'onde réfléchie contienne un champ électrique parallèle au plan d'incidence.