Optique

Chapitre 1

Vers l'optique ondulatoire

Vers l'optique ondulatoire

Comme nous le verrons dans le cours d'électromagnétisme, la lumière peut être vue comme une onde propagative. Cet aspect ondulatoire va avoir quelques conséquences qui ne sont pas rare d'observer dans la vie courante : irisation des bulles de savon, le halo lumineux autour de la Lune par temps de brouillard (léger)… Mais avant de nous plonger dans l'étude de ces phénomènes, nous allons commencer par nous intéresser aux bases de l'optique, c'est-à-dire aux différents modèles existants de la lumière.

Dans la première partie nous commencerons par revoir les notions importantes de l'optique géométrique. Cette optique, et notamment la manière de « tracer des rayons lumineux » est un des préliminaires requis pour pouvoir comprendre, et donc traiter, les problèmes d'optique ondulatoire.

Nous verrons ensuite, dans une deuxième partie, une autre manière de représenter la lumière, appelée « modèle scalaire de la lumière ». Cela nous permettra d'aborder des notions qui seront fondamentales pour les chapitres suivants.

Table des matières

Biographies succintes

Willebrord Snell

(1580 Leyde – 1626 Leyde)

Le père de Willebrord est professeur de mathématiques à l'université de Leyde et bien que ce dernier l'incite à suivre des études de droit, il préfère les mathématiques. À 20 ans il quitte les Pays-Bas pour faire un petit tour d'Europe (durant lequel il rencontrera Tycho Brahé et Képler) avant de revenir en 1608 et de devenir professeur à l'université de Leyde. Ce n'est qu'en marge de ses travaux mathématiques qu'il découvre la loi de la réfraction en 1621 mais ne la publie pas. Il meurt à 46 ans alors qu'il allait être nommé recteur.

René Descartes

(1596 La Haye, Touraine – 1650 Stockholm)

De père conseiller au parlement et de mère issue de la noblesse, René n'aura guère de soucis financier dans sa vie. Il fait ses études au lycée de La Flèche et reçoit une solide formation en mathématique, physique et philosophie. Après les rencontres avec Beekman et le père Mersenne il écrit *Le discours de la méthode* en 1637, ouvrage dans lequel il expose sa méthode qui lui permettra d'écrire La dioptrique et *La géométrie*. Il publie la loi de la réfraction que Snell avait découverte sans la publier mais il existe un doute sur le fait que Descartes avait connaissance de ces travaux, doutes émis par Huygens en particulier.

Étienne Louis Malus de Mitry

(1775 Paris – 1812 Paris)

Renvoyé de l'école du génie de Mézière en 1793 comme « suspect », Étienne est envoyé dans une école à Dunkerque où un ingénieur remarque son potentiel et l'oriente vers l'école Polytechnique où il entre en 1794. Dès sa sortie de l'école, il participe à la campagne d'Egypte (1798-1801) puis devient responsable des travaux du port d'Anvers et des fortifications de Strasbourg. Il est élu à l'académie des sciences en 1810 et devient directeur de l'école Polytechnique en 1811 juste avant de décéder d'une épidémie de choléra. Ses travaux les plus célèbres sont en optique avec la loi de Malus en $\cos^2\theta$ et le théorème de Malus sur les surfaces d'onde.

Carl Friedrich Gauss

(1777 Brunswick – 1855 Göttingen)

Carl Gauss est incontestablement considéré comme l'un des plus grands scientifiques de tous les temps. Tant en mathématiques qu'en physique, ses apports furent importants. Né dans une famille pauvre, Carl montre des dons pour les mathématiques : il su mener des calculs compliqué avant de savoir écrire. Encouragé par son père et aidé par une riche famille de Brunswick, Carl fait de brillantes études et c'est en tant que directeur de l'observatoire de Göttingen qu'il mènera tous ses travaux. En ce qui concerne la physique, citons seulement les conditions de Gauss en optique, la gaussienne, le théorème de Gauss et une vieille unité de champ magnétique : le gauss (10^{-4} tesla).

Augustin CAUCHY

(1789 Paris – 1857 Sceaux, Hauts-de-Seine)

Arrivé deuxième au concours d'entrée à l'école Polytechnique, Augustin fut au cœur des bouleversements politiques de l'époque. Il reste malgré tout l'un des plus grands mathématiciens français avec plus de 800 publications et 7 ouvrages. La loi de CAUCHY connue en optique n'est qu'un tout petit résultat face à ce qu'il a fait en probabilité, géométrie, algèbre, analyse et analyse complexe.

Max Karl Ernst Ludwig PLANCK

(1858 Kiel – 1947 Göttingen)

Max effectue des études de mathématiques à Munich et sa thèse en 1879 sur le second principe n'est pas très remarquée. Max est critique vis-à-vis de la pédagogie de ses maîtres, notamment HELMHOLTZ et KIRCHHOFF. Il es nommé professeur à Munich en 1880 puis à Kiel en 1885 et enfin à Berlin en 1889 date à laquelle il émet une hypothèse d'apparence farfelue mais qui se révèlera un des fondements de la mécanique quantique : la quantification des énergies d'oscillations. Il reçoit le prix Nobel en 1918. Il tente comme il peut de préserver les enseignants juifs, mais en vain ce qui entraîne sa démission en 1937. Sa vie personnelle est jalonnée de drames : sa première femme meurt en lui laissant quatre enfants dont trois meurent (un durant la première guerre mondiale, deux autres en couches), sa maison sera bombardée par les aliés détruisant tous ses documents, un de ses fils issu d'un second mariage, est exécuté pendant la guerre, ...

I – Rappels d'optique géométrique

✧ Comme l'indique le titre de cette partie : beaucoup de rappels, peu d'explications…

I·1 – Lois de Snell – Descartes

I·1·*i* – modèles de la lumières

✧ Même si, désormais, la mécanique quantique a imposé une « dualité onde – corpuscule » pour la lumière, à notre niveau, c'est-à-dire pour les applications que nous étudierons, nous nous référerons *soit* à l'aspect corpusculaire, *soit* à l'aspect ondulatoire de la lumière.

✯ modèle corpusculaire

La lumière est composée de photons.

Un *photon* est une particule caractérisée par sa fréquence ν et :
- ➜ de masse rigoureusement nulle ;
- ➜ d'énergie $E = h\,\nu$ avec $h = 6{,}62.10^{-34}$ J.s la constante de Planck ;
- ➜ de quantité de mouvement $p = \dfrac{h\,\nu}{c}$ dans le vide.

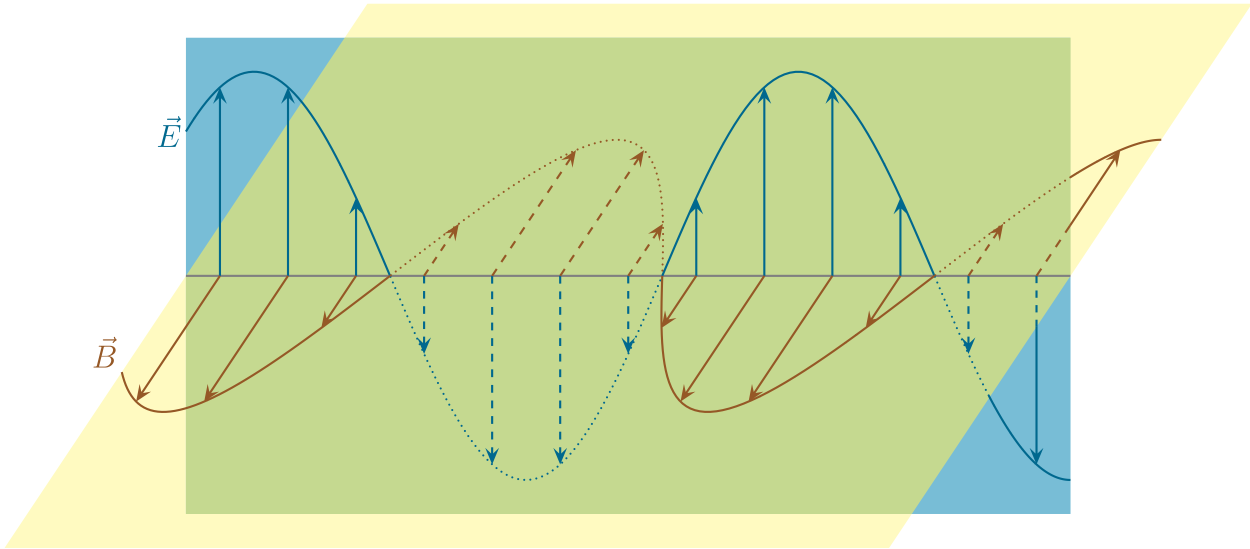
Remarque. Mieux vaut ne pas tenter de changer de référentiel lorsque nous aurons affaire à des photons car il s'agit là du domaine de la relativité restreinte.

✯ modèle ondulatoire

✧ Nous montrerons cela dans le chapitre consacré en électromagnétisme.

La lumière est un onde électromagnétique.

La plupart du temps $\vec{E}$ et $\vec{B}$ sont transverses et le trièdre $(\vec{k},\vec{E},\vec{B})$, avec $\vec{k}$ le vecteur d'onde, est direct.



✫ domaine visible

Le domaine du visible s'étend de 400 à 800 nm.

Remarque. Sauf précision explicite, lorsque nous parlerons de longueur d'onde, nous sous-entendrons « longueur d'onde dans le vide ».

✧ Numériquement cela correspond à des fréquences

$$\nu_{\text{visible}} = \frac{c}{\lambda} = \frac{3.10^8}{5.10^{-9}} \sim 10^{15}$$

Les fréquences du visibles sont de l'ordre de 1 PHz.

I·1·*ii* – indice optique d'un milieu

✫ définition

L'*indice optique* d'un milieu est défini par $n = \dfrac{c}{v_\varphi}$ où

- ➜ c est célérité des ondes dans le vide ;
- ➜ v_φ est la célérité des ondes dans le milieu.

L'indice optique caractérise la *réfringence* d'un milieu.

$n_{\text{vide}} = 1 \qquad n_{\text{air}} = 1 + 3.10^{-4} \quad n_{\text{eau}} = 1{,}33 \quad n_{\text{verre}} = 1{,}5$

✯ loi de Cauchy

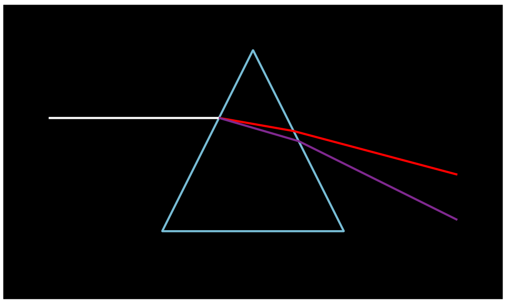
Dans un milieu usuel l'indice d'un milieu obéit à la loi deCauchy

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2} \qquad \text{avec} \qquad A,B > 0$$

✧ Ainsi dans un milieu usuel

$$n_{\text{rouge}} < n_{\text{bleu}}$$

✧ C'est ainsi que lors d'une *réfraction* le rouge est le moins dévié.



✯ milieu biréfringent

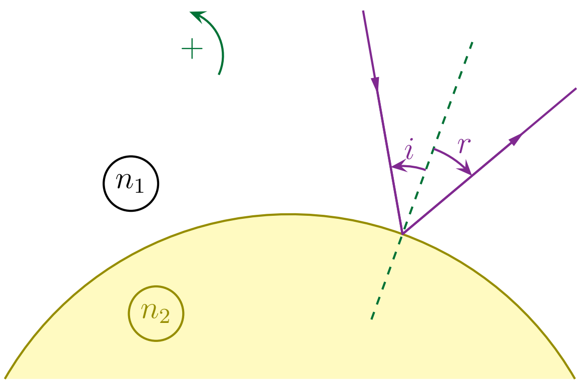
Un milieu *biréfringent* est un milieu où l'indice dépend de la direction du champ $\vec{E}$.

✧ Un milieu biréfringent n'est donc pas isotrope.
✧ Exemples : cristaux liquides, lunettes 3D de cinéma...

I·1·*iii* – lois de la réflexion

Au niveau de l'interface entre deux milieux d'indices différents, interface appelée *dioptre* nous avons :

➜ le rayon réfléchi dans le plan d'incidence défini par la normale au point d'impact et par le rayon incident ;
➜ $i = r$ (version non algébrique) ou $r = -i$ (version algébrique).



✧ Remarquons que s'il n'y a pas d'indice différent, il n'y a pas de réflexion même si les milieux sont physiquement différents.

◇ Comme la loi ne dépend pas de l'indice, la réflexion permet d'obtenir des systèmes optiques complètement achromatiques.

Il y a **toujours** réflexion en optique géométrique.

Dans le cadre des ondes électromagnétiques, il existe un angle pour lequel il peut ne pas y avoir de réflexion, c'est l'angle de Brewster. Mais ce n'est plus de l'optique géométrique puisqu'il faut tenir compte de la polarisation de l'onde électrique.

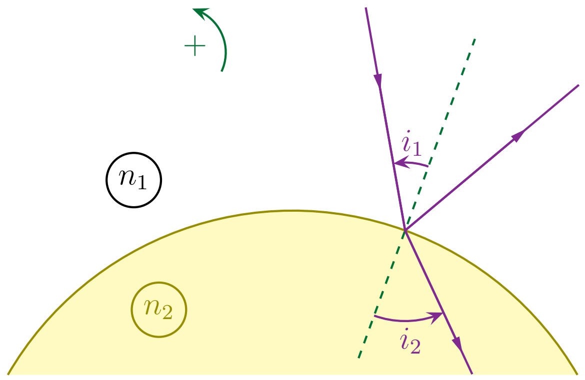
I·1·*iv* – lois de la réfraction

✯ loi

Au niveau de l'interface entre deux milieux d'indice différent nous avons :

➜ le rayon réfracté dans le plan d'incidence ;

➜ $n_1 \sin i_1 i = n_2 \sin i_2$ (cf. schéma).



◇ Remarquons que s'il n'y a pas d'indices différents, il n'y a pas de réfraction même si les milieux sont physiquement différents.

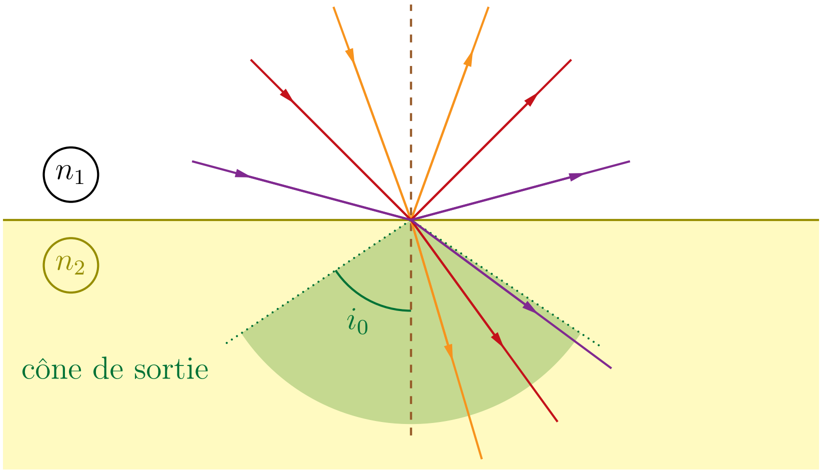
◇ C'est ainsi que du verre plongé dans de la glycérine semblera disparaître puisque les indices sont les mêmes comme le montre la photo ci-dessous [1]

◇ Ici la loi dépend de l'indice : la réfraction a pour défaut d'engendrer des aberrations chromatiques dans les systèmes optiques.

1. Il s'agit d'une expérience facile à réaliser à la maison car la glycérine est un produit en vente libre. L'image est issue d'un film amateur dont le lien est :
`http://tapas.palats.com/video/1976/comment-rendre-bouteille-invisible.html`

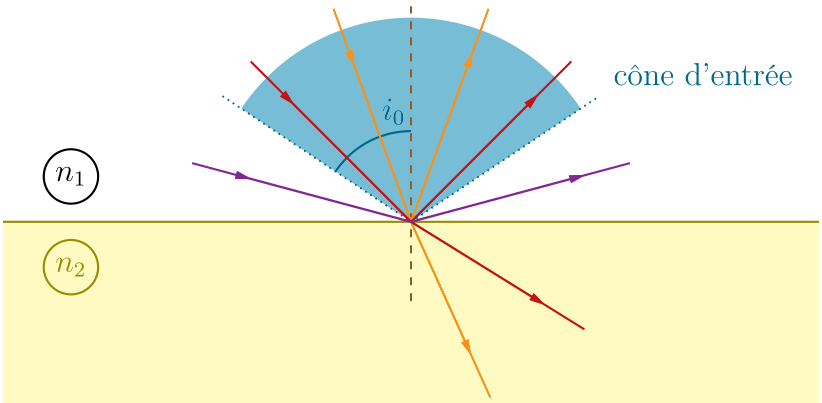
✯ $n_1 < n_2$: cône de réfraction

✧ Si $n_1 < n_2$, il y a toujours réfraction et le rayon réfracté émerge dans un cône d'angle $i_0 = \arcsin \dfrac{n_1}{n_2}$.



✯ $n_1 > n_2$: réflexion totale

✧ Si $n_1 > n_2$, il n'y a pas de réfraction lorsque $i_1 > i_0 = \arcsin \dfrac{n_2}{n_1}$.

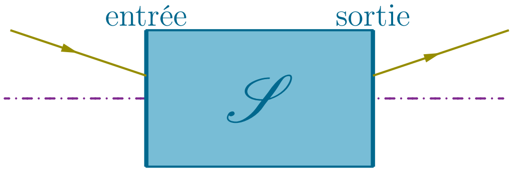


Lorsqu'en optique géométrique un rayon incident ne peut pas engendrer de rayon réfracté, la réflexion est dite *totale*.

I·2 – Systèmes optiques

I·2·*i* – définition

Un *système optique* est un dispositif qui modifie le trajet de la lumière. Il possède une face d'entrée et une face de sortie.



✧ Cette définition sous-entend qu'il y a un « endroit » et un « envers » pour les systèmes optiques. Ceux qui ont déjà regardé du mauvais côté d'une paire de jumelles le savent bien.

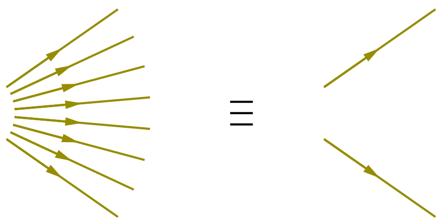
> Un système optique *centré* est un système optique dont les propriétés sont symétriques par rapport à un axe de révolution appelé *axe optique*.

✧ Les yeux souffrants d'astigmatie sont des yeux qui ne constituent pas un système centré.

I·2·*ii* – objet / image – réel / virtuel

✯ les définitions de base

> Un *faisceau lumineux* est un ensemble de rayons lumineux issu d'une même source physique. Le faisceau est généralement représenté par ses rayons extrêmes.



> Un *point objet* pour un système optique est le sommet d'un faisceau lumineux entrant dans un système optique.

> Un *objet* pour un système optique est un ensemble de points objets pour ce système.

Contrairement au langage courant, un « objet » ou un « point objet » n'existent **pas** en tant que tels : il est impératif de dire « objet pour tel système » ou « point objet pour tel système ».

> Un *point image* pour un système optique est le sommet d'un faisceau lumineux sortant d'un système optique.

> Un faisceau parallèle correspond à un **point** objet ou image.

> Un point objet est dit :
> - ➜ *réel* s'il est situé avant la face d'entrée dans le sens de la lumière, il est associé à un faisceau divergent ;
> - ➜ *virtuel* s'il est situé après la face d'entrée dans le sens de la lumière, il est associé à un faisceau convergent.

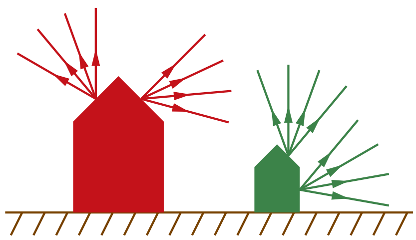
Un point image est dit :
- ➜ *réel* s'il est situé après la face de sortie dans le sens de la lumière, il est associé à un faisceau convergent ;
- ➜ *virtuel* s'il est situé avant la face de sortie dans le sens de la lumière, il est associé à un faisceau divergent.

Attention à ce vocabulaire très glissant !

✯ exemples courants

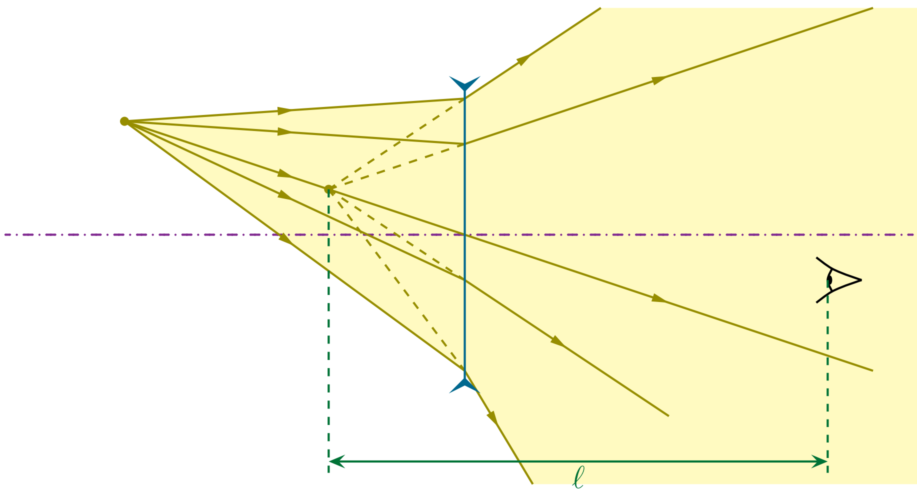
les objets concrets

✧ Tout objet concret au sens profane ne peut que constituer un objet réel puisqu'il émet des faisceaux lumineux divergents.



les images virtuelles

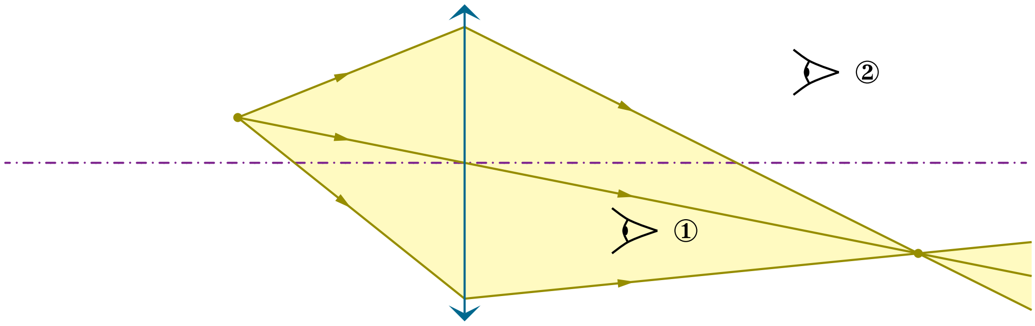
✧ Il est tout à fait possible de voir avec ses yeux des images virtuelles, pourvu seulement qu'elles constituent des objets réels pour l'œil.



✧ Pour voir net, il faut aussi que la distance ℓ ci-dessus soit supérieure à la distance minimale de vision distincte qui est d'environ 25 cm.

Remarque. Nous pouvons constater que très peu de rayons lumineux pénètrent dans l'œil.

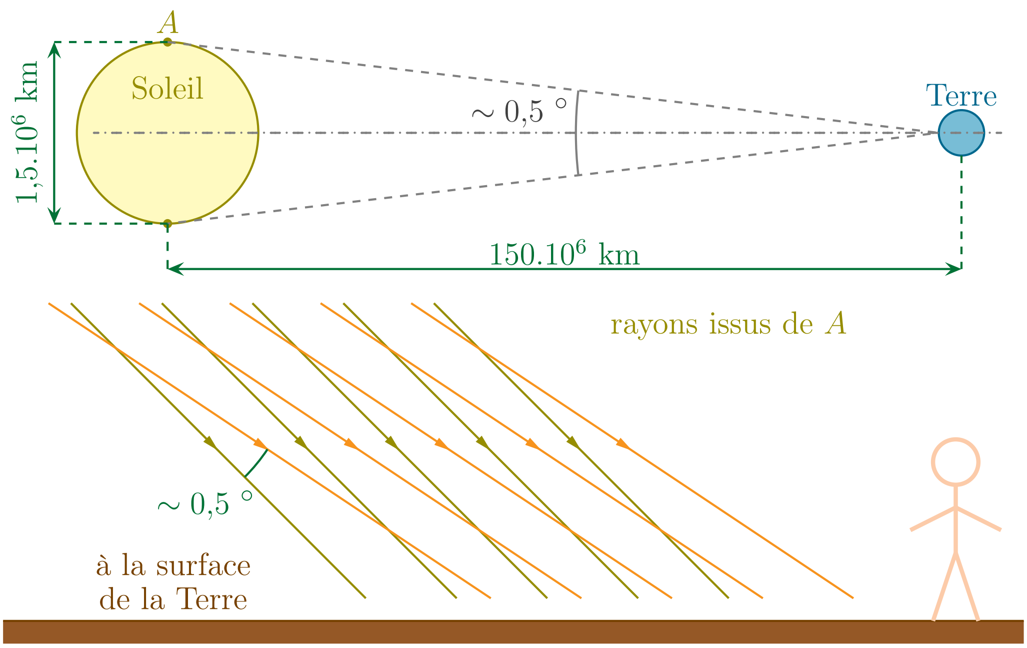
✧ Dans le cas suivant, l'image n'est pas « vue » puisque virtuelle pour l'œil① : la personne percevra de la lumière mais ne pourra pas voir net.



✧ Dans le schéma ci-dessus, l'œil② ne perçoit aucune lumière issu du point objet, il ne peut donc pas voir (même de manière floue), le point objet « à travers » la lentille.

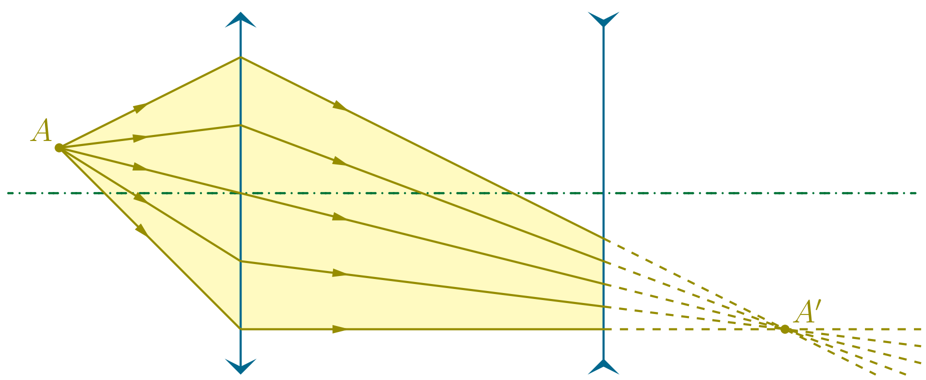
☯ objet à l'infini

✧ Un point à l'infini correspond visuellement à une étoile.
✧ Le Soleil est un objet à l'infini mais qui n'a **pas** la taille d'un point : tous les rayons qu'il émet ne sont pas parallèles entre eux, et pas qu'un peu ! Il y a environ 0,5 ° entre les rayons extrêmes issus du Soleil et parvenant au système optique.



☯ les objets virtuels

✧ Il est nécessaire d'utiliser un système optique annexe pour créer un objet virtuel pour un autre système optique.



✧ Sur le schéma précédent, notons que A' est l'image *réelle* de A par la lentille convergente et l'objet *virtuel* pour la lentille divergente. Toujours sur ce schéma, la réfraction de la lumière par la lentille divergente n'a pas été tracée.

✧ En se souvenant qu'un objet virtuel correspond à un faisceau convergent, il est très facile de retrouver le montage idoine.

✯ propriété d'un système optique

Un système optique est dit *stigmatique* lorsqu'un point objet donne un point image.

✧ Il est tout à fait possible que cela ne soit pas le cas : un faisceau divergeant à partir d'un point (le point objet) pourrait très bien ne pas converger en *un* point mais dans une petite zone de l'espace.

Le stigmatisme est dit *approché* lorsque le faisceau constituant un point image ne converge pas en un point géométrique mais dans une zone restreinte de l'espace.

✧ Seul le miroir plan est rigoureusement stigmatique.

Un système optique est dit *aplanétique* lorsque tout objet situé dans un plan orthogonal à l'axe optique donne une image qui est, elle aussi, située dans un plan orthogonal à l'axe optique.

✧ Pour être aplanétique il faut pouvoir parler d'image et de points images donc il faut que le système optique soit stigmatique.

✧ En revanche, il est tout à fait possible pour un système optique d'être stigmatique sans être aplanétique comme le montre l'exemple (courant ?) des salles de cinéma où la projection se fait sur un écran courbe.

✯ lien entre objet et image

Une *relation de conjugaison* est une loi qui relie les positions :
➜ du système optique ;
➜ d'un point objet ;
➜ d'un point image associé au point objet.

Deux points, un point objet et un point image, associés par un système optique sont dits *conjugués*.

I·2·*iii* – foyers

Le *foyer principal objet* noté F d'un système optique est le point sur l'axe optique dont l'image est à l'infini.

✧ Pour des raisons de symétrie, l'image de F est dans la direction de l'axe optique.

Remarque. Ce n'est pas parce qu'un rayon lumineux est parallèle à l'axe optique qu'il vient de (ou part à) l'infini !

Le *foyer principal image* noté F' d'un système optique est le point sur l'axe optique dont l'objet est à l'infini.

✧ Pour les mêmes raisons de symétrie, l'objet conjugué de F' est dans la direction de l'axe optique.

Un point qui n'appartient pas à l'axe est dit *foyer (objet ou image) secondaire* lorsqu'il est conjugué avec l'infini.

Pour les systèmes aplanétique, les foyers secondaires sont situés dans le *plan de front* (le plan orthogonal à l'axe optique) passant par le foyer associé.

Remarque. « Plan de *front* » et « viseur à *frontale* fixe » ont la même racine.

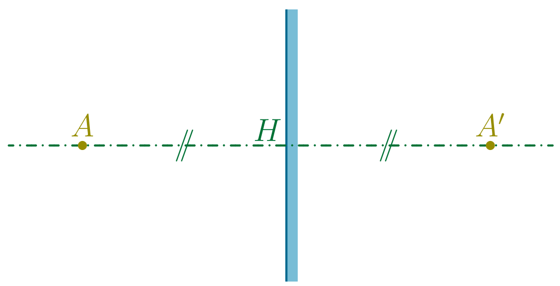
Un système optique est dit :
- ➜ *convergent* si F' est réel ;
- ➜ *divergent* si F' est virtuel ;
- ➜ *afocal* si l'infini est conjugué avec l'infini.

I·2·*iv* – miroir plan

✫ fonctionnement optique

Soient A un point objet et H son projeté orthogonal sur le miroir, alors A' est tel que

$$\overline{HA} + \overline{HA'} = 0$$



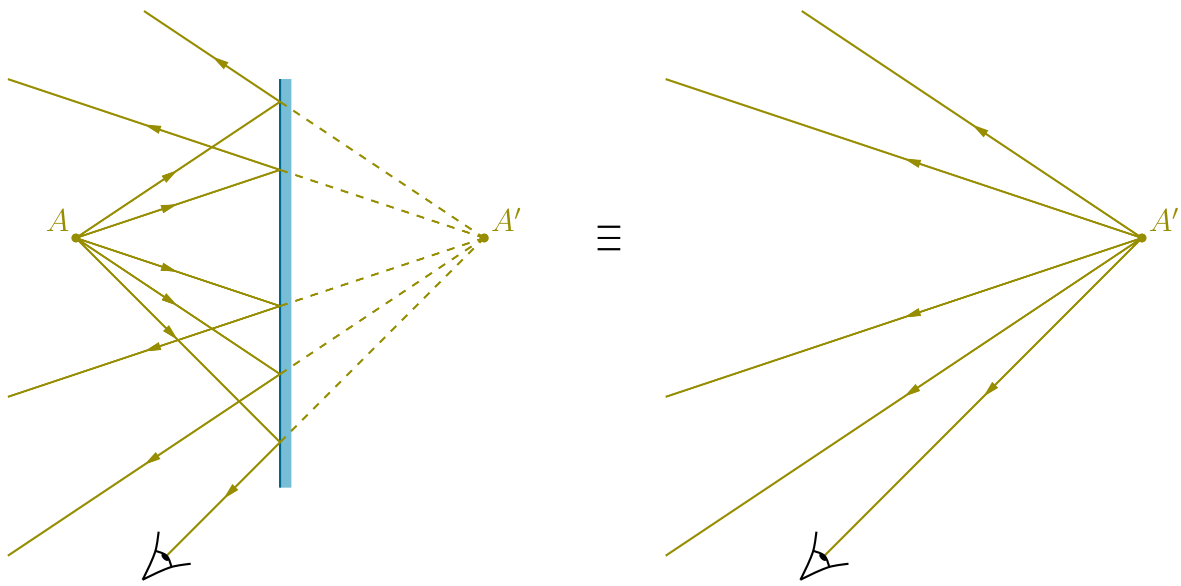
Quel que soit l'objet, le grandissement pour un miroir plan vaut 1.

✧ Le miroir ne sert qu'à dévier des rayons lumineux, mais cela nous sera très pratique.

✫ dépliement

✧ Optiquement, tout se passe comme si la lumière provenait directement de l'image A' « tout droit » et non de A « par réflexion ».

✧ Cette propriété nous permet de « déplier » les rayons lumineux et ainsi de simplifier les constructions géométriques.



✧ Rappelons que si nous savons que ce que nous voyons est une image dans un miroir c'est uniquement lorsque nous voyons le miroir ! Cette propriété est la base de d'illusions optique de disparition utilisées par certains magiciens.

I·2·*v* – conditions de GAUSS

Pour qu'un rayon respecte *les conditions de* GAUSS il faut :
➜ qu'il soit peu incliné par rapport à l'axe optique ;
➜ qu'à l'endroit où il rentre dans le système optique il soit proche de l'axe optique.

Un rayon lumineux qui respecte les conditions de GAUSS est dit *paraxial*.

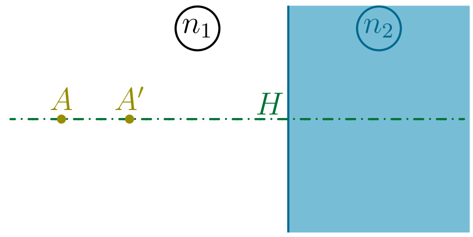
Un système optique qui respecte les conditions de GAUSES pour tous les rayons lumineux est aplanétique et stigmatique.

✧ Il s'agit bien sûr d'un stigmatisme approché.

I·2·*vi* – dioptre plan

Pour un dioptre plan pour lequel la lumière va du milieu d'indice n_1 au milieu d'indice n_2, avec A un point image et H son projeté orthogonal sur le dioptre, alors A' est tel que

$$\frac{n_1}{\overline{HA}} - \frac{n_2}{\overline{HA'}} = 0$$



✧ Typiquement quand quelqu'un regarde dans de l'eau (une rivière, une piscine. . .) les objets semblent plus près ou « tassé »

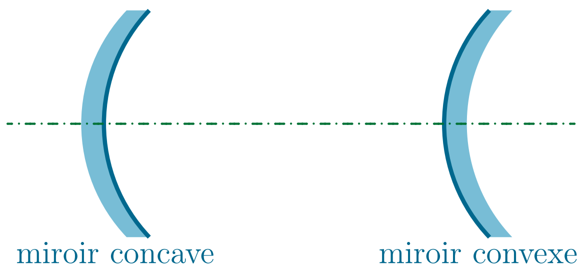
Montrer une photo du phénomène.

I·3 – Miroirs sphériques minces

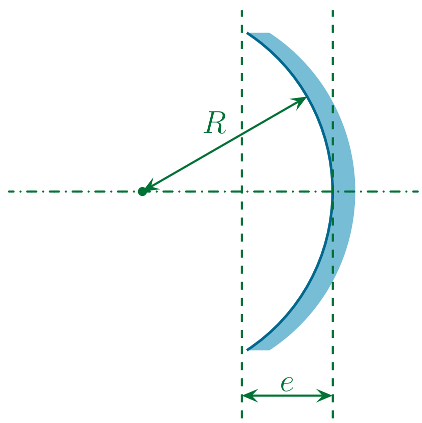
I·3·*i* – présentation

✯ miroirs réels

✧ Un miroir sphérique est un miroir consituant une portion de sphère.



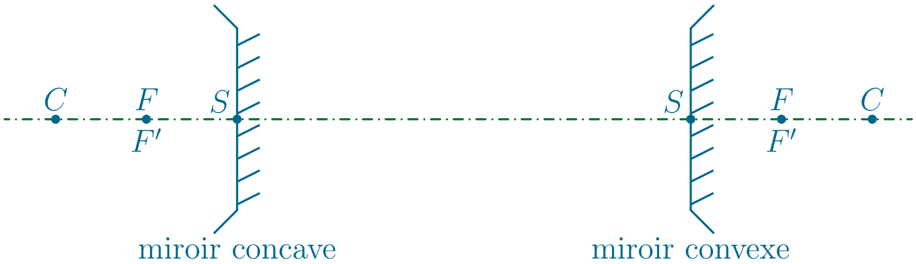
✧ Pour qu'un miroir soit mince il faut que $e \ll R$.



✯ miroirs minces

✧ Un miroir sphérique mince ne sera **jamais** dessiné courbé.

Un miroir sphérique mince est schématisé de la manière suivante



➜ C est le *centre* du miroir ;
➜ S est le *sommet* du miroir ;
➜ F et F' sont confondus ;
➜ $SF = \dfrac{SC}{2}$.

Un miroir concave est convergent ($f' < 0$) et un miroir convexe est divergent ($f' > 0$).

✧ Pour s'assurer du caractère convergent ou divergent d'un miroir, il suffit de penser à ce que devient un faisceau parallèle incident.

STOP Faire très attention avec les conventions de signes pour les distances focales ! Rappelons que pour avoir $f' = \overline{SF'}$, il **faut** albriger l'axe dans le sens d'arrivée de la lumière. Le problème est que le signe de $\overline{SF'}$ dépend d'une convention arbitraire (le sens positif de l'axe) qui peut changer pour chaque personne, chaque exercice, alors que le signe de f' est « absolu » au sens où il dépend exclusivement de la nature du miroir.

✧ Quand il y a plusieurs miroirs, au moins l'un des deux n'a plus une convention cohérente avec le sens d'arrivé initial de la lumière. Il faut alors redoubler d'attention pour l'utilisation de lois algébriques (les relations de conjugaison par exemple).

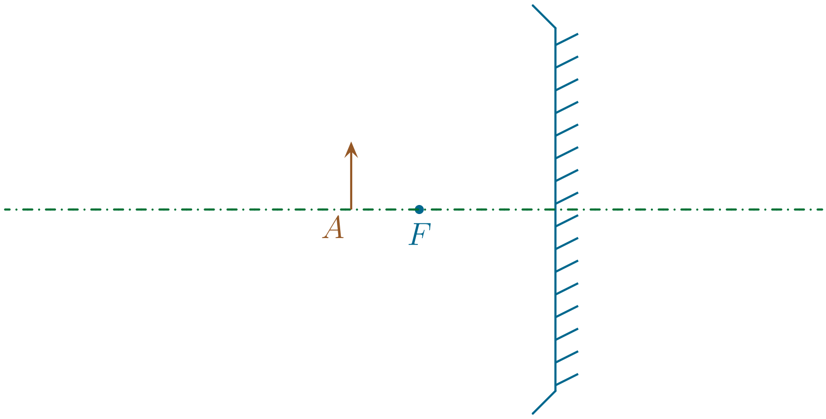
I·3·*ii* – construction de rayons

✧ Faisons quelques exemples sachant que :
- ➜ ① : un rayon qui arrive parallèlement à l'axe optique se réfléchit en direction de[2] F' ;
- ➜ ② : un rayon qui arrive en direction[3] de F se réfléchit parallèlement à l'axe optique ;
- ➜ ③ : un rayon qui arrive en direction de C se réfléchit sur lui-même ;
- ➜ ④ : un rayon qui se réfléchit en S se réfléchit symétriquement par rapport à l'axe optique[4].

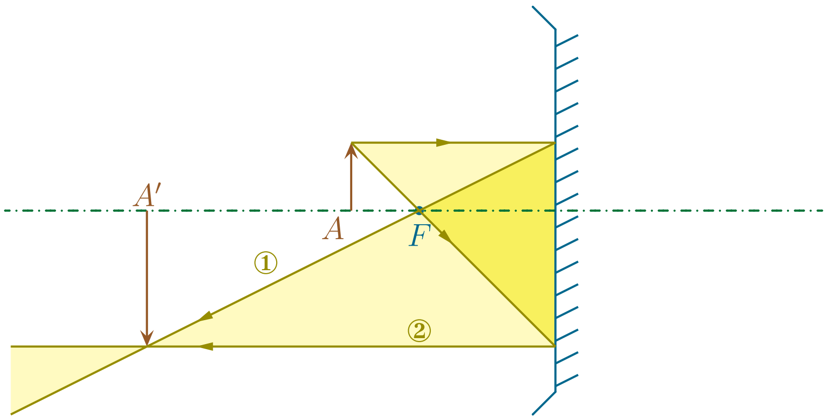
✯ trouver l'image pour un miroir convergent

✧ Voici la situation de départ.

2. Ne surtout pas dire « en passant par ».
3. Ne surtout pas dire non plus « en passant par ». Une telle façon de parler provoque bien souvent des erreurs car cela engendre une envie (irrépressible ?) de faire passer le rayon lumineux par F alors que, parfois, ce n'est pas ce qui doit se passer.
4. C'est le seul cas où nous pouvons *voir* les lois de Snell – Descartes à l'œuvre.

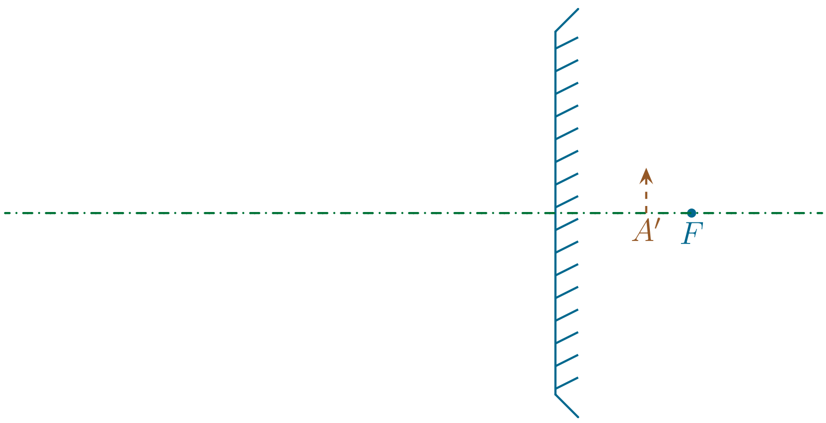


✧ Et voici la construction avec les références aux lois décrites ci-dessus.

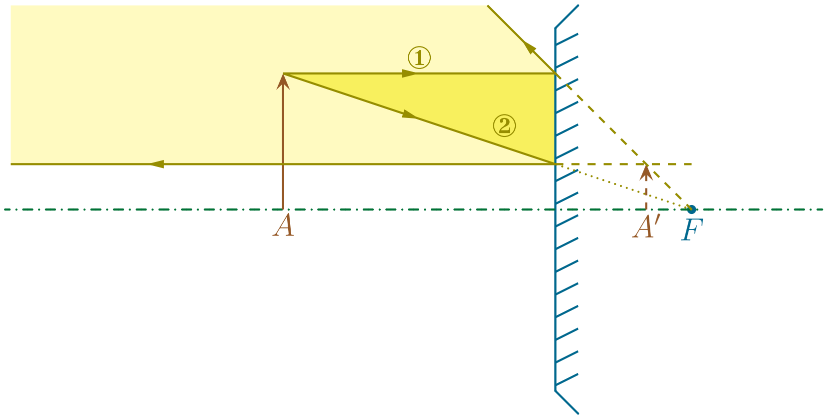


✯ trouver l'objet pour un miroir divergent

✧ Voici la situation de départ.

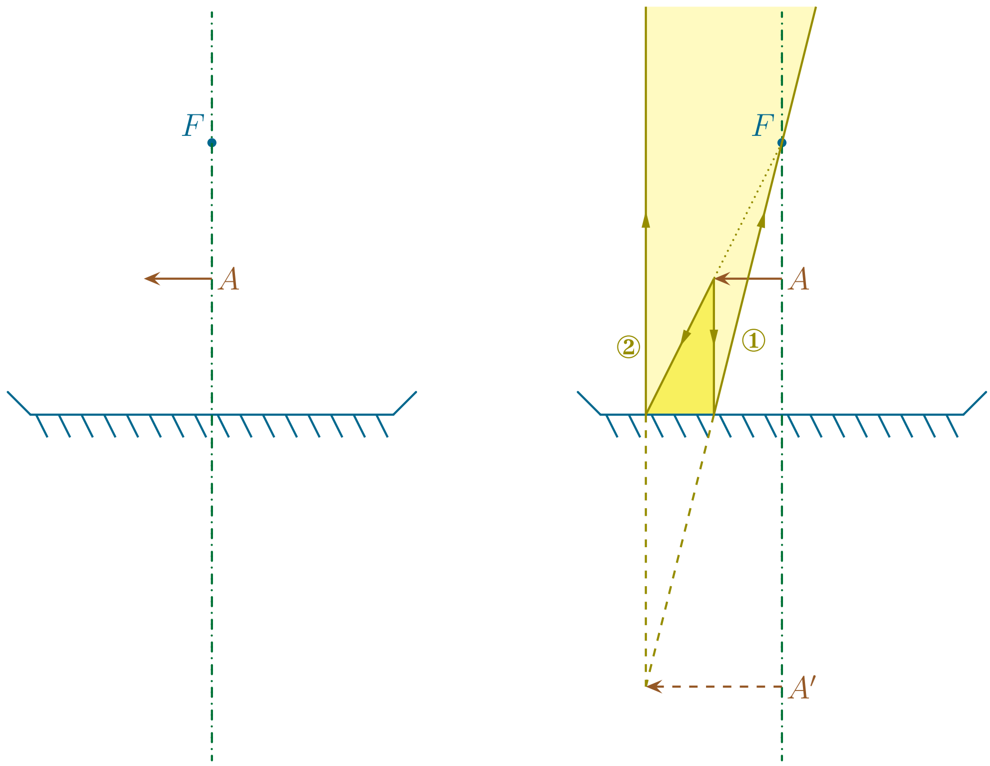


✧ Et voici la construction avec les références aux lois décrites ci-dessus.



✯ ça marche dans tous les sens

✧ Prenons cette fois un axe optique vertical et cherchons l'image pour un miroir convergent.
✧ Et voici la construction avec les références aux lois décrites ci-dessus.



I·3·*iii* – relations de conjugaison

✯ relation de Newton

✧ La plus pratique, tant en exercice que qualitativement, est étrangement celle qui est la moins utilisée[5].

> Pour un miroir sphérique mince de foyers F et F', les points A et A' sont reliés par
> $$\overline{FA} \times \overline{F'A'} = +f'^2$$

✧ La distinction F et F' est superflue pour un miroir sphérique car ces deux points sont confondus. Elle n'est faite que pour la symétrie avec la relation de conjugaison des lentilles minces.

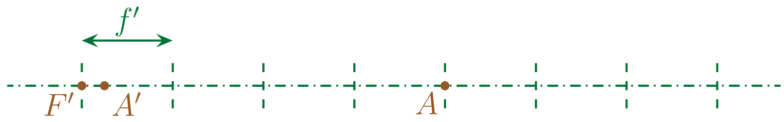
5. L'auteur soupçonne un chauvinisme excessif qui nous apprendre davantage la relation de Descartes.

✧ Cette relation de conjugaison permet de trouver extrêmement vite le point conjugué d'un point image ou objet. Pour cela réécrivons la relation sous la forme

$$\underbrace{\frac{\overline{FA}}{f'}}_{x} \times \underbrace{\frac{\overline{F'A'}}{f'}}_{y} = 1 \qquad \rightsquigarrow \qquad x \times y = 1$$

✧ En comptant en terme de distances focales :
- ➜ objet et image sont du même côté de leurs foyers respectifs ;
- ➜ si l'un des deux points conjugués est « tant » à droite de son foyer, l'autre est à « un sur tant » à droite de son foyer.

✧ Dans l'exemple suivant A est à 4 distance focale à droite de F donc A' est à 1/4 de distance focale à droite de F'.



✧ Le lecteur pourra vérifier la puissance de cette méthode en constatant quelle fonctionne quelle que soit la nature du miroir et le sens de la lumière[6].

✭ relation de Descartes

✧ Elles sont pratiques essentiellement en TP où les points A, A' et S sont facilement eaccessibles.

> Pour un miroir sphérique mince de foyer principal image F', de sommet S et de centre C les points A et A' sont reliés par
> $$\frac{1}{\overline{SA}} + \frac{1}{\overline{SA'}} = \frac{1}{\overline{SF'}} \qquad \text{et} \qquad \frac{1}{\overline{CA}} + \frac{1}{\overline{CA'}} = \frac{1}{\overline{CF'}}$$

✧ Parce que l'algébrisation des grandeurs $\overline{SA}$ ne correspond pas forcément à l'algébrisation associée à f' (surtout avec des miroirs qui peuvent changer le sens de parcours de la lumière), il vaut clairement mieux utiliser la forme précédente plutôt qu'une forme avec des f'.

I·3·*iv* – hyperboles de conjugaison

✭ intérêt

✧ Ces hyperboles représentent $\overline{SA'}$ en fonction de $\overline{SA}$ avec l'algébrisation conventionnelle (dans le sens d'arrivée de la lumière).

✧ Il est possible d'y lire :
- ➜ le caractère réel ou virtuel de l'objet et de l'image à travers le signe de l'abscisse et de l'ordonnée ;
- ➜ le grandissement car la droite passant par l'origine et le « point de fonctionnement » optique a pour pente $-\gamma$.

✧ Ces hyperboles sont très pratiques pour l'analyse qualitative.

✧ Pour tracer une hyperbole de conjugaison, une méthode rapide consiste à :
- ➜ repérer l'asymptote verticale (qui correspond au foyer objet) ;
- ➜ repérer l'asymptote horizontale (qui correspond au foyer image) ;

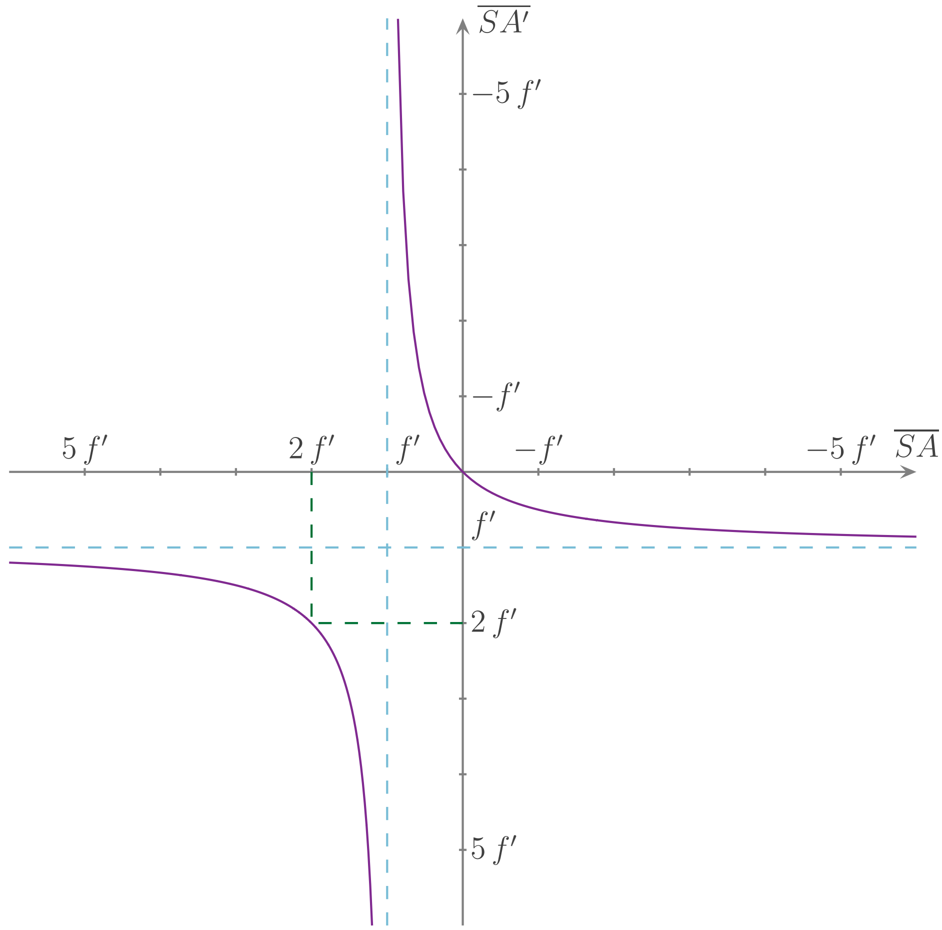
6. Un exemple de ce type avec les vérifications est disponible dans le chapitre 2 d'optique de première année du même auteur.

➜ tracer les deux arcs d'hyperbole dans les deux bons cadrans, parmi les 4 délimités par les asymptotes, sachant que l'origine des axes fait partie de l'hyperbole.

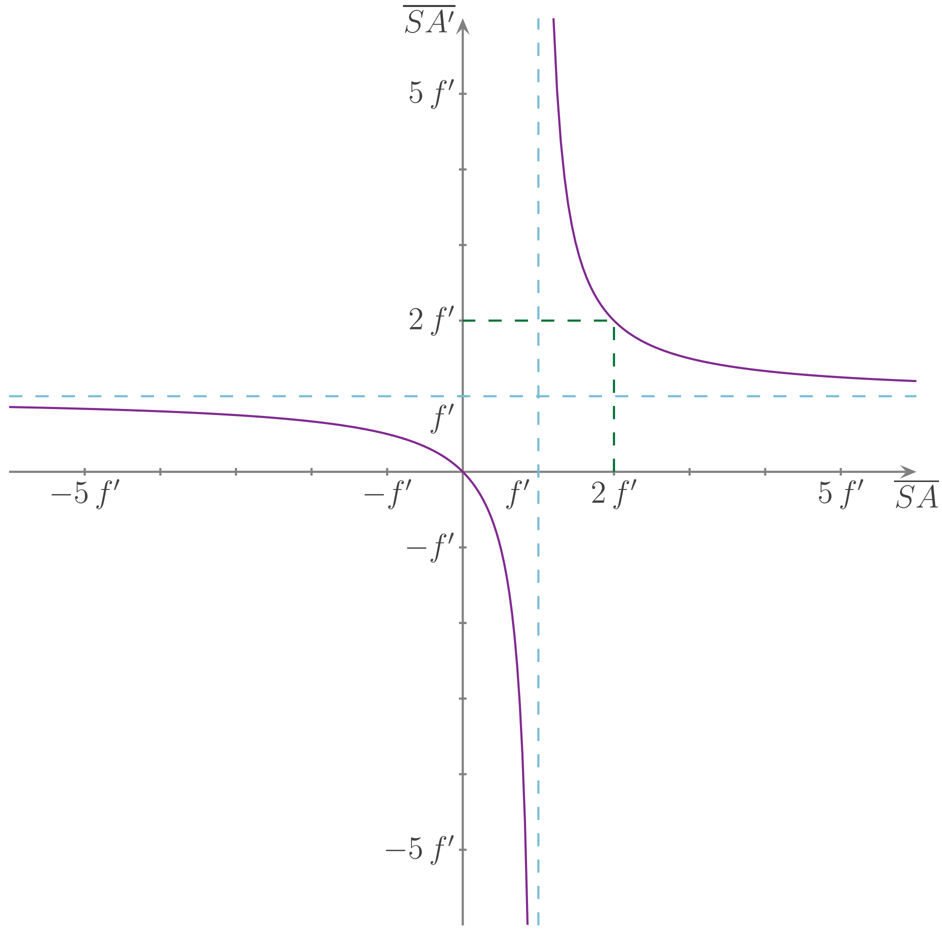
Remarque. Il s'agit d'exactement la même méthode que pour tracer les hyperboles de conjugaison des lentilles minces.

✩ les hyperboles

✧ Voici l'hyperbole de conjugaison d'un miroir convergent.

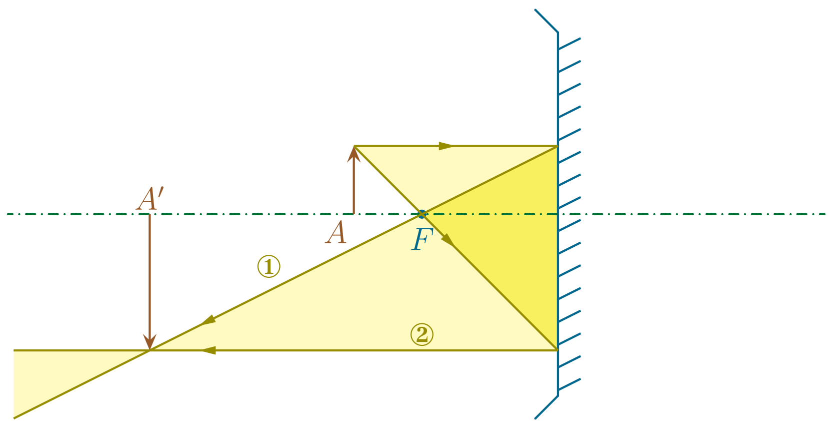


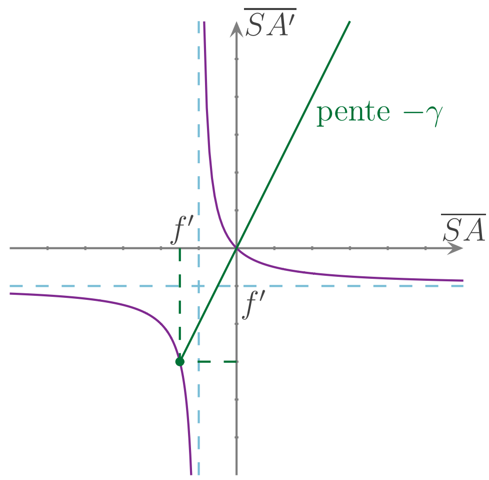
✧ Et voici l'hyperbole de conjugaison d'un miroir divergent.



✯ exemple

✧ Traçons rapidement un exemple de construction d'une image à partir de l'objet.





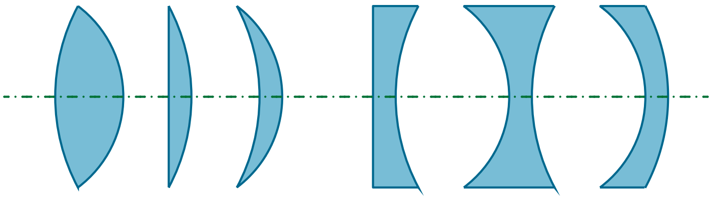
✧ Vérifions sur l'hyperbole de conjugaison que :
- ➜ l'image est bien réelle ($\overline{SA'} < 0$) ;
- ➜ l'image est bien renversée ($\gamma < 0$) ;
- ➜ l'image est bien agrandie ($|\gamma| > 1$).

I·4 – Lentilles sphériques minces

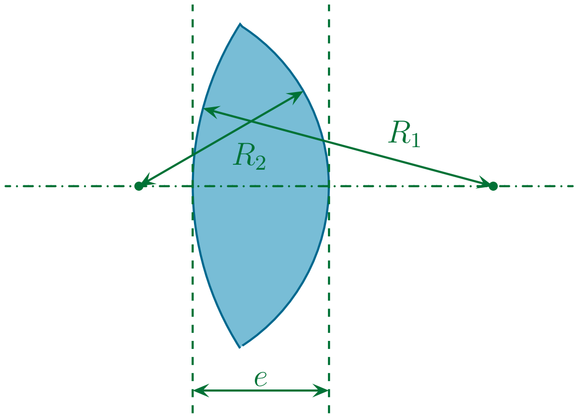
I·4·i – présentation

✭ lentilles réelles

✧ Il existe deux grands types de lentilles
- ➜ les lentilles à bords minces ;
- ➜ les lentilles à bords épais.



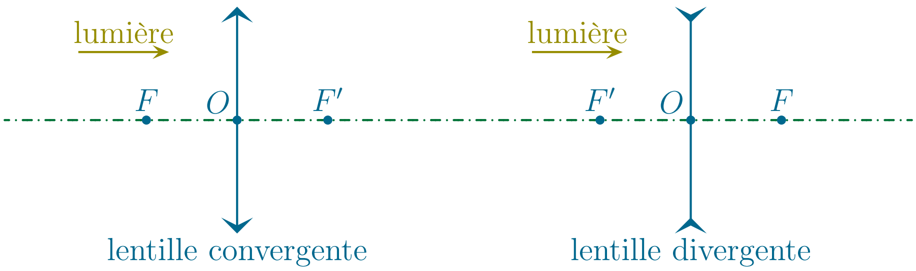
✧ Une lentille est dite mince lorsque son épaisseur e sur l'axe est telle que $e \ll R$.



✭ lentilles minces

✧ Tout comme pour les miroirs sphériques, les lentilles minces ne seront **jamais** dessinées courbées.

Une lentille sphérique mince est schématisée de la manière suivante



- ➜ O est le *centre* (optique) de la lentille ;
- ➜ F et F' sont de part et d'autre de la lentille ;
- ➜ O est le milieu de F et F'.

Les positions de F et F' **dépendent** du sens d'arrivée de la lumière.

✭ lentille convergente ou divergente ?

Utilisées dans l'air, les lentilles à bords minces (resp. à bords épais) sont convergentes (resp. divergentes).

✧ Comme les lentilles utilisent le phénomène de réfraction, leur vergence et leur nature dépendent de l'indice du milieu extérieure.

✧ Pour une lentille sphérique, la vergence est proportionnelle à $n_{\text{mat}} - n_{\text{ext}}$

$$V = \frac{1}{f} = \kappa\,(n_{\text{mat}} - n_{\text{ext}})$$

✧ Ainsi avec un matériau usuel : $n_{\text{mat}} \sim 1{,}5$ et $n_{\text{air}} = 1$ soit $V_2 \sim 0{,}5\,\kappa$.

✧ Cette même lentille plongée dans l'eau acquiert une vergence

$$n_{\text{eau}} = 1{,}33 \quad \rightsquigarrow \quad V_2 \sim 0{,}17\,\kappa \quad \rightsquigarrow \quad \frac{V_2}{V_1} \sim 0{,}33 \qquad \rightsquigarrow \qquad \frac{f'_2}{f'_1} = 3$$

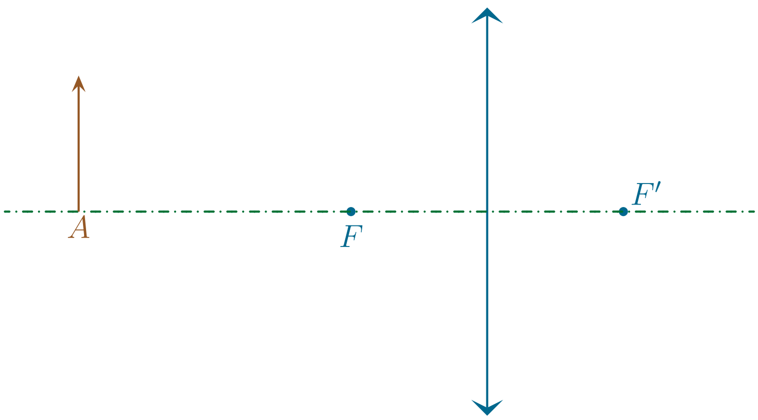
✧ Dans l'eau, la distance focale d'une lentille est multipliée par un facteur proche de 3.

I·4·*ii* – construction de rayons

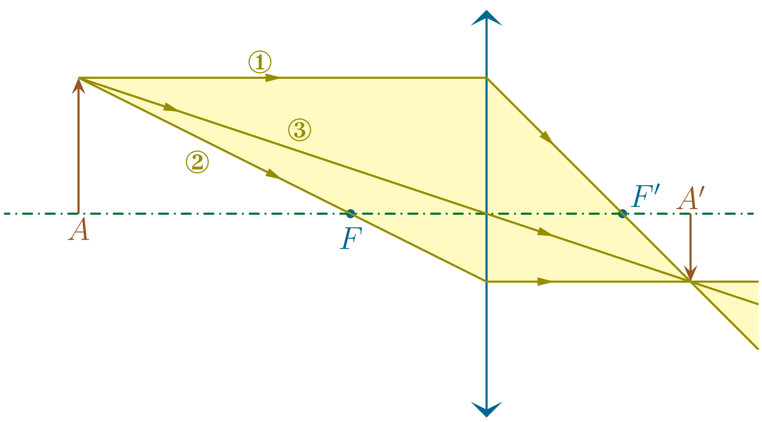
✧ Faisons quelques exemples sachant que :
- ➜ ① : un rayon qui arrive parallèlement à l'axe optique est réfracté en direction de F' ;
- ➜ ② : un rayon qui arrive en direction de F est réfracté parallèlement à l'axe optique ;
- ➜ ③ : un rayon qui arrive en direction de O continue sa course tout droit.

✯ trouver l'image pour une lentille convergente

✧ Voici la situation de départ.

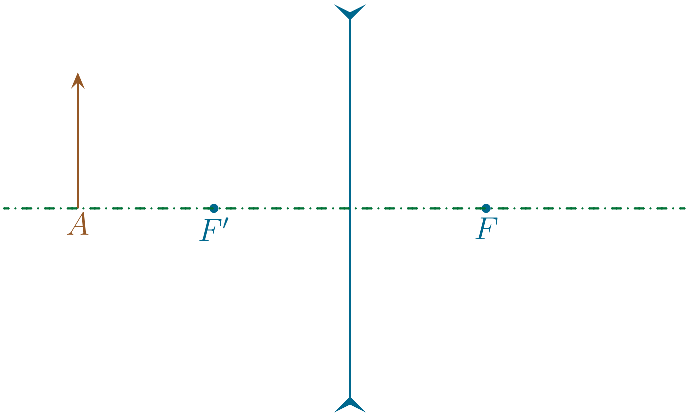


✧ Et voici la construction avec les références aux lois décrites ci-dessus.

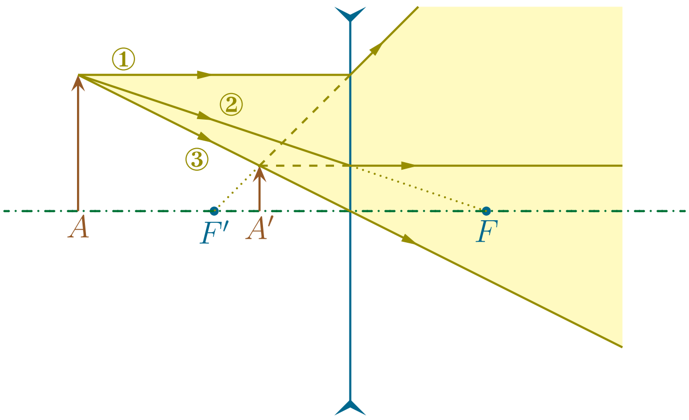


✯ trouver l'objet pour une lentille divergente

✧ Voici la situation de départ.

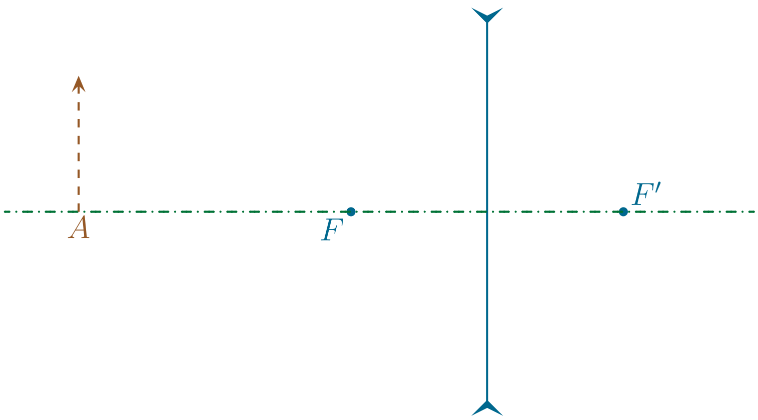


✧ Et voici la construction avec les références aux lois décrites ci-dessus.

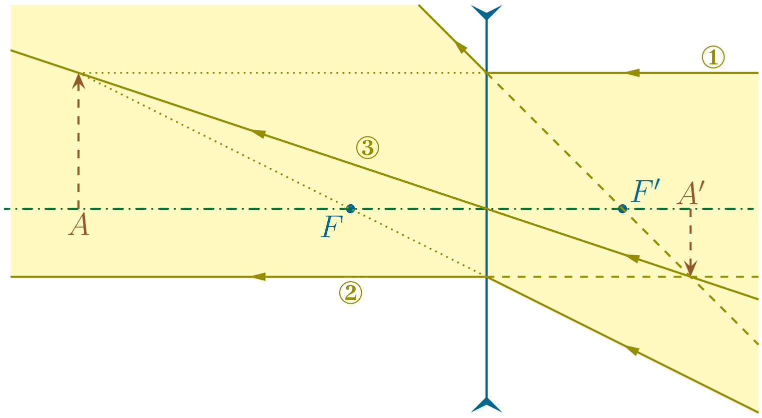


✯ ça marche dans tous les sens, même pour la lumière

✧ Voici la situation de départ avec, pour une fois de la lumière qui vient de la droite.

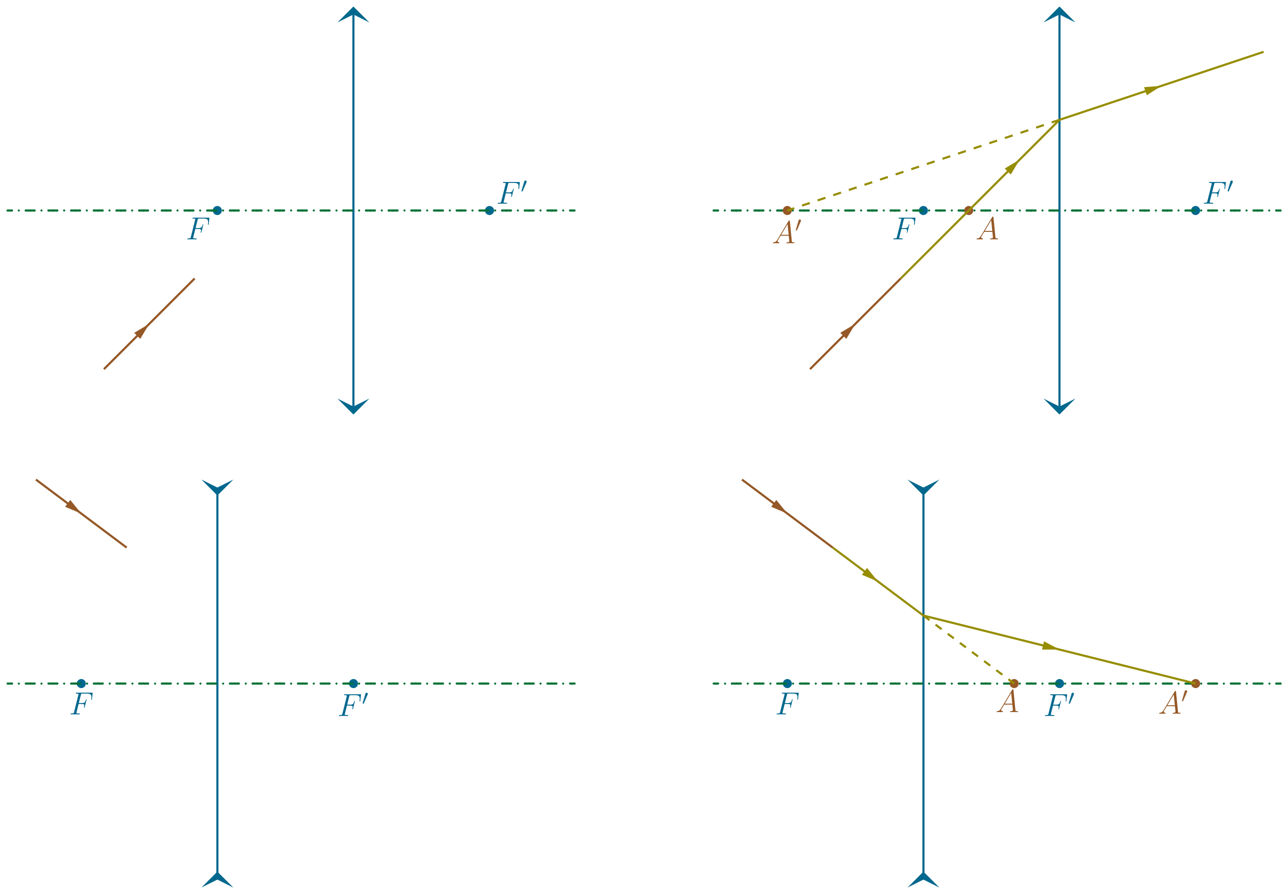


✧ Et voici la construction avec les références aux lois décrites ci-dessus.



✭ la fin d'un rayon

- ✧ Pour tracer la fin d'un rayon quelconque, il y a plusieurs méthode.
- ✧ La plus simple est peut-être la suivante :
  - ➜ trouver l'objet ou l'image de point de l'axe optique associé au rayon (suivant qu'il est incident ou réfracté) ;
  - ➜ trouver le point conjugué par la relation de Newton ;
  - ➜ utiliser le stigmatisme.
- ✧ La méthode la plus classique consiste :
  - ➜ à tracer un rayon fictif parallèle au rayon initial et passant par le centre optique ;
  - ➜ dire que ce rayon fictif et le rayon initial définissent un point objet (ou image) à l'infini dont le conjugué est dans le plan focal idoine ;
  - ➜ trouver ce point conjugué par l'intersection du rayon fictif et du plan focal.
  - ➜ terminer par stigmatisme.
- ✧ Au lecteur de s'essayer.



I·4·*iii* – relations de conjugaison

✯ relation de Newton

✧ La plus pratique, comme pour les miroirs, reste celle qui est la moins utilisée.

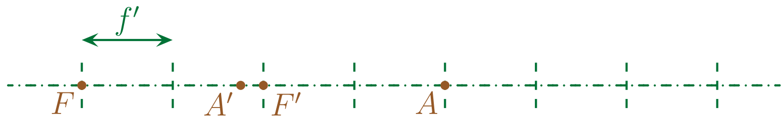
> Pour une lentille sphérique mince de foyers F et F', les points A et A' sont reliés par
> $$\overline{FA} \times \overline{F'A'} = -f'^2$$

✧ Cette relation de conjugaison permet ici aussi de trouver extrêmement vite le point conjugué d'un point image ou objet. Pour cela réécrivons la relation de conjugaison se réécrit

$$\underbrace{\frac{\overline{FA}}{f'}}_{x} \times \underbrace{\frac{\overline{F'A'}}{f'}}_{y} = -1 \qquad \rightsquigarrow \qquad x \times y = -1$$

✧ En comptant en terme de distances focales :
- ➜ objet et image sont de part et d'autre de leurs foyers respectifs ;
- ➜ si l'un des deux points conjugués est « tant » à droite de son foyer, l'autre est à « un sur tant » à gauche de son foyer.

✧ Dans l'exemple suivant A est à 4 distances focales à *droite* de F donc A' est à 1/4 de distance focale à *gauche* de F'.



✧ Le lecteur pourra constater une fois de plus la puissance de cette méthode en vérifiant qu'elle fonctionne quelle que soit la nature de la lentille et du sens de la lumière.

✯ relation de Descartes

✧ Là aussi, elle est pratique essentiellement en TP où les points A, A' et O sont facilement accessibles.

> Pour une lentille sphérique mince de foyer principal image F', de centre O les points A et A' sont reliés par
> $$-\frac{1}{\overline{OA}} + \frac{1}{\overline{OA'}} = \frac{1}{\overline{0F'}}$$

✧ Là aussi il faut faire attention à l'algébrisation associée à f' qui ne correspond pas forcément à l'algébrisation associée à l'axe optique.

I·4·*iv* – hyperboles de conjugaison

✯ intérêt

✧ Ces hyperboles représentent $\overline{OA'}$ en fonction de $\overline{OA}$ avec l'algébrisation conventionnelle (dans le sens d'arrivée de la lumière).

✧ Il est possible d'y lire :
- ➜ le caractère réel ou virtuel de l'objet et de l'image à travers le signe de l'abscisse et de l'ordonnée ;
- ➜ le grandissement car la droite passant par l'origine et le « point de fonctionnement » optique a pour pente $+\gamma$ (contrairement aux miroirs pour lesquels la pente était $-\gamma$).

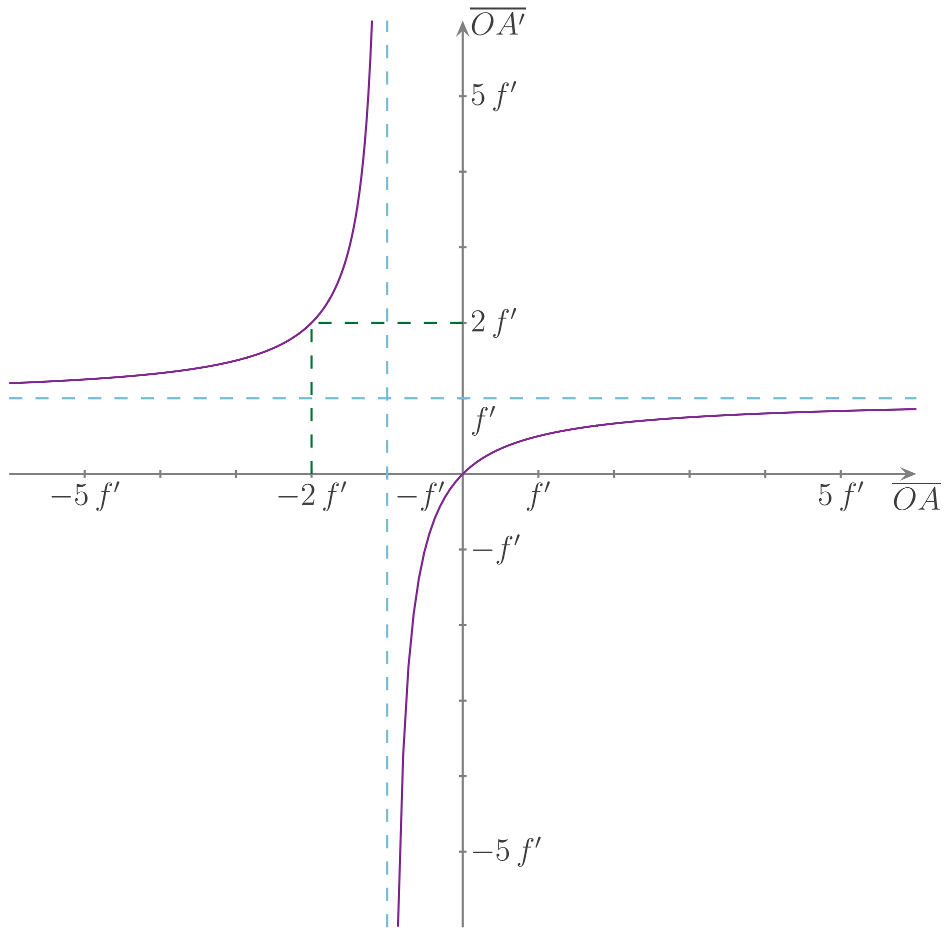
✧ Ces hyperboles sont très pratiques pour l'analyse qualitative.

✧ Pour tracer une hyperbole de conjugaison, il s'agit de la même méthode rapide que celle utilisée pour les miroirs :

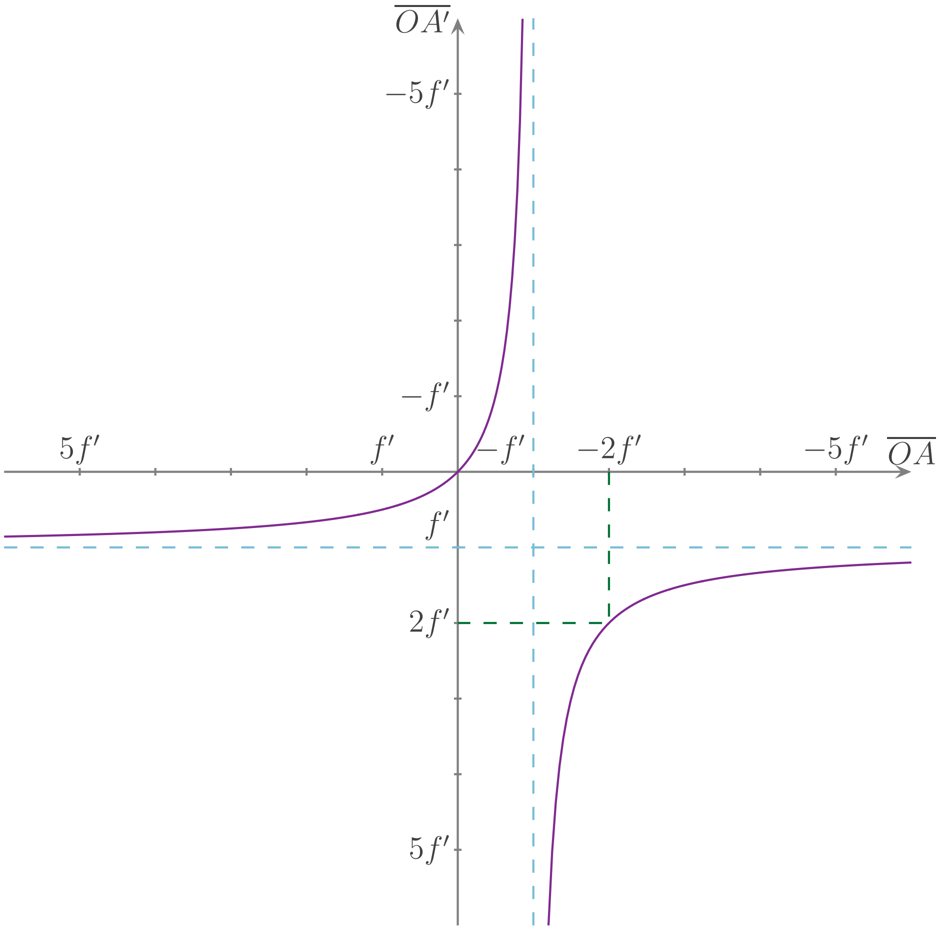
➜ repérer l'asymptote verticale (qui correspond au foyer objet) ;
➜ repérer l'asymptote horizontale (qui correspond au foyer image) ;
➜ tracer les deux arcs d'hyperbole dans les deux bons cadrans parmi les 4 délimités par les asymptotes sachant que l'origine des axes fait partie de l'hyperbole.

✫ les hyperboles

✧ Voici l'hyperbole de conjugaison d'une lentille convergente.



✧ Et voici l'hyperbole de conjugaison d'une lentille divergente.



✧ Le lecteur vérifiera sur des exemples de son choix l'interprétation fournie par les hyperboles de conjugaison.

II – Modèle scalaire de la lumière

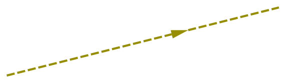
II·1 – Propagation de l'onde

II·1·i – amplitude scalaire

✯ présentation, notation

✧ Comme nous le verrons plus tard, la lumière est une onde et à ce titre elle se propage.

✧ Contrairement au câble coaxial ou à la corde pour lesquels l'onde était guidée, ici, avec la lumière nous devons « matérialiser » ou plutôt « dessiner » les chemins où est passé la lumière.

> Un *chemin de lumière* est le chemin qu'emprunte de la lumière pour se propager.
> Il est souvent dessiné sous la forme d'un rayon lumineux mais il est préférable de le représenter en pointillés pour ne pas le confondre avec un « vrai » rayon lumineux.
>
> 

> Il y a de la lumière (donc de l'énergie) en tout point d'un *rayon lumineux*.

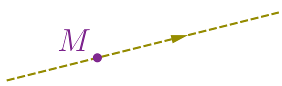
✧ La différence entre un chemin de lumière et un rayon lumineux ? Aucune dans le cadre de l'optique géométrique.

✧ En revanche, dans le cadre de l'optique ondulatoire, la superposition de deux rayons lumineux n'est plus un rayon lumineux puisqu'il est possible d'avoir

$$\text{lumière} + \text{lumière} = \text{ombre}$$

✧ Malgré tout, la tradition continue à représenter les chemins de lumière comme des rayons lumineux, ce qui est source de confusion, notamment en diffraction.

✧ Que le lecteur note aussi que malgré le soin apporté par l'auteur à son cours, il peut arriver parfois que des chemins de lumières soient représentés en traits plein pour des raisons d'habitude, de facilité ou de lisibilité ou d'inadvertance.

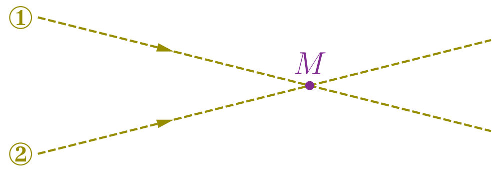
> En tout point d'un chemin de lumière, l'onde lumineuse a une *amplitude scalaire* $s(M,t)$ qui se propage.
>
> 
>

✧ L'amplitude scalaire équivaut à la projection du champ $\vec{E}$ sur un axe orthogonal à la propagation.

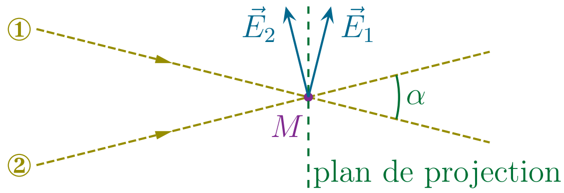
✯ propriétés

Au croisement de deux chemins de lumière, les amplitudes scalaires s'ajoutent.

$$s(M,t) = s_1(M,t) + s_2(M,t)$$



✧ Pour que les deux vecteurs $\vec{E}$ s'ajoutent correctement (*i.e.* sans effet de projection), il faut que les deux chemins de lumière se croisent avec un angle suffisamment faible pour pouvoir faire l'approximation $\cos\alpha \sim 1$.

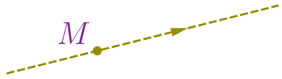


✯ cas d'une OPPM

Pour une OPPM, la phase s'écrit

$$s(M,t) = A(M) \times \cos(\omega\,t - \varphi(M)) \qquad \text{où :}$$

➜ $A(M)$ est l'amplitude de l'onde qui décroît avec la propagation ;
➜ $\varphi(M)$ est la phase (ou le retard de phase) due à la propagation.



✧ Rappelons que, pour une OPPM :

➜ ω est la pulsation, $\nu = \dfrac{\omega}{2\,\pi}$ est la fréquence et $T = \dfrac{1}{\nu}$ la période ;
➜ k est le vecteur d'onde, $\sigma = \dfrac{k}{2\,\pi}$ est le nombre d'ondes et $\lambda = \dfrac{2\,\pi}{k}$ la longueur d'onde ;
➜ $\omega = k\,v_\varphi$ et $n = \dfrac{c}{v_\varphi}$ ce qui donne $\omega \times n = k\,c$.

Dans un milieu d'indice n, nous avons

$$k = n\,k_0 \qquad \text{et} \qquad \lambda = \frac{\lambda_0}{n} \qquad \text{où}$$

k_0 et λ_0 sont le vecteur d'onde et la longueur d'onde dans le vide.

✧ En ce qui concerne la notation complexe, en optique nous adopterons la convention

$$\cos() \longrightarrow \mathrm{e}^{-\mathrm{j}()}$$

Pour une onde monochromatique (pas forcément plane) :
- ➜ $s(M,t) = A(M)\,\cos\big(\omega\,t - \varphi(M)\big)$;
- ➜ $\underline{s}(M,t) = A(M)\,\mathrm{e}^{\,\mathrm{j}\,(\varphi(M)-\omega\,t)}$;
- ➜ $\underline{s}(M,t) = \underline{A}(M)\,\mathrm{e}^{-\mathrm{j}\,\omega\,t}$.

✧ Dans la suite nous travaillerons quasi exclusivement avec l'amplitude scalaire $\underline{A}(M) = A(M)\,\mathrm{e}^{\,\mathrm{j}\,\varphi(M)}$.

II·1·*ii* – phase en un point d'un chemin de lumière

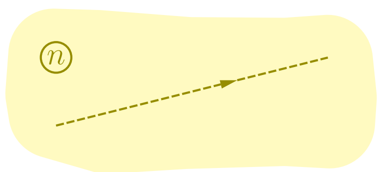
✯ milieu de propagation

✧ Le milieu de propagation de la lumière sera supposé :
- ➜ isotrope ;
- ➜ homogène ;
- ➜ non dissipatif ;
- ➜ linéaire.

✧ Il s'agit là d'hypothèses de base, systématiquement sous-entendues. Nous pourrons éventuellement revenir sur l'une ou l'autre mais toujours en l'explicitant.

✯ expression de la phase

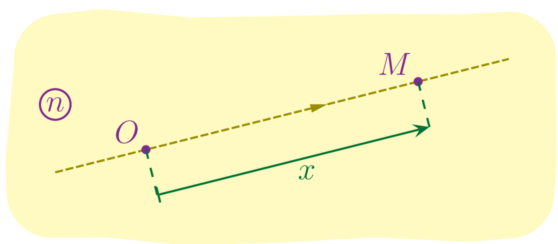
Dans un milieu homogène, les chemins de lumière sont rectilignes.



✧ C'est donc un peu comme un rayon lumineux.

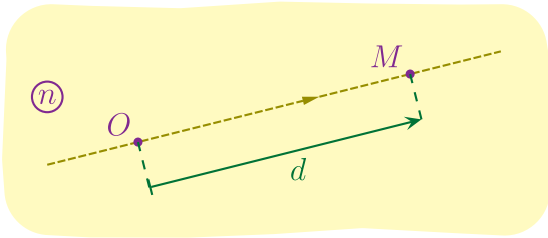
Pour une onde monochromatique dans un milieu usuel, l'amplitude scalaire s'écrit

$$s(M,t) = A(M)\,\cos(\omega\,t - k\,x - \varphi(O)) \qquad \text{ou} \qquad s(M,t) = A(M)\,\cos(\omega\,t - k_0\,n\,x - \varphi(O))$$



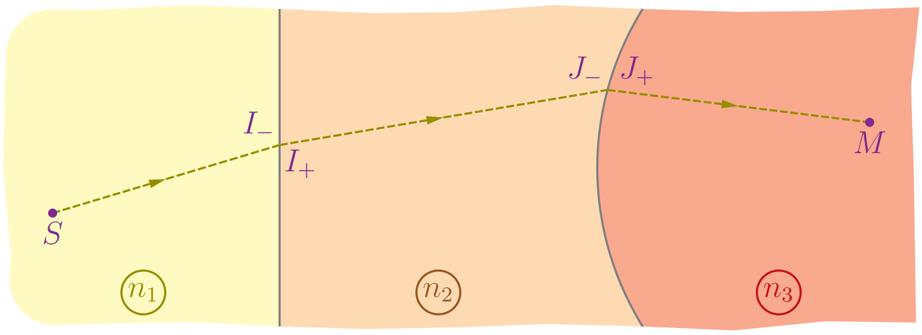
Pour M situé d plus loin que O et sur le même chemin de lumière rectiligne, nous pouvons écrire

$$\varphi(M) = \varphi(O) + n\, k_0\, d$$



✯ traversée de plusieurs milieux

✧ Regardons la situation et notons I et J les points où le rayon lumineux est réfracté.



La phase, sur un chemin de lumière, est continue à la traversée d'un dioptre.

✧ Nous démontrerons ce résultat dans le dernier chapitre d'électromagnétisme.
✧ Nous avons ainsi

$$\varphi(M) = \varphi(J^+) + k_0\, n_3\, J^+M$$
$$\varphi(J^+) = \varphi(J^-) = \varphi(I^+) + k_0\, n_2\, I^+J^-$$
$$\varphi(I^+) = \varphi(I^-) = \varphi(S) + k_0\, n_1\, SI^-$$

✧ Et en regroupant, cela nous donne

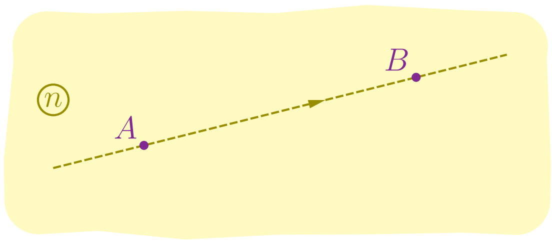
$$\varphi(M) = \varphi(S) + k_0\,\big(n_1\, SI + n_2\, IJ + n_3\, JM\big)$$

II·1·*iii* – chemin optique

✯ définition simplifiée

Dans un milieu homogène, le *chemin optique* parcouru par la lumière entre deux points A et B s'écrit

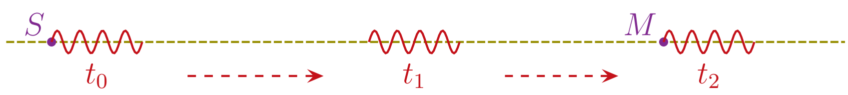
$$(AB) = n\,AB$$



✯ interprétation, utilité

Le chemin optique (AB) entre deux points A et B représente la distance qu'aurait parcouru la lumière dans le vide pendant la durée utilisée pour aller effectivement de A à B.

✧ Imaginons un paquet d'onde qui passe en S à l'instant $t = 0$ et en M à l'instant t_2.



✧ La durée de propagation vaut

$$t_2 = \frac{SM}{v_\varphi} \quad \text{et} \quad n = \frac{c}{v_\varphi} \quad \leadsto \quad t_2 = \frac{n\,SM}{c} = \frac{(SM)}{c} \quad \leadsto \quad (SM) = t_2\,c$$

Le chemin optique permet de transposer en terme géométrique des problèmes temporels.

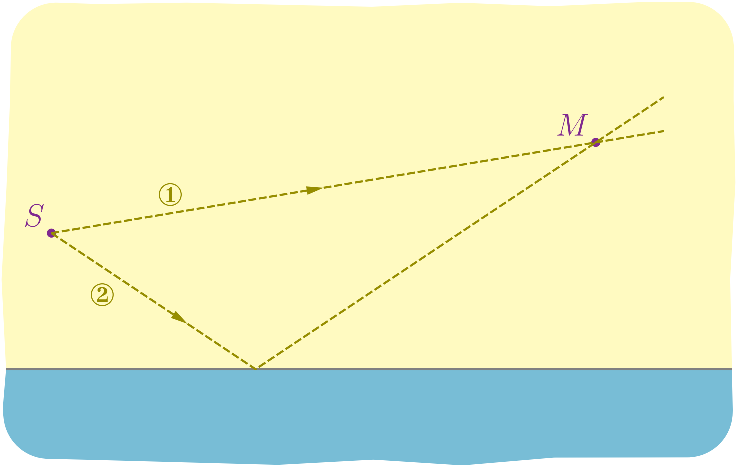
✧ Autrement dit, les questions de « Qui arrive avant qui ? » sont remplacées par des questions de type « Qui a parcouru le plus long chemin ? ».

✧ L'avantage est considérable puisqu'il est très facile de représenter sur un papier un schéma représentant les chemins parcourus alors qu'il est très difficile (impossible même) de dessiner une vidéo montrant l'aspect temporel du problème.

✯ déphasage

✧ Si à une différence de temps nous pouvons associer un déphasage, nous allons faire de même pour les chemins optiques.

La *différence de marche* notée δ est la différence entre deux chemins optiques.



✧ Comme nous le verrons, le signe d'une différence de marche n'a pas d'interprétation intrinsèque mais est lié au choix du chemin de lumière de référence.

$\delta = \lambda_0$	$\Delta t = T$ et $\Delta\varphi = 2\,\pi$
$\delta = \dfrac{\lambda_0}{2}$	$\Delta t = \dfrac{T}{2}$ et $\Delta\varphi = \pi$
$\delta = \dfrac{\lambda_0}{4}$	$\Delta t = \dfrac{T}{4}$ et $\Delta\varphi = \dfrac{\pi}{2}$

II·1·*iv* – cas exceptionnels de déphasage supplémentaire

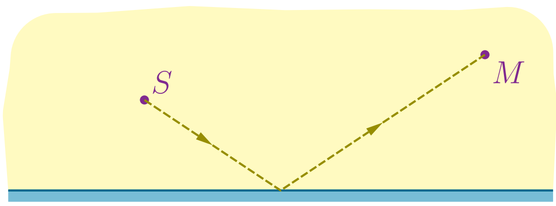
✧ Rappelons qu'il n'y a pas de déphasage lors d'une réfraction.

Il y a un déphasage supplémentaire de π
(ou une différence de marche supplémentaire de $\lambda_0/2$) lorsque :

➜ il y a réflexion sur un miroir ;
➜ il y a une réflexion « vitreuse » (*i.e.* une réflexion sur un milieu plus réfringent) ;
➜ il y a passage par un point de convergence.

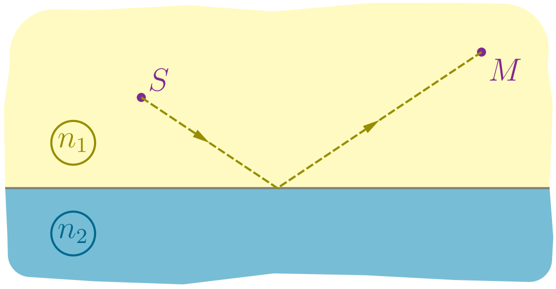
✧ Pour le miroir cela donne

$$(SM) = n\,SI + \underbrace{\frac{\lambda_0}{2}}_{\text{miroir}} + n\,IM$$



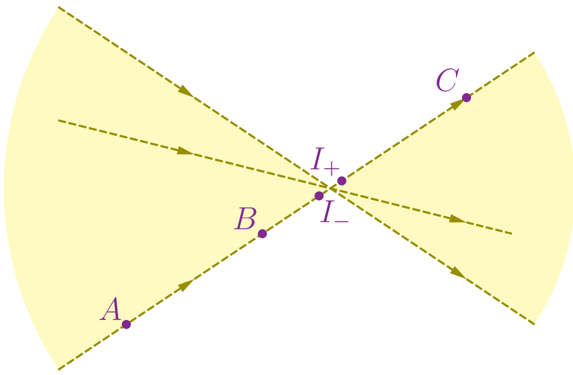
✧ Pour la réflexion vitreuse cela donne

➜ si $n_1 > n_2$: $(SM) = n_1\,SI + \text{rien} + n_1\,IM$;
➜ si $n_1 < n_2$: $(SM) = n_1\,SI + \dfrac{\lambda_0}{2} + n_1\,IM$.



✧ Pour le point de convergence, nous avons

$$(AC) = n\,AC + \frac{\lambda_0}{2}$$

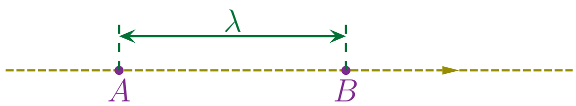


II·2 – Surfaces d'onde

II·2·*i* – définition

> Une *surface d'onde* est une surface sur laquelle tous les points sont en phase à un instant fixé.

✧ Une surface d'onde est donc une surface « isophase ».
✧ Ce n'est pas parce que la phase est définie à $2\,\pi$ près que les points A et B ci-dessous sont en phase.



✧ A et B ne sont **pas** sur la même surface d'onde.

II·2·*ii* – théorème de MALUS

✧ C'est un théorème admis.

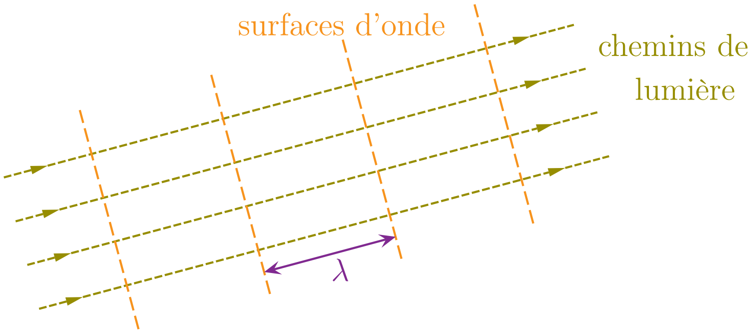
> Les rayons lumineux sont orthogonaux aux surfaces d'onde.

✧ Là, il s'agit bien de rayons lumineux.

✧ C'est tout à fait analogue à l'électrostatique où les lignes de champ $\vec{E}$ sont orthogonales aux isopotentielles.

II·2·*iii* – ondes planes

Une onde est *plane* lorsque toutes ses surfaces d'onde sont planes.

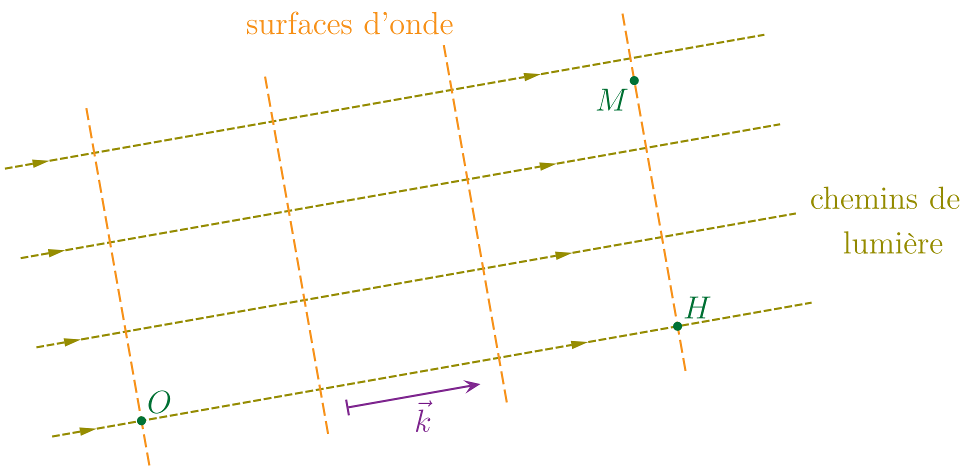


✧ Nous voyons sur la construction ci-dessus qu'une onde plane provient de rayons parallèles.

Une onde plane est engendrée par une source **ponctuelle** à l'infini.

La phase d'une onde plane peut s'écrire sous la forme

$$\varphi(M) = \varphi(O) + \vec{k} \cdot \overrightarrow{OM}$$

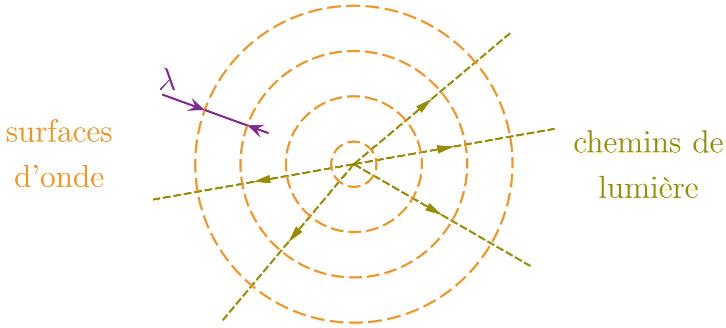


✧ En effet, avec les notations du schéma ci-dessus nous avons

$$
\begin{aligned}
\varphi(M) &= \varphi(H) \\
&= \varphi(O) + \frac{2\,\pi}{\lambda_0} \times (OH) \\
&= \varphi(O) + \frac{2\,\pi}{\lambda_0} \times n \times OH \\
&= \varphi(O) + k \times \vec{u} \cdot \overrightarrow{OM} \\
&= \varphi(O) + \vec{k} \cdot \overrightarrow{OM}
\end{aligned}
$$

II·2·*iv* – ondes sphériques

Une onde est *sphérique* lorsque toutes ses surfaces d'onde sont sphériques centrées sur le même point.



Une onde sphérique correspond à onde émise par une source **ponctuelle** à distance finie située au centre des sphères des surfaces d'onde.

Pour une onde sphérique :

➜ l'amplitude diminue en $\dfrac{1}{SM}$ où SM est la distance source / point considéré ;

➜ la phase s'écrit $\varphi(M) = \varphi(S) + k_0\,(SM)$.

✧ Nous démontrerons ces résultats dans le chapitre sur l'électromagnétisme traitant des ondes.

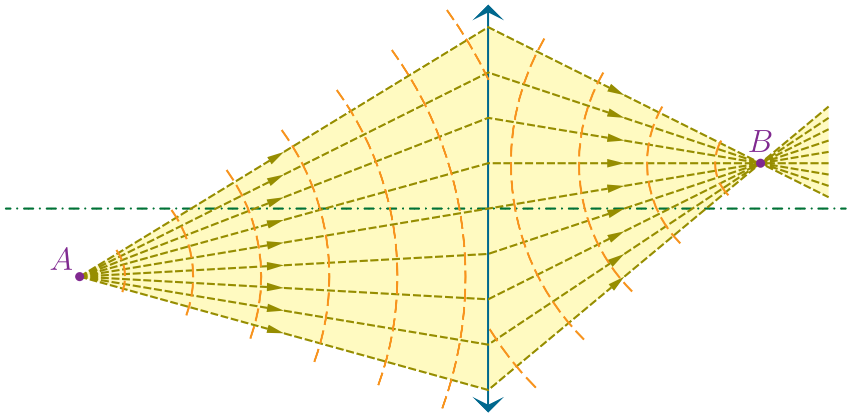
✧ Rappelons simplement qu'ici la diminution de l'amplitude correspond à de l'atténuation sans absorption.

II·2·*v* – effet des lentilles

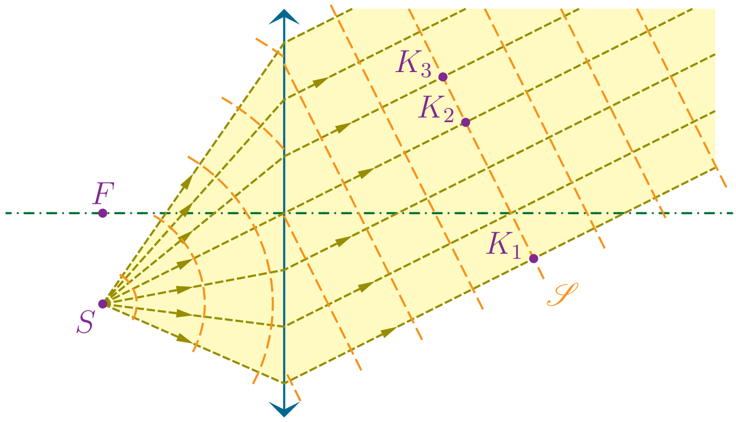
Entre deux points conjugués A et B par un système optique, le chemin optique entre A et B est le même *quel que soit* le chemin de lumière emprunté.

✧ Il s'agit là d'un résultat très utile pour calculer des chemins optique à travers des systèmes optiques schématisés.

✧ L'explication est presque évidente sur un schéma.
✧ Prenons deux points conjugués à distance fini et dessinons les rayons lumineux puis les surfaces d'onde.



✧ Nous voyons alors que si A correspond à une « surface d'onde » puisqu'il est la source, alors B est aussi sur une surface d'onde ce qui implique que tous les ondes arrivent avec la même phase donc ont parcouru le même chemin optique.
✧ La plupart du temps nous utiliserons cette propriété dans le cas où B est à l'infini.

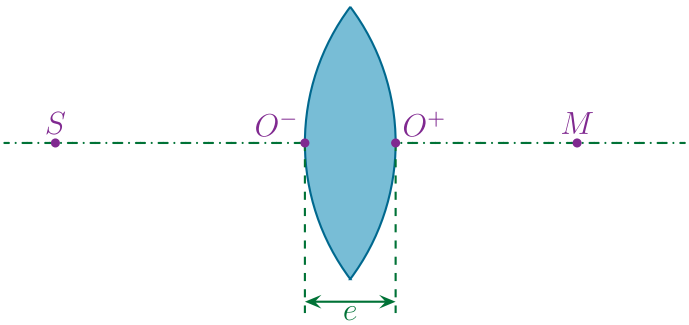


✧ En n'importe lequel des points situés sur la surface $\mathscr{S}$, à savoir K_1, K_2… nous avons

$$(SK1) = (SK2) = (SK3) = \cdots$$

Si nous savons que le chemin optique est le même quel que soit le chemin de lumière emprunté, nous ne pouvons pas connaître la valeur de ce chemin optique car il dépend de l'épaisseur de la lentille, épaisseur qui n'est jamais représentée sur les schémas.

$$(SM) = (SO^-) + (O^-O^+) + (O^+M) \qquad \rightsquigarrow \qquad (SM) = n_{\text{air}}\, SO^- + n_{\text{lentille}}\, e + n_{\text{air}}\, O^+M$$



✧ Le lecteur pourra réfléchir à l'explication, en terme d'onde et de chemin optique, du lien entre la forme d'une lentille (bord mince ou épais) avec sa nature (convergente ou divergente).

En fait le point conjugué par une système optique correspond au point où toutes les portions d'ondes émises par le point source interfèrent constructivement.

II·3 – Éclairement

II·3·*i* – puissance instantanée

✧ Nous verrons plus tard en électromagnétisme que l'énergie volumique contenue dans une onde électromagnétique s'écrit, en un point fixé de l'espace,

$$e(t) \propto E^2(t)$$

✧ Comme nous l'avons vu dans les chapitres précédent, dans le cas du phénomène de propagation, la puissance transportée est proportionnelle à l'énergie contenue.

> L'*éclairement* est la puissance surfacique transportée par l'onde lumineuse et s'écrit
> $$\mathscr{E}(M,t) = \kappa\, s^2(M,t)$$

✧ Cet éclairement est en W.m^{-2} mais, comme nous le verrons, expérimentalement nous ne mesurons jamais (ou si peu) la valeur numérique de la puissance : nous ne mesurerons que des *variations* d'éclairement.

✧ Ceci explique le fait que la constante κ n'a aucun intérêt physique.

L'éclairement n'est autre que $\vec{\Pi} \cdot \vec{n}$ avec $\vec{\Pi}$ le vecteur de Poynting et $\vec{n}$ la normale à la surface d'observation.

II·3·*ii* – visuellement

✧ Pour observer la lumière, il faut naturellement un capteur. Il en existe différents types dont les plus courants sont les suivants.

capteur	photographie	temps de réaction
photorésistance	 subaru.univ-lemans.fr	1 s
œil	 www.photo-libre.fr	0,1 s
CCD	 www.cours-photophiles.com	10^{-3} s
photodiode	 www.epn-online.com	10^{-6} s

capteur	photographie	temps de réaction
photomultiplicateur	 www.hofstragroup.com	10^{-9} s

✧ Étant donné que les fréquences lumineuses sont de l'ordre de 10^{15} Hz cela pose un « léger soucis ».

L'éclairement instantané est inaccessible expérimentalement.

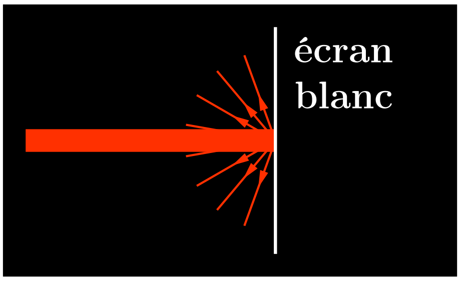
L'*éclairement* en optique sera toujours compris comme la valeur moyenne de l'éclairement instantané.

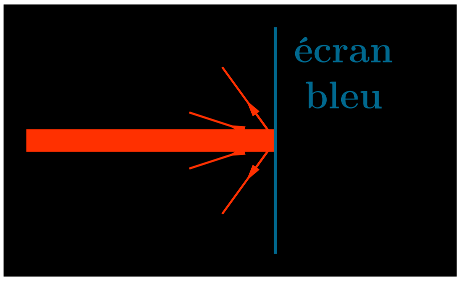
$$\mathscr{E}(M) = \kappa \left\langle s^2(M,t) \right\rangle \qquad \text{ou} \qquad \mathscr{E}(M) = \kappa \left| \underline{s}^2(M) \right|$$

II·3·*iii* – intensité

L'*intensité* d'une onde lumineuse est la puissance surfacique émise par une source.

- Pour une source dite primaire, éclairement et intensité sont deux notions identiques mais il n'en est pas de même pour des sources secondaire.
- Prenons ainsi une radiation rouge arrivant sur un écran blanc puis un écran bleu.





- Dans le premier cas, l'intensité est loin d'être non nulle alors que dans le 2e cas seule une faible fraction de l'éclairement est réémis.

L'intensité est proportionnelle à l'éclairement.

- De manière pratique il y a **très souvent** une confusion entre intensité et éclairement ce qui, en soi, n'est pas grave puisque, sauf exception que le rédacteur que je suis n'a jamais rencontrée, nous traiterons toujours des problèmes avec des écrans blancs pour lesquels la constante de proportionnalité entre éclairement et intensité ne dépend pas de la radiation.
- Dans toute la suite, nous calculerons et raisonnerons toujours avec l'éclairement, **même si** l'énoncé parle d'intensité.

II·4 – Sources lumineuses

II·4·*i* – source monochromatique

- Aucune source n'est parfaitement monochromatique mais c'est le laser qui s'en approche le plus.
- LASER est un acronyme qui signifie « Light Amplificated by Stimulated Emission Radiation »

La longueur d'onde du LASER rouge Hélium – Néon utilisé en TP vaut $\lambda_0 = 632{,}8$ nm.

- L'idée du LASER est d'envoyer une radiation correspondant à une transition entre deux états électroniques pour lesquels les électrons sont *déjà* excités.
- S'en suit alors une désexcitation « stimulée » par le photon incident qui a pour caractéristique de créer un photon identique à lui-même.
- Le rendement des LASER est plus que très faible : de 10 W à l'entrée (pour un LASER de TP) il ne ressort « que » 1 mW.
- Expérimentalement nous pouvons considérer que le spectre se réduit à une raie même si ce n'est pas exactement le cas.

II·4·*ii* – lampes spectrales

✧ Ce sont les lampes à sources de raies.
✧ Les électrons sont excités par une décharge électrique et la désexcitation est spontanée.

> Le doublet jaune orange de la lampe à vapeur de sodium correspond à $\lambda = 589{,}0$ nm et $\lambda = 589{,}6$ nm.

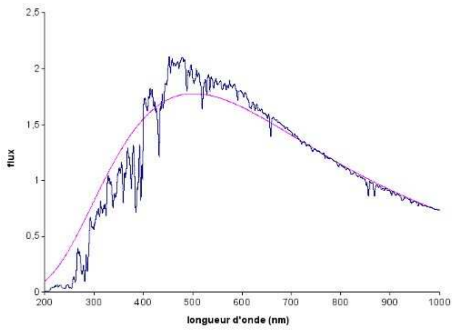
> Le doublet jaune de la lampe à vapeur de mercure correspond à $\lambda = 577$ nm et $\lambda = 579$ nm.

✧ Le spectre est un ensemble de raies à des fréquences très précises caractéristique de l'élément utilisé.
☕ *Remarque.* La mesure précise des longueurs d'onde émises par les étoiles lointaine permettent de connaître leurs compositions et leurs vitesses par rapport à nous.

II·4·*iii* – lumière « blanche »

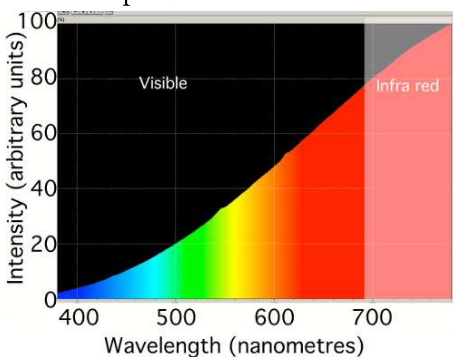
✧ Quand la température d'un corps s'élève, celui-ci émet spontanément de la lumière.
✧ C'est le cas en particulier du Soleil, des lampes à incandescence (de plus en plus rares) et des lampes halogènes.
✧ Voici quelques spectres.

Soleil



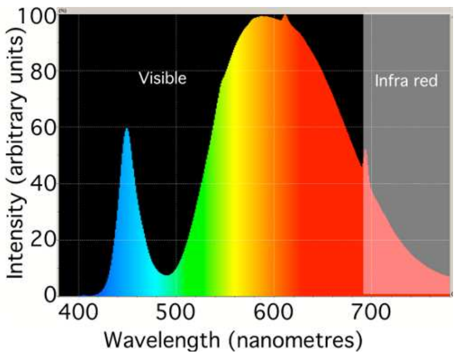
`culturesciencesphysique.ens-lyon.fr`

lampe à incandescence



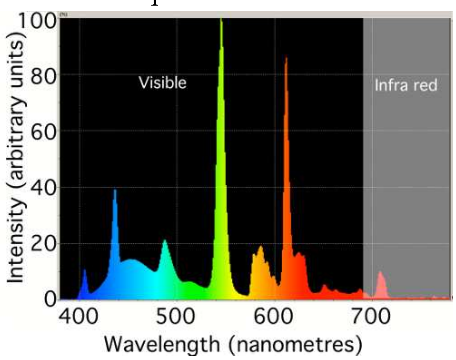
`protonsforbreakfast.wordpress.com`

LED



`protonsforbreakfast.wordpress.com`

lampe fluorescente

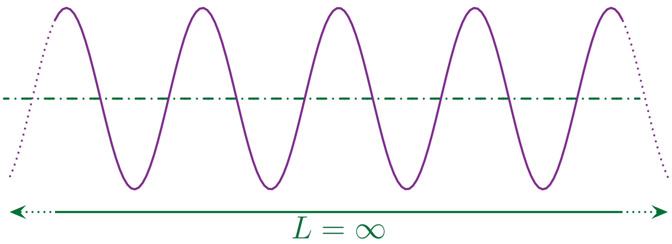


`protonsforbreakfast.wordpress.com`

II·5 – Trains d'ondes

II·5·*i* – onde monochromatique

✧ Une onde parfaitement monochromatique est une onde qui possède une extension spatiale et temporelle infinie : c'est tout simplement impossible.



✧ Ceci étant, par superposition d'ondes monochromatiques, nous pouvons créer de vrais paquets d'ondes qui ont une extension spatiale et temporelle finie.

II·5·*ii* – onde non monochromatique

✯ un train d'onde

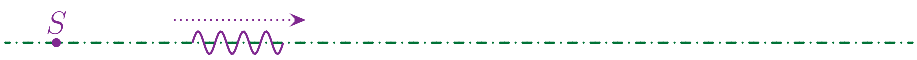
Dans le cadre de l'optique ondulatoire, un paquet d'onde s'appelle un *train d'onde*.

L'extension spatiale d'un train d'onde s'appelle la *longueur de cohérence* et se note ℓ_c.

L'extension temporelle d'un train d'onde s'appelle la *durée de cohérence* et se note τ_c.

Le mot « cohérence » est directement lié aux problèmes de cohérences. En revanche, les problèmes de cohérence spatiales n'ont **rien à voir** avec la longueur de cohérence ℓ_c mais sont lié à la taille de la source.

✧ Nous pouvons représenter un train d'onde par quelques « oscillations ».



✧ Suite au phénomène de propagation, nous avons tout naturellement

Longueur de cohérence et durée de cohérence sont reliés par

$$\ell_c = c\,\tau_c$$

✧ Avec ce que nous avons vu dans le chapitre sur les ondes, nous pouvons donner la propriété suivante.

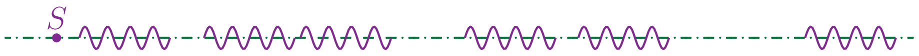
Pour un train d'onde de durée de cohérence ℓ_c et dont le spectre a pour largeur caractéristique $\Delta\nu$ nous avons

$$\tau_c \times \Delta\nu \sim 1$$

source	Soleil	doublet Hg	doublet Na	LASER de TP
ℓ_c	1 μm	0,3 mm	1 mm	1 m

✯ succession des trains d'onde

✧ Entre chaque train d'onde émis, la source « attend » un peu.
✧ Quand la source se désexcite à nouveau, elle a oublié le précédent train d'onde et, donc, ne l'envoie pas dans la continuité.



Les trains d'onde successifs émis sont déphasés de manière aléatoire.

C'est bien cette propriété qui est à la base des problèmes de cohérence temporelle.

Vers l'optique ondulatoire

Au niveau du cours

✰ Programme concerné

- ✧ Programme de 1re année :
  - ➜ II.A. Formation des images en optique
- ✧ Programme de 2e année :
  - ➜ I.C.1. Phénomènes de propagation unidimensionnels non dispersifs – équation de D'ALEMBERT

✰ Les définitions

- ✧ Sont à savoir :
  - ➜ photon, onde électromagnétique, spectre, longueur d'onde, radiation, fréquence ;
  - ➜ indice optique, réfringence, biréfringence, loi de CAUCHY ;
  - ➜ système optique, système centré, système dioptrique / catadioptrique, système convergent / divergent ;
  - ➜ point objet / image, point réel / virtuel, foyer principal / secondaire ;
  - ➜ stigmatisme, aplanétisme ;
  - ➜ rayon paraxial ;
  - ➜ miroirs sphérique minces, lentilles sphériques minces ;
  - ➜ amplitude scalaire ;
  - ➜ chemin optique, phasey
  - ➜ onde plane / sphérique ;
  - ➜ éclairement, intensitéy
  - ➜ laser, lampe spectrale, lumière blanche ;
  - ➜ train d'onde, durée d'émission.

✰ Les grandeurs

- ✧ Connaître les valeurs de :
  - ➜ constante de PLANCK h (J.s) ;
  - ➜ longueur d'onde du laser He-Ne / du doublet du sodium ;
  - ➜ longueur des trains d'onde des lumières usuelles : laser He-Ne, lampe au sodium, lumière blanche.

✰ Les lois

- ✧ Sont à connaître :
  - ➜ loi de CAUCHY ;
  - ➜ lois de SNELL – DESCARTES ;
  - ➜ relation de conjugaison pour un miroir plan ;
  - ➜ relations de conjugaison de NEWTON et de DESCARTE pour un miroir sphérique / une lentille sphérique ;
  - ➜ expression du vecteur d'onde / la longueur d'onde en fonction du vecteur d'onde / de la longueur d'onde dans le vide et de l'indice optique ;
  - ➜ connaître les cas exceptionnels de déphasage d'une onde ;
  - ➜ théorème de MALUS.

✯ la phénoménologie

✧ Savoir :
- ➜ savoir interpréter la réflexion dans un miroir en terme de source fictive ;
- ➜ savoir décrire les conditions de Gauss et en connaître les conséquences ;
- ➜ connaître la relation entre durée d'émission d'un train d'onde et largeur spectrale.

Au niveau des savoir-faire

✯ petits gestes

✧ Savoir :
- ➜ savoir tracer le rayon réfléchi par un miroir d'un rayon incident quelconque ;
- ➜ savoir tracer le rayon réfracté par une lentille d'un rayon incident quelconque ;
- ➜ savoir tracer rapidement l'hyperbole de conjugaison pour un miroir sphérique / une lentille sphérique ;
- ➜ savoir utiliser les hyperboles de conjugaison pour trouver rapidement la position de l'image connaissant celle de l'objet ou le contraire ;
- ➜ savoir calculer un chemin optique.