

Optique géométrique

L'optique géométrique est l'étude de la lumière et des images utilisant des principes géométriques. L'optique physique, au contraire, souligne la nature ondulatoire de la lumière, et l'optique quantique (non abordée ici) souligne la nature corpusculaire de la lumière et l'interaction de la lumière et de la matière. L'optique géométrique utilise des rayons linéaires pour représenter les chemins parcourus par la lumière.

Ce chapitre d'introduction aborde les concepts d'optique géométrique servant de base pour une meilleure compréhension des sujets couverts dans les chapitres suivants. Sont inclus 6 exemples cliniques et 24 exercices de fin de section et de fin de chapitre pour renforcer ces concepts. Le chapitre débute en abordant les rayons, la réfraction et la réflexion ; les caractéristiques de l'objet et de l'image ; la propagation de la lumière et l'équation de l'opticien ; la vergence et la vergence réduite ; et les lentilles ophtalmiques. Après un ensemble d'exercices, la discussion se poursuit avec les distances focales et les systèmes afocaux, suivis d'un autre ensemble d'exercices. La section finale aborde les lentilles épaisses, les aberrations optiques, les miroirs, les lentilles sphérocyindriques et les prismes. Les exercices de fin de chapitre sont suivis de deux annexes comportant des détails supplémentaires.

Rayons, réfraction et réflexion

Introduction

Une source lumineuse ponctuelle émet des ondes lumineuses se propageant de ce point dans toutes les directions. Si le milieu dans lequel la lumière se propage est uniforme, les fronts d'ondes se déplacent alors à la même vitesse dans toutes les directions à partir de la source. Ils se propagent ainsi de façon sphérique. L'optique géométrique considère un rayon comme étant une flèche indiquant la direction de propagation de l'énergie, perpendiculaire à une surface de front d'ondes. Un rayon n'est pas un vecteur, puisque sa longueur n'a pas de signification. Si le milieu n'est pas uniforme, la lumière se propage alors à des vitesses variées selon les zones ; les fronts d'ondes résultants deviennent ainsi non sphériques et les rayons ne formeront pas de lignes droites (fig. 1-1). Ce phénomène explique comment, par exemple, les régions au-dessus d'un désert chaud, où l'air a une densité variable, peuvent former un mirage ; pour un observateur assoiffé, l'image d'un lac semble venir d'un autre endroit que sa localisation réelle.

Un faisceau lumineux se propageant dans des milieux uniformes, ayant ainsi des *fronts d'ondes sphériques* et des *rayons rectilignes*, permet d'analyser le devenir des rayons lorsque les ondes rencontrent une *interface* entre deux milieux uniformes : ils peuvent soit se propager dans le nouveau milieu (réfraction), soit revenir dans le premier milieu (réflexion), soit se dissiper en chaleur (absorption).

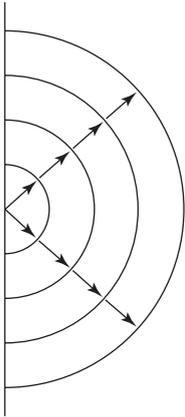


Figure 1-1 Propagation rectiligne de lumière dans un milieu uniforme. Ici, la vitesse de la lumière est constante avec des fronts d'ondes sphériques et des rayons rectilignes. Noter que, dans un milieu non uniforme, la vitesse de la lumière est variable et les rayons ne sont pas rectilignes. (Illustration développée par le Dr Leon Strauss, PhD.)

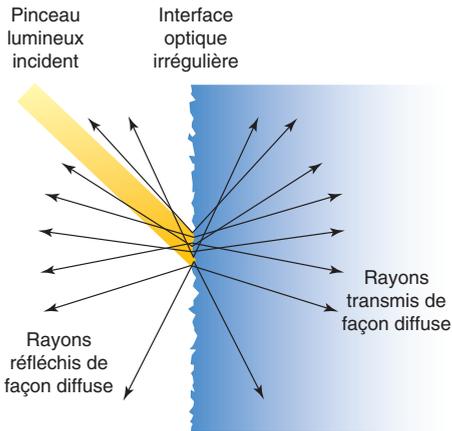


Figure 1-2 La lumière rencontrant une surface irrégulière est réfléctée et/ou transmise de façon diffuse. (Illustration développée par le Dr Kevin M. Miller et rendue par C.H. Wooley.)

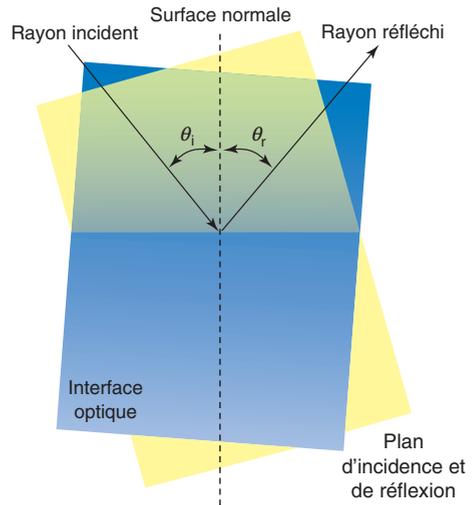


Figure 1-3 La lumière rencontrant une surface polie est réfléctée et/ou réfractée de façon spéculaire. θ_i = angle d'incidence; θ_r = angle de réflexion. (Illustration développée par le Dr Edmond H. Thall MD et le Dr Kevin M. Miller, et rendue par C.H. Wooley.)

La réfraction et la réflexion sont qualifiées de *diffuses* si l'interface est tellement irrégulière que la direction des fronts d'ondes n'est plus identifiable; elles sont qualifiées de *spéculaires* si la direction de propagation des fronts d'ondes reste identifiable (fig. 1-2, 1-3).

L'analyse de la réfraction et de la réflexion des rayons permet d'appréhender la formation des images par les systèmes optiques, de connaître leur localisation et leur taille.

Sources lumineuses ponctuelles, pincesaux et rayons lumineux

Une étoile éloignée peut être considérée comme une source ponctuelle de lumière puisque sa taille apparente est très petite. Si une partie du paquet des rayons de lumière qui émanent d'une source lumineuse ponctuelle est éliminée en plaçant une ouverture sur leur trajet, la lumière qui passe

par l'orifice est appelé un *pinceau de rayons* (fig. 1-4). Les rayons passant juste à l'intérieur des bords de l'ouverture sont appelés les *rayons limites*. Les rayons d'un pinceau lumineux sont *divergents*, *parallèles* ou *convergeants* par rapport à la direction de propagation de la lumière (fig. 1-5). Naturellement, les ondes lumineuses divergent de leur source, mais elles peuvent devenir convergentes si elles sont redirigées, par exemple, en passant par une lentille convexe.

Un faisceau lumineux est composé de nombreux paquets de lumière qui proviennent de différents points d'une source étendue de lumière (fig. 1-6). Une ampoule et le soleil sont des exemples de sources étendues de lumière et les objets visibles autour de nous sont des sources étendues de lumière réfléchie. Un projecteur de diapositives émet un faisceau légèrement divergent de pinceaux lumineux convergents, dont chacun a été mis au point par une lentille pour converger sur les points de l'écran d'une salle, formant une image plus grande sur l'écran que la petite image de la diapositive. (Voir exemple clinique 1-1.)

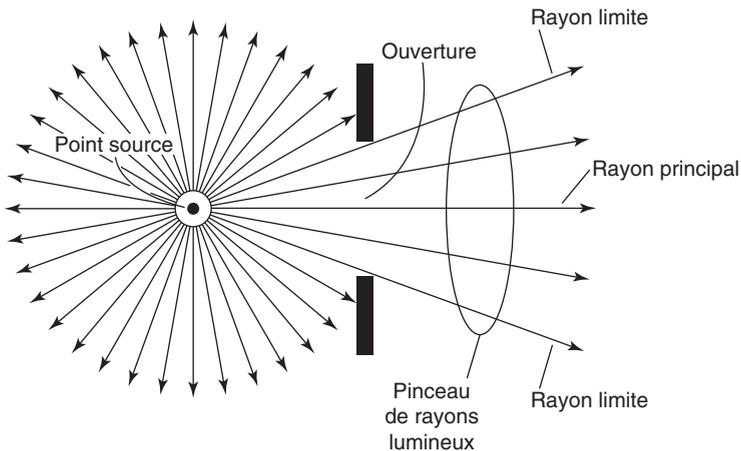


Figure 1-4 Source lumineuse ponctuelle et une ouverture, créant un pinceau de rayons. (Redessiné à partir de la Section 2 du *Basic and Clinical Science Course Section 2 : Optics, Refraction, and Contact Lenses*. San Francisco : American Academy of Ophthalmology ; 1986–1987 : 38. Fig. 1.)

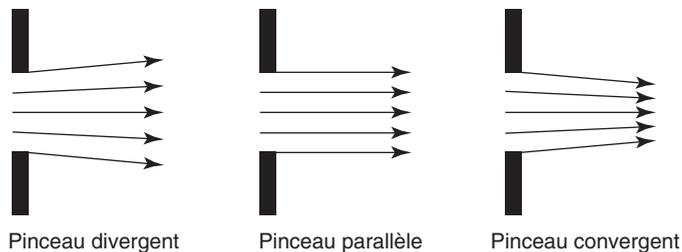


Figure 1-5 Pinceaux lumineux divergents, parallèles et convergents. (Redessiné à partir de la Section 2 du *Basic and Clinical Science Course Section 2 : Optics, Refraction, and Contact Lenses*. San Francisco : American Academy of Ophthalmology ; 1986–1987 : 39. Fig. 2.)

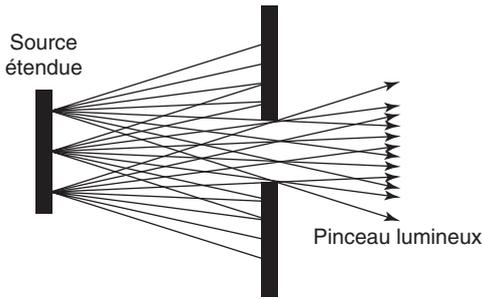


Figure 1-6 Faisceau de lumière, composé de pinceaux émanant de beaucoup de sources lumineuses ponctuelles, limité par une ouverture. (Redessiné à partir de la Section 2 du *Basic and Clinical Science Course Section 2 : Optics, Refraction, and Contact Lenses*. San Francisco : American Academy of Ophthalmology ; 1986–1987 : 39. Fig 3.)

EXEMPLE CLINIQUE 1–1

Le concept de points conjugués est illustré par la skiascopie. Quand l'examineur réalise une skiascopie, il observe la lumière émanant de la rétine du patient et passant par la pupille du patient. La rétine de l'examineur est conjuguée avec la pupille du patient, parce que l'examineur observe la lumière à la pupille du patient (fig. 1-7A). Au point de neutralité dans la réfraction, la rétine du patient est conjuguée avec le judas optique du skiascope (fig. 1-7B). Le réglage de la distance entre l'examineur et le patient (la distance de travail) rend la rétine du patient conjuguée avec l'infini optique (fig. 1-7C). (La skiascopie est couverte en détail dans le chapitre 3, « Réfraction clinique ».)

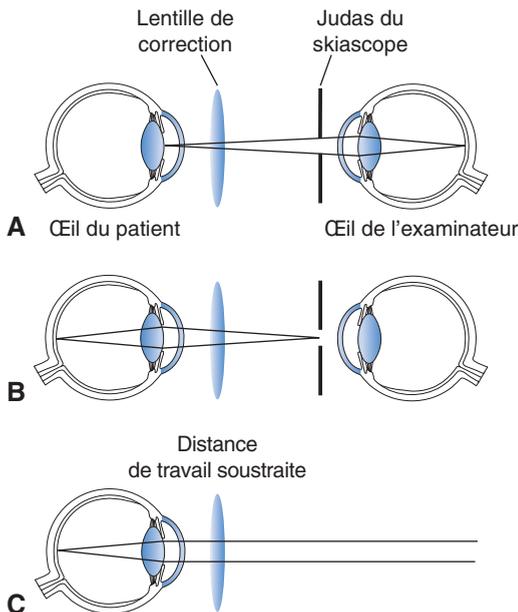


Figure 1-7 A. Dans la skiascopie, l'œil de l'examineur est conjugué avec la pupille du patient. **B.** Au point de neutralité, la rétine du patient est conjuguée avec le judas optique du skiascope. **C.** En soustrayant la distance de travail, la rétine du patient est conjuguée avec l'infini optique. (Illustration développée par le Dr Kevin M. Miller et rendue par C.H. Wooley.)

Un autre exemple de conjugaison est l'ophtalmoscopie directe. Quand l'ophtalmoscope est focalisé pour compenser les erreurs réfractives de l'examineur et du patient, les deux rétines sont conjuguées (fig. 1-8). Une image de la rétine du patient est présente sur la rétine de l'examineur et vice versa. Cependant, le patient « ne voit pas » la rétine de l'examineur, parce que celle-ci n'est pas illuminée par la lumière d'ophtalmoscope et parce que cette lumière est très brillante.

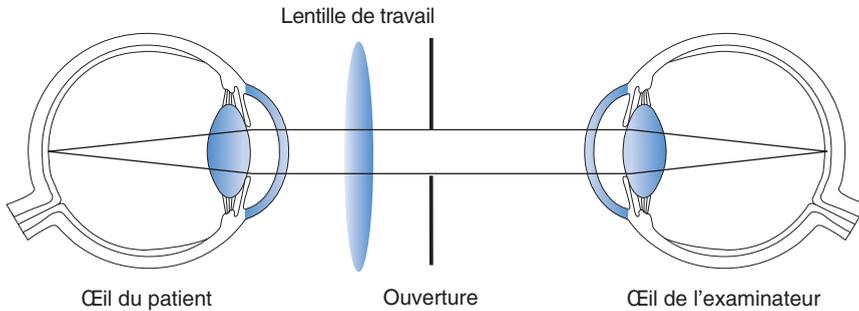


Figure 1-8 Conjugaison dans l'ophtalmoscopie directe. (Illustration développée par le Dr Kevin M. Miller et rendue par C.H. Wooley.)

Caractéristiques des objets

Les objets peuvent être caractérisés par leur localisation par rapport au système de visualisation et par leur luminosité. Si un point objet comme une flamme de bougie produit sa propre lumière, il est qualifié de *lumineux*. S'il ne produit pas sa propre lumière, il peut être visualisé seulement s'il est *réfléchissant* et *illuminé*.

Caractéristiques des images

Les images sont décrites selon des caractéristiques comme le grandissement, la localisation, la qualité et la brillance. Certaines de ces caractéristiques vont être brièvement abordées.

Grandissement

On considère trois types de grandissement dans l'optique géométrique : *transversal*, *angulaire* et *longitudinal*. Le ratio de la hauteur de l'image sur la hauteur de l'objet correspondant est le grandissement transversal (fig. 1-9) :

$$\text{Grandissement transversal} = \frac{\text{hauteur de l'image}}{\text{hauteur de l'objet}}$$

Pour calculer le grandissement transversal, il faut comparer la hauteur d'un objet (c'est-à-dire la distance sur laquelle un objet s'étend au-dessus ou en dessous de l'axe optique) et celle de son image conjuguée (c'est-à-dire la distance sur laquelle son image s'étend au-dessus ou en dessous

8 • Optique clinique

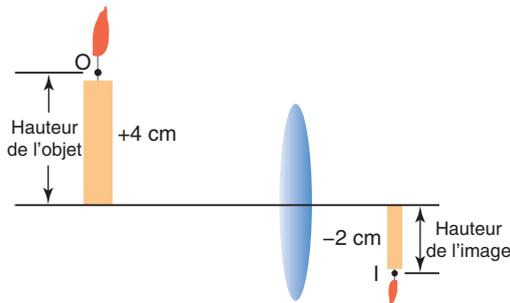


Figure 1-9 La hauteur de l'objet (O) et la hauteur d'image (I) peuvent être mesurées grâce à n'importe quelle paire de points conjugués hors de l'axe. (Illustration développée par le Dr Edmond H. Thall et le Dr Kevin M. Miller, et rendue par C.H. Wooley.)

de l'axe). Les hauteurs de l'objet et de l'image sont mesurées perpendiculairement à l'axe optique et, par convention, sont considérées comme positives quand l'objet ou l'image s'étendent au-dessus de l'axe optique et négatives en dessous de l'axe.

Une image est une reproduction fidèle à l'échelle près de l'objet. Si l'objet ou l'image sont à l'endroit (s'étendant au-dessus de l'axe optique), un signe positif (+) est utilisé; un objet ou une image inversés (s'étendant en dessous de l'axe optique) sont indiqués par un signe négatif (-). Le grandissement transversal représente la taille de l'image par rapport à celle de l'objet. Par exemple, dans la figure 1-9, la hauteur de l'objet est +4 cm et la hauteur de l'image -2 cm; ainsi, le grandissement transversal est $-0,5$, signifiant que l'image est inversée et fait la moitié de la taille de l'objet. Un grandissement de +3 signifie que l'image est à l'endroit et est 3 fois plus grande que l'objet.

Le grandissement transversal peut être confondu avec le grandissement linéaire. Le grandissement linéaire renvoie au grandissement de la zone image en rapport avec celle d'un objet perpendiculaire à l'axe optique. Par exemple, l'image d'un objet de 4×6 cm avec un grandissement de 2 mesurera 8×12 cm. La largeur et la longueur doublent, aboutissant à un quadruplement de la zone image. Il ne faut pas non plus confondre le grandissement transversal avec le grandissement longitudinal, qui est mesuré le long de l'axe optique et est abordé à la fin de cette section. Généralement, le signe multiplication, \times , est utilisé pour indiquer le grandissement. Le grandissement transversal des objectifs de microscope est, par exemple, parfois exprimé selon cette convention.

Le mot *puissance* est parfois utilisé comme synonyme du *grandissement transversal*. C'est regrettable parce que la *puissance* a plusieurs significations et cela peut souvent prêter à confusion. Parmi les autres utilisations du mot « puissance », on retrouve les termes de *puissance réfractive*, *puissance de résolution*, *puissance prismatique* et *puissance d'éclairément*.

La plupart des systèmes optiques ont une paire de *points nodaux* (fig. 1-10). De temps en temps, les points nodaux se chevauchent, apparaissant comme un point unique, mais techniquement ils restent une paire de points nodaux se chevauchant. Les points nodaux sont toujours situés sur l'axe optique et ont une propriété importante. Il existe un rayon unique qui passe par n'importe quel point objet et le point nodal antérieur. Ce rayon émerge du système optique en suivant une ligne reliant le point nodal postérieur au point image conjugué. Ces rayons forment deux angles avec l'axe optique. La propriété essentielle des points nodaux est que ces deux angles sont égaux pour n'importe quel point objet choisi. Grâce à cette caractéristique, les points nodaux sont utiles pour établir une relation entre le grandissement transversal, la distance objet et la distance image. (Voir annexe 1.1, « Revue rapide : angles, trigonométrie et théorème de Pythagore » à la fin du chapitre.)

Indépendamment de la localisation de l'objet, objet et image créent des angles égaux par rapport à leurs points nodaux.

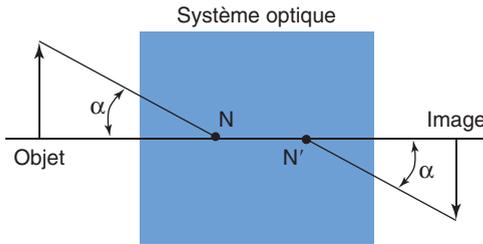


Figure 1-10 Les points nodaux antérieur et postérieur (N et N', respectivement) d'un système optique. L'angle créé par l'objet (α) est égal à l'angle créé par l'image. (Illustration développée par le Dr Kevin M. Miller et rendue par C.H. Wooley.)

Donc :

$$\text{Grandissement transverse} = \frac{\text{hauteur de l'image}}{\text{hauteur de l'objet}} = \frac{\text{distance image}(i)}{\text{distance objet}(o)}$$

Le *grandissement angulaire* est le ratio de la hauteur angulaire créée par un objet vu par l'œil à travers une lentille grossissante sur la hauteur angulaire créée par le même objet vu sans la lentille grossissante. Selon la convention, la distance standard d'observation pour cette comparaison est 25 cm. Pour de petits angles, le grandissement angulaire (M) fourni par une simple loupe (P) est indépendant de la taille réelle de l'objet :

$$M = \frac{1}{4}P \quad \text{ou} \quad M = \frac{P}{4}$$

On reviendra sur les simples loupes plus tard.

Le *grandissement longitudinal*, aussi appelé *grandissement axial*, est mesuré le long de l'axe optique. Le grandissement longitudinal est égal au carré du grandissement transversal, pour de petites distances autour du plan image.

$$\text{Grandissement longitudinal} = (\text{grandissement transversal})^2$$

Par exemple, si un objet qui a une hauteur de 4 cm (perpendiculairement à l'axe optique) et une longueur le long de l'axe optique de 0,5 cm est visualisé avec un grandissement transversal de $2\times$, alors le grandissement longitudinal est $4\times$. Cela produit une image de 8×2 cm ($4 \times 2 = 8$ cm de hauteur perpendiculairement à l'axe optique et $0,5 \times 4 = 2$ cm de longueur le long de l'axe optique). Ce concept sera détaillé dans le chapitre 7.

Localisation de l'image

Une autre caractéristique importante d'une image est sa localisation. Des erreurs réfractives surviennent quand les images formées par le système optique de l'œil sont en avant ou en arrière de la rétine. La localisation de l'image est la distance (mesurée le long de l'axe optique) entre un point de référence associé au système optique et l'image.

Le point de référence dépend de la situation. Il est souvent commode d'utiliser la surface postérieure d'une lentille comme point de référence. Habituellement, la surface postérieure de la lentille n'est pas au même endroit que le point nodal postérieur, mais elle est plus facile à localiser.

La distance image est fréquemment mesurée entre le point principal postérieur et l'image. Les points principaux (abordés plus loin dans le chapitre), comme les points nodaux, sont une paire de points de référence utile sur l'axe optique. Les points nodaux et les points principaux sont souvent les mêmes.

Quel que soit le point de référence utilisé pour mesurer la distance image, la convention de signe est toujours la même :

Selon la convention, quand l'image est à droite du point de référence, la distance image est positive; quand l'image est à gauche du point de référence, la distance est négative.

Profondeur de focalisation

Une expérience simple peut être réalisée avec une lentille en focalisant l'image d'une source lumineuse sur un papier. L'image reste relativement nette tant que le papier n'est avancé ou reculé que de quelques millimètres, mais devient floue en dehors de cette zone qui représente la profondeur de focalisation dont la taille dépend de plusieurs facteurs. (Voir l'exemple clinique 1-2.) Dans le passé, la profondeur de focalisation n'avait de conséquences que dans le traitement de la presbytie. Cependant, c'est aussi un concept important en chirurgie réfractive.

La profondeur de focalisation s'applique à l'image. La *profondeur de champ* est la même idée appliquée aux objets. Si un appareil photo ou un autre système optique sont focalisés sur un objet, des objets voisins seront aussi focalisés. Les objets dans la profondeur de champ seront nets, tandis que les objets à l'extérieur de la profondeur de champ seront flous.

EXEMPLE CLINIQUE 1-2

Des trous sténopéiques sont souvent placés devant l'œil nu pour l'examiner dans les cas où les erreurs de réfraction ne sont pas corrigées. Un trou sténopéique placé devant des verres correcteurs ou des lentilles de contact met en évidence les erreurs réfractives résiduelles. Quelle est la profondeur de focalisation d'un trou sténopéique ?

Quand un objet est éloigné de l'ouverture du trou sténopéique, l'image formée est relativement focalisée et reste ainsi sur une relativement longue distance. Ainsi, le trou sténopéique crée une très grande profondeur de focalisation.

Qualité d'image

Un examen minutieux ne met en évidence que quelques détails d'un objet qui ne sont pas reproduits sur son image. Les images sont des fac-similés imparfaits, et non des duplicatas exacts, à une certaine échelle, de l'objet original.

Considérons un objet situé 50 cm devant un trou sténopéique de 1 mm de diamètre. Un papier est placé 50 cm derrière le trou sténopéique, de sorte que le grandissement soit $-1\times$. Un petit pinceau de rayons venant de chaque point objet traverse l'ouverture du trou sténopéique (fig. 1-11A, B).

Chaque point objet produit une tache de 2 mm de diamètre sur l'image. Ces taches sont appelées les *cercles de confusion*. Ce terme est quelque peu trompeur puisque des points objets hors de l'axe optique produisent techniquement des taches elliptiques sur l'image. De plus, cette analyse ignore les effets diffractifs qui rendent la tache plus grande et plus irrégulière. Considérons malgré tout que chaque point objet est représenté par un cercle de confusion sur l'image. Plus l'image est loin du trou sténopéique, plus le cercle de confusion sur l'image est grand. Plus les cercles de confusion se chevauchent, plus les détails de l'image sont réduits (image floue).

La perte des détails est, dans une certaine mesure, atténuée par l'utilisation d'un trou sténopéique plus petit (fig. 1-11C, D). Un trou sténopéique plus petit donne une image plus terne, mais

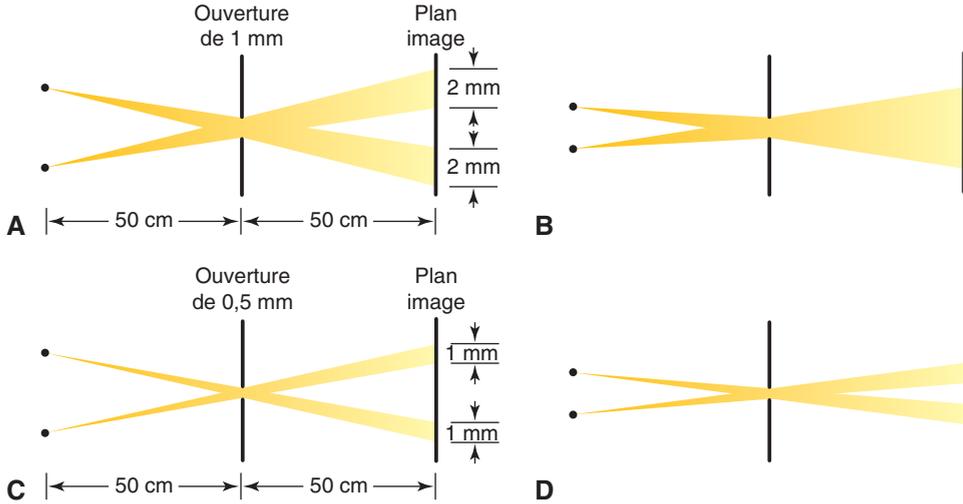


Figure 1-11 **A.** Dans une image à travers un trou sténopéique, un petit pinceau de rayons venant de chaque point objet traverse l'ouverture, produisant une petite tache sur l'image. **B.** Si les points objets sont trop proches les uns des autres, leurs images se chevauchent. **C.** Un trou sténopéique plus petit limite la lumière d'un point objet unique à une plus petite tache dans l'image. **D.** Les points objets peuvent être plus proches l'un de l'autre avant que leurs images ne se chevauchent, ce qui permet d'avoir une image plus détaillée. Cette analyse ne prend pas en compte les effets de diffraction. (Illustrations développées par le Dr Kevin M. Miller et rendues par C.H. Wooley.)

plus détaillée. Cependant, plus le trou sténopéique est petit, plus la diffraction réduit la qualité de l'image.

Bien qu'un cercle de confusion plus petit préserve plus de détails, la seule façon d'éviter la perte du moindre détail est de produire un point image parfait de chaque point objet. Théoriquement, si un point image parfait pouvait être produit pour chaque point objet, l'image serait un duplicata exact de l'objet. Un point image parfait d'un point objet est appelé une *image stigmatique*. *Stigmatique* est tiré du grec *stigma*, qui fait référence à un stylet très pointu.

Une perte des détails se produit également avec les lentilles et les miroirs, parce que la lumière d'un point objet est répartie sur une région de l'image plutôt que sur un point image parfait (fig. 1-12). Généralement, les lentilles focalisent la lumière d'un unique point objet sur une tache de 10 à 100 μ . C'est mieux qu'un trou sténopéique classique, mais la forme de la tache est très irrégulière. Le terme *cercle de confusion* porte particulièrement à confusion quand il est appliqué aux lentilles et aux miroirs. Un terme plus approprié est la *fonction d'étalement du point* (*point spread function* [PSF]), qui décrit la façon dont la lumière issue d'un point objet est répartie sur l'image.

Pour résumer, une image stigmatique est un point image parfait d'un point objet. Cependant, dans la plupart des cas, les images ne sont pas stigmatiques. Au lieu de cela, la lumière issue d'un unique point objet est distribuée sur une petite région de l'image, appelée cercle de confusion ou, plus généralement, PSF. L'image formée par un système optique est la somme spatiale de la PSF de chaque point objet. La quantité de détails sur une image est liée à la taille du cercle de confusion ou PSF pour chaque point objet. Plus la PSF est petite, plus la ressemblance entre l'objet et l'image est grande.

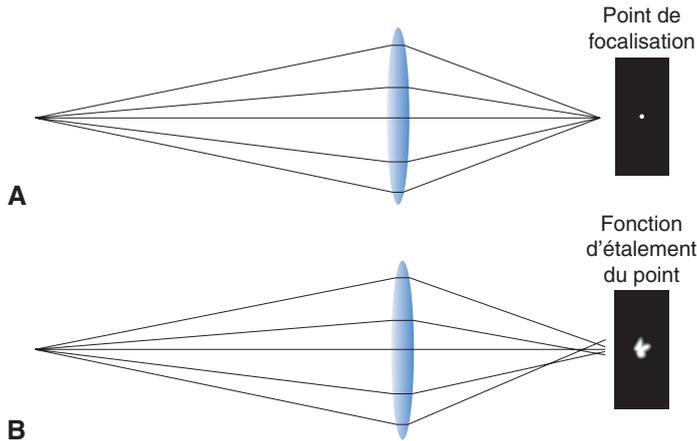


Figure 1-12 **A.** Les manuels présentent souvent des images produites par des lentilles comme des images stigmatiques. **B.** Pourtant, dans la plupart des cas, les images ne sont pas stigmatiques. La fonction d'étalement du point (PSF) montre fidèlement comment un système image reproduit chaque point objet. (Illustration développée par le Dr Kevin M. Miller et rendue par C.H. Wooley.)

Propagation de la lumière

Une étude intensive de la propagation de la lumière commença à la fin du XVI^e siècle. De nombreuses expériences mesurant la déviation de la lumière furent menées, les données furent rassemblées et résumées dans des lois. Ces lois sont décrites dans les paragraphes suivants.

Milieux optiques et indice de réfraction

La lumière se propage dans des milieux variés, comme l'air, le verre, le plastique, les liquides, les cristaux, certains tissus biologiques, le vide de l'espace et même quelques métaux. Un *milieu* est un matériau capable de transmettre la lumière.

La lumière se propage à des vitesses différentes dans les différents milieux. La lumière se propage plus rapidement dans le vide et plus lentement dans n'importe quel matériau. L'indice de réfraction d'un milieu optique est le ratio de la vitesse de la lumière dans le vide sur la vitesse de la lumière dans le milieu et est habituellement noté dans les équations mathématiques par la lettre n minuscule. La vitesse de la lumière dans le vide est de 299 792 458 m/s. Cette vitesse est approximativement égale à 300 millions de mètres par seconde. En 1983, le Système international a défini un mètre comme la distance parcourue par la lumière dans le vide pendant $1/299\,792\,458$ seconde. (Ce concept est abordé de façon plus détaillée dans le chapitre 8.) L'indice de réfraction est toujours supérieur ou égal à 1. Dans les calculs, il est souvent plus facile de travailler directement avec l'indice de réfraction d'un matériau plutôt que directement avec la vitesse de la lumière.

L'indice de réfraction,

$$n = \frac{\text{vitesse de la lumière dans le vide}}{\text{vitesse de la lumière dans le milieu}}$$

est relativement dépendant de la composition chimique d'un matériau. Une petite quantité de sel ou de sucre dissous dans l'eau change son indice de réfraction. L'indice de réfraction étant facile

Tableau 1-1 Indice de réfraction (pris à la raie D de l'hélium) pour quelques matériaux d'intérêt clinique

Matériau	Indice de réfraction
Air	1,000
Eau	1,333
Humeur aqueuse et vitreuse	1,336
Cornée	1,376
Silicone	1,438
Acrylique	1,460
Polyméthylméthacrylate (PMMA)	1,492
Verre crown	1,523

à mesurer de façon précise, les chimistes l'utilisent pour identifier des composants ou déterminer leur pureté. Les fabricants de verre changent l'indice de réfraction du verre en y ajoutant des petites quantités d'éléments rares. Jusqu'à récemment, les laboratoires de biologie mesuraient l'indice de réfraction de l'urine pour rechercher du diabète. Le tableau 1-1 liste les indices de réfraction de divers tissus et de matériaux ayant un intérêt clinique.

L'indice de réfraction varie avec la température et la pression atmosphérique, mais ces variations sont en général suffisamment petites pour être ignorées. Le polymère de silicone est une exception. L'indice de réfraction du silicone polymérisé à température ambiante (20 °C) diffère suffisamment de son indice de réfraction à la température de l'œil (35 °C) pour que les fabricants de lentilles intraoculaires en silicone soient obligés de tenir compte de cette variation.

L'indice de réfraction varie aussi en fonction de la longueur d'ondes. Comme abordé dans le chapitre 8, l'optique physique considère la lumière comme une onde électromagnétique. Le système visuel perçoit les différentes longueurs d'ondes de la lumière comme des couleurs différentes. Les grandes longueurs d'ondes apparaissent rouges, les intermédiaires apparaissent jaunes ou vertes, et les courtes apparaissent bleues. Dans le vide, toutes les longueurs d'ondes se propagent à la même vitesse. Dans les autres milieux, les longueurs d'ondes courtes se propagent habituellement plus lentement que les grandes longueurs d'ondes. Ce phénomène est appelé *dispersion*.

Dans l'œil humain, la dispersion chromatique a pour conséquence l'*aberration chromatique*. Si des longueurs d'ondes jaunes sont focalisées précisément sur la rétine, la lumière bleue sera focalisée en avant de la rétine et la lumière rouge sera focalisée en arrière de la rétine. (Voir l'exemple clinique 1-3.)

EXEMPLE CLINIQUE 1-3

Les objets rouges semblent plus proches que les objets bleus quand ils sont affichés sur un fond noir (fig. 1-13). Cet effet est notable dans les présentations de diapositives qui sont riches en texte rouge et bleu ; il est appelé *chromostéréopsie*. Il survient parce que l'œil humain a environ 0,5D d'aberration chromatique. Même les individus atteints d'un daltonisme rouge-vert peuvent observer cet effet. Pour focaliser l'écrit rouge, l'œil doit accommoder. Pour focaliser l'écrit bleu, l'œil doit relâcher l'accommodation. En conséquence, l'écrit rouge apparaît plus près que l'écrit bleu. L'effort accommodatif exigé pour focaliser les différentes parties d'une image chromatique donne une qualité tridimensionnelle à l'image. ►

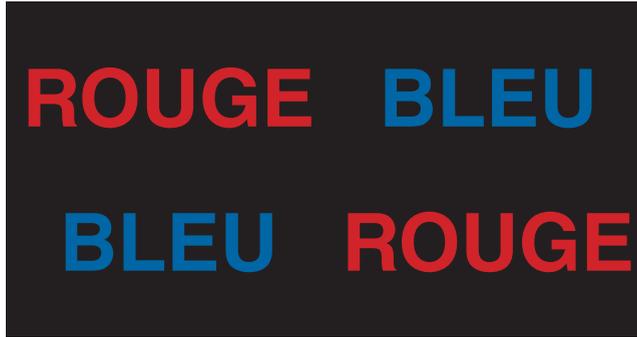


Figure 1-13 Chromostéréopsie démontrée par cette illustration d'écrits rouges et bleus sur un fond noir. L'illustration n'est pas très spectaculaire, à moins qu'elle soit restituée sur un écran d'ordinateur ou projetée sur un écran. (Illustration développée par le Dr Kevin M. Miller et rendue par C.H. Wooley.)

Quelques milieux, comme le quartz, sont optiquement inhomogènes. C'est-à-dire que la vitesse de la lumière dans le matériau dépend de la direction de propagation de la lumière dans le matériau.

Loi de propagation rectiligne

La loi de propagation rectiligne stipule que la lumière se propage, dans un milieu homogène, le long de lignes droites appelées *rayons*. Le rayon lumineux est l'élément le plus fondamental de l'optique géométrique. Notons qu'en optique géométrique, les rayons continuent à se propager en ligne droite après avoir traversé une ouverture. Comme exposé précédemment, un paquet de rayons lumineux se propageant les uns près des autres dans la même direction est appelé un *pinceau de rayons*.

La loi de propagation rectiligne est imprécise dans la mesure où elle ne prend pas en compte l'effet de la diffraction quand la lumière traverse une ouverture (voir chapitre 8). La différence principale entre l'optique physique et l'optique géométrique est que l'optique géométrique ne prend pas en compte la diffraction parce qu'elle est fondée sur la loi de propagation rectiligne. D'un point de vue clinique, les effets de la diffraction sont rarement importants. Cependant, dans des situations pour lesquelles les effets de la diffraction sont optiquement significatifs, l'optique géométrique ne décrit pas complètement l'image.

Interfaces optiques

La frontière entre deux milieux optiques différents est appelée une *interface optique*. Typiquement, quand la lumière rencontre une interface optique, une partie de la lumière est transmise par l'interface, une partie est réfléctée, et une partie est absorbée, ou convertie en chaleur, par l'interface. La quantité de lumière transmise, réfléctée et absorbée dépend de plusieurs facteurs.

Loi de réflexion (réflexion spéculaire)

Dans la réflexion spéculaire, la direction du rayon réfléchi a une relation définie avec la direction du rayon incident. Pour exprimer une relation précise entre des rayons incidents et des rayons réfléchis, il est nécessaire de construire une ligne imaginaire perpendiculaire à l'interface optique au point où le rayon incident arrive sur l'interface. Cette ligne imaginaire est la *surface normale* (fig. 1-14). La surface normale et le rayon incident définissent ensemble un plan fictif appelé le

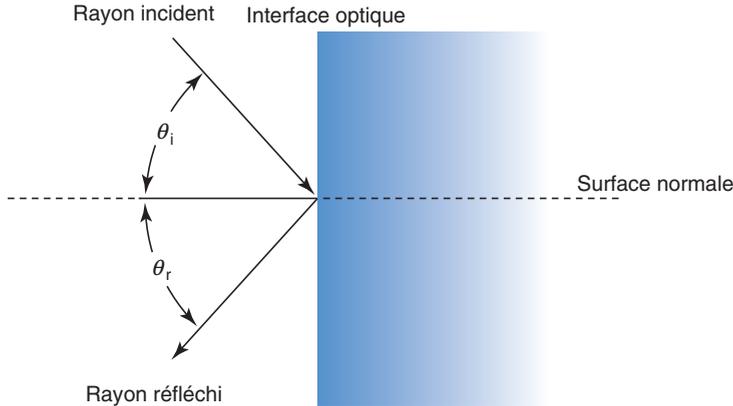


Figure 1-14 Loi de réflexion spéculaire. L'angle de réflexion (θ_r) est égal à l'angle d'incidence (θ_i) et se trouve dans le même plan (dans ce cas le plan du papier) qui contient le rayon incident et la perpendiculaire « normale » à la surface. (Illustration développée par le Dr Edmond H. Thall et le Dr Kevin M. Miller, et rendue par C.H. Wooley.)

plan d'incidence et de réflexion. L'angle formé par le rayon incident et la surface normale est l'angle d'incidence, θ_i . Ce n'est pas l'angle entre le rayon incident et l'interface optique. Le rayon réfléchi et la surface normale forment l'angle de réflexion, θ_r .

La loi de réflexion stipule que le rayon réfléchi se trouve dans le même plan que le rayon incident et la surface normale (c'est-à-dire que le rayon réfléchi est dans le plan d'incidence) et que $\theta_i = \theta_r$.

La quantité de lumière réfléchie par une surface dépend de θ_i et du plan de polarisation de la lumière. L'expression générale pour la réflexion est tirée des équations de Fresnel, qui dépassent la portée de ce texte. La réflexion à incidence normale est simple et dépend seulement des milieux optiques limitant l'interface. Le coefficient de réflexion pour l'incidence normale est

$$R = \left(\frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right)^2$$

Le coefficient de réflexion est utilisé pour calculer la quantité de lumière transmise par une interface optique si les pertes par absorption sont minimales.

Loi de réfraction (transmission spéculaire)

Dans la transmission spéculaire, la direction du rayon transmis a une relation définie avec la direction du rayon incident. De nouveau, une surface normale est construite, et l'angle d'incidence, le plan d'incidence et de transmission sont définis comme ils l'étaient lors de la réflexion (fig. 1-15). L'angle formé par le rayon transmis et la surface normale est l'angle de réfraction, aussi appelé angle de transmission. L'angle de transmission, θ_t , est préféré par quelques auteurs parce que le symbole pour l'angle de réfraction, θ_r , pourrait porter à confusion avec l'angle de réflexion θ_r .

Au contact avec l'interface optique, la lumière subit un brusque changement de vitesse qui, à son tour, produit un brusque changement de direction. La loi de réfraction, aussi appelée loi de Snell en l'honneur de son découvreur, stipule que le rayon réfléchi, ou transmis, se trouve dans le même plan que le rayon incident et que la surface normale et que

$$n_1 \sin \theta_i = n_2 \sin \theta_t$$

où

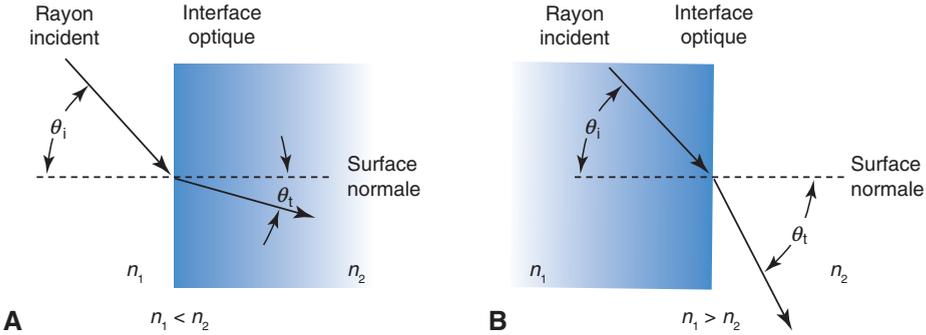


Figure 1-15 La lumière se propageant d'un milieu d'indice bas vers un milieu d'indice plus élevé est déviée vers la surface normale (A), et celle d'un indice élevé vers un indice plus bas est déviée loin de la surface normale (B). (Illustration développée par le Dr Edmond H. Thall et le Dr Kevin M. Miller, et rendue par C.H. Wooley.)

- n_i = indice de réfraction du milieu du rayon incident
- θ_i = angle d'incidence
- n_t = indice de réfraction du milieu du rayon transmis
- θ_t = angle de transmission (ou de réfraction)

Quand la lumière se propage d'un milieu d'indice de réfraction bas vers un milieu d'indice de réfraction plus élevé, elle est déviée vers la surface normale. Au contraire, quand la lumière se propage d'un milieu à indice de réfraction élevé vers un milieu à indice de réfraction plus bas, elle est déviée en s'éloignant de la surface normale (exemple clinique 1-4; voir fig. 1-15).

EXEMPLE CLINIQUE 1-4

Imaginez que vous pêchez à partir d'une jetée et que vous repérez un « gros poisson » devant vous, juste sous la surface de l'eau. Vous n'avez pas de canne à pêche, mais vous avez une lance (fig. 1-16). Comment devriez-vous jeter la lance pour toucher le poisson ?

Grâce à votre connaissance de la loi de Snell, vous savez que le poisson n'est pas où il semble être. Si vous jetez la lance sur le poisson, vous le manquerez certainement. Ce que vous devez faire c'est jeter la lance devant le poisson virtuel, celui que vous voyez, pour toucher le vrai poisson.

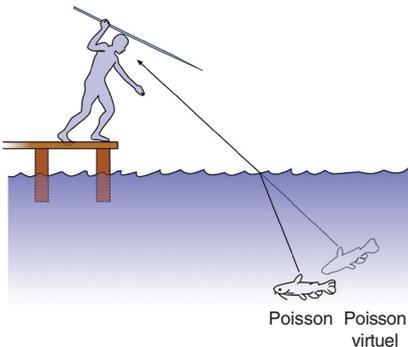


Figure 1-16 Le pêcheur doit jeter la lance devant le poisson virtuel pour toucher le poisson réel. (Illustration développée par le Dr Kevin M. Miller, rendue par Jonathan Clark et modifiée par le Dr Neal H. Atebara.)

Incidence normale

L'incidence normale se produit quand un rayon lumineux est perpendiculaire à l'interface optique. Autrement dit, la surface normale coïncide avec le rayon. Si l'interface est une surface réfringente, le rayon n'est pas dévié. La lumière change de vitesse mais pas de direction quand elle rencontre l'interface. Si la surface est réfléchive, les rayons et les pinceaux de rayons seront réfléchis vers l'arrière à un angle de 90° avec la surface.

Réflexion totale interne

La réflexion totale interne (RTI) se produit pour une propagation de la lumière d'un milieu d'indice élevé vers un milieu d'indice faible et avec un angle d'incidence excédant un certain *angle critique*. Dans ces conditions, le rayon incident ne traverse pas l'interface; toute la lumière est réfléchi en arrière dans le milieu d'indice élevé. La loi de réflexion dicte la direction du rayon réfléchi.

La figure 1-17A montre un rayon lumineux se propageant d'un milieu d'indice élevé (verre crown) vers un milieu d'indice bas (air). Dans cette situation, les rayons sont déviés loin de la surface normale et ainsi l'angle de transmission est supérieur à l'angle d'incidence. Quand l'angle d'incidence augmente, l'angle de transmission augmente davantage. À une certaine incidence, l'angle de transmission est de 90° . À ce point, le rayon frôle l'interface optique et n'est plus transmis (fig. 1-17B).

L'angle critique est l'angle d'incidence qui produit un rayon transmis à 90° de la surface normale. L'angle critique, θ_c , est calculé grâce à la loi de Snell :

$$n_1 \sin \theta_c = n_2 \sin 90^\circ$$

Le sinus de 90° est 1; donc,

$$n_1 \sin \theta_c = n_2$$

En réarrangeant, on obtient :

$$\sin \theta_c = \frac{n_2}{n_1}$$

Ainsi, l'angle de transmission est de 90° quand l'angle d'incidence équivaut à

$$\theta_c = \arcsin \frac{n_2}{n_1}$$

Dans l'exemple actuel, $n_1 = 1,000$ et $n_2 = 1,523$, donc l'angle critique est égal à $41,0^\circ$.

Qu'arrive-t-il quand l'angle d'incidence dépasse l'angle critique? Comme le montre la figure 1-17C, l'angle de transmission augmente quand l'angle d'incidence augmente, mais l'angle de transmission ne peut pas dépasser 90° . Par conséquent, la réfraction ne peut pas se produire. En effet, la loi de Snell n'a aucune solution mathématique valide (avec des nombres réels) quand l'angle critique est dépassé. Au lieu de cela, le rayon incident est réfléchi à 100 %.

La RTI est un phénomène plutôt curieux. Considérons la lumière se propageant d'un verre crown vers l'air. Si l'angle d'incidence est 10° , la lumière se transmet facilement au contact de l'interface. Cependant, si l'angle de réfraction est 45° , l'interface devient une barrière infranchissable! L'interface est transparente à certains rayons et opaque à d'autres. Les physiciens ont été considérablement interpellés par ce phénomène.

La RTI a une grande valeur pratique. Au début du XVII^e siècle, il était difficile de fabriquer un bon miroir. Les meilleures surfaces pouvaient réfléchir spéculairement seulement environ 80 %

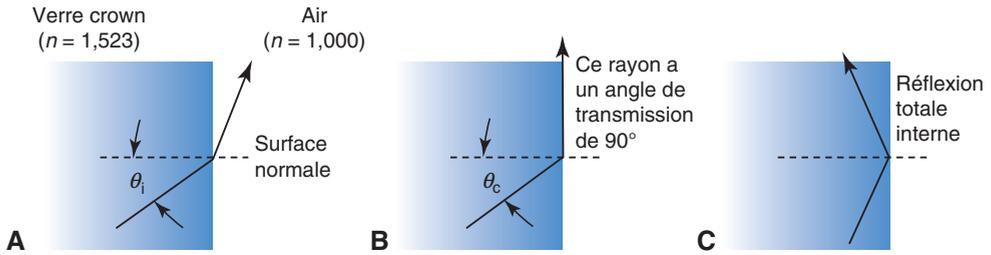


Figure 1-17 **A.** Quand la lumière se propage d'un milieu d'indice élevé vers un milieu d'indice bas, elle est déviée loin de la surface normale. **B.** À l'angle critique, θ_c , la lumière réfractée se propage le long de l'interface optique. **C.** Au-delà de l'angle critique, toute la lumière est réfléchi par l'interface. Dans **A** et **B**, la lumière est aussi réfléchi par l'interface (non montré). (Illustration développée par le Dr Kevin M. Miller et rendue par C.H. Wooley.)

de la lumière incidente et le reste était réfléchi diffusément, ce qui rendait ces surfaces presque inutilisables en tant que dispositifs fabriquant des images. Cependant, la RTI est totale. Quand la RTI se produit, 100 % de la lumière est réfléchi. Dans le passé, la seule façon de fabriquer un miroir pratique était souvent d'utiliser des prismes intérieurement réfléchissants. Aujourd'hui, la RTI est toujours utilisée, par exemple, dans les prismes des jumelles, des lampes à fente et des microscopes opératoires. Cliniquement, la RTI est gênante quand les cliniciens tentent d'examiner l'angle iridocornéen. (Voir l'exemple clinique 1-5.)

EXEMPLE CLINIQUE 1-5

La réflexion totale interne (RTI) rend impossible la visualisation de l'angle iridocornéen de l'œil sans l'utilisation d'un verre de contact. La lumière de l'angle subit une RTI à l'interface air-film lacrymal (techniquement, l'interface air-film lacrymal) (fig. 1-18A). La lumière venant

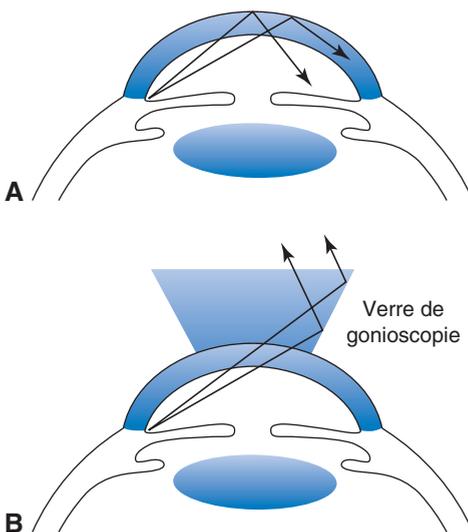


Figure 1-18 **A.** La lumière venant de l'angle iridocornéen subit une réflexion totale interne (RTI) à l'interface air-film lacrymal. **B.** Un verre de contact empêche la RTI et permet la visualisation des structures angulaires. (Illustration développée par le Dr Kevin M. Miller et rendue par C.H. Wooley.)

de l'angle ne peut jamais sortir de l'œil. L'utilisation d'un verre de contact afin d'éliminer l'interface air-cornée (fig. 1-18B) résout le problème. La lumière se propage de la cornée (ou du gel laser) vers un verre de contact à indice plus élevé. Une RTI ne se produit jamais si la lumière se propage d'un milieu d'indice inférieur vers un milieu d'indice plus élevé; donc la lumière passe dans le verre de contact et est réfléchi par le miroir. La RTI ne se produit pas à la surface antérieure du verre de contact parce que l'angle d'incidence est inférieur à l'angle critique.

Supposons que l'indice de réfraction du film lacrymal sur la surface antérieure de la cornée soit 1,333; l'angle critique pour l'interface air-film lacrymal est

$$\theta_c = \arcsin \frac{1}{1,333} = 48,6^\circ$$

Grâce à la trigonométrie, nous pouvons évaluer l'angle auquel les rayons lumineux du trabéculum atteignent l'interface air-film lacrymal. La situation est illustrée dans la figure 1-19 avec des mesures anatomiques moyennes. Nous ne prenons pas en compte l'effet de la surface postérieure de la cornée parce que cette surface est relativement peu puissante et nous ne faisons ici qu'un calcul approximatif. D'après la trigonométrie,

$$\theta_c = \arcsin \frac{5,5}{3,5} = 57,5^\circ$$

De façon intéressante, ce calcul rapide montre que le θ_c est dépassé seulement de quelques degrés. Quand la cornée est ectasique (comme dans certains cas de kératocône), l'angle d'incidence est inférieur à θ_c et les structures angulaires sont visibles sans verre de gonioscopie.

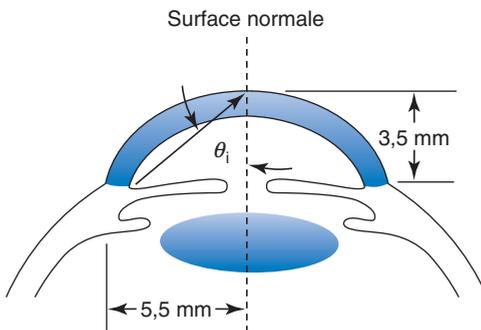


Figure 1-19 Les dimensions anatomiques moyennes du segment antérieur. (Illustration développée par le Dr Kevin M. Miller et rendue par C.H. Wooley.)

Dispersion

À l'exception du vide, qui a toujours un indice de réfraction de 1,000, les indices de réfraction ne sont pas des valeurs fixes. Ils varient en fonction de la longueur d'onde. En général, les indices de réfraction sont plus élevés pour des longueurs d'ondes courtes et plus faibles pour des grandes longueurs d'ondes. Par conséquent, la lumière bleue se propage plus lentement que la lumière rouge dans la plupart des milieux et la loi de Snell prévoit un angle de réfraction supérieur pour la lumière bleue que pour la lumière rouge (fig. 1-20).

Le *nombre d'Abbe*, aussi appelé *nombre V*, est une mesure de la dispersion d'un matériau. Le nombre d'Abbe V (d'après le physicien allemand Ernst Abbe [1840–1905]) est défini comme

$$V = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}$$

où n_D , n_F et n_C sont les indices de réfraction des rayons du spectre D, F et C de Fraunhofer (respectivement 589,2 nm, 486,1 nm et 656,3 nm). Les matériaux à faible dispersion, qui ont peu d'aberration chromatique, ont des valeurs de V élevées. Les matériaux à dispersion élevée ont des valeurs de V basses. Le nombre d'Abbe pour des milieux optiques habituels est typiquement entre 20 et 70.

Réflexion et réfraction sur des surfaces courbes

Pour simplifier, les lois de réflexion et de la réfraction ont été illustrées sur des interfaces optiques plates. Cependant, la plupart des éléments optiques ont des surfaces courbes. Pour pouvoir appliquer les lois de réflexion ou de réfraction aux surfaces courbes, la position de la surface normale doit être déterminée, puisque les angles d'incidence, de réflexion et de réfraction sont définis par rapport à la surface normale. Une fois la position de la surface normale déterminée, les lois de réfraction et de réflexion définissent la relation entre les angles d'incidence, de réfraction et de réflexion.

Bien qu'il existe une méthode mathématique pour déterminer la position de la surface normale dans n'importe quelle situation, les détails de cette méthode dépassent les objectifs de ce texte. Cependant, pour certaines formes géométriques, la position de la surface normale est facile à déterminer. Ainsi, la surface normale d'une surface sphérique croise toujours le centre de la sphère. Par exemple, la figure 1-21 montre un rayon incident sur une surface sphérique. Le rayon

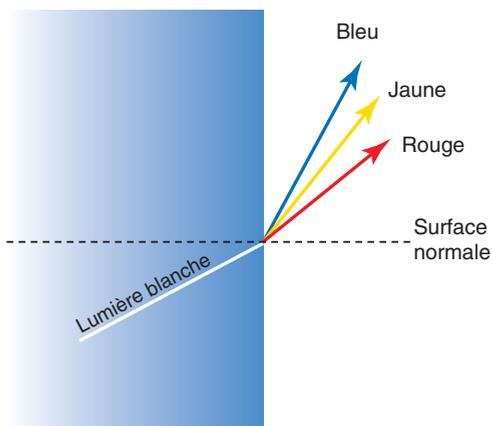


Figure 1-20 Dispersion chromatique. (Illustration développée par le Dr Kevin M. Miller et rendue par C.H. Wooley.)

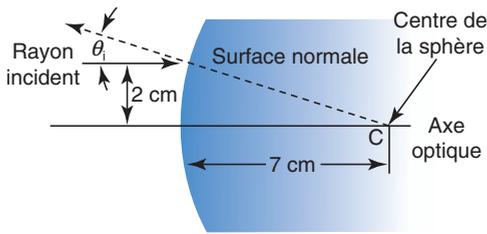


Figure 1-21 Un rayon parallèle à l'axe optique situé 2 cm au-dessus est incident sur une surface sphérique. La surface normale est déterminée en reliant le point où le rayon atteint la surface au centre de la sphère (point C). L'angle d'incidence est déterminé grâce au principe géométrique des triangles semblables et à la trigonométrie ($\arctan 2/7 = 16,6^\circ$). (Illustration développée par le Dr Edmond H. Thall et le Dr Kevin M. Miller, et rendue par C.H. Wooley.)

incident est parallèle à l'axe optique, 2 cm au-dessus. La surface normale est déterminée en prolongeant la ligne qui relie le centre de la sphère au point où le rayon incident rencontre la surface sphérique. L'angle d'incidence et son sinus sont déterminés simplement grâce à la trigonométrie.

Le principe de Fermat

Le mathématicien Pierre de Fermat a établi que la lumière se propage d'un point à un autre le long du chemin le plus rapide. Le principe de Fermat peut expliquer mathématiquement la loi de Snell de la réfraction et la loi de la réflexion. Ce principe est récapitulé ci-dessous et mieux détaillé dans l'annexe 1.2 à la fin de ce chapitre.

Supposons la loi de réfraction inconnue et considérons de la lumière se propageant d'un point source dans l'air, à travers une interface optique, vers un point dans le verre (fig. 1-22). En ignorant la loi de Snell, nous pourrions considérer divers chemins hypothétiques que la lumière pourrait suivre pour aller d'un point A vers un point B. Le chemin 3 est une ligne droite allant de A à B et représente la distance totale la plus courte entre les deux points. Cependant, une grande partie du chemin 3 est située à l'intérieur du verre, où la lumière se propage plus lentement. Le chemin 3 n'est donc pas le chemin le plus rapide. Le chemin 1 est le chemin le plus long de A à B, mais parcourt la distance la plus courte dans le verre. Néanmoins, la longueur extrême globale en fait un chemin assez lent. Le chemin 2 est le meilleur compromis entre la longueur totale de chemin et la partie du chemin située dans le verre; c'est celui-ci que suivra la lumière en réalité.

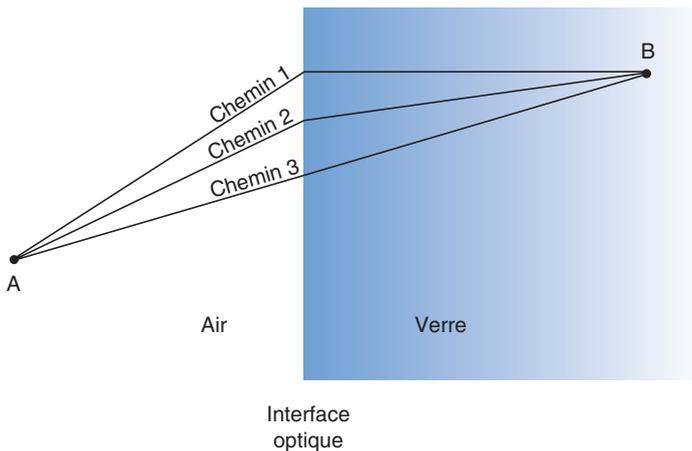


Figure 1-22 La lumière se propageant du point A vers le point B ne suit que le chemin 2 parce qu'il est le plus rapide. La lumière ne se propage ni le long du chemin 1 ni le long du chemin 3. (Illustration développée par le Dr Edmond H. Thall et le Dr Kevin M. Miller, et rendue par C.H. Wooley.)

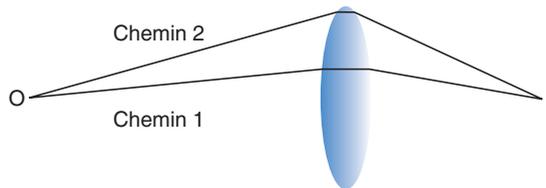


Figure 1-23 La lumière se propage en suivant la distance la plus courte entre l'objet (O) et l'image (I) en traversant une partie épaisse de la lentille. La lumière se propageant le long du chemin 2, plus long, passe à travers moins de verre. Si la lentille est correctement conçue, la distance plus grande dans l'air est parfaitement compensée par la distance plus courte dans le verre, et les temps de propagation entre l'objet et l'image sont identiques pour les deux chemins. (Illustration développée par le Dr Edmond H. Thall et le Dr Kevin M. Miller, et rendue par C.H. Wooley.)

En utilisant des notions mathématiques qui dépassent les objectifs de ce texte, on peut montrer que le chemin optimal est celui prévu par la loi de Snell. Ainsi, la loi de Snell est une conséquence du principe de Fermat.

La figure 1-23 montre de la lumière se propageant d'un point objet vers un point image le long de deux chemins différents. Selon le principe de Fermat, le temps de propagation entre l'objet et l'image (autrement dit, la longueur de chemin optique, ou *optic path length* [OPL]) doit être exactement la même pour les deux chemins, sans quoi les chemins ne se croiseront pas au point image.

Le sténopé

Le sténopé est le tout premier (env. 400 av. J.-C) dispositif optique connu permettant d'obtenir un appareil photo. La création de votre propre sténopé est un exercice facile et digne d'intérêt. Il est possible de fabriquer un écran de visualisation en collant un morceau de papier sulfurisé sur un simple cadre venant d'un support de poster ou de l'arrière d'un bloc de papier. Une autre méthode consiste à percer un trou de petit diamètre près du milieu d'un matériau plutôt grand et opaque comme une grande fiche.

Une bougie allumée dans une pièce sombre et placée environ 30 cm devant un orifice de petit diamètre donnera sur un écran situé à environ 30 cm derrière le trou une image inversée de la flamme.

Il se forme une image n'importe où derrière l'orifice de petit diamètre; donc un sténopé n'exige aucune focalisation. Cependant, l'image est souvent trop faible pour être observée. Si on augmente la taille du trou, l'image s'éclaircit mais se trouble.

Si le trou de petit diamètre est remplacé par une lentille convexe sphérique de +8,00 D, l'image est beaucoup plus claire, mais apparaît seulement à un endroit derrière la lentille. En fait, vous devrez probablement ajuster la distance entre la lentille et l'écran pour obtenir une image claire. Les lentilles pallient l'inconvénient principal du sténopé – les images de faible luminosité –, mais perdent son principal avantage – aucun besoin de focalisation. Avec les lentilles, la localisation de l'image est cruciale.

Localisation de l'image : l'équation de l'opticien

Si la distance entre la bougie et la lentille est augmentée à environ 1 m, il faudra rapprocher l'écran de la lentille pour voir une image plus lumineuse et plus petite. Si la distance diminue, l'image s'éloigne de la lentille.

La situation est schématisée dans la figure 1-24. L'axe optique est une ligne imaginaire mais bien définie déterminée par la symétrie de rotation de la lentille. Les sommets V et V' sont les intersections de cet axe avec les surfaces de la lentille. Plus important, les points principaux P et P' sont des points de référence majeurs utilisés pour définir plusieurs autres variables. Le point P est le point objet principal et P' le point image principal. La distance objet, o , est mesurée de P à l'objet, et la distance image, i , est mesurée de P' à l'image (fig. 1-25). Noter que les points principaux ne sont pas les sommets et ne doivent pas forcément être situés « à l'intérieur » de la lentille.

La localisation de l'image peut être calculée en utilisant l'équation de l'opticien (discutée ci-dessous) :

$$\frac{1}{o} + P = \frac{1}{i'}$$

Selon la convention, la lumière se propage de gauche à droite, ce qui est la direction positive. Supposons qu'un objet soit à 0,50 m en avant d'une lentille +6,00 D. La distance objet étant mesurée de P à l'objet, la direction va de droite à gauche, et est donc négative. Selon l'équation de l'opticien,

$$\frac{1}{-0,50 \text{ m}} + (+6,00 \text{ D}) = \frac{1}{i'}$$

L'unité dioptrie est l'inverse du mètre, donc $\frac{1}{-0,50 \text{ m}} = -2,00$ dioptries

$$(-2,00) + (+6,00 \text{ D}) = \frac{1}{i'}$$

$$+4,00 \text{ D} = \frac{1}{i'}$$

$$i' = \frac{1}{+4,00 \text{ D}}$$

De nouveau, parce qu'une dioptrie est l'inverse d'un mètre, $\frac{1}{+4,00 \text{ D}} = 0,25$ mètre
 $i' = 0,25 \text{ m}$

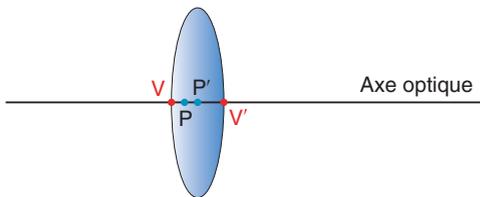


Figure 1-24 L'axe optique est une ligne imaginaire définie par la symétrie de la lentille. Les sommets V et V' sont les points d'intersection de l'axe avec les surfaces de la lentille. En général, les points principaux P et P' ne coïncident pas avec les sommets.

(Illustration développée par le Dr Edmond H. Thall.)

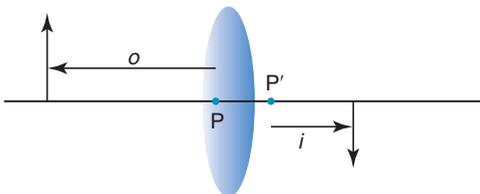


Figure 1-25 Définition des variables de l'équation de l'opticien. La distance objet, o , est mesurée le long de l'axe de P à l'objet, et la distance image, i , est mesurée le long de l'axe de P' à l'image. La direction positive est de gauche à droite. (Illustration développée par le Dr Edmond H. Thall.)

Équation de l'opticien

L'équation de l'opticien (*lensmaker's equation* [LME]) est :

$$\frac{n}{o} + P = \frac{n'}{i} \quad \text{ou} \quad U + P = V$$

où le ratio n/o est la *vergence objet réduite* (U) et le ratio n'/i est la *vergence image réduite* (V). Les concepts de *vergence* et de *vergence réduite* sont abordés plus précisément dans la section « Lentilles ophtalmiques ».

La LME est une des équations les plus importantes de l'ophtalmologie. Malheureusement, c'est aussi une des équations les plus improprement utilisées en ophtalmologie.

Fondamentalement, la LME exprime deux aspects. Premièrement, l'emplacement de l'image dépend de l'emplacement de l'objet. Considérons un exemple spécifique d'une tige de verre ayant un indice de réfraction de 1,5 et un rayon de courbure de 0,1 m, et d'un objet dans l'air avec $n = 1,0$, La LME devient

$$\frac{1}{o} + \frac{1,5 - 1,0}{0,1} = \frac{1,5}{i}$$

ou

$$\frac{1}{o} + 5 \text{ m}^{-1} = \frac{1,5}{i}$$

Notez les unités en inverse de mètre. Si l'objet est 1 m en avant de la lentille, les distances objet sont négatives, donc :

$$\frac{1}{-1 \text{ m}} + 5 \text{ m}^{-1} = 4 \text{ m}^{-1} \frac{1,5}{i}$$

$$i = \frac{1,5}{4 \text{ m}^{-1}} = 0,375 \text{ m}$$

Ainsi, l'image est 37,5 cm derrière la surface réfringente.

Deuxièmement, la LME établit une relation entre la forme de la surface réfringente et sa fonction optique. Le rayon de la surface sphérique réfringente influe sur les caractéristiques de l'image. La *puissance réfringente* (ou tout simplement la *puissance*) d'une surface réfringente sphérique est

$$P = \frac{n' - n}{r}$$

Pour comprendre la signification de la puissance, considérons deux surfaces sphériques réfringentes, les deux constituées de tiges de verre ($n = 1,5$), l'une d'un rayon de 10 cm, comme dans l'exemple précédent, et l'autre d'un rayon de 20 cm. Où est située l'image d'un objet situé 1 m devant chaque surface ? Comme démontré dans l'exemple précédent, la première surface a une puissance de 5,0 D et crée une image à 37,5 cm derrière la surface. La deuxième surface a une puissance de 2,5 D et crée une image 1 m derrière la surface réfringente. Il est à noter que la deuxième surface a une puissance divisée par deux, mais que l'image est plus de deux fois plus loin derrière la surface réfringente.

La puissance réfringente, à proprement parler, s'applique aux surfaces sphériques, mais la corneée n'est pas sphérique. En général, chaque point d'une surface asphérique est associé à un grand nombre de rayons de courbures. Il n'existe pas un rayon de courbure unique. Une sphère est un cas

très particulier : un rayon de courbure unique caractérise entièrement la sphère. Un rayon unique ne peut caractériser aucune autre forme et la puissance réfringente ne devrait pas être appliquée à une surface non sphérique.

De plus, la puissance est un concept paraxial; ainsi, elle s'applique seulement à une petite zone proche de l'axe optique. La puissance n'est pas applicable aux régions non paraxiales de la cornée. Dans la région paraxiale, l'image est stigmatique (c'est-à-dire que les rayons paraxiaux se focalisent en un même point). Même pour les surfaces sphériques, les rayons hors de la région paraxiale ne se focalisent pas en un même point unique. C'est-à-dire qu'en dehors de la région paraxiale, les rayons ne se focalisent pas sur le point prévu par la LME.

Pour des informations complémentaires concernant l'optique de premier ordre et l'équation de l'opticien, voir l'annexe 1.2 à la fin du chapitre.

Lentilles ophtalmiques

Dans cette section, sont appliqués les principes de base d'optique du premier ordre pour montrer comment les lentilles simples et les systèmes optiques complexes sont modélisés. Il est aussi montré comment résoudre les problèmes de formation d'image.

Vergence

Commençons par appréhender le concept de vergence. Les rayons lumineux émanant d'un point objet unique se propagent dans plusieurs directions et sont qualifiés de *divergents*. Les rayons lumineux se propageant vers un point image, après un passage par une lentille optique, se rassemblent et sont qualifiés de *convergentes*. Si les rayons divergent, la vergence est négative; si les rayons convergent, la vergence est positive. Considérons une lentille située près d'un point objet (fig. 1-26A). La lentille capte une grande fraction de la lumière venant du point objet. Quand la lentille est éloignée du point objet, elle capte une plus petite partie de la lumière émise par le point objet. Les rayons qui atteignent la lentille sont moins divergents qu'ils ne l'étaient quand la lentille

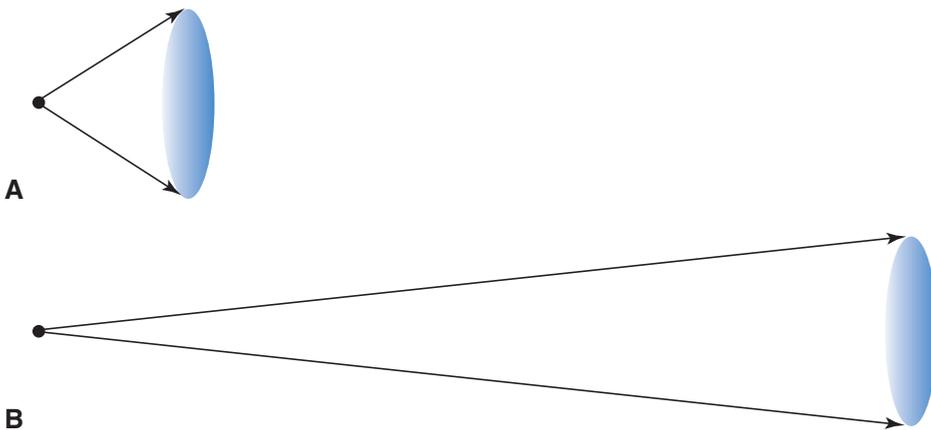


Figure 1-26 **A.** Près d'un point objet, la lumière est fortement divergente, donc une lentille située près du point objet capte une grande partie de la lumière émise par le point. **B.** Plus loin d'un point objet, la lumière est beaucoup moins divergente; donc une lentille capte une partie beaucoup plus petite de la lumière émise par le point objet. (Illustration développée par le Dr Kevin M. Miller et rendue par C.H. Woolley.)

était plus proche de l'objet (fig. 1-26B). Plus la lentille est proche du point objet, plus la lumière captée est divergente; plus la lentille est loin du point objet, moins la lumière est divergente. De même, si l'on est plus près d'un point image, la lumière est plus convergente; si l'on est plus loin du point image, la lumière est moins convergente.

La vergence est inversement proportionnelle à la distance avec les points objet ou image. La vergence est l'inverse de la distance. Les distances les plus souvent utilisées en ophtalmologie sont 4 m, 2 m, 1 m, 0,5 m, 0,33 m, 0,25 m et 0,2 m. Par commodité, on appelle *dioptrie* (D) l'inverse du mètre (m^{-1}). Les inverses de ces distances sont, respectivement, $0,25 m^{-1}$ (ou 0,25 D), $0,5 m^{-1}$ (ou 0,5 D), $1 m^{-1}$ (ou 1 D), $2 m^{-1}$ (ou 2 D), $3 m^{-1}$ (ou 3 D), $4 m^{-1}$ (ou 4 D) et $5 m^{-1}$ (ou 5 D).

Comme la lumière se propage d'un point objet vers un point image, sa vergence change constamment. Pour calculer la vergence de la lumière en n'importe quel point, il faut connaître l'emplacement du point image ou objet. Au contraire, si on connaît la vergence en un point choisi, la position du point objet ou du point image peut être déterminée.

Vergence réduite

La vergence réduite est la vergence multipliée par l'indice de réfraction du milieu. Ce terme prête à confusion parce que la vergence réduite est numériquement plus grande que la vergence. Par exemple, 1 m devant un point image, la lumière qui se propage dans le verre ($n = 1,5$) a une vergence de +1,0 D, mais une vergence réduite de +1,5 D. Cependant, prêtant à confusion ou pas, le terme *vergence réduite* est déjà trop utilisé pour être changé.

La LME peut être interprétée en termes de vergence réduite. La lumière provenant d'un point objet diverge, mais le degré de divergence diminue quand la lumière s'éloigne du point objet. À un moment, la lumière rencontre une surface réfringente et, lorsqu'elle atteint cette surface, elle a une vergence réduite de n/o . La surface réfringente change soudainement la vergence de la lumière d'un montant égal à sa puissance. Quand la lumière quitte la surface réfringente, elle a une vergence réduite de $(n/o) + P$, mais parce que la lumière converge en un point image, cela doit être égal à n'/i .

Les calculs utilisant la LME ne sont pas pratiques parce qu'ils utilisent des distances inversées. La vergence est une façon de simplifier ces calculs. En utilisant la vergence réduite, la LME,

$$\frac{n}{o} + P = \frac{n'}{i}$$

peut s'écrire très simplement :

$$U + P = V$$

où U est la *vergence réduite objet* et V est la *vergence réduite image*.

Considérons un objet dans l'air 50 cm devant une surface réfringente de +5 D avec $n = 1,5$. Où est située l'image? La lumière divergeant de l'objet a une vergence négative. Quand la lumière atteint la lentille, elle a une vergence réduite de -2 D. La lentille ajoute +5 D, pour une vergence finale à la lentille de +3 D. Le signe plus indique que la lumière converge quand elle quitte la lentille. En divisant la vergence réduite par l'indice du verre, on obtient une vergence de +2 D; donc l'image est située 50 cm derrière la surface réfringente.

L'erreur la plus commune quand on travaille avec des calculs de vergence est de ne pas prendre en compte le signe négatif pour la lumière divergente. Une façon d'éviter cette erreur est de travailler d'abord avec les signes, plutôt qu'avec les nombres. Par exemple, pour résoudre le problème précédent, beaucoup de personnes commenceraient en convertissant les distances en dioptries - c'est-à-dire, pour l'objet à 50 cm de la lentille, déduire la vergence de 2 D. Après avoir exécuté cette conversion, il est facile d'oublier le signe négatif. Il est préférable de commencer par traiter le signe.

Dans ce problème, noter d'abord le signe négatif puisque la lumière diverge de l'objet et a donc une valeur négative, puis convertir ensuite la distance en vergence (-2 D). Il faut toujours écrire le signe devant la vergence, même quand le signe est positif, comme dans l'exemple précédent ($+5\text{ D}$ et $+3\text{ D}$). Si vous rencontrez des difficultés avec un calcul de vergence, vérifiez les signes d'abord. Le problème le plus probable est l'oubli d'un signe négatif. (Voir l'exemple clinique 1-6.)

EXEMPLE CLINIQUE 1-6

Imaginez que vous ayez des difficultés à mettre en évidence les limites d'une membrane néovasculaire sous-rétinienne sur une angiographie à la fluorescéine. Vous retirez la lentille de 20 D de l'ophtalmoscope indirect et vous l'utilisez comme une simple loupe. Si vous tenez la lentille à $2,5\text{ cm}$ devant l'angiographie, où est l'image ?

La lumière de l'angiographie entre dans la lentille de $+20\text{ D}$ avec une vergence réduite de

$$U = -\frac{1}{0,025\text{ m}} = -40\text{ D}$$

Elle quitte la lentille avec une vergence réduite de

$$-40\text{ D} + 20\text{ D} = -20\text{ D}$$

Quand elle quitte la lentille, la lumière est divergente; ainsi, l'image virtuelle que vous voyez est du même côté de la lentille que l'angiographie. Elle est localisée à $(1/20\text{ D}) = 0,05\text{ m} = 5\text{ cm}$ en avant de la lentille. Parce que l'image est deux fois plus loin de la lentille que n'est l'objet, le grandissement transversal est $2\times$.

Approximation de la lentille mince

La LME concerne une surface réfringente unique, mais les lentilles ont deux surfaces. Selon la LME, quand la lumière d'un objet atteint la surface antérieure d'une lentille, sa vergence (réduite) varie d'une quantité égale à la puissance de la surface antérieure, P_f . La vergence continue à varier avec la propagation de la lumière de la surface antérieure à la surface postérieure; c'est connu sous le nom de *variation de vergence sur le transfert*, P_t . La surface postérieure de la lentille change la vergence d'une quantité égale à la puissance de la surface postérieure, P_b . Ainsi,

$$\frac{n}{o} + P_f + P_t + P_b = \frac{n'}{i}$$

Les puissances des surfaces antérieure et postérieure de la lentille sont facilement calculées, mais la variation de vergence sur le transfert est difficile à calculer. Cependant, la variation de vergence sur le transfert étant minime dans une lentille mince, elle est négligée dans l'approximation de la lentille mince. La puissance totale de la lentille est la somme des puissances des surfaces antérieure et postérieure. Ainsi,

$$\frac{n}{o} + P = \frac{n'}{i}$$

C'est l'équation de la lentille mince (*thin-lens equation* [TLE]). Bien que la TLE et la LME semblent être les mêmes, il existe une différence importante. Dans la LME, P est la puissance d'une surface unique; dans la TLE, P est la puissance combinée des surfaces antérieure et postérieure.

Par exemple, si une lentille mince de +5 D est positionnée entre de l'eau ($n = 1,33$) en avant et de l'air en arrière, où est l'image d'un objet situé à 33 cm en avant de la lentille? La lumière venant de l'objet atteint la lentille avec une vergence réduite de $(-1,33/0,33 \text{ m}) = -4 \text{ D}$. La lentille change la vergence de +5 D, donc la lumière quitte la lentille avec une vergence de +1 D, formant une image située à 1 m derrière la lentille.

Le grandissement transversal est le ratio de vergence réduite objet sur la vergence réduite image. Dans l'exemple précédent, le grandissement est $-4\times$, indiquant que l'image est inversée et 4 fois plus grande que l'objet.

Combinaisons de lentilles

La plupart des systèmes optiques sont constitués de plusieurs lentilles. Par exemple, considérons un système optique constitué de deux lentilles minces dans l'air. La première lentille est de +5 D, la seconde lentille est de +8 D et elles sont séparées de 45 cm. Où est l'image finale et quel est le grandissement transversal d'un objet situé à 1 m devant la première lentille?

En optique paraxiale, la façon d'analyser une combinaison de lentilles est de les considérer chacune individuellement. La TLE montre que la première lentille produit une image située à 25 cm derrière elle avec un grandissement de $-0,25$. La lumière converge au niveau de l'image et diverge ensuite de nouveau. L'image formée par la première lentille devient l'objet pour la deuxième lentille. L'image est à 20 cm en avant de la deuxième lentille; ainsi, la lumière atteint la deuxième lentille avec une vergence de -5 D et forme une image située à 33 cm en arrière de la deuxième lentille. Le grandissement transversal pour la deuxième lentille seule est $(-5 \text{ D}/3 \text{ D}) = -1,66$. Le grandissement total est le produit des grandissements individuels $-1,66 \times -0,25 = 0,42$.

Il est absolument essentiel de calculer la position de l'image formée par la première lentille. Il n'est possible de calculer la vergence de lumière, quand elle atteint la deuxième lentille, qu'après avoir localisé la première image.

Un nombre infini de lentilles peut être analysé de cette façon. L'image formée par la première lentille est localisée; elle devient l'objet de la deuxième lentille. Le processus est ainsi répété pour chaque lentille. Le grandissement transversal global est le produit des grandissements transversaux de chaque lentille.

Images et objets virtuels

Beaucoup de personnes considèrent le sujet des images virtuelles et des objets virtuels comme étant l'aspect le plus difficile de l'optique géométrique. Les images et objets virtuels peuvent être compris en utilisant quelques règles simples. L'astuce est de ne pas « suranalyser » le sujet.

Considérons un objet situé 10 cm devant une lentille mince de +5 D dans l'air (fig. 1-27A). La lumière atteint la lentille avec une vergence de -10 D et quitte la lentille avec une vergence de -5 D . Dans ce cas, contrairement à tous les exemples précédents, la lumière émerge avec une vergence négative, ce qui signifie que la lumière diverge toujours après être passée par la lentille. Aucune image réelle n'est produite. Le lecteur peut facilement vérifier cela en répétant l'expérience simple de création d'image avec une lentille d'essai convexe sphérique de +5 D. Noter qu'aucune image n'apparaît, peu importe la position du papier.

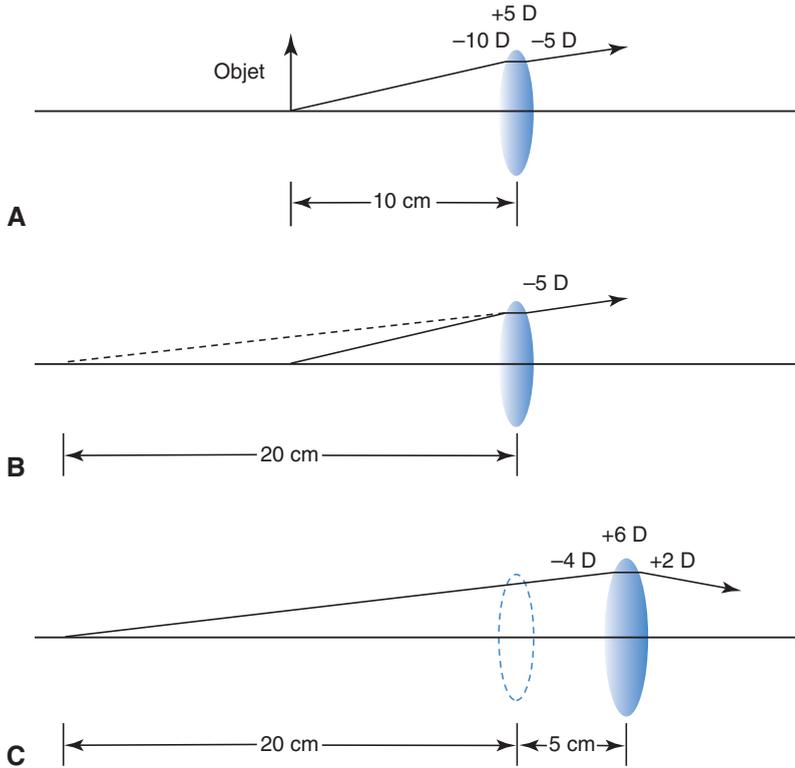


Figure 1-27 La lumière quitte la lentille de $+5\text{ D}$ avec une vergence de -5 D (A), produisant une image virtuelle 20 cm en avant de la lentille (B). L'image virtuelle devient l'objet pour la lentille de $+6\text{ D}$, qui produit à son tour une image réelle 50 cm à droite de la lentille (C). (Illustration développée par le Dr Kevin M. Miller et rendue par C.H. Wooley.)

Maintenant, supposons qu'une lentille mince de $+6\text{ D}$ soit placée 5 cm derrière la première lentille. Une image se formera-t-elle? Si tel est le cas, quelles sont ses caractéristiques? La lumière a une vergence de -5 D , mais comme la lumière arrive à 5 cm de la deuxième lentille, sa vergence change (variation de vergence sur le transfert). Pour déterminer la vergence à la deuxième lentille, il est nécessaire de localiser l'image formée par la première lentille. Cependant, si la première lentille ne forme pas d'image, comment peut-on calculer la vergence de la deuxième lentille?

La solution est d'utiliser une astuce mathématique. La lumière qui quitte la première lentille a une vergence de -5 D . La même vergence serait produite par un objet éloigné de 20 cm si la première lentille n'existait pas (fig. 1-27B).

Ainsi, tout se passe comme si la lumière qui quitte la deuxième lentille venait d'un objet situé à 20 cm de la première lentille et à 25 cm de la deuxième lentille. L'image virtuelle formée par la première lentille est un objet réel pour la deuxième lentille. Quand on utilise cet objet imaginaire comme point de référence, il est facile de voir que la vergence à la deuxième lentille est de -4 D . Quand la lumière quitte la deuxième lentille, la vergence est de $+2\text{ D}$, formant une image réelle située à 50 cm derrière la deuxième lentille (fig. 1-27C).

Dans cet exemple, un point de référence imaginaire a été utilisé pour déterminer la vergence de la deuxième lentille. En optique géométrique, ce point de référence est généralement appelé l'*image virtuelle* formée par la première lentille. Une image virtuelle est une commodité mathématique qui permet d'utiliser toutes les formules développées jusqu'à présent (c'est-à-dire la LME, la TLE et les formules de grandissement transversal) même quand une lentille ne forme pas d'image réelle.

Mathématiquement, les images virtuelles sont utilisées exactement de la même façon que les images réelles. Dans la figure 1-27, la première lentille forme une image virtuelle 20 cm à gauche. Le grandissement transversal pour la première lentille est $(-10\text{ D}/-5\text{ D}) = 2\times$. Ainsi, l'image virtuelle est à droite et deux fois plus grande que l'objet original. Cette image virtuelle devient maintenant l'objet pour la deuxième lentille. La vergence à la deuxième lentille est de -4 D et, après que la lumière a traversé la deuxième lentille, la vergence est de $+2\text{ D}$. L'image maintenant formée est réelle et à 50 cm à droite de la deuxième lentille. Le grandissement transversal pour la deuxième lentille est -2 . Le grandissement total est donc $2 \times -2 = -4\times$. L'image finale est inversée et 4 fois plus grande que l'originale. De nouveau, c'est vérifié avec des lentilles d'essai.

Les objets peuvent aussi être virtuels. Considérons un objet de 50 cm devant une lentille mince de $+3\text{ D}$ dans l'air. Une seconde lentille mince de $+2\text{ D}$ est placée dans l'air à 50 cm derrière la première lentille. La première lentille forme une image réelle 1 m à droite. Cependant, avant que la lumière n'ait pu atteindre cette image, elle atteint la deuxième lentille. L'image formée par la première lentille est l'objet pour la deuxième lentille, mais cet objet est du mauvais côté de la lentille. Ainsi, il est qualifié d'*objet virtuel* (fig. 1-28).

Ici, contrairement aux exemples précédents, la lumière est convergente quand elle atteint la deuxième lentille (la vergence = $+2\text{ D}$). La deuxième lentille augmente la vergence à $+4\text{ D}$, formant une image réelle située 25 cm derrière la deuxième lentille. Le grandissement transversal pour la première lentille est -2 et pour la deuxième lentille $+0,5$, pour un grandissement total de $-1\times$.

Une erreur répandue consiste à dire que les images inversées seraient des images réelles et les images à l'endroit seraient virtuelles. Ce n'est pas le cas. La véritable règle est très simple : pour n'importe quelle lentille individuelle, l'objet est virtuel quand la lumière atteignant la lentille est convergente et l'objet est réel quand la lumière atteignant la lentille est divergente. Par ailleurs, quand la lumière venant de la lentille est convergente, l'image est réelle, et quand la lumière venant de la lentille est divergente, l'image est virtuelle.

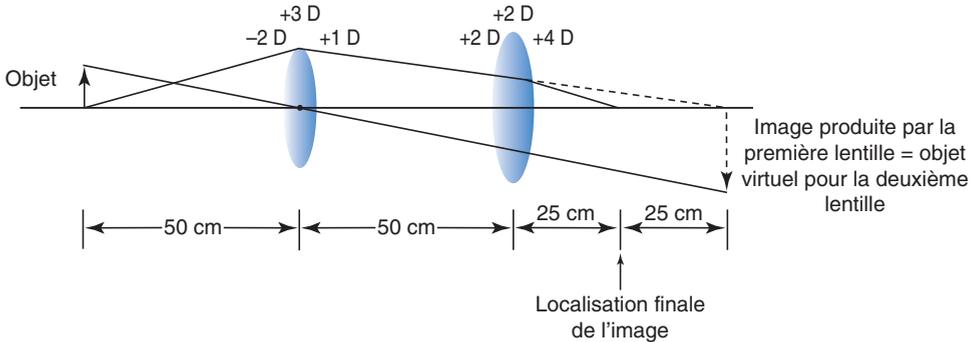


Figure 1-28 L'image réelle formée par la lentille $+3\text{ D}$ est l'objet virtuel pour la lentille $+2\text{ D}$. (Illustration développée par le Dr Kevin M. Miller et rendue par C.H. Wooley.)

Foyers et plans focaux

Dans la figure 1-29A, la lentille de +5 D a un *foyer objet* (*point focal primaire, point focal antérieur*), F_a , qui est situé à $(1/5 D) = 0,2 \text{ m} = 20 \text{ cm}$ devant la lentille. Par définition, la lumière venant de F_a quitte la lentille collimatée et se propage vers l'infini optique. C'est aussi vrai pour la lumière émanant de n'importe quel point dans le *plan focal antérieur* (fig. 1-29B). La lumière collimatée venant de moins l'infini optique et atteignant une lentille convergente au *foyer image* (*point focal secondaire, point focal postérieur*), F_p (fig. 1-29C). Les rayons collimatés en dehors de l'axe venant de moins l'infini se focalisent dans le *plan focal postérieur* (fig. 1-29D). F_a et F_p sont équidistants de la lentille, dans le cas d'une lentille mince, dans un milieu optique uniforme comme l'air ou l'eau. Pour une lentille sphérique convexe (puissance positive), F_a est localisé devant la lentille et F_p est localisé derrière la lentille. Pour une lentille sphérique concave (puissance négative), les points sont inversés : F_a est derrière la lentille et F_p , devant la lentille. Certains auteurs préfèrent les termes F et F' à F_a et F_p , afin d'éviter toute confusion.

Tracé des rayons paraxiaux à travers des lentilles sphériques convexes

Pour localiser un point image d'une lentille mince, on dessine trois rayons simples à partir de n'importe quel point objet. En réalité, seuls deux rayons sont nécessaires. Les mêmes rayons sont

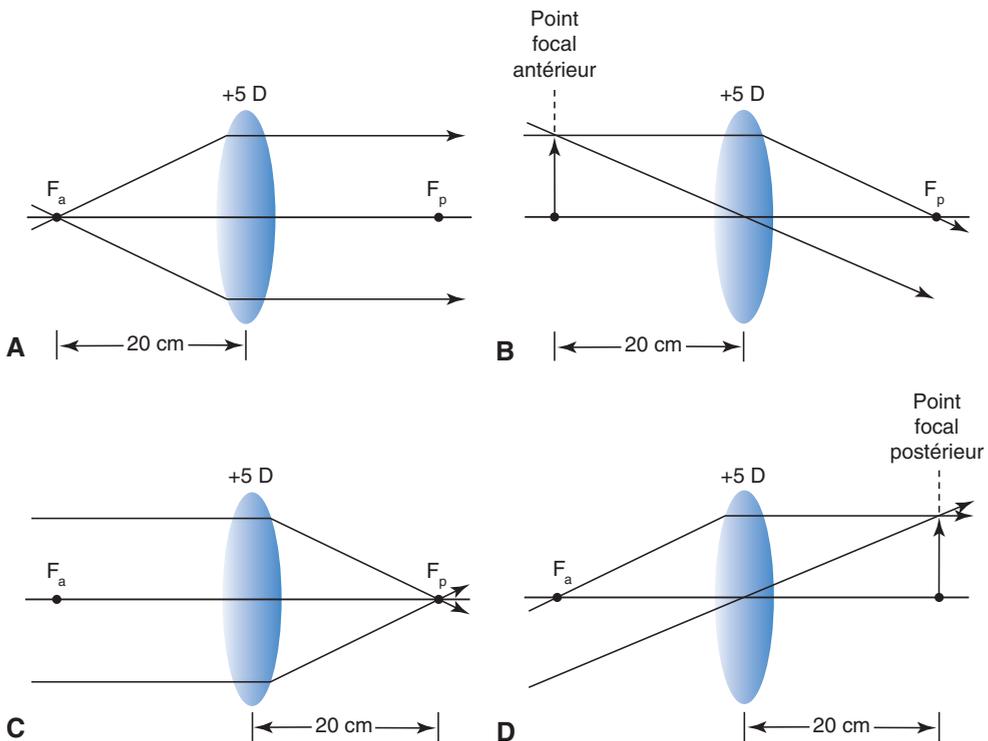


Figure 1-29 **A.** La lumière qui vient du foyer objet, F_a , quitte la lentille collimatée. **B.** Tout point objet situé dans le plan focal antérieur part vers l'infini optique. **C.** La lumière collimatée de l'axe venant de moins l'infini optique se focalise sur le foyer postérieur, F_p . **D.** Les rayons collimatés en dehors de l'axe se focalisent sur le plan focal postérieur. (Illustration développée par le Dr Kevin M. Miller, et rendue par C.H. Wooley.)

utilisés pour trouver les points correspondants, dans les cas d'une lentille épaisse ou d'un système de lentilles multiples modélisé par des principes d'optiques de premier ordre. Les deux premiers rayons traversent F_a et F_p . Le troisième rayon, connu sous le nom de *rayon central* ou *rayon principal*, traverse les points nodaux. Pour une lentille mince dans un milieu avec un indice de réfraction uniforme, les points nodaux et le centre optique de la lentille se chevauchent. Le rayon central traverse le point nodal sans être dévié; c'est-à-dire qu'il ne change pas de direction par rapport à l'axe optique quand il traverse la lentille.

Habituellement, on représente les objets par des flèches pour représenter leur taille et leur orientation. La pointe de la flèche représente un unique point objet. Supposons qu'un objet soit situé 20 cm devant une lentille de +10 D dans l'air (fig. 1-30).

Un rayon est dessiné entre l'extrémité de l'objet et F_a . Ce rayon sort de la lentille parallèle à l'axe optique et en direction de plus l'infini. Un deuxième rayon est dessiné, parallèle à l'axe optique, jusqu'à ce qu'il entre dans la lentille. Il est dévié à la sortie de la lentille, croise l'axe optique en F_p , direction plus l'infini. L'intersection de ces deux rayons définit le point image correspondant. Noter que l'image, dans cet exemple, est inversée. L'emplacement de l'image est déterminé par des calculs de vergence. La vergence de la lumière entrant dans la lentille est $(-1/0,2 \text{ m}) = -5 \text{ D}$. En appliquant la LME, la vergence de la lumière sortant de la lentille est de $-5 \text{ D} + 10 \text{ D} = +5 \text{ D}$. L'image est localisée à $(1/5 \text{ D}) = 0,2 \text{ m} = 20 \text{ cm}$ à droite de la lentille. le grandissement transversal est $-1\times$, puisque l'objet et l'image sont équidistants de la lentille. Le rayon central passant par le centre optique de la lentille peut aussi être dessiné pour confirmer la localisation de l'image.

Supposons maintenant que l'objet de l'exemple précédent soit rapproché pour qu'il soit situé à 5 cm devant la lentille au lieu de 20 cm (il sera donc à droite de F_a), comme indiqué dans la figure 1-31A. Le rayon qui quitte F_a et passe par le point objet sort de la lentille parallèle à l'axe optique. Le rayon qui entre dans la lentille parallèle à l'axe optique sort en passant par F_p . Enfin, le rayon central traverse le centre optique de la lentille sans être dévié. En arrière de la lentille, ces trois rayons sont divergents. Où est donc l'image? Le point image est le prolongement rétrograde de ces trois rayons derrière la lentille (fig. 1-31B).

Grâce à la LME, on sait que la vergence de lumière quittant la lentille est de -10 D . L'image est donc localisée à $(1/-10 \text{ D}) = 10 \text{ cm}$ à gauche de la lentille. L'image est à l'endroit, elle est virtuelle et, selon le principe géométrique des triangles semblables, son grandissement transversal est $+2\times$. C'est la base optique d'une simple loupe positive tenue à la main. Un objet placé à l'intérieur du foyer d'une lentille sphérique positive produira une image agrandie, à l'endroit et virtuelle. Cette expérience simple peut être réalisée avec la lentille utilisée en ophtalmoscopie indirecte.

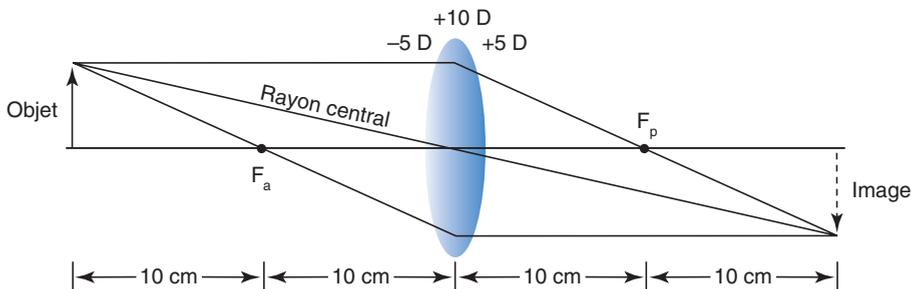


Figure 1-30 Tracé d'un rayon à travers une lentille sphérique convexe. (Illustration développée par le Dr Kevin M. Miller et rendue par C.H. Wooley.)

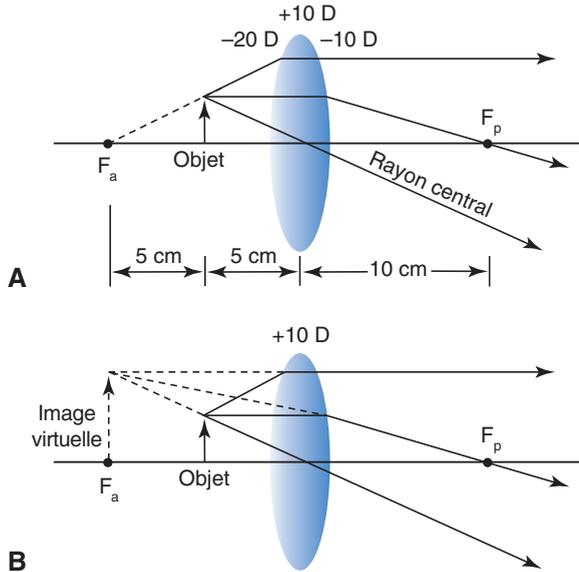


Figure 1-31 Tracé d'un rayon à travers une lentille sphérique convexe. **A.** Cette fois, l'objet est localisé à droite du foyer antérieur. **B.** L'image est agrandie, à l'endroit, virtuelle et est localisée à gauche de l'objet. (Illustration développée par le Dr Kevin M. Miller et rendue par C.H. Wooley.)

Tracé des rayons paraxiaux à travers des lentilles sphériques concaves

Dans les exemples utilisés jusqu'à présent, les lentilles étaient convexes, ou positives. La lumière sort d'une lentille convexe plus convergente – ou, dans tous les cas, moins divergente – qu'elle n'est entrée. En revanche, une lentille concave, ou négative, rend la lumière plus divergente.

Les principes de tracé des rayons paraxiaux sont les mêmes pour des lentilles sphériques concaves que pour les lentilles sphériques convexes. Considérons une lentille de -2 D . Son F_a est situé à $(1/-2\text{ D}) = 50\text{ cm}$ derrière la lentille. Par définition, un rayon lumineux passant par F_a quittera la lentille parallèle à l'axe optique (fig. 1-32A). De même, l'image d'un objet virtuel dans le plan focal antérieur d'une lentille concave sera à plus l'infini. Un rayon de lumière entrant dans la lentille, parallèle à l'axe optique, passera par F_p après la sortie de la lentille (fig. 1-32B). De même, un objet réel situé à moins l'infini optique produira une image virtuelle dans le plan focal postérieur d'une lentille concave.

Considérons maintenant un objet situé à 100 cm devant la lentille. On dessine les trois rayons habituels (fig. 1-33). Une image virtuelle est formée à 33 cm devant la lentille. Selon le principe géométrique des triangles semblables, le grandissement transversal est $+0,33\times$. Peu importe où est situé un objet réel devant une lentille concave négative, l'image résultante est à l'endroit, rétrécie et virtuelle.

Objets et images à l'infini

Où est située l'image d'un objet à 50 cm devant une lentille mince de $+2\text{ D}$ placée dans l'air ? La lumière sort de la lentille avec une vergence de zéro. Une vergence de zéro signifie que les rayons lumineux ne sont ni convergents, ni divergents, mais parallèles ; ainsi, la lumière est collimatée.

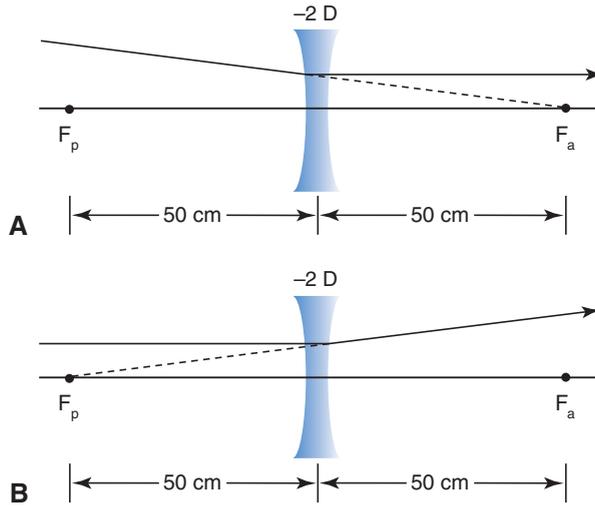


Figure 1-32 **A.** La lumière entrante passant par le foyer objet, F_p , d'une lentille sphérique concave quitte la lentille collimatée. **B.** La lumière collimatée arrivant parallèle à l'axe optique quitte la lentille comme si elle était passée à travers le foyer image, F_p . (Illustration développée par le Dr Kevin M. Miller et rendue par C.H. Wooley.)

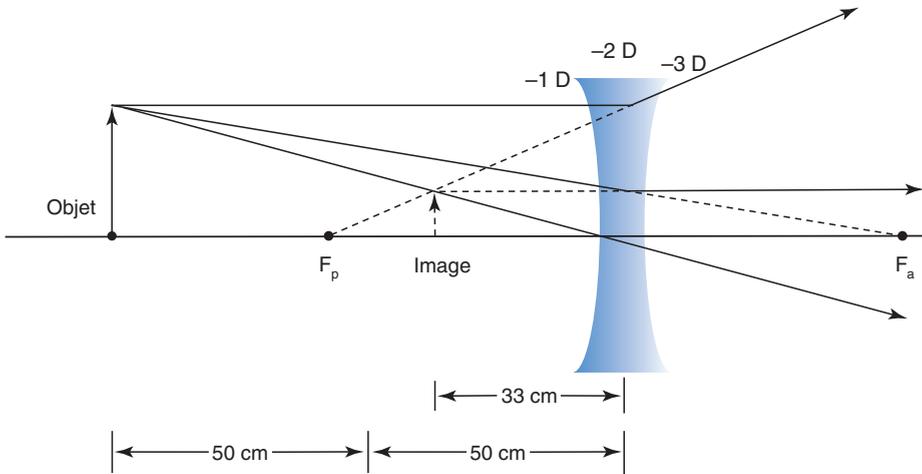


Figure 1-33 Peu importe la situation d'un objet réel devant une lentille sphérique (négative) concave, l'image est à l'endroit, rétrécie et virtuelle. (Illustration développée par le Dr Kevin M. Miller et rendue par C.H. Wooley.)

Dans cet exemple, les rayons lumineux sortent parallèles entre eux, ni convergents vers une image réelle, ni divergents vers une image virtuelle. Dans ce cas, on dit que l'image est à l'infini.

Les objets peuvent aussi être situés à l'infini. Si une deuxième lentille est placée n'importe où derrière la première, la lumière atteignant la deuxième lentille a une vergence de zéro; l'objet est à l'infini. En pratique, un objet suffisamment éloigné peut être considéré comme étant à l'infini. Clairement, un objet comme la lune, qui est éloignée de 400 millions de mètres, a une vergence presque à zéro. En clinique, des objets éloignés de plus de 6 m (20 pieds) peuvent être considérés comme étant à l'infini optique. Un objet à 6 m de distance a une vergence d'environ $-0,17$ D, ce qui

est cliniquement assez petit pour être ignoré. Quand une correction de réfraction est déterminée, peu de patients peuvent remarquer une différence inférieure à 0,25 D.

Certaines personnes pensent que les objets dans le plan focal antérieur ont leur image dans le plan focal postérieur. Ce n'est pas vrai. Les objets dans le plan focal antérieur ont leur image à plus l'infini; les objets situés à moins l'infini ont leur image dans le plan focal postérieur.

Plans et points principaux

Si la position d'un objet change devant une lentille, l'emplacement comme le grandissement de l'image changent. La plupart des systèmes optiques ont un emplacement objet particulier qui donne un grandissement de 1. Autrement dit, quand un objet est placé à la position adéquate, l'image correspondante est à l'endroit et de la même taille que l'objet. Les plans principaux sont perpendiculaires à l'axe optique et correspondent à la localisation de l'objet et de l'image qui donnent un grandissement de 1. Les plans principaux sont aussi appelés les *plans de grandissement unitaires* et sont les représentations géométriques de l'endroit où la lumière se courbe.

Considérons un système optique constitué de deux lentilles minces dans l'air (fig. 1-34). La première lentille est de +6 D, la deuxième lentille est de +15 D et les deux lentilles sont séparées par 35 cm. Un objet situé à 50 cm devant la première lentille a une image à 25 cm derrière la première lentille avec un grandissement de -0,5. L'image réelle devient un objet réel pour la deuxième lentille, qui produit une image réelle 20 cm derrière la deuxième lentille avec un grandissement de -2. Le *plan principal antérieur* de ce système est situé à 50 cm devant la première lentille; le *plan principal postérieur* est situé à 20 cm derrière la deuxième lentille. Souvent, les plans principaux aussi bien antérieur que postérieur sont virtuels; dans quelques cas, le plan principal postérieur est devant le plan principal antérieur.

L'intersection des plans principaux antérieur et postérieur avec l'axe optique définit les *points principaux antérieurs* et *postérieurs* correspondants. Comme les points nodaux, les points principaux sont une paire importante de points de référence.

Ensemble, les points nodaux, les points focaux et les points principaux sont appelés les *points cardinaux*, parce que ces trois paires de points décrivent complètement les propriétés de premier ordre d'un système optique. Il est à noter que deux paires de points cardinaux sont conjuguées. Le point principal postérieur est l'image du point principal antérieur et il en est de même pour les

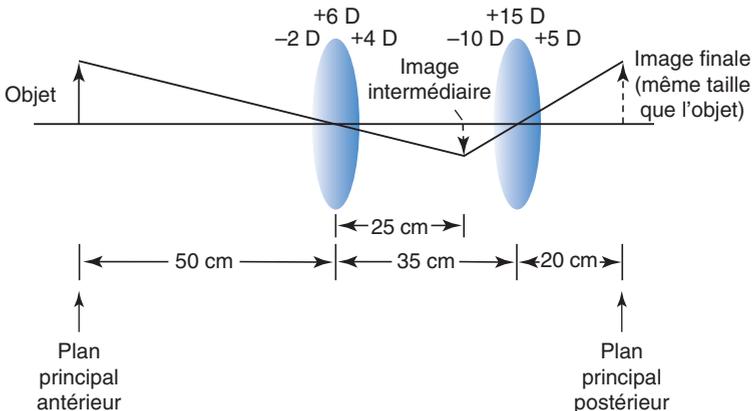


Figure 1-34 Ces deux lentilles minces dans l'air produisent une image qui est à l'endroit, réelle et de même taille que l'objet. (Illustration développée par le Dr Kevin M. Miller et rendue par C.H. Wooley.)

points nodaux. Cependant, les points focaux, eux, ne sont pas conjugués. Deux paires de points cardinaux sont associées à des plans : les points focaux et les points principaux ; mais il n'existe pas de plan nodal associé à un point nodal.

Exercices de la section

Questions

- 1.1. Où est l'image d'un objet situé à 25 cm à gauche du point P pour une lentille de +9,00 D ?
- 1.2. Où est l'image d'un objet situé à 1 m à gauche du point P pour une lentille de +9,00 D ?
- 1.3. Où est l'image d'un objet situé à 20 cm à gauche du point P pour une lentille de +9,00 D ?
- 1.4. Où est l'image d'un objet situé à 50 cm à gauche du point P pour une lentille de +5,00 D ?
- 1.5. Où est l'image d'un objet situé à 25 cm à gauche du point P pour une lentille de +5,00 D ?
- 1.6. Où est l'image d'un objet en supposant qu'il soit situé à 1,00 m à droite du point P et pour une lentille ayant une puissance de +4,00 D (fig. 1-35) ?

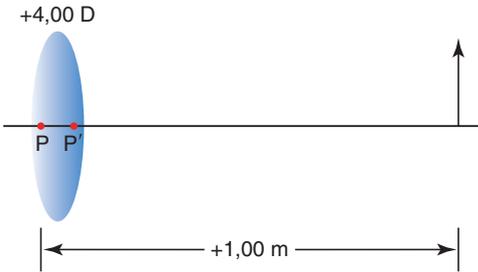


Figure 1-35 Dans ce cas, l'objet est à droite du point P. Comme, par convention, la lumière se propage de gauche à droite, comment la lumière venant de l'objet atteint-elle la lentille ? (Illustration développée par le Dr Edmond H. Thall.)

- 1.7. Où est l'image d'un objet (virtuel) situé à 50 cm à droite de P pour une lentille de +2,00 D ?
- 1.8. Où est l'image d'un objet (virtuel) situé à 1 m à droite de P pour une lentille de +1,00 D ?
- 1.9. Où est l'image d'un objet (virtuel) situé à 40 cm à droite de P pour une lentille de +2,50 D ?
- 1.10. Localisez l'image d'un objet situé à 1 m à gauche de P pour une lentille de -4,00 D.
- 1.11. Supposons qu'un objet soit situé à 50 cm à gauche d'une lentille de +10,00 D. Où est l'image de cet objet si une deuxième lentille de +9,00 D est située à 32,5 cm à droite de la première lentille (fig. 1-36) ?

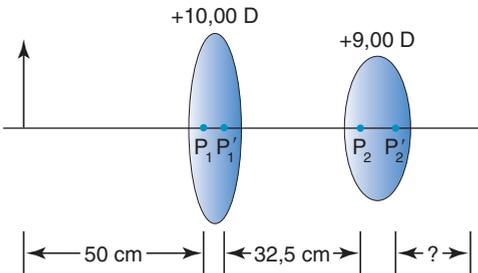


Figure 1-36 Exemple d'image produite par l'utilisation de deux lentilles. (Illustration développée par le Dr Edmond H. Thall.)

- 1.12. Où est l'image d'un objet dans l'air situé à 50 cm à gauche de P pour une lentille de puissance +6,00 D, avec de l'eau ($n = 1,33$) de l'autre côté de la lentille ?

Réponses

- 1.1. L'image est située à 20 cm à droite du point P'.
- 1.2. L'image est située à 12,5 cm à droite du point P'.
- 1.3. L'image est située à 25 cm à droite du point P'.
- 1.4. L'image est située à 33 cm à droite du point P'.
- 1.5. L'image est située à 1,00 m à droite du point P'.
- 1.6. Cette situation semble ne pas avoir de sens. Si la lumière vient de l'objet et se propage vers la droite, comment atteint-elle la lentille ? Mettons temporairement cette question de côté, et appliquons la LME :

$$\frac{1}{+1,00} + (+4,00 \text{ D}) = \frac{1}{i'}$$

$$+5,00 \text{ D} = \frac{1}{i'}$$

$$i' = \frac{1}{+5,00 \text{ D}}$$

$$i' = +0,20 \text{ m}$$

Bien que cette situation semble peu réaliste, elle a une application pratique, qui sera rediscutée ultérieurement. Pour le moment, il suffit de comprendre que, même dans ce cas, la LME peut être appliquée pour calculer la localisation de l'image (fig. 1-37). Pour distinguer ce cas de ceux des questions précédentes, l'objet est qualifié de virtuel. La règle est qu'un objet à gauche de P est réel, tandis qu'un objet à droite de P est virtuel.

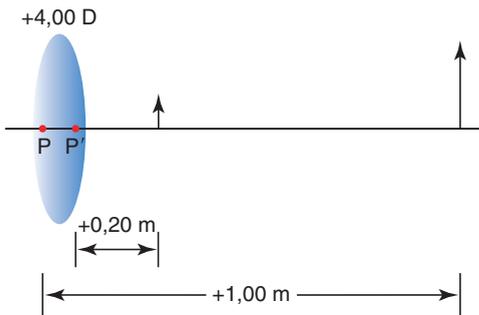


Figure 1-37 Bien que la situation semble peu réaliste, la localisation de l'image peut tout de même être calculée en utilisant l'équation de l'opticien. Cependant, si vous essayez avec des lentilles d'essai, vous n'observerez pas d'image à 20 cm à droite de P'. Voir le texte pour les explications. (Illustration développée par le Dr Edmond H. Thall.)

- 1.7. L'image est située à 25 cm à droite de P'.
- 1.8. L'image est située à 50 cm à droite de P'.
- 1.9. L'image est située à 20 cm à droite de P'.
- 1.10. Noter que la puissance de la lentille était positive dans toutes les questions précédentes. De nouveau, appliquez la LME. En sautant quelques étapes intermédiaires,

$$i' = \frac{1}{-5,00 \text{ D}}$$

$$i' = -0,20 \text{ m}$$

Une distance d'image négative signifie que l'image est à gauche du point P (fig. 1-38). C'est une autre situation prêtant à confusion : comment une image peut-elle se former avant que la lumière n'atteigne la lentille ? Dans ce cas, l'objet est réel, mais l'image est virtuelle. La règle est que l'image est réelle si elle est à droite de P' et virtuelle si elle est à gauche de P'.

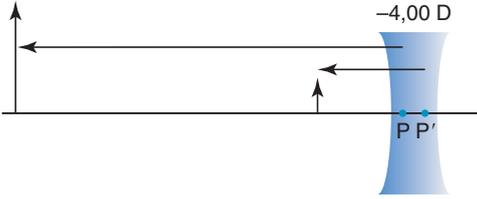


Figure 1-38 Exemple d'une image produite par une lentille avec une puissance négative. L'objet est réel, mais l'image est virtuelle. (Illustration développée par le Dr Edmond H. Thall.)

Si cette expérience est réalisée en utilisant une bougie et une lentille d'essai, on constate que, quelle que soit la position de l'écran de visualisation, on ne verra pas d'image. La signification d'objets et d'images virtuels deviendra plus claire dans la section suivante.

- 1.11 La procédure consiste à commencer par la première lentille en ignorant au départ complètement la deuxième lentille. Du point de vue de la première lentille, l'objet est réel et la première lentille produit une image réelle. Selon la LME, la première lentille produit une image située à 12,5 cm à droite de P₁' (fig. 1-39) :

$$\frac{1}{-0,5} + (+10,00 \text{ D}) = \frac{1}{i'}$$

$$i' = 12,5 \text{ cm}$$

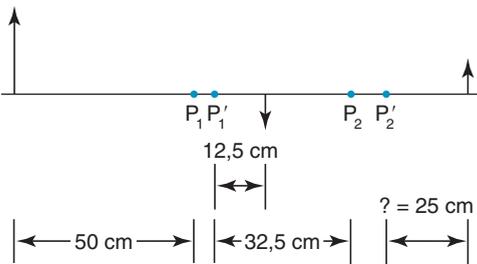


Figure 1-39 La première lentille produit une image située à 12,5 cm à droite de P₁'. Notez que les limites extérieures des lentilles n'ont pas été prises en considération. Puisque toutes les distances sont mesurées à partir des points principaux, les limites extérieures des lentilles ne fournissent aucune information supplémentaire et le schéma est plus lisible sans elles. (Illustration développée par le Dr Edmond H. Thall.)

Ensuite, pour la deuxième lentille, l'image réelle formée par la première lentille devient un objet réel pour la deuxième lentille. L'image formée par la première lentille est à 20 cm à gauche de P₂. En appliquant la LME à la deuxième lentille, on obtient une image finale située à 25 cm à droite de P₂'.

Dans ce cas, l'image formée par la première lentille est devenue l'objet pour la deuxième lentille qui, à son tour, produit une image finale. N'importe quel nombre de lentilles peut être analysé de cette façon. L'image produite par la première lentille devient l'objet pour la deuxième lentille ; l'image formée par la deuxième lentille

devient l'objet pour la troisième lentille; et ainsi de suite. Notons que, dans ce cas, l'image intermédiaire, inversée, peut être observée en utilisant un écran placé à 12,5 cm à droite de P_1' .

Considérons un deuxième exemple à deux lentilles (fig. 1-40). Un objet est situé à 12,5 cm à gauche d'une lentille de +10,00 D et à 10 cm à droite de la première lentille qui est une lentille de +7,50 D. Où est l'image finale? En appliquant la LME, la première lentille donne une image située à 50 cm à droite de P_1' . La première lentille donne quant à elle une image réelle parce qu'elle est située à droite de P_1' .

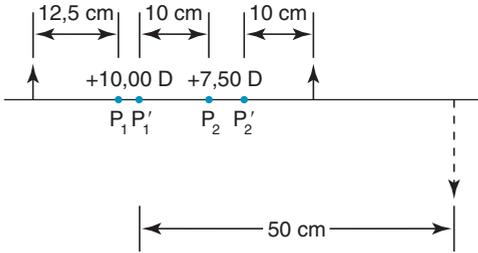


Figure 1-40 Un autre exemple à deux lentilles. Dans ce cas, la lumière n'atteint jamais l'image produite par la première lentille (*flèche en pointillés vers le bas*) parce qu'elle est interceptée par la deuxième lentille. Il n'y aura pas d'image sur un écran placé à 50 cm derrière la première lentille. (*Illustration développée par le Dr Edmond H. Thall.*)

La première image devient l'objet pour la deuxième lentille. La première image étant à droite de P_2 , c'est un objet virtuel pour la deuxième lentille. Pour la deuxième lentille, l'objet est 40 cm à droite de P_2 , donc la distance objet est de 0,40 m. Ainsi,

$$\begin{aligned} \frac{1}{+0,40} + (+7,50 \text{ D}) &= \frac{1}{i'} \\ +10,00 \text{ D} &= \frac{1}{i'} \\ i' &= \frac{1}{+10,00 \text{ D}} = 10 \text{ cm} \end{aligned}$$

L'image finale est située à 10 cm à droite de P_2' ; c'est donc une image réelle. Dans ce cas, vous ne pouvez pas observer l'image virtuelle intermédiaire, mais l'image réelle finale peut être observée sur un écran placé à 10 cm derrière la deuxième lentille.

La signification des objets et images virtuels nous permet d'analyser les systèmes de lentilles multiples. Il suffit d'appliquer la LME à chaque lentille en série. L'image formée par une lentille devient l'objet pour la lentille suivante. Les concepts d'objets virtuels et d'images virtuelles sont nécessaires pour que cette approche fonctionne. Il est vrai que cette procédure devient fastidieuse quand on l'applique à des systèmes de plusieurs lentilles, mais conceptuellement la méthode est applicable.

- 1.12. Optiquement, la cornée est à considérer comme une lentille avec de l'air d'un côté et de l'eau de l'autre. Toutes les questions ont, jusqu'à présent, eu le même milieu (de l'air) des deux côtés de la lentille. Quand l'indice de réfraction de chaque côté de la lentille n'est pas 1,00, la LME doit être modifiée. L'équation appropriée est alors

$$\begin{aligned} \frac{n}{o} + P &= \frac{n'}{i'} \\ \frac{1,00}{-0,50 \text{ m}} + (+6,00 \text{ D}) &= \frac{1,33}{i'} \end{aligned}$$

$$+4,00 \text{ D} = \frac{1,33}{i'}$$

$$i' = \frac{1,33}{+4,00 \text{ D}}$$

$$i' = +0,33 \text{ m}$$

Notons que s'il y avait de l'air des deux côtés, la distance image aurait été +0,25 m.

Distances focales

Pour n'importe quel système optique, la distance entre le point principal antérieur et le foyer objet est la *distance focale antérieure (DFA)*. De même, la *distance focale postérieure (DFP)* est la distance entre le point principal postérieur et le foyer image.

En respectant la convention de signe, les distances focales sont négatives quand le point focal est à gauche du point principal et positives quand le point focal est à droite du point principal. Par exemple, une lentille mince de +5 D dans l'air a une DFA de -20 cm et une DFP de +20 cm.

Pour n'importe quel système optique, les distances focales et la puissance réfractive P sont reliées par

$$AFT = \frac{n_o}{P} \quad PFL = \frac{n_i}{P}$$

Pour n'importe quel système optique, la distance du point principal antérieur au point nodal antérieur est toujours égale à la distance du point principal postérieur au point nodal postérieur. La distance entre le point principal et le point nodal suit la convention de signe et est donnée par

$$\text{Distance} = \text{DFA} + \text{DFP}$$

Par exemple, pour une lentille mince de +5 D dans l'air, $\text{DFA} + \text{DFP} = -20 \text{ cm} + 20 \text{ cm} = 0$. Ainsi, les points nodaux et principaux se chevauchent. Pour une lentille mince de +5 D avec de l'eau ($n = 1,33$) devant et de l'air derrière, la $\text{DFA} = -26,6 \text{ cm}$ et la $\text{DFP} = 20 \text{ cm}$. Ainsi, les points nodaux sont situés à 6,6 cm à gauche des points principaux.

Réduction gaussienne

Nous n'avons envisagé jusqu'à présent que les propriétés d'un système optique unique. La correction de troubles réfractifs implique généralement l'ajout d'une lentille à un système optique existant qui est l'œil du patient. La réduction gaussienne décrit les conséquences de la combinaison de deux systèmes optiques (comme une lentille de correction et l'œil).

Quand deux systèmes optiques ayant chacun ses propres points cardinaux sont combinés, un système optique totalement original est créé avec un nouvel ensemble de points cardinaux. L'équation des lentilles épaisses est utilisée pour réduire les deux systèmes individuels en un système unique avec son propre ensemble de points cardinaux. Typiquement, les points cardinaux du système combiné et sa puissance sont différents de ceux des systèmes initiaux pris individuellement. En clinique, la réduction gaussienne est capitale pour la correction des amétropies

(abordées dans le chapitre 3) et pour le calcul de puissance des implants intraoculaires (voir le chapitre 5).

La loi de Knapp, le principe de Badal et le frontofocomètre

Le problème rencontré dans le traitement des erreurs de réfraction est le changement de taille de l'image rétinienne induit par la lentille correctrice. Une image rétinienne de taille différente pour les deux yeux est habituellement tolérée par le patient, à moins que cette différence ne soit trop grande. Un cerveau adulte peut fusionner des images rétiniennes dont la différence est inférieure à 8 % ; un cerveau d'enfant peut compenser une différence encore supérieure. Selon la loi de Knapp, la taille de l'image rétinienne ne change pas quand le centre de la lentille de correction (pour être précis, le point nodal postérieur de la lentille de correction) coïncide avec le foyer antérieur de l'œil (fig. 1-41).

Par exemple, si deux yeux ont une puissance réfractive identique et diffèrent seulement par leur longueur axiale, l'ajout d'une lentille au foyer objet de chaque œil produira des images rétiniennes de taille identique. Cependant, il est rare que la différence entre les yeux soit purement axiale. De plus, le foyer objet de l'œil est situé environ 17 mm en avant de la cornée (voir chapitre 2). Bien qu'il soit possible de porter des verres situés à 17 mm devant l'œil, la plupart des personnes préfèrent les porter à 10 à 15 mm du sommet cornéen. Parce que le clinicien est rarement certain qu'une amétropie soit purement axiale, la loi de Knapp a une portée limitée en clinique.

Les frontofocomètres manuels se fondent sur le même principe, même si c'est pour une tout autre raison. La loi de Knapp est appelée le *principe de Badal* quand elle est appliquée aux frontofocomètres. Un type d'optomètre utilisé pour déterminer une réfraction objective performante est fondé sur une variante de la loi de Knapp où le plan focal postérieur de la lentille de correction coïncide avec le point nodal antérieur de l'œil. L'effet est le même. La taille de l'image rétinienne reste constante. Dans cette application, la loi est appelée le *principe de l'optomètre*. Des ingénieurs en optique utilisent une variante de la loi de Knapp appelée *télécentricité*

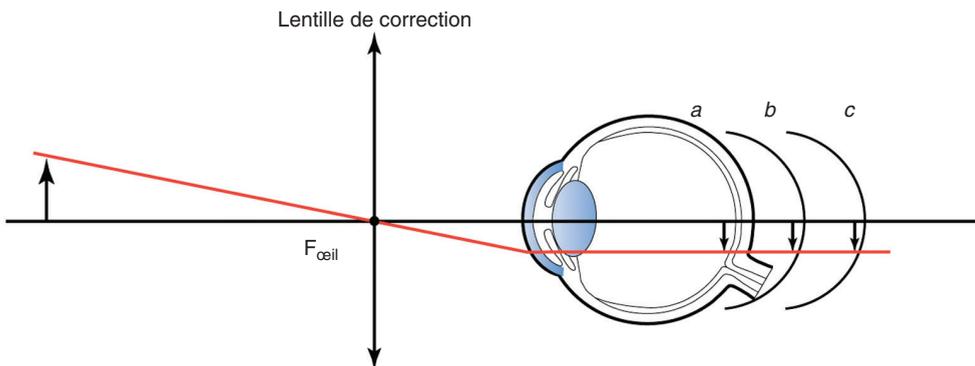


Figure 1-41 Illustration de la loi de Knapp. Si la puissance réfractive des yeux est la même mais que la longueur axiale varie (*a*, *b*, *c*), une lentille de correction située au foyer objet de chaque œil ($F_{\text{œil}}$) produira une taille d'image rétinienne identique indépendamment de la longueur axiale. Dans cet exemple, la puissance de la lentille de correction changera selon la longueur axiale de l'œil. Cependant, la taille de l'image rétinienne restera constante. (Illustration par C.H. Wooley.)

pour améliorer les performances des télescopes et des microscopes. Peu importe le nom, le principe reste le même.

Systèmes afocaux

Considérons un système optique constitué de deux lentilles minces dans l'air (fig. 1-42). Les puissances des lentilles sont respectivement $+2\text{ D}$ et -5 D . Où est situé F_p pour ce système? Le foyer image est l'endroit où les rayons entrants parallèles se focalisent. Cependant, comme le tracé des rayons le démontre, les rayons entrant dans le système parallèles à l'axe optique sortent parallèles à cet axe. Ce système n'a aucun point focal; autrement dit, c'est un système afocal.

Si un objet est situé 2 m devant la première lentille, où est l'image et quel est le grandissement transversal? Les calculs de vergence montrent que l'image est virtuelle, que l'image est à 44 cm à gauche de la deuxième lentille (14 cm à gauche de la première lentille) et que le grandissement transversal est de $0,4\times$. Si un objet est situé à 4 m devant la première lentille, les calculs de vergence montrent que l'image est virtuelle, qu'elle est située à 76 cm à gauche de la deuxième lentille et que le grandissement transversal est exactement de $0,4\times$. Dans les systèmes afocaux, le grandissement transversal est le même, indépendamment de la position de l'objet.

Où sont situés les plans principaux pour ce système? En réalité, il n'y a aucun plan principal. Souvenez-vous que les plans principaux sont les uniques conjugués pour un grandissement transversal de 1 . Dans ce système, le grandissement transversal est toujours de $0,4$ et jamais de 1 . Si le grandissement transversal était égal à 1 , il serait de 1 pour chaque paire de conjugués. Par conséquent, il n'y aurait aucun ensemble unique de plans qui pourrait être appelé plan principal. En général, des systèmes afocaux n'ont pas de points cardinaux.

En clinique, des systèmes afocaux sont utilisés comme des aides de basse vision ou comme télescopes. Les deux types de base de télescopes réfractifs sont le *télescope de Galilée* (nommé ainsi pour Galilée, mais non inventé par lui) et le *Kepler*, ou le *télescope astronomique* (inventé par Johannes Kepler). Le télescope de Galilée est composé de deux lentilles. La première lentille, la *lentille objectif*, est toujours positive et généralement de faible puissance, tandis que la deuxième lentille, l'*oculaire*, est toujours négative et généralement de puissance élevée. Les lentilles sont séparées par la différence de leurs distances focales. Le système afocal décrit dans la figure 1-42 est un télescope de Galilée. Le télescope de Galilée est aussi utilisé dans certaines lampes à fente de biomicroscopes.

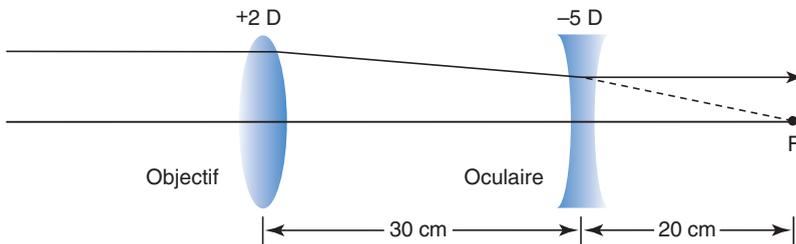


Figure 1-42 Le télescope de Galilée, un système afocal. Les lentilles sont séparées par la différence des distances focales. F est simultanément le foyer image de la lentille positive et le foyer objet de la lentille concave. (Illustration développée par le Dr Kevin M. Miller et rendue par C.H. Wooley.)

Le télescope de Kepler est également composé de deux lentilles, un objectif de faible puissance et un oculaire très puissant, mais toutes les deux sont positives et elles sont séparées par la somme de leurs distances focales. L'image est inversée. Par comparaison, construisons un télescope de Kepler en utilisant des lentilles d'essai de +2 D et de +5 D.

Pour chaque télescope,

$$\text{Grandissement transversal} = \frac{P_{oc}}{P_{obj}} = -\frac{f_{obj}}{f_{oc}}$$

$$\text{Grandissement axial} = m^2$$

où

P_{oc} = puissance de l'oculaire

P_{obj} = puissance de la lentille objectif

f_{obj} = distance focale de la lentille objectif

f_{oc} = la distance focale de l'oculaire (négatif pour des lentilles concaves)

m = grandissement transversal

Pour des télescopes afocaux comme le télescope de Galilée et les télescopes de Kepler, le point focal de la lentille objectif et le point focal de la lentille oculaire sont à la même position.

Chacun des télescopes a ses avantages et ses inconvénients. L'avantage d'un télescope de Galilée est qu'il produit une image à l'endroit et qu'il est plus court qu'un télescope de Kepler. Ces caractéristiques font que le télescope de Galilée est populaire en tant qu'aide visuelle sur monture ou en tant que loupe chirurgicale.

Au contraire, le télescope de Kepler utilise la lumière plus efficacement, rendant les objets faiblement éclairés plus faciles à voir (fig. 1-43). Dans la conception du Kepler, l'intégralité de la lumière d'un point objet recueillie par la lentille objectif arrive au bout du compte dans l'œil. Dans la conception du Galilée, un peu de lumière recueillie par l'objectif est perdue. Puisqu'en astronomie un des grands défis est d'observer des étoiles faiblement visibles, tous les télescopes astronomiques ont une conception fondée sur le Kepler. L'inversion de l'image n'est pas un problème pour des astronomes, mais des prismes inverseurs sont placés à l'intérieur du télescope. Des jumelles et des systèmes d'aide visuels sont aussi conçus selon le Kepler.

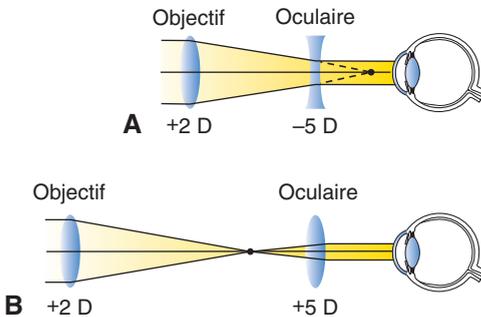


Figure 1-43 Comparaison des télescopes de Galilée et de Kepler. Dans le télescope de Galilée (A), un peu de lumière recueillie par l'objectif est perdue. Dans le télescope de Kepler (B), toute la lumière recueillie entre dans l'œil. (Illustration développée par le Dr Kevin M. Miller et rendue par C.H. Woolley.)

Exercices de la section

Questions

- 1.13. Calculez le grandissement si une image est située à 20 cm derrière la lentille et l'objet est situé à 40 cm devant la lentille (fig. 1-44).

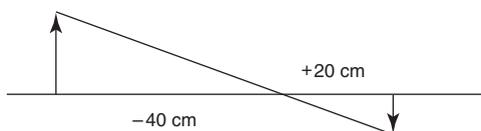


Figure 1-44 Calcul de grandissement. L'image est située à 20 cm derrière la lentille. L'objet est situé à 40 cm devant la lentille. L'image est rétrécie et inversée.

- 1.14. Calculez le grandissement d'un télescope de Galilée avec un objectif de +3 D et un oculaire de -12 D (fig. 1-45).

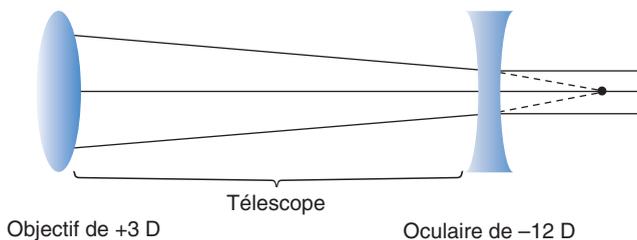


Figure 1-45 Télescope de Galilée. (Illustration développée par le Dr Dimitri T. Azar et rendue par Joelle Hallak.)

- 1.15. Calculez la longueur du télescope de Galilée de la figure 1-45.
 1.16. Calculez le grandissement d'un télescope de Kepler avec un objectif de +3 D et un oculaire de +12 D (fig. 1-46).

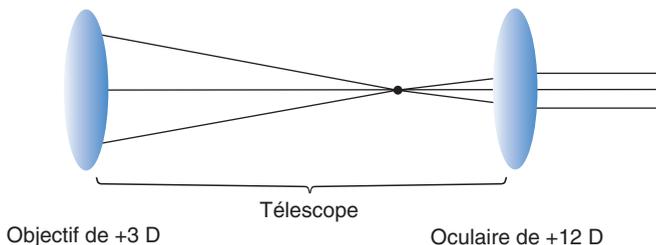


Figure 1-46 Télescope de Kepler. (Illustration développée par le Dr Dimitri T. Azar et rendue par Joelle Hallak.)

- 1.17. Calculez la longueur du télescope de Kepler de la figure 1-46.

Réponses

$$1.13. \text{ Grandissement} = \frac{\text{Image}}{\text{Objet}} = \frac{\text{Distance image}}{\text{Distance objet}}. \text{ Ainsi,}$$

$$\text{Grandissement} = \frac{+20}{-40} = -0,5 \times$$

$$1.14. \text{ Grandissement} = \frac{-P_{\text{oculaire}}}{P_{\text{obj}}} = -\frac{-12}{3} = +4 \times ; \text{ l'image est à l'endroit puisque le signe est positif.}$$

1.15. Ici,

$$f_{\text{obj}} = 1/3 \text{ m} = 33,33 \text{ cm}$$

$$f_{\text{oc}} = 1/120 \text{ m} = 8,33 \text{ cm}$$

Cela implique

$$\text{Longueur du télescope} = 33,33 \text{ cm} - 8,33 \text{ cm} = 25 \text{ cm}$$

1.16. Le grandissement est de $-4 \times$; l'image est inversée puisque le signe est négatif.

1.17. Ici,

$$f_{\text{obj}} = 33,33 \text{ cm}$$

$$f_{\text{oc}} = 8,33 \text{ cm}$$

$$\text{Longueur du télescope} = 41,66 \text{ cm}$$

Puissance d'une lentille dans un milieu

La puissance d'une surface sphérique est proportionnelle à la différence d'indice de réfraction entre la lentille et le milieu. Ainsi, une lentille placée dans un milieu ayant presque le même indice de réfraction sera de faible puissance.

Par conséquent, la puissance d'un implant intraoculaire de $+20 \text{ D}$ qui serait dans l'air et non dans l'eau est déterminée par l'équation suivante :

$$\frac{\text{Puissance dans l'air}}{\text{Puissance dans l'eau}} = \frac{\text{Indice de l'implant intraoculaire} - \text{Indice de l'air}}{\text{Indice de l'implant intraoculaire} - \text{Indice de l'eau}}$$

Ainsi, la puissance dans l'air d'un implant intraoculaire de 20 D est 63 D .

Interface sphérique et lentilles épaisses

Rappelons que les lentilles « minces » ont le « pouvoir » de changer la vergence. Afin de suivre des rayons entrant dans une lentille épaisse, la traversant et en sortant, il faut étudier le changement de vergence au niveau d'une interface courbe entre deux milieux, ce qui n'a pas été vu jusqu'à présent. Afin de prendre en compte les différences de vitesse de la lumière dans les deux milieux, chaque vergence dans la LME, $U + P = V$, est remplacée par la vergence réduite, qui est la vergence multipliée par l'indice de réfraction du milieu dans lequel la lumière se propage :

$$\frac{n}{o} + P = \frac{n'}{i}$$

La puissance en dioptries, P , d'une interface sphérique de rayon r située entre deux milieux ayant des indices de réfraction n et n' est (fig. 1-47) :

$$P = \frac{n' - n}{r}$$

Pour déterminer si l'action réfractive d'un dioptre sphérique est positive ou négative, il suffit de dessiner un rectangle circonscrivant la surface courbe, de hachurer le côté ayant l'indice de réfraction le plus élevé et d'observer le centre de la lentille hachuré par rapport à son bord : s'il est plus épais, le dioptre est positif (+); s'il est plus mince, le dioptre est négatif (-).

Lentille épaisse

Le calcul du changement de vergence des rayons traversant une lentille épaisse tient compte de la vergence de chaque surface, comme cela vient d'être décrit, ainsi que du changement de vergence des rayons passant d'une surface de la lentille à l'autre. Il est avantageusement possible d'éviter les calculs en modélisant la lentille épaisse de façon tout à fait familière pour aboutir à un modèle élégamment simple, décrit par 6 points cardinaux (fig. 1-48).

La lumière sort du système optique comme si la réfraction se produisait au niveau des plans principaux correspondant aux intersections entre l'axe optique et les points principaux P et P' . Les distances focales sont mesurées à partir des points principaux. Le rayon central qui part d'un point objet atteint le point nodal principal, N , et sort par le point nodal secondaire, N' , en étant parallèle à la direction qu'il avait quand il est arrivé à N . Si la lentille est dans des milieux uniformes,

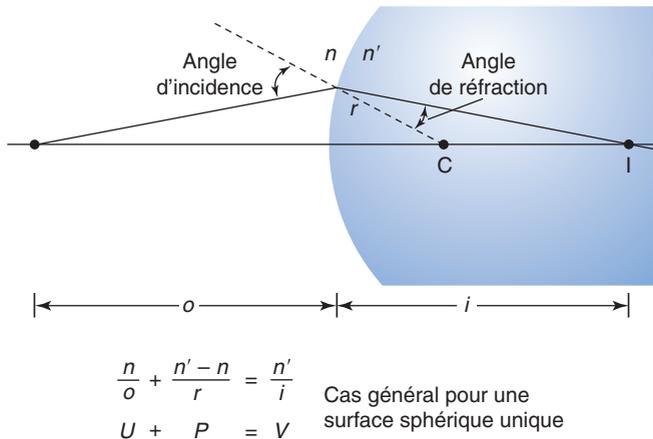


Figure 1-47 Réfraction sur une interface sphérique unique entre deux milieux, en supposant de petits angles d'incidence. C = centre de courbure; i = la distance image en mètres; I = image; n = indice de réfraction du premier milieu; n' = indice de réfraction du deuxième milieu; r = rayon de courbure en mètres; o = distance objet en mètres; P = puissance en dioptries; U = vergence objet réduite; V = vergence image réduite. (Redessiné à partir de la Section 2 du Basic and Clinical Science Course : Optique, Refraction, and Contact Lenses. San Francisco : American Academy of Ophthalmology; 1986-1987 : 63. Fig. 36.)

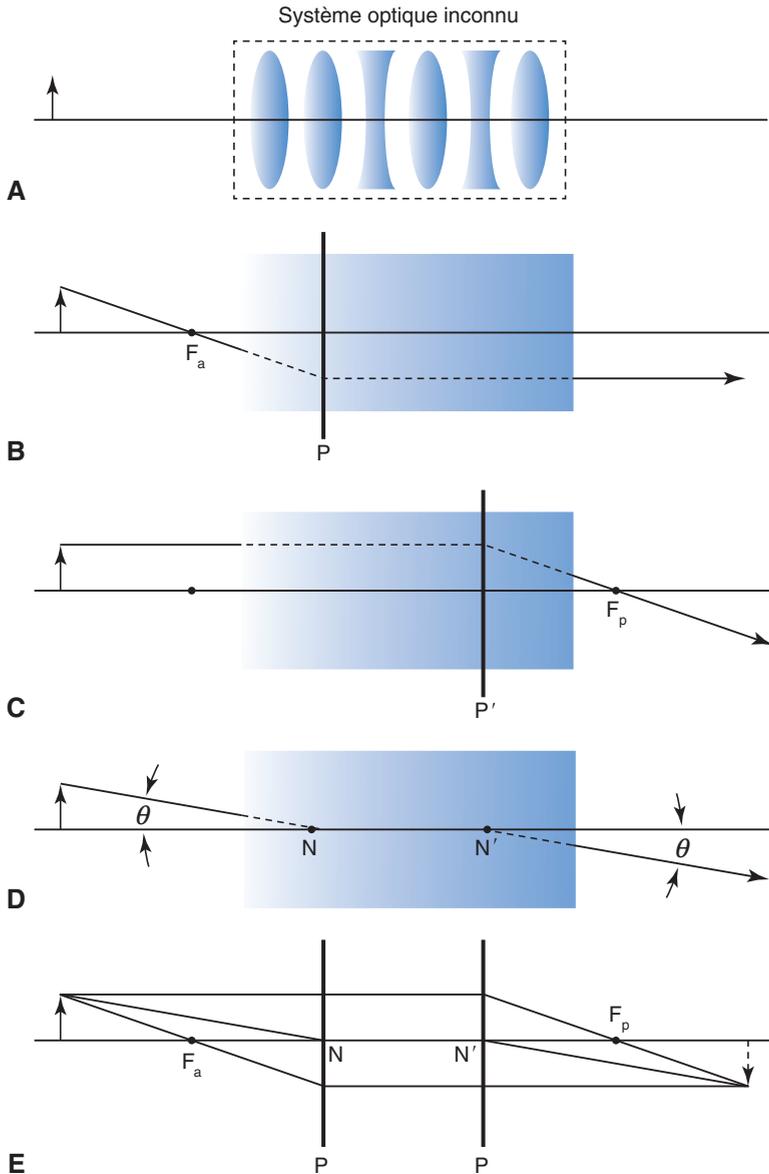


Figure 1-48 Un système de lentilles multiples. **A.** Un système optique inconnu, « boîte noire », peut contenir n'importe quel nombre d'éléments optiques. **B.** Un rayon lumineux d'un point objet, qui quitte le système parallèle à l'axe optique, est tracé. L'intersection de ce rayon avec l'axe optique définit le foyer objet, F_a . L'intersection des rayons entrant dans le système optique et le quittant définit l'emplacement du plan principal antérieur, P . **C.** Un autre rayon lumineux est tracé. Ce rayon est issu du même point objet, entre dans le système optique parallèle à l'axe optique et sort par le foyer image, F_p . L'intersection des deux rayons entrant dans le système et en sortant définit le plan principal postérieur, P' . **D.** Les points nodaux sont définis par les rayons entrants et sortants qui croisent l'axe optique avec le même angle. Si les indices de réfraction des milieux limitant le système optique sont les mêmes des deux côtés, les points nodaux correspondent aux points principaux. **E.** Le modèle final simplifie le système optique inconnu complexe. (Illustration développée par le Dr Kevin M. Miller et rendue par C.H. Wooley.)

les points nodaux, N et N', sont localisés sur l'axe optique exactement sur les plans principaux P et P'. Cependant, si la lentille épaisse est dans un milieu ayant un côté plus réfringent que l'autre (comme la cornée située entre l'air et l'eau), les points nodaux sont alors déplacés, le long de l'axe optique, des plans principaux vers le milieu plus dense (vers la rétine dans le cas de la cornée). En pratique, la position des points principaux est inconnue, à moins qu'elle ne soit calculée, ou qu'ils ne soient localisés empiriquement à l'aide d'un banc optique.

La puissance frontale arrière n'est pas la vraie puissance

Un verre correcteur placé sur un frontofocomètre ne permet pas de mesurer sa puissance réelle, mais plutôt la « puissance frontale arrière » – l'inverse de la distance entre la face concave arrière du verre et son point focal. Si le verre est placé dans le frontofocomètre du mauvais côté, la lentille mesurée est de puissance moindre voire négative (fig. 1-49).

Les aberrations des lentilles ophtalmiques

Le début de ce chapitre a décrit la situation la plus simple : une lentille mince, unique, dans l'air, avec des rayons paraxiaux. Ensuite, ont été abordées les lentilles multiples, les lentilles épaisses et les lentilles placées dans un autre milieu que l'air. Venons-en aux rayons centraux. Les lentilles ophtalmiques induisent des aberrations (monochromatiques) d'ordre élevé et des aberrations chromatiques. Les aberrations d'ordre élevé jouant un rôle important dans la vision sont les aberrations de troisième ordre ou aberrations de Seidel. Les aberrations chromatiques seront décrites à la fin de cette section.

Les aberrations de troisième ordre de Seidel

Quand on ne considère que les rayons paraxiaux, on confond la valeur du sinus de l'angle avec la valeur de l'angle exprimée en radians. On ne garde ainsi que le premier terme de la série de Taylor qui exprime le sinus en fonction de l'angle :

$$\sin x = x - x^3 + x^5 \dots$$

NdT (On nomme cette approximation [de Gauss] « premier ordre ».)

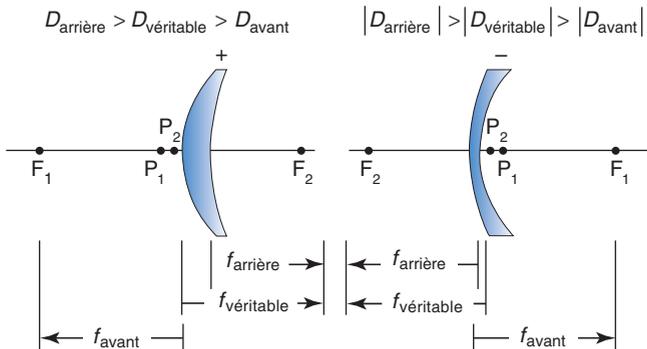


Figure 1-49 Les points principaux (P₁, P₂) et focaux (F₁, F₂) de verres correcteurs positifs et négatifs. D = puissance au sommet ; f = distance focale. (Redessiné à partir de la Section 2 du Basic and Clinical Science Course : Optique, Refraction, and Contact Lenses. San Francisco : American Academy of Ophthalmology; 1986-1987 : 69. Fig. 41.)

Si on tient compte du second terme, on démontre les cinq aberrations de troisième ordre décrites par Seidel : *aberration sphérique*, *coma*, *astigmatisme*, *courbure de champ de Petzval*, *distorsion*. Ces dernières années, avec le développement de techniques de chirurgie réfractive laser, il est devenu utile de décrire les fronts des ondes et de classer leurs aberrations, y compris les effets de la diffraction, par d'autres moyens, comme les polynômes de Zernicke.

Aberration sphérique

Une lentille à surface sphérique focalise de façon presque exacte les rayons proches de l'axe de la lentille, tandis que les rayons périphériques sont d'autant plus déviés qu'ils s'éloignent de l'axe ; ils croisent l'axe optique plus près de la lentille que les rayons paraxiaux (fig. 1-50). Il n'y a donc pas de point image net pour tous les rayons traversant cette lentille, et, plus la taille de la lentille augmente, plus le point focal « moyen » se rapproche de la lentille. Cela explique qu'un patient se myopise légèrement quand la pupille se dilate alors qu'un myosis bloque le passage des rayons périphériques et réduit l'aberration sphérique. Dans l'œil, l'aberration sphérique est réduite grâce à la cornée qui a un rayon de courbure plus plat en périphérie qu'au centre et grâce au cristallin naturel qui a un indice de réfraction plus élevé dans la partie centrale du noyau.

L'aberration sphérique survient pour des points objets situés sur l'axe comme pour des points objets situés en dehors de l'axe. Les quatre autres aberrations du troisième ordre surviennent quand des pincesaux de lumière de points objets placés hors de l'axe passent à travers la lentille.

Astigmatisme oblique

Quand un objet est placé plus loin, en dehors de l'axe, une autre aberration est à prendre en compte : l'astigmatisme oblique. Voici l'effet ressenti par le porteur de lentilles pour un tilt de lentille de +10 D :

tilt de 10°	tilt de 20°	tilt de 30°
+10,10 +0,31 × 180°	+10,41 +1,38 × 180°	+10,95 +3,35 × 180°

Le tilt d'une lentille positive augmente la sphère et le cylindre dans l'axe du tilt. Celui d'une lentille négative diminue la sphère et le cylindre dans l'axe du tilt.

Distorsion

La distorsion et la courbure de champ diffèrent des autres aberrations, car elles déforment plutôt qu'elles ne brouillent l'image. Avec la distorsion, les lignes droites qui passent par l'axe optique ne sont pas déviées, mais les autres lignes sont déformées. Le type et l'importance de la distorsion dépendent des caractéristiques de la lentille, de la présence (et de la position) d'une éventuelle ouverture, puisque le grandissement transversal d'une image varie selon sa distance par rapport à l'axe optique. Par

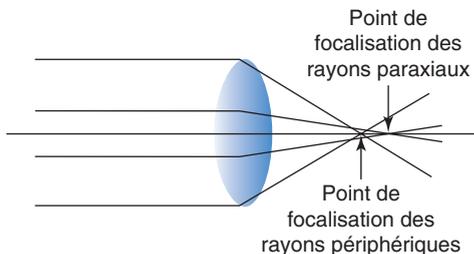


Figure 1-50 Aberration sphérique. (Redessiné à partir de la Section 2 du *Basic and Clinical Science Course* : Optique, Refraction, and Contact Lenses. San Francisco : American Academy of Ophthalmology ; 1986–1987 : 76. Fig. 46).

exemple, un objet aura une distorsion en barillet s'il est vu à travers une lentille fortement négative, et une distorsion en coussinet s'il est vu à travers une lentille fortement positive (fig. 1-51).

Coma et courbure de champ

La coma et la courbure de champ sont des aberrations de moindre intérêt pour nous ici. La coma se produit quand l'objet est en dehors de l'axe et que les « plans principaux » sont des surfaces courbes. L'image est une tache qui ressemble à une queue de comète. La courbure de champ représente le plan de focalisation des lentilles sphériques qui est une surface courbe (surface de Petzval), et non une surface plane (fig. 1-52). Ainsi s'achève le tour d'horizon des aberrations monochromatiques de troisième ordre.

Aberrations chromatiques

Les aberrations chromatiques, auxquelles il a été fait référence plus tôt, correspondent à la décomposition des couleurs de la lumière blanche passant à travers un prisme. De la même façon qu'un prisme dévie plus la lumière bleue que la lumière rouge, le point focal secondaire d'une lentille convexe est plus proche pour la lumière bleue que pour la lumière rouge. C'est grâce à l'aberration chromatique de l'œil lui-même qu'il est possible d'obtenir le test « rouge-vert » (voir chapitre 3). L'aberration chromatique provoque, à travers un verre correcteur, une vision paracentrale floue, et ce d'autant plus que la puissance et l'indice de réfraction du verre sont élevés, ce qui correspond à un nombre d'Abbe faible.

Éviter les aberrations

Lors de la conception des instruments optiques, y compris celle des verres correcteurs, les ingénieurs essaient de minimiser le flou qui résulte des aberrations monochromatiques et chromatiques, ainsi que de la diffraction. Habituellement, la plupart des verres correcteurs ont la forme d'un verre ménisque. Les rayons de courbure pour différentes puissances sont choisis pour minimiser le flou des aberrations de troisième ordre. Dans les télescopes multilentilles

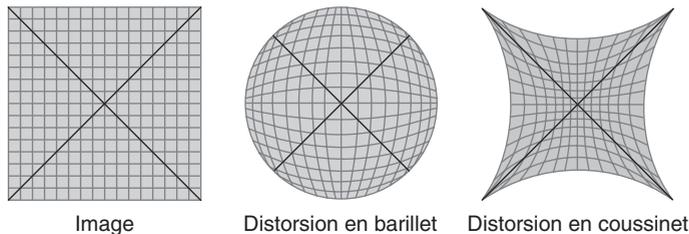


Figure 1-51 Distorsion en barillet et en coussinet. (Illustration développée par le Dr Leon Strauss, Ph.D.)

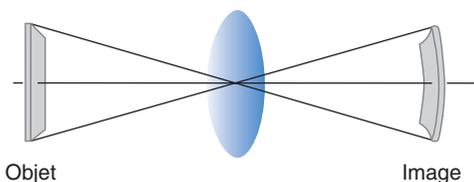


Figure 1-52 Courbure de champ. (Redessiné à partir de la Section 2 du Basic and Clinical Science Course : Optique, Refraction, and Contact Lenses. San Francisco : American Academy of Ophthalmology; 1986-1987 : 76. Fig. 47).

et les microscopes, les trajets optiques sont conçus en utilisant des techniques comme la combinaison de lentilles de divers matériaux et formes, l'utilisation d'ouvertures pour bloquer les rayons indésirables et de miroirs pour canaliser les chemins optiques, et enfin l'application de revêtement antireflet.

Conception de lentille asphérique

Afin de compenser l'aberration sphérique liée au fait que la partie périphérique d'une lentille sphérique réfracte plus fortement que la partie centrale, est né le concept de lentilles asphériques dans lesquelles la courbure diminue d'autant plus que l'on est en périphérie. Descartes étudia dans ce but des formes de section conique en utilisant la loi de Snell. Ces concepts sont utilisés dans divers instruments d'optique, y compris les lentilles correctrices et les implants.

Miroirs

L'angle de réflexion spéculaire de rayons lumineux d'une interface est indépendant de l'indice de réfraction des matériaux de part et d'autre de l'interface, puisque la lumière réfléchi n'entre pas dans le deuxième matériau. En appliquant le principe de Fermat sur la durée minimale du trajet de la lumière, l'angle de réflexion, mesuré à partir de la normale à la surface, est égal à l'angle d'incidence. Aussi, comme avec la loi de réfraction de Snell, le rayon réfléchi doit se trouver dans le même plan que le rayon incident et que la normale à la surface (voir fig. 1-3).

Réflexion sur un miroir plan

L'image d'un objet réel sur un miroir est localisée à égale distance derrière le miroir ; elle est droite et virtuelle. En regardant dans le miroir, vous voyez une image dont la latéralité est inversée, c'est-à-dire que ce qui semble être votre main droite dans le miroir est l'image virtuelle de votre main gauche. Pour se voir de la tête au pied dans un miroir plan, il suffit que le miroir aille du sommet de la tête à mi-chemin du sol (fig. 1-53).

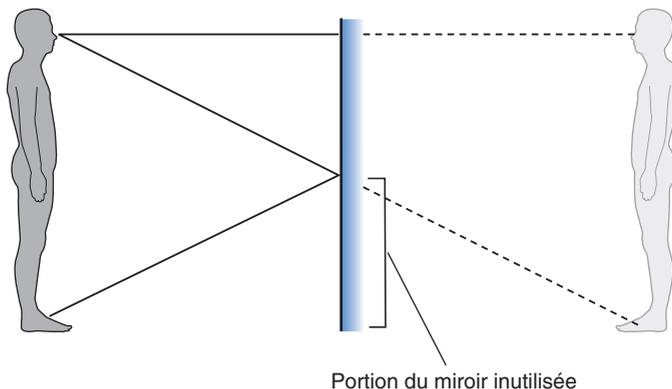


Figure 1-53 Un miroir de mi-hauteur donne une vision de toute la hauteur.

(Illustration développée par le Dr Edmond H. Thall et le Dr Kevin M. Miller, et rendue par C.H. Wooley.)

Miroirs courbés de façon sphérique

La distance focale (f) d'un miroir est égale à la moitié de son rayon de courbure (r). La puissance d'un miroir vaut l'inverse de sa distance focale ($1/f$). Les miroirs convexes ajoutent de la vergence négative (comme des lentilles négatives). Un rétroviseur convexe d'une automobile donne une image virtuelle, à l'endroit et rétrécie de la voiture de derrière. Les miroirs concaves ajoutent une vergence positive (comme les lentilles positives). L'image d'un miroir convexe cosmétique dépend de la distance qui sépare du miroir. À la distance focale, l'image est virtuelle, à l'endroit et agrandie. En s'éloignant du plan du miroir, les rayons se croisent et l'image devient réelle, inversée et agrandie; elle rétrécit ensuite (fig. 1-54).

Inversion de l'espace image

La relation de vergence de base, $U + P = V$, peut être appliquée aux miroirs, sauf que le miroir dévie le chemin optique, renversant l'espace image. Dans nos diagrammes, la lumière se propage de gauche à droite en s'approchant du miroir et de droite à gauche après réflexion. Les rayons images convergents ont une vergence positive et formeront une image réelle à gauche du miroir, et les rayons image divergents ont une vergence négative et sembleront venir d'une image virtuelle à droite du miroir.

Le rayon central des miroirs

Le rayon central d'un miroir (voir fig. 1-54), qui passe par son centre de courbure, est aussi utile que le rayon central des lentilles, car si l'emplacement de l'image est déterminé par le calcul de vergence, le rayon central indique alors immédiatement l'orientation et la taille de l'image. Notons que, dans l'utilisation du ratio de la distance image sur la distance objet pour calculer la taille de l'image, les distances image et objet sont mesurées du centre de courbure du miroir, avec les mêmes relations à comparer que pour les lentilles.

Calculs de vergence avec les miroirs

Les images d'objets réels données par des miroirs plans sont à l'endroit, virtuelles et situées à la même distance derrière le miroir que l'image réelle l'est devant. Par exemple, la lumière venant d'un objet situé à 1 m à gauche d'un miroir plan a une vergence de -1 D au niveau du miroir. À la réflexion, la vergence sera toujours de -1 D, mais le tracé des extensions imaginaires des rayons images réfléchis vers le côté éloigné du miroir (dans l'espace image virtuel) donne une image virtuelle localisée à 1 m à droite du miroir.

Miroir concave

Un miroir concave ajoute de la vergence positive à la lumière incidente. Il est donc de puissance positive, ou convergente. Si des rayons parallèles atteignent le miroir, ils seront réfléchis et convergeront vers un point focal à mi-chemin du centre de courbure. Le point focal d'un miroir concave n'est pas unique, car n'importe quel rayon central peut servir d'axe optique. Il est à noter aussi que les points focaux primaires et secondaires d'un miroir concave sont confondus. Un rayon central est construit pour passer par un objet et le centre de la courbure.

À titre d'exemple, où est l'image d'un objet situé à 1 m à gauche d'un miroir concave ayant un rayon de courbure de 50 cm? La puissance du miroir est égale à $1/f$, où $f = r/2$, donc la puissance est de 4 D. Selon la formule $U + P = V$, cela donne $-1 + 4 = 3$. Ainsi, l'image est localisée à $1/3$ m, ou 33 cm, à gauche du miroir, dans l'espace image réel. Elle est aussi rétrécie et inversée.

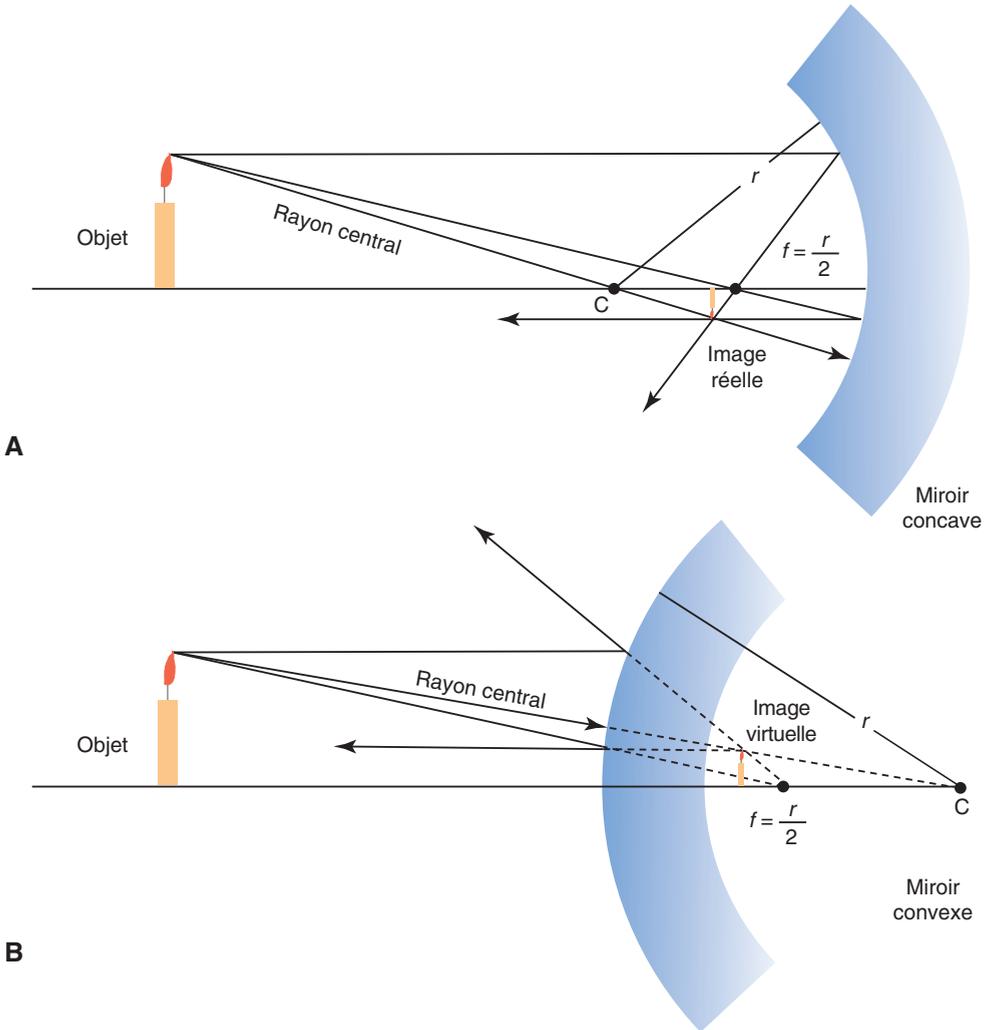


Figure 1-54 Tracé de rayons pour des miroirs concave (A) et convexe (B). Le rayon central n'est pas le même pour les miroirs que pour les lentilles : il passe par le centre de la courbure (C) du miroir, et non par son centre. (Illustration développée par le Dr Kevin M. Miller et rendue par C.H. Wooley.)

Miroir convexe

Un miroir convexe diminue la vergence de la lumière incidente. Il est de puissance négative, divergente. Les points focaux primaires et secondaires, qui sont confondus, sont des points focaux virtuels situés à mi-chemin derrière le centre de courbure.

Dans l'exemple précédent, en utilisant un miroir convexe, plutôt que concave, avec le même rayon de courbure, la puissance du miroir est de -4 D :

$$\begin{aligned} U + P_m &= V \\ -1 + (-4) &= V \\ V &= -5\text{ D} \end{aligned}$$

Dans ce cas, les rayons images sont divergents et l'image virtuelle semblera être localisée à 20 cm à droite du miroir. L'image est rétrécie et à l'endroit.

Considérons un autre exemple : quelle est la puissance réfléchissante de la surface antérieure de la cornée si cette surface a un rayon de 8 mm ? La distance focale est de $8/2 = 4$ mm ; son inverse donne une puissance de -250 D. Ainsi, un objet situé à l'infini apparaîtrait comme une image située légèrement derrière le plan de l'iris, 4 mm derrière la surface cornéenne antérieure. Cet exemple montre pourquoi un appareil photo focalisé sur la lumière réfléchi par la cornée est à peu près focalisé dans le plan de l'iris.

Lentilles sphérocyindriques

Les lentilles et les miroirs décrits jusqu'à présent étaient symétriques autour de l'axe optique ; donc une représentation plane était suffisante. Cependant, il est nécessaire de passer en 3 dimensions afin d'envisager les lentilles utilisées pour corriger l'astigmatisme régulier de l'œil.

Un cylindre est plan sur un axe et a une courbure sphérique dans le méridien perpendiculaire à cet axe. Une lentille sphérocyindrique a la forme d'un tore : sa forme est celle de la surface extérieure d'un pneu de bicyclette ou d'un baril, avec un rayon de courbure plus grand et moins circulaire formant un angle droit au point de contact du pneu (ou du baril sur le côté) avec le sol – qui serait également le centre optique d'un verre sphérocyindrique (fig. 1-55).

Il est possible de décrire une lentille sphérocyindrique comme ayant une puissance de -3 D à 30° et -5 D à 120° , ou en la décomposant en une sphère de -3 D combinée avec un cylindre de -2 D dont l'axe est à 120° ($-3,00 -2,00 \times 120$), ou une lentille sphérique de -5 D combinée avec un cylindre de $+2$ D dont l'axe est à 30° ($-5,00 +2,00 \times 30$). L'« équivalent sphérique » de la lentille, à mi-chemin entre les deux puissances en dioptries, est de -4 D. Seule la moitié du cylindre est ajoutée à la sphère (fig. 1-56).

Pour convertir une prescription de cylindre positif en cylindre négatif (ou inversement), il faut respecter les points suivants :

- la nouvelle sphère est la somme algébrique de l'ancienne sphère et de l'ancien cylindre ;
- le nouveau cylindre a la même valeur que l'ancien cylindre, mais avec le signe opposé ;
- l'axe doit être changé de 90° .

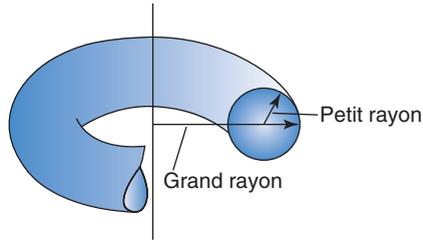
Combinaison de lentilles sphérocyindriques

En plaçant une de ces lentilles juste devant une deuxième, avec les axes ayant un angle quelconque, le résultat sera une nouvelle lentille sphérocyindrique dont la plus grande et la plus petite courbure seront également séparées de 90° . Le nouvel axe et la nouvelle puissance sont simples à déterminer à condition que les deux axes initiaux soient alignés ; dans le cas contraire, le calcul est beaucoup plus compliqué.

La conoïde de Sturm

Un faisceau de rayons lumineux qui passe par le centre d'une lentille sphérocyindrique perpendiculairement en son centre ne se focalisera pas en un point unique, mais plutôt selon deux lignes focales, chacune d'entre elles représentant les deux méridiens de la croix de puissance. L'enveloppe géométrique du faisceau circulaire de rayons lumineux réfracté par une lentille sphérocyindrique est appelée la *conoïde de Sturm*. Cette enveloppe de rayons lumineux se propageant

Un tore a en chaque point de sa surface deux rayons de courbure différents.



Si nous « sectionnons » n'importe lequel de ces tores, nous obtiendrons une lentille sphéro-cylindrique. La surface non torique peut être plate, ou bien elle peut avoir une puissance sphérique positive ou négative.

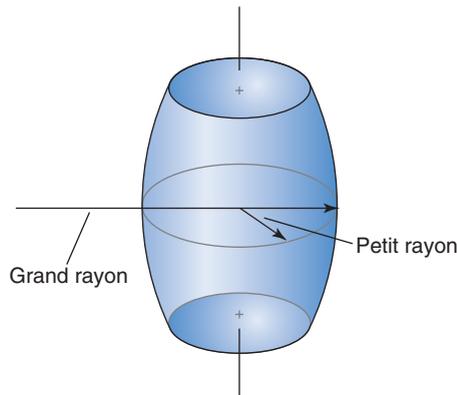


Figure 1-55 Surfaces toriques. (Redessiné à partir de Duane TD, ed. Clinical Ophthalmology. Vol 1. Hagerstown, MD : Harper & Raw; 1985 : 47, Fig. 32-53, avec l'autorisation de Lippincott Williams & Wilkins.)

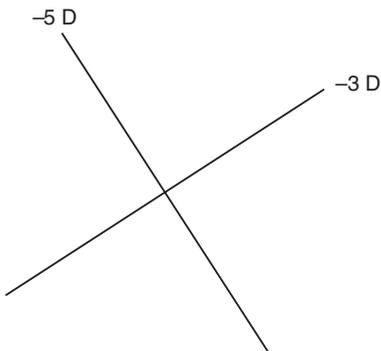


Figure 1-56 Exemple d'une croix de puissance. (Illustration développée par le Dr Leon Strauss, PhD.)

le long de la conoïde de Sturm d'une lentille, dont les deux axes ont des puissances positives, a une section elliptique qui devient d'abord la première droite focale puis la deuxième droite focale. L'équivalent sphérique correspond au pouvoir dioptrique moyen des axes de la lentille. La section de la conoïde de Sturm est circulaire uniquement à cet endroit, où elle est appelée *cercle de moindre confusion* (fig. 1-57).

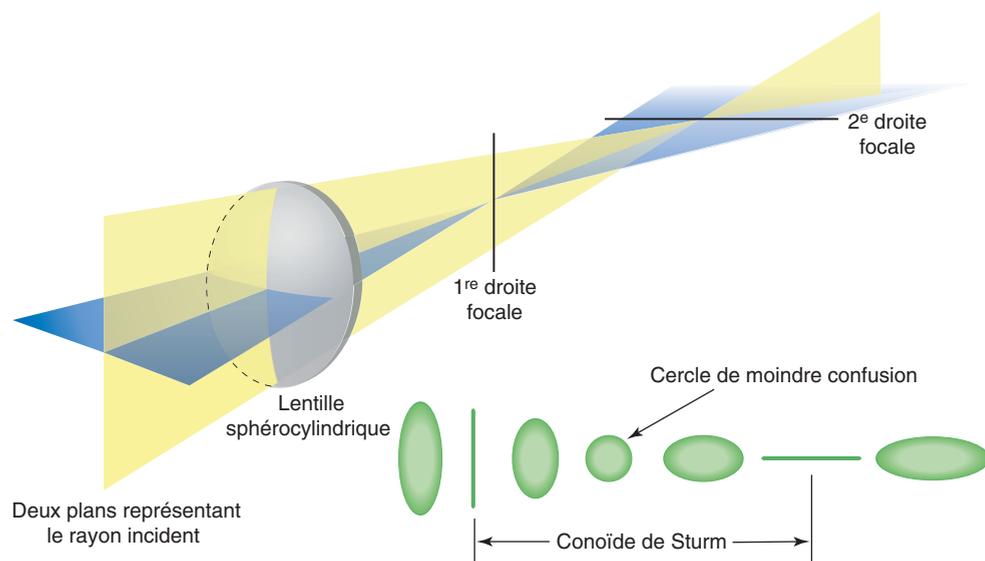


Figure 1-57 Conoïde de Sturm. (Illustration développée par le Dr Kevin M. Miller et rendue par Jonathan Clark.)

Le cylindre croisé de Jackson

Le cylindre croisé de Jackson est une lentille sphérocyllindrique utilisée en réfraction clinique (voir chapitre 3). C'est la combinaison d'un cylindre positif et d'un cylindre négatif de puissance égale ayant des axes à 90° .

La lentille du cylindre croisé est généralement elle-même de forme sphérocyllindrique, avec d'un côté une surface cylindrique et de l'autre une surface sphérique dont la puissance, de signe opposé, est la moitié de celle du cylindre ; ainsi, son équivalent sphérique est de zéro.

L'utilisation du cylindre croisé de Jackson pour déterminer tant la puissance que l'axe de correction pour un œil est abordée dans le chapitre 3. La puissance spécifique (par exemple $\pm 0,25$ D, $\pm 0,37$ D, $\pm 0,50$ D) du cylindre croisé approprié lors du test en clinique dépend de l'acuité visuelle du patient. Pour 20/30 et mieux, le cylindre croisé de $\pm 0,25$ D est approprié. Le cylindre croisé de $\pm 0,50$ D est utile pour des acuités visuelles entre 20/40 et 20/70, et ainsi de suite.

Prismes

Dioptrie prismatique

La puissance d'un prisme est définie par l'importance de la déviation produite quand un rayon lumineux traverse le prisme. La déviation correspond à la distance de déviation (en centimètres) mesurée à 100 cm du prisme (fig. 1-58) et est exprimée en dioptries prismatiques (Δ).

Pour des angles inférieurs à 100Δ (45°), chaque variation d'écart de 2 dioptries prismatiques correspond approximativement à une variation de 1° . Pour des angles supérieurs, il faut plus de dioptries prismatiques pour avoir une variation équivalente à 1° .

Les prismes de verre sont calibrés pour être tenus en position de Prentice, c'est-à-dire avec une des faces du prisme perpendiculaire aux rayons lumineux. Un prisme de verre est donc correctement

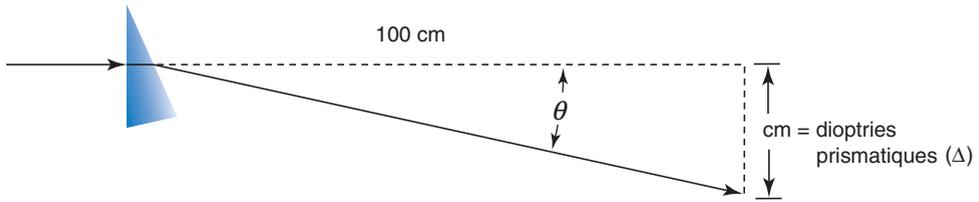


Figure 1-58 Définition des dioptries prismatiques. La puissance du prisme, quand il est dans cette position particulière, est définie comme étant la distance en centimètres de déviation d'un rayon mesurée à 100 cm après le passage par le prisme ; elle est exprimée en dioptries prismatiques. (Illustration développée par le Dr Edmond H. Thall et le Dr Kevin M. Miller, et rendue par C.H. Wooley.)

positionné si la face arrière est parallèle au plan de l'iris – direction vers laquelle l'œil est orienté. Toute la réfraction se produit sur la face opposée et est supérieure au minimum de déviation pour ce prisme. C'est ainsi qu'un prisme de verre correcteur est mesuré par un frontofocomètre, quel qu'en soit le matériau, la face postérieure du verre correcteur positionnée à plat contre la pointe du frontofocomètre. Si la surface postérieure d'un prisme de verre de 40 Δ est par erreur positionnée dans le plan frontal du visage du sujet, l'effet sera réduit à seulement 32 Δ.

Par ailleurs, les prismes en plastique et les règles de prismes sont calibrés selon l'angle de déviation minimal. Cliniquement, pour approcher approximativement cet angle, ces prismes sont tenus avec la surface postérieure dans le plan frontal du visage du sujet (fig. 1-59).

Le trajet d'un faisceau de rayons passant par un prisme est dévié vers la base du prisme pour former une image réelle. Un prisme posé devant un vidéoprojecteur avec l'apex orienté vers le côté gauche de la pièce affichera sur l'écran des lettres décalées dans la direction de la base du prisme, c'est-à-dire à droite (fig. 1-60).

Par ailleurs, un objet réel, comme une lettre affichée, observée à travers le même prisme ayant l'apex dirigé vers le côté gauche de la salle de projection sera vue comme une image virtuelle déplacée vers l'apex du prisme, par rapport à l'objet d'origine. Ces rayons divergents, vus comme provenant d'un objet optiquement réel, sont focalisés en une image réelle sur la rétine de l'observateur, pour qui la lettre semblera avoir été décalée vers la gauche (fig. 1-61).

Effet prismatique des lentilles et règle de Prentice

Une lentille sphérique a bien sûr, en chaque point de sa surface, une puissance prismatique qui dévie les rayons lumineux vers l'axe optique (lentilles positives) ou les éloigne de l'axe optique (lentilles

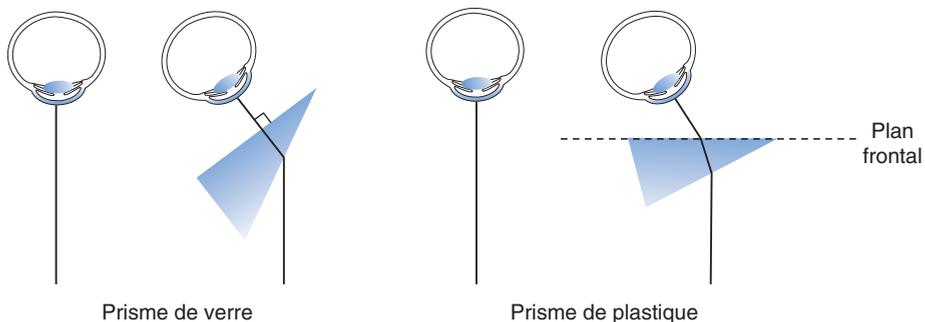


Figure 1-59 Positions correctes des prismes de verre et de plastique. (Illustration développée par le Dr Edmond H. Thall et le Dr Kevin M. Miller, et rendue par C.H. Wooley.)

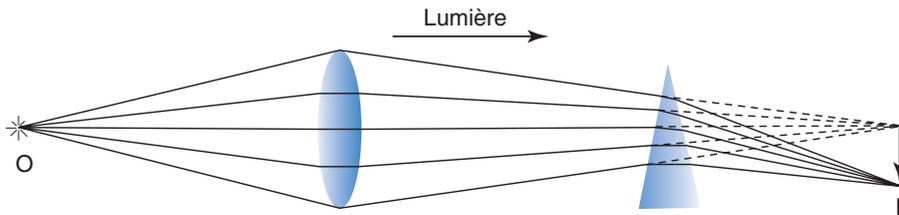


Figure 1-60 Les images réelles sont déplacées par le prisme vers la base du prisme. (Illustration développée par le Dr Edmond H. Thall et le Dr Kevin M. Miller, et rendue par C.H. Wooley.)

négatives). La puissance prismatique est de zéro au centre optique de la lentille et augmente en s'éloignant du centre, proportionnellement tant à la puissance dioptrique de la lentille qu'à la distance par rapport au centre de la lentille. Cette relation est exprimée selon la règle de Prentice, qui stipule que la puissance prismatique d'une lentille (en dioptries prismatiques, Δ) en n'importe quel point de sa surface est égale au produit de la distance avec le centre optique (en centimètres) par la puissance de la lentille (en dioptries) (fig. 1-62).

L'effet prismatique des lentilles devient cliniquement important pour des patients anisométropes (puissance de lentille inégale) dans le méridien vertical. La position de lecture induit des effets prismatiques différents pour chaque œil et un mauvais alignement vertical des axes visuels. La conception des lentilles bifocales doit donc prendre en compte les effets de déplacement d'image prismatique et les « sauts » d'image prismatique.

Il est possible d'« ajouter » un prisme à un verre correcteur simplement en décentrant le verre de la monture pour que l'axe visuel du patient en position primaire passe par une partie décentrée du verre. Le fait que la quantité désirée de prisme puisse être ajoutée par un tel décentrage dépend de la puissance et de la taille de la lentille brute. Par exemple, ajouter 5Δ de prisme à une lentille de $+1,00 \text{ D}$ exige un décentrement de 5 cm, ce qui est plus éloigné que le bord externe de la lentille brute; dans ce cas, le prisme devrait être incorporé au verre.

Un frontofocomètre permet d'analyser rapidement si une lentille a été décentrée ou si un prisme a été incorporé par simple localisation du centre optique en déplaçant le verre jusqu'à ce que la cible du frontofocomètre soit centrée. Si la distance la plus grande du centre optique au bord de la lentille est supérieure à la moitié du diamètre de 60 mm d'une lentille brute habituelle, un prisme a alors probablement été incrusté dans le verre.

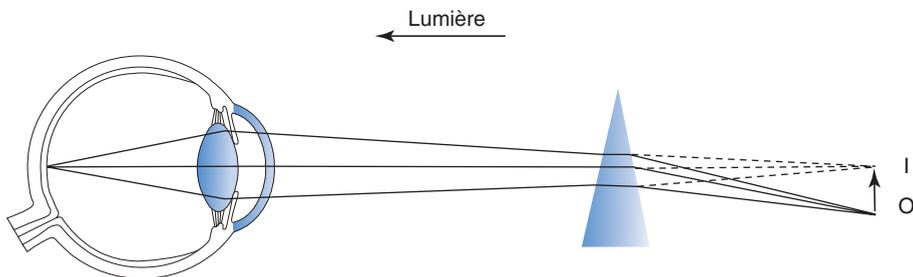


Figure 1-61 Le prisme forme une image virtuelle d'un objet réel, et cette image virtuelle, comparée à l'objet d'origine, est déplacée vers l'apex du prisme. (Illustration développée par le Dr Edmond H. Thall et le Dr Kevin M. Miller, et rendue par C.H. Wooley.)

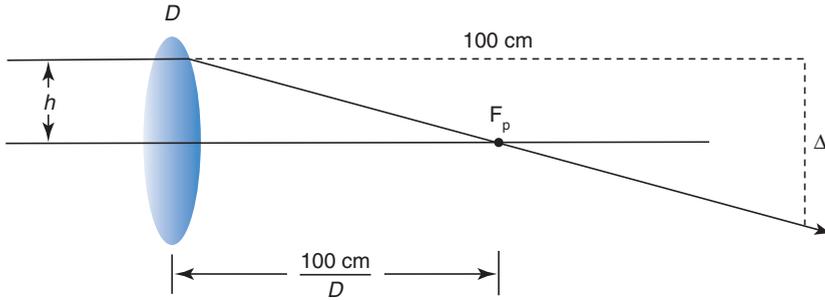


Figure 1-62 La règle de Prentice. Voir le texte pour les explications. D = puissance de la lentille en dioptries; F_p = point focal; h = distance avec le centre optique, en centimètres. (Illustration développée par le Dr Kevin M. Miller et rendue par C.H. Wooley.)

Rappelons que le prisme intégré dans un verre correcteur est perçu dans la position primaire de l'axe visuel du porteur. Il peut être utile de marquer cette position avec un marqueur effaçable avant le transfert des verres du visage du sujet au frontofocomètre. La cible du frontofocomètre, qui est une image réelle, est déplacée dans la direction de la base du prisme qui est mesuré. Par conséquent, un déplacement latéral des centres optiques dans le frontofocomètre témoigne de la présence d'un prisme base externe.

Si une déviation nécessite une certaine quantité de prisme vertical et une autre de prisme horizontal, nous pouvons additionner les deux comme des vecteurs afin de trouver le prisme orienté de façon oblique qui satisfait aux deux exigences (fig. 1-63). Cependant, si les deux prismes sont maintenus ensemble desserrés, la puissance du prisme obtenu ne sera pas égale à la somme des deux, puisque le trajet optique sera déjà dévié avant d'atteindre le deuxième prisme. Pour cet objectif, il faut additionner les puissances en positionnant un prisme devant chaque œil.

Quand on prescrit un prisme oblique, il est important de spécifier clairement la direction de la base, en écrivant, par exemple, «base supérieure et externe, dans le méridien à 37° », ou «base inférieure et interne, dans le méridien à 37° .»

Le prisme rotatoire (prisme de Risley), monté à l'avant de la plupart des réfracteurs, consiste en deux prismes de puissance égale qui peuvent tourner indépendamment l'un de l'autre pour produire des pouvoirs prismatiques variant du zéro (les prismes se neutralisent) à la somme des deux puissances (les prismes étant alignés dans la même direction). Le prisme Risley est particulièrement utile pour mesurer des phories (souvent avec une tige de Maddox) et les amplitudes de vergence fusionnelles.

Aberrations prismatiques

En plus de l'aberration chromatique (que produit des franges colorées aux bords d'objets vus par un prisme), les prismes ont d'autres aberrations, comme le grandissement asymétrique et la courbure de champ. Ces aberrations peuvent de temps en temps être symptomatiques, même avec la faible puissance des prismes ophtalmologiques.

Prismes de Fresnel

Pour éviter le surpoids induit par les prismes conventionnels ainsi que leurs aberrations, les cliniciens utilisent parfois les prismes de Fresnel (se prononce *fre-nel*), qui sont composés de feuilles de plastique, longues, étroites et minces, placées côte à côte (fig. 1-64).

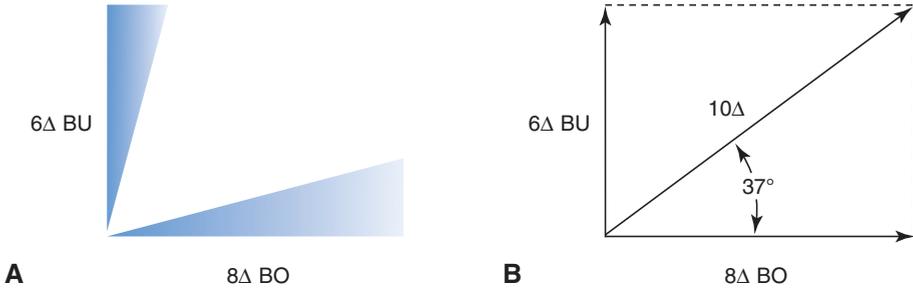


Figure 1-63 Addition vectorielle de deux prismes. **A.** La norme de la somme vectorielle est $\sqrt{8^2 + 6^2}$. **B.** L'angle de la somme vectorielle est $\arctan(6/8)$. BU = base en haut (*base up*); BO = base à l'extérieur (*base out*). (Illustration développée par le Dr Kevin M. Miller et rendue par C.H. Wooley.)

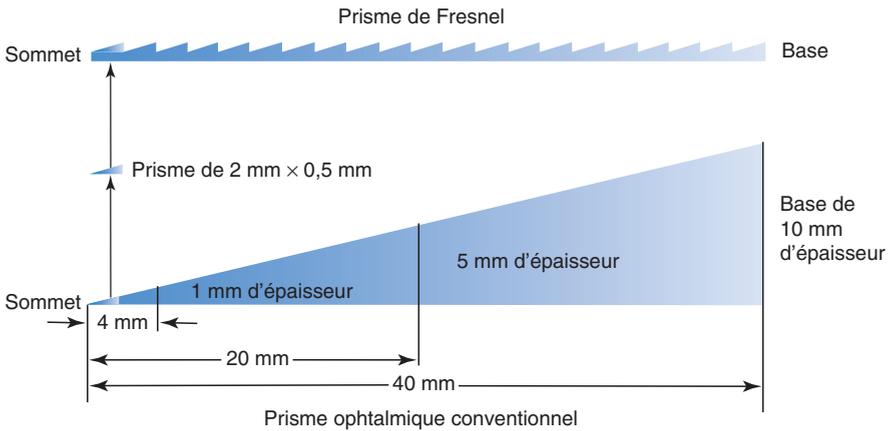


Figure 1-64 Comparaison entre un prisme de Fresnel et un prisme conventionnel. (Redessiné à partir de Duane TD, ed. Clinical Ophthalmology. Vol 1. Hagerstown, MD : Harper & Row; 1976 : chap. 52, Fig. 52-2, avec l'autorisation de Lippincott Williams & Wilkins.)

Les membranes de Fresnel (Press-On™), une sorte de prisme de Fresnel, sont appliquées avec de l'eau à l'arrière de la surface des verres correcteurs, mais l'acuité visuelle est quelque peu altérée par l'aberration chromatique et la présence de nombreux bords.

Exercices du chapitre

Les questions 1.18 à 1.23 se rapportent à la figure 1-65.

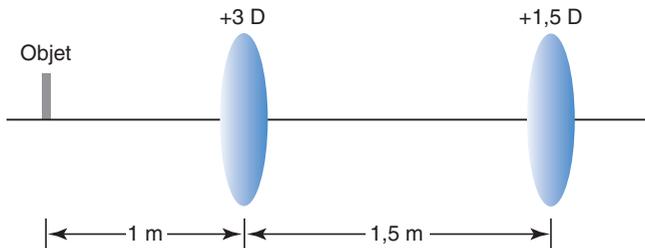


Figure 1-65 Pour les questions 1.18 à 1.23 du chapitre. Un objet est situé à 1 m devant une lentille sphérique de $+3\text{ D}$. La lentille de $+3\text{ D}$, à son tour, est située à $1,5\text{ m}$ devant une lentille sphérique de $+1,5\text{ D}$.

Questions

- 1.18. Où la lentille de +3 D forme-t-elle une image intermédiaire ?
- à l'infini optique
 - 2 m devant la lentille
 - 1 m devant la lentille
 - 0,5 m derrière la lentille
 - 2 m derrière la lentille
- 1.19. L'image intermédiaire serait décrite comme
- à l'endroit, réelle, agrandie
 - inversée, réelle, diminuée
 - à l'endroit, virtuelle, agrandie
 - à l'endroit, virtuelle, diminuée
 - inversée, virtuelle, diminuée
- 1.20. Quelle est la taille de l'image intermédiaire par rapport à l'objet ?
- Intermédiaire
 - un quart de la taille
 - la moitié de la taille
 - la même taille
 - deux fois plus grande
- 1.21. Quel est l'emplacement de l'image finale ?
- 1 m devant la deuxième lentille
 - 2 m derrière la deuxième lentille
 - 4 m derrière la deuxième lentille
 - 10 m derrière la deuxième lentille
 - à l'infini optique
- 1.22. Comparée à l'image intermédiaire, l'image finale est
- réelle, agrandie
 - réelle, rétrécie
 - virtuelle, agrandie
 - virtuelle, rétrécie
- 1.23. Quelle est la taille de l'image finale par rapport à l'objet ?
- intermédiaire
 - le quart la taille
 - la moitié de la taille
 - la même taille
 - deux fois plus grande
- 1.24. Un objet est situé à 25 cm devant un miroir sphérique concave avec un rayon de courbure de 1 m (fig. 1-66). L'image est
- virtuelle avec un grandissement transversal de $1,77\times$
 - virtuelle avec un grandissement transversal de $-0,56\times$
 - réelle avec un grandissement transversal de $-1,77\times$
 - réelle avec un grandissement transversal de $0,56\times$

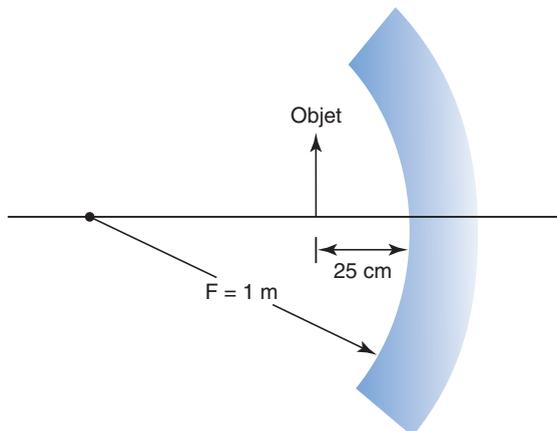


Figure 1-66

Réponses

- 1.18. **d.** La lumière de l'objet, qui est situé à 1 m devant la première lentille, a une vergence de -1 D quand elle entre dans la lentille. La vergence (en dioptries) = $n/\text{distance}$ (mètres) = $-1/1 = -1$ D. La lentille ajoute $+3$ D supplémentaires de vergence. La lumière qui quitte la lentille a donc une vergence de $+2$ D. Les rayons lumineux avec une vergence de $+2$ D convergent en un point situé à $0,5$ m derrière la lentille (fig. 1-67).

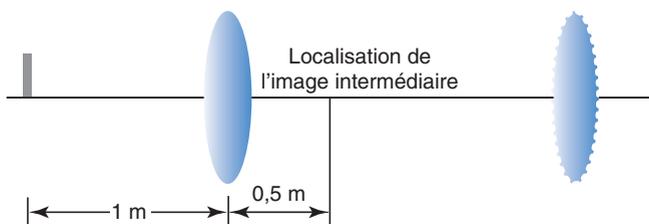


Figure 1-67

- 1.19. **b.** Un rayon passant par le point nodal de la lentille, qui correspond au centre optique de la lentille, sortira de la lentille non dévié. L'image est réelle parce qu'elle est du côté opposé de la lentille par rapport à l'objet. Si un écran était placé à l'emplacement de l'image, une image se formerait. Le diagramme avec le tracé du rayon central montre que l'image est rétrécie.
- 1.20. **c.** Selon le principe géométrique des triangles semblables, la hauteur de l'image intermédiaire est la moitié de la hauteur de l'objet. Le grandissement transversal est $-0,5\times$ (moins : donc inversé ; $0,5 < 1$: donc rétrécie) (fig. 1-68).

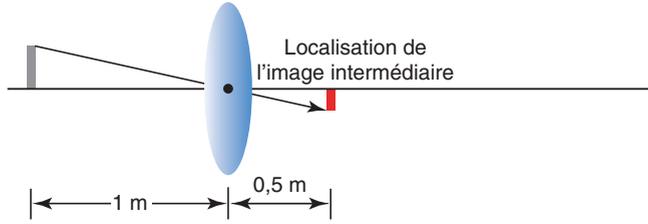


Figure 1-68

- 1.21. **b.** Pour répondre à cette question, on considère l'image intermédiaire comme un nouvel objet et on oublie la première lentille. L'image intermédiaire est située à 1 m devant la deuxième lentille. La vergence de la lumière entrant dans la deuxième lentille est donc -1 D . Les rayons lumineux avec une vergence de $+0,5\text{ D}$ se focalisent 2 m derrière la deuxième lentille (fig. 1-69).

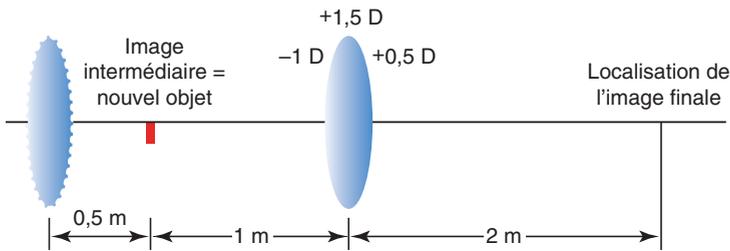


Figure 1-69

- 1.22. **a.** L'image intermédiaire est un nouvel objet inversé. Un rayon traversant le point nodal de la lentille, qui correspond au centre optique de la lentille, sortira de la lentille non dévié (fig. 1-70). L'image du nouvel objet est réelle parce qu'elle est située du côté opposé de la lentille par rapport à l'objet. Un écran placé à cet emplacement formerait une image réelle. Le diagramme avec le tracé du rayon central montre que l'image est agrandie comparée à l'image intermédiaire.

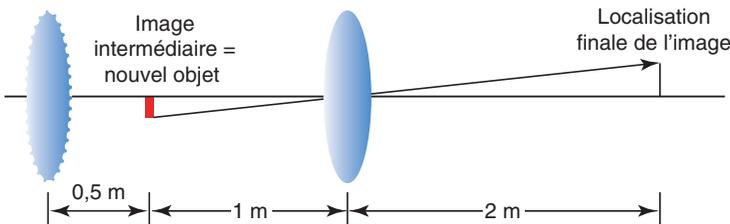


Figure 1-70

- 1.23. **d.** Selon le principe géométrique des triangles semblables, l'image finale a une hauteur égale à deux fois la hauteur de l'image intermédiaire (voir fig. 1-70). L'image finale a la même hauteur que l'objet, puisque l'image intermédiaire a la moitié de la hauteur de l'objet. Le grandissement transversal final est $1\times$.

- 1.24. a. La lumière de l'objet a une vergence de -4 D quand elle atteint le miroir. Le miroir ajoute $+1\text{ D}$, donc la lumière qui quitte le miroir a une vergence de -3 D . L'image est à $0,33\text{ m}$ à droite du miroir, puisque le miroir inverse la zone image. L'image peut être dessinée en traçant des rayons, comme indiqué dans la figure 1-71A. L'image est à l'en-droit. La hauteur de l'image peut être déterminée en suivant le principe géométrique des triangles semblables, comme indiqué dans la figure 1-71B. Le grandissement transversal est $1,33/0,75 = 1,77\times$. Un grandissement transversal négatif indiquerait une image inversée.

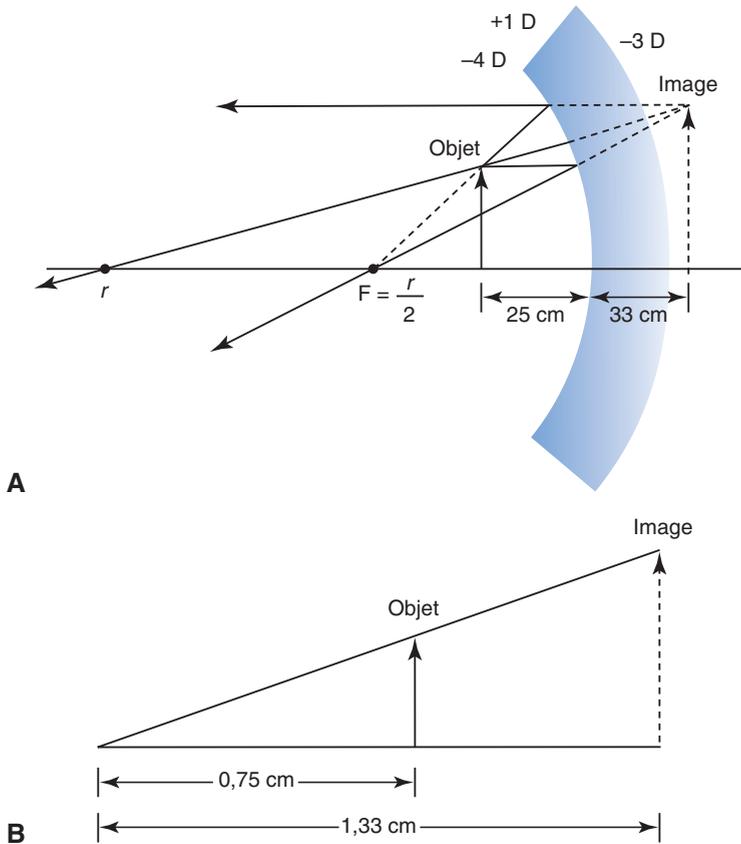


Figure 1-71

Annexe 1.1

Revue rapide : angles, trigonométrie et théorème de Pythagore

Il est utile de passer en revue quelques principes de base de géométrie et de trigonométrie pour aider à comprendre la notion d'agrandissement d'image. Rappelons qu'un cercle est divisé angulairement en 360° , ce qui correspond approximativement à $6,28$ radians. La conversion entre des degrés et des radians est fréquemment nécessaire pour résoudre les problèmes d'optique. Un degré est subdivisé en $60'$ (minutes); chaque minute est subdivisée en $60''$ (secondes).

La somme des angles dans un triangle est égale à 180° , ou π radians. Pour n'importe quel triangle rectangle dont les côtés sont a , b et c (fig. 1-72) et l'angle θ entre les côtés b et c , la fonction trigonométrique est définie comme suit :

$$\tan \theta = \frac{a}{b}$$

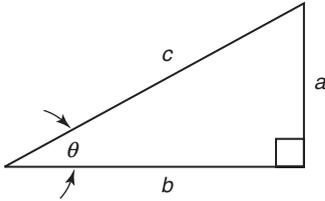


Figure 1-72 Triangle rectangle. (Illustration développée par le Dr Kevin M. Miller et rendue par C.H. Wooley.)

Le théorème de Pythagore stipule que $c^2 = a^2 + b^2$; par conséquent, $c = \sqrt{a^2 + b^2}$. On dit que des triangles sont semblables quand leurs angles sont égaux. Quand deux triangles ont des angles identiques, leurs côtés sont proportionnels. Les triangles dans la figure 1-73 sont semblables.

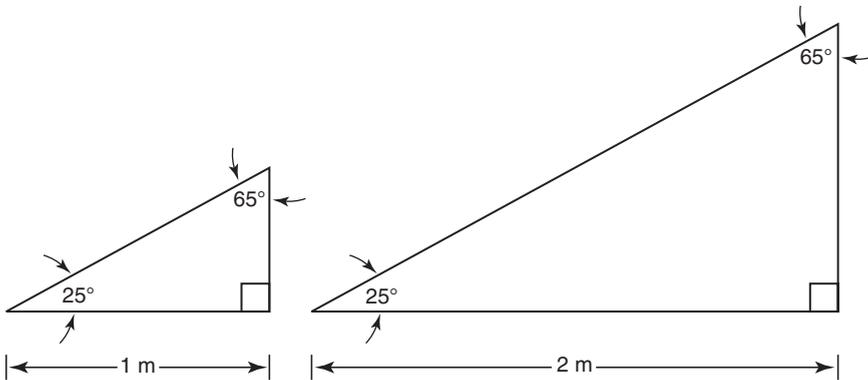


Figure 1-73 Ces deux triangles sont semblables parce que leurs angles sont égaux. (Illustration développée par le Dr Kevin M. Miller et rendue par C.H. Wooley.)

Annexe 1.2

Propriétés de la lumière et optique de premier ordre

Le principe de Fermat

Comme indiqué plus haut dans ce chapitre, le mathématicien Pierre de Fermat pensait que les processus naturels se produisent de la façon la plus économe. Le principe de Fermat, appliqué à l'optique, implique que la lumière se propage d'un point à un autre le long du chemin nécessitant le temps de propagation le plus court. Historiquement, les lois de la réflexion et de la réfraction ont été découvertes suite à des expérimentations appliquées avant l'époque de Fermat. Cependant, la loi de réfraction comme la loi de réflexion peuvent être mathématiquement déduites.

Le principe de Fermat est un outil conceptuel et pratique important. Le concept de *longueur de chemin optique* (*optical path length* [OPL]) augmente l'utilité de ce principe. L'OPL est la distance réelle du chemin lumineux dans un milieu donné multiplié par l'indice de réfraction du milieu. Par exemple, si lumière se propage 5 cm dans l'air ($n = 1,000$) et 10 cm dans un verre crown ($n = 1,523$), l'OPL est $(5 \text{ cm} \times 1,000) + (10 \text{ cm} \times 1,523) = 20,2 \text{ cm}$. Selon le principe de Fermat, la lumière suit le chemin minimisant l'OPL.

La figure 1-23 montre la lumière d'un point se propageant le long de deux chemins différents vers le point image. La lumière se propageant suivant le chemin 1 depuis la source jusqu'au point image traverse une partie relativement épaisse de la lentille. La lumière se propageant suivant le chemin le plus long (chemin 2) passe dans une épaisseur de verre plus faible. Si la lentille est correctement formée, la distance la plus grande dans l'air est parfaitement compensée par la distance plus courte dans le verre. Autrement dit, le temps exigé pour que la lumière aille de l'objet à l'image (ou l'OPL) est identique pour les deux chemins.

Formation d'images stigmatiques en utilisant une surface réfringente unique

Le télescope et le microscope ont été inventés au début du XVII^e siècle. Bien que les images produites par ces dispositifs aient été utiles, leur qualité n'était pas très élevée parce que les lentilles ne focalisaient pas de façon stigmatique.

À l'époque, les fabricants n'étaient pas très exigeants sur la forme des surfaces des verres. Ils avaient remarqué que n'importe quelle surface courbe produisait une image. Ainsi, les surfaces étaient soigneusement polies mais taillées de manière approximative. Cependant, des idées concernant l'image stigmatique et la loi de Snell se sont développées, et il est alors devenu clair que la forme des surfaces des lentilles déterminait la qualité de l'image. Ainsi, au XVII^e siècle, les fabricants ont commencé à prendre soin du surfaçage de la lentille.

Il a fallu alors répondre à la question : quelle surface produit la meilleure image ? Descartes a appliqué le principe de Fermat à la situation la plus simple, la surface réfringente unique, en considérant un point objet unique et une longue tige de verre (fig. 1-74). Descartes s'est rendu compte qu'une image stigmatique se formerait dans le verre si l'extrémité de la tige était de forme presque elliptique. Cette forme est devenue l'ellipsoïde cartésien, ou la conoïde cartésienne.

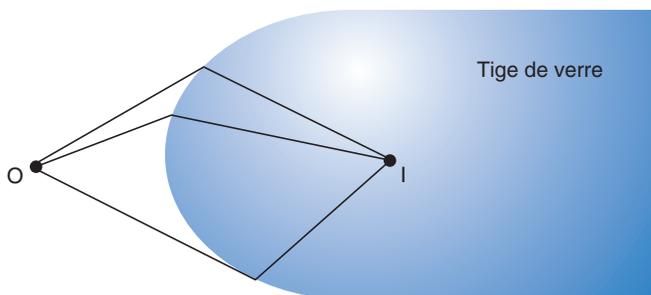


Figure 1-74 La conoïde cartésienne est une surface réfringente unique qui produit une image stigmatique pour un objet point. (Illustration développée par le Dr Edmond H. Thall et le Dr Kevin M. Miller, et rendue par C.H. Wooley.)

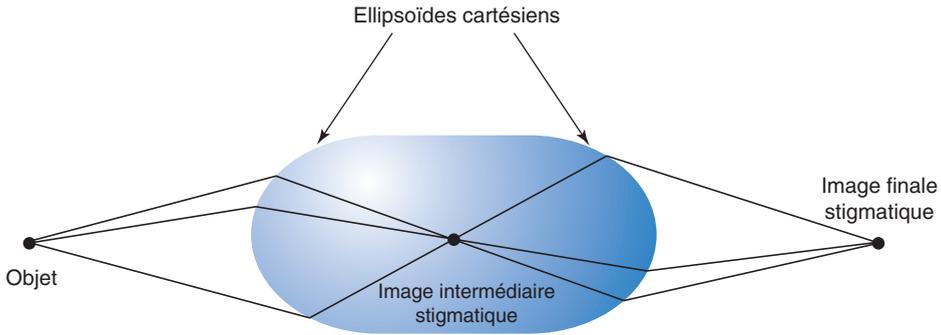


Figure 1-75 Une combinaison d'ellipsoïdes cartésiens donne aussi une image stigmatique. (Illustration développée par le Dr Edmond H. Thall et le Dr Kevin M. Miller, et rendue par C.H. Wooley.)

Certains lecteurs pourraient être perturbés par le fait que l'image se forme dans la cavité vitrénne alors que, dans un œil emmétrope, l'image se forme sur la rétine. Une fois qu'une image stigmatique est produite, la tige est coupée et un deuxième ellipsoïde cartésien est placé sur la surface arrière (fig. 1-75). L'image finale est aussi stigmatique. L'ellipsoïde cartésien produit une image stigmatique d'un unique point objet. Tous les autres points objets se reflètent de manière non stigmatique.

Jusqu'en 1960 environ, il était impossible de fabriquer un ellipsoïde cartésien. Les seules surfaces qui pouvaient être précisément fabriquées étaient des sphères, des cylindres, des sphérocy-lindres et des surfaces planes. Aujourd'hui, des surfaces asphériques sont relativement faciles à fabriquer.

Descartes a établi qu'une surface uniquement réfringente pourrait, au mieux, produire une image stigmatique de seulement 1 point objet. Grâce aux mathématiques, il a été démontré qu'un système optique peut produire une image stigmatique pour autant de points objets qu'il y a de « degrés de liberté » dans le système optique. Une lentille simple a 3 degrés de liberté (ddl) : la surface avant, la surface arrière et l'épaisseur de la lentille. Une combinaison de deux lentilles a 7 ddl : les 4 surfaces, les 2 épaisseurs et la distance entre les deux lentilles. Des systèmes optiques utilisant des lentilles multiples améliorent la qualité d'image.

Optique de premier ordre

Pendant des siècles, la sphère était la seule surface de verre pouvant être fabriquée. Descartes a prouvé que les lentilles avec des surfaces sphériques ne produisent pas d'images stigmatiques, mais l'expérience commune montre que de telles lentilles peuvent produire des images utiles. Par conséquent, les propriétés des surfaces réfringentes sphériques ont été soigneusement étudiées.

L'approche actuellement adoptée pour étudier les propriétés d'image de n'importe quelle lentille est la méthode dite du *tracé exact du rayon lumineux*. Dans cette technique, la loi de Snell est utilisée pour tracer les chemins de plusieurs rayons, ayant tous pour origine un point objet unique. Un ordinateur effectue les calculs, à un degré de précision aussi élevé que nécessaire, généralement entre 6 et 8 chiffres significatifs.

La figure 1-76 montre le tracé exact d'un rayon pour une surface réfringente sphérique unique. Parce que l'image n'est pas stigmatique, les rayons ne convergent pas en un point unique. Cependant, l'emplacement de l'image est celui où les rayons sont confinés dans la zone la plus petite. La distribution des rayons à l'emplacement de l'image indique la taille du cercle de confusion, ou la fonction d'étalement du point (*point spread function* [PSF]). Avec la taille du cercle de confusion,

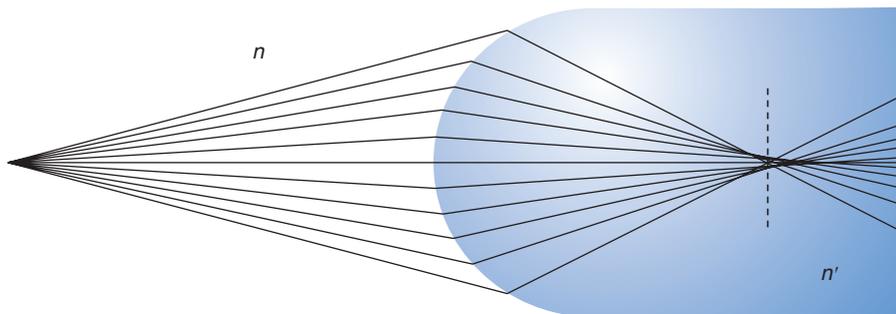


Figure 1-76 Un tracé exact de rayon pour une surface réfringente unique. L'image n'est pas stigmatique. Cependant, à un emplacement particulier, indiqué par la *ligne en pointillés*, les rayons sont limités à la plus petite zone. Cela correspond à l'emplacement de l'image. (Illustration développée par le Dr Edmond H. Thall et le Dr Kevin M. Miller, et rendue par C.H. Wooley.)

on détermine la qualité de l'image. Avec l'emplacement de l'image, d'autres propriétés, comme le grandissement, sont déterminées. En fin de compte, toutes les propriétés d'image peuvent être déterminées avec le tracé exact de rayon.

Au début du XVII^e siècle, les méthodes d'analyse des systèmes optiques développées ont énormément réduit voire éliminé le besoin en calcul. Ces méthodes sont fondées sur des approximations, c'est-à-dire qu'elles ne donnent pas de réponses exactes. Néanmoins, des approximations soigneusement choisies peuvent donner des résultats qui sont très proches de la réponse exacte tout en simplifiant énormément les calculs.

L'astuce est de choisir les approximations qui fournissent autant de simplifications que possible tout en conservant autant d'exactitude que possible. À cet égard, le mathématicien Carl Gauss (1777–1855) a beaucoup contribué à l'analyse des systèmes optiques. Le travail de Gauss, combiné avec celui d'autres, donna un système pour analyser les systèmes optiques qui est maintenant connu sous le nom d'*optique de premier ordre*.

Ignorer la qualité de l'image

La détermination de la qualité d'image nécessite des connaissances sur la manière dont la lumière d'un point objet unique est distribuée dans l'image (c'est-à-dire le PSF). Pour déterminer le PSF, des centaines de rayons doivent être précisément tracés. À l'époque de Gauss, le facteur limitant de la qualité de l'image était plus la technique industrielle que la conception des systèmes optiques. En conséquence, l'analyse théorique de la qualité d'image avait peu d'intérêt. Il était plus intéressant d'analyser d'autres caractéristiques de l'image, comme le grandissement et l'emplacement.

Pour déterminer toutes les caractéristiques de l'image en dehors de la qualité d'image, seul le tracé de quelques rayons est nécessaire. En fait, si la qualité d'image est ignorée, l'analyse de systèmes optiques se limite non pas au tracé de centaines de rayons, mais seulement au tracé de deux rayons. Cependant, à l'époque de Gauss, même le tracé de deux rayons était une tâche intimidante, surtout si le système optique comportait plusieurs lentilles.

Approximation paraxiale

Pour tracer exactement un rayon sur une surface réfringente, nous devons établir un système de coordonnées. Par convention, l'origine du système de coordonnées est placée au sommet, soit au niveau du point où l'axe optique coupe la surface. Aussi par convention, l'axe des ordonnées (axe y) est vertical, l'axe de profondeur (axe z) coïncide avec l'axe optique et l'axe des abscisses (axe x) est

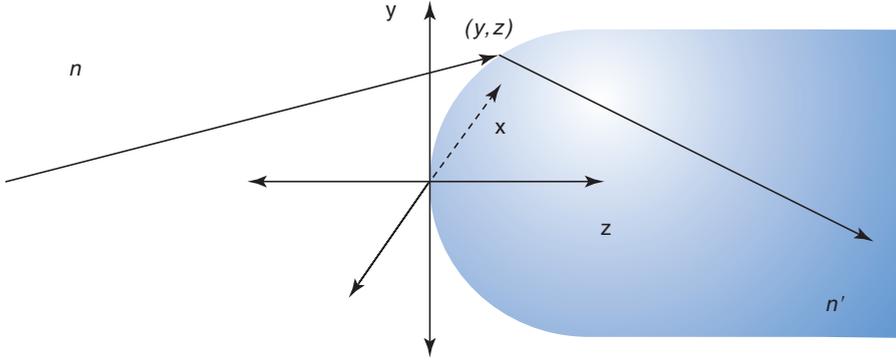


Figure 1-77 Pour tracer exactement un rayon sur une surface réfringente, il est nécessaire d'établir un système de coordonnées (x, y, z) et de trouver ensuite les coordonnées précises (y, z) du point où le rayon croise la surface. (Illustration développée par le Dr Edmond H. Thall et le Dr Kevin M. Miller, et rendue par C.H. Wooley.)

perpendiculaire à la page (fig. 1-77). Un point objet est choisi et un rayon est dessiné depuis ce point objet jusqu'à la surface réfringente.

La première difficulté du tracé d'un rayon exact est la détermination des coordonnées précises (y, z) du point où le rayon atteint la surface réfringente. La formule pour trouver l'intersection d'un rayon avec une surface sphérique exige des calculs assez compliqués impliquant des racines carrées.

Au lieu de tracer un rayon à travers un système optique, il est plus facile de travailler avec des rayons extrêmement près de l'axe optique, les *rayons* dits *paraxiaux*. La partie de la surface réfringente près de l'axe optique peut être considérée comme plane. Comme la surface de la Terre semble plate à un observateur humain, une surface réfringente « semble » plate à un rayon paraxial (fig. 1-78). Pour qu'un rayon soit paraxial, il doit rester proche de l'axe optique tout au long de son trajet depuis l'objet jusqu'à l'image. Un rayon d'un point objet loin de l'axe n'est pas paraxial, même s'il atteint la surface réfringente près de l'axe (fig. 1-79).

Approximation des petits angles (ou approximation de Gauss)

Pour tracer un rayon paraxial, commencer par un point objet sur ou près de l'axe optique. Prolonger alors un rayon du point objet jusqu'à la surface réfringente, qui est représentée par un plan vertical plat (fig. 1-80). L'étape suivante doit déterminer la direction du rayon après la réfraction.

Pour déterminer la direction du rayon réfracté, appliquer la loi de Snell. L'angle d'incidence est θ , et l'angle de transmission est θ_t . Ainsi

$$n \sin \theta = n' \sin \theta_t$$

Ensuite, le développement limité de la fonction de sinus est

$$\sin \theta = \theta - \frac{\theta^3}{3!} + \frac{\theta^5}{5!} - \frac{\theta^7}{7!} \dots$$

dans lequel l'angle θ est exprimé en radians. Si l'angle θ est petit, le terme de troisième ordre, $\theta^3/3!$, et tous les termes suivants sont négligeables, et la fonction sinus peut être approchée par

$$\sin \theta \approx \theta$$

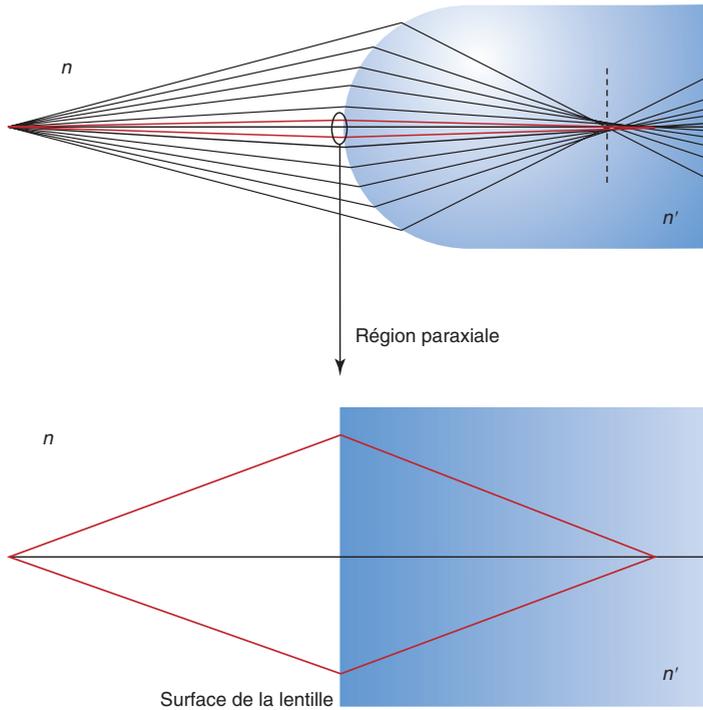


Figure 1-78 La région paraxiale. *En bas*, le zoom montre la région paraxiale avec l'échelle verticale très augmentée, mais avec les dimensions horizontales inchangées. Remarquer que, dans la région paraxiale, la lentille est essentiellement plate. Les rayons paraxiaux sont en rouge. (Illustration développée par le Dr Edmond H. Thall et le Dr Kevin M. Miller, et rendue par C.H. Wooley.)

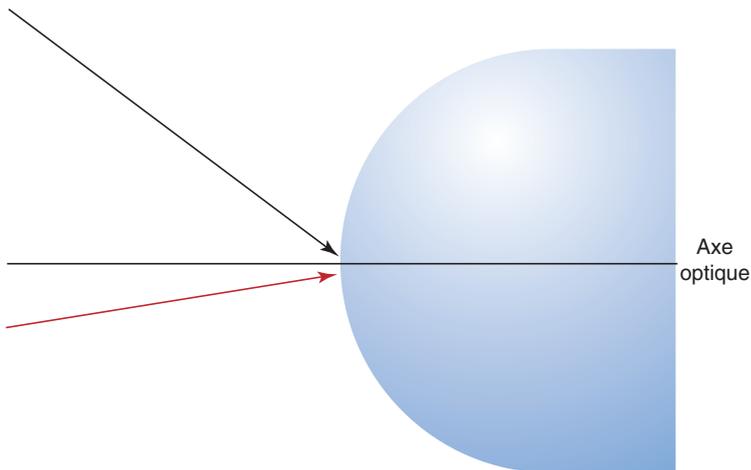


Figure 1-79 Les deux rayons atteignent la surface réfringente dans la région paraxiale. Cependant, seul le rayon inférieur (rouge) est un rayon paraxial, parce qu'il est près de l'axe optique sur l'intégralité de son trajet. (Illustration développée par le Dr Edmond H. Thall et le Dr Kevin M. Miller, et rendue par C.H. Wooley.)

C'est la base mathématique de l'*approximation des petits angles*, l'*approximation paraxiale* et l'*approximation de premier ordre*. Seul le terme du premier ordre du développement limité doit être utilisé quand l'analyse est limitée aux rayons paraxiaux, qui ont un petit angle d'entrée dans le système optique.

Les angles apparaissent grands dans la partie inférieure de la figure 1-78 à cause de l'échelle verticale agrandie, mais la partie supérieure montre que, dans la région paraxiale, ces angles sont plutôt petits.

En utilisant l'approximation des petits angles, la loi de Snell devient

$$n \theta_i = n' \theta_t$$

Maintenant, en utilisant la géométrie et la figure 1-80, l'angle d'incidence, θ_i , est égal à

$$\theta_i = \alpha + \gamma$$

et l'angle de transmission, θ_t , est

$$\theta_t = \gamma - \beta$$

Ainsi, la loi de Snell devient

$$n(\alpha + \gamma) = n'(\gamma - \beta)$$

ou

$$n\alpha + n'\beta = \gamma(n' - n)$$

Par ailleurs, l'approximation des petits angles est applicable aussi pour les tangentes :

$$\tan \alpha \approx \alpha \quad \tan \beta \approx \beta \quad \tan \gamma \approx \gamma$$

et

$$\tan \alpha \approx -\frac{h}{o}$$

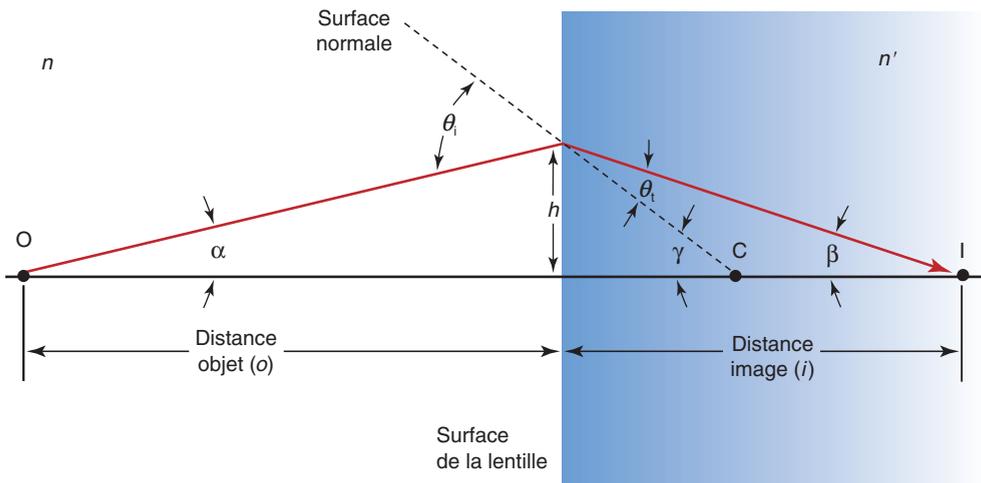


Figure 1-80 Détail de la région paraxiale avec l'échelle verticale très agrandie par rapport à l'échelle horizontale. La lentille est sphérique, mais apparaît plate dans la région paraxiale. Le centre de la lentille est indiqué par le point C. Les points O et I représentent respectivement le point objet et son image. θ_i et θ_t indiquent respectivement les angles d'incidence et de transmission. (Illustration développée par le Dr Edmond H. Thall et le Dr Kevin M. Miller, et rendue par C.H. Wooley.)

72 • Optique clinique

Le signe négatif est utilisé parce la distance objet (o) est considérée comme une distance négative puisqu'elle va en arrière entre la lentille et l'objet.

$$\tan \beta \approx -\frac{h}{i} \quad \tan \gamma \approx \frac{h}{r}$$

Ainsi,

$$-\frac{nh}{o} + \frac{n'h}{i} = \frac{h(n' - n)}{r}$$

L'annulation du facteur commun h donne

$$-\frac{n}{o} + \frac{n'}{i} = \frac{n' - n}{r}$$

En réarrangeant, on a :

$$\frac{n}{o} + \frac{n' - n}{r} = \frac{n'}{i}$$

Finalement, nous définissons la puissance réfringente de la surface, $P = [(n' - n)/r]$. Ainsi,

$$\frac{n}{o} + P = \frac{n'}{i} \quad \text{ou} \quad U + P = V$$

Cette équation est l'équation de l'opticien. Le ratio n/o est la *vergence d'objet réduite* (U) et le ratio n'/i est la *vergence d'image réduite* (V). La vergence est abordée en détail dans la section « Lentilles ophtalmiques ».