Optique

Chapitre 1

Voir à travers

Voir à travers

Dans ce chapitre nous allons nous intéresser à tout ce que l'on peut voir à travers quelque chose de transparent. Pour ce faire, nous allons commencer par essayer de comprendre ce que signifie « voir » quelque chose. Nous pourrons alors après nous intéresser aux lentilles et à la manière dont elles « fonctionnent ». Enfin, dans une dernière partie, nous étudierons quelques exemples de ce qu'il est possible de faire en associant plusieurs lentilles.

Table des matières

I – Voir ?

I·1 – Lumière !

I·1·*i* – la phénoménologie

✧ La question est : comment caractériser la lumière ? Qu'a-t-elle de particulier, physiquement parlant ? Nous ne demandons pas à présent de dire ce qu'elle *est* mais comment elle se comporte.

✧ La lumière est quelque chose qui :
- ➜ se propage
- ➜ se propage vite
- ➜ présente des phénomènes colorés
- ➜ transporte de l'énergie
- ➜ se propage souvent en ligne droite
- ➜ se propage en « rayon lumineux »

> La lumière est un phénomène propagatif.

> En optique géométrique, la durée de parcours de la lumière est toujours considéré comme instantanné.

STOP Cela ne signifie pas que nous négligeons les écarts de vitesse que la lumière pourrait avoir dans les milieux, mais seulement les durées de transit dans les différents milieux.

> La lumière se propage suivant des lignes, souvent droites, appelées *rayons lumineux*.

✯ la lumière est invisible

✧ Quand de la lumière passe devant nous, nous ne la voyons pas. Nous ne pouvons même pas deviner qu'elle existe.

✧ Pour percevoir un trajet de lumière (un rayon lumineux), il est nécessaire de mettre quelque chose sur son passage qui permet de renvoyer de la lumière vers tous les yeux.

> La lumière n'est perçue que si elle rentre dans les yeux.

I·1·*ii* – comment ça marche

✧ Bien que nous ne connaissons pas encore la nature exacte de la lumière, nous pouvons énoncer quelques lois générales quant à sa manière de se propager.

✯ indépendance des rayons lumineux

> La marche d'un rayon lumineux n'est pas influencée par celle d'un autre rayon lumineux.

✧ Comme son nom d'indique, cette loi stipule que chaque rayon peut-être traité indépendamment l'un de l'autre.

Il y a de la lumière tout au long d'un rayon lumineux.

✧ Cela paraît logique, pourtant cette loi n'est plus vraie en optique ondulatoire où il est nécessaire de connaître toutes les marches de tous les rayons lumineux pour savoir si à un endroit donné il y a, ou non, de la lumière.

✯ principe de retour inverse

Si la lumière peut suivre un chemin dans un sens alors elle peut suivre le même chemin dans l'autre sens.

✧ Comme souvent, quand nous disons que la lumière « peut » le faire, cela ne signifie pas qu'elle le fait effectivement mais seulement qu'elle en a la possibilité.

✧ Comment expliquer, alors, les miroirs sans teint ? C'est très simple. En fait il s'agit d'un miroir spécial qui laisse passer (par exemple) 1 % de la lumière. Imaginons alors deux pièces séparées par un tel miroir. Dans une pièce il y a production de 10 000 unités de lumière, dans l'autre, aucune :

- ➜ 100 unités de lumière passent dans la pièce « sombre » : ceux qui y sont peuvent voir ceux de la pièce éclairée
- ➜ 1 unité de lumière revient dans la pièce « éclairée » : ceux qui y sont ne voient pas ceux de la pièce sombre car ils sont aveuglés par les 9900 unités de lumière de leur propre pièce.

✯ propagation en ligne droite

Dans un milieu transparent et homogène, la lumière se propage en ligne droite.

✧ Cela implique que chaque fois que la lumière rencontre un obstacle, elle a le droit de « tourner ».

✧ De plus nous verrons dans le chapitre 3 qu'il n'est pas très difficile de faire en sorte que de la lumière tourne à l'intérieur d'un milieu transparent. Mais ce n'est pas le cas qui nous préoccupera d'ici là.

I·2 – Objets lumineux

✧ Une bonne question est de savoir ce qu'est un objet lumineux. Faisons simple.

Un objet est dit *lumineux* s'il envoit de la lumière.

✧ Tant que nous n'avons pas préciser ce que c'était que « voir », mieux vaut en rester là. En effet, nous disons bien que nous voyons le ciel étoilé. Or nous ne voyons que les étoiles, pas le ciel puisqu'à proprement parler il n'envoie pas de lumière.

I·2·i – les sources primaires

Une source de lumière est dite *primaire* lorsqu'elle émet de la lumière sans en avoir reçu au préalable.

✧ En fait, une source primaire convertit de l'énergie sous forme lumineuse. Il peut s'agir, par exemple :

➜ d'une lampe à incandescence, du soleil, ... qui émettent de la lumière « blanche ». En fait, dès que la température d'un corps augmente, il se met à émettre spontanément de la lumière (cf. braises)
➜ d'une lampe à vapeur. Ces lampes sont utilisées en TP et dans les éclairages publics. Elles émettent une lumière caractéristique du gaz qui les compose.
➜ le laser qui émet une lumière très spéciale avec un rendement minable. Rappelons ici que les laser utilisés en TP, bien qu'ils soient dangereux n'ont pas à être craints outre mesure. Si un éclat de laser parvient dans l'œil, un refléxe animal ancestral soit tourner la tête et / ou fermer les paupières. Avec les lasers utilisés en TP cela suffit largement à éviter tout dommage irréversible de l'œil. Bien sûr cela ne signifie pas qu'il est possible de regarder un laser en face. Car c'est lui qui va gagner sinon.

I·2·*ii* – les sources secondaires

Une source de lumière est dite *secondaire* si elle émet de la lumière qu'elle a préalablement absorbée.

La lumière renvoyée par une source secondaire est dite *diffusée*. Elle est :
➜ une partie de la lumière reçue
➜ émise dans toutes les directions

✧ Ainsi :
➜ une feuille blanche éclairée par de la lumière blanche ou rouge n'a pas la même couleur
➜ une feuille bleue ou une feuille rouge éclairée par une lumière rouge n'a pas la même couleur
➜ une source secondaire éclairée est *a priori* visible dans toutes les directions

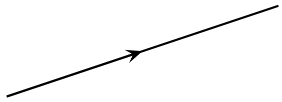
I·2·*iii* – les inclassables

✧ Les miroirs. Ils n'absorbent pas la lumière mais la réfléchissent. De plus ils la réfléchissent dans des directions bien spécifiques et pas dans toutes comme les sources secondaires. Nous en parlerons dans le 2^{e} chapitre.
✧ Les matériaux fluorescents. Ils absorbent et réemettent de la lumière dans toutes les directions mais sans que cela soit exactement une partie de la lumière envoyée, elle change un peu. Notamment de la lumière normalement invisible (les célèbres U.V.) sont transformés en lumière visible.
✧ Les matériaux phosphorescents. Ils agissent comme les matériaux fluorescents mais sur une durée bien plus longue. La limite entre les deux types est d'ailleurs assez floue.

I·3 – Que voyons-nous ?

I·3·*i* – pas la lumière !

✧ Comme nous l'avons remarqué précedemment, la lumière ne se voit pas en tant que telle. Pour cela, il est absolument nécessaire qu'elle arrive dans l'œil ou dans tout autre capteur optique. Comme chacun possède deux capteurs sur soi, nous parlerons dans la suite de ces derniers.
✧ Ceci étant, bien que la lumière ne puisse pas se voir, nous représenterons les rayons lumineux par des lignes fléchées dans le sens de propagation de la lumière.

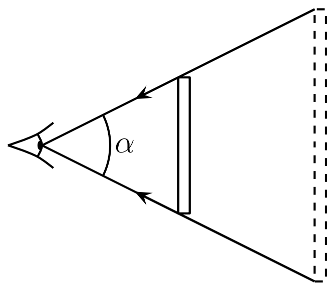


I·3·*ii* – quand un objet est-il vu grand ?

- Attention à la question. Il n'est pas demandé « Quand un objet est-il grand ? » mais « Quand est-il *vu* grand ?»
- En effet, si nous regardons bien, avec un crayon à bout de bras, il est facile de constater que le crayon prend plus de place dans l'espace visuel que beaucoup de choses qui sont pourtant intrinsèquement plus grandes.
- C'est d'ailleurs pour cette raison qu'il est plus facile de voir des détails sur des objets proches que sur des objets lointains : parce que les détails « semblent » plus grands.

Montrer la photo représentant le phénomène.

- Comme le montre le schéma ci-dessous, deux objets dont un est deux fois plus loin et deux fois plus grand paraîtront de même taille à l'observateur.



> La *taille angulaire*, ou *l'angle apparent*, d'un objet est l'angle sous lequel cet objet est vu, *ie.* c'est l'angle au niveau de l'œil entre les rayons émis par les extrémités de l'objet.

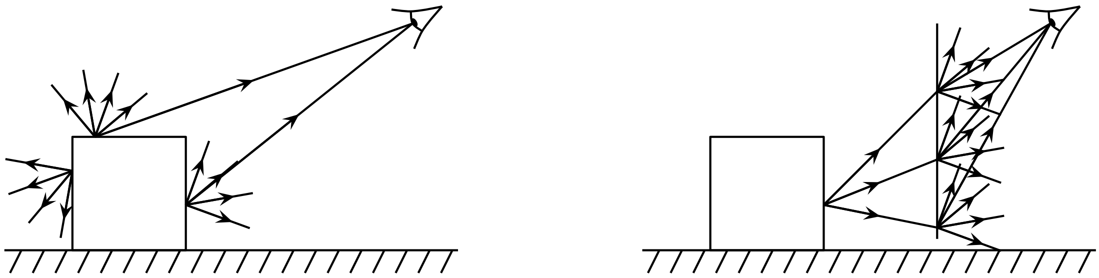
- Quelques fois nous parlerons de la taille d'un objet (dans le cas précédent, l'une est deux fois supérieure à l'autre), mais la plupart du temps, ce sera pour revenir à la taille angulaire, caractéristique véritablement fondamentale en optique. En effet, les étoiles sont gigantesques, mais ce n'est pas pour cela que nous arrivons à voir les détails de leurs surfaces.

I·3·*iii* – quand un objet est-il vu ?

- La question est plus délicate car elle nécessite de répondre d'abord à la question « Qu'est-ce que voir un objet ? »

Faire l'expérience avec la pochette plastique.

- Pourquoi lorsqu'une pochette plastique est interposée entre un objet et l'œil, l'objet n'est-il pas bien vu ? La pochette est pourtant transparente, la preuve est que nous pouvons voir qu'il y a un objet derrière la pochette.
- Sans la pochette, la réponse est évidente.
- Schématisons ce qu'il se passe.



◇ Il y a plusieurs façon de définir la vision d'un objet : savoir que quelque chose était là ou savoir précisément ce qui était là.
◇ Pour notre part, nous ne limiterons pas la vision d'un objet à la simple perception de lumière.

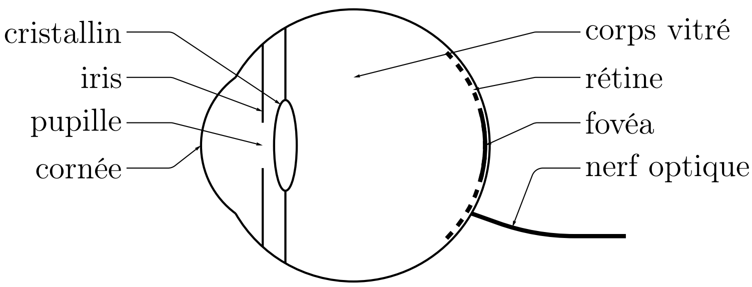
Un objet est dit *vu* lorsqu'il est vu de manière nette par un observateur.

Lorsqu'un objet est vu nettement, chacun de ses points émet un large faisceau lumineux dont un fin pinceau rentre dans l'œil.

Un point objet est vu tel un point ; un objet non ponctuel contient une infinité de points objets.

I·4 – L'œil, collecteur de lumière

I·4·*i* – sommaire description biologique



◇ Le cristallin est une lentille déformable afin de s'adapter aux objets que l'œil cherche à voir.
◇ La distance entre le cristallin et la rétine est fixe et est de l'ordre de 1,5 cm.
◇ L'iris contrôle l'ouverture de la pupille *ie.* de la quantité de lumière qui entre dans l'œil.
◇ Seul ce qui est perçu par la fovéa est perçu avec des détails. Tout ce qui est perçu par la rétine n'est que flou et est réinventé par le cerveau. La zone d'où part le nerf optique est ainsi complètement aveugle.

I·4·*ii* – caractéristiques normales

✯ champ visuel

> Le *champ visuel* est l'ensemble de ce qu'il est possible de voir pour un capteur optique.
> Le champ visuel est caractérisé par l'angle formé par les rayons extrêmes accessibles au capteur.

✧ Un œil est capable (en tournant) de voir à peu près sur 180 ° horizontalement et sur à peu près 150 ° verticalement.

✯ plage d'accomodation

✧ Il est facile de se rendre compte que notre œil n'est pas capable de voir tout net. En rapprochant un crayon de son œil à un moment, il n'est plus possible d'en voir les détails, ils deviennent flou : l'objet n'est plus vu. Tout juste est-il encore perçu.

> Le point le plus proche visible nettement est appelé *ponctum proximum*.
> Le point le plus loin visible nettement sans effort est appelé *ponctum remotum*.

> Un œil normal est appelé *emmétrope*.

> Le ponctum proximum d'un œil emmétrope est situé à environ 10 cm et le ponctum remotum est à l'infini.

✧ Bien que le ponctum proximum soit situé à environ 10 cm, comme accomoder à cette distance demande un certain effort, nous ne parlerons que du point le plus proche visible nettement sans effort. Ce point est situé à 25 cm et nous l'appellerons par abus de langage *ponctum proximum*.

✧ L'infini, pour l'œil, est à environ 5 m donc ce n'est pas si loin que cela.

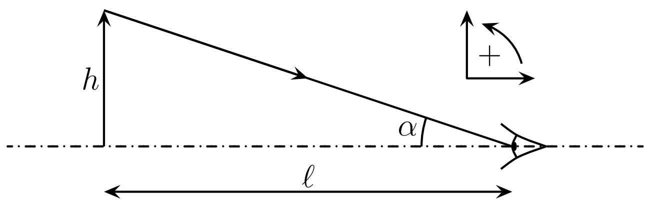
✯ acuité visuelle

> L'*acuité visuelle* est le nom donné au pouvoir séparateur de l'œil.

> Le *pouvoir séparateur* d'un capteur est la capacité qu'il a à pouvoir distinguer deux points très proches.
> Ce pouvoir est caractérisé par l'angle minimal que doivent former par deux rayons pour qu'ils puissent être interprétés comme provenant de points différents.

> Pour un œil normal, le pouvoir séparateur est d'une minute d'angle.

✧ $\alpha = 1'$ correspond à un objet de longueur :
- ➜ $h = \ell \tan\alpha = 7.10^{-2}$ mm à $\ell = 25$ cm
- ➜ $h = \ell \tan\alpha = 1{,}5$ mm à $\ell = 5$ m



✧ Ceci dit, l'acuité visuelle dépend de la position dans le champ visuel (de face ou sur le côté), de l'éclairage, ...

I·4·*iii* – autofocus de l'œil

✧ L'accomodation de l'œil se fait de manière instinctive sur ce qui est regardé. Il est difficile de se rendre compte que ce que nous ne regardons pas, nous le voyons flou.
✧ Cet autofocus est relativement rapide : environ une demi-seconde lorsque l'œil passe d'une accomodation à l'infini à une accomodation très proche. Un peu plus lentement dans l'autre sens.
✧ Avec la fatigue, notamment la nuit, cet autofocus peut devenir sensiblement plus long, de l'ordre de la seconde.
✧ Ceci dit, le principal inconvénient de cet autofocus réside dans le fait que l'œil, perpétuellement en train d'accomoder, n'est donc pas capable en lui-même de déterminer à quelle distance est la chose vue. Cela pourra poser quelques soucis en TP.

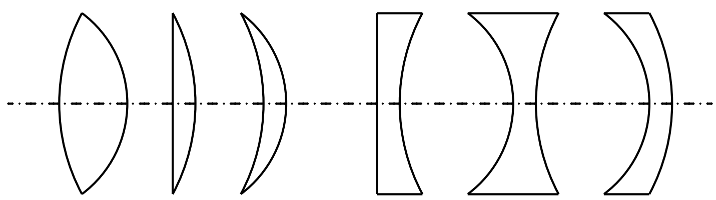
II – Voir à travers une lentille sphérique

II·1 – Phénoménologie

II·1·*i* – deux types de lentilles

Distribuer des lentilles à tout le monde.

Une *lentille sphérique* est un objet fait d'un matériau transparent et dont les deux faces à travers lesquelles la lumière passe sont sphériques ou planes.



✧ Il existe deux types de lentilles sphériques :
- ➜ les lentilles convergentes, elles ont des bords plus minces que leurs centres
- ➜ les lentilles divergentes, elles ont des bords plus épais que leurs centres

✧ Au toucher, il est assez facile de reconnaître une lentille convergente d'une lentille divergente.

II·1·*ii* – voir à travers une lentille

✧ Pour voir quelque chose de manière nette, il est nécessaire :
- ➜ que chaque point de l'objet émetteur envoie un faisceau lumineux dont une partie sera captée par l'œil
- ➜ que le point origine de faisceau soit entre les ponctums proximum et remotum de l'œil

Essayez de voir nettement à travers les lentilles un objet lointain.

✧ Nous pouvons constater les faits suivants :
- ➜ il faut s'éloigner beaucoup avec une lentille CV
- ➜ il faut s'éloigner un peu moins avec une lentille DV

Essayez de voir ce que devient la lumière des lampes du plafond *après* le passage par la lentille.

✧ Nous constatons :
- ➜ que la lumière semble se regrouper après la lentille CV
- ➜ que la lumière semble s'écarter après la lentille DV

Essayez de projeter les lampes sur une feuilles blanches.

✧ Comme il est possible de voir la lampe se dessiner sur la feuille, cela signifie :
- ➜ que chaque point de la feuille émet un faisceau lumineux provenant d'un et d'un seul point de la lampe
- ➜ que le trajets des rayons lumineux émis par chaque point de la lampe ont été modifiés par le passage à travers la lentille

✧ Pour les plus habile, nous pouvons constater que l'image de la lampe est d'autant plus belle et nette que la feuille de papier **et** la lentille sont dans des plans parallèles à la lampe.

II·1·*iii* – qu'est-ce qu'une image ?

✧ À plusieurs reprises nous avons employé le mot image sans véritablement le définir.

L'*image d'un objet* à travers une lentille est l'ensemble des points qu'il est possible de voir nettement en se positionnant bien.

✧ « en se positionnant bien » signifie qu'il peut être nécessaire de se reculer beaucoup pour faire en sorte que l'image soit positionnée entre le *ponctum remotum* et le *ponctum proximum* de l'œil.

✧ Cela signifie que ce n'est pas parce que nous ne voyons pas une image que celle-ci n'existe pas !

Montrer des photos prises à travers des systèmes optiques.

✧ Image et objet sont optiquement identiques pour l'œil : ce sont des points sources de faisceaux lumineux. Si nous ne savons pas que nous regardons « au travers » de quelque chose, tout se passe comme si ce quelque chose n'existait pas. Pensez aux portes vitrées, aux miroirs et aux photos précédentes.

Une image est constituée d'une infinité de points images.

Lorsqu'un point A donne une image A' à travers une lentille $\mathscr{L}$, nous le notons $A \xrightarrow{\mathscr{L}} B$.

II·1·*iv* – qu'est-ce qu'un objet au fait ?

Un *objet* est ce qui serait vu (en se positionnant bien) sans la lentille.

✧ La plupart du temps les objets optiquement parlant sont des objets vulgairement[1] parlant, mais ils peuvent aussi parfois être des images données par d'autres lentilles.

II·2 – Constructions graphiques

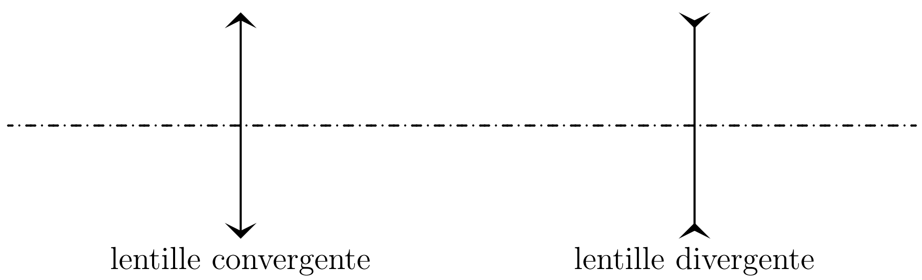
II·2·*i* – schématisation des lentilles

Une lentille convergente ou convergente est caractérisé par deux choses :
- ➜ son axe, appelé *axe optique*
- ➜ une distance focale image $f' \gtrless 0$

La *vergence* notée V d'une lentille caractérise son fonctionnement. Elle vaut $V = \dfrac{1}{f'} \gtrless 0$ et s'exprime en dioptrie (δ).

✧ L'axe permet de préciser dans quelle direction la lentille fonctionne bien alors que la distance focale permet de caractériser à quel point la lentille fait converger ou diverger les rayons lumineux.

Le point où l'axe optique intersecte la lentille est appelé *centre* de la lentille et est souvent noté O.



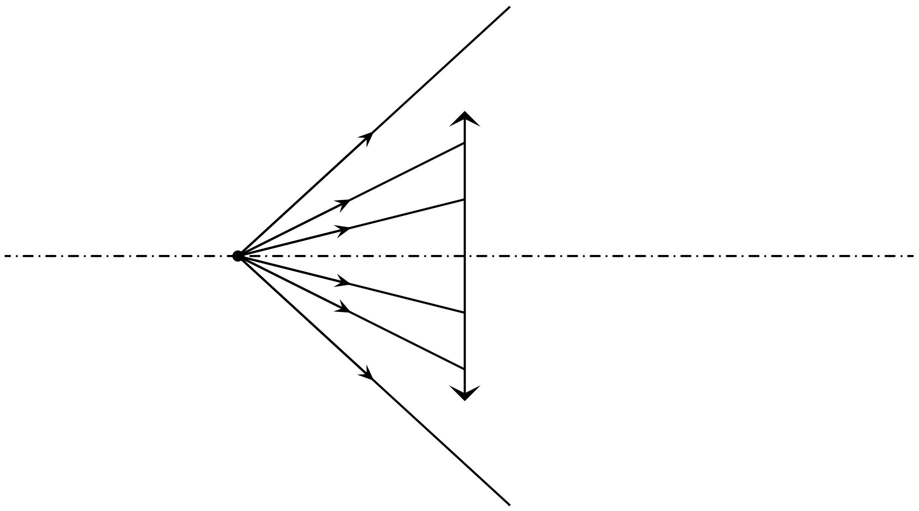
Par convention, lorsque $f' > 0$, la lentille est convergente et lorsque $f' < 0$, la lentille est divergente.

1. Rappelons ici que « vulgaire » ne veut pas dire « grossier » mais plutôt « populaire » : c'est ainsi que nous qualifierons le sens courant et non scientifique des mots.

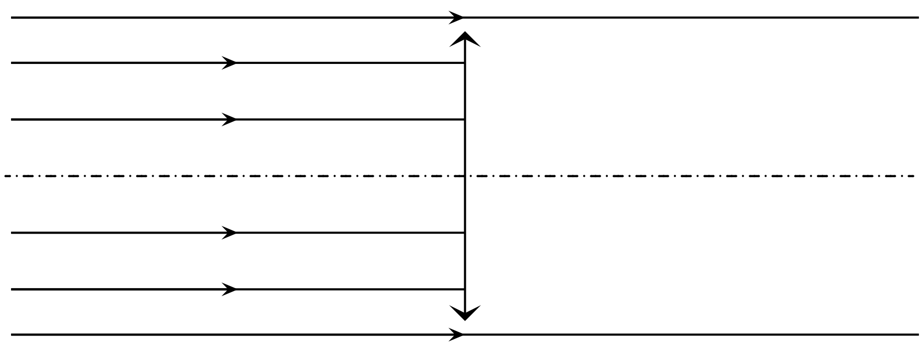
II·2·*ii* – action d'une lentille sur un faisceau particulier

✯ point à l'infini

✧ Considérons un et un seul point objet envoyant un faisceau lumineux sur la lentille.



✧ Éloignons ce point à l'infini.

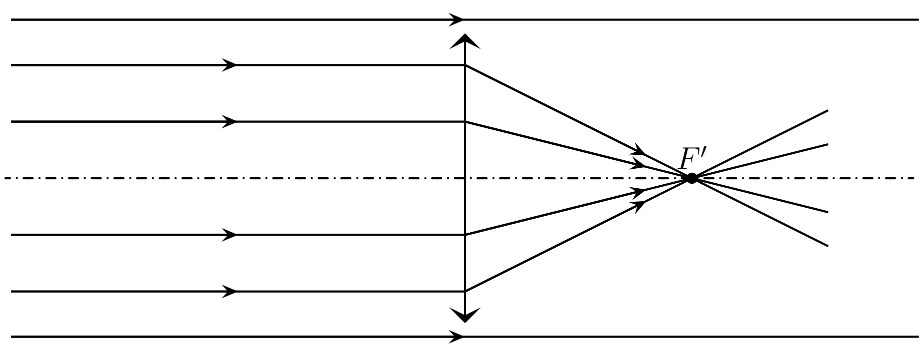


> Un point à l'infini envoie un faisceau de lumière parallèle.

Un faisceau parallèle correspond à un et **un seul** point.

> Un point à l'infini est vu aussi grand qu'une étoile.

✧ Comme nous avons pu le voir avec les petites expériences avec les lampes, il a été possible de faire converger ce faisceau de manière à ce qu'un seul point de la feuille en soit, après, l'émetteur.

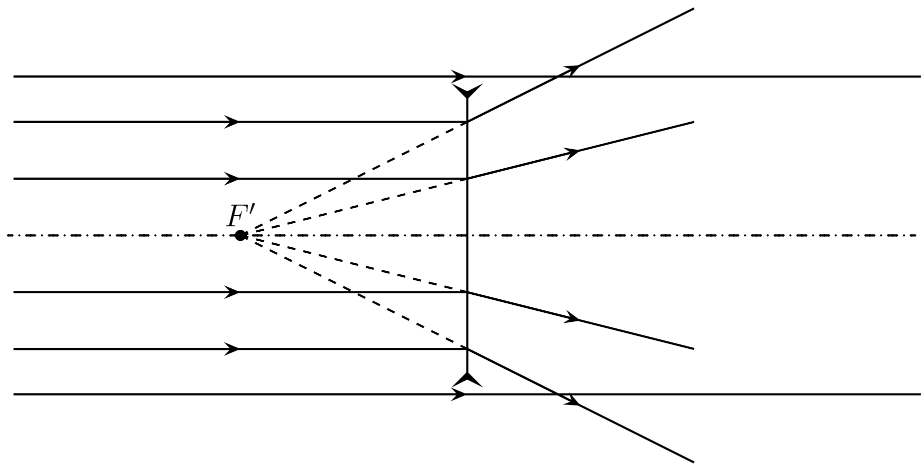


Un faisceau parallèle à l'axe arrivant sur une lentille convergente :
- ➜ converge après la lentille
- ➜ se focalise à une distance $f' > 0$ après la lentille

Le point de convergence de ce faisceau particulier est appelé *foyer principal image* et est noté F'.

✧ C'est ce point qui est vu « à travers » la lentille. Le regarder de près permet de s'en convaincre.

✧ Pour une lentille divergente, le phénomène est identique, sauf que, comme son nom l'indique, le faisceau sera divergent après le passage à travers la lentille.



Un faisceau parallèle à l'axe arrivant sur une lentille convergente :
- ➜ diverge après la lentille
- ➜ semble diverger depuis un point situé à une distance $|f'| > 0$ avant la lentille

Le point de divergence de ce faisceau particulier est appelé *foyer principal image* et est noté F'.

✧ C'est bien sûr, là où se trouve ce que nous voyons lorsque nous cherchons à voir des objets à l'infini à travers une lentille divergente.

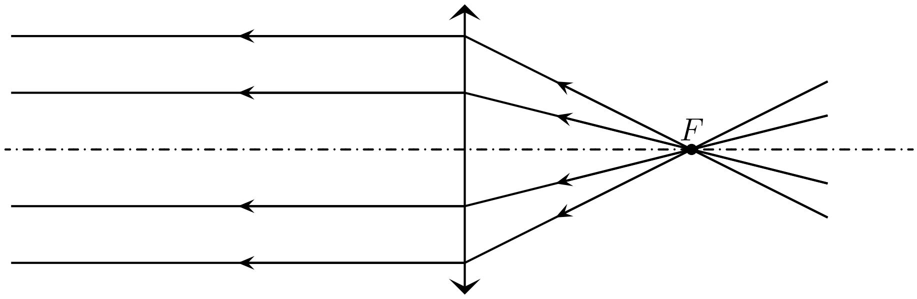
Le *foyer principal image* est l'image à travers la lentille d'un point objet situé à l'infini dans l'axe de la lentille : $\infty \xrightarrow{\mathscr{L}} F'$.

Les prolongements de rayons lumineux se représentent en traits pointillés. Ces prolongements sont appelés *rayons virtuels*.

✫ et le contraire

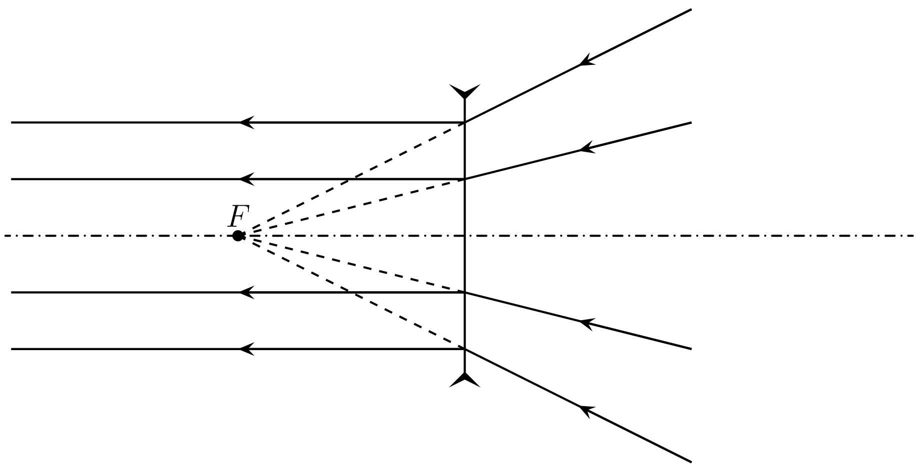
✧ Reprenons les phénomènes constatés précédemment et appliquons le principe de retour inverse. Cela revient à dessiner exactement les mêmes schéma mais avec les flèches orientées dans l'autre sens.

✧ Que constatons-nous pour la lentille convergente ?



Lorsqu'un faisceau est émis d'un point sur l'axe situé à une distance $f' > 0$ avant la lentille, il en ressort parallèle après et dans la direction de l'axe.
Ce point particulier est appelé *foyer principal objet* et est noté F.

✧ Et pour la lentille divergente.



Lorsqu'un faisceau converge vers un point de l'axe situé à une distance $|f'| > 0$ après la lentille, il en ressort parallèle après et dans la direction de l'axe.
Ce point particulier est appelé *foyer principal objet* et est noté F.

Le *foyer principal objet* est tel que sont image à travers la lentille soit à l'infini :
$$F \xrightarrow{\mathscr{L}} \infty.$$

Pour une lentille, comme les foyers principaux objet et image sont de part et d'autre de la lentille, la *distance focale objet* notée f vaut, par définition, $f \triangleq -f'$.

La distance focale objet d'une lentille convergente est toujours négative, celle d'une lentille divergente est toujours positive.

✯ finalement

> Pour savoir où se situent les foyers principals objet et image d'une lentille, il est nécessaire de connaître le sens de la lumière.

✧ Cette constation impose de bien analyser ce qu'il se passe avant de se lancer dans toute construction. Une mauvaise analyse du sens de propagation de la lumière, ce sont des foyers mal placés et, donc, des erreurs.

✧ Phénoménologiquement, il est fondamental de se rappeler les lois suivantes :

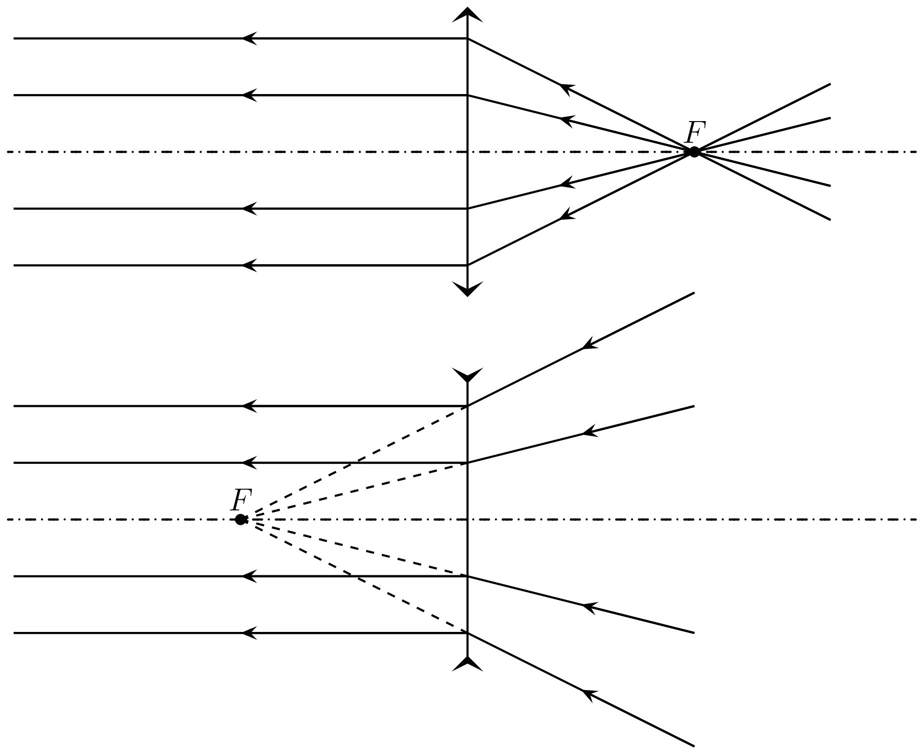
> Lorsqu'un faisceau arrive sur une lentille convergente, il en ressort un peu plus fermé.

> Lorsqu'un faisceau arrive sur une lentille divergente, il en ressort un peu plus ouvert.

II·2·*iii* – rayons particuliers

✯ rayons arrivant en direction du foyer principal objet

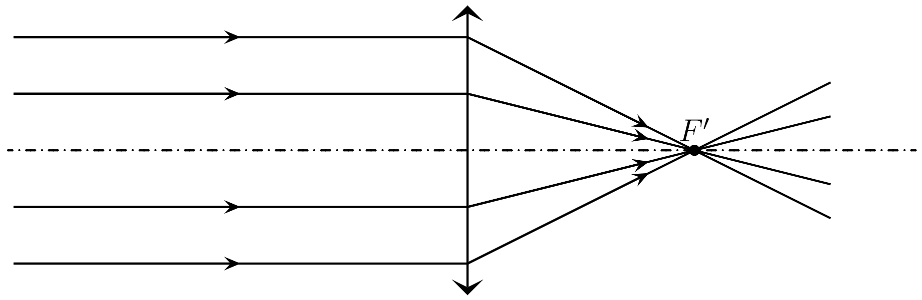
✧ Lisons les schémas précédents à l'aide de la loi d'indépendance des rayons lumineux.

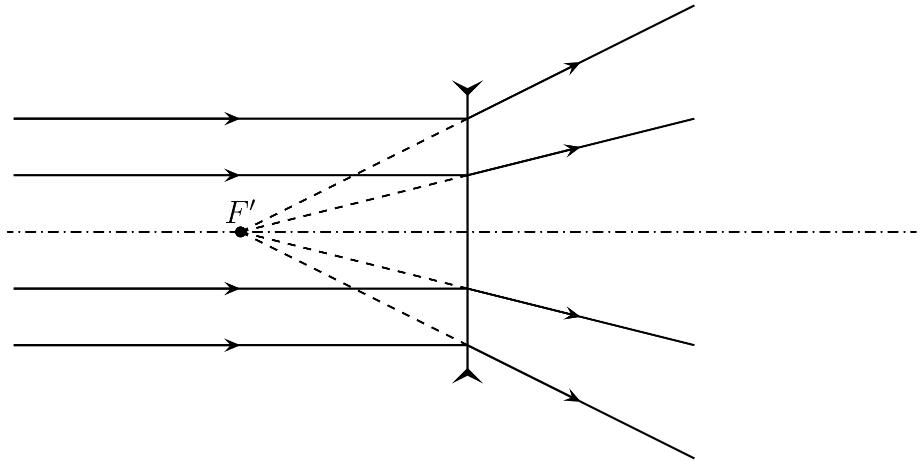


> Un rayon lumineux qui arrive en direction du foyer principal objet F est réfracté parallèlement à l'axe optique.

« En direction de » ne signifie pas « passant par » : tous ceux qui ont retenu « passant par » se sont trompés un jour ou un autre !

✭ rayons arrivant parallèlement à l'axe optique



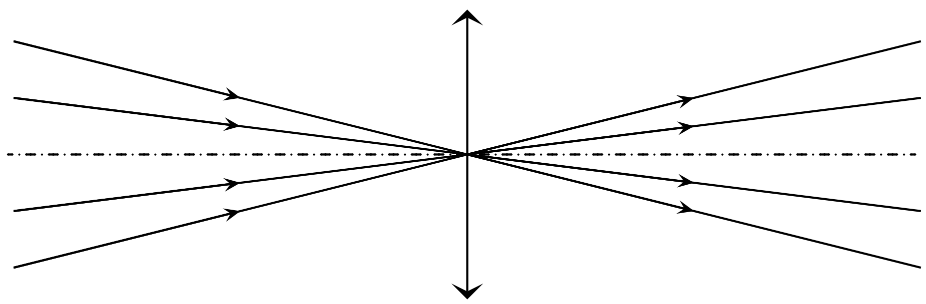


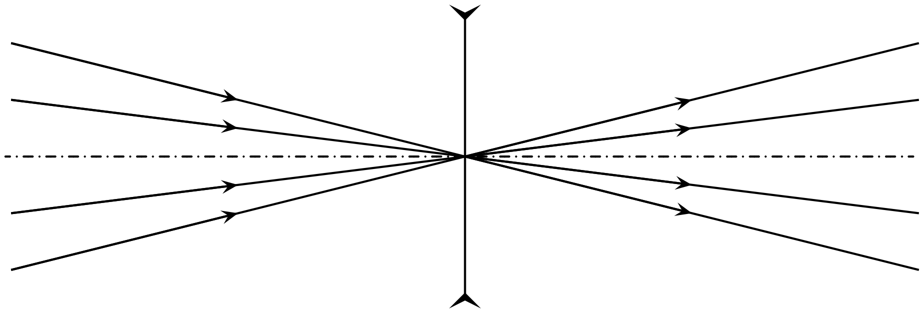
Un rayon lumineux qui arrive parallèlement à l'axe optique est réfracté en direction du foyer principal image F'.

✭ rayons se dirigeant vers le centre

✧ Normalement, tout ce qui précède est largement suffisant, mais il y a des rayons particuliers bien pratiques.

Un rayon lumineux se dirigeant vers le centre O d'une lentille garde la même direction.





Il n'est pas dit « n'est pas dévié », oui, cela a son importance aussi.

Optiquement parlant, l'image du centre de la lentille est sur le centre de la lentille : $O \xrightarrow{\mathscr{L}} O$.

L'image d'un objet dans le plan d'une lentille est superposée à l'objet.

II·2·*iv* – image d'un objet

✯ le principe général

✧ Rappelons l'observation précédente.

Un objet situé dans un plan parallèle à la lentille donne une image parallèle à la lentille. La lentille est dite *aplanétique*.

✧ Cette propriété d'aplanétisme va nous permettre de nous simplifier la tâche : en cherchant l'image d'un seul point nous pourrons trouver l'image de tout un objet.

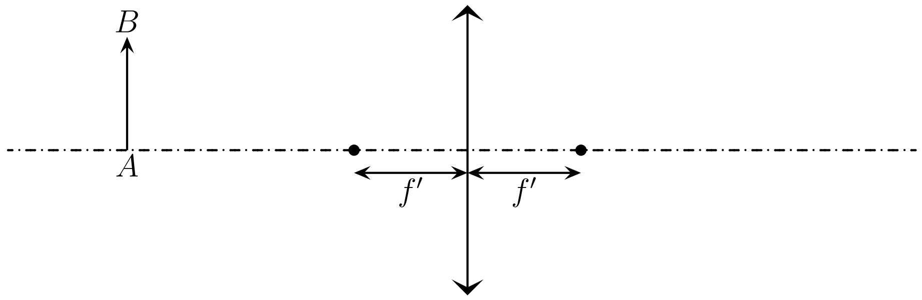
✧ De plus, comme il est possible de voir une image d'un objet à travers une lentille, cela signifie que tous les rayons lumineux issu d'un point objet semblent provenir du même point image pour l'œil.

Tout le faisceau émis par un point objet et traversant la lentille s'intersecte après la lentille ou semble s'intersecter avant la lentille en un seul point : c'est la propriété de *stigmatisme* d'une lentille.

✧ En ce qui concerne l'image d'un point, parmis tous les rayons lumineux issus de ce point, considérons uniquement ceux dont la marche est connue, les autres se trouveront par stigmatisme.

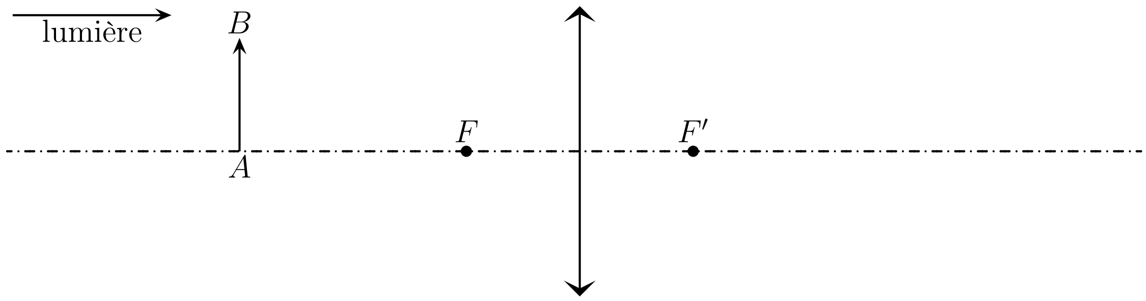
✯ premier exemple

✧ Cherchons l'image de l'objet AB représenté par une flèche donné par une lentille de distance focale $f' > 0$.



✧ Pour cela est il tout d'abord impératif de savoir dans quel sens va la lumière. Disons, ici, de gauche à droite. Il est alors possible de placer F et F'. Nous avons donc :

$$AB \xrightarrow{\mathscr{L}} A'B'$$

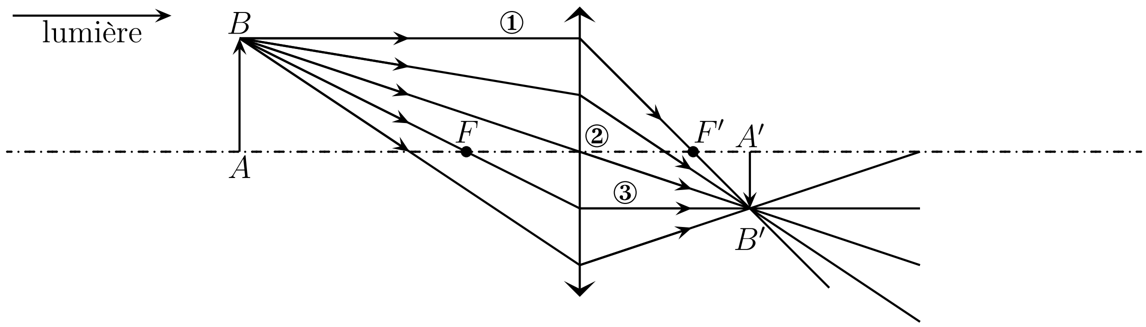


✧ Nous savons déjà que $A'B'$ sera perpendiculaire à l'axe car AB l'est. De plus, en considérant le rayon issu de A et passant par le centre O, il est sûr que l'image de A sera sur l'axe.

> Un point objet situé sur l'axe d'une lentille a son image sur l'axe.

✧ Parmis tous les rayons lumineux issus de B choisissons ceux dont nous connaissons *a priori* le trajet :
- ➜ ① celui arrivant parallèlement à l'axe optique
- ➜ ② celui arrivant en direction du centre
- ➜ ③ celui arrivant en direction de F.

✧ Et complétons les autres rayons en utilisant la propriété de stigmatisme.
✧ L'image B' de B étant connue, l'image A' de A s'en déduit par aplanétisme.

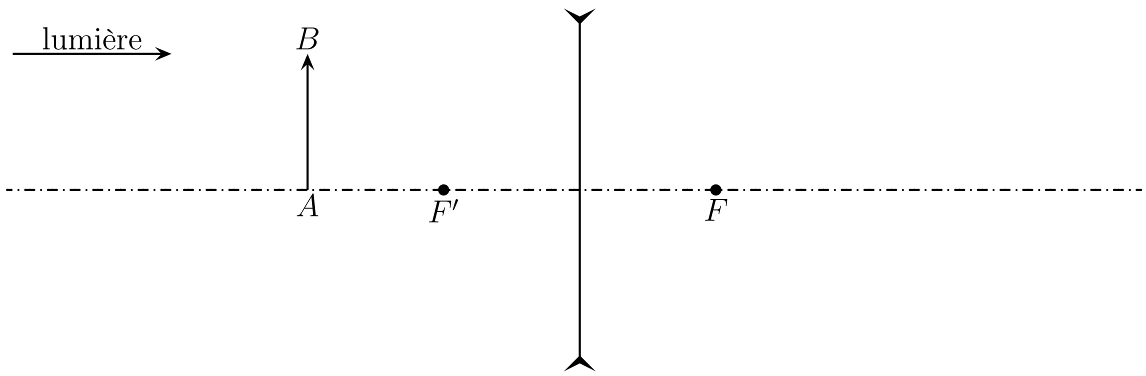


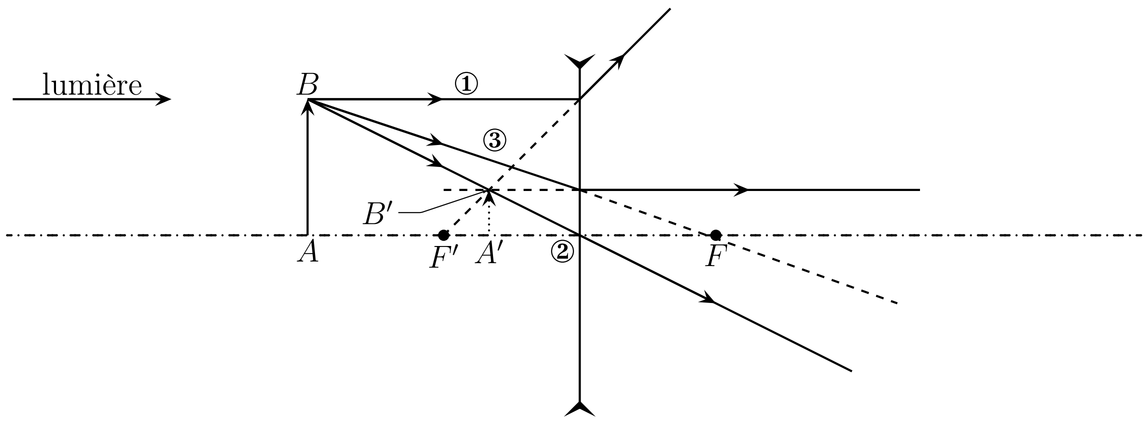
✧ Du point de vue de la cohérence, tout va bien : le faisceau issu de B est bien plus resseré après le passage par la lentille.

✭ d'autres exemples

avec une lentille divergente

✧ Même chose avec une lentille divergente. Cherchez l'image $A'B'$ d'un objet AB dans le cas où l'objet est à environ deux distances focales de la lentille.





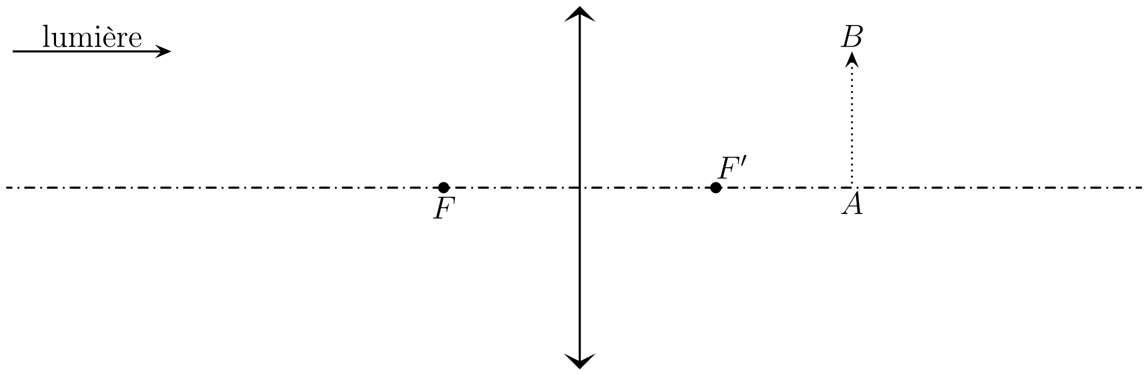
✧ Vérification : lorsque nous regardons le faisceau issu de B, il s'écarte effectivement à la sortie de la lentille divergente.

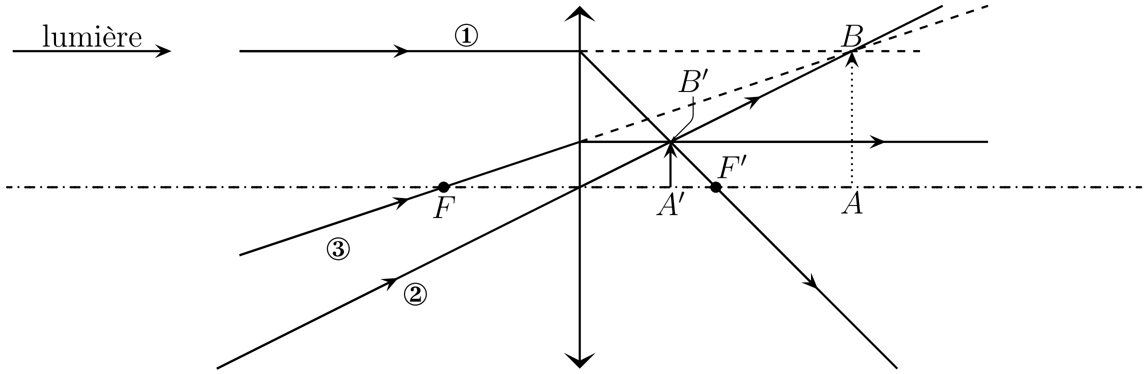
> Les objets ou les images définis par des rayons virtuels sont représentés en pointillés et sont appelés objet ou image *virtuel*.

> Les objets ou les images définis par des rayons réels sont représentés en traits pleins et sont appelés objet ou image *réels*.

avec un objet virtuel

✧ Imaginons maintenant que les rayons lumineux issus de la première lentille convergente soit envoyé sur une autre lentille convergente. Que se passe-t-il ? La même chose. Sauf que nous allons nommer ce nouvel objet AB. Nous avons donc : $A_0B_0 \xrightarrow{??} AB \xrightarrow{\mathscr{L}} A'B'$. La méthode pour trouver $A'B'$ reste exactement la même :
- ➜ positionner les foyer
- ➜ chercher parmis les rayons définissant l'objet B les rayons intéressants
- ➜ tracer la marche des rayons réfractés
- ➜ finir en utilisant les propriétés d'aplanétisme de la lentille





✧ Nous pouvons remarquer que le faisceau émis par B est effectivement plus resseré après le passage par la lentille.

Un point image réel correspond à un faisceau convergent à la sortie de la lentille
Un point image virtuel correspond à un faisceau divergent à la sortie de la lentille.

Un point objet réel correspond à un faisceau divergent à l'entrée de la lentille
Un point objet virtuel correspond à un faisceau convergent à l'entrée de la lentille.

✫ simulations

✧ Les simulations présentées sont faite avec le logiciel OptGeo, trouvable sur internet.

Montrer les simulations 1, 2, 3, 4

✧ Quelles sont les natures des objets et des images sur les simulations 1 et 2 ?
- ➜ simulation 1 : lentille CV, OR – IR
- ➜ simulation 1 : lentille DV, OV – IV (trouvez le point image)

✧ Sur la simulation 3, nous pouvons voir un effet de l'indépendance des rayons lumineux : même si certains rayons particuliers n'existent pas, cela n'empêche pas à l'image de se former.

✧ Sur la simulation 4, nous pouvons voir un effet de l'aplanétisme : deux points dans un plan perpendiculaire à l'axe optique ont des images dans un plan perpendiculaire à l'axe optique.

II·2·v – objet d'une image

✫ méthodes

✧ C'est le problème inverse : sachant où l'image est désirée, où doit se situer l'objet ? Il y a deux grandes méthodes pour trouver la réponse.

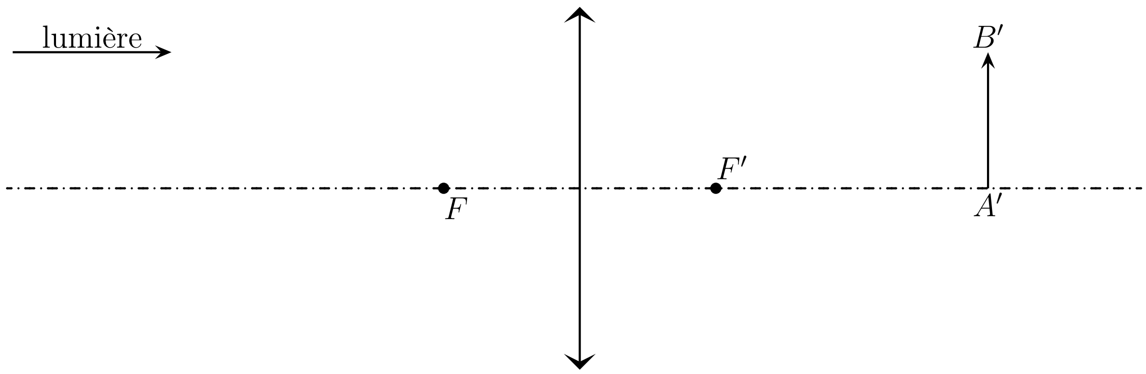
✧ La première méthode consiste à utiliser les rayons particuliers en se demandant d'où ils ont pu venir. C'est un raisonnement à l'envers, mais c'est celui qui est recommandé.

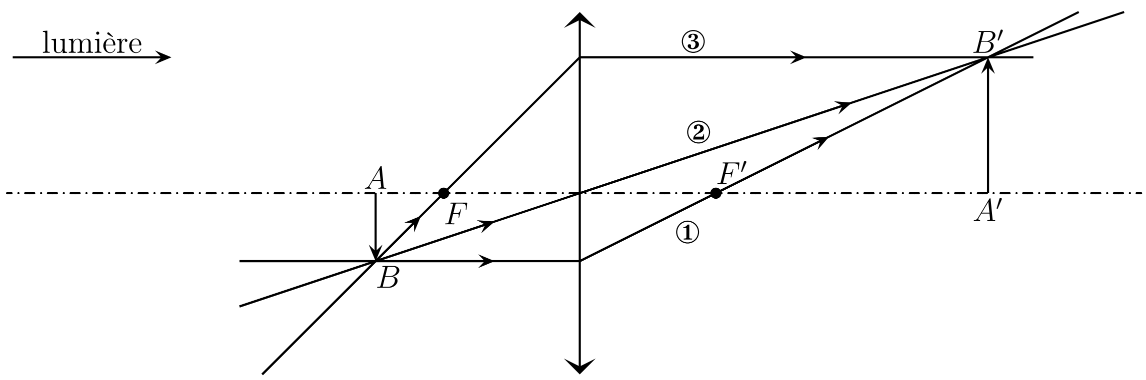
✧ La deuxième méthode consiste à utiliser le principe du retour inverse de la lumière. Pour cela, il faut considérer l'image comme un objet, changer le sens de parcours de la lumière et trouver son image, qui est alors l'objet recherché. Cette méthode présente le gros inconvénient de devoir changer le sens de parcours de la lumière deux fois : une fois pour trouver la réponse et l'autre fois pour donner la réponse. Il y a un risque énorme de confusion. C'est une méthode à éviter absolument dès qu'il y a strictement plus d'une lentille.

✫ idoinotons

☯ image réelle, lentille convergente

✧ Commençons par une image réelle donnée par une lentille convergente.

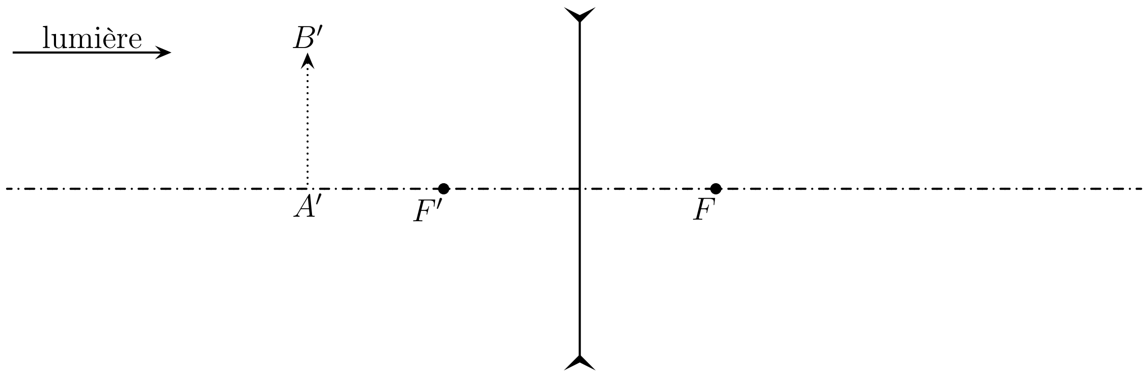


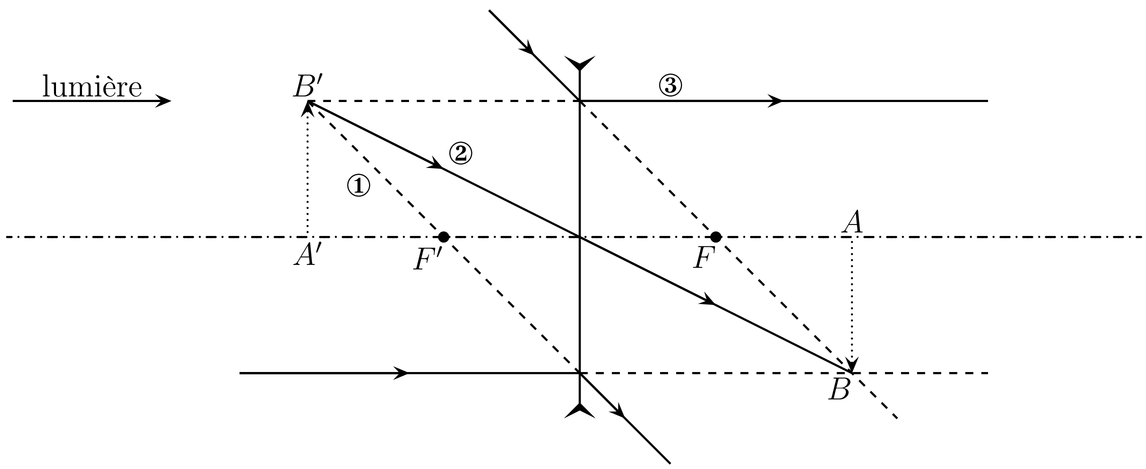


✧ Nous pouvons vérifier que le faisceau issu de B est plus resseré après la lentille.

☯ image virtuelle, lentille divergente

✧ Considérons la situation suivante.





II·2·*vi* – un rayon quelconque

✯ méthode

✧ L'idée est d'utiliser un objet fictif ou une image fictive, *ie.* qui n'existe pas et d'utiliser la loi d'indépendance des rayons lumineux.

STOP Ne pas confondre objet fictif, qui n'existe pas, avec objet virtuel, objet formé par des rayons lumineux virtuels.

✧ Si nous cherchons le parcours d'un rayon incident sur la lentille, nous allons :
- ➜ imaginer que ce rayon a été émis par un point objet fictif à l'infini en dessinant quelques rayons fictifs
- ➜ déterminer l'image fictive
- ➜ utiliser le stigmatisme pour trouver la fin du rayon initial

✧ La question est : où se trouvent les images des point objets à l'infini ? Puisqu'ils sont tous à la même distance de la lentille (infinie), ils sont tous dans un plan perpendiculaire à la lentille, donc, par aplanétisme, leurs images aussi. Et nous connaissons déjà une image particulière ...

> Tous les points objets à l'infini ont leurs images dans le plan focal image : celui passant par F' et perpendiculaire à l'axe optique.

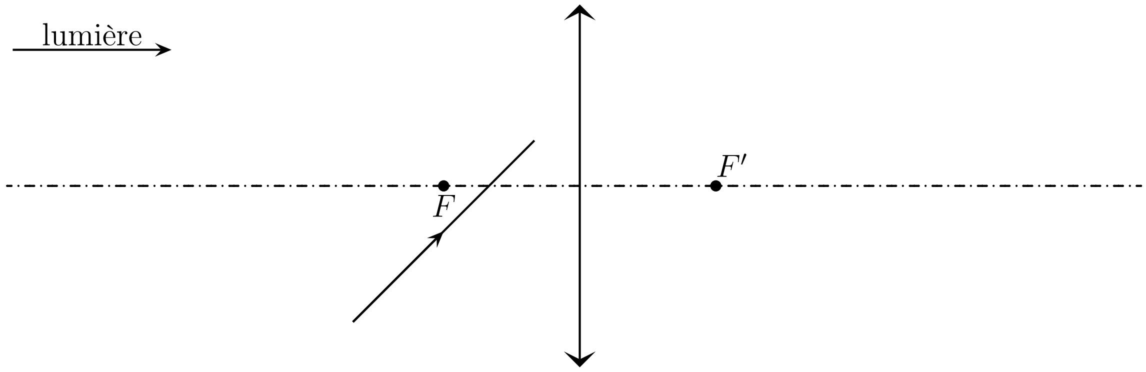
✧ Si nous cherchons le parcours d'un rayon émergent de la lentille, nous allons :
- ➜ imaginer que ce rayon fait partie d'une image à l'infini en dessinant quelques rayons fictifs
- ➜ déterminer l'objet fictif correspondant à cette image
- ➜ utiliser le stigmatisme pour trouver la fin du rayon initial

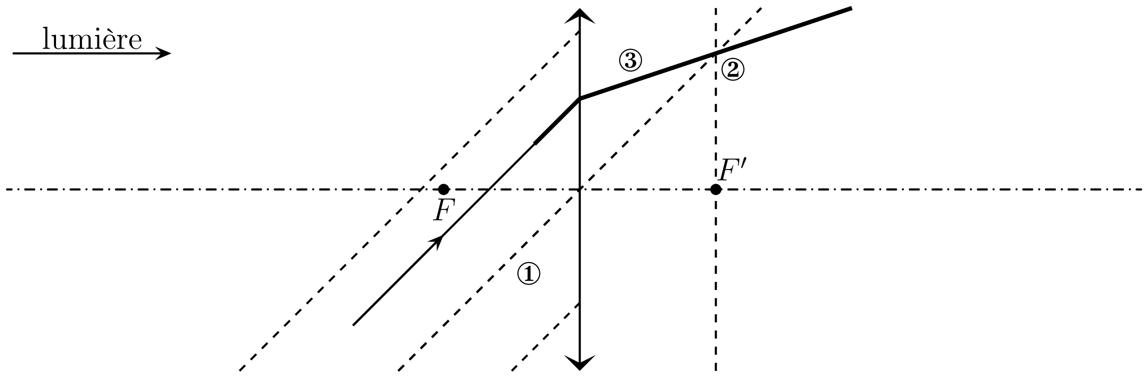
✧ Pour déterminer les objets dont les images sont à l'infini, nous pouvons utiliser le même raisonnement que précédemment : dans le plan perpendiculaire au seul point dont nous savons déjà que son image est à l'infini.

> Tous les points objets dans le plan focal objet, celui passant par F et perpendiculaire à l'axe optique, ont leurs images à l'infini.

✯ idoinotons

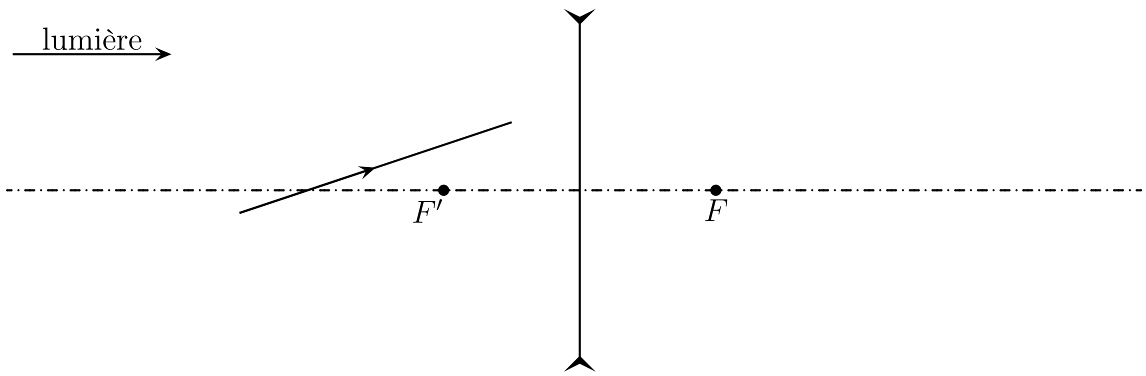
☯ avec une lentille convergente

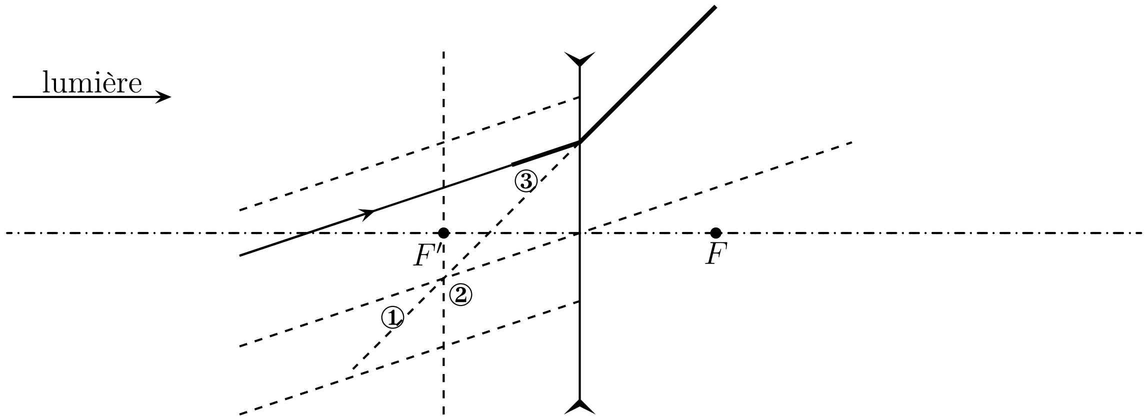




✧ Nous pouvons constater que le faisceau lumineux issu de l'objet fictif est bien resseré à la sortie de la lentille.

☯ avec une lentille divergente





II·2·*vii* – idoinotons

✧ À vous de jouer.

Faire faire les constructions.

II·3 – Approche analytique

II·3·*i* – but recherché

✧ Le but de ce paragraphe va être de formaliser un peu toutes les constructions. Pour cela nous allons chercher des relations entre les différents paramètres qui caractérisent ces problèmes optiques :
- ➜ la position de l'objet, caractérisé par la position de A
- ➜ la position de l'image, caractérisé par la position de A'
- ➜ la position de la lentille, caractérisé par la position de son centre O
- ➜ la distance focale f' de la lentille, caractérisée par la position de son foyer principal image F' ou de son foyer principal objet F.

✧ Comme tous ces points sont sur un axe, il va être nécessaire d'algébriser l'axe, *ie.* de définir un sens positif. Nous pourrons alors coder le « à droite », « à gauche » par le signe positif ou négatif.

✧ La plupart du temps, le sens d'algébrisation est pris dans le sens de la lumière, *ie.* souvent de gauche à droite.

STOP lorsqu'il y aura des miroirs avec de la lumière qui change de sens, il ne sera pas possible de conserver l'algébrisation « dans le sens de la lumière » pour tout le monde.

Les grandeurs algébrisées sont notées avec une barre, par exemple $\overline{FA}$.

II·3·*ii* – conjuguer deux points ?

Deux points sont dits *conjugués* si l'un est l'image de l'autre.

La *relation de conjugaison* d'une lentille est la loi qui permet de relier :
- ➜ position du point objet A
- ➜ position du point image A'
- ➜ position du centre de la lentille O
- ➜ position des foyers F et / ou F'

II·3·*iii* – grandissement transversal

✧ Il est parfois important de savoir si une image est plus grande que l'objet ou le contraire. Pour cela, nous allons définir le grandissement.

Le *grandissement transversal* caractérise la taille de l'image par rapport à la taille de l'objet. Il se note γ et vaut :

$$\gamma = \frac{\overline{A'B'}}{\overline{AB}} \gtrless 0$$

Le grandissement est tel que :
- ➜ si $|\gamma| < 1$ l'image est *réduite*
- ➜ si $|\gamma| > 1$ l'image est *agrandie*
- ➜ si $\gamma > 0$ l'image est *droite*
- ➜ si $\gamma < 0$ l'image est *renversée*

✧ Le grandissement transversal est souvent appelé « grandissement ».

✧ Le grandissement est dit transversal car il correspond à des longueurs prises *transversalement* à l'axe optique, *ie.* perpendicualairement.

II·3·*iv* – grossissement

✧ En fait, le grandissement c'est pas le plus important, car que l'image soit petite ou très grande, ce qui compte c'est la taille angulaire sous laquelle elle vue : un petit objet tout près (une pièce de monnaie) peut sembler bien plus gros qu'un grand objet très loin (étoire, maison, … C'est la raison pour laquelle nous allons parler aussi parfois de grossissement.

Le *grossissement* d'un appareil est le rapport des angles sous lesquels sont vus l'image d'un objet à travers cet appareil et de langle sous lequel est vu l'objet sans appareil.

✧ Bien sûr, comme l'angle sous lequel est vu un objet dépend des conditions avec lesquelles nous le regardons, il sera nécessaire de définir une convention pour ces angles.

Pour le grossissement, par convention :
- ➜ un objet est regardé au ponctum proximum d'un œil normal
- ➜ une image est regardée au ponctum remotum d'un œil normal

✧ Ces conventions sont logiques car :
- ➜ en regardant au ponctum proximum, nous pouvons voir un maximum de détails
- ➜ la vision au ponctum remotum est la plus confortable étant donné que l'œil n'accomode pas, *ie.* ne se fatigue pas.

II·4 – Deux points de vue

II·4·*i* – le plus facile : vue du foyer – Newton

✯ énoncé

Pour une lentille $\mathscr{L}$ de foyers F et F', qu'elle soit convergente ou divergente, quel que soit le sens d'algébrisation, lorsque nous avons $A \xrightarrow{\mathscr{L}} A'$, nous pouvons écrire :

$$\overline{FA}.\overline{F'A'} = f\,f' \quad \text{ou} \quad \overline{FA}.\overline{F'A'} = -f'^2 \qquad \text{et} \qquad \gamma = \frac{\overline{FO}}{\overline{FA}} = \frac{\overline{F'A'}}{\overline{F'O}}$$

✯ lecture

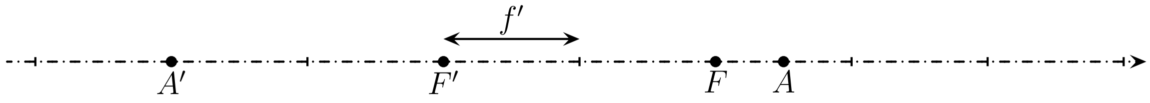
✧ Les relations de Newton sont des « vues du foyer », *ie.* les positions sont repérées par rapport aux foyers objet et image de la lentille : $\overline{FA}$ et $\overline{F'A'}$. L'objet est repéré par rapport au foyer objet, l'image par rapport au foyer image.

✧ Étant donné la relation de conjugaison, A et A' ne sont pas du même côté de leurs foyers respectifs : si $\overline{FA}$ est positif, $\overline{F'A'} < 0$ et réciproquement.

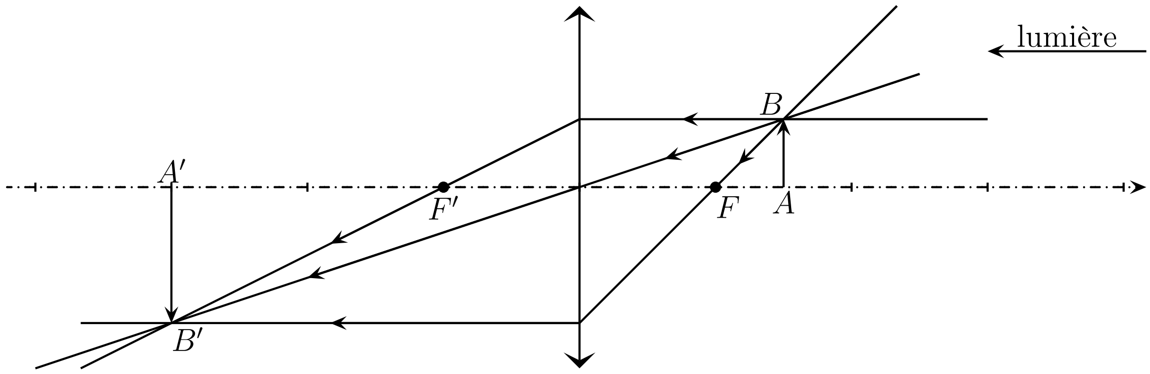
✧ Avec cette relation de conjugaison, nous retrouvons bien :
- ➜ $\infty \xrightarrow{\mathscr{L}} F'$ car lorsque $\overline{FA} \to \pm\infty$, $\overline{F'A'} \to 0$
- ➜ $F \xrightarrow{\mathscr{L}} \infty$ car lorsque $\overline{FA} \to 0$, $\overline{F'A'} \to \pm\infty$
- ➜ $O \xrightarrow{\mathscr{L}} O$ car lorsque $\overline{FA} = \overline{FO}$, $\overline{F'A'} = -\dfrac{\overline{F'O}^2}{\overline{FO}} = \overline{F'O}$

✧ Cette relation est très simple puisqu'il s'agit d'une unique multiplication. Obtenire la position de A' ou de A connaissant l'autre est donc très simple. Et c'est d'ailleurs la méthode la plus simple si les positions de F et F' sont connues.

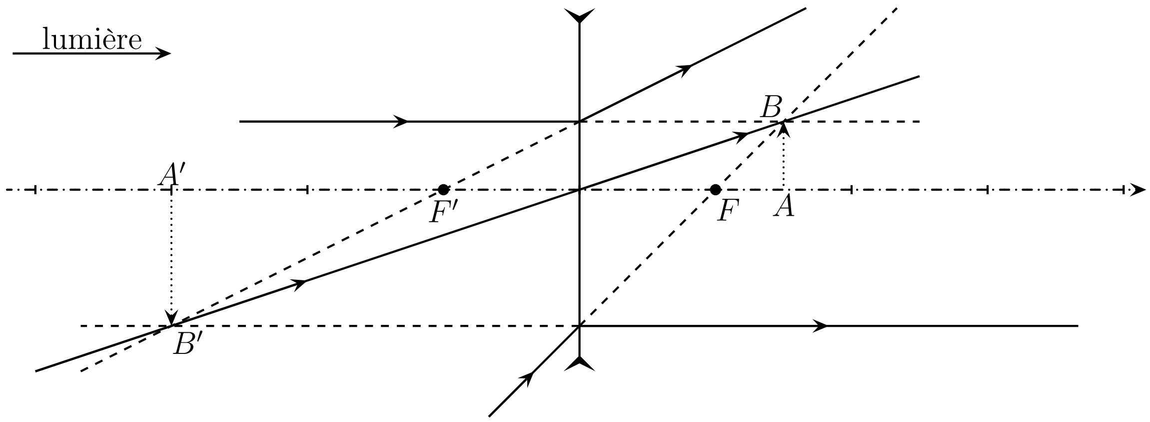
✧ Cette relation ne se soucie pas ni du sens de propagation de la lumière, ni du caractère convergent ou divergent de la lentille. Il suffit « juste » de savoir où sont F, F' et A. Par exemple avec la construction suivante :



✧ Cela donne avec une lentille convergente :
- ➜ détermination du sens de propagation de la lumière
- ➜ utilisation d'un point B fictif
- ➜ détermination de l'image B' de B
- ➜ vérification du resserement du faisceau issu de B

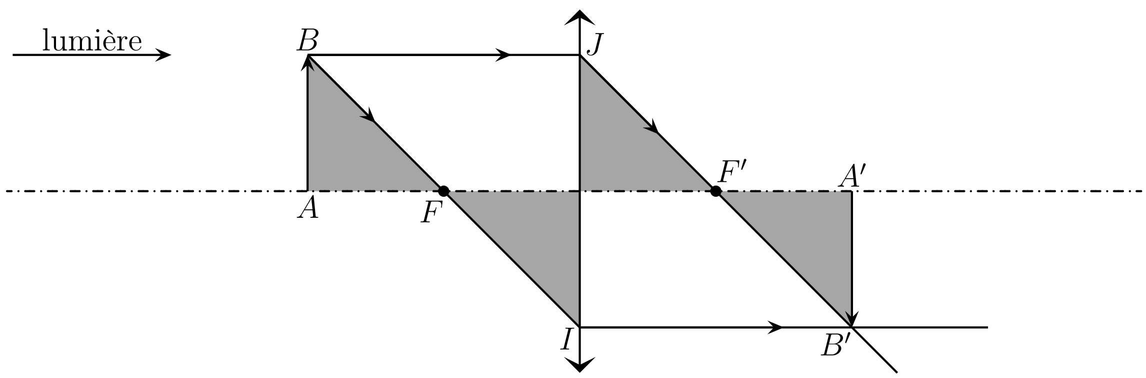


✧ Et avec une lentille divergente, même chose :
- ➜ détermination du sens de propagation de la lumière
- ➜ utilisation d'un point B fictif
- ➜ détermination de l'image B' de B
- ➜ vérification de l'écartement du faisceau issu de B



✯ démonstration

✧ Considérons la construction suivante.



✧ Comme $\overline{OI} = \overline{A'B'}$, le grandissement s'écrit $\gamma = \dfrac{\overline{A'B'}}{\overline{AB}} = \dfrac{\overline{OI}}{\overline{AB}}$, puis, à l'aide de Thalès dans les triangles FAB et FOI :

$$\gamma = \frac{\overline{FO}}{\overline{FA}}$$

✧ De même avec $\overline{AB} = \overline{OJ}$ et Thalès dans les triangles OJF' et $F'A'B'$:

$$\gamma = \frac{\overline{A'B'}}{\overline{AB}} = \frac{\overline{F'A'}}{\overline{F'O}}$$

✧ Ce qui donne les deux relations du grandissement vu du foyer.
✧ Pour obtenir la relation de conjugaison, il suffit d'égaler les deux expressions :

$$\gamma = \frac{\overline{F'A'}}{\overline{F'O}} = \frac{\overline{FO}}{\overline{FA}} \qquad \rightsquigarrow \qquad \overline{FA}.\overline{F'A'} = \overline{FO}.\overline{F'O} = -\overline{F'O}^2 = -f'^2 = f\,f'$$

Attention au passage $-\overline{F'O}^2 = -f'^2$ qui n'est pas dû au fait que $\overline{F'O} = f'$ mais au fait que $\overline{F'O} = \pm f'$ et qu'une fois élevé au carré, tout va bien.

II·4·*ii* – le moins facile : vue du centre – Descartes

✯ énoncé

Pour une lentille $\mathscr{L}$ de foyers F et F', qu'elle soit convergente ou divergente, quel que soit le sens d'algébrisation, lorsque nous avons $A \xrightarrow{\mathscr{L}} A'$, nous pouvons écrire :

$$-\frac{1}{\overline{OA}} + \frac{1}{\overline{OA'}} = \frac{1}{\overline{OF'}} \qquad \text{et} \qquad \gamma = \frac{\overline{OA'}}{\overline{OA}}$$

✯ lecture

✧ Cette relation de conjugaison est dite « vue du centre » car les points A et A' sont repérés par rapport au centre O de la lentille : $\overline{OA}$ et $\overline{OA'}$.
✧ Avec cette relation de conjugaison, nous retrouvons bien :
- ➜ $\infty \xrightarrow{\mathscr{L}} F'$ car lorsque $\overline{0A} \to \pm\infty$, $\overline{OA'} \to \overline{OF'}$
- ➜ $F \xrightarrow{\mathscr{L}} \infty$ car lorsque $\overline{OA} \to -\overline{OF'}$, $\overline{OA'} \to \pm\infty$
- ➜ $O \xrightarrow{\mathscr{L}} O$ car lorsque $\overline{OA} \to 0$, $\overline{OA'} \to 0$

✧ Cette relation de conjugaison est techniquement plus difficile à utiliser car elle comporte trois fractions. Pour trouver soit $\overline{OA}$ soit $\overline{OA'}$, il faut passer un terme de l'autre côté du signe égal, réduire au même dénominateur, prendre l'inverse. L'expérience montre que lorsque les expressions de $\overline{OA}$ ou $\overline{OA'}$ ne sont pas simple, ou lorsqu'il faut faire attention à l'algébrisation, le taux d'erreur est proche de 80 %.
✧ Cette relation continue d'être enseignée à outrance car elle provient de Descartes, français.
✧ Pour nous, elle aura néanmoins deux intérêts :
- ➜ le principal sera la construction des hyperboles de conjugaison
- ➜ l'autre est que cette relation est utile dans les très rares cas où les positions des foyers sont inconnus.

✯ démonstration

pour la relation de conjugaison

✧ Partons de la relation de conjugaison de Newton écrite sous sa forme équivalente : $\overline{FA}.\overline{F'A'} = \overline{FO}.\overline{F'O}$. Introduisons alors le point O à la Chasles et manipulons.

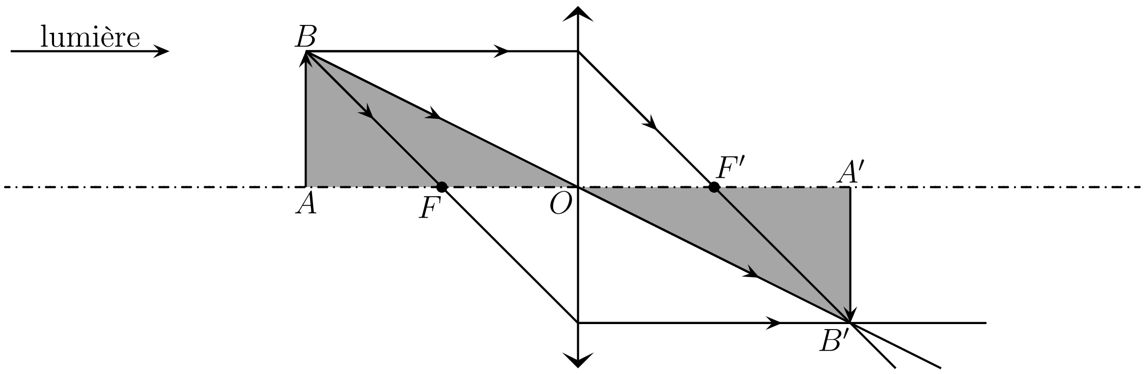
$$
\begin{aligned}
\overline{FA}.\overline{F'A'} = \overline{FO}.\overline{F'O} \rightsquigarrow & \left(\overline{FO}+\overline{OA}\right)\left(\overline{F'O}+\overline{OA}\right) = \overline{FO}.\overline{F'O} \\
\rightsquigarrow & \cancel{\overline{FO}.\overline{F'O}} + \overline{FO}.\overline{OA'} + \overline{OA}.\overline{F'O} + \overline{OA}.\overline{OA'} = \cancel{\overline{FO}.\overline{F'O}} \\
\rightsquigarrow & \overline{OA}.\overline{OA'} = -\overline{FO}.\overline{OA'} - \overline{F'O}.\overline{OA} \\
\rightsquigarrow & \overline{OA}.\overline{OA'} = \overline{OF}.\overline{OA'} + \overline{OF'}.\overline{OA} \\
\rightsquigarrow & \overline{OA}.\overline{OA'} = -\overline{OF'}.\overline{OA'} + \overline{OF'}.\overline{OA} \text{ car } \overline{OF} = -\overline{OF'}
\end{aligned}
$$

✧ Et en divisant les deux membres de l'égalité par $\overline{OA}.\overline{OA'}.\overline{OF'}$, nous obtenons :

$$
-\frac{\cancel{\overline{OF'}}.\cancel{\overline{OA'}}}{\overline{OA}.\cancel{\overline{OA'}}.\cancel{\overline{OF'}}} - \frac{\cancel{\overline{OF'}}.\cancel{\overline{OA}}}{\cancel{\overline{OA}}.\overline{OA'}.\cancel{\overline{OF'}}} = \frac{\cancel{\overline{OA}}.\cancel{\overline{OA'}}}{\cancel{\overline{OA}}.\cancel{\overline{OA'}}.\overline{OF'}} \qquad \rightsquigarrow \qquad -\frac{1}{\overline{OA}} + \frac{1}{\overline{OA'}} = \frac{1}{\overline{OF'}}
$$

pour le grandissement

✧ Considérons la construction suivante.



✧ En utilisant Thalès dans les triangles OAB et $OA'B'$ nous obtenons tout de suite la relation recherchée :

$$
\gamma = \frac{\overline{A'B'}}{\overline{AB}} = \frac{\overline{OA'}}{\overline{OA}}
$$

✧ Il faut, comme toujours avec Thalès, juste faire attention au signe.

II·5 – Les hyperboles de conjugaison

II·5·i – présentation

✧ Nous allons maintenant représenter graphiquement les relations de conjugaison, dans le plan « position de l'objet – position de l'image ».

✧ Avec ces constructions graphiques, qui sont rapides à faire comme nous le verrons dans un instant, nous pourrons avoir très rapidement :
- ➜ une idée de la position de l'objet et de l'image associée
- ➜ une idée du grandissement (donc du caractère agrandi, réduit, droit ou renversé d'une image)
- ➜ une idée du caractère réel ou virtuel des objets et des images

✧ Comme les graphiques sont traçables rapidement et sont exploitables tout aussi rapidement, ils nous permettront :

- ➜ soit de vérifier que nous ne nous sommes pas trompé lors d'une construction objet – image avec les rayons lumineux
- ➜ soit de déterminer en TP où se situent les images que nous cherchons à observer
- ➜ soit de déterminer en TP où nous devons mettre une lentille de manière à observer ce que nous désirons.

✧ En plus, comme nous le verrons bientôt, les hyperboles de conjugaison permettent aussi de déterminer d'autres caractéristique des objets et des images.

✧ Autant dire que les hyperboles sont **LE** outil le plus utile de toute l'optique à égalité avec la construction de rayons.

II·5·*ii* – tracer les hyperboles

✯ méthode analytique

✧ Pour que les hyperboles soient faciles à interpréter, il est nécessaire que objet et image soient repérées à partir du même point. Donc il va s'agir du point O.

✧ Exprimons la position $\overline{OA'}$ en fonction de la position de l'objet $\overline{OA}$:

$$-\frac{1}{\overline{OA}}+\frac{1}{\overline{OA'}}=\frac{1}{\overline{OF'}} \quad \leadsto \quad \frac{1}{\overline{OA'}}=\frac{1}{\overline{OA}}+\frac{1}{\overline{OF'}}=\frac{\overline{OA}+\overline{OF'}}{\overline{OA}.\overline{OF'}} \quad \leadsto \quad \overline{OA'}=\frac{\overline{OA}.\overline{OF'}}{\overline{OA}+\overline{OF'}}$$

✧ Pour tracer la représentation de cette fonction, nous pouvons constater que :

- ➜ $\overline{OA'} \to \overline{OF'}$ quand $\overline{OA} \to \pm\infty$
- ➜ $\overline{OA'} \to {}_{+}\infty$ quand $\overline{OA} \to \overline{OF}^{-}$
- ➜ $\overline{OA'} \to {}_{-}\infty$ quand $\overline{OA} \to \overline{OF}^{+}$

Distribuer les hyperboles de conjugaison des lentilles.

✯ méthode rapide

✧ Il s'agit tout d'abord de tracer les asymptotes et de compléter avec un point particulier :

- ➜ l'asymptote horizontale correspond à des images lorsque l'objet s'éloigne à l'infini : elle est en $f' \gtrless 0$
- ➜ l'asymptote verticale correspond à des images à l'infini donc lorsque l'objet est sur le foyer objet : elle est en $-f'$
- ➜ O est sa propre image, l'hyperbole passe par le centre du granphique
- ➜ il ne reste plus qu'à tracer

II·5·*iii* – faire parler une hyperbole

✯ point de fonctionnement optique

> Le *point de fonctionnement optique* est le point sur l'hyperbole de conjugaison correspondant à l'objet et à l'image considérée.

✧ Par exemple il y a un point de fonctionnement optique particulier en $(-2\,f',2\,f')$.

✧ L'abscisse de ce point correspond à $\overline{OA}$, *ie.* à la position de l'objet par rapport à la lentille et son ordonnée à $\overline{OA'}$, *ie.* à la position de son image.

✧ Connaître le point de fonctionnement optique c'est savoir où se situent objet et image.

Mettre un point de fonctionnement optique d'abscisse $-3\,f'$ et faire la construction.

✯ caractère réel ou virtuel

- ✧ Rappelons qu'un point objet est réel si le faisceau correspondant est divergent à l'entrée de la lentille. Pour cela, il faut que lepoint objet A soit *avant* la lentille dans le sens de la lumière soit, ici, pour $\overline{OA} < 0$.
- ✧ Avec un raisonnement identique, nous trouvons qu'un point objet virtuel correspond à $\overline{OA} > 0$.
- ✧ En ce qui concerne le point image, il est réel si le faisceau émergent est convergent, *ie.* s'il est situé *après* la lentille dans le sens de la lumière soit, ici, pour $\overline{OA'} > 0$.
- ✧ De même, si le point image est virtuel, nous aurons $\overline{OA'} < 0$.

Identifier chaque cadrant et vérifier avec l'exemple.

> Le cadrant dans lequel se situe le point de fonctionnement optique permet de déterminer le caractère réel ou virtuel de l'objet et de l'image.

> Avec une lentille divergente, il n'est pas possible de faire une image réelle d'un objet réel.

✯ grandissement

- ✧ Le grandissement s'écrit, vu du centre, $\gamma = \dfrac{\overline{OA'}}{\overline{OA}}$.
- ✧ Traçons la droite passant par le point de fonctionnement optique et le centre du repère. Sa pente s'écrit $p = \dfrac{\overline{OA'}}{\overline{OA}}$ ce qui n'est autre que le grandissement !

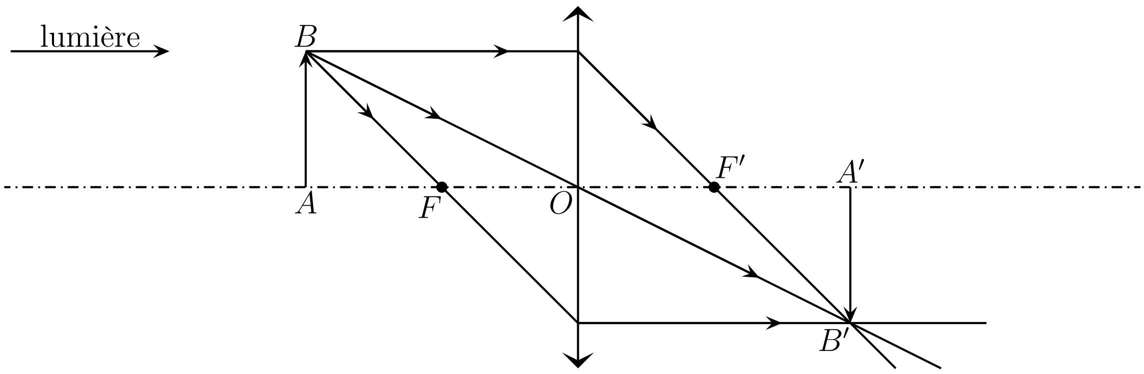
> La droite passant par le point de fonctionnement optique et le centre du repère permet de déterminer le grandissement.

Identifier chaque zone du plan et préciser les zones où l'image est réduite / agrandie, droite et renversée et vérifier avec l'exemple.

II·6 – Mise au point en TP

II·6·*i* – présentation et première contrainte

- ✧ En TP, nous chercherons souvent à faire l'image d'une diapositive sur un écran. L'objet est forcément réel et l'image aussi. Cela ne peut se faire qu'avec une lentille convergente. Notons f' sa distance focale image.
- ✧ Quelle est la distance minimale à imposer entre A et A' ? Considérons la construction suivante.



✧ Analyse physique :
- ➜ $A \xrightarrow{\mathscr{L}} A'$
- ➜ objet et image sont réels

✧ Analyse technique :
- ➜ nous allons orienter l'axe dans le sens de propagation de la lumière de telle sorte que $f' = \overline{OF'}$
- ➜ comme nous avons une contrainte sur le caractère réel de l'objet et de l'image, la relation de Newton sera plus adéquate
- ➜ la question se pose donc de savoir si à $D = \overline{AA'} > 0$ donné, il est possible de trouver une position $x = \overline{OA} < 0$ de la lentille telle qu'il y ait une image

✧ Comme $\overline{OA'} = \overline{OA} + \overline{AA'} = x + D$, la relation de conjugaison s'écrit :

$$-\frac{1}{x} + \frac{1}{x+D} = \frac{1}{f'} \qquad \rightsquigarrow \qquad \frac{-\cancel{x} - D + \cancel{x}}{x\,(x+D)} = \frac{1}{f'} \qquad \rightsquigarrow \qquad x^2 + x\,D + D\,f' = 0$$

✧ La question est donc de savoir si cette équation admet au moins une solution négative. Pour cela il faut que son discriminant soit positif :

$$D = D^2 - 4\,D\,f' \geqslant 0 \qquad \rightsquigarrow \qquad D \geqslant 4\,f'$$

> Pour projeter une image réelle d'un objet réel, il faut que la distance objet – image soit d'au moins $4\,f'$.

✧ Il existe alors des solutions réelles et en vertu de l'écriture canonique de cette équation $x^2 - S\,x + P = 0$, nous pouvons voir que ces solutions sont négatives.

> Pour projeter une image réelle d'un objet réel, il faut que la distance objet – image soit d'au moins $4\,f'$.
> Il existe alors deux positions permettant la projection.

II·6·*ii* – avec les hyperboles

✧ Il est possible de retrouver ce résultat avec les hyperboles.

✧ Considérons la distance $D = \overline{AA'}$ entre l'objet et l'image, celle-ci peut s'écrire $D = \overline{OA'} - \overline{OA} = y - x$ ou encore $y = x + D$, ce qui est l'équation d'une droite de pente 1.

✧ Si nous traçons la droite de pente 1 passant par le point de fonctionnement optique, son ordonnée à l'origine n'est autre que la distance entre l'objet et l'image.

Tracer une droite de pente 1 et d'ordonnée à l'origine $5\,f'$.

- Sur l'exemple précédent nous pouvons voir qu'effectivement, lorsque D est assez grand il existe deux points de fonctionnement optiques :
  - ➜ tous les deux donnant une image renversée
  - ➜ l'un donnant une image agrandie, l'autre une image rétrécie
- Notons que les caractéristiques des images formées n'étaient pas immédiates avec la méthode précédente !
- Nous pouvons voir aussi que la droite limite de pente 1 permettant d'obtenir un ou des points de fonctionnement optique est celle d'ordonnée à l'origine $4\,f'$.

> Lorsque la distance objet – écran est $4\,f'$, il n'y a qu'une position de la lentille permettant la formation d'une image : au milieu. Le grandissement vaut alors -1 et le montage est dit *montage* $4\,f'$.

II·6·*iii* – voir net

- Que se passe-t-il si nous éloignons l'écran de l'objet ? Comment faut-il bouger la lentille pour que l'image reste nette ?
- À l'aide des hyperboles de conjugaison, nous pouvons répondre aisément.

> Faire une autre droite de pente 1 et d'ordonnée à l'origine plus grande que la précédente et montrer l'évolution des points de fonctionnement optique.

- Pour le point de fonctionnement correspondant à l'image agrandie, nous pouvons voir qu'il « monte » sur l'hyperbole, ce qui signifie que la distance OA soit diminuer : il faut rapprocher la lentille de l'objet.
- Pour le point de fonctionnement correspondant à l'image rétrécie, nous pouvons voir qu'il « descend » sur l'hyperbole, ce qui signifie que la distance OA soit augmenter : il faut éloigner la lentille de l'objet.

II·7 – Modélisation de l'œil

II·7·*i* – œil emmétrope

> Le modèle simple de l'œil consiste à représenter :
> - ➜ le cristallin sous la forme d'une lentille convergente de distance focale f' variable
> - ➜ la rétine par un écran situé à une distance $d = 1{,}7$ cm constante de la rétine
>
> Un objet sera vu net lorsque l'image se forme sur la rétine.

- Entre quelles valeurs varie la distance focale du cristallin ?
- Lorsque l'œil n'accomode pas, la réponse est immédiate : 1,7 cm.
- Lorsque l'œil accomode au maximum, c'est-à-dire lorsque la distance OA vaut 10 cm ou encore lorsque $\overline{OA} = -10$ cm, nous obtenons (avec la relation de conjugaison de Descartes) :

$$-\frac{1}{10\text{ cm}} + \frac{1}{1{,}7\text{ cm}} = \frac{1}{f'} \qquad \rightsquigarrow \qquad f' = 2{,}0\text{ cm}$$

- La distance focale varie peu !

II·7·*ii* – correction d'un œil myope

✧ Un œil myope est un œil dont le cristallin est trop convergent par rapport à la distance cristallin – rétine.
✧ Dans ces conditions, un myope ne peut pas voir à l'infini (ponctum remotum à quelques dizaines de centimètres) mais peut voir de très très près (ponctum proximum à quelques centimètres).
✧ Pour palier ce défaut, il faut aider l'œil et donc faire diverger au préalable les faisceaux incidents : il faut placer devant des yeux myopes des lentilles divergentes.
✧ Pour un observateur extérieur, les yeux situés derrière les lunettes sont vus . . . plus petits.

Trouver la réponse avec les hyperboles de conjugaison et faire le schéma de ce qui est vu au tableau.

✧ Alors que dans les films, les myopes sont représentés avec des GROS yeux !

II·7·*iii* – correction d'un œil hypermétrope

✧ C'est le contraire d'un œil myope : le cristallin n'est pas assez convergent par rapport à la distance cristallin – rétine.
✧ Dans ces conditions, un hypermétrope doit accomoder pour voir à l'infini (il se fatigue) et son ponctum proximum est plus loin que 25 cm.
✧ Le cristallin n'étant pas assez convergent, il est possible pour les hypermétrope de voir des objets virtuels !
✧ Pour corriger ce défaut, il faut aider l'œil, donc faire converger les faisceaux lumineux au préalable. Pour cela, il faut utiliser des lentilles convergentes.
✧ Pour un observateur extérieur, les yeux situés derrière les lunettes sont vus . . . plus petits.

Trouver la réponse avec les hyperboles de conjugaison et faire le schéma de ce qui est vu au tableau.

II·7·*iv* – d'autres défauts de l'œil

✯ la presbytie

✧ C'est un défaut qui vient naturellement avec l'âge : l'œil perd progressivement son pouvoir de convergence. Le ponctum proximum s'éloigne et c'est pour cela que les « vieux » lisent bras tendus.

✯ l'astigmatie

✧ C'est un défaut de formation de l'œil qui ne fait pas d'un point une image ponctuelle. Les images sont ainsi un peu déformées dans un sens ou dans un autre suivant l'accomodation.
✧ Ce défaut ne contrarie ni la vision de près ni la vision de loin mais seulement la vision des détails.

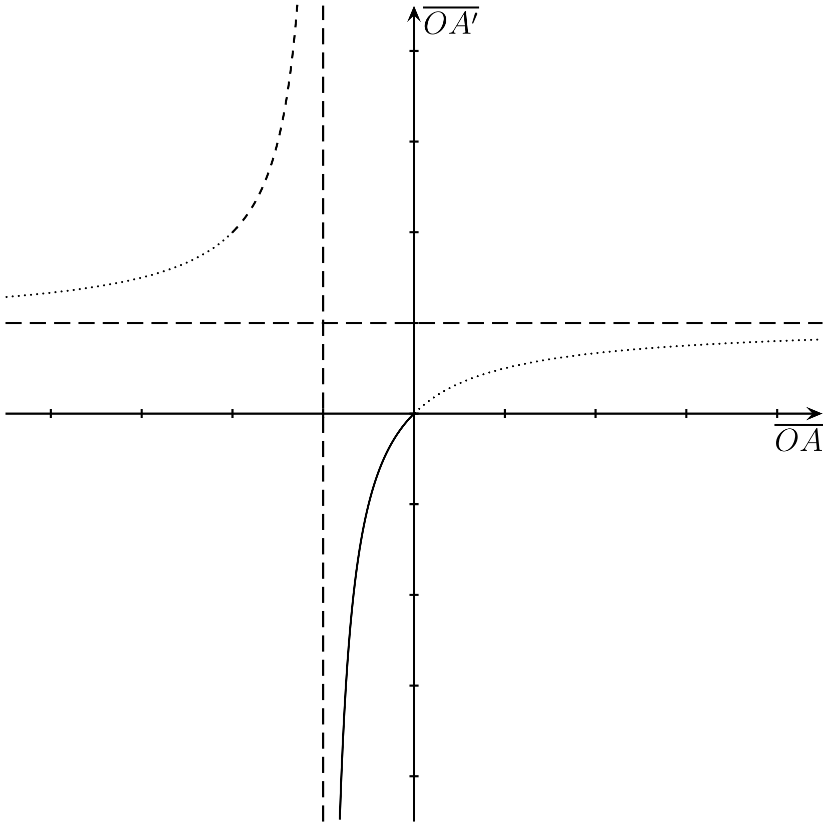
II·8 – Voir avec une loupe

II·8·*i* – à quoi sert une loupe ?

✧ Bonne question !
✧ Une loupe sert à regarder des objets pour les voir plus gros que ce que nous ne serions capable de faire naturellement et bien sûr, de pouvoir regarder de manière la plus agréable et confortable possible.

II·8·*ii* – comment l'utiliser ?

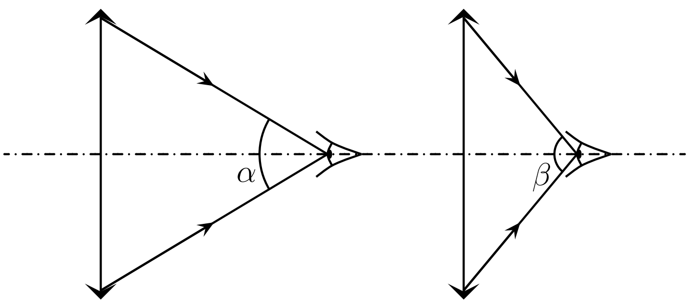
- Nous voulons une image agrandie, donc nous devons les parties en pointillés de l'hyperboles.
- De plus, nous préférons regarder à l'endroit, ce qui exclut la partie tiretée de l'hyperbole.



- Il reste juste une partie, celle en trait plein, qui correspond à une distance loupe – objet à observer assez faible. Si nous avions placé l'objet à observer entre $-2\,f'$ et $-f'$, il aurait été agrandi, certes, renversé (pas si grave que cela à la limite) mais surtout rejeté loin derrière, ce qui nous aurait obligé à nous éloigner de la loupe.

II·8·*iii* – champ visuel

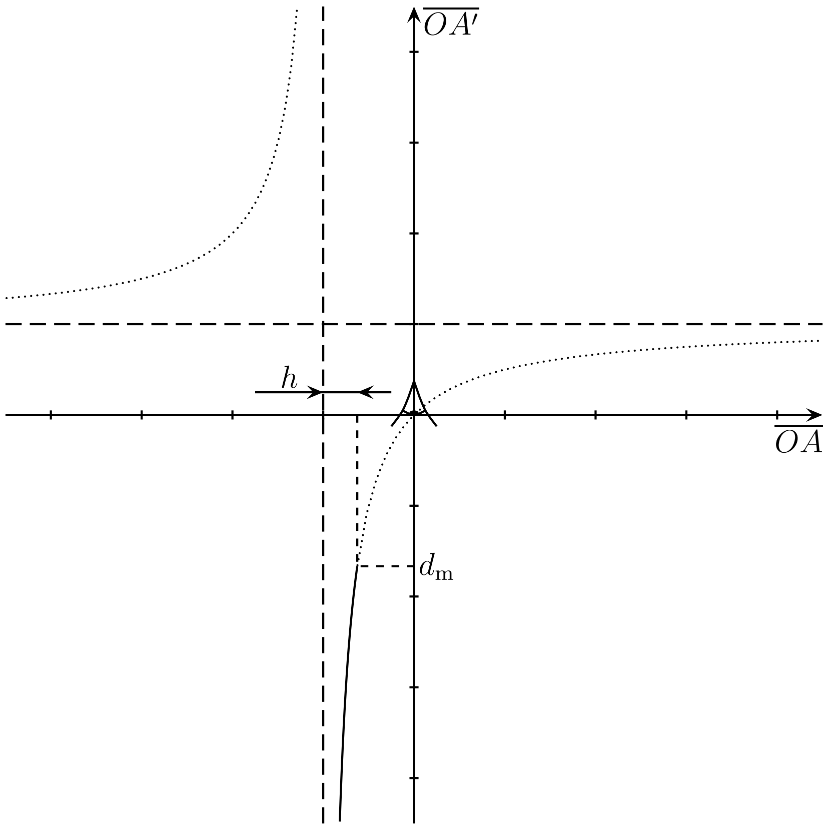
- Le champ visuel perçu est caractérisé par l'angle entre les rayons délimitant le faisceau lumineux pouvant rentrer dans l'œil.
- Nous pouvons voir immédiatement avec un petit schéma que le champ visuel perçu à travers une loupe est d'autant plus grand que l'œil est proche de la loupe.



II·8·*iv* – profondeur de champ

- La profondeur de champ caractérise tout ce qui est visible par un capteur donné (souvent l'œil) une fois le réglage fixé.

◇ Dans le cas de l'œil, cela signifie qu'il faut rechercher tous les objets visibles compte-tenu de la capacité d'accomodation de l'œil.
◇ Dans notre cas, nous allons considérer que l'œil est bien placé, *ie.* qu'il est à l'endroit où son champ visuel est maximal : contre la loupe.
◇ Pour trouver cette profondeur de champ, utilisons l'hyperbole de conjugaison.

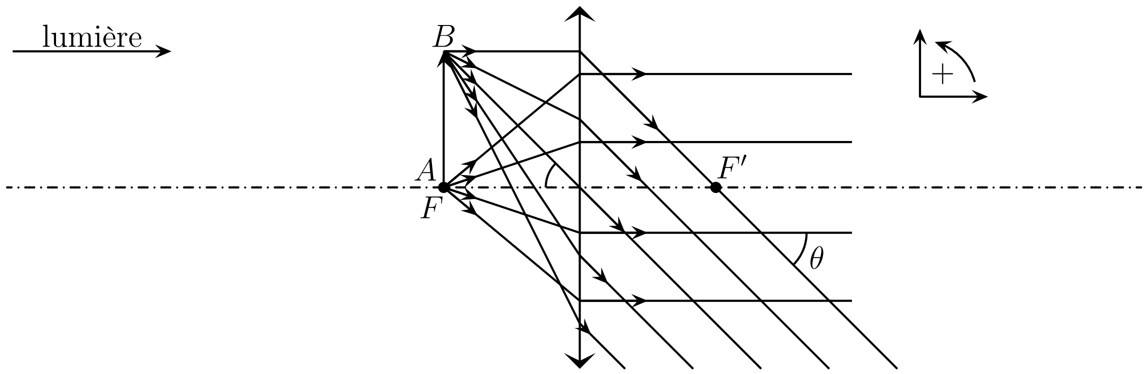


◇ L'œil regarde les images données par la loupe, il doit donc être placé sur l'axe des ordonnées et en 0 car l'œil est accolé à la loupe.
◇ L'œil ne pouvant voir que ce qui est devant lui et à au moins la distance d_m, nous pouvons déterminer l'ensemble des points images auxquels cela correspond puis remonter à l'ensemble des points images correspondants.
◇ La largeur trouvée n'est autre que la profondeur de champ.
◇ Nous pouvons constater que la profondeur de champ pour une loupe est assez faible : il est difficile de voir tout un objet volumineux à travers une loupe.

II·8·*v* – les caractéristiques qui se vendent

✫ présentation du problème

◇ Comme nous l'avons déjà dit, ce qui sera véritablement intéressant, ce sera le grossissement ou plutôt le grossissement commercial, défini comme le rapport des angles :
  ➜ sous lequel est vu l'objet à travers la loupe lorsque l'image est à l'infini
  ➜ sous lequel serait vu l'objet au ponctum proximum de l'œil
◇ Déterminons ces angles.
◇ Pour déterminer le premier, comme nous savons que l'image est à l'infini, cela signifie que l'objet est dans le plan focal objet.



◇ L'angle recherché est noté θ' : c'est l'angle entre le faisceau image issu de A et le faisceau image issu de B.

◇ Géométriquement nous voyons que $\tan\theta' = +\dfrac{AB}{OF} = -\dfrac{\overline{AB}}{\overline{OF}}$ (attention à l'algébrisation).

✯ de nouvelles approximations : les petits angles

> Pour un angle α exprimé en radians, lorsque $\alpha \ll 1$, nous avons :
>
> $$\sin\alpha = \alpha \qquad \text{et} \qquad \tan\alpha = \alpha \qquad \text{et} \qquad \cos\alpha = 1$$

> π radians correspondent à 180 °.

◇ La question est maintenant de savoir « Quand est-il possible de considérer que $\alpha \ll 1$? »

◇ Essayons. Par exemple $\alpha = 30\ ° = \dfrac{\pi}{6}$ rad. Alors :

$$\sin\alpha = \frac{1}{2} \qquad \text{et} \qquad \frac{\pi}{6} = \frac{3{,}14}{6} = 0{,}52$$

◇ Pour $\alpha = 30\ °$ la relation est vérifiée à mieux que 5 % près.

> Les angles peuvent être considérés comme suffisamment petits à partir de 30 °.

◇ Quand nous regardons ce que représente 30 °, nous pouvons constater qu'il s'agit d'un grand angle et que, sauf cas exceptionnels, jamais nous ne regardons en détails des choses sous un angle de 30 °.

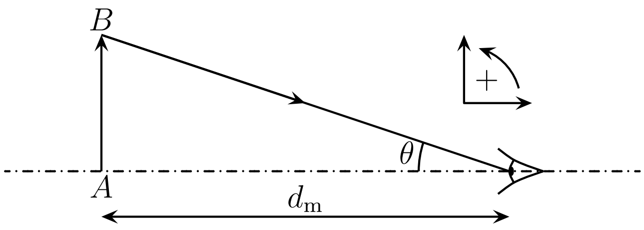
> Avec les lentilles, sauf précision contraire, nous considérerons que les rayons lumineux font des petits angles par rapport à l'axe.

◇ Et ce, bien sûr, même si cela ne se voit pas sur le schéma qui est, rappelons-le qu'un schéma !

✯ réponse finale

◇ Ainsi l'angle sous lequel est vu l'image de l'objet à travers la loupe vaut $\theta' = -\dfrac{\overline{AB}}{f'}$.

◇ Déterminons l'angle θ sous lequel ce même objet est vu sans loupe et à la distance d_{m}.



✧ Géométriquement, nous constatons que :

$$\tan\theta = -\frac{AB}{d_\text{m}} = -\frac{\overline{AB}}{d_\text{m}} \qquad \rightsquigarrow \qquad \theta = -\frac{\overline{AB}}{d_\text{m}}$$

⚠ **À partir de maintenant nous n'écrirons plus les fonctions trigonométriques et feront directement les approximations des petits angles.**

✧ Le grossissement recherché vaut ainsi : $G_\text{c} = \dfrac{\theta'}{\theta} = \dfrac{d_\text{m}}{f'}$.

✧ Plus la distance focale est petite, plus le grossissement est important : plus la loupe « marche bien ».

III – Voir à travers plusieurs lentilles sphériques

III·1 – Lentilles minces accolées

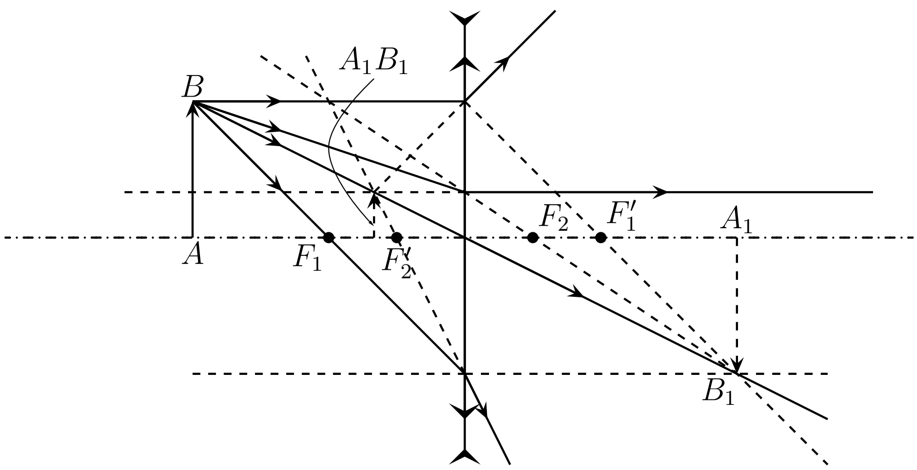
III·1·i – trouver l'image

✧ Considérons deux lentilles $\mathscr{L}_1$ et $\mathscr{L}_2$ accolées. La lumière sortant de $\mathscr{L}_1$ ne pouvant que pénétrer dans $\mathscr{L}_2$, nous avons :

$$AB \xrightarrow{\mathscr{L}_1,\mathscr{L}_2} A'B' \qquad \text{ou} \qquad AB \xrightarrow{\mathscr{L}_1} A_0B_0 \xrightarrow{\mathscr{L}_2} A'B'$$

✧ Dans ces conditions, il est facile de tracer l'image $A'B'$ de AB par l'ensemble des deux lentilles :
- ➜ il faut d'abord trouver l'image A_1B_1 de AB par $\mathscr{L}_1$ **en oubliant** $\mathscr{L}_2$
- ➜ il faut ensuite trouver l'image $A'B'$ de A_1B_1 par $\mathscr{L}_2$ **en oubliant** $\mathscr{L}_1$

✧ Pour l'exemple, prenons $f'_2 = -\dfrac{f'_1}{2}$ et $\overline{OA} = -2\,f'_1$.



III·1·*ii* – formellement, c'est une simple addition

- La situation est la suivante : $A \xrightarrow{\mathscr{L}_1} A_1 \xrightarrow{\mathscr{L}_2} A'$. Comme les deux lentilles ont le même centre O, écrivons les relations de conjugaison et sommons-les :

$$\left\{ \begin{array}{l} -\dfrac{1}{\overline{OA}} + \dfrac{1}{\overline{OA_1}} = \dfrac{1}{\overline{OF'_1}} \\ -\dfrac{1}{\overline{OA_1}} + \dfrac{1}{\overline{OA'}} = \dfrac{1}{\overline{OF'_2}} \end{array} \right. \qquad \rightsquigarrow \qquad -\dfrac{1}{\overline{OA}} + \dfrac{1}{\overline{OA'}} = \dfrac{1}{\overline{OF'_1}} + \dfrac{1}{\overline{OF'_2}}$$

- Nous trouvons une relation de conjugaison entre $\overline{OA}$ et $\overline{OA'}$ qui a exactement la même forme que la relation de conjugaison de Descartes mais avec un foyer principal image $F'_{\text{éq}}$ tel que

$$\frac{1}{\overline{OF'_{\text{éq}}}} = \frac{1}{\overline{OF'_1}} + \frac{1}{\overline{OF'_2}}$$

> Lorsque deux lentilles sont accolées, elles se comportent comme une lentille simple dont la vergence équivalente est la somme des vergences des deux lentilles accolées.
>
> $$V_{\text{éq}} = V_1 + V_2 \qquad \text{ou} \qquad \frac{1}{f'_{\text{éq}}} = \frac{1}{f'_1} + \frac{1}{f'_2}$$

- Vérifions sur l'exemple précédent.
- Nous avions $f'_1 = -2\,f'_2$ donc $V_2 = -2\,V_1$ et $V_{\text{éq}} = -V_1 < 0$ ce qui fait que l'association doit donner une lentille divergente. Comme nous pouvons le constater, le faisceau issu de B a tendance à s'écarter après passage par les deux lentilles.

III·2 – Lunette astronomique

III·2·*i* – dispositif

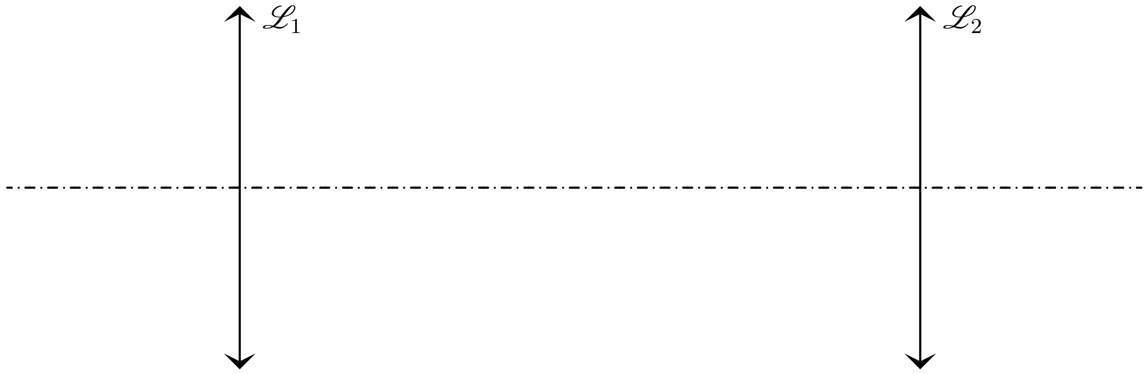
✯ intérêt d'une lunette

- Une lunette astronomique est un dispositif optique destiné à observer des objets lointains (planètes ou étoiles) de manière confortable.
- Étant donné que l'observation doit se faire de manière confortable, il faut que l'image finale donné par la lunette $\mathscr{D}$ soit rejetée à l'infini. Autrement dit la lunette est telle que : $\infty \xrightarrow{\mathscr{D}} \infty$.

> Un dispositif optique dont l'image de l'infini est à l'infini est dit *afocal*.

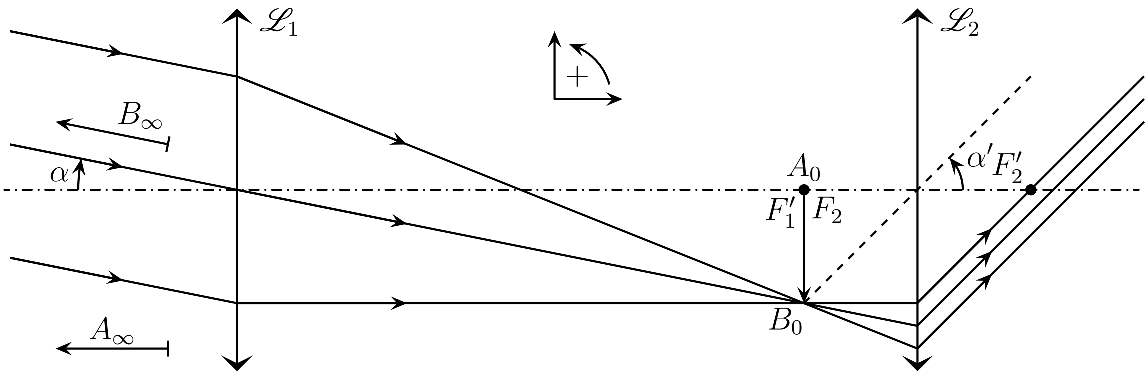
✯ constitution

- Une lunette astronomique se modélise par l'association de deux lentilles convergentes de même axe.
- La première lentille $\mathscr{L}_1$, celle par laquelle la lumière rentre est appelée *objectif*. Sa distance focale est de l'ordre du mètre.
- La deuxième lentille $\mathscr{L}_2$, celle par laquelle la lumière sort, *ie.* celle où nous allons placer un capteur (l'œil), est appelé *oculaire*. Sa distance focale est de l'ordre du centimètre



III·2·*ii* – analyse

- Nous avons, pour l'instant : $\infty \xrightarrow{\mathscr{L}_1} A_0 \xrightarrow{\mathscr{L}_2} \infty$.
- Comme A_0 est l'image de l'infini par $\mathscr{L}_1$, $A_0 = F_1'$.
- De plus, comme A_0 a son image rejetée à l'infini par $\mathscr{L}_2$, nous avons aussi $A_0 = F_2$. Et ainsi $F_1' = F_2$
- Nous pouvons maintenant dessiner le trajet des rayons lumineux issu :
  - ➜ soit de deux étoile séparées d'un angle α sans lunette astronomique
  - ➜ soit d'un objet étendu (cratère sur la lune) vu sans lunette astronomique



Distribuer la simulation 5 et montrer la lunette astronomique sur Opt Géo.

- Nous constatons que la partie $A_0 \xrightarrow{\mathscr{L}_2} \infty$ correspond exactement au principe de la loupe. Ainsi, tout chose égales par ailleurs, la vision finale que nous pourrons avoir sera d'autant plus grande que f_2' sera petit.
- De plus nous pouvons aisément nous convaincre du fait que, pour un objet vu sous un angle α fixé, l'image intermédiaire sera d'autant plus grande que la distance focale f_1' sera grande.
- Finalement nous pouvons dire que la lunette fabrique une image intermédiaire qui est observée à la loupe.

III·2·*iii* – grossissement

- Le grossissement est ici naturellement défini par $G = \dfrac{\alpha'}{\alpha}$
- Dans le triangle $O_1A_0B_0$, nous voyons aisément (avec les petits angles et en faisant attention aux signes) que :

$$\alpha = \frac{\overline{A_0B_0}}{f_1'}$$

✧ Et dans le triangle $O_2A_0B_0$:

$$\alpha' = -\frac{\overline{A_0B_0}}{f_2'}$$

✧ Ce qui nous permet de trouver $G = -\dfrac{f_1'}{f_2'}$.

✧ Nous pouvons constater que ce résultat est cohérent avec l'analyse initiale : plus f_1' est grand, mieux c'est et plus f_2' est petit, mieux c'est.

✧ Le signe moins indique ici, puisque f_1' et f_2' positifs, que α et α' sont de signes opposés : l'image est renversée.

III·2·*iv* – cercle oculaire

✯ réflexion préliminaire

✧ Quel est l'endroit optimal pour placer son œil ?

✧ Il est naturel de songer, comme pour la loupe, le plus près possible de l'oculaire de telle sorte que le champ visuel soit le plus grand. Si c'est ce qui est privélégier, alors c'est à cet endroit, sans hésiter qu'il faudra placer son œil.

✧ Cependant, pour les dispositifs optique, nous allons plus souvent privilégier la luminosité de ce qui est observé et c'est pourquoi nous allons davantage placer notre œil sur le cercle oculaire.

✧ Le cercle oculaire est le cercle à travers lequel passent tous les rayons lumineux entrant dans le dispositif optique.

✯ position du centre oculaire pour une lunette astronomique

✧ Imaginons un rayon lumineux traversant par l'objectif $\mathscr{L}_1$ et considérons l'objectif $\mathscr{L}_1$ comme un objet optique pour $\mathscr{L}_2$.

✧ Un rayon émis par un point de l'objet $\mathscr{L}_1$ passe obligatoirement par l'image de ce point donné par $\mathscr{L}_2$. Donc tous les rayons sortant de $\mathscr{L}_1$ passent par un point de l'image $\mathscr{L}_1'$ de $\mathscr{L}_1$ par $\mathscr{L}_2$.

✧ Le cercle oculaire n'est autre que l'image de l'objectif par l'oculaire.

✧ Étant donné les ordres de grandeur des distances focale, nous pouvons dire que l'objectif est à l'infini pour $\mathscr{L}_2$ et, donc, que le cercle oculaire est dans le plan focal image de $\mathscr{L}_2$.

✧ Son diamètre D' est tel que $D' = \gamma\, D$. Or le grandissement vaut, ici, $\gamma = \dfrac{O_2F_2'}{O_2O_1} \simeq \dfrac{f_2'}{f_1'}$ d'où $D' = \dfrac{f_2'}{f_1'}\, D$.

✧ Avec $f_1' = 1$ m, $f_2' = 1$ cm et $D = 40$ cm, nous obtenons $D' = 0{,}4$ cm ce qui est bien inférieur au diamètre d'une pupille dilatée (eh oui, une lunette astronomique s'utilise la nuit).

✯ conséquence

✧ Tout se passe comme si au lieu de recevoir de la lumière à travers un trou d'environ un centimètre de diamètre (pupille dilatée), nous recevions toute la lumière passant dans un trou de 40 centimètres de diamètre, soit 1600 fois plus de lumière !

✧ Ainsi, non seulement les objets lointains paraissent plus gros ou les étoiles plus écartées, mais en plus le tout semble plus lumineux.

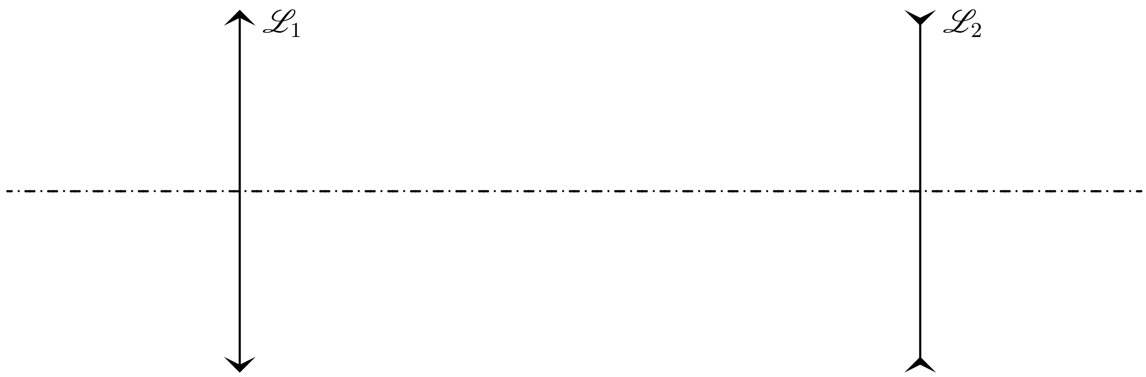
III·2·*v* – limites

✧ Il est logique de se dire que pour faire la meilleure lunette possible il faut qu'elle soit la plus grande possible et de diamètre le plus grand possible. Hélas, les limites arrivent rapidement.

- ✧ Tout d'abord l'objectif : plus il est grand plus il est lourd et obtenir des lentilles parfaites sur des diamètres de l'ordre du mètre est quasi-impossible.
- ✧ De plus, comme nous le verrons dans le dernier chapitre, les images données par les lentilles sont parmi les plus mauvaises, c'est pourquoi les télescopes (utilisant un miroir) sont largement préféré.
- ✧ De plus les turbulences atmosphériques brouillent l'image, un peu comme ce que l'on voit au-dessus d'un feu. Le remède :
  - ➜ un dispositif s'adaptant aux turbulences atmosphériques et corrigeant en temps réel les défauts
  - ➜ soit observer directement par dessus l'atmosphère en envoyant un télescope dans un satellite

III·2·*vi* – lunette de Galilée

- ✧ La lunette de Galilée est similaire à la lunette astronomique à la différence près que l'oculaire est une lentille divergente.



Distribuer la simulation 6 et montrer la lunette de gallilée sur Opt Géo.

- ✧ Le dispositif reste dans l'ensemble afocal donc tel que $F_1' = F_2$.
- ✧ Tout se passe comme pour la lunette astronomique et nous trouvons que le grossissement est

$$G = -\frac{f_1'}{f_2'} > 0$$

- ✧ Cette fois les images sont vues droites : c'est la longue vue.
- ✧ Notons que, cette fois encore, l'imagerie populaire se trompe. Si on regarde l'œil de celui qui observe à travers une longue vue, déjà on ne peut pas le voir parce qu'il n'émet pas de lumière, mais en plus, dans l'hypothèse où il serait visible, nous devrions le voir tout petit et non tout gros comme il est représenté dans les dessins animés.

III·3 – Microscope optique

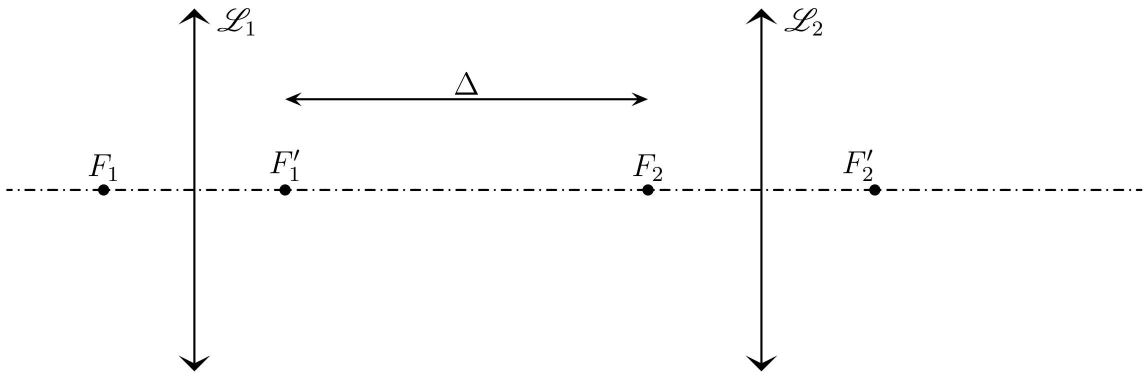
III·3·*i* – présentation

✫ intérêt d'un microscope

- ✧ Un microscope optique est un dispositif destiné à observer des objets très petits de manière confortable et sera d'autant meilleur que l'image qu'il donnera des objets paraîtra grande.
- ✧ Optiquement parlant, un microscope $\mathscr{D}$ ne fait ni plus ni moins que $A \xrightarrow{\mathscr{D}} \infty$.

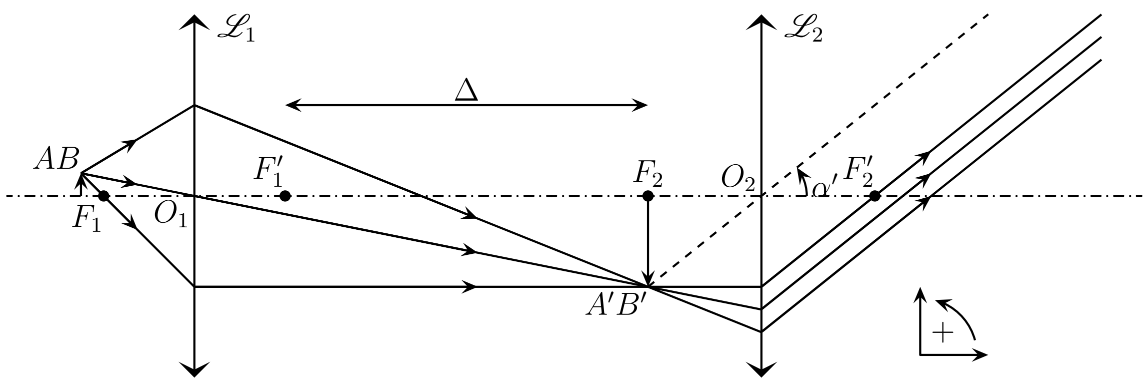
✯ constitution

- ✧ Un microscope optique se modélise par l'association de deux lentilles convergentes de même axe.
- ✧ La première lentille $\mathscr{L}_1$, celle par laquelle la lumière rentre est appelée *objectif*. Sa distance focale est de l'ordre du millimètre.
- ✧ La deuxième lentille $\mathscr{L}_2$, celle par laquelle la lumière sort, *ie.* celle où nous allons placer un capteur (l'œil), est appelé *oculaire*. Sa distance focale est de l'ordre du centimètre
- ✧ Les deux lentilles sont séparées par une distance Δ de l'ordre de 15 cm.



III·3·*ii* – analyse

- ✧ Avec deux lentilles, l'objet initial donnera une image inermédiaire qui sera objet pour la deuxième lentille. Autrement dit : $A \xrightarrow{\mathscr{L}_1} A' \xrightarrow{\mathscr{L}_2} \infty$.
- ✧ Étant donné que l'observation doit être confortable, il faut que l'image finale soit à l'infini ou encore que l'image intermédiaire soit en F_2. Une fois de plus, cette image intermédiaire est observée à la loupe que constitue l'oculaire.
- ✧ L'image de A doit donc être en F_2. Or, étant donné les ordres de grandeur des distances, F_2 est optiquement à l'infini pour $\mathscr{L}_1$ ce qui signifie que $A \simeq F_1$.
- ✧ Finalement, nous pouvons résumer le fonctionnement du microscope de la manière suivante : l'objectif forme une image intermédiaire très agrandie d'un objet, image qui est observée à la loupe.
- ✧ Faisons la construction.



III·3·*iii* – grossissement commercial

- ✧ Le grossissement est défini, comme pour la loupe, par le rapport de l'angle sous lequel est vu un objet lorsque le microscope est bien réglé par l'angle sous lequel serait vu l'objet à l'œil nu.

✯ angle sous lequel est vu AB à travers le microscope

✧ Comme nous pouvons le voir dans le triangle $O_2A'B'$, $\alpha' = -\dfrac{\overline{A'B'}}{f'_2} > 0$.

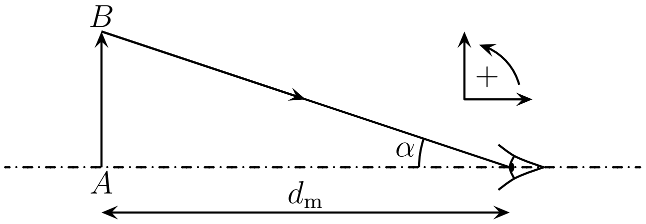
✧ Or, comme $A \xrightarrow{\mathscr{L}_1} A'$, par définition du grandissement, nous avons $\overline{A'B'} = \gamma_1\,\overline{AB}$. Ici, le grandissement va valloir :

$$\gamma_1 = \frac{\overline{O_1A'}}{\overline{O_1A}} = -\frac{\cancel{f'_1} + \Delta}{f'_1} = -\frac{\Delta}{f'_1}$$

✧ Et finalement : $\alpha' = \gamma_1\,\dfrac{\overline{AB}}{f'_2} = \dfrac{\Delta}{f'_1\,f'_2}\,\overline{AB}$.

✯ angle sous lequel est vu AB à l'œil nu

✧ C'est comme pour la loupe.



✧ Nous avons alors tout de suite $\alpha = -\dfrac{\overline{AB}}{d_{\text{m}}}$.

✯ rassemblement

✧ Le grossissement commercial vaut donc :

$$G_{\text{c}} = \frac{\alpha'}{\alpha} = -\frac{\Delta\,d_{\text{m}}}{f'_1\,f'_2}$$

✧ La présence du signe « $-$ » signifie que l'image est renversée. Malgré tout, le grossissement d'un microscope est indiqué par une valeur positive.
✧ La plupart du temps, les grossissements sont de l'ordre de plusieurs centaines.

III·3·*iv* – pouvoir séparateur

✧ L'intérêt d'un microscope est de voir des petits détails. La question se pose donc se savoir quelle taille minimale doivent avoir ces détails pour être vus.
✧ Rappelons que les détails les plus fins visibles à l'œil nu sont de l'ordre de 0,1 mm. Avec un grossissement $G_{\text{c}} = 500$, des détails G_{c} fois plus petits pourront être vus, ce qui correspond à des tailles de 0,2 μm. Sauf que …
✧ Des contraintes liées au caractère ondulatoire de la lumière imposent $AB \geqslant 0{,}5\ \mu$m, ce qui limite notoirement l'utilisation de forts grossissements.

Montrer des images de microscope par vidéoprojecteur et
notamment les effets des forts grossissements.

III·3·*v* – cercle oculaire

- Comme pour la lunette, il est intéressant de savoir où positionner son œil de telle sorte qu'un maximum de lumière soit perçue.
- De manière analogue à la lunette, nous pouvons dire que tout rayon lumineux traversant l'objectif doit, par stigmatisme, passer par l'image de l'objectif donnée par l'oculaire.
- Or, étant données les distances mises en jeu, l'objectif est optiquement à l'infini pour l'oculaire. Le cercle oculaire sera donc, ici aussi, au niveau du foyer principal image de $\mathscr{L}_2$.
- Du point de vue grossissement, le cercle oculaire aura un diamètre $d' = \gamma_2\, d$ avec $\gamma_2 = \dfrac{f_2'}{\Delta + \cancel{f_1'} + \cancel{f_2'}} = \dfrac{f_2'}{\Delta}$. Pour un objectif usuel de microscope, $d = 2$ mm, ce qui donne $d' = 0{,}1$ mm.
- Si toute la lumière passe effectivement dans l'œil, il ne faut toutefois pas oublier que cette lumière provient d'une zone extrêmement limitée de l'objet. En grossissement la vision que nous pouvons en avoir, la lumière est « étalée » ce qui fait que l'image finale paraît sombre. Il est donc indispensable d'éclairer l'objet initial et, vu la disposition, cela ne peut être que par en dessous et *de facto* que pour des objets transparents.

III·3·*vi* – profondeur de champ

- Cherchons l'ensemble des points qu'il est possible de voir net avec un œil, une fois le réglage fait.
- L'œil peut voir net entre d_m et l'infini, il faut donc que l'image finale soit entre d_m et l'infini devant l'œil. Pour que cette condition soit remplie, il faut que la position de l'image intermédiaire soit dans une certaine plage. Et pour que l'image intermédiaire soit dans cette plage, il faut que l'objet soit initialement bien placé, *ie.* dans la profondeur de champ.
- Cherchons les points extrêmes admissibles pour A de telle sorte que l'image finale soit d'une part au ponctum proximum de l'œil et, d'autre part au ponctum remotum. Nous noterons $A \xrightarrow{\mathscr{L}_1} A_1 \xrightarrow{\mathscr{L}_2} A_2$ et supposerons que l'œil est au foyer principal image de $\mathscr{L}_2$.

Image au PR	Image au PP
$\overline{F_2'A_2} = \infty$	$\overline{F_2'A_2} = -d_\mathrm{m}$
$\overline{F_2'A_2}.\overline{F_2A_1} = -{f_2'}^2$	
$\overline{F_2A_1} = 0$	$\overline{F_2A_1} = +\dfrac{{f_2'}^2}{d_\mathrm{m}}$
$\overline{F_1'A_1} = \Delta + \overline{F_1A_1}$	
$\overline{F_1'A_1} = \Delta$	$\overline{F_1'A_1} = \Delta + \dfrac{{f_2'}^2}{d_\mathrm{m}}$
$\overline{F_1A}.\overline{F_1'A_1} = -{f_1'}^2$	
$\overline{F_1A} = -\dfrac{{f_1'}^2}{\Delta}$	$\overline{F_1A} = -\dfrac{{f_1'}^2}{\Delta + \dfrac{{f_2'}^2}{d_\mathrm{m}}}$

- La profondeur de champ est la distance ℓ entre les deux points A trouvés.

$$\ell = -\frac{{f_1'}^2}{\Delta + \dfrac{{f_2'}^2}{d_\mathrm{m}}} + \frac{{f_1'}^2}{\Delta} = \frac{{f_1'}^2}{\Delta}\left(-\frac{1}{1 + \dfrac{{f_2'}^2}{\Delta\, d_\mathrm{m}}} + 1\right)$$

✧ Nous allons encore pouvoir simplifier l'expression grâce au fait que $\dfrac{{f'_2}^2}{\Delta\, d_{\mathrm{m}}} \ll 1$ compte tenu des ordres de grandeurs des différentes valeurs.

Lorsque $|\mathrm{qqch}| \ll 1$, nous avons $\dfrac{1}{1+\mathrm{qqch}} = 1 - \mathrm{qqch}$.

Lorsque $|\mathrm{qqch}| \ll 1$, nous avons $(1+\mathrm{qqch})^{\mathrm{npq}} = 1 + \mathrm{npq} \times \mathrm{qqch}$.

✧ Ainsi :

$$\ell = \frac{{f'_1}^2}{\Delta} \left(-1 + \frac{{f'_2}^2}{\Delta\, d_{\mathrm{m}}} + 1 \right) = \frac{d_{\mathrm{m}}}{{G_{\mathrm{c}}}^2}$$

✧ Avec $d_{\mathrm{m}} = 20$ cm et $G_{\mathrm{c}} = 500$, nous obtenons $\ell = 1\ \mu$m.
✧ La profondeur de champ est très faible.

Montrer la profondeur de champ au microscope à l'aide du vidéoprojecteur.

Voir à travers

Au niveau du cours

✭ Les définitions

✧ Sont à savoir :
- ➜ faisceau lumineux, rayon lumineux
- ➜ lentille sphérique, distance focale, foyers principaux objet et image, vergence
- ➜ objet / image, réel / virtuel
- ➜ champ visuel, grandissement, grossissement

✭ Les grandeurs

✧ Connaître les unités de :
- ➜ distance focale, vergence

✭ Les lois

✧ Sont à connaître :
- ➜ les lois de propagation de la lumière
- ➜ les lois de construction des rayons lumineux traversant des lentilles
- ➜ les relations de conjugaison des lentille

✭ la phénoménologie

✧ Connaître :
- ➜ le comportement de faisceau traversant des lentilles
- ➜ le rôle et le fonctionnement d'un l'œil normal

Au niveau de l'analyse

✭ Analyse physique

✧ Il faut savoir déterminer quelle lentille intervient quand et quels sont les objets et images associés.

✭ Analyse technique

✧ Il faut savoir réserver la relation de conjugaison vu du centre aux rares cas où elle est utile.

Au niveau des savoir-faire

✭ outils mathématiques

✧ Connaître parfaitement :
- ➜ la trigonométrie des petits angles
- ➜ l'expression du développement limité de l'expression $(1 + \text{qqch})^{\text{npq}}$

✯ petits gestes

✧ Savoir :

- ➜ retracer les hyperboles de conjugaison des lentilles sphériques
- ➜ exploiter les hyperboles de conjugaison tant *a priori* pour deviner ce qui va se passer qu'*a posteriori* pour vérifier les tracés réalisés
- ➜ tracer l'objet d'une image, l'image d'un objet et le devenir d'un rayon quelconque pour une lentille sphérique

✯ exercices classiques

✧ Savoir refaire :

- ➜ tout sur la lunette astronomique

Optique

Chapitre 2

Voir par réflexion

Voir par réflexion

Dans ce chapitre nous allons aborder d'autres dispositifs optiques : les miroirs. Dans une première partie, nous étudierons plus particulièrement les miroirs sphériques, dont le rôle est la formation d'image et dans une deuxième partie, nous verrons le cas particulier du miroir plan ainsi que quelques exemple de dispositifs comportant plusieurs miroirs.

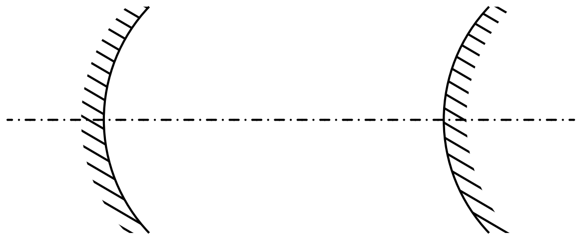
I – Voir à travers un miroir sphérique

I·1 – Phénoménologie

I·1·*i* – deux types de miroirs

Distribuer des miroirs à tout le monde.

Un *miroir sphérique* est un miroir dont la face réfléchissante est sphérique.



✧ Il existe deux types de miroirs :
- ➜ ceux dont la face creuse est réfléchissante : ce sont des miroirs *concaves* ou *convergents*
- ➜ ceux dont la face bombée est réfléchissante : ce sont des miroirs *convexes* ou *divergents*

I·1·*ii* – voir « à travers » un miroir

✧ Pour voir quelque chose de manière nette, rappelons qu'il est nécessaire :
- ➜ que chaque point de l'objet émetteur envoie un faisceau lumineux dont une partie sera captée par l'œil
- ➜ que le point origine de faisceau soit entre les punctums proximum et remotum de l'œil

Essayez de voir nettement par réflexion dans les miroirs un objet lointain.

✧ Nous pouvons constater les faits suivants :
- ➜ il faut s'éloigner beaucoup avec un miroir CV
- ➜ il faut s'éloigner un peu moins avec un miroir DV

Essayez de voir ce que devient la lumière des lampes du plafond après réflexion sur les miroirs.

✧ Nous constatons :
- ➜ que la lumière semble se regrouper après le miroir CV
- ➜ que la lumière semble s'écarter après le miroir DV

Essayez de projeter les lampes sur une feuilles blanches.

✧ Comme il est possible de voir la lampe se dessiner sur la feuille, cela signifie :
- ➜ que chaque point de la feuille émet un faisceau lumineux provenant d'un et d'un seul point de la lampe
- ➜ que le trajets des rayons lumineux émis par chaque point de la lampe ont été modifiés par la réflexion sur le miroir

✧ Pour les plus habiles, nous pouvons constater que l'image de la lampe est d'autant plus belle et nette que la feuille de papier **et** le miroir sont dans des plans parallèles à la lampe.

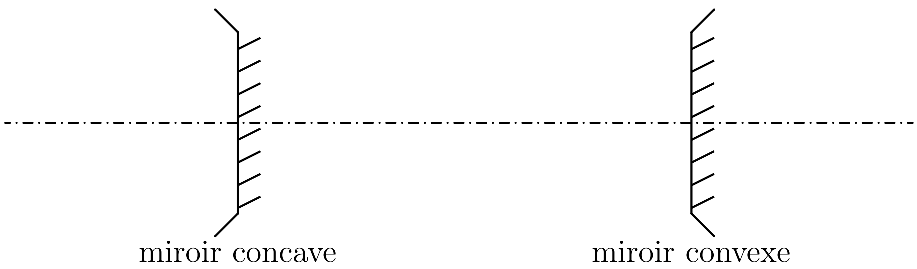
✧ Finalement, nous pouvons constater que la phénoménologie est exactement identique à celle des lentilles (les miroirs CV se comportant comme des lentilles CV et les miroirs DV se comportant comme des lentilles DV).

I·2 – Constructions graphiques

I·2·*i* – schématisation des miroirs

Un miroir sphérique est caractérisé par deux choses :
- ➜ son axe, appelé *axe optique*
- ➜ une distance focale image $f' \gtrless 0$

✧ L'axe permet de préciser dans quelle direction le miroir fonctionne bien alors que la distance focale permet de caractériser à quel point le miroir fait converger ou diverger les rayons lumineux.



Le point où l'axe optique intersecte le miroir est appelé *sommet* et est souvent noté S.

Par convention, lorsque $f' < 0$, le miroir est convergent et lorsque $f' > 0$, le miroir est divergent.

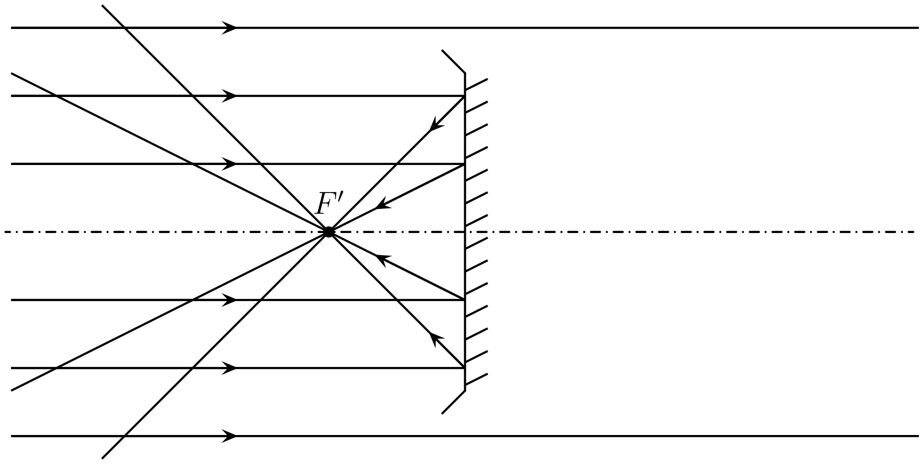
STOP la convention est inverse de celle utilisée pour les lentille. Le choix de cette convention s'expliquera lorsque nous verrons les relations de conjugaison.

I·2·*ii* – action d'un miroir sur un faisceau particulier

✭ point à l'infini

✧ Considérons un point à l'infini éclairant un miroir.

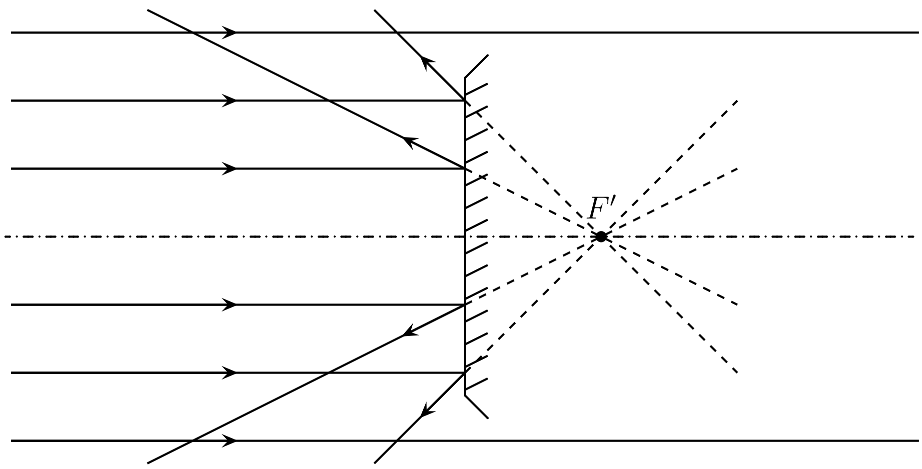
✧ Comme nous avons pu le voir avec les petites expériences avec les lampes, il a été possible de faire converger ce faisceau de manière à ce qu'un seul point de la feuille en soit, après, l'émetteur.



Un faisceau parallèle à l'axe arrivant sur un miroir convergent :
- ➜ converge après le miroir **pour la lumière**
- ➜ se focalise à une distance $|f'| > 0$ après réflexion

Le point de convergence de ce faisceau particulier est appelé *foyer principal image* et est noté F'.

✧ Pour un miroir divergent, le phénomène est identique, sauf que, comme son nom l'indique, le faisceau sera divergent suite à la réflexion sur le miroir.



Un faisceau parallèle à l'axe arrivant sur un miroir divergent :
- ➜ diverge après réflexion
- ➜ semble diverger depuis un point situé à une distance $f' > 0$ derrière le miroir

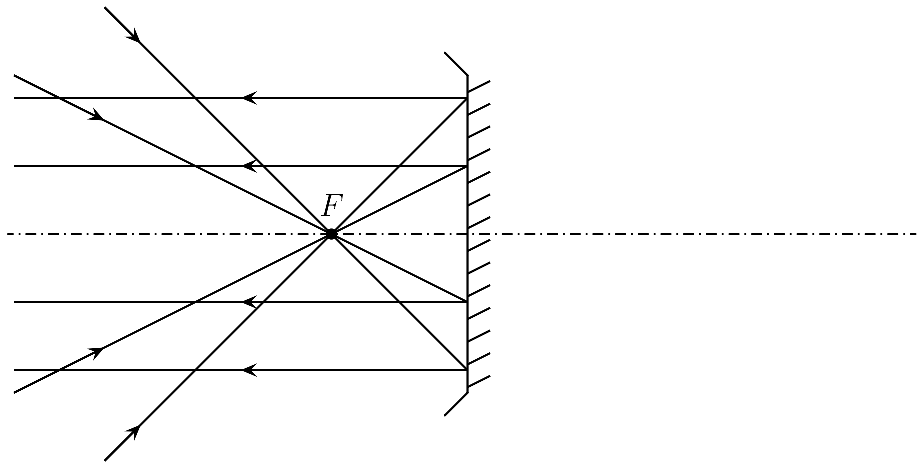
Le point de divergence de ce faisceau particulier est appelé *foyer principal image* et est noté F'.

Le foyer principal image est l'image à travers le miroir d'un point objet situé à l'infini dans l'axe du miroir : $\infty \xrightarrow{\mathscr{M}} F'$.

✯ et le contraire

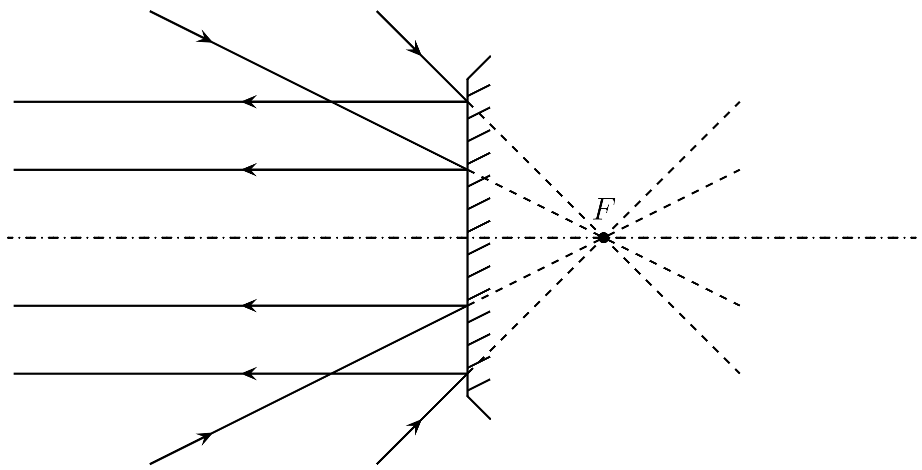
✧ Reprenons les phénomènes constatés précédemment et appliquons le principe de retour inverse. Cela revient à dessiner exactement les mêmes schéma mais avec les flèches orientées dans l'autre sens.

✧ Que constatons-nous pour le miroir convergent ?



Lorsqu'un faisceau est émis d'un point sur l'axe situé à une distance $|f'| > 0$ avant le miroir, il en ressort parallèle après et dans la direction de l'axe.
Ce point particulier est appelé *foyer principal objet* et est noté F.

✧ Et pour le miroir divergent ?



Lorsqu'un faisceau converge vers un point de l'axe situé à une distance $|f'| > 0$ après le miroir, il en ressort parallèle après et dans la direction de l'axe.
Ce point particulier est appelé *foyer principal objet* et est noté F.

Le foyer principal objet est tel que son image à travers le miroir soit à l'infini : $F \xrightarrow{\mathscr{M}} \infty$.

Pour les miroirs sphériques, les foyers principaux objet et image sont confondus.
Ainsi comme F et F' sont du même côté du miroir, la *distance focale objet* notée f vaut, par définition, $f \triangleq +f'$.
La distance focale objet d'un miroir convergente est toujours négative, celle d'un miroir divergent est toujours positive.

✯ finalement

Pour savoir où se situent les foyers principaux objet et image d'un miroir, il suffit juste de connaître le type du miroir : les foyers sont toujours à l'intérieur de la courbure.

✧ Phénoménologiquement, il est fondamental de se rappeler les lois suivantes, identiques à celles des lentilles :

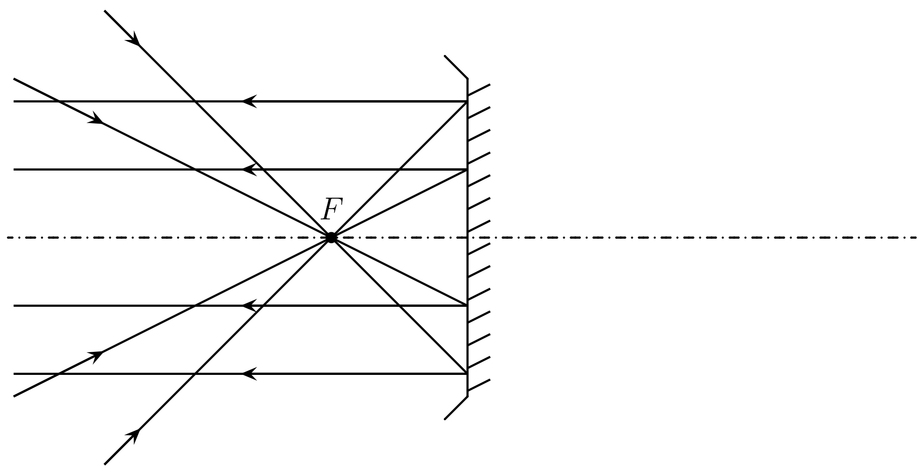
Lorsqu'un faisceau arrive sur un miroir convergent, il est réfléchi un peu plus fermé.

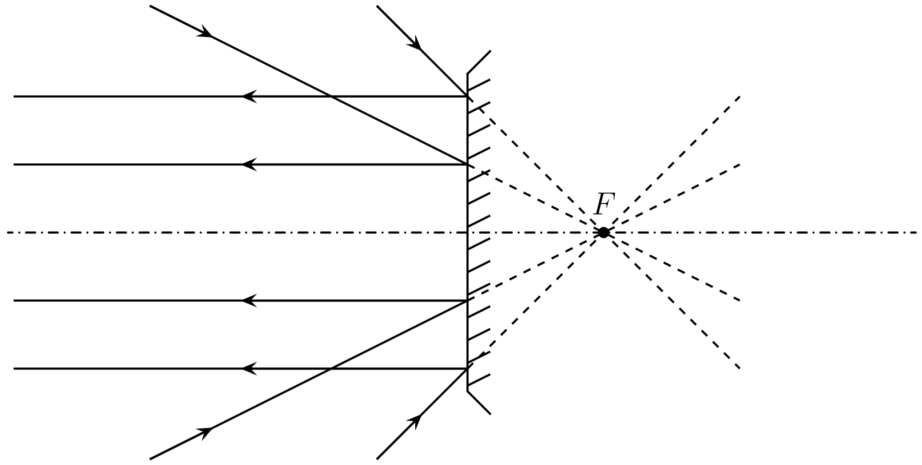
Lorsqu'un faisceau arrive sur un miroir divergent, il est réfléchi un peu plus ouvert.

I·2·*iii* – rayons particuliers

✯ rayons arrivant en direction du foyer principal objet

✧ Comme pour les lentilles, lisons les schémas précédents à l'aide de la loi d'indépendance des rayons lumineux.

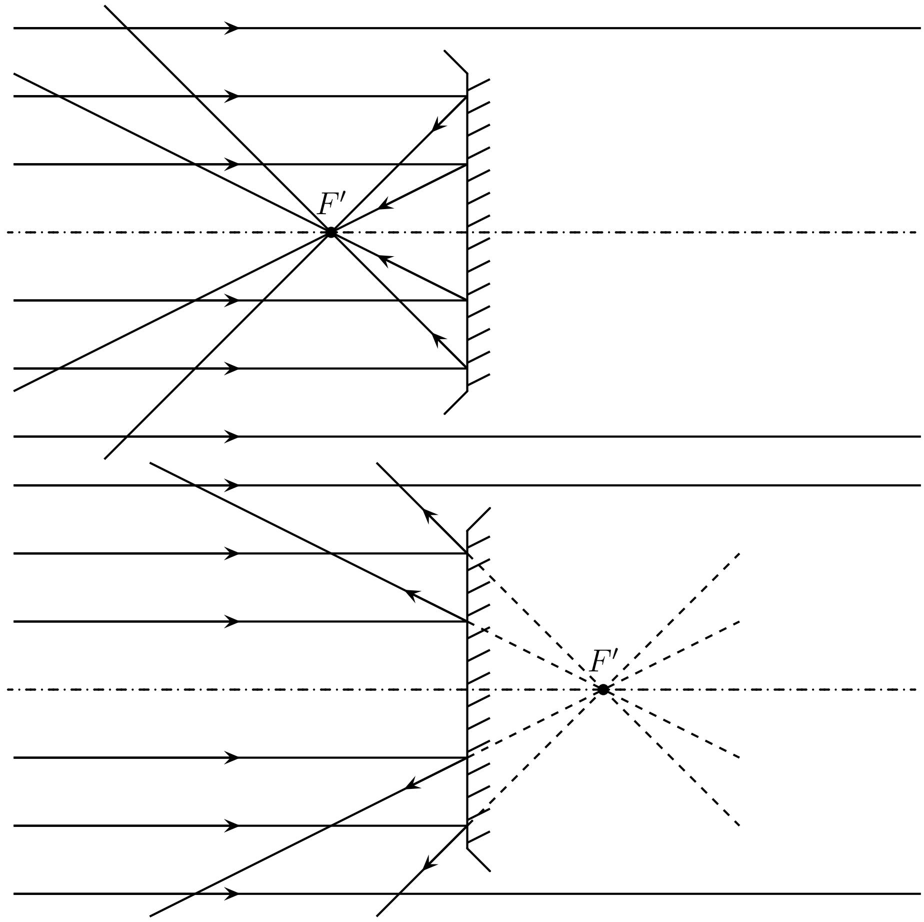




Un rayon lumineux qui arrive en direction du foyer principal objet F est réfléchi parallèlement à l'axe optique.

Ne pas oublier que le « en direction de » est important à cause du foyer F virtuel du miroir divergent !

✯ rayons arrivant parallèlement à l'axe optique



Un rayon lumineux qui arrive parallèlement à l'axe optique est réfléchi en direction du foyer principal image F'.

✯ rayons se dirigeant vers le centre

✧ Comme pour les lentilles, les rayons précédents suffisent, mais il vaut mieux en avoir davantage.

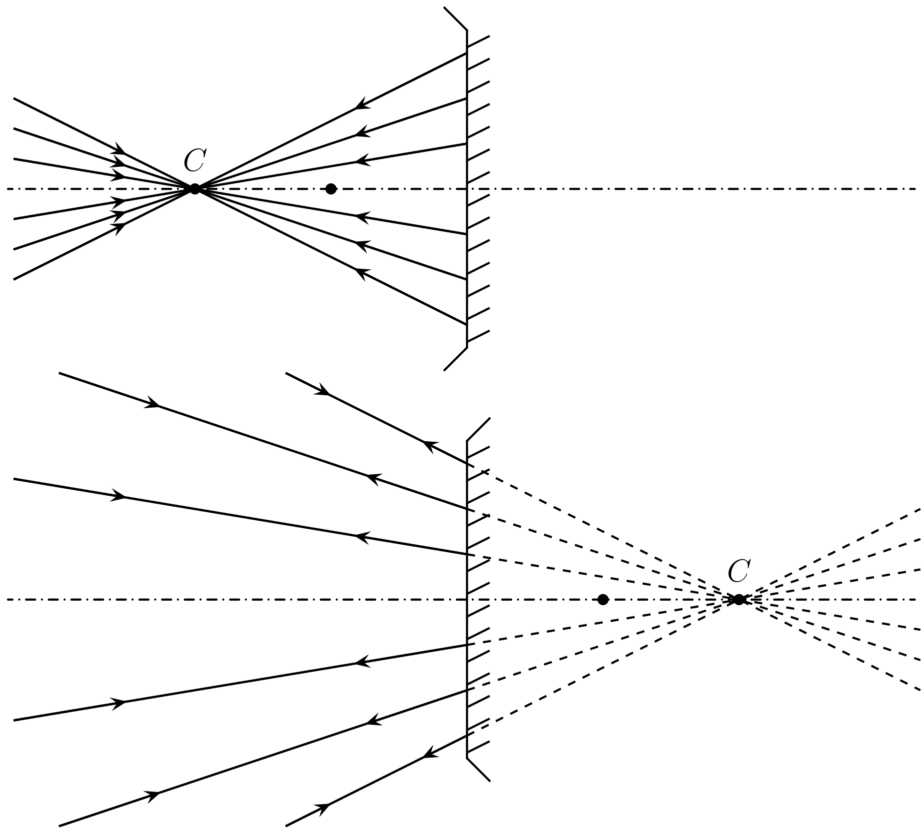
> Le centre d'un miroir est noté C et est tel que F les foyers soient au milieu du centre et du sommet.

✧ Et comme le centre d'un miroir n'est autre que le centre de la sphère qui porte le miroir, nous avons :

> Le rayon de courbure d'un miroir est deux fois plus grand que sa distance focale (en valeur absolue).

✧ Il faut aussi savoir la propriété suivante :

> Un rayon lumineux dirigé vers le centre C d'un miroir est réfléchi sur lui-même : il garde la même direction.



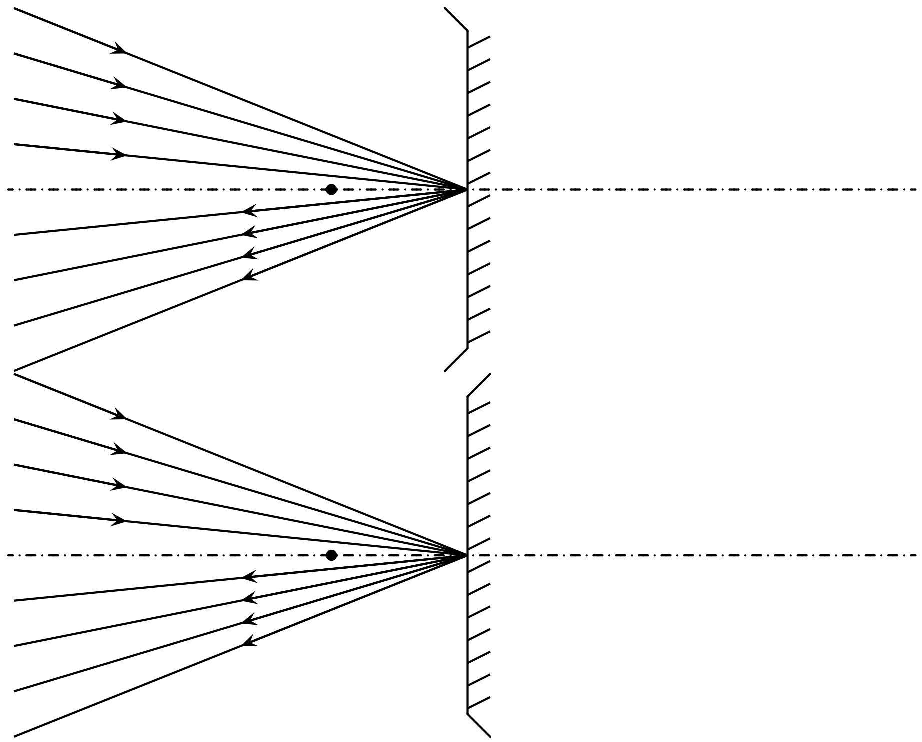
✧ C'est ici que le « n'est pas dévié » est important. Car le rayon lumineux se réfléchissant sur le miroir est fortement dévié puisqu'il est renvoyé d'où il vient ! Il est même impossible de faire une plus grande déviation.

> Optiquement parlant l'image du centre d'un miroir est sur le centre : $C \xrightarrow{\mathscr{M}} C$.

✯ rayons se réfléchissant sur le sommet

✧ Alors que pour les lentilles, il n'y a que 3 types de rayons lumineux particuliers, ici il y a en a 4.

Un rayon arrivant sur le sommet S d'un miroir se réfléchit symétriquement à l'axe optique.



✧ Nous pouvons remarquer que, pour les deux types de miroirs, le comportement est le même.

Optiquement parlant, l'image du sommet est superposée à lui-même : $S \xrightarrow{\mathscr{M}} S$.

✧ C'est un rayon pas forcément facile à dessiner mais qui est très pratique pour la démonstration de quelques lois.

✧ Il s'agit en fait, comme nous le verrons plus tard, du seul endroit où nous voyons les lois de Snell – Descartes pour les miroirs sphériques.

I·2·*iv* – image d'un objet

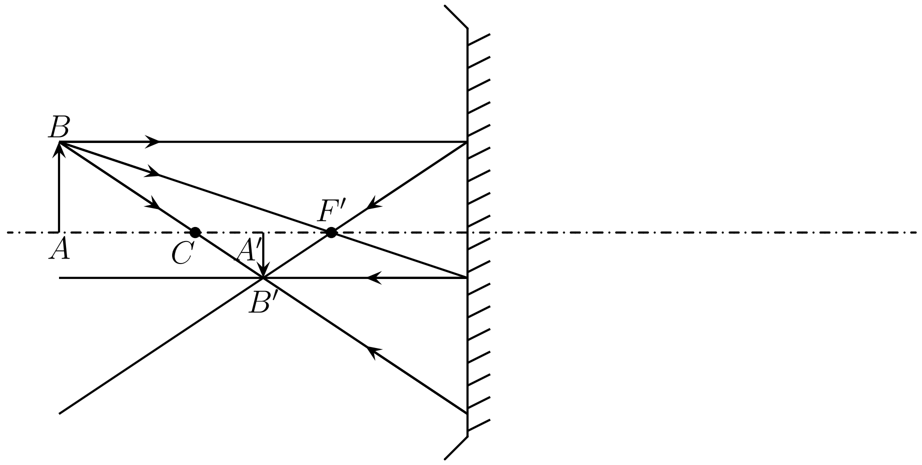
✯ le principe général

✧ Il est identique à celui utilisé pour les lentilles :
- ➜ la construction de quelques rayons particuliers associés à un point objet en dehors de l'axe permet de trouver l'image de ce point
- ➜ le stigmatisme permet de trouver le trajet de n'importe quel rayon définissant ce point objet
- ➜ l'aplanétisme permet de trouver toute les images de n'importe quel point objet situé dans le même plan orthogonal à l'axe

✯ exemples

☯ objet réel

✧ Cherchons l'image par réflexion sur un miroir concave d'un objet situé à environ 2 distances focales du foyer.



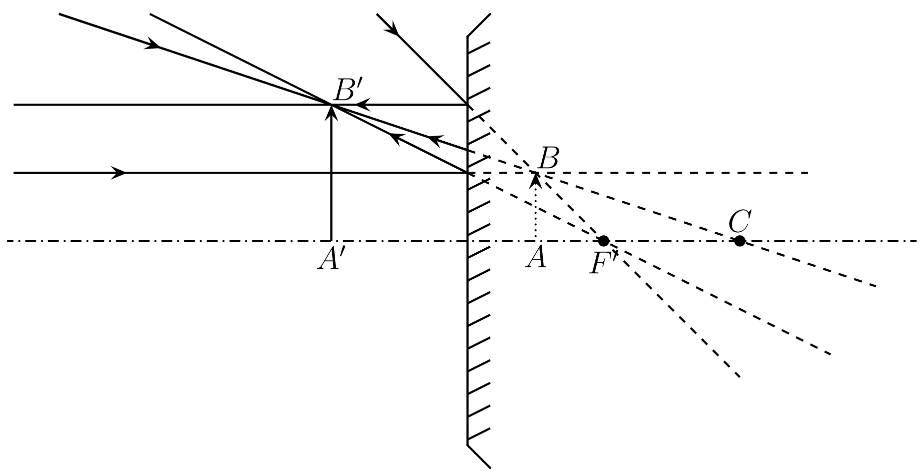
✧ L'image est réelle car à l'intersection de vrais rayons lumineux.

Pour les miroirs les images réelles se situent *après* le miroir dans le sens de propagation de la lumière *après* réflexion.

✧ Nous pouvons constater que le faisceau issu de B et se réfléchissant sur le miroir est effectivement plus resseré juste après la réflexion.

objet virtuel

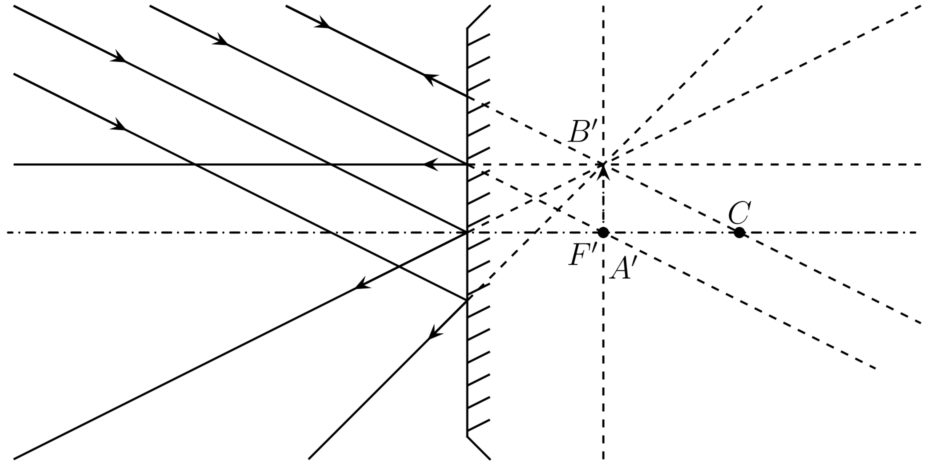
✧ Cherchons l'image par réflexion sur un miroir convexe d'un objet virtuel situé à environ à mi-chemin entre le sommet et le foyer.



✧ Nous pouvons constater que le faisceau issu de B et se réfléchissant sur le miroir est effectivement plus écarté juste après la réflexion.

objet à l'infini

✧ Aucune surprise de ce côté là.



✧ Ici, l'image est virtuelle car définie par des rayons virtuels.

Pour les miroirs, les images virtuelles se situent *avant* le miroir dans le sens de propagation de la lumière *après* réflexion.

✧ Nous pouvons constater que le faisceau issu de B et se réfléchissant sur le miroir est effectivement plus écarté juste après la réflexion puisqu'il est divergent.

☯ exemples simulé

Montrer les documents 1, 2, 3 et 4.

✧ Le document 1 montre le cas d'une image réelle avec un objet réel. Nous pouvons constater que l'image est assez proche du foyer.
✧ Le document 2 montre le cas d'une image virtuelle avec un objet réel. Ici aussi, nous pouvons constater que l'image est assez proche du foyer.
✧ Le document 3 illustre le caractère indépendant des rayons lumineux : même si les rayons particuliers ne se réfléchissent pas, l'image peut néanmoins se former.
✧ Le document 4 illustre le caractère aplanétique des miroirs : deux objets dans un plan perpendiculaire à l'axe du miroir donnent des images perpendiculaires à l'axe du miroir.

I·2·v – objet d'une image

✯ le principe général

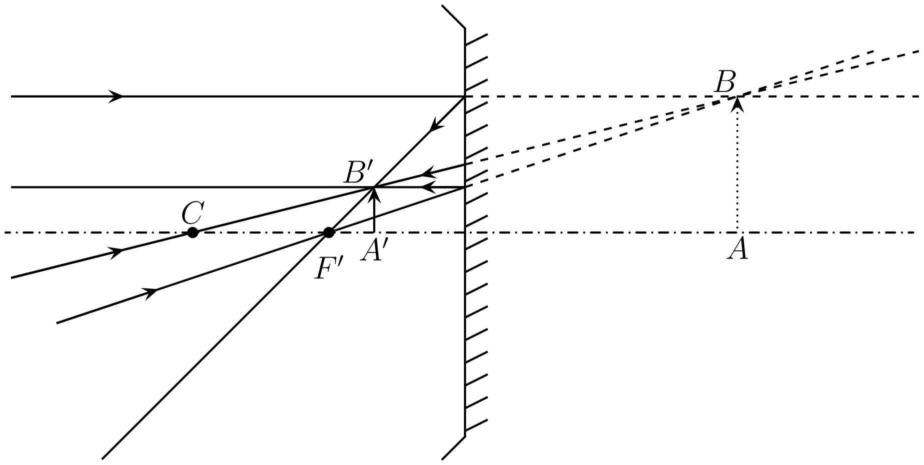
✧ Il est identique à celui utilisé pour les lentilles :
- ➜ soit nous cherchons d'où viennent certains rayons particuliers définissant l'image (et ensuite nous pouvons utiliser le stigmatisme et l'aplanétisme)
- ➜ soit nous utilisons le principe de retour inverse

✧ Si l'utilisation du principe de retour inverse est déconseillée pour les lentilles, elle ne l'est pas pour les miroirs car le changement de sens de propagation ne modifie pas les positions des foyers principaux objet et image des miroirs.

✯ exemples

☯ avec un miroir convergent

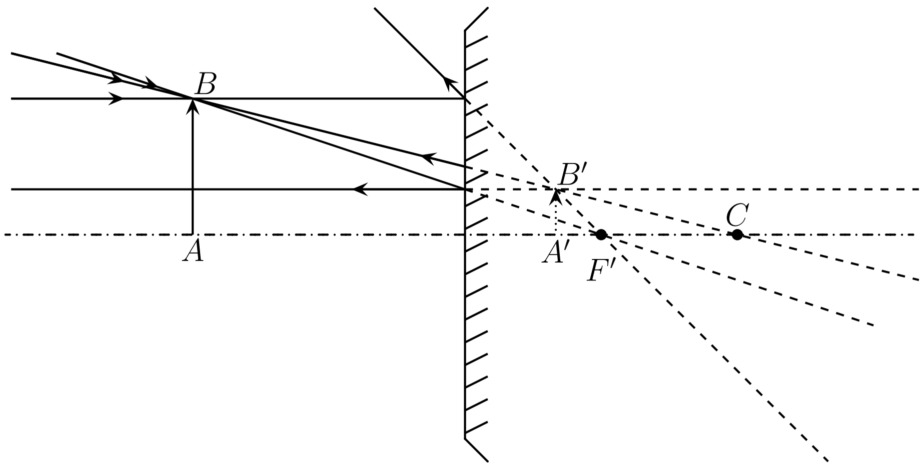
✧ Prenons $FA \simeq |f'|/3$.



✧ Nous pouvons constater que le faisceau issu de B et se réfléchissant sur le miroir est effectivement plus resseré juste après la réflexion.

avec un miroir divergent

✧ Prenons $FA \simeq |f'|/3$.



✧ Nous pouvons constater que le faisceau issu de B et se réfléchissant sur le miroir est effectivement plus écarté juste après la réflexion.

I·2·*vi* – un rayon quelconque

✯ le principe général

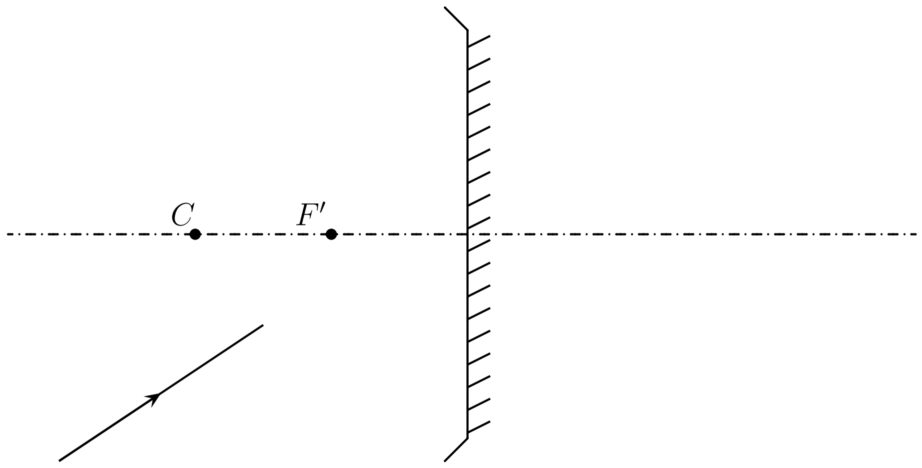
✧ Il est identique à celui utilisé pour les lentilles :
- ➜ considérer le rayon comme faisant partie d'un faisceau associé à un objet fictif ou une image fictive
- ➜ trouver respectivement soit l'image fictive soit l'objet fictif associé
- ➜ utiliser le stigmatisme pour déterminer entièrement la marche du rayon

✯ exemples

✧ La plupart du temps, pour simplifier les construction nous choisirons un objet ou une image fictive situé à l'infini, *ie.* tel que le faisceau fictif associé soit un faisceau parallèle.

☯ avec un miroir convergent

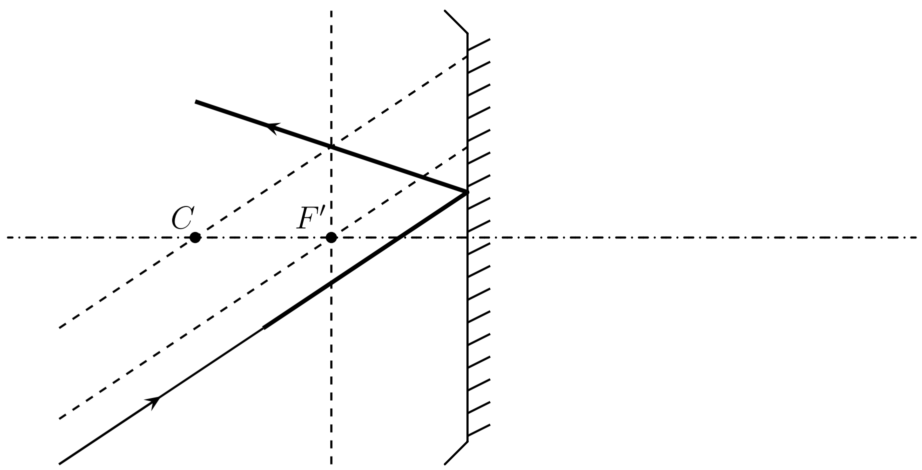
✧ Considérons la situation suivante.



✧ Comme il s'agit de trouver la marche d'un rayon incident, nous allons l'associer à un point objet à l'infini (donc correspondant à un faisceau parallèle) et dont l'image est dans le plan focal image F'.

✧ La construction est donc la suivante. Les rayons fictifs sont représentés en pointillés.

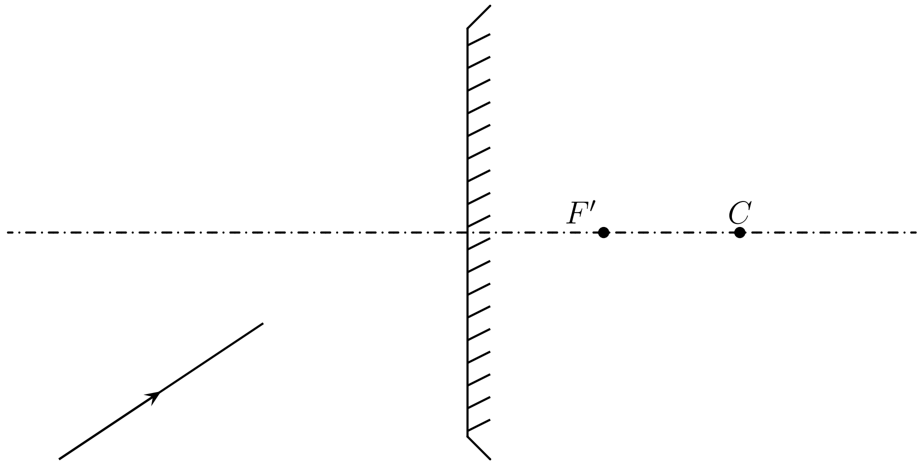
☕ *Remarque* : normalement, dans un soucis de rigueur, il conviendrait de représenter les rayons fictifs d'une autre manière que les rayons virtuels car ils n'ont pas du tout le même statut physique. Toutefois comme ce n'est pas la tradition nous continuerons à les tracer de la même manière.



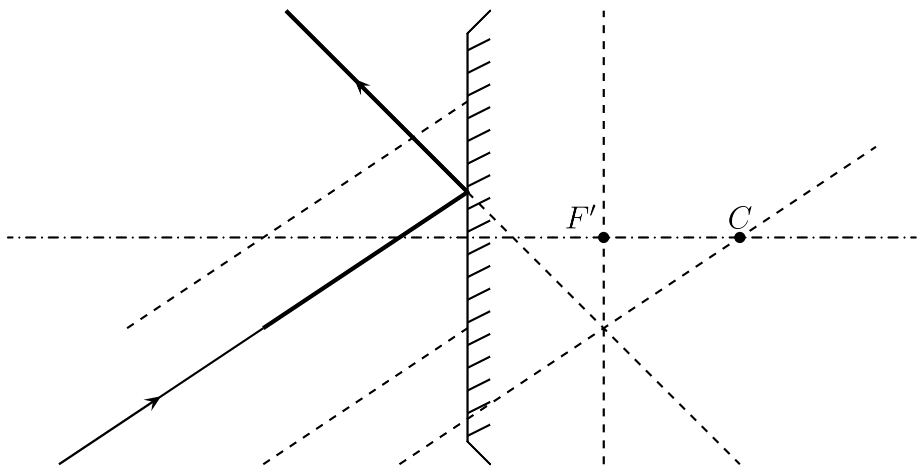
✧ Nous pouvons vérifier que le faisceau fictif est bien convergent juste après la réflexion.

☯ avec un miroir divergent

✧ Considérons la situation suivante.



✧ Il s'agit d'une situation analogue : nous avons à trouver le rayon réfléchi d'un rayon incident. Nous allons donc introduire un objet fictif à l'infini dont l'image fictive sera dans le plan focal image.



◕ méthode spéciale miroir

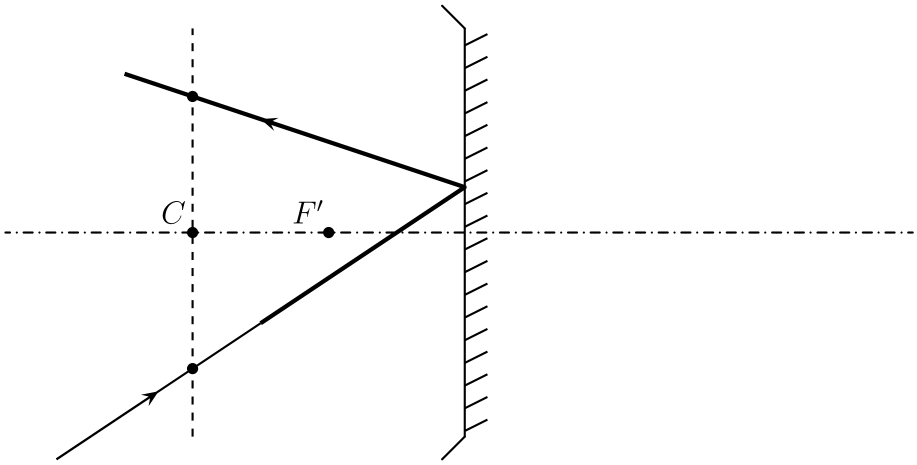
✧ Utilisons le stigmatisme non pas pour un objet ou une image fictif à l'infini, mais pour un objet (ou une image) fictif dans le plan contenant le centre C du miroir.

✧ Optiquement, nous avons $C \xrightarrow{\mathscr{M}} C$ avec un grandissement $\gamma = -1$.

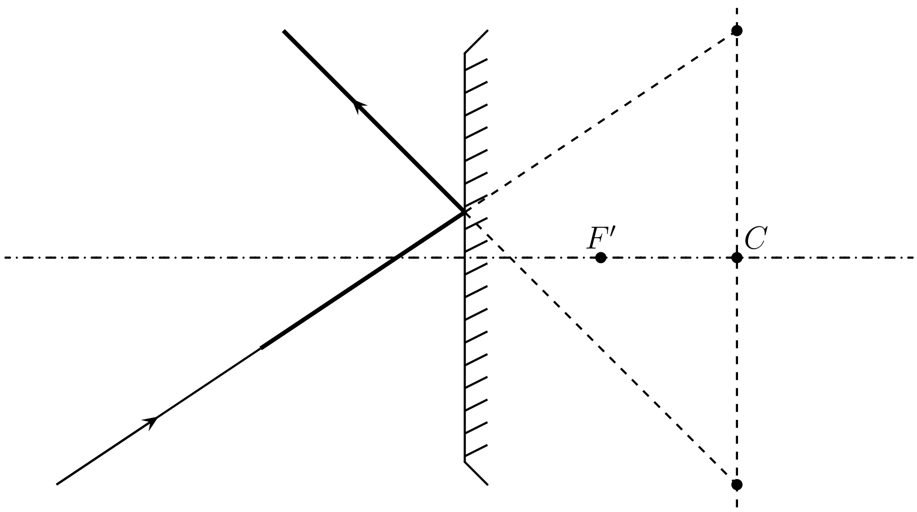
✧ Il suffit alors :

- ➜ de trouver le point A à l'intersection du plan contenant le centre C et le rayon incident, ce sera l'objet fictif
- ➜ de tracer A' symétrique de A par rapport à l'axe optique, de manière à avoir tout de suite l'image fictive associée.
- ➜ de tracer le rayon réfléchi dont la direction contient A' (propriété de stigmatisme)

✧ Cela donne avec un miroir convergent.



✧ Et avec un miroir divergent.



I·2·*vii* – idoinotons

✧ À vous de jouer.

Faire faire les constructions.

I·3 – Trois points de vue

I·3·*i* – le plus facile : vue du foyer – Newton

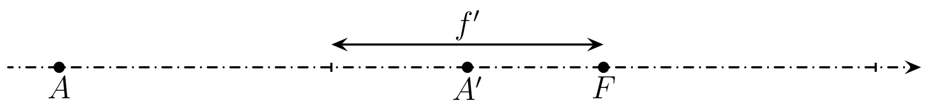
✫ énoncé

Pour un miroir $\mathscr{M}$ de foyers F et F', qu'il soit convergent ou divergent, quel que soit le sens d'algébrisation, lorsque nous avons $A \xrightarrow{\mathscr{M}} A'$, nous pouvons écrire :

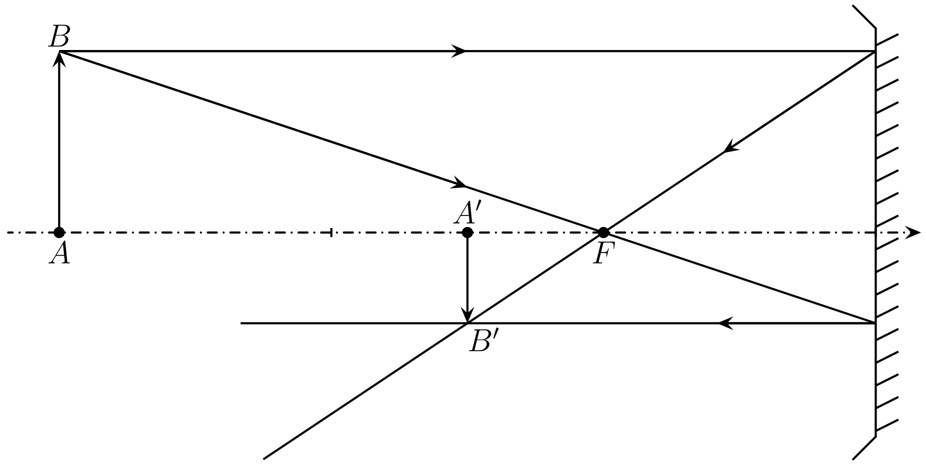
$$\overline{FA} \cdot \overline{F'A'} = f\,f' \quad \text{ou} \quad \overline{FA} \cdot \overline{FA'} = +f'^2 \qquad \text{et} \qquad \gamma = \frac{\overline{FS}}{\overline{FA}} = \frac{\overline{F'A'}}{\overline{F'S}}$$

✯ lecture

- Cette loi, écrite sous la forme $\overline{FA}\cdot\overline{F'A} = f\,f'$ est rigoureusement identique à celle pour les lentilles.
- La lecture de cette loi est identique à celle faite pour les lentilles.
- Tout d'abord ces relations de Newton sont des « vues du foyer », *ie.* les positions sont repérées par rapport aux foyers objet et image de la lentille : $\overline{FA}$ et $\overline{F'A'}$. L'objet est repéré par rapport au foyer objet, l'image par rapport au foyer image.
- Étant donné la relation de conjugaison, A et A' sont du même côté du foyer : si $\overline{FA}$ est positif, $\overline{F'A'}$ le sera aussi et réciproquement.
- Avec cette relation de conjugaison, nous retrouvons bien :
  - ➜ $\infty \xrightarrow{\mathscr{M}} F'$ car lorsque $\overline{FA} \to \pm\infty$, $\overline{F'A'} \to 0$
  - ➜ $F \xrightarrow{\mathscr{M}} \infty$ car lorsque $\overline{FA} \to 0$, $\overline{F'A'} \to \pm\infty$
  - ➜ $C \xrightarrow{\mathscr{M}} C$ car lorsque $\overline{FA} = \overline{FC}$, $\overline{F'A'} = \dfrac{\overline{F'C}^2}{\overline{FC}} = \overline{F'C}$
  - ➜ $S \xrightarrow{\mathscr{M}} S$ car lorsque $\overline{FA} = \overline{FS}$, $\overline{F'A'} = \dfrac{\overline{F'S}^2}{\overline{FS}} = \overline{F'S}$
- Comme pour les lentilles, cette relation est très simple puisqu'il s'agit d'une unique multiplication. Obtenire la position de A' ou de A connaissant l'autre est donc très simple. Et c'est d'ailleurs la méthode la plus simple si les positions de F et F' sont connues.
- Cette relation ne se soucie pas ni du sens de propagation de la lumière, ni du caractère convergent ou divergent de la lentille. Il suffit « juste » de savoir où sont F, F' et A. Par exemple avec la construction suivante :

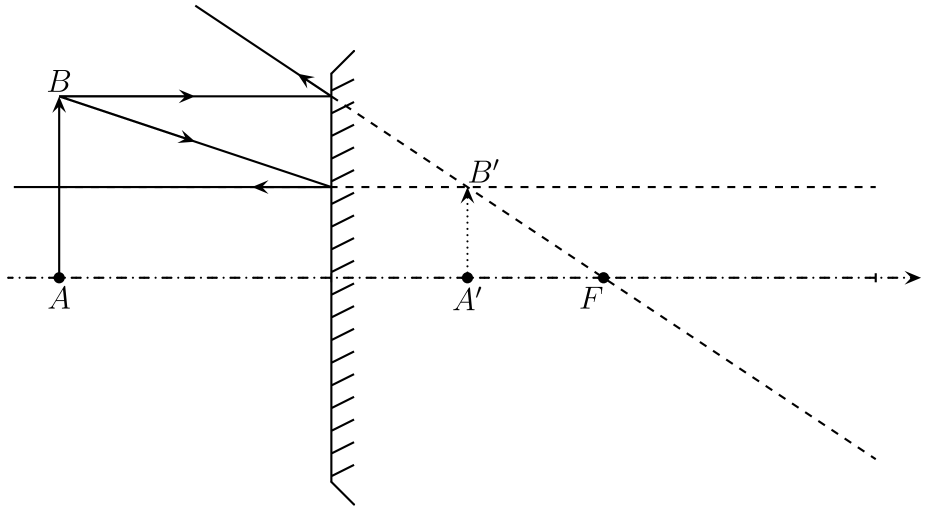


- Cela donne avec un miroir convergent :
  - ➜ choix d'un sens de propagation de la lumière
  - ➜ détermination de sa position
  - ➜ utilisation d'un point B fictif
  - ➜ détermination de l'image B' de B
  - ➜ vérification du resserement du faisceau issu de B



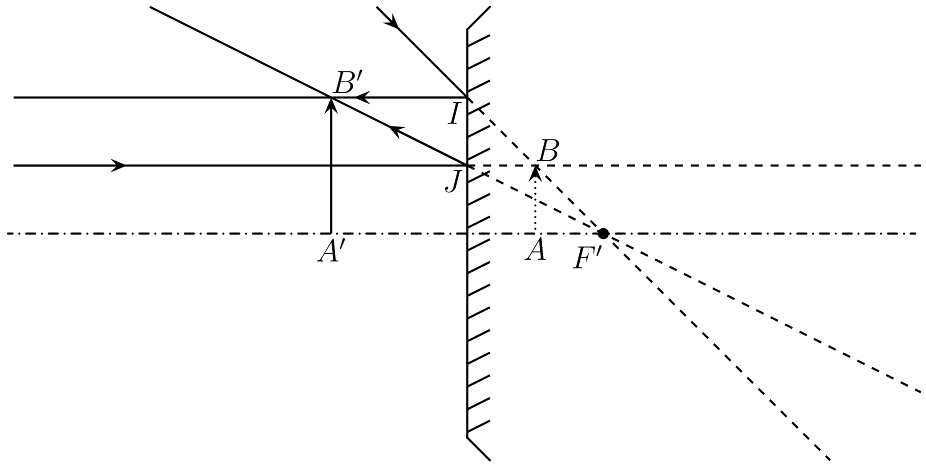
- Cela donne avec un miroir convergent :
  - ➜ choix d'un sens de propagation de la lumière
  - ➜ détermination de sa position
  - ➜ utilisation d'un point B fictif

➜ détermination de l'image B' de B
➜ vérification de l'écartement du faisceau issu de B



✯ démonstration

✧ Considérons la construction suivante.



✧ Nous avons, grâce notamment à Thalès dans les triangles FAB et FSI :

$$\gamma = \frac{\overline{A'B'}}{\overline{AB}} = \frac{\overline{SI}}{\overline{AB}} = \frac{\overline{FS}}{\overline{FA}}$$

✧ De même avec les triangles $FA'B'$ et FSJ :

$$\gamma = \frac{\overline{A'B'}}{\overline{AB}} = \frac{\overline{A'B'}}{\overline{SJ}} = \frac{\overline{F'A'}}{\overline{F'S}}$$

✧ Ce qui donne les deux relations de grandissement.
✧ En égalant les deux, nous trouvons :

$$\frac{\overline{FS}}{\overline{FA}} = \frac{\overline{F'A'}}{\overline{F'S}} \qquad \rightsquigarrow \qquad \overline{FA} \cdot \overline{F'A'} = \overline{FS} \cdot \overline{F'S} = \overline{FS} \cdot \overline{FS}$$

I·3·*ii* – pour faire comme les lentilles : vue du centre – Descartes

✯ énoncé

Pour un miroir $\mathscr{M}$ de foyers F et F', qu'il soit convergent ou divergent, quel que soit le sens d'algébrisation, lorsque nous avons $A \xrightarrow{\mathscr{M}} A'$, nous pouvons écrire :

$$\frac{1}{\overline{CA}} + \frac{1}{\overline{CA'}} = \frac{1}{\overline{CF'}} \qquad \text{et} \qquad \gamma = \frac{\overline{CA'}}{\overline{CA}}$$

✯ lecture

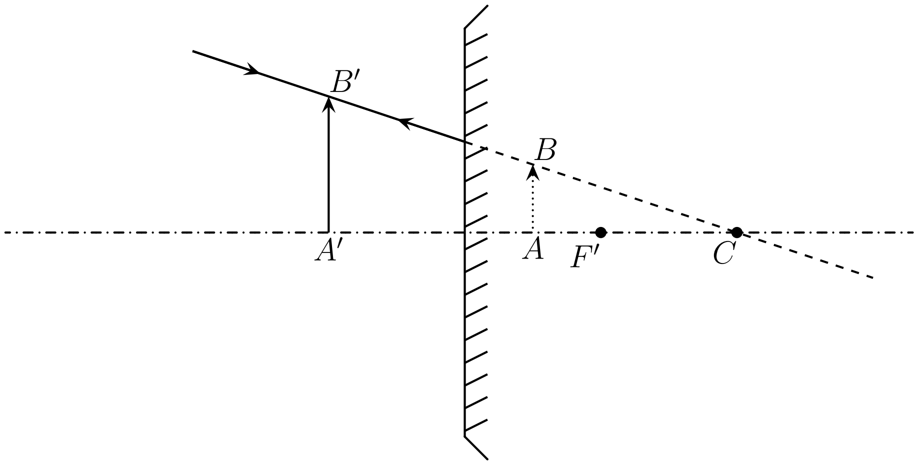
- Cette relation de conjugaison est dite « vue du centre » car les points A et A' sont repérés par rapport au centre C du miroir : $\overline{CA}$ et $\overline{CA'}$.
- Avec cette relation de conjugaison, nous retrouvons bien :
  - ➜ $\infty \xrightarrow{\mathscr{M}} F'$ car lorsque $\overline{CA} \to \pm\infty$, $\overline{CA'} \to \overline{CF'}$
  - ➜ $F \xrightarrow{\mathscr{M}} \infty$ car lorsque $\overline{CA} \to \overline{CF}$, $\overline{CA'} \to \pm\infty$
  - ➜ $C \xrightarrow{\mathscr{M}} C$ car lorsque $\overline{CA} \to 0$, $\overline{CA'} \to 0$
  - ➜ $S \xrightarrow{\mathscr{M}} S$ car lorsque $\overline{CA} = \overline{CS}$, $\overline{CA'} = \overline{CS}$
- Comme pour la relation de conjugaison vu du centre des lentilles cette relation de conjugaison est techniquement plus difficile à utiliser. De plus elle est formellement un peu différente de celle pour les lentilles puisqu'il n'y a pas le signe $-$ pour le terme relatif à l'objet.
- Cette relation sera utile lorsque les positions des centre des miroirs seront imposées, ce qui sera plutôt rare : ce sont plus souvent les positions des sommets qui sont imposées.

✯ démonstration

- Pour la relation de conjugaison, repartons de celle de Newton en utilisant le fait que $\overline{FS} = \overline{CF}$ (puisque F est au milieu de $[CS]$) et que $F = F'$. Cela nous donne :

$$\overline{FA}\cdot\overline{FA'} = \overline{CF}\cdot\overline{CF}$$
$$(\overline{FC}+\overline{CA})\,(\overline{FC}+\overline{CA'}) = \overline{CF}\cdot\overline{CF}$$
$$\cancel{\overline{FC}\cdot\overline{FC}} + \overline{FC}\cdot\overline{CA'} + \overline{CA}\cdot\overline{FC} + \overline{CA}\cdot\overline{CA'} = \cancel{\overline{CF}\cdot\overline{CF}}$$
$$\overline{CA}\cdot\overline{CA'} = -\overline{FC}\cdot\overline{CA'} - \overline{CA}\cdot\overline{FC}$$
$$\overline{CA}\cdot\overline{CA'} = \overline{CF}\cdot\overline{CA'} + \overline{CF}\cdot\overline{CA}$$

- Et le résultat en divisant l'égalité précédente par $\overline{CA}\cdot\overline{CA'}\cdot\overline{CF}$.
- Pour le grandissement, il suffit d'utiliser Thalès dans les triangles CAB et $CA'B'$.



I·3·*iii* – pour les hyperboles de conjugaison : vue du sommet

✯ énoncé

Pour un miroir $\mathscr{M}$ de foyers F et F', qu'il soit convergent ou divergent, quel que soit le sens d'algébrisation, lorsque nous avons $A \xrightarrow{\mathscr{M}} A'$, nous pouvons écrire :

$$\frac{1}{\overline{SA}} + \frac{1}{\overline{SA'}} = \frac{1}{\overline{SF'}} \qquad \text{et} \qquad \gamma = -\frac{\overline{SA'}}{\overline{SA}}$$

✯ lecture

- Cette relation de conjugaison est dite « vue du sommet » car les points A et A' sont repérés par rapport au sommet S du miroir : $\overline{SA}$ et $\overline{SA'}$.
- Avec cette relation de conjugaison, nous retrouvons bien :
  - ➜ $\infty \xrightarrow{\mathscr{M}} F'$ car lorsque $\overline{SA} \to \pm\infty$, $\overline{SA'} \to \overline{SF'}$
  - ➜ $F \xrightarrow{\mathscr{M}} \infty$ car lorsque $\overline{SA} \to \overline{CF}$, $\overline{SA'} \to \pm\infty$
  - ➜ $C \xrightarrow{\mathscr{M}} C$ car lorsque $\overline{SA} = \overline{SC}$, $\overline{SA'} = \overline{SC}$
  - ➜ $S \xrightarrow{\mathscr{M}} S$ car lorsque $\overline{SA} \to 0$, $\overline{SA'} \to 0$
- Comme pour les relations de conjugaison vu du centre, cette relation de conjugaison est techniquement plus difficile à utiliser.
- Comme le titre l'indique, cette relation sera utile pour tracer les hyperboles de conjugaison. Elle nous sera aussi utile lorsque les positions des sommets seront une contrainte du problème et qu'il faudra chercher la distance focale.

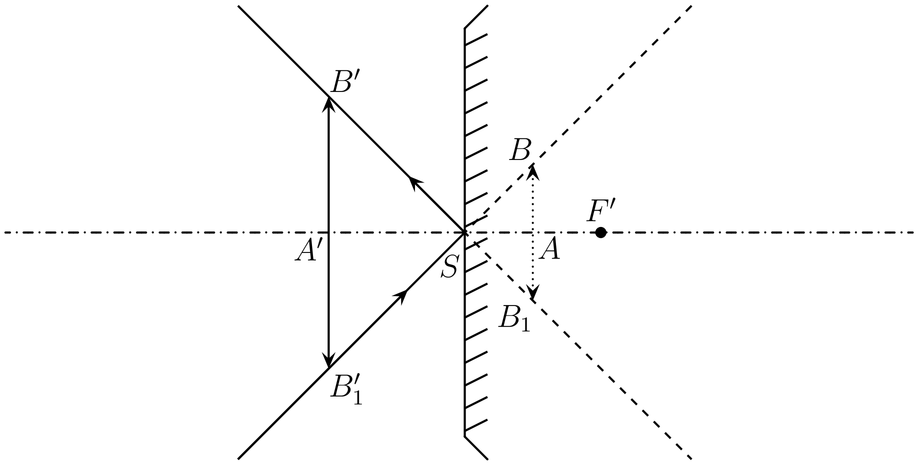
✯ démonstration

- Pour la relation de conjugaison, repartons de celle de Newton et utilisons le fait que $F = F'$. Cela nous donne :

$$\overline{FA}\cdot\overline{FA'} = \overline{FS}\cdot\overline{FS}$$
$$(\overline{FS}+\overline{SA})\,(\overline{FS}+\overline{SA'}) = \overline{SF}\cdot\overline{SF}$$
$$\cancel{\overline{FS}\cdot\overline{FS}} + \overline{FS}\cdot\overline{SA'} + \overline{SA}\cdot\overline{FS} + \overline{SA}\cdot\overline{SA'} = \cancel{\overline{SF}\cdot\overline{SF}}$$
$$\overline{SA}\cdot\overline{SA'} = -\overline{FS}\cdot\overline{SA'} - \overline{SA}\cdot\overline{FS}$$
$$\overline{SA}\cdot\overline{SA'} = \overline{SF}\cdot\overline{SA'} + \overline{SF}\cdot\overline{SA}$$

✧ Et le résultat en divisant l'égalité précédente par $\overline{SA}\cdot\overline{SA'}\cdot\overline{SF}$.

✧ Pour le grandissement, introduisons les points B_1 et B_1' respectivement symétriques de B et B' par rapport à l'axe optique. Dès lors, nous pouvons écrire que le grandissement vaut $\gamma = \dfrac{\overline{A'B'}}{\overline{AB}} = \dfrac{\overline{B'B_1'}}{\overline{BB_1}}$.



✧ Grâce à Thalès, nous pouvons alors constater immédiatement que, compte-tenu de l'algébrisation, nous avons bien $\gamma = -\dfrac{\overline{SA'}}{\overline{SA}}$.

I·4 – Les hyperboles de conjugaison

I·4·*i* – même combat que pour les lentilles

✧ Le but recherché par les hyperboles de conjugaison sera le même que celui recherché par les lentilles :
- ➜ avoir une idée *a priori* du résultat (tant en TP que pour les exercices)
- ➜ vérifier ses résultats

I·4·*ii* – tracer les hyperboles

✯ méthode analytique

✧ Pour que les hyperboles soient faciles à interpréter, il est nécessaire que objet et image soient repérées à partir du même point. Donc il va s'agir ici soit du centre, soit du sommet. Toutefois, comme nous avons déjà pu le constater, c'est la position par rapport au sommet qui est plus parlante : c'est grâce à elle que nous pouvons déterminer si un objet ou une image est « derrière » ou « devant » le miroir.

✧ Exprimons la position $\overline{SA'}$ en fonction de la position de l'objet $\overline{SA}$:

$$\frac{1}{\overline{SA}}+\frac{1}{\overline{SA'}}=\frac{1}{\overline{SF'}} \quad\rightsquigarrow\quad \frac{1}{\overline{SA'}} = -\frac{1}{\overline{SA}}+\frac{1}{\overline{SF'}} = \frac{\overline{SA}-\overline{SF'}}{\overline{SA}\cdot\overline{SF'}} \quad\rightsquigarrow\quad \overline{SA'} = \frac{\overline{SA}\cdot\overline{SF'}}{\overline{SA}-\overline{SF'}}$$

✧ Pour tracer la représentation de cette fonction, nous pouvons constater que :

➜ $\overline{SA'} \longrightarrow \overline{SF'}$ quand $\overline{SA} \longrightarrow \pm\infty$
➜ $\overline{SA'} \longrightarrow +\infty$ quand $\overline{SA} \longrightarrow \overline{SF'}^{+}$
➜ $\overline{SA'} \longrightarrow -\infty$ quand $\overline{SA} \longrightarrow \overline{SF'}^{-}$

Distribuer les hyperboles de conjugaison des miroirs.

✯ méthode rapide

✧ Il s'agit tout d'abord de tracer les asymptotes et de compléter avec un point particulier :
➜ l'asymptote horizontale correspond à des images lorsque l'objet s'éloigne à l'infini : elle est en $f' \gtrless 0$
➜ l'asymptote verticale correspond à des images à l'infini donc lorsque l'objet est sur le foyer objet : elle est en $-f'$
➜ S est sa propre image, l'hyperbole passe par le centre du granphique
➜ il ne reste plus qu'à tracer

I·4·*iii* – faire parler une hyperbole

✯ point de fonctionnement optique

✧ C'est la même chose que pour les lentille : l'abscisse d'un point sur la courbe permet de donner la position de l'objet, son ordonnée, la position de l'image.

✧ Remarquons le point de fonctionnement optique particulier en $(2\,f',2\,f')$: il correspond à $C \xrightarrow{\mathscr{M}} C$.

✧ Connaître le point de fonctionnement optique c'est savoir où se situent objet et image.

Mettre un point de fonctionnement optique d'abscisse $-3\,f'$ et faire la construction avec un miroir convexe.

✯ caractère réel ou virtuel

✧ Rappelons qu'un point objet est réel si le faisceau correspondant est divergent à l'entrée du miroir. Pour cela, il faut que lepoint objet A soit *avant* le miroir dans le sens de la lumière soit, ici, pour $\overline{SA} < 0$.

✧ Avec un raisonnement identique, nous trouvons qu'un point objet virtuel correspond à $\overline{SA} > 0$.

✧ En ce qui concerne le point image, il est réel si le faisceau émergent est convergent *dans le sens de la lumière réfléchie*, *ie.* de la droite vers la gauche. Dans ces conditions, le point est situé *après* le miroir (toujours dans le sens de la lumière réfléchie) soit, ici, pour $\overline{SA'} < 0$.

✧ De même, si le point image est virtuel, nous aurons $\overline{SA'} > 0$.

Identifier chaque cadrant et vérifier avec l'exemple.

Le cadrant dans lequel se situe le point de fonctionnement optique permet de déterminer le caractère réel ou virtuel de l'objet et de l'image.

Avec un miroir divergent, il n'est pas possible de faire une image réelle d'un objet réel.

✯ grandissement

✧ Le grandissement s'écrit, vu du sommet, $\gamma = -\dfrac{\overline{SA'}}{\overline{SA}}$.

✧ Traçons la droite passant par le point de fonctionnement optique et le centre du repère. Sa pente s'écrit $p = \dfrac{\overline{SA'}}{\overline{SA}}$ ce qui n'est autre que l'**opposé** du grandissement !

> La droite passant par le point de fonctionnement optique et le centre du repère permet de déterminer le grandissement.

Identifier chaque zone du plan et préciser les zones où l'image est réduite / agrandie, droite et renversée et vérifier avec l'exemple.

I·5 – Mesurer une distance focale

I·5·*i* – le problème ...

✧ Il s'agit de la mesure expérimentale de la distance focale d'un miroir.

✧ Sur un banc d'optique sont placés sources, objet, écran et miroir et l'image de l'objet est nette sur l'écran. Nous pouvons donc dire que l'écran et l'objet sont dans des plans conjugués.

✧ Les pointés indiquent :

➜ $x_{\text{obj}} = 70{,}7$ cm
➜ $x_{\text{écran}} = 89{,}3$ cm
➜ $x_{\text{miroir}} = 112{,}4$ cm

✧ Quelle est la distance focale de ce miroir ?

I·5·*ii* – ... se résout graphiquement ...

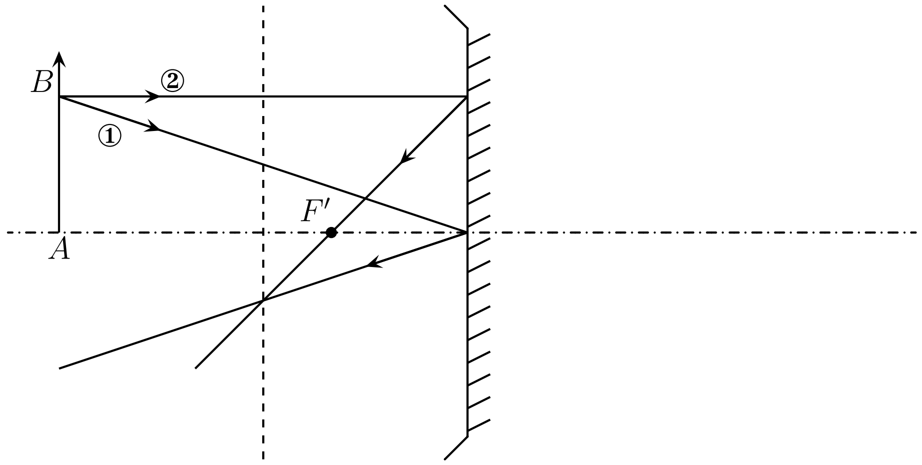
✧ Il est tout d'abord possible de faire une construction à l'échelle 1/4.

✧ Ainsi : $AS = x_{\text{m}} - x_{\text{o}} = 41{,}7 \text{ cm} \to 10{,}4 \text{ cm}$ et $AS = x_{\text{m}} - x_{\text{e}} = 23{,}1 \text{ cm} \to 5{,}8 \text{ cm}$.

✧ Comment faire ? Sachant que nous connaissons le plan dans lequel se situe l'image, il est clair qu'il suffit d'un seul rayon lumineux pour déterminer l'image d'un objet. Avec ce rayon, nous pourrons, par stigmatisme, tracer tous les autres, y compris ceux qui concernent le foyer.

✧ Les rayons tracés ci-dessous sont :

➜ ① le rayon se réfléchissant au sommet
➜ ② le rayon issu de B parralèle à l'axe optique. Son intersection, après réflexion, avec l'axe optique fournit la position du foyer du miroir.



✧ Nous mesurons alors $FS = 3{,}75$ cm et pouvons en déduire $f' = -15$ cm (eh oui, c'est un miroir convergent donc $f' < 0$).

I·5·*iii* – … et analytiquement

✧ Ici, étant donné que nous connaissons bien la position du sommet, l'utilisation de la relation de conjugaison vu du sommet s'impose. Il faut juste faire attention à l'algébrisation : $\overline{SA} < 0$ et $\overline{SA'} < 0$ si l'axe est orienté dans le sens de propagation initial de la lumière.

$$\frac{1}{\overline{SA}} + \frac{1}{\overline{SA'}} = \frac{1}{\overline{SF}} \qquad \rightsquigarrow \qquad \overline{SF} = -14{,}9 \text{ cm}$$

II – Voir à travers d'autres dispositifs réfléchissants

✧ Dans cette partie, nous allons étudier d'autres dispositifs réfléchissants : le miroir plan, le miroir le plus simple ainsi que des associations de miroirs : les télescopes.

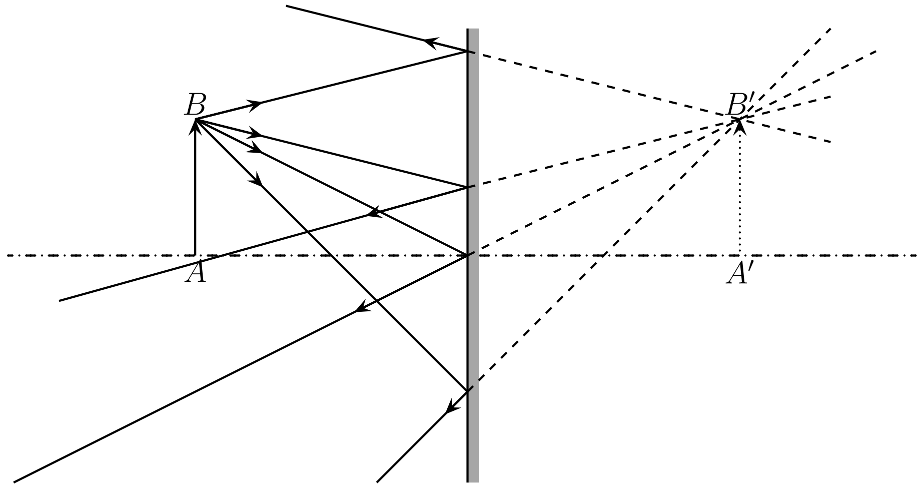
II·1 – Miroir plan

✧ Le miroir plan est peut-être un des plus utilisé dans la vie courante. Il n'en demeure pas moins un dispositif optique, *ie.* tel que nous puissions voir des images à travers lui.

II·1·*i* – construction de rayons

> Image et objet sont symétriques l'un de l'autre par rapport au plan d'un miroir plan.

✧ À partir de là, tracer des rayons est extrêmement facile en utilisant le stigmatisme.



✧ Nous pouvons constater que le faisceau issu de B qui se réfléchit sur le miroir n'est ni plus resseré, ni plus écarté : il reste identique à lui-même mais « dans l'autre sens ».

Un miroir plan n'est ni convergent ni divergent.

II·1·*ii* – approche analytique

Pour un miroir plan $\mathscr{M}$, lorsque nous avons $A \xrightarrow{\mathscr{M}} A'$, nous pouvons écrire :

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

où H est le projeté orthogonal de A sur le miroir.

Pour un miroir plan, le grandissement vaut toujours $+1$.

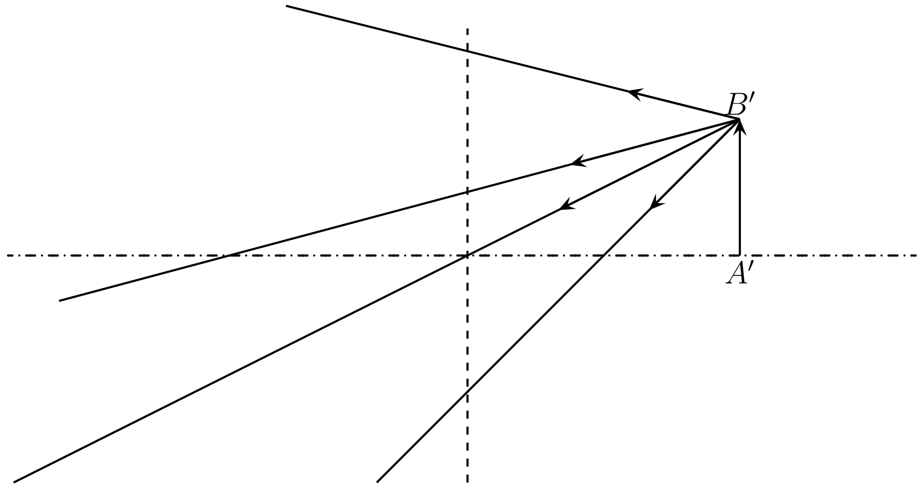
✧ La démonstration est immédiate étant donné la manière de tracer les rayons.

II·1·*iii* – intérêt

✧ Quel peut bien être l'intérêt d'un dispositif optique dont le grandissement vaut toujours $+1$?
✧ Le rôle d'un miroir plan est essentiellement de dévier la lumière sans modifier les choses que cette dernière permet de voir.
✧ Nous pouvons dire alors que le miroir a un rôle totalement neutre puisqu'il ne modifie pas la taille de ce qui est vu, juste la position.

✯ déplier le miroir plan

✧ Lorsque nous avons affaire avec un miroir plan, il n'est pas toujours évident de travailler avec des rayons lumineux qui se réfléchissent un peu partout, c'est pourquoi, pour le miroir plan, nous allons le déplier, *ie.* considérer en fait que l'image donnée par le miroir est en fait un vrai objet. Cela revient à supprimer le miroir et, de manière purement géométrique, à déplier les rayons lumineux.
✧ Par exemple, la première construction sera dépliée de la manière suivante :



« Déplier » un miroir plan revient à oublier qu'il y avait quelque chose « avant » le miroir et à considérer comme réel les rayons réfléchis.

✧ L'avantage de déplier un miroir est que le sens de propagation de la lumière ne change pas, ce qui permet de clarifier les figures géométriques.

☕ *Remarque* : nous pourions aussi « déplier » des miroirs convergents ou divergents, mais l'opération est plus délicate car géométriquement c'est un peu plus qu'un dépliement par symétrie des rayons lumineux.

II·2 – Télescope de CASSEGRAIN

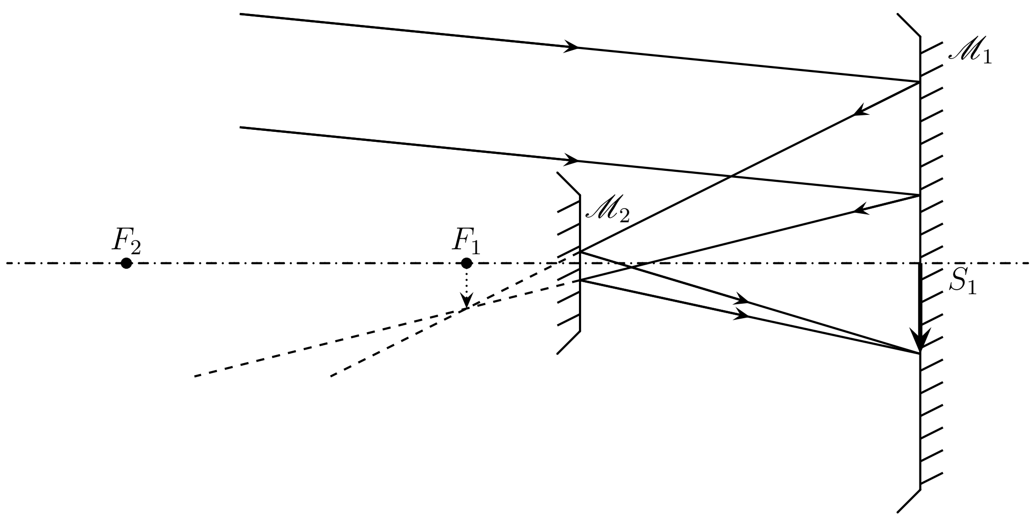
II·2·i – présentation du dispositif

✧ Considérons un télescope composé de deux miroirs sphériques : $\mathscr{M}_1$ concave et $\mathscr{M}_2$ convexe.

✧ Ce télescope est destiné à observer des astres à l'infini et à faire l'image résultante dans le plan de $\mathscr{M}_1$ au niveau de S_1. Cette image sera soit observée à la loupe (par un oculaire) soit recueillie par un capteur CCD (appareil photographique numérique).

✧ Le rôle de $\mathscr{M}_2$ est de faire une image plus grande que s'il n'y avait que $\mathscr{M}_1$ seul.

Montrer document 5 avec OptGéo.



II·2·*ii* – analyse et exposé du problème

✧ D'un point de vue optique, nous avons : $\infty \xrightarrow{\mathscr{T}} S_1$ soit, en décomposant les étapes, $\infty \xrightarrow{\mathscr{M}_1} A' \xrightarrow{\mathscr{M}_2} S_1$ ce qui permet de dire immédiatement que $A' = F_1'$.

✧ En ce qui concerne le télescope, les contraintes sont les suivantes :

- ➜ la distance S_1S_2 est imposée (encombrement) et vaut $a = 4{,}0$ m
- ➜ l'image finale en S_1 doit être $|\gamma| = 5$ fois plus grande que l'image avec $\mathscr{M}_1$ seul

✧ Le problème revient, ici, à déterminer les distances focales $f_1' < 0$ et $f_2' > 0$.

✧ Analyse physique :

- ➜ grandeurs connues : $a = \overline{S_2S_1}$
- ➜ grandeurs partiellement connues $\gamma = \pm 5$, $f_2' > 0$ et $f_1' < 0$.

✧ Analyse technique :

- ➜ deux inconnues, il faut deux équations, soit deux lois avec des =, sauf qu'il n'y en a qu'une, celle sur S_1S_2
- ➜ pour la deuxième contrainte, il faudra d'abord déterminer le signe du grandissement
- ➜ les contraintes sur les types de miroir nous permettront soit de conserver une seule solution lorsque plusieurs se présentent

II·2·*iii* – recherche des caractéristiques des miroirs

✯ première contrainte : la position des miroirs

✧ Le but ici va d'être de traduire une loi physique, une loi optique, qui dépend de la position des miroirs de telle sorte que cette contrainte soit prise en compte par la physique.

✧ Le fait que $F_1 \xrightarrow{\mathscr{M}_2} S_1$ va être utile. Traduisons la relation de conjugaison de Newton et utilisons Chasles :

$$\overline{F_2F_1}.\overline{F_2S_1} = f_2'^2 \qquad \rightsquigarrow \qquad \left(\overline{F_2S_2} + \overline{S_2S_1} + \overline{S_1F_1}\right)\left(\overline{F_2S_2} + \overline{S_2S_1}\right) = f_2'^2$$

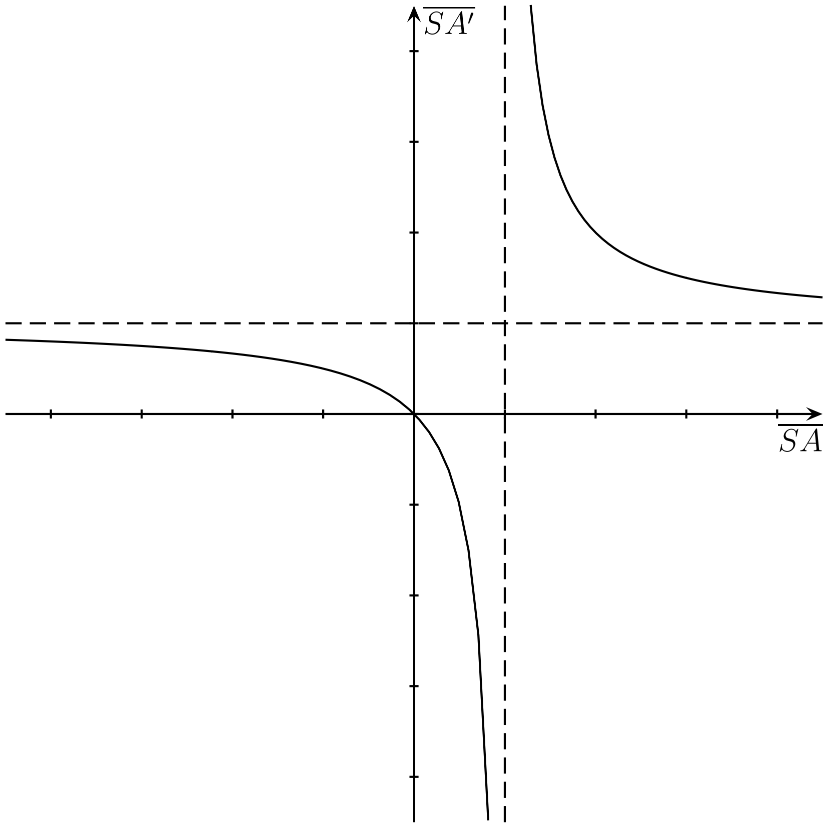
✧ Pour remplacer les grandeurs algébriques, il faut faire très attention aux signes : $a > 0$, $f_1' < 0$ et $f_2' > 0$:

$$(f_2' + a + f_1')\,(f_2' + a) = f_2'^2 \quad \rightsquigarrow \quad \cancel{f_2'^2} + f_2'\,a + a\,f_2' + a^2 + f_1'\,f_2' + f_1'\,a = \cancel{f_2'^2}$$

✧ Et ainsi $a^2 + 2\,f_2'\,a + f_1'\,f_2' + f_1'\,a = 0$

✯ deuxième contrainte : le grandissement

✧ Cherchons d'abord si le grandissement doit être positif ou négatif. Pour cela, traçons l'hyperbole de conjugaison du miroir $\mathscr{M}_2$, *ie.* d'un miroir convexe.



- Ici, l'image donnée par le miroir divergent doit être réelle, ce qui correspond à $\overline{SA'} < 0$ sur les hyperboles car ce n'est pas la convention utilisée dans le problème. Dans ces conditions, nous pouvons voir que le point de fonctionnement optique est tel que la pente de la droite passant par lui et l'origine du repère sera négative, ce qui implique un grandissement positif.
- Nous avons donc $\gamma = +5$.
- Écrivons le grandissement avec origine au sommet pour $F_1 \xrightarrow{\mathscr{M}_2} S_1$:

$$\gamma = -\frac{\overline{S_2S_1}}{\overline{S_2F_1}} = -\frac{\overline{S_2S_1}}{\overline{S_2S_1} + \overline{S_1F_1}} = -\frac{a}{a+f_1'} \qquad \rightsquigarrow \qquad \boxed{f_1' = -\frac{a}{\gamma} - a = -4{,}8 \text{ m}}$$

✫ finalement

- La première relation permet d'écrire directement f_2' en fonction de f_1' :

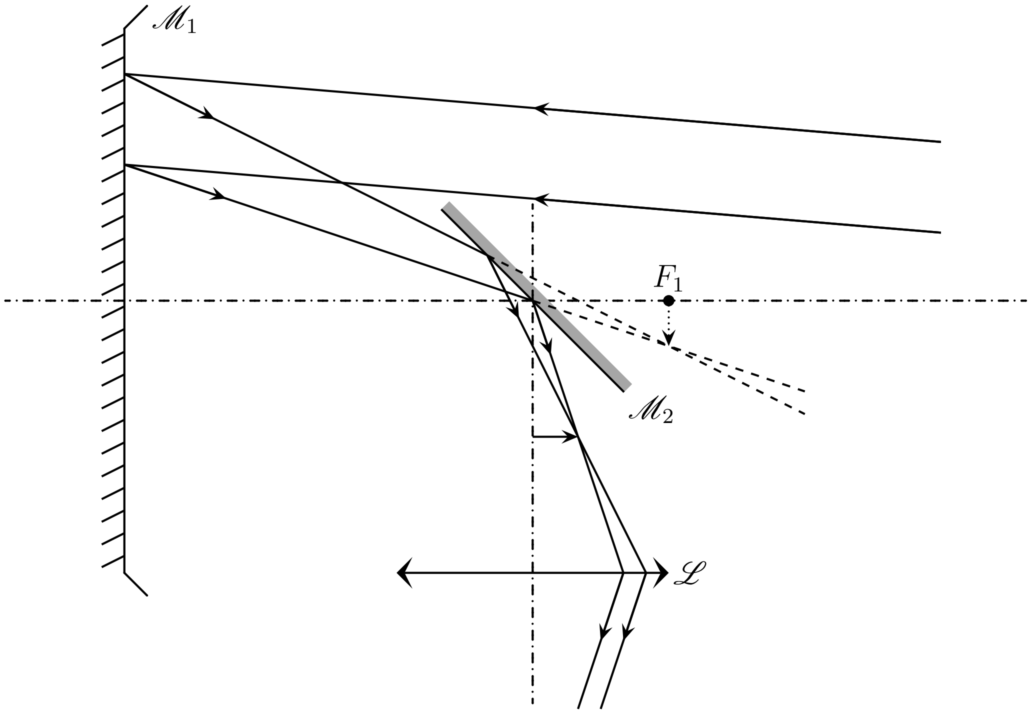
$$\boxed{f_2' = -\frac{a^2 + a\,f_1'}{2\,a + f_1'} = 1{,}0 \text{ m}}$$

II·3 – Télescope De Newton

II·3·i – présentation du dispositif

- Considérons un télescope composé d'un miroir sphérique $\mathscr{M}_1$ concave et d'un miroir $\mathscr{M}_2$ plan.
- Ce télescope est destiné à observer des astres à l'infini à travers un oculaire modélisé par une simple lentille $\mathscr{L}$.

Montrer document 6 avec OptGéo.



II·3·*ii* – analyse et exposé du problème

- Étant donné que l'observation se fait à l'œil, il est normal de poser que l'image soit finale soit rejetée à l'infini, ce qui donne : $\infty \xrightarrow{\mathscr{T}} \infty$ ou encore, en décomposant : $\infty \xrightarrow{\mathscr{M}} A_1 \xrightarrow{\mathscr{M}} A_2 \xrightarrow{\mathscr{L}} \infty$.
- Étant donné que l'objet de $\mathscr{M}_1$ est à l'infini et que l'image de $\mathscr{L}$ est à l'infini aussi, nous avons immédiatement : $A_1 = F_1'$ et $A_2 = F_3$.
- Les caractéristiques sont les suivantes :
  - ➜ l'objectif $\mathscr{M}_1$ est de distance focale $f_1' = -1{,}0$ m
  - ➜ le miroir $\mathscr{M}_2$ est placé à la distance a du sommet S_1 et forme un angle de 45 ° avec l'axe de $\mathscr{M}_1$
  - ➜ le centre O_3 de la lentille $\mathscr{L}$ de vergence $V = 50\ \delta$ est situé à la distance $d = 12$ cm de l'axe
- La question se pose de savoir quel est l'encombrement de l'ensemble du dispositif, ce qui revient à déterminer la distance S_1S_2.
- Analyse physique :
  - ➜ sont connues toutes les grandeurs sauf l'encombrement
  - ➜ le fonctionnement est parfaitement connu
- Analyse technique :
  - ➜ le fait que cela soit un objet à l'infini a déjà été traduit
  - ➜ le fait que l'image finale soit à l'infini a déjà été traduit
  - ➜ il n'y a que le rôle de $\mathscr{M}_2$ qui n'a pas été traduit.
- Le rôle du miroir est tel que $S_2F_1' = S_2F_3$ et comme $O_3F_3 = \dfrac{1}{V} = 2{,}0$ cm, nous en déduisons qu'il faut que $S_2F_3 = 10$ cm et donc $S_2F_1' = 10$ cm, ce qui implique $\boxed{a = 90 \text{ cm}}$.

II·3·*iii* – observation de la Lune

- La lune est un astre de $1{,}74.10^6$ m situé à une distance d'environ $3{,}8.10^8$ m. Quelle proportion peut-on en voir à en regardant à travers l'oculaire sachant que les rayons lumineux font, en sortie, au maximum un angle de $\theta_0 = 10$ ° avec l'axe de la lentille ? Quelle est la taille réelle des plus petits détails visibles à l'œil ?

✧ Analyse physique :
- ➜ un télescope sert à voir des objets en plus gros, ce qui se caractérise par un grossissement
- ➜ avec le grossissement, un angle de sortie correspond à un angle d'entrée, nous avons les angles de sortie (soit par une donnée, soit par notre connaissance de l'acuité visuelle de l'œil), nous pouvons donc retrouver les angles d'entrée et remonter à des tailles si besoin est.

✧ Analyse technique :
- ➜ les angles d'entrée et de sortie sont à repérer par rapport aux axes optiques d'entrée et de sortie
- ➜ le rôle de $\mathscr{M}_2$ peut être passé sous silence puisque le grandissement entre A_1B_1 et A_2B_2 vaut 1

✧ Ainsi l'angle d'entrée vaut $\alpha = \dfrac{A_1B_1}{-f_1'}$ et l'angle de sortie vaut $\alpha' = \dfrac{A_2B_2}{f_2'}$ ce qui donne un grossissement $G = \dfrac{\alpha'}{\alpha} = \dfrac{f_1'}{f_2'} = -50$.

✧ Le signe ici n'a pas grand intérêt puisque l'observation ne se fait pas face à l'objet. Il est donc difficile de dire que l'image est renversée.

✧ Comme l'angle maximum que font les rayons lumineux sortant avec l'axe de la lentille vaut θ_0, nous pouvons dire que l'angle maximum entre des rayons sortant est $2\,\theta_0$, ce qui correspond à un angle maximal entre rayons entrants de $\dfrac{2\,\theta_0}{G_\text{c}} = 0{,}4\ ^\circ$.

✧ L'angle sous lequel est vu la Lune vaut $\theta_\text{L} = \dfrac{2\,R_\text{L}}{d_\text{L}} = 9{,}2.10^{-3}$ rad $= 0{,}52\ ^\circ$. Il sera donc possible de voir environ $\dfrac{4}{5}$ de son diamètre soit $\dfrac{16}{25} = 64$ % de sa surface.

✧ L'acuité normale est définie comme la possibilité de distinguer des détails séparés par un angle $\theta_\text{ac} = 1'$. Cela correspond à un angle d'entrée G_c fois plus petits et donc à des détails sur la lune d'une taille $D = \dfrac{\theta_\text{ac}}{G_\text{c}} \times d_\text{L} = 42.10^5$ m $= 42$ km.

Voir par réflexion

Au niveau du cours

✯ Les définitions

✧ Sont à savoir : miroir sphérique, distance focale, rayon de courbure

✯ Les lois

✧ Sont à connaître :
- ➜ les lois de construction des rayons lumineux se réfléchissant sur les miroirs sphérique, sur un miroir plan
- ➜ les relations de conjugaison des miroirs sphériques et du miroir plan

✯ la phénoménologie

✧ Connaître le comportement de faisceaux se réfléchissant sur des miroirs sphériques, sur un miroir plan

Au niveau de l'analyse

✯ Analyse physique

✧ Il faut savoir déterminer quel miroir intervient quand et quels sont les objets et images associés.

✯ Analyse technique

✧ Il faut savoir réserver la relation de conjugaison vu du sommet aux rares cas où elle est utile.

Au niveau des savoir-faire

✯ petits gestes

✧ Savoir :
- ➜ retracer les hyperboles de conjugaison des miroirs sphériques
- ➜ exploiter les hyperboles de conjugaison tant *a priori* pour deviner ce qui va se passer qu'*a posteriori* pour vérifier les tracés réalisés
- ➜ tracer l'objet d'une image, l'image d'un objet et le devenir d'un rayon quelconque pour un miroir quelconque
- ➜ savoir « déplier » des rayons se réfléchissant sur un miroir plan

✯ exercices classiques

✧ Savoir refaire : tout sur les télescopes

Table des matières

Optique

Chapitre 3

Manipuler la lumière

Manipuler la lumière

Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser aux fondements de l'optique, c'est-à-dire aux lois qui permettent de retrouver toutes les relations que nous avons utilisées jusque là. Ainsi, dans la première partie, nous allons nous concentrer sur la manière de manipuler la lumière rayon par rayon : il s'agit des lois bien connues de Snell – Descartes. Dans la deuxième partie, nous étudierons dans quelles conditions ces lois permettent la réalisation de systèmes optiques, *ie.* de systèmes qui permettent de voir ou d'observer quelque chose.

I – Manipuler la lumière pour seulement la dévier

I·1 – Nature physique de la lumière

I·1·*i* – dualité onde – corpuscule

- Ce fut très longtemps un débat parmis les physiciens, notamment Huygens et Newton. Certains étaient partisans du caractère ondulatoire de la lumière (Huygens), d'autre de son caractère corpusculaire (Newton).
- Sans retracer tout le débat qui eu lieu à coups d'expériences, de théories et de contre-expériences dites « décisives » qui ne l'étaient que pour ceux que cela arrangeait, ce n'est qu'au début du XX^e siècle qu'une réponse jusqu'à présent définitive fut apportée : la lumière n'est ni onde ni corpuscule, elle est les deux **en même temps.** Pas « parfois l'un, parfois l'autre », mais bel et bien les deux en même temps. Le phénomène étrange est surtout que l'on perçoit plutôt les conséquences de l'une ou l'autre description suivant les expériences.

I·1·*ii* – la lumière est composée de corpuscules

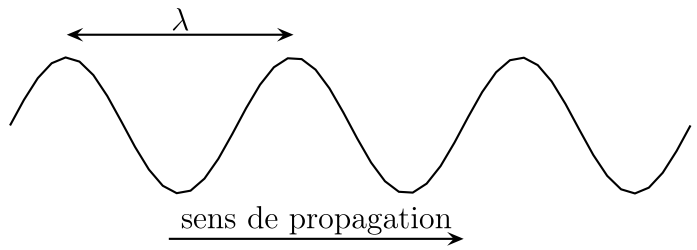
La lumière est composée de *photons*, particules :
- ➜ de masse rigoureusement nulle
- ➜ de quantité de mouvement $p = \dfrac{h\,\nu}{c}$
- ➜ d'énergie $E = h\,\nu$

où h est la constante de Planck : $h = 6{,}6261.10^{-34}$ J.s^{-1}.

- Comme son nom l'indique, la « quantité de mouvement » d'un photon caractéristique le fait non seulement qu'il bouge, mais aussi qu'il peut faire bouger d'autres choses en lui donnant cette quantité de mouvement : c'est le principe des voiles solaires (fin de l'épisode 2 de Star Wars)
- L'aspect énergétique transporté par la lumière nous est bien plus familier, surtout pendant les vacances : lorsque nous nous exposons au Soleil, ça « chauffe ». En fait, c'est l'énergie transportée par la lumière qui est absorbée par le corps et qui se traduit par une élévation de température. Quelques fois, cette énergie est utilisée : par les plantes. C'est pour cette raison que l'herbe paraît fraîche au toucher, même en plein Soleil, alors que tout morceau de pierre, de plastique, . . . paraît très chaud.

I·1·*iii* – la lumière est une onde

- Sans entrer dans les détails que vous verrez en spé, la lumière est un onde électromagnétique qui se propage.

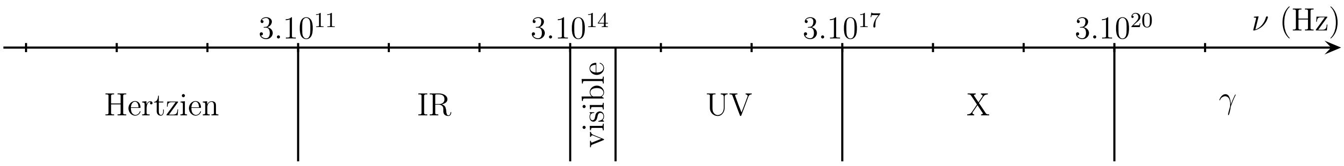


Pour une onde sinusoïdale, nous pouvons définir :
- ➜ la *fréquence* des oscillations, notée ν en Hertz (Hz)
- ➜ la vitesse de propagation, appelée *célérité* notée v (m.s^{-1})
- ➜ la *longueur d'onde*, longeur parcourue durant une période : $\lambda = v\,T = \dfrac{v}{\nu}$ (m)

✧ Il est préférable de parler de célérité d'une onde et non de vitesse de manière à ne pas confondre avec vitesse d'un objet ou d'une chose.

✯ la fréquence ne dépend pas du milieu traversé ...

✧ La fréquence des ondes électromagnétiques peuvent varier sur de très nombreux ordres de grandeurs. Les phénomènes associés à ces ondes dépendant en grande partie de leur fréquences, des noms ont été donnés à chaque grand domaine.



- ➜ le rayonnement hertzien est celui utilisé pour les communications (radio, satellite, portable) : il y a trop peu d'énergie transportée pour que cela soit utilisable (sauf four à micro-onde)
- ➜ le rayonnement IR est celui émis naturellement par les corps à température ambiante (lunette IR pour voir dans la nuit ou mode de cuisson au barbecue) : du point de vue énergétique, cela se sent.
- ➜ le visible, c'est le visible
- ➜ les UV sont des rayonnements plus énergétique donc potentiellement plus dangereux, c'est pour cela que notre peau essaie de s'en prémunir en bronzant
- ➜ les rayons X sont des rayons très pénétrant permettant de faire des radiographies. Ils sont suffisamment énergétiques pour que des précautions soient prises à chaque radio
- ➜ mieux vaut ne pas être exposé à des rayon γ : très énergétiques, ils peuvent pénétrer à l'intérieur des cellules et détruire des morceaux d'ADN qui, s'ils ne sont pas naturellement réparés, donnent naissance à des cellules cancéreuses.

✯ ... mais la célérité si ...

La célérité de la lumière dépend du milieu traversé.

L'indice optique n d'un milieu est défini par $n = \dfrac{c}{v}$ où :
- ➜ $c = 299\,792\,458$ m.s^{-1} est la célérité de la lumière dans le vide
- ➜ v est la célérité de la lumière dans le milieu considéré

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

◇ Par définition du mètre, la célérité de la lumière est une valeur rigoureusement exacte.

Rien ne peut aller plus vite que la propagation de la lumière dans le vide.
Tout indice optique n est tel que $n \geqslant 1$.

◇ Il est donc tout à fait possible d'aller plus vite que la lumière, pourvu seulement que la lumière n'aille pas trop vite. Une expérience a ainsi fait propager de la lumière à quelques centimètres par secondes.

Quelques valeurs :

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

◇ D'un point de vue optique, l'air est équivalent au vide.
◇ Dans les indices élevés, nous avons : $n_{\text{diamant}} = 2{,}4$.

Distribuer le tableau des indices optiques.

◇ Comme nous pouvons le voir sur le tableau distribué, les indices varient un peu en fonction de la longueur d'onde (nous y reviendrons), mais seulement un peu. De plus les indices sont de l'ordre de 1 ou 2.

✯ . . . et donc la longueur d'onde aussi

◇ Autrement dit : $\lambda = v\,T = \dfrac{c}{n\,\nu} = \dfrac{\lambda_0}{n}$ où λ_0 est la longueur d'onde dans le vide.
◇ Étant donné que l'indice optique de l'air est quasi-égal à celui du vide, nous dirons souvent « longueur d'onde » en lieu et place de « longueur d'onde dans le vide ».

Pour le domaine visible :

$$400 \text{ nm} \lesssim \lambda_0 \lesssim 800 \text{ nm}$$

◇ Les limites précédentes sont approximatives.

Regarder le tableau des longueurs d'ondes.

◇ Constatons avec le tableau que les couleurs sont inégalement présentes entre 400 et 800 nm.

Longueur d'onde du laser Helium – Néon de TP : 632,8 nm.
Longueur d'onde du doublet du sodium : 589 nm

I·1·*iv* – isoler un unique rayon n'est pas possible, mais ...

- Bien que l'on puisse définir un rayon lumineux comme le trajet suivi par la lumière, il est, en fait, impossible d'isoler un rayon lumineux (*ie.* un photon).
- Plus l'espace dans lequel la lumière doit se propager est restreint, plus son caractère ondulatoire se fait ressentir.
- Ainsi, en limitant très fortement un faisceau lumineux, au lieu de restreindre ce dernier, il s'élargit.

Montrer la diffraction avec un laser.

- Ces phénomènes seront étudiés en deuxième année et, pour notre part, étant donné les dimensions des miroirs et des lentilles que nous utiliserons, nous ne serons jamais limité par ce phénomène.
- Dans ces conditions, nous pourrons parler de rayon lumineux, comme nous l'avons toujours fait : en le représentant par une ligne muni d'une flèche indiquant le sens de propagation.

I·1·*v* – loi fondamentale : la lumière est allée au plus vite

- En plus du principe de retour inverse et de l'indépendance des rayons lumineux, une autre grande loi régit la propagation de la lumière.
- Cette loi est un peu compliquée, c'est pourquoi nous en retiendrons seulement une version très édulcorée.

La lumière est allée au plus vite.

- Cette loi est étrange dans sa formulation, pourtant elle signifie exactement ce qu'elle veut dire : si la lumière passe par deux pionts A et B, alors, entre ces deux points, la lumière a parcouru le chemin le plus rapide pour elle.
- Cette loi nous permet de retrouver le comportement de la lumière dans des situations usuelles et d'expliquer certains phénomènes dans d'autres situations.

I·2 – Comportement au milieu d'un milieu

I·2·*i* – milieu homogène et isotrope

Un milieu *homogène* est un milieu qui est en chaque point le même : même température, même indice optique, même masse volumique, ...

- Dans la quasi totalité des cas, les milieux seront considérés comme homogènes ou comme la réunion de milieux homogènes.
- Exemple de milieu non homogène : les coktails.

Un milieu *isotrope* est un milieu qui a les mêmes propriétes quel que soit la direction.

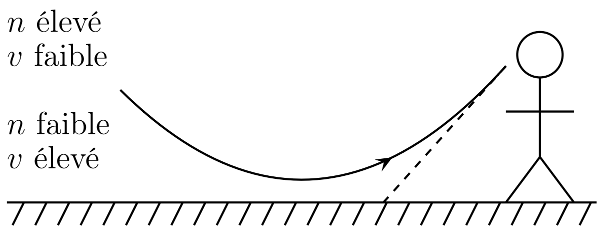
- Exemples de milieux non isotropes : les rubans de cadeaux, le bois, ... Et dans un registre plus optique : les cristaux liquides.

Dans un milieu homogène, la lumière se propage en ligne droite.

✧ En effet dans un milieu homogène la célérité est constante, donc le chemin le plus rapide doit être géométriquement le plus court : c'est la ligne droite.

I·2·*ii* – milieu inhomogène

✧ Considérons la situation suivante : de l'air plus chaud près du sol que loin du sol (comme par exemple dans le désert). Alors l'air n'est plus homogène et il y a des différences d'indices.



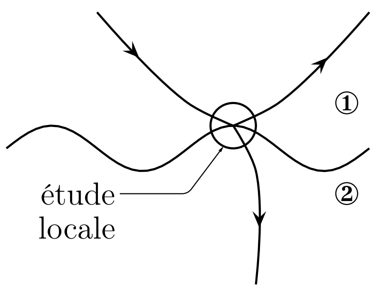
✧ Un rayon lumineux issu du ciel peut donc parfaitement arriver dans l'œil d'une personne qui regarde vers le bas. Cette personne interprète ce rayon comme venant de tout droit et, donc, croit voir du bleu (de l'eau) quelque part au loin. C'est un mirage.

I·3 – Comportement à l'interface de deux milieux : lois de Snell – Descartes

✧ Partout dans le monde, ces lois s'appellent les lois de Snell. En France, elles s'appellent les lois de Descartes. Nous les appellerons les lois de Snell – Descartes.

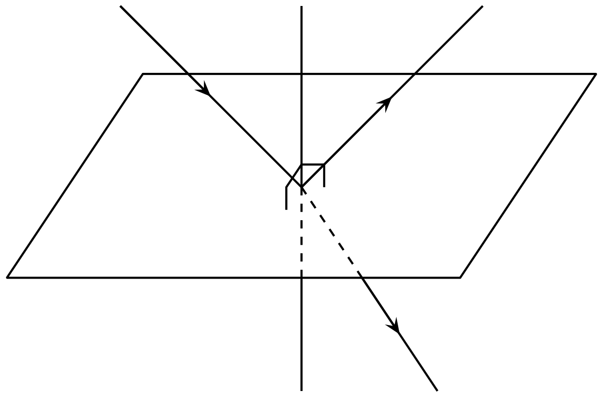
I·3·*i* – situation étudiée

✧ Nous allons décrire ce qui se passe lorsqu'un rayon lumineux passe d'un milieu ① à un milieu ②.



✧ La surface de séparation entre les deux milieux n'est pas forcément plane. Ceci dit, en regardant de très près, il est toujours possible de considérer que :
- ➜ la surface de séparation est plane
- ➜ les milieux sont homogènes au niveau de la zone étudiée

✧ Nous représenterons donc la situation étudiée sous la forme suivante :



I·3·*ii* – loi de la réflexion

✧ Une définition utile pour la suite.

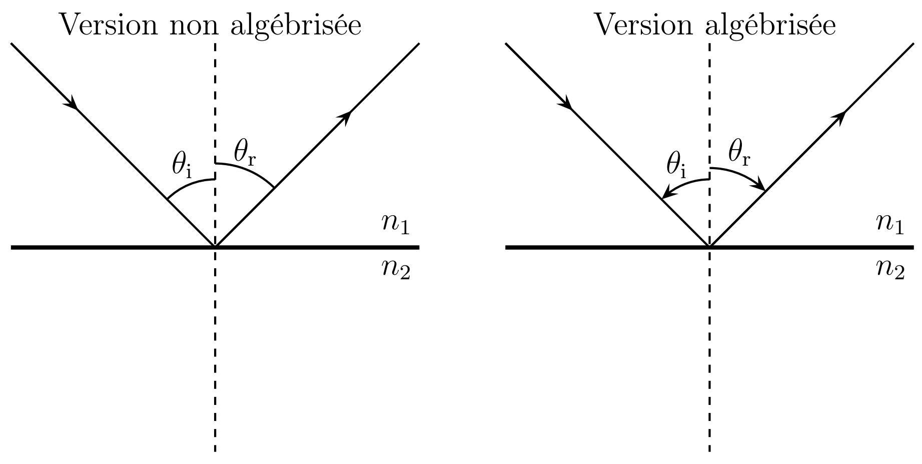
> Le plan défini par le rayon incident et la normale au plan de séparation au point où le rayon incident arrive est appelé *plan d'incidence*.

✧ La loi de la réfléxion comporte deux partie. La première, souvent oubliée, est :

> Le rayon réfléchi est dans le plan d'incidence.

✧ La deuxième loi est :

> Le rayon réfléchi et le rayon incident sont situé de part et d'autre de la normale dans le plan d'incidence et forment avec la normale des angles égaux.



$\theta_\mathrm{i} = \theta_\mathrm{r}$ $\qquad\qquad$ $\theta_\mathrm{i} = -\theta_\mathrm{r}$

STOP Les angles sont toujours comptés à partir de la normale.

✧ Nous pouvons constater que l'angle du rayon réfléchi ne dépend pas de l'indice des milieux, ce qui aura des avantages non négligeable lorsqu'il s'agira de former des images.

✧ Cette relation est valable aussi pour les miroirs qui ne sont pourtant pas des milieux transparents mais plutôt métalliques (la couche de verre sur les miroirs n'a qu'un but protecteur contre les rayures et la corrosion.)

En optique géométrique, il y a **toujours** un rayon réfléchi.

✧ Pour supprimer (partiellement) le rayon réfléchi, il faut faire appel au caractère ondulatoire de la lumière (cf. l'année prochaine avec l'incidence de Brewster.)

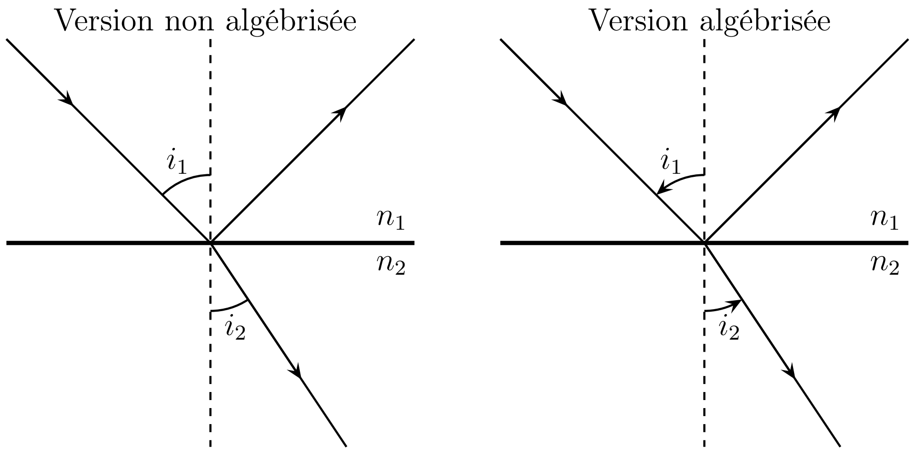
I·3·*iii* – loi de la réfraction

✧ La loi de la réfraction, comme la loi de la réflexion, comporte deux partie. La première, souvent oubliée, est :

Le rayon réfracté est dans le plan d'incidence.

✧ La deuxième loi est :

Le rayon réfracté et le rayon incident sont situé de part et d'autre de la normale dans le plan d'incidence et forment avec la normale des angles dépendant de l'indice du milieu.



$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2$ $\qquad$ $n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2$

Les angles sont toujours comptés à partir de la normale.

✧ Contrairement à ce que l'on pourrait croire, la loi n'est pas la même dans les deux cas car la loi non algébrisée **ne dit pas** que les rayons incident et réfracté sont dans des cadrants opposés.

✧ Étant donné que les angles sont forcément compris entre 0 et $\dfrac{\pi}{2}$, ils seront d'autant plus petit que l'indice sera grand, *ie.* que le milieu sera réfringent.

Lorsqu'un rayon lumineux passe d'un milieu faiblement réfringent à un milieu plus réfringent, il se rapproche de la normale.
Lorsqu'un rayon passe d'un milieu réfringent à un milieu moins réfringent, il s'écarte de la normale.

✧ Contrairement à la loi de la réfléxion, nous pouvons constater ici que l'angle de réfraction dépend de l'indice des deux milieux.

Quand il y a réfraction, il y a toujours réflexion en même temps : l'énergie du rayon incident est partagée (pas forcément de manière équitable) entre le rayon réfléchi et le rayon réfracté.

I·4 – Réflexion totale

I·4·*i* – origine

Il y a *réflexion totale* lorsque toute l'énergie du rayon incident est renvoyée dans le rayon réfléchi.

✧ Le contraire de réflexion totale, c'est « réflexion partielle ».

Il ne peut **jamais** y avoir réfraction totale en optique géométrique.

✧ Cherchons la condition d'existence du rayon réfraté. Pour qu'il existe, il faut $\sin i_2 \leqslant 1$ soit, avec la loi de Snell – Descartes :

$$\frac{n_1 \sin i_1}{n_2} \leqslant 1 \qquad \rightsquigarrow \qquad \sin i_1 \leqslant \frac{n_2}{n_1}$$

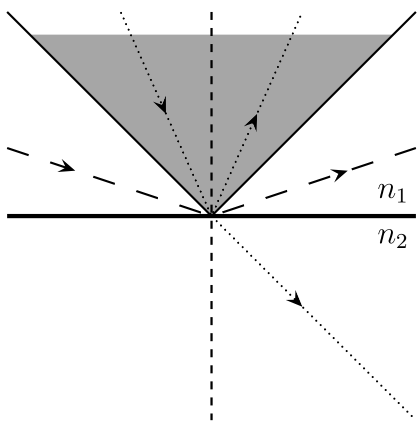
✧ Nous pouvons alors constater que si $n_2 > n_1$, c'est toujours vrai, quel que soit i_1.

✧ Ce résultat était prévisible : en passant d'un milieu peu réfringent à un milieu plus réfringent, le rayon se rapproche de la normale, *ie.* $i_2 < i_1$, ainsi, même avec $i_1 = \dfrac{\pi}{2}$, l'angle i_2 existe, *ie.* le rayon existe.

✧ En revanche, lorsque $n_2 < n_1$, nous pouvons constater que si $i_1 > \arcsin \dfrac{n_2}{n_1}$, alors $\sin i_2 = \dfrac{n_1 \sin i_1}{n_2} > 1$ et il ne peut y avoir d'angle i_2 vérifiant cette relation : l'angle i_2 n'existe pas, donc le rayon réfracté non plus.

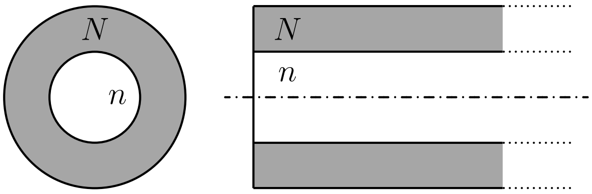
Lorsqu'un rayon lumineux traverse un milieu réfringent n_1 et arrive sur un milieu moins réfringent n_2, il y a réflexion totale lorsque l'angle d'incidence est supérieur à un angle limite θ_0.

✧ Nous avons ici $\theta_0 = \arcsin \dfrac{n_2}{n_1}$.

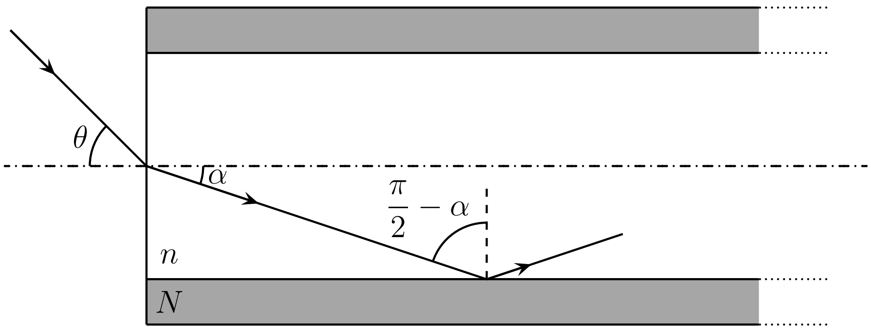


I·4·*ii* – fibre optique à saut d'indice

- Une fibre optique est un dispositif permettant de guider la lumière sur une grande distance. Le but étant qu'il y ait le moins de perte possible.
- Pour ce faire, un dispositif simple consiste en un cylindre d'un matériau transparent d'indice n entouré d'un matériau transparent d'indice N.



- Étudions un rayon lumineux entrant dans la fibre optique dans un plan contenant l'axe optique. Les lois de Snell – Descartes font faire que toute l'évolution ultérieure de ce rayon sera contenue dans le plan initial.
- Répondons à la question : avec quel angle θ_{max} peut-on envoyer un rayon lumineux pour qu'il soit guidé ?
- Analyse physique :
  - ➜ grandeurs pertinentes : n et N
  - ➜ grandeurs de description : tous les angles
  - ➜ pour que la lumière soit guidée, il faut qu'il y ait réflexion totale à l'intérieur de la gaine d'où le schéma ci-dessous.



- Analyse technique :
  - ➜ il y a des angles un peu partout et du Snell – Descartes, il faudra donc faire attention au placement des angles
  - ➜ la condition de guidage porte sur le rayon qui se réfléchit à l'intérieur de la fibre alors que la question posée fait référence à l'angle d'entrée
- Cherchons d'abord la condition sur α.
- Pour qu'il y ait réflexion totale, il faut $\sin i > 1$ soit :

$$\frac{n\,\sin\left(\dfrac{\pi}{2}-\alpha\right)}{N} > 1 \qquad \rightsquigarrow \qquad \cos\alpha > \frac{N}{n} \qquad \rightsquigarrow \qquad \alpha < \arccos\frac{N}{n}$$

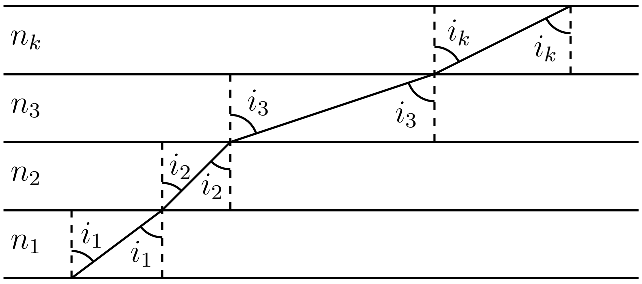
- Relation qui n'a de sens que pour $n > N$, comme cela était prévisible pour que le phénomène de réflexion totale puisse avoir lieu.
- Le lien entre α et θ étant la réfraction à l'entrée de la fibre, de la condition sur α, nous pouvons trouver une condition sur θ :

$$1\,\sin\theta = n\,\sin\alpha \qquad \rightsquigarrow \qquad \sin\theta < n\,\sin\left(\arccos\frac{N}{n}\right) = n\sqrt{1-\frac{N^2}{n^2}} \qquad \rightsquigarrow \qquad \sin\theta < \sqrt{n^2-N^2}$$

- Numériquement, avec $n = n_{\text{verre}} = 1{,}5$ et $N = n_{\text{eau}} = 1{,}33$, nous trouvons $\theta < 0{,}76\text{ rad} = 44\ °$

I·4·*iii* – milieu stratifié

✧ De manière plus générale, une fibre optique peut être modélisée par un milieu stratifié, *ie.* par une succession de couches infinies d'indice différents.



✧ Comme pour la fibre optique précédente, nous pouvons constater rapidement que le problème, ici, se réduit à un plan car tous les rayons réfractés successivement sont dans le plan d'incidence initial.

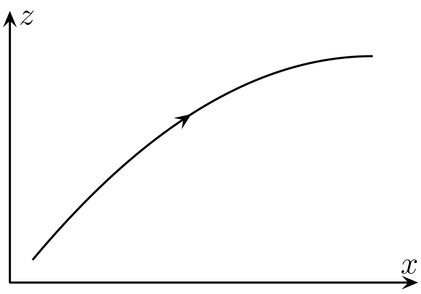
✧ La loi de réfraction donne :
- ➜ entre les milieux 1 et 2 : $n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2$
- ➜ entre les milieux 2 et 3 : $n_2 \sin i_2 = n_3 \sin i_3$
- ➜ entre les milieux k et $k+1$: $n_k \sin i_k = n_{k+1} \sin i_{k+1}$

✧ Nous pouvons donc en déduire, par une récurrence immédiate : $n_k \sin i_k = \mathrm{C^{te}}$

I·4·*iv* – effet mirage

✧ Considérons maintenant un milieu où l'indice n varie en fonction (et uniquement en fonction) de la cote z.

✧ Alors, un rayon lumineux pourrait avoir la trajectoire ci-dessous.



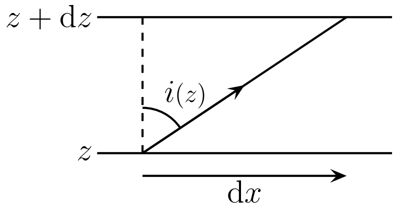
✧ À quelle loi obéit l'équation de la trajectoire ?

✧ Analyse physique :
- ➜ grandeur pertinente : la répartition des indices, *ie.* $n(z)$
- ➜ grandeur de description (du rayon lumineux) : la trajectoire $z(x)$
- ➜ c'est un phénomène de propagation de la lumière : les lois de Snell – Descartes sont à l'œuvre

✧ Analyse technique :
- ➜ le milieu n'est pas homogène, condition nécessaire pour les loi de Snell – Descartes
- ➜ une étude au niveau infinitésimal s'impose

✧ Considérons une tranche d'épaisseur dz comprise entre les cotes z et $z + \mathrm{d}z$.

✧ Dans cette tranche, homogène, le rayon lumineux va en ligne droite et la traverse sur une longueur dx en formant un angle $i(z)$ avec la normale.



✧ Pour des raisons purement géométriques, nous avons :

$$\tan i(z) = \frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}z} = \frac{\sin i(z)}{\cos i(z)}$$

✧ Or, étant donné que la propagation se fait dans un milieu stratifié, nous avons aussi, comme dans le sous-paragraphe précédent, $n(z)\,\sin i(z) = n_0\,\sin i_0$, ce qui donne :

$$\sin i(z) = \frac{n_0\,\sin i_0}{n(z)} \qquad \text{et} \qquad \cos i(z) = \sqrt{1-\sin^2 i(z)} = \sqrt{1-\frac{{n_0}^2\,\sin^2 i_0}{n^2(z)}}$$

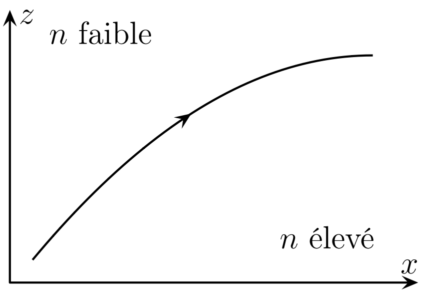
✧ Et en remplaçant dans l'expression initiale :

$$\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}z} = \frac{\dfrac{n_0\,\sin i_0}{n(z)}}{\sqrt{1-\dfrac{{n_0}^2\,\sin^2 i_0}{n^2(z)}}} = \frac{n_0\,\sin i_0}{\sqrt{n^2(z)-{n_0}^2\,\sin^2 i_0}}$$

✧ Et « yapuka » intégrer pour obtenir $x(z)$ puis à « inverser » pour avoir $z(x)$.

✫ considération qualitative

✧ Posons-nous la question : « quelle condition doit respecter $n(z)$ pour que la courbe est l'allure représentée initialement ? »



✧ Remarquons que sur cette courbe, $\dfrac{\mathrm{d}z}{\mathrm{d}x}$ est de plus en plus petit. Or $\dfrac{\mathrm{d}z}{\mathrm{d}x} = \dfrac{\sqrt{n^2(z)-{n_0}^2\,\sin^2 i_0}}{n_0\,\sin i_0}$.

✧ Il faut donc $n(z)$ de plus en plus petit le long du rayon, *ie.* lorsque z aumente. Ce qui signifie que la répartition des indices est telle que le rayon lumineux, entre son point initial et son point final, a passé plutôt par les zones d'indice faible, *ie.* par les zones rapides.

✧ Nous retrouvons bien là une des conséquences de la loi fondamentale « la lumière est allée au plus vite ».

I·5 – Loi phénoménologique de Cauchy

I·5·*i* – énoncé

Loi de Cauchy

La plupart des matériaux sont tels que l'indice dépend de la longueur d'onde de la manière suivante :

$$n(\lambda) = A + \frac{B}{\lambda^2}$$

avec A et B des constantes positives et λ la longueur d'onde dans le vide.

✧ C'est une loi phénoménologique au sens où :
- ➜ elle établit une propriété d'un matériau
- ➜ des coefficients caractéristiques du matériau apparaissent dans la loi
- ➜ ces coefficients peuvent être calculés à partir d'un modèle du phénomène

✧ Dans le cas de la loi de Cauchy, ces coefficients seront calculables en spé lorsque sera étudié le modèle de propagation de la lumière à travers les milieux transparents.

L'indice est d'autant plus faible que la longueur d'onde est élevée.

I·5·*ii* – visualisation

Regarder le tableau des indices et constater qu'effectivement l'indice varie faiblement mais sensiblement avec la longueur d'onde.

✧ La conséquence principale est que lors d'une réfraction d'un rayon lumineux contenant plusieurs longueurs d'ondes, ces dernières sont séparées.

Regarder simulation de dispersion de la lumière + distribuer document OptGéo 1.

✧ Nous pouvons constater que pour une lame à faces parallèles :
- ➜ la séparation est faible lors du passage air / verre
- ➜ la séparation devient quasi nul lors du passage inverse verre / air (tant mieux pour les vitre), ce qui est normal étant donnée la loi de Snell – Descartes
- ➜ la séparation est importante lorsque le rayon passe du verre à l'air

✧ Grâce à des tailles bien adaptées, il est possible d'amplifier l'effet de dispersion : c'est le cas des pierres précieuses.

Montrer la réfraction dans le diamant + distribuer document OptGéo 2.

✧ La constringence est une grandeur qui permet de caractériser la dispersion.

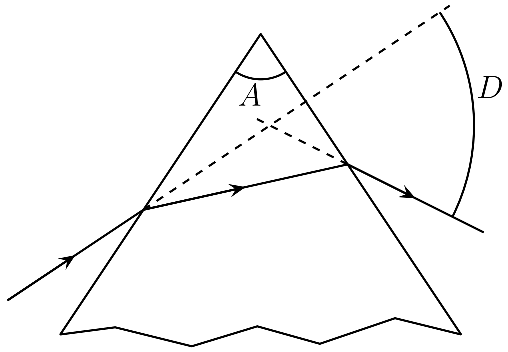
I·6 – Disperser la lumière avec un prisme

I·6·*i* – présentation et analyse

> Le *prisme* est un coin de matériaux dont l'utilité est de séparer les différentes longueurs d'ondes contenues dans une lumière.

> L'ensemble des longueurs d'ondes contenues dans une lumière s'appelle le *spectre* de la lumière.

✧ Nous allons étudier un prisme d'angle A.

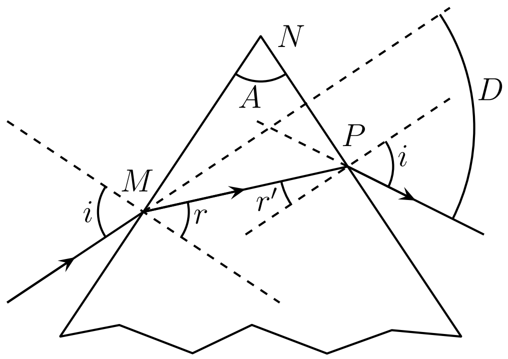


✧ Un rayon incident arrive sur le prisme en formant un angle i avec la normale à la surface.
✧ Les différentes radiations vont être séparées les unes des autres et vont arriver sur la 2$^{\text{e}}$ interface avec des angles différents, ce qui risque d'augmenter d'autant la séparation.

> L'angle que forment le rayon incident et le rayon émergent du prisme est appelé *angle de déviation*.

I·6·*ii* – relations de base

✧ Ce sont des relations purement géométriques, sans aucune intervention de la physique.
✧ Regardons le triangle MNP.



✧ Dans ce triangle :

$$\pi = A + \left(\frac{\pi}{2} - r\right) + \left(\frac{\pi}{2} - r'\right) \qquad \leadsto \qquad \boxed{A = r + r'}$$

✧ De plus la déviation peut se voir comme la somme des déviations subies en M puis P :

$$D = (i - r) + (i' - r') \qquad \rightsquigarrow \qquad \boxed{D = i + i' - A}$$

I·6·*iii* – condition d'émergence sur A . . .

✧ Cherchons s'il existe une condition, portant sur A pour que le rayon puisse émerger du prisme.

✧ Pour ce faire, il doit pouvoir y rentrer et en sortir.

✧ Rentrer dans le prisme ne pose aucune difficulté puisque comme $n > 1$, le rayon a tendance à se rapprocher de la normale. Ainsi :

$$\sin i = n \sin r \quad \rightsquigarrow \quad \sin r = \frac{\sin i}{n} \leqslant \frac{1}{n} \qquad \rightsquigarrow \qquad r \leqslant \arcsin \frac{1}{n} \stackrel{\text{not}}{=} \theta_0$$

✧ Autrement dit, r est de fait toujours inférieur à l'angle limite θ_0.

✧ En revanche, le rayon interne risque la réflexion totale. Pour que le rayon émerge, *ie.* pour qu'il n'y ait pas de réflexion totale, il **faut** que l'angle d'incidence r' soit inférieur à l'angle limite, *ie.* il faut $r' \leqslant \theta_0$.

✧ Ces deux conditions imposent que $\boxed{A \leqslant 2\,\theta_0}$.

✧ Dans le cas où $A > 2\,\theta_0$, alors il y aura **toujours** réflexion totale.

✧ Pour le verre, nous trouvons $\theta_0 \simeq 42\ ^\circ$ et donc il est nécessaire d'utiliser un prisme d'angle au sommet un angle inférieur à un droit.

I·6·*iv* – . . . et sur i

✧ Ceci étant, cette condition nécessaire pour A n'est pas suffisante. Il faut surtout $r' \leqslant \theta_0$ soit :

$$\begin{aligned} A - r &\leqslant \theta_0 \\ r - A &\geqslant -\theta_0 \\ \frac{1}{n}\,\sin i &\geqslant A - \theta_0 \\ \sin i &\geqslant n\,(A - \theta_0) \\ i &\geqslant \arcsin\Big(n\,(A - \theta_0)\Big) \end{aligned}$$

✧ Peu importe la valeur, il faut surtout retenir que :

> Pour observer un rayon émergent, il faut que le rayon initial arrive avec une incidence rasante.

I·6·*v* – la déviation est fonction de l'indice . . .

✧ Imaginons un rayon composé de multiples radiations parvenant sur le prisme. Ces rayons vont se séparer à cause, justement, de l'effet dispersif du prisme.

✧ Reprenons la formule $D = i + i' - A$ et faisons la parler : considérons i comme constant et regardons l'évolution de i' en fonction de λ.

loi de Cauchy	$n = A + \dfrac{B}{\lambda^2}$		d'où $\lambda \nearrow \rightsquigarrow n \searrow$
1^{re} réfraction	$\sin i = n\,\sin r$	et ainsi $n \searrow \rightsquigarrow r \nearrow$	d'où $\lambda \nearrow \rightsquigarrow r \nearrow$
loi de base	$r + r' = A$	et ainsi $r \nearrow \rightsquigarrow r' \searrow$	d'où $\lambda \nearrow \rightsquigarrow r' \searrow$
2^e réfraction	$\sin i' = n\,\sin r'$	et ainsi $r' \searrow \rightsquigarrow i' \searrow$	d'où $\lambda \nearrow \rightsquigarrow i' \searrow$
loi de base	$D = i + i' - A$	et ainsi $i' \searrow \rightsquigarrow D \searrow$	d'où $\lambda \nearrow \rightsquigarrow D \searrow$

Le rouge est le moins dévié par le prisme.

I·6·*vi* – ...et de l'incidence

✧ Cette fois la longueur d'onde est fixée, donc n est fixé, et nous faisons varier l'incidence de la radiation.

✯ directement à partir de la formule

✧ Cherchons la formule de D en fonction de i uniquement :

- ➜ loi de Snell – Descartes : $r = \arcsin \dfrac{\sin i}{n}$
- ➜ loi de base $r' = A - r$
- ➜ 2^e réfraction : $i' = \arcsin(n\,\sin r')$

✧ Et ainsi, avec $D = i + i' - A$:

$$D(i) = i + \arcsin\left(n\,\sin\left(A - \arcsin\left(\frac{\sin i}{n}\right)\right)\right) - A$$

✧ Pour trouver le minimum, il « suffit » de dériver. Sauf que cela n'est pas très engageant, ...

✯ à partir de la formule, mais moins directement

✧ L'idée reste la même, à savoir déterminer la condition permettant d'obtenir $\dfrac{\mathrm{d}D}{\mathrm{d}i} = 0$, mais procédons autrement.

✧ Au lieu de remplacer r, r' et i' par leurs expressions, considérons les comme des fonctions de i.

✧ Pour cela, dérivons chaque loi par rapport à i :

$$\begin{aligned}
D = i + i' - A \quad &\rightsquigarrow \quad \frac{\mathrm{d}D}{\mathrm{d}i} = 1 + \frac{\mathrm{d}i'}{\mathrm{d}i} \\
\sin i = n\,\sin r \quad &\rightsquigarrow \quad \cos i = n\,\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}i}\,\cos r \\
r + r' = A \quad &\rightsquigarrow \quad \frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}i} + \frac{\mathrm{d}r'}{\mathrm{d}i} = 0 \\
\sin i' = n\,\sin r' \quad &\rightsquigarrow \quad \frac{\mathrm{d}i'}{\mathrm{d}i}\,\cos i' = n\,\frac{\mathrm{d}r'}{\mathrm{d}i}\,\cos r'
\end{aligned}$$

✧ Et ainsi, en substituant :

$$\frac{\mathrm{d}D}{\mathrm{d}i} = \left(1 - \frac{n\,\cos r'}{\cos i'}\,\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}i}\right) = \left(1 - \frac{\cos r'\,\cos i}{\cos r\,\cos i'}\right)$$

✧ Maintenant, il ne reste plus qu'à simplifier.

$$\frac{\mathrm{d}D}{\mathrm{d}i} = 0 \quad \leadsto \quad \cos r\,\cos i' = \cos r'\,\cos i$$

✧ Sauf que les lois qui relient les différents angles sont avec des sinus. Transformons donc les cosinus en sinus.

$$\begin{aligned}
\cos^2 r\,\cos^2 i' &= \cos^2 r'\,\cos^2 i \\
(1-\sin^2 r)\,(1-\sin^2 i') &= (1-\sin^2 r')\,(1-\sin^2 i) \\
\left(1-\frac{\sin^2 i}{n^2}\right)(1-\sin^2 i') &= \left(1-\frac{\sin^2 i'}{n^2}\right)(1-\sin^2 i) \\
(n^2-\sin^2 i)\,(1-\sin^2 i') &= (n^2-\sin^2 i')\,(1-\sin^2 i) \\
\cancel{n^2} - n^2\,\sin^2 i' - \sin^2 i + \cancel{\sin^2 i\,\sin^2 i'} &= \cancel{n^2} - n^2\,\sin^2 i - \sin^2 i' + \cancel{\sin^2 i'\,\sin^2 i} \\
(n^2-1)\,\sin^2 i &= (n^2-1)\,\sin^2 i' \\
\sin i &= \sin i'
\end{aligned}$$

> Le minimum de déviation est atteint lorsque l'angle d'incidence et le dernier angle de réfraction sont égaux.

✧ Nous pouvons constater que si les mimina des différentes radiations sont atteints pour des valeurs sensiblement égales de i, les valeurs de ces minima sont, quant à eux, sensiblement différents.

✯ sinon de manière plus physique

✧ Comme nous l'aurait montré une étude expérimentale, ou comme nous le montre le graphique précédent, il n'existe qu'un seul minimum.
✧ Notons i_0 l'incidence correspondante et r_0, r_0' et i_0' les angles correspondants.
✧ Le principe de retour inverse nous permet de dire que si i_0' était l'angle initial d'incidence, i_0 serait le dernier angle de réfraction. Et comme il s'agirait évidemment aussi d'un minimum de déviation. Nous pouvons donc en déduire, d'après l'unité de ce minimum que $i_0' = i_0$.
✧ Le reste est identique.

I·6·*vii* – Déterminer un indice ou une longueur d'onde

✧ Comme nous le verrons en TP, il existe une méthode simple pour mesurer D_{m} et A. Dans ces conditions, cela permet soit de déterminer la longueur d'onde connaissant l'indice, soit l'indice connaissant la longueur d'onde.
✧ En effet, à la déviation minimale $d_{\min}$: $i = i' = i_0$ et donc $i_0 = \dfrac{D_{\min}+A}{2}$.
✧ De plus, une des lois de base donne $r = r' = \dfrac{A}{2}$.
✧ Et ainsi la loi de la réfraction permet d'écrire :

$$\sin\left(\frac{D_{\min}+A}{2}\right) = n\,\sin\left(\frac{A}{2}\right)$$

✧ $D_{\min}$ et A sont faciles à mesurer, il est donc facile de calculer $n(\lambda)$ de telle sorte que :

➜ avec plusieurs radiations connues, il soit possible de retrouver la loi de Cauchy du matériau ;
➜ avec une loi de Cauchy connue, il soit possible de retrouver la longueur d'onde d'une radiation inconnue.

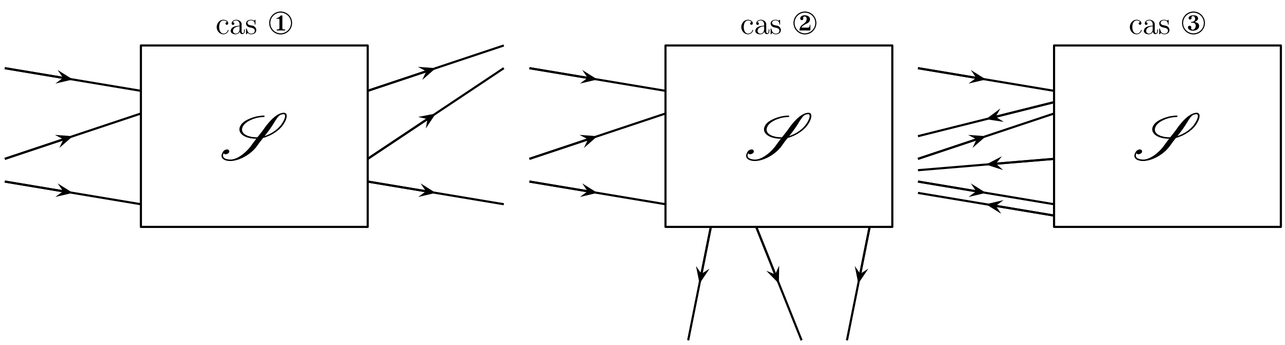
II – Manipuler la lumière pour voir des choses

✧ Dans cette partie, nous allons un peu généraliser les notions que nous avons déjà vues avec les lentilles et les miroirs et étudierons, en particulier, quelques conditions permettant la formation d'image de bonne qualité par un système optique.

II·1 – Qu'est-ce qu'un système optique ?

II·1·*i* – à peu près n'importe quoi

Un système optique est un ensemble de composants transparents ou réfléchissant admettant de la lumière par une *face d'entrée* et la faisant ressortir par une *face de sortie*.



✧ Exemples rencontrés :
➜ cas ① : lentilles, lunette, télescope de Cassegrain
➜ cas ② : télescope de Newton
➜ cas ③ : miroir simple

✧ Sont parfois faites les distinctions suivantes :
➜ lorsque le système optique ne fonctionne que par réfraction, il est appelé *dioptrique* ;
➜ lorsque le système optique ne fonctionne que par réflexion, il est appelé *catoptrique* ;
➜ lorsque le système optique fonctionne par réfraction et réflexion, il est appelé *catadioptrique* ;

Lorsque la face d'entrée et la face de sortie sont confondues, le système optique est dit *mince*.

✧ Les lentilles et les miroirs étudiées sont minces. Nous préciserons plus tard quelles conditions sont nécessaires pour qu'il soit possible de confondre face d'entrée et face de sortie.

II·1·*ii* – il est centré la plupart du temps

✯ définition, exemples

Un système optique est dit *centré* lorsque ses propriétés optiques restent inchangées par une rotation autour d'un axe particulier appelé *axe optique*.

✧ Exemples :
- ➜ lentilles et miroirs sphériques, miroir plan
- ➜ lunette de Galilée, télescope de Cassegrain

✧ Contre-exemple : télescope de Newton. Et pourtant ce dernier est constitué uniquement de systèmes centrés.

✧ Cette définition ne tient pas compte de la taille réelle de l'objet. S'il en manque un morceau, c'est problématique. Mais comme cela a été dit, il en *manque* un morceau. Dans les cas piégeux où des morceaux de systèmes optiques seront manquant, il faudra faire « comme si » ils étaient là.

✧ Dans la suite, nous considérerons uniquement des systèmes centrés.

✯ un nouveau défaut de l'œil

✧ Un œil astigmate est un œil qui ne présente pas une symétrie de révolution : la distance focale n'est pas la même dans toutes les directions (haut / bas et droite / gauche par exemple.)

✧ Un œil astigmate voit bien de loin et de près, mais a de grande difficulté à voir les détails.

II·2 – Redéfinir objet et image

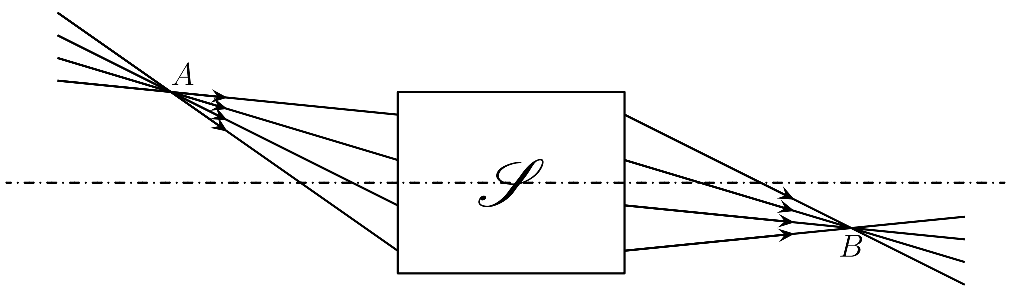
II·2·i – tout est relatif au système optique

✧ Tout est dit dans le titre.

Objet et *image* sont des notions relatives à un système optique : l'objet permet de parler de la lumière rentrant dans le système optique, l'image, de la lumière en sortant.

✧ Il faut donc dire « objet pour $\mathscr{S}$ » et « image donnée par $\mathscr{S}$ ».

Un point est dit *point objet* pour un système optique si un faisceau lumineux entrant a pour sommet ce point.



Un point est dit *point image* pour un système optique si un faisceau lumineux sortant a pour sommet ce point.

Lorsque le faisceau de lumière correspondant à un point objet donne lieu, après passage par un système optique, à un faisceau lumineux correspondant à un point image, les points objet et image sont dits *conjugués*.

Un faisceau de lumière parallèle, qu'il soit rentrant ou sortant, correspond à un *point à l'infini*.

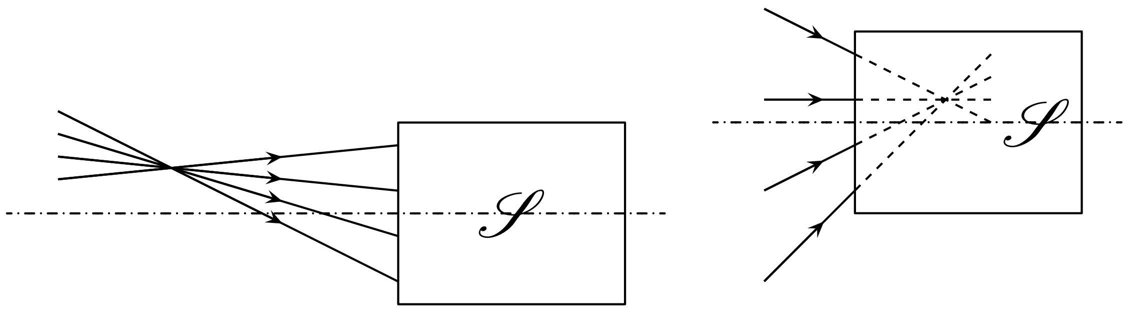
✧ Il ne faut pas oublier que le Soleil est optiquement à l'infini mais que ce n'est pas un point au sens optique du terme car il a une taille angulaire (env. 0,5 °).

II·2·*ii* – réalité et virtualité

✯ pour les objets

Un faisceau de lumière divergeant lors de son entrée dans le système optique correspond à un *objet réel*.

Un faisceau de lumière convergeant lors de son entrée dans le système optique correspond à un *objet virtuel*.

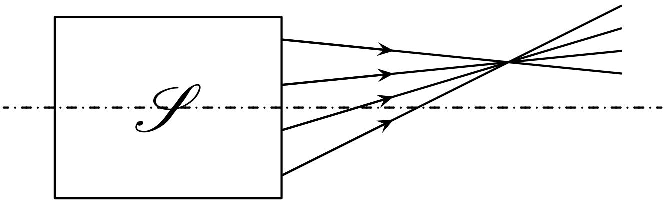


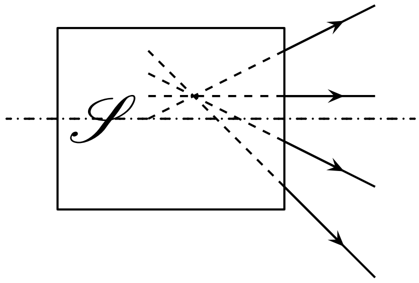
✧ Tous les objets concrets sont forcément réels puisqu'ils émettent par diffusion de la lumière dans toutes les directions.
✧ Pour « fabriquer » un objet virtuel, il faut utiliser un système optique supplémentaire : une lentille convergente la plupart du temps.

✯ pour les images

Un faisceau de lumière divergeant lors de sa sortie dans le système optique correspond à un *image virtuelle*.

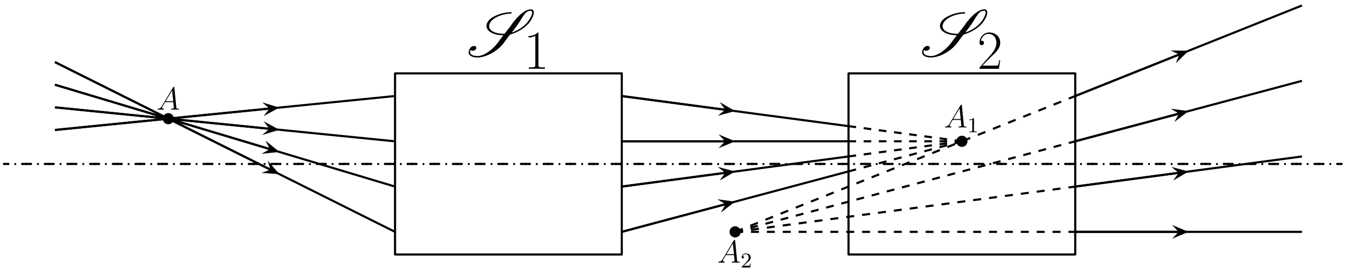
Un faisceau de lumière convergeant lors de sa sortie dans le système optique correspond à un *image réelle*.





✯ système complexe

✧ Considérons le système ci-dessous pour lequel : $A \xrightarrow{\mathscr{S}} A_2$ ou encore $A \xrightarrow{\mathscr{S}_1} A_1 \xrightarrow{\mathscr{S}_2} A_2$.



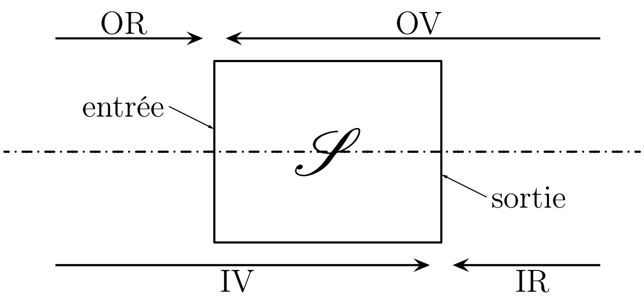
✧ Nous avons ainsi :

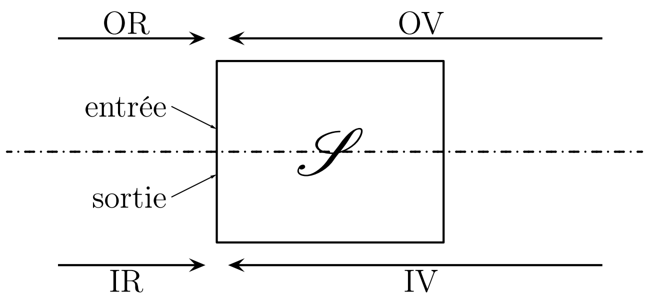
	$\mathscr{S}_1$	$\mathscr{S}_2$	$\mathscr{S}$
A	OR	rien	OR
A_1	IR	OV	rien
A_2	rien	IV	IV

✯ espaces associés

✧ Nous pouvons aussi définir l'espace objet virtuel comme la zone de l'espace où peuvent se situer les objets virtuels.

✧ Schématiquement, cela donne les deux situations ci-dessous.



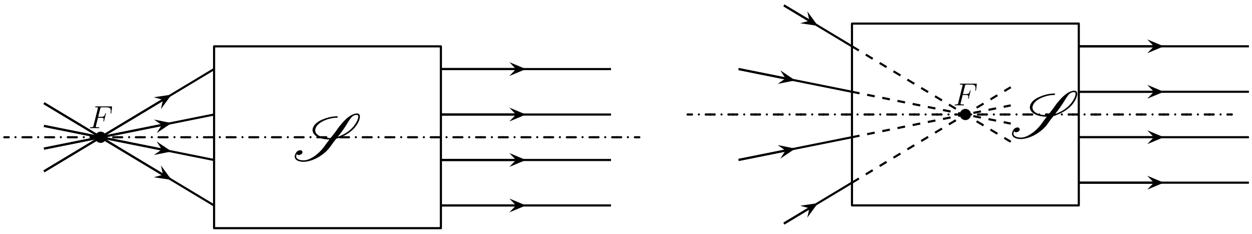


II·2·*iii* – points focaux

✯ foyers principaux

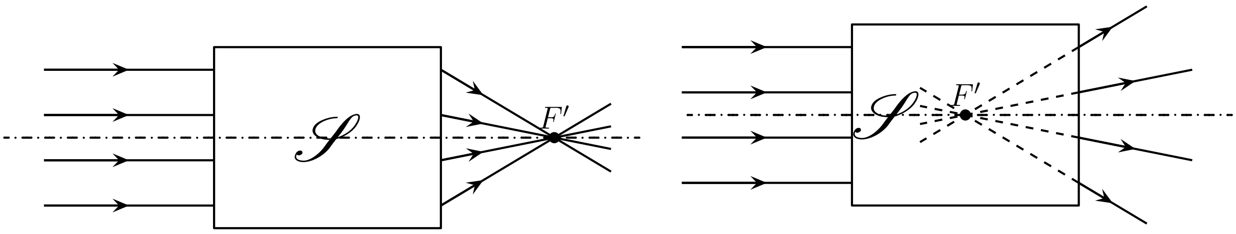
> Le *foyer principal objet* est le point sur l'axe optique dont le point image est à l'infini.

✧ Pour des raisons de symétrie (autour de l'axe optique), le point image *doit* être dans la direction de l'axe optique.



Le *foyer principal image* est le point image d'un point objet situé à l'infini dans la direction de l'axe optique.

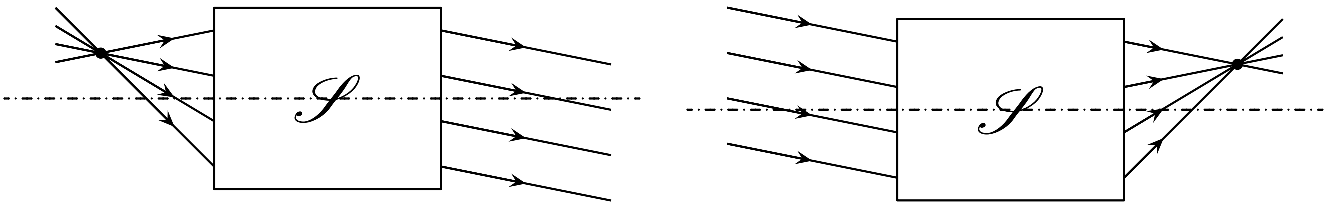
✧ Là aussi, pour des raisons de symétrie, le foyer principal image *doit* être sur l'axe optique.



✯ foyers secondaires

Un *foyer secondaire objet* est un point qui n'appartient pas à l'axe optique et dont le point image est à l'infini.

Un *foyer secondaire image* est un point image d'un point objet à l'infini qui n'est pas dans la direction de l'axe optique.



✯ système afocal

Un système optique est dit *afocal* si le point conjugué de l'infini est un point à l'infini.

II·3 – De la qualité d'un système optique

II·3·*i* – stigmatisme

✯ stigmatisme rigoureux

> Une image est dite *rigoureusement stigmatique* si **tous** le faisceau issu du point objet et traversant le système optique donne un faisceau dont le sommet est l'image.

✧ Cela revient à dire que tous les rayons image doivent passer par le point image.

Distribuer documents OptGéo 3 et 4.

✧ Nous pouvons visualiser :
- ➜ le stigmatisme rigoureux entre les deux foyers d'une ellipse
- ➜ le stigmatisme rigoureux entre le foyer d'une parabole et l'infini

✧ Le principe de retour inverse impose qu'il y stigmatisme rigoureux entre l'infini et le foyer d'une parabole. C'est la raison pour laquelle, pour capter des radiation provenant de l'infini (satellites), nous utilisons des paraboles.

✯ stigmatisme approché

> Le stigmatisme d'une image est dit *approché* lorsque les rayons lumineux définissant l'image se croisent dans une zone restreinte de l'espace.

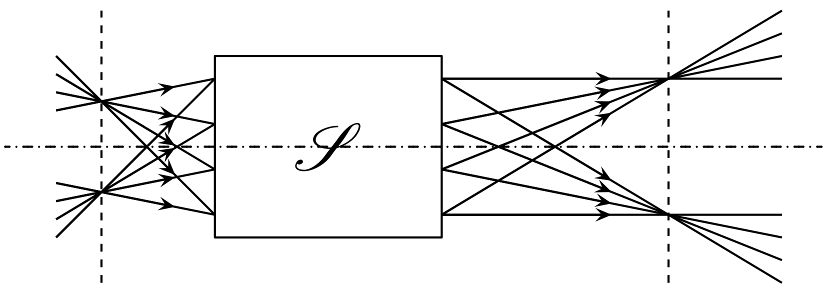
Distribuer les documents OptGéo 5 et 6.

✧ Nous pouvons visualiser :
- ➜ le stigmatisme approché entre un point proche du foyer de l'ellipse et son point image
- ➜ le stigmatisme approché pour la parabole

✧ Le stigmatisme approché peut malgré tout permettre la formation d'une image parfaite si le capteur qui observe l'image (caméra, œil) est constitué de détecteurs (cellule de la rétine, grain sur pellicule photo, cellule de caméra CCD), plus grands que la zone d'intersection.

II·3·*ii* – aplanétisme

> Un système optique est dit *aplanétique* lorsque les images de points situés dans un plan perpendiculaire à l'axe optique sont dans un plan perpendiculaire à l'axe optique.



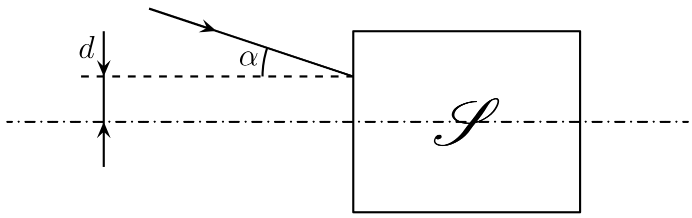
Lorsque toutes les images de points dans un plan $\mathscr{P}$ sont situées dans un plan $\mathscr{P}'$, les plans $\mathscr{P}$ et $\mathscr{P}'$ sont dits *conjugués*.

✧ Pour certaines salles de cinéma, celles où l'écran est courbe, le projecteur est un système optique stigmatique mais non aplanétique.

II·4 – Des conditions particulières d'utilisation

II·4·*i* – ils s'appellent « paraxiaux », « rayons paraxiaux »

Des rayons lumineux sont dits *paraxiaux* s'ils sont :
➜ proches de l'axe optique
➜ faiblement incliné par rapport à l'axe optique



✧ Ainsi, il faut :
  ➜ d petit
  ➜ $\alpha \ll 1$

✧ Si $\alpha \ll 1$ est très claire, la condition d petit est plus difficile à expliciter car elle dépend en fait de la constitution même du système optique.

II·4·*ii* – conditions de Gauss

Un rayon lumineux respecte les *conditions de* Gauss lorsqu'il est paraxial.

✧ Sauf précision contraire (ce qui peut toujours arriver de temps en temps), les lentilles et les miroirs sont utilisées dans les conditions de Gauss.

✧ Comment faire en sorte que tous les rayons lumineux qui entrent dans le système optique respectent les conditions de Gauss ?
  ➜ pour qu'ils soient proches de l'axe, c'est facile, il suffit de mettre un diaphragme (les myopes peuvent essayer de mettre un diaphragme devant leurs yeux)
  ➜ pour qu'ils soient faiblement inclinés, c'est plus difficile. Il faut alors soit faire en sorte que le système optique fonctionne hors-Gauss (comme les objectifs grand angle), soit éliminer les rayons indésirables à l'intérieur du dispositif.

II·4·*iii* – conséquences sur les lois de Snell – Descartes

✧ Les surfaces sur lesquelles se réfléchissent ou à travers lesquelles se réfractent les rayons lumineux sont relativement perpendiculaires à l'axe optique, donc leurs normales sont plutôt parallèles à l'axe.

✧ C'est ainsi que tous les angles d'incidence, de réflexion ou de réfraction seront faibles, ce qui permettra de *linéariser* le problème :

$$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2 \qquad \rightsquigarrow \qquad n_1\, i_1 = n_2\, i_2$$

II·4·*iv* – conséquences sur les qualités des systèmes optiques

Tout système optique centré qui fonctionne dans les conditions de Gauss est aplanétique et stigmatique.

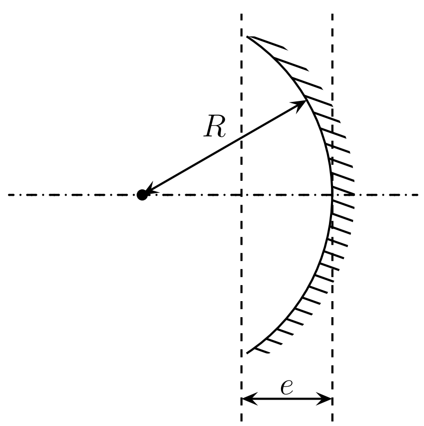
Le grandissement transversal d'un couple objet / image conjugué par un système optique fonctionnant dans les conditions de Gauss ne dépend pas de la taille de l'objet.

✧ Autrement dit un objet deux fois plus grand donnera une image deux fois plus grande : le système optique est *linéaire*, ce qui est normal étant donné que les lois de fonctionnement (les lois de Snell – Descartes) ont été linéarisées.

II·4·*v* – conditions de minceur

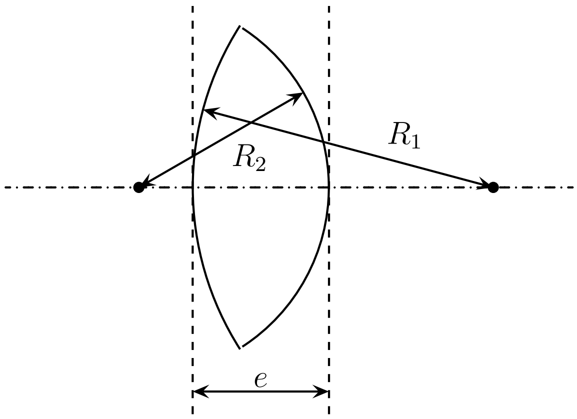
✯ pour les miroirs

✧ Pour qu'un miroir sphérique se comporte comme ceux que nous avons rencontrés jusque là, il faut que la zone réfléchissante soit quasiment plane, *ie.* que, avec les notations du schéma ci-dessous, $e \ll R$.



✯ pour les lentilles

✧ Pour les miroir, c'est la même chose : il faut $e \ll R_1$ et $e \ll R_2$.



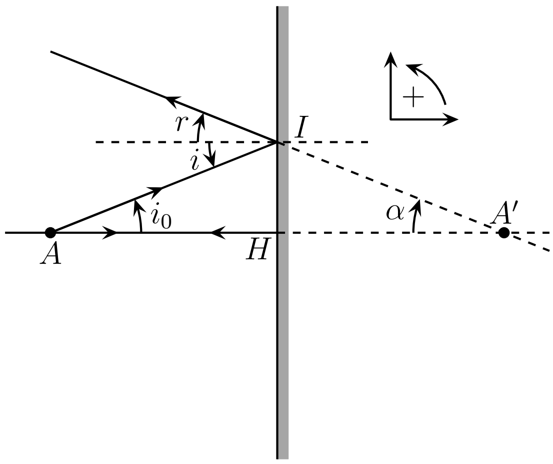
✧ Notons qu'une face plane est équivalente à une surface sphérique de rayon de courbure infini.

II·5 – Relations de conjugaison des miroirs

✧ Dans ce paragraphe, retrouvons les relations de conjugaison des miroirs à partir des lois de Snell – Descartes.

II·5·i – stigmatisme rigoureux pour le miroir plan

✧ Considérons un miroir plan et un point objet A.



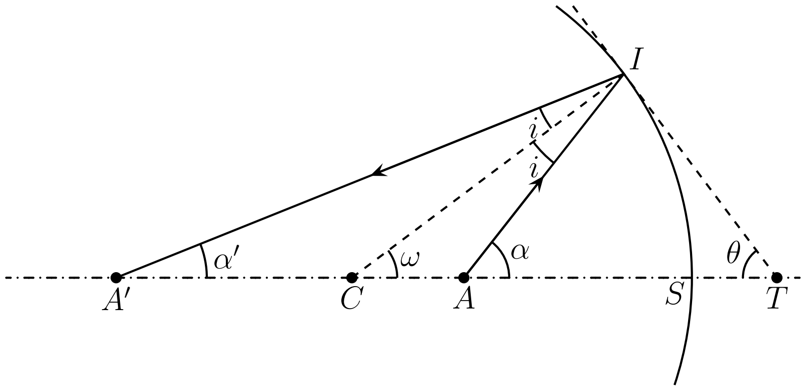
✧ Analyse physique : seul AH est connu.
✧ Analyse technique :
 ➜ la relation de conjugaison est un lien entre point objet et point image, il faut donc chercher où se situe l'image
 ➜ les lois de Snell – Descartes vont jouer un rôle important
✧ Le rayon lumineux passant par A et orthogonal en H au miroir se réfléchit sur lui-même A' sera donc sur la droite AH (c'est l'axe optique du miroir).
✧ Choisissons un rayon lumineux quelconque issu de A et notons i_0 l'angle qu'il fait avec AH.
✧ Ainsi, dans le triangle AHI : $\overline{HI} = -\overline{HA}\tan i_0$.
✧ De plus, nous avons pour des raisons géométriques $i = +i_0$, avec les lois de Snell – Descartes $i = -r$ et pour des raisons géométriques $\alpha = +r$. Finalement $i_0 = -\alpha$.
✧ Et dans le triangle $A'HI$: $\overline{HI} = -\overline{HA'}\tan\alpha$ soit $\overline{HI} = +\overline{HA'}\tan i_0$.
✧ En rapprochant les deux expressions de $\overline{HI}$, nous retrouvons bien la relation de conjugaison connue $\boxed{\overline{HA} = -\overline{HA'}}$.

✧ Cette relation est extraordinaire car elle dit que la position du point A', donc de l'image, est *indépendante* du rayon initial choisi. En effet dans cette relation de conjugaison n'interviennent aucune caractéristique du rayon : ni i_0 ni I.
✧ L'image A' de A est donc rigoureusement stigmatique.

Le miroir plan est le seul système optique à être parfaitement stigmatique quel que soit le point objet.

II·5·*ii* – stigmatisme approché pour le miroir sphérique ...

✧ Faisons de même avec un miroir sphérique.



✧ Analyse physique seuls sont connus CA et le rayon R de la sphère.
✧ Analyse technique :
  ➜ la relation de conjugaison est un lien entre point objet et point image, il faut donc chercher où se situe l'image
  ➜ les lois de Snell – Descartes vont jouer un rôle important ainsi que la géométrie du triangle
✧ Comme pour le miroir plan, nous pouvons dire, en considérant le rayon passant par A et C que l'image A' se situe, justement sur la droite AC.
✧ Prenons maintenant un autre rayon passant par A et faisant un angle α avec AC.
✧ Ce rayon se réfléchit en I en obéissant aux lois de Snell – Descartes et vient intersecter AC en A'.
✧ Notons ω et α' les angle que forment CI et $A'I$ avec CA.

$$\left.\begin{array}{ll}\text{dans le triangle } ICA : & \dfrac{CA}{\sin i} = \dfrac{IA}{\sin\omega} \\ \text{dans le triangle } ICA' : & \dfrac{CA'}{\sin i} = \dfrac{IA'}{\sin(\pi-\omega)} = \dfrac{IA'}{\sin\omega}\end{array}\right\} \rightsquigarrow \quad \frac{CA}{CA'} = \frac{IA}{IA'}$$

✧ Notons T le point d'intersection de la tangente au cercle en I et θ l'angle entre TI et CA.

$$\left.\begin{array}{ll}\text{dans le triangle } ITA : & \dfrac{IA}{\sin\theta} = \dfrac{TA}{\sin(\pi/2-i)} \\ \text{dans le triangle } ITA' : & \dfrac{IA'}{\sin\theta} = \dfrac{TA'}{\sin(\pi/2+i)} = \dfrac{IA'}{\sin\omega}\end{array}\right\} \rightsquigarrow \quad \frac{IA}{IA'} = \frac{TA}{TA'} \times \frac{\sin(\pi/2+i)}{\sin(\pi/2-i)} = \frac{TA}{TA'}$$

✧ En rassemblant les deux relations, nous trouvons :

$$\frac{TA}{TA'} = \frac{CA}{CA'} \qquad \rightsquigarrow \qquad \frac{\overline{TA}}{\overline{TA'}} = -\frac{\overline{CA}}{\overline{CA'}}$$

✧ Il ne reste plus qu'un peu de manipulation de manière à obtenir une écriture canonique :

$$\begin{gathered}
-\overline{CA}.\overline{TA'} = \overline{CA'}.\overline{TA} \\
-\overline{CA}\,(\overline{TC}+\overline{CA'}) = \overline{CA'}\,(\overline{TC}+\overline{CA}) \\
-\overline{CA}.\overline{TC} - \overline{CA}.\overline{CA'} = \overline{CA'}.\overline{TC} + \overline{CA'}.\overline{CA} \\
-\overline{CA}.\overline{TC} - \overline{CA'}.\overline{TC} = 2\,\overline{CA}.\overline{CA'} \\
\overline{CA}.\overline{CT} + \overline{CA'}.\overline{CT} = 2\,\overline{CA}.\overline{CA'} \\
\frac{1}{\overline{CA'}} + \frac{1}{\overline{CA}} = \frac{2}{\overline{CT}}
\end{gathered}$$

✧ Cette relation ressemble furieusement à la relation de conjugaison vu du centre (celle de DESCARTES), toutefois, ce n'est pas la exactement même à cause du second membre.

✧ Le second membre signifie beaucoup de choses et notamment que l'image n'est pas rigoureusement stigmatique. En effet, pour avoir la position de A', il faut la position de T qui dépend du rayon choisi : $CT = \dfrac{R}{\cos\omega}$.

✧ Finalement, le miroir n'est rigoureusement stigmatique que pour le point C (qui a pour image lui-même).

Distribuer le document OptGéo 7.

✧ Comme nous pouvons le voir sur l'exemple simulé, l'image n'est pas stigmatique du tout. La trace formée par l'accumulation de rayon s'appelle la caustique.

✧ D'ailleurs nous pouvons remarquer que la condition de minceur n'est pas respectée.

II·5·*iii* – ... sauf dans les conditions de GAUSS ...

✧ Considérons désormais uniquement les rayons lumineux dans les conditions de GAUSS.

✧ Alors cela implique $\omega \ll 1$ et en particulier $\overline{CT} = \overline{CS}$.

✧ La relation de conjugaison devient ainsi :

$$\frac{1}{\overline{CA'}} + \frac{1}{\overline{CA}} = \frac{2}{\overline{CS}}$$

✧ Lorsque $A \to \infty$, alors $\overline{CA'} \to \dfrac{\overline{CS}}{2} \overset{\text{not}}{=} \overline{CF'}$: le foyer principal image est au milieu de $[CS]$.

✧ Lorsque $A' \to \infty$, alors $\overline{CA} \to \dfrac{\overline{CS}}{2} \overset{\text{not}}{=} \overline{CF}$: le foyer principal objet est au milieu de $[CS]$.

Distribuer le document OptGéo 8.

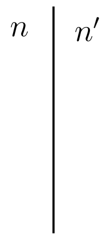
✧ Sur la simulation précédente, nous pouvons constater cette fois que non seulement l'image est bien stigmatique, mais aussi que la condition de minceur est bien respectée.

II·6 – Dioptre plan

✧ Il est un système optique fort simple, que nous pouvons rencontrer très fréquemment et qui est très souvent oublié : le dioptre plan.

II·6·*i* – une simple surface de séparation

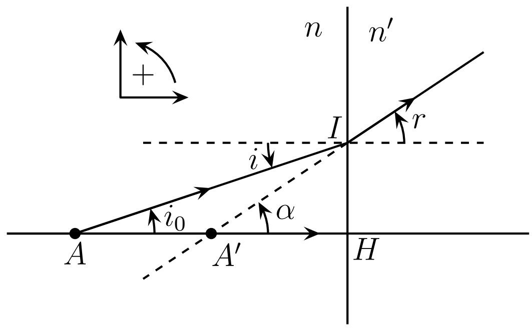
> Le *dioptre plan* est une surface plane qui sépare deux milieux d'incide optique différents.



✧ Quand le rencontrons-nous ?
- ➜ les vitres sont constituées de deux dioptres plans
- ➜ quand nous regardons au fond d'une casserole d'eau : ce qui est vu « dans » l'eau est vu en fait à travers un dioptre plan (ce n'est que le début de la physique de la cuisson des pâtes)

II·6·*ii* – un système pas vraiment stigmatique ...

✧ Cherchons la relation de conjugaison pour un tel système optique.



✧ Les analyses sont identiques aux précédentes.
✧ Analyse physique : les indices n et n' sont connus, ainsi que la position du point A.
✧ Analyse technique :
- ➜ la relation de conjugaison est un lien entre point objet et point image, il faut donc chercher où se situe l'image
- ➜ les lois de Snell – Descartes vont jouer un rôle important ainsi que la géométrie du triangle

✧ Le rayon qui passe par A et qui arrive perpendiculairement sur le dioptre n'est pas dévié. L'image est donc située quelque part sur la droite AH où H est le projeté orthogonal de A sur le dioptre.
✧ Choisissons de manière arbitraire un autre rayon particulier et notons i_0 l'angle qu'il fait avec AH.
✧ Dans les triangles AHI et $A'HI$ nous avons :

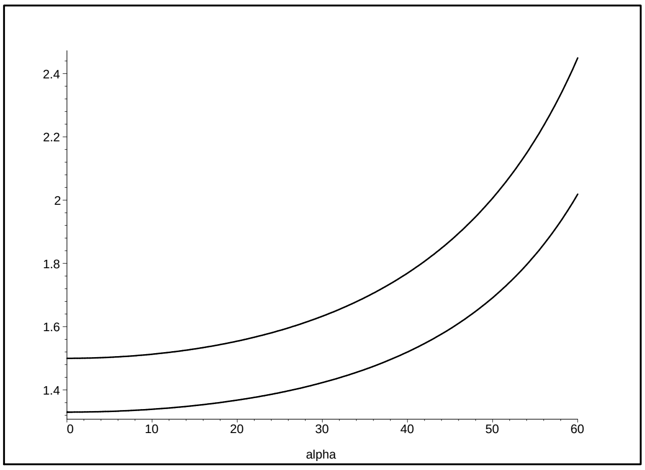
$$\overline{HI} = -\overline{HA}\,\tan i_0 = -\overline{HA'}\,\tan\alpha$$

✧ Or $i_0 = i$ et $r = \alpha$ pour des raisons géométriques et $n\,\sin i = n'\,\sin r$ d'après les lois de Snell – Descartes.
✧ En remplaçant, nous trouvons :

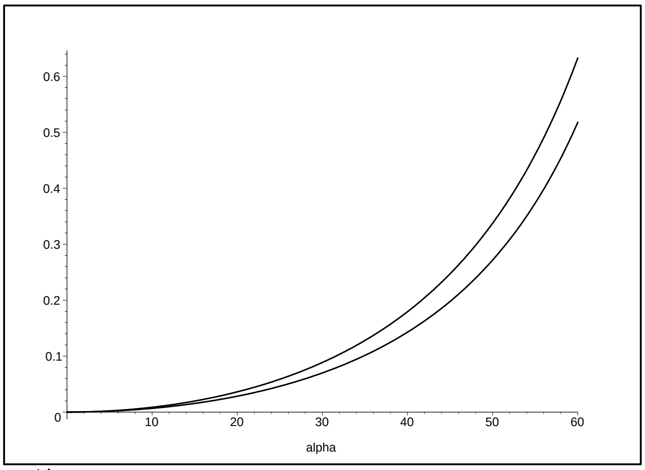
$$\overline{HA'} = \overline{HA} \times \frac{\tan i_0}{\tan\left(\arcsin\left(\dfrac{n}{n'}\,\sin i_0\right)\right)}$$

✧ Nous pouvons alors constater que l'image n'est pas rigoureusement stigmatique étant donné qu'elle dépend du rayon choisi (repéré par i_0).

Graphique 1



Graphique 2



✧ Sur le graphique 1, nous pouvons voir le rapport $\dfrac{HA'}{HA}$ en fonction de i_0 pour les dioptres air / eau et air / verre.

✧ Sur le graphique 3, nous pouvons voir l'écart relatif de $\dfrac{HA'}{HA}$ avec la limite de $\dfrac{HA'}{HA}$ aux petit angles.

✧ Nous pouvons constater que si les angles sont petits, $\dfrac{HA'}{HA} \simeq \mathrm{C^{te}}$, *ie.* que l'image est stigmatique.

II·6·*iii* – ... sauf si on l'utilise dans les conditions de Gauss

✧ Vérifions théoriquement la constatation précédente.

✧ Supposons les angles petits, il reste alors :

$$\overline{HA'} = \overline{HA} \times \frac{\cancel{i_0}}{\dfrac{n}{n'}\cancel{i_0}} \qquad \rightsquigarrow \qquad \frac{n'}{\overline{HA'}} = \frac{n}{\overline{HA}}$$

✧ Nous constatons alors effectivement que cette relation devient indépendante du rayon choisi : l'image devient stigmatique.

La relation de conjugaison pour un dioptre plan où les rayons lumineux passent du milieu d'indice n au milieu d'indice n' est :

$$\frac{n'}{\overline{HA'}} = \frac{n}{\overline{HA}}$$

où A et A' sont les points objet et image et H le projeté orthogonal de A sur le dioptre plan.

✧ En acceptant une erreur de 5 % sur la position de l'image, nous pouvons voir, grâce au 2e graphique, que des rayon initialelement incliné jusqu'à 20 ° conviennent. Pour une tolérance de 10 %, les rayons peuvent être inclinés jusqu'à 30 °.

✧ En fait, lorsque nous observons quelque chose à travers un dioptre, les rayons lumineux ont tous à peu près la même direction à cause de la petitesse de la pupille. Ainsi, le dioptre (pour le capteur « œil ») sera toujours stigmatique. Le problème c'est que suivant l'angle d'observation, l'image peut « bouger » : regarder dans l'eau peut ainsi réserver quelques surprises.

II·6·*iv* – entre réalité et virtualité

✧ En choisissant le sens positif dans le sens de propagation de la lumière, nous pouvons constater les correspondances suivantes :

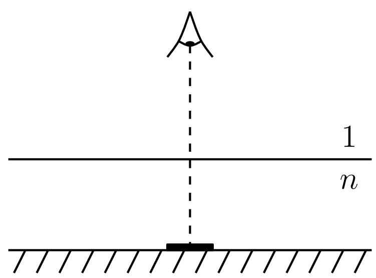
	>0	<0
$\overline{HA}$	OV	OR
$\overline{HA'}$	IV	IR

✧ Or la relation de conjugaison implique que $\overline{HA}$ et $\overline{HA'}$ sont de même signe : le dioptre transforme donc le caractère virtuel en réel et réciproquement.

II·6·*v* – un bras raccourci

✧ Petit exemple de ce qui pourrait arriver.

✧ Picsou voit une pièce de 5 centimes d'euros à 60 centimètre sous l'eau, il remonte sa manche pour l'attraper. Y arrivera-t-il ?



✧ Analyse physique :
- ➜ pièce $\xrightarrow{\text{dioptre eau / air}}$ image $\xrightarrow{\text{œil}}$
- ➜ seule est connue la distance (estimée) de l'image de la pièce avec la surface de l'eau et les indices de l'eau et de l'air.

✧ Analyse technique :
- ➜ il faudra utiliser la relation de conjugaison du dioptre eau / air en faisant attention au sens d'utilisation

✧ Étant donné que les rayons lumineux passent de l'eau à l'air, la relation de conjugaison s'écrit :

$$\frac{n_{\text{eau}}}{\overline{HA}} = \frac{n_{\text{air}}}{\overline{HA'}} \qquad \rightsquigarrow \qquad \overline{HA} = \overline{HA'} \times \frac{n_{\text{eau}}}{n_{\text{air}}} = 80 \text{ cm}$$

✧ Il faudra se mouiller.

✧ Un objet sous l'eau apparaît toujours plus près qu'il ne l'est en réalité.

Montrer photos du phénomène.

II·7 – Défauts des lentilles réelles

✧ Les images données par les lentilles peuvent souffrir de nombreux défauts.

II·7·*i* – parce qu'elles ne sont pas utilisées dans les conditions de Gauss

✧ Observons tout d'abord une simulation d'image donné par un point objet à travers une lentille réelle.

Distribuer les documents OptGéo 9 et 10.

✧ Sur le document 9, nous pouvons constater que l'image n'est pas stigmatique. Nous pouvons même voir des rayons qui ne traversent pas la lentille car ils subissent une réflexion totale lors de la 2e interface.
✧ En revanche, sur le document 10, lorsque nous limitons les rayons aux rayons paraxiaux, nous pouvons voir que l'image devient stigmatique, comme prévu.
✧ Ce défaut est commun aux miroirs et aux lentilles.

II·7·*ii* – parce qu'elles ne sont pas si minces que cela : aberrations géométriques

✧ Sur l'exemple précédent, la lentille n'était pas vraiment mince, ce qui augmente les déformations.
✧ Regardons maintenant ce qui se passe avec une lentille plus mince.

Distribuer le document OptGéo 11.

✧ Sur le document précédent, la lentille mince n'est pas utilisée dans les conditions de Gauss, malgré tout les images formées des trois points objets sont parfaitement stigmatiques … mais il n'y a plus aplénétisme.
✧ Ainsi, si nous avions voulu projeter l'image de ces trois points simultanément, cela n'aurait pas été possible : dans un plan transversal, l'image totale de l'objet initial, est floue : c'est l'aberration géométrique.

L'*aberration géométrique* est une dégradation de la qualité de l'image (forme ou netteté) du à une utilisation hors Gauss d'un système optique.

✧ Comme nous l'avons déjà dit, il est possible d'avoir des système optiques qui fonctionnent bien hors-Gauss, mais au prix soit de l'aplanétisme (lentille de projecteur de salle de cinéma) soit au prix de la forme de l'image (grand angle en photographie).
✧ Remarquons aussi que ce défaut est commun aux lentilles et aux miroirs.

II·7·*iii* – parce qu'elles sont fabriquées avec un matériau transparent : aberrations chromatiques

✯ visualisation

✧ Si une lentille permet de former une image, c'est parce que les rayons lumineux sont réfractés conformément aux lois de Snell – Descartes.
✧ Or la loi de réfraction fait intervenir l'indice du matériau qui dépend de la longueur d'onde de la radiation réfractée. Cela signifie que toutes les radiations ne vont pas être réfractée de la même manière.
✧ Simulons cela.

Regarder document OptGéo 12.

✧ Comme nous l'avons montré avec le prisme, la radiation rouge est la moins déviée : c'est celle dont l'image est la plus loin.
✧ Dans un plan transverse l'image du point objet apparaîtrait irrisé de couleur : c'est l'aberration chromatique.

> L'*aberration chromatique* est une dégradation de la qualité d'une image par apparition d'irisation dû à l'effet dispersif du matériau constituant la lentille.

✧ Ce défaut n'appartient qu'aux lentilles, c'est une des raisons qui font que les miroirs sont privilégiés dans la réalisation de système d'observation du ciel.

✯ remède : un achromat

✧ Comme il est possible de le démontrer, la vergence d'une lentille s'écrit $V = K\,(n - n_{\text{ext}})$ où n est l'indice de la lentille et n l'indice du milieu extérieur (souvent l'air, $n_{\text{ext}} = 1$) et K un facteur purement géométrique qui est positif pour une lentille convergente et négatif pour une lentille divergente.
✧ Pour diminuer autant que possible l'aberration chromatique, une idée consiste à accoler deux lentilles différentes. Cette association s'appelle un *achromat*. Le nom servant à expliquer sa raison d'être.
✧ La loi d'association des lentilles accolées nous permet d'écrire $V = V_1 + V_2$ avec :

➜ $V_1 = K_1\,(n_1 - 1) = K_1 \left(A_1 + \dfrac{B_1}{\lambda^2} - 1\right)$ d'après la loi de Cauchy ;

➜ $V_2 = K_2\,(n_2 - 1) = K_2 \left(A_2 + \dfrac{B_2}{\lambda^2} - 1\right)$ d'après la loi de Cauchy mais pour un matériau différent.

✧ La vergence totale vaut donc :

$$V = V_1 + V_2 = K_1\,(A_1 - 1) + K_2\,(A_2 - 1) + \frac{K_1\,B_1 + K_2\,B_2}{\lambda^2}$$

✧ Le but est de faire en sorte que la distance focale, donc la vergence, soit indépendante de la longueur d'onde. Il faut donc $B_1\,K_1 + B_2\,K_2 = 0$.
✧ Or $B_1 > 0$ et $B_1 > 0$, il faut donc K_1 et K_2 de signes opposés.
✧ Imaginons $B_1 = B_2$ (les lentilles sont faites dans le même matériaux). Alors $K_1 = -K_2$ et nous trouvons que la vergence totale est nulle ! Le système optique réalisé n'est plus une lentille : c'est une simple vitre et n'a donc pas tellement d'intérêt.
✧ Un achromat est donc l'association de deux lentilles de matériaux et de nature différente.

✯ effets colatéraux

✧ Nous avons retrouvé le fait qu'une vitre est achromatique ! C'est ce que nous avions observé lors de la première simulation de ce chapitre. Et c'est bien pour cela que la simple observation à travers une vitre ne fait pas apparaître tout un tas de couleurs.
✧ Faisons parler la formule $V = K\,(n - n_{\text{ext}})$.
✧ Cette formule montre le fait que la distance focale dépend non seulement de l'indice, mais aussi du milieu extérieur !
✧ Cela signifie qu'une lentille plongée dans l'eau ne fonctionnera pas, optiquement parlant, de la même manière qu'à l'air libre.
✧ C'est pour cette raison que nous voyons trouble sous l'eau : pas parce que l'eau est physiologiquement gênant, mais parce que l'eau est optiquement gênant.
✧ Et donc, quand Harry Potter met ses lunettes sous l'eau pour mieux voir, nous pourrons admirer ses qualités de sorcier de pouvoir vaincre la physique sans formule magique !

✧ En revanche, des lunettes sous un masque de plongée, ça marche !

II·7·*iv* – un dernier inconvénient par rapport aux miroirs

✧ Nous terminerons en évoquant trois inconvénients qui font que les lentilles sont délaissées au profit des miroirs dans les dispositifs optiques.

✧ Le premier c'est le poids : une lentille est constituée de verre, alors qu'un miroir, dans le vide (ou sous atmosphère contrôlée) peut n'être constitué que d'une fine couche de métal, c'est bien plus léger.

✧ Le deuxième, c'est que les lentilles absorbent une partie du rayonnement qui les traverse. C'est pour cette raison qu'existe l'effet de serre bien connu dans les voitures au Soleil, l'été.

✧ Enfin le troisième et dernier, c'est que les lentilles font perdre de la luminosité par réflexion parasite sur les surfaces d'entrée ou sur les surfaces internes.

Manipuler la lumière

Au niveau du cours

✯ Les définitions

✧ Sont à savoir :
- ➜ longueur d'onde, célérité, indice optique, réfringence
- ➜ homogène, isotrope
- ➜ plan d'incidence, rayon incident / réfléchi / réfracté
- ➜ prisme, spectre, angle de déviation
- ➜ système optique, système optique mince / centré
- ➜ objet / image, point objet / point image, point à l'infini, réel / virtuel
- ➜ foyer principal objet / image, foyer secondaire objet / image, système optique afocal
- ➜ image rigoureusement stigmatique, stigmatisme approché, système aplanétique, plan conjugués
- ➜ rayons paraxiaux
- ➜ dioptre plan

✯ Les grandeurs

✧ Connaître :
- ➜ la valeur de grandeur de h
- ➜ la place des différentes radiations dans le spectre électromagnétique
- ➜ l'ordre de grandeur des longueurs d'onde des radiations visibles
- ➜ la valeur de la célérité de la lumière **à trois chiffres significatifs seulement**
- ➜ les indices optique du vide, de l'air, de l'eau et d'un verre usuel
- ➜ la longueur d'onde de la radiation du laser Helium - Néon

✯ Les lois

✧ Sont à connaître :
- ➜ l'expression de l'énergie transportée par un photon
- ➜ connaître permettant de déterminer la trajectoire d'un rayon lumineux
- ➜ l'allure de la trajectoire d'un rayon lumineux dans un milieu homogène isotrope, dans un milieu non homogène
- ➜ les lois de Snell – Descartes, **toutes les lois** de Snell – Descartes
- ➜ la loi de Cauchy
- ➜ les conditions de Gauss et leurs conséquences sur les systèmes optiques
- ➜ la propriété fondamentale du miroir plan vis à vis du stigmatisme
- ➜ la relation de conjugaison du dioptre plan

✯ la phénoménologie

✧ Connaître :
- ➜ la déviation qualitative d'un rayon lumineux lors d'un passage entre deux milieux
- ➜ les conditions d'existence du rayon réfléchi / du rayon réfracté en optique géométrique
- ➜ le phénomène de réflexion totale
- ➜ la variation de l'indice avec la longueur d'onde
- ➜ la phénoménologie du prisme (conditions de déviation, d'observation et de déviation minimale)

➜ ce que sont et les causes des aberrations géométriques et chromatiques

Au niveau de l'analyse

✯ Analyse physique

✧ Il faut savoir déterminer l'allure d'une trajectoire d'un rayon lumineux suite à une réfraction ou à une propagation dans un milieu non homogène.

Au niveau des savoir-faire

✯ exercices classiques

✧ Savoir refaire :

➜ la fibre optique à saut d'indice

Table des matières