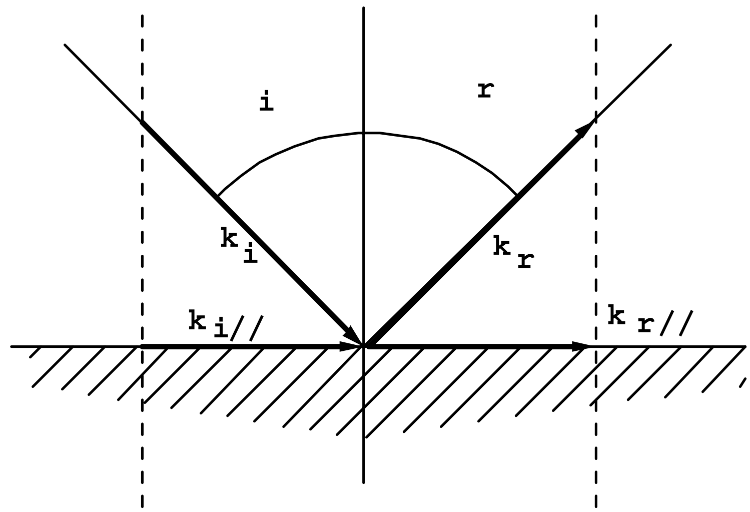
réflexion et réfraction à un interface plan

= réflexion sur un miroir plan parfait

- On appelle miroir plan une surface métallique parfaitement réfléchissante . On se souvient que dans le chapitre précédent on a montré quelles étaient les caractéristiques d'une onde plane incidente perpendiculairement sur un plan métallique infini ; le vecteur d'onde réfléchi est l'exact opposé de l'incident , l'énergie est conservée , la polarisation est déterminée par les conditions de surface relatives au champ électrique et au champ magnétique sur le miroir On retiendra que pour un vecteur d'onde incident quelconque par rapport au plan métallique il n'y a pas conservation du vecteur d'onde perpendiculaire ; en revanche les composantes parallèles au plan réfléchissant sont conservées (même si dans ce cas elles sont nulles !) . Il y a à cela une raison fondamentale : il y a invariance par translation dans toute direction parallèle au plan-miroir ; en termes généraux on dit qu'il y a « brisure de symétrie » de l'espace dans une direction perpendiculaire au plan. Ce résultat à la même origine que le fait que lors de la collision de deux particules dans un espace infini la quantité de mouvement totale est conservée : dans ce dernier cas , l'isotropie de l'espace , en l'absence de potentiel extérieur , entraine le théorème de conservation de la quantité de mouvement ; il n'y a alors aucune brisure de symétrie de l'espace.

La dernière règle du jeu à accepter pour identifier vecteur d'onde et quantité de mouvement vient de ce que les ondes électromagnétiques ont une double nature , corpusculaire (photons de masse nulle , d'énergie $\hbar\omega$ et de quantité de mouvement $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$) et ondulatoire (fréquence ω et vecteur d'onde $\mathbf{k}$) . Conserver certaines composantes de $\mathbf{k}$ c'est conserver les mêmes composantes de $\mathbf{p}$.

- Soit donc un miroir plan ; supposons qu'une onde electromagnétique plane tombe sur ce miroir avec un angle d'incidence i ; quel est l'angle de réflection r ? Sans calcul la réponse est immédiate : la composante de $\mathbf{k}$ parallèle au plan est conservée car il y a invariance dans toute direction parallèle au plan du miroir ; comme il n'y a pas changement de fréquence , après réflection le module du vecteur d'onde sera le même qu'avant réflection ; donc sa composante perpendiculaire sera opposée à celle du vecteur d'onde incident . La géométrie et les lois de conservation impliquent donc que $i = r$.



Parce que la surface métallique du miroir plan est parfaite les conditions d'interface assurent que les champs électriques incident et réfléchi sont égaux ; la réflection se fait donc en conservant l'énergie incidente . Si les lois de symétrie montrent ici leur « force » : obtenir un résultat avec une grande économie de moyens par la seule vertu d'arguments généraux , elles sont dans l'incapacité de donner des résultats quantitatifs comme : y a-t-il changement de polarisation , comment , ...En d'autres termes , les lois de symétrie ne donnent que des règles de sélection . Le détail du processus physique à l'interface doit être connu pour répondre à des questions quantitatives ; il est nécessaire d'élaborer un modèle de diélectrique correspondant à ses propriétés (chapitre VI) .

= réflection et transmission à travers un dioptre plan

Dans un tel cas , la question est de relier les angles d'incidence , de réflection et de transmission définis sur la figure ci dessous .

A nouveau l'argument qui utilise la symétrie brisée donne la réponse . On supposera que l'indice du milieu incident est n ; celui du milieu transmis est n' . On a d'abord la relation entre vitesse et fréquence dans les deux milieux :

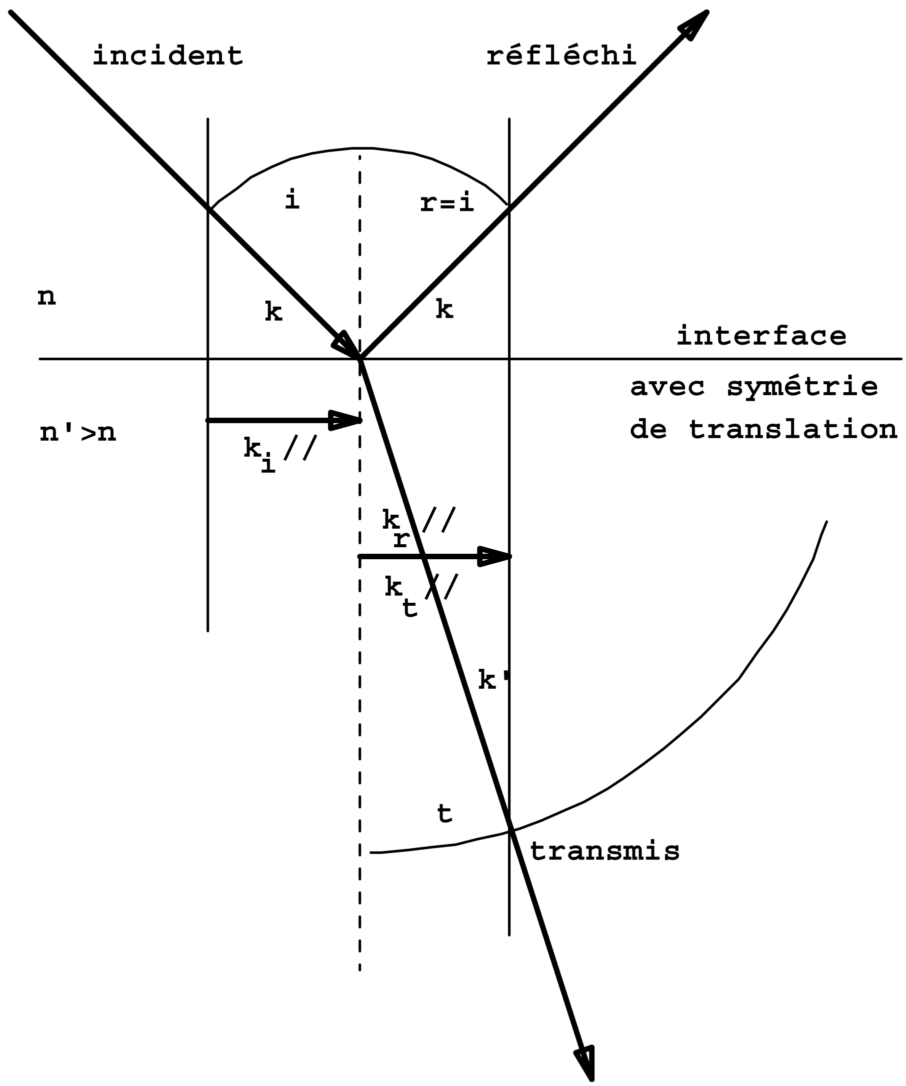
$$\omega = k_i \frac{c}{n} = k_r \frac{c}{n} = k_t \frac{c}{n'}$$

Ensuite , les composantes parallèles au dioptre des trois vecteurs d'onde , incident , réfléchi et transmis doivent être égales (symétrie par translation du dioptre) :

$$k_{i\,//} = k_{r\,//} = k_{t\,//}$$

Ces deux conditions , traduites géométriquement dans la figure ci dessous , déterminent complètement les angles $r = i$ et l'angle t par la relation :

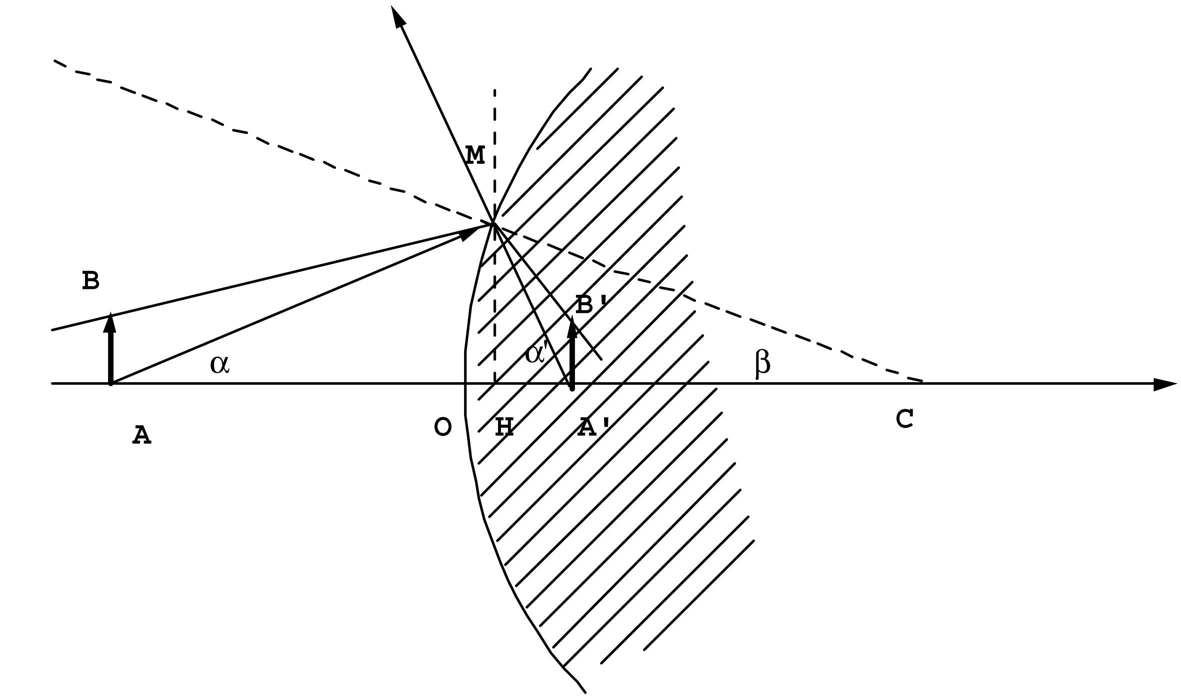
$$\boxed{n \sin(i) = n' \sin(t)}$$



Le raisonnement que l'on vient de faire , basé sur les lois de conservation , ne donne pas toute l'information sur le phénomène de transmission ; en particulier on ne sait pas quelle est la proportion d'énergie qui est allouée au faisceau transmis ou au faisceau réfléchi ; la réponse ne viendra que lorsque l'on apprendra à écrire au chapitre VI les équations d'interface entre deux diélectriques .

Réflection sur un miroir concave

Le problème général que l'on veut traiter est le suivant (voir figure ci dessous) : d'un point « objet » A est issu un faisceau lumineux qui se dirige vers un miroir sphérique de sommet O et de centre C ; il se réfléchit sur le miroir en M , renvoyant un faisceau comme s'il était issu du point « image » A' ; les questions sont : A' est-il unique , ou bien à quelles conditions l'est-il , peut-on relier géométriquement les distances OA et OA' par exemple ?.



<---> <-------------------------------   ------------------>

espace pour objets et images réels   espace pour images virtuelles

On pose : $\alpha = (AO, AM)$ $\alpha' = (A'O, A'M)$ $\beta = (CO, CM)$; ce sont des angles orientés .

Il est aisé de vérifier d'abord que ; $\alpha + \alpha' = 2\beta$; ensuite on se persuade aisément que si α change , le point A' n'est pas constant ; c'est pourquoi on cherche à travailler en « géométrie de Gauss » , c'est à dire avec des faisceaux faiblement inclinés sur l'axe , toujours orienté de O vers le centre C . Dans ces conditions HM est un infiniment petit et H est confondu avec O . Au premier ordre on obtient :

$$\boxed{\frac{1}{\overline{OA'}} + \frac{1}{\overline{OA}} = \frac{2}{\overline{OC}}}$$

L'image d'un objet AB réel est un objet A'B' virtuel ; « l'agrandissement G » dans le cas de la figure ci dessus est donné algébriquement par :

$$G = -\frac{\overline{OA'}}{\overline{OA}}$$

On appelle « foyer image virtuel » un point F' de l'axe tel que l'objet réel qui lui donne naissance est à l'infini ;

$$\overline{OF'} = \frac{\overline{OC}}{2}$$

On appelle « foyer objet virtuel » un point F de l'axe tel que son image réelle soit à l'infini ;

$$\overline{OF} = +\frac{\overline{OC}}{2}$$

F et F' sont confondus . Conformément à la définition du grandissement , celui ci est infini pour un objet placé au foyer du miroir .

Les mêmes formules algébriques sont valables si au lieu d'un miroir concave on travaille avec un miroir convexe

Transmission à travers un dioptre sphérique

Ici encore la seule géométrie simple est celle de Gauss ; de chaque côté du dioptre les indices sont n et n' >n ; les angles i et r sont petits et dans la figure ci dessous le point H est confondu avec le point O ; l'axe du système optique est orienté de O vers C Avec les définitions des angles

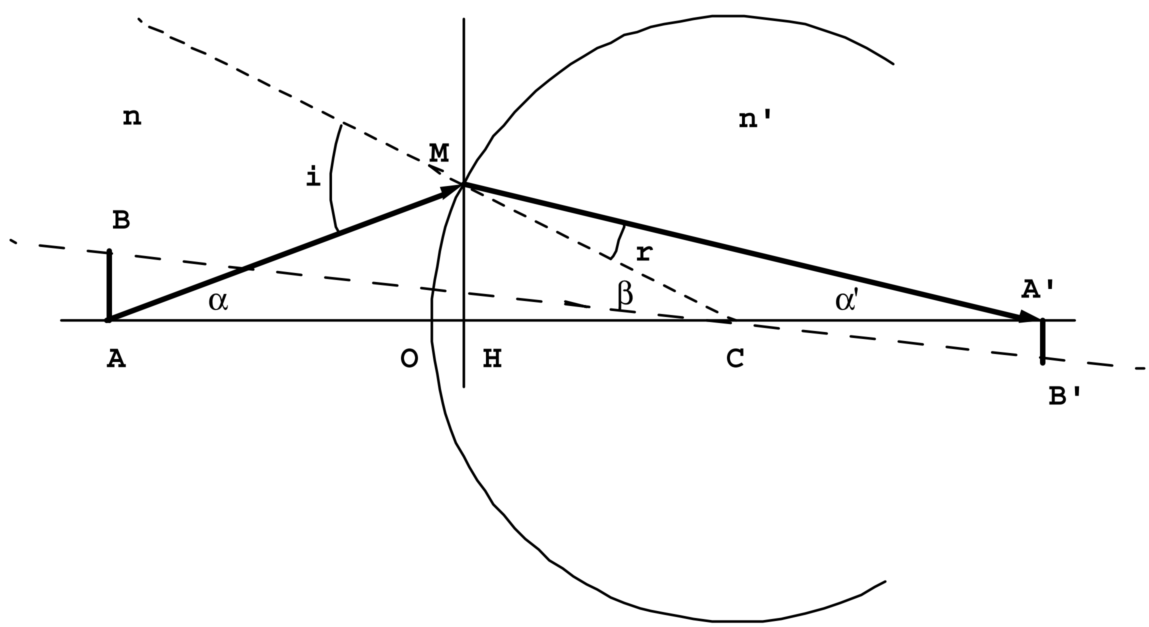
: $\alpha = (AO, AM) \quad \alpha' = (A'O, A'M) \quad \beta = (CO, CM) \quad r = (MC, MA') \quad i = \pi + (MC, MA)$

on a les équations suivantes :

$n \; i = n' \; r$

$r = \alpha' - \beta$

$\alpha - \beta = i + \pi$



d'où il résulte l'équation algébrique qui relie positions de l'objet et de l'image :

$$\boxed{\frac{n'}{\overline{OA'}} - \frac{n}{\overline{OA}} = \frac{n'-n}{\overline{OC}}}$$

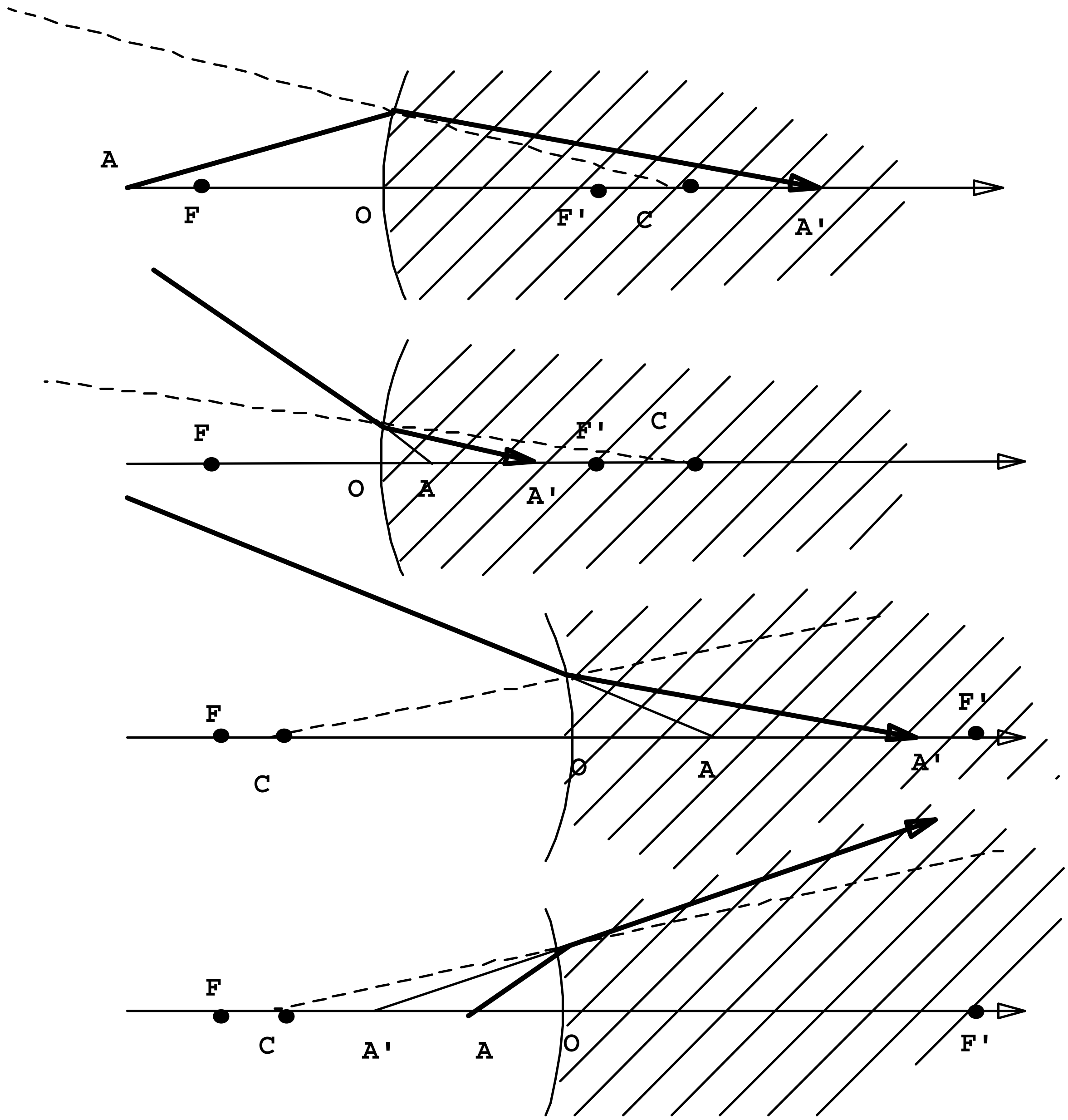
(incidemment , c'est la même formule que dans le cas du miroir si l'on fait n'=-n)
Pour un objet A à l'infini on à une image réelle au foyer image réel F ' tel que :

$$\overline{OF'} = \overline{OC}\frac{n'}{n'-n}$$

Une image à l'infini est obtenue pour un objet au foyer objet F tel que :

$$\overline{OF} = \overline{OC}\frac{-n}{n'-n}$$

On donne dans quatre graphiques ci dessous quelques cas de figure aptes à servir pour traiter ensuite le cas de la lentille mince .

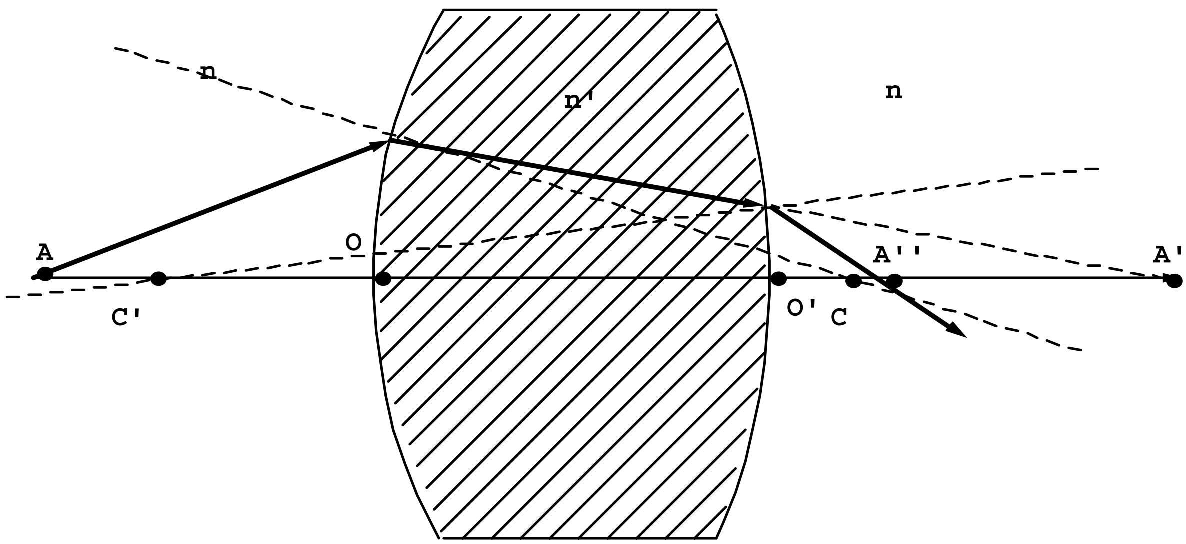


$$n'/OA' - n/OA = (n'-n)/OC$$

Lentille mince

Une lentille est l'assemblée de deux dioptres sphériques organisés comme le montre le dessin ci dessous ; dans ces conditions à un point objet A on peut faire correspondre dans la géométrie de Gauss un point image A'' après le passage des deux dioptres, successivement , moyennant l'image-objet intermédiaire A' . Les formules reliant les positions de A et A’’ avec les rayons de courbure des deux dioptres et avec la distance OO’ existent mais elles sont compliquées .

C’est pourquoi on simplifie souvent le problème en s’interessant aux « lentilles minces » ; dans cette approximation , on considère que les deux sommets O et O’ des dioptres sont confondus , et que les deux les rayons de courbure sont grands ; c’est de ce cas que l’on traite dans la suite .



Dans l’approximation des lentilles minces on aura donc :

$$\frac{n'}{\overline{OA'}} - \frac{n}{\overline{OA}} = \frac{n'-n}{\overline{OC}}$$

et puisque O=O’ :

$$\frac{n}{\overline{OA''}} - \frac{n'}{\overline{OA'}} = \frac{n-n'}{\overline{OC'}}$$

L’équation qui relie A et A’’ est donc :

$$\boxed{\frac{1}{\overline{OA''}} - \frac{1}{\overline{OA}} = \frac{(n-n')}{n}\left(\frac{1}{\overline{OC'}} - \frac{1}{\overline{OC}}\right)}$$

On a ici une équation simple pour calculer les positions de A et A'' ; ces positions sont reliées aux caractéristiques de la lentille mince ; pour une lentille bi-concave : n<n' et OC' <0 est de signe opposé à OC ; pour un point objet à l'infini on définit le foyer image à la distance OF' telle que:

$$\overline{OF'} = \frac{n}{n'-n}\left(-\frac{1}{\overline{OC'}}+\frac{1}{\overline{OC}}\right)^{-1} = f'>0$$

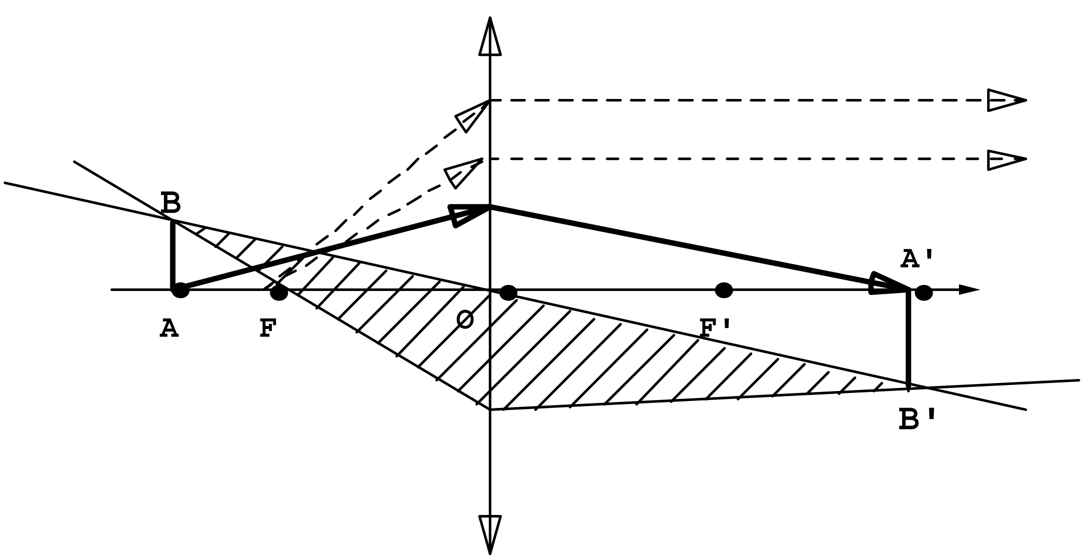
le foyer objet est à la distance $\overline{OF}$=-$\overline{OF'}$ <0

On gardera donc comme équation constitutive de la lentille mince convergente la relation :

$$\boxed{\frac{1}{\overline{OA''}} - \frac{1}{\overline{OA}} = \frac{1}{f'}}$$

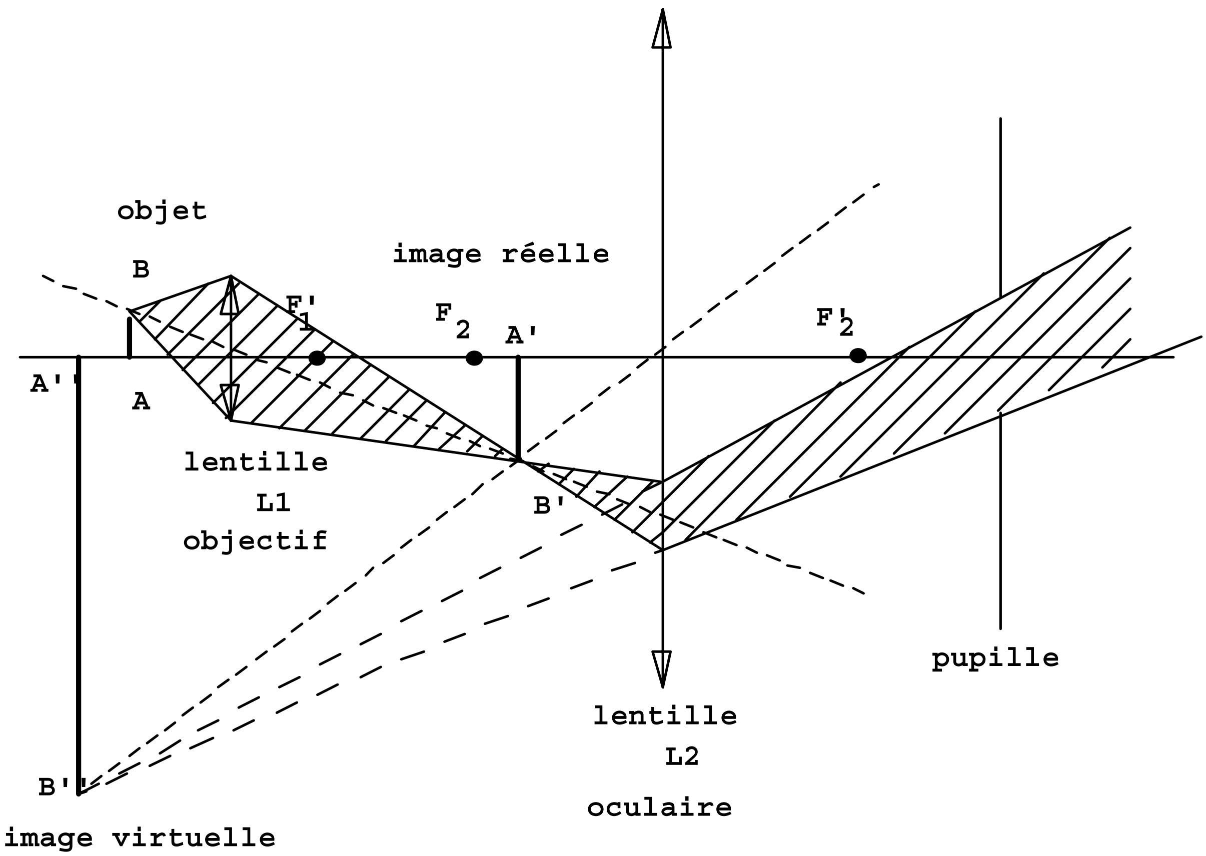
à condition de conserver les signes algébriques de la figure ; la donnée de la distance focale suffit à déterminer les propriétés de la lentille mince ; il n'est nul besoin de spécifier les indices et les rayons de courbures des deux dioptres , à conditions de « travailler » toujouyrs dans le même milieu extérieur (l'air le plus souvent) .
Pour une lentille bi-convexe , il faut changer les signes de f et f'

lentille convergente



grandissement : G= $\frac{OA'}{OA}$

Le micoscope



═Exemple d'application numérique avec des nombres réalistes

distance des deux lentilles OO'= 180 mm
distance focale de l'objectif : 4 mm
distance focale de l'oculaire : 30 mm
pour obtenie une image virtuelle à l'infini il faut : OA=4,109 mm -> OA'= 150 mm
pour obtenir une image à 250 mm il faut : OA= 4,106 mm -> OA'= 153,6 mm
la latitude de mise au point est donc : 0,003 mm
si le grandissement est défini comme le rapport des angles d'observation d'un même objet , à l'oeil à une distance de 250 mm et à l'infini avec le microscope , on calcule ici G = 300