

Optique ondulatoire - Chap. I : Au delà de l'optique géométrique

31 mars 2026

L'optique géométrique nous permet de comprendre la propagation de lumière à travers les lentilles, la réflexion sur un miroir, etc. Cependant, des phénomènes lumineux ne peuvent être décrits à l'aide de l'optique géométrique, comme les interférences ou la diffraction. L'optique ondulatoire permet d'expliquer ces phénomènes, ainsi que de retrouver les lois de l'optique géométrique.

1 Diffraction et nécessité de la notion d'onde

Expérience en classe figure 1.

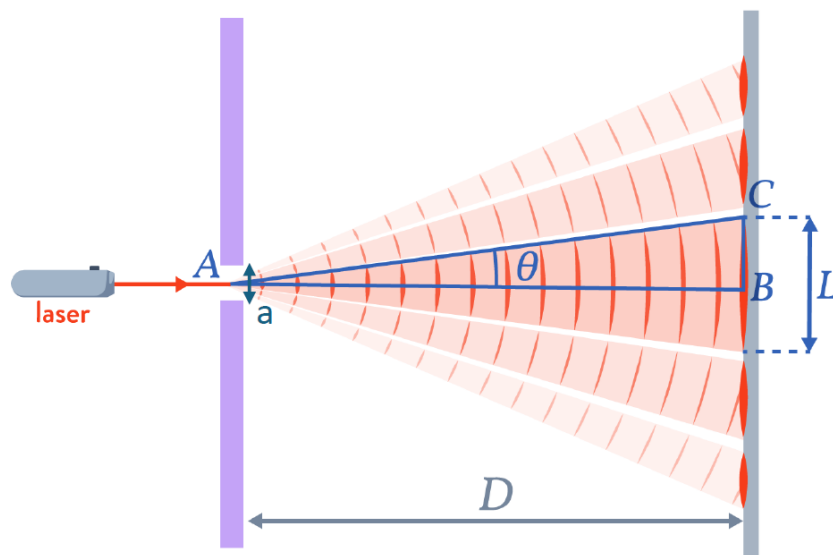


FIGURE 1 – Schéma de l'expérience réalisée en classe.

Lorsque la lumière passe à travers une fente fine, elle ne va plus en ligne droite. Elle s'étaie dans la direction orthogonale à celle de l'ouverture : c'est la *diffraction*.

Plus la fente est fine, plus l'étalement est important et moins la figure est lumineuse.

La théorie de la diffraction nous permet de prédire la largeur de la tache centrale. En effet la demi-largeur angulaire θ est donnée par

$$\sin \theta = \frac{\lambda}{a} \simeq \tan \theta \simeq \theta \quad (1)$$

On peut retrouver ce résultat par analyse dimensionnelle si on se souvient que plus a est petit plus θ est grand.

Pour trouver L on utilise la trigonométrie

$$\tan \theta = \frac{L}{2D} \simeq \frac{\lambda}{a} \implies L \simeq \frac{2\lambda D}{a}. \quad (2)$$

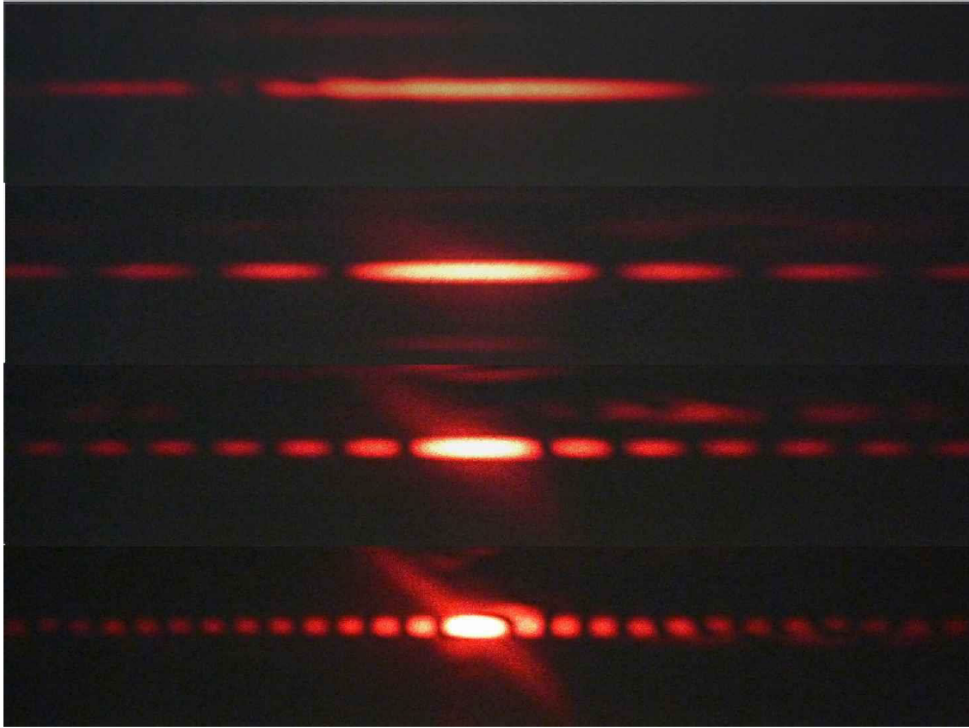


FIGURE 2 – Figures de diffraction obtenues à travers une fente verticale, la fente étant de plus en plus fine lorsque l'on va de bas en haut.

2 Onde lumineuse et propagation

2.1 Description d'une onde

La lumière est une **onde** donc une perturbation de l'espace à travers le temps. Il existe d'autres ondes comme les ondes sonores ou les ondes à la surface de l'eau. On va décrire la lumière à l'aide d'un champ scalaire $a(M, t)$. Supposons que la source de l'onde est placée en S (figure 3).

Le signal de l'onde lumineuse au point S au temps t s'écrit

$$a(S, t) = A_0 \cos(\omega t + \phi_0) \quad (3)$$

où A_0 est l'amplitude de l'onde au niveau de la source, ω sa pulsation et ϕ_0 sa phase à l'origine.

Remarque : la fréquence f de l'onde est définie par $f = \omega/(2\pi)$ et sa période T par $T = 2\pi/\omega$.

Au point M , l'onde s'est propagée depuis S et le signal s'écrit alors

$$a(M, t) = A(M) \cos(\omega(t - \Delta t) + \phi_0) \quad (4)$$

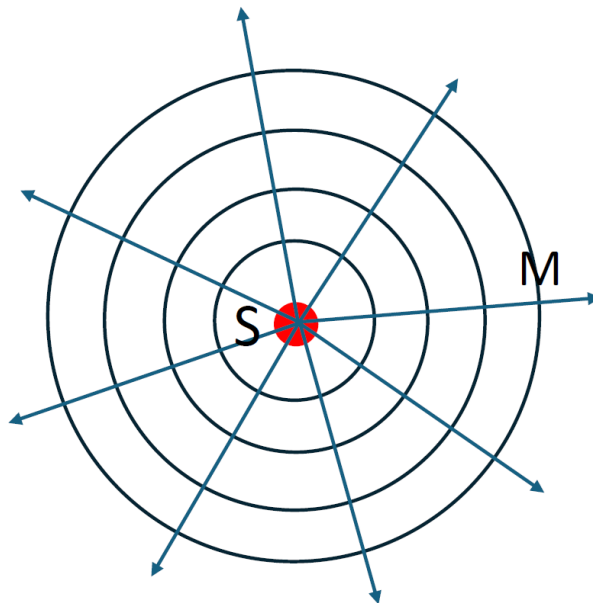
où $A(M)$ est l'amplitude au point M ($A(M) < A_0$) et Δt est le retard temporel du à la propagation de S à M ($f(x - a)$ translate la fonction f de $+a$ donc c'est cohérent avec la notion de retard).

2.2 Propagation, indice et chemin optique

Nous devons maintenant exprimer Δt en fonction notamment de la distance SM . Dans le vide, on sait que la lumière se propage à la vitesse c , ainsi dans le vide $\Delta t = SM/c$.

Dans un milieu d'indice n , la lumière est ralentie et se propage à $v = c/n$. Ainsi $\Delta t = nSM/c$.

Si la lumière se propage de S à M , on note (SM) le chemin optique de S à M défini comme $(SM) = nSM$

FIGURE 3 – Schéma d'une onde émise depuis une source située au point S .

On peut ainsi réécrire l'expression du signal au point M dans le cas de la propagation dans un milieu d'indice n

$$a(M, t) = A(M) \cos\left(\omega t - \frac{\omega}{c}(SM) + \phi_0\right). \quad (5)$$

On remarque que $\omega/c = 2\pi f/c = 2\pi/\lambda_0$ avec λ_0 la longueur d'onde dans le vide de la lumière. On note $k = 2\pi/\lambda_0 = \omega/c$ le nombre d'onde et on peut donc écrire

$$a(M, t) = A(M) \cos(\omega t - k(SM) + \phi_0) \quad (6)$$

On appelle la *phase* du signal au point M la quantité $\phi_0 - k(SM)$. En première année vous avez vu que un signal de la forme $f(t - x/c)$ se déplace vers les x croissants. Ici on retrouve ainsi bien que le signal se propage de S à M .

3 Surfaces d'onde

3.1 Surface d'onde et rayon lumineux

On définit une *surface d'onde* l'ensemble des points pour lesquels la **phase** de l'onde est constante. Une surface d'onde est ainsi définie par l'équation $\phi_0 - k(SM) = \text{cste}$.

ϕ_0 et k étant généralement constants l'équation de la surface d'onde devient $(SM) = \text{cste}$. On a vu précédemment que le temps de propagation Δt de S à M est $\Delta t = (SM)/c$, ainsi une si (SM) est une constante, Δt aussi. Une autre définition de la surface d'onde apparaît alors, c'est une l'ensemble des points tels que le temps de parcours depuis la source est identique.

Dans le cas d'une source sphérique ou isotrope (voir figure 3) qui émet dans un milieu d'indice n homogène, les surfaces d'ondes sont des sphères de centre S . L'onde émise est ainsi qualifiée d'onde *sphérique*.

Théorème de Malus : un *rayon lumineux* est défini comme une ligne orthogonale aux surfaces d'ondes, orientée dans le sens de propagation de la lumière.

Le long d'un rayon lumineux, on peut décomposer le chemin optique à l'aide de la relation de Chasles (voir figure 4). On peut ainsi écrire $(AC) = (AB) + (BC)$.

3.2 Lentilles et ondes planes

On fait l'image d'un objet par une lentille convergente (figure 5).

Dans ce premier cas, la lentille a transformé une onde sphérique divergente en onde sphérique convergente.

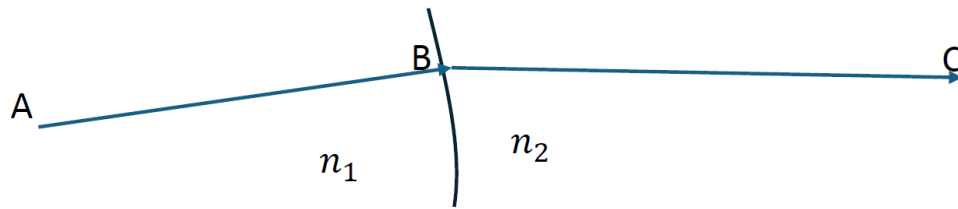


FIGURE 4 – Décomposition du chemin optique le long d'un rayon lumineux.

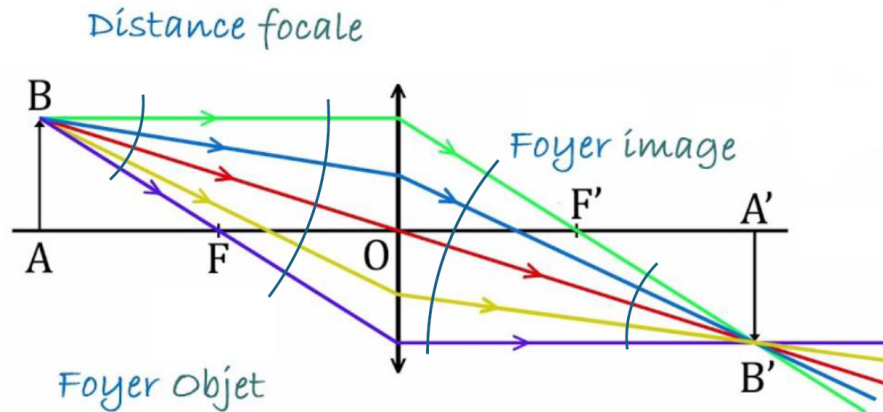


FIGURE 5 – Image d'un objet par une lentille convergente : une onde sphérique divergente est transformée en onde sphérique convergente.

En optique géométrique on sait que des rayons lumineux venant de *l'infini* sont parallèles entre eux. Les surfaces d'ondes associées à ces rayons sont donc des **plans**. On parle ainsi d'*onde plane*.

En effet, loin de la source, la courbure d'une onde sphérique devient négligeable et cette dernière peut être approximée par une onde plane.

On sait également que des rayons parallèles arrivant sur une lentille convergente se focalisent dans le plan image : la lentille a donc transformé une onde plane en onde sphérique (figure 6). Inversement, un objet placé dans le foyer objet donne en sortie de lentille des rayons parallèles : la lentille transforme une onde sphérique en onde plane.

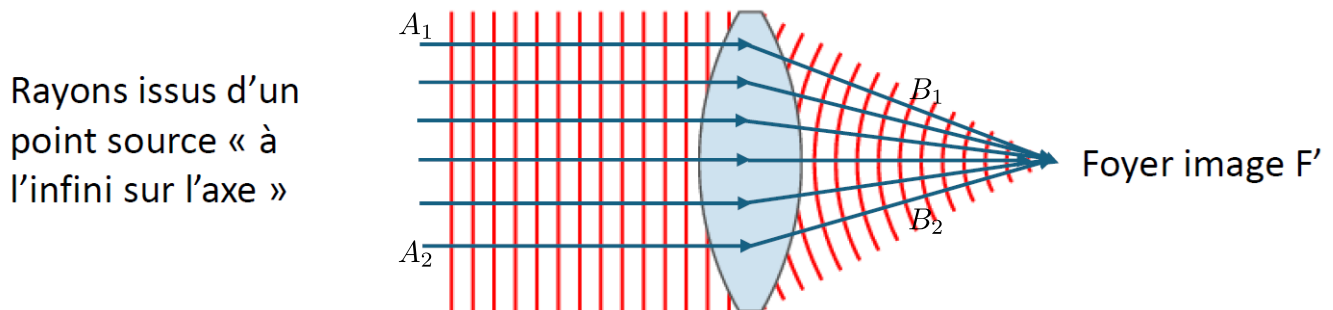


FIGURE 6 – Transformation d'une onde plane en onde sphérique par une lentille convergente.

La source S est dans le cas de la figure 6 à l'infini sur l'axe. Par définition d'une surface d'onde, on a $(SB_1) = (SB_2)$ et $(SA_1) = (SA_2)$. De plus comme $(SB_1) = (SA_1) + (A_1B_1)$ et $(SB_2) = (SA_2) + (A_2B_2)$ on a ainsi $(A_1B_1) = (A_2B_2)$.

3.3 Application : troisième loi de Descartes

On étudie la situation présentée sur la figure 7, c'est à dire la réfraction d'une onde plane sur un dioptre. On cherche à démontrer la troisième loi de Descartes.

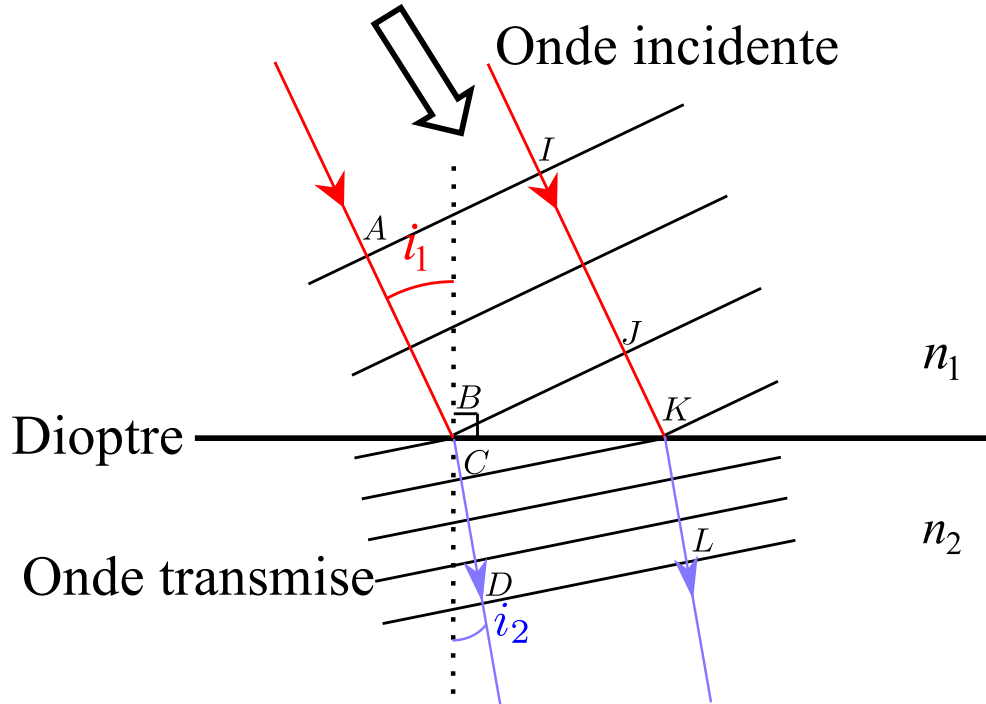


FIGURE 7 – Réfraction d'une onde plane sur un dioptre.

Remarque : D'après le schéma, on voit que $i_1 > i_2$ ainsi $n_1 < n_2$. Sur le schéma on a représenté des surfaces d'onde (planes), espacées de λ la longueur d'onde dans le milieu. Le schéma illustre très bien que

$$\lambda_1 = \lambda_0/n_1 > \lambda_2 = \lambda_0/n_2 \quad (7)$$

D'après la définition des surfaces d'ondes (de la même manière que dans l'exemple précédent) on a

$$(AD) = (IL). \quad (8)$$

On décompose les chemins optiques avec Chasles

$$(AB) + (BC) + (CD) = (IJ) + (JK) + (KL), \quad (9)$$

or

$$(AB) = (IJ) \quad \text{et} \quad (CD) = (KL). \quad (10)$$

Ainsi

$$(BC) = (JK) \implies n_2 BC = n_1 JK \quad (11)$$

et

$$\sin(i_2) = BC/BK \quad ; \quad \sin(i_1) = JK/BK \quad (12)$$

d'où

$$n_2 BK \sin(i_2) = n_1 BK \sin(i_1) \implies n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2 \quad (13)$$