

La nature agit toujours par les moyens les plus aisés, c'est-à-dire ou par les lignes les plus courtes, lorsqu'elles n'emportent pas plus de temps, ou en tout cas par le temps le plus court, afin d'acourcir son travail et de venir plus tôt à bout de son opération
– Pierre de Fermat, 1662

1 Introduction

La lumière intrigue l'humanité depuis des temps immémoriaux : des traces de son étude remontent jusqu'au 1^{er} siècle chez les Grecs de l'école d'Alexandrie. L'optique géométrique, souvent basée sur des observations empiriques et développée entre le XI^e et le XVIII^e siècles, vient proposer une explication pour la propagation de la lumière et la formation des images. Supplantée par la suite sous plusieurs aspects par le développement de l'optique ondulatoire au XIX^e siècle, elle n'en reste pas moins très pertinente pour l'étude de nombreux systèmes physiques : lunettes (astronomiques ou de vue), télescopes, microscopes, fibres optiques..., et possède ainsi de nombreuses applications.

Au programme de ce chapitre, nous commencerons par rappeler plusieurs concepts d'optique géométrique tels que le concept de rayon lumineux, en faisant le lien avec l'approche ondulatoire de la lumière pour montrer les limites de l'optique géométrique. Suite à cela, nous nous pencherons sur les changements de milieux des rayons lumineux, en présentant la loi de Snell-Descartes. Dans un second temps, nous présenterons le concept de lentille mince idéale, ainsi que les techniques de construction d'images formées par celle-ci. Nous sortirons en particulier des programmes de lycée en introduisant le cas de la lentille divergente. Nous aborderons ensuite la relation de conjugaison des lentilles minces. Enfin, nous présenterons une grande variété d'illustrations d'appareils optiques du quotidien (ou pas !) en détaillant leur fonctionnement.

2 Concepts d'optique géométrique

2.1 Modèle du rayon lumineux

Le modèle du rayon lumineux est à la base de l'optique géométrique. Le rayon lumineux est la ligne suivant laquelle l'énergie lumineuse se propage. Les faisceaux lumineux issus d'une source lumineuse sont formés de rayons lumineux. Il n'est toutefois pas possible d'isoler un rayon lumineux, car cela nécessiterait d'utiliser un diaphragme¹ avec une ouverture infiniment fine, ce qui est une situation dans laquelle l'optique géométrique n'est plus valable, comme on le verra dans la partie 2.2.

Dans toute cette partie, on s'intéresse au comportement des rayons lumineux se propageant dans des milieux variés.

1. Diaphragme : trou de diamètre ajustable, permettant de régler la taille du faisceau en sortie

Définition 1 : Milieu homogène

On dit qu'un milieu est **homogène** s'il a les mêmes propriétés physiques (température, masse volumique, pression, etc.) en tout point.

Les rayons lumineux ont une propriété intéressante lorsqu'ils se propagent dans un milieu homogène, que l'on va énoncer :

Propriété 1 : Propagation rectiligne

Un rayon lumineux se propage en ligne droite dans un milieu homogène, de la source jusqu'au récepteur.

On peut vérifier grossièrement cette propriété en envoyant des particules diffusantes (poussière, fumée, gouttelettes d'eau etc.) sur le trajet d'un faisceau laser. Une vérification plus poussée nécessite de pouvoir définir la notion de "ligne droite" par un autre moyen que l'optique², par exemple en tendant horizontalement un fil fin lesté à ses deux extrémités.

Définition 2 : Indice de réfraction

L'**indice de réfraction**, ou indice optique, est un nombre adimensionné^α propre à un milieu de propagation. Il traduit à quel point la vitesse de la lumière est modifiée au sein de ce milieu, et est défini comme $n = \frac{c}{v}$ avec c la vitesse de la lumière dans le vide, v la vitesse de la lumière dans le milieu et n l'indice de réfraction.

^α. C'est-à-dire sans unité au sens physique du terme. Autrement dit, il ne s'agit pas d'une longueur, d'une vitesse, d'un temps, d'une énergie etc., mais d'un nombre, sans unité associée.

On remarque qu'avec cette définition, l'indice optique du vide vaut 1, et comme la vitesse de la lumière dans un milieu ne peut dépasser la vitesse de la lumière dans le vide, l'indice de réfraction d'un matériau est toujours supérieur ou égal à 1. On donne à titre d'illustration la valeur des indices de réfraction de quelques matériaux dans le tableau 1 :

Matériau	Vide	Air	Vapeur d'eau	Eau liquide	Glace	Verre ordinaire	Diamant
Indice	1	1,000 29	1,000 25	1,333	1,31	1,51	2,417

Tableau 1 – Quelques indices de réfraction de milieux matériels, estimés pour la longueur d'onde $\lambda = 589 \text{ nm}$. À noter que ces valeurs peuvent varier légèrement selon les conditions de pression (pour les fluides) et température considérées. Données issues de [1].

À l'ordre 1, on néglige généralement les variations d'indice optique avec la longueur d'onde, qui conduiraient, si on les prenait en compte, au phénomène de **dispersion**. La dispersion se produit lorsque les différentes longueurs d'onde ne se propagent pas à la même vitesse dans le milieu. On verra plus loin avec l'exemple du prisme qu'on a une déviation des rayons réfractés qui dépend de la longueur d'onde. On peut, si l'on souhaite davantage de précision, utiliser la loi de Cauchy : $n(\lambda) = n_0 + \frac{\alpha}{\lambda^2}$, avec n_0 et α caractéristiques du matériau considéré.

On conclut cette section en énonçant un principe fondamental de l'optique géométrique :

2. Plus qu'une ligne droite, il s'agit d'une géodésique, i.e. la ligne la plus courte entre deux points, ici la source et le récepteur. La ligne droite coïncide avec la géodésique en espace euclidien. Toutefois, lorsqu'on considère la théorie de la relativité générale, développée par Einstein en 1915, l'espace est courbé par la présence de matière. Dans ce cas, les rayons lumineux sont déviés, comme l'a montré expérimentalement Eddington lors d'une éclipse de Soleil en 1919.

Propriété 2 : Retour inverse de la lumière

Le trajet parcouru par la lumière est indépendant du sens de parcours. Autrement dit, un rayon lumineux passera par les mêmes endroits en effectuant le trajet du point A au point B qu'en effectuant le trajet du point B au point A .

2.2 Limites de l'optique géométrique

Comme mentionné précédemment, il n'est pas possible d'isoler un rayon lumineux. Essayons de réduire la taille d'un faisceau lumineux à l'aide d'un diaphragme pour isoler un rayon, et en observant le faisceau transmis à travers le diaphragme sur un écran. Quand on commence à réduire la taille du diaphragme, on a d'abord un disque lumineux, puis un disque lumineux plus petit, puis un disque lumineux encore plus petit puis... une figure avec des anneaux ??!

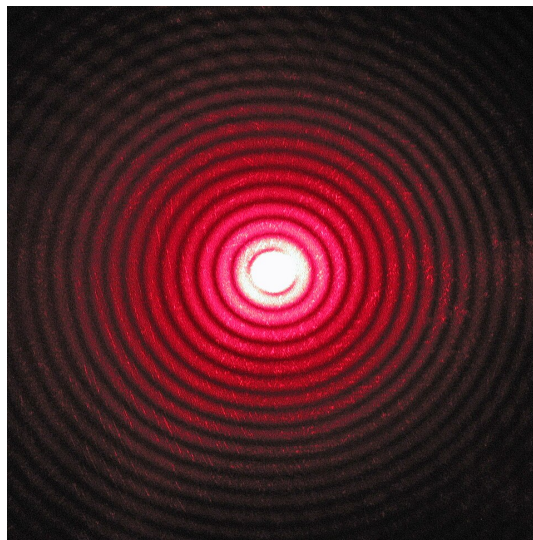


Figure 1 – Exemple de figure de diffraction lors du passage d'un rayon lumineux à travers un trou de faible diamètre : on appelle cette figure la *tache d'Airy*. Image issue de [Wikimedia Commons](#).

En effet, des effets ondulatoires, non décrits par la théorie de l'optique géométrique, se manifestent dès que les dimensions des ouvertures et des obstacles deviennent de l'ordre de la longueur d'onde λ du rayonnement utilisé. Sur la figure 1, on voit ainsi un pattern d'anneaux circulaires autour d'une tache centrale, révélant la diffraction de la lumière par un trou de faible ouverture. L'optique géométrique correspond donc à la limite $\lambda \ll d$ avec d la taille typique des obstacles et ouvertures.

Une autre limite de l'optique géométrique est qu'elle suppose que les rayons lumineux sont indépendants entre eux ; lorsque que cela n'est plus le cas, des phénomènes d'interférences³ se produisent alors.

2.3 Changement de milieu, loi de Snell-Descartes

On va commencer par donner quelques définitions des concepts avec lesquels on travaillera par la suite.

3. Allez (re)voir le super cours de Physicité à ce sujet si vous voulez en savoir plus sur la diffraction et les interférences !

Définition 3 : Dioptré

Un **dioptré** est une interface parfaitement polie ^{α} entre deux milieux transparents d'indices optiques différents.

α . On entend par là que les irrégularités de surface sont très inférieures à la longueur d'onde λ considérée [2]

Définition 4 : Miroir

Un **miroir** est une surface parfaitement polie recouverte d'un fin dépôt métallique réfléchissant.

Soit un dioptré (ou un miroir) entre deux milieux 1 et 2. On dit que le rayon lumineux est **incident** avant d'avoir rencontré le dioptré (ou le miroir), **réfléchi** lorsqu'il reste dans le milieu initial après avoir rencontré le dioptré (ou le miroir), et **réfracté** lorsqu'il change de milieu suite à sa rencontre avec le dioptré (pas possible avec un miroir). Ce dernier cas correspond au cas d'une paille trempant partiellement dans un verre d'eau que l'on observe de l'extérieur ; la paille semble discontinue à l'interface eau-air car les rayons lumineux sont déviés à l'interface. Cette déviation suit la loi de Snell-Descartes, que nous allons aborder dans peu de temps.

À noter que les deux phénomènes, réflexion et réfraction, sont fréquemment présents ensemble ; par exemple, à la mer, on peut à la fois voir les rayons du Soleil réfléchis à la surface, et les rayons réfractés provenant d'objets sous l'eau.

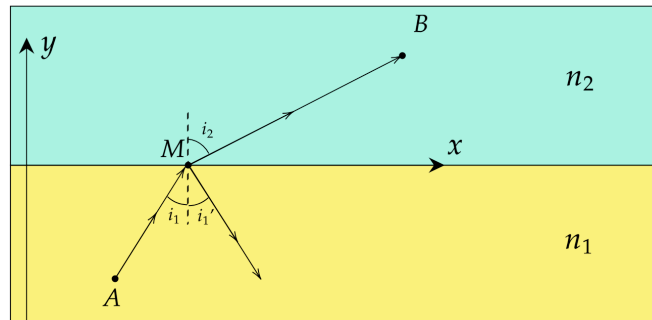


Figure 2 – Schéma des phénomènes de réflexion et réfraction d'un rayon lumineux partant d'une source A . Le rayon se propage en ligne droite dans les milieux 1 et 2 d'indices respectifs n_1 et n_2 , car ce sont des milieux supposés homogènes, mais est dévié au niveau du dioptré, au point M , donnant ainsi naissance au rayon réfracté dans le milieu 2, et au rayon réfléchi dans le milieu 1.

On va à présent se pencher sur le point de rencontre entre les rayons lumineux et un dioptré / miroir.

Définition 5 : Plan d'incidence

Le **plan d'incidence** est le plan contenant la normale au dioptré / miroir au point d'intersection entre le rayon lumineux incident et celui-ci, ainsi que le rayon lumineux incident. Une illustration est donnée en figure 3.

Tous les schémas par la suite sont placés dans le plan d'incidence.

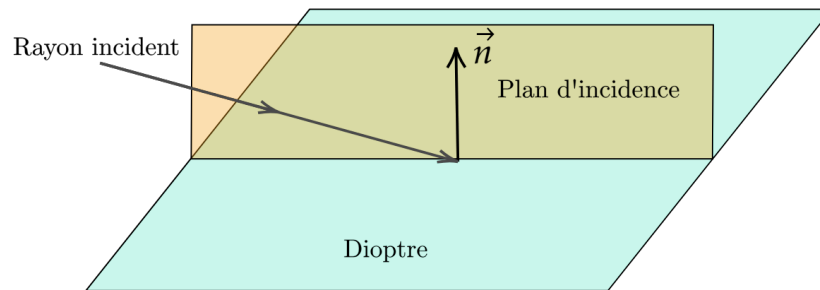


Figure 3 – Représentation du plan d'incidence : il s'agit du plan contenant à la fois le rayon lumineux incident et le vecteur \vec{n} normal à la surface du dioptre au point d'intersection entre celui-ci et le rayon incident.

On mesure *toujours* l'angle d'un rayon incident, réfléchi ou réfracté à partir de la normale \vec{n} au dioptre, dans le plan d'incidence.

La loi de Snell-Descartes permet de déterminer l'angle de réfraction d'un rayon lumineux changeant de milieu, ainsi que l'angle de réflexion d'un rayon lumineux réfléchi à l'interface.

On considère un rayon lumineux passant d'un milieu 1 d'indice de réfraction n_1 à un milieu 2 d'indice de réfraction n_2 . On note i_1 et i_2 respectivement les angles des rayons incident et réfracté, et i'_1 l'angle du rayon réfléchi, toujours mesurés à partir de la normale à l'interface entre les milieux⁴, comme présenté figure 2.

La loi de Snell-Descartes s'énonce alors :

Propriété 3 : Loi de Snell-Descartes

Pour le rayon réfracté :

- Le rayon réfracté se trouve dans le plan d'incidence ;
- Les angles des rayons incident et réfracté vérifient la relation :

$$n_1 \sin(i_1) = n_2 \sin(i_2) \quad (1)$$

Pour le rayon réfléchi :

- Le rayon réfléchi se trouve dans le plan d'incidence ;
- Les angles des rayons incident et réfléchi vérifient la relation^a :

$$i_1 = i'_1 \quad (2)$$

^a. Parfois, on oriente les angles, en comptant un angle comme positif s'il est orienté dans le sens trigonométrique, et négatif s'il est orienté dans le sens horaire, ce qui conduit dans ce cas à un signe - pour l'angle du rayon réfléchi. Dans ce cours, on a fait le choix de ne pas orienter les angles afin de faciliter les notations.

Si le milieu 2 considéré a un indice plus élevé que le milieu 1, on dit qu'il est *plus*

4. Je me répète, mais se tromper dans la mesure de l'angle en prenant l'angle complémentaire est souvent une erreur fatale, et la pédagogie, c'est l'art de la répétition !

réfringent que le milieu 1. La loi de Snell-Descartes indique alors que, pour le passage d'un milieu moins réfringent à un milieu plus réfringent, le rayon réfracté va se rapprocher de la normale au dioptre ; en effet, pour conserver l'égalité $n_1 \sin(i_1) = n_2 \sin(i_2)$ avec $n_1 < n_2$, il faut nécessairement avoir $\sin(i_1) > \sin(i_2)$ et donc $i_1 > i_2$.

On va à présent mentionner une conséquence de la loi de Snell-Descartes pour la réfraction ; l'existence, à partir d'un certain angle d'incidence, et pour le passage d'un milieu plus réfringent à un milieu moins réfringent, du phénomène de *réflexion totale*.

Propriété 4 : Réflexion totale

Que se passe-t-il lorsqu'on passe d'un milieu plus réfringent à un milieu moins réfringent, et qu'on augmente progressivement l'angle d'incidence ? Dans ce cas, contrairement à l'exemple mentionné juste au-dessus, on a $n_1 > n_2$ donc $i_1 < i_2$, et le rayon réfracté sera plus éloigné de la normale au dioptre que le rayon incident. À partir d'un certain angle $i_1^{rt} < \frac{\pi}{2}$, on aura donc $i_2 = \frac{\pi}{2}$, et le rayon réfracté disparaît. La loi de Snell-Descartes donne alors $n_1 \sin(i_1^{rt}) = n_2$ d'où $i_1^{rt} = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right)$. Ce phénomène s'appelle la **réflexion totale**, car au-delà de l'angle limite i_1^{rt} , il ne reste plus que le rayon réfléchi.

Ce phénomène est notamment exploité dans les fibres optiques à gradient d'indice, où il permet de confiner les rayons lumineux sur de grandes distances, ce en diminuant progressivement l'indice optique du matériau constituant la fibre lorsqu'on s'éloigne de l'axe du cœur de la fibre.

On va également donner deux illustrations des phénomènes de réflexion et réfraction dans la vie courante : les mirages et les arc-en-ciel.

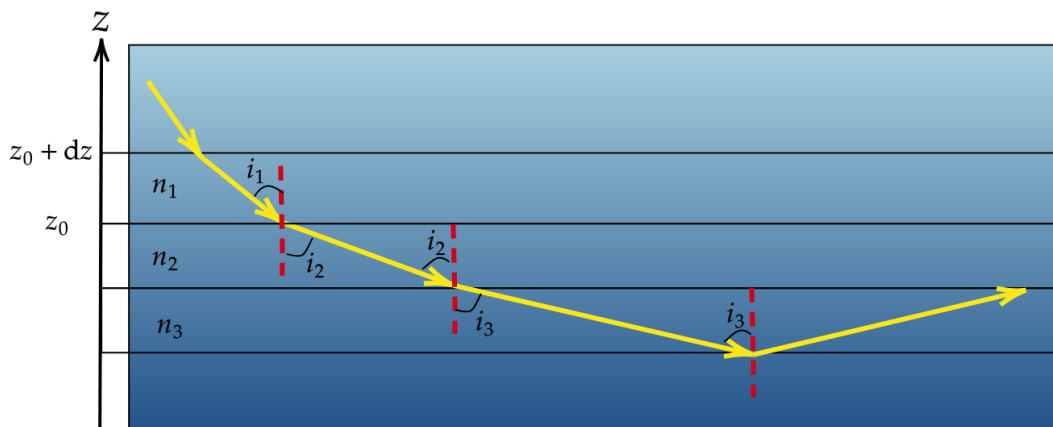


Figure 4 – Exemple de réfraction et réflexion totale d'un rayon lumineux se propageant dans l'atmosphère.

Exemple 1 : Digressions atmosphériques 1/3 : Propagation en milieu inhomogène

On a dit plus haut que la lumière se propage toujours en ligne droite dans un milieu homogène. On va voir que ce n'est plus le cas lorsque l'indice de réfraction varie, et donc lorsque le milieu devient inhomogène.

Considérons la figure 4. Elle représente typiquement le trajet d'un rayon lumineux dans un milieu où l'indice optique augmente avec z , indiqué sur le schéma par le fait que $i_1 < i_2$, traduisant le fait qu'à cet endroit, le rayon passe d'un milieu plus réfringent à un milieu moins réfringent. Ce type de propagation est courant dans la couche la plus basse de l'atmosphère, la troposphère, qui part de la surface terrestre et fait environ 10 km de haut. Dans cette couche, en effet, l'air est chauffé par le sol, qui absorbe le rayonnement solaire incident et le réémet sous forme d'infrarouges. Le trajet du rayon lumineux dans l'atmosphère peut alors être approché par une série de segments de droites se propageant dans des couches de faible épaisseur dz ayant un indice optique n_i , $i \in \{1, 2, \dots\}$. Plus petite sera cette épaisseur dz , meilleure sera l'approximation des segments de droite.

Appliquant la loi de Snell-Descartes à toutes les interfaces entre les couches, on a à ce moment-là :

$$n_1 \sin(i_1) = n_2 \sin(i_2) = n_3 \sin(i_3) = \dots$$

Autrement dit, en prenant des couches infiniment fines dans la limite $dz \rightarrow 0$, on a :

$$n(z) \sin(i(z)) = \text{constante} = n_1 \sin(i_1) \quad (3)$$

Avec $n(z)$ la valeur de l'indice optique à l'altitude z et $i(z)$ l'angle formé entre le rayon lumineux et la verticale (en supposant que le milieu est homogène horizontalement).

On voit sur la figure 5 qu'on peut exprimer $i(z)$ en fonction des déplacements infinitésimaux dz et dx , plus exactement, on a :

$$\tan(i(z)) = \frac{\sin(i(z))}{\cos(i(z))} = \frac{dx}{dz}$$

Or, par équation (3), on a également que $\sin(i(z)) = \frac{n_1}{n(z)} \sin(i_1)$

Donc $\tan(i(z)) = \frac{dx}{dz} \Rightarrow \tan(i(z))dz = dx$ et on peut alors remplacer la tangente par son expression en fonction de $\sin(i(z))$. On a alors, en utilisant la relation trigonométrique $\cos^2 \theta + \sin^2 \theta = 1$:

$$\tan(i(z)) = \frac{\sin(i(z))}{\cos(i(z))} = \frac{\frac{n_1}{n(z)} \sin(i_1)}{\sqrt{1 - \sin^2(i(z))}} = \frac{\frac{n_1}{n(z)} \sin(i_1)}{1 - \frac{n_1^2}{n^2(z)} \sin^2(i_1)} = \frac{n_1 \sin(i_1)}{\sqrt{n^2(z) - n_1^2 \sin^2(i_1)}}$$

On peut finalement remplacer la tangente par cette expression, et intégrer l'équation :

$$dx = \tan(i(z))dz \Rightarrow \int_{x=x_0}^{x_f} dx = x_f - x_0 = \int_{z=0}^{z_f} \tan(i(z))dz = \int_{z=0}^{z_f} \frac{n_1 \sin(i_1)}{\sqrt{n^2(z) - n_1^2 \sin^2(i_1)}} dz$$

Si on a un modèle pour la fonction $z \mapsto n(z)$ (on ne le fera pas ici, mais si on connaît l'évolution de la température avec z dans l'atmosphère, on peut estimer la variation associée de l'indice optique), on peut alors calculer l'intégrale, et en déduire l'équation de la trajectoire du rayon lumineux.

Exemple 2 : Digressions atmosphériques 2/3 : Mirages

Les calculs précédents sont bien jolis, mais on n'a toujours pas expliqué ce qu'était un mirage^a ! Dans ce cas, comme illustré sur la figure 4, de fortes variations de température au niveau du sol, par exemple sur du sable ou bien sur une route goudronnée, sont à l'origine d'une variation importante de l'indice de réfraction de l'air. Les rayons lumineux sont ainsi réfractés, et donc déviés d'une trajectoire rectiligne, jusqu'au point où les rayons sont suffisamment proches de l'horizontale pour qu'un phénomène de réflexion totale apparaisse, au niveau de i_3 sur la figure 4. Lorsque ces rayons réfléchis atteignent par la suite un œil humain, ils semblent alors provenir de leur prolongement rectiligne, c'est-à-dire du sol. Pour peu que ce soient des rayons lumineux issus d'un palmier qui soient déviés de cette façon, l'image résultante pour l'observateur·ice est un palmier à l'envers, interprété comme un palmier se reflétant dans de l'eau, image classique de mirage au milieu du désert...

^a. Ici, on ne parlera que du cas des mirages dits *inférieurs*. Si la température est plus froide au niveau du sol qu'au-dessus, le principe physique est le même et on parle de mirages *supérieurs*. Une dernière catégorie de mirage sont les *Fata Morgana*, combinaison complexe de plusieurs images.

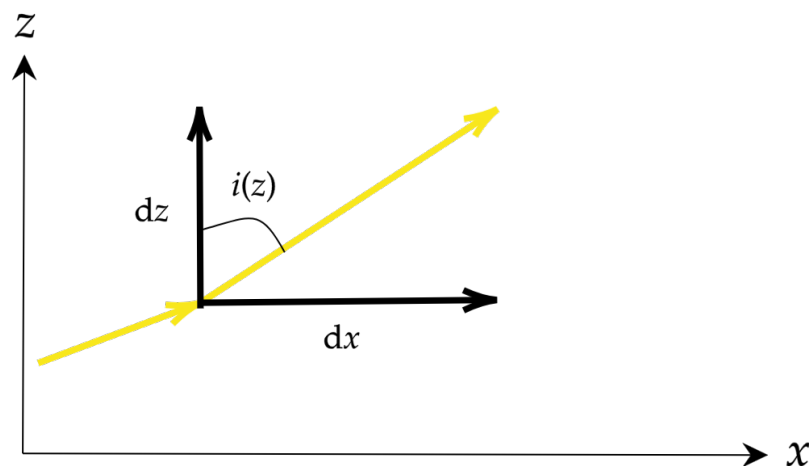


Figure 5 – Estimation de l'angle $i(z)$ en fonction des déplacements infinitésimaux selon z et x .

Exemple 3 : Digressions atmosphériques 3/3 : Arc-en-ciels

Penchons-nous à présent sur le cas des arc-en-ciels. Un arc-en-ciel est un phénomène optique causé par la déviation de la lumière du Soleil par des gouttelettes d'eau en suspension dans l'atmosphère. Les rayons du Soleil vont traverser une goutte comme représenté sur la figure 6, en étant réfractés à l'interface goutte-air, puis en subissant un nombre varié de réflexions. Si l'on note D_N la déviation, i.e. l'écart entre le rayon initial et le rayon final, d'un rayon subissant N réflexions à l'intérieur de la goutte, on peut montrer^α que $D_N = 2(i - r) + N(\pi - r)$. En effet, on a deux réfractions ayant une déviation d'angle $i - r$, comme illustré sur la droite de la figure 4, et N réflexions de déviation $\pi - r$.

À terminer!!

α. Attention, il est ici nécessaire d'orienter les angles, de la normale vers le rayon, comme indiqué par les flèches des angles sur la figure 6; un angle est compté comme positif s'il est orienté dans le sens trigonométrique, et négatif dans le cas contraire.

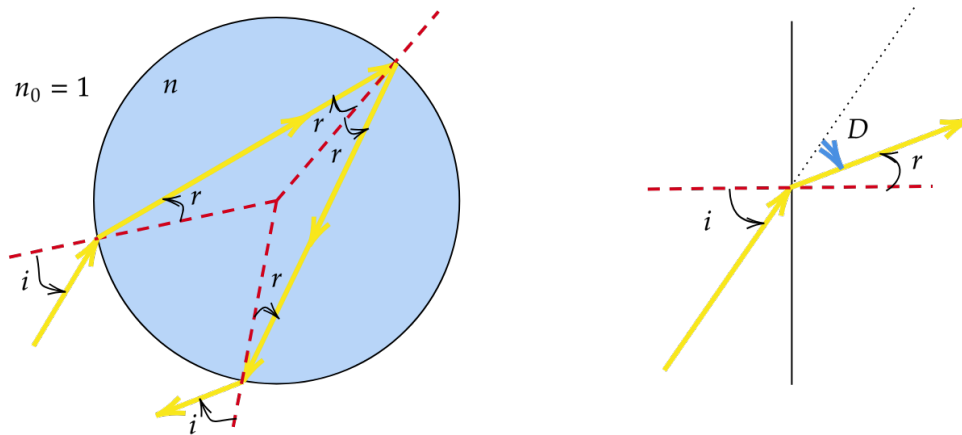


Figure 6 – Figure de gauche : schéma d'une goutte traversée par un rayon lumineux subissant deux réflexions. Figure de droite : définition de la déviation d'un rayon lumineux à une interface, ici représentée en bleu. La déviation représente l'angle (orienté) entre le prolongement du rayon incident, et le rayon sortant du système optique.

Pour le lecteur ou la lectrice intéressé-e, on conclut cette partie par une démonstration de la loi de Snell-Descartes pour la réfraction⁵, à l'aide du principe de Fermat, cité en ouverture de ce chapitre; *la nature agit toujours par les moyens les plus aisés, c'est-à-dire ou par les lignes les plus courtes, lorsqu'elles n'emportent pas plus de temps, ou en tout cas par le temps le plus court, afin d'acourcir son travail et de venir plus tôt à bout de son opération.*

5. La loi en réflexion est d'un certain point de vue un corollaire de la loi en réfraction, puisqu'elle correspond au cas $n_1 = -n_2$, ce qui conduit à $i_1 = -i_2$, qui est la loi de Snell-Descartes pour la réflexion avec des angles orientés [2].

Démonstration 1 : Loi de Snell-Descartes

Pour démontrer la loi de Snell-Descartes, on exploite le principe de Fermat en minimisant le temps de parcours de la lumière entre les deux points A et B représentés en figure 7. Le point A est placé dans le milieu 1 d'indice optique n_1 tandis que le point B est placé dans le milieu 2 d'indice optique n_2 . Les vitesses de propagation de la lumière dans les milieux 1 et 2 sont respectivement $v_1 = \frac{c}{n_1}$ et $v_2 = \frac{c}{n_2}$. On note M le point de l'interface entre les milieux 1 et 2 par lequel passe le rayon lumineux allant de A à B , et $L = L_1 + L_2$ la projection sur l'axe x de la distance AB (voir figure 7), avec L_1 la partie correspondant à la traversée du milieu 1 et L_2 celle correspondant au milieu 2. De même, on note $H = H_1 + H_2$ la projection selon l'axe y de la distance AB . On peut alors exprimer le temps de parcours Δt du rayon lumineux entre A et B :

$$\begin{aligned}\Delta t &= \Delta t_1 + \Delta t_2 \text{ avec } \Delta t_i \text{ le temps de propagation dans le milieu } i \in \{1, 2\} \\ &= \frac{||\vec{AM}||}{v_1} + \frac{||\vec{MB}||}{v_2} \\ &= \frac{n_1 ||\vec{AM}||}{c} + \frac{n_2 ||\vec{MB}||}{c} \\ &= \frac{n_1}{c} \sqrt{H_1^2 + L_1^2} + \frac{n_2}{c} \sqrt{H_2^2 + L_2^2} \\ &= \frac{n_1}{c} \sqrt{H_1^2 + L_1^2} + \frac{n_2}{c} \sqrt{H_2^2 + (L - L_1)^2} \text{ en remplaçant } L_2 = L - L_1\end{aligned}$$

On remarque que, pour deux milieux 1, 2 et deux points A, B donnés, le seul paramètre variable de Δt est la distance L_1 . Autrement dit, pour un problème donné, Δt est une fonction de L_1 uniquement. Comme la lumière va, par principe de Fermat, adopter le chemin le plus rapide entre A et B , la position du point M lors du trajet de la lumière est telle que Δt soit un minimum. En particulier, le minimum de n'importe quelle fonction est un extremum, donc la dérivée première prise en ce point est nulle. On va donc étudier la dérivée de Δt :

$$\begin{aligned}\frac{d \Delta t}{d L_1} &= \frac{n_1}{c} \frac{L_1}{\sqrt{H_1^2 + L_1^2}} - \frac{n_2}{c} \frac{L - L_1}{\sqrt{H_2^2 + (L - L_1)^2}} \\ &= \frac{n_1}{c} \sin(i_1) - \frac{n_2}{c} \sin(i_2) \text{ en reconnaissant les sinus des angles } i_1 \text{ et } i_2\end{aligned}$$

Le trajet de la lumière doit vérifier, par principe de Fermat :

$$\begin{aligned}\frac{d \Delta t}{d L_1} &= 0 \\ \Rightarrow \frac{n_1}{c} \sin(i_1) - \frac{n_2}{c} \sin(i_2) &= 0 \\ \Rightarrow n_1 \sin(i_1) &= n_2 \sin(i_2) \text{ en passant le second terme à droite et en multipliant par } c\end{aligned}$$

On obtient donc bien la loi de la réfraction de Snell-Descartes.

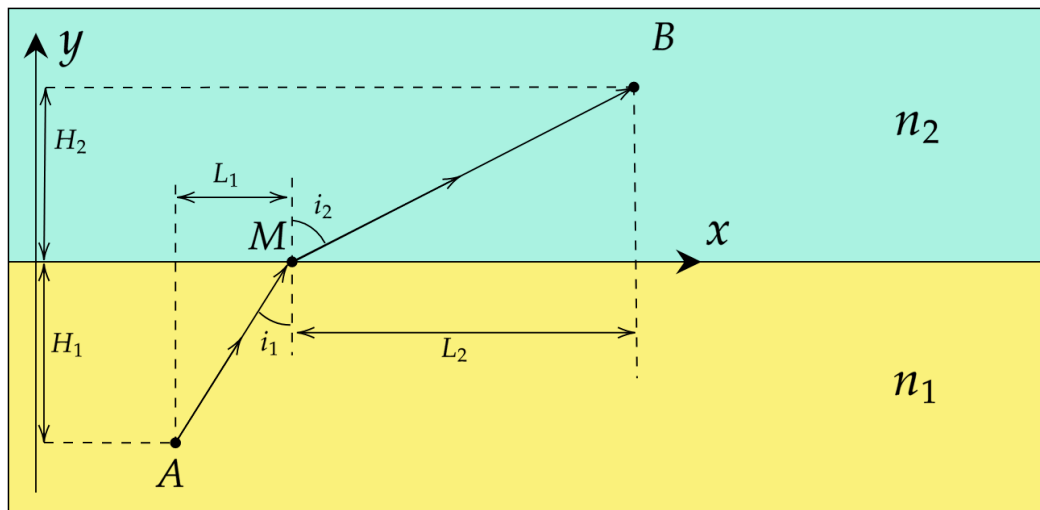


Figure 7 – Schéma utilisé pour la démonstration de la loi de Snell-Descartes.

2.4 Sources non-ponctuelles : cône d'ombre, cône de pénombre

Jusqu'à maintenant, on a étudié de quelle façon les rayons se propageaient. Il arrive toutefois qu'ils soient bloqués par un obstacle, générant une absence de lumière sur une certaine zone. Pour les sources étendues (i.e. non ponctuelles), il arrive également que certains rayons puissent passer et que d'autres soient bloqués par l'obstacle, par exemple dans le cas d'une éclipse partielle de Soleil.

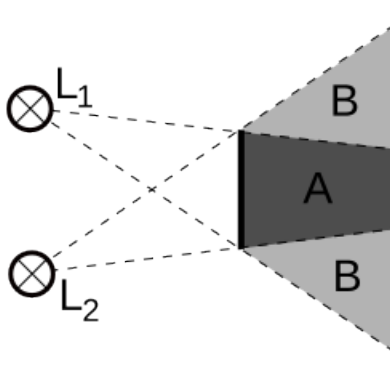


Figure 8 – Zones d'ombre (A) et de pénombre (B), générées par un obstacle vertical bloquant partiellement la lumière issue des sources L_1 et L_2 . Image issue de [Wikimedia Commons](#).

Un schéma est fourni en figure 8. On parle de zone d'**ombre** lorsqu'aucun rayon de la source lumineuse ne parvient à éclairer cette zone, et de zone de **pénombre** lorsque seule une partie des rayons lumineux est bloquée par l'obstacle.

2.5 Prismes

Hors-programme a priori? Peut-être mieux à traiter en exercice? Donner/démontrer la formule donnant l'indice du prisme en fonction de la déviation et de l'angle du prisme?

2.6 [Hors-programme IPhO] Principe de Fermat, principe de moindre action

Cette section est hors-programme dans le cadre du cours d'optique géométrique (le dernier paragraphe peut toutefois servir dans le cadre de celui d'ondes) (l'auteur concède que le début est une pure digression probablement assez peu utile).

On a dit précédemment que la loi de Snell-Descartes permet à la lumière d'emprunter le chemin le plus rapide dans son trajet, lorsqu'elle fait face à un changement de milieu. Il est donc question ici d'un problème de minimisation de temps de parcours. Ces problèmes de minimisation sont étudiés depuis assez longtemps avec un succès variable ; ainsi, Galilée s'était demandé au XVII^e quelle était la forme de la courbe permettant la descente la plus rapide entre deux points donnés A et B . D'autres savants comme Pierre de Fermat ont ensuite pris sa suite dans l'étude des problèmes de minimisation, conduisant à des avancées notables en optique géométrique.

Les problèmes de minimisation, dans des domaines variés allant de l'optique à la mécanique, ont conduit à des principes variationnels comme le principe de moindre action.

Ces méthodes variationnelles servent encore aujourd'hui dans des branches très variées de la mécanique. On peut notamment démontrer la seconde loi de Newton, aussi appelée *principe fondamental de la dynamique*, en admettant le principe de moindre action, et donc redémontrer toute la mécanique en partant d'un postulat différent ! Elles sont également un champ de recherche actif, en particulier en hydrodynamique.

Il est quelque peu troublant⁶ de se dire que la lumière "sait" toujours à l'avance quel chemin est le plus court, et l'emprunte directement. Heureusement, l'optique ondulatoire vient ici à notre secours ; abandonnant le modèle du rayon lumineux, on peut considérer que la lumière émet en chaque point des ondes sphériques, et que toutes les sources d'ondes sphériques interagissent simultanément entre elles. La résultante des interférences est alors... un rayon lumineux ! Ce modèle s'appelle le modèle de **Huyghens**.

3 Modèle de la lentille mince idéale

Dans cette partie, on va se pencher sur un composant central en optique : la lentille. Formée par l'association de deux dioptries, comme visible sur la figure 11, elle est placée dans un milieu environnant et va modifier la trajectoire des rayons lumineux.

On définit l'**axe optique** comme montré sur la figure 9. Il s'agit d'un axe orienté de la gauche vers la droite, sur lequel nous allons centrer nos éléments optiques. Par convention, la lumière se déplace toujours de la gauche vers la droite sur les schémas qui suivront.

On se place dans l'**approximation de Gauss**, qui consiste à ne considérer que des rayons faiblement inclinés par rapport à l'axe optique, et arrivant proches du centre optique de la lentille. Ces rayons sont appelés **rayons paraxiaux**. Dans le cas contraire, on peut se trouver en présence d'*aberrations géométriques*, car les rayons éloignés de l'axe sont plus déviés par la lentille que ceux paraxiaux. On peut également être en présence d'*aberrations chromatiques* si les matériaux utilisés sont trop dispersifs, et donc avoir un trajet des rayons lumineux qui va dépendre de la longueur d'onde. Mais dans cette section, on va supposer qu'il n'y a pas d'aberrations et que le modèle de lentille mince est valide. On parle de lentille mince car dans le cadre de ce modèle, on estime que l'épaisseur de la lentille est très faible devant son diamètre, et qu'on peut donc négliger la déviation des rayons lumineux lors du passage à l'intérieur de la lentille.

On admet dans la suite, dans le cadre de ce modèle, que les lentilles minces considérées sont **aplanétiques** : l'image d'un objet perpendiculaire à l'axe optique est elle aussi perpendi-

6. En tout cas, ça m'a beaucoup perturbée à l'époque...

culaire à l'axe optique. Plus généralement, l'image d'un plan perpendiculaire à l'axe optique est également un plan perpendiculaire à l'axe optique. De même, on supposera que les lentilles minces sont **stigmatiques**, autrement dit, que l'image d'un point par la lentille est un point.

On commence par (re)voir⁷ le cas de la lentille convergente.

Définition 6 : Lentille convergente

Une lentille convergente est schématisée par une double flèche \updownarrow . Comme on le voit sur la figure 9, une lentille convergente est dotée d'un **centre optique** O , d'un **foyer objet** F , placé à gauche de O , et d'un **foyer image** F' , placé à droite de O . Ces deux foyers sont symétriques l'un de l'autre par rapport à O . On définit enfin la **distance focale** (parfois appelée distance focale image) $\overline{OF'} = f' > 0$, toujours positive pour une lentille convergente^a.

^a. On rappelle au passage la définition de la valeur algébrique pour une longueur sur l'axe optique Ox : $\overline{OF'} = \|\overline{OF'}\|$ si $\overline{OF'}$ pointe vers les x croissants, et $\overline{OF'} = -\|\overline{OF'}\|$ sinon

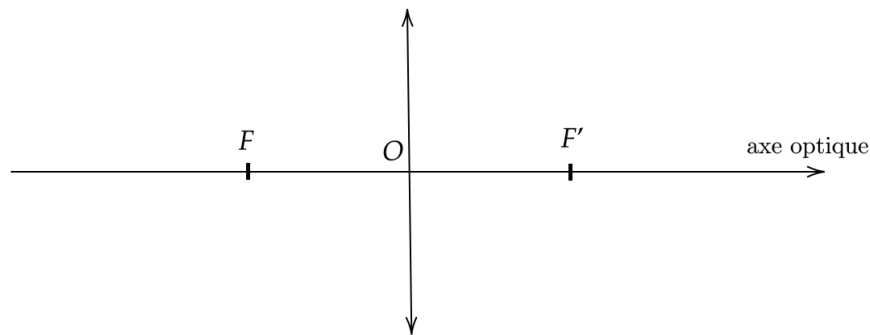


Figure 9 – Schéma d'une lentille convergente.

Suite à cela, voilà la première grande nouveauté de ce cours par rapport aux programmes de lycée : la **lentille divergente**.

Définition 7 : Lentille divergente

Une lentille divergente est schématisée par une double flèche dont les pointes sont inversées. Comme on le voit sur la figure 10, une lentille divergente est dotée d'un **centre optique** O , d'un **foyer objet** F , placé à droite de O , et d'un **foyer image** F' , placé à gauche de O . Ces deux foyers sont symétriques l'un de l'autre par rapport à O . On définit enfin la **distance focale** $\overline{OF'} = f' < 0$, toujours négative pour une lentille divergente.

Vous avez sans doute l'impression à ce stade que la définition de lentille divergente est un mauvais copié-collé de celle de lentille convergente. C'est plutôt vrai pour le copié-collé, et ces deux types de lentilles présentent de fait de nombreuses similitudes. Mais on va voir dans

⁷. Au programme de seconde générale (réforme 2019), revu dans les classes suivantes en spécialité physique-chimie

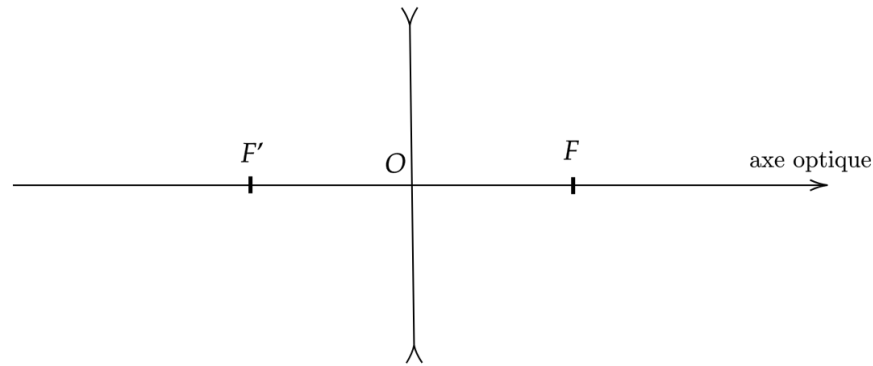


Figure 10 – Schéma d'une lentille divergente. Le foyer objet F est à droite du centre optique O tandis que le foyer image F' est à sa gauche.

la partie qui suit à quel point les petites différences de définition vont avoir un grand impact sur la propagation des rayons lumineux.

Juste avant d'aborder cela, on montre en figure 11 comment distinguer des lentilles convergentes et divergentes : les lentilles convergentes sont plus épaisses au centre qu'aux bords, et à l'inverse, les lentilles divergentes sont plus épaisses aux bords qu'au centre⁸.

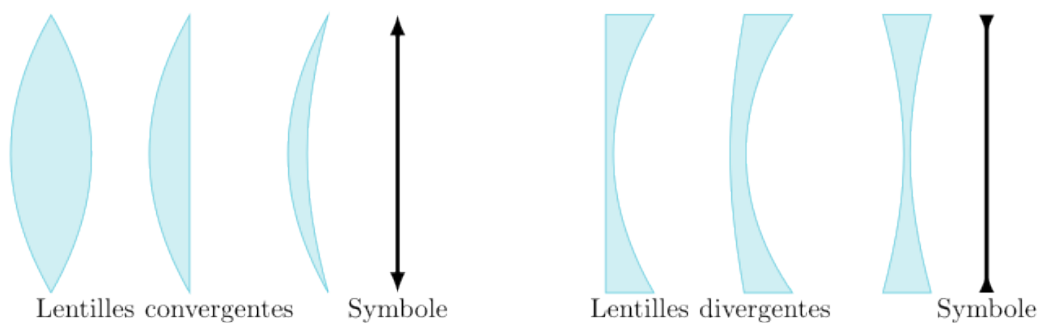


Figure 11 – Différentes formes de lentilles. On peut différencier les lentilles convergentes et divergentes de façon relativement simple ; les lentilles convergentes sont plus épaisses au centre qu'aux bords, et inversement pour les lentilles divergentes. Image issue de [femto-physique](#).

3.1 Construction d'images

Dans toute cette partie, on considère un objet $A \rightarrow B$ dont on fait l'image $A' \rightarrow B'$ par une lentille. L'objet peut être placé à différents endroits sur l'axe optique. On appelle **plan focal objet** (resp. **plan focal image**) le plan orthogonal à l'axe optique passant par F (resp. F'). Cette définition est valable à la fois pour les lentilles convergentes et les lentilles divergentes.

8. On peut retrouver les propriétés de convergence ou divergence de telles lentilles à l'aide de la courbure des dioptries les formant, mais cela sort du modèle de la lentille mince idéale et du programme des IPhO, donc on ne s'étendra pas sur ce sujet.

3.1.1 Cas d'une lentille convergente

Méthode 1 : Construire l'image d'un objet par une lentille convergente

Les rayons passant par une lentille convergente obéissent à cinq propriétés, qui permettent de construire l'image d'un objet par la lentille :

1. Les rayons passant par le centre optique O ne sont pas déviés ;
2. Les rayons passant par le foyer objet F ressortent parallèles à l'axe optique ;
3. Les rayons arrivant parallèles à l'axe optique ressortent en passant par le foyer image F' ;
4. Des rayons se coupant dans le plan focal objet ressortent parallèles ;
5. Des rayons arrivant parallèles sur la lentille ressortent en se coupant dans le plan focal image.

Les propriétés 1, 2 et 3 sont utiles lorsqu'on veut déterminer l'image d'un objet par la lentille, en traçant des rayons particuliers. Les propriétés 4 et 5, quant à elles, sont à utiliser lorsqu'on souhaite déterminer la déviation par la lentille d'un rayon lumineux quelconque donné.

La lentille convergente mérite bien son qualificatif de "convergente" ; en effet, considérons une source de rayons parallèles à l'axe optique arrivant sur la lentille. Comme les rayons sont parallèles à l'axe optique, selon la troisième propriété énoncée ci-dessus, ils vont ressortir par le foyer image F' . On aura ainsi une convergence des rayons lumineux au point F' .

On va mettre de suite ces propriétés à profit pour construire l'image d'un objet par une lentille convergente.

Exemple 4 : Image d'un objet réel placé avant F par une lentille convergente

On se base sur la figure 12, et on va appliquer les règles de tracés de rayons précédemment énoncées. On a tout d'abord un rayon partant de B parallèle à l'axe optique. Ce rayon, une fois sorti de la lentille, passera par le foyer image F' comme stipulé par la propriété 3. On a ensuite un rayon partant de B qui passe par le centre optique. Par propriété 1, il ne sera pas dévié. Enfin, le rayon partant de B et passant par le foyer objet F ressortira de la lentille en étant parallèle à l'axe optique, comme l'indique la propriété 2. L'image B' de B par la lentille se trouve à l'intersection de ces trois rayons, qui doivent se croiser car on a supposé le système stigmatique. On peut alors retrouver l'image A' de A par la lentille grâce à la propriété d'aplanétisme ; comme l'objet $A \rightarrow B$ est perpendiculaire à l'axe optique, $A' \rightarrow B'$ doit également l'être, et on sait de plus par propriété 1 que A' est nécessairement sur l'axe optique. On peut alors tracer l'image $A' \rightarrow B'$ obtenue.

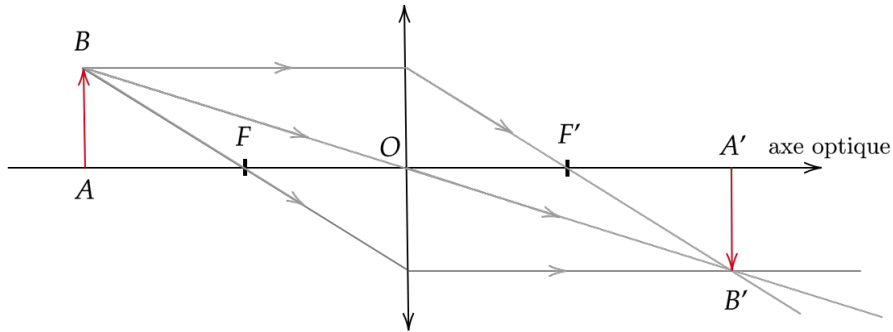


Figure 12 – Construction de l'image d'un objet AB par une lentille convergente : cas où l'objet est placé avant le foyer objet F .

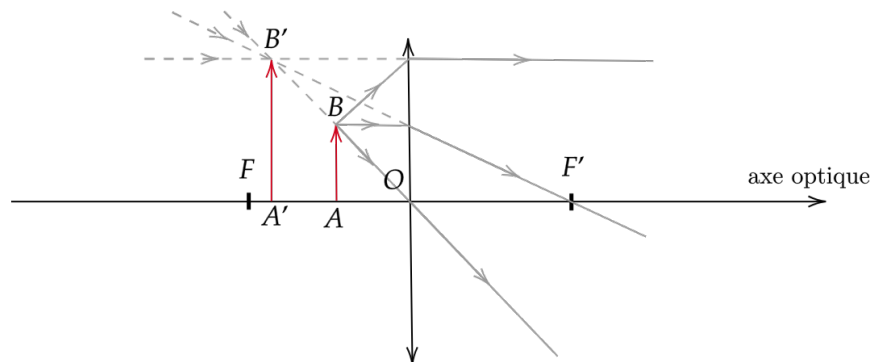


Figure 13 – Construction de l'image d'un objet AB par une lentille convergente : cas où l'objet est placé après le foyer objet F . Les tracés en pointillés correspondent aux prolongements de rayons lumineux

Exemple 5 : Image d'un objet réel placé après F par une lentille convergente

On se base sur la figure 13. On peut commencer à tracer les trois mêmes rayons que dans le cas précédent mais, problème : ils ne peuvent pas se croiser à droite de la lentille... qu'à cela ne tienne, il suffit de les prolonger à gauche pour trouver leur point de croisement, qui sera l'image B' de B par la lentille. Les rayons issus de B semblent donc provenir de B' lorsqu'on observe à l'œil ou avec une caméra à droite de la lentille. Toutefois, il n'est pas possible de faire converger les rayons lumineux issus de B sur un écran, contrairement au cas précédent.

On remarque qu'il y a quand même une certaine différence entre ces deux exemples ; sur la figure 12, l'image est du côté droit de la lentille, les rayons partant de chaque point de l'objet sont focalisés sur un point de l'image par la lentille, ce qui permet par exemple d'afficher l'image sur un écran. À l'inverse, sur la figure 13, l'image est du côté gauche de la lentille, on a

dû procéder à un prolongement fictif (et pas forcément intuitif la première fois qu'on le voit!) des rayons lumineux pour l'obtenir, et il est impossible de l'afficher sur un écran puisque les rayons divergent à l'infini du côté droit de la lentille, autrement dit du côté de l'observateur. La seule manière de voir cette image est d'utiliser un dispositif optique pouvant recueillir les rayons émergents de la lentille, comme un œil ou un appareil photo. On dit que l'image de la figure 12 est **réelle** tandis que l'image de la figure 13 est **virtuelle**.

Plus formellement,

Définition 8 : Image réelle, image virtuelle

Une image A' est dite **réelle** si les rayons émergents du système optique passent effectivement par A' . À l'inverse, une image est dite **virtuelle** si seuls les prolongements^a des rayons lumineux passent par A' .

^a. On parle aussi parfois de supports des rayons lumineux

Maintenant que nous sommes échauffé-es, passons au cas d'une lentille divergente !

3.1.2 Cas d'une lentille divergente

On a vu que la lentille divergente est définie comme un copié-collé presque parfait de la lentille convergente, sauf que les foyers objet et image sont inversés. On va voir l'impact résultant sur la propagation des rayons lumineux.

Méthode 2 : Construire l'image d'un objet par une lentille divergente

Les rayons passant par une lentille divergente obéissent à cinq propriétés, qui permettent de construire l'image d'un objet par la lentille :

1. Les rayons passant par le centre optique O ne sont pas déviés ;
2. Les rayons dont le prolongement à droite (= prolongement du rayon si la lentille n'existait pas) passe par le foyer objet F ressortent parallèles à l'axe optique ;
3. Les rayons arrivant parallèles à l'axe optique ressortent en semblant venir du foyer image F' , ou autrement dit, leur prolongement à gauche, sans tenir compte de la présence de la lentille, passe par F' ;
4. Des rayons dont les prolongements se coupent dans le plan focal objet ressortent parallèles ;
5. Des rayons arrivant parallèles sur la lentille ressortent avec des prolongements se coupant dans le plan focal image.

On comprend mieux le qualificatif de "divergente" associée à une telle lentille ; une source de rayons parallèles arrivant sur la lentille ressortira en semblant venir du foyer image F' , et donc en semblant diverger depuis ce point.

Voyons sur quelques exemples ce que cela donne !

Exemple 6 : Image d'un objet réel placé avant F' par une lentille divergente

On se base sur la figure 14. On trace les trois rayons correspondant aux propriétés 1, 2, 3 énoncées dans le cas d'une lentille divergente. Comme ils ne se coupent pas à droite de la lentille, on les prolonge à gauche comme dans le cas de l'image virtuelle obtenue précédemment par une lentille convergente, et on obtient ainsi la position de B' au point d'intersection. L'image obtenue est virtuelle car ce sont les prolongements des rayons issus de B qui passent par B' , et non les rayons en tant que tels.

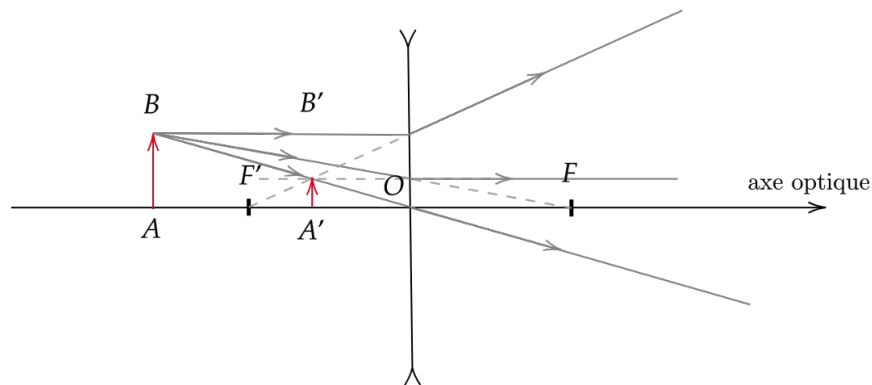


Figure 14 – Construction de l'image d'un objet AB par une lentille divergente : cas où l'objet est placé avant le foyer objet F .

On peut constater⁹ qu'on obtient à nouveau une image virtuelle si l'on place l'objet $A \rightarrow B$ entre F' et O . Mais alors, est-ce impossible de former une image réelle à partir d'une lentille divergente? Ce serait tout de même bien triste, surtout au vu des similitudes entre lentilles convergentes et divergentes. Considérons la figure 15.

Vous avez peut-être envie, en voyant cette figure, de hurler très fort que cela n'a aucun sens physique, étant donné la propagation de la lumière de gauche à droite, de placer un objet *après* la lentille divergente. En effet, jusqu'à maintenant, on a considéré des objets placés à gauche des lentilles, qui sont des objets **réels**. Ici, ce n'est plus le cas, et on arrive alors au concept d'**objet virtuel**. Mais comment aurait-t-on l'image de l'objet par le système? Pour mieux comprendre, regardons la situation illustrée sur la figure 16.

Sur cette figure, on voit des rayons parallèles à l'axe optique provenant d'une source à l'infini arrivant sur une lentille convergente. Celle-ci les fait focaliser vers le foyer image F' , mais la présence du miroir déplace la formation de l'image du point F' au point $+$. L'image obtenue est réelle; on peut l'afficher sur un écran. En revanche, cette image est celle d'un objet virtuel, situé au point F' , derrière le miroir. Le qualificatif "virtuel" de l'objet traduit le fait qu'il n'existe pas physiquement.

Définition 9 : Objet réel, objet virtuel

Un objet est dit **réel** s'il est placé en amont du système optique. Il est dit **virtuel** lorsqu'à l'inverse, il est formé de rayons qui convergent dans le système optique [3].

9. C'est un bon exercice de tracé de rayons, la manière de procéder est identique aux cas précédents.

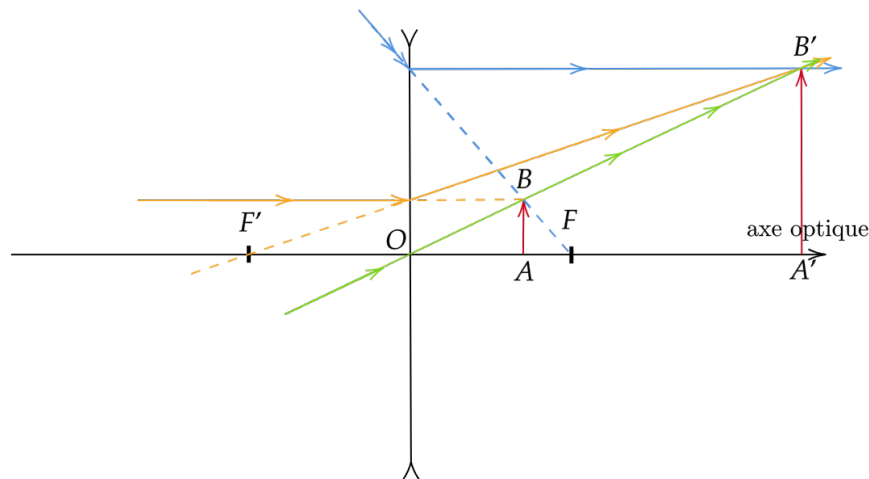


Figure 15 – Construction de l'image réelle d'un objet par une lentille divergente. L'objet $A \rightarrow B$ est placé après O . Une fois n'est pas coutume, on a coloré les rayons et leurs supports afin de faciliter la lecture.

C'est exactement ce qu'il se passe dans la figure 16 : l'objet est formé de rayons qui convergent dans le système optique, d'où son caractère virtuel.

Revenons au cas de la figure 15. Supposons qu'on ait formation d'un objet virtuel derrière la lentille. Cet objet est donc formé de rayons arrivant par la gauche de la lentille. Les règles de construction de rayons pour les lentilles divergentes contraignent alors les rayons bleu, orange et vert à suivre les trajectoires indiquées. Les prolongements de ces rayons se coupent bien au niveau de l'objet $A \rightarrow B$, mais ces rayons sont déviés par la lentille, et forment finalement l'image réelle $A' \rightarrow B'$.

Pour résumer autrement la distinction entre objets et images réels et virtuels, on peut utiliser le concept d'**espace objet** et d'**espace image** :

- L'**espace objet réel** est la zone de l'espace placée à gauche du système optique (qui peut être une lentille simple ou bien une combinaison de lentilles et/ou de miroirs), dans ce cas, on peut en effet placer une source lumineuse sur l'objet et observer la propagation des rayons. L'**espace objet virtuel** est constitué du reste de l'espace, incluant notamment l'intérieur du système optique¹⁰ ;
- L'**espace image réel** est la zone de l'espace placée après le système optique, dans ce cas, on peut former l'image d'un objet sur un écran. L'**espace image virtuel** est constitué du reste de l'espace, incluant notamment l'intérieur du système optique.

On peut alors définir de façon plus visuelle les concepts d'objet et d'image réels ou virtuels :

- Un objet est réel lorsqu'il est placé dans l'espace objet réel, et virtuel sinon ;
- Une image est réelle lorsqu'elle est placée dans l'espace image réel, et virtuelle sinon.

3.2 Relation de conjugaison des lentilles minces

On peut avoir envie d'estimer la position de l'image d'un objet autrement qu'en faisant des tracés à l'aide d'une règle et d'un crayon. La relation de conjugaison des lentilles minces est

¹⁰. Cela n'a pas d'importance lorsqu'on considère une lentille mince, mais est bon à savoir lorsque le système optique considéré est composé de plusieurs lentilles, éventuellement avec des miroirs, ou de lentilles non minces, par exemple.

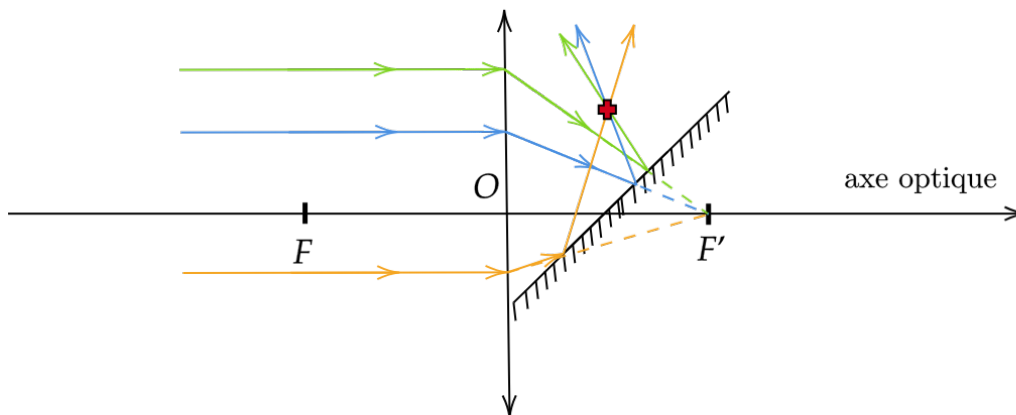


Figure 16 – Exemple d’objet virtuel : une source à l’infini envoie un faisceau de rayons parallèles en entrée d’une lentille convergente. Ceux-ci sont focalisés comme s’ils allaient passer par le foyer image F' de la lentille, sauf qu’un miroir (indiqué par le plan avec hachures) les dévie avant d’arriver à F' : les rayons convergent et forment une image réelle au niveau du + rouge. L’image correspond à l’objet virtuel placé en F' , derrière le miroir. Il s’agit d’un objet virtuel au sens où il n’existe pas physiquement.

ainsi un outil très utile pour pouvoir calculer la position d’un point particulier dans le système optique.

Propriété 5 : Relation de conjugaison

Soient une lentille mince de distance focale f' , A la position d’un objet sur l’axe optique et A' la position de son image par la lentille sur l’axe optique. La lentille mince vérifie la relation :

$$\frac{1}{OA'} - \frac{1}{OA} = \frac{1}{f'} \quad (4)$$

On peut également écrire cette relation

$$\frac{1}{OA'} - \frac{1}{OA} = V \quad (5)$$

Où V est la **vergence** de la lentille, exprimée en m^{-1} ou en dioptries¹¹ δ .

Le concept de vergence est utile lorsqu’on a plusieurs lentilles accolées. Considérons deux lentilles minces (L_1) et (L_2) de distances focales f'_1 et f'_2 , accolées de telle sorte qu’on puisse confondre en un point O leurs centres optiques O_1 et O_2 respectifs. La lentille (L_1) fait du point A une image A_1 , qui va être utilisée comme objet en entrée de (L_2), qui en fera une image A_2 . La relation de conjugaison (4) donne alors $\frac{1}{OA_1} - \frac{1}{OA} = \frac{1}{f'_1}$ pour la lentille (L_1) et

11. La dioptrie, notée δ , est une unité définie telle que $1\delta = 1m^{-1}$

$\frac{1}{OA_2} - \frac{1}{OA_1} = \frac{1}{f'_2}$ pour la lentille (L_2). En sommant ces deux équations, les termes en $\frac{1}{OA_1}$ se simplifient, et on trouve $\frac{1}{OA_2} - \frac{1}{OA} = \frac{1}{f'_1} + \frac{1}{f'_2} = V_1 + V_2$ en notant V_i la vergence de (L_i).

L'accolement de deux lentilles minces est donc une lentille mince de vergence égale à la somme des vergences de ses composantes.

3.3 Qualifier une image

Dans cette partie, quelques rappels de lycée sur le vocabulaire à connaître pour décrire une image, en plus de ce qui a déjà été énoncé sur les images réelles et virtuelles.

On commence par définir une grandeur qui sera utile dans la suite, le **grandissement** γ d'un objet $A \rightarrow B$ par une lentille :

$$\gamma = \frac{\overline{A'B'}}{\overline{AB}} \quad (6)$$

Définition 10 : Image droite, image inversée

On dit qu'une image est **droite** lorsque $\gamma > 0$, ou autrement dit, lorsque $A \rightarrow B$ et $A' \rightarrow B'$ pointent dans le même sens. Dans le cas contraire, on dit que l'image est **inversée**.

Définition 11 : Image agrandie, image réduite

On dit qu'une image est **agrandie** lorsque $|\gamma| > 1$, et **réduite** lorsque $|\gamma| < 1$.

Pour donner un exemple, sur la figure 13, l'image est virtuelle, droite et agrandie.

Attention à ne pas confondre le grandissement d'un objet avec le **grossissement**, qu'on va voir dans peu de temps avec l'exemple de la lunette astronomique.

4 Applications : appareils optiques

4.1 Une lentille convergente : loupe

Une application immédiate des concepts vus dans la partie d'avant est la loupe : simple lentille convergente, comme représenté en figure 9, la loupe permet d'agrandir les objets placés suffisamment proches de son centre, plus précisément, lorsque les objets sont placés entre F et O . L'image obtenue est alors virtuelle, comme montré en figure 13 ; elle requiert un œil humain (ou autre dispositif d'imagerie) pour pouvoir être visualisée. La loupe est un dispositif intéressant car elle permet de mettre des images à l'infini lorsque les objets associés sont placés dans le plan focal objet, ce qui évite à l'œil de devoir accommoder pour les voir nettes. Cela est illustré sur la figure 17.

4.2 Deux lentilles convergentes : lunette astronomique

Cette partie correspond au programme de terminale spécialité physique-chimie (programme 2019).

La lunette astronomique est un système optique formé de deux lentilles convergentes (L_1) et (L_2), placées de telle façon que le foyer image F'_1 de (L_1) est confondu avec le foyer objet F'_2 de (L_2), comme on le voit en figure 18.

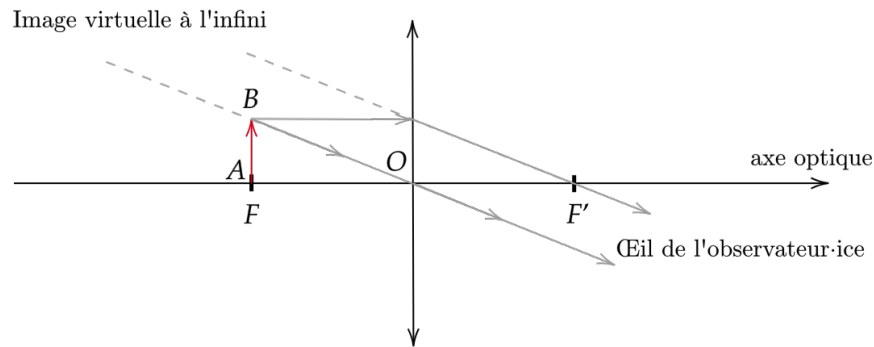


Figure 17 – Image à l’infini obtenue à l’aide d’un objet placé dans le plan focal objet d’une loupe.

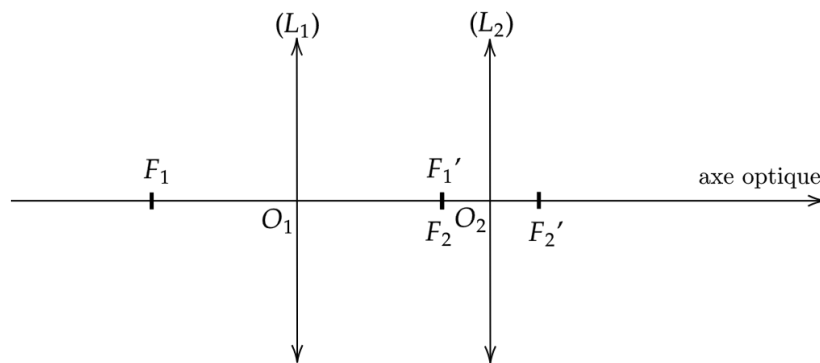


Figure 18 – Schéma d’une lunette astronomique, formée de deux lentilles convergentes (L_1) et (L_2).

La lentille (L_1) est appelée **objectif** et la lentille (L_2) **oculaire**, et leurs distances focales vérifient $f'_1 > f'_2$ afin d’avoir un grossissement des objets observés, comme on va le voir plus loin.

Les lunettes astronomiques sont conçues pour observer des objets placés très loin de l’observateur·ice, qui peuvent être considérés comme étant à l’infini dans le cadre de l’optique géométrique. Essayons de faire l’image d’un objet situé à l’infini par la lunette. On considère un objet vu sous un angle α par rapport à l’axe optique. La figure 19 montre les tracés de rayons lumineux. Comme les rayons incidents sur (L_1) sont parallèles, par les propriétés précédemment vues, ils se coupent dans le plan focal image de (L_1), où se forme ainsi l’image de l’objet observé. Or, le plan focal image de (L_1) est également le plan focal objet de (L_2), ce qui envoie l’image de la flèche rouge à l’infini après passage par (L_2).

On dit que la lunette astronomique est un **système afocal**, car elle envoie à l’infini l’image d’un objet situé à l’infini. Autrement dit, il n’y a pas de point de focalisation des rayons à l’issue du système optique.

Par opposition aux systèmes afocaux, les **systèmes focaux** sont ceux pour lesquels un objet

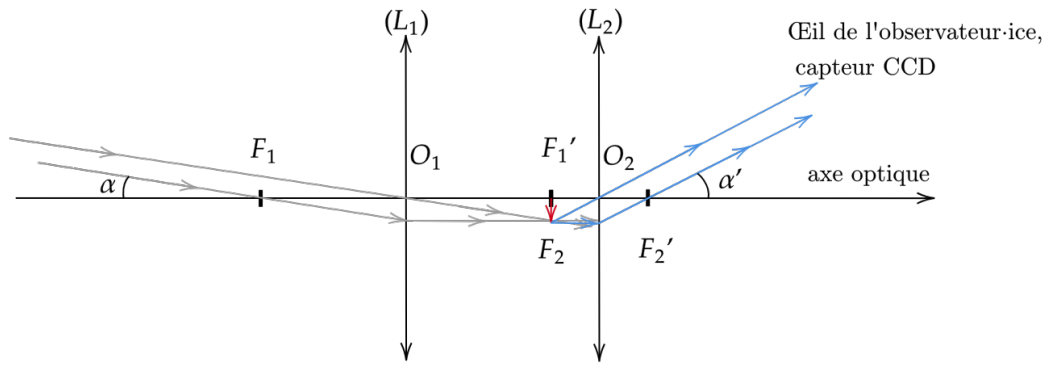


Figure 19 – Trajet des rayons lumineux provenant d'un objet vu sous un angle α par rapport à l'axe optique. On a représenté en gris les rayons servant à former l'image intermédiaire de l'objet, qui est symbolisé par une flèche rouge, et en bleu les rayons issus de l'image intermédiaire, qui sortent de la lunette.

situé à l'infini possède une image à distance finie du système, par exemple les lentilles, et l'on peut alors définir les foyers objet et image d'une lentille comme les conjugués des points situés à l'infini.

L'intérêt d'une lunette astronomique est qu'elle permet de voir un objet sous un angle apparent α' plus grand qu'à l'œil nu, où celui-ci vaudrait α . On définit alors le **grossissement** G d'une lunette astronomique tel que :

$$G = \frac{\alpha'}{\alpha} \quad (7)$$

Il n'est toutefois pas très pratique de mesurer des angles apparents pour déterminer le grossissement d'une lunette. On va l'exprimer en fonction des distances focales, en utilisant l'approximation des petits angles $\tan(x) \simeq x$ pour $x \ll 1$, et en notant AB la taille de l'image intermédiaire en F_1' :

Pour α :

$$\alpha \simeq \tan(\alpha) = \frac{AB}{F_1'O_1} = \frac{AB}{f_1'}$$

Pour α' :

$$\alpha' \simeq \tan(\alpha') = \frac{AB}{F_2'O_2} = \frac{AB}{f_2'}$$

D'où

$$G = \frac{\alpha'}{\alpha} = \frac{f_1'}{f_2'} > 1 \quad (8)$$

$G > 1$ pour $f_2' < f_1'$, comme dit précédemment et représenté sur le schéma, ce qui permet de grossir les objets.

Le grossissement permet ainsi de comparer les lunettes astronomiques. À noter que comme les objets sont à l'infini, on ne peut pas calculer le grandissement d'un objet par la lunette.

Références

- [1] T. Bécherrawy. *Optique géométrique : cours et exercices corrigés*. fr. Licence Maitrise Doctorat. Physique. OCLC : 156911167. Bruxelles : De Boeck, 2006. isbn : 9782804149123.
- [2] J.-P. Faroux et J. Renault. *Optique : optique géométrique et optique physique cours et 94 exercices corrigés 1re et 2e années MP, PC*. fr. J'intègre. Paris : Dunod, 1998. isbn : 9782100031931.
- [3] J. Roussel. *COURS D'OPTIQUE*. fr. url : <https://femto-physique.fr/optique/index.php> (visité le 11/01/2026).

Préparation aux olympiades – version 2025-26 – contributeur·ice·s : Camille-Lucia Cathalan – Sources des figures : **1** : [Wikimedia Commons](#), **8** : Klaus-Dieter Keller, CC BY 3.0 via [Wikimedia Commons](#), **11** : [femto-physique](#), Camille-Lucia Cathalan pour les autres