

Semaine 7

3 et 4 avril 2025

1.4.2.2 Diffraction de Fraunhofer par deux fentes parallèles

1.4.3 Diffusion

2. Ondes électromagnétiques

2.1 Propriétés de base des ondes électromagnétiques

2.1.1 Rappel

2.1.2 Spectre de fréquences des ondes électromagnétiques

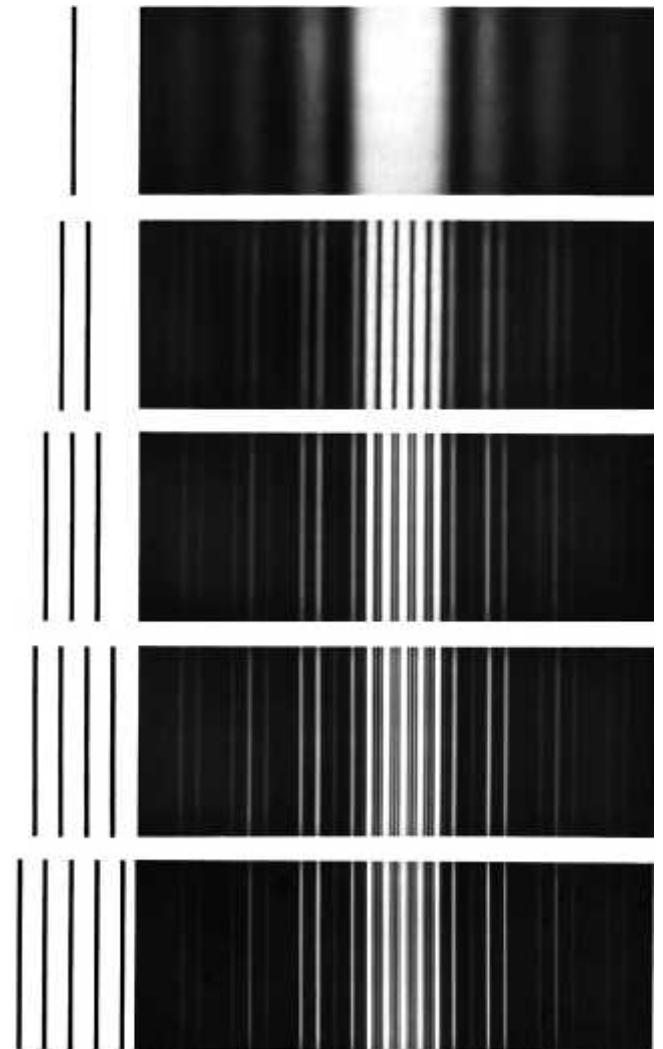
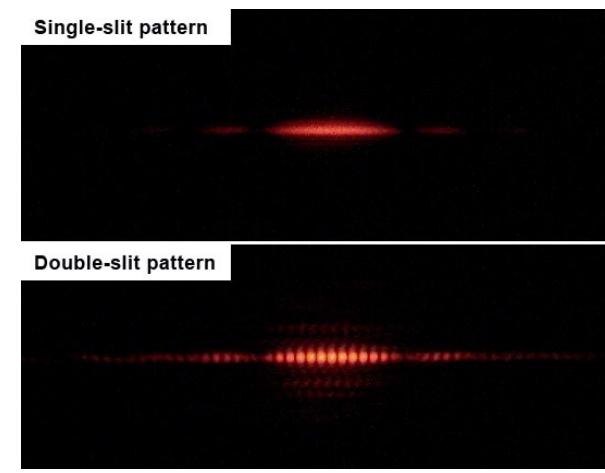
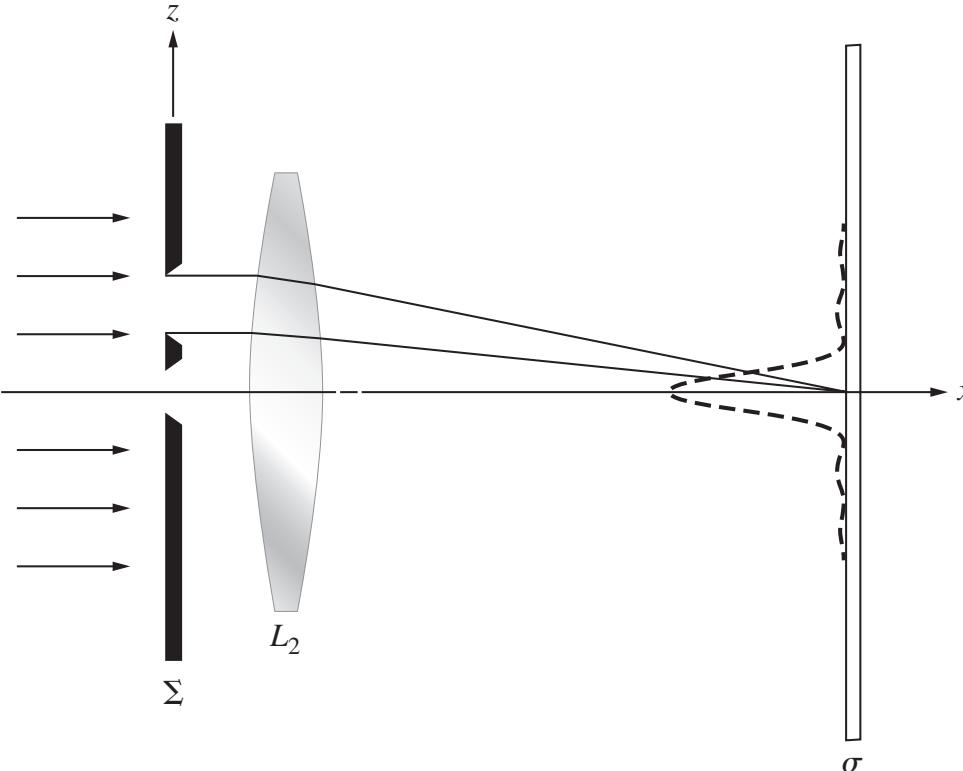
2.1.3 La polarisation

2.1.4 Énergie d'une onde EM

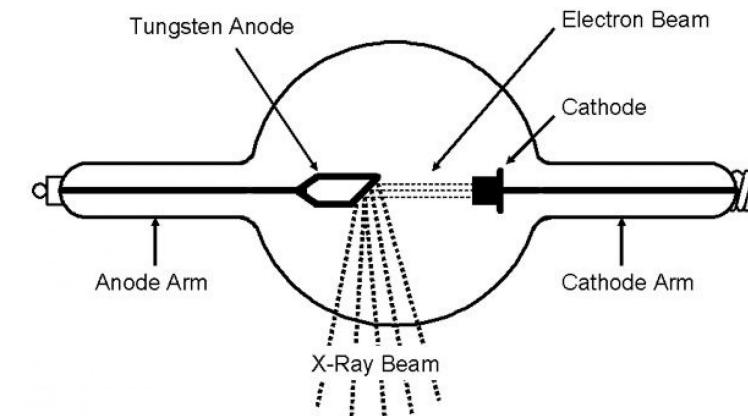


Heinrich Rudolf Hertz
(1857 - 1894)

1.4.2.2 Diffraction de Fraunhofer par deux fentes parallèles

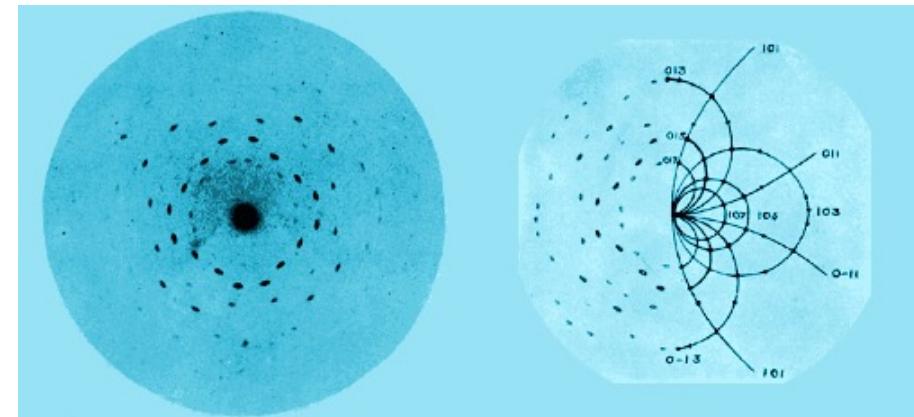
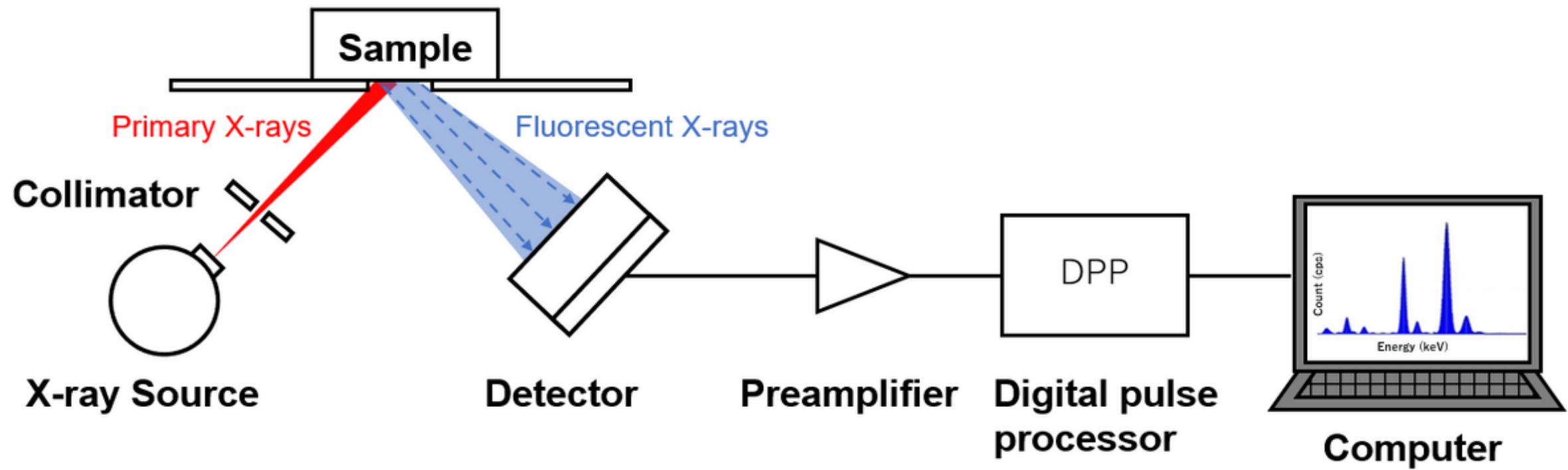


Exemple: diffusion des rayons X

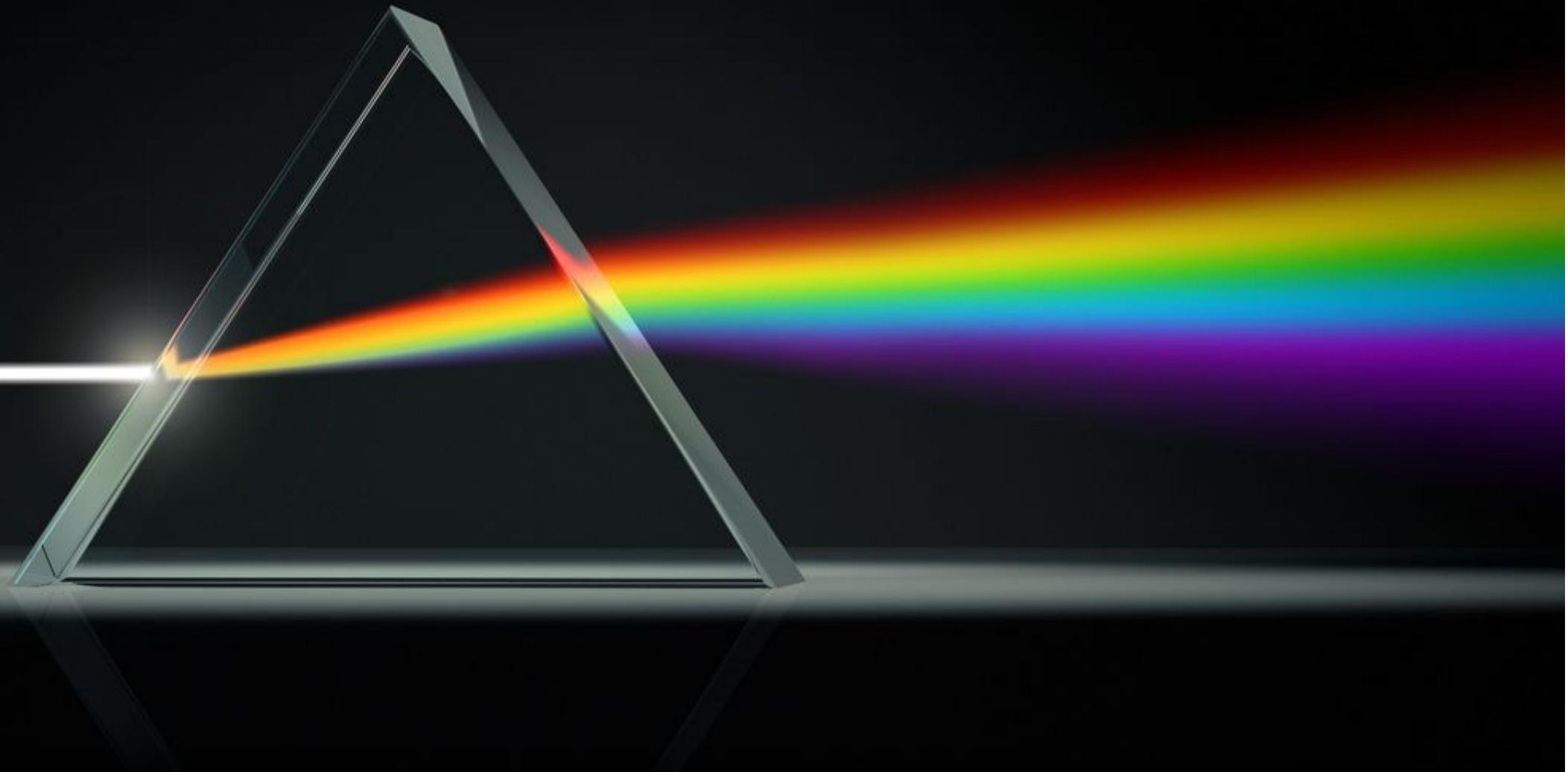


Wilhelm Conrad Röntgen
(1845-1923)

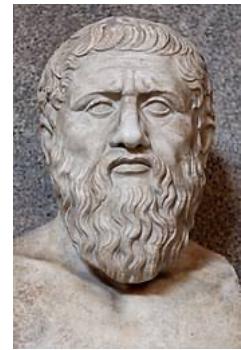




2. Ondes électromagnétiques

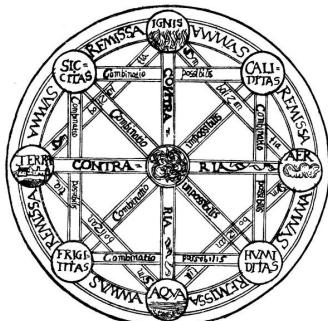


~ 350 av. J.-C.



Aristote

4 éléments,
lumière
mouvement
de l'éther



~ 1660



Robert Hooke



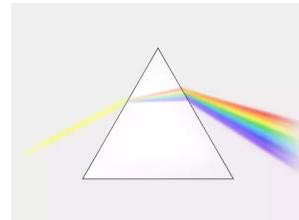
Lumière:
onde, vibration
rapide de l'éther

~ 1700



Isaac Newton

Nature
corpusculaire
de la lumière?



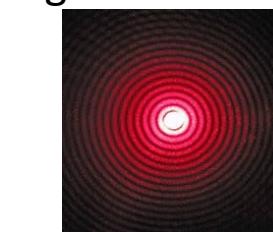
~ 1810



Thomas Young



Augustin Fresnel



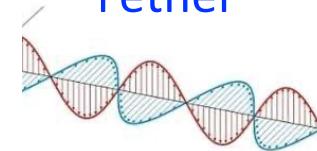
Interférence
et diffraction:
lumière est
une onde

1861



James Clerk
Maxwell

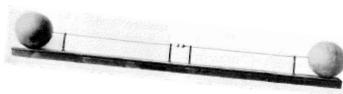
Lumière:
perturbation
EM qui se
propage dans
l'éther



1879



Heinrich
Hertz



Prouve
expérimentale
de l'existence
des onde EM

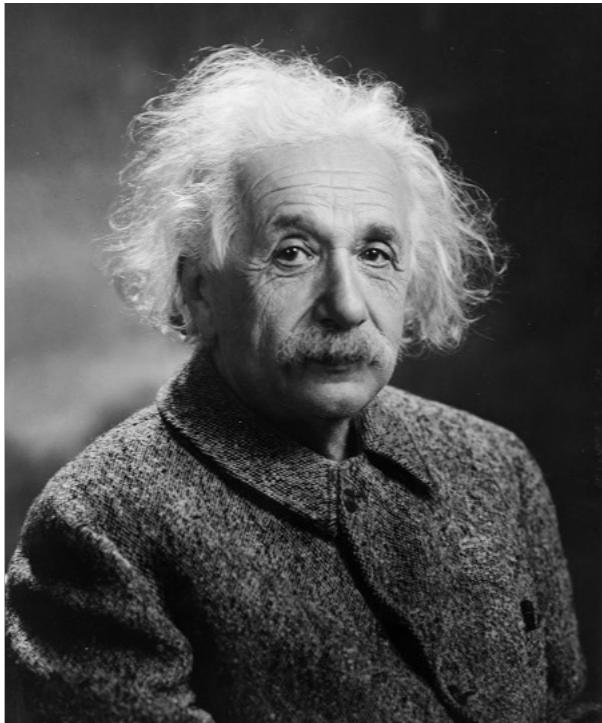
1905



Albert
Einstein

Dualité onde-
particule





**Every physicist thinks that he knows what
a photon is.... I spent my life to find out
what a photon is and I still don't know it.**

Albert Einstein

2.1 Propriétés de base des ondes EM

2.1.1 Rappel

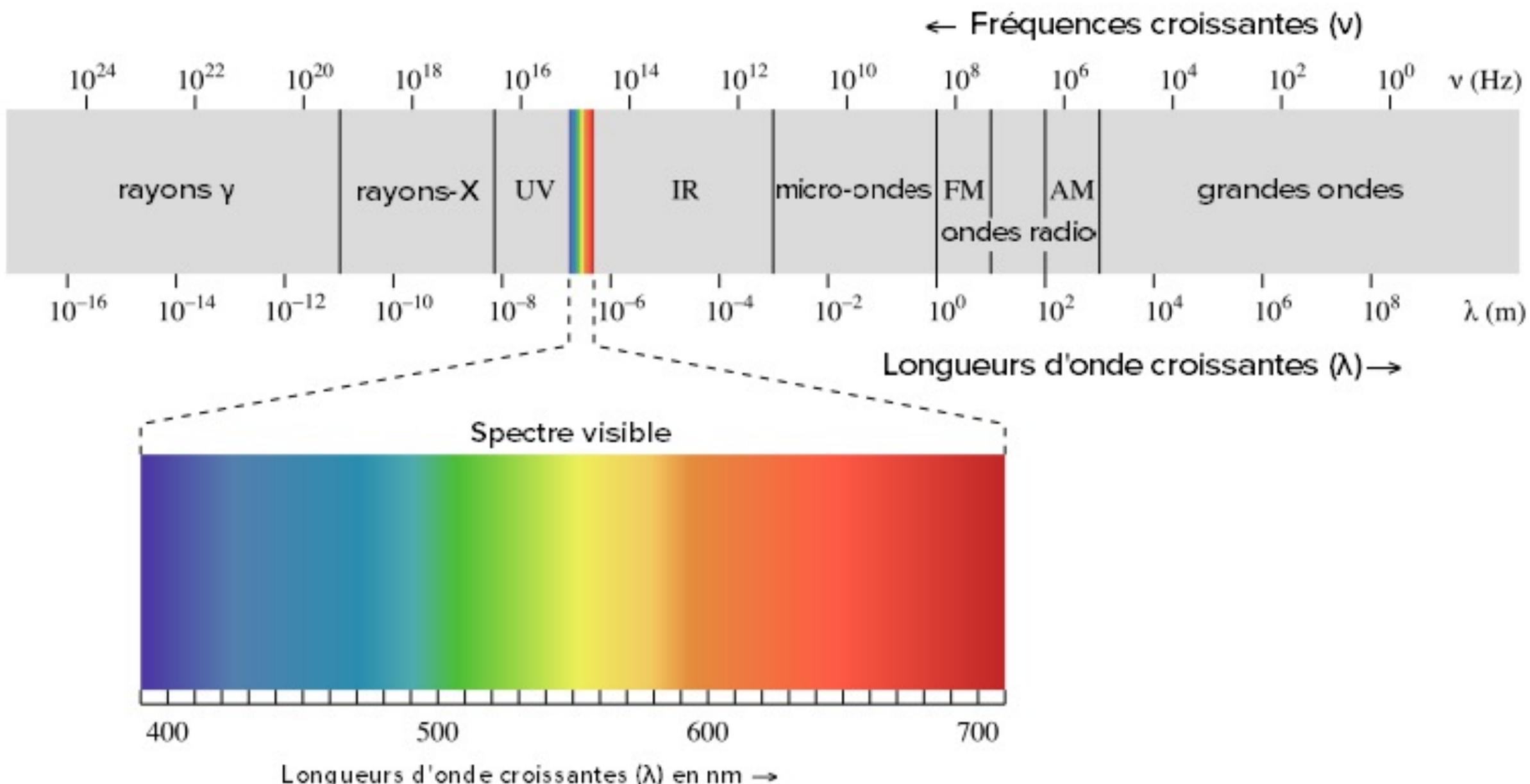
$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t^2} = u^2 \nabla^2 \mathbf{E}$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t^2} = u^2 \nabla^2 \mathbf{B}$$

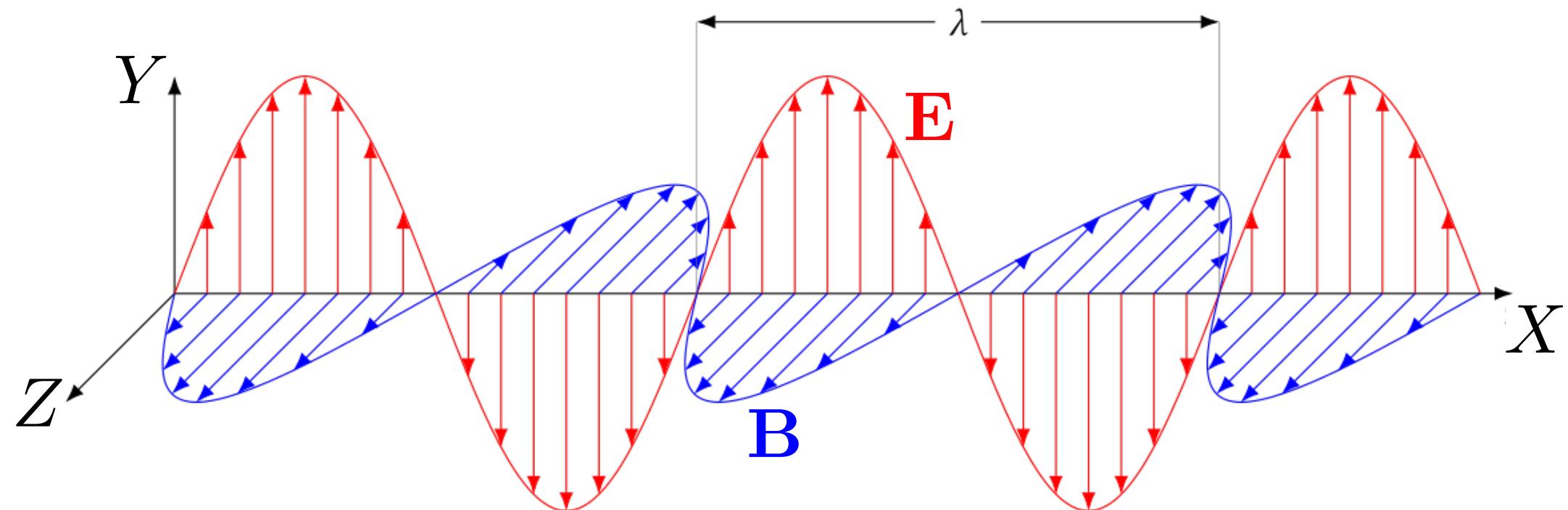
$$u = \sqrt{\frac{1}{\epsilon_0 \mu_0 \epsilon_r \mu_r}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r \mu_r}} = \frac{c}{n}$$

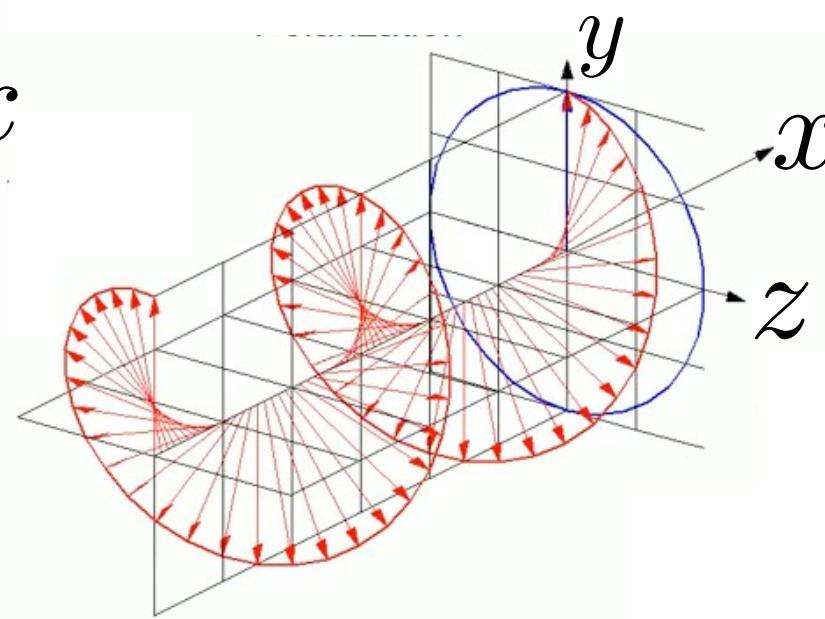
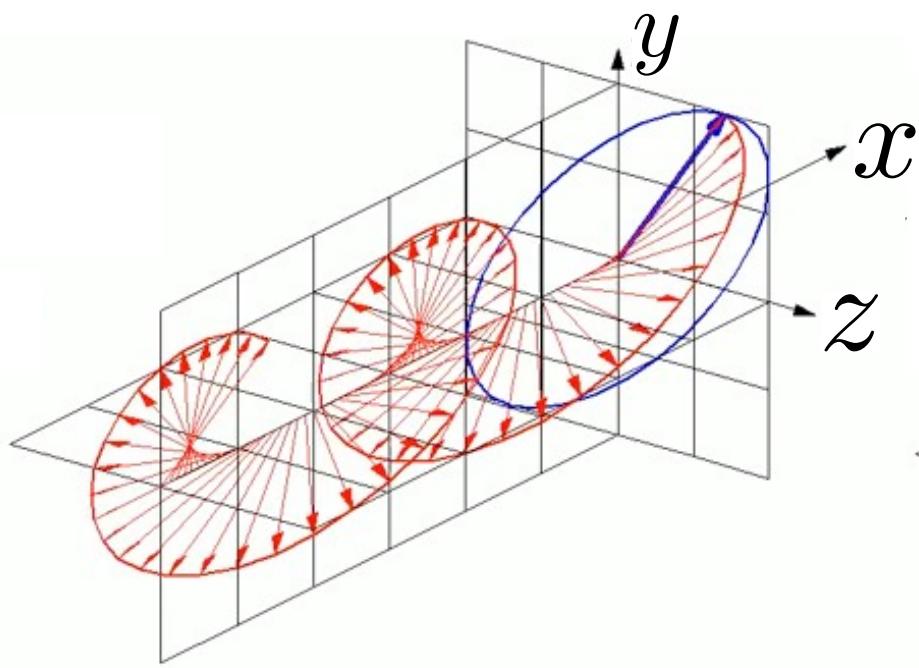
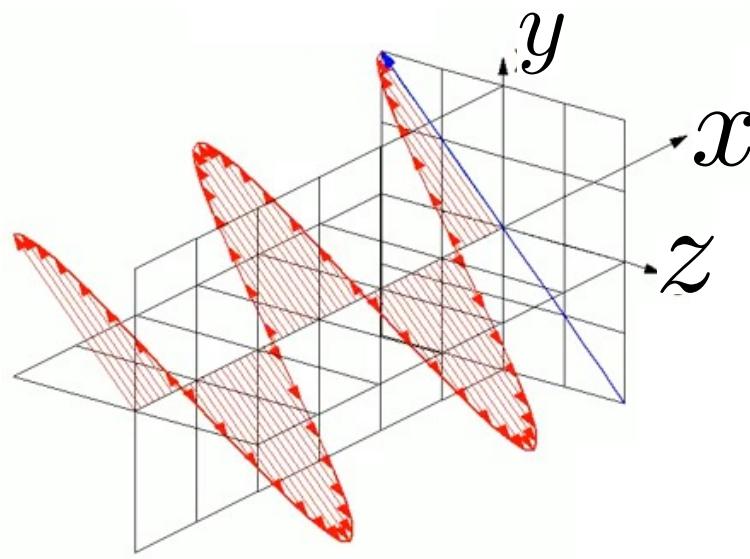
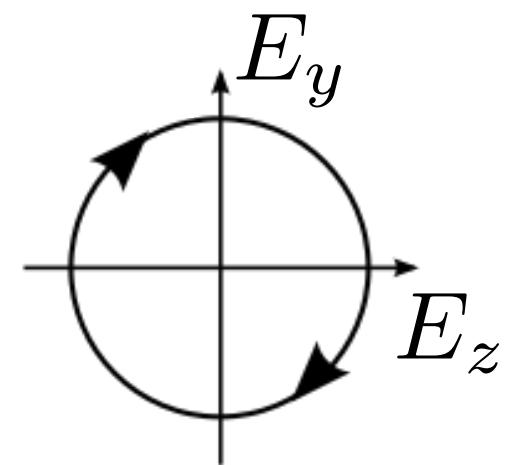
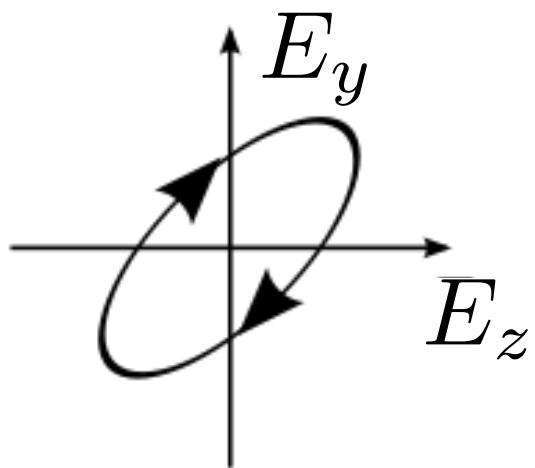
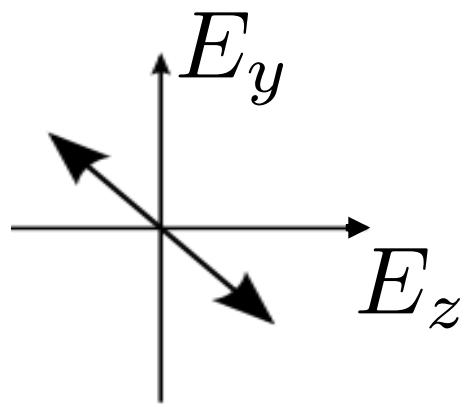
Substance	$n (\lambda = 589\text{nm}, T = 20^\circ\text{C})$
Diamant	2.419
Verre	1.52-1.66
Glace	1.309
Polystyrene	1.49
Air	1.000293
Glycerine	1.473
Eau	1.33

2.1.2 Spectre fréquentiel des ondes EM



2.1.3 La polarisation





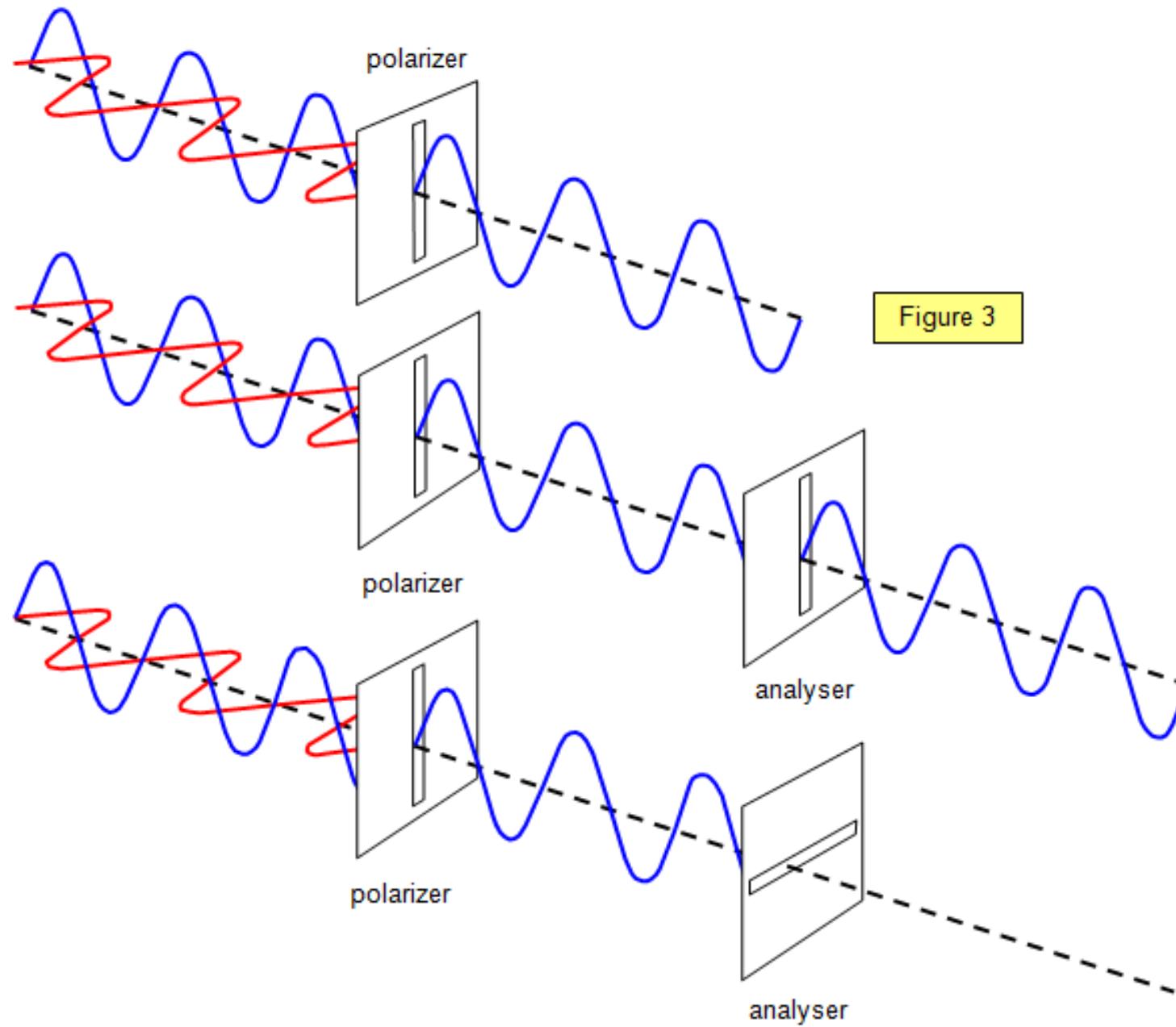


Figure 3

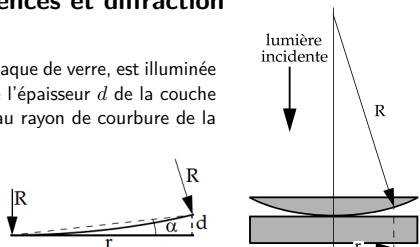
Série 7

Série 7 : Interférences et diffraction

1 Anneaux de Newton

Une lentille optique plan convexe, posée sur une plaque de verre, est illuminée par une onde monochromatique. On suppose que l'épaisseur d de la couche d'air sous la lentille est négligeable par rapport au rayon de courbure de la lentille R , c'est-à-dire $d \ll R$.

Les figures ci-contre représentent la lentille plan convexe reposant sur le verre, ainsi que l'angle α entre les deux surfaces à proximité du point de contact.



- En utilisant la limite $d \ll R$ ainsi que les schémas ci-dessus, déterminer l'épaisseur $d(r)$ de la couche d'air sous la lentille. Avec cette approximation, montrer que la surface de la lentille peut être approximée comme parallèle à la plaque de verre.
- Décrire le comportement d'un faisceau incident réfléchi aux différentes interfaces. On négligera les réflexions multiples par la plaque de verre. Montrer qu'un observateur placé au-dessus de la lentille observe des interférences qui se manifestent par des anneaux concentriques alternativement sombres et clairs appelés « anneaux de Newton ».

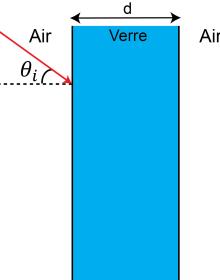
Indication : On ne spécifiera pas les coefficients de Fresnel de l'interface. Simplifier le raisonnement en considérant, par exemple, que toutes les ondes ont la même amplitude.

- Déterminer le rayon r_m du m^{e} anneau sombre ainsi que la loi décrivant l'augmentation du rayon entre deux anneaux sombres consécutifs.
- Quelle est l'aire séparant deux anneaux sombres ? Dépend-elle de m ?
- Déterminer la loi décrivant le rayon r'_m de l'interférence constructive.

Indication : Lors de la propagation de la lumière d'un milieu 1 à un milieu 2 sous incidence normale, le champ électromagnétique transmis n'est pas déphasé et le champ électromagnétique réfléchi subit un déphasage de 180° si $n_1 < n_2$ et de 0° si $n_1 > n_2$.

2 Interféromètre de Fabry-Perot

Un interféromètre de Fabry-Perot est un instrument optique composé de deux surfaces partiellement réfléchissantes. Il permet de laisser passer uniquement les longueurs d'onde de la lumière incidente qui sont en résonance avec la cavité optique formée par les deux surfaces. On désire caractériser la figure d'interférences de cet interféromètre en assimilant les surfaces aux deux interfaces d'une lame de verre de largeur d et d'indice de réfraction n . Pour simplifier l'analyse, on considère une onde monochromatique incidente sur la lame avec un angle incident θ_i par rapport à la normale. Le rayon incident est réfracté avec un angle θ_r .



- À l'aide d'un diagramme, expliquer comment se comporte un rayon lumineux incident traversant la lame de verre. Considérer des réflexions multiples. Déduire la différence de phase en fonction de θ_r , $\Delta\phi(\theta_r)$, entre deux rayons successifs sortants (ayant traversé la plaque) à partir de leur différence de chemin optique.

Indication : Prendre la limite de diffraction en champ lointain (diffraction de Fraunhofer).

- On suppose que la réflectivité de l'interface verre-air est égal à $R < 1$. Calculer l'amplitude $s_n(\Delta\phi)$ de chaque réfraction en sortie de l'interféromètre. En déduire l'amplitude totale s_{tot} en fonction de l'amplitude incidente s_i .

Indications : La réflectivité R et transmittance T d'une interface sont données par le rapport des intensités réfléchie, respectivement transmise, et incidente, $R = I_r/I_i$, resp. $T = I_t/I_i$.

- Montrer que la transmittance est donnée par :

$$T(\theta_r) = \left(1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2 \frac{\Delta\phi(\theta_r)}{2} \right)^{-1}.$$

- Donner les conditions pour avoir une transmittance maximale et dessiner la transmittance pour un angle θ_r fixe en fonction de $\Delta\phi$, puis de λ . Que remarque-t-on ? En déduire une application de l'interféromètre de Fabry-Perot.

3 Pression de radiation

On présente deux approches afin de dériver l'expression de la pression de radiation. On considère une onde électromagnétique plane progressive,

$$\mathbf{E}_i = \text{Re}[E_{0,i} e^{i(kx-\omega t)} \mathbf{e}_y] = E_{0,i} \cos(kx - \omega t) \mathbf{e}_y,$$

se propageant depuis $x < 0$ dans le vide et incidente sur un miroir plan, métallique et parfaitement conducteur en $x = 0$. Les conditions aux bords imposent que, en $x = 0$, les champs \mathbf{E} et \mathbf{B} sont nuls. Ceci implique donc une onde électromagnétique réfléchie,

$$\mathbf{E}_r = \text{Re}[E_{0,r} e^{-i(kx+\omega t)} \mathbf{e}_y] = E_{0,r} \cos(kx + \omega t) \mathbf{e}_y.$$

- Déterminer l'amplitude $E_{0,r}$ en fonction de $E_{0,i}$. Donner une expression pour les champs électrique et magnétique \mathbf{E}_{tot} et \mathbf{B}_{tot} résultants pour $x < 0$. Pour l'onde incidente, calculer la moyenne temporelle du vecteur de Poynting $\langle \mathbf{S}_i \rangle = \langle \mathbf{E}_i \times \mathbf{B}_i \rangle / \mu_0$, ainsi que la densité volumique d'énergie moyenne $\langle u_{v,i} \rangle$ de l'onde électromagnétique.
- Déterminer la charge surfacique σ et le courant surfacique \mathbf{J}_s en $x = 0$.

Indication : Les conditions de bord à l'interface entre deux milieux 1 et 2 s'écrivent :

$$\begin{aligned} (\mathbf{D}_2 - \mathbf{D}_1)_{\perp} &= \sigma, & (\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1)_{\parallel} &= 0, \\ (\mathbf{B}_2 - \mathbf{B}_1)_{\perp} &= 0, & (\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1)_{\parallel} \cdot (\mathbf{t} \times \mathbf{n}) &= \mathbf{J}_s \cdot \mathbf{t}, \end{aligned}$$

où \mathbf{n} est le vecteur unitaire normal à l'interface, en direction du milieu 2, et \mathbf{t} un vecteur unitaire tangent à l'interface. Ici, les symboles \parallel et \perp indiquent, respectivement, les composantes parallèles et perpendiculaire au plan formé par l'interface entre les deux milieux.

- L'expression de la force résultante est donnée par :

$$d\mathbf{F} = \frac{1}{2}(\sigma \mathbf{E}_{\text{tot}} + \mathbf{J}_s \times \mathbf{B}_{\text{tot}}) dS, \quad (*)$$

où dS est un petit élément de surface. Donner une explication pour le facteur $1/2$. En déduire que l'onde exerce une pression P sur le miroir dont on calculera la valeur moyenne $\langle P \rangle$ en fonction de la densité volumique moyenne d'énergie $\langle u_{v,i} \rangle$ de l'onde incidente, puis de la densité volumique moyenne d'énergie $\langle u_{v,\text{tot}} \rangle$ de l'onde totale.

Dans un second temps, l'expression de la pression de radiation peut également être dérivée en considérant la nature corpusculaire de la lumière.

- En utilisant la relation de l'énergie d'un photon $E_{\gamma} = c||\mathbf{p}||$, déterminer l'expression de la pression de radiation $\langle P \rangle$ produite en fonction de la puissance émise P_w et de la distance r de la surface considérée par rapport à la source.
- Déterminer le rayon limite R_{lim} d'une sphère métallique pour lequel celle-ci pourrait être éjectée du système solaire, en tenant compte de la pression de radiation. On suppose que le Soleil émet un rayonnement d'une puissance P_w . La section efficace de la sphère est donnée par πR_{lim}^2 .