

Auteur : Mullin, Alfred

Titre : Traité élémentaire d'optique instrumentale et d'optique photographique

Mots-clés : Optique -- Instruments ; Optique photographique

Description : 1 vol. (VII-352 p.) ; 25 cm

Adresse : Paris : Charles Mendel, [1898]

Cote de l'exemplaire : CNAM-BIB 8 Ce 29

URL permanente : <http://cnum.cnam.fr/redir?8CE29>



TRAITÉ ÉLÉMENTAIRE  
D'OPTIQUE INSTRUMENTALE  
ET  
D'OPTIQUE PHOTOGRAPHIQUE



*8<sup>e</sup> C. 29.  
10<sup>e</sup> édit.  
15 Mars 1877.*





8<sup>o</sup> Ce 29

TRAITÉ ÉLÉMENTAIRE

**D'OPTIQUE INSTRUMENTALE**

ET

**D'OPTIQUE PHOTOGRAPHIQUE**

PAR

**Alfred MULLIN**

PROFESSEUR AGRÉGÉ DE PHYSIQUE AU LYCÉE DE CHAMBERY



PARIS

**CHARLES MENDEL**, Éditeur

*118, rue d'Assas, 118*

Tous droits réservés



## PRÉFACE

---

La plus grande difficulté que l'amateur rencontre dans la pratique de l'art si séduisant de la Photographie est incontestablement le choix et l'emploi judicieux de l'*Objectif*, si bien dénommé l'*âme de la Photographie*.

Qu'il s'agisse de la production des épreuves posées ou de l'agrandissement des épreuves instantanées, l'opérateur ayant à cœur de réussir doit posséder une connaissance parfaite des lois de la propagation, de la réflexion, de la réfraction et de la dispersion de la lumière, s'il veut obtenir des images irréprochables au double point de vue technique et esthétique.

L'étude approfondie de ces propriétés est exposée dans des ouvrages considérables, qu'il n'est pas donné à tous de comprendre. Nous avons pensé faire une œuvre éminemment utile en présentant, dans un langage accessible à tout le monde, l'ensemble des notions d'Optique indispensables au photographe. L'expérience résultant d'une

longue pratique de l'enseignement de la Physique et de la Photographie nous a permis, nous en avons du moins la conviction, de rédiger un ouvrage d'une grande clarté, où les idées s'enchaînent sans effort.

Dans la première partie, les phénomènes lumineux sont présentés dans leur ordre le plus naturel ; les lois qui les régissent sont ensuite appliquées à l'étude détaillée des instruments d'Optique.

La seconde partie traite de l'Optique photographique proprement dite. Après un exposé rapide des actions chimiques produites par la lumière et servant de base à la Photographie, l'auteur insiste tout spécialement sur les imperfections des plaques ordinaires et sur la nécessité de l'emploi des préparations orthochromatiques, avec ou sans écrans colorés, pour reproduire les objets polychromes avec leurs valeurs réelles.

La production de l'image lumineuse, soit au moyen d'une petite ouverture, soit mieux à l'aide des objectifs, est ensuite minutieusement étudiée. Les aberrations présentées par les lentilles, leur correction, la description des principaux types d'objectifs photographiques, les essais auxquels on doit les soumettre, le choix qu'il faut faire pour chaque genre de sujets en évitant les anomalies de la perspective, toutes ces questions, d'un intérêt si capital, sont successivement traitées à un point de vue essentiellement pratique, en insistant sur les plus récents

progrès de l'Optique photographique, et respectant scrupuleusement les décisions des Congrès internationaux tenus à Paris en 1889 et à Bruxelles en 1891.

L'ouvrage se termine par la description et l'emploi des téléobjectifs.

A. MULLIN.



PREMIÈRE PARTIE

# OPTIQUE INSTRUMENTALE

1





## CHAPITRE PREMIER

### PROPAGATION DE LA LUMIÈRE

---

#### I. — DÉFINITIONS

**1. Lumière et obscurité.** — Lorsqu'on s'enferme dans une chambre dont les fenêtres sont garnies de volets hermétiquement clos, il est impossible de distinguer les objets qui y sont contenus. Il ne suffit donc point qu'un corps soit en présence de notre organe visuel pour que celui-ci l'aperçoive.

Si l'on introduit dans cette même chambre une lampe allumée, la flamme de cette lampe produit sur l'œil une sensation particulière qui nous fait dire que nous la voyons. Ce que l'œil reçoit de la flamme s'appelle *lumière*. La lumière est donc ce qui rend les corps sensibles à la vue ; l'absence de lumière se nomme *obscurité*.

**2. Sources lumineuses. — Corps éclairés, corps lumineux.** — Tous les corps analogues à la flamme d'une lampe, c'est-à-dire visibles *par eux-mêmes*, comme le soleil, les corps incandescents, sont des *sources propres de lumière*, ou simplement des *sources lumineuses*. Tous les autres corps sont incapables par eux-mêmes d'affecter notre œil, mais ils

le deviennent quand ils sont mis en présence d'une source lumineuse : on les appelle *corps visibles par éclairement*, ou simplement *corps éclairés*.

Comme il n'existe aucune différence, au point de vue des phénomènes que nous nous proposons d'étudier, entre la lumière émise directement par les sources propres et celle qui est renvoyée par les corps éclairés, nous confondrons sous le nom de *corps lumineux* tous les corps visibles, soit par eux-mêmes, soit par éclairement.

*Corps opaques, corps transparents.* — Revenons à la chambre close considérée plus haut. Un observateur placé dans l'intérieur n'aperçoit pas les objets extérieurs : les murs, les volets et les portes ne permettent donc pas de distinguer les objets placés derrière eux. Ce sont des *corps opaques*. — Ouvrons les volets : les vitres laissent voir nettement ce qui est situé de l'autre côté ; tous les corps analogues sont des *corps diaphanes* ou *transparents*. — Si une vitre a été remplacée par du papier huilé, elle empêche de voir les contours des objets extérieurs, mais laisse cependant la lumière pénétrer en certaine proportion à l'intérieur : le papier huilé, le verre dépoli, sont des *corps translucides*.

## II. — DIRECTION DE PROPAGATION DE LA LUMIÈRE

**3. Principe de la propagation rectiligne de la lumière.** — Quelle est la route suivie par la lumière pour aller d'un corps lumineux à notre œil? L'expérience suivante va l'indiquer. — On entoure le tube d'une lampe à pétrole d'un manchon métallique percé d'un petit trou à la hauteur du centre de la flamme, afin de réaliser une source lumineuse L (*fig. 1*) de très petites dimensions. Puis on interpose entre l'œil de l'observateur et cette source un écran

opaque  $EE'$  percé d'une très petite ouverture  $O$ . En déplaçant l'écran, on constate que la source est visible dès que la droite joignant la source à l'œil passe par le trou  $O$ , mais que, pour toute autre position de l'écran, l'œil ne distingue plus la source. On en conclut que :

*Dans un milieu homogène tel que l'air, la lumière se propage en ligne droite.*

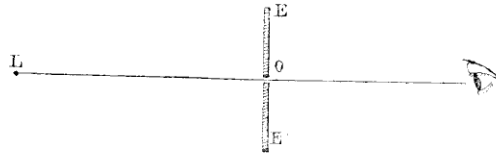


FIG. 1.

Cette proposition constitue le *principe de la propagation rectiligne de la lumière*.

On appelle *rayon lumineux* le chemin suivi par la lumière pour aller du corps lumineux à un point éclairé quelconque. Dans un milieu transparent et homogène, les rayons lumineux sont donc des *droites*. — Comme une source lumineuse est visible pour tous les observateurs placés autour d'elle, une droite arbitraire, menée par un point quelconque de la source, est un rayon lumineux.

De chaque point de la source on peut ainsi faire partir une infinité de rayons ayant toutes les directions possibles ; c'est ce qu'on exprime quelquefois en disant que chaque point d'un corps lumineux *envoie des rayons lumineux dans toutes les directions*. Il ne faut pas se méprendre sur le sens de ces expressions. Le *rayon* a une signification purement géométrique, et il faudrait bien se garder de lui attribuer une existence physique réelle.

Un ensemble de rayons lumineux ayant la même origine, c'est-à-dire émanés primitivement du même point d'un corps

lumineux, constitue un *faisceau lumineux*. Un faisceau très délié est un *pinceau lumineux*.

Dans un milieu homogène, un faisceau lumineux peut toujours être compris dans un cône ayant pour sommet le point d'émission des rayons. Ce faisceau, à partir de son origine, est nécessairement *divergent* (fig. 2); mais, ainsi

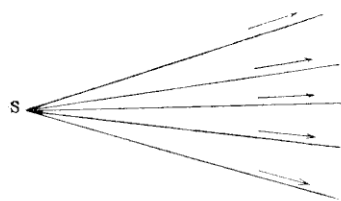


FIG. 2.

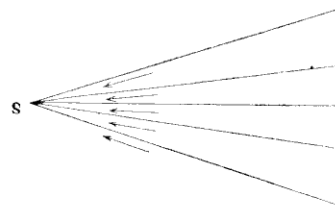


FIG. 3.

qu'on le verra plus tard, il peut, en rencontrant d'autres milieux, changer de forme et devenir *convergent* (fig. 3).

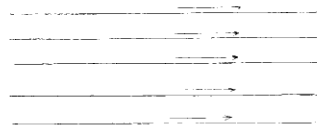


FIG. 4.

Lorsque le sommet d'un faisceau divergent ou convergent est situé à une très grande distance, les rayons qui composent ce faisceau peuvent être considérés comme parallèles,

et leur ensemble constitue un *faisceau parallèle* (fig. 4).

**4. Applications du principe de la propagation rectiligne de la lumière.** — 1° *Théorie géométrique des ombres portées par les corps opaques.* — Supposons que l'on place un corps opaque, une sphère métallique, par exemple, en présence d'une source lumineuse de petites dimensions (lampe à pétrole dont le tube est entouré d'un manchon percé d'un trou). On distinguera, derrière la sphère opaque, toute une région de l'espace entièrement privée de lumière : c'est l'*ombre portée*. Si l'on dispose, à une certaine distance, un écran blanc perpendiculairement à la droite

joignant le centre du trou lumineux au centre de la sphère, on voit sur cet écran un cercle entièrement noir, contrastant avec le reste de l'écran qui est blanc, et le passage de l'ombre à la lumière a lieu brusquement, sans dégradation.

Le principe de la propagation de la lumière rend facilement compte de la production de l'ombre, et en assigne géométriquement les limites. Imaginons un cône ayant pour sommet le point lumineux L (*fig. 5*) et tangent à la sphère opaque S. La lumière émise par le point L, suivant des directions extérieures à ce cône, se propage librement et va éclairer

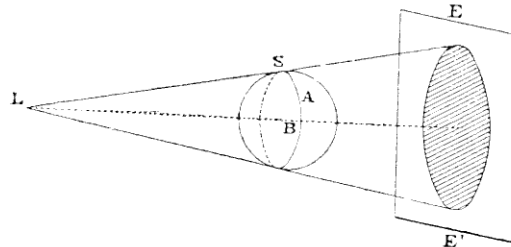


FIG. 5.

rer l'écran EE'. Au contraire, la lumière envoyée suivant des rayons compris à l'intérieur du cône est interceptée par la sphère opaque. L'ombre portée est ainsi limitée d'une part par la surface postérieure du corps opaque, d'autre part par la surface du cône considéré. Il y a séparation bien tranchée de l'ombre et de la lumière.

La circonférence de contact AB du cône avec la sphère partage celle-ci en deux calottes, l'une éclairée, l'autre obscure.

Si l'on remplace le manchon opaque de la lampe par un autre percé d'un trou rond assez large, on distingue sur l'écran, outre l'ombre et la région éclairée, une troisième région intermédiaire dans laquelle l'ombre va en se dégradant depuis la région centrale jusqu'à la région périphérique: c'est ce qu'on appelle la *pénombre*.

Pour simplifier l'explication de ce phénomène, remplaçons le disque lumineux limité par les bords du trou par une sphère lumineuse L (*fig. 6*). Considérons le cône AOB, tangent *extérieurement* aux deux sphères L et S. Tous les points tels que M, situés dans ce cône et derrière la sphère opaque, ne recevront aucune lumière de la source, puisque toute droite menée de M à un point quelconque de L rencontre la sphère S. Toute la partie de l'espace comprise dans ce cône, au-delà de la sphère opaque, est donc dans l'*ombre pure*. —

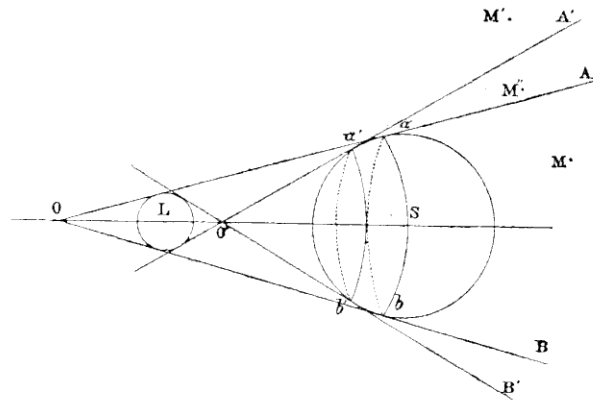


FIG. 6.

Si maintenant on considère le cône A'O'B', tangent *intérieurement* aux deux sphères, tout point tel que M', extérieur à ce deuxième cône, reçoit de la lumière de toute la partie de L qui lui fait face : il est donc en *pleine lumière*. — Mais un point tel que M'', situé dans l'intervalle des deux cônes, est dans des conditions toutes différentes. En l'absence de la sphère opaque, il recevrait toute la lumière comprise dans un cône ayant pour sommet ce point lui-même, et tangent à la sphère L. La sphère opaque intercepte une quantité de cette lumière d'autant plus grande que le point M'' est plus voisin du premier cône.

L'espace compris entre les deux cônes est donc moins éclairé que l'espace extérieur, et *la lumière y diminue graduellement à mesure qu'on s'approche de l'ombre pure.*

Les deux circonférences  $ab$  et  $a'b'$  de contact des deux cônes AOB et A'OB' avec la sphère opaque divisent la surface de celle-ci en trois zones : l'une antérieure, qui est en pleine lumière ; l'autre postérieure, qui est dans l'ombre absolue ; la troisième intermédiaire, qui est dans la pénombre.

Toutes nos sources de lumière, naturelles ou artificielles, ont des dimensions qui ne sont pas négligeables : aussi, toutes les fois que la lumière d'une bougie, d'une lampe ou d'un bec de gaz est arrêtée par un corps opaque, observe-t-on que l'ombre portée sur les murs est plus ou moins estompée ; il en est de même pour les ombres des objets éclairés directement par le soleil : leurs contours présentent toujours une pénombre.

L'ombre et la pénombre jouent un rôle important dans la théorie des éclipses.

2° *Formation des images dans la chambre obscure.* — Lorsqu'on est placé dans une chambre obscure, et que l'un des volets est percé d'un petit trou, on aperçoit, sur un écran blanc placé à une certaine distance de l'ouverture, une image des objets extérieurs.

Cette image est renversée, colorée comme les objets eux-mêmes ; sa forme est indépendante de celle de l'ouverture, et sa netteté dépend des dimensions de l'ouverture : si le trou est très petit, l'image est nettement délimitée, mais peu visible ; si le trou est de dimensions appréciables, l'image est visible, mais peu nette.

Toutes les particularités de ce phénomène s'expliquent facilement par le principe de la propagation rectiligne de la lumière.

Soit AB (*fig. 7*) un objet lumineux, auquel nous donnerons

la forme d'une flèche. Soit MN la section du volet contenant l'ouverture  $mn$ .

Un point A de l'objet envoie dans la chambre un pinceau lumineux divergent ayant pour sommet ce point lui-même, et pour directrice le contour de l'ouverture. Ce pinceau va éclairer sur l'écran EE' une plage de même forme que l'ouverture. Il en est de même de chacun des points de l'objet lumineux. L'ensemble de toutes ces plages éclairées produit

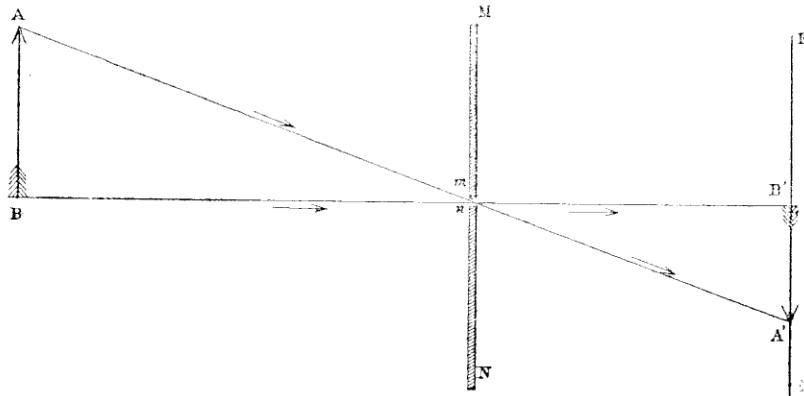


FIG. 7.

sur l'écran *une image totale de même forme que l'objet*, et dans laquelle la forme de l'ouverture n'intervient plus. En effet, si l'ouverture est suffisamment petite et l'objet assez éloigné, on peut réduire chaque pinceau à son axe. Or, si l'on conçoit qu'une droite passant par le centre du trou tourne autour de ce point de façon à rester toujours tangente à l'objet, cette droite engendre deux surfaces coniques ayant pour sommet commun le centre du trou et pour bases l'une le corps lumineux, l'autre la partie éclairée de l'écran, c'est-à-dire l'image : celle-ci doit donc être limitée par un contour rappelant celui de l'objet. Le renversement de l'image tient au croisement des axes des pinceaux lumineux à l'ouverture.



Si l'ouverture était assez grande, chaque plage lumineuse occuperait, sur l'écran, une étendue sensible; toutes ces taches lumineuses, empiétant les unes sur les autres, ne produiraient plus qu'un éclaircissement à peu près uniforme, et la netteté disparaîtrait.

Lorsque la porte d'une pièce est exposée au soleil, et que les rayons de celui-ci peuvent entrer par le trou de la serrure, on voit se produire sur le parquet une image blanche du soleil. Cette image n'est pas ronde, parce que le cône ayant pour base le trou et pour direction le contour du soleil est coupé par le sol obliquement par rapport à son axe.

C'est pour la même cause que, dans l'ombre d'un arbre éclairé par le soleil, les pinceaux qui passent à travers les interstices très irréguliers que les feuilles laissent entre elles produisent sur le sol des images généralement elliptiques, à cause de l'obliquité des rayons solaires par rapport à la surface terrestre, mais qu'on peut rendre circulaires en les recevant sur une feuille de papier normale aux rayons. Au moment d'une éclipse partielle, ces taches lumineuses affectent la forme de petits croissants.

### III. — VITESSE DE PROPAGATION DE LA LUMIÈRE; SA NATURE

**5. Vitesse de la lumière.** — A la surface de la terre, on ne constate d'ordinaire aucun intervalle appréciable entre l'instant où un phénomène lumineux se produit et l'instant où l'œil, placé à une distance quelconque, perçoit ce phénomène. Aussi, jusqu'au xvi<sup>e</sup> siècle, a-t-on regardé la propagation de la lumière comme *instantanée*. On a cependant reconnu par des observations astronomiques que la lumière met un certain temps pour se propager d'un point à un autre, et on a même pu, par différents procédés, mesurer

sa vitesse de propagation dans le vide et dans l'air. On a trouvé :

Vitesse dans le vide.	300.400 kil. ou $3,004 \times 10^{10}$ unités C. G. S.
— l'air . .	300.000 kil. ou $3 \times 10^{10}$ unités C. G. S.

**6. Nature de la lumière.** — Les anciens croyaient que, dans la vision, quelque chose émané de l'œil parvenait à l'objet, et que les rayons visuels palpaient en quelque sorte l'objet regardé. Cependant Aristote avait déjà relevé cette difficulté que, si la lumière s'échappait de l'œil, nous devrions voir en l'absence de toute source lumineuse. La cause de la vision est donc dans les corps lumineux, et non dans notre œil, et la lumière est quelque chose que les objets émettent du côté de l'organe visuel.

Quelle est la nature de la lumière, et par quel mécanisme l'action des corps lumineux se transmet-elle à notre œil ? Nous venons de voir (5) que la lumière ne se propage pas avec une vitesse infinie : il est donc impossible de l'assimiler à une cause qui se ferait sentir instantanément à toute distance. D'autre part, les astres étant visibles à travers le vide des espaces célestes, il faut nécessairement qu'un agent spécial, distinct de la matière ordinaire, remplisse l'Univers ; cet agent a été nommé *éther*. Comme la propagation de la lumière est successive, et que nous ne pouvons concevoir un mouvement sans invoquer l'existence d'un corps qui se meut, nous sommes obligés d'admettre que l'éther est en mouvement quand il transmet la lumière.

Il reste à déterminer ce mode de mouvement. Aujourd'hui, on admet généralement la *théorie des ondulations*, imaginée par Descartes, précisée et développée par Huyghens, Young et Fresnel.

Dans cette théorie, on considère les molécules d'un corps lumineux comme effectuant des mouvements vibratoires très

rapides et de très petite amplitude. Comme elles nagent dans un éther élastique, elles ébranlent les portions de ce milieu qui les touchent, celles-ci ébranlent les suivantes, et le mouvement se transmet sous forme d'ondes analogues aux ondes sonores. L'énergie des ondes d'éther dérive donc de l'énergie cinétique des particules matérielles. Lorsque ces ondes atteignent la rétine, elles y produisent la sensation lumineuse.

La production et la propagation de la lumière sont donc calquées sur la production et la propagation du son. Toutefois il y a entre le son et la lumière des différences essentielles :

1° Les vibrations sonores sont des mouvements d'ensemble, d'amplitude assez grande pour être sensibles. Les vibrations lumineuses sont des vibrations individuelles des particules du corps lumineux : leur amplitude est trop faible pour être perceptible ;

2° Le mouvement sonore est lent, ne se produit qu'un petit nombre de fois en une seconde ; le mouvement lumineux est très précipité : nous verrons plus tard qu'un corps ne paraît lumineux que si ses molécules effectuent plusieurs centaines de trillions de vibrations par seconde ;

3° Le son se transmet à travers l'air et les autres milieux élastiques, mais non dans le vide ; la lumière se transmet dans le vide, à travers un milieu spécial, l'éther ;

4° Le son se propage avec une vitesse de quelques centaines de mètres ; la lumière, avec une vitesse de 300.000 kilomètres environ ;

5° Enfin, les ondes éthérées qui propagent la lumière ne sont pas des ondes condensantes et dilatantes, comme celles du son dans l'air, mais des ondes analogues à celles qui se transmettent le long d'une corde vibrant transversalement, ou aux oscillations sur place courant à la surface d'une nappe d'eau. En chaque point où l'éther est en mouve-

ment, le milieu effectue des oscillations perpendiculaires à la direction suivant laquelle l'onde se propage, et par conséquent parallèle au front de cette onde.

Dans la théorie des ondulations, ce que nous avons appelé *rayons* n'est que les normales aux ondes successives, comme les rayons sonores en acoustique : ils n'ont donc pas d'existence physique réelle, et il serait nécessaire d'étudier les phénomènes de l'Optique par la considération des *ondes*, qui seules sont des entités physiques. Néanmoins on peut, dans les cas difficiles, faire intervenir les *rayons*, qui simplifient les diagrammes et permettent de réduire chaque problème à ses éléments les plus simples, en rejetant absolument les perturbations latérales et les effets produits par toutes les parties des ondes autres que celles des points du front traversés par les normales.

#### IV. — INTENSITÉ DE LA LUMIÈRE TRANSMISE

**7. Caractères d'une source lumineuse.** — De même que l'oreille reconnaît dans un son trois qualités : l'intensité, la hauteur et le timbre, de même aussi l'œil distingue dans une source lumineuse trois caractères : l'*intensité*, la *couleur* et la *nuance*.

Bien que notre organe visuel puisse constater des différences d'intensité entre deux sources ayant des couleurs et des nuances différentes, cette comparaison ne devient précise que lorsqu'il y a identité de couleur et de nuance, et même, dans ce cas, l'œil n'apprécie bien que l'*égalité* d'intensité. Dans ce qui va suivre, on se supposera toujours placé dans ces conditions.

**8. Éclairement d'une surface par une source lumineuse.** — La pratique de tous les jours nous apprend

que l'éclairement produit sur un écran déterminé, qu'on peut définir *la quantité de lumière que la source envoie pendant l'unité de temps sur l'unité de surface de l'écran*, dépend à la fois de la *nature* de la source, de sa *distance* et de l'*inclinaison* moyenne des droites qui vont des divers points de la source aux divers points de l'écran, par rapport à la normale à cet écran.

**9. Influence de la distance. Loi de Képler.** — Soit O (fig. 8) une source lumineuse de dimensions assez faibles pour qu'on puisse l'assimiler à un *point lumineux*. Consi-

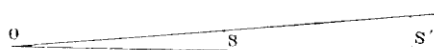


FIG. 8.

dérons un cône d'angle très petit ayant son sommet en O. Pendant l'unité de temps, la source envoie dans ce cône une quantité L de lumière. Décrivons du point O comme centre, avec R et R' pour rayons, deux sphères dans lesquelles le cône interceptera des calottes de surfaces S, S'. Celles-ci recevront dans l'unité de temps la même quantité L de lumière, qui, vu le petit angle du cône, se répartira uniformément sur chacune d'elles. Leurs éclairagements auront pour expressions :

$$e = \frac{L}{S}, \quad e' = \frac{L}{S'};$$

d'où :

$$\frac{e}{e'} = \frac{S'}{S}.$$

Mais on a :

$$\frac{S'}{S} = \frac{R'^2}{R^2}.$$

Par suite :

$$\frac{e}{e'} = \frac{R'^2}{R^2}.$$

Ainsi : *L'éclairement normal d'une surface par une source lumineuse est en raison inverse du carré de sa distance à la source.* — C'est la *loi de Képler*.

**10. Influence de l'inclinaison.** — Afin que la distance de la source aux divers points de la surface éclairée

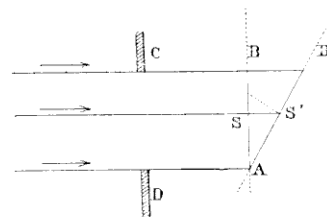


FIG. 9.

soit la même pour tous ces points, supposons la source lumineuse extrêmement éloignée et considérons un faisceau lumineux limité par un diaphragme CD (*fig. 9*) percé d'une ouverture S, et disposé perpendiculairement aux rayons. Soit

L la quantité de lumière qui traverse l'ouverture S pendant l'unité de temps. Recevons-la d'abord sur un écran AB parallèle au diaphragme CD. L'éclairement de cet écran sera :

$$e = \frac{L}{S}.$$

Inclinons maintenant l'écran d'un angle  $\alpha$  sur sa position première. La même quantité L de lumière se répartira sur une surface S', et l'éclairement deviendra :

$$e' = \frac{L}{S'},$$

d'où :

$$\frac{e}{e'} = \frac{S'}{S}.$$

Mais, en vertu d'un théorème bien connu, on a :

$$S = S' \cos \alpha,$$

et par suite :

$$\frac{e'}{e} = \frac{S' \cos \alpha}{S},$$

d'où :

$$e' = e \cos \alpha.$$

Donc :

*L'éclairement d'une surface sous une incidence oblique est égal au produit de l'éclairement normal par le cosinus de l'obliquité.*

Cette loi est connue sous le nom de *loi de Lambert*, ou *loi du cosinus*.

**11. Influence de la nature de la source.** — Lorsque deux sources lumineuses sont placées dans des conditions identiques de distance et d'inclinaison par rapport à une

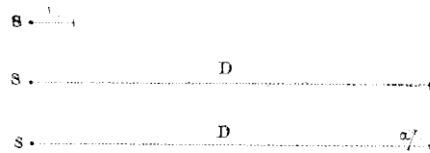


FIG. 10.

même surface, et qu'elles l'éclairent également, on dit que ces deux sources ont la *même intensité* lumineuse. L'intensité d'une source B est dite *double, triple, ...*, de celle d'une source A, quand la source B produit, sur une surface donnée, le même éclairement que *deux, trois, ...*, sources égales à A, agissant simultanément et dans des conditions identiques.

On appelle *intensité propre* d'une source lumineuse la *quantité de lumière qu'elle envoie normalement dans l'unité de temps sur l'unité de surface d'un corps éclairé, placé à l'unité de distance*.

Si l'on représente par I cette intensité ainsi définie, la source enverra, sur la surface unité placée normalement à la distance D (*fig. 10*), une quantité de lumière égale à  $D^2$ , d'après la loi de Képler, et sur la même surface placée à la distance D sous l'inclinaison  $\alpha$ , une quantité de lumière égale

à  $\frac{I}{D^2} \cos \alpha$ . L'éclairement  $e$  de cette surface dans le cas général a donc pour expression :

$$e = \frac{I}{D^2} \cos \alpha.$$

**12. Comparaison des intensités propres, ou photométrie.** — Pour comparer entre elles les diverses sources lumineuses au point de vue de leurs intensités propres, on a dû choisir une unité ou *étalon* de lumière. Pendant longtemps, cet étalon a été, en France, l'intensité propre d'une lampe Carcel brûlant 42 grammes d'huile de colza à l'heure.

Adoptons provisoirement cette unité et représentons-la par  $I_e$ . Pour déterminer le rapport de l'intensité propre  $I$  d'une source quelconque à cette source type, on se sert d'instruments appelés *photomètres*.

Les photomètres ordinaires reposent sur le principe suivant : *Si deux sources lumineuses produisent sur une surface, dans les mêmes conditions d'inclinaison, le même éclairement, leurs intensités propres sont proportionnelles aux carrés de leurs distances respectives à la surface éclairée.*

En effet, soient  $I$  et  $I'$  les intensités propres de deux sources  $L$  et  $L'$  qui produisent le même éclairement sur une surface présentant la même inclinaison moyenne  $\alpha$  par rapport aux rayons qu'elle reçoit de chacune d'elles. L'éclairement  $e$  produit par la source  $L$ , placée à la distance  $D$ , a pour expression :

$$e = \frac{I}{D^2} \cos \alpha.$$

L'éclairement  $e'$  donné par la source  $L'$ , située à la distance  $D'$ , est :

$$e' = \frac{I'}{D'^2} \cos \alpha.$$



Ces deux éclairagements étant supposés égaux, on doit avoir :

$$\frac{I}{D^2} \cos \alpha = \frac{I'}{D'^2} \cos \alpha,$$

et par suite :

$$\frac{I}{I'} = \frac{D^2}{D'^2}.$$

Pour appliquer ce principe, il faut employer les deux sources à éclairer deux surfaces en contact immédiat et identiques au point de vue physique ; de plus, l'expérience devra être disposée de façon à pouvoir mesurer exactement les distances  $D$  et  $D'$ .

Ces conditions sont assez bien réalisées dans le photomètre suivant.

**13. Photomètre de Foucault.** — Une petite chambre obscure  $AB$  (*fig. 11*) porte sur l'une de ses faces une lame

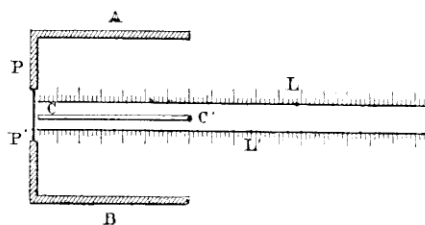


FIG. 11.

circulaire de porcelaine  $PP'$  bien homogène, assez mince pour être translucide. Une cloison opaque verticale  $CC'$ , qu'on peut déplacer au moyen d'une crémaillère, divise cette chambre en deux compartiments ayant chacun à leur fond une moitié de l'écran translucide. Parallèlement à la cloison sont disposées deux règles dont les zéros sont sur la face intérieure de l'écran. On place la source la plus faible le long de l'une de ces règles, à une distance telle que l'éclairément

qu'elle produit ne soit ni trop fort ni trop faible ; on promène ensuite la source la plus intense le long de la seconde règle, jusqu'à ce que l'œil placé derrière la caisse aperçoive les deux moitiés du disque de porcelaine illuminées également, comme si le disque était éclairé dans toutes ses parties par une seule et même lumière. Pour rendre rigoureusement contiguës les deux surfaces éclairées, on déplace la cloison opaque  $CC'$  jusqu'à ce qu'on ne distingue ni ligne plus brillante, ni ligne plus sombre au milieu du disque.

Lorsque l'égalité d'éclairement est obtenue, on lit sur les règles les distances  $D$  et  $D'$  des deux sources aux demi-disques qu'elles éclairent, et on applique la formule  $\frac{1}{I} = \frac{D^2}{D'^2}$ .

Si  $L$  est une lampe Carcel, on a ainsi la valeur  $\frac{1}{I_c}$  de l'intensité propre  $I$  de la source  $L$  en fonction de l'unité Carcel.

**14. Nouveaux étalons de lumière.** — Une Commission internationale réunie à Paris en 1881 a adopté, comme *étalon absolu* de lumière, *l'intensité, dans une direction normale, d'un centimètre carré de la surface d'un bain de platine à la température de fusion de ce métal.*

Comme il serait très compliqué de comparer chaque source à cet étalon absolu, M. Violle a déterminé, une fois pour toutes, l'intensité absolue de la lampe Carcel, qu'il a trouvée égale à 0,481. Dès lors, il suffira de déterminer, comme on l'a indiqué ci-dessus, le rapport  $\frac{1}{I_c}$  et de le multiplier par 0,481, pour avoir l'intensité  $I$  en unités absolues.

L'étalon absolu étant une unité trop grande pour la pratique, le Congrès des Électriciens de 1889 a recommandé, comme étalon secondaire, la *bougie décimale*, valant  $\frac{1}{20}$  de l'unité Violle.

Ce nouvel étalon vaut un peu plus du *dixième* de la lampe Carcel. Il équivaldrait au dixième d'une lampe Carcel brûlant 43<sup>es</sup>.7 d'huile de colza par heure.

L'unité pratique d'*éclairage* est la *bougie-mètre*, c'est-à-dire l'éclairage produit par un foyer d'intensité lumineuse égale à une bougie décimale, tombant sur une surface placée normalement à 1 mètre de distance.

---

## CHAPITRE II

### CATOPTRIQUE

**15. Définitions.** — Lorsqu'on reçoit dans une chambre obscure, par une petite ouverture, un faisceau de lumière

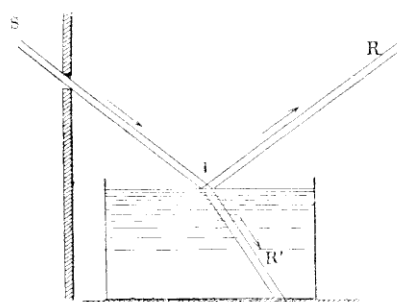


FIG. 12.

solaire sur de l'eau contenue dans une cuve rectangulaire à parois de verre, on voit ce faisceau incident *SI* (fig. 12), parvenu à la surface du liquide, se dédoubler en deux autres : l'un *IR*, qui continue à se propager dans le premier milieu,

mais dans une autre direction, est le *faisceau réfléchi* ; l'autre *IR'*, qui entre dans le second milieu, en se brisant, est le *faisceau réfracté*. — Pour n'avoir à s'occuper que de la lumière réfléchie, on emploiera d'abord exclusivement des surfaces *polies* de corps *opaques*.

#### I. — RÉFLEXION PAR UNE SURFACE PLANE

**16. Lois de la réflexion.** — Il faut d'abord rechercher les lois du phénomène, c'est-à-dire étudier comment varie la direction du faisceau réfléchi, quand on fait varier

celle du faisceau incident par rapport à la surface réfléchissante. Pour être dans des conditions simples, il faut opérer sur des ondes incidentes venant d'assez loin ou assez limitées pour pouvoir être considérées comme planes. Elles seront normales à une même droite, axe du faisceau incident, et qu'on appelle *rayon incident*. Il est important de s'habituer à se représenter en chaque point du rayon l'onde normale qui y passe en se propageant dans un sens qu'on indiquera par une flèche placée le long de ce rayon.

Pour déterminer la direction de l'axe du faisceau réfléchi correspondant à un faisceau incident donné, il faut connaître :

1° La position du plan NIR (fig. 13), qu'on appelle *plan de réflexion*, par rapport au plan SIN (*plan d'incidence*) : elle sera donnée par l'angle des deux plans ;

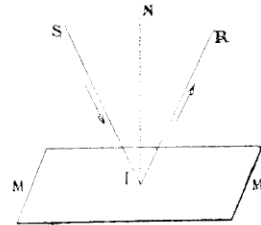


FIG. 13.

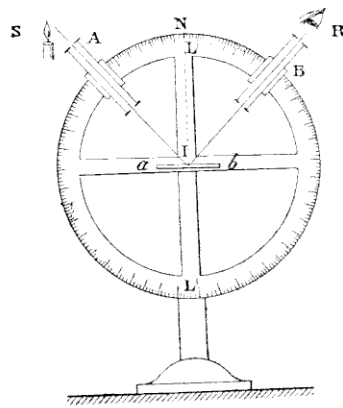


FIG. 14.

2° La direction du faisceau réfléchi IR dans le plan NIR : elle sera donnée par une relation constante entre l'angle NIR, qu'on appelle *angle de réflexion*, et l'angle SIN (*angle d'incidence*).

On peut résoudre ces deux questions au moyen de l'*appareil de Silbermann*. — C'est un limbe vertical LL' (fig. 14) sur lequel se meuvent deux curseurs A et B, portant chacun un tube noirci à l'intérieur et percé d'un petit trou au centre de chacune de ses bases. La ligne des trous de chaque tube reste parallèle au plan du

limbe dans toutes les positions qu'elle peut prendre, et elle passe constamment par la normale au plan du cercle divisé menée par son centre.

Le zéro de la graduation du limbe est placé au sommet du diamètre vertical, et les divisions s'étendent symétriquement de part et d'autre. Les curseurs sont munis de repères correspondant aux lignes de visée des tubes.

Une bougie allumée étant placée devant l'extrémité extérieure de l'un des tubes, le centre S de la flamme envoie dans ce tube un pinceau de lumière formé de petites portions d'ondes sphériques qu'on peut considérer comme planes et comme ayant pour axe la ligne des trous. On reçoit ce pinceau sur une petite plaque polie *ab* passant par le centre du limbe, et que l'on rend exactement horizontale à l'aide d'un petit niveau à bulle. On place l'œil derrière l'extrémité extérieure du deuxième tube B, et, en faisant mouvoir celui-ci, on arrive toujours à le placer dans une position qui permet de recevoir dans l'œil la lumière réfléchi par la plaque. Comme alors les axes des faisceaux incident et réfléchi déterminent un plan qui contient la normale IN au point d'incidence, on voit d'abord que :

1° *Le rayon réfléchi (normale aux ondes réfléchies) reste dans le plan d'incidence.*

De plus, on reconnaît que les deux curseurs A et B sont placés à la même distance du zéro de la graduation ; par suite, les deux pinceaux font le même angle avec la normale à la plaque. — Donc :

2° *L'angle de réflexion est égal à l'angle d'incidence.*

**17. Explication de la réflexion dans la théorie des ondulations.** — Dans la théorie des ondes, un point lumineux S (*fig. 45*) envoie dans un milieu homogène des ondes limitées par des surfaces sphériques 11', 22', 33', ..., ayant pour centre ce point, et les rayons incidents sont les

rayons mêmes de ces sphères. Dès que ces ondes rencontrent un plan réfléchissant AB, le raisonnement que l'on fait pour la réflexion des ondes sonores, et qui s'applique exactement aux ondes lumineuses, montre que le plan AB transforme les ondes incidentes en *ondes réfléchies* limitées par des surfaces sphériques ayant pour centre le point S', symétrique du point S par rapport au plan AB. Les rayons réfléchis ne sont autres que les rayons mêmes de ces nouvelles surfaces sphériques.

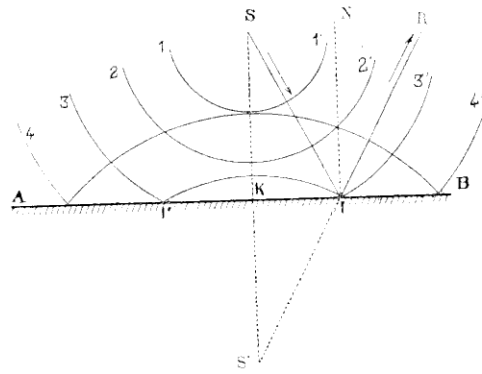


FIG. 15.

Une surface réfléchissante plane a donc la propriété de transformer des ondes *sphériques* incidentes et *divergentes* de centre S en ondes réfléchies, *sphériques* et *divergentes* de centre S'.

Cette dernière proposition constitue la *loi de la réflexion*, énoncée dans le langage des ondes. Si, au lieu des ondes, on considère leurs normales ou *rayons*, la loi précédente se ramène facilement aux deux énoncés trouvés avec l'appareil de Silbermann.

En effet, considérons, sur le plan réfléchissant AB (*fig. 15*), le point I qui appartient à la fois à la surface d'onde incidente 33' et à la surface d'onde réfléchie II'. Au point I, le

rayon incident est dirigé suivant  $SI$ , normale à l'onde incidente  $33'$ ; le rayon réfléchi est dirigé suivant  $RI$ , normale à l'onde réfléchie  $II'$ , c'est-à-dire suivant le prolongement de la droite  $SI$ . Menons en  $I$  la normale  $IN$  à la surface réfléchissante  $AB$ . Les trois droites  $SI$ ,  $IR$  et  $IN$  sont dans un même plan; donc :

1° *Le rayon réfléchi reste dans le plan d'incidence.*

D'autre part, l'égalité des deux triangles  $SIK$ ,  $S'IK$  entraîne l'égalité des deux angles  $SIN$ ,  $RIN$ , et par conséquent :

2° *L'angle de réflexion est égal à l'angle d'incidence.*

**18. Réciprocité du rayon incident et du rayon réfléchi.** — Reprenons l'appareil de Silbermann; après avoir donné aux deux tubes les positions voulues pour que le pinceau incident suive la direction de l'axe du tube  $A$ , et le faisceau réfléchi celle de l'axe du tube  $B$ , intervertissons les positions de l'œil et de la bougie : nous trouverons que la lumière suit, en sens inverse, la même route que dans la première expérience. En d'autres termes, *si le rayon réfléchi devient rayon incident, le rayon incident devient rayon réfléchi* : les deux rayons sont *réci-proques* l'un de l'autre.

Cette réciprocité n'est qu'un cas particulier d'un principe général appelé *principe du retour inverse des rayons lumineux*, et d'après lequel la lumière peut suivre dans les deux sens une route déterminée.

Dans le langage des ondes, le principe de réciprocité dans la réflexion signifie que, si l'on recevait sur le plan réfléchissant  $AB$  (*fig. 15*) des ondes incidentes, *sphériques* et *convergentes* de centre  $S'$ , ce plan les transformerait en ondes réfléchies, *sphériques* et *convergentes* de centre  $S$ .

**19. Miroirs plans.** — On donne le nom de *miroir* à toute surface polie capable de réfléchir une fraction consi-



dérable de la lumière qu'elle reçoit. Il n'y a que les métaux polis qui puissent former de bons miroirs ; les plus employés sont le *bronze des miroirs* et l'*argent* déposé en couche mince à la surface du verre.

L'étude des propriétés des miroirs s'appelle *catoptrique* ( $\kappa\alpha\tau\omicron\pi\tau\rho\rho\upsilon$ , dans ;  $\epsilon\tilde{\nu}\pi\tau\omicron\mu\alpha\tau\rho\rho\upsilon$ , voir). — Nous commencerons par les *miroirs plans*.

**20. Foyer d'un point par réflexion sur un miroir plan.** — Considérons d'abord un objet lumineux de dimensions assez petites pour

qu'on puisse l'assimiler à un point lumineux. Soit A ce point lumineux (*fig. 16*). Prenons pour plan de figure un plan perpendiculaire au miroir, et mené par A : il coupe le miroir suivant une

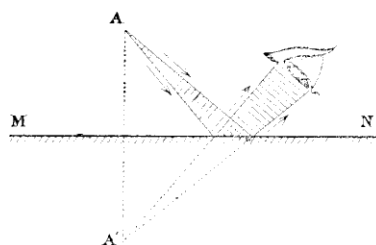


FIG. 16.

droite MN. — Le point A émet des ondes sphériques qui, arrivées à la surface du miroir, se réfléchissent en se transformant en d'autres ondes ayant pour centre le point A', symétrique du point A par rapport au miroir. Si l'œil reçoit ces ondes réfléchies, il sera impressionné comme s'il y avait en A' un point lumineux qui, en réalité, n'existe pas. Ce point lumineux *fictif* A', d'où *semblent* provenir les ondes réfléchies, est le *foyer virtuel* du point A.

**21. Image d'un objet.** — Soit maintenant un *objet* lumineux placé devant le miroir MN. Chacun de ses points donne un foyer virtuel placé symétriquement par rapport au miroir. Le lieu géométrique de tous ces foyers forme une surface lumineuse fictive, qui est l'*image virtuelle* de l'objet. — La figure 17 montre comment se produit l'image

$A'B'$  d'une *droite*  $AB$  placée devant un miroir plan, et quelle est la partie efficace des ondes qui apportent à l'œil l'impression des points extrêmes  $A$  et  $B$  de cette droite.

Il est essentiel de remarquer que l'image donnée par un miroir plan n'est pas la reproduction exacte de l'objet. Ce qui est à droite dans l'objet est à gauche dans l'image, et *vice versa*. Une personne placée devant une glace et mouvant son bras droit voit son image mouvoir le bras gauche; la joue droite de la figure est la joue gauche de l'image, et les cheveux partagés sur la gauche de la tête paraissent

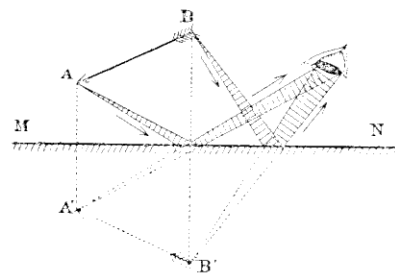


FIG. 17.

partagés sur la droite de l'image.

Quand on regarde par réflexion dans un miroir plan une page imprimée, les caractères sont *retournés*, tels qu'ils se trouvent sur la forme d'impression, ou tels qu'on les verrait par transparence

en regardant derrière la feuille de papier qui les porte. On peut donc, avec le secours d'un pareil miroir, lire une écriture placée à l'envers, comme si elle était tracée à la manière ordinaire.

**22. Image d'un objet virtuel.** — Quand un objet lumineux est placé devant un miroir, chacun de ses points envoie à la surface réfléchissante des ondes *divergentes*, c'est-à-dire dont le rayon croît avec le temps. Nous verrons plus loin qu'au moyen de certaines dispositions optiques on peut transformer ces ondes divergentes en ondes *convergentes*, c'est-à-dire dont le rayon décroît quand le temps augmente, les normales à ces ondes allant *converger* en un point déterminé, après quoi les ondes deviennent diver-

gentes, comme si le point dont il s'agit était leur centre d'émission.

Supposons qu'on reçoive sur un miroir plan MN (fig. 18) des ondes convergentes ayant leur centre en A. Le miroir les transformera (18) en ondes convergentes ayant pour centre le symétrique A' du point A par rapport à MN. Ce point A' sera un véritable foyer réel de lumière, et le point A où serait allé converger le faisceau incident en l'absence du miroir est encore considéré comme un *point lumineux*, mais un point *virtuel*. Cette dénomination a simplement pour but de généraliser certains énoncés. La figure 18 indique la marche de la lumière quand l'œil regarde le *foyer réel* A' d'un point *virtuel* A.

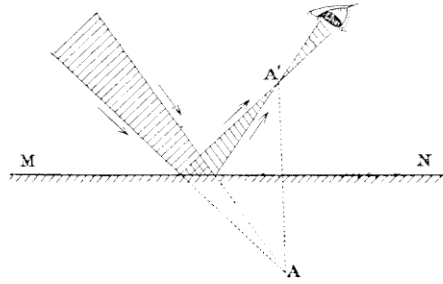


FIG. 18.

### 23. Champ d'un miroir plan pour une position déterminée de l'œil. —

On nomme ainsi la partie de l'espace que l'œil peut voir par réflexion dans le miroir. — Supposons la pupille réduite à un point O (fig. 19). D'après le principe du retour inverse (18), les points visibles par réflexion du point O sont ceux que l'œil éclairerait lui-même par réflexion. Le champ est

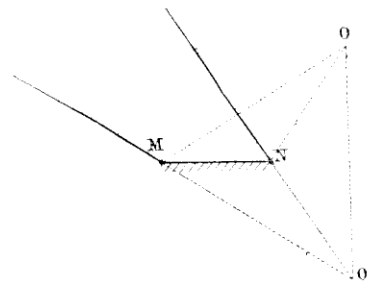


FIG. 19.

donc limité par le miroir MN et par la surface latérale du cône MO'N prolongé. Il varie donc avec la position de l'œil.

Aussi, quand on se déplace devant un miroir, voit-on apparaître des objets qui n'étaient pas visibles auparavant, et disparaître quelques-uns de ceux qu'on voyait précédemment. Le champ s'élargit à mesure qu'on se rapproche du miroir.

**24. Application des miroirs plans isolés.** — 1° On emploie couramment les miroirs plans comme objets de toilette et d'ornementation ;

2° De grands miroirs métalliques servent, dans les rues étroites et sombres des grandes villes, à envoyer la lumière du ciel dans les appartements qui, sans cela, resteraient fort obscurs ;

3° Dans les pays du Nord, on emploie fréquemment des miroirs placés extérieurement aux fenêtres et mobiles autour d'une charnière, de manière à permettre de voir de l'intérieur ce qui se passe au dehors. Ces miroirs, qui servent aussi aux marchands pour surveiller leurs étalages de l'intérieur des magasins, sont connus sous le nom d'*espions* ;

4° Dans les cabinets de physique, on utilise un miroir plan pour envoyer dans une chambre obscure un faisceau de lumière solaire dans une direction déterminée, en général horizontale, afin de réaliser un grand nombre d'expériences d'optique, ou encore d'éclairer de petits objets ou des photographies transparentes qu'on veut montrer à un nombreux auditoire ;

5° Pour mesurer la rotation très petite d'un corps rigide autour d'un axe vertical, on emploie un petit miroir invariablement fixé à ce corps (méthode de Poggendorff).

## II. — MIROIRS PLANS PARALLÈLES

**25. Images multiples formées par deux miroirs parallèles.** — Si deux miroirs plans tournent l'un vers

l'autre leurs faces réfléchissantes, la lumière émise par un objet placé entre eux pourra éprouver plusieurs réflexions successives, et, en pénétrant dans l'œil, fournir plusieurs images. Nous supposerons d'abord ces miroirs *parallèles*.

Soit S (*fig. 20*) un point lumineux placé à des distances  $\alpha$  et  $\beta$  des deux miroirs AA' et BB'. Ce point envoie des ondes sphériques dont une moitié va frapper directement le miroir AA', et l'autre moitié le miroir BB'. Les premières demi-ondes fournissent une série illimitée d'images virtuelles données alternativement par AA' et BB' :

$$S_1, S_2, S_3, S_4, S_5, S_6, \dots$$

dont les distances au point lumineux S sont respectivement :

$$2\alpha, 2\alpha + 2\beta, 4\alpha + 2\beta, 4\alpha + 4\beta, 6\alpha + 4\beta, 6\alpha + 6\beta, \dots$$

Les secondes demi-ondes donnent une autre série illimitée d'images :

$$S'_1, S'_2, S'_3, S'_4, S'_5, S'_6, \dots$$

dont les distances à S sont respectivement :

$$2\beta, 2\beta + 2\alpha, 4\beta + 2\alpha, 4\beta + 4\alpha, 6\beta + 4\alpha, 6\beta + 6\alpha, \dots$$

On verra donc dans AA' les images successives :

$$S_1, S_2, S_3, S_4, S_5, S_6, \dots$$

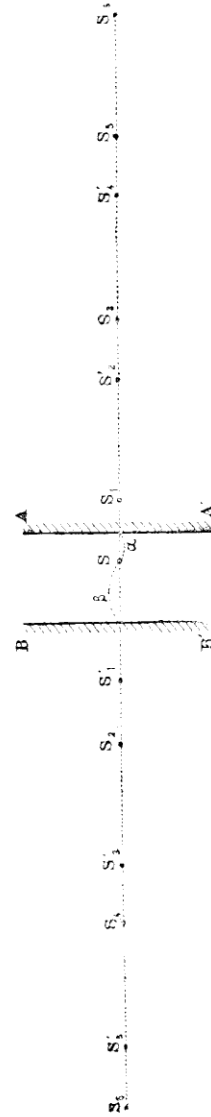


Fig. 20.

dont les distances à S sont :

$$2z, \quad 2\beta + 2z, \quad 4z + 2\beta, \quad 4\beta + 4z, \quad 6z + 4\beta, \quad 6\beta + 6z, \dots$$

et dans BB' les images successives :

$$S'_1, \quad S_2, \quad S'_3, \quad S_4, \quad S'_5, \quad S_6, \dots$$

distantes de S des quantités :

$$2\beta, \quad 2z + 2\beta, \quad 4\beta + 2z, \quad 4z + 4\beta, \quad 6\beta + 4z, \quad 6z + 6\beta, \dots$$

Si S est un *objet* lumineux présentant une face et un revers, les images successives situées derrière un des miroirs présenteront alternativement le revers et la face, parce qu'elles seront alternativement symétriques de l'objet et égales à l'objet.

Théoriquement, le nombre des images visibles dans chaque miroir est infini; mais, pratiquement, il est limité, parce que, chaque réflexion donnant lieu à une perte de lumière, et les rayons des ondes s'agrandissant de plus en plus, les images perdent peu à peu leur éclat et finissent par s'éteindre tout à fait.

De semblables images s'observent facilement dans les salles qui présentent des glaces sur deux murs parallèles.

**26. Applications.** — On emploie quelquefois, dans certaines expériences d'Optique, un système de deux miroirs parallèles pour déplacer latéralement un faisceau lumineux sans changer sa direction. Un pareil système permet également de faire apparaître sur la scène d'un théâtre des spectres immatériels dont les mouvements et les gestes produisent sur la foule un saisissant effet.

## III. — MIROIRS PLANS INCLINÉS

**27. Images multiples données par deux miroirs inclinés.** — Lorsque deux miroirs plans font entre eux un angle dièdre différent de zéro, un point lumineux placé dans cet angle donne une série d'images, en nombre *fini*, disposées circulairement autour de la droite d'intersection des deux miroirs.

Nous ne considérerons que les deux cas suivants :

1° *Les deux miroirs sont perpendiculaires l'un à l'autre.* —

Soit S (fig. 21) le point lumineux; prenons comme plan de figure le plan passant par S et perpendiculaire à l'intersection des miroirs; décrivons une circonférence du point O comme centre, avec OS pour rayon; soient  $\alpha$  et  $\beta$  les arcs SA et SB. — Le point S émet des ondes sphériques qui sont coupées par le plan OS en deux moitiés. Celles qui tombent directement sur le miroir OA donnent d'abord l'image  $S_1$ ,

puis l'image  $S_2$ . Les demi-ondes tombant directement sur OB donnent d'abord l'image  $S'_1$ , puis une image  $S'_2$  se confondant avec  $S_2$ . Il y aura donc en tout *trois* images situées sur la circonférence de centre O. L'œil, convenablement placé, verra *quatre* fois l'objet : une fois *directement* et trois fois *par réflexion*. — On peut constater qu'il en est bien ainsi en

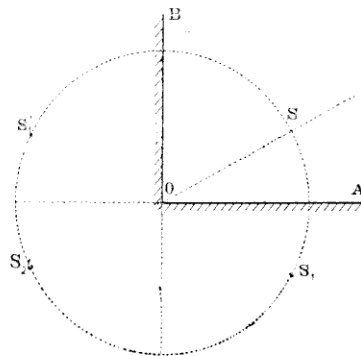


FIG. 21.

plaçant une bougie allumée près de l'intersection de deux miroirs rectangulaires.

2° Les deux miroirs font un angle de  $60^\circ$ . — Choisissons le

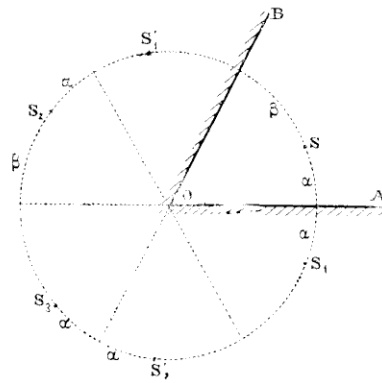


FIG. 22.

plan de figure comme précédemment. La partie des ondes émises par le point S (*fig. 22*) et qui tombe directement sur le miroir OA donne successivement les images  $S_1, S_2, S_3$ . L'autre partie, tombant directement sur OB, donne d'abord les images  $S'_1, S'_2$ , et une dernière image  $S'_3$  confondue avec  $S_3$ . L'œil, convenablement

placé entre les deux miroirs, verra *six* fois l'objet : *une fois directement et cinq fois par réflexion*.

C'est sur cette propriété que repose le *kaléidoscope*. —

C'est un système de deux miroirs (*fig. 23*) formant un angle de  $60^\circ$  et placés dans un tube de carton ou de métal, de manière que leur intersection soit parallèle à l'axe du tube. A l'une des extrémités de celui-ci sont deux disques de verre, l'un D transparent, l'autre D' dépoli, entre lesquels on a placé de menus objets (fragments de verre ou de papier de diverses couleurs, mousse ou dentelle). L'œil, appliqué contre une petite ouverture pratiquée à l'autre extrémité du tube, aperçoit

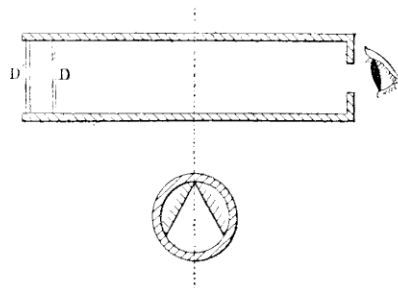


FIG. 23.



une rosace à six compartiments dans laquelle se succèdent, alternativement, la figure formée par ces objets et la figure symétrique. En faisant tourner le tube sur lui-même, on change la disposition de ces objets, et par suite aussi celle de leurs images. Les dessinateurs font usage du kaléidoscope, qui leur fournit des modèles pour dessins de tapis, indiennes, etc. On donne alors à l'instrument une forme particulière qui permet de décalquer les images produites.

#### IV. — MIROIRS SPHÉRIQUES

Après les miroirs plans, ceux que l'on emploie le plus souvent en Optique sont les *miroirs sphériques*.

**23. Définitions.** — On appelle *miroirs sphériques* des calottes sphériques polies, ne comprenant qu'une petite fraction de la sphère dont elles font partie.

Le centre C (*fig. 24*) de cette sphère s'appelle *centre de courbure* du miroir; son rayon est le *rayon de courbure* du miroir. Le cercle de base MM' de la calotte, qui forme le bord du miroir, est appelé *base* du miroir. — On appelle *axe principal* du miroir la droite CS, menée par le centre C perpendiculairement au plan de la base MM'. Le point S, où l'axe principal rencontre le miroir, est le *sommet* du miroir. Toute section faite dans le miroir par un plan passant par l'axe principal est une *section principale* du miroir : elle a la forme d'un arc de

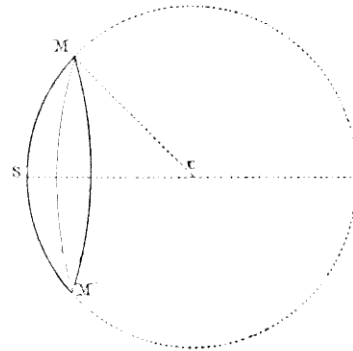


FIG. 24.

cerle dont le sommet S occupe le milieu. On appelle *ouverture* du miroir l'angle MCS que forme l'axe principal avec les génératrices du cône ayant pour sommet le centre de courbure et pour directrice le contour du miroir. Dans tout ce qui va suivre, on supposera que cette ouverture ne dépasse pas 3 à 4°.

Un miroir sphérique est dit *concave* lorsque sa face réfléchissante est la face *interne* de la calotte qui le constitue ; il est dit *convexe* si la face polie est la face *externe*.

L'application des lois de la réflexion sur les surfaces planes se fait facilement aux miroirs sphériques, en supposant leur surface remplacée au point d'incidence par le plan tangent à la surface en ce point, ayant pour normale le rayon géométrique de la sphère au point considéré.

#### A. — Miroirs sphériques concaves

##### 29. Foyer d'un point situé sur l'axe principal.

— Soit MM' (*fig. 25*) la section principale d'un miroir sphérique concave dont le centre est en C. Soit un point lumineux P sur l'axe principal CS.

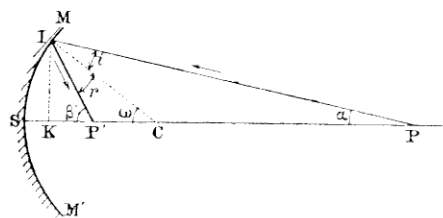


FIG. 25.

Il envoie des ondes sphériques dans l'espace qui l'entoure. Une partie de chacune de ces

ondes va frapper le miroir ; elle est comprise dans un cône ayant pour sommet le point lumineux P, et pour directrice le contour du miroir. Pour simplifier, on remplacera dorénavant la partie efficace de ces ondes par leurs normales, c'est-à-dire par ce qu'on appelle les *rayons incidents*. — Soit PI un de ces rayons. Le rayon réfléchi correspondant IP' sera dans le plan de la figure et fera avec la normale IC au point

d'incidence I un angle de réflexion  $r$  égal à l'angle d'incidence  $i$ . Si l'on représente par  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\omega$  les angles IPS, IP'S et ICS, le triangle PIC donne :

$$\omega = \alpha + i,$$

d'où :

$$i = \omega - \alpha.$$

De même, le triangle P'IC donne :

$$\beta = \omega + r,$$

d'où :

$$r = \beta - \omega.$$

En écrivant que les deux angles  $i$  et  $r$  sont égaux, on a :

$$\omega - \alpha = \beta - \omega,$$

ou :

$$(1) \quad \alpha + \beta = 2\omega.$$

Abaissons du point I la perpendiculaire IK sur l'axe principal. Comme l'ouverture du miroir est supposée très petite, la droite IK diffère très peu de chacun des trois arcs de cercle qui seraient décrits des points P, P' et C comme centres, avec des rayons égaux à PS, P'S et CS, et compris entre les côtés des angles  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\omega$ . On peut donc prendre pour mesures de ces trois angles  $\frac{IK}{SP}$ ,  $\frac{IK}{SP'}$ ,  $\frac{IK}{CS}$ , et la relation (1) devient, après suppression du facteur commun IK :

$$(2) \quad \frac{1}{SP} + \frac{1}{SP'} = \frac{2}{CS}.$$

Cette relation montre que, pour un miroir de rayon déterminé CS, la distance SP' ne dépend que de SP, c'est-à-dire de la *position du point* P sur l'axe principal, et nullement de l'angle d'incidence.

Done tous les rayons issus du point P iront, après réflexion,

passer sensiblement par un même point  $P'$ . En d'autres termes, les ondes sphériques *divergentes* de centre  $P$  sont transformées par le miroir en ondes sensiblement sphériques et *convergentes* de centre  $P'$ . Le point  $P'$  est dit le *foyer* du point  $P$ .

*Inversement*, si le point lumineux était en  $P'$ , les rayons réfléchis iraient tous sensiblement passer par  $P$  (18). Les points  $P$  et  $P'$  sont donc *réciroques* l'un de l'autre; on les nomme *points conjugués*.

Si l'on représente par  $p$  et  $p'$  les distances du sommet du miroir au point lumineux  $P$  et à son foyer  $P'$ , par  $R$  le rayon de courbure du miroir, la relation (2) peut s'écrire :

$$(3) \quad \frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{2}{R}.$$

C'est l'équation aux foyers conjugués.

**30. Foyer principal.** — Si, dans l'équation précédente, on fait  $p = \infty$ , et si l'on représente par  $f$  la valeur correspondante de  $p'$ , elle devient :

$$\frac{1}{f} = \frac{2}{R};$$

d'où :

$$f = \frac{R}{2}.$$

Cela signifie qu'un faisceau cylindrique de lumière tombant parallèlement à l'axe principal (*fig. 26*) forme, après réflexion, un faisceau sensiblement conique ayant pour sommet le point  $F$ , situé à égale distance de  $C$  et  $S$ . En d'autres termes, des ondes incidentes *planes*, normales à l'axe principal, sont transformées par réflexion en des ondes sensiblement *sphériques, convergentes*, ayant pour centre  $F$ .

Ce point  $F$  est le *foyer principal* du miroir; sa distance

FS ou  $f$  au sommet du miroir est la *distance focale principale* du miroir.

Réciproquement, si l'on place en F une source lumineuse très petite, les ondes *sphériques divergentes* qu'elle émet sont transformées par le miroir en ondes *planes* perpendiculaires à l'axe principal.

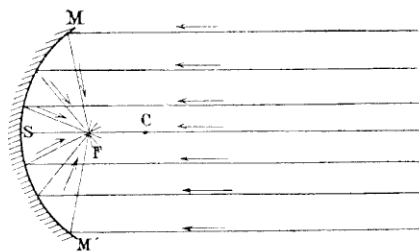


FIG. 26.

En introduisant la distance focale principale dans l'équation aux foyers conjugués, elle prend la forme :

$$(4) \quad \frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{1}{f},$$

que nous lui conserverons.

**31. Positions relatives du point lumineux et de son foyer sur l'axe principal.** — La formule (4) montre que :

1° Si  $p$  est plus grand que  $2f$ , c'est-à-dire si le point lumineux est situé au-delà du centre de courbure C,  $p'$  est plus grand que  $f$ , mais plus petit que  $2f$ , c'est-à-dire que le foyer P est placé entre le foyer principal F et le centre C du miroir ;

2° Le point lumineux se rapprochant du centre de courbure, son foyer s'en rapproche aussi, et quand P est en C, P' y est aussi : tous les rayons incidents sont normaux au miroir et ils se réfléchissent en revenant sur eux-mêmes ;

3° Si le point lumineux est situé entre C et F, son foyer est au-delà de C ;

4° Si le point lumineux est un foyer principal F, son foyer est à l'infini ;

5° Lorsque  $p$  est plus petit que  $f$ , c'est-à-dire lorsque le

point lumineux est situé entre le foyer principal et le sommet du miroir, la formule (4) donne une valeur négative pour  $p'$ . Cette formule, qui a été établie dans l'hypothèse de  $p > f$ , a besoin d'être modifiée dans le cas particulier qui nous occupe. — Soient (fig. 27) P un point lumineux ainsi placé, et PI un rayon incident quelconque issu de ce point. La normale en I étant le rayon CI, le rayon PI fait avec cette normale un angle d'incidence PIC plus grand que

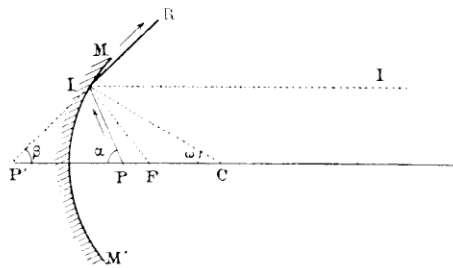


FIG. 27.

l'angle FIC que ferait le rayon incident, si le point lumineux était au foyer principal F. Mais, dans ce dernier cas, le rayon réfléchi  $II'$  serait parallèle à l'axe principal. Le rayon réfléchi actuel  $IR$ , devant s'écarter davantage de la normale  $IC$ , ne peut donc rencontrer l'axe principal en avant du miroir; mais le prolongement géométrique  $IP'$  de ce rayon vient couper l'axe en  $P'$ , derrière le miroir. En recommençant, sur la figure 27, les raisonnements qui ont été faits (29), on trouve la relation :

$$(5) \quad \frac{1}{SP} - \frac{1}{SP'} = \frac{2}{CS},$$

qui montre que la position du point  $P'$  ne dépend que de la position du point  $P$  et nullement de l'incidence du rayon  $PI$ . Les prolongements géométriques de tous les rayons réfléchis viennent donc sensiblement passer par un même

point  $P'$  (fig. 28). En d'autres termes, les ondes sphériques *divergentes* émises par le point  $P$  sont transformées par réflexion en ondes sphériques *divergentes* ayant pour centre le point  $P'$ . L'œil, supposé placé de manière à recevoir ces ondes réfléchies, sera impressionné comme si ces ondes émanaient du point  $P'$ , il *verra* un point lumineux en  $P'$ . Ce dernier point s'appelle le *foyer virtuel* du point  $P$ , par opposition aux *foyers réels* des cas précédents.

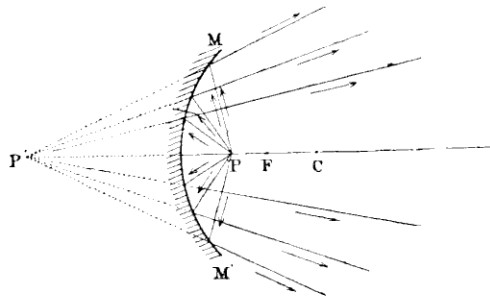


FIG. 28.

Réciproquement, des ondes incidentes *convergentes* du centre  $P'$  seraient transformées en ondes réfléchies *convergentes* de centre  $P$ . Pour cette raison, les points  $P$  et  $P'$  sont des *foyers conjugués*. Quand l'un est *réel*, l'autre est *virtuel*, comme cela a lieu dans les miroirs plans.

La formule (5) devient, en y remplaçant les longueurs  $SP$ ,  $SP'$  par  $p$  et  $p'$  et  $R$  par  $2f$ ,

$$(6) \quad \frac{1}{p} - \frac{1}{p'} = \frac{1}{f}.$$

Elle montre que, si  $P$  se déplace depuis le foyer principal  $F$  jusqu'au sommet  $S$ ,  $P'$  se déplace, derrière le miroir, depuis l'infini jusqu'en  $S$ .

### 32. Généralisation de la formule $\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{1}{f}$ .

Les deux formules (4) et (6) ne diffèrent que par le signe de  $p'$ . Or, dans le cas d'un foyer *réel* (fig. 25), la distance  $p'$  était portée en avant du miroir, *dans le sens de la lumière réfléchie*; dans le cas d'un foyer *virtuel* (fig. 28), cette distance est portée derrière le miroir *en sens inverse de la lumière réfléchie*. Il est naturel d'adopter ici les conventions usitées en géométrie, et de regarder  $p$  et  $p'$  comme *positives* quand elles sont comptées dans un sens, et comme *négatives* quand elles sont comptées dans le sens opposé. Si l'on convient de considérer  $p$  et  $p'$  comme *positives* quand les points P et P' sont en *avant* du miroir, et comme *négatives* quand ils sont situés *derrière*, l'équation (6) se ramène à l'équation (4), et la formule :

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{1}{f}$$

donne, *dans tous les cas*, la valeur de  $p'$  en grandeur et en signe, quand on connaît celle de  $p$ .

### 33. Foyers des points situés en dehors de l'axe principal.

— Soit A (fig. 29) un point situé en dehors de l'axe principal. Menons la droite AC, et supposons que cette ligne fasse un petit angle avec l'axe principal. Soit S' le point où elle rencontre le miroir; on peut considérer le point S' comme le sommet d'un miroir MS'M<sub>1</sub> ayant

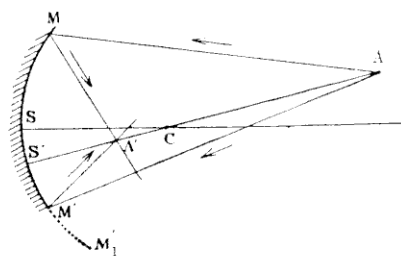


FIG. 29.

AC pour axe principal, et répéter par rapport à cette droite AC tout ce qui a été dit de l'axe principal.



Les rayons qui émanent du point A viendront donc, après réflexion, passer sensiblement *par un même point A'* de la droite AC; inversement, des rayons émanés du point A' viendraient concourir au point A. La droite AC se nomme *l'axe secondaire* du point A, et les points A et A' sont deux *points conjugués* sur cet axe. On aura encore, entre les distances  $a$ ,  $a'$  des points A, A' au miroir, distances comptées sur l'axe secondaire AC, la relation :

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{a'} = \frac{1}{f}.$$

En particulier, si le point A est situé à l'infini sur l'axe secondaire AC, son conjugué est à une distance du miroir égale à  $f$ . Cela veut dire qu'un faisceau cylindrique de lumière (*fig. 30*) parallèle à AC est transformé par la réflexion en un faisceau conique dont le sommet est en F', sur la droite AC, à une distance  $f$  du point C. Si l'on fait varier la direction AC du faisceau incident, le lieu géométrique du point F' est une calotte sphérique de centre C et de rayon  $f = \frac{R}{2}$ , limitée par le cône d'ouverture du miroir. On peut remplacer cette calotte par son plan tangent au point F où elle rencontre l'axe principal. Ce plan, mené par le foyer principal perpendiculairement à l'axe principal, s'appelle le *plan focal* du miroir.

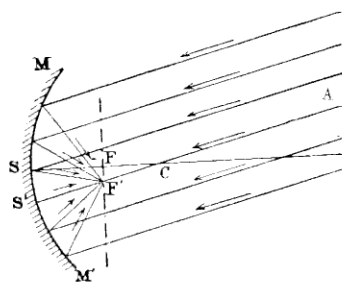


FIG. 30.

**34. Construction géométrique du conjugué d'un point donné.** — Puisque tous les rayons issus d'un point A (*fig. 31*) vont, après réflexion, passer par un même point A'

de l'axe secondaire, il suffira, pour obtenir géométriquement le foyer d'un point donné  $A$ , de construire *un seul* rayon réfléchi, et de déterminer le point où il coupe l'axe secondaire  $AC$ . On choisira naturellement un rayon dont la construction soit très simple.

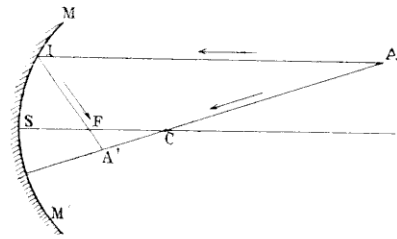


FIG. 31.

1° Menons, par exemple (*fig. 31*), le rayon  $AI$  parallèle à l'axe principal;

il vient passer après réflexion par le foyer principal  $F$ , et va rencontrer l'axe secondaire au point cherché  $A'$ ;

2° Considérons le rayon incident  $AF$  qui passe par le foyer principal  $F$  (*fig. 32*); il se réfléchit parallèlement à l'axe principal, et va rencontrer l'axe secondaire  $AC$  au point  $A'$ .

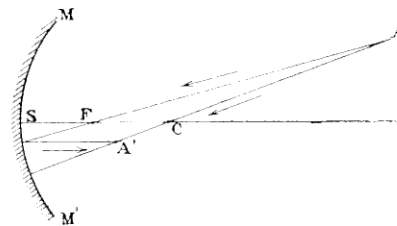


FIG. 32.

Les deux constructions précédentes deviennent illusoirs, quand le point lumineux  $P$  est situé sur l'axe principal (*fig. 33*).

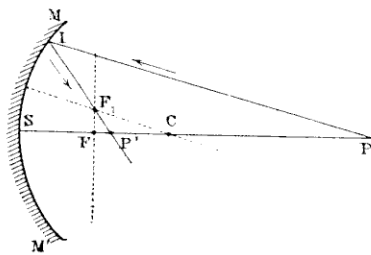


FIG. 33.

On se sert alors du plan focal. — Soit  $PI$  un rayon incident quelconque issu de  $P$ : il peut être considéré comme faisant partie d'un faisceau cylindrique parallèle à  $PI$ , et par suite

il doit, après réflexion, passer par le foyer  $F_1$ , correspondant à ce faisceau. Le point  $P'$ , où le rayon réfléchi  $IF_1$  rencontre l'axe principal, est le foyer du point  $P$ .

Les constructions précédentes donnent un foyer *réel* tant que le point lumineux est situé au-delà du plan focal. Mais, quand ce point (*fig. 34*) est situé entre le plan focal et le miroir, le rayon réfléchi auxiliaire et l'axe secondaire du point donné ne se rencontrent plus en avant du miroir ; leurs prolongements géométriques se coupent alors en un point  $A'$  qui est le *foyer virtuel* du point  $A$ .

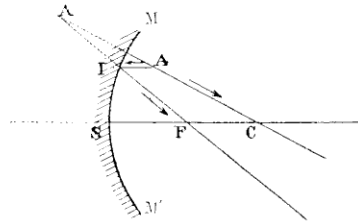


FIG. 34.

**35. Images des objets données par les miroirs concaves.** — Considérons maintenant un *objet* lumineux placé devant un miroir concave. La partie de cet objet tournée du côté du miroir peut être décomposée en plages lumineuses infiniment petites fonctionnant comme autant de points lumineux. Si cette surface est entièrement située au-delà du plan focal, les foyers des divers points seront *réels* et leur ensemble formera une surface lumineuse qui est appelée *l'image réelle* de l'objet. Si la même surface est tout entière en-deçà du plan focal, les foyers de ses divers points seront virtuels, et leur ensemble donnera une *image virtuelle* de l'objet.

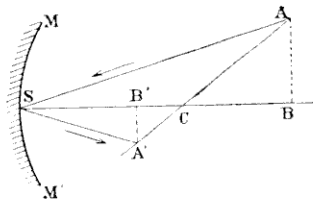


FIG. 35.

**36. Droites conjuguées.**

— Supposons que l'objet se réduise à une *petite droite* située dans une section principale et dirigée perpendiculairement à l'axe principal. On peut toujours

la supposer placée tout entière d'un même côté de l'axe principal. Le point  $A$  de cette droite  $AB$  (*fig. 35*) a pour

conjugué un point  $A'$  situé sur l'axe  $AC$ , et que nous supposons déterminé par l'une des constructions précédentes. Le rayon incident  $AS$  se réfléchit suivant  $SA'$ , et les deux angles  $ASB$ ,  $A'SB$  sont égaux. Abaissons du point  $A'$  la perpendiculaire  $A'B'$  sur l'axe principal. Les deux triangles semblables  $A'SB'$ ,  $ASB$  donnent :

$$\frac{A'B'}{AB} = \frac{SB'}{SB}.$$

Les triangles semblables  $A'CB'$ ,  $ACB$  donnent, d'autre part :

$$\frac{A'B'}{AB} = \frac{CB'}{CB};$$

d'où :

$$\frac{SB'}{SB} = \frac{CB'}{CB},$$

ou encore :

$$\frac{SB'}{CB'} = \frac{SB}{CB}.$$

La position du point  $B'$  ne dépend donc que de celle du point  $B$ . Si l'on suppose que le point  $A$  se déplace sur  $AB$ , son conjugué  $A'$  se déplacera sur la droite  $A'B'$ . La droite  $A'B'$  est donc le lieu géométrique des foyers des divers points de  $AB$ , c'est-à-dire l'*image* de  $AB$ .

Ainsi : *Une petite droite perpendiculaire à l'axe principal a pour image une autre droite perpendiculaire à l'axe principal et comprise entre les mêmes axes.*

Les deux droites  $AB$ ,  $A'B'$ , qui jouissent de la propriété que tout point lumineux situé sur l'une d'elles a son conjugué sur l'autre, sont dites des *droites conjuguées*.

**37. Plans conjugués.** — Si l'on fait tourner le plan de la figure précédente autour de l'axe principal, les deux droites conjuguées engendrent deux plans perpendiculaires

à l'axe principal, et tels que tout point lumineux pris sur l'un d'eux a son foyer sur l'autre : on les appelle *plans conjugués*. — Si l'on imagine une figure quelconque tracée dans l'un de ces plans, elle a pour *image* la figure géométriquement semblable tracée dans l'autre, le centre de courbure C du miroir étant le *centre de similitude*.

Si l'on considère dans la figure plane et dans son image deux dimensions *linéaires* homologues  $o$  et  $i$ , le rapport de ces dimensions est égal au rapport des distances  $p$  et  $p'$  des deux plans au sommet du miroir, d'après la proportion :

$$\frac{A'B'}{AB} = \frac{SB'}{SB}.$$

La relation :

$$\frac{i}{o} = \frac{p'}{p},$$

jointe à l'équation :

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{1}{f},$$

permet de trouver dans tous les cas la position et la grandeur de l'image quand on donne celles de l'objet.

1° Si l'objet est situé au-delà du plan focal, son image est *réelle* ; de plus, l'objet et l'image étant placés de part et d'autre du centre de similitude, l'image est *renversée* par rapport à l'objet. Si ce dernier est à une distance infinie du miroir, l'image se forme dans le plan focal : elle est extrêmement petite, à moins que l'objet n'ait un diamètre apparent sensible. Quand l'objet se rapproche depuis l'infini jusqu'au plan focal, son image se déplace depuis le plan focal jusqu'à l'infini. Elle grandit à mesure qu'elle s'éloigne du miroir, devient égale à l'objet quand celui-ci passe par le centre de courbure, et paraît infiniment grande quand l'objet est dans le plan focal ;

2° Si l'objet est en-deçà du plan focal, son image est *vir-*

*tuelle* ; de plus, l'objet et l'image étant placés du même côté du centre de similitude, l'image est *droite* par rapport à l'objet. D'abord infiniment grande et infiniment éloignée, elle diminue peu à peu et se rapproche du miroir à mesure que l'objet s'en rapproche lui-même, pour devenir égale à l'objet et se confondre avec lui pour  $p = o$ .

Les résultats de cette discussion sont résumés dans le tableau suivant :

DISTANCE de L'OBJET AU MIROIR	DISTANCE de L'IMAGE AU MIROIR	NATURE de L'IMAGE	SENS de L'IMAGE	GRANDEUR de L'IMAGE
$p = \infty$	$p' = f$	Réelle.	Renversée.	Nulle.
$p > 2f$	$f < p' < 2f$	Réelle.	Renversée.	Diminuée.
$p = 2f$	$p' = 2f$	Réelle.	Renversée.	Égale.
$2f > p > f$	$p' > 2f$	Réelle.	Renversée.	Agrandie.
$p = f$	$p' = \infty$	»	»	Infinie.
$p < f$	$p' < o$	Virtuelle.	Droite.	Agrandie.

**38. Construction géométrique de l'image d'une droite perpendiculaire à l'axe principal.** — Étant donnée une droite AB perpendiculaire à l'axe principal, il suffit, d'après la proposition établie plus haut (36), pour obtenir son image, de construire le conjugué A' de l'extrémité A de la droite proposée, et d'abaisser de ce conjugué A' une perpendiculaire sur l'axe principal.

1° *Objet situé au-delà du centre.* — En utilisant le rayon incident AI (*fig. 36*) envoyé par le point A parallèlement à l'axe principal, on obtient le conjugué A' et, par suite, l'image A'B'. — On voit qu'elle est *réelle, renversée* et placée entre le centre de courbure et le plan focal. Elle est d'autant

plus petite que l'objet est plus éloigné, car l'axe secondaire AC fait avec l'axe principal BC un angle d'autant plus petit,

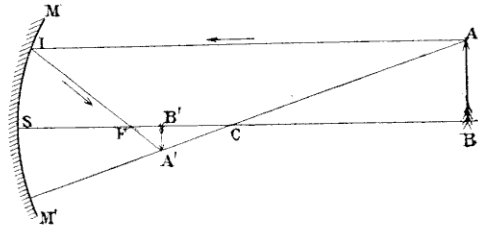


FIG. 36.

et coupe IF en un point A' d'autant plus rapproché de l'axe principal que la distance BS est plus grande.

2° *Objet passant par le centre.* — L'axe secondaire du point A (fig. 37) faisant

avec l'axe principal un angle de  $90^\circ$ , il est commode de déterminer le foyer conjugué A' du point A par l'intersection de deux rayons réfléchis, celui qui correspond au rayon incident AI, parallèle à l'axe principal,

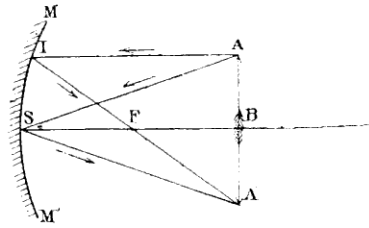


FIG. 37.

et celui qui provient du rayon incident AS, passant par le sommet S. — On voit facilement que leur point d'intersection A' est symétrique de A par rapport à l'axe principal. Cette construction montre que l'image A'B' est *réelle, renversée, égale à l'objet* et symétriquement placée par rapport à l'axe principal.

3° *Objet situé entre le centre et le foyer principal.* — Ce cas est la réciproque de 1°. L'objet étant placé en AB (fig. 38), l'image se forme en A'B' au-delà du centre : elle est *réelle,*

*renversée et plus grande* que l'objet. Plus celui-ci se rapproche du foyer, plus l'image grandit en s'éloignant du miroir.

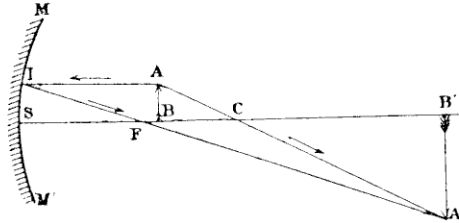


FIG. 38.

4° *Objet situé dans le plan focal principal.* — Le point B (fig. 39) de l'objet situé en F a son conjugué à l'infini, puisque les rayons réfléchis qui en proviennent sont parallèles à l'axe principal. En cherchant à déterminer par la

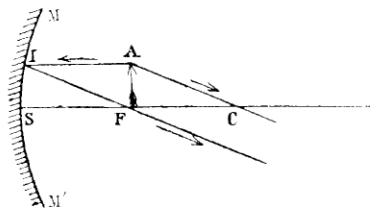


FIG. 39.

construction (34. 1°) le conjugué du point A, on voit facilement que, vu la faible ouverture du miroir, les droites AC, IF, qui par leur intersection devraient déterminer ce conjugué, sont parallèles; ce conjugué est

done à l'infini sur l'axe secondaire AC. Il en est de même pour les autres points de l'objet : leurs conjugués sont rejetés à l'infini, chacun dans la direction de son axe secondaire. — Dans ce cas, *il n'y a donc pas d'image*; on dit quelquefois que l'image est infiniment éloignée du miroir et infiniment agrandie.

5° *Objet situé en-deçà du plan focal principal* (fig. 40). — En employant la première construction (34), pour déterminer le conjugué du point A, on voit que ce conjugué est situé, non pas sur les rayons AC, IF eux-mêmes, mais à



l'intersection  $A'$  de leurs prolongements, derrière le miroir. Le foyer  $A'$  est *virtuel*, et il en est de même des foyers conjugués de tous les autres points de l'objet. — On voit que,

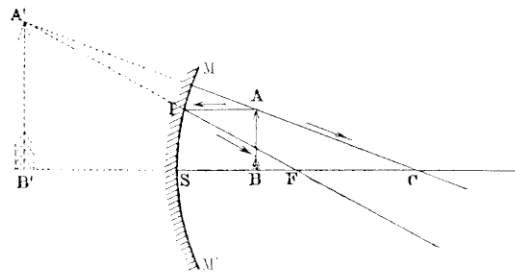


FIG. 40.

dans ce cas, l'image est *virtuelle, droite et agrandie*. A mesure que l'objet se rapproche du miroir, l'image s'en rapproche également, en diminuant de grandeur.

**39. Vérifications expérimentales.** — Les raisonnements qui précèdent comportant des approximations, il est indispensable de voir si, *pratiquement*, les miroirs de faible ouverture se conduisent comme l'indique la théorie élémentaire.

1° On oriente le miroir de façon que son axe principal aille passer par le centre du soleil. On promène un petit écran perpendiculairement à l'axe principal, et l'on trouve

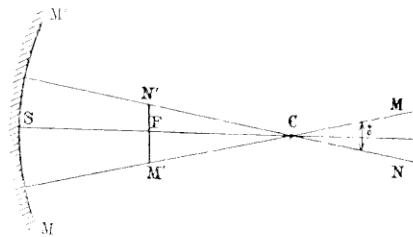


FIG. 41.

facilement une position à lui donner pour qu'il s'y forme une image circulaire très nette et très brillante.

L'écran est alors dans le plan focal principal, de sorte qu'en l'immobilisant et mesurant sa distance au sommet du

miroir on obtient la distance focale principale  $f$ . — On peut calculer le diamètre  $d$  de l'image circulaire en fonction de  $f$  et du diamètre apparent  $\varepsilon$  du soleil, qui est d'environ  $32'$ . Deux points M, N (*fig. 41*), situés aux extrémités d'un même diamètre du disque solaire, font leurs foyers en M', N', sur les axes secondaires CM, CN. Le diamètre M'N' de l'image reçue sur l'écran se déduit du triangle M'N' qui donne :

$$d = 2f \operatorname{tang} \frac{\varepsilon}{2}$$

2° A une assez grande distance du miroir, on dispose une bougie, de manière que la base de la flamme se trouve à peu près sur l'axe principal. On promène un petit écran de papier près du plan focal principal, et on trouve facilement le lieu où l'image se forme avec le plus de netteté; l'écran est alors très près du foyer principal, un peu au delà. L'image est *renversée, très petite* et très brillante. Si l'on rapproche graduellement la bougie du centre, l'image s'éloigne du miroir, grandit, tout en restant plus petite que l'objet.

3° Si l'on atteint le centre, situé à une distance  $2f$  du miroir, on constate que l'image, toujours *renversée*, se forme à la même distance du miroir, et qu'elle est *égale* en grandeur à l'objet.

4° Si la bougie est placée entre le centre et le plan focal principal, on doit, pour recevoir l'image, placer l'écran au-delà du centre. L'image est encore *renversée*, mais *plus grande* que l'objet; elle grandit et s'éloigne à mesure que la flamme se rapproche davantage du foyer principal.

5° Quand la bougie atteint le plan focal principal, l'image disparaît; on ne voit plus sur l'écran qu'une plage circulaire éclairée de surface sensiblement égale au petit cercle qui forme les bords du miroir.

6° Enfin, quand la bougie arrive entre le plan focal et le

miroir, le cercle illuminé sur l'écran grandit, et, en regardant du côté du miroir, on voit, derrière lui, une image *virtuelle, droite et agrandie*; cette image, d'abord très grande et très éloignée, diminue et semble s'approcher à mesure qu'on approche la bougie du sommet du miroir.

**10. Images aériennes.** — Dans les expériences précédentes, l'image *réelle* était reçue sur un écran convenablement placé; les points de l'écran qui étaient éclairés *diffusaient* dans toutes les directions la lumière qui les frappait, de sorte que l'image était visible de tous les points de l'espace environnant et pouvait être ainsi aperçue par un grand nombre de personnes à la fois.

On peut encore voir une image réelle sans employer d'écran. — En effet, considérons la lumière émise par un point A de l'objet. Après réflexion, elle est contenue dans un cône à deux nappes ayant A' pour sommet (*fig. 29*). Si l'œil est placé dans la seconde nappe du cône, le point A' jouera pour lui le même rôle qu'un point lumineux. Les autres points de l'image seront également visibles, pourvu que l'œil soit placé dans la région commune aux secondes nappes des divers cônes ayant ces divers points pour sommets, et pour directrice le contour du miroir. — Cette région est généralement assez étendue pour que plusieurs observateurs puissent voir simultanément l'image, en se plaçant à une distance suffisante. Les images aériennes sont caractérisées en ce qu'elles ne sont visibles que *pour des positions déterminées de l'œil*, elles offrent absolument l'aspect d'objets lumineux. — L'expérience du *bouquet renversé* en est une application. On place au-devant d'un miroir concave et à peu près vers le centre une caisse triangulaire formée de deux parois opaques entre lesquelles est disposé un bouquet renversé. Sur la caisse repose un vase à fleurs. En inclinant un peu le miroir, on peut l'obliger à former l'image du

bouquet juste au-dessus du vase. Comme le bouquet est renversé, son image est droite; par suite, une personne placée à une certaine distance au-delà de la caisse voit le bouquet sur le vase. Si les couleurs du bouquet sont un peu vives, et s'il est bien éclairé, l'illusion est complète.

**41. Aberration de sphéricité.** — Tant que la lumière tombe sur des parties du miroir très voisines du sommet, et que les normales aux ondes incidentes sont peu inclinées sur l'axe, les images sont nettes et présentent les conditions prévues par la théorie élémentaire. Mais lorsque l'ouverture du miroir n'est pas très petite, ou lorsque les rayons incidents sont assez fortement inclinés sur l'axe principal, l'expérience montre que les images des objets ne sont plus bien nettes et reproduisent les objets avec une certaine déformation. Cela tient à ce que les ondes réfléchies correspondant aux ondes incidentes issues d'un même point de l'objet ne sont plus des sphères, mais des surfaces beaucoup plus compliquées. La lumière réfléchie ne va plus passer par un point unique, mais se concentre sur une surface dite *surface caustique* dont chaque point joue le rôle de foyer conjugué du point donné.

Ce défaut des miroirs sphériques concaves et qui se retrouve dans les miroirs sphériques convexes, est désigné sous le nom d'*aberration de sphéricité*. On ne peut l'éviter qu'en donnant à la surface réfléchissante une forme un peu différente de la forme sphérique. Les miroirs exempts de cette aberration sont dits *aplanétiques*.

**42. Applications des miroirs concaves.** — On emploie quelquefois des miroirs concaves comme miroirs grossissants (38, 5°): tels sont les miroirs nommés vulgairement *miroirs à barbe*. L'image virtuelle et droite qu'ils produisent de la figure d'un observateur placée entre le miroir

et le plan focal est nécessairement un peu déformée, le nez qui fait saillie étant moins grossi que les joues.

En plaçant près du foyer principal d'un miroir sphérique concave une source lumineuse intense, on obtient un faisceau réfléchi très légèrement divergent, dans lequel l'éclairement décroît très lentement, ce qui permet d'augmenter considérablement la portée de la source. Les appareils disposés dans ce but sont appelés *réflecteurs* ou *projecteurs catoptriques*.

Enfin les télescopes proprement dits (145) utilisent également les propriétés de ces miroirs.

### B. — Miroirs sphériques convexes

#### 43. Foyer d'un point situé sur l'axe principal.

— Soit MN (fig. 42) la section principale d'un miroir sphérique *convexe* ayant son centre de courbure en C: un point P situé sur l'axe principal envoie dans l'espace environnant des ondes sphériques qui viennent frapper le miroir. Soit PI une normale à ces

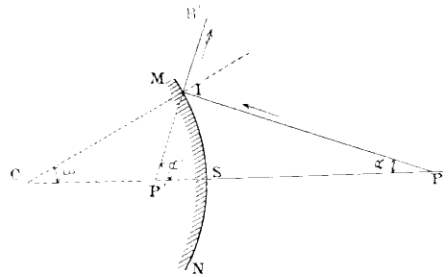


FIG. 42.

ondes incidentes, ou, comme on dit habituellement, un *rayon incident*. Le rayon réfléchi correspondant IR' se construira comme pour les miroirs concaves au moyen de la normale CI au point d'incidence I; son prolongement géométrique IP' rencontre l'axe principal en un point P'.

Si l'on désigne toujours par  $\alpha$ ,  $\alpha'$  et  $\omega$  les angles IPS, IP'S et ICS, et par  $i$  et  $r$  les angles d'incidence et de réflexion, on a :

$$i = \alpha + \omega, \quad r = \alpha' - \omega,$$

par suite :

$$\alpha + \omega = \alpha' - \omega,$$

ou :

$$\alpha - \alpha' = -2\omega.$$

En remplaçant les angles par leurs mesures (29), on a finalement :

$$\frac{1}{PS} - \frac{1}{P'S} = -\frac{2}{CS}.$$

La position du point P' ne dépend donc que de celle du point P, et nullement du point d'incidence I, tant que l'ouverture du miroir est très petite. — Donc : *Tout point lumineux situé sur l'axe principal, en avant d'un miroir convexe, a un foyer virtuel situé derrière le miroir.*

Les points P et P' sont d'ailleurs *réiproques* l'un de l'autre : si l'on recevait sur le miroir un faisceau lumineux qui, en l'absence du miroir, irait converger en P', le miroir le ferait converger en P.

Pour cette raison, les points P et P' sont des *points conjugués*.

Si l'on pose : PS = p, P'S = p', CS = R, la relation ci-dessus devient :

$$\frac{1}{p} - \frac{1}{p'} = -\frac{2}{R}.$$

C'est l'équation aux foyers conjugués.

**44. Foyer principal virtuel.** — Si l'on fait dans cette équation  $p = \infty$ , et si l'on représente par  $f$  la valeur correspondante de  $p'$ , elle devient :

$$\frac{1}{f} = \frac{2}{R}.$$

Cela veut dire que, si l'on reçoit sur le miroir un faisceau

incident parallèle à l'axe principal (*fig. 43*), le miroir le transforme en un faisceau conique divergent ayant pour sommet le point  $F$ , situé au milieu de  $CS$ . Ce point  $F$ , d'où semble émaner la lumière réfléchie, est le *foyer principal virtuel* du miroir. Sa distance  $f$  au miroir est la *distance focale principale*.

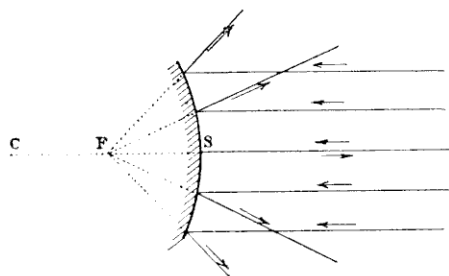


FIG. 43.

Si l'on introduit cette distance dans l'équation aux foyers conjugués, celle-ci devient :

$$\frac{1}{p} - \frac{1}{p'} = -\frac{1}{f}.$$

On voit facilement que, si  $p$  varie depuis l'infini jusqu'à zéro,  $p'$  varie depuis  $f$  jusqu'à zéro, c'est-à-dire que, si le point lumineux  $P$  se déplace sur l'axe principal depuis l'infini jusqu'au sommet  $S$ , son conjugué  $P'$ , toujours virtuel, se déplace de  $F$  en  $S$ .

*Remarque.* — La formule  $\frac{1}{p} - \frac{1}{p'} = -\frac{1}{f}$  ne diffère de celle relative aux miroirs concaves que par les signes de  $\frac{1}{p'}$  et de  $\frac{1}{f}$ . Elle s'y ramène au moyen de la convention faite précédemment (32) sur les signes de  $p$ ,  $p'$  et  $f$ .

**45. Foyers des points non situés sur l'axe principal.** — Soit  $A$  (*fig. 44*) un point lumineux situé sur un

*axe secondaire* AC peu incliné sur l'axe principal. On peut considérer AC comme l'axe principal d'un miroir ayant pour sommet S' et limité en MM<sub>1</sub>. Dès lors, le point A aura son foyer virtuel sur AC, en un point A' déterminé par la rela-

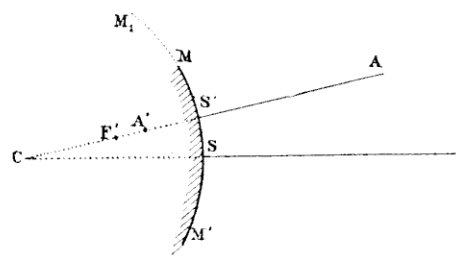


FIG. 44.

tion  $\frac{1}{a} - \frac{1}{a'} = -\frac{1}{f}$ , a et a' étant comptés sur AC, à partir de S'.

Dans le cas particulier où  $a = \infty$ , on a  $a' = -f$  : un faisceau de lumière parallèle à AC donne, après réflexion

à AC donne, après réflexion, un faisceau semblant provenir de F', milieu de CS'. Si l'on donne à ce faisceau incident diverses inclinaisons sur l'axe principal, le lieu géométrique du foyer F' sera une calotte sphérique de centre C et de rayon  $\frac{R}{2}$  limité par le cône d'ouverture du miroir. On peut remplacer cette calotte par son plan tangent mené par le foyer principal F, perpendiculairement à l'axe principal, et qu'on nomme *plan focal*.

**46. Construction géométrique du conjugué d'un point donné.** — Lorsque le point lumineux A n'est pas situé sur l'axe principal, on peut employer l'une ou l'autre des constructions suivantes :

1° On utilise le rayon incident MI (*fig. 45*) parallèle à l'axe principal. Ce rayon, après réflexion, semble provenir du foyer principal F, et rencontre l'axe secondaire AC en A', qui est le conjugué cherché :

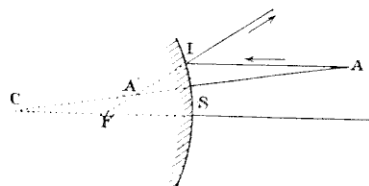


FIG. 45.



2° On se sert du rayon incident  $AF$  (*fig. 46*). Ce rayon donne un rayon réfléchi  $IK$  parallèle à l'axe principal. d'après le principe du retour inverse, appliqué à la figure 43. Le point  $A'$ , où le prolongement de  $IK$  rencontre l'axe secondaire  $AC$ , est le conjugué du point  $A$ ;

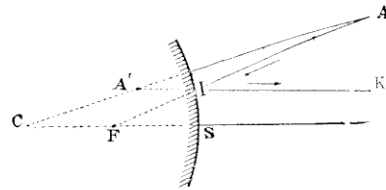


FIG. 46.

3° Enfin on peut employer le rayon incident  $AS$  (*fig. 47*) passant par le sommet du miroir: le rayon réfléchi correspondant va passer par le symétrique  $A_1$  du point  $A$  par rapport à l'axe principal, et son prolongement coupe  $AC$  au point cherché  $A'$ .

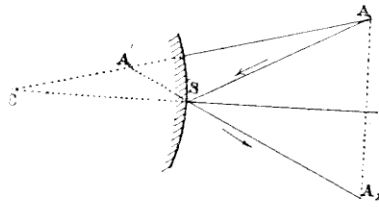


FIG. 47.

Lorsque le point lumineux  $P$  est situé sur l'axe principal (*fig. 48*), on mène par ce point un rayon incident quelconque  $PI$ , on trace l'axe secondaire  $CI'$  parallèle à  $PI$ , on joint au point d'incidence  $I$  le point  $F'$  où  $CI'$  rencontre le plan focal: le point  $P'$  où  $F'I$  rencontre l'axe principal est le conjugué du point  $P$ .

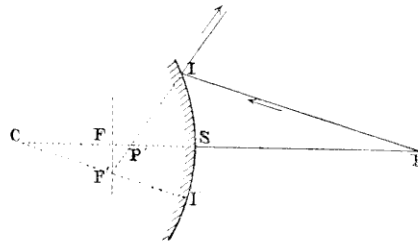


FIG. 48.

**47. Images des objets produites par les miroirs convexes.** — Si un *objet* lumineux est placé devant un miroir convexe, chacun de ses points donne un foyer virtuel situé sur son axe secondaire. Le lieu géométrique de tous ces

foyers forme une surface lumineuse *virtuelle* qui est l'*image virtuelle* de l'objet.

**48. Droites conjuguées.** — Soit A (*fig. 49*) un point lumineux quelconque non situé sur l'axe principal, et A' son foyer virtuel déterminé par la troisième construction (46). Abaissons des points A, A' les perpendiculaires AB, A'B' sur

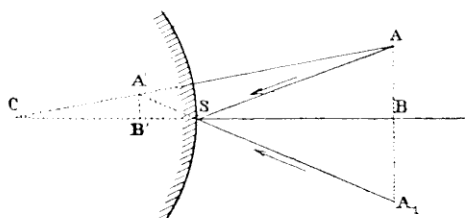


FIG. 49.

l'axe principal. On a, dans les deux triangles semblables CAB', CAB, la relation :

$$\frac{A'B'}{AB} = \frac{CB'}{CB}$$

et dans les deux triangles semblables SA'B', SAB :

$$\frac{A'B'}{AB} = \frac{SB'}{SB}$$

d'où l'on déduit :

$$\frac{CB'}{CB} = \frac{SB'}{SB}$$

ou :

$$\frac{CB'}{SB'} = \frac{CB}{SB}$$

La position du point B' est donc indépendante de la distance AB : elle ne dépend que de la position du point B. Si donc un point lumineux se déplace sur AB, son foyer virtuel

se déplacera sur A'B'; en d'autres termes, A'B' est l'image virtuelle de AB.

Ainsi : Une petite droite perpendiculaire à l'axe principal a pour image virtuelle une autre droite perpendiculaire à l'axe principal et comprise entre les mêmes axes.

Les deux droites AB, A'B' sont des *droites conjuguées*.

**49. Plans conjugués.** — Si l'on imagine que le plan de la figure précédente tourne autour de l'axe principal, les deux droites AB, A'B' engendreront deux plans perpendiculaires à l'axe principal, et tels que tout point lumineux pris sur l'un d'eux a son foyer sur l'autre : on les nomme *plans conjugués*. Une figure quelconque tracée dans l'un de ces plans a pour image la figure géométriquement semblable tracée dans l'autre, en prenant pour *centre de similitude* le centre de courbure C du miroir.

Comme les deux plans conjugués sont toujours placés du même côté du centre de courbure, l'image est toujours *droite* par rapport à l'objet. Elle est d'ailleurs *virtuelle* si, comme nous le supposons, l'objet est *réel*. — En considérant dans l'objet plan et dans son image deux dimensions *linéaires* homologues  $o$  et  $i$ , le rapport de ces dimensions est égal au rapport des distances  $p$  et  $p'$  des deux plans au sommet du miroir, d'après la relation (48) :

$$\frac{A'B'}{AB} = \frac{SB'}{SB}.$$

Cette relation :

$$\frac{i}{o} = \frac{p'}{p},$$

jointe à :

$$\frac{1}{p} - \frac{1}{p'} = -\frac{1}{f},$$

permet de trouver dans tous les cas la position et la grandeur de l'image quand on donne la position et la grandeur de l'objet.

La position de l'image, caractérisée par la valeur absolue de  $p'$ , est déterminée par :

$$\frac{1}{p} - \frac{1}{p'} = -\frac{1}{f},$$

qui donne :

$$p' = \frac{pf}{p + f},$$

valeur qui montre que, si l'on fait décroître  $p$  depuis l'infini jusqu'à zéro,  $p'$  décroît depuis  $f$  jusqu'à zéro.

La grandeur de l'image est donnée par :

$$\frac{i}{o} = \frac{p'}{p} = \frac{f}{p + f},$$

d'où l'on tire :

$$i = o \frac{f}{p + f},$$

expression qui indique que l'image est toujours plus petite que l'objet, et qu'elle grandit jusqu'à lui devenir égale, quand  $p$  décroît depuis l'infini jusqu'à zéro.

**50. Construction géométrique de l'image.** — Dans le cas d'une droite lumineuse AB (fig. 50), limitée à l'axe

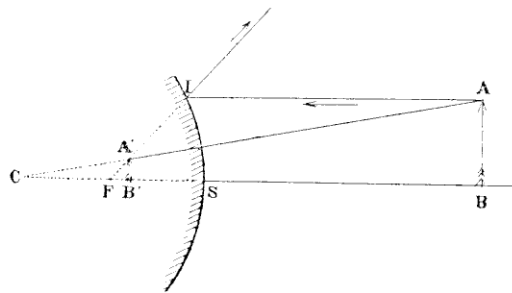


FIG. 50.

principal, il suffira de construire le conjugué  $A'$  du point A et d'abaisser de  $A'$  une perpendiculaire sur l'axe principal.

La figure indique la construction la plus simple à employer. Elle montre bien que l'image virtuelle, toujours plus petite que l'objet, grandit à mesure que celui-ci se rapproche du miroir. Car, tandis que  $FI$  est fixe, l'angle  $ACB$  augmente et le point  $A'$  se rapproche de plus en plus du point  $I$ .

**51. Vérification expérimentale.** — En plaçant devant un miroir convexe la flamme d'une bougie, et regardant *du côté du miroir*, on y aperçoit une image *virtuelle, droite et diminuée* de la flamme. Cette image grandit et se rapproche du miroir, quand la bougie s'en rapproche elle-même.

**52. Détermination expérimentale de la distance focale d'un miroir convexe.** — On dirige l'axe principal du miroir vers le centre du soleil, et l'on place, en avant de la surface réfléchissante

$MM'$  (fig. 51), un écran  $EE'$  perpendiculaire à l'axe du miroir et percé de deux petites ouvertures  $A, A'$ . Celles-ci laissent passer deux pinces solaires  $AI, A'I'$ , qui tombent sur le

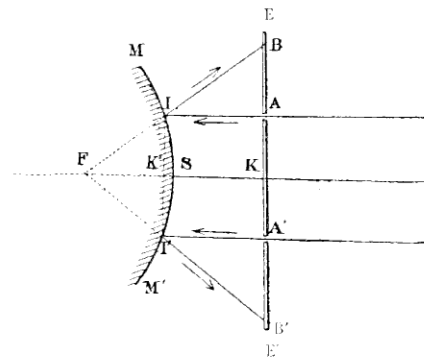


FIG. 51.

miroir et produisent deux faisceaux réfléchis divergents  $IB, IB'$ , qui vont éclairer sur l'écran  $EE'$  deux plages  $B$  et  $B'$  de forme elliptique. On approche ou l'on éloigne l'écran du miroir jusqu'à ce que la distance  $BB'$  des centres de ces taches lumineuses soit exactement *double* de celle des ouvertures  $A, A'$ . Lorsque ce résultat est atteint, il n'y a plus qu'à mesurer la distance de l'écran au miroir pour avoir la distance focale  $f$ . En effet, les rayons réfléchis  $IB, IB'$  allant

sensiblement passer par le foyer principal F, on a, dans les triangles semblables, FII', FBB',

$$\frac{FK'}{FK} = \frac{BB'}{II'} = \frac{BB'}{AA'} = \frac{1}{2},$$

d'où :

$$FK = 2FK',$$

ou sensiblement :

$$FK = 2FS.$$

La distance FK étant le double de l'une de ses parties FS, les deux longueurs FS et SK sont égales.

**53. Applications des miroirs convexes.** — On n'a guère utilisé le miroir convexe que dans un télescope à peu près abandonné aujourd'hui et qui a été inventé par Cassegrain. Les paysagistes emploient quelquefois un miroir convexe pour obtenir une image réduite de la vue qu'ils veulent reproduire.

Dans les jardins l'on trouve, sous le nom de *globes périscopiques*, des sphères de verre argentées intérieurement, qui donnent l'image diminuée des différentes parties du jardin. La courbure étant ici très forte, et le miroir n'étant plus de petite ouverture, les images sont fortement déformées et prennent d'une manière très visible une sorte d'empreinte sphérique ; la déformation est surtout marquée pour les parties de l'image qui sont vues loin du sommet du miroir pour la position actuelle de l'œil.

Il faut remarquer que, même dans un miroir de petite ouverture, l'image n'est jamais une reproduction fidèle de l'objet, quand, ce qui a lieu en général, les différentes parties de l'objet ne sont pas à la même distance du miroir. Les parties les plus rapprochées ont une image moins diminuée que les autres : quand on approche le doigt d'un pareil

miroir, il apparaît comme une massue renflée à son extrémité.

Tout objet convexe suffisamment poli réfléchit la lumière extérieure suivant une image brillante, qui accuse le relief de l'objet.

#### V. — DIFFUSION DE LA LUMIÈRE

**54. Diffusion par les surfaces dépolies.** — Lorsqu'on reçoit, dans une chambre obscure, un faisceau de lumière solaire directe sur un miroir plan, on ne distingue rien, pas même le miroir, à moins que l'observateur n'ait son œil placé sur le faisceau réfléchi, auquel cas il ne verra qu'une image éblouissante du soleil. — Ainsi, si tous les corps étaient doués d'un poli parfait, nous ne les apercevriions pas (à moins qu'ils ne fussent lumineux par eux-mêmes) : nous ne verrions que les images qu'ils donneraient des sources qui les éclairent.

Projetons maintenant une fine poussière sur le miroir de l'expérience précédente : l'image solaire s'affaiblit, et le miroir devient visible de toutes les parties de l'enceinte fermée. — Recouvrons le miroir d'une feuille de papier blanc : la partie qui reçoit le faisceau incident joue le rôle d'une source de lumière très vive éclairant toute la chambre. Une surface *non polie* a donc la propriété de renvoyer *dans toutes les directions* la lumière qu'elle reçoit.

Ce phénomène a reçu le nom de *diffusion*. Ce n'est pas là un fait distinct de la réflexion. La surface d'un corps mat présente une infinité d'aspérités formées chacune d'un grand nombre de petites surfaces planes diversement orientées (*fig. 52*) : un faisceau de lumière tombant sur ces diverses facettes les rencontre sous toutes les inclinaisons

possibles, et, d'après les lois mêmes de la réflexion, le faisceau est renvoyé dans toutes les directions à la fois.

La lumière diffusée est ordinairement accompagnée d'une

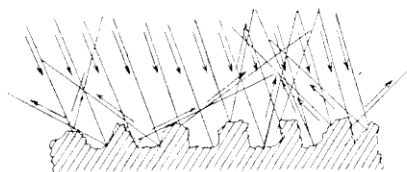


FIG. 32.

proportion variable de lumière réfléchi régulièrement par celles des facettes qui sont parallèles à la surface générale du corps. Cette proportion augmente à mesure que

l'inclinaison des rayons incidents augmente elle-même: une direction trop inclinée ne permet plus aux ondes de plonger dans les creux de la surface; elles frappent les points culminants où se trouvent des facettes parallèles constituant une surface polie discontinue.

C'est ainsi qu'en plaçant une flamme de bougie très près d'une feuille de papier ou d'une lame de verre dépoli, et regardant du côté opposé sous une incidence rasante, on voit une image renversée de la flamme, comme si la surface était polie.

C'est grâce à la diffusion que nous distinguons, pendant le jour, les objets qui nous environnent. *Quand le ciel est pur*, les objets éclairés directement par le soleil renvoient par diffusion de la lumière à l'œil, ce qui les rend visibles, puis aux objets placés à l'ombre; ceux-ci, recevant ainsi une lumière adoucie, la diffusent à leur tour et deviennent ainsi sensibles à la vue. — *Quand le ciel est couvert*, les nuages diffusent la lumière qui leur arrive; la radiation solaire, au lieu d'arriver directement à la terre, descend atténuée, uniforme, de la voûte entière du ciel, en sorte que les objets, éclairés de tous côtés, ne peuvent plus produire d'ombres.



## CHAPITRE III

### DIOPTRIQUE

#### I. — RÉFRACTION PAR UNE SURFACE PLANE

**55. Définitions.** — Supposons qu'on reçoive dans une chambre obscure un pinceau horizontal RA de lumière solaire (*fig. 53*), et qu'au moyen d'un miroir plan auxiliaire *mm'* on le dirige sur une cuve rectangulaire en verre V remplie d'eau. Si, en s'aidant d'un fil à plomb, on rend le faisceau incident vertical, on le voit continuer sa route en ligne droite. — Ainsi, quand le faisceau inci-

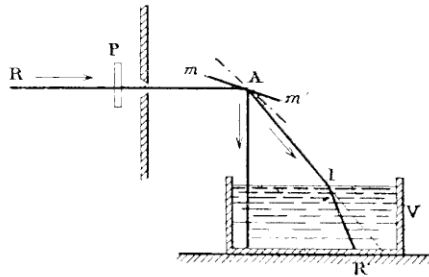


FIG. 53.

dent est *normal* à la surface de séparation de deux milieux transparents, il n'éprouve *aucune déviation* en passant de l'un des milieux dans l'autre.

Si maintenant on tourne le miroir *mm'* de façon à rendre le faisceau qu'il réfléchit oblique par rapport à la surface de l'eau dans la cuve V, on remarque que le pinceau lumi-

neux, en passant de l'air dans l'eau, éprouve deux modifications :

1° Il se colore des nuances de l'arc-en-ciel. — Pourn'avoir pas tout d'abord à s'occuper de ce phénomène, on tamise la lumière incidente au moyen d'une plaque de verre rouge P, et alors le faisceau ne change plus de couleur en pénétrant dans l'eau. — Dans ce chapitre, la lumière incidente sera toujours supposée rendue ainsi *homogène*.

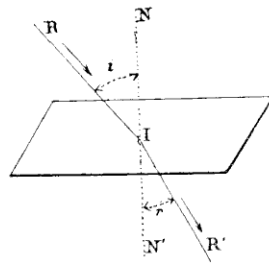


FIG. 54.

2° Il change de direction en se rapprochant de la verticale, qui est ici la normale à la surface de séparation des deux milieux. Cette déviation a reçu le nom de *réfraction*, et le pinceau IR' est le *pinceau réfracté*. — On appelle *plan d'incidence* le plan déterminé par le rayon incident RI (*fig. 54*) et la normale IX au point I d'incidence; *angle d'incidence*, l'angle  $i$  formé par ces deux droites; *plan de réfraction*, le plan déterminé par le rayon réfracté IR' et la normale IX; et *angle de réfraction*, l'angle  $r$  compris entre ces deux directions.

### 56. Recherche des lois de la réfraction.

— L'appareil de Silbermann, qui a déjà servi à l'étude de la réflexion (16), peut aussi être employé pour étudier la réfraction. Il suffit d'y remplacer le miroir plan par une auge demi-cylindrique en verre (*fig. 55*) qu'on remplit d'un liquide transparent jusqu'à la hauteur du centre C du

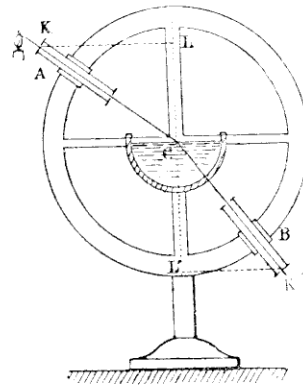


FIG. 55.

limbe. Au moyen de l'alidade A, on dirige vers ce centre un pinceau délié de lumière émané de la flamme d'une bougie ; ce pinceau se réfracte en pénétrant dans le liquide, et on cherche la direction du pinceau réfracté au moyen de l'alidade B.

On constate d'abord qu'il est toujours possible de placer cette alidade de façon que le pinceau émergent suive la direction de son axe.

Comme le faisceau réfracté rencontre normalement la surface latérale de la cuve, il ne subit pas de déviation à l'émergence, et sa direction se confond avec celle du faisceau émergent ; par suite :

PREMIÈRE LOI. — *Le rayon réfracté (normal aux ondes réfractées) reste dans le plan d'incidence.*

En mesurant ensuite l'angle d'incidence  $i$  et l'angle de réfraction  $r$  sur le limbe vertical, on les trouve nécessairement inégaux, et il s'agit d'établir la relation qu'ils présentent.

Si l'on donne d'abord à l'angle d'incidence  $i$  de petites valeurs ne dépassant pas  $20^\circ$ , et qu'on mesure les valeurs correspondantes de  $r$ , on trouve que le rapport  $\frac{i}{r}$  est sensiblement constant. Cette loi, qui n'est qu'approchée, avait été formulée par *Képler* et porte son nom. — Quand l'angle d'incidence augmente de plus en plus, le rapport  $\frac{i}{r}$  varie notablement. Il est naturel de rechercher s'il n'y aurait pas un rapport constant, non pas entre les angles  $i$  et  $r$ , mais entre une de leurs lignes trigonométriques, par exemple leurs *sinus*. Or, si l'on mesure, à l'aide d'une règle horizontale graduée, les plus courtes distances KL, K'L' des centres des trous extérieurs des deux alidades au diamètre vertical du limbe, on trouve que ce rapport est rigoureuse-

ment constant, quel que soit l'angle d'incidence. Or ces distances KL, K'L' ne sont autres que les sinus des angles  $i$  et  $r$  dans une circonférence de même rayon (les distances des trous extérieurs des deux alidades au centre C du limbe étant les mêmes). On peut donc énoncer la loi suivante, trouvée par *Descartes* :

DEUXIÈME LOI. — *Le rapport du sinus de l'angle d'incidence au sinus de l'angle de réfraction est constant pour les mêmes milieux, quelle que soit la valeur de l'angle d'incidence.*

**57. Indices de réfraction.** — La valeur numérique  $n$  du rapport constant  $\frac{\sin i}{\sin r}$  varie avec chacun des milieux A et B que l'on considère : on l'appelle *indice de réfraction* du second milieu B par rapport au premier A.

Si la lumière, en passant du milieu A dans le milieu B, se rapproche de la normale par rapport au rayon incident prolongé, on a  $i > r$ , par suite  $\sin i > \sin r$  et  $n > 1$  ; on dit alors que le second milieu est *plus réfringent* que le premier.

Si, au contraire, la lumière, en passant du milieu A dans le milieu B, s'éloigne de la normale, on a  $i < r$ , conséquemment  $\sin i < \sin r$ , et  $n < 1$  ; le second milieu est alors dit *moins réfringent* que le premier.

L'indice de réfraction de l'eau par rapport à l'air est égal à  $\frac{4}{3}$ , celui du verre ordinaire par rapport à l'air est  $\frac{3}{2}$ . En général, de deux corps transparents, le plus dense est aussi le plus réfringent. Il y a cependant des exceptions ; ainsi l'essence de térébenthine, quoique moins dense que l'eau, est plus réfringente qu'elle.

**58. Explication de la réfraction dans la théorie des ondulations.** —

Considérons le cas où le point lumineux est à l'infini, c'est-à-dire où les ondes incidentes successives sont planes. — Soit AB (*fig. 56*) une de ces ondes. Si la surface MM' de séparation des deux milieux était un plan idéal, au bout d'un temps très court  $\theta$  l'onde AB se serait transportée parallèlement à elle-même en A'B', après avoir parcouru normalement l'espace  $AA' = V\theta$ , V étant la vitesse de

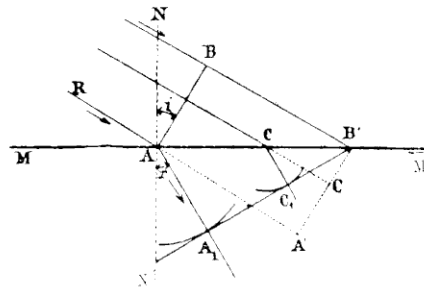


FIG. 56.

la lumière dans le premier milieu. Mais si MM' sépare deux milieux réfringents différents, dès que les différents points de l'onde AB arriveront en contact avec le plan MM', les points de ce plan deviendront des centres d'ébranlement, envoyant dans le second milieu des ondes sphériques qui se propageront avec la vitesse V' de la lumière dans le second milieu. Supposons, pour fixer les idées,  $V' < V$ . Au bout du temps  $\theta$ , l'ébranlement émané de A sera arrivé sur une sphère de rayon  $AA_1 = V'\theta = AA' \times \frac{V'}{V}$ . Pareillement, l'ébranlement émané de C sera arrivé, au temps  $\theta$ , sur une sphère de rayon  $CC_1 = CC' \times \frac{V'}{V}$ . Pour avoir la surface d'onde réfractée, il faudra donc décrire de chaque point de la surface de séparation MM' une sphère ayant pour rayon la distance de ce point à la position A'B' de l'onde primitive, multipliée par  $\frac{V'}{V}$ , et construire l'enveloppe de ces sphères. Il est facile de voir que cette enveloppe n'est autre que le plan mené

par la droite projetée en  $B'$  tangentielllement à la sphère de rayon  $AA_1$ . Ce plan touche, en effet, la sphère en question au point  $A_1$ ; d'autre part, le plan mené par  $B'$  tangentielllement à la sphère de rayon  $CC_1$  touche celle-ci en  $C_1$ ; les deux triangles  $AA'B'$ ,  $CC_1B'$  sont semblables et donnent :

$$\frac{AA'}{CC'} = \frac{AB'}{CB'}$$

et comme on a :

$$AA_1 = AA' \frac{V'}{V}, \quad CC_1 = CC' \frac{V'}{V},$$

on a aussi :

$$\frac{AA'}{CC'} = \frac{AA_1}{CC_1}$$

Par suite :

$$\frac{AA_1}{CC_1} = \frac{AB'}{CB'}$$

Les triangles  $AA_1B'$  et  $CC_1B'$  sont donc semblables, et les trois points  $A_1$ ,  $C_1$  et  $B'$  sont en ligne droite. Le plan  $A_1B'$  est donc bien l'enveloppe de toutes les sphères définies plus haut, c'est-à-dire qu'il est l'*onde réfractée*.

Si l'on désigne par  $i$  l'angle  $BAB'$  que fait l'onde incidente  $AB$  avec la surface de séparation  $MM'$ , ou, ce qui est la même chose, l'angle  $RAN$  que fait le rayon incident  $RA$  avec la normale  $AN$  à cette surface de séparation, le triangle  $AA'B'$  donne :

$$AA' = AB' \sin i.$$

En appelant de même  $r$  l'angle  $A_1B'A$  que fait l'onde réfractée avec la surface  $MM'$ , ou l'angle  $NAA_1$  de leurs normales, le triangle  $AB'A_1$  donne :

$$AA_1 = AB' \sin r.$$

Remplaçant  $AA'$  par  $V\theta$  et  $\Lambda\Lambda_1$  par  $V'\theta$ , puis divisant membre à membre, il vient finalement :

$$\frac{V}{V'} = \frac{\sin i}{\sin r'}$$

Ainsi : *Le rapport des sinus des angles d'incidence et de réfraction est constant, et égal au rapport direct des vitesses de la lumière dans les deux milieux.*

Quant à la première loi de la réfraction, elle ressort évidemment du raisonnement qui précède.

**59. Construction géométrique du rayon réfracté.**

— Huyghens a déduit de la théorie qu'on vient d'exposer

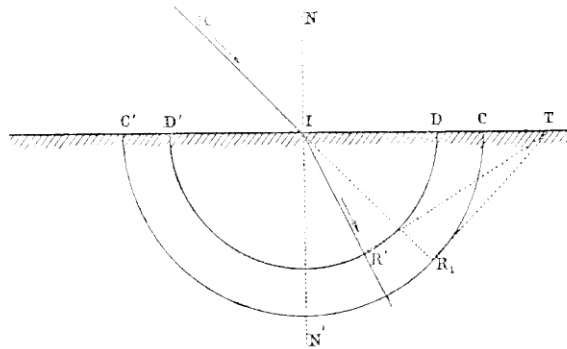


FIG. 37.

un procédé géométrique pour construire le rayon réfracté correspondant à un rayon incident donné quelconque. — Soit le rayon incident RI (*fig. 37*) se présentant pour passer d'un milieu dans un autre séparé du premier par une surface plane. Du point d'incidence I comme centre, on décrit, dans le plan d'incidence et à l'intérieur du second milieu : 1° une demi-circonférence CC' avec un rayon égal à l'unité de longueur ; 2° une demi-circonférence DD' avec un rayon

égal à  $\frac{1}{n}$ . Par le point  $R_1$ , où le prolongement de  $RI$  rencontre la première, on mène une tangente  $R_1T$ , qui rencontre le plan de séparation en  $T$ ; du point  $T$  on mène une tangente  $TR'$  à la seconde. En joignant enfin le point  $I$  au point de contact  $R'$ , on a la direction  $IR'$  du rayon réfracté.

Cette construction se justifie d'elle-même : les deux demi-circconférences  $CC'$  et  $DD'$  ne sont que les traces, sur le plan de la figure, des deux sphères décrites de  $I$  comme centre avec les rayons  $V\theta$  et  $V'\theta$ , ou (en prenant comme unité de longueur l'espace  $V\theta$  parcouru par la lumière, dans le premier milieu, pendant le temps arbitraire  $\theta$ ) avec les rayons 1 et

$$\frac{V'\theta}{V\theta} = \frac{1}{n}.$$

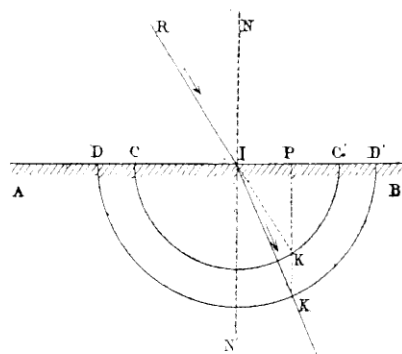


FIG. 58.

La construction d'Huyghens est un peu compliquée. On peut la remplacer par la suivante, qui dispense de la division de 1 par  $n$ , et remplace le tracé de deux tangentes par celui d'une parallèle à la normale.

Soient  $AB$  (*fig.* 58) la surface de séparation des deux milieux, et  $RI$  un rayon incident faisant l'angle  $i$  avec la normale  $NN'$  au point d'incidence  $I$ . De ce dernier point comme centre, avec un rayon égal à l'unité de longueur, on décrit, à l'intérieur du second milieu, une demi-circconférence  $CC'$ ; du même point  $I$  comme centre, avec un rayon égal à  $n$ , on en décrit une seconde  $DD'$ . On prolonge le rayon incident  $RI$  jusqu'à sa rencontre en  $K$  avec  $CC'$ ; on mène de ce point  $K$  une parallèle à la normale  $NN'$ , coupant  $DD'$  en  $K'$ . En joignant  $IK'$ , on a le rayon réfracté.



En effet, d'abord  $IK'$  est dans le plan d'incidence  $RIN$ . De plus, les deux triangles rectangles  $IK'P$ ,  $IK'N'$  donnent :

$$IP = IK \sin \widehat{PKI} = 1 \times \sin i,$$

$$IP = IK' \sin \widehat{PK'I} = n \times \sin K'IN';$$

d'où :

$$\sin i = n \sin K'IN',$$

ou :

$$\frac{\sin i}{\sin K'IN'} = n.$$

L'angle  $K'IN'$  est donc bien l'angle de réfraction  $r$ .

Cette construction étant ainsi justifiée, nous allons l'appliquer aux deux cas qui peuvent se présenter.

**60. Cas où la lumière passe d'un milieu dans un autre plus réfringent.** — L'indice  $n$  étant alors supérieur

à l'unité, la demi-circonférence  $DD'$  (*fig. 59*) est extérieure à  $CC'$  et la parallèle à  $NN'$  menée par le point  $K$  rencontre toujours la demi-circonférence  $DD'$ , quelle que soit l'incidence. — Par suite, à tout rayon incident correspondra un rayon réfracté.

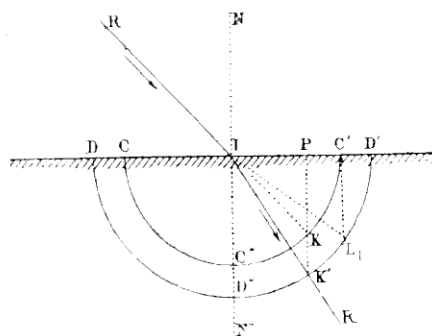


FIG. 59.

Si l'on fait varier  $i$  de  $0^\circ$  à  $90^\circ$ , le point  $K$  se déplace, sur l'arc  $CC'$ , depuis  $C'$  jusqu'à  $C$ , et en même temps le point  $K'$  se meut, sur l'arc  $D'D'$ , depuis  $D'$  jusqu'en  $L_1$ , intersection de  $DD'$  avec la parallèle à  $NN'$  menée par  $C$ . L'angle de réfraction  $r$  croît donc depuis zéro jusqu'à la valeur maxima  $L_1IN' = \lambda$ . Le triangle  $IL_1C'$  donne d'ailleurs :

$$IC' = IL_1 \sin IL_1C',$$

ou :

$$1 = n \sin \lambda;$$

d'où :

$$\sin \lambda = \frac{1}{n}.$$

En particulier, pour le passage de l'air dans l'eau, on a  $n = \frac{4}{3}$ , et le calcul donne  $\lambda = 48^\circ 35'$ ; pour le passage de l'air dans le verre ordinaire,  $n = \frac{3}{2}$ , et  $\lambda = 41^\circ 48'$ .

Quand l'angle  $i$  croît de  $0^\circ$  à  $90^\circ$ , l'angle de déviation  $KIK' = i - r$  va constamment en croissant depuis zéro jusqu'à la valeur  $CIL_1$ , complémentaire de  $\lambda$ .

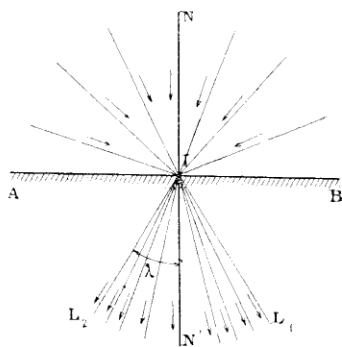


FIG. 60.

Dès lors, si l'on considère l'ensemble des rayons qui tombent au point I (fig. 60) et qui viennent de toute la partie du premier milieu située au-dessus de AB, tous les rayons réfractés correspondants sont compris dans

un cône  $L_1IL_2$  ayant pour sommet le point I, pour axe la normale  $NN'$  et pour angle générateur l'angle  $\lambda$ .

Mais il est essentiel de remarquer que la lumière réfractée n'est pas uniformément répartie dans ce cône. L'expérience montre que la proportion de lumière *réfléchie* augmente avec l'angle d'incidence; comme l'intensité lumineuse du faisceau incident se partage entre le faisceau réfléchi et le faisceau réfracté, la proportion de lumière qui est *réfractée* diminue quand l'angle d'incidence augmente: presque égale à l'intensité du faisceau incident quand l'incidence est

normale, elle est à peu près nulle sous l'incidence rasante.

On peut vérifier ces divers résultats en choisissant un jour où le ciel est uniformément couvert de nuages blancs, et exposant à cette lumière diffuse un vase en verre rempli d'eau jusqu'au bord. Si l'on recouvre la surface libre du liquide d'une mince plaque de bois percée d'un trou, et si l'on entoure les parois latérales du vase d'un voile noir cachant la tête de l'observateur, celui-ci voit dans l'intérieur du liquide un cône lumineux dans lequel la lumière va en se dégradant de l'axe vers les bords.

L'angle générateur de ce cône est d'environ  $48^\circ$ .

**61. Cas où la lumière passe d'un milieu dans un autre moins réfringent.** — Pour pouvoir appliquer, dans ce cas, la construction générale, il faut connaître l'indice  $n' < 1$  de passage du milieu le plus réfringent dans l'autre milieu. Cet indice  $n'$  peut se déduire de l'indice  $n$  relatif au passage du milieu le moins réfringent dans le milieu le plus réfringent, indice dont nous nous sommes servi dans le cas précédent.

Reprenons l'appareil de Silbermann (*fig. 55*), et, après avoir placé l'alidade B de manière que son axe soit dans la direction du rayon réfracté, mettons la flamme de la bougie à l'extrémité extérieure de cette alidade : un pinceau de lumière sera lancé en sens contraire du pinceau réfracté de l'expérience ordinaire. L'expérience montre qu'après avoir traversé le liquide il suit exactement la direction de l'ancien pinceau incident, car l'œil, situé à l'extrémité de l'alidade A, peut recevoir le pinceau transmis du liquide dans l'air. — Ainsi :

*Si le rayon réfracté devient le rayon incident, réciproquement le rayon incident devient le rayon réfracté.*

C'est encore un cas particulier du *principe du retour inverse des rayons lumineux* (18).

Cela posé, si  $n$  est l'indice de passage d'un milieu A dans un milieu B, on a :

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n.$$

Si  $n'$  est l'indice de retour du milieu B dans le milieu A, on a :

$$\frac{\sin i'}{\sin r'} = n',$$

d'où :

$$\frac{\sin i \sin i'}{\sin r \sin r'} = nn'.$$

Si l'ancien rayon réfracté devient le nouveau rayon incident, on a  $i' = r$ . De plus, en vertu du principe de réciprocité,  $r' = i$ .

La relation précédente se réduit à :

$$1 = nn',$$

ou :

$$n' = \frac{1}{n}.$$

Ainsi : Si  $n$  est l'indice de réfraction du milieu B par rapport au milieu A,  $\frac{1}{n}$  sera

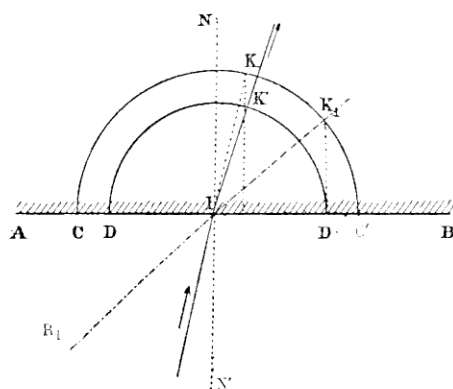


FIG. 61.

l'indice du milieu A par rapport au milieu B.

Appliquons maintenant la construction générale à ce second cas. Nous supposons, dans la figure 61, le milieu le plus réfringent placé au-dessous du moins réfringent. L'indice  $n'$  étant inférieur à l'unité, la demi-circonférence DD' sera intérieure à CC'. Dès lors, la construction donnant le rayon réfracté n'est pas toujours possible, car la parallèle à

la normale menée par le point  $K$  ne rencontre pas toujours la demi-circonférence  $DD'$ . Menons  $D'K_1$  perpendiculaire à  $AB$  et joignons  $IK_1$ ; le prolongement  $IK_1$  de cette droite est le *rayon incident limite* donnant un rayon réfracté. L'angle  $R_1IN'$ , que ce rayon limite fait avec la normale  $NI$ , est nommé *angle limite*. Dans le triangle  $IK_1D'$ , on a :

$$ID' = IK_1 \sin IK_1D',$$

ou :

$$n' = 1 \times \sin R_1IN';$$

par suite :

$$\sin R_1IN' = n' = \frac{1}{n}.$$

L'angle limite est donc égal à la plus grande valeur  $\lambda$  que pouvait prendre l'angle de réfraction dans le cas du passage de la lumière du milieu le moins réfringent dans le milieu le plus réfringent. Il est encore donné par la relation :

$$\sin \lambda = \frac{1}{n}.$$

Si l'on considère l'ensemble des rayons partis des diverses régions du milieu le plus réfringent et arrivant au même point  $I$  (*fig. 62*) de la surface de séparation, les seuls qui puissent se réfracter sont tous compris dans un cône ayant pour sommet le point  $I$ , pour axe la normale  $NI$ , et pour angle générateur l'angle limite  $\lambda$ . Quand  $i$  varie de  $0$  à  $\lambda$ ,  $r$  varie de  $0$  à  $90^\circ$ . La déviation  $r - i$  croît de  $0$  à  $90^\circ - \lambda$ . Quant à l'*intensité* de la lumière réfractée, elle est presque égale à celle du faisceau incident quand l'incidence est normale; elle diminue peu à peu à mesure que l'angle d'inci-

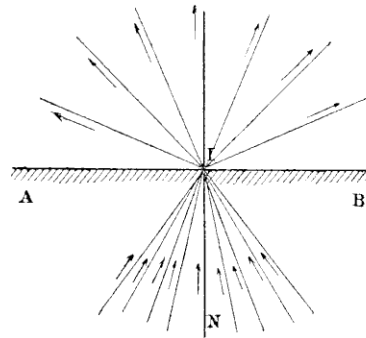


FIG. 62.

dence augmente, et devient nulle quand on arrive à l'angle limite : alors la *totalité* de la lumière se trouve réfléchie.

**62. Réflexion totale.** — La construction géométrique ne permet pas de prévoir ce qui a lieu quand l'incidence continue de croître depuis  $\lambda$  jusqu'à  $90^\circ$ . Le phénomène peut être étudié au moyen de l'appareil de Silbermann, qui

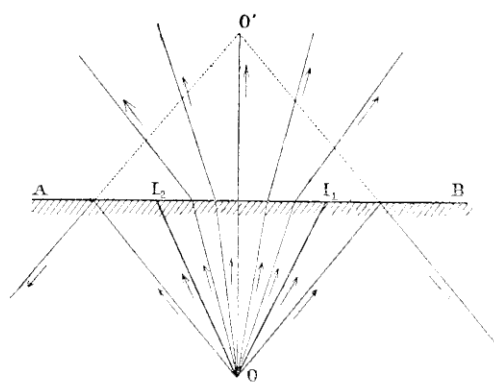


FIG. 63.

montre qu'il se produit sur la surface de séparation une *réflexion intérieure*, régie par les lois ordinaires; de plus, aucune portion de la lumière incidente n'étant réfractée, l'intensité du faisceau réfléchi est égale à l'intensité du faisceau incident; de là le nom de *réflexion totale* donné à ce phénomène.

Il résulte de là que, si un point lumineux O (*fig. 63*) est placé dans le milieu le plus réfringent, tous les rayons émis par ce point et compris dans le cône  $O'I_1O'I_2$  qui a pour angle générateur l'angle limite, rencontrant la surface de séparation AB sous un angle plus petit que l'angle limite  $\lambda$ , pourront émerger; les rayons tels que  $O'I_1$ ,  $O'I_2$ , qui sont dirigés suivant les génératrices de ce cône, sortiront en rasant la surface AB; et tous les rayons extérieurs au cône  $O'I_1O'I_2$  subi-

ront la réflexion totale et sembleront provenir du point  $O'$ , symétrique de  $O$  par rapport à  $AB$ . Si, par conséquent, on couvrait la surface de séparation avec un disque opaque formant la base du cône  $I_1 O I_2$ , le point deviendrait invisible pour un observateur placé dans le milieu supérieur.

On réalise ces conditions en faisant flotter sur de l'eau contenue dans un vase de verre un disque de liège circulaire  $CD$  (*fig. 64*) de 3 centimètres de rayon, au centre duquel est implantée perpendiculairement et en dessous une épingle de 2 centimètres de longueur. Grâce à ces dimensions, toute la lumière émise par un point quelconque de l'épingle vers la surface libre du liquide  $AB$  est soit arrêtée par le disque opaque, soit réfléchié totalement par la surface du liquide en dehors du disque ; aussi, quelle que soit la position de l'œil au-dessus de la surface de l'eau, il lui est impossible d'apercevoir l'épingle. — Mais, si l'on place l'œil en  $M$ , au-dessous de cette surface, on aperçoit, du côté de l'air, une image de l'épingle, ren-

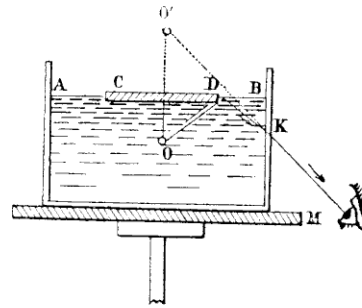


FIG. 64.

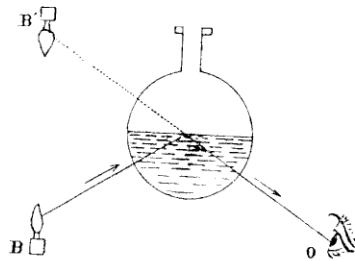


FIG. 65.

versée, virtuelle et un peu allongée à cause de la déviation qu'éprouve la lumière en sortant de l'eau en  $K$ .

Il n'est pas nécessaire que le point lumineux soit situé dans le milieu le plus réfringent pour que la lumière qu'il émet puisse subir la réflexion totale. — Prenons un ballon de verre (*fig. 65*) rempli d'eau jusqu'à la hauteur de son

centre, et mettons à côté et un peu au-dessous du niveau du liquide une bougie allumée B. En plaçant l'œil de l'autre côté, dans une position O, à peu près symétrique de B par rapport à la verticale du centre du ballon, et regardant vers ce centre, on aperçoit en B' une bougie renversée, dans la position symétrique de B par rapport à la surface terminale du liquide. Celle-ci offre l'aspect d'un miroir argenté : la couche d'air se comporte, en effet, comme un corps doué d'un pouvoir réflecteur voisin de l'unité.

**63. Explication du déplacement apparent des objets vus par réfraction.** — Les lois de la réfraction rendent compte d'un grand nombre d'illusions d'optique qui nous font voir certains corps dans des positions ou avec des formes qu'ils n'ont pas.

1° Lorsqu'on regarde un objet bien éclairé, plongé dans une nappe d'eau bien tranquille, il paraît plus rapproché de la surface libre qu'il ne l'est en réalité.

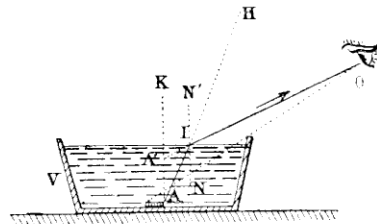


FIG. 66.

On place sur le sol un vase V (fig. 66) à parois opaques, et au fond une pièce d'argent. On prend une position telle que l'œil commence à apercevoir la pièce presque totalement cachée par le bord du vase ; on fait remplir celui-ci d'eau, et l'on remarque que la pièce devient visible tout entière : bien qu'elle n'ait pas changé de place, elle semble relevée, ainsi que le fond du vase qui la supporte.

Voici comment ce fait s'explique. — Dès qu'on a versé l'eau sur la pièce, certains groupes de rayons tels que AI, émis

Ce relèvement apparent se constate aisément dans l'expérience suivante. — On place sur le sol un vase V (fig. 66) à parois opaques, et au fond une pièce d'argent. On prend



par les points primitivement invisibles, et qui passaient au-dessus de l'œil quand le vase était vide, peuvent maintenant y arriver. Ainsi le rayon  $AI$ , qui continuait d'abord sa route suivant  $AH$ , se réfracte maintenant en arrivant en  $I$ , s'écarte de la normale, entre dans l'œil, qu'il impressionne comme s'il provenait d'un point situé sur le prolongement de  $IO$ . Les rayons très voisins de celui qu'on vient de considérer et susceptibles d'entrer dans l'ouverture de la pupille forment après réfraction un pinceau conique divergent dont le sommet est en un certain point  $A'$  : l'œil voit donc le point  $A$  de la pièce en  $A'$ . Si les rayons réfractés qui parviennent à l'œil sont peu inclinés sur la surface du liquide, le point  $A'$  est sensiblement sur la perpendiculaire  $AK$  menée du point  $A$  à la surface libre.

Il résulte de ce qui précède qu'une masse d'eau paraît toujours moins profonde qu'elle ne l'est réellement, le fond semblant relevé vers la surface.

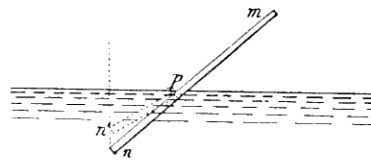


FIG. 67.

2° De même, un bâton  $mn$  (*fig. 67*), partiellement plongé dans l'eau, paraît coudé au point  $p$ , où il pénètre dans le liquide, la partie plongée semblant relevée vers la surface. — Cela tient à ce que l'œil voit la partie extérieure du bâton dans sa position réelle, tandis que chaque point de la partie immergée éprouve un relèvement apparent qui le fait paraître ailleurs que sur le prolongement de la partie émergente.

3° La réfraction de la lumière par l'atmosphère a pour effet de nous faire voir les astres dans des positions autres que celles qu'ils ont au moment où on les observe. — Soit  $A$  (*fig. 68*) un astre placé ailleurs qu'au zénith. Les rayons qu'il envoie du côté de la terre traversent d'abord en ligne droite le vide sidéral, puis pénètrent dans l'atmosphère où ils tra-

versent successivement des couches d'air de plus en plus denses, et par suite de plus en plus réfringentes; ils subissent ainsi une suite de réfractions qui les dévient dans le même sens en les rapprochant des normales aux points d'incidence  $I, I', I''$ ... Un observateur placé en  $O$  et recevant le rayon  $AII''$ ... $O$  verra l'astre dans la direction  $OA'$ , sur le prolongement du dernier élément rectiligne dont le rayon est com-

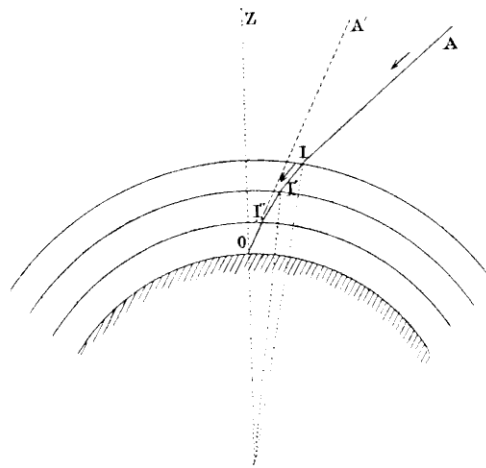


Fig. 68.

posé. L'astre paraîtra donc plus voisin du zénith qu'il ne l'est réellement.

La *réfraction atmosphérique* a donc pour résultat de nous faire voir les astres non situés au zénith dans une position plus élevée que celle qu'ils occupent effectivement. La déviation totale est d'autant plus grande que les rayons issus de l'astre entrent plus obliquement dans l'atmosphère; elle atteint sa valeur maximum quand l'astre est à l'horizon : le relèvement apparent est alors d'environ  $34'$ . Comme le diamètre apparent du soleil n'est que de  $32'$  à peu près, la réfraction atmosphérique relève cet astre, supposé au voisinage de

l'horizon, d'une quantité supérieure à son diamètre. On le voit donc encore un instant dans toute son étendue alors qu'il est réellement au-dessous de l'horizon ; pareillement, on aperçoit la totalité du disque solaire avant que son bord supérieur ait émergé au-dessus de l'horizon.

La forme aplatie qu'offrent le soleil et la lune à leur lever et à leur coucher est due à la même cause : la réfraction ne modifie pas le diamètre horizontal, mais elle relève plus la moitié inférieure du disque que sa moitié supérieure. L'astre paraît donc plus large que haut.

II. — TRANSMISSION DE LA LUMIÈRE PAR UN MILIEU RÉFRINGENT LIMITÉ PAR DEUX FACES PLANES PARALLÈLES

**64. Réfraction par une lame à faces parallèles.**

— Soit  $ABA'B'$  (*fig. 69*) une lame transparente à faces parallèles placée dans un milieu moins réfringent (une lame de verre au sein de l'air, par exemple). Un rayon incident  $RI$  peut toujours pénétrer dans la lame, quelle que soit son incidence (60). Arrivé à la seconde face, en  $I'$ , il fait avec la normale un angle égal à  $r$  et, par suite, plus petit que l'angle limite : il émerge donc toujours.

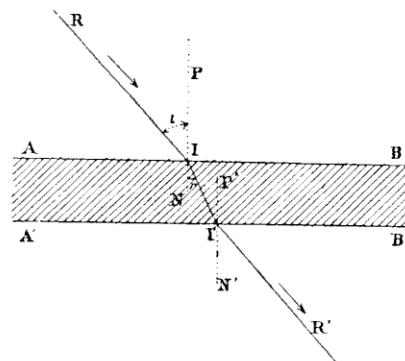


FIG. 69.

De plus, la direction  $I'R'$  suivant laquelle il sort de la lame doit faire avec la normale  $P'N'$  un angle égal à  $i$ , à cause de la réciprocité des angles d'incidence et de réfraction (61). Les angles extérieurs  $RIP$ ,  $RTN'$  sont donc égaux, et, par

suite, le rayon émergent  $IR'$  est parallèle au rayon incident  $RI$ .

C'est ce qu'on peut vérifier en recevant, dans une chambre obscure, un pinceau de lumière solaire sur un bloc rectangulaire de verre  $ABA'B'$  (fig. 70).

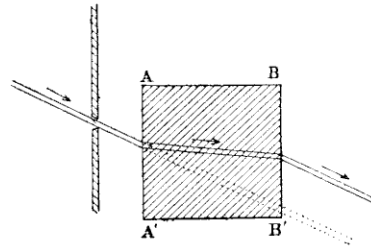


FIG. 70.

Un rayon lumineux qui traverse une lame à faces parallèles n'éprouve donc qu'un *déplacement latéral* dont la grandeur dépend de

l'angle d'incidence, de l'épaisseur de la lame et de son indice de réfraction. Ce déplacement est évidemment nul lorsque le rayon incident est normal à la lame. C'est pourquoi, si l'on pose une lame de verre un peu épaisse sur une feuille de papier où l'on a tracé des lignes droites dont une partie seulement est couverte par la lame, on voit une solution de continuité dans ces lignes quand on regarde obliquement, tandis qu'on n'en aperçoit pas en regardant normalement.

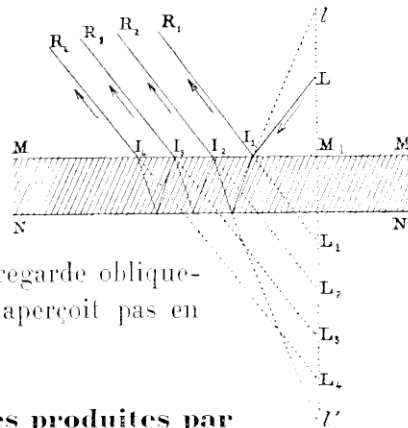


FIG. 71.

**65. Images multiples produites par les miroirs étamés.** — Soit  $L$  (fig. 71) un point lumineux placé devant une glace à faces parallèles  $MM'NN'$ , étamée sur sa face  $NN'$ . Considérons les rayons incidents, tels que  $LI_1$ , émis sous une incidence voisine de la normale. La face  $MM'$ , fonctionnant comme un miroir plan, donnera d'abord du point  $L$  une

*première image*  $L_1$ , placée de façon que  $M_1L_1 = M_1L$ . Cette image sera *très pâle*, en raison de la faible intensité de la lumière réfléchi. La partie du faisceau incident qui a pénétré dans la lame semble provenir d'un point  $l$ , plus éloigné de la face  $MM'$  que le point  $L$ . Elle se réfléchit sur le *tain* de la face  $NN'$  et semble provenir du symétrique  $l'$  du point  $l$  par rapport à  $NN'$ . La lumière ainsi réfléchi se réfracte encore en traversant la face  $MM'$  et semble émise par un point lumineux  $L_2$ , plus rapproché de la glace que  $l'$ , et qui constitue une *seconde image très brillante*.

Une portion de la lumière renvoyée par le *tain* se réfléchit sur l'air de la face  $MM'$ , retourne sur la face  $NN'$  où elle subit une troisième réflexion, donnant naissance à une *troisième image*  $L_3$ , *moins lumineuse* que la précédente, et ainsi de suite indéfiniment.

Il se formera ainsi sur la droite  $LL_1$  une infinité d'images dont l'éclat ira en diminuant rapidement, l'image  $L_2$  étant la plus brillante de toutes.

On vérifie l'existence de ces images multiples en plaçant une bougie allumée assez près d'une glace étamée un peu épaisse. Pour percevoir ces images nettement séparées, on place l'œil assez loin de la bougie et très près de la glace, afin de recevoir les rayons émergents dans une direction très inclinée. On aperçoit alors une première image un peu terne, puis une deuxième beaucoup plus brillante, et toute une série d'autres dont l'éclat va en décroissant rapidement.

### III. — TRANSMISSION DE LA LUMIÈRE PAR LES PRISMES

**66. Définitions.** — On désigne sous le nom de *prisme*, en Optique, un milieu diaphane limité par deux faces planes inclinées l'une sur l'autre. L'angle dièdre que ces faces font entre elles est l'*angle réfringent* du prisme ; leur intersection

est l'*arête réfringente*. La partie du prisme voisine de cette arête est le *sommet* ; la région opposée est la *base* du prisme. Toute section perpendiculaire à l'arête réfringente est une *section principale*.

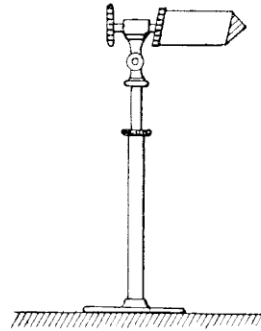


FIG. 72.

Les prismes généralement usités en Optique sont en verre, et on leur donne la forme géométrique de prismes droits à base triangulaire (*fig. 72*), de sorte que leur section principale est un triangle. Une quelconque de leurs arêtes latérales peut jouer le rôle d'arête réfringente. Ils sont d'ailleurs montés sur une pièce métallique qui permet de leur donner une orientation quelconque.

### 67. Marche de la lumière à travers un prisme.

— Il suffit, au point de vue des applications, de considérer ce qui se passe dans une section principale. — Soit un prisme

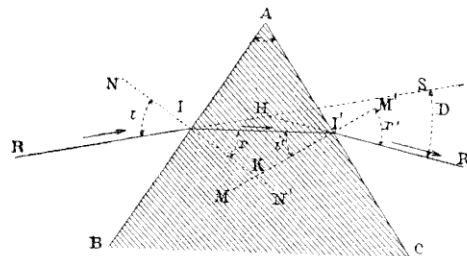


FIG. 73.

BAC (*fig. 73*) et un rayon incident RI contenu dans une section principale qui est le plan de la figure. Ce rayon pénètre dans le prisme, que nous supposerons formé d'une substance plus réfringente que le milieu extérieur. Il se rapproche de la normale NN' à la face d'entrée, et, devenu

*rayon intérieur*, il fait avec la normale un angle  $r$  tel que l'on ait :

$$(1) \quad \sin i = n \sin r.$$

Arrivé en  $V$ , s'il se présente sous une incidence  $i'$  plus petite que l'angle limite  $\lambda$ , il sort du prisme en s'écartant de la normale  $MM'$ , avec laquelle il fait un angle  $r'$  tel que :

$$(2) \quad \sin i' = \frac{1}{n} \sin r'.$$

$VR'$  est le *rayon émergent* correspondant au *rayon incident*  $IR$ . Le rayon lumineux considéré a donc subi deux déviations successives dans le même sens, ayant toutes les deux pour effet de le rejeter *vers la base du prisme*.

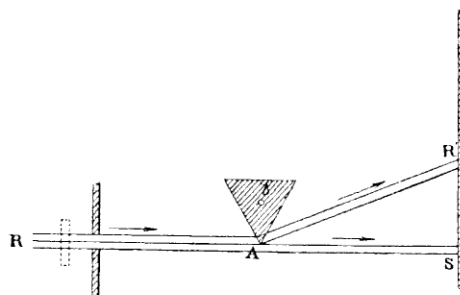


FIG. 74.

On appelle *déviatio*n l'angle  $SHR'$  que forme le rayon émergent avec le prolongement  $HS$  du rayon incident.

Pour vérifier ce qui précède, on reçoit sur un prisme horizontal (*fig. 74*) un faisceau horizontal  $RA$  de lumière solaire tamisée à travers un verre rouge ; on place l'arête réfringente en bas, perpendiculairement au faisceau, et de manière qu'elle divise celui-ci en deux parties, dont l'une  $AS$  continue sa route en ligne droite ; on voit alors, grâce à l'illumination des poussières, le faisceau émergent  $AR'$  cor-

respondant à l'autre partie *dévié* vers le haut, c'est-à-dire *du côté de la base du prisme*.

Il résulte de là que, si l'œil est placé sur la direction des rayons émergents, le point lumineux, ou l'objet qui a envoyé sur le prisme les rayons incidents, semblant être situé sur le prolongement des rayons émergents, paraîtra *déplacé* vers le *sommet* du prisme.

**63. Circonstances dont dépend la déviation. —**

— Reprenons la figure 73. La déviation D est l'angle extérieur du triangle III' ; on a donc :

$$\text{SHR}' = \text{III}' + \text{III},$$

ou :

$$(3) \quad D = (i - r) + (r' - i').$$

D'autre part, l'angle réfringent A et la somme  $r + i'$  ayant tous les deux pour supplément l'angle IKI' des deux normales, on a la relation :

$$(4) \quad A = r + i',$$

ce qui permet d'écrire la relation (3) sous la forme :

$$(3') \quad D = i + r' - A.$$

Entre les quatre relations (1), (2), (3'), (4), qu'on appelle *équations du prisme*, on peut éliminer les trois angles  $r$ ,  $i'$  et  $r'$ . Le résultat de cette élimination sera une relation entre les quatre quantités D,  $n$ , A et  $i$ . — On doit donc considérer la déviation D comme une fonction de  $n$ , de A et de  $i$ .

On peut montrer expérimentalement qu'il en est bien ainsi.

1° Pour constater l'influence de la *nature* du prisme, on



prend un *polyprisme* (*fig. 75*), formé par la juxtaposition d'une série de petits prismes de même angle, ayant leurs arêtes en prolongement, et constitués par des substances inégalement réfringentes : verre, cristal, quartz, etc. On

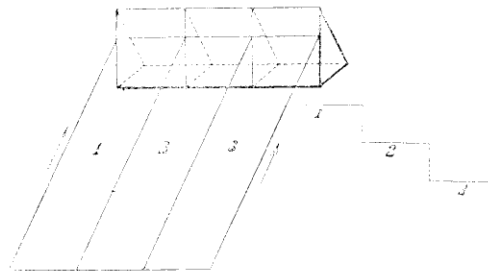


FIG. 75.

reçoit sur ce système un faisceau large et mince émané d'une fente parallèle aux arêtes latérales des prismes, et on obtient une série de petits faisceaux émergents présentant autant de directions différentes que le polyprisme comprend de substances diverses. C'est celui qui est formé de la matière la plus réfringente qui produit la déviation la plus grande.

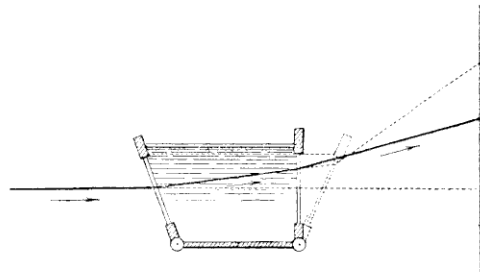


FIG. 76.

2° Pour reconnaître l'influence de la valeur de l'*angle réfringent*, on se sert du *prisme liquide à angle variable* (*fig. 76*). C'est une auge dont les parois latérales sont formées de deux plaques métalliques fixes, entre lesquelles

peuvent se mouvoir, à frottement dur, deux cadres mobiles sur charnières et contenant des glaces de verre. En y versant un liquide transparent, on a un prisme dont l'arête réfringente serait déterminée par l'intersection des deux glaces supposées prolongées. Si l'on reçoit un faisceau lumineux sur ce prisme, et si, laissant immobile la face d'entrée, on incline de plus en plus la face de sortie, de façon à donner à l'angle réfringent du prisme liquide des valeurs *croissantes*, on voit *augmenter* la déviation du faisceau émergent.

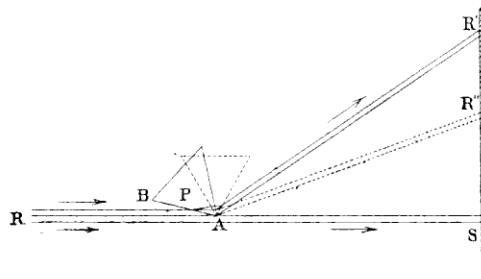


FIG. 77.

3° Pour étudier l'influence de l'*angle d'incidence*, après avoir disposé l'expérience comme il a été indiqué (*fig. 74*) et placé un écran pour recevoir le faisceau émergent, on fait tourner le prisme, au moyen d'un bouton, autour d'un axe parallèle à son arête. On voit l'image sur l'écran se déplacer à chaque mouvement du prisme. — Il se présente, dans cette expérience, une circonstance singulière. Si l'on place d'abord le prisme P (*fig. 77*) de façon que l'angle d'incidence soit voisin de  $90^\circ$ , c'est-à-dire que les rayons incidents rasant presque sa face d'entrée AB, puis qu'on le tourne toujours dans le même sens, de manière à diminuer graduellement l'angle d'incidence, on remarque que la tache lumineuse produite sur l'écran, après s'être d'abord rapprochée de AS, s'arrête un instant et s'en éloigne ensuite définitivement.

La déviation, après avoir diminué, passe donc par un *minimum*, à partir duquel elle reprend des valeurs croissantes.

Avec un peu d'attention, on peut reconnaître que ce minimum de déviation correspond à la position du prisme pour laquelle *les angles d'incidence et d'émergence sont égaux*. Ce résultat pouvait être prévu théoriquement. Lorsque l'angle d'incidence  $i$  a une valeur quelconque, l'angle d'émergence  $r'$  est généralement différent de  $i$ . Quand on fait tourner le prisme à partir de l'incidence rasante, pour laquelle  $i$  était égal à  $90^\circ$ , et par suite  $r' < i$ , l'angle  $i$  diminue, l'angle  $r'$  augmente, et il arrive un moment où  $i$  et  $r'$  sont égaux. Si l'on continue à tourner le prisme dans le même sens,  $r'$  deviendra plus grand que  $i$  et finira par être égal à  $90^\circ$ . Il y aura donc toujours deux positions du prisme pour lesquelles  $i$  et  $r'$  auront échangé leurs valeurs, quelles que soient ces valeurs. Or la formule :

$$D = i + r' - A$$

montre que la déviation reste la même quand  $i$  se change en  $r'$ . Il y a donc deux valeurs  $i$  et  $r'$  de l'angle d'incidence qui correspondent à une même déviation. — Cela posé, si l'on diminue un peu l'angle  $i$ , l'angle  $r'$ , considéré comme seconde valeur de  $i$  donnant la même déviation, diminuera aussi, et il en sera de même de la déviation  $D$ , d'après l'équation précédente. Par suite, à mesure que les angles  $i$  et  $r'$  se rapprochent l'un de l'autre, la déviation commune qu'ils produisent décroît : elle prendra donc la plus petite valeur possible quand ces angles  $i$  et  $r'$  seront égaux.

**69. Application de la déviation minima à la mesure des indices de réfraction.** — Dans le cas remarquable où l'on a  $i = r'$ , les équations du prisme se

simplifient notablement. — L'équation (2) se confond avec la relation (1), l'équation (4) devient :

$$(4) \quad A = 2r,$$

et l'équation (3), en tenant compte de (4), et appelant  $\Delta$  le minimum de D :

$$(3'') \quad \Delta = 2i - A.$$

En tirant de ces deux dernières relations les valeurs de  $i$  et de  $r$ , et les substituant dans (1), on a :

$$(5) \quad n = \frac{\sin \frac{A + \Delta}{2}}{\sin \frac{A}{2}}.$$

Pour déterminer l'indice de réfraction  $n$  d'une substance transparente, il suffira donc de tailler un prisme dans cette substance, de mesurer son angle réfringent  $A$ , ainsi que la déviation minima  $\Delta$  qu'il produit : il n'y aura plus qu'à substituer dans la formule (5) les valeurs numériques de  $A$  et de  $\Delta$  pour obtenir l'indice  $n$ .

Lorsque le corps transparent est à l'état liquide, on en remplit un prisme creux, limité par des lames de verre à faces parallèles qui n'exercent aucune influence sur la déviation.

Le tableau suivant donne les indices de réfraction de quelques corps solides ou liquides, pour la lumière jaune :

Corps.	Indices.
Eau .....	1.336
Éther .....	1.358
Alcool .....	1.363
Crown-glass (verre sans plomb) .....	1.529
Sel gemme .....	1.550
Flint-glass (verre plombeux) .....	1.633
Sulfure de carbone .....	1.678
Diamant .....	2.420

**70. Équations du prisme dans le cas où les angles sont très petits.** — Il est un autre cas où les équations du prisme se simplifient : c'est celui où l'angle réfringent  $A$  du prisme est très petit et où le rayon incident rencontre la face d'entrée sous une incidence voisine de l'incidence normale. Les angles  $r$ ,  $i'$  et  $r'$  deviennent eux-mêmes très petits, et la loi de Descartes peut alors être remplacée par la loi de Képler (56). Les équations (1) et (2) prennent la forme :

$$\begin{aligned} (1'') & \quad i = nr, \\ (2'') & \quad r' = ni'. \end{aligned}$$

Les deux autres relations conservent la même forme :

$$\begin{aligned} (3) & \quad D = i + r' - A, \\ (4) & \quad A = r + i'. \end{aligned}$$

En remplaçant dans (3')  $i$  et  $r'$  par leurs valeurs tirées de (1'') et de (2''), et tenant compte de (4), on trouve :

$$(5) \quad D = (n - 1) A,$$

relation importante, dont nous ferons usage dans l'étude des *lentilles*.

**71. Condition d'émergence dans le prisme.** —

Dans tout ce qui précède, nous avons supposé que le rayon qui pénétrait en  $I$  dans le prisme en émergeait en  $I'$ . Mais l'émergence n'a pas toujours lieu, puisque le rayon intérieur ne se présente pas nécessairement en  $I'$  sous une incidence plus petite que l'angle limite, et peut, par conséquent, subir la réflexion totale sur la seconde face (62).

Pour trouver la condition d'émergence, remarquons d'abord que tous les rayons incidents, tels que  $RI$  (*fig.* 78), qui tombent en  $I$ , peuvent pénétrer dans le prisme ; tous les rayons intérieurs correspondants, tels que  $II'$ , sont com-

pris dans un cône circulaire droit ayant pour sommet le point I, pour axe la normale IN à la face d'entrée AB, et pour angle générateur l'angle limite  $\lambda$  de la substance du prisme (60).

D'autre part, le point I pouvant être considéré comme le point d'émission de ces rayons intérieurs, les seuls d'entre eux qui puissent sortir par la seconde face AC sont ceux qui sont compris dans un cône circulaire droit ayant pour sommet I, pour axe la perpendiculaire IP abaissée du point I

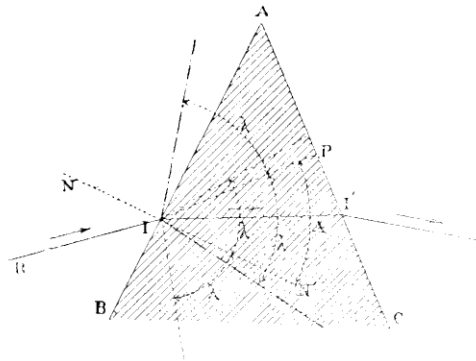


Fig. 78.

sur la face AC, et pour angle générateur le même angle limite  $\lambda$  (62). Donc, pour qu'un rayon incident déterminé RI puisse traverser le prisme, il faut et il suffit que son incidence soit telle que le rayon intérieur correspondant II' soit compris dans la région du prisme commune à ces deux cônes. Or l'angle NIP des axes des cônes est précisément égal à l'angle réfringent A du prisme. Si donc on voulait que l'émergence fût possible pour tous les rayons incidents, il faudrait que les deux cônes se confondissent, c'est-à-dire que l'angle A du prisme fût nul, ou que le prisme se réduisît à une lame à faces parallèles (64). Pour tout prisme proprement dit, l'émergence n'a pas lieu pour tous les rayons.

Plus les axes des cônes s'écartent l'un de l'autre, c'est-à-dire plus l'angle  $A$  sera grand, moins il y aura de lumière émergente.

Enfin, si l'on avait  $A > 2\lambda$ , aucun rayon ne pourrait sortir du prisme par la face  $AC$ .

**72. Prismes à réflexion totale.** — Dans ce dernier cas, toute la lumière qui aura pu pénétrer dans le prisme *se réfléchira totalement* sur la face d'émergence au lieu de la traverser : le prisme est alors dit à *réflexion totale*.

Il n'est même pas nécessaire que  $A$  soit plus grand que  $2\lambda$  pour qu'un faisceau lumineux soit entièrement réfléchi sur la seconde face.

Considérons un prisme de verre dont la section est un triangle rectangle isocèle  $ABC$  (*fig. 79*). Supposons qu'on reçoive sur la face  $AB$ , perpendiculairement à cette face, un faisceau de lumière parallèle. Chacun des rayons qui le composent entrera dans le prisme sans déviation, tombera sur la face hypoténuse  $AC$  sous une incidence de  $45^\circ$ , supérieure à l'angle limite relatif au passage de la lumière du verre dans l'air, qui est d'environ  $41^\circ$ , et éprouvera par suite la réflexion totale. Rencontrant ensuite normalement la face  $BC$ , il sortira par cette face sans nouvelle déviation. Le prisme aura donc produit exactement le même effet qu'un miroir plan occupant la position  $AC$ . — On emploie souvent ce dispositif en Optique pour obtenir le déplacement rectangulaire d'un faisceau lumineux. Il est supérieur à un miroir argenté par derrière et engendrant alors plusieurs images, ou argenté par devant, et alors rapidement altérable. Avec le prisme rectangle isocèle, on ne perd qu'une quantité insignifiante de lumière, qui est soit réfléchi sur

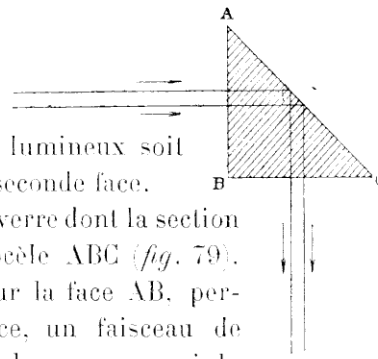


FIG. 79.

les faces d'entrée et de sortie, soit absorbée par le verre.

Un prisme à section de triangle isocèle, mais non rectangle, peut servir à renvoyer un faisceau incident dans une direction faisant avec lui un angle différent de  $90^\circ$ , quand il a subi une réflexion totale sur la base du prisme.

#### IV. — TRANSMISSION DE LA LUMIÈRE PAR LES LENTILLES SPHÉRIQUES

**73. Définitions.** — On appelle *lentilles sphériques* des milieux diaphanes, ordinairement en verre, limités par deux surfaces sphériques, ou par une surface sphérique et une surface plane.

Ces deux surfaces limitantes se nomment les *faces*; elles peuvent d'ailleurs être *convexes* ou *concaves*, la convexité ou la concavité étant prise par rapport à l'*extérieur* des lentilles.

On appelle *axe principal* d'une lentille la droite qui passe par les centres de courbure des deux faces. Si l'une des faces est plane, l'axe principal est la perpendiculaire menée du centre de la face sphérique sur la face plane.

Les points d'intersection de l'axe principal avec les faces sont les *sommets*. La distance des deux sommets est l'*épaisseur de la lentille*.

On appelle *section principale* de la lentille une section faite par un plan passant par l'axe principal.

**74. Division des lentilles en deux groupes.** — En combinant des surfaces sphériques, soit entre elles, soit avec des surfaces planes, on obtient *six* formes diverses de lentilles, qu'on peut rapporter à *deux groupes*:

1° Les lentilles à *bords minces*, dont les faces sont plus écartées au centre qu'aux bords, ceux-ci étant tranchants. Elles comprennent trois variétés : la *lentille biconvexe*



$\Lambda$  (fig. 80), la lentille *plan-concave*  $A'$  et le *ménisque convergent*  $A''$  ;

2° Les lentilles à bords épais, dont les faces sont plus rapprochées au centre qu'aux bords. Elles comprennent également trois variétés : la lentille *biconcave* B, la lentille *plan-concave*  $B'$  et le *ménisque divergent*  $B''$ .

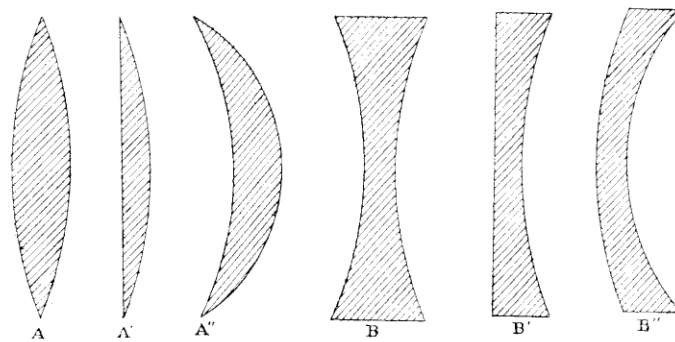


FIG. 80.

### 75. Hypothèses admises dans la théorie élémentaire des lentilles.

— La théorie *complète* des propriétés des lentilles présente de grandes difficultés analytiques : on peut donner, comme pour les miroirs sphériques, une théorie *élémentaire* qui suffit dans la plupart des cas. Elle repose sur certaines hypothèses destinées à simplifier les calculs, et qui sont les suivantes :

1° Les deux faces de chaque lentille seront supposées en contact avec un *même milieu*, l'air, de sorte qu'on n'aura à faire intervenir qu'un seul indice de réfraction, celui de la substance qui forme la lentille, pris par rapport à l'air ;

2° Les lentilles seront regardées comme *infinitement minces*, c'est-à-dire que leur épaisseur sera supposée négligeable par rapport aux dimensions des faces ;

3° Les lentilles ont une *faible ouverture* (10° à 12° au plus)

et ne reçoivent que des *rayons centraux*, c'est-à-dire *peu inclinés* sur l'axe principal.

A. — *Lentilles à bords minces*

**76. Marche de la lumière dans une lentille biconvexe.** — Nous prendrons comme type des lentilles du premier groupe la *lentille biconvexe*, qui sera représentée par sa section principale.

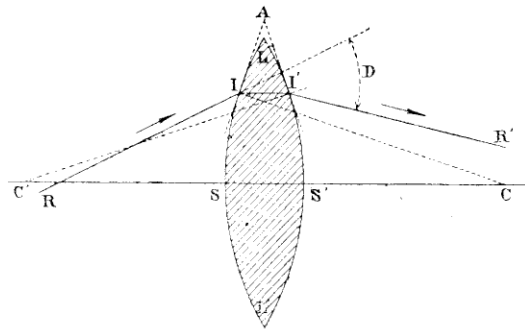


FIG. 81.

Soit RI (*fig. 81*) un rayon incident contenu dans une pareille section. Arrivé en I, il rencontre la face LSL' qui, dans une petite étendue autour du point I, peut être remplacée par son plan tangent IA. Le rayon RI se réfracte donc suivant II', en restant dans le plan de la section principale et se rapprochant de la normale CI. Parvenu en I' à la seconde face, il se réfracte de nouveau comme il le ferait sur le plan tangent à cette face en I', s'éloigne de la normale C'I' et prend la direction IR'. Tout se passe donc comme si le rayon considéré avait traversé le prisme IAI', de même indice que la lentille, et ayant pour faces les plans tangents à cette lentille aux points d'incidence et d'émergence. Ce prisme, ayant sa base tournée vers l'axe principal CC',

ramène vers cet axe les rayons incidents qui s'en écartaient; c'est cette propriété qui a fait donner à la lentille biconvexe et aux deux autres variétés de lentilles à bords minces le nom de lentilles *convergentes*. Le prisme IAI' étant toujours de *petite ouverture*, et l'angle d'incidence toujours très petit, la déviation D éprouvée par le rayon RI en traversant la lentille peut être considérée comme donnée par la relation (70) :

$$D = (n - 1) A.$$

**77. Foyer d'un point situé sur l'axe principal.** — Soit P (*fig.* 82) un point lumineux situé sur l'axe principal

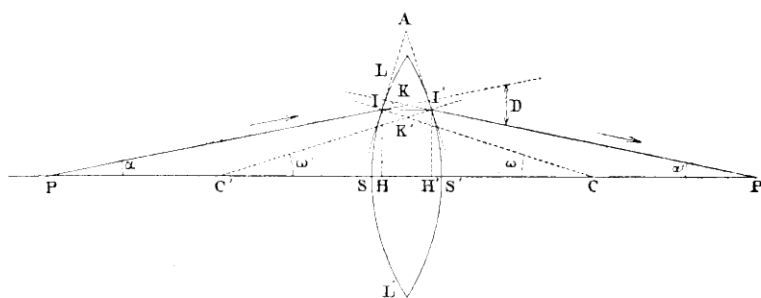


FIG. 82.

d'une lentille biconvexe LL'. Un rayon PI, issu de ce point, va, après ses deux réfractions dans la lentille, rencontrer l'axe principal en P', après avoir éprouvé une déviation :

$$D = (n - 1) A.$$

Mais si l'on désigne par  $\alpha$ ,  $\alpha'$ ,  $\omega$ ,  $\omega'$  les angles IPC, I'P'C', ICP, I'CP', on a dans les triangles KPP' et K'CC' :

$$\begin{aligned} D &= \alpha + \alpha', \\ A &= \omega + \omega'. \end{aligned}$$

Remplaçant D et A par ces valeurs dans l'équation ci-dessus, il vient :

$$\alpha + \alpha' = (n - 1)(\omega + \omega').$$

Abaissons des points I et I' les perpendiculaires III, III' sur l'axe principal. Comme l'ouverture de la lentille est supposée très petite, la droite III diffère très peu de chacun des arcs décrits des points P et C comme centres, avec des rayons égaux à PS et CS; de même III' se confond sensiblement avec chacun des arcs décrits des points P' et C' comme centres, avec P'S' et C'S' pour rayons, ces différents arcs étant limités à l'axe principal.

On peut donc remplacer, dans la relation précédente, les quatre angles  $\alpha, \alpha', \omega, \omega'$  par leurs mesures approchées  $\frac{III}{PS}, \frac{III'}{P'S'}, \frac{III}{CS}, \frac{III'}{C'S'}$ , et écrire :

$$\frac{III}{PS} + \frac{III'}{P'S'} = (n - 1) \left( \frac{III}{CS} + \frac{III'}{C'S'} \right).$$

D'autre part, l'épaisseur de la lentille étant négligeable, les points I et I' peuvent être confondus en un seul, et les deux distances III, III' sont sensiblement égales. En divisant les deux membres de l'équation par la valeur commune de ces distances, elle prend la forme :

$$\frac{1}{PS} + \frac{1}{P'S'} = (n - 1) \left( \frac{1}{R} + \frac{1}{R'} \right),$$

R et R' étant les deux rayons de courbure des faces.

Cette relation montre que la position du point P' ne dépend que de celle du point P, et nullement de l'angle  $\alpha$ . Tous les rayons issus de P viennent donc, après avoir traversé la lentille, concourir sensiblement en un même point P', qui est le *foyer* du point P.

La relation ci-dessus étant symétrique par rapport à PS

et PS', les deux points P et P' sont *conjugués*, c'est-à-dire que, si le point lumineux était placé en P', son foyer serait en P.

Si l'on désigne par  $p$  et  $p'$  les distances de la lentille au point lumineux et à son foyer, on a l'équation aux foyers conjugués :

$$(1) \quad \frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = (n - 1) \left( \frac{1}{R} + \frac{1}{R'} \right),$$

qui définit la position du foyer P' quand on donne celle du point lumineux P, ainsi que les éléments de la lentille.

**78. Foyers principaux.** — Si l'on fait, dans la relation (1),  $p = \infty$ , et si l'on représente par  $f$  la valeur correspondante de  $p'$ , il vient :

$$\frac{1}{f} = (n - 1) \left( \frac{1}{R} + \frac{1}{R'} \right);$$

par conséquent, un faisceau cylindrique de lumière, tombant sur une lentille biconvexe LL' (fig. 83), parallèlement à l'axe

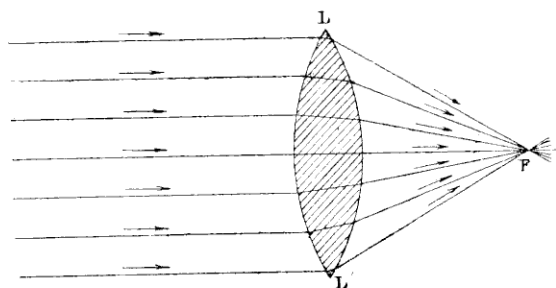


FIG. 83.

principal, forme, après réfraction, un faisceau conique convergent ayant pour sommet un point F dont la distance  $f$  à la seconde face de la lentille est donnée par la formule ci-dessus. Ce point F est un *foyer principal*.

Des ondes incidentes planes perpendiculaires à l'axe principal sont ainsi transformées en ondes sensiblement sphériques, convergentes, de centre F.

*Réciproquement*, si l'on plaçait en F un point lumineux, les rayons formeraient, à leur sortie de la lentille, un faisceau parallèle à l'axe principal : le foyer conjugué de F serait rejeté à l'infini, dans la direction de l'axe principal.

Si le faisceau incident, tout en restant parallèle à l'axe principal, arrivait par la seconde face de la lentille, les

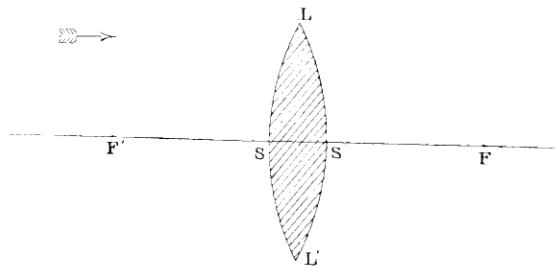


FIG. 84.

rayons émergents iraient encore converger sur l'axe principal, à la même distance  $f$  de cette seconde face, puisque les rayons de courbure R et R' s'échangeraient simplement l'un dans l'autre. Une lentille convergente a donc *deux* foyers principaux F et F' (*fig. 84*), situés à la même distance de ses sommets S et S', et de part et d'autre. — Si l'on suppose que la lumière incidente arrive sur la lentille par la face de gauche, comme l'indique la flèche, le foyer F, situé derrière la lentille, est le *deuxième foyer* ou *foyer postérieur*; le foyer F', situé en avant de la lentille, est le *premier foyer* ou *foyer antérieur*.

Une lentille à bords minces est définie par la distance de chacun de ses foyers à la face la plus voisine : cette distance  $f$  porte le nom de *distance focale principale*. Si on l'introduit

dans l'équation aux foyers conjugués (77), celle-ci prend la forme :

$$(2) \quad \frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{1}{f}.$$

**79. Discussion des positions relatives du point lumineux et de son foyer sur l'axe principal.** — La

formule précédente, identique à celle des miroirs concaves, se discute absolument de la même manière, et conduit aux mêmes résultats, que nous nous bornerons à énoncer.

1° Si le point lumineux est à une distance de la lentille plus grande que le double de la distance focale principale, son foyer conjugué est à une distance plus grande que la distance focale, mais moindre que le double de cette distance :

2° Le point lumineux se rapprochant de la lentille, son foyer s'en éloigne ; quand le point lumineux est à une distance égale à  $2f$ , son foyer est à la même distance, de l'autre côté de la lentille :

3° Si le point lumineux est distant de la lentille d'une quantité moindre que  $2f$ , mais plus grande que  $f$ , le foyer conjugué est à une distance plus grande que  $2f$  ;

4° Si le point lumineux est au premier foyer principal, le foyer conjugué se trouve à l'infini ;

5° Si le point lumineux est entre la lentille et son premier foyer principal, les rayons émergents, qui, jusqu'ici, allaient eux-mêmes se couper au foyer conjugué, ce qui lui faisait donner le nom de *foyer réel*, divergent en sortant de la lentille : ils ne se rencontrent donc plus de l'autre côté de la lentille par rapport au point lumineux, mais leurs prolongements se rencontrent en un point  $P'$  (*fig.* 85), situé sur l'axe principal, du côté d'où vient la lumière. Le point  $P'$  d'où semblent provenir les ondes réfractées est dit le *foyer vir-*

lue du point P. La valeur absolue  $p'$  de sa distance à la lentille est donnée par la formule :

$$2^{\circ} \quad \frac{1}{p} - \frac{1}{p'} = \frac{1}{f},$$

qu'on obtiendrait directement par un raisonnement analogue à celui qui a été exposé plus haut (77).

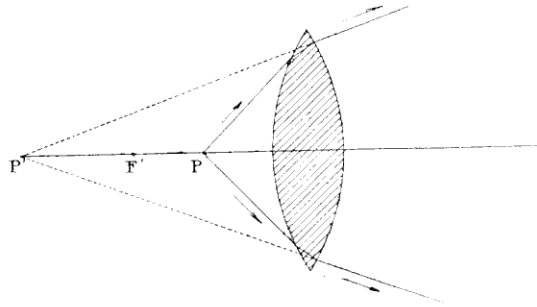


FIG. 85.

6° Si le point lumineux se rapproche de plus en plus de la lentille, son foyer virtuel s'en rapproche aussi, et lorsque le point P touche la lentille en S, son conjugué se confond avec lui.

**80. Centre optique.** — Soit une lentille biconvexe LL' (fig. 86) dont les centres de courbure sont C et C', et les rayons de courbure R et R'. — Menons à cette lentille deux plans tangents parallèles, et soit HF la droite des contacts, qui rencontre l'axe principal en O. Les deux normales CI, C'I', étant perpendiculaires à des plans parallèles, sont parallèles, et les deux triangles COI, C'O'I' sont semblables et donnent :

$$\frac{CO}{C'O} = \frac{CI}{C'I'} = \frac{R}{R'};$$



la position du point  $O$  est donc fixe sur la droite  $CC'$ . — Ainsi : *Si l'on mène à une lentille deux plans tangents parallèles, la droite des contacts rencontre l'axe principal en un point constant, quelle que soit la direction commune des deux plans considérés.*

Il est facile de voir que, réciproquement, si par le point  $O$  ainsi déterminé on mène une droite quelconque  $II'$ , et des plans tangents aux points  $I$  et  $I'$  où elle rencontre les deux faces, ces plans tangents seront parallèles.

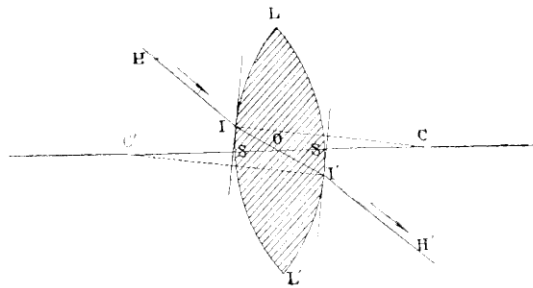


FIG. 86.

Dès lors, si un rayon incident  $HI$  rencontre la lentille sous une incidence telle que le rayon intérieur correspondant passe par le point  $O$ , tout se passera comme si ce rayon traversait une lame de verre à faces parallèles : par suite, le rayon émergent  $I'H'$  sera parallèle au rayon incident.

Il y a donc, dans l'intérieur d'une lentille biconvexe, un point déterminé  $O$ , tel que tous les rayons incidents qui donnent des rayons intérieurs passant par ce point sortent parallèlement à leur direction primitive.

Ce point  $O$  s'appelle le *centre optique* de la lentille.

Il est aisé de déterminer la position de ce point dans les trois variétés de lentilles à bords minces. La relation qui définit le centre optique donne :

$$\frac{R - CO}{R' - C'O} = \frac{R}{R'}$$

ou :

$$\frac{CS - CO}{C'S' - C'O} = \frac{R}{R'}$$

c'est-à-dire :

$$\frac{OS}{OS'} = \frac{R}{R'}$$

*Le centre optique divise donc l'épaisseur de la lentille en deux segments proportionnels aux rayons de courbure des faces.*

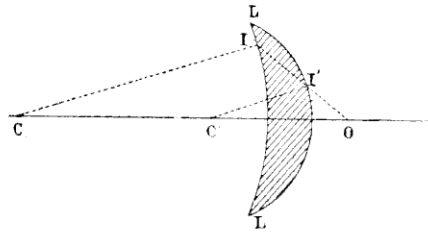


FIG. 87.

Si  $R = \infty$ , c'est-à-dire si la face LSL' est plane, on a  $OS' = 0$ , c'est-à-dire que, *dans une lentille plan-convexe, le centre optique est au sommet de la face courbe.*

La construction géométrique ci-contre (fig. 87) montre d'ailleurs que, *dans un ménisque convergent, le centre optique est en dehors de la lentille et du côté de la face qui a le plus petit rayon de courbure.*

Reprenons la lentille biconvexe (fig. 86). Le rayon incident III et le rayon émergent I'I' sont parallèles et séparés par le même intervalle que s'ils traversaient une lame de verre d'épaisseur égale à la distance des deux plans tangents à la lentille en I et I'. Comme l'épaisseur de la lentille est supposée négligeable, il en est de même de cette distance, de sorte qu'on peut confondre la ligne brisée III'I' avec une ligne droite, et le rayon émergent avec le prolongement du rayon incident, cette direction unique passant

d'ailleurs par le centre optique. — On peut donc énoncer la proposition suivante, dont nous nous servirons dans tout ce qui va suivre :

*Dans une lentille d'épaisseur négligeable, tout rayon incident dont la direction passe par le centre optique poursuit son chemin en ligne droite, comme si la lentille n'existait pas.*

**81. Schéma des lentilles à bords minces.** — Dans la réfraction de la lumière à travers les lentilles, les seules directions intéressantes sont celles du rayon *incident* et

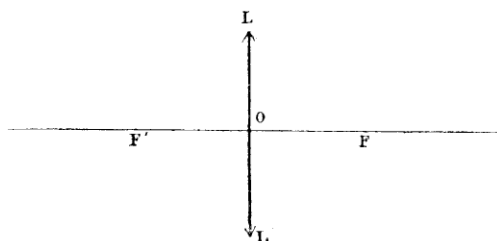


FIG. 88.

du rayon *émergent* ; aussi supprimera-t-on dorénavant le rayon *intérieur*, réduisant ainsi les deux réfractions à une seule se produisant sur un plan réfringent idéal mené par le centre optique, perpendiculairement à l'axe principal. En substituant à une lentille mince un pareil plan, dit *plan principal*, la section principale de la lentille se réduira à une droite LL' (*fig. 88*), perpendiculaire à l'axe principal FF', et passant par le centre optique O.

Pour rappeler que la lentille est à bords minces, on terminera de chaque côté cette droite LL' par une pointe de flèche dirigée vers l'extérieur.

**82. Foyer d'un point lumineux situé en dehors de l'axe principal.** — Soit A (*fig. 89*) un point lumineux non situé sur l'axe principal, mais peu distant de cet

axe. Si l'on joint le point A au centre optique O de la lentille, la droite AO prend le nom d'*axe secondaire* du point A. Nous supposons cet axe peu incliné sur l'axe principal. Le rayon incident dirigé suivant AO continue sa route en ligne droite, suivant OA'. Un autre rayon quelconque AI, émis également par le point A, ira, après réfraction, couper l'axe secondaire AO en un point A'. Soient  $a$  et  $a'$  les distances des deux points A et A' à la lentille. Le rayon incident

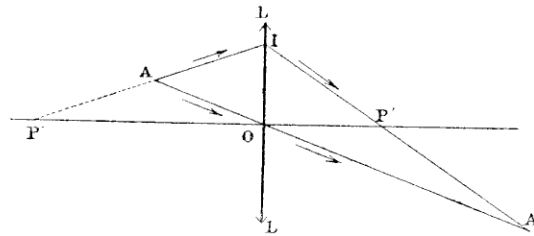


FIG. 89.

AI coupe l'axe principal en P, et le rayon réfracté IA' le coupe en P'; les points P et P' sont conjugués l'un de l'autre, et, si  $p$  et  $p'$  sont les distances de ces deux points à la lentille, on a (78):

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{1}{f}.$$

Le triangle MA', coupé par la transversale POP', donne, en vertu d'un théorème connu de géométrie:

$$AP \times IP' \times A'O = AI \times AP' \times AO,$$

ou d'après les approximations admises précédemment (77):

$$(p - a) p' a' = p (a' - p') a,$$

c'est-à-dire :

$$pp' a' - ap' a' = paa' - pp' a,$$

ou encore, en changeant de membre les termes négatifs, et divisant par  $pp'aa'$  :

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{a'} = \frac{1}{p} + \frac{1}{p'}$$

c'est-à-dire, d'après la relation ci-dessus :

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{a'} = \frac{1}{f}$$

La position du point  $A'$  sur l'axe secondaire  $AO$  ne dépend donc que de celle du point  $A$  : en d'autres termes, tous les

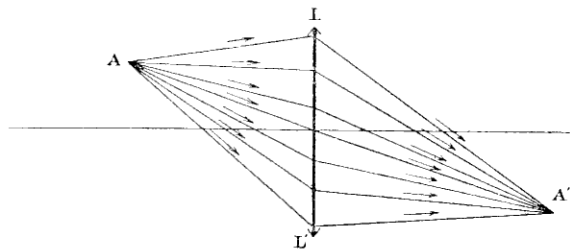


FIG. 90.

rayons issus du point  $A$  (*fig. 90*) et traversant la lentille vont sensiblement passer par un même point  $A'$  situé sur l'axe secondaire du point  $A$ , et l'équation aux foyers conjugués (77) s'applique à cet axe secondaire comme à l'axe principal.

La discussion dont nous avons indiqué les résultats (79) s'étend, par là même, à un axe secondaire quelconque. En particulier, si le point  $A$  est situé à l'infini sur l'axe secondaire  $AO$ , son conjugué est placé à une distance de la lentille égale à  $f$ , ce qui revient à dire qu'un faisceau incident parallèle à un axe secondaire  $AO$  (*fig. 91*) est transformé par la lentille en un faisceau conique convergent dont le sommet  $F'$  est situé sur  $AO$ , à une distance  $f$  du point  $O$ .

Si l'on fait varier la direction  $AO$  du faisceau incident, le

lieu géométrique du foyer  $F'$  est une calotte sphérique de centre  $O$  et de rayon  $f$ . Comme la partie utile de cette calotte a une très petite ouverture, on peut la confondre avec son

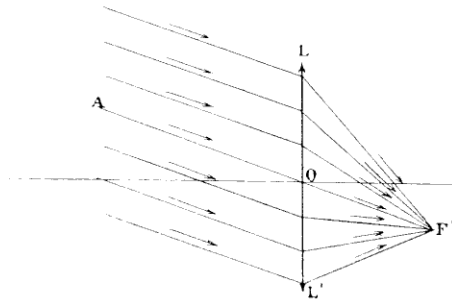


FIG. 91.

plan tangent au point  $F$  où elle rencontre l'axe principal. Ce plan, perpendiculaire à l'axe, est appelé *second plan focal*. La lentille a un *premier plan focal* mené par le second foyer  $F'$  (*fig. 92*), perpendiculairement à l'axe principal, et correspondant à la transmission de la lumière dans la lentille dans le

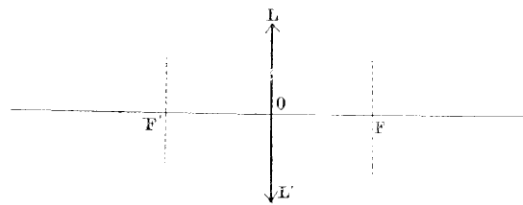


FIG. 92.

sens de droite à gauche. Une lentille peut être définie par son plan principal  $LL'$  et ses deux plans focaux, situés de part et d'autre, à égale distance du centre optique  $O$ .

**33. Construction géométrique du conjugué d'un point donné.** — Pour trouver la position du foyer d'un point donné  $A$ , il suffira de tracer *un seul* rayon réfracté, et

de déterminer son intersection avec l'axe secondaire du point A.

1° Menons, par exemple, le rayon incident AI (*fig. 93*) parallèle à l'axe principal; ce rayon, après réfraction, passe

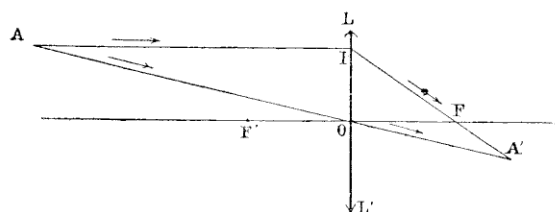


FIG. 93.

par le second foyer F et va rencontrer l'axe secondaire AO au point A', foyer conjugué du point A;

2° Considérons le rayon incident AF' (*fig. 94*) qui passe par le premier foyer F'; il sort de la lentille parallèlement à l'axe principal, et va rencontrer l'axe secondaire AO au point cherché A'.

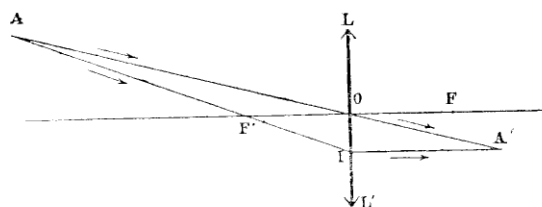


FIG. 94.

Les deux constructions qui précèdent cessent d'être applicables quand le point lumineux est sur l'axe principal. On utilise alors l'un des plans focaux.

Soit PI (*fig. 95*) un rayon incident quelconque issu du point P. Il peut être considéré comme faisant partie d'un faisceau cylindrique incident tombant sur la lentille parallèlement à sa propre direction, et, par suite, il doit, après réfraction,

aller passer par le foyer  $F_1$  correspondant à ce faisceau; le point  $P'$ , où le rayon réfracté  $IF_1$  rencontre l'axe principal, est le foyer du point  $P$ .

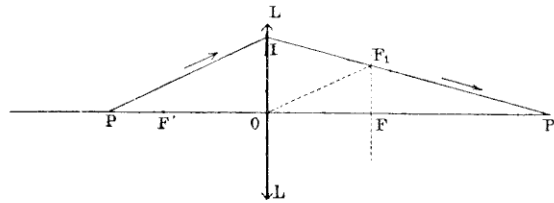


FIG. 95.

Tant que le point lumineux est à une distance de la lentille supérieure à  $f$ , les constructions précédentes donnent un foyer *réel*. Mais lorsque le point lumineux  $A$  (*fig. 96*) est situé entre le premier plan focal et la lentille, le rayon réfracté auxiliaire et l'axe secondaire du point  $A$  ne se rencontrent

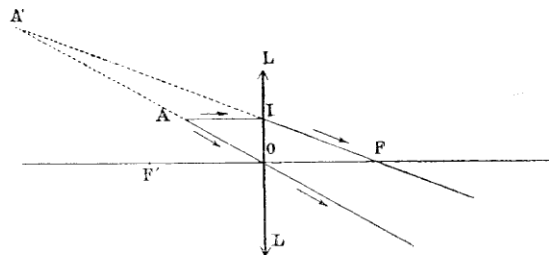


FIG. 96.

plus; leurs prolongements géométriques se coupent alors en un point  $A'$ , qui est le foyer *virtuel* du point  $A$ . L'œil, placé derrière la lentille, verra le point  $A$  en  $A'$ .

**§4. Images des objets données par les lentilles à bords minces.** — En décomposant, par la pensée, la partie de la surface de l'objet tournée vers la lentille en plages lumi-



neuses infiniment petites, chacune d'elles fonctionnera comme un point lumineux, et la lentille en donnera un foyer situé sur l'axe secondaire correspondant. Le lieu géométrique des foyers de tous ces points sera une surface lumineuse, qu'on appelle l'*image* de l'objet. Si l'objet est tout entier situé au-delà du premier plan focal, son image sera *réelle*; s'il est entièrement placé en-deçà de ce plan, l'image sera *virtuelle*; si l'objet est partie au-delà, partie en-deçà de ce plan focal, l'image sera en partie *réelle*, en partie *virtuelle*.

**85. Droites conjuguées.** — Considérons le cas particulier où l'objet se réduit à une petite droite située dans une

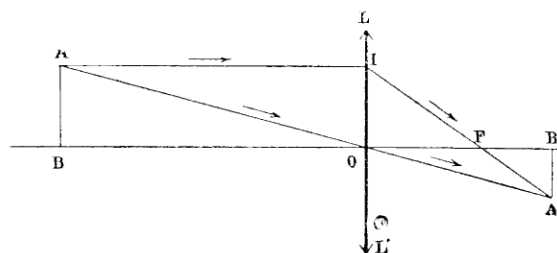


FIG. 97.

section principale et dirigée perpendiculairement à l'axe principal. Pour simplifier les figures, nous supposons que cette droite est tout entière d'un même côté de l'axe principal.

Construisons géométriquement le conjugué A' (*fig. 97*) du point A de la droite, en utilisant le rayon incident MI parallèle à l'axe principal et abaissons du point A' la perpendiculaire A'B' sur l'axe principal. Les deux triangles semblables OA'B', OAB donnent :

$$\frac{A'B'}{AB} = \frac{OB'}{OB}.$$

D'autre part, les triangles semblables  $FAB'$ ,  $FOI$  donnent :

$$\frac{AB'}{OI} = \frac{FB'}{FO},$$

ou, puisque  $OI = AB$  :

$$\frac{AB'}{AB} = \frac{FB'}{FO}.$$

Il en résulte :

$$\frac{OB'}{OB} = \frac{FB'}{FO}.$$

Remplaçant  $FB'$  par  $OB' - OF$ , il vient :

$$\frac{OB'}{OB} = \frac{OB' - FO}{FO} = \frac{OB'}{FO} - 1,$$

ou encore, en divisant par  $OB'$  :

$$\frac{1}{OB} + \frac{1}{OB'} = \frac{1}{FO}.$$

Le point  $B'$  est donc le foyer conjugué du point  $B$ .

Si donc on imagine un point lumineux se déplaçant de  $A$  en  $B$  sur la droite  $AB$ , la distance  $OB$  étant invariable, la distance  $OB'$  de la projection de son conjugué sur l'axe principal restera constante; ce conjugué décrira donc la droite  $AB'$ , qui est ainsi l'*image* de la droite  $AB$ .

Ainsi : *Une petite droite perpendiculaire à l'axe principal a pour image une autre droite perpendiculaire à l'axe principal et comprise entre les mêmes axes.*

Les deux droites  $AB$ ,  $AB'$ , jouissant de la propriété que tout point lumineux pris sur l'une a son foyer sur l'autre, sont appelées *droites conjuguées*.

**36. Plans conjugués.** — Si l'on fait tourner le plan de la figure précédente autour de l'axe principal, chacune des

droites conjuguées décrit un plan perpendiculaire à l'axe principal; les deux plans ainsi engendrés sont évidemment tels que tout point lumineux pris dans l'un d'eux a son foyer dans l'autre : on les appelle *plans conjugués*. — Si l'on imagine une figure quelconque tracée dans l'un de ces plans, elle a pour *image* la figure géométriquement semblable tracée dans l'autre, le centre optique de la lentille jouant le rôle de centre de similitude.

**37. Relations de position et de grandeur de l'image et de l'objet.** — Si l'on considère, dans l'objet plan et dans son image, deux dimensions linéaires homologues  $o$  et  $i$ , le rapport de ces dimensions est égal au rapport des distances  $p$  et  $p'$  des deux plans au centre optique de la lentille. On a donc :

$$\frac{i}{o} = \frac{p'}{p},$$

relation qui, jointe à l'équation :

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{1}{f},$$

permet de discuter, dans tous les cas possibles, les relations de position et de grandeur de l'image et de l'objet, comme dans le cas des miroirs concaves (37). Nous nous bornerons à rappeler les résultats de cette discussion.

1° Quand l'objet est situé à l'infini, l'image se forme dans le second plan focal  $F$  : elle est *réelle*, *renversée* et *très petite*, à moins que l'objet n'ait un diamètre apparent sensible;

2° Quand l'objet se déplace depuis l'infini jusqu'au premier plan focal  $F'$ , l'image se déplace depuis le second plan focal  $F$  jusqu'à l'infini. Elle est *réelle*, puisqu'elle se forme derrière la lentille; elle est *renversée*, puisqu'elle est placée de l'autre côté du centre de similitude  $O$  par rapport à

l'objet; elle grandit à mesure qu'elle s'éloigne de la lentille et devient égale à l'objet quand  $p=2f$ , car alors on a  $p'=2f$  et  $\frac{i}{o}=1$ .

Au-delà de cette position, l'image devient plus grande que l'objet, et continue à grandir en s'éloignant de la lentille; elle va se former à l'infini et paraît infiniment grande quand l'objet est dans le premier plan focal  $F'$ ;

3° L'objet se déplaçant depuis ce plan focal jusqu'à la lentille, l'image, devenue *virtuelle*, se déplace depuis l'infini jusqu'à la lentille; elle est *droite*, puisqu'elle est toujours placée du même côté que l'objet par rapport au centre de similitude  $O$ .

D'abord infiniment grande, elle diminue peu à peu pour devenir égale à l'objet et se confondre avec lui quand  $p=o$ .

Le tableau de la page 48 résume ces divers résultats.

**33. Construction géométrique de l'image d'une droite perpendiculaire à l'axe principal.** — Considérons le cas particulier où l'objet se réduit à une petite droite perpendiculaire à l'axe principal. Il est facile de tracer géométriquement son image dans les divers cas qui peuvent se présenter : il suffit de déterminer, comme précédemment (83), le foyer du point de cette droite le plus éloigné de l'axe principal, de mener par ce foyer une perpendiculaire à l'axe principal, et de limiter la grandeur de l'image en menant l'axe secondaire qui passe par l'autre extrémité de la droite donnée. Pour plus de simplicité, nous supposons la droite terminée à l'axe principal.

1° Quand l'objet est situé à l'infini et possède un diamètre apparent sensible (soleil, lune, etc., placés de manière à avoir l'un de leurs bords sur l'axe principal), on mène l'axe secondaire  $AO$  (*fig.* 98) correspondant au bord opposé de l'objet; l'image  $A'B'$  se forme dans le second plan focal  $F$ : elle

est comprise entre l'axe secondaire AO et l'axe principal BO ;

2° Lorsque l'objet est à une distance de la lentille supérieure à  $2f$ , on obtient son image en employant l'une ou l'autre des constructions indiquées (83). On trouve ainsi que l'image

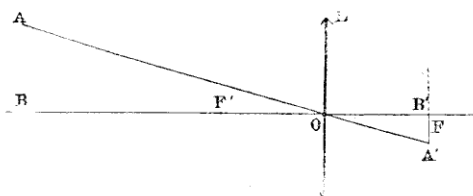


FIG. 98.

est *réelle* et *renversée* par rapport à l'objet. La figure 99 montre en outre que cette image est *plus petite que l'objet* ; en effet, les triangles A'Al et A'OF sont semblables, et puisque, par hypothèse, Al est plus grand que 2OF, AO est plus grand que 2OA' ; dès lors, dans les deux triangles semblables AOB et A'OB', AB est plus grand que A'B' ;

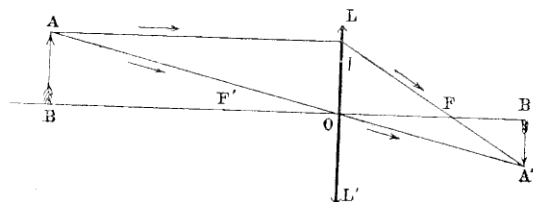


FIG. 99.

3° Si l'objet est à une *distance* de la lentille *égale* à  $2f$ , la construction ci-dessus montre que l'image est encore *réelle*, *renversée*, mais qu'elle est *égale en grandeur à l'objet*, et située à la *même distance* de la lentille :

4° Si l'objet est à une distance de la lentille comprise entre  $2f$  et  $f$  (*fig. 100*), l'image, toujours *réelle* et *renversée* par rapport à l'objet, se forme à une distance supérieure à  $2f$ , et elle est *plus grande* que l'objet. C'est, du reste, ce qui

résulte de la construction relative au cas précédent, en appliquant le principe de la réciprocité des droites conjuguées ;

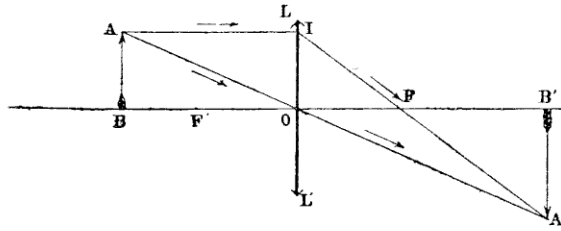


FIG. 100.

5° Quand l'objet est *dans le premier plan focal*  $F'$  (fig. 101), l'axe secondaire AO et le rayon réfracté IF, dont l'inter-

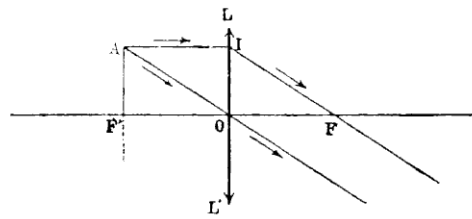


FIG. 101.

section doit déterminer le foyer du point A, sont parallèles, puisque le quadrilatère AIFO devient alors un parallélo-

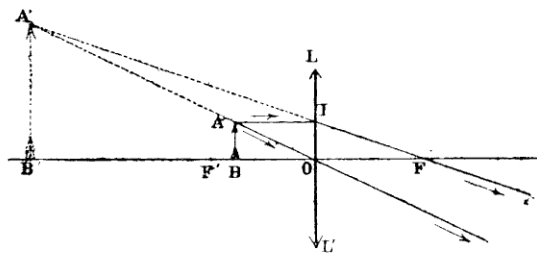


FIG. 102.

gramme. Le faisceau émané du point A devient parallèle à AO après réfraction, et *il ne se forme plus d'image* ;

6° Enfin, quand la droite donnée est placée entre le premier plan focal et la lentille (*fig.* 102), le quadrilatère AIFO devient un trapèze dont AI est la petite base; l'axe secondaire AO et le rayon réfracté IF ne se rencontrent plus en arrière de la lentille, mais leurs prolongements se coupent en A', du même côté que l'objet, plus loin de la lentille. — L'image AB' est *virtuelle, droite et plus grande* que l'objet.

**39. Vérification expérimentale des résultats précédents.** — Tous les résultats que nous venons d'obtenir, soit par la discussion algébrique des deux formules  $\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{1}{f}$ ,  $\frac{i}{o} = \frac{p'}{p}$ , soit par la construction géométrique de l'image, se vérifient facilement au moyen des mêmes expériences que pour les miroirs concaves.

1° On oriente une lentille à bords minces de façon que son axe principal soit dirigé vers le soleil. Les rayons réfractés vont former une petite image circulaire du soleil; on peut la recevoir sur un écran, et, en mesurant la distance de la lentille à l'écran, quand l'image présente la plus grande netteté, on peut déterminer ainsi la valeur de la distance focale principale  $f$  de la lentille;

2° On place une bougie allumée en avant de la lentille et à une distance aussi grande que le permettent les dimensions de la pièce où l'on opère; on constate qu'on peut recevoir sur un écran *convenablement placé* de l'autre côté de la lentille une image renversée et très petite de la flamme. En rapprochant ensuite progressivement la bougie de la lentille, et déplaçant en même temps l'écran pour que l'image offre toujours le maximum de netteté, on retrouve toutes les relations de grandeur et de position de l'image et de l'objet que prévoit la théorie.

Quand la bougie est placée entre le premier plan focal et la lentille, l'image ne peut plus être reçue sur l'écran, mais

L'œil placé de manière à recevoir les faisceaux divergents apercevra une image virtuelle, droite et amplifiée de la bougie.

*B. -- Lentilles à bords épais*

Nous prendrons pour type de ce groupe de lentilles la *lentille biconcave*.

**90. Marche de la lumière dans une lentille biconcave.** — Soit  $PI$  (fig. 103) un rayon incident, issu, par

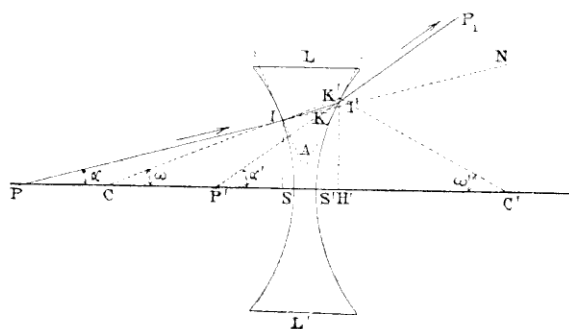


FIG. 103.

exemple, d'un point  $P$  de l'axe principal d'une lentille biconcave  $LL'$ . En pénétrant dans le verre, ce rayon éprouve une première réfraction qui le rapproche de la normale  $CIN$ , suivant  $II'$ ; à la sortie, il éprouve une seconde réfraction qui l'éloigne de la normale  $CI'$ , et prend la direction finale  $IP_1$ . Ces deux réfractions sont accompagnées de deux *déviation*s de même sens, qui ont pour effet d'écarter le rayon considéré de l'axe principal; aussi ce rayon, à sa sortie de la lentille, ne peut-il aller couper l'axe que par son prolongement géométrique, en  $P'$ , point situé du même côté de la lentille que le rayon incident. C'est, du reste, ce que l'on voit encore plus aisément en remarquant que la lentille agit sur le rayon incident comme le ferait un prisme  $IAI'$ , dont



les faces seraient confondues avec les plans tangents à la lentille en I et I'. Ce prisme, ayant sa base tournée du côté opposé à l'axe principal, éloigne de l'axe les rayons qui le traversent. — Cette propriété a fait donner à la lentille biconcave et aux deux autres variétés de lentilles à bords épais le nom de *lentilles divergentes*.

**91. Foyer d'un point situé sur l'axe principal.**

— Reprenons la figure 103. Le prisme IAI' ayant toujours un petit angle réfringent A, et l'angle d'incidence  $i$  étant supposé très petit, la déviation D éprouvée par le rayon PI en traversant la lentille peut être considérée comme donnée par la formule (70) :

$$D = (n - 1) A.$$

Si l'on désigne les angles IPS, I'P'S, ICS, I'C'S' respectivement par  $z, z', \omega, \omega'$ , le triangle KPP' donne :

$$D = z' - z,$$

et le triangle K'CC' :

$$A = \omega + \omega'.$$

On a donc :

$$z' - z = (n - 1) (\omega + \omega').$$

Abaissons des points I et I' les perpendiculaires IH, I'H' sur l'axe principal, et remplaçons les angles  $z', z, \omega, \omega'$  par leurs tangentes; la relation précédente prend alors la forme :

$$\frac{I'H'}{P'H'} - \frac{IH}{PH} = (n - 1) \left( \frac{IH}{CH} + \frac{I'H'}{C'H'} \right).$$

La lentille étant supposée infiniment mince, les deux points I et I' se confondent, ainsi que les points H et H' et S et S', de sorte qu'on a :

$$\frac{1}{P'S'} - \frac{1}{PS} = (n - 1) \left( \frac{1}{R} + \frac{1}{R'} \right).$$

Cette relation montre que la position du point  $P'$  ne dépend que de celle du point  $P$ , et nullement de l'angle  $z$  que  $PI$  fait avec l'axe principal. Tous les rayons issus de  $P$ , après avoir traversé la lentille, ont donc des directions qui, prolongées, viennent sensiblement passer par un même point  $P'$ ; ce point est le *foyer virtuel* du point  $P$ .

En vertu du principe du retour inverse, si le point  $P'$  était un *point lumineux virtuel*, le point  $P$  serait son *foyer réel*. Les deux points  $P$  et  $P'$  sont donc *conjugués*. Si l'on pose  $PS = p$ ,  $P'S = p'$ , l'équation aux foyers conjugués ci-dessus devient :

$$\frac{1}{p'} - \frac{1}{p} = (n - 1) \left( \frac{1}{R} + \frac{1}{R'} \right).$$

**92. Foyers principaux.** — Dans le cas où  $p = \infty$ , on a, en appelant  $f$  la valeur correspondante de  $p'$  :

$$\frac{1}{f} = (n - 1) \left( \frac{1}{R} + \frac{1}{R'} \right),$$

de sorte qu'un faisceau cylindrique de lumière tombant sur

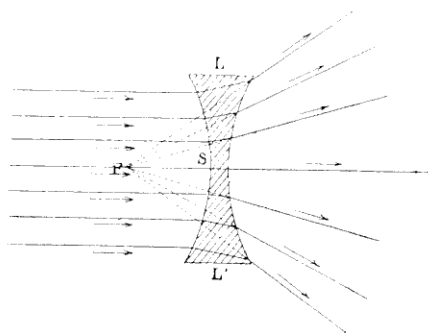


FIG. 104.

une lentille biconcave  $LL'$  (*fig.* 104), parallèlement à l'axe principal, forme après réfraction un faisceau conique diver-

gent ayant pour sommet un point  $F$ , situé du côté d'où vient la lumière incidente, à une distance  $f$  de la lentille, donnée par l'expression ci-dessus. Ce point  $F$  est un *foyer principal virtuel*.

En changeant le sens des flèches de la figure 104, elle indiquerait que, *réciiproquement*, si l'on recevait sur la lentille  $LL'$  un faisceau incident qui, en l'absence de la lentille, irait converger en  $F$ , ce faisceau serait rendu parallèle à l'axe principal.

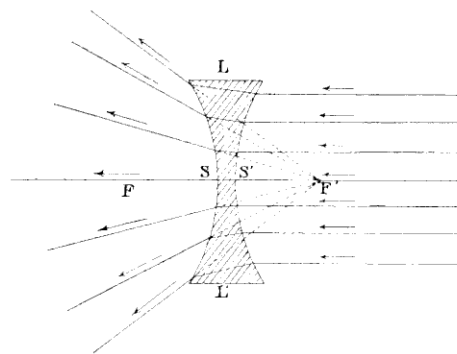


FIG. 105.

Si le faisceau incident, tout en restant parallèle à l'axe principal, arrivait par la seconde face de la lentille, les rayons émergents (*fig. 105*) sembleraient provenir d'un point  $F'$ , situé sur l'axe principal, à une distance  $F'S' = f$ , puisque  $R$  et  $R'$  s'échangeraient simplement l'un dans l'autre. — Une lentille à bords épais a donc *deux* foyers principaux virtuels  $F$  et  $F'$ , situés de part et d'autre, à la même distance de ses sommets.

Si l'on suppose que la lumière tombe sur la lentille de *gauche à droite*, le foyer  $F$ , situé devant la lentille, est le *premier foyer*; le foyer  $F'$ , placé derrière la lentille, est le *second foyer*.

Si l'on introduit la distance  $f$ , qu'on appelle *distance focale*

*principale*, dans l'équation aux foyers conjugués, celle-ci devient :

$$\frac{1}{p'} - \frac{1}{p} = \frac{1}{f},$$

ou encore :

$$\frac{1}{p} - \frac{1}{p'} = -\frac{1}{f}.$$

**93. Discussion des positions relatives du point lumineux et de son foyer sur l'axe principal.** — La

formule précédente, identique à celle des miroirs convexes, montre que, si  $p$  décroît depuis l'infini jusqu'à zéro,  $p'$  décroît depuis  $f$  jusqu'à zéro. Ainsi, quand le point lumineux P (*fig.* 103) se déplace sur l'axe principal depuis l'infini jusqu'au sommet S, son conjugué, toujours virtuel, se déplace de F en S.

Si le point lumineux est *virtuel*, on voit facilement que :

1° Si l se déplace depuis la lentille jusqu'au second foyer F', en arrière de la lentille, son conjugué, *réel* cette fois, se déplace depuis la lentille jusqu'à l'infini.

2° Si le point P se déplace depuis le second foyer F' jusqu'à l'infini, en arrière de la lentille, son conjugué P' devient *virtuel*, et se déplace, en avant de la lentille, depuis l'infini jusqu'au premier foyer F.

**94. Centre optique.** — Les raisonnements que nous avons présentés (80) s'appliquant de tous points à la lentille biconcave, toute lentille à bords épais possède un *centre optique*, c'est-à-dire un point tel que tout rayon lumineux qui traverse la lentille en passant par ce point donne naissance à un rayon émergent parallèle au rayon incident. L'épaisseur de la lentille étant supposée négligeable, il en est de même du déplacement latéral éprouvé par un pareil rayon; par conséquent, *tout rayon incident dont la direction passe par le centre*

*optique poursuit sa route en ligne droite, comme si la lentille n'existait pas.*

Quant à la position du centre optique, elle se détermine comme pour les lentilles à bords minces : on mène des centres des deux faces deux rayons parallèles, on joint les points où ces rayons rencontrent les faces correspondantes, et l'intersection de cette dernière droite avec l'axe principal est le centre optique cherché. — Dans une lentille biconcave (*fig. 106, I*), ce point est dans l'épaisseur de la lentille, et divise

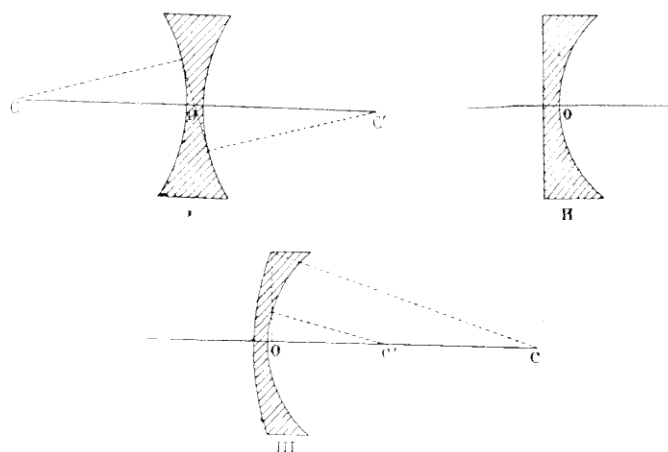


FIG. 106.

cette épaisseur en deux segments proportionnels aux rayons de courbure des deux faces. Dans la lentille plan-concave (*fig. 106, II*), il est au sommet de la face concave ; dans le ménisque divergent (*fig. 106, III*), il est en dehors de la lentille, du côté de la face concave.

**95. Schéma des lentilles à bords épais.** — En négligeant les rayons intérieurs pour ne s'occuper que des rayons incidents et des rayons émergents, on peut ramener les deux réfractions qu'éprouve chaque rayon en traversant une

lentille à bords épais à une seule qui s'effectuerait sur un plan réfringent mené par le centre optique  $O$  de la lentille, perpendiculairement à l'axe principal (*fig. 107*), et nommé

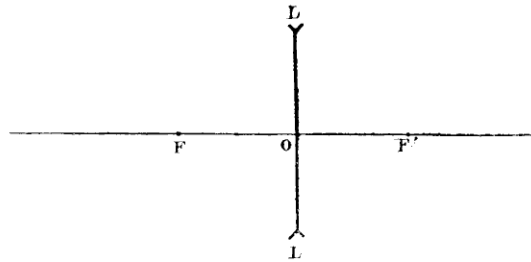


FIG. 107.

*plan principal*. La section principale de la lentille se réduit alors à une droite  $LL'$  que nous terminerons de chaque côté par une pointe de flèche tournée vers l'intérieur, pour rappeler que la lentille est à bords épais.

**96. Foyer d'un point lumineux situé en dehors de l'axe.** — Soit  $A$  (*fig. 108*) un point lumineux non situé sur l'axe principal d'une lentille divergente  $LL'$ . La droite  $AO$

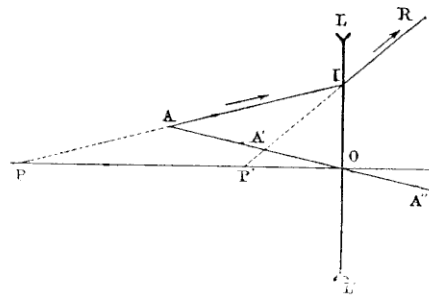


FIG. 108.

qui joint le point  $A$  au centre optique  $O$  est appelée l'*axe secondaire* du point  $A$  : nous supposons cet axe peu incliné sur l'axe principal. Le rayon incident  $AO$  continue sa route suivant  $OA'$  ; un autre rayon, tel que  $AI$ , prend, après

réfraction, la direction  $IR$ , dont le prolongement vient couper l'axe secondaire  $AO$  en  $A'$ , et l'axe principal en  $F'$ .

Soient  $a, a'$  les distances  $AO$  et  $A'O$  ; le rayon incident, dont le prolongement rencontre l'axe principal en  $P$ , peut être considéré comme issu de  $P$ , et les deux points  $P$  et  $P'$  sont conjugués l'un de l'autre, de sorte que, si  $p$  et  $p'$  sont les distances des points  $P$  et  $P'$  à la lentille, on a :

$$\frac{1}{p} - \frac{1}{p'} = -\frac{1}{f}.$$

En appliquant au triangle  $AA'$ , coupé par la transversale  $PP'$ , un théorème connu de géométrie, on obtient :

$$PI \times AP' \times AO = PA \times IP' \times A'O,$$

ou :

$$p(p' - a')a = (p - a)p'a',$$

c'est-à-dire :

$$app' - apa' = pp'a' - ap'a',$$

d'où, en divisant les deux membres par  $aa'pp'$  :

$$\frac{1}{a} - \frac{1}{p'} = \frac{1}{a} - \frac{1}{p},$$

ou :

$$\frac{1}{p} - \frac{1}{p'} = \frac{1}{a} - \frac{1}{a'},$$

et par suite :

$$\frac{1}{a} - \frac{1}{a'} = -\frac{1}{f}.$$

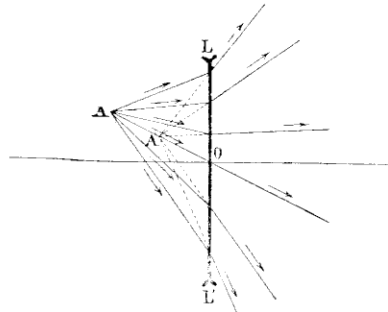


FIG. 109.

La position du point  $A'$  sur l'axe secondaire  $A'O$  ne dépend donc que de celle du point  $A$  : tous les rayons émanés du point  $A$  (*fig.* 109) et traversant la lentille  $LL'$  semblent provenir d'un même point  $A'$  situé sur l'axe secondaire du point  $A$ , et dont la position exacte est donnée par l'équation

aux foyers conjugués, qui s'applique aux axes secondaires comme à l'axe principal.

En particulier, si le point A est situé à l'infini sur l'axe secondaire OA, son conjugué est à une distance de la lentille

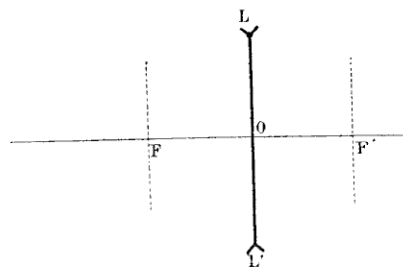


FIG. 110.

égale à  $f$ . Si l'on fait varier la direction AO, le lieu géométrique des conjugués des points situés à l'infini sur AO est une calotte sphérique de centre O et de rayon  $f$ . La partie utile de cette calotte peut être confon-

due avec son plan tangent au point F (fig. 110) où elle rencontre l'axe principal; ce plan, perpendiculaire à l'axe, est le *premier plan focal*. La lentille possède un *second plan focal*, mené par le second foyer F', perpendiculairement à l'axe principal, et correspondant aux faisceaux incidents parallèles tombant sur son autre face.

**97. Construction géométrique du foyer d'un point donné.** — Étant donné un point lumineux quel-

conque, pour trouver, par une construction géométrique, la position de son foyer, il suffira de tracer *un seul* rayon réfracté : le point où il rencontrera l'axe secondaire du point donné sera le foyer cherché.

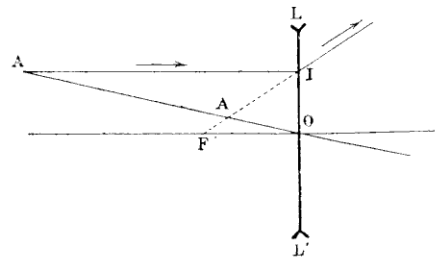


FIG. 111.

1° Traçons, par exemple, le rayon incident AI (fig. 111),



parallèle à l'axe principal : après réfraction, ce rayon semble provenir du premier foyer  $F$  ; le point  $A'$ , où le prolongement  $FI$  de ce rayon coupe l'axe secondaire  $AO$  du point  $A$ , est le foyer demandé ;

2° Menons le rayon  $AF'$  (*fig. 112*) passant par le *second* foyer  $F'$ . Ce rayon, après avoir traversé la lentille, devient parallèle à l'axe principal ; car, si la lentille recevait par sa

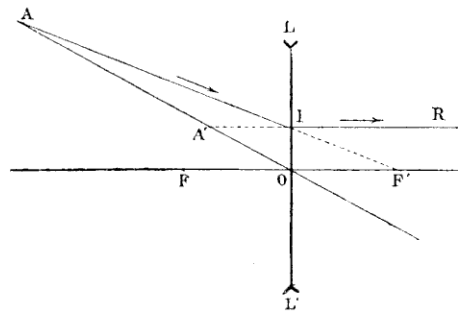


FIG. 112.

face de droite un faisceau incident parallèle à cet axe, les rayons émergents sembleraient venir de  $F'$  : en particulier, le rayon  $RI$  sortirait suivant  $IA$ . Donc, en vertu du principe du retour inverse, le rayon incident  $AI$  sortira suivant  $IR$ , qui, prolongé, donne en  $A'$  le conjugué de  $A$  ;

3° Lorsque le point donné est situé sur l'axe principal, on utilise l'un des plans focaux. — Soit  $PI$  (*fig. 113*) un rayon incident quelconque issu du point donné  $P$ . Tous les rayons parallèles à sa direction semblent, après réfraction, provenir du point  $F_1$ , situé à la fois sur le premier plan focal et sur l'axe secondaire parallèle à  $PI$ . Le point  $P'$ , où le prolongement du rayon réfracté  $IR$  rencontre l'axe principal, est le foyer du point  $P$ .

Ces diverses constructions redonnent les résultats qui se déduisent de la formule  $\frac{1}{p} - \frac{1}{p'} = -\frac{1}{f}$ . Tant que le point lumi-

neux est *réel*, son foyer est *virtuel*. Quand le point lumineux est *virtuel*, son foyer est *réel* si le point lumineux est placé

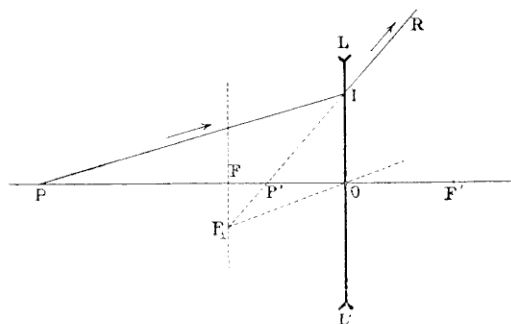


FIG. 113.

entre la lentille et le second plan focal, *virtuel* si le point lumineux est situé au-delà du second plan focal.

### 98. Images des objets données par les lentilles à bords épais.

— Chaque point de l'objet ayant ainsi son foyer virtuel ou réel situé sur son axe secondaire, le lieu géométrique de tous ces foyers forme une surface lumineuse virtuelle ou réelle qui est l'*image* de l'objet. Si l'objet est réel, son image sera entièrement virtuelle ; si l'objet est virtuel et situé entre la lentille et le second plan focal, l'image sera réelle ; s'il est placé au-delà du second plan focal, l'image sera virtuelle.

**99. Droites conjuguées.** — Soit A un point quelconque, situé, par exemple, en avant d'une lentille biconcave LL' (fig. 114). Construisons le conjugué A' du point A au moyen du rayon AI, parallèle à l'axe principal (97, 1<sup>re</sup>), et abaissons des points A et A' les perpendiculaires AB, A'B' sur l'axe principal. Les triangles OAB', OAB donnent :

$$\frac{A'B'}{AB} = \frac{OB'}{OB}$$

D'autre part, les triangles FA'B', FIO donnent :

$$\frac{A'B'}{IO \text{ ou } AB} = \frac{FB'}{FO},$$

d'où :

$$\frac{OB'}{OB} = \frac{FB'}{FB} = \frac{FO - OB'}{FO} = 1 - \frac{OB'}{FO},$$

relation qui, divisée par OB', peut s'écrire :

$$\frac{1}{OB} - \frac{1}{OB'} = -\frac{1}{FO}.$$

Le point B' est donc le foyer conjugué du point B. Tous

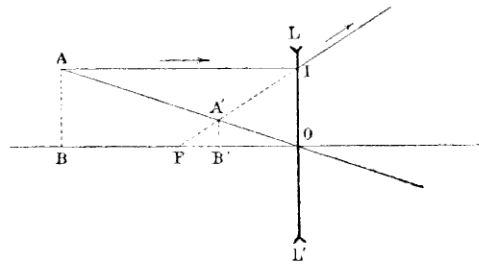


FIG. 114.

les points de AB ont leurs conjugués sur A'B', qui est ainsi l'image de AB.

Ainsi : *Une petite droite perpendiculaire à l'axe principal a pour image une autre droite perpendiculaire à l'axe principal et comprise entre les mêmes axes.*

Les deux droites AB, A'B' sont des *droites conjuguées*.

La relation :

$$\frac{A'B'}{AB} = \frac{OB'}{OB}$$

peut, d'ailleurs, s'écrire :

$$\frac{i}{o} = \frac{p'}{p}.$$

**100. Plans conjugués.** — Si l'on fait tourner le plan de la figure précédente autour de l'axe principal, les deux droites AB, A'B' engendrent deux plans perpendiculaires à l'axe principal, et tels que tout point lumineux pris sur l'un d'eux a son foyer dans l'autre : on les appelle *plans conjugués*. Une figure quelconque tracée dans l'un de ces plans a pour *image* la figure géométriquement semblable tracée dans l'autre, le centre de similitude étant le centre optique de la lentille. — Si l'on considère, dans l'objet plan et dans son image, deux dimensions *linéaires* homologues  $o$  et  $i$ , on a encore :

$$\frac{i}{o} = \frac{p'}{p}.$$

**101. Relations de position et de grandeur de l'image et de l'objet.** — L'équation précédente, jointe à l'équation aux foyers conjugués mise sous la forme générale :

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = -\frac{1}{f}.$$

permet de trouver, dans tous les cas possibles, la position et la grandeur de l'image, connaissant la position et la grandeur de l'objet.

1° Quand  $p$  est positif, c'est-à-dire quand l'objet est réel,  $p'$  est négatif, c'est-à-dire que l'image est virtuelle. Elle est droite par rapport à l'objet, parce que tous deux sont placés du même côté du centre de similitude. Elle est en outre plus petite que l'objet, puisqu'on a  $\frac{i}{o} = \frac{f}{p+f}$ ;

2° Quand  $p$  est négatif, mais plus petit que  $f$  en valeur absolue, c'est-à-dire quand l'objet est virtuel et situé entre la lentille et le second plan focal,  $p'$  est positif : l'image est donc réelle, et comme elle se forme au-delà du second plan focal, elle est en même temps droite et amplifiée;

3° Quand  $p$  est négatif, et plus grand que  $f$  en valeur absolue, c'est-à-dire quand l'objet est virtuel et placé au-delà du second plan focal, l'image est virtuelle, renversée : comme sa grandeur est donnée par la relation  $\frac{i}{o} = \frac{f}{p - f}$ , elle est plus grande que l'objet tant que  $p$  est plus petit que  $2f$  en valeur absolue, et plus petite que l'objet quand la valeur absolue de  $p$  dépasse  $2f$ .

Le tableau suivant résume cette discussion :

DISTANCE DE L'OBJET À LA LENTILLE	DISTANCE DE L'IMAGE À LA LENTILLE	NATURE DE L'IMAGE	SENS DE L'IMAGE	GRANDEUR DE L'IMAGE
$p = \infty$	$p' = -f$	Virtuelle.	Droite.	Nulle.
$p > o$	$p' < o$	<i>id.</i>	<i>id.</i>	Diminuée.
$p = o$	$p' = o$	<i>id.</i>	<i>id.</i>	Égale.
$-f < p < o$	$p' > o$	Réelle.	Droite.	Augmentée.
$p = -f$	$p' = \infty$	»	»	Infinie.
$-2f < p < -f$	$p' < -2f$	Virtuelle.	Renversée.	Augmentée.
$p = -2f$	$p' = -2f$	<i>id.</i>	<i>id.</i>	Égale.
$p < -2f$	$f > p' > -2f$	<i>id.</i>	<i>id.</i>	Diminuée.

**102. Construction géométrique de l'image d'une droite perpendiculaire à l'axe principal.** — Lorsque l'objet se réduit à une droite perpendiculaire à l'axe principal, son image étant également perpendiculaire à l'axe principal (99), il suffit, pour la construire, de déterminer le foyer du point de cette droite le plus éloigné de l'axe principal, de mener par ce foyer une perpendiculaire à l'axe principal, et de limiter celle-ci à l'axe secondaire de l'autre extrémité de la droite donnée. Dans ce qui va suivre, nous supposons la droite terminée à l'axe principal.

1° Quand la droite qui forme l'objet est *réelle*, l'une ou

l'autre des constructions indiquées (97) donne le foyer  $A'$  (fig. 115) du point  $A$ . En abaissant de  $A'$  la perpendiculaire  $A'B'$  à l'axe principal, on a l'image de  $AB$ . Elle est virtuelle, droite et diminuée;

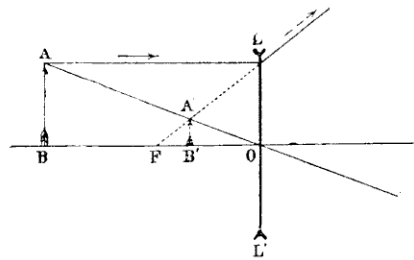


FIG. 115.

2° Si la droite  $AB$  est virtuelle et placée entre la lentille et le second plan focal, pour construire le conjugué  $A'$  du point  $A$  (fig. 116), on trace l'axe secondaire  $OA$  de ce dernier point, puis le rayon  $RA$  qui, en l'absence de la lentille, arriverait en  $A$  parallèlement à l'axe principal.

Ce rayon, après réfraction, semble provenir de  $F$ , et va rencontrer l'axe secondaire  $OA$  en  $A'$ , à droite de la lentille, puisque  $IA$  est plus petit que  $FO$  dans le trapèze  $IAOF$ . Le point  $A'$  est donc un foyer réel, et l'image  $A'B'$  une image réelle. Elle est, de plus, droite et augmentée;

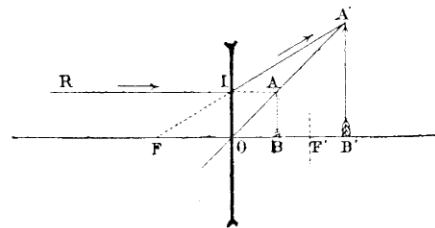


FIG. 116.

3° Enfin, quand la droite  $AB$ , tout en étant virtuelle, est située au-delà du second plan focal, la construction précédente donne une image virtuelle  $A'B'$  (fig. 117); cette image est, de plus, renversée. Quant à sa grandeur, elle dépend de la distance  $OB$ ; tant que  $OB$  est inférieur à  $2f$ , on a  $i < o$ ; pour  $OB = 2f$ ,  $i = o$ ; si  $OB$  devient supérieur à  $2f$ , on a  $i > o$ .

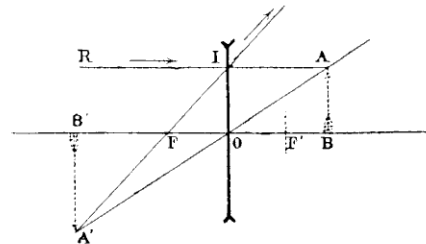


FIG. 117.

est, de plus, renversée. Quant à sa grandeur, elle dépend de la distance  $OB$ ; tant que  $OB$  est inférieur à  $2f$ , on a  $i < o$ ; pour  $OB = 2f$ ,  $i = o$ ; si  $OB$  devient supérieur à  $2f$ , on a  $i > o$ .

**103. Vérification expérimentale des résultats qui précèdent.** — 1° En regardant un objet *réel*, tel que la flamme d'une bougie, à travers une lentille divergente, l'objet, tout en paraissant droit, est vu plus petit et plus rapproché qu'il ne l'est en réalité. — A mesure que l'objet se rapproche de la lentille, son image grandit et devient égale à l'objet quand celui-ci touche la lentille;

2° Au moyen d'une lentille convergente auxiliaire, on produit sur un écran l'image réelle de la flamme de la bougie. Cela fait, on place tout près de l'écran, et en avant, la lentille divergente à étudier : l'image ne se forme plus sur l'écran, mais en éloignant progressivement celui-ci on trouve une position pour laquelle elle s'y peint de nouveau, mais agrandie;

3° En recommençant l'expérience précédente et plaçant, cette fois, la lentille divergente, non pas près de l'écran, mais près de la lentille auxiliaire, on trouve généralement, si la convergence de la lentille auxiliaire n'est pas exagérée, que l'image ne peut plus être reçue sur l'écran; mais en regardant la bougie à travers le système des deux lentilles on voit une image virtuelle et renversée de cette bougie.

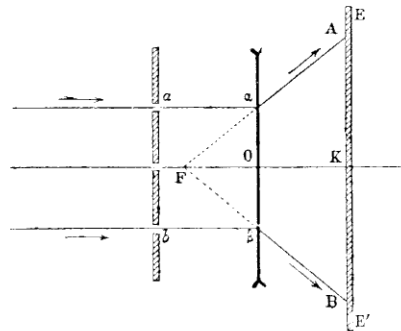


FIG. 118.

**104. Détermination expérimentale de la distance focale principale d'une lentille divergente.** — On oriente la lentille de façon que son axe principal aille sensiblement passer par le centre du disque solaire. En avant de cette lentille, et perpendiculairement à l'axe, on place un écran percé de deux ouvertures *a, b* (*fig. 118*), qui laissent

passer deux pinceaux lumineux parallèles à l'axe. Ceux-ci, après réfraction, forment deux pinceaux coniques divergents semblant provenir du premier foyer F.

On reçoit ces deux pinceaux sur un écran EE', parallèle au premier, et on le déplace jusqu'à ce que la distance AB des centres des deux plages lumineuses éclairées par les faisceaux émergents soit double de la distance  $ab$  des deux trous. Quand cette condition est satisfaite, il suffit de mesurer la distance de l'écran EE' à la lentille pour avoir la distance focale cherchée.

En effet, les deux triangles semblables  $F\alpha\beta$ , FAB donnent

$$\frac{\alpha\beta}{AB} = \frac{FK}{FO},$$

ou :

$$\frac{ab}{AB} = \frac{FK}{FO},$$

ou encore :

$$\frac{ab}{2ab} = \frac{FK}{FO};$$

d'où :

$$FK = 2FO \quad \text{et} \quad FO = OK.$$

### 105. Convergence d'une lentille. — Théorème.

— Une lentille dévie d'un angle constant tous les rayons lumineux qui la traversent à une même distance de l'axe principal, quelle que soit leur incidence. — Soit une lentille convergente LL' (fig. 119), et soit PI un rayon incident qui la ren-

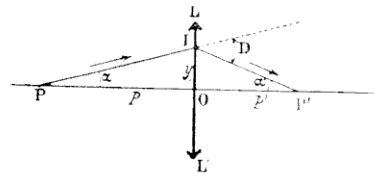


Fig. 119.

contre à une distance  $y$  de l'axe principal. La déviation D est égale à  $\alpha + \alpha'$ . En remplaçant les angles  $\alpha$  et  $\alpha'$  par leurs tangentes, on aura :

$$D = \frac{y}{p} + \frac{y}{p} = y \left( \frac{1}{p} + \frac{1}{p} \right);$$



mais, les distances  $p$  et  $p'$  étant conjuguées, on a :

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{1}{f},$$

et par suite :

$$D = \frac{y}{f},$$

valeur indépendante de l'incidence du rayon PI. On trouverait la même expression dans le cas d'une lentille divergente.

La quantité  $\frac{1}{f}$ , à laquelle est proportionnelle la déviation D, quelle que soit la distance  $y$  du point d'incidence à l'axe, caractérise la *convergence* ou la *divergence* d'une lentille donnée.

Cette fraction  $\frac{1}{f}$  conserve le signe de son dénominateur  $f$  : elle est positive pour une lentille convergente, négative pour une lentille divergente. Sa valeur absolue dépend de l'unité choisie pour l'évaluation de  $f$ . L'*unité de convergence* sera, dans tous les cas, la *convergence d'une lentille ayant pour distance focale l'unité de longueur*. — Dans le système C. G. S., l'unité de convergence serait la convergence d'une lentille ayant 1 *centimètre* de distance focale. Cette unité étant trop forte pour les usages courants, on a adopté pour *unité pratique* de convergence la convergence d'une lentille ayant 1 mètre de distance focale. Cette unité, qui vaut  $10^{-2}$  unités C. G. S. de convergence, a reçu le nom de *dioptrie*. Pour avoir, en dioptries, la convergence d'une lentille, il suffit de diviser 1 par la distance focale de la lentille évaluée en mètres. — Ainsi, une lentille de 5 centimètres de distance focale a une convergence de  $\frac{1}{0,05} = 20$  dioptries.

**106. Aberration de sphéricité des lentilles.** — Dans la théorie élémentaire des lentilles que nous venons

d'exposer, nous avons admis que les deux faces avaient une petite ouverture, et c'est sous cette condition que nous avons démontré l'existence d'un foyer pour chaque point lumineux.

Lorsque les deux faces ont des ouvertures notables, les raisonnements qui nous ont servi à déterminer les foyers ne sont plus applicables, et les rayons incidents issus d'un même point ne vont plus, après réfraction, se couper en un seul et même point : ceux qui tombent sur les régions centrales de la lentille (*rayons centraux*) ne se coupent pas au même point que ceux qui tombent près des bords (*rayons margi-*

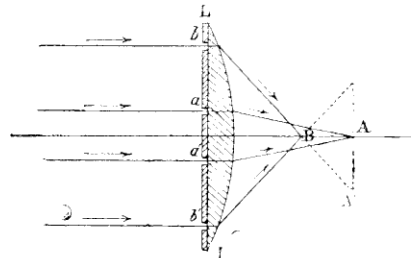


FIG. 120.

*naux*). Pour mettre ce fait en évidence, on reçoit un faisceau de lumière parallèle à l'axe principal sur une lentille plan-convexe  $LL'$  (*fig. 120*) dont la face plane est recouverte d'une feuille de papier noir percée de quatre trous : deux  $a, a'$ ,

près de l'axe, et deux autres  $b, b'$ , voisins des bords. On constate que les deux faisceaux correspondant à  $a, a'$  vont se couper en A, et les faisceaux passant par  $b, b'$  vont se couper en B, plus près de la lentille. Le même effet s'observe lorsque le faisceau incident total provient d'un point situé à une distance finie. — Ce défaut de convergence, en un même point, des rayons réfractés originaires d'un même point, est appelé *aberration de sphéricité*. Pour l'atténuer, on fait usage d'un *diaphragme* annulaire, qui masque les bords de la lentille en arrêtant les rayons marginaux.

**107. Applications des lentilles.** — Les usages des lentilles sont très variés. On verra plus loin le rôle capital qu'elles jouent dans l'Optique instrumentale et l'Optique

photographique, ainsi que dans la correction des imperfections de l'œil humain.

Les lentilles convergentes sont avantageusement substituées aux miroirs concaves pour transformer un faisceau de lumière divergente en un faisceau parallèle et en augmenter ainsi la portée. Il suffit de placer la source lumineuse à l'un des foyers de la lentille (78) ; tel est le principe des *projecteurs dioptriques* employés soit dans les phares, soit dans la télégraphie optique.

## CHAPITRE IV

### CHROMATIQUE

#### I. — ÉTUDE DE LA LUMIÈRE SOLAIRE

**103. Dispersion de la lumière blanche. — Spectre solaire.** — On a vu (55) que la réfraction de la lumière solaire est accompagnée d'une modification dans sa

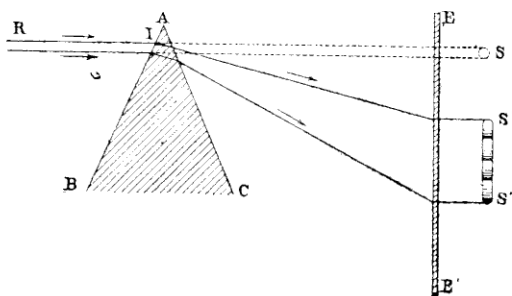


FIG. 121.

couleur, et dans toute l'étude de la Dioptrique nous avons toujours supposé que l'on se servait de lumière *homogène*, tamisée par son passage à travers un verre *rouge*.

Si l'on supprime cet écran coloré, et si l'on reçoit sur un prisme de verre BAC (*fig. 121*), à arêtes verticales, un fais-

ceau solaire horizontal RI, fourni par un porte-lumière et limité par une ouverture circulaire, on remarque que le faisceau émergent, reçu sur un écran EE', est non seulement *dévié*, mais *épanoui* et *nuancé de vives couleurs*.

Celles-ci se fondent les unes dans les autres, de sorte que leurs lignes de démarcation sont indécises ; on peut cependant les rapporter à *sept* teintes principales qui sont, en allant de la partie la plus déviée S'' à la moins déviée S' du faisceau émergent :

*Violet, indigo, bleu, vert, jaune, orangé, rouge.*

Cet épanouissement et cette coloration qu'éprouve le faisceau incident de lumière blanche, découvert par Newton, a reçu le nom de *dispersion*. L'image colorée qu'on voit sur l'écran EE' (supposé rabattu à droite dans la figure 121) est appelée *spectre solaire*.

On donne le nom de *Chromatique* (χρῶμα, couleur) à la partie de l'Optique qui s'occupe de l'étude de la dispersion.

En examinant attentivement l'image colorée qui se forme sur l'écran, on voit qu'elle a la forme d'un rectangle terminé par deux demi-ellipses : la *largeur* de ce rectangle est égale au diamètre de l'image ronde directe S, de sorte que le faisceau n'a éprouvé aucune dilatation dans le sens parallèle à l'arête réfringente du prisme. La *longueur* du rectangle est d'autant plus grande que l'écran EE' est plus éloigné. Elle dépend aussi de l'incidence : elle augmente depuis l'incidence presque rasante jusqu'à ce que le spectre s'évanouisse par réflexion totale. Elle dépend également de la valeur de l'angle réfringent A du prisme, comme on peut s'en assurer au moyen du prisme à angle variable (68, 2°). Enfin, elle dépend de la matière du prisme, ainsi qu'on peut le constater avec le polyprisme (68, 1°).

**109. Étude des propriétés des diverses radiations de la lumière solaire.** — Il s'agit de rendre compte de la production de cette image colorée. — Pour cela, Newton étudia les propriétés de chacune des radiations de couleur déterminée contenues dans le faisceau dispersé ; il était naturel de chercher l'action d'un second prisme sur les divers rayons émergents.

1° On produit un spectre solaire au moyen d'un premier prisme A (*fig.* 122) ; on pratique une petite ouverture O dans l'écran EE' qui reçoit ce spectre.

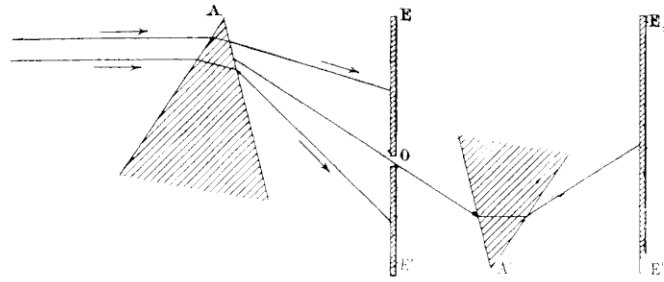


FIG. 122.

Derrière cette ouverture, on place un second prisme A' dont l'arête réfringente est parallèle à celle de A, mais orientée en sens inverse. En faisant tourner lentement le prisme A autour d'un axe parallèle à son arête réfringente, on peut amener sur l'ouverture O l'une quelconque des couleurs du spectre ; en recevant cette radiation sur le second prisme, puis, à sa sortie, sur un second écran E<sub>1</sub>E<sub>1</sub>', on constate que le second prisme lui fait éprouver une déviation, mais *sans lui faire subir une nouvelle dispersion* : la tache lumineuse qui se forme sur le second écran ne présente jamais d'autre couleur que celle du pinceau qui a traversé la petite ouverture O. Donc :

*Les diverses radiations colorées du spectre solaire sont simples, c'est-à-dire indécomposables en d'autres couleurs.*

2° Si, dans le dispositif précédent, on fait tourner *rapidement* le premier prisme A, et si l'on suit de l'œil la tache lumineuse qui va éclairer le second écran  $E_1E_1'$ , on voit cette tache se déplacer sur cet écran à mesure qu'elle change de couleur : si l'expérience est conduite de façon à faire succéder sur la petite ouverture O toutes les radiations, en commençant par le rouge pour finir par le violet du spectre, on voit la tache lumineuse se relever vers la base du second prisme A', d'une manière continue : ce second prisme, recevant les diverses radiations sous la même incidence, leur imprime donc des déviations croissant du rouge au violet. Par suite :

*Les diverses radiations colorées du spectre solaire sont inégalement réfringibles.*

Cette seconde propriété peut être démontrée d'une manière plus saisissable, en faisant passer dans le second prisme, non plus une *seule* radiation, mais l'*ensemble* des radiations, sortant du premier prisme. Pour pouvoir faire tomber cet ensemble sur le deuxième prisme, il faut le placer tout contre le premier, son arête réfringente étant orientée dans le sens de la dispersion, c'est-à-dire perpendiculairement à celle du premier prisme : tel est le dispositif adopté dans l'*expérience des prismes croisés*.

On reçoit un faisceau horizontal, à section circulaire, de lumière solaire directe, sur un système de deux prismes P et P' (*fig. 123*), de même verre et de même angle, mais dont l'un, P, a son arête verticale, et l'autre, P', horizontale. On s'arrange de telle sorte que le faisceau incident soit coupé en quatre parties : l'une 1 ne traversant aucun des prismes, la seconde 2 traversant le prisme P', la troisième 3 traversant le prisme P, et la quatrième 4 passant successivement à travers les deux

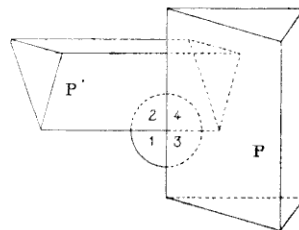


FIG. 123.

prismes. — En recevant les faisceaux émergents sur un écran perpendiculaire au faisceau incident, on aperçoit en  $1'$  (*fig.* 124) l'image blanche et non déviée produite par le faisceau 1. En  $2v$  on a un spectre étalé verticalement produit par le faisceau 2; en  $v'v'$ , un spectre étalé horizontalement produit par le faisceau 3. Enfin, le faisceau 4, qui a traversé

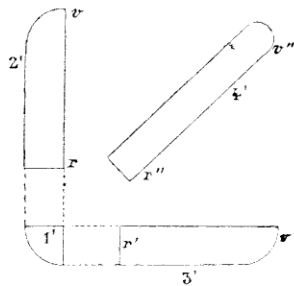


FIG. 124.

les deux prismes, donne en  $v''v''$  un spectre incliné à  $45^\circ$  sur les deux premiers. — Cela prouve que le prisme  $P'$ , reprenant les diverses radiations du faisceau 3 que le prisme  $P$  a étalé horizontalement, les dévie inégalement dans le sens vertical.

Il résulte de ce qui précède qu'une substance transparente a autant d'indices de réfraction qu'il y a de radiations dans la lumière solaire, c'est-à-dire une infinité. — Pratiquement, quand on parle de l'indice de réfraction d'un corps sans rien préciser, on entend son indice *moyen*, c'est-à-dire son indice par rapport aux rayons *jaunes moyens*.

#### 110. Recomposition de la lumière blanche. —

Maintenant qu'on connaît les propriétés des radiations que le prisme laisse sortir, il y a lieu de se demander si ces radiations préexistaient réellement dans le faisceau solaire incident. Le prisme n'a-t-il rien enlevé ni rien cédé à la masse lumineuse qui l'a traversé?

D'abord, si l'on reçoit sur un polyprisme formé de substances *transparentes et incolores* un large faisceau de lumière blanche, on observe que ces diverses substances donnent des spectres où les mêmes couleurs se succèdent dans le même ordre. *La composition du faisceau dispersé est donc indépendante de la matière du prisme.*



En second lieu, si l'on superpose les radiations séparées par un prisme, on reconstitue de la lumière blanche. — On peut réaliser cette superposition de plusieurs manières.

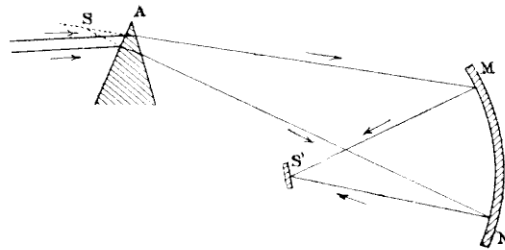


FIG. 125.

1° *En utilisant la réflexion.* — On reçoit l'ensemble des radiations sortant d'un prisme (fig. 125) sur un *miroir sphérique concave* MN. Comme le faisceau coloré constitue très sensiblement un faisceau divergent à partir d'un point S, les divers pinceaux colorés, après s'être réfléchis sur le miroir MN, vont sensiblement converger en un même point S', situé sur l'axe secondaire du point S. En plaçant en ce point un écran en verre dépoli, on recueille une image *blanche*.

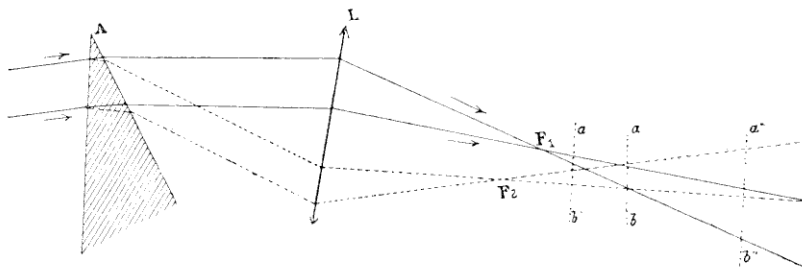


FIG. 126.

2° *En utilisant la réfraction.* — On fait tomber le faisceau dispersé par le prisme A (fig. 126) sur une lentille convergente L *achromatique* (115), qu'on place de façon que les

rayons jaunes moyens arrivent suivant l'axe principal. Considérons, dans le faisceau dispersé, la partie formée des radiations rouges, et représentée, dans la figure 126, en lignes pleines. Après avoir été réfractée par la lentille, elle ira converger en un point  $F_1$  situé sur l'axe secondaire parallèle à la direction des rayons incidents rouges; au-delà de  $F_1$  s'étale la seconde nappe du cône des rayons rouges. De même, les rayons violets, représentés en lignes discontinues, viendront se couper en un point  $F_2$  situé sur l'axe secondaire parallèle à leur direction primitive, et à la même distance de la lentille que le point  $F_1$ , si la lentille est achromatique; au-delà de  $F_2$  s'étale aussi la seconde nappe des rayons violets. Les deux secondes nappes se traversent en  $ab$ , et cette région commune appartient évidemment aussi aux faisceaux divergents formés par les rayons intermédiaires entre le rouge et le violet. Or, en plaçant un écran en  $ab$ , on y aperçoit une tache lumineuse *blanche*. Si l'écran est placé en  $a'b'$ , en avant de  $ab$ , on devra, comme le montre la figure, recevoir une image blanche bordée de rouge en haut et de violet en bas; si l'écran est en  $a''b''$ , au-delà de  $ab$ , on aura une image blanche avec un liseré violet en haut et rouge en bas. — L'expérience vérifie de tous points ces conclusions.

3° *En utilisant la persistance des impressions lumineuses sur la rétine.* — On fait tourner rapidement sur lui-même un prisme vertical formant un spectre sur écran blanc. Ce spectre oscille sur l'écran entre la position correspondant au minimum de déviation et celle où la lumière disparaît par réflexion totale. Si le mouvement est assez rapide, l'œil perçoit du *blanc*, sauf aux deux limites de l'espace parcouru par le spectre. Or, quand le prisme tourne avec une vitesse suffisante, une portion de l'écran située entre ces deux limites reçoit dans un temps excessivement court toutes les couleurs spectrales et les renvoie à l'œil. La couleur blanche

de l'écran est donc bien le résultat de la superposition des diverses radiations du spectre solaire.

**III. Génération du spectre solaire.** — Il est donc bien établi que, dans l'expérience fondamentale de Newton (108), le prisme joue un rôle purement passif : il ne fait subir aucune altération à la composition de la masse lumineuse qui le traverse. Dès lors, il est facile d'expliquer la formation

du spectre solaire. — Supposons, pour un instant, que la lumière solaire ne contienne que des radiations rouges. En recevant sur un prisme vertical A (fig. 127) un faisceau horizontal à section circulaire, on obtient sur un écran E'E une tache lumineuse rouge *r* de forme elliptique. Si le faisceau incident ne contenait que des radiations orangées, on obtiendrait, sur l'écran, une tache elliptique orangée *o*, située au-dessous de l'endroit où se formait la tache précédente, puisque l'orangé est plus réfrangible que le rouge. Un faisceau entièrement composé de radiations jaunes donnerait de même une tache elliptique jaune *j*, au-dessous de la tache orangée, et ainsi de suite, jusqu'à un faisceau entièrement violet, qui donnerait la tache violette *v*, située au-dessous de toutes les autres. Comme la lumière solaire est composée de toutes ces lumières colorées, réunies dans le faisceau incident, le prisme les séparera par ordre de réfrangibilité, et on obtiendra sur l'écran sept taches lumineuses elliptiques, ayant les mêmes dimensions et comprises entre les mêmes verticales. Leur ensemble produira une image rectangulaire terminée par une demi-ellipse du côté du rouge et du côté du violet.

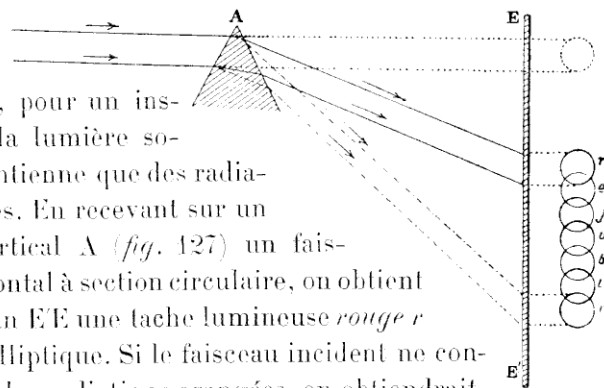


FIG. 127.

**112. Explication de la dispersion dans la théorie des ondes.** — On sait que la vitesse de propagation des ondes sonores est indépendante de la hauteur du son, et par suite de la période des vibrations. Le phénomène de la dispersion prouve qu'il n'en est pas ainsi pour les ondes lumineuses, quand elles se propagent dans un milieu pondérable. En effet, l'indice de réfraction d'un milieu par rapport à un autre étant égal (58) au rapport des vitesses de la lumière dans les deux milieux, et cet indice variant avec la couleur, l'une au moins de ces deux vitesses doit forcément dépendre de la période des vibrations.

L'observation des étoiles changeantes montre que, *dans le vide*, la dispersion n'existe pas, et qu'ainsi les vitesses de propagation des rayons de différentes couleurs sont rigoureusement égales. Dans l'air et les autres gaz proprement dits, la vitesse de propagation varie extrêmement peu avec la couleur, et l'on ne commet pas d'erreur appréciable en admettant que les indices d'un même milieu solide ou liquide, pour les différentes couleurs, conservent entre eux un rapport constant, lorsqu'on prend successivement ces indices par rapport au vide et par rapport à l'air.

Il en résulte que les vitesses de propagation des rayons de diverses couleurs vont en diminuant, dans les solides et les liquides transparents, du rouge au violet, et que c'est là la cause de la séparation qui s'opère lorsque le faisceau de lumière blanche passe de l'air dans un corps plus réfringent, ou inversement.

**112 bis. Longueurs d'onde et fréquence des diverses couleurs.** — Divers procédés, que nous ne pouvons exposer ici, ont permis de mesurer les *longueurs d'onde*, dans l'air, de chacune des couleurs simples qui constituent la lumière blanche. Le tableau qu'on trouvera ci-contre, et qui donne les valeurs en *microns* (millièmes de

millimètre) de quelques-unes de ces longueurs d'onde, montre qu'elles vont en diminuant du rouge au violet.

Au lieu de caractériser chaque couleur par sa longueur d'onde dans l'air, on peut la caractériser par la *fréquence* du mouvement vibratoire qui la produit. La formule générale  $v = n\lambda$  permet de calculer  $n$ , connaissant  $\lambda$  et la vitesse  $v$  qui est égale à  $3 \times 10^{10}$  (5). On a donc pour l'expression de la fréquence d'une couleur de longueur d'onde  $\lambda$  :

$$n = \frac{3 \times 10^{10}}{\lambda}$$

COULEURS	FRÉQUENCE (en trillions)	LONGUEURS D'ONDE (en microns)
Violet.....	704	0,423
Indigo.....	663	0,449
Bleu.....	628	0,475
Vert.....	583	0,512
Jaune.....	540	0,551
Orange.....	511	0,583
Rouge.....	480	0,620

On voit que les vibrations qui impressionnent l'œil sont incomparablement plus rapides que les vibrations sonores : mais le caractère qui distingue entre elles les lumières de diverses couleurs est le même que celui qui différencie les sons de diverses tonalités : c'est la fréquence plus ou moins grande du mouvement vibratoire.

**113. Irisation des objets vus au travers d'un prisme.** — Supposons qu'on regarde une bande *très étroite* de papier *blanc* collée sur un fond noir, à travers un prisme dont les arêtes lui soient parallèles. La lumière blanche diffusée par cette bande étant décomposée en traversant le

prisme, et la teinte violette étant la plus déviée, l'œil verra sept bandes parallèles présentant les sept couleurs spectrales, la bande violette étant la plus relevée du côté de l'arête réfringente. Ces diverses bandes formeront ce qu'on appelle un *spectre solaire virtuel*.

Si la bande de papier a une certaine largeur, on peut la supposer partagée en filets parallèles très étroits donnant chacun un spectre virtuel complet; ces divers spectres empiéteront les uns sur les autres dans la partie médiane de l'image virtuelle totale, qui paraîtra *blanche*; mais sur les bords la superposition sera incomplète; le bord le plus rapproché du sommet devra être coloré en violet, et le plus rapproché de la base en rouge.

Si, en avant d'un prisme, on place un objet quelconque éclairé par la lumière ordinaire, l'œil verra à travers le prisme l'image virtuelle de cet objet relevée vers le sommet, et les portions de son contour qui sont parallèles aux arêtes du prisme paraîtront *irisées*, c'est-à-dire colorées des couleurs du spectre, le violet du côté du sommet, le rouge du côté de la base.

C'est en effet ce que l'expérience indique.

**114. Irisation des images données par les lentilles. — Aberration de réfrangibilité.** — Dans l'étude élémentaire des lentilles, nous avons toujours supposé que la lumière incidente était *homogène*. Si, comme c'est le cas habituel, le faisceau incident est formé de lumière *blanche*, un rayon incident quelconque se comportera, en traversant une lentille, comme s'il passait à travers un prisme dont les faces seraient tangentes à la lentille aux points d'incidence et d'émergence, c'est-à-dire qu'il sera à la fois *dévié* et *dispersé*.

Considérons, en particulier, le cas d'un faisceau cylindrique de lumière blanche tombant sur une lentille LL' (*fig. 128*)

convergente et de *faible ouverture*, parallèlement à l'axe principal. — La distance focale de la lentille, étant donnée par la formule :

$$\frac{1}{f} = (n - 1) \left( \frac{1}{R} + \frac{1}{R'} \right),$$

est d'autant plus petite que l'indice  $n$  est plus grand.

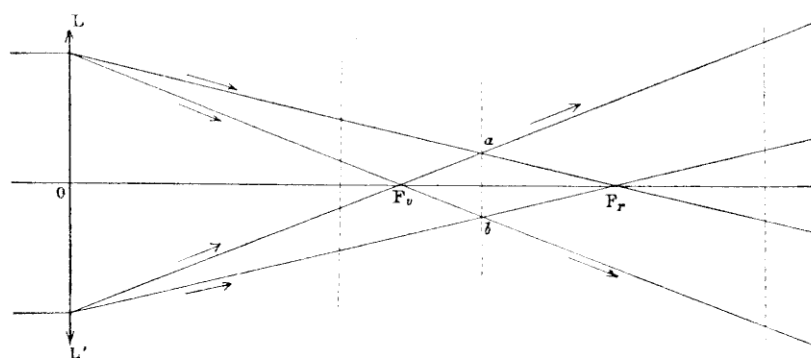


FIG. 128

Par suite, le second foyer principal  $F_v$  des rayons violets sera plus voisin de la lentille que le second foyer  $F_r$  des rayons rouges; entre ces deux limites se formeront les foyers principaux des autres couleurs. Si l'on coupe le faisceau lumineux par un écran placé en  $F_r$  ou à gauche de  $F_r$ , la section centrale contient des rayons de toutes couleurs et paraît blanche, tandis que les bords sont irisés et terminés par une bande rouge. En plaçant l'écran en  $F_v$  ou à droite de  $F_r$ , le centre de la section est encore blanc, mais le bord est irisé et se termine par du violet. Il n'y a nulle part un point par lequel passent tous les rayons émergents, et le foyer unique en lumière monochromatique se trouve remplacé ici par un cercle  $ab$ , intersection de la première nappe du cône des rayons rouges avec la seconde nappe du

cône des rayons violets. Ce cercle ne paraît blanc qu'en son centre, et va en s'irisant de plus en plus du centre vers les bords.

Ces considérations sont évidemment applicables à des faisceaux émanés de points situés à des distances finies de la lentille. Il en résulte que les images données, même par des lentilles de petite ouverture, présentent toujours des irisations, au moins sur les bords.

Cette cause d'imperfection dans la netteté des images, due à l'inégale réfrangibilité des rayons, est connue sous le nom d'*aberration de réfrangibilité*.

**115. Achromatisme lumineux.** — Les auréoles qui se forment sur les contours des images produites par les lentilles constituent un défaut extrêmement grave dans les instruments d'optique, puisque ce sont les contours des objets qu'il est essentiel de pouvoir examiner nettement, si l'on veut juger de leur forme exacte et de leurs dimensions.

Pour atténuer ces irisations, on réunit ensemble plusieurs lentilles formées de verres différents. Ainsi, en associant *deux* lentilles l'une L (*fig.* 429) convergente, en verre ordinaire ou *crown-glass*, l'autre L', divergente, en cristal ou *flint-glass*, et donnant à ces lentilles des rayons de courbure convenablement calculés, on obtient un système qui se comporte comme une lentille conver-



Fig. 429.

gente, et dans lequel les foyers de *deux* couleurs émanées d'un même point, le jaune et le bleu par exemple, qui sont les plus éclatantes du spectre, coïncident exactement. Les foyers des autres couleurs sont encore un peu différents, et les images présentent encore de légères irisations. Avec *trois* lentilles, on peut superposer rigoureusement les foyers de *trois* couleurs, le rouge, le jaune et le violet, ce qui fait



disparaître à peu près complètement toute irisation. — Un pareil système constitue une *lentille achromatique*.

**116. Couleurs complémentaires.** — Supposons que, dans l'expérience consistant à recomposer la lumière blanche au moyen d'une lentille convergente (*fig. 126*), on dispose, en arrière de la lentille, un petit prisme *très étroit* qui intercepte les rayons d'une seule couleur et la rejette latéralement. On pourra obtenir sur l'écran placé dans la position *ab* deux taches lumineuses qui ne seront blanches ni l'une ni l'autre. Les couleurs de ces deux taches sont cependant telles que, si on les superposait, on reproduirait du blanc : on les désigne sous le nom de *couleurs complémentaires*.

Le tableau suivant contient les teintes complémentaires des principales couleurs spectrales.

Couleurs spectrales.	Teintes complémentaires.
Rouge.	Bleu verdâtre.
Orangé.	Bleu de Prusse.
Jaune.	Bleu d'outremer.
Vert.	Pourpre.
Bleu.	Jaune orangé.
Violet.	Jaune verdâtre.

On voit que les teintes complémentaires des couleurs simples offrent le même aspect que l'une des couleurs spectrales ; elles en diffèrent en ce que le prisme les décompose. Mais l'œil ne sait point, comme l'oreille, reconnaître un mélange et en séparer les éléments : une couleur composée agit sur lui de la même manière qu'une couleur simple.

Dans ce qui précède, nous avons supposé que le prisme n'arrêtait qu'une seule couleur spectrale. Supposons maintenant que l'on place dans le plan  $F_1F_2$  (*fig. 126*) un peigne à dents d'épaisseur égale à celle des intervalles. Ce peigne supprimera un certain nombre de radiations, et les couleurs

conservées formeront par leur mélange une certaine teinte colorée A. Si l'on fait glisser le peigne dans son plan, de façon que les dents prennent les places des intervalles, les couleurs qui passeront à travers ceux-ci formeront par leur mélange une autre teinte colorée B. Puisque l'ensemble de ces deux teintes comprend toutes les couleurs du spectre solaire, le mélange de la teinte A et de la teinte B doit donner du blanc : les teintes A et B sont encore dites *complémentaires*. — Les couleurs complémentaires peuvent donc être *simples* ou *composées*.

**117. Couleurs des corps.** — Lorsque la lumière solaire, directe ou diffuse, tombe sur un corps quelconque, celui-ci agit généralement d'une manière différente sur les diverses radiations qui constituent cette lumière, et nous allons voir que c'est de là que vient la couleur propre que nous attribuons au corps.

1° *Coloration par transmission.* — Considérons d'abord les corps *transparents*. — Si l'on regarde un spectre solaire à travers une lame d'un corps *transparent et incolore*, tel que le verre à vitres ordinaire, le spectre est vu en entier. Ces corps ont donc la propriété de laisser passer également toutes les couleurs du spectre, et c'est pourquoi ils paraissent *incolores*, aucune des couleurs spectrales ne prédominant. — Si maintenant on regarde le même spectre à travers une substance *transparente et colorée*, on trouve que certaines couleurs du spectre éprouvent une diminution considérable dans leur éclat, ou même disparaissent complètement ; ainsi, avec une lame de verre colorée en rouge par de l'oxydure de cuivre, le spectre se réduit à peu près à la partie rouge, les autres couleurs étant arrêtées. — La coloration que présentent de pareils corps est donc due à l'absorption inégale qu'ils exercent sur les diverses radiations : la lumière qui les a

traversés ne renferme plus les éléments constitutifs de la lumière blanche, et arrive à l'œil colorée.

2° *Coloration par diffusion.* — Considérons maintenant les corps *opaques*. — Si l'on reçoit un spectre solaire sur un ruban de velours *noir*, aucune des couleurs du spectre n'apparaît, et le ruban semble noir partout. Les corps noirs absorbent donc toutes les couleurs du spectre et n'en *diffusent aucune*, produisant ainsi le même effet sur l'œil que l'obscurité.

Si l'on reçoit le même spectre sur un ruban *blanc* ou sur du papier *blanc*, chaque partie paraît colorée de la lumière qu'elle reçoit : rouge dans le rouge spectral, jaune dans le jaune, etc. — Les corps *blancs* ont donc la propriété de *diffuser également toutes les radiations simples*.

Si à la place du ruban blanc on met un ruban *rouge*, il est d'un rouge vif dans le rouge, faiblement orangé dans l'orangé, et noir partout ailleurs. Un corps *rouge* est donc un corps qui absorbe toutes les radiations du spectre autres que les rouges et les plus voisines des rouges, et qui diffuse exclusivement ces sortes de radiations. — De même un ruban *bleu* est d'un bleu vif dans la partie bleue du spectre solaire, faiblement vert dans le vert, indigo dans l'indigo et noir partout ailleurs; de sorte qu'un corps *bleu* ne diffuse que le bleu et les couleurs qui le précèdent et le suivent immédiatement.

Il est donc facile de se rendre compte de la couleur présentée par un corps *opaque non poli*. La lumière blanche du jour, en arrivant à sa surface, se divise en deux parties, l'une qui ne pénètre pas dans le corps et se trouve immédiatement diffusée en restant blanche : tous les corps, même ceux qui sont noirs, renvoient ainsi une certaine proportion de la lumière incidente sans l'altérer dans sa composition.

L'autre partie de la lumière pénètre à une très petite

profondeur dans le corps, et c'est du traitement qu'elle subit que dépend la couleur de ce corps. — Si celui-ci absorbe toutes les radiations qui pénètrent à travers sa surface, il paraît *noir*, et on ne peut le distinguer que par contraste avec les corps voisins. — Si la couche superficielle n'absorbe aucune radiation et les renvoie toutes vers l'extérieur, le corps présente la couleur *blanche*. — Si enfin elle absorbe certaines radiations dont la superposition constituerait une teinte A, et qu'elle diffuse les autres couleurs spectrales, le corps paraît coloré d'une teinte B complémentaire de A.

*Relation entre la coloration d'un corps par transmission et sa coloration par diffusion.* — Les corps colorés *transparents* ont une couleur quand ils sont vus par transmission, une autre quand on les regarde par diffusion. La première est nécessairement complémentaire de la seconde : une feuille d'or très mince, qui est jaune rouge par diffusion, présente une couleur vert bleuâtre par transmission. — De même, la fuchsine offre par diffusion une coloration vert mordoré, complémentaire de la teinte rouge de sa dissolution regardée par transparence.

## II. — COMPLÉMENT A L'ÉTUDE DU SPECTRE SOLAIRE

**113. Méthode de Newton pour obtenir un spectre pur.** — Lorsqu'on produit le spectre solaire en recevant sur un prisme un faisceau de lumière solaire directe limité par son passage à travers une ouverture circulaire (108), ou encore ayant passé par un trou très étroit à la sortie duquel il redevient divergent en formant un cône délié, on obtient sur l'écran un spectre dans lequel les taches elliptiques correspondant aux couleurs voisines empiètent les unes sur les autres. Pour obtenir un spectre *pur*, c'est-à-dire dans

lequel la séparation des radiations de couleurs différentes se fasse aussi complètement que possible, on emploie la méthode suivante, indiquée par Newton.

La lumière solaire directe est reçue sur une fente verticale très étroite  $O$  (*fig. 130*), pratiquée dans le volet d'une chambre obscure, et qui joue alors le rôle d'une droite lumineuse un peu élargie.

Le faisceau lumineux est reçu sur une lentille convergente  $L$  *achromatique* (115) placée à une distance de l'ou-

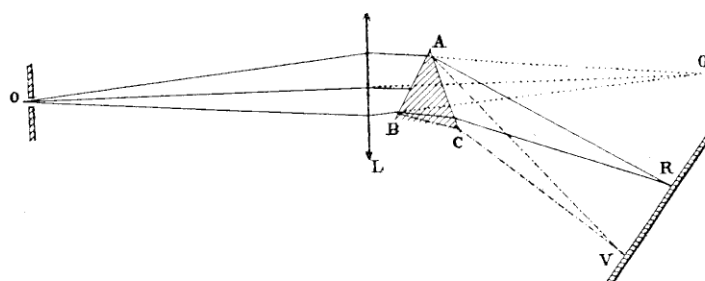


FIG. 130.

verture égale au double de sa distance focale principale. Elle donnerait, si elle était seule, une image réelle  $O'$  de la fente, à la même distance, de l'autre côté. Derrière cette lentille et très près d'elle on dispose le prisme  $BAC$ , de façon que son arête réfringente soit parallèle à la fente  $O$ , et que sa position corresponde au minimum de déviation (68, 3°). L'image  $O'$  de la fente ne se forme plus, et joue par rapport au prisme le rôle d'un objet lumineux *virtuel*; le prisme donne, au lieu de cette image, une infinité d'images colorées, réelles, la rouge  $R$  en haut, la violette  $V$  en bas, chacune de ces images ayant la forme d'un rectangle très délié, empiétant d'autant moins sur les images voisines que la fente  $O$  est plus étroite. L'ensemble de toutes ces images forme un *spectre réel* dont les éléments linéaires se trouvent sur une surface cylindrique ayant *sensiblement* pour axe

l'arête A du prisme, et pour rayon AO'. En plaçant un écran plan à une distance de A égale sensiblement au double de la distance focale principale de la lentille L, et en l'orientant perpendiculairement à la direction moyenne des rayons jaunes, on pourra recevoir ce spectre réel, très net et suffisamment éclairé.

Au lieu de placer le prisme *derrière* la lentille L, on peut l'interposer *entre la fente O et cette lentille*. Le prisme donne alors, quand il est placé dans la position correspondant au

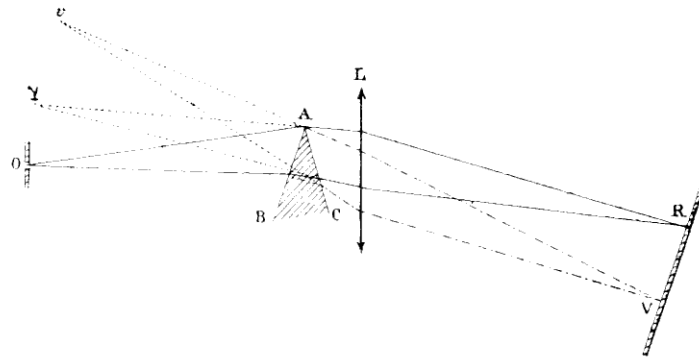


FIG. 131.

minimum de déviation, un spectre *virtuel* *re* (fig. 131) formé de petits rectangles parallèles à la fente O et situés à la même distance de l'arête réfringente A. La lentille L donne de ces filets linéaires diversement colorés des images *réelles* situées sur un cylindre ayant encore pour axe l'arête A et pour rayon la distance de la fente à la lentille. L'ensemble de ces images, reçu sur un écran placé comme ci-dessus, formera encore un spectre *réel* d'autant plus *pur* que la largeur de la fente sera plus petite.

**119. Raies du spectre solaire.** — Lorsqu'on examine attentivement ce spectre réel, on y distingue des lignes

noires parallèles à l'arête du prisme. Ces *raies obscures* indiquent évidemment que les couleurs qui donneraient des images de la fente aux endroits où elles se forment manquent dans la lumière solaire, ou, tout au moins, que ces radiations sont beaucoup moins intenses que les autres.

L'étude de ces raies obscures peut être faite d'une façon beaucoup plus précise au moyen d'une méthode d'observation indiquée par Fraunhofer. — Supposons que, dans le dernier dispositif que nous venons de décrire (118) pour obtenir un spectre pur, on supprime l'écran, et qu'on regarde l'image *aérienne* à travers une lentille convergente appliquée contre l'œil et placée à une distance de l'image RV inférieure à sa distance focale principale. L'œil verra alors une image virtuelle, droite et agrandie, du spectre réel, dont les détails seront ainsi plus faciles à percevoir.

Dans ces conditions particulièrement favorables, Fraunhofer parvint à compter dans le spectre solaire plus de 600 raies, et celles-ci furent désignées sous le nom de *raies de Fraunhofer*. Elles sont distribuées sans aucune régularité dans les diverses régions du spectre. On les a classées en sept groupes principaux désignés par les lettres B, C, D, E, F, G, H, et en trois groupes accessoires A, a, b (fig. 132).

Ces raies occupent des positions invariables dans les spectres obtenus avec toutes les lumières qui viennent directement ou indirectement du soleil. Leur fixité permet de les utiliser pour la détermination précise des indices de réfraction.

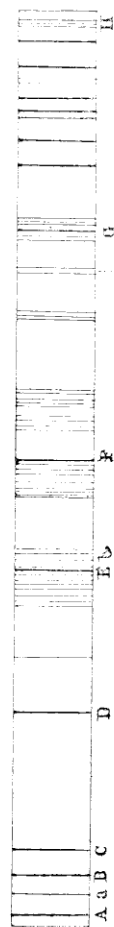


Fig. 132.

**120. Spectroscope.** — Le dispositif employé par Fraunhofer était peu commode. La nécessité d'avoir des rayons incidents à peu près parallèles obligeait à placer le prisme à une grande distance de la fente, ce qui diminuait la clarté de l'image. D'autre part, la position des raies n'était définie que par les places qu'elles occupent dans les diverses couleurs spectrales, dont les lignes de démarcation sont impossibles à fixer exactement.

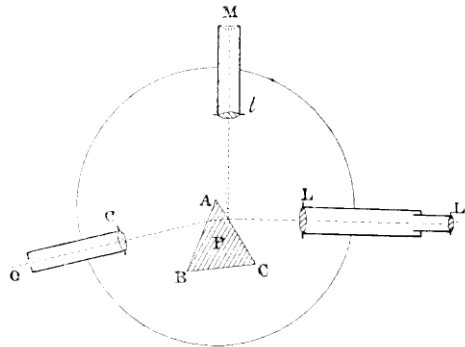


FIG. 133.

Kirchhoff et Bunsen ont fait disparaître ces défauts en construisant l'instrument auquel on donne le nom de *spectroscope*.

1° Dans cet instrument *le faisceau* incident parti de la fente O (fig. 133) est rendu *parallèle* au moyen d'une lentille convergente achromatique C dont la fente occupe le premier plan focal. L'ensemble de la fente O et de la lentille C, porté par un tube noirci intérieurement, constitue un *collimateur*.

2° Le faisceau cylindrique sortant du collimateur C est reçu sur un *prisme* P placé sur une plate-forme horizontale circulaire à laquelle est fixé invariablement le collimateur; l'arête du prisme est exactement *parallèle* à la fente O. Les *diverses radiations* d'indices différents contenues dans la lumière incidente sont *séparées* à leur sortie du prisme et



forment autant de faisceaux parallèles qu'il y a de couleurs.

3° Ces faisceaux multiples sont reçus sur la lentille L qui les fait converger individuellement et donne dans son second plan focal le spectre réel qu'on regarde à travers la lentille L' qui le grossit. Les deux lentilles L et L' sont montées dans deux tubes glissant l'un dans l'autre, et leur système forme l'instrument qui sera décrit plus tard sous le nom de *lunette astronomique*. Cette lunette est mobile autour du centre de la plate-forme, de manière à permettre d'explorer l'ensemble des faisceaux sortant du prisme. Il est bon que celui-ci soit placé au minimum de déviation pour les rayons jaunes moyens, parce que, si la fente du collimateur n'est pas exactement dans le premier plan focal de la lentille, la lunette peut encore donner un spectre pur.

4° Pour *repérer les raies*, le moyen le plus simple serait de placer une graduation dans le second plan focal de la lentille L, qui se superposerait au spectre réel et serait vue en même temps que lui à travers la lentille L'. Mais une graduation sur verre ne serait pas assez éclairée pour être vue nettement. On emploie alors l'artifice suivant. — L'appareil est muni d'un second collimateur au foyer antérieur duquel est placé un *micromètre* M, c'est-à-dire une échelle graduée sur verre, à divisions très fines et équidistantes, parallèles à l'arête du prisme P. Cette échelle, qu'on éclaire avec une bougie, envoie sur la lentille l des faisceaux divergents qui en sortent parallèles à l'axe et viennent se réfléchir sur la face AC d'émergence du prisme qui les renvoie dans la lunette LL'. Celle-ci donne de l'échelle une image aérienne qui se superpose à celle du spectre. Les diverses régions du spectre peuvent alors être définies par les divisions du micromètre auxquelles elles correspondent.

**121. Spectroscopie à grande dispersion.** — On peut augmenter la puissance du spectroscopie en plaçant les

uns à la suite des autres plusieurs prismes disposés de manière que les déviations et les dispersions s'ajoutent. Le nombre des raies visibles dans le spectre solaire s'accroît alors considérablement. — Avec un spectroscopé à sept prismes, Kirchhoff put construire une carte où plus de 3.000 raies étaient reproduites. Au moyen d'un instrument donnant une dispersion incomparablement plus grande que celles de tous les spectroscopes construits jusqu'à ce jour, Thollon a obtenu un spectre solaire de 185° d'ouverture, ayant une longueur apparente de 15 mètres, et où l'on voyait nettement plus de 4.000 raies obscures.

### III. — ÉTUDE DES SPECTRES D'ÉMISSION DES DIVERSES SOURCES LUMINEUSES

**122. Spectres des solides et des liquides incandescents.** — Dans tout ce qui précède, la lumière étudiée était toujours la *lumière solaire*. Il reste maintenant à étudier la composition des *sources artificielles de lumière*, qui ne sont que des corps solides, liquides ou gazeux portés à l'incandescence par un procédé quelconque.

Si l'on place devant la fente d'un spectroscopé un fil de platine parcouru par un courant électrique dont on augmente graduellement l'intensité, et qu'on observe dans la lunette le spectre de la lumière qu'il émet, on constate que, lorsque le fil commence à devenir lumineux, au rouge naissant, ce spectre se compose presque exclusivement de radiations rouges. A mesure que le fil s'échauffe, on voit apparaître, à la suite du rouge, l'orangé, puis le jaune, etc., et enfin le violet quand le fil est chauffé à *blanc*. Le spectre s'est donc étendu progressivement, les radiations apparaissant par ordre de réfrangibilité croissante à mesure que l'incandescence du fil devient plus vive.

Mais, quelle que soit son étendue, *le spectre est continu, sans intervalles obscurs.*

Il en est de même pour tous les corps solides et tous les liquides incandescents : ils donnent invariablement des spectres *continus*. — L'expérience peut être faite avec la lumière de Drummond (chaux incandescente), avec la fonte de fer en fusion, et en général avec toutes les flammes qui contiennent des particules solides incandescentes en suspension, telles que la flamme d'un bec de gaz d'éclairage, celle d'une lampe à huile ou à pétrole, d'une bougie, etc.

Ces spectres ne s'étendent du rouge au violet que si la source lumineuse paraît *blanche* à l'œil.

### 123. Spectres des corps gazeux incandescents. —

Pour étudier les spectres d'émission des corps gazeux, il est nécessaire de les porter à une vive incandescence.

Si le corps est *gazeux* dans les conditions ordinaires, on l'introduit dans un *tube de Plücker* (fig. 134), sorte de tube de Geissler présentant en son milieu un étranglement *ab* que l'on place devant la fente du spectroscope. En faisant passer dans ce tube la décharge d'une bobine d'induction, le gaz s'illumine vivement dans la partie étroite *ab*.

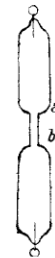


FIG. 134.

Si le corps est *solide* ou *liquide* dans les conditions habituelles, il faut le volatiliser à une température suffisante pour que sa vapeur soit incandescente. A cet effet on emploie soit les *flammes chimiques*, soit les *décharges électriques*.

La forme sous laquelle on utilise ordinairement les *flammes* est le *brûleur de Bunsen*. C'est un bec de gaz dont la flamme est très pâle par suite de la combustion complète du carbone sous l'action d'un courant d'air. On introduit, à la base de cette flamme, une petite cuillère de platine contenant un peu de la substance à volatiliser.

Lorsque le corps est peu volatil, on a recours aux *décharges électriques*. Quand la substance est *solide*, on fait jaillir l'arc voltaïque ou l'étincelle d'induction entre deux

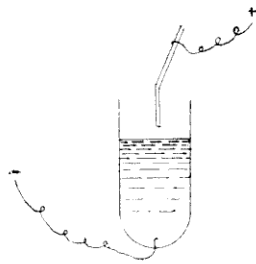


Fig. 135.

cônes de cette substance placés très près de la fente du spectroscope : les particules vaporisées sont transportées à l'état d'incandescence d'un cône à l'autre. Si le corps est *liquide* ou *dissous*, on l'introduit dans une coupelle de verre (*fig. 135*) traversée inférieurement par un fil de platine relié au pôle négatif d'une bobine d'induction ; un second fil de platine, attaché au pôle positif de la même bobine, est introduit par la partie supérieure et maintenu très près de la surface du liquide.

La figure 136, I représente le spectre de l'hydrogène rendu, incandescent dans un tube de Plücker. La figure 136, II, donne le spectre du sodium, obtenu en introduisant dans le brûleur de Bunsen un fil de platine plongé dans la dissolution d'un composé sodique : il se réduit à deux raies jaunes brillantes, assez voisines pour se confondre dans les spectrosopes peu puissants, ce qui justifie l'emploi fréquent que l'on fait de la flamme d'une lampe à alcool salé comme source de lumière *monochromatique*. On voit en III et IV les spectres du potassium et du baryum produits par le même procédé.

On voit que, quel que soit le procédé employé pour réaliser la volatilisation et l'incandescence, les *gaz* et les *vapeurs* rendus lumineux donnent un *spectre discontinu*, formé de *bandes brillantes* se détachant sur un fond presque complètement obscur. De plus, *le nombre, les positions et les intensités relatives de ces raies brillantes sont, dans les mêmes conditions, toujours les mêmes pour un même corps, mais variables d'un corps à l'autre.*

**124. Analyse spectrale, basée sur les spectres d'émission.** — En opérant avec les divers composés d'un

même métal, on retrouve dans le spectre de ces composés les principales raies brillantes du spectre du métal.

Ainsi le spectre des vapeurs du sodium est identique à celui des sels de sodium. Kirchhoff et Bunsen fondèrent, en 1860, sur cette observation, une méthode d'analyse appelée *analyse spectrale*, consistant à observer au spectroscopie un composé métallique quelconque rendu volatil et incandescent au moyen des flammes ou des décharges électriques, et à reconnaître le métal aux raies brillantes du spectre ainsi obtenu. Ce procédé est d'une sensibilité extraordinaire, ce qui lui donne une grande valeur. Il permit à Kirchhoff et Bunsen de découvrir immédiatement, par l'apparition dans un spectre de raies

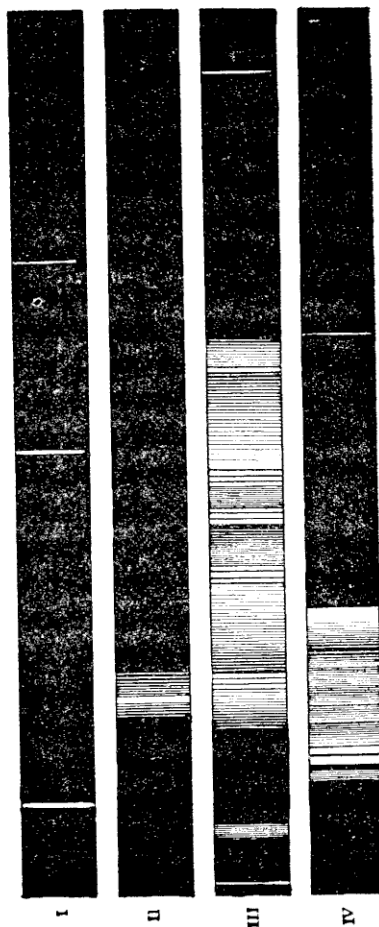


FIG. 136.

lumineuses n'appartenant à aucun corps connu, l'existence de deux corps nouveaux : le *cæsium* et le *rubidium*. Depuis cette époque, plusieurs métaux nouveaux ont été découverts par la même méthode : l'*indium*, le *thallium*, le *gallium*, etc.

## IV. — SPECTRES D'ABSORPTION

**125. Spectres d'absorption des solides et des liquides.** — Lorsqu'on interpose, entre une source lumineuse formant un spectre continu et la fente du spectroscope, une lame de verre colorée, on voit se produire dans ce spectre continu des *bandes obscures* ou des *raies sombres* dont l'ensemble forme ce qu'on appelle le *spectre d'absorption* de la substance considérée. Le nombre et la largeur de ces régions sombres augmentent, en général, avec l'épaisseur de la lame traversée. Nous avons vu (117) que la coloration par transmission est due à l'addition des radiations qui peuvent passer à travers la lame, et que le spectroscope permet d'analyser.

Pour étudier les spectres d'absorption des liquides colorés ou des dissolutions colorées, on les introduit dans des flacons plats de cristal. Les sels verts de nickel ne laissent passer que les radiations vertes et voisines du vert. Les sels bleus de cobalt donnent un spectre réduit à quatre bandes brillantes séparées par trois bandes obscures. Les sels d'uranium, de cérium et d'yttrium donnent un spectre très complexe, formé d'un nombre très considérable de bandes brillantes sur un fond obscur.

Les matières colorantes, telles que la chlorophylle, les dérivés colorés du goudron de houille, etc., fournissent des spectres caractéristiques de ces substances.

La *chlorophylle* donne une bande d'absorption très marquée dans le rouge; l'*éosine*, dans la région du vert jaune; l'*érythrosine*, dans le jaune; la *chrysaniline*, dans le vert; la *cyanine*, dans l'orangé et le rouge; le *violet de méthyle*, dans l'orangé et le jaune; le *vert malachite*, dans le rouge, le jaune et le vert.

**126. Spectres d'absorption des gaz et des vapeurs.**

— Les vapeurs et les gaz *colorés* donnent des spectres d'absorption composés d'un grand nombre de raies sombres formant comme des cannelures dans le spectre continu. L'*ozone* montre onze bandes obscures échelonnées entre le rouge et le violet. Le *peroxyde d'azote* donne un grand nombre de raies noires très fines. Il en est de même de l'*anhydride perazotique*.

Les gaz ou vapeurs réputés *non colorés* doivent, pour la plupart, cette propriété à ce qu'on ne les a jamais observés sous une assez grande épaisseur. M. Egoroff a montré que l'oxygène, sous une épaisseur suffisante, donne un spectre d'absorption formé de raies sombres placées dans le rouge et l'orangé. M. Janssen a réussi à obtenir le spectre d'absorption de la vapeur d'eau en utilisant, à l'usine à gaz de la Vilette, un tube de 37 mètres de longueur, rempli de vapeur surchauffée. Une lumière à spectre continu, vue à travers cette colonne de vapeur d'eau, donne un spectre sillonné de nombreuses raies noires dans le rouge et l'orangé.

*Analyse spectrale basée sur les spectres d'absorption.* — Les spectres d'absorption peuvent servir à caractériser les substances précédentes, tout aussi bien que les spectres d'émission des corps gazeux incandescents. Ces spectres peuvent servir de base à une méthode d'analyse et à une méthode de recherche. En particulier, certaines matières colorantes artificielles peuvent être reconnues par ce moyen lorsqu'on les a employées pour la falsification du vin.

**126 bis. Spectres intervertis.** — Dans les expériences relatives aux spectres d'absorption, le corps étudié était *obscur*. Supposons maintenant que l'on interpose, entre une source à spectre continu (lumière de Drummond) et la fente du spectroscope, la flamme d'une lampe à alcool salé.

On devrait s'attendre à la superposition des deux spectres produits séparément par les deux sources lumineuses, c'est-à-dire à un *spectre continu renforcé dans la région jaune* correspondant aux deux raies brillantes émises par la flamme de l'alcool salé. Or, au lieu de voir ces deux raies plus brillantes qu'en l'absence de cette flamme, on les voit se détacher en *noir* sur le reste du spectre continu. On exprime ce fait en disant que le spectre de la vapeur de sodium est *inverti*. On peut obtenir de même le spectre inversé du lithium en interposant, à la place de la lampe à alcool salé, une flamme non éclairante dans laquelle on introduit un peu de chlorure de lithium.

La seule façon d'interpréter ces expériences dites du *renversement des raies* est la suivante. La flamme de la lampe à alcool salé laisse passer sans les absorber toutes les radiations envoyées vers la fente du spectroscope par la craie incandescente, à l'exception des radiations jaunes qu'elle est capable d'émettre. De même qu'une corde tendue se met à vibrer quand on produit dans son voisinage un des sons qu'elle peut rendre et reste muette pour tous les autres sons, de même la flamme de l'alcool salé se laisse traverser par les radiations ayant d'autres périodes de vibrations que celles qu'elle peut effectuer, et absorbe, au contraire, l'énergie des vibrations de même période, qu'elle disperse ensuite en tous sens. La portion de ces radiations jaunes qu'elle envoie à la fente, jointe à celle qu'elle émet quand elle est seule, ne peut pas compenser la perte d'éclat du faisceau jaune non transmis, et cette région du spectre paraît noire, *par contraste* avec les autres couleurs, dont l'éclat est bien supérieur au jaune émis par la flamme.

Cette explication s'étend à toutes les expériences analogues. Toutes les fois que la lumière émise par une source à spectre continu traverse un gaz ou une vapeur portés à l'incandescence, ceux-ci absorbent les radiations qu'ils sont



capables d'émettre, et, si leur éclat est notablement plus faible que celui de la source, le spectre continu présente des raies sombres occupant les positions des raies brillantes que donnerait le gaz ou la vapeur s'il était seul.

**127. Origine des raies du spectre solaire.** — On sait que le spectre solaire est un spectre continu sillonné de raies noires (119) ; il est absolument analogue à celui qu'on obtient en regardant au spectroscopie une source lumineuse à spectre continu à travers des vapeurs incandescentes (126 *bis*). On s'explique aisément cet aspect du spectre solaire, en admettant que la lumière solaire est émise par une partie centrale, incandescente, solide ou liquide, ou tout au moins contenant des particules solides ou liquides en suspension, enveloppée d'une atmosphère gazeuse ou *chromosphère* dont l'éclat est notablement inférieur à celui du noyau. Sans la présence de cette chromosphère, la partie centrale enverrait une lumière qui produirait un spectre continu ; mais cette lumière, en traversant la chromosphère, perd la plus grande partie des radiations dont les indices correspondent à ceux des radiations que la chromosphère émet elle-même, et ces radiations paraissent noires, comme dans l'expérience du spectre inversé. En cherchant quels sont les corps simples qui donnent des raies brillantes à la même place que les raies noires du spectre solaire, on pourra donc arriver à connaître les substances qui existent en vapeur dans l'atmosphère du soleil. Pour opérer, on fait tomber sur l'une des moitiés de la fente du spectroscopie les rayons solaires, et sur l'autre moitié, à l'aide d'un petit prisme à réflexion totale, la lumière émise par les différents corps simples placés soit dans une flamme, soit dans un tube de Plücker, soit dans l'arc voltaïque. On obtient alors deux spectres superposés, et on voit immédiatement si le spectre solaire présente des raies noires dans le prolonge-

ment des raies brillantes de tel ou tel corps simple. — On a reconnu ainsi que la raie double D du spectre solaire correspond exactement à la raie jaune double du sodium ; les raies *b* appartiennent au magnésium, les raies C, F et *h* à l'hydrogène, etc.

Les corps dont les raies se retrouvent dans le spectre solaire, et dont on peut ainsi constater la présence dans la chromosphère du soleil, sont les suivants :

Hydrogène.	Fer.	Chrome.
Sodium.	Manganèse.	Cuivre.
Baryum.	Nickel.	Plomb.
Calcium.	Cobalt.	Aluminium.
Magnésium.	Zinc.	

Parmi les métaux qui paraissent manquer dans l'atmosphère du soleil figurent l'argent, le mercure, l'or et le platine.

**129. Raies telluriques.** — La plupart des raies obscures du spectre solaire conservent toujours les unes par rapport aux autres la même intensité relative, quels que soient l'instant et le lieu de l'observation. Il en est un certain nombre cependant qui augmentent de largeur et d'intensité, quand le soleil s'approche de l'horizon, c'est-à-dire lorsque la couche d'air traversée par les rayons solaires est plus épaisse. Ces raies doivent donc être considérées comme ayant pour origine l'absorption de certaines radiations lumineuses par l'atmosphère terrestre. Elles ont reçu le nom de *raies telluriques*. Presque toutes ces raies disparaissent à peu près complètement, quelle que soit la position du soleil, par un temps très sec et froid, ou encore lorsqu'on observe le spectre du sommet d'une montagne élevée, comme M. Janssen l'a constaté sur le mont Blanc. Elles sont donc dues à la vapeur d'eau atmosphérique, ce qu'on peut vérifier directe-

ment en comparant le spectre solaire au spectre d'absorption de cette vapeur (126) : le groupe des raies situées de part et d'autre de la raie D occupe exactement les positions des principales raies d'absorption de la vapeur d'eau. D'autres raies, visibles même à travers l'atmosphère sèche, et appartenant aux groupes A et B, doivent être attribuées à l'absorption, par l'oxygène de l'air, des radiations correspondantes : elles coïncident, en effet, avec les raies du spectre d'absorption de l'oxygène obtenu par M. Egoroff à l'aide d'une colonne de ce gaz de 20 mètres de longueur, sous une pression de 6 atmosphères.

**129. Analyse spectrale appliquée à l'étude physique des corps célestes.** — En recevant, dans une lunette convenablement disposée et munie d'un spectroscopie, la lumière qui provient d'un astre quelconque, on peut l'éta-ler en un spectre qui peut permettre l'étude physique de cet astre.

Les *planètes* donnent le même spectre que le Soleil. Jupiter et Saturne présentent en outre dans leurs spectres, même quand ces astres sont bien au-dessus de notre horizon, des raies et des bandes d'absorption identiques à celles que produit la vapeur d'eau dans l'atmosphère terrestre.

On est donc conduit à admettre l'existence, à la surface de ces planètes, de grandes nappes d'eau rendant leurs enveloppes gazeuses constamment humides.

En outre, dans les spectres planétaires, on aperçoit, dans la partie la moins réfrangible, des bandes d'absorption non telluriques qu'on doit attribuer aux atmosphères de ces astres.

La *Lune* ne présente aucune de ces diverses raies, ce qui confirme l'opinion de l'absence d'atmosphère.

Les *étoiles* peuvent se diviser en trois classes au point de vue de leurs spectres :

Les étoiles *blanches*, telles que Sirius, Véga, Altair, etc., donnent un spectre presque continu, sauf quatre raies sombres appartenant à l'hydrogène.

Les étoiles *jaunes*, comme la Chèvre, Pollux, Arcturus, etc., présentent un spectre identique à celui du Soleil.

Enfin, d'autres étoiles, généralement *rouges*, donnent un spectre contenant à la fois des lignes fines et de larges bandes à éclaircissement progressivement décroissant, à peu près comme dans le spectre des corps gazeux incandescents.

Les *nébuleuses résolubles* donnent des spectres d'étoiles. Quant aux *nébuleuses irrésolubles*, elles fournissent un spectre généralement formé de quatre bandes brillantes, apparence caractérisant les corps entièrement gazeux. Deux de ces bandes appartiennent à l'hydrogène, les deux autres peuvent être rapportées à l'azote et au baryum.

---

## CHAPITRE V

### VISION

**130. Définition.** — Avant d'aborder l'étude des instruments d'optique, il est indispensable de connaître la façon dont s'opère la *vision*.

On appelle *vue* ou *vision* le sens qui nous fait percevoir la lumière. Ce sens a pour organe l'*œil*, instrument disposé pour recevoir de la part des ondes éthérées des *impressions* qui, conduites au cerveau par un nerf spécial, y deviennent des *perceptions* nous renseignant sur la *forme* et la *couleur* des corps.

**131. Description sommaire de l'œil humain.** — L'œil offre chez l'homme la forme d'un *globe* sensiblement sphérique, logé dans une cavité du crâne appelée *orbite*. Ce globe comprend :

1° Des *membranes-enveloppes* ;

2° Des *milieux réfringents*.

1° *Membranes-enveloppes.* — En allant de l'extérieur à l'intérieur, on trouve :

a) La *sclérotique* SS (*fig. 137*) ou *cornée opaque*, blanche, dure, remplacée en avant par une membrane incolore C, la *cornée transparente*, plus bombée que la sclérotique ;

b) La *choroïde* N, très mince, riche en vaisseaux sanguins, présentant sur ses deux faces un pigment noir ;

c) La *rétine* R, translucide, blanchâtre, sorte d'épanouissement du nerf optique à l'intérieur de la choroïde. Des éléments nerveux de nature spéciale, nommés *cônes* ou *bâtonnets*, juxtaposés, de 3 à 5 millièmes de millimètre de diamètre, forment une sorte de pavage dans la moitié postérieure de la rétine ;

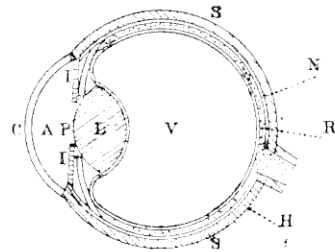


FIG. 137.

d) L'*hyaloïde* H, membrane diaphane très mince tapissant intérieurement la rétine.

2° *Milieux réfringents*. — Ce sont, en allant d'avant en arrière :

a) L'*humeur aqueuse* A, liquide transparent dont l'indice de réfraction 1,337 est un peu plus grand que celui de l'eau, 1,335.

b) Le *cristallin* L, sorte de lentille biconvexe dont la face antérieure est moins bombée que la face postérieure, et qui est formée de couches concentriques dont l'indice augmente de la périphérie au centre, la valeur moyenne de cet indice étant 1,45.

Un diaphragme annulaire H, appelé *iris*, est interposé en avant du cristallin ; son ouverture, nommée *pupille*, peut se dilater ou se rétrécir sous l'action de certaines fibres musculaires.

c) Enfin l'*humeur vitrée* V, liquide transparent, gélatineux, d'indice 1,338, remplissant les deux tiers postérieurs de l'œil.

**132. Marche de la lumière dans l'œil.** — Les deux faces de la *cornée transparente* étant partout équidistantes et très rapprochées, on peut négliger leur action sur les rayons

lumineux qui les traversent. Un rayon arrivant dans l'œil éprouve alors trois réfractions successives en passant : 1° de l'air dans l'humeur aqueuse ; 2° de l'humeur aqueuse dans le cristallin ; 3° du cristallin dans le corps vitré. A cause du sens des courbures et de la succession des indices, ces trois réfractions produisent trois déviations de même sens, et, comme les surfaces réfringentes qui séparent ces milieux sont centrées sur un même axe, leur ensemble fonctionne comme une *lentille unique*, convergente, dont on peut calculer les éléments.

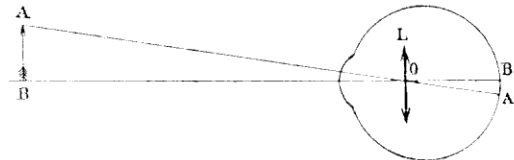


FIG. 138.

Cette lentille, à laquelle nous réduirons dorénavant l'ensemble des milieux réfringents de l'œil, a son centre optique O (*fig.* 138) placé à très peu près sur la face postérieure du cristallin, et une distance focale variable avec l'individu, mais ne s'écartant pas beaucoup, pour un œil au repos, de 15 millimètres. Cette distance focale étant très petite, un objet AB, tant soit peu éloigné de l'œil, devra donner une image réelle, A'B', renversée et diminuée. En plaçant, en effet, la flamme d'une bougie à 40 ou 50 centimètres en avant d'un œil de bœuf dont on a aminci la sclérotique jusqu'à la rendre transparente, on voit, en regardant par derrière, une pareille image se peindre sur le fond de l'œil. Cette image se forme donc sur la rétine. — Dès lors, dans l'œil vivant, les rayons émanés des divers points de l'objet affectent des points différents de la surface nerveuse, et peuvent y produire des impressions différentes les unes des autres, ce qui n'arriverait pas si, l'appareil réfringent étant

supposé supprimé, la rétine était directement exposée à l'action de la lumière.

Si l'image ne se formait pas exactement sur la rétine, ou si elle était affectée d'aberrations notables, les impressions diverses empiéteraient plus ou moins les unes sur les autres, et le défaut de netteté de l'image reçue par la rétine entraînerait le défaut de netteté de la vision.

**133. Vision à différentes distances. — Accommodation.** — L'expérience montre que, pour une *vue normale*, la vision peut être nette pour des objets placés à des distances très diverses, comprises depuis l'infini jusqu'à 15 à 20 centimètres. Cette netteté de la vision à différentes distances s'explique de la manière suivante. — L'œil normal, au repos, est constitué de manière à donner une image rétinienne nette d'un objet très éloigné. A mesure que l'objet se rapproche, chacun de ses points produit sur la rétine un petit cercle lumineux appelé *cercle de diffusion*, dont le diamètre dépend de la distance de l'objet et de l'ouverture de la pupille. Tant que ce diamètre est plus petit que celui des éléments anatomiques, la vision continue à être nette, ce qui arrive pour toutes les distances supérieures à une dizaine de mètres.

Au dessous de cette limite, la vision peut encore conserver sa netteté grâce à une *accommodation* progressive de l'œil dont le mécanisme réside dans une augmentation de courbure des faces du cristallin, produite par l'action des parties musculaires qui assujettissent cette lentille membraneuse sur son contour et qui forment une sorte d'anneau contractile, les *processus ciliaires*. Quand cet anneau a atteint son maximum de contraction, la faculté d'accommodation s'arrête, et, si l'on continue à rapprocher l'objet, l'image tend à se former derrière la rétine.



Il existe donc, pour un œil ordinaire, une *distance minima de vision distincte* qui dépend de la puissance d'accommodation du cristallin.

**134. Différentes espèces de vues.** — 1° Un œil qui peut voir nettement depuis l'infini jusqu'à 15 à 20 centimètres est dit *emmétrope* ou *normal*. — Si l'on désigne par  $\Delta$  la distance maxima et par  $\delta$  la distance minima de vision distincte, on a, pour la vue emmétrope :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta = \infty. \\ \delta = 15 \text{ centimètres;} \end{array} \right.$$

2° On appelle vue *presbyte*, ou vue *longue*, celle qui est comprise entre  $\Delta = \infty$  et  $\delta$  notablement plus grande que 15 centimètres, par suite d'une diminution de la faculté d'accommodation pour les petites distances ;

3° On appelle vue *hypermétrope* celle qui ne peut voir les objets placés à l'infini que grâce à un effort d'accommodation, et qui ne peut voir que d'une manière confuse les objets situés à une distance finie. Le défaut de l'œil hypermétrope est de n'être pas aussi convergent que l'œil emmétrope, son foyer principal, pour l'œil au repos, étant situé *en arrière* de la rétine ;

4° On appelle vue *myope*, ou vue *courte*, celle qui est comprise entre une distance maxima  $\Delta$  notablement plus petite que l'infini et une distance minima  $\delta$  inférieure à 15 centimètres. Le diamètre antéro-postérieur de l'œil myope est plus grand que celui de l'œil emmétrope, et le foyer principal est *en avant* de la rétine.

**135. Bésicles.** — Il est très important de modifier les conditions defectueuses de la vision, pour les vues presbyte, hypermétrope ou myope, de manière à les rendre aussi voisines que possible de celles de la vue normale. On y arrive

par l'emploi de lentilles convenablement choisies, et qu'on nomme *bésicles* (vulgairement *lunettes*).

1° *Oeil presbyte*. — Le défaut de l'œil presbyte étant une convergence insuffisante de l'organe pour les faibles distances, on y remédie en plaçant devant l'œil une lentille *convergente* de distance focale déterminée. — Supposons qu'on ait évalué la distance minima  $\delta$  de la vision distincte au moyen d'une expérience préalable faite en plaçant successivement à différentes distances de l'œil un objet présentant des détails de finesse moyenne ; cherchons la valeur

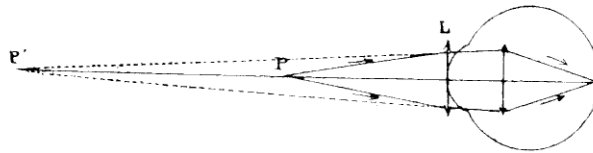


FIG. 139.

qu'il faut donner à la distance focale  $f$  de la lentille correctrice L (*fig. 139*) pour qu'elle permette de voir nettement les objets situés jusqu'à 30 centimètres de l'œil (c'est la distance convenable pour lire et écrire commodément). Il faut que la lumière incidente issue du point P, situé à 30 centimètres, semble provenir du point P', situé à la distance  $\delta > 30$  centimètres ; on doit donc avoir, en tenant compte des signes :

$$\frac{1}{30} - \frac{1}{\delta} = \frac{1}{f},$$

d'où :

$$f = \frac{30\delta}{\delta - 30}.$$

Pour calculer le *numéro N* de ce verre correcteur *en dioptries* (105), comme on le fait généralement aujourd'hui, il

suffira, dans la formule ci-dessus, d'exprimer 30 centimètres et  $z$  en *mètres* : elle devient :

$$N = \frac{1}{f} = \frac{z - 0,30}{0,30z}.$$

2° *Oeil hypermétrope*. — L'hypermétropie n'étant qu'une exagération de la presbytie, on la corrige au moyen d'un verre convergent dont la distance focale  $f$  ne s'éloigne pas beaucoup de 30 centimètres.

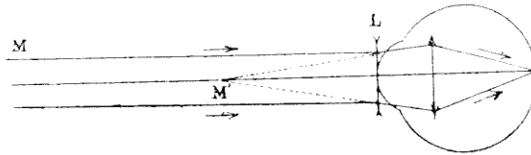


FIG. 140.

3° *Oeil myope*. — L'œil myope étant trop convergent pour les objets situés plus loin que  $\Delta$ , on peut corriger ce défaut en plaçant devant cet œil une lentille *divergente* L (*fig. 140*) convenablement choisie. Si l'on veut rendre la vision nette pour un objet placé à l'infini, il faut que les rayons incidents issus d'un point M situé à l'infini, semblent venir du point M' situé à la distance  $\Delta$  : il faut donc que la lentille L ait son premier foyer principal en M', ou qu'elle ait pour distance focale  $f = \Delta$ . Le *numéro* de cette lentille sera donné, *en dioptries*, par l'expression  $N = \frac{1}{\Delta}$ , où l'on exprimera  $\Delta$  en *mètres*. — Ainsi, un myope pour lequel  $\Delta$  serait égal à 20 centimètres devrait prendre un verre correcteur dont le numéro serait  $\frac{1}{0,20} = 5$ .

**136. Estimation des grandeurs relatives des objets placés à une même distance. — Diamètre apparent.** — Lorsque deux objets linéaires sont situés à

une même distance, ils forment sur la rétine deux images linéaires dont les dimensions dépendent de celles des objets eux-mêmes ; il est évident que, si l'un de ces objets a une grandeur double de l'autre, son image sera aussi double de celle de l'autre ; réciproquement, quand l'œil compare deux objets situés à une même distance, il juge du rapport des grandeurs de ces objets par le rapport de grandeur de leurs images rétiniennes.

Cela posé, soit AB (*fig.* 141) une droite perpendiculaire à

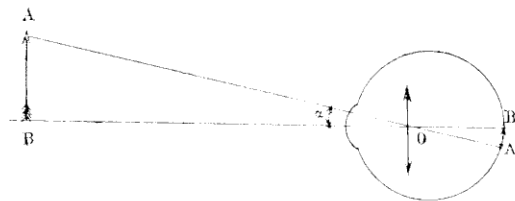


FIG. 141.

l'axe optique de l'œil, placée à la distance BO du centre optique ; si A'B' est son image rétiniennne, on a :

$$\frac{A'B'}{AB} = \frac{OB'}{OB},$$

d'où :

$$A'B' = OB' \times \frac{AB}{OB}.$$

Désignons par  $\alpha$  l'angle AOB sous lequel on voit la droite AB du centre optique O de l'œil, angle que l'on nomme *diamètre apparent de l'objet* ; le triangle AOB donne :

$$\frac{AB}{OB} = \tan \alpha.$$

Supposons l'angle  $\alpha$  très petit, on pourra confondre  $\tan \alpha$  avec la mesure de l'angle  $\alpha$  et écrire :

$$A'B' = OB' \times \alpha.$$

Pour une même distance, l'image rétinienne sera donc d'autant plus grande que le diamètre apparent sera plus grand lui-même, et par suite la comparaison par l'œil des grandeurs de deux objets situés à une même distance se ramène à la comparaison de leurs diamètres apparents.

**137. Estimation des distances. — Évaluation des grandeurs absolues des objets.** — Lorsqu'un même objet est placé successivement à différentes distances, son diamètre apparent diminue à mesure qu'il s'éloigne. Par une sorte d'éducation spéciale de l'œil, nous apprenons peu à peu à faire l'estimation du diamètre apparent à différentes distances d'objets dont nous connaissons les dimensions réelles, et c'est ensuite ce diamètre apparent qui nous fournit un élément d'appréciation de la distance. Pour les objets *très éloignés*, on arrive encore à apprécier approximativement leur distance par le degré de netteté de l'image résultant de l'interposition d'un air plus ou moins vaporeux qui fait subir à la lumière une absorption progressive.

Enfin, pour les objets *peu éloignés*, un élément d'appréciation très important est l'*angle optique*. — Parmi les diverses régions de la rétine, il en est une dans laquelle les éléments nerveux sont plus serrés que dans toute autre : c'est la *tache jaune*. On appelle *axe visuel* la droite qui passe par le centre optique de l'œil et par le centre de la tache jaune. Cette ligne ne coïncide pas avec l'axe de figure de l'œil. Quand on regarde un même point *avec les deux yeux*, les axes visuels des deux organes forment un angle qu'on appelle *angle optique*; il est évident que cet angle est d'autant plus petit que le point regardé est plus éloigné. Le sens du toucher a donné au sens de la vue une sorte d'éducation d'après laquelle l'observateur a conscience de la valeur de l'angle optique, lorsque les deux yeux sont fixés sur un point placé à une distance déterminée et connue; à

mesure que cet angle devient plus petit, l'observateur juge que la distance du point considéré augmente.

Ce n'est que grâce au concours de ces deux données (diamètre apparent et distance) que nous pouvons porter un jugement sur la *grandeur absolue* d'un objet, jugement qui n'offre quelque précision que si l'objet est peu éloigné. Dans le cas où la distance de l'objet à l'œil est considérable, on peut quelquefois évaluer assez exactement la grandeur d'un objet lorsque celui-ci est placé à côté d'un autre objet de dimensions connues, comme un homme, un cheval, etc., dont l'œil peut apprécier le diamètre apparent.

**138. Sensibilité de l'œil pour les différentes couleurs du spectre.** — L'œil n'est pas également bien adapté à la perception de toutes les couleurs : il est beaucoup moins sensible au rouge et au violet qu'au jaune et au vert, et possède un maximum de sensibilité pour le jaune verdâtre, ainsi que le montre le tableau suivant.

Couleurs.	Sensibilité.
Rouge.....	0,07
Jaune.....	5,38
Jaune verdâtre.....	7,58
Vert.....	6,40
Bleu.....	2,70
Violet.....	0,13

## CHAPITRE VI

### INSTRUMENTS D'OPTIQUE

**139. Inconvénients de la vision directe.** — Les objets rapprochés, mais très petits, et les objets éloignés, quoique donnant, avec ou sans accommodation, des images nettes sur la rétine, ne sont pas vus *avec leurs détails*, parce que l'image rétinienne totale est trop petite, et que les points qui, dans un objet, sont rapprochés les uns des autres forment leurs foyers en des points extrêmement voisins ; comme on sait (131) que la rétine porte intérieurement des éléments nerveux (cônes et bâtonnets) qui ont des diamètres appréciables, si un même élément correspond aux foyers de plusieurs points de l'objet, il ne peut séparer les impressions individuelles de ces divers points, et ne transmet au cerveau qu'une impression unique et mixte. De là la nécessité, pour percevoir les petits détails de ces objets, d'agrandir les images qu'ils forment sur la rétine. C'est le but des *instruments d'optique*.

**140. Classification des instruments d'optique.** — Les combinaisons de surfaces réfléchissantes ou réfringentes qui forment ces instruments peuvent se diviser en deux catégories :

1° Les *microscopes*, destinés à faciliter la vision des objets *très petits* ;

2° Les *télescopes*, servant à suppléer aux imperfections de l'œil pour la vision à *grande distance*.

**141. Microscopes : leur division.** — Parmi les *microscopes*, il y en a qui permettent de projeter sur un écran les images *réelles* et *agrandies* des objets, afin de les montrer simultanément à un grand nombre d'observateurs : tels sont la *lanterne magique*, le *microscope solaire* et tous les *appareils de projection*.

Les autres donnent des images *virtuelles*, visibles pour un observateur seulement : tels sont la *loupe* et le *microscope composé*.

**142. Appareils de projection en général.** — Tous les *microscopes* fournissant des *images réelles* sont basés sur le principe suivant :

Les objets qu'il s'agit de projeter, et qui sont souvent dessinés sur verre avec des couleurs transparentes, ou mieux, photographiés sur plaques, reçoivent un vif éclairage au moyen d'une lentille très convergente qui concentre, un peu en avant de la région qu'ils occupent, le rayonnement d'une source très intense. Ces objets sont donc traversés par de la lumière divergente, et ils la laissent passer ou l'arrêtent proportionnellement à la transparence de chaque point. Une lentille achromatique à courte distance focale est placée à une distance de l'objet un peu supérieure à cette distance focale, de manière à donner une image réelle et amplifiée qu'on reçoit sur un écran blanc qui la diffuse dans tous les sens. Pour que l'image paraisse droite, l'objet doit être placé à l'envers. — On *met au point* en déplaçant un peu la lentille objectif au moyen d'un pignon et d'une crémaillère.

**143. Microscopes donnant des images virtuelles.** — **Loupe.** — Lorsqu'on veut distinguer les détails



d'un objet *très petit*, on est conduit à le rapprocher le plus possible de l'œil afin d'augmenter son diamètre apparent (136) et, par suite, les dimensions de son image rétinienne. Mais la vision ne reste nette que tant que l'objet est à une distance de l'œil au moins égale à la distance minimum  $\varepsilon$  de la vision distincte. Si l'on continue à rapprocher l'objet, l'image devient confuse, parce qu'elle se forme en arrière de la rétine. Si l'on pouvait substituer à l'objet une image virtuelle qui se formât à une distance comprise entre les limites

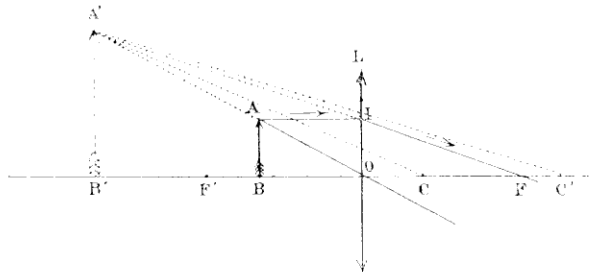


FIG. 142.

de la vision distincte, et dont le diamètre apparent fût sensiblement le même que celui qu'il présente pour l'œil placé à cette distance  $d < \varepsilon$ , la perception des détails serait rendue plus facile. On obtient ce résultat en interposant entre l'objet et l'œil une lentille convergente de longueur focale  $f < \varepsilon$ . L'objet étant situé à une distance de cette lentille inférieure à  $f$ .

*Formation de l'image.* — Soit AB (fig. 142) l'objet, et L la lentille convergente, dont les foyers principaux sont F et F'. La construction géométrique donnée plus haut (88, 6°) fournit l'image A'B', virtuelle, droite et agrandie, placée à une distance OB' de la lentille plus grande que la distance réelle OB de l'objet à la lentille. Comme la distance OB'

varie de 0 à l'infini quand  $OB$  varie entre 0 et  $f$ , il sera toujours possible de donner à la distance  $OB'$  une valeur telle que l'image  $A'B'$  se forme à une distance de l'œil, supposé placé un peu au-delà de la lentille, au moins égale à la distance minima  $\delta$  de la vision distincte, et soit par conséquent vue nettement.

**144. Puissance de la loupe.** — La loupe sera d'autant plus utile à l'observateur qu'elle lui permettra de distinguer de plus petits détails d'un objet, c'est-à-dire qu'elle lui fera voir sous un plus grand angle une dimension déterminée de cet objet. Aussi appelle-t-on *puissance* d'une loupe l'angle sous lequel on voit, à travers cette loupe, l'unité de longueur de l'objet, cette unité étant choisie assez petite pour que l'angle, sous lequel on la voit, puisse être confondu avec sa tangente. Dans ce qui va suivre, l'unité de longueur sera le *millimètre*.

L'angle  $P$ , qui définit la puissance, dépend nécessairement de la position de l'image  $A'B'$  (*fig. 142*) et de la position du centre optique  $C$  de l'œil par rapport à la lentille  $L$ . La position de l'image  $A'B'$  dépend de celle de l'objet  $AB$ ; le centre optique  $C$  de l'œil ne peut jamais se rapprocher de la lentille d'une quantité inférieure à 15 millimètres. Soit  $a$  la distance de  $C$  au centre optique  $O$  de la loupe. La puissance  $P$  de la loupe pour cette position de l'œil et pour une position déterminée  $A'B'$  de l'image est sensiblement :

$$P = \frac{A'B'}{CB'} = \frac{A'B'}{AB} \times \frac{AB}{CB'} = \frac{OB'}{OB} \times \frac{1}{CB'} \times AB,$$

relation où il faudra faire  $AB = 1$  millimètre, ce qui donne :

$$P = \frac{OB'}{OB} \times \frac{1}{CB'}$$

Si l'on désigne par  $p$  la distance OB et par  $d$  la distance CB' de l'œil à l'image, on a :

$$\frac{1}{p} - \frac{1}{d-a} = \frac{1}{f},$$

d'où :

$$\frac{d-a}{p} = 1 + \frac{d-a}{f},$$

et, comme on a  $CB' = d$ , l'expression de la puissance peut s'écrire :

$$P = \left(1 + \frac{d-a}{f}\right) \times \frac{1}{d} = \frac{1}{f} \left(1 + \frac{f-a}{d}\right).$$

Cette dernière expression de la puissance permet de discuter facilement les conditions qui rendent cette puissance maximum.

1° Si  $a < f$ , c'est-à-dire si le centre optique de l'œil est placé entre la lentille et son second foyer F, la fraction  $\frac{f-a}{d}$  sera positive et donnera à P la plus grande valeur possible quand la distance  $d$  sera minimum. — Ainsi, lorsque la distance du centre optique de l'œil à la lentille est *inférieure* à la distance focale de la loupe, on doit mettre au point de façon que l'image se forme à la distance *minimum*  $\delta$  de vision distincte ;

2° Si  $a > f$ , c'est-à-dire si le centre optique de l'œil est placé au-delà du second foyer F de la loupe, la fraction  $\frac{f-a}{d}$  est négative, et le maximum de P correspond au minimum de  $\frac{f-a}{d}$  en valeur absolue, ou au maximum de  $d$ . — Ainsi, quand la distance du centre optique de l'œil à la lentille est *supérieure* à la distance focale de la lentille, on doit mettre au point de façon que l'image se forme à la distance *maxima*  $\Delta$  de la vision distincte ;

3° Si  $a = f$ , c'est-à-dire si le centre optique de l'œil coïncide avec le second foyer F de la loupe, la puissance P devient indépendante de  $d$ , et prend une valeur  $\frac{1}{f}$  égale à la *convergence* de la lentille. Cette valeur particulière de P, qu'on exprime en dioptries (105), est ce qu'on appelle la *puissance propre de la loupe*.

Les résultats précédents sont faciles, d'ailleurs, à établir géométriquement. Reprenons la figure 142. Si le centre optique de l'œil est placé en C, entre O et F, l'angle A'CB' est d'autant plus grand que le point A', mobile sur la direction fixe FI, est plus rapproché de la lentille, et cet angle prend sa valeur maxima pour  $d = \varepsilon$ . Si le centre optique de l'œil est en C', au-delà de F, l'angle A'CB' est d'autant plus grand que le point A' est plus éloigné sur la droite fixe FI, et cet angle prend sa valeur maxima pour  $d = \Delta$ . Enfin, si le centre optique de l'œil coïncide avec le point F, l'angle A'FB' est indépendant de la position de A' sur la droite FI, c'est-à-dire de  $d$ , et sa tangente a pour valeur  $\frac{OF}{OI} = \frac{AB}{OF} = \frac{1}{f}$ .

Si l'on se place au point de vue exclusif de la puissance, la position la plus avantageuse à donner à l'œil est la position la plus rapprochée de la lentille. La distance focale  $f$  de la loupe étant d'ordinaire supérieure à la plus petite distance  $\varepsilon$  à laquelle le centre optique puisse se rapprocher de la lentille, le maximum de puissance qu'on pourra obtenir avec une loupe de convergence donnée  $\frac{1}{f}$  sera donnée par la formule :

$$\pi = \frac{1}{f} \left( 1 + \frac{f - \varepsilon}{\delta} \right).$$

On voit qu'elle est plus grande pour un œil myope que pour un œil emmétrope, plus grande aussi pour un œil emmétrope que pour un œil presbyte.

La position particulière pour laquelle  $a = f$ , quoique ne correspondant pas au maximum de puissance, présente un avantage qu'il importe de signaler. La puissance  $\frac{1}{f}$  étant alors indépendante de  $d$  et de l'œil qui regarde, si l'on examine un objet en relief, en le plaçant de façon que les détails apparaissent sans fatigue, les différentes parties de mêmes dimensions, situées à des distances différentes de la loupe seront vues sous des angles égaux, et l'objet ne paraîtra pas déformé. — Les horlogers et les graveurs font usage de loupes montées à l'extrémité d'un tube dont la longueur est égale à la distance focale, et, en plaçant l'œil à l'extrémité libre de ce tube, ils peuvent travailler les pièces de précision sans craindre de modifier les rapports de leurs différentes parties. De plus, on peut, dans ce *travail à la loupe*, confier la même pièce à des ouvriers différents dont la vue n'est pas la même.

*Grossissement.* — Supposons que l'observateur regarde, à l'œil nu, l'unité de longueur d'un objet placé à la distance minimum de la vision distincte, il verra cette unité de longueur sous un diamètre apparent assez petit pour qu'on puisse confondre cet angle avec sa tangente  $\frac{1}{\delta}$ . Si maintenant on interpose une loupe entre l'objet et l'œil, le nouveau diamètre apparent de l'unité de longueur de l'objet vu à travers l'instrument sera égal à la puissance  $P$  de la loupe pour la position actuelle de l'œil. Le rapport du second diamètre apparent au premier peut être considéré comme mesurant le secours que la loupe apporte à l'œil. Ce rapport a reçu le nom de *grossissement*. Si on le désigne par  $G$ , on a :

$$G = \frac{P}{\frac{1}{\delta}} = P\delta.$$

ou, en remplaçant  $\mathfrak{B}$  par sa valeur générale  $\frac{1}{d} \left( 1 + \frac{d-a}{f} \right)$ :

$$G = \frac{\delta}{d} \left( 1 + \frac{d-a}{f} \right).$$

Le grossissement sera maximum en même temps que la puissance, c'est-à-dire quand on aura  $a = \varepsilon$  et  $d = \varepsilon$ , ce qui donne, pour la valeur de ce maximum :

$$r = 1 + \frac{\delta - \varepsilon}{f}.$$

La loupe favorise donc plus les presbytes que les emmétropes, et ceux-ci plus que les myopes.

*Champ de la loupe.* — On nomme ainsi la partie de l'espace contenant tous les points visibles à travers l'instrument. Chaque point compris entre la loupe et son premier plan focal envoie sur la lentille un faisceau divergent qui, après réfraction, reste divergent et semble provenir du foyer virtuel du point donné. Ce faisceau est composé de rayons qui s'écartent peu, en général, de l'axe secondaire du point considéré. Pour que le foyer virtuel soit vu par l'œil, il faut qu'une partie au moins de ce faisceau émergent puisse pénétrer dans la pupille.

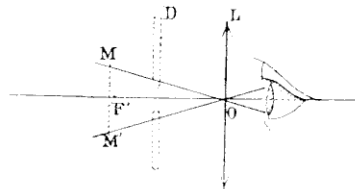


FIG. 143.

trier dans la pupille. La condition, au moins approximative, pour qu'un point A soit compris dans le champ, c'est que l'axe secondaire de ce point passe par l'ouverture de la pupille.

Le champ de la loupe est donc limité d'une part par le premier plan focal  $F'$  (*fig. 143*), d'autre part par la nappe

antérieure d'un cône  $MOM'$  ayant pour sommet le centre optique  $O$  de la lentille et pour directrice le contour de la pupille. Le champ est donc maximum quand l'œil touche la loupe. Souvent, pour diminuer l'aberration de sphéricité (106), on masque les bords de la lentille au moyen d'un diaphragme  $D$ . Alors, si l'ouverture de ce diaphragme est plus petite que la pupille, le champ est limité par le cône ayant pour sommet le centre optique  $O$  de la lentille et pour directrice le contour du diaphragme.

**145. Irisations des images données par la loupe simple.** — La distance focale principale d'une lentille variant avec la réfrangibilité de la lumière qui la traverse (114), il en résulte qu'une loupe donne autant d'images virtuelles qu'il y a de couleurs dans la lumière incidente. Une construction simple montre que l'image violette est plus grande et plus éloignée que l'image rouge. L'œil, placé au-delà de l'oculaire, verra une image bordée de bleu passant au violet sur le bord extrême. En approchant de plus en plus l'œil de l'oculaire, les irisations devraient devenir insensibles quand l'œil touche la lentille. L'expérience montre qu'il n'en est pas ainsi : les contours de l'image restent irisés, et d'autant plus que les courbures des deux faces sont plus prononcées, ce qui montre que le défaut d'achromatisme, pour cette position particulière de l'œil, tient à l'aberration de sphéricité, qui n'est pas la même pour les rayons rouges que pour les rayons violets.

Pour éviter ce défaut, on a construit des *loupes composées*, formées de deux lentilles centrées sur le même axe et fixées à peu de distance l'une de l'autre. Tout en leur donnant des courbures modérées, on peut obtenir, à puissance égale, un achromatisme satisfaisant ; de plus, leur distance et leurs rayons de courbure peuvent être calculés de façon à supprimer en grande partie l'aberration de sphéricité.

**146. Microscope simple.** — Lorsque la loupe est montée de façon à faciliter l'observation méthodique des objets dans les études d'histoire naturelle, on lui donne le nom de *microscope simple*. La figure 144 représente un instrument de ce genre.

La loupe L est enchâssée dans un *œilleton* noir porté par un support horizontal E qui peut recevoir deux mouvements distincts dans le sens horizontal,

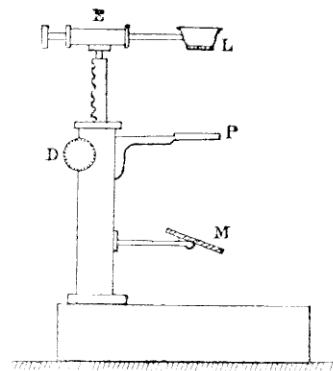


FIG. 144.

en même temps qu'il peut s'élever ou s'abaisser au moyen d'une crémaillère et d'un pignon à bouton D. L'objet, comprimé entre deux lames de verre, est disposé sur une plaque annulaire fixe P nommée *porte-objet*. Un miroir M, légèrement concave, et qu'on peut incliner à volonté, permet d'éclairer convenablement l'objet. On place l'œil contre l'œilleton, puis on profite des trois mouvements

qu'on peut imprimer à la lentille pour avoir l'objet dans le champ de la loupe, et mettre l'image au point.

**147. Microscope composé.** — *Principe.* — La puissance *propre* d'une loupe étant exprimée par  $\frac{1}{f}$ , si on veut l'augmenter, il faut diminuer les rayons de courbure de ses faces, ce qui a pour effet d'augmenter les aberrations. Pour obtenir une puissance considérable, sans déformation et sans irisation sensibles des images, on remplace l'objet par une image réelle et agrandie, puis on observe cette image au moyen d'une loupe de puissance moyenne. — Ce dispositif constitue le *microscope composé*.



*Formation de l'image.* — L'objet  $AB$  (fig. 145) étant placé à une distance  $OB$  d'une lentille très convergente  $L$  appelée *objectif*, un peu supérieure à la distance focale principale  $OF_2$ , cette lentille en donne une image  $A_1B_1$ , réelle, renversée et très agrandie. La loupe ou *oculaire* est une lentille  $L'$ , moins convergente que la première, de diamètre beaucoup plus grand, placée à une distance  $O'B_1$  de l'image  $A_1B_1$  inférieure à sa propre distance focale  $OF'_2$ , et donnant par conséquent de  $A_1B_1$  fonctionnant comme objet une image  $A'B'$ , virtuelle, droite par rapport à  $A_1B_1$ , et par suite *renversée par rapport à l'objet*  $AB$ . L'œil, placé au-delà de l'oculaire, pourra voir nettement cette image, si elle se trouve dans les limites de la vision distincte.

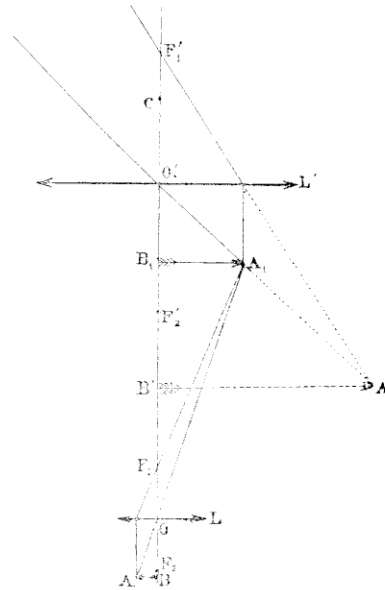


FIG. 145.

A cet effet, l'objectif et l'oculaire sont portés par un même tube qui les maintient à une distance invariable l'un de l'autre ; en approchant ou éloignant ce tube d'un support fixe sur lequel repose l'objet, à l'aide d'un mécanisme particulier qui sera décrit plus loin, on peut faire varier la distance de l'image  $A_1B_1$  à l'oculaire  $L'$ , et, par conséquent, la position de l'image  $A'B'$  par rapport à l'œil.

**148. Puissance du microscope composé.** — Un microscope composé doit, comme une loupe, être considéré comme d'autant plus *puissant* qu'il fait voir sous un plus

grand angle une dimension déterminée de l'objet, par exemple, l'unité de longueur prise sur cet objet.

On prend comme mesure de la *puissance* du microscope, pour une position déterminée de l'œil et de l'objet, l'angle sous lequel l'instrument fait voir le millimètre.

Supposons que le centre optique de l'œil soit placé en C (*fig. 145*), à une distance  $a$  de l'oculaire L. Si l'on suppose  $AB = 1$  millimètre, l'image réelle  $A_1B_1$  aura une longueur égale à l'agrandissement  $g$  produit par l'objectif. Si  $\pi$  représente la puissance de l'oculaire, l'angle sous lequel on voit du point C l'image  $AB'$  de  $A_1B_1$  à travers l'oculaire est  $g\pi$  : telle est la *puissance* P du microscope composé. *Elle est égale au produit de l'agrandissement dû à son objectif par la puissance de son oculaire.*

Si  $p_1$  est la distance de  $A_1B_1$  à l'objectif, et  $f$  la distance focale de celui-ci, on voit facilement qu'on a :

$$g = \frac{p_1}{f} \frac{f'}{d}$$

D'autre part, on a, pour l'expression de la puissance de l'oculaire (*144*), dont nous désignerons par  $f'$  la distance focale :

$$\pi = \frac{1}{f'} \left( 1 + \frac{f' - a}{d} \right).$$

Par suite, la puissance P peut s'écrire :

$$P = \frac{p_1}{ff'} \left( 1 + \frac{f' - a}{d} \right).$$

Pour qu'elle ait la plus grande valeur possible, il faut : 1° que l'objectif soit très convergent ; 2° que l'oculaire ait une très grande puissance ; 3° que  $p_1$  soit grand, c'est-à-dire que les deux lentilles soient montées aux extrémités d'un long tube. La position la plus avantageuse à donner à l'œil

au point de vue de la puissance est encore celle pour laquelle  $a = \varepsilon$ , et si  $f' > \varepsilon$ , ce qui a presque toujours lieu, on devra encore faire  $d = \delta$ , c'est-à-dire mettre au point pour la distance minima de la vision distincte.

Les microscopes composés comprennent également plusieurs objectifs et plusieurs oculaires de rechange qui permettent de faire varier la puissance de l'instrument.

*Grossissement.* — Comme dans la loupe, le grossissement, pour un observateur déterminé, est le rapport du diamètre apparent sous lequel cet observateur voit, à travers l'instrument, une dimension déterminée de l'objet, à l'angle sous lequel il verrait cette même dimension à l'œil nu, à la distance minimum de sa vue.

En raisonnant comme dans le cas de la loupe, on trouve :

$$G = \frac{P}{\frac{1}{\delta}} = P\delta.$$

Le grossissement, pour une vue déterminée, sera maximum en même temps que la puissance, c'est-à-dire quand on aura :

$$a = \varepsilon \quad \text{et} \quad d = \delta.$$

Sa valeur sera :

$$r = \frac{p_1 - f'}{ff'} \left( 1 + \frac{f' - \varepsilon}{\delta} \right) \delta.$$

**149. Mesure expérimentale du grossissement d'un microscope.** — On peut mesurer directement le grossissement d'un microscope à l'aide d'un petit instrument appelé *chambre claire*, qui peut s'adapter au moyen d'une bonnette juste au-dessus de l'oculaire. — La chambre claire la plus fréquemment employée est celle de Nacet. Elle se

compose d'une plaque de verre dont la section est un parallélogramme ABCD (fig. 146) contre la face CD duquel est collé un prisme à section de triangle rectangle isocèle E. On place sur le support porte-objet un *micromètre* *ab*, petite plaque de verre sur laquelle se trouve gravé un millimètre divisé en 10 ou 100 parties égales. En mettant au point, on voit les divisions du micromètre grossies à travers l'instrument :

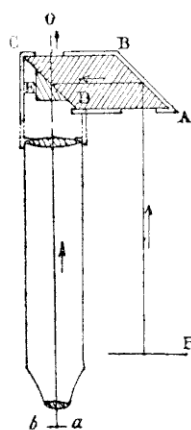


FIG. 146.

les rayons issus de ces traits, à leur sortie de l'oculaire, traversent sans déviation le prisme E et la lame ABCD dont l'ensemble constitue en cet endroit une lame à faces parallèles. D'autre part, on dispose une feuille de papier P au-dessous de la face AB de la lame, de façon que les rayons émis par cette feuille, après s'être réfléchis totalement sur cette face et partiellement sur l'hypoténuse CD du prisme E, arrivent à l'œil placé en O dans la même direction que ceux qui viennent du micromètre. On place sur cette feuille de papier une règle divisée en millimètres, qu'on

tourne de façon que les traits de la règle soient parallèles aux traits du micromètre et semblent placés à la distance minima de la vision distincte. L'image de la règle et celle du micromètre se recouvrant ainsi, supposons que  $m$  divisions du micromètre valant chacune  $\rho$  et grossies  $G$  fois recouvrent exactement  $n$  divisions de la règle égales chacune à  $\rho$ . On aura :

$$m\rho G = n\rho,$$

d'où :

$$G = \frac{n\rho}{m\rho}.$$

### 150. Champ du microscope. — Anneau oculaire.

— Le *champ* du microscope est l'espace dans lequel doit être

compris un point extérieur pour que le foyer de ce point soit visible pour l'œil placé derrière l'oculaire.

Soient :  $L$  l'objectif (*fig.* 147),  $L'$  l'oculaire,  $M$  un point lumineux, et  $M_1$  son foyer formé par l'objectif. La lumière qui concourt à la formation du foyer réel  $M_1$  est comprise, avant la réfraction, dans un cône ayant pour sommet le point  $M$  et pour directrice le contour de l'objectif; après la réfraction, elle est enfermée dans un cône ayant pour directrice ce même contour, et pour sommet  $M_1$ .

Pour que l'œil placé derrière l'oculaire voie le point  $M_1$ , il suffit que la seconde nappe de ce dernier cône aille rencontrer l'oculaire  $L'$ . Comme ce cône est d'un très petit angle, on peut le réduire à son axe et dire qu'il suffit que  $OM_1$  aille rencontrer l'oculaire. Par conséquent, la condition, au moins approximative, pour qu'un point  $M$  soit compris dans le champ, est que l'axe secondaire  $MO$  de ce point par rapport à l'objectif soit compris dans le cône qui a pour sommet le centre optique  $O$  de l'objectif et pour base l'oculaire. La seconde nappe  $IOI'$  de ce cône est la limite approximative du champ.

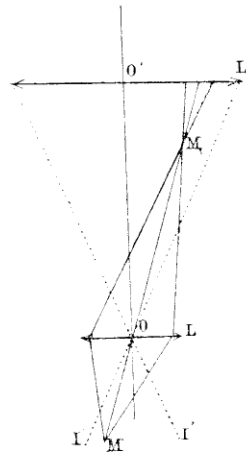


FIG. 147.

*Diaphragme.* — Les points situés près de la limite du champ n'envoient à l'oculaire qu'une partie seulement de la lumière réfractée par l'objectif, le reste tombant en dehors des bords de l'oculaire; ces points semblent donc moins éclairés que ceux qui sont situés vers le milieu du champ. Pour supprimer cette espèce de pénombre formée par la zone des points mal éclairés, on restreint le champ en plaçant dans le plan de l'image réelle fournie par l'objectif un *diaphragme*,

formé d'un mince disque de laiton noirci, centré sur l'axe de l'instrument et percé d'une ouverture de grandeur convenable pour qu'elle ne laisse passer que les faisceaux coniques dont *tous les rayons* peuvent arriver à l'oculaire. Le champ est alors limité par la nappe antérieure du cône ayant pour sommet le centre optique de l'objectif et pour base l'ouverture du diaphragme.

Les effets de l'aberration de sphéricité sont, d'ailleurs, notablement atténués par l'interposition de ce diaphragme.

L'œil, placé au hasard derrière l'oculaire, n'apercevra, en général, qu'une partie des points compris dans le champ, et il sera obligé de se déplacer pour observer les autres points. *Il y a cependant une position particulière de l'œil qui lui permet d'embrasser le champ tout entier.*

Les rayons émanés des divers points du champ traversent l'objectif et peuvent être considérés comme émis par la seconde face de cette lentille, qui fonctionne ainsi comme un objet lumineux. Celui-ci étant placé bien au-delà du premier foyer de l'oculaire, cette dernière lentille en donne une image réelle et très petite qui se forme à une distance  $x$  de l'oculaire donnée par la relation :

$$\frac{1}{l} + \frac{1}{x} = \frac{1}{f'}$$

$l$  étant la distance des deux lentilles.

Comme  $l$  est très grand par rapport à  $f'$ , la valeur de  $x$  est *un peu* supérieure à  $f'$ , c'est-à-dire que l'image dont il s'agit est située un peu au-delà du second plan focal. Cette image est ce qu'on nomme l'*anneau oculaire*. Tous les rayons émanés des divers points du champ, et qui auront traversé l'instrument, passant ainsi par l'anneau oculaire, si l'œil est placé de manière que le centre de cet anneau coïncide avec le centre de la pupille, l'anneau oculaire tombera entièrement dans l'ouverture de la pupille qui est plus grande que lui, et

l'œil embrassera tous les points du champ, puisque *chaque point* de l'anneau oculaire reçoit de la lumière de *tous les points* de l'espace envoyant des rayons capables de traverser l'instrument.

**151. Lentille de champ. — Oculaire négatif.** — On peut augmenter le champ du microscope en plaçant entre l'objectif et le plan où viendrait se former l'image réelle  $A_1B_1$  une lentille convergente  $L_1$  (fig. 148). Le foyer réel d'un point tel que  $M$  ne viendra plus se former en  $M_1$ , mais en un point  $M'_1$  situé entre  $M_1$  et  $O_1$ ; la lentille  $L_1$  aura ainsi pour effet de ramener vers l'axe de l'instrument le faisceau convergent de rayons provenant du point  $M$  après sa sortie de l'objectif, et il pourra arriver que le point  $M'_1$  tombe dans l'ouverture du diaphragme, alors même que le point  $M_1$  n'y tombât pas.

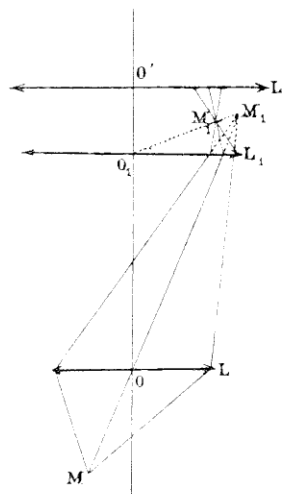


FIG. 148.

La lentille auxiliaire  $L_1$  a reçu pour ce motif le nom de *lentille collective*, ou *verre de champ*.

L'emploi de cette lentille permet en même temps de faire disparaître à peu près complètement les irisations provenant soit d'un achromatisme toujours plus ou moins imparfait de l'objectif, soit de la dispersion produite par la loupe  $L'$  servant d'oculaire.

En disposant convenablement des distances focales et de la distance des deux lentilles  $L_1$  et  $L'$ , on peut, en effet, rendre l'image virtuelle  $A'B'$  sensiblement exempte d'auréoles.

Le système des deux lentilles  $L_1$  et  $L'$  constitue un *oculaire composé*. Cet oculaire ne pourrait pas servir de loupe

pour faciliter la vision d'un objet extérieur *réel* : il ne permet que de voir l'objet *virtuel*  $A_1B_1$  situé entre les deux verres. On désigne ce genre d'oculaires composés sous le nom d'*oculaires négatifs*.

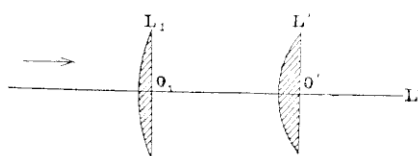


FIG. 149.

Dans le microscope composé, on emploie généralement l'*oculaire négatif d'Huyghens*, dans lequel les deux lentilles sont plan-convexes, les faces convexes étant tournées du côté d'où leur arrive la lumière. La distance focale de la lentille  $L'$  (fig. 149) est le tiers de celle de la lentille de champ  $L_1$ , et la distance  $O_1O'$  des deux verres est égale aux deux tiers de  $f_1$ . Cet oculaire particulier, tout en corrigeant suffisamment les aberrations, est celui qui donne le champ le plus vaste, pour une puissance déterminée du microscope.

### 152. Détails de construction du microscope composé.

L'objectif, formé de deux ou trois lentilles achromatiques à très court foyer, et l'oculaire d'Huyghens sont assujettis dans un tube métallique  $AB$  (fig. 150), qui glisse à frottement dans un collier  $D$  fixé à un support très solide. L'objet, placé entre deux lames de verre mince, est déposé sur une sorte d'anneau  $P$  appelé *porte-objet*. Si l'objet est transparent, on l'éclaire en dessous au moyen du miroir concave  $M$ , sur lequel on reçoit la lumière des nuées ou celle d'une lampe,

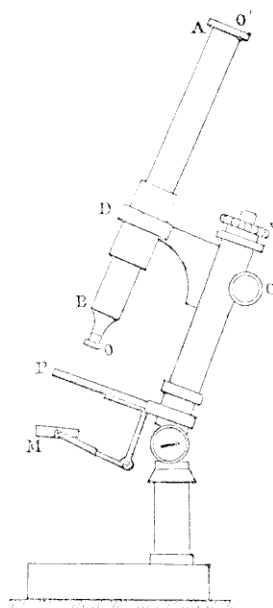


FIG. 150.



et qu'on place de façon à lui faire concentrer la lumière dans l'ouverture du porte-objet.

Lorsque l'objet est opaque, on l'éclaire par dessus au moyen d'une lentille convergente portée par un bras articulé fixé au tube AB.

Le collier D, qui soutient ce dernier tube, est solidaire d'une colonne creuse qui peut glisser le long d'une tige intérieure au moyen du pignon C qui engrène avec une crémaillère taillée dans la tige.

Pour mettre au point, on fait d'abord descendre le tube AB à l'aide du pignon C; puis on tourne la vis V, qui communique à la colonne creuse un mouvement très lent, jusqu'à ce que l'image se forme à la distance de la vision distincte, pour l'œil placé à l'oculaire O'.

**153. Télescopes : leur division.** — Les *télescopes* se divisent en deux groupes :

1° Les *télescopes dioptriques*, qui n'utilisent que la réfraction. On les désigne sous le nom général de *lunettes*. Tels sont : la *lunette astronomique*, la *lunette terrestre* et la *lunette de Galilée* ;

2° Les *télescopes catadioptriques*, dans lesquels interviennent à la fois la réflexion et la réfraction. Dans ce groupe nous n'étudierons que le *télescope de Newton*, avec les perfectionnements que Foucault y a apportés.

**154. Lunette astronomique.** — *Principe.* — La lunette astronomique, instrument particulièrement destiné à l'observation des *astres*, comprend, comme le microscope composé (147), un *objectif* convergent donnant de l'objet une image *réelle*, et un *oculaire* convergent jouant le rôle de loupe.

Mais il y a, entre ces deux instruments, une différence essentielle. Dans le microscope composé, l'objectif donne

de l'objet une image *agrandie*, tandis que, dans la lunette astronomique, l'objet étant à une énorme distance de l'objectif, celui-ci donne nécessairement une image *très petite* qui se forme sensiblement dans son premier plan focal. L'utilité de l'objectif consiste à mettre à la portée de l'observateur cette image qu'il peut amplifier à loisir au moyen de l'oculaire, tandis que le grand éloignement de l'objet ne permettait pas d'appliquer la loupe à cet objet lui-même.

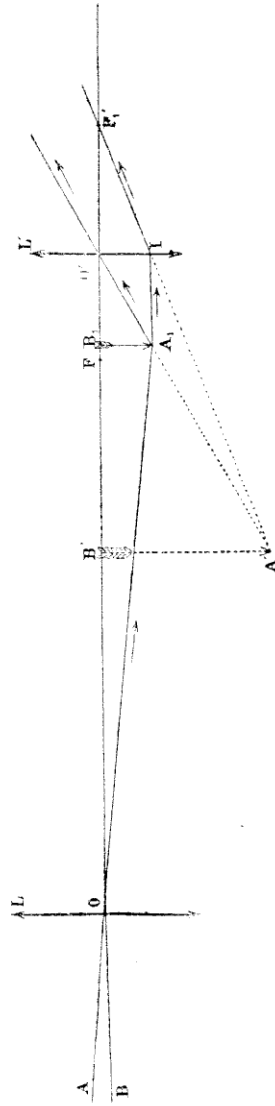


FIG. 151.

*Formation des images.* — Soit un objet, tel que le soleil, la lune, etc., assez grand pour avoir, malgré sa distance, un diamètre apparent sensible. Cet objet, dans toutes les constructions qui vont suivre, ne pourra être représenté que par les axes secondaires de ses extrémités par rapport à l'objectif.

Soit L (*fig.* 151) l'objectif; l'image  $A_1B_1$  qu'il donne de l'objet AB est renversée et très petite. L'oculaire L', distant de  $A_1B_1$  d'une quantité inférieure à sa propre distance focale, substitue à cette image une autre image virtuelle A'B', que l'on construit comme nous l'avons indiqué (88, 6°). — Cette image est droite par

rapport à  $A_1B_1$ , c'est-à-dire *renversée par rapport à l'objet*.

Pour que l'œil, placé au-delà de l'oculaire  $L'$ , puisse voir nettement cette image  $AB'$ , il faut qu'elle soit située à une distance comprise dans les limites de la vision distincte. Pour *mettre au point*, on ne peut pas, comme on le faisait pour le microscope, changer la distance de l'objet à l'instrument. L'image  $A_1B_1$  étant solidaire de l'objectif, on est obligé de mouvoir l'oculaire, de façon à faire varier sa distance à l'objectif. Pour cela, les deux lentilles sont assujetties dans deux tubes distincts pouvant glisser l'un dans l'autre.

**155. Grossissement d'une lunette astronomique.** — On appelle *grossissement*, dans la lunette astronomique et dans tous les télescopes, le rapport du diamètre apparent de l'une des dimensions linéaires de l'image, vue dans l'instrument, au diamètre apparent de la dimension homologue de l'objet vu à l'œil nu dans sa position réelle.

Pour calculer ce grossissement, nous supposons le centre optique de l'œil placé au second foyer  $F'_1$  de l'oculaire (*fig.* 151) : c'est la position qu'on lui donne toujours dans la pratique, pour la raison déjà expliquée au sujet du microscope (150).

Le diamètre apparent de l'image  $AB'$  est l'angle  $AF'_1B'$  ; le diamètre apparent de la dimension homologue  $AB$  de l'objet est le même, que l'œil soit placé en  $F'_1$  ou au centre optique  $O$  de l'objectif : c'est l'angle  $AOB$ , ou son opposé par le sommet  $A_1OB_1$ . Le grossissement a donc pour expression :

$$G = \frac{AF'_1B'}{A_1OB_1},$$

ou, en remplaçant ces angles par leurs tangentes :

$$G = \frac{\frac{AB'}{F'_1B'}}{\frac{A_1B_1}{OB_1}}$$

On peut remplacer  $\frac{A_1B_1}{F_1B_1}$  par  $\frac{OI}{OF_1}$ , ou par  $\frac{A_1B_1}{OF_1^2}$ , et écrire :

$$G = \frac{\frac{A_1B_1}{F_1D}}{\frac{A_1B_1}{OB_1}} = \frac{OB_1}{OF_1} = \frac{F}{f},$$

en représentant par  $F$  et par  $f$  les distances focales principales de l'objectif et de l'oculaire.

On voit que, pour cette position particulière de l'œil, le grossissement est égal au produit de la distance focale de l'objectif par la convergence de l'oculaire : il est d'autant plus grand que  $F$  est lui-même plus grand par rapport à  $f$ . Cette valeur du grossissement est indépendante de la distance à laquelle se forme l'image ; grâce à cette position de l'œil, l'observateur, quelle que soit sa vue, n'aura qu'à régler la distance des deux verres de façon à voir l'image sans aucun effort d'accommodation.

### 156. Mesure expérimentale du grossissement.

— On peut, d'ailleurs, mesurer directement le grossissement

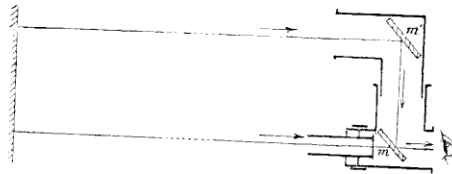


FIG. 152.

d'une lunette par un procédé analogue à celui qui a été indiqué pour le microscope composé (149), et qui consiste à regarder avec le même œil une mire lointaine, simultanément à travers l'instrument et par l'intermédiaire d'une chambre claire. On emploie généralement, à cet effet, la chambre claire de Pouillet. Elle se compose essentiellement de deux miroirs parallèles  $m$  et  $m'$  (fig. 152) dont l'un  $m$ ,

derrière lequel on place l'œil, est désétamé en son centre pour laisser passer la lumière qui sort de la lunette, et l'autre  $m'$ , placé latéralement, renvoie sur le premier la lumière qui lui vient de la mire sans avoir traversé l'instrument. L'œil, convenablement placé, voit les divisions de l'échelle à travers la lunette, et les mêmes divisions telles qu'elles apparaîtraient à l'œil nu, grâce au jeu des miroirs  $m$  et  $m'$ . Les deux images rétiniennees se superposant, on trouve que  $m$  divisions de la mire, valant chacune  $p$  et grossies  $G$  fois, recouvrent  $n$  divisions de la mire vues directement. On a donc :

$$mpG = np;$$

d'où :

$$G = \frac{n}{m}.$$

**157. Dimensions de la lunette.** — La formule :

$$G = \frac{F}{f}$$

montre que, pour obtenir avec la lunette astronomique un fort grossissement, il faut prendre  $F$  aussi grand que possible et  $f$  aussi petit que possible. La valeur de  $f$  ne peut pas être réduite au-dessous d'une certaine limite, à cause des aberrations qui se produisent dans les oculaires trop convergents. On doit donc s'efforcer de donner une grande distance focale à l'objectif. Cette grande valeur de  $F$  entraîne une *longueur considérable* pour l'instrument, la distance des deux verres étant sensiblement :

$$L = F + f.$$

En outre, d'après la formule  $\frac{1}{F} = (n - 1) \left( \frac{1}{R} + \frac{1}{R'} \right)$ , les rayons de courbure  $R$  et  $R'$  des faces doivent être très grands,

ce qui permet de donner une grande surface à cet objectif, afin d'admettre une grande quantité de lumière contribuant à la production de l'image réelle.

**153. Champ de la lunette. — Chercheur.** — En reprenant le raisonnement exposé précédemment pour le microscope composé (150), on voit facilement que le *champ* de la lunette, c'est-à-dire l'espace dans lequel doit être compris un point extérieur pour être visible dans la lunette, *est sensiblement limité par la nappe antérieure d'un cône ayant pour sommet le centre optique de l'objectif, et pour base l'oculaire.*

Le champ est donc d'autant plus rétréci que la distance focale principale  $F$  de l'objectif est plus grande, ou que le grossissement  $\frac{F}{f}$  est plus considérable. Il en résulte qu'il est très difficile, avec les lunettes très grossissantes, de viser un astre déterminé, faute de pouvoir amener simultanément dans le champ d'autres astres servant de repères. De là la nécessité d'adjoindre aux grandes lunettes une *lunette chercheur*  $W$  (fig. 154) ayant un grossissement assez faible et, par suite, un champ très grand. L'axe de cette petite lunette étant rendu sensiblement parallèle à celui de la grande lunette, quand l'astre visé est au milieu du champ de la première, il apparaît dans le champ de la seconde.

Tout ce qui a été dit (150) au sujet de l'*anneau oculaire* dans le microscope s'applique rigoureusement à la lunette astronomique. Cet anneau, qui est l'image de l'objectif par rapport à l'oculaire, est très sensiblement situé dans le second plan focal de l'oculaire ; il est généralement plus petit que l'ouverture de la pupille, et, si celle-ci a son centre au centre de l'anneau oculaire, l'œil embrasse le champ tout entier.

L'instrument porte, comme le microscope, un *willeton*, sorte de disque métallique situé dans le plan de l'anneau

oculaire, et percé d'une ouverture à peu près égale à la grandeur de cet anneau.

**159. Réticule. — Axe optique.** — L'usage le plus fréquent que l'on fait de la lunette astronomique consiste à déterminer la position d'un astre sur la voûte céleste, à un moment donné. Cette détermination se ramène toujours à la mesure des angles que fait la droite menée de l'œil de l'observateur à l'astre avec des directions connues. Pour pouvoir effectuer cette mesure, on monte la lunette de manière à la rendre mobile sur des cercles divisés et on établit dans l'intérieur de l'instrument une *ligne de visée* qui en est solidaire.

A cet effet, on place à l'intérieur du tube qui porte l'objectif, et dans le plan où viennent se former les images réelles données par cette lentille, un *réticule*, c'est-à-dire un diaphragme  $DD'$  (fig. 153), percé d'une ouverture circulaire dans laquelle sont tendus deux fils d'araignée  $ab$  et  $cd$  perpendiculaires entre eux.

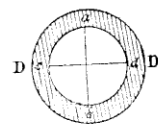


FIG. 153.

Pour viser un astre, on règle la position de la lunette de façon que l'œil placé derrière l'oculaire voie l'image objective de cet astre se former au point de croisement des fils. Dans ces conditions, l'astre visé se trouve nécessairement sur le prolongement de la droite qui passe par ce point de croisement et par le centre optique de l'objectif. Cette droite, dont la direction est liée au tube de l'instrument, peut donc servir de ligne de visée : elle constitue l'*axe optique* de la lunette.

**160. Oculaire positif.** — Afin de diminuer l'aberration de sphéricité, et de faire disparaître à peu près complètement le défaut d'achromatisme que présenterait l'objectif, la plupart des lunettes possèdent, au lieu d'un oculaire simple, un oculaire composé. Lorsque l'instrument sert à étudier

la structure physique des astres, et qu'il n'a, par conséquent, pas besoin d'être pourvu d'un réticule, on peut employer l'oculaire *négalif* (451). Mais quand la lunette doit servir à viser dans une direction bien définie, il est avantageux de laisser se former l'image réelle donnée par l'objectif, afin de pouvoir placer le réticule dans le plan même où elle se produit. A cet effet, on emploie un *oculaire positif*, sorte de loupe composée de deux lentilles convergentes situées au-delà du second plan focal de l'objectif. Les divers oculaires positifs diffèrent entre eux par les distances focales des lentilles et par leur écartement. La disposition la plus fréquemment employée dans la lunette astronomique est connue sous le nom d'*oculaire de Ramsden*: les deux lentilles ont même distance focale  $f$  et ont leurs centres optiques séparés par une distance égale à  $\frac{2}{3}f$ .

**161. Dispositif de la lunette astronomique.** — L'objectif L (*fig.* 154), formé par un système de lentilles

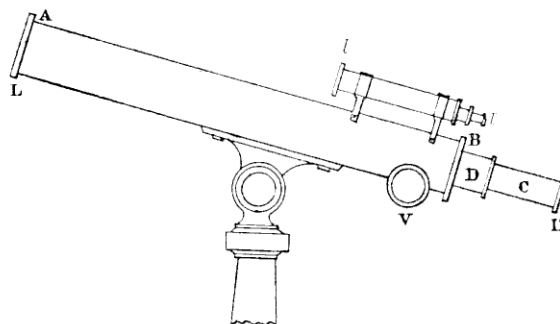


FIG. 154.

achromatiques, est assujéti à l'extrémité d'un gros tube de métal AB; dans l'autre extrémité de celui-ci s'engagent deux tirages D et C, c'est-à-dire deux tubes de plus petits diamètres, dont le dernier porte l'oculaire composé L'.



Pour *mettre au point*, on commence par faire glisser le tube C dans le tube D, jusqu'à ce que l'image apparaisse ; on achève ensuite de rendre l'image parfaitement nette en donnant au tube D de petits déplacements dans le gros tube AB au moyen d'une crémaillère mue par un bouton extérieur V. L'instrument est porté par un pied de forme variable, permettant d'élever ou d'abaisser la lunette et de lui donner une inclinaison quelconque.

**162. Lunette terrestre.** — La lunette astronomique donne des images renversées, ce qui n'a pas d'inconvénient dans l'observation des corps célestes. Il n'en est plus de même quand on veut regarder des objets terrestres éloignés, et il a fallu chercher des dispositions qui permissent de redresser les images. C'est ce qui se trouve réalisé dans la *lunette terrestre* ou *longue-vue*.

Le redressement de l'image pourrait être obtenu au moyen d'une seule lentille complémentaire placée entre l'oculaire et le second plan focal de l'objectif dans la lunette précédente, de façon à substituer à l'image  $A_1B_1$  donnée par l'objectif une autre image *réelle* et renversée par rapport à  $A_1B_1$ . Mais cette lentille convergente auxiliaire devrait être placée de façon que son premier foyer fût *au-delà* de  $A_1B_1$ , ce qui aurait pour conséquence de *diminuer* considérablement le *champ* de l'instrument.

Aussi emploie-t-on, pour redresser l'image, un système de *deux* lentilles  $L_1$  et  $L_2$  (*fig.* 155) auquel on a donné le nom de *véhicule*.

Au-delà de l'image  $A_1B_1$  fournie par l'objectif (non représenté dans la figure), on place la première lentille  $L_1$  à une distance de  $A_1B_1$  moindre que sa distance focale  $f_1$ . Cette lentille substitue à l'image *réelle*  $A_1B_1$  une image *virtuelle*  $A_2B_2$ , plus grande que  $A_1B_1$ , et encore renversée par rapport à l'objet. Au-delà de  $L_1$  on dispose la seconde lentille  $L_2$ ,

à une distance de  $A_2B_2$  qui diffère peu du double de sa distance focale  $f_2$ .

L'image  $A_2B_2$  fonctionne comme un objet par rapport à la lentille  $L_2$ , qui en donne en  $A_3B_3$  une *image réelle*, sensiblement égale à  $A_2B_2$ , et qui est *renversée* par rapport à  $A_2B_2$ , et par conséquent *redressée* par rapport à l'objet. C'est cette image droite  $A_3B_3$  que l'on regarde à travers l'oculaire  $L'$ , qui lui substitue une image *virtuelle* et agrandie  $A'B'$ , *droite* encore par rapport à l'objet.

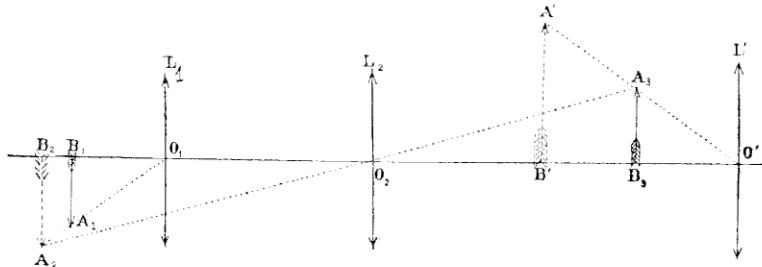


FIG. 155.

L'ensemble des trois lentilles  $L_1$ ,  $L_2$  et  $L'$ , qui sont fixées dans un même tube, porte le nom d'*oculaire terrestre*. Généralement la lentille  $L'$  est remplacée par un système de deux lentilles fonctionnant comme *oculaire négatif* (151), de sorte que l'oculaire terrestre comprend alors *quatre* lentilles, assujetties dans un même tube.

L'oculaire terrestre constitue un véritable microscope composé dont le véhicule forme l'objectif.

**163. Lunette de Galilée.** — Les images vues dans la lunette terrestre sont pâles, par suite de la perte de lumière qui est due à l'absorption à travers les nombreuses lentilles dont cet instrument est formé, et aux réflexions partielles à chacune de leurs faces.

En s'appuyant sur la propriété établie (101, 3°), on peut obtenir du même coup le redressement de l'image objective,

et sa transformation en une image virtuelle agrandie, au moyen d'une seule lentille *divergente*  $L'$  (fig. 156), placée entre l'objectif  $L$  et l'image  $A_1B_1$  que ce dernier tend à former au voisinage de son second plan focal, et à une distance de  $A_1B_1$  un peu supérieure à sa propre distance focale principale  $f'$ , mais moindre que le double de cette distance. Tel est le dispositif employé dans la lunette de Galilée.

La figure 156 montre comment se forme l'image définitive  $A'B'$ . L'image objective  $A_1B_1$  joue le rôle d'un objet *virtuel* par rapport à la lentille oculaire  $L'$ , qui en donne une image *virtuelle*  $A'B'$ , renversée par rapport à  $A_1B_1$ , c'est-à-dire *droite* par rapport à l'objet lui-même, et d'autant plus grande que le foyer  $F'_2$  est plus voisin de  $A_1B_1$ . La construction de cette image s'effectue en raisonnant comme on l'a indiqué précédemment (102, 3°).

*Grossissement.* — Le grossissement, défini comme pour la lunette astronomique (155), a pour expression, en supposant le centre optique de l'œil placé en  $C$  pour l'observation de l'image  $A'B'$ , et en  $O$ , pour l'observation de l'objet  $AB$  :

$$G = \frac{A'CB'}{AOB} = \frac{A'CB'}{A_1OB_1}$$

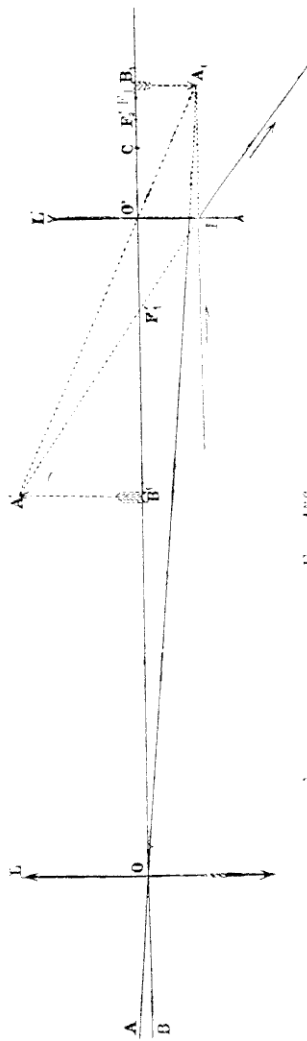


FIG. 156.

Remplaçant ces derniers angles par leurs tangentes, il vient :

$$G = \frac{\frac{AB'}{CB'}}{\frac{A_1B_1}{OB_1}} = \frac{OB_1}{CB'} \times \frac{AB'}{A_1B_1}.$$

Or, si l'on désigne par  $F$  la distance focale principale de l'objectif, par  $f$  celle de l'oculaire, par  $d$  la distance de l'œil à l'image  $AB'$ , et par  $a$  la distance de l'œil à l'oculaire, on a d'abord :

$$OB_1 = F, \quad CB' = d.$$

D'autre part, les deux triangles semblables  $AF_1B'$ ,  $IF_1B'$  donnent :

$$\frac{AB'}{A_1B_1} = \frac{BF_1}{F_1O} = \frac{d - a - f}{f}.$$

Substituant dans l'expression du grossissement, il vient :

$$G = \frac{F}{d} \times \frac{d - a - f}{f} = \frac{F}{f} \left( 1 - \frac{a + f}{d} \right).$$

On devra donc, pour obtenir le plus fort grossissement possible, faire  $a = \varepsilon$  et  $d = \Delta$ . La valeur maxima du grossissement sera :

$$\Gamma = \frac{F}{f} \left( 1 - \frac{\varepsilon + f}{\Delta} \right).$$

Pour une vue emmétrope ou presbyte, on aura  $\Gamma = \frac{F}{f}$ .

Cette valeur particulière est le *grossissement propre* de la lunette.

*Longueur de la lunette.* — En supposant l'image  $AB'$  située à l'infini, les foyers  $F_1$  et  $F_2$  coïncideront sensiblement, et la longueur  $L$  de la lunette sera :

$$L = F - f.$$

Par suite, à grossissement égal, elle est moins longue que la lunette astronomique et, à plus forte raison, moins longue que la lunette terrestre.

*Champ.* — Il est approximativement limité par la nappe extérieure d'un cône ayant pour sommet le centre optique de l'objectif, et pour base un petit cercle, tracé sur l'oculaire, de même rayon que la pupille, celle-ci étant supposée placée le plus près possible de l'oculaire. En déplaçant un peu l'œil derrière l'oculaire, on fait varier la portion de l'espace visible à travers l'instrument, et on remédie ainsi à la faible étendue du champ.

*Disque oculaire.* — Dans la lunette de Galilée, l'oculaire étant divergent donne une image virtuelle de l'objectif : il y a donc un *anneau oculaire virtuel*. Tous les rayons qui traversent l'instrument semblent partir de ce disque, qui est placé en avant de l'oculaire, à une distance inférieure à sa distance focale. L'œil placé contre l'oculaire le voit d'une façon confuse, comme il verrait un trou situé très près de lui.

L'impossibilité de placer un *réticule* dans le second plan focal de l'objectif empêche d'employer la lunette de Galilée à l'observation des mouvements des corps célestes.

*Achromatisme.* — Un oculaire divergent n'a pas, comme un oculaire convergent, la propriété de corriger un léger défaut d'achromatisme de l'objectif. Aussi l'objectif et l'oculaire de la lunette de Galilée doivent-ils être séparément achromatisés avec beaucoup de soin. Chacun d'eux est composé, dans les bonnes lunettes, de *trois* lentilles formées de verres différents.

**164. Lorgnettes ou jumelles.** — Les *lorgnettes* de spectacle, dites *jumelles*, sont formées de deux lunettes de

Galilée,  $L_1$  et  $L_2$  (*fig.* 157), assujetties de façon que leurs axes soient parallèles et séparés par une distance de  $6^{\text{cm}},5$  environ, distance égale à la distance moyenne des centres optiques

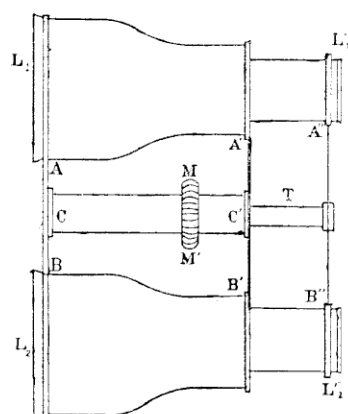


FIG. 157.

des deux yeux. L'observateur peut ainsi regarder avec les deux yeux, ce qui est plus commode et ce qui permet de voir les objets en relief.

Les tubes qui portent les objectifs  $L_1$ ,  $L_2$  sont réunis, à leurs deux extrémités, par des traverses  $AB$ ,  $A'B'$ . Les tubes à tirage portant les oculaires  $L_1'$ ,  $L_2'$ , sont réunis également par une traverse  $A''B''$ . Au moyen d'une molette saillante  $MM'$  que l'on tient entre les

doigts, on peut faire tourner sur lui-même le tube  $CC'$ . Un pas de vis pratiqué intérieurement sur la paroi de ce tube fait avancer ou reculer une tige  $T$  qui est fixée à la traverse  $A''B''$ .

**165. Télescopes catadioptriques. — Télescope de Newton.** — Les *télescopes catadioptriques*, ou télescopes proprement dits, diffèrent des lunettes par la substitution d'un *miroir concave* à la *lentille* objective. Cette substitution a été faite en vue de supprimer l'aberration de réfrangibilité dans l'objectif, et aussi parce que la construction de grandes lentilles objectives était naguère très difficile.

Dans le *télescope de Newton* l'objectif est un grand miroir sphérique concave  $MM'$  (*fig.* 158), placé au fond d'un large tube noirci intérieurement, de façon que le centre de courbure  $C$  soit sur l'axe du tube. Un objet très éloigné  $AB$  (non représenté dans la figure), supposé placé au-dessus de l'axe principal  $CS$  du miroir, donnerait une image réelle  $A_1B_1$ ,

renversée et située un peu au-delà du plan focal du miroir.

Cette image se trouvant dans une position très incommode pour l'observation au moyen de l'oculaire qui, s'il était centré avec l'objectif, obligerait l'observateur à placer sa tête sur le trajet de la lumière incidente, on a disposé, entre le miroir  $MM'$  et son plan focal, et tout près de ce plan, un petit miroir plan  $mm'$ , incliné à  $45^\circ$  sur l'axe du tube, et qui n'arrête qu'une très petite partie des rayons incidents.

Ce miroir substitue (22) à l'image réelle  $A_1B_1$  l'image  $A_2B_2$ ,

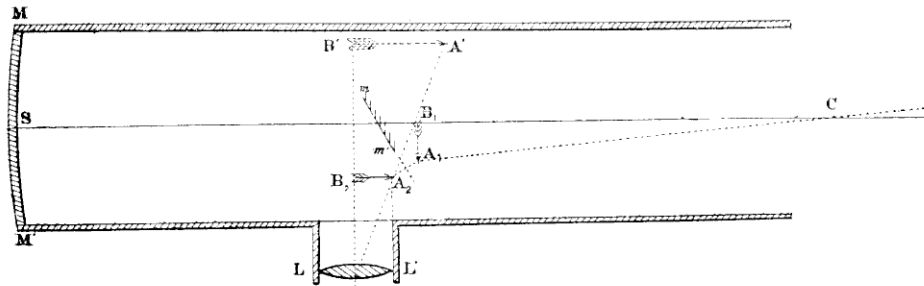


FIG. 158.

*réelle* et symétrique de  $A_1B_1$  par rapport à  $mm'$ . C'est cette image réelle  $A_2B_2$  que l'on regarde à travers l'oculaire  $LL'$ , placé dans un tube à tirage, sur le côté du grand tube portant l'objectif. L'oculaire donne une image virtuelle  $A'B'$ , que l'on amène, en réglant le tirage, à se former dans les limites de la vision distincte.

*Grossissement.* — Le grossissement du télescope, défini comme pour la lunette astronomique (155), s'évalue de même. En supposant encore le centre optique de l'œil placé au second foyer principal  $F_1$  de l'oculaire, le diamètre apparent de l'image virtuelle  $A'B'$  peut être exprimé par  $\frac{A'B'}{F_1B'}$  ou par  $\frac{A_2B_2}{f}$ , en représentant par  $f$  la distance focale de

l'oculaire. En supposant ensuite le centre optique de l'œil placé au centre de courbure C de l'objectif, le diamètre apparent de AB pourra être exprimé par  $\frac{A_1B_1}{F}$ , en appelant F la distance focale du miroir concave. On aura donc, pour la valeur du grossissement :

$$G = \frac{A_2B_2}{f} : \frac{A_1B_1}{F},$$

et comme  $A_2B_2$  est égal à  $A_1B_1$  :

$$G = \frac{F}{f},$$

résultat analogue à celui que nous avons obtenu pour la lunette astronomique.

Ce grossissement peut, d'ailleurs, être *mesuré directement* au moyen de la chambre claire de Pouillet (156) ; seulement on ne se servira que du miroir *m*.

*Longueur du télescope.* — La longueur L du télescope est sensiblement égale à la distance focale F du miroir concave. Pour les raisons qui ont été données à propos de la lunette astronomique, cette distance doit être aussi grande que possible. D'autre part, le miroir doit être très large. De là les grandes dimensions des télescopes catadioptriques.

*Champ du télescope.* — Si le petit miroir plan *mm'* (fig. 158) a des dimensions suffisantes pour recevoir toute la lumière réfléchi par le miroir courbe MM', tout se passe comme si le miroir était remplacé par une lentille convergente ayant son centre optique en S et son premier foyer en F', et comme si, le miroir plan étant supprimé, l'image  $A_1B_1$  était observée à travers l'oculaire placé au-delà de cette image dans la position symétrique de LL' par rapport au plan *mm'*. On est



alors ramené au dispositif de la lunette astronomique, et le champ doit être considéré comme limité sensiblement par un cône ayant pour sommet le sommet même du miroir objectif, et pour base le contour de l'oculaire supposé placé dans la position symétrique de sa position réelle par rapport au miroir plan.

Le *disque oculaire* est l'image réelle donnée par l'oculaire de l'image virtuelle de l'objectif fournie par le miroir plan  $mm'$ , il jouit des mêmes propriétés que dans la lunette astronomique ; il est situé à très peu près dans le plan focal de l'oculaire, de sorte qu'en plaçant le centre optique de l'œil en  $F_1$  on aperçoit la totalité du champ visible.

Il n'y a pas lieu d'adjoindre un *réticule* au télescope de Newton, cet instrument, par sa construction même, ne se prêtant pas à des mesures d'angles.

**166. Perfectionnements apportés par Foucault au télescope de Newton.** — Le miroir sphérique concave du télescope de Newton fait disparaître l'aberration de réfrangibilité, mais il ne supprime pas l'aberration de sphéricité, qui devient notable pour peu que le miroir ait une ouverture un peu grande. Foucault a changé la *forme* du miroir concave, en lui donnant pour section principale un arc de parabole voisin du sommet, au lieu d'un arc de cercle. La *matière* du miroir objectif était primitivement en bronze contenant environ deux tiers de cuivre et un tiers d'étain. Cet alliage, quoique susceptible de prendre un beau poli, se ternissait assez rapidement. Foucault l'a remplacé par du verre argenté, moins lourd, moins flexible et doué d'un pouvoir réflecteur considérable. Quand la couche d'argent est ternie, il est facile de la dissoudre et de la renouveler, sans avoir à travailler de nouveau la surface du miroir.

Foucault a également perfectionné les autres organes du télescope de Newton, en substituant au petit miroir plan un

prisme à réflexion totale, et en remplaçant l'oculaire simple par un oculaire terrestre fonctionnant comme un microscope puissant. Celui-ci permet de réduire la distance focale de l'objectif et, par suite, ses dimensions et son poids. L'oculaire employé redressant l'image donnée par le miroir parabolique, le télescope de Foucault peut servir à l'observation des objets terrestres.

DEUXIÈME PARTIE

# OPTIQUE PHOTOGRAPHIQUE



## CHAPITRE VII

### ACTIONS CHIMIQUES PRODUITES PAR LA LUMIÈRE PHOTOGRAPHIE

#### **167. Actions chimiques produites par la lumière.**

— Lorsque les ondes d'éther qui propagent la lumière sont absorbées par certains corps, elles peuvent effectuer des travaux chimiques consistant soit en des modifications moléculaires, comme cela arrive pour le phosphore ordinaire qui passe à l'état de phosphore rouge, soit en des phénomènes de décomposition, comme cela se passe pour l'anhydride carbonique dans les parties vertes des plantes, et pour les sels des métaux précieux. — Étudions, en particulier, les composés argentiques.

Les chlorure, bromure et iodure d'argent, exposés à la lumière directe du soleil, deviennent d'abord violets, puis finalement noirs; en même temps il se dégage du chlore, du brome ou de l'iode. Cette action de la lumière est beaucoup plus rapide lorsqu'on ajoute au composé argentique soumis à l'expérience un corps organique susceptible de se combiner au chlore, au brome et à l'iode. Parmi les substances organiques, la cellulose, l'albumine, la gélatine, jouissent à un haut degré de la propriété d'exalter ainsi la sensibilité des composés argentiques à la lumière. L'interprétation de ces effets peut être présentée comme suit : la puissance vive des

vibrations éthérées se communique, par des mécanismes encore obscurs, à la matière pondérable, et amène des dislocations moléculaires suivies de nouveaux arrangements atomiques. Il y a là une transformation d'énergie radiante en énergie chimique.

**163. Effets chimiques des radiations simples. — Spectre chimique du soleil.** — Au lieu d'étudier les actions déterminées par la lumière solaire prise en bloc, il est intéressant de rechercher l'action particulière de chaque radiation élémentaire.

Pour cela, on produit un spectre solaire pur par la méthode de Newton, avec une lentille et un prisme de *quartz*, et on le reçoit sur un papier sensible au gélatino-bromure d'argent, par exemple. On voit ce papier noircir progressivement depuis le vert bleuâtre jusqu'au violet et même bien au-delà du violet, dans une étendue au moins égale à celle qui sépare le violet du rouge. Il y a donc des radiations plus réfrangibles que le violet, insensibles à la vue, mais rendues manifestes par les effets chimiques qu'elles produisent. On les appelle *radiations ultra-violettes*. On donne le nom de *spectre chimique* à cette portion particulière du spectre solaire qui se peint sur un papier sensibilisé.

En examinant attentivement ce spectre, on y distingue les raies de Fraunhofer en blanc, à leurs places et avec leurs caractères: de plus, dans la partie ultra-violette, d'autres groupes de raies très nombreuses et irrégulièrement distribuées se dessinent à des places invariables et dans un ordre constant. Continuant la nomenclature de Fraunhofer, on les a désignés par les lettres L, M, ..., Z.

L'inspection du spectre chimique obtenu sur le papier au gélatino-bromure d'argent semble indiquer que les rayons très réfrangibles sont seuls actifs; aussi les avait-on d'abord nommés *rayons chimiques* ou *actiniques*. Mais on n'a pas tardé

à reconnaître que les limites entre lesquelles se produit l'altération de la substance sensible dépendent de la nature de cette substance. En mélangeant au bromure d'argent certains corps capables de se combiner au brome et d'absorber les rayons peu réfringibles, on augmente la sensibilité du sel d'argent au point de prolonger le spectre chimique jusqu'au rouge. En interposant entre la fente du spectroscopie et une source de lumière donnant un spectre continu des dissolutions aqueuses ou alcooliques de certaines matières colorantes artificielles extraites du goudron de houille, on observe des spectres d'absorption (125) composés de bandes plus ou moins larges situées dans la partie la moins réfringible du spectre. Ainsi la *chrysaniline* produit une bande d'absorption dans le vert, l'*érythrosine* dans le jaune, le *violet de méthyle* dans le jaune et l'orangé, la *cyanine* dans l'orangé et le rouge, le *vert malachite* dans le vert, le jaune et le rouge, etc.

Ces mêmes substances, incorporées dans une émulsion de gélatino-bromure d'argent, la rendent sensible aux radiations qu'elles absorbent ou aux radiations voisines.

Le *spectre chimique* du soleil peut donc s'étendre jusqu'au rouge. D'autre part, en modifiant la matière du prisme employé, on fait varier son étendue du côté des radiations ultra-violettes. Le verre arrête une grande partie des rayons un peu plus réfringibles que le violet ; le quartz recule beaucoup la limite du spectre obtenu au moyen du verre, et les rayons extrêmement réfringibles sont absorbés par l'air lui-même. En opérant dans le vide, un savant autrichien, Schumann, est parvenu à révéler l'existence de radiations dont la longueur d'onde est voisine de  $\frac{1}{10.000}$  de millimètre.

**169. Phénomène de la solarisation.** — Lorsqu'on fait agir sur un sel d'argent une lumière capable de l'impressionner, on constate que la modification chimique aug-

mente avec la durée d'exposition, mais seulement jusqu'à une certaine limite, passé laquelle l'action reste stationnaire. Si l'on continue à augmenter le temps d'exposition, l'action réductrice diminue et peut même devenir nulle : la lumière semble détruire graduellement son premier travail, de façon à ramener, à la longue, la substance sensible à son état initial et à la rendre ainsi capable de recevoir une nouvelle impression.

Ce phénomène remarquable, observé par M. Janssen, a été nommé *solarisation*. Il permet, en forçant convenablement la durée d'exposition, d'obtenir l'altération harmonieuse de la substance sensible sur des portions de surface très inégalement éclairées.

**170. Principe de la photographie.** — C'est sur les actions que nous venons de rappeler qu'est basée la *Photographie* ( $\varphi\omega\varsigma$ , lumière;  $\gamma\gamma\acute{\alpha}\gamma\epsilon\iota\upsilon$ , écrire), art de *produire* et de *fixer* les images des objets par l'action de la lumière sur certaines substances impressionnables. — La *production* de l'image est une pure question d'Optique; elle s'obtient par des moyens dont l'étude fera l'objet de la seconde partie de ce Traité. — La *fixation* de l'image est une opération d'un caractère exclusivement chimique. L'image étant amenée à se former *nettement* sur une glace dépolie servant d'écran provisoire, et placée au fond d'une petite chambre noire, on substitue à cette glace dépolie une *surface sensible* qui, recevant l'image pendant un temps convenable, éprouve dans sa composition chimique une modification plus ou moins profonde, selon la couleur et l'intensité de la lumière qui a frappé telle ou telle partie de cette surface. Mais la modification chimique n'est pas encore assez accusée; il faut rendre *visible* cette image *latente* en complétant l'action de la lumière par des réactions chimiques spéciales : c'est là le but du *développement*.



Dans le procédé le plus généralement suivi aujourd'hui, la surface sensible est une couche de *gélantino-bromure d'argent*, et l'image développée a ses *valeurs* renversées : c'est le *phototype négatif*, qui servira ensuite à produire les épreuves redressées comme valeurs, ou *photocopies positives*.

Laissant de côté, pour le moment, le problème optique, qui sera traité dans les chapitres suivants, nous allons donner une idée sommaire de la production de l'image chimique.

**171. Obtention du phototype négatif.** — L'émulsion de gélatino-bromure d'argent, c'est-à-dire de bromure d'argent (obtenu par double décomposition entre l'azotate d'argent et un bromure soluble) en suspension dans de la gélatine, peut avoir pour support soit une *plaque* de verre, soit une *pellicule*, ordinairement en papier. Le maniement des pellicules est assez délicat, et ce sont les plaques qu'on emploie presque exclusivement aujourd'hui.

La surface sensible, introduite à une lumière non actinique dans un *châssis* spécial, est mise à la place du verre dépoli pendant un temps (*temps de pose*) qui dépend de l'éclairage du sujet, de son éclat actinique, de la clarté de l'objectif et de la sensibilité de la plaque employée.

Après l'exposition à la lumière, la surface sensible est reportée dans le laboratoire obscur, éclairé à l'aide d'une source rouge rubis, où l'on fait *apparaître* l'image latente par l'opération du *développement*. On immerge la plaque dans certains bains *révélateurs* doués de la propriété de *continuer la réduction* du bromure d'argent dans les points correspondants aux parties claires du sujet. Les révélateurs appartiennent tous à la catégorie des *corps réducteurs* ; les plus employés sont : l'*oxalate ferreux*, le *pyrogallol*, l'*hydroquinone*, le *diamidophénol* et le *paramidophénol*.

Le développement étant poussé à point, on lave la plaque à grande eau, et on *fixe* l'image, c'est-à-dire qu'on enlève le bromure d'argent inaltéré dans les points correspondants aux parties sombres du sujet. L'agent fixateur le plus usité est l'*hyposulfite de sodium*, qui dissout le bromure d'argent.

Après un lavage prolongé à l'eau courante, on laisse sécher à l'abri de la poussière.

Après une *retouche* convenable, le *phototype négatif* ainsi obtenu est prêt pour le tirage d'un nombre illimité d'épreuves positives.

#### **172. Production des photocopies positives. —**

Pour obtenir, avec ce phototype, une image dans laquelle les valeurs seront remises à leur place, on dispose, dans les procédés courants, derrière lui, une surface blanche susceptible de noircir à la lumière par suite de son imprégnation par une substance sensible convenablement choisie. La lumière, passant par les parties plus ou moins transparentes du cliché, donnera des noirs dans les parties correspondantes de la surface impressionnable; arrêtée au contraire par les parties opaques, elle laissera la surface blanche sous ces parties.

La substance sensible, à laquelle on donne habituellement comme support le papier, peut être soit un sel d'*argent*, soit un sel de *platine*.

*A. Épreuves positives aux sels d'argent.* — Le sel d'argent ordinairement employé est le *chlorure*, additionné d'un peu d'acide citrique pour faciliter la conservation du papier avant son emploi. La substance sensible est incorporée soit dans de la gélatine, soit dans du collodion. Ce papier au citrochlorure d'argent se trouve aujourd'hui tout préparé dans le commerce.

Pour obtenir une épreuve, on place la feuille de papier

sous le phototype dans un cadre spécial, dit *châssis-presse*, qui les maintient appliqués l'un contre l'autre; on expose ce châssis à la lumière, jusqu'à ce que les noirs de l'image aient atteint une intensité suffisante.

Cette image a besoin d'être fixée pour pouvoir ensuite être portée impunément à la lumière ordinaire. Mais auparavant il faut remplacer une partie de l'argent réduit, qui est sujet à subir les actions oxydantes et sulfurantes de l'atmosphère, par un métal moins altérable et d'une couleur moins terne.

C'est là le but du *virage*. Le procédé de virage le plus employé est le virage à l'*or*, qui se pratique en immergeant la photocopie, pendant un temps convenable, dans une dissolution de *chlorure aureux*.

On *lave* ensuite à l'hyposulfite de sodium, qui dissout le chlorure d'argent encore contenu dans les blancs et celui qui s'est formé pendant le virage. On *lave* ensuite l'épreuve, pendant plusieurs heures, dans de l'eau courante ou fréquemment renouvelée, afin de la débarrasser de l'hyposulfite dont elle est imprégnée et qui amènerait la destruction de l'image dans un temps plus ou moins long. Enfin l'épreuve est séchée, découpée au format voulu et montée sur carton bristol.

*B. Épreuves positives aux sels de platine.* — Les épreuves positives aux sels d'argent s'effacent avec le temps; de plus, elles ne présentent pas une teinte bien artistique. Il n'en est plus de même des épreuves aux sels de platine, qui sont entièrement inaltérables et donnent à l'image une coloration se rapprochant de celle du fusain, du crayon noir ou de la mine de plomb.

Le *papier au platine* est recouvert d'une préparation sensible essentiellement composée d'oxalate ferrique et de chloro-platinate de potassium. Lorsqu'il est *exposé* sous un phototype à une douce lumière, la surface jaune citron du

papier brunit légèrement dans les parties correspondant aux transparences du cliché ; on pousse l'impression jusqu'à ce que l'image apparaisse en gris très clair, avec les détails très légèrement indiqués.

Le virage est ici remplacé par un véritable *développement* opéré en plongeant l'épreuve dans une solution à 30 p. 100 d'oxalate de potassium dans l'eau distillée. Le révélateur achève l'action de la lumière et forme dans les parties insolées un dépôt noir de platine réduit. Lorsque l'épreuve a atteint l'intensité désirée, on arrête le développement en plongeant rapidement, sans lavage préalable, dans un bain de *fixage* composé d'acide chlorhydrique à 15 p. 1000, qui dissout les sels de platine et de fer non impressionnés. On laisse l'épreuve pendant quelques minutes dans ce bain, qu'on renouvelle deux ou trois fois. Après ces immersions, dont la dernière doit laisser le liquide absolument incolore, l'épreuve est *lavée* pendant un quart d'heure dans de l'eau renouvelée, puis *séchée*.

## CHAPITRE VIII

### ÉCRANS COLORÉS. — PRÉPARATIONS ORTHOCHROMATIQUES

**173. Inconvénients des plaques ordinaires.** — Le gélatino-bromure d'argent, qui forme la surface sensible des plaques ordinaires, est très impressionnable aux rayons ultra-violet, violets et bleus, mais peu au vert et au jaune, et pas du tout à l'orangé et au rouge. Au contraire, notre œil voit le vert, le jaune, l'orangé et le rouge avec un degré de luminosité supérieur à celui du bleu et du violet. La lumière n'agit donc pas sur les plaques photographiques comme elle agit sur la rétine, et le résultat de cette différence est de donner aux diverses parties de l'image d'un objet polychrome une *valeur* relative, une luminosité fort différente de celle qui est perçue par l'œil. Les couleurs peu réfrangibles apparaissent, sur les photocopies terminées, bien plus foncées ou sombres que dans la nature, tandis que les couleurs très réfrangibles se montrent beaucoup trop claires. C'est là le reproche le plus sérieux que les artistes aient adressé à la photographie.

On a dû s'occuper de corriger ce défaut capital, afin d'arriver à reproduire les objets colorés *avec leurs valeurs réelles*, telles que notre œil les perçoit. Il a fallu pour cela :

1° Diminuer la sensibilité des plaques ordinaires pour les couleurs très réfrangibles ;

2° Rendre ces mêmes plaques sensibles pour les couleurs peu réfrangibles que l'œil voit le mieux.

### I. — ÉCRANS COLORÉS

**174. Emploi d'un écran coloré.** — La première partie du problème a été relativement facile à résoudre : il a suffi d'empêcher les radiations très réfrangibles d'arriver jusqu'à la plaque, en plaçant, dans l'ouverture par laquelle la lumière pénètre dans la chambre noire, un milieu transparent coloré de façon à arrêter ces radiations nuisibles.

Ce milieu doit être à faces parallèles et planes, pour ne pas déformer les images; sa couleur doit être convenablement choisie pour absorber les rayons que l'œil voit le moins, ou ne voit pas du tout, tout en laissant passer les rayons qui l'impressionnent fortement.

D'après ce qu'on a vu sur la coloration par transmission (117), un milieu coloré en *jaune* pourra jouer ce rôle, tout en permettant aux radiations utiles de parvenir jusqu'à la plaque sensible; mais il le faut d'une translucidité telle, quant à la dose de matière colorante, qu'il produise le triage désiré sans arrêter dans de trop fortes proportions les radiations à conserver.

**175. Divers genres d'écrans colorés.** — On emploie actuellement trois sortes d'écrans colorés: les *pellicules jaunes*, les *verres jaunes* et les *cuvettes à liquides jaunes*.

Les *pellicules jaunes* sont formées de gélatine ou de colloïdion colorés par l'aurantia, l'aurine ou la citronine. Elles ont l'inconvénient de perdre leur transparence et leur coloration sous l'action prolongée de la lumière.

Les *verres jaunes* sont des lames minces de verre teintes en jaune par l'argent, et travaillées optiquement de façon à

avoir leurs faces bien planes et parallèles; le verre doit être coloré dans la masse, et non pas simplement émaillé à la surface. Avant d'employer un verre jaune, on doit l'essayer au spectroscope (120) et s'assurer qu'il arrête presque complètement le bleu, tout en laissant passer assez de vert pour qu'en dirigeant le spectroscope vers le ciel on puisse distinguer la raie F.

On doit posséder au moins deux verres jaunes, un clair et un foncé. Le premier devra être employé pour éteindre les bleus foncés au degré convenable, le second pour les bleus clairs.

Les *cuvettes à liquides jaunes* sont formées de deux lames carrées de verre séparées par des bandelettes de verre à faces bien parallèles de 6 à 7 millimètres d'épaisseur. On y introduit, non pas une solution organique qui s'altérerait au jour, mais une solution plus ou moins concentrée de bichromate de potassium. En faisant varier ce degré de concentration, on pourra obtenir des écrans plus ou moins intenses en coloration.

Il est bien évident que l'interposition d'un écran coloré obligera à augmenter la durée de l'exposition, et d'autant plus que cet écran est plus foncé.

**176. Cas où l'écran coloré est suffisant.** — L'écran jaune, employé avec les plaques ordinaires au gélatino-bromure, peut, dans un assez grand nombre de cas, donner une représentation satisfaisante des objets en valeurs réelles.

Cela arrive notamment pour beaucoup de paysages, où les couleurs dominantes sont le blanc, le gris, le bleu, le vert et le jaune. Si l'on photographie des panoramas de montagnes éloignées avec les émulsions ordinaires, sans interposer l'écran coloré, la teinte bleue de l'air donne une sorte de voile qui, unifiant les valeurs, fait disparaître les détails: les rochers blanchissent, les neiges se confondent

avec le ciel, et les montagnes semblent peu distantes ; il en est de même pour tous les sujets à horizon lumineux ou brumeux, tels que marines, glaciers, etc. — L'emploi de l'écran coloré, en éteignant les bleus des lointains, fait apparaître ceux-ci plus purs et plus francs, à la condition de multiplier la durée normale de pose par un coefficient convenable, dépendant de l'écran dont on se sert.

L'interposition d'un écran jaune permet également de combattre les oppositions violentes que présente un monument blanc vivement éclairé et entouré de masses de verdure sombres. Elle réussit aussi pour la photographie des nuages se détachant sur un ciel bleu, et l'écran doit être d'autant plus clair que le bleu du ciel est plus foncé.

## II. — PRÉPARATIONS ORTHOCHROMATIQUES

**177. Principe de l'orthochromatisme.** — La seconde partie du problème de la reproduction des objets colorés *avec leur valeur réelle* présentait des difficultés considérables. Grâce aux travaux de MM. Waterhouse, Vogel, Eder, Bothamley, etc., elle est à peu près complètement résolue aujourd'hui. Le procédé consiste, en principe, à incorporer à l'émulsion de gélatino-bromure d'argent certaines substances capables d'absorber les radiations lumineuses peu réfrangibles et de se combiner au brome du sel argentique. Nous avons vu (168) que certaines matières colorantes dérivées du goudron de houille jouissent de cette double propriété ; leur addition à l'émulsion ordinaire amène, dans l'intérieur de cette émulsion exposée aux rayons peu réfrangibles, une modification moléculaire qui rend le sel d'argent plus facilement réductible par les révélateurs. En général, cette augmentation de sensibilité, pour les rayons absorbés, est corrélative d'une diminution de sensibilité par



les autres rayons, circonstance qui contribue encore au redressement des tonalités. On conçoit dès lors qu'on puisse modifier dans de larges limites l'état de la couche sensible et la rendre particulièrement impressionnable à telles ou telles couleurs dominantes dans les sujets à reproduire.

Les préparations dont la sensibilité a été de la sorte rendue proportionnelle à celle de la rétine ont reçu le nom de *préparations orthochromatiques*.

**178. Choix des matières colorantes sensibilisatrices.** — On ne connaît actuellement aucune matière qui, ajoutée à l'émulsion de gélatino-bromure d'argent, lui donne une sensibilité générale pour toute l'échelle des couleurs. Mais on peut rendre cette émulsion sensible pour une ou deux couleurs contiguës dans le spectre au moyen de matières colorantes convenablement choisies ; ainsi, on la rend sensible :

Au vert, par la chrysaniline ;

Au vert et au jaune, par l'éosine ;

Au jaune et à l'orangé, par l'érythrosine, le violet de méthyle ;

Au rouge orangé, par la cyanine ;

Au rouge, par l'azaline (mélange de cyanine et de rouge de quinoléine), le vert à l'aldéhyde.

En ajoutant à l'éosine une petite quantité d'azotate d'argent, il se forme de l'éosinate d'argent, qui est environ cinq fois plus sensible pour les rayons jaunes et verts que l'éosine simple, mais qui rend l'émulsion moins sensible aux rayons bleus et violets, ce qui dispense de l'emploi d'un écran coloré.

En mélangeant plusieurs des matières colorantes ci-dessus, on peut espérer obtenir une sensibilité suffisante dans une région assez étendue du spectre. Dans tous les cas, la proportion de couleur à introduire dans l'émulsion doit être *très faible* : un excès de couleur diminue la sensi-

bilité du bromure d'argent. Cet effet peut s'expliquer en admettant que les teintures ne peuvent s'unir qu'en petite quantité aux composés argentiques, et que, si l'on dépasse une certaine limite, l'excès de matière colorante forme une couche superficielle arrêtant les rayons actiniques et les empêchant d'agir sur les parties plus profondes.

**179. Procédé au bain.** — L'émulsion au gélatino-bromure d'argent peut être sensibilisée par la teinture de deux façons différentes :

1° La teinture peut être introduite dans l'émulsion après l'étendage de celle-ci sur son support (glace ou pellicule) : c'est alors le *procédé de sensibilisation au bain* ;

2° La matière colorante est ajoutée directement à l'émulsion avant l'étendage, par le fabricant de plaques : celles-ci portent, dans ce cas, le nom de *plaques orthochromatiques*.

Occupons-nous d'abord du *procédé au bain*.

Il consiste à immerger les plaques ordinaires dans une solution convenablement préparée de la matière colorante, à les y laisser pendant quelques minutes, à les laver à l'eau distillée au sortir de ce bain, et à les laisser sécher dans l'obscurité.

La solution doit être très diluée, contenir seulement de  $\frac{1}{5.000}$  à  $\frac{1}{10.000}$  de matière colorante. L'addition d'une matière alcaline (ammoniaque ou carbonate alcalin) donne plus de sensibilité générale à la préparation ; cette addition est, d'ailleurs, nécessaire, lorsque l'on a introduit dans le bain du nitrate d'argent, qui forme avec certaines matières colorantes, telles que l'éosine et l'érythrosine, des composés très instables que les acides, même faibles, détruisent.

Ce procédé de sensibilisation n'est guère employé aujourd'hui que dans des recherches spéciales, où il s'agit principalement de la reproduction des œuvres d'art. En variant

la nature du bain, suivant le sujet, on peut arriver, par des essais méthodiques, à une représentation exacte des intensités lumineuses dans chaque cas particulier.

Mais on ne peut préparer ainsi, à l'avance, qu'un petit nombre de plaques, juste la quantité nécessaire aux besoins de la semaine au plus, car les plaques ainsi traitées ne se conservent que peu de temps.

Les auteurs qui se sont occupés de cette importante question ont donné diverses formules. Nous nous bornerons à la suivante, que MM. Burton et Arito ont indiquée à la Société photographique du Japon, et qui leur a permis, tout en faisant usage de l'écran jaune, de photographier correctement des objets présentant une coloration écarlate vive, jaune de chrome et bleu foncé.

Solution de cyanine au 1000°.....	1
— d'éosine — .....	1
— d'ammoniaque à 10 0/0.....	4
Eau distillée .....	14

**130. Plaques orthochromatiques.** — On trouve actuellement dans le commerce des plaques orthochromatiques préparées avec diverses matières colorantes. En France, les maisons Altout-Tailfer (de Paris), Perron (de Mâcon) et Lumière (de Lyon) livrent des plaques permettant d'obtenir de bons négatifs de sujets très difficiles à photographier avec les plaques ordinaires. Elles paraissent se conserver aussi longtemps que les plaques ordinaires.

Comme il n'existe pas, actuellement, de substance capable de rendre une plaque photographique impressionnable à toutes les radiations comprises entre le vert et le rouge inclusivement, il est bon, provisoirement, de faire, comme la maison Lumière, deux séries de plaques orthochromatiques, les unes (série A) sensibles aux rayons verts et jaunes, les autres (série B) sensibles aux rayons jaunes et rouges.

Les premières sont destinées à la photographie des paysages et à la reproduction de tableaux dont les teintes dominantes se rapprochent du jaune et du vert ; les secondes sont surtout destinées à la reproduction de tableaux, de vitraux, d'étoffes, de fleurs, etc.

L'emploi des plaques orthochromatiques exige certaines précautions. Leur sensibilité pour les radiations peu réfrangibles oblige à ne les manier, dans le laboratoire obscur, qu'à une lumière rouge rubis extrêmement faible ; il est même indispensable de charger les châssis loin de cette lumière, et de couvrir la cuvette pendant le développement, en ne regardant que de temps à autre la venue de l'image.

Dans le cas où la couleur sensibilisatrice persisterait encore dans la gélatine après le dernier lavage, il serait nécessaire de plonger le phototype pendant quelques minutes dans l'alcool, qui dissoudrait la matière colorante.

**131. Cas où les plaques orthochromatiques doivent être employées avec ou sans l'écran coloré.** — Lorsqu'il s'agit de la *photographie instantanée*, les plaques orthochromatiques doivent être préférées aux plaques ordinaires, comme étant moins sensibles aux radiations très réfrangibles, et permettant d'exagérer la pose et de pousser le développement sans crainte de voile. Mais, tant qu'on n'aura pas des plaques plus sensibles et des objectifs plus lumineux que ceux qu'on emploie actuellement, on devra éviter l'emploi de l'écran coloré, à cause de la perte de lumière qui en résulte et qui empêche les détails d'apparaître.

Pour la *photographie posée*, il y a lieu de considérer les divers genres de sujets à reproduire.

Les portraits gagnent beaucoup à être faits sur plaques orthochromatiques : non seulement les couleurs des costumes sont rendues avec leur vraie valeur, mais le teint du

visage, la couleur de la chevelure, ont leur effet exact. D'autre part, le travail de la retouche est considérablement simplifié.

On devra employer l'écran coloré toutes les fois que l'ouverture de l'objectif le permettra sans trop augmenter la pose.

Pour la reproduction des fleurs, étoffes, tapisseries, tableaux, etc., il faudra faire usage de plaques choisies de façon à être sensibles aux couleurs dominantes, et adjoindre l'écran coloré.

Les grandes masses de verdure présentent des nuances très variées qui sont reproduites en tons noirâtres par les plaques ordinaires, lesquelles ne peuvent en donner les détails, même avec adjonction de l'écran jaune. Il n'en est plus de même des plaques orthochromatiques, surtout celles qui sont sensibles au jaune et au vert : elles respectent les luminosités des diverses nuances de vert et de jaune, et, si l'on emploie l'écran jaune, on obtient encore une notable amélioration de l'image, particulièrement si la verdure est tant soit peu éloignée.

En ce qui concerne les sujets ne présentant que des blancs, des gris et des noirs, tels que les panoramas de glaciers, les plaques orthochromatiques donnent les mêmes résultats que les plaques ordinaires, et ces résultats sont incomparablement meilleurs après l'interposition de l'écran coloré. Mais si le sujet présente à la fois des glaciers et des masses de verdure, les plaques orthochromatiques, même avec écran, ne permettent guère mieux que les plaques ordinaires d'obtenir un bon résultat général. Il faudrait, pour ces deux genres de sujets, des poses très différentes, et l'on doit se résigner à avoir l'un médiocre pendant que l'autre est à point, ou tous les deux passables; on pourrait peut-être améliorer l'image par l'emploi d'un écran vert convenablement choisi.

## CHAPITRE IX

### PRODUCTION DE L'IMAGE LUMINEUSE AU MOYEN D'UNE PETITE OUVERTURE

**182. Divers modes de production de l'image lumineuse.** — L'objet principal de l'*Optique photographique* est la *production de l'image lumineuse*, que les développeurs transformeront ensuite en *image chimique*.

On peut obtenir, sur une surface sensible, une image capable d'impressionner cette surface, par trois procédés principaux :

1° Au moyen d'une chambre noire percée d'une petite ouverture (4, 2°);

2° Au moyen d'une lentille convergente (87, 2°);

3° Au moyen d'un miroir sphérique concave (37, 1°);

Le dernier procédé n'est guère employé que pour la photographie astronomique et pour certaines recherches scientifiques toutes spéciales; nous ne nous y arrêterons pas, le cadre de ce Traité n'embrassant que la photographie courante.

**183. Caractères des images obtenues dans la chambre noire à simple ouverture. — Condition théorique de netteté.** — D'après la théorie de la forma-

tion de l'image dans la chambre obscure de Porta (4), cette image doit présenter les caractères suivants :

- 1° Elle est renversée ;
- 2° Elle est semblable à l'objet et colorée comme lui ;
- 3° Sa grandeur est à celle de l'objet comme leurs distances respectives à l'ouverture ;
- 4° Son éclat est d'autant plus grand que l'ouverture est plus large ;

5° Quant à sa *netteté*, comme chaque point de l'objet va éclairer sur l'écran une plage déterminée par l'intersection de cet écran avec le cône ayant pour sommet le point considéré et pour directrice le contour de l'ouverture, elle est d'autant plus grande que la surface de l'ouverture est plus petite et la distance de l'objet plus grande.

Si l'ouverture est circulaire, et si les axes des divers cônes circonscrits à cette ouverture et ayant pour sommets les divers points de l'objet ne s'écartent pas beaucoup de la perpendiculaire abaissée du centre du cercle sur l'écran, les taches lumineuses qui se forment sur l'écran sont sensiblement circulaires ; si l'une de ces taches n'a pas plus de  $\frac{1}{10}$  de millimètre de diamètre, elle apparaîtra à l'œil nu à peu près comme un point, et l'image aura une netteté suffisante dans la pratique. — Le cercle de  $\frac{1}{10}$  de millimètre de diamètre est appelé le *cercle de diffusion tolérée*.

Il résulte de là que, pour obtenir une image suffisamment nette au moyen d'une petite ouverture circulaire, il faudrait que celle-ci eût un diamètre inférieur à  $\frac{1}{10}$  de millimètre.

**134. Phénomènes de diffraction. — Condition pratique de netteté.** — Mais, à mesure qu'on diminue le diamètre de l'ouverture, on voit apparaître des phéno-

mènes nouveaux, inexplicables par le seul principe de la propagation rectiligne, et dont la théorie des ondulations rend très bien compte : ce sont les phénomènes de *diffraction*, consistant, dans le cas actuel, en ce que la lumière blanche est dispersée par son passage à travers la petite ouverture, de sorte que la tache lumineuse éclairée sur l'écran par un point de l'objet présente des franges irisées variables avec la distance de l'écran à l'ouverture.

Pour éviter ces complications, on est obligé de prendre une ouverture plus grande que ne l'indique la théorie élémentaire; mais alors on devra se contenter d'une netteté *relative* pour l'image. L'expérience montre que, pour une grandeur d'image donnée, il y a un diamètre de l'ouverture qui rend maxima cette netteté relative : pour toute valeur du diamètre supérieure ou inférieure à cette valeur particulière, la netteté diminue. — Il reste à déterminer cette valeur pour chaque position de l'écran.

**185. Loi du maximum de netteté : expériences de M. Colson.** — Cette détermination a été faite par M. le Commandant Colson<sup>1</sup>.

Se plaçant d'abord dans le cas où l'objet est assez éloigné de l'ouverture pour qu'une variation dans cette distance n'influe pas sur la position qu'il faut donner à la surface sensible, par rapport à l'ouverture, pour avoir le maximum de netteté (il suffit d'une centaine de mètres), M. Colson a photographié un même objet en plaçant successivement la plaque sensible à des distances de l'ouverture variant de 10 centimètres en 10 centimètres, depuis 10 centimètres jusqu'à 1 mètre, et en prenant pour chacune de ces distances une succession d'ouvertures, dont le diamètre variait de dixièmes en dixièmes de millimètre. Il a d'abord reconnu,

<sup>1</sup> Colson, *La Photographie sans objectif* (Paris, Gauthier-Villars).



ce que l'on savait déjà, qu'il existe, pour chaque distance  $d$  de la plaque à l'ouverture, un diamètre  $\varepsilon$  de celle-ci pour lequel la netteté passe par un maximum, et réciproquement.

En comparant ensuite entre elles les valeurs correspondantes de  $d$  et de  $\varepsilon$ , il a remarqué que les valeurs de  $d$  sont entre elles comme les carrés des valeurs de  $\varepsilon$  donnant le maximum de netteté, et que, si  $d$  et  $\varepsilon$  sont évalués en millimètres, le coefficient de proportionnalité  $\frac{\varepsilon^2}{d}$  est égal à 0,00081, de sorte que l'on a :

$$\delta^2 = 0,00081 \times d,$$

relation qui permet de calculer l'une des quantités  $\varepsilon$  et  $d$  lorsque l'autre est donnée.

M. Colson a ensuite étudié le cas où la distance  $p$  de l'objet à l'ouverture est notablement inférieure à une centaine de mètres, étant du même ordre de grandeur que la distance  $p'$  de la plaque sensible à l'ouverture; il est arrivé, par des considérations théoriques basées sur le principe des interférences, à la formule suivante :

$$p' = \frac{p\delta^2}{0,00081p - \delta^2},$$

qui permet de calculer la distance  $p'$  correspondant au maximum de netteté pour un diamètre donné  $\varepsilon$  et une distance donnée  $p$  de l'objet à l'ouverture.

Cette formule générale, qui embrasse le cas particulier examiné en premier lieu (puisque, pour  $p$  très grand par rapport à  $\varepsilon$ , elle donne  $p' = \frac{\varepsilon^2}{0,00081}$ ), conduit aux conséquences suivantes :

1° Lorsque la distance  $p$  de l'objet à l'ouverture, d'abord

très grande, diminue graduellement, la distance  $p'$  de netteté maximum, pour une même valeur de  $\delta$ , augmente peu à peu; pour  $p = \frac{2\delta^2}{0,00081}$  on a :

$$p' = \frac{2\delta^2}{0,00081} = p,$$

c'est-à-dire que, lorsque l'objet se trouve à une distance de l'ouverture double de la distance de netteté maxima correspondant à l'objet très éloigné, l'image la plus nette se forme à la même distance, de l'autre côté de l'ouverture. L'image est alors égale en grandeur à l'objet :

2° Si l'objet continue à se rapprocher de l'ouverture, l'image nette continue à s'éloigner, et, lorsque l'on a  $p = \frac{\delta^2}{0,00081} = d$ ,  $p'$  devient infini. — Cela signifie que la netteté de l'image augmente indéfiniment pour l'ouverture de diamètre  $\delta$  déterminé par la relation :

$$\delta^2 = 0,00081p.$$

lorsque la plaque sensible s'éloigne indéfiniment de l'ouverture. En même temps l'image augmente indéfiniment;

3° Lorsque  $p$  devient plus petit que  $d$ ,  $p'$  devient négatif : il n'y a alors aucune position de la plaque sensible pour laquelle l'image serait nette, avec le diamètre actuel  $\delta$  de l'ouverture. Si donc l'on veut placer l'objet très près de l'ouverture, il faut, pour avoir une image suffisamment nette, employer la plus petite ouverture compatible avec l'absence des phénomènes de diffraction.

**186. Diamètre d'ouverture à employer dans chaque cas particulier.** — Supposons d'abord que, l'objet étant très éloigné, ce qui est le cas le plus fréquent dans la pratique, on veuille obtenir une épreuve de dimen-

sions données d'avance. On fera varier le tirage de la chambre, de manière à placer la surface sensible à la distance voulue pour que l'image, examinée sur le verre dépoli, ait les dimensions requises. On calculera ensuite le diamètre  $\delta$  de l'ouverture donnant le maximum de netteté, à l'aide de la formule :

$$\delta = \sqrt{0,00081d},$$

$d$  étant la distance qu'on vient d'établir entre l'ouverture et le verre dépoli.

Supposons maintenant qu'il s'agisse d'un objet placé à la portée de l'opérateur, et que celui-ci se propose d'en obtenir une image  $k$  fois plus grande ( $k$  étant plus grand que l'unité dans le cas d'une amplification, plus petit que l'unité dans le cas d'une réduction). L'image devant être comprise tout entière sur la surface sensible, si l'on appelle  $a$  la plus grande dimension de l'objet, et  $a'$  la dimension correspondante de l'image, il faudra que la plus grande dimension du verre dépoli soit au moins égale à  $a'$  ou à  $ka$ ; pour que l'image recouvre entièrement ce verre, il faut qu'il soit placé à une distance  $p'$  de l'ouverture donnée par la formule :

$$ka = 2p' \operatorname{tang} \frac{\alpha}{2},$$

en appelant  $\alpha$  l'angle de champ de l'ouverture, qui peut être égal à  $90^\circ$ .

La distance  $p'$  étant connue, on calculera la distance  $p$  de l'objet à l'ouverture, et le diaphragme  $\delta$  de l'ouverture, par les relations :

$$p' = kp,$$

$$p' = \frac{p\delta^2}{0,00081p - \delta^2},$$

qui donnent :

$$\bar{p} = \frac{\bar{p}'}{k},$$

$$\delta^2 = \frac{0,00081\bar{p}'}{1 + k}.$$

**187. Réduction dans la pratique du nombre des diamètres d'ouvertures.** — Suivant les valeurs attribuées à  $\bar{p}'$  et à  $k$ , cette dernière formule peut donner pour  $\delta$  des valeurs très diverses, ce qui obligerait à employer, pour reproduire les différents objets, un très grand nombre de trous de diamètres différents. Heureusement, l'on peut réduire ceux-ci à un nombre assez restreint, en se bornant, pour ces diamètres, aux dixièmes de millimètre, en commençant par  $\frac{3}{10}$ .

Lorsque l'objet est très éloigné, on peut obtenir des images de diverses grandeurs en employant, d'après les calculs de M. Colson, des ouvertures de diamètres respectivement égaux, en millimètres, à :

$$\frac{3}{10}, \quad \frac{4}{10}, \quad \frac{5}{10}, \quad \frac{6}{10}, \quad \frac{7}{10}, \quad \frac{8}{10}, \quad \frac{9}{10}$$

et plaçant la surface sensible à des distances de l'ouverture respectivement égales, en centimètres, à :

$$11, \quad 20, \quad 30, \quad 44, \quad 61, \quad 80, \quad 100.$$

Ces dernières distances pourront encore être employées sans inconvénient appréciable lorsque la distance  $\mu$  de l'objet à l'ouverture, au lieu d'être très grande, ne sera pas inférieure aux valeurs respectives suivantes, qui sont exprimées en centimètres :

$$45, \quad 100, \quad 200, \quad 330, \quad 492, \quad 620, \quad 1124.$$

L'opérateur devra choisir celle de ces distances qui sera

en rapport avec les dimensions qu'il voudra donner à l'image, et prendre le diamètre d'ouverture correspondant.

**133. Mise en pratique du procédé.** — La méthode photographique précédente, dite *sténopé* (στενωπέ, étroit), exige quelques précautions pour donner des images acceptables.

1° *L'ouverture* ne doit pas présenter de bavures; elle doit être de forme conique, à bords tranchants, nets et sans stries. On obtient de bons résultats en se servant de lames minces de cuivre ou de zinc qu'on perce au moyen d'une mèche à tranchant incliné. Il est commode de pratiquer sur un même disque une série de trous de 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9 dixièmes de millimètre de diamètre, comme dans les diaphragmes à rotation (236).

2° La *chambre noire* peut consister simplement en une caisse en bois noircie intérieurement, dont une des parois est munie de la lame métallique perforée, de façon que la lumière puisse entrer suivant un cône de 90° d'ouverture, la paroi opposée restant ouverte pour l'introduction du châssis contenant la glace sensible. Il est bon, cependant, d'employer une chambre noire à soufflet, afin de pouvoir placer la glace à différentes distances de l'ouverture, en opérant avec différents diamètres.

3° Le *verre dépoli* n'est pas indispensable, puisqu'il n'y a pas ici de *mise au point*, la place de la surface sensible étant uniquement déterminée d'après la condition du maximum de netteté. Cependant le verre dépoli est utile pour la *mise en plaque*, c'est-à-dire pour s'assurer que l'objet à photographier fera bien son image sur la plaque sensible; il est commode de substituer momentanément à l'ouverture qui devra donner l'image nette une autre ouverture plus grande produisant une image assez éclairée et néanmoins assez nette pour qu'on puisse l'amener sur l'emplacement de la surface sensible.

4° Le *temps de pose*, c'est-à-dire la durée pendant laquelle la surface sensible doit recevoir l'image à l'intérieur de la chambre, dépend d'un grand nombre de circonstances : sensibilité de la préparation, éclairage, coloration, distance, diamètre de l'ouverture, etc. Il peut varier de quelques secondes à un quart d'heure.

**139. Avantages et inconvénients du sténopé.** —

L'emploi d'une petite ouverture comme seul organe optique, outre qu'il est très économique, présente de nombreux avantages :

1° Il donne des images nettes entre des limites très étendues de distance de l'écran à l'ouverture et de l'objet à l'ouverture, convenant ainsi très bien pour les vues de paysages, de monuments, etc. :

2° Il permet, sans changer la chambre de place, de photographier, du même point, le même objet à des échelles différentes ;

3° Le champ de netteté est très ouvert et peut dépasser 90° ;

4° Il produit des images exemptes de déformation : en particulier, les lignes droites de l'architecture sont reproduites avec une parfaite rectitude ; il en est de même de celles d'un dessin, qu'on peut reproduire très exactement, avec ou sans changement d'échelle.

Ce procédé est donc susceptible de rendre de grands services au topographe, à l'ingénieur, au touriste, à l'artiste, au dessinateur.

Malgré toutes ces qualités, le sténopé est inférieur à l'emploi de l'objectif au point de vue de la rapidité et de la netteté : il ne se prête ni à l'instantanéité ni à l'agrandissement des épreuves obtenues.

## CHAPITRE X

### PRODUCTION DE L'IMAGE LUMINEUSE AU MOYEN D'UN OBJECTIF. — LENTILLES ÉPAISSES ET SYSTÈMES CENTRÉS QUELCONQUES.

**190. Principe de la photographie au moyen d'un objectif.** — Dans la photographie courante, l'image lumineuse, qui devra être ultérieurement transformée en image chimique, est produite à l'aide d'une lentille convergente ou d'un système convergent de lentilles constituant ce qu'on nomme l'*objectif*. Celui-ci est fixé dans un tube métallique T (*fig. 159*) vissé à la partie antérieure d'une boîte CDEF, à

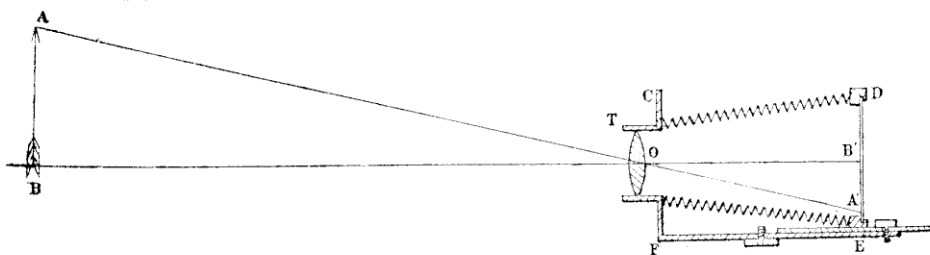


FIG. 159.

parois opaques et nommée *chambre noire*. Cette boîte porte à sa face opposée un cadre DE dans lequel se trouve enchâssée une glace dépolie destinée à recevoir l'image. Les

parois latérales forment un soufflet qui permet, à l'aide d'une crémaillère manœuvrée par un bouton, de rapprocher ou d'éloigner la glace dépolie de l'objectif, afin d'avoir sur cette glace une image aussi nette que possible des objets extérieurs. Ceux-ci étant généralement situés à une distance de l'objectif beaucoup plus grande que le double de la distance focale principale de ce système optique, leur image sera réelle, renversée et diminuée (87).

Pour des raisons qui seront exposées plus loin, l'objectif est toujours formé de *plusieurs* lentilles convenablement associées : on ne peut donc plus l'assimiler à une lentille *mince* (75), et nous sommes obligé, comme introduction à l'étude des objectifs photographiques, d'exposer sommairement les propriétés des *lentilles épaisses* et des *systèmes centrés*.

#### L. — LENTILLES ÉPAISSES

**191. Réfraction par une surface sphérique de faible ouverture.** — Considérons deux milieux réfringents séparés par une petite calotte sphérique MN (*fig. 160*) ; un

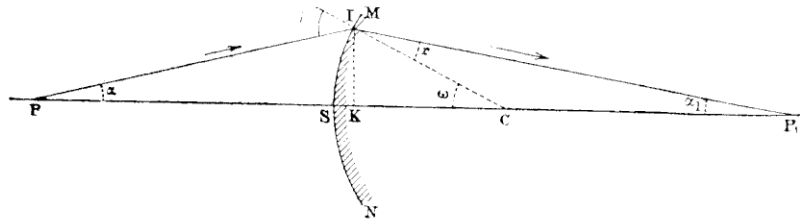


FIG. 160.

pareil système porte le nom de *dioptre*. Soient  $R$  le rayon de la calotte et  $n$  l'indice de réfraction du second milieu par rapport au premier. Supposons un point lumineux  $P$  placé sur l'axe  $CS$  de la calotte. Un rayon incident  $PI$  don-



nera un rayon réfracté  $IP_1$  et, à cause de la petitesse des angles  $i, r, \omega, z, z_1$ , on pourra les confondre avec leurs sinus ou leurs tangentes

La loi de Képler (56) donne d'abord :

$$i = nr;$$

d'autre part, la figure montre que :

$$i = \omega + z, \quad r = \omega - z_1,$$

et par suite :

$$\omega + z = n(\omega - z_1),$$

ou, sensiblement, en posant  $SP = p, SP_1 = p_1$  :

$$\frac{IK}{SC} + \frac{IK}{p} = n \left( \frac{IK}{R} - \frac{IK}{p_1} \right);$$

d'où l'on tire :

$$(1) \quad \frac{1}{p} + \frac{n}{p_1} = \frac{n-1}{R}.$$

Cette dernière relation étant indépendante de  $z$ , tous les rayons émanés de P vont concourir, après leur passage à travers la surface réfringente MN, en un même point  $P_1$ .

On voit facilement que la relation (1), établie dans un cas particulier, est générale, pourvu qu'on convienne de compter les distances  $p, p_1$  et R positivement à partir du sommet S, vers leurs milieux respectifs.

**192. Foyers principaux d'un dioptré.** — Si l'on a  $p = \infty$ , la relation (1) donne pour  $p_1$  la valeur particulière :

$$f_1 = \frac{nR}{n-1};$$

un faisceau de rayons incidents parallèle à l'axe de la calotte est donc transformé en un faisceau conique ayant pour sommet un point qu'on peut appeler le *deuxième foyer principal*.

Si, dans la même relation, on fait  $p_1 = \infty$ , on trouve pour  $p$  la valeur :

$$f = \frac{R}{n - 1};$$

les rayons émergents se propageant parallèlement dans le second milieu proviennent d'un point (*premier foyer principal*) dont la distance au sommet S (comptée positivement vers le premier milieu) a la valeur précédente.

Des valeurs des deux distances focales principales on déduit :

$$n = \frac{f_1}{f}, \quad R = f_1 - f,$$

et, en introduisant ces dernières valeurs dans la relation (1), celle-ci prend la forme :

$$(2) \quad \frac{f}{p} + \frac{f_1}{p_1} = 1$$

et s'étend à tous les cas, avec la convention faite précédemment sur les signes.

En raisonnant comme pour les miroirs sphériques, on établit aisément que les mêmes formules conviennent aux points peu éloignés de l'axe de la calotte.

Il en résulte qu'un dioptré donne toujours un foyer net d'un point lumineux quelconque, réel ou virtuel.

### 193. Image d'un objet fournie par un dioptré.

— Si maintenant l'on considère un plan perpendiculaire à l'axe du dioptré, les foyers des divers points de ce plan qui ne s'écartent pas beaucoup de cet axe seront situés dans un plan parallèle; de plus, ces foyers formeront une image semblable à l'objet et semblablement placée. — Ainsi : *Un objet plan n'envoyant au dioptré que des rayons peu inclinés sur son axe, et perpendiculaire à cet axe, aura une image située*

dans un autre plan perpendiculaire à cet axe et conjugué du plan de l'objet.

En particulier, une droite perpendiculaire à l'axe du dioptré aura pour image une autre droite perpendiculaire à cet axe.

Quant à la grandeur  $I_1$  de cette image, comparée à la grandeur  $O$  de la droite elle-même, si l'on remarque que le centre de similitude est le centre de courbure  $C$  du dioptré, on voit aisément que :

$$\frac{I_1}{O} = \frac{p_1 - R}{p - R},$$

ou, en tenant compte de la relation (1) :

$$\frac{I_1}{O} = \frac{p_1}{np}.$$

**194. Application aux lentilles épaisses. — Équation aux foyers conjugués.** — Une lentille est dite *épaisse* lorsque la distance  $e$  de ses deux sommets n'est pas négligeable par rapport aux rayons de courbure de ses deux faces.

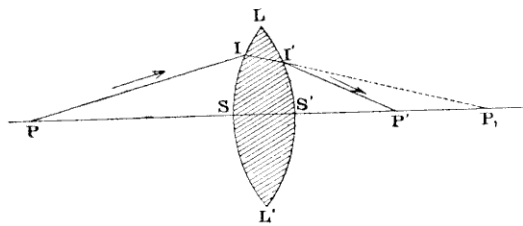


FIG. 161.

Soit une pareille lentille  $LL'$  (*fig.* 161), et  $P$  un point situé sur son axe principal. La première face  $LSL'$  de la lentille donnera du point  $P$ , pour les rayons s'écartant peu de l'axe,

un foyer  $P_1$ , à une distance  $p_1$  de S donnée par la formule :

$$(a) \quad \frac{1}{p} + \frac{n}{p_1} = \frac{n-1}{R}.$$

Les rayons qui iraient converger en  $P_1$ , si le second milieu était indéfini, s'écartant aussi très peu de l'axe, la seconde face  $LSL'$  de la lentille, supposée d'ouverture très petite, donnera de  $P_1$  un foyer  $P'$  parfaitement net, et dont la distance  $p'$  au sommet  $S'$  sera donnée, en grandeur et en signe, par la relation :

$$-\frac{1}{p_1 - e} + \frac{1}{p'} = \frac{1-n}{R},$$

ou :

$$(b) \quad -\frac{n}{p_1 - e} + \frac{1}{p'} = -\frac{n-1}{R}.$$

En éliminant  $p_1$  entre les relations (a) et (b), on aura l'équation aux foyers conjugués :

$$(c) \quad \frac{nR p}{(n-1)p - R} + \frac{nR p'}{(n-1)p' + R} = e,$$

qui donne la valeur de  $p'$  en fonction de  $p$  et des éléments  $R_1$ ,  $R'$ ,  $n$ ,  $e$  de la lentille épaisse.

Ainsi : *Une lentille épaisse donne toujours un foyer net d'un point lumineux placé sur son axe principal.*

Il en est évidemment de même pour un point lumineux placé en dehors de l'axe, mais n'envoyant sur la première face de la lentille que des rayons peu inclinés sur cet axe.

### 195. Plans principaux d'une lentille épaisse. —

L'équation ci-dessus est trop compliquée, et il y a lieu de la ramener à une forme plus simple. Il suffit, pour cela, ainsi que Gauss l'a montré, de compter les distances  $p$  et  $p'$ , non plus à partir des sommets antérieur S et postérieur S' de la

lentille, mais à partir de deux plans fixes convenablement choisis, perpendiculaires à l'axe principal, et qu'on appelle *plans principaux*.

Pour arriver à la considération de ces plans, remarquons d'abord que, dans le cas d'une seule surface sphérique de faible ouverture, le rayon incident et le rayon réfracté correspondant peuvent être regardés comme se coupant sur le plan tangent au sommet de la partie utile de la calotte sphérique.

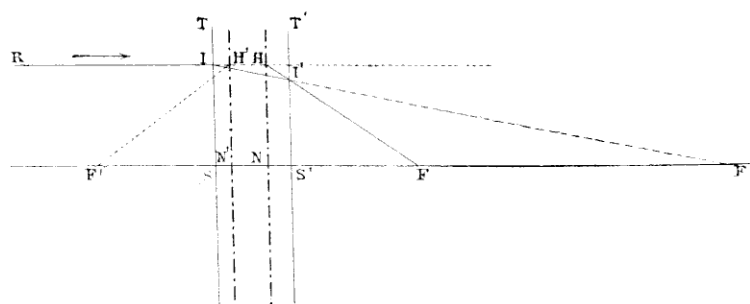


FIG. 162.

Cela posé, soient \$ST, S'T'\$ (*fig.* 162) les plans tangents aux sommets \$S, S'\$ d'une lentille que, pour fixer les idées, nous supposerons biconvexe. Un rayon \$RI\$, parallèle à l'axe principal, irait, si le second milieu était indéfini, couper l'axe principal en \$F\_1\$; mais sa réfraction à la seconde face lui fait prendre la direction \$IF\$, qui va passer par le *deuxième foyer principal* \$F\$. Les rayons incident et émergent se coupent en \$H\$; soit \$N\$ le point où le plan mené par \$H\$, perpendiculairement à l'axe, rencontre cet axe. La similitude des triangles \$HNF\$ et \$I'SF\$ donne :

$$\frac{NF}{SF} = \frac{HN}{IS'}$$

D'autre part, les triangles semblables  $ISF_1$ ,  $IS'F_1$  donnent :

$$\frac{SF_1}{SF_1'} = \frac{SI}{S'I'}$$

d'où l'on déduit, en remarquant que  $SI = HN$  :

$$NF = \frac{SF \times SF_1}{SF_1'}$$

Les quantités qui entrent dans le second membre étant indépendantes de la distance  $IS$  du rayon incident  $RI$  à l'axe principal, il en est de même de  $NF$ .

Il résulte de là que les points d'intersection  $H$  des rayons incidents parallèles à l'axe et des rayons émergents correspondants sont tous situés dans le plan  $NH$ , qui a reçu le nom de *second plan principal* : il correspond au second foyer principal. Il existe évidemment un *premier plan principal*  $N'H'$ , correspondant aux rayons venant de l'infini à droite de la lentille, et allant converger au premier foyer principal  $F'$ .

Les points  $N$ ,  $N'$ , où l'axe principal rencontre les plans principaux, s'appellent les *points principaux*. Les distances  $NF$ ,  $N'F'$  sont les *distances focales principales* de la lentille; on les calcule facilement en joignant à la relation  $NF = \frac{SF \times SF_1}{SF_1'}$  la condition (b) qui exprime que  $F_1$  et  $F$  sont conjugués par rapport à la face  $ST'$ , et la valeur de la distance focale  $SF_1'$ . Dans le cas où la lentille est baignée sur ses deux faces par un même milieu, on trouve que les deux distances focales principales sont égales.

Les positions des plans principaux dans une pareille lentille peuvent être aisément déterminées par le calcul.

Si l'épaisseur des lentilles est faible, les deux plans principaux sont à l'intérieur d'une lentille biconvexe ou biconcave; pour une lentille plan-convexe ou plan-concave, l'un des plans principaux est tangent à la face courbe, l'autre

étant à l'intérieur: enfin, pour un ménisque, l'un des plans principaux au moins est en dehors de la lentille, du côté de la face qui a la plus forte courbure. D'ailleurs, le premier plan principal est en avant du second, à moins que la lentille n'ait une très grande épaisseur.

Pour des lentilles de même épaisseur, mais de formes différentes, la distance des deux plans principaux, distance qu'on appelle *interstice*, est sensiblement la même. Si les lentilles sont peu épaisses, l'interstice  $d$  a sensiblement pour valeur :

$$d = \frac{n-1}{n} e.$$

Pour le verre ordinaire, l'indice  $n$  est à peu près  $\frac{3}{2}$ , ce qui donne :

$$d = \frac{e}{3};$$

*l'interstice est le tiers de l'épaisseur des lentilles.*

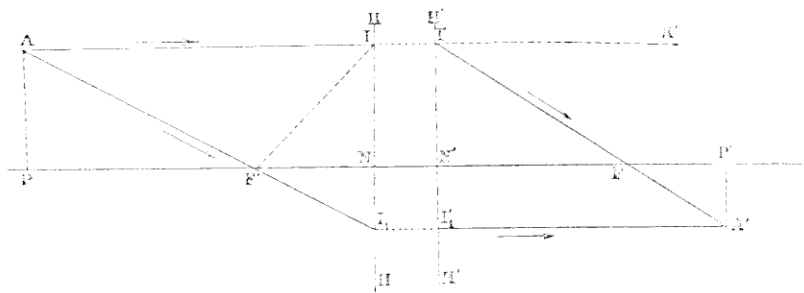


FIG. 163.

**196. Construction géométrique du conjugué d'un point donné : nouvelle forme de l'équation aux foyers conjugués.** — Soient: HH, H'H' (fig. 163), les deux plans principaux d'une lentille épaisse plongée dans l'air; F, F', les deux foyers principaux; et A, un point lumi-

neux peu écarté de l'axe principal. Le rayon incident AI, parallèle à cet axe, va, après réfraction, passer par le second foyer F ; comme les points I et I' sont évidemment conjugués l'un de l'autre<sup>1</sup>, le rayon émergent correspondant au rayon AI est I<sub>1</sub>F. D'autre part, si l'on considère le rayon incident AF', qui va passer par le premier foyer F', ce rayon, après avoir coupé le second plan principal, sort parallèlement à l'axe, suivant I'<sub>1</sub>A'. — Le point A', où les deux rayons émergents se rencontrent, est le foyer conjugué du point A.

Abaissons des points A et A' des perpendiculaires sur l'axe principal. Les positions des points A et A' seront entièrement déterminées par les distances NP = p, AP = h, NP' = p', AP' = h'.

Or les triangles semblables FI<sub>1</sub>N, AI<sub>1</sub>I donnent :

$$\frac{f}{p} = \frac{h'}{h + h'}$$

de même, les triangles I'NF, II'<sub>1</sub>A' donnent :

$$\frac{f}{p'} = \frac{h}{h + h'}$$

En divisant ces deux relations membre à membre, on a :

$$\frac{h'}{h} = \frac{p'}{p}$$

En les ajoutant membre à membre, il vient :

$$\frac{f}{p} + \frac{f}{p'} = 1$$

ou :

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{1}{f}$$

<sup>1</sup> Le sens de la propagation d'un rayon étant arbitraire, on peut considérer les deux rayons AI et FI comme partant de I pour devenir après réfraction IF et I'R', de sorte que les deux points I et I' sont conjugués ; il en est de même de N et N'.



C'est l'équation aux foyers conjugués, qui, grâce aux plans principaux, conserve la même forme que pour les lentilles infiniment minces.

**197. Image d'un objet plan.** — Si l'on imagine un point lumineux se déplaçant dans le plan mené par le point P (fig. 163) perpendiculairement à l'axe principal, son conjugué sera constamment situé dans le plan mené par P', perpendiculairement à cet axe. Une figure plane quelconque tracée dans le premier plan aura donc pour image une autre figure plane semblable située dans le second plan. Ainsi :

*Une lentille épaisse donne d'un objet plan perpendiculaire à son axe et n'envoyant sur la lentille que des rayons peu inclinés sur cet axe une image nette qui est elle-même plane, perpendiculaire à l'axe et semblable à l'objet.*

Quant au rapport de grandeur linéaire de l'image et de l'objet, il est donné par la relation :

$$\frac{h'}{h} = \frac{p'}{p},$$

c'est-à-dire que l'image est à l'objet comme la distance de l'image au second plan principal est à la distance de l'objet au premier plan principal.

La discussion des relations de position et de grandeur de l'image et de l'objet se fait, d'ailleurs, comme pour les lentilles minces, pourvu qu'on suppose le plan médian de la lentille dédoublé suivant les deux plans principaux, et qu'on compte les distances  $p$  et  $p'$  respectivement à partir du premier et du second plan principal.

**198. Centre optique et points nodaux d'une lentille épaisse.** — Dans une lentille épaisse il y a toujours un *centre optique*, c'est-à-dire un point tel que tout rayon

incident qui donne un rayon intérieur passant par ce point émerge parallèlement à sa direction primitive ; la définition du centre optique (80) suppose même à la lentille une certaine épaisseur. — Mais ici on ne peut plus considérer, comme dans les lentilles d'épaisseur négligeable, un rayon incident passant par le centre optique comme continuant sa route en ligne droite ; un pareil rayon subit un *déplacement latéral*, comme s'il traversait une lame épaisse à faces parallèles (64).

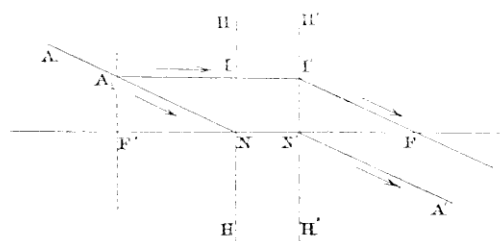


FIG. 164.

Un point lumineux tel que  $A$  [fig. 164], situé en dehors de l'axe principal d'une lentille épaisse, ne possède donc pas d'*axe secondaire* proprement dit (82) ; toutefois, parmi tous les rayons envoyés sur la lentille par le point  $A$ , il en est toujours un auquel correspond un rayon émergent *parallèle*. — En effet, considérons le rayon incident  $AN$  se dirigeant vers le premier point principal  $N$  ; soit  $A_1$  le point où ce rayon rencontre le premier plan focal  $F'A_1$ . Menons par  $A_1$  un rayon  $A_1I'$  parallèle à l'axe principal ; ce rayon émerge suivant  $I'F'$ . Le rayon émergent correspondant à  $AN$  doit passer par le point  $N'$ , conjugué de  $N$ , et doit être parallèle à  $I'F'$ , puisque tous les rayons incidents issus du point  $A_1$ , situé dans le plan focal, donnent naissance à des rayons émergents parallèles entre eux. Or la figure  $A_1I'FN'$ , ayant deux côtés  $A_1I'$  et  $NF'$  égaux et parallèles, est un

parallélogramme, de sorte que les côtés  $A_1N$  et  $IF$  sont parallèles. Dès lors, le rayon incident  $AN$  et le rayon émergent correspondant  $N'A'$ , étant parallèles à une même direction  $IF$ , sont parallèles entre eux. Ainsi :

*Tout rayon incident qui se dirige vers le premier point principal donne naissance à un rayon émergent qui lui est parallèle, et qui passe par le second point principal.*

Les points  $N$  et  $N'$ , considérés au point de vue de cette importante propriété, prennent ici le nom de *points nodaux*. Le point  $N$  est le *point nodal* d'incidence, et le point  $N'$ , le *point nodal d'émergence*. Les positions de ces deux points offrent avec celle du centre optique de la lentille une relation très simple. Reprenons, en effet, la figure 86, et supposons qu'on y ait prolongé les rayons  $III$  et  $II'$  jusqu'à leur rencontre avec l'axe principal en  $N, N'$ ; ces points  $N$  et  $N'$  sont les points nodaux; or les deux droites  $CN$  et  $HN$  représentent deux rayons émanés du point virtuel  $N$  et amenés par la première réfraction à converger en  $O$ : le point  $N$  est donc le conjugué du centre optique  $O$  par rapport à la première face  $LSL'$  de la lentille; on verrait de même que le point  $N'$  est le conjugué du même point  $O$  par rapport à la seconde face  $LSL$ .

Ainsi : *Les points nodaux sont les foyers conjugués du centre optique de la lentille épaisse par rapport à ses deux faces*. Leurs positions peuvent donc être facilement déterminées par celle du centre optique et la formule de réfraction à travers une calotte sphérique de faible ouverture (191).

On trouve ainsi, pour les distances du premier et du second point nodal aux sommets correspondants :

$$SN = \frac{R}{n(R + R') - (n - 1)e} e,$$

$$SN' = \frac{R'}{n(R + R') - (n - 1)e} e.$$

## II. — SYSTÈMES CENTRÉS QUELCONQUES

**199. Réfraction à travers un système de surfaces sphériques centrées.** — On nomme *système dioptrique centré* une succession de milieux transparents différents, séparés par des surfaces sphériques ayant leurs centres de courbure et leurs pôles sur une même droite. Cette droite est l'*axe principal* du système; toute section faite par un plan passant par l'axe principal est une *section principale*; elle coupe chacune des surfaces sphériques suivant un arc de grand cercle.

D'après la première loi de la réfraction (56), un rayon d'abord situé dans une section principale reste toujours dans cette section, après un nombre quelconque de réfractions.

Si l'on considère un point lumineux P situé sur l'axe (ou très près de l'axe) dans le premier milieu réfringent, l'air, par exemple, les rayons émanés de ce point et s'écartant peu de l'axe iront, après la première réfraction, converger, réellement ou virtuellement, en un point  $P_1$  qui jouera à son tour le rôle de point lumineux réel ou virtuel par rapport à la seconde surface réfringente; celle-ci donnera de  $P_1$  un foyer  $P_2$  réel ou virtuel fonctionnant comme point lumineux par rapport au troisième dioptré, qui en donnera un nouveau foyer  $P_3$ , et ainsi de suite, jusqu'à la dernière surface sphérique.

Les rayons originaires issus d'un même point iront donc, après toutes ces réfractions, concourir en un même point qui sera le *conjugué* du premier.

Lorsque le système centré reçoit un faisceau incident parallèle à l'axe principal, dans le premier milieu, les rayons émergents dans le dernier milieu vont aboutir à un foyer, réel ou virtuel, qui est le *second foyer principal*; quand le

foyer est réel, le système est dit *convergent* ; quand le foyer est virtuel, le système est dit *divergent*. La lumière pouvant traverser le système dans deux sens opposés, il y a un *premier foyer principal*, qui peut lui-même être réel ou virtuel. Les deux foyers principaux n'étant pas nécessairement de même nature, il peut arriver que le système soit convergent d'un côté et divergent de l'autre.

**200. Image d'un objet plan.** — Un objet plan PQ, perpendiculaire à l'axe du système, placé dans le premier milieu et dont les divers points s'écartent peu de l'axe, fournira, après la première réfraction, une image  $P_1Q_1$ , parallèle et semblable à PQ. Cette image fonctionnera comme objet réel ou virtuel par rapport à la seconde surface réfringente, qui en donnera une image  $P_2Q_2$ , parallèle et semblable à  $P_1Q_1$  et, par suite, à PQ, et ainsi de suite.

Finalement, le système donnera de l'objet PQ une image P'Q' plane, réelle ou virtuelle, semblable à PQ et située dans un plan parallèle. Les deux plans PQ et P'Q' seront des *plans conjugués*.

Si l'objet plan PQ est placé assez loin pour pouvoir être regardé comme à l'infini, son image P'Q' sera située dans le *second plan focal*, c'est-à-dire dans le plan perpendiculaire à l'axe principal mené par le second foyer principal. De même, un objet placé dans le *premier plan focal* a son image située à l'infini.

**201. Points principaux, points nodaux.** — Dans le cas d'un dioptré (191), on peut considérer la direction de chacun des rayons parallèles à un même axe comme coupant la direction du rayon réfracté correspondant sur le plan tangent au sommet de la calotte, plan qui peut être appelé le *plan principal* du dioptré. Le raisonnement que nous avons donné (195), et qui ne suppose pas que le troisième

milieu soit identique au premier, montre que, lorsqu'on ajoute au dioptré une nouvelle surface réfringente, la direction de chacun des rayons incidents parallèles à l'axe principal coupe encore la direction du rayon émergent correspondant sur un même plan perpendiculaire à l'axe principal.

Le même raisonnement établirait que cette propriété subsiste lorsqu'on ajoute au système composé de deux surfaces une troisième surface ayant son centre sur l'axe principal de ce système, et ainsi de suite. Un système dioptrique centré quelconque a donc deux *plans principaux*, comme une lentille épaisse; mais les positions de ces plans sont beaucoup plus difficiles à déterminer.

Il existe également, dans un pareil système, deux *points nodaux*, c'est-à-dire deux points tels que tout rayon incident qui se dirige vers le premier point donne naissance à un rayon émergent passant par le second point et parallèle au premier rayon. Seulement, les deux plans principaux ne passent par les points nodaux que lorsque le dernier milieu réfringent est *identique* au premier, ce qui est le cas d'un système centré plongeant dans l'air. Alors, les deux distances focales principales sont égales, et l'équation aux foyers conjugués :

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{1}{f}$$

s'applique comme dans le cas d'une lentille épaisse.

**202. Système centré composé de deux lentilles épaisses.** — Pour donner une idée de la marche des calculs relatifs à la détermination des éléments d'un système centré, considérons le système résultant de l'association de deux lentilles  $L_1$  et  $L_2$  (*fig.* 165), représentées par leurs plans principaux  $N_1H_1, N'_1H'_1$  et  $N_2H_2, N'_2H'_2$ , leurs foyers principaux  $F_1, F'_1$  et  $F_2, F'_2$ ; soient  $d_1$  et  $d_2$  les interstices, et  $z$  la

distance comprise entre le deuxième plan principal  $N_2H_2$  de la première lentille et le premier plan principal  $N_1H_1$  de la deuxième.

Un rayon incident  $RI_1$ , parallèle à l'axe du système et rencontrant en  $I_1$  la première lentille, irait passer en  $F_1'$ , si la seconde lentille n'existait pas, mais, arrivé en  $I_2$ , il est

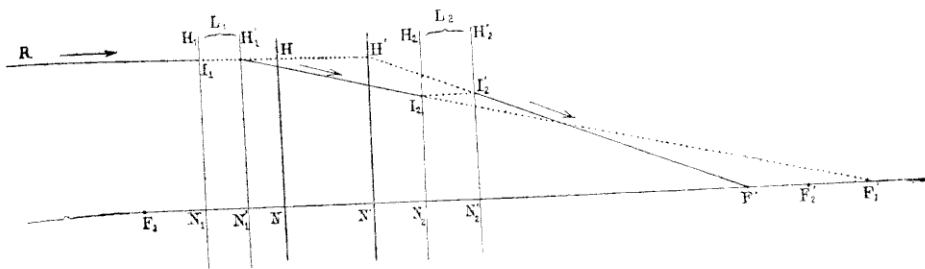


Fig. 165.

rabattu par cette dernière en  $F_2F'$ , de sorte que  $F'$  est le deuxième foyer principal du système. Le rayon incident  $RI_1$  et le rayon émergent  $F_2F'$  se rencontrent en  $H'$ , sur le second plan principal  $N'H'$ . Calculons d'abord la distance focale absolue  $NF' = f$  du système. Les triangles semblables  $H'NF'$  et  $I_2N_2F'$  donnent, combinés avec les triangles semblables  $I_1N_1F_1'$ ,  $I_2N_2F'$ :

$$\frac{NF'}{N_2F'} = \frac{N_1F_1'}{N_2F_1'}$$

De plus, les points  $F_1'$  et  $F'$  étant conjugués par rapport à  $L_2$ , on a :

$$-\frac{1}{N_2F_1'} + \frac{1}{N_2F'} = \frac{1}{f_2}$$

ou :

$$-\frac{1}{f_1 - \delta} + \frac{1}{N_2F'} = \frac{1}{f_2}$$

d'où :

$$N_2F' = \frac{(f_1 - \delta) f_2}{f_1 + f_2 - \delta}$$

Par suite, on a :

$$NF' = f = \frac{(f_1 - \delta) f_2}{f_1 + f_2 - \delta} \times \frac{f_1'}{f_1 - \delta} = \frac{f_1 f_2}{f_1 + f_2 - \delta}$$

Il reste à déterminer la position des plans principaux  $H'N'$ ,  $HN$  du système. La première des relations ci-dessus donne :

$$\frac{NF' - N_2F'}{NF'} = \frac{N_1F'_1 - N_2F'_1}{N_1F'_1},$$

ou :

$$\frac{N_2N'}{f'} = \frac{f_1 - (f_1 - \delta)}{f_1},$$

d'où :

$$N_2N' = \delta \frac{f'}{f_1} = \delta \frac{f_2}{f_1 + f_2 - \delta}$$

On trouverait de même :

$$N_1N = \delta \frac{f'}{f_2} = \delta \frac{f_1}{f_1 + f_2 - \delta}$$

L'interstice  $NN'$  a pour valeur :

$$\begin{aligned} d &= \delta + d_1 + d_2 - N_1N - N_2N' \\ &= d_1 + d_2 - \frac{\delta_2}{f_1 + f_2 - \delta} \end{aligned}$$



## CHAPITRE XI

### ABERRATIONS PRÉSENTÉES PAR LES LENTILLES SUIVANT L'AXE PRINCIPAL. — LEUR CORREC- TION.

**203. Aberrations des lentilles.** — L'étude que nous avons faite, dans le chapitre précédent, des lentilles épaisses supposait :

- 1° Que la lentille considérée a des courbures très peu prononcées et une très petite ouverture ;
- 2° Qu'elle ne reçoit que de la lumière monochromatique ;
- 3° Que les divers points de l'objet s'écartent peu de l'axe principal.

Ces diverses conditions ne sont jamais satisfaites dans la pratique ; il en résulte certaines irrégularités, nommées *aberrations*, auxquelles il est absolument nécessaire de remédier, sans quoi on obtiendrait des images par trop défectueuses.

Parmi ces aberrations, il en est qui existent aussi bien lorsque le point lumineux est situé sur l'axe principal que s'il est en dehors de cet axe ; d'autres se produisent exclusivement pour des points lumineux situés en dehors de l'axe. Nous étudierons d'abord les premières.

## I. — ABERRATION SPHÉRIQUE

**204. Circonstances dont dépend l'aberration sphérique.** — Nous avons déjà indiqué (106) en quoi consiste l'*aberration de sphéricité* ou *aberration sphérique* des lentilles; la cause de cette aberration tient à ce que les lentilles réelles ont toujours une ouverture qui n'est pas négligeable par rapport à la distance focale principale, et alors, même pour un point envoyant de la lumière monochromatique, le foyer des rayons marginaux ne coïncide pas avec celui des rayons centraux, les faisceaux émergents n'étant plus homocentriques.

Si l'on reçoit sur une lentille convergente LL' (*fig.* 420) des rayons homogènes parallèles à l'axe principal, les rayons centraux vont converger en A, les rayons marginaux en B. La distance AB est appelée l'*aberration longitudinale principale*; quand le foyer des rayons centraux est plus éloigné de la lentille que celui des rayons marginaux, cette aberration est dite *positive*: c'est ce qui a lieu pour les lentilles convergentes; les lentilles divergentes ont une aberration *négative*.

Quant à la valeur *absolue* de cette aberration, elle dépend de la nature de la lentille, de sa forme, de la couleur de la lumière incidente, et du sens dans lequel cette lumière arrive sur la lentille. Le calcul montre que, dans le cas d'une lentille en *crown-glass*, biconvexe ou biconcave, l'aberration dont il s'agit est minima lorsque le rayon de courbure de la face de sortie est sextuple de celui de la face d'entrée; en retournant cette lentille d'aberration minima, face pour face, de manière à recevoir les rayons incidents sur la face la moins courbe, l'aberration est plus que triplée.

Une lentille plan-convexe ou plan-concave, dont la face courbe reçoit la lumière incidente, a une aberration à peine

supérieure au minimum : aussi est-elle très fréquemment employée en Optique. Mais il faut éviter de présenter la face plane aux rayons incidents, car alors l'aberration serait plus que quadruplée.

On voit ainsi l'inconvénient qu'il peut y avoir, dans le montage et le démontage des instruments d'optique, à *retourner* les verres.

Si, une lentille convergente recevant un faisceau homogène parallèle à l'axe principal, on place, au foyer principal A (*fig.* 120) des rayons centraux, un écran perpendiculaire à cet axe, on voit en A un point brillant entouré d'une auréole circulaire; le rayon AA' de cette auréole est ce qu'on nomme *l'aberration latérale principale*. — Tandis que l'aberration longitudinale croît comme le carré de l'ouverture et varie en raison inverse de la distance focale principale, l'aberration latérale croît comme le cube de l'ouverture et varie en raison inverse du carré de la distance focale.

**205. Aplanétisme.** — On a vu (106) qu'on peut diminuer l'aberration de sphéricité des lentilles en réduisant l'ouverture par un diaphragme. Mais ce dispositif a pour effet de diminuer la quantité de lumière qui traverse la lentille. Aussi a-t-on cherché à se passer du diaphragme pour obtenir, par des systèmes optiques particuliers, des images dépourvues d'aberration sphérique; de pareils systèmes sont dits *aplanétiques* (*à*, sans; *πλάσι*, erreur) : ils ne peuvent donner l'aplanétisme rigoureux que pour un seul point lumineux.

Il est impossible d'obtenir cet aplanétisme avec une lentille à faces sphériques; mais on peut y arriver en donnant aux faces de la lentille une forme non sphérique. La théorie montre que, pour qu'une lentille soit aplanétique pour les faisceaux parallèles à l'axe principal, les faces doivent être des portions de paraboloides de révolution; si l'on veut que

la lentille soit aplanétique pour un point situé à une distance finie sur l'axe, les faces doivent être constituées par des surfaces de révolution ayant pour méridiennes des ovals de Descartes.

Mais de pareilles surfaces sont très difficiles à réaliser dans la pratique. Aussi a-t-on cherché à obtenir l'aplanétisme en associant deux lentilles sphériques, l'une convergente  $L$  (*fig.* 166), l'autre divergente  $L'$ , de nature différente. En

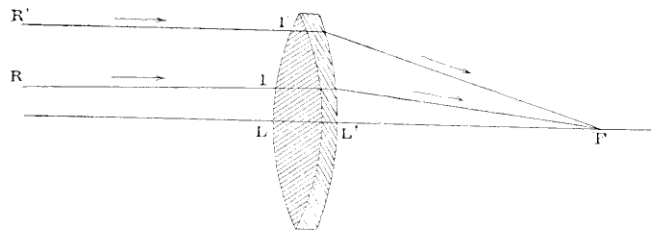


FIG. 166.

choisissant convenablement les rayons de courbure des faces de ces deux lentilles d'indices connus, centrées sur le même axe, on peut faire en sorte que les rayons centraux tels que  $RI$ , et les rayons marginaux tels que  $RI'$ , aient leurs foyers confondus en  $F$ , la seconde lentille  $L'$  ayant plus d'action sur les derniers que sur les premiers.

Les deux lentilles  $L$  et  $L'$  peuvent avoir une face commune et être collées ensemble, ou bien être séparées par une couche d'air plus ou moins épaisse.

L'aplanétisme, il est vrai, ne peut être réalisé rigoureusement que pour un seul point ; toutefois, lorsque l'image d'un objet est assez petite, si l'aberration sphérique est nulle en un de ses points, elle est tellement faible pour les autres que, *pratiquement*, l'image offre une netteté suffisante.

## II. — ABERRATION CHROMATIQUE

**206. Aberration chromatique au point de vue photographique.** — Nous avons étudié (144) l'*aberration de réfrangibilité* ou *aberration chromatique*, en nous plaçant au point de vue purement lumineux ; il faut maintenant envisager cette question dans ses rapports avec la photographie.

Chacune des radiations du spectre visible a deux propriétés : elle produit sur l'œil l'effet *lumineux*, et sur les substances employées en photographie l'effet *actinique* ou *chimique* ; mais les intensités de ces deux effets sont loin d'être proportionnelles : tandis que les radiations jaunes possèdent pour l'œil le maximum d'éclat, c'est dans le bleu, l'indigo et le violet que réside le maximum d'activité chimique.

Il résulte de là que, si l'on produit, au moyen d'une lentille même exempte d'aberration sphérique, et achromatique au point de vue lumineux, une image nette sur le verre dépoli, la mise au point, quoique exacte pour l'œil, ne l'est pas pour la plaque photographique. La lentille présente, en particulier, deux foyers principaux placés du même côté : un *foyer visuel* déterminé par l'œil, et un *foyer chimique* relatif à la surface sensible et plus rapproché de cette lentille que le premier. On conçoit qu'il est absolument indispensable de faire coïncider ces deux foyers, si l'on veut éviter d'avoir des images floues sur les épreuves. C'est là le but de l'*achromatisme chimique*. Avant d'indiquer comment il peut être obtenu, il faut étudier de plus près l'action d'un prisme ou d'une lentille sur un faisceau de lumière blanche.

**207. Caractérisation d'un verre au point de vue photographique.** — Supposons que la substance impres-

sionnable soit sensible aux radiations comprises entre la raie B, située au milieu du rouge, et la raie H, dans le violet. Un prisme ou une lentille construits avec un verre déterminé produiront deux effets distincts, caractérisant ce verre :

1° Une *déviatiion moyenne*  $\delta_D$  qu'on peut prendre pour celle de la raie D du jaune ;

2° Un *angle de dispersion*  $\delta_H - \delta_B$ , qui est l'angle que font les rayons extrêmes définis par les raies H et B.

Si A est l'angle du prisme, et si  $n_D$ ,  $n_H$  et  $n_B$  représentent les indices du verre considéré pour les raies D, H et B, on a, dans le cas de petits angles :

$$\begin{aligned}\delta_D &= (n_D - 1) A, \\ \delta_H &= (n_H - 1) A, \\ \delta_B &= (n_B - 1) A;\end{aligned}$$

d'où :

$$\frac{\delta_H - \delta_B}{\delta_D} = \frac{n_H - n_B}{n_D - 1}.$$

Ce dernier rapport a reçu le nom de *pouvoir dispersif* de la substance réfringente.

Quand on construit plusieurs prismes avec un même verre, la déviation moyenne et l'angle de dispersion sont toujours proportionnels, de sorte que leur rapport ou pouvoir dispersif  $\frac{n_H - n_B}{n_D - 1}$  reste constant. Newton croyait que ce rapport avait la même valeur pour toutes les substances; mais les mesures directes des trois indices  $n_B$ ,  $n_D$  et  $n_H$  ont montré qu'il n'en est pas ainsi, et que le pouvoir dispersif varie d'une substance à l'autre. En particulier, il est notablement plus grand pour le flint-glass (verre riche en plomb) que pour le crown-glass (verre sans plomb) : quand on passe du second verre au premier, la déviation moyenne et l'angle de dispersion augmentent simultanément, mais la déviation moyenne croît moins vite que l'angle de dispersion.

**208. Possibilité de l'achromatisme.** — Ce dernier fait est d'une très grande importance, car il permet d'obtenir deux prismes d'angles  $A$  et  $A'$  tels, ou bien qu'ils produisent une même déviation moyenne  $\delta_D$  et des angles de dispersion  $\delta_H - \delta_B$  et  $\delta'_H - \delta'_B$  très inégaux, ou bien une dispersion égale et des déviations  $\delta_D$  et  $\delta'_D$  très différentes. Alors, si l'on superpose ces prismes en sens opposé, dans le premier cas le faisceau n'éprouvera aucune déviation et restera coloré dans le sens du prisme le plus dispersif; dans le second, le faisceau sera dévié dans le sens déterminé par la substance de plus faible pouvoir dispersif, mais ne sera plus coloré : il sera *achromatisé*.

On vérifie expérimentalement ces deux dernières conséquences à l'aide du prisme liquide à angle variable (*fig.* 76).

On place dans l'intérieur de la cuve un prisme de flint ayant son arête horizontale et tournée vers le haut, et l'on achève de remplir l'auge avec de l'eau. On reçoit sur l'appareil un faisceau solaire très délié, et, en faisant tourner la lame de sortie autour de sa charnière, on trouve facilement deux positions de cette lame, l'une qui donne une déviation sans dispersion, l'autre une dispersion sans déviation.

Une lentille produit sur un faisceau de lumière blanche les deux mêmes effets qu'un prisme, une déviation moyenne et une dispersion des rayons extrêmes, et l'on conçoit qu'en associant deux lentilles de substances différentes, l'une convergente et l'autre divergente, on pourra, en leur donnant des courbures convenables, détruire la dispersion tout en laissant subsister la convergence ou la divergence du faisceau.

**209. Achromatisme des lentilles.** — Nous allons indiquer comment on calcule les rayons de courbure de deux lentilles destinées à réaliser un achromatisme chimique suffisant dans la pratique.

Considérons un système de deux lentilles L, L' (fig. 129) infiniment minces et en contact, de façon que leurs axes principaux coïncident. Soit P un point distant de  $p$  de la première lentille, dont les rayons de courbure sont R et R<sub>1</sub>.

Si  $n_B$  est l'indice de cette lentille pour la radiation B du spectre solaire, le point P<sub>1</sub> aura son foyer P à une distance  $p_1$  donnée par la relation :

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{p_1} = (n_B - 1) \left( \frac{1}{R} + \frac{1}{R_1} \right).$$

Le point P<sub>1</sub> va fonctionner comme point lumineux virtuel par rapport à la lentille divergente L', qui en donnera un autre foyer P<sub>B</sub> à une distance  $p'$ , telle que :

$$-\frac{1}{p_1} - \frac{1}{p'} = -(n'_B - 1) \left( \frac{1}{R'} + \frac{1}{R'_1} \right),$$

R' et R'<sub>1</sub> étant les rayons de courbure de L', et  $n'_B$  l'indice de cette lentille pour la radiation B.

Si, pour éliminer  $p_1$ , on ajoute entre elles ces deux équations, il vient :

$$\frac{1}{p} - \frac{1}{p'} = (n_B - 1) \left( \frac{1}{R} + \frac{1}{R_1} \right) - (n'_B - 1) \left( \frac{1}{R'} + \frac{1}{R'_1} \right).$$

Pour la radiation H, le point P aura un foyer P<sub>H</sub> situé à une distance  $p''$  donnée par la relation :

$$\frac{1}{p} - \frac{1}{p''} = (n_H - 1) \left( \frac{1}{R} + \frac{1}{R_1} \right) - (n'_H - 1) \left( \frac{1}{R'} + \frac{1}{R'_1} \right).$$

Si l'on veut que les foyers P<sub>B</sub> et P<sub>H</sub> coïncident, il faut que l'on ait :

$$\begin{aligned} (n_B - 1) \left( \frac{1}{R} + \frac{1}{R_1} \right) - (n'_B - 1) \left( \frac{1}{R'} + \frac{1}{R'_1} \right) \\ = (n_H - 1) \left( \frac{1}{R} + \frac{1}{R_1} \right) - (n'_H - 1) \left( \frac{1}{R'} + \frac{1}{R'_1} \right). \end{aligned}$$



ou :

$$(1) \quad \frac{\frac{1}{R} + \frac{1}{R_1}}{\frac{1}{R'} + \frac{1}{R'_1}} = \frac{n'_H - n'_B}{n_H - n_B}$$

Si  $n_D$  et  $n'_D$  sont les indices moyens des deux verres, et  $f_D$  et  $f'_D$  les distances focales moyennes, la relation précédente peut s'écrire, en multipliant ses deux nombres par  $\frac{n_D - 1}{n'_D - 1}$ ,

$$\frac{(n_D - 1) \left( \frac{1}{R} + \frac{1}{R_1} \right)}{(n'_D - 1) \left( \frac{1}{R'} + \frac{1}{R'_1} \right)} = \frac{\frac{n'_H - n'_B}{n'_D - 1}}{\frac{n_D - n_B}{n_D - 1}}$$

ou :

$$\frac{\frac{1}{f'_D}}{\frac{1}{f_D}} = \frac{\frac{n'_H - n'_B}{n'_D - 1}}{\frac{n_D - n_B}{n_D - 1}}$$

c'est-à-dire que *les valeurs absolues des convergences (105) des deux lentilles doivent être en raison inverse de leurs pouvoirs dispersifs.*

Comme la convergence du système est évidemment la somme algébrique des convergences des deux lentilles, on voit que *le système achromatique sera convergent si la lentille formée du verre le moins dispersif est convergente; il sera divergent dans le cas contraire.*

A l'équation (1), qui règle l'achromatisme, il faut ajouter trois autres conditions pour achever de déterminer les quatre rayons de courbure  $R, R_1, R', R'_1$ .

Généralement, on procède de la façon suivante :

1° On se donne la distance focale principale  $F_D$  du système pour les rayons moyens du spectre, ce qui fournit la relation :

$$(2) \quad \frac{1}{F_D} = (n_D - 1) \left( \frac{1}{R} + \frac{1}{R_1} \right) - (n'_D - 1) \left( \frac{1}{R'} + \frac{1}{R'_1} \right);$$

2° On assujettit les faces en regard des deux lentilles à s'adapter exactement l'une sur l'autre, c'est-à-dire qu'on pose :

$$(3) \quad R_1 = -R';$$

3° On cherche à rendre minima l'aberration de sphéricité. Comme il n'existe pas une très grande différence entre les indices moyens  $n_D$  et  $n'_D$  des deux verres employés, la condition dont il s'agit est *sensiblement* la même que pour une lentille unique, c'est-à-dire que le rayon de courbure de la face d'entrée doit être à peu près le  $\frac{1}{6}$  de celui de la face de sortie.

**210. Spectre secondaire.** — Les mesures des indices de réfraction relatifs aux diverses radiations du spectre pour les diverses espèces de verres employés en Optique ont montré que le rapport :

$$\frac{n'_z - n'_\xi}{n_z - n_\xi}$$

pour deux verres différents change avec les radiations  $z$  et  $\xi$  que l'on veut superposer. Si donc on a construit un système de deux lentilles dont les rayons de courbure satisfont à la condition (1) ci-dessus (209), ce système superposera bien les radiations B et H, mais non les autres. Avec deux lentilles, on ne peut achromatiser toutes les couleurs à la fois, et, si l'on a amené deux radiations  $z$  et  $\xi$  à faire leurs foyers au même point, les autres forment les leurs en des points différents. — Ces résidus chromatiques forment ce qu'on appelle un *spectre secondaire*. Ce dernier est évidemment d'autant plus coloré que les spectres des deux verres sont plus différents.

Les anciens verres employés par les opticiens étaient les

*crowns* doués de pouvoirs tant réfringent que dispersif relativement faibles, et les *flints* possédant à la fois un grand pouvoir réfringent et un pouvoir dispersif considérable. Si l'on compare les spectres obtenus avec deux prismes, l'un de crown, l'autre de flint, on constate que, dans la partie la moins réfrangible, entre les raies A et C (119), le spectre du flint est plus court que celui du crown, tandis que, dans la partie la plus réfrangible, entre les raies F et H, c'est, au contraire, celui du flint qui est le plus dilaté (on suppose, dans les deux spectres, les parties comprises entre C et F d'égale longueur). Il est donc impossible de supprimer le spectre secondaire avec deux lentilles formées de ces deux verres, et le cas le plus favorable se présentera quand on combinera un flint très lourd avec un crown très léger.

En associant trois verres, une lentille divergente en flint comprise entre deux lentilles convergentes en crown, on peut superposer rigoureusement trois couleurs, B, D et H, et obtenir un achromatisme plus parfait, le *spectre tertiaire* résultant étant, en quelque sorte, replié deux fois sur lui-même, et par conséquent beaucoup plus resserré. En supposant les trois lentilles infiniment minces et infiniment voisines, le calcul des rayons de courbure se traite comme dans le cas de deux verres (209).

**211. Combinaisons apochromatiques.** — L'emploi des lentilles à trois verres tend de plus en plus à être abandonné. La verrerie Schott et Gen, d'Iéna, a mis, depuis quelques années, à la disposition des opticiens, des verres nouveaux que l'on n'avait encore pu fabriquer, et qui ont révolutionné la construction des instruments d'Optique. En introduisant dans la composition du verre de l'acide phosphorique, de l'acide borique, de la baryte, etc., en proportions diverses, on a pu réaliser des mélanges dont les pouvoirs dispersifs sont compris entre des limites beaucoup plus

étendues qu'avec les anciens verres : de plus, pour ces nouveaux verres, le pouvoir dispersif n'augmente pas en même temps que l'indice moyen  $n_D$  : il en est qui réunissent un pouvoir dispersif faible et un indice moyen élevé ; d'autres, le pouvoir dispersif du flint anglais et l'indice moyen du crown léger. En particulier, il est possible de fabriquer des flints boratés et des crowns phosphatés à la baryte qui présentent des spectres à peu près identiques sur une grande longueur. En juxtaposant deux lentilles formées de ces deux substances, l'une convergente, l'autre divergente, à courbures convenablement calculées, on peut pratiquement éliminer le *spectre secondaire* et obtenir un achromatisme chimique presque parfait. Ces nouvelles combinaisons sont désignées sous le nom de *combinaisons apochromatiques* : les deux verres qui les composent doivent avoir une dispersion proportionnelle dans toute la zone du spectre qui est photographiquement active pour les plaques employées.

## CHAPITRE XII

### ABERRATIONS PRÉSENTÉES PAR LES LENTILLES EN DEHORS DE L'AXE PRINCIPAL. — LEUR CORRECTION.

**212. Défauts des grandes images données par les lentilles.** — Considérons une lentille dépourvue de l'aberration de réfrangibilité et munie d'un diaphragme assez petit pour qu'on puisse négliger l'aberration sphérique. Tout ce que nous avons dit de l'axe principal convient évidemment à tous les axes secondaires peu inclinés sur l'axe principal. Mais, dès que cette inclinaison devient un peu grande, de nouvelles déficiences apparaissent.

1° Quand on observe avec attention l'image d'un objet plan d'une certaine étendue, perpendiculaire à l'axe principal, on s'aperçoit qu'il n'est pas possible de mettre simultanément au point le centre et les bords. — Ce défaut des lentilles recevant des faisceaux obliques à l'axe a reçu le nom de *courbure du champ* ;

2° Les images des droites un peu longues de l'objet ne sont plus des droites : elles sont incurvées vers l'extérieur ou vers l'intérieur, selon que le diaphragme est placé après ou avant la lentille. — Ce nouveau défaut constitue la *distorsion* ;

3° Un point situé sur un axe secondaire *très* incliné sur l'axe principal n'a plus de foyer proprement dit : quelle que soit la position qu'on donne à l'écran, il est impossible de mettre au point de manière à obtenir une image de dimensions inférieures au diamètre du cercle de diffusion tolérée (183). — Cette grave déféctuosité des images des points très éloignés de l'axe a reçu le nom d'*astigmatisme* (*α*, sans ; *α* *α* *α*, point).

### I. — COURBURE DU CHAMP

**213. Courbure de l'image d'un objet plan.** — On a vu (200) que l'image d'un objet plan se forme dans un plan parallèle lorsque l'objet s'éloigne peu de l'axe princi-

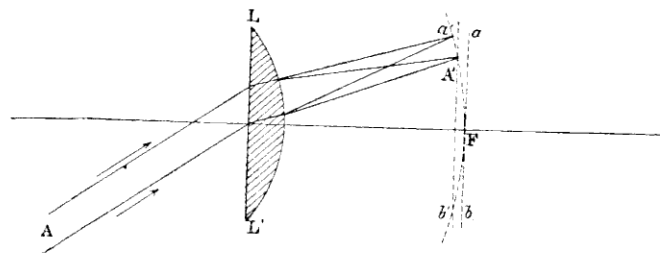


FIG. 167.

pal. Quand il n'en est pas ainsi, une lentille exempte des aberrations suivant l'axe (chapitre xi) peut encore donner des foyers suffisamment nets des points assez éloignés de l'axe, si, par suite de la petitesse du diamètre des lentilles, le faisceau de rayons incidents concourant à la formation du foyer de chaque point est suffisamment étroit. Mais alors les conjugués des divers points de l'objet ne sont plus situés dans un même plan : *l'image est courbe*.

Considérons le cas particulier d'une lentille plan-convexe

LL' (*fig.* 167) dont la face plane est tournée vers un objet placé à l'infini perpendiculairement à l'axe principal. Un point A de cet objet envoie sur la lentille LL' un faisceau de rayons parallèles qui, après avoir traversé la face plane, restent parallèles entre eux et vont concourir sensiblement en un point de la sphère décrite du centre C de la face courbe et passant par le foyer F du dioptré limité par cette face (192). Le lieu géométrique des foyers des divers points de l'objet est donc une portion de cette sphère concentrique à la seconde face de la lentille et passant par le second foyer de celle-ci.

Dans le cas qu'on vient de considérer, chaque point forme son foyer à une distance de la lentille d'autant plus petite qu'il se trouve plus éloigné de l'axe; la théorie montre qu'il en est de même, quelle que soit la forme de la lentille convergente. La courbure du champ dépend, d'ailleurs, de la distance focale principale: les lentilles à long foyer donnent un champ moins courbe que les lentilles à court foyer.

**214. Influence de la courbure du champ sur la netteté de l'image photographique. — Emploi du diaphragme pour augmenter cette netteté.** — La nature des couches sensibles employées jusqu'ici exige l'emploi de surfaces planes pour les supporter. La courbure du champ fait que l'image ne peut être nette sur toute cette surface. Si, par exemple, on met au point sur le centre de l'objet dans la figure précédente (verre dépoli en *ab*), les foyers des autres points de l'objet seront placés en avant de *ab*, et les cônes qui viennent se croiser en ces foyers donneront sur l'écran des cercles de diffusion dont les diamètres iront en augmentant du centre aux bords, prendront bientôt une valeur égale à  $\frac{1}{10}$  de millimètre, et, à partir de là jusqu'aux bords, l'image sera *floue*. — Si l'on met au point sur les

bords de l'objet (verre dépoli en  $a'b'$ ), les parties centrale de l'image sont floues à leur tour.

On peut diminuer la courbure du champ et rendre celui-ci plus plat par l'emploi d'un diaphragme. Les rayons réfractés extrêmes, qui, à toute ouverture, pour un point A de l'objet, venaient converger en  $A'$  (*fig.* 168), pour donner ensuite sur l'écran un cercle de diffusion de diamètre  $mn$ , donnent, après l'interposition du diaphragme, un autre cercle de diamètre

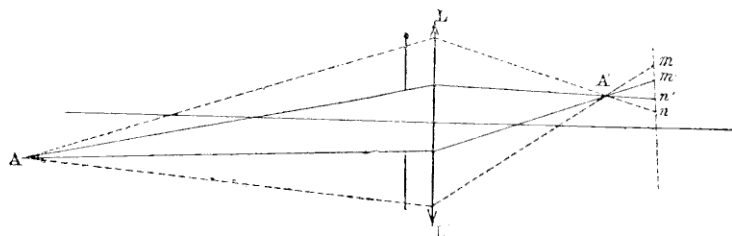


Fig. 168.

plus petit  $m'n'$ , qui a plus de chance de rester inférieur à celui du cercle de diffusion tolérée.

Nous verrons plus loin que l'on possède aujourd'hui un procédé beaucoup plus parfait pour produire la planéité du champ.

## II. — DISTORSION

### 215. Nature et causes de la distorsion. —

Lorsqu'on reçoit sur le verre dépoli l'image d'un carré ABCD (*fig.* 169, 1) ayant son centre sur l'axe principal et normal à cet axe, image donnée par une lentille achromatique diaphragmée, on reconnaît que les lignes ne sont pas droites : elles ont la forme de courbes convexes vers l'extérieur (*distorsion en barillet*, 2). si le diaphragme précède la lentille, concaves vers l'extérieur (*distorsion en croissant*, 3), si le diaphragme est placé entre la lentille et l'écran.



Les deux principales causes de la distorsion sont les suivantes :

1° La lentille possède, pour les faisceaux obliques, des distances focales principales variables avec l'obliquité des axes secondaires (213); dès lors, l'échelle de reproduction de l'image d'un objet d'une certaine étendue n'est pas la même à différentes distances de l'axe principal: elle varie du centre vers les bords;

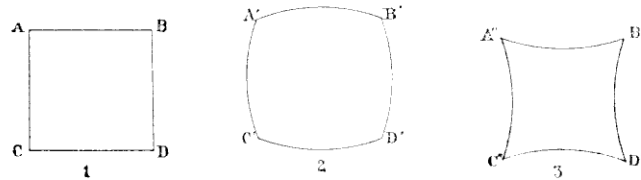


FIG. 169.

2° Pour les faisceaux lumineux émis par des points situés sur des axes secondaires assez inclinés, les considérations qui nous ont servi dans la théorie des lentilles ne sont plus applicables: il n'existe plus de points nodaux, et par conséquent plus de centre de similitude simple ou dédoublé.

**216. Correction de la distorsion.** — On peut *atténuer* la distorsion en plaçant le diaphragme le plus près possible de la lentille, ce qui n'est pas toujours possible, quand on cherche en même temps à obtenir la planéité du champ. Il existe, heureusement, un moyen de *corriger complètement* ce défaut de forme de l'image: il consiste à associer deux lentilles identiques, disposées symétriquement par rapport au diaphragme; la distorsion en croissant produite par la première lentille est ainsi entièrement détruite par la distorsion en barillet produite par l'autre.

Il n'est, d'ailleurs, pas nécessaire, pour corriger la distorsion, que le système soit symétrique par rapport au plan du diaphragme; des systèmes non symétriques, à courbures convenablement calculées, peuvent donner le même résultat.

## III. — ASTIGMATISME

**217. Cause de l'astigmatisme.** — L'impossibilité de mettre au point le foyer d'un point lumineux situé sur un axe secondaire très oblique, lorsque la lentille reçoit le faisceau à pleine ouverture, tient à ce que les rayons incidents, quoique issus d'un même point, ne vont plus, après réfraction, passer par un point unique, chaque partie de la lentille leur imprimant une déviation particulière; l'homocentricité disparaît. La théorie montre que, si l'ouverture du cône des rayons incidents est assez faible, le faisceau réfracté s'étrangle suivant deux petites droites, nommées *lignes focales*, perpendiculaires l'une à l'autre, et d'autant plus éloignées que l'axe secondaire du point lumineux considéré est plus incliné sur l'axe principal. L'une des droites focales est située dans le plan mené par le point lumineux et l'axe principal; l'autre, dans un plan perpendiculaire: toutes les deux ont, d'ailleurs, leurs milieux sur l'axe secondaire du point donné.

On vérifie aisément l'existence des droites focales par l'expérience suivante. — On fait dans un carton noir une très petite ouverture, derrière laquelle on met la flamme d'une bougie; on reçoit la lumière sortant de cette ouverture sur une lentille assez éloignée. Si l'axe principal de la lentille passe par l'ouverture, on peut recevoir sur un écran convenablement placé une image nette de l'ouverture, image qui reste ronde tout en perdant de sa netteté quand on déplace légèrement l'écran dans un sens ou dans l'autre. Si maintenant on fait tourner la lentille de façon que son axe principal s'éloigne considérablement de l'ouverture, tout en restant dans un même plan horizontal avec le centre de cette ouverture, on peut trouver une position de l'écran pour laquelle l'image de l'ouverture se présente sous la forme

d'une étroite bande verticale ; en déplaçant ensuite l'écran de manière à l'éloigner de la lentille, on voit cette bande se raccourcir, présenter deux excroissances au milieu, former ensuite une croix et se transformer finalement en une bande horizontale.

Si, au lieu d'un point lumineux, on considère un objet lumineux plan perpendiculaire à l'axe principal, la lentille en donnera une image complexe formée de deux surfaces courbes réglées se touchant au point où elles rencontrent l'axe, puis s'écartant de plus en plus de cet axe.

**218. Correction de l'astigmatisme.** — La théorie et l'expérience montrent que l'astigmatisme est d'autant moins prononcé que les rayons constituant soit le faisceau incident, soit le faisceau réfracté, rencontrent plus normalement les deux faces de la lentille. On diminue donc le défaut dont il s'agit en donnant à la lentille la forme d'un ménisque concave vers l'objet ; en plaçant, en outre, un diaphragme en avant de cette lentille, on rapproche l'une de l'autre les deux droites focales correspondant à chaque point de l'objet ; mais, à mesure que l'ouverture de ce diaphragme diminue, la distorsion s'exagère, et l'on ne peut ainsi corriger l'astigmatisme que jusqu'à une assez faible distance de l'axe principal.

Le Dr Rudolph, d'Iéna, a cherché si, en écartant convenablement les deux lentilles du système symétrique destiné à supprimer la distorsion (216), on ne pourrait pas faire en même temps disparaître l'astigmatisme. Il a reconnu que l'astigmatisme est en relation très étroite avec la courbure du champ. En donnant aux deux lentilles un écartement particulier, on peut obtenir une surface focale sensiblement plane, sur une grande étendue, mais alors l'astigmatisme est assez prononcé ; si, à partir de cette position, on éloigne les lentilles, l'astigmatisme décroît, mais la surface focale

se courbe assez fortement dans un certain sens : si l'on rapproche les lentilles, la surface focale se courbe en sens inverse, et l'astigmatisme augmente.

Tant que l'on ne faisait usage que des verres ordinaires, dans lesquels le pouvoir dispersif croît en même temps que l'indice de réfraction moyen, il était nécessaire que, dans une lentille double, achromatique et convergente, l'élément convergent fût fait du verre le moins réfringent. Alors les aberrations astigmatiques des deux membres du système symétrique étaient de même sens et s'ajoutaient. Il en résultait l'impossibilité, avec ces verres, d'éliminer l'astigmatisme et d'obtenir en même temps la planéité du champ.

Rudolph, après avoir reconnu cette impossibilité, abandonna les verres ordinaires et utilisa les propriétés des nouveaux verres d'Iéna (211). On sait que, parmi ceux-ci, il en est dans lesquels un indice plus grand correspond à un pouvoir dispersif plus petit : il est alors possible de construire des lentilles doubles, achromatiques et convergentes, dans lesquelles l'élément convergent est formé du verre le plus réfringent. Ces nouvelles lentilles produisant des aberrations astigmatiques de sens inverse de celles que donnent dans les mêmes circonstances les lentilles dont l'élément convergent est formé du verre le moins réfringent, on conçoit qu'en associant deux lentilles doubles de l'un et de l'autre genre, et en déterminant convenablement les courbures des différentes lentilles entrant dans le système, on puisse, sans que l'achromatisme et l'aplanétisme soient détruits, réaliser l'astigmatisme en même temps que la planéité de la surface focale. Il faut, pour cela, que chacune des lentilles doubles qui composent le système soit isolément achromatique et sensiblement aplanétique.

Zeiss, qui, le premier, a construit des systèmes ainsi composés, les a désignés sous le nom d'*anastigmats*.

## CHAPITRE XIII

### OBJECTIFS PHOTOGRAPHIQUES LEURS CONSTANTES

**219. Éléments caractéristiques d'un objectif photographique.** — Un *objectif photographique* est un système dioptrique centré propre à donner des images réelles et exemptes, autant que possible, d'aberrations.

Un objectif photographique, muni d'un diaphragme déterminé, est caractérisé par certains éléments qu'on appelle ses *constantes*. Ce sont notamment : 1° *Distance focale absolue* ; 2° *Diamètre d'ouverture utile* ; 3° *Clarté* ; 4° *Profondeur de foyer* ; 5° *Profondeur de champ* ; 6° *Angle de champ* ; 7° *Angle embrassé*.

Dans ce chapitre nous nous contenterons de *définir* ces constantes ; leur *détermination* sera exposée après la description des principaux types d'objectifs.

**220. Distance focale absolue.** — La distance focale absolue est la longueur comprise, sur l'axe principal de l'objectif, entre le point nodal d'émergence (198) et le point où se forme le foyer d'un point lumineux situé à l'infini. Il faudrait bien se garder de mesurer cette distance  $f$  à partir de la face postérieure de la dernière lentille de l'objectif : le

point nodal d'émergence peut différer notablement du sommet de la dernière face du système optique.

La distance focale  $f$  est la plus importante des constantes d'un objectif : c'est d'elle, principalement, que dépend l'échelle de reproduction.

**221. Diamètre d'ouverture utile.** — On nomme ainsi le diamètre  $d$  du faisceau lumineux cylindrique parallèle à l'axe de l'objectif, et donné par un point lumineux placé à l'un des foyers principaux; ou encore, c'est le diamètre du faisceau incident parallèle à l'axe principal, qui peut traverser le diaphragme.

Dans le cas où l'objectif est formé d'une seule lentille, le diamètre d'ouverture utile se confond avec celui du diaphragme, quand celui-ci est en avant de la lentille; mais s'il est en arrière, ou si l'objectif est composé de deux lentilles entre lesquelles se trouve placé le diaphragme, le faisceau incident n'arrive au diaphragme qu'après avoir traversé un système optique qui l'a rendu convergent, et son diamètre à l'entrée de ce système est plus grand que le diamètre du diaphragme.

On est convenu d'exprimer le diamètre d'ouverture utile en fonction de la distance focale absolue, et il est d'usage de le représenter par la lettre  $f$  placée au-dessus du quotient; ainsi  $\frac{f}{20}$  caractérise un objectif dont le diamètre d'ouverture utile est le  $\frac{1}{20}$  de la distance focale absolue :  $d = \frac{f}{20}$ . La fraction  $\frac{d}{f}$  s'appelle quelquefois *ouverture relative*.

**222. Clarté.** — Lorsqu'on reçoit sur le verre dépoli les images, exactement mises au point, d'un même objet, données successivement par des objectifs différents ou par

un même objectif muni de diaphragmes différents, on reconnaît que ces images sont inégalement éclairées. On exprime ce fait en disant que les objectifs ont des *pouvoirs lumineux* différents ou des *clartés* différentes.

On a pris conventionnellement pour expression de la clarté d'un objectif le rapport  $\frac{E}{E_0}$ , qui existe entre l'illumination  $E$  de l'image qu'il donne d'un objet situé à l'infini près de l'axe principal, et l'illumination  $E_0$  de l'image que donnerait du même objet un objectif type pris pour terme de comparaison. — Le Congrès international de Photographie de 1889 a adopté comme objectif type un objectif dans lequel le diamètre  $d$  d'ouverture utile serait le  $\frac{1}{40}$  de la distance focale  $f$ .

Dès lors, la clarté d'un objectif, évaluée avec cette unité, peut être facilement exprimée en fonction de sa distance focale absolue et de son diamètre d'ouverture utile.

En effet, soient :

- $f$ , la distance focale absolue de l'objectif considéré  $O$  ;
- $d$ , son diamètre d'ouverture utile ;
- $f_0$ , la distance focale de l'objectif type  $O_0$  ;
- $d_0$ , son diamètre d'ouverture utile.

Considérons un objectif auxiliaire  $O_1$ , qui aurait  $f$  pour distance focale et  $d_0$  pour diamètre d'ouverture.

Les images d'un objet très éloigné données par les objectifs  $O$  et  $O_1$  se formeront à la même distance  $f$  de ces objectifs et auront la même grandeur ; mais leurs illuminations  $E$  et  $E_1$  ne seront pas égales ; elles seront entre elles comme les ouvertures utiles correspondantes, c'est-à-dire comme les carrés des diamètres de ces ouvertures ; on aura donc :

$$\frac{E}{E_1} = \frac{d^2}{d_0^2}.$$

D'autre part, les objectifs  $O_1$  et  $O_0$ , ayant le même dia-

mètre d'ouverture utile, laisseront entrer la même quantité de lumière; mais les images nettes qu'ils donneront iront se former à des distances différentes  $f$  et  $f_0$ . D'après la loi de Képler (9), les illuminations  $E_1$  et  $E_0$  de ces images seront inversement proportionnelles aux carrés des distances focales  $f$  et  $f_0$ , c'est-à-dire qu'on aura :

$$\frac{E_1}{E_0} = \frac{f_0^2}{f^2}.$$

En multipliant ces deux relations membre à membre, il vient :

$$\frac{E}{E_0} = \frac{d^2}{d_0^2} \times \frac{f_0^2}{f^2},$$

ou :

$$\frac{E}{E_0} = \frac{\frac{d^2}{f^2}}{\frac{d_0^2}{f_0^2}} = \left(\frac{\frac{d}{f}}{\frac{d_0}{f_0}}\right)^2.$$

Or, d'après le choix de l'objectif type, on a :

$$\left(\frac{d_0}{f_0}\right)^2 = \left(\frac{1}{10}\right)^2 = \frac{1}{100}.$$

Done, finalement, la clarté  $C$  de l'objectif considéré aura pour valeur numérique :

$$C = 100 \left(\frac{d}{f}\right)^2.$$

C'est là l'expression de la *clarté théorique*. En réalité, tout le faisceau incident utile, de diamètre  $d$ , ne contribue pas à la formation de l'image: une partie de ce faisceau est absorbée par les lentilles, une autre est réfléchi sur leurs diverses faces. La *clarté propre* ou clarté réelle n'est en moyenne, pour les objectifs bien construits, que les  $\frac{4}{5}$  de la clarté théorique.



**223. Profondeur de foyer.** — Théoriquement, le foyer d'un point lumineux situé à une distance  $p$  du point nodal d'incidence ne devrait être net que si l'écran est placé à une distance  $p'$  du point nodal d'émergence donné par la relation (201) :

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{1}{f}.$$

Mais, dans la pratique, il n'est pas nécessaire, pour que le foyer paraisse net, que l'écran soit placé exactement à cette distance  $p'$  ; une tache circulaire, n'excédant pas  $\frac{1}{10}$  de millimètre de diamètre, nous apparaît comme un point : il en

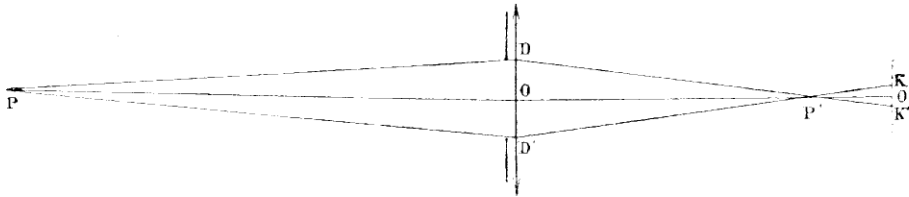


FIG. 170.

résulte que l'on peut déplacer l'écran, de part et d'autre du foyer, sans que la mise au point semble déficiente. L'écart des positions extrêmes qu'on peut donner à l'écran sans que le cercle de diffusion dépasse la limite tolérée se nomme la *profondeur de foyer*. La figure 170 montre que la profondeur de foyer est accrue par le diaphragme, et d'autant plus que celui-ci est plus étroit. On voit, en effet, que le cône des rayons émergents est d'autant plus aigu que le diaphragme est plus petit.

La profondeur de foyer dépend :

- 1° Du nombre et de l'espèce de lentilles dont l'objectif est composé ;
- 2° Du diamètre d'ouverture utile de cet objectif ;

3° De la distance du point lumineux.

Nous allons calculer la valeur  $x$  de cette profondeur dans le cas d'une lentille unique diaphragmée antérieurement. Si l'épaisseur de cette lentille n'est pas considérable, on peut admettre que le faisceau émergent a, en sortant de la lentille, sensiblement la même section qu'à son entrée. En appelant  $p$  la distance PO du point lumineux,  $p'$  la distance OP' de son foyer P' à la lentille,  $\varepsilon$  le diamètre du cercle de diffusion tolérée,  $d$  le diamètre d'ouverture utile, les triangles semblables KP'K', DP'D' donnent :

$$\frac{P'O'}{OP'} = \frac{KK'}{DD'}$$

ou :

$$\frac{x}{p'} = \frac{\varepsilon}{d}$$

Comme l'on a d'autre part :

$$p' = \frac{pf}{p-f}$$

on en déduit :

$$x = \varepsilon \frac{f}{d} \cdot \frac{p}{p-f}$$

Si l'on suppose toutes les quantités qui entrent dans cette formule évaluées en mètres, elle devient, toutes réductions faites, en donnant à  $\varepsilon$  la valeur  $\frac{1}{10}$  de millimètre :

$$x = \frac{f}{10.000d} \cdot \frac{p}{p-f}$$

On voit que la profondeur de foyer est en raison inverse du diamètre d'ouverture utile; elle diminue, d'ailleurs, en même temps que la distance focale absolue.

Si la mise au point est faite sur l'infini,  $x$  prend la valeur particulière :

$$X = \frac{f}{10.000d},$$

qu'on appelle *profondeur principale de foyer*.

La profondeur de foyer dans les diverses directions obliques à l'axe varie avec l'inclinaison. Le calcul montre que, suivant les divers axes secondaires, la profondeur est moindre que suivant l'axe principal, et qu'elle diminue à mesure que l'inclinaison augmente. En ne considérant que la profondeur principale de foyer  $X$ , le lieu géométrique des points qui la limitent sur les divers axes secondaires se composera de deux surfaces courbes comprenant entre elles ce qu'on appelle le *volume focal principal*. Pour qu'une plaque de dimensions données soit *couverte* par l'objectif, il faut qu'une droite égale à la diagonale de cette plaque, menée perpendiculairement à l'axe, puisse être entièrement contenue dans le volume focal.

**224. Profondeur de champ.** — Lorsqu'on place le verre dépoli à une distance  $p'$  du point nodal d'émergence d'un objectif, la mise au point est faite non seulement pour les points du plan placé à une distance  $p$  du point nodal d'incidence telle que l'on ait :

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{1}{f},$$

mais encore pour des points situés, de part et d'autre de ce plan, à des distances suffisamment petites. C'est en cela que consiste la *profondeur de champ*. — On peut calculer théoriquement cette profondeur en fonction du diamètre  $d$  d'ouverture utile, de la distance focale absolue  $f$  et de la distance  $p$  du point sur lequel l'écran est réglé.

Soient (*fig. 171*) : P le point visé, P' son foyer, DD' le diamètre d'ouverture utile, KK' le diamètre du cercle de diffusion tolérée. En joignant extérieurement et intérieurement les bords de ces deux diamètres, on obtient les foyers P<sub>1</sub>' et P<sub>2</sub>' des points P<sub>1</sub> et P<sub>2</sub> limitant la profondeur de champ cherchée. Les triangles semblables KP<sub>1</sub>'K', DP<sub>1</sub>'D' donnent :

$$(1) \quad \frac{KK'}{DD'} = \frac{P'P_1'}{OP_1'}$$

ou :

$$(2) \quad \frac{\varepsilon}{d} = \frac{p'_1 - p'}{p'_1}$$

Les triangles semblables KK'P<sub>2</sub>' et DD'P<sub>2</sub>' donnent :

$$\frac{KK'}{DD'} = \frac{P'P_2'}{OP_2'}$$

ou :

$$(3) \quad \frac{\varepsilon}{d} = \frac{p'_2 - p'}{p'_2}$$

D'autre part, les points P<sub>1</sub> et P<sub>1</sub>' étant conjugués, on a :

$$(4) \quad \frac{1}{p_1} + \frac{1}{p'_1} = \frac{1}{f}$$

de même :

$$(5) \quad \frac{1}{p_2} + \frac{1}{p'_2} = \frac{1}{f}$$

Entre ces cinq équations, on peut éliminer  $p'$ ,  $p'_1$ , et

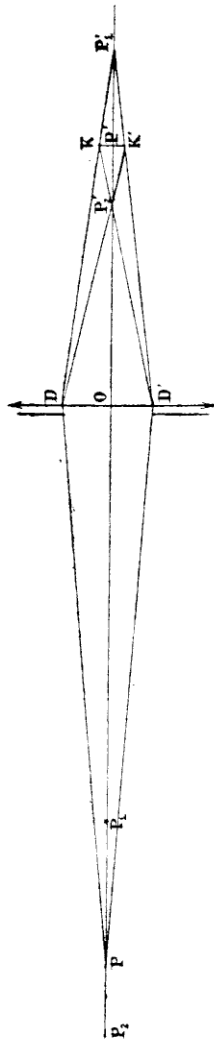


FIG. 171.

il restera deux équations donnant les valeurs de  $p_1$  et  $p_2$ .  
On trouve ainsi :

$$p_1 = p \left[ 1 - \frac{(p-f)\varepsilon}{df + p\varepsilon} \right],$$

$$p_2 = p \left[ 1 + \frac{(p-f)\varepsilon}{df - p\varepsilon} \right].$$

La profondeur de champ  $P_1P_2$  aura donc pour valeur :

$$P_1P_2 = p_2 - p_1 = 2p(p-f) \frac{\varepsilon df}{d^2f^2 - p^2\varepsilon^2}.$$

On voit que *cette profondeur décroît quand le diamètre d'ouverture utile augmente, et aussi quand la distance focale absolue  $f$  grandit.*

Supposons que l'écran soit placé en coïncidence avec le plan focal principal : la mise au point est alors faite sur l'infini, la profondeur du champ est infinie, mais le champ est néanmoins limité en avant par une surface sensiblement plane, dite *avant-plan de l'infini*, dont la distance  $\pi$  à l'objectif est appelée *distance hyperfocale*. En refaisant la figure 171 dans le cas particulier où le point P est à l'infini, la relation (2) ci-contre devient :

$$\frac{\varepsilon}{d} = \frac{p'_1 - f}{p'_1}.$$

Combinée avec la relation (4), où l'on fait  $p_1 = \pi$ , elle donne, pour la valeur  $\pi$  de la distance hyperfocale :

$$\pi = f \cdot \frac{d}{\varepsilon}.$$

En exprimant ces longueurs en mètres et donnant à  $\varepsilon$  la valeur  $0^m,0001$ , on a finalement :

$$\pi = 10.000fd.$$

On peut introduire dans cette expression la valeur  $\frac{d}{f}$  de l'ouverture utile et la mettre sous la forme :

$$\pi = (100f)^2 \frac{d}{f}$$

**225. Angle de champ ; champ de visibilité ; champ de netteté.** — Le *champ* d'un objectif est la partie de l'espace comprenant tous les points dont il peut donner simultanément les foyers sur un écran convenablement disposé.

Ce champ est limité latéralement par la surface d'un cône ayant pour sommet le point nodal d'incidence, pour axe l'axe principal de l'objectif, et pour ouverture au sommet un certain angle total qu'on appelle *angle de champ*. Pour une position déterminée de l'écran, il y a sur chaque axe secondaire compris dans le champ une profondeur de champ particulière, et les extrémités de ces longueurs sont situées sur deux surfaces achevant de limiter le champ.

Supposons l'écran placé au fond d'une chambre noire de grandes dimensions, sur laquelle on a monté l'objectif. Sur cet écran on verra se dessiner un cercle lumineux confus sur les bords ; ce cercle est la section droite d'un certain cône ayant pour sommet le point nodal d'émergence, et qu'on nomme *cône de visibilité* ; la partie de l'espace comprise dans ce cône est le *champ de visibilité* ; l'angle total de ce cône, qui n'est autre que celui que font entre eux les axes secondaires des faisceaux les plus obliques qui ne soient pas arrêtés par la monture, est l'*angle du champ de visibilité*.

Dans le cercle lumineux que l'écran découpe dans le cône de visibilité, une région centrale circulaire est seule nette : c'est la section droite d'un cône nommé *cône de netteté*, la portion de l'espace comprise à l'intérieur de ce cône est le *champ de netteté*. L'angle total de ce cône, qui est celui des

axes secondaires des faisceaux les plus obliques qui donnent sur l'écran des images nettes en même temps que celle d'un point situé sur l'axe principal, est l'*angle du champ de netteté*.

Le diamètre de la région circulaire de l'écran comprise dans le cône de netteté est le *diamètre du champ rond*. Pour que l'objectif, avec le diaphragme employé, couvre une plaque de dimension donnée, il faut que la diagonale de cette plaque soit inférieure ou au plus égale au diamètre du champ rond.

Supposons cette condition satisfaite pour la mise au point sur l'infini; on appelle *angle embrassé* par l'appareil (objectif et chambre noire) l'angle formé par deux droites NA, NB (fig. 172) joignant

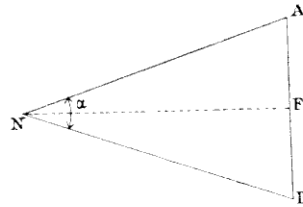


FIG. 172.

le point nodal d'émergence à deux points pris à la hauteur du centre de l'objectif, sur les deux petits côtés de la glace dépolie. L'angle embrassé est donc l'angle au sommet d'un triangle isocèle qui a pour sommet le point nodal d'émergence N, pour hauteur la distance focale principale  $NF = f$ , et pour base le grand côté  $AB = c$  de la glace dépolie.

L'angle embrassé  $z$  est donné par la relation :

$$\tan \frac{z}{2} = \frac{c}{2} : f = \frac{c}{2f},$$

que fournit le triangle NAF.

## CHAPITRE XIV

### DESCRIPTION DES PRINCIPAUX TYPES D'OBJECTIFS PHOTOGRAPHIQUES

**226. Classification des objectifs photographiques.** — Nous ne nous proposons pas de décrire ici tous les objectifs qui ont été ou qui sont encore aujourd'hui employés : nous devons nous borner à étudier les types principaux, autour desquels les diverses formes peuvent se ranger.

On peut diviser les objectifs usités en photographie en trois groupes :

1° Les *objectifs simples*, formés d'un seul système de lentilles ;

2° Les *objectifs doubles*, composés de deux systèmes de lentilles ;

3° Les *objectifs triples*, comprenant trois systèmes.

#### I. — OBJECTIFS SIMPLES

**227. Objectifs simples à une seule lentille.** — Le premier objectif employé pour la production de l'image photographique était une lentille simple plan-convexe, regardant



l'objet par sa face plane (*fig. 167*) et diaphragmée à  $\frac{f}{30}$ . On le remplaça ensuite par un ménisque convergent dont la face convexe regardait le verre dépoli : avec la même ouverture  $\frac{f}{30}$ , le champ de netteté était plus considérable. Mais l'une et l'autre de ces deux formes présentaient un foyer chimique (206) : on était obligé, après avoir mis au point l'image lumineuse, de rapprocher la glace dépolie de l'objectif d'une quantité calculée d'avance pour chaque instrument.

**228. Objectifs simples à deux lentilles.** — Pour faire disparaître le foyer chimique, on utilisa d'abord une lentille achromatique formée d'une lentille biconvexe en crown collée à une lentille plan-concave en flint, celle-ci étant tournée du côté de l'objet et précédée d'un diaphragme  $\frac{f}{30}$ . Cet objectif donnait de bons résultats pour les

paysages non animés : l'image était brillante et possédait la netteté générale sur une assez grande étendue.

Aujourd'hui, l'objectif simple à deux lentilles pour paysage est formé d'un ménisque en crown C (*fig. 173*) convergent, achromatisé par un ménisque divergent F en flint. La lentille de crown est tournée vers l'objet ; le

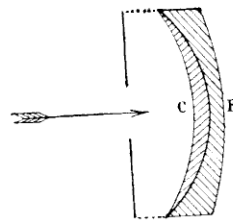


FIG. 173.

diaphragme est placé en avant et peut être assez rapproché de l'objectif, ce qui permet d'utiliser un plus grand angle de champ. Cette nouvelle forme présente beaucoup moins d'aberration sphérique et de courbure de champ que l'ancienne. Certains fabricants français (Hermagis, Derogy, etc.) livrent des objectifs de ce type ayant un angle embrassé de 50° et plus, excellents pour le paysage. Pour ce genre de travail, l'ob-

jectif simple est de beaucoup préférable aux objectifs doubles ou triples, dans lesquels les réflexions multiples tendent à voiler l'image. Malheureusement, il offre le défaut de donner une certaine distorsion sur les bords de l'image : ce n'est pas un inconvénient sérieux pour le paysage proprement dit, où, en général, il n'y a pas de lignes droites à reproduire.

L'ouverture utile ne doit pas dépasser  $\frac{f}{15}$  : la netteté ne devient même absolue que pour des ouvertures de  $\frac{f}{30}$  ou  $\frac{f}{40}$ . C'est donc un objectif assez *lent*.

**229. Objectifs simples à trois lentilles.** — Dans le but de réduire la distorsion à un minimum, et d'obtenir un

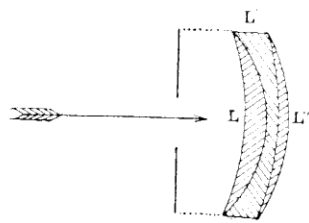


FIG. 174.

achromatisme plus parfait et une plus grande profondeur de foyer, un habile opticien anglais, Dallmeyer, a imaginé d'ajouter un troisième verre aux deux formant habituellement l'objectif simple.

En employant, pour ces trois verres, des substances convenablement choisies, et leur donnant des courbures particulières, Dallmeyer a pu construire deux types d'objectifs simples répondant à des besoins différents : l'*objectif simple grand angulaire* et l'*objectif simple rapide*.

L'*objectif simple grand angulaire* (fig. 174) est formé de trois ménisques collés et présentant, dans leur ensemble, l'aspect d'un ménisque unique tournant sa concavité vers l'objet.

Les deux lentilles extrêmes L et L' sont en crown, et la lentille moyenne L' en flint. Les deux crowns ont des indices différents, et le diaphragme est placé à une distance égale à la moitié du diamètre des lentilles. Grâce aux courbures

assignées aux trois verres, cet objectif peut embrasser un angle supérieur à  $90^\circ$ , quand on le munit de son plus petit diaphragme  $\frac{f}{30}$  : c'est là un grand avantage au point de vue artistique, car on peut ainsi reproduire les premiers plans en même temps que l'horizon. Mais, avec ce petit diaphragme, la distorsion est assez marquée, surtout sur les bords.

L'*objectif simple rapide* (*Rapid Landscape lens*) de Dallmeyer présente le même aspect extérieur que le précédent (*fig. 174*) ; seulement les verres extrêmes L et L'' sont en flint et le moyen L' en crown. Les rayons de courbure ont été calculés de façon à donner un foyer assez long, un angle embrassé de  $40^\circ$  seulement, mais à pouvoir travailler avec un diaphragme d'ouverture  $\frac{f}{12}$ , tout en étant à peu près exempt de distorsion. Grâce à sa grande ouverture, cet objectif est beaucoup plus *rapide* que le précédent, et sa netteté est assez satisfaisante pour permettre l'obtention des portraits dans l'atelier, bien qu'il ait été construit pour photographier des marines ou des paysages éloignés.

## II. — OBJECTIFS DOUBLES.

**230. Division des objectifs doubles.** — Afin de mieux corriger les aberrations, on a réalisé des combinaisons plus complexes, en diminuant l'importance des services demandés au diaphragme. On conçoit que, plus le système sera compliqué, plus aussi sera élevé le nombre des éléments variables, et plus il sera facile de satisfaire à des conditions multiples.

En nous bornant d'abord aux objectifs doubles, la combinaison la plus simple consiste à associer deux systèmes

optiques identiques placés symétriquement par rapport au plan du diaphragme : on corrige ainsi complètement la distorsion (216), et l'on peut disposer de la forme des lentilles doubles et de leur écartement pour atténuer les autres aberrations. Les objectifs ainsi construits portent le nom d'*objectifs symétriques*.

On peut obtenir une correction plus complète des diverses aberrations au moyen de deux systèmes optiques dissemblables entre lesquels on place encore le diaphragme : on augmente ainsi le nombre des éléments variables ; en donnant au diaphragme une position convenable, on peut faire disparaître à peu près complètement la distorsion. Ce nouveau groupe d'objectifs doubles constitue les *objectifs dissymétriques*.

**230 bis. Objectifs symétriques rapides.** — On peut diviser les objectifs symétriques en deux groupes : ceux à grande clarté, travaillant à grande ouverture, et n'embrasant qu'un champ assez restreint, et que nous désignerons sous le nom de *symétriques rapides*, et ceux qui possèdent un angle de champ aussi grand que possible et ne peuvent être employés qu'avec une petite ouverture ; ces derniers sont les objectifs *symétriques à grand angle*.

Les principaux types d'objectifs symétriques rapides sont : l'*aplanat de Steinheil*, le *rectilinéaire de Dallmeyer* et l'*eyroscope de Voigtländer*.

1° *Aplanat de Steinheil*. — L'emploi de deux lentilles symétriquement disposées par rapport au plan du diaphragme, en annulant la distorsion, fait prendre des proportions considérables à l'aberration sphérique et à l'aberration chromatique, qui sont de même sens pour les deux lentilles et s'ajoutent. Steinheil s'attacha à rendre ces aberrations négligeables dans chacune des combinaisons.

A cet effet, il employa pour chacun des systèmes élémentaires une lentille achromatique, et calcula les courbures des faces de chaque système et la distance séparant les deux lentilles combinées de façon à détruire l'aberration sphérique suivant l'axe, tout en rendant le champ sensiblement plat. Pour atténuer le plus possible l'aberration sphérique obliquement à l'axe et l'astigmatisme, il employa, comme matières constituant les lentilles de chaque système, deux verres différant peu par leur pouvoir réfringent, mais ayant des pouvoirs dispersifs très différents.

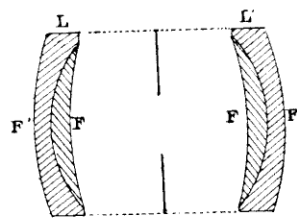


FIG. 175.

L'aplanat de Steinheil se compose donc de deux lentilles symétriques L et L' (fig. 175), formées chacune de deux ménisques, l'un convergent en flint léger F, l'autre divergent en flint lourd F'.

L'aplanat pour portraits a une ouverture utile de  $\frac{f}{7}$  et un angle embrassé de 45° environ. Avec le plus petit diaphragme  $\frac{f}{40}$ , le champ de netteté atteint 60°.

L'aplanat pour paysages est moins lumineux que le précédent : son ouverture utile est comprise entre  $\frac{f}{12}$  et  $\frac{f}{15}$ , mais son angle embrassé peut s'élever jusqu'à 80°.

2° *Rectilinéaire de Dallmeyer.* — Dans cet objectif, que son inventeur appelle *Rapid rectilinear lens*, les deux verres de chaque combinaison sont encore deux ménisques, mais l'élément convergent est en crown ordinaire, et l'élément divergent en flint. L'instrument est assez rapide pour qu'on puisse l'employer à la production de portraits dans l'atelier, même de grandes dimensions. Il embrasse un angle

supérieur à celui qui est donné par l'aplanat, ce qui constitue un grand avantage pour les épreuves dans lesquelles la grandeur de l'angle concourt à l'effet artistique.

En dévissant la lentille antérieure, on obtient un objectif simple de distance focale double de celle de l'objectif complet, et qui donne de très bons résultats pour l'obtention des paysages.

Récemment, Dallmeyer a calculé et construit une nouvelle série d'objectifs rectilinéaires, désignés sous le nom d'*extra-rapides*, et permettant le travail rapide par un temps couvert. Ces objectifs ont une ouverture moyenne de  $\frac{f}{5,6}$ , et, par conséquent, une rapidité sensiblement double de celle des rectilinéaires rapides; ils donnent des épreuves absolument nettes jusqu'au format  $24 \times 30$  centimètres.

3° *Euryscope de Voigtländer*. — L'euryscope a été spécialement construit par Voigtländer pour les portraits dans l'atelier. Il diffère des autres symétriques rapides par son pouvoir lumineux considérable : il admet une ouverture de  $\frac{f}{5,5}$  et même  $\frac{f}{4,5}$ . Il est surtout précieux par l'obtention des groupes et des épreuves instantanées.

Depuis 1888, Voigtländer construit des euryscopes dans la fabrication desquels entrent les nouveaux verres d'Iéna. L'achromatisme peut être ainsi rendu beaucoup plus parfait, et l'on obtient, par un calcul convenable des courbures, une atténuation suffisante des autres aberrations, en même temps qu'un champ de netteté plus étendu.

Ces nouveaux euryscopes peuvent travailler avec une ouverture de  $\frac{f}{4}$ .

**231. Objectifs symétriques à grand angle.** — Pour les vues d'objets rapprochés, les monuments, les

vues panoramiques, il faut des objectifs capables d'embrasser un champ considérable. On peut réaliser cette condition au moyen de l'objectif symétrique en rapprochant les lentilles, augmentant leurs courbures et diminuant leur surface, de façon à égaliser autant que possible la lumière au centre et sur les bords.

L'augmentation de la courbure des lentilles exagère nécessairement l'aberration de sphéricité, et rend impossible le travail à large ouverture; on doit donc toujours, avec les objectifs symétriques à grand angle, employer des diaphragmes assez petits, et ces instruments sont forcément *lents*.

On a construit un grand nombre de types de cette catégorie d'objectifs; les plus usités sont les suivants :

1° *Aplanat grand angle de Steinheil*. — L'aplanat grand angulaire de Steinheil, de même que l'aplanat rapide du même constructeur, n'est composé que de flints (flint léger pour le ménisque convergent, flint lourd pour le ménisque divergent). Dans l'*aplanat grand angulaire pour vues*, la distance des deux lentilles n'est que de quelques millimètres; le plus grand diaphragme d'ouverture est de  $\frac{f}{25}$ , le plus petit  $\frac{f}{60}$ ; l'angle embrassé est de 90°. Dans l'*aplanat grand angulaire pour reproductions*, les lentilles touchent le diaphragme, et l'ouverture est  $\frac{f}{16}$ .

2° *Pantoscope de Busch*. — Dans cet objectif, calculé par Busch, de Rathenow, chaque lentille est formée d'un ménisque convergent en crown et d'un ménisque divergent en flint; les deux crowns sont à l'extérieur et les flints à l'intérieur.

L'aberration sphérique, considérable ici, oblige à n'employer que de très petits diaphragmes :  $\frac{f}{30}$  à  $\frac{f}{50}$ .

Le pantoscope est l'objectif par excellence pour la reproduction des monuments rapprochés, intérieurs, etc. ; il possède une grande profondeur et un champ très plat, et donne des images nettes sur une grande étendue : c'est l'un des instruments qui embrassent le plus grand angle.

Le D<sup>r</sup> Miethe a calculé les éléments d'un pantoscope fabriqué avec les nouveaux verres d'Iéna, et dans lequel l'achromatisme et l'astigmatisme sont mieux corrigés que dans l'ancienne forme.

3° *Panoramique de Prasmowski.* — Cet instrument diffère du pantoscope par son angle embrassé, qui est un peu moindre, et par son ouverture, qui est plus grande, l'aberration sphérique y étant mieux corrigée.

Possédant une très grande profondeur de foyer, le panoramique de Prasmowski, quand on se trouve dans de bonnes conditions d'éclairage, convient particulièrement pour l'obtention des groupes.

4° *Périmétrique de Berthiot.* — Tout en embrassant un angle aussi grand que le pantoscope, le *périmétrique* possède une clarté notablement supérieure, son plus grand diaphragme ayant une ouverture  $\frac{f}{15}$ . Grâce à sa faible distance focale, il présente une très grande profondeur de foyer, ce qui le rend précieux pour les vues d'intérieurs, lorsque le recul est insuffisant.

**232. Objectifs doubles dissymétriques.** — L'association de deux systèmes optiques dissemblables complique, il est vrai, la construction de l'objectif, mais elle permet de corriger plus complètement les diverses aberrations.



Dans ce groupe, qui comprend les dernières créations de l'Optique photographique, nous ne décrivons que les types suivants :

1° *Rectilinéaire grand angle de Dallmeyer.* — Cet objectif établit le passage des objectifs symétriques aux objectifs dissymétriques. Il a été calculé, en 1866, par Dallmeyer, de façon à avoir un angle embrassé considérable, à donner des images absolument rectilignes, et à être exempt d'un défaut présenté par un assez grand nombre d'objectifs composés, la *tache centrale* (284).

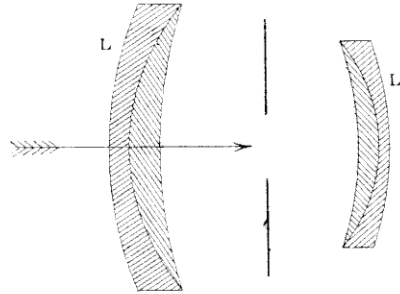


FIG. 176.

L'instrument (*fig. 176*) se compose de deux lentilles achromatiques L et L' formées chacune de deux ménisques de crown et de flint. La lentille frontale L a un diamètre plus grand que la lentille postérieure L', et le diaphragme divise la distance qui sépare ces deux lentilles en deux parties proportionnelles à leurs diamètres respectifs. L'aberration chromatique et les aberrations des faisceaux obliques sont réduites à un minimum, et l'aberration sphérique suivant l'axe est assez bien corrigée pour que l'on puisse faire usage de diaphragmes relativement grands, pouvant aller jusqu'à  $\frac{f}{12}$ .

2° *Objectif à portraits de Petzval.* — Cet objectif, très employé aujourd'hui, a été calculé vers 1840 par Petzval, de Vienne, qui s'est proposé d'obtenir le plus de clarté possible pour l'image, en opérant à pleine ouverture.

Il se compose d'une lentille frontale **L** (*fig.* 177) achromatique et sensiblement plan-convexe, tournant sa convexité vers l'objet à reproduire, et d'une lentille postérieure **L'**

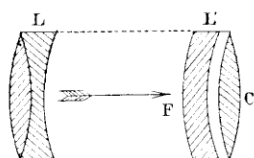


FIG. 177.

biconvexe dans son ensemble, et formée d'un ménisque divergent en flint **F** chargé d'aplanir le champ focal et d'une lentille biconvexe en crown **C**. La lentille **L'** est destinée à atténuer les aberrations des faisceaux obliques de la lentille **L**, et c'est en réglant

l'écartement des lentilles **F** et **C** qu'on peut rendre parfait l'achromatisme suivant l'axe.

Cet objectif peut s'employer à toute ouverture, mais son champ de netteté est alors très réduit. Avec un diaphragme  $\frac{f}{10}$

la netteté s'étend sur un cercle de diamètre  $\frac{f}{2}$ .

L'objectif de Petzval n'a pas encore été surpassé comme clarté : son ouverture utile maxima atteint  $\frac{f}{3}$  ; de plus, il possède à proximité de l'axe un degré de netteté qui n'est égalé dans aucun autre instrument. Mais son emploi doit être limité à l'obtention des portraits : il a une profondeur de champ extrêmement faible, un angle de champ très restreint, et n'est exempt ni de distorsion ni d'astigmatisme. Depuis l'introduction des plaques au gélatino-bromure d'argent, qui n'exigent plus une énorme clarté, on tend à remplacer cet objectif volumineux, même pour les portraits, par d'autres plus maniables.

3° *Antiplanat de Steinheil*. — L'antiplanat de Steinheil a été construit spécialement pour réduire l'astigmatisme. Au lieu de corriger isolément les aberrations de chacune des combinaisons de l'objectif double, Steinheil exagéra même

ces défauts, mais en sens inverse, et s'attacha en même temps à réaliser une ouverture utile comparable à celle de l'objectif de Petzval.

La lentille antérieure est *convergente* et laisse subsister des aberrations notables; la lentille postérieure est *divergente* et d'épaisseur considérable: elle allonge la distance focale, corrige les aberrations de la première et donne au système une grande profondeur de foyer.

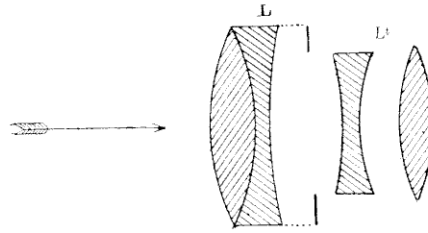


FIG. 178.

Steinheil a réalisé cette conception de l'antiplanat de deux manières :

L'*antiplanat pour portraits* (fig. 178) a sa lentille antérieure L plus large que la postérieure L'. La première est formée d'une lentille biconvexe de crown collée à une lentille biconcave de flint, la seconde

comprend une lentille biconcave de flint placée à une petite distance d'une lentille biconvexe de crown.

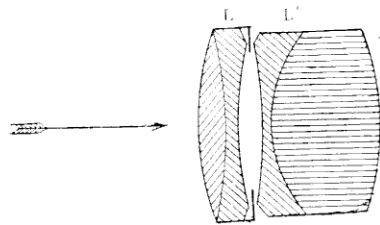


FIG. 179.

L'*antiplanat pour groupes* (fig. 179) a sa combinaison antérieure L

formée d'une lentille biconvexe de flint réunie à une lentille biconcave de crown; la combinaison postérieure L' est constituée par une lentille biconcave de flint collée à une épaisse lentille biconvexe de crown. Les deux couples sont séparés par l'épaisseur du diaphragme. — Ce dernier objectif, très employé pour les groupes en plein air et les épreuves

instantanées, a une énorme profondeur de foyer et donne des images d'une grande finesse ; son champ de netteté est plus étendu que celui de l'aplanat pour portraits.

4° *Anastigmat de Zeiss*. — Nous avons fait connaître (218) le principe sur lequel repose la construction des *anastigmats*. — Zeiss appelle *combinaison de caractère normal* la réunion de deux verres tels que celui qui possède l'indice de réfraction moyen le plus élevé présente aussi le plus grand pouvoir dispersif, et *combinaison de caractère anormal* celle dans laquelle l'élément possédant le plus grand indice de réfraction moyen présente le plus faible pouvoir dispersif. Avec un couple de caractère normal et un autre de caractère anormal, il est possible de détruire l'astigmatisme, tout en corrigeant les autres aberrations.

En somme, les anastigmats de Zeiss sont constitués par deux systèmes de lentilles collées ensemble, ces systèmes étant composés de telle façon que l'élément positif (convergent) possède dans l'un un indice de réfraction plus grand, dans l'autre un indice de réfraction plus petit que l'élément négatif (divergent) qui lui est associé ; de plus, chacun de ces systèmes est individuellement achromatique.

L'anastigmat Zeiss se construit avec différents degrés de clarté et avec des distances focales différentes, selon les usages auxquels on le destine.

Les principaux types d'anastigmats sont les suivants :

a) *Anastigmat extra-rapide*. — C'est le plus lumineux de la série : son *ouverture relative*  $\frac{d}{f} = \frac{1}{4,5}$  pour le plus grand diaphragme ; aussi peut-il être employé pour tous les travaux de l'atelier. Il embrasse un angle d'environ 75°. Comme l'indique la figure 180, cet objectif est composé de *cinq* lentilles, deux pour la combinaison frontale et trois pour la

combinaison postérieure ; le diaphragme est presque au contact de cette dernière.

Immédiatement après vient l'anastigmat d'ouverture relative  $\frac{1}{6,3}$ , composé également de cinq lentilles ; il possède un champ d'environ  $85^\circ$  et peut servir pour les instantanés les plus rapides en plein air.

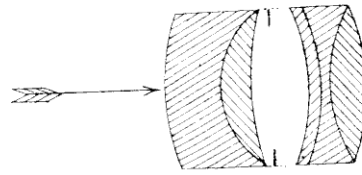


FIG. 180.

b) *Anastigmat rapide.* — Cet objectif a un champ plan

absolument anastigmatique, et donne à toute ouverture  $\frac{1}{8}$  une netteté parfaite de l'image. Un peu moins rapide que les précédents, il permet cependant d'obtenir des instantanés, groupes, portraits, et il est préférable quand il s'agit de reproduire des objets plans avec une netteté absolue. Il comprend également cinq lentilles et embrasse un angle de  $75^\circ$ .

c) *Anastigmat rapide à grand angle.* — Dans ce type, ainsi que dans le suivant, le nombre des lentilles est réduit à quatre (fig. 181). Une ouverture relative de  $\frac{1}{9}$ , un angle

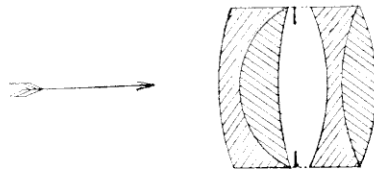


FIG. 181.

d'image qui atteint  $97^\circ$ , une bonne correction de l'astigmatisme et surtout de la distorsion le rendent utilisable comme objectif instantané sous un bon éclairage, en même temps qu'il remplit

les conditions d'un grand angulaire. Il convient bien pour les monuments, et les grandes distances focales se prêtent avantageusement à l'obtention des portraits et groupes de grandes dimensions. C'est un véritable objectif *universel*.

d) *Anastigmat grand angulaire*. — Cet objectif donne à peu près les mêmes résultats que le pantoscope, mais il est plus lumineux que ce dernier, puisque son ouverture relative maximum est  $\frac{1}{18}$ . Les numéros à courte distance focale embrassent un angle de  $110^\circ$ , et sont en conséquence des grands angulaires, au vrai sens du mot ; les numéros à grande distance focale ont un champ d'environ  $90^\circ$  ; ils sont particulièrement destinés à la reproduction : jusqu'à  $60^\circ$ , le champ d'image en est absolument plan et exempt de toute trace d'astigmatisme.

**233. Trousses d'objectifs.** — Beaucoup de constructeurs livrent aujourd'hui, sous le nom d'*objectifs à foyers multiples*, ou de *trousses photographiques*, des combinaisons de lentilles renfermées dans une boîte en gainerie et qui mettent à la disposition de l'opérateur et sous un petit volume un nombre plus ou moins grand de distances focales pouvant répondre aux diverses nécessités des points de vue choisis : il suffit de substituer, dans la même monture, un jeu de lentilles, pour avoir un foyer différent.

En France, Derogy, Berthiot, Hermagis, etc., fabriquent d'excellentes trousses avec lesquelles on peut faire face à toutes les éventualités.

La maison Derogy a réuni dans une même monture des objectifs rectilinéaires rapides et rectilinéaires grands angulaires dont les lentilles combinées entre elles donnent des distances focales intermédiaires et, employées seules, font de très bons objectifs d'angles différents. Elle a également composé des trousses formées d'objectifs simples de foyers différents, et d'autres ne comprenant que des combinaisons d'objectifs rectilinéaires à grand angle.

La maison Berthiot construit plusieurs genres de trousses ; les unes sont destinées aux portraits, paysages et reproduc-

tions. Les troupes dites à *foyers variés rectilignes* forment une série de trois instruments pour paysages, reproductions, intérieurs et monuments. Les *nouvelles troupes aplanétiques rapides* permettent d'obtenir des vues instantanées, portraits, groupes, etc.

La maison Zeiss, à Iéna, a récemment commencé à construire des *lentilles anastigmatiques* qui, associées deux à deux, trois à trois ou quatre à quatre, donnent des *troupes anastigmatiques* très parfaites. Ces lentilles sont composées des quatre éléments de l'anastigmat rapide à grand angle, cimentés entre eux et formant un *objectif simple* de grande ouverture  $\left(\frac{f}{12,5}\right)$ . Tandis que, dans les anastigmats proprement dits, il y avait deux combinaisons de lentilles, l'une de caractère normal, l'autre de caractère anormal, se complétant l'une l'autre, chaque lentille anastigmatique peut être employée seule, ou associée à d'autres pour former les diverses combinaisons d'une troupe.

En assemblant deux lentilles  $\frac{f}{12,5}$ , de même distance focale, on forme un *objectif anastigmatique symétrique*  $\frac{f}{6,3}$ .

En prenant deux de ces lentilles de foyers différents, on disposera de trois longueurs focales distinctes. Avec trois lentilles, on aura six longueurs focales différentes, et ainsi de suite.

**234. Tache centrale.** — Un grave défaut, présenté par certains objectifs très bons sous d'autres rapports, principalement par les objectifs doubles embrassant un grand angle, consiste dans la production d'une tache sombre circulaire d'une certaine étendue au centre du phototype, et qui se traduira par un cercle clair sur la photocopie. Dallmeyer reconnut, le premier, que cette *tache centrale* n'était

que l'image réelle de l'ouverture du diaphragme, et John Hershell montra que cette image est produite, non pas par réfraction, mais par la réflexion de la lumière sur la lentille postérieure de l'objectif, dont les faces limitantes jouent le rôle de miroirs courbes : les rayons réfléchis sur la face postérieure, puis sur la face antérieure, et réfractés enfin par la face postérieure, vont se concentrer sur le verre dépoli.

On ne peut empêcher ces réflexions, mais on peut, par une modification convenable de la courbure de la face postérieure de la deuxième lentille, rendre divergents les rayons réfléchis qui sortent de cette lentille et qui se répartissent alors sur la surface totale de l'image sans produire de tache centrale. Les constructeurs s'attachent aujourd'hui à réaliser des systèmes absolument exempts de tache centrale : cela est d'autant plus difficile que ces systèmes comprennent un plus grand nombre d'éléments. C'est pourquoi un objectif simple donne des images plus transparentes et plus modelées qu'un objectif double ; pour le même motif, les *triplets*, ou objectifs composés de trois systèmes de lentilles, sont à peu près abandonnés, de sorte que nous n'en parlerons pas dans ce Traité.

L'importance que prend la tache centrale est d'autant plus grande que le diaphragme est plus petit ; les objectifs à portrait de Petzval, qui donnent de très bonnes images avec de grands diaphragmes, produisent des images plates et comme voilées quand on les emploie avec de petites ouvertures.



## CHAPITRE XV

### ORGANES ACCESSOIRES DES OBJECTIFS

**235. Montures des objectifs ; rondelles, adap-  
teurs.** — Les lentilles constituant les objectifs photogra-  
phiques sont assujetties dans des *montures* leur assignant  
des positions relatives invariables. Les constructeurs s'ef-  
forcent aujourd'hui de diminuer autant que faire se peut les  
dimensions et le poids de ces montures. A ce dernier point  
de vue, le laiton, généralement employé jusqu'ici, tend de  
plus en plus à être remplacé par l'aluminium, métal qui  
joint une résistance considérable à une densité très faible.

Le Congrès international de Photographie, réuni à  
Bruxelles en août 1891, a décidé l'adoption d'une série  
normale d'embases filetées portant les numéros et ayant les  
diamètres extérieurs ci-après :

Numéros.....	1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8.	9.	10.
Diamètres en millimètres.	20.	25.	30.	40.	50.	60.	75.	80.	100.	125.

Pour l'embase numéro 1, le pas doit être  $0^{\text{mm}},71$  ; pour  
le numéro 10,  $1^{\text{mm}},5$  ; toutes les autres vis doivent avoir un  
pas de 1 millimètre. Les filets auront pour section un  
triangle équilatéral à angle arrondi.

Les chambres noires devront porter sur leurs planchettes

des rondelles filetéés correspondantes formant écrou pour ces filetages. Quel que soit le genre de monture adopté, les embases et les rondelles correspondantes devront porter deux signes de repère constitués par le chiffre 0 et placés de telle sorte que, lorsqu'ils seront amenés en regard l'un de l'autre, l'objectif se trouve vissé à fond et dans la position voulue pour la plus grande commodité d'emploi des diaphragmes et des obturateurs.

Les appareils existants, objectifs et rondelles de chambres noires, peuvent être amenés aux dimensions normales en faisant usage de rondelles intermédiaires filetéés de dimensions convenables.

Pour fixer sur une même planchette des objectifs de diamètres différents, on peut avantageusement employer le procédé indiqué par M. Molteni sous le nom d'*adaptateur*.

Ce procédé consiste à faire usage d'une rondelle à bague intérieure filetéée, de la plus grande dimension compatible avec celle de la chambre noire, et à employer, pour relier les objectifs à cette rondelle, des disques annulaires découpés dans des feuilles de carton ou de métal.

Ces disques ont pour diamètre extérieur uniforme le diamètre intérieur de la rondelle et peuvent ainsi être pincés par leur bord sous la bague filetéée de celle-ci.

Leur ouverture intérieure a un diamètre égal à celui du filetage pratiqué sur la monture de l'objectif, ce qui permet de les empiler sur cette monture après enlèvement de la rondelle à embase filetéée. Ils peuvent ainsi s'engager entre l'embase de l'objectif et la rondelle, et être fixés par serrage entre les deux, en donnant de cette façon à l'objectif une embase de grandes dimensions.

**236. Diaphragmes.** — Dans l'Optique instrumentale on appelle *diaphragme* un écran opaque percé d'une ouverture de forme quelconque.

On a vu précédemment le rôle du diaphragme dans la réduction des aberrations des lentilles et l'augmentation de la profondeur du foyer et de la profondeur du champ ; on sait, d'autre part, comment il intervient dans la clarté des objectifs.

La position à donner au diaphragme est parfaitement déterminée. Si l'objectif est *simple*, le diaphragme doit être placé *en avant* de la lentille composée, et le plus près possible, pourvu cependant que le champ ne soit pas trop courbe et que la netteté soit satisfaisante ; c'est la position qui donne l'angle embrassé le plus grand et la distorsion la moins accusée. Si l'objectif est *double*, le diaphragme est intercalé entre les deux combinaisons ; si l'objectif est symétrique, le diaphragme doit être à égale distance des deux lentilles ; s'il est dissymétrique, le plan du diaphragme doit partager la longueur qui sépare les deux combinaisons proportionnellement à leurs distances focales.

La forme de l'ouverture des diaphragmes est généralement *circulaire*. Cette forme présente plusieurs avantages. D'abord, elle permet de prendre, dans les faces des lentilles, des portions symétriques par rapport à l'axe ; en second lieu, le cercle étant la figure qui présente la surface maxima pour un minimum de contour, un diaphragme circulaire laisse pénétrer la plus grande somme de lumière, tout en réduisant autant que possible les aberrations.

Chaque objectif est muni d'une *série de diaphragmes* répondant aux divers cas qui peuvent se présenter, en permettant de faire varier principalement la clarté et la profondeur de foyer. Lorsque les ouvertures de ces diaphragmes ne sont pas de diamètres trop grands, on peut les percer dans une même plaque mobile autour d'un axe parallèle à l'axe principal ; ce dispositif porte le nom de *diaphragme tournant* (*fig. 182*).

Si les diamètres de ces ouvertures sont trop considérables,

on les pratique dans de petites plaques métalliques pouvant se glisser dans la monture de l'objectif : on a alors le *diaphragme à vanes* (fig. 183).

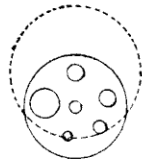


FIG. 182.

Aujourd'hui, le diaphragme adopté par la plupart des constructeurs est le *diaphragme-iris* (fig. 184).



FIG. 183.

Il est constitué par un système de lamelles très minces, placées dans des plans parallèles très voisins, de manière à limiter par leur bord interne un polygone régulier de 12 à 16 côtés dont les côtés peuvent décroître au point d'intercepter presque complètement la lumière. La monture porte un index mobile en face d'une graduation indiquant l'ouverture relative  $\frac{d}{f}$  de l'objectif pour chaque diamètre employé.

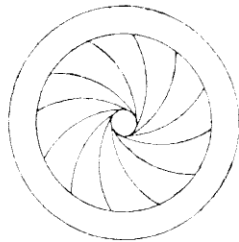


FIG. 184.

Actuellement, les constructeurs graduent leurs diaphragmes, qu'ils soient à rotation, à vanes ou à iris, de telle sorte que le temps de pose aille en doublant quand on passe d'un diaphragme au suivant.

Le Congrès international de Photographie de 1889 a adopté pour diaphragme *normal* le diaphragme correspondant à l'admission de la lumière par une ouverture utile de diamètre égal à  $\frac{1}{10}$  de la distance focale principale (222). Ce choix

a été dicté par cette considération que l'ouverture relative  $\frac{1}{10}$ , outre qu'elle est simple comme définition théorique, est la limite à partir de laquelle les objectifs usuels donnent une image nette pour toute l'étendue de leur champ. Les autres diaphragmes doivent avoir des dimensions telles que les

temps de pose qui leur correspondent soient 2, 4, 8, 16, ... fois plus grands que celui exigé, dans les mêmes conditions d'éclairement, pour le diaphragme normal.

En général, pour les objectifs employés en plein air, on n'aura pas habituellement à employer des diaphragmes plus grands que le diaphragme normal ; dans les cas particuliers où l'on devrait en faire usage, on devra faire figurer dans la série de ces diaphragmes ceux qui correspondent aux temps de pose  $\frac{1}{2}$ ,  $\frac{1}{4}$ ,  $\frac{1}{8}$ , etc.

**2:37. Obturateurs.** — Pour produire une image harmonieuse dans toutes ses parties, la lumière doit agir sur la surface sensible pendant un temps déterminé, variable avec le sujet, l'éclairement, l'ouverture relative de l'objectif, etc., et qu'on appelle *temps de pose*. Celui-ci étant supposé connu, il s'agit de le réaliser. c'est là le but de l'*obturateur*, qui doit démasquer l'objectif au moment voulu et le laisser ouvert pendant le temps dont il s'agit.

Dans les débuts de la photographie, l'obturateur consistait en un simple couvercle ou bouchon en cuivre ou en carton garni de velours, se plaçant à la partie antérieure du tube porte-objectif. Aujourd'hui que la sensibilité des plaques au gélatino-bromure et la clarté des objectifs permettent de réduire, dans beaucoup de cas, la durée d'exposition à une minime fraction de seconde, on est obligé de recourir à des dispositifs plus compliqués qui ouvrent et referment automatiquement l'objectif.

La durée de pose, réalisée au moyen d'un obturateur quelconque, peut théoriquement se diviser en trois temps : 1° durée  $t$  nécessaire pour que l'objectif soit démasqué ; 2° durée  $t'$  d'ouverture complète ; 3° durée  $t''$  nécessaire pour recouvrir l'objectif. La somme  $t + t' + t'' = T$ , ou le temps compris depuis le début de l'ouverture démasquée jusqu'à son occlu-

sion complète, est appelée la *durée d'action totale* de l'obturateur considéré.

L'action de la lumière sur la surface sensible ne s'exerce utilement qu'à partir d'un certain degré d'intensité. Il en résulte que la lumière ne produit pas son effet dès le début de la période  $t$ , et qu'elle cesse d'agir avant la fin de la période  $t''$  : son action commence d'autant plus tôt et finit d'autant plus tard que les rayons sont plus intenses. Dans tous les cas, le temps d'action efficace est toujours inférieur à  $T$ . L'idéal, pour un obturateur, serait d'être construit de façon que ses mouvements d'ouverture et de fermeture se produisent instantanément, afin d'utiliser, pour la pose à pleine ouverture  $t'$ , toute la durée d'action  $T$  de l'instrument. On appelle *rendement* ou *coefficient d'utilisation* d'un obturateur le quotient obtenu en divisant par la durée d'action totale  $T$  le *temps d'action réduit*  $\theta$  qu'il faudrait supposer à l'obturateur idéal correspondant (s'ouvrant et se fermant instantanément) pour qu'il permit d'obtenir la même impression lumineuse. Ce rendement peut encore être défini le rapport de la quantité de lumière que l'obturateur laisse passer pendant le temps  $T$  à celle que laisserait passer, dans le même temps, l'obturateur idéal de même ouverture. Ce rapport sera d'autant plus voisin de l'unité que l'obturateur approchera plus de la perfection.

Il existe aujourd'hui un nombre considérable de systèmes d'obturateurs. On peut les diviser en trois groupes :

1° Les obturateurs *latéraux* découvrant l'objectif par le côté ;

2° Les obturateurs *centraux*, découvrant l'objectif par le centre ;

3° Les obturateurs *simultanés*, découvrant l'objectif sur toute son étendue utile.

1° Les *obturateurs latéraux* sont les uns à mouvement rectiligne, les autres à mouvement circulaire.

Les premiers comprennent les obturateurs à guillotine et les obturateurs à rideau; les seconds comprennent des instruments dans lesquels le mouvement circulaire s'effectue autour d'un axe parallèle à celui de l'objectif (système Londe et Dessoudeix), et d'autres dans lesquels le mouvement de rotation a lieu autour d'un axe perpendiculaire à celui de l'objectif (obturateurs Guerry).

Les obturateurs à guillotine se composent d'une lame opaque percée d'une ouverture et glissant dans un cadre de telle façon que, dans son déplacement rectiligne, la lame présente un instant son ouverture devant l'objectif. Le déplacement est produit soit par la simple action de la pesanteur, soit à la fois par la pesanteur et une bande de caoutchouc, ou un ressort.

Les obturateurs à rideau sont basés sur le même principe que les stores des wagons. Un rideau fait d'une étoffe opaque et très flexible est fixé à ses extrémités sur des rouleaux autour desquels il peut s'enrouler, et qui sont munis intérieurement de ressorts en spirale pouvant être tendus par un bouton extérieur. Quand on agit sur un levier extérieur, on détend la spirale, le rideau glisse dans son plan, et une ouverture pratiquée en son milieu démasque un instant l'objectif. Le meilleur des obturateurs à rideau est, pour le moment, le système Thornton-Pickard.

L'obturateur Londe-Dessoudeix comprend comme pièce essentielle un demi-disque opaque percé d'une ouverture en forme de secteur et entraîné par un ressort en acier; un autre ressort maintient ce disque en place et peut être actionné par une boîte à air produisant le déclenchement.

Dans les obturateurs Guerry, un ou deux volets, mobiles autour d'axes perpendiculaires à l'axe de l'objectif, s'ouvrent sous l'action d'un ressort mù par la pression de l'air enfermé dans une poire de caoutchouc.

2° Les *obturateurs centraux*, de même que les précédents,

sont les uns à mouvement rectiligne, les autres à mouvement circulaire.

Les premiers peuvent être considérés comme des guillemettes doubles, mues par des ressorts. Le plus parfait construit jusqu'ici est l'obturateur Decaux, caractérisé par le plus grand rendement atteint jusqu'à ce jour.

Les seconds sont basés sur le principe de diaphragme-iris (*fig. 184*) : un mécanisme permet d'ouvrir et de fermer l'iris très rapidement.

3° Dans le groupe des *obturateurs simultanés*, on ne possède actuellement que l'obturateur Krauss. Il est formé d'un certain nombre de lamelles métalliques pivotant sur des axes parallèles, comme les lames d'une *jabousie*. Par une demi-rotation, elles peuvent démasquer ou obturer l'objectif, et toute la surface de ce dernier est découverte en même temps.

La *position* à donner à l'obturateur n'est pas indifférente. La théorie et l'expérience montrent que, pour l'objectif simple, l'obturateur doit se mouvoir dans un plan aussi voisin que possible de celui du diaphragme, et que, pour l'objectif double, il doit être placé entre les deux combinaisons, dans le plan même du diaphragme, si l'on veut que l'obscurcissement et l'éclairement soient simultanés pour tous les points du champ d'image.

Cette position est, pour certains obturateurs tels que ceux à volets, impraticable; on se contente alors de placer l'obturateur en avant ou en arrière de l'objectif, ce qui donne à la surface sensible, pendant la pose, un éclaircissement très irrégulièrement réparti, et le plus souvent très défectueux. Il faut cependant excepter l'obturateur à lamelles de Krauss, qui peut se placer derrière la lentille postérieure, ce qui dispense d'un centrage rigoureux indispensable pour certains objectifs, tels que les anastigmats.



**233. Diaphragme-étoile. — Compensateur.** — A part certains anastigmats de construction spéciale, tous les objectifs, surtout ceux qui embrassent un grand angle, donnent des images plus éclairées au milieu que vers les bords. Ainsi, avec les aplanats rapides dont l'angle est de  $45^\circ$ , les bords ne reçoivent que les  $\frac{2}{3}$  de la lumière tombant sur le centre, à égalité de surface; avec un grand angulaire embrassant  $90^\circ$ , l'intensité aux bords n'est plus que le  $\frac{1}{4}$  de ce qu'elle est au centre; avec le pantoscope, dans les vues d'intérieur, cette irrégularité est beaucoup plus forte encore.

Les causes de cette décroissance sont multiples :

1° Les faisceaux très obliques qui peuvent passer à travers le diaphragme ont une section droite d'autant plus petite que l'obliquité est plus grande, puisque, pour un de ces faisceaux, l'ouverture du diaphragme qui sert de directrice est une ellipse dont le petit axe varie comme le cosinus de l'obliquité :

2° Les faisceaux obliques ne tombant pas normalement sur la surface sensible, l'intensité de la lumière sera diminuée vers les bords, en vertu de la loi de Lambert (10);

3° Les rayons extrêmes frappent la surface sensible à une plus grande distance que le rayon central, de sorte qu'il y a également intervention de la loi de Képler (9);

4° Enfin les parties antérieure et postérieure de la monture, qui sont opaques, arrêtent d'autant plus facilement les rayons incidents et émergents que ces rayons sont plus obliques; cette dégradation de l'éclairement est d'autant plus prononcée que le diaphragme est plus grand et les lentilles plus éloignées.

Une autre cause de décroissance dans l'impression lumineuse résulte de l'emploi des obturateurs *centraux*. Dans tous ces obturateurs, c'est au centre que la lumière commence

à passer, et c'est aussi au centre qu'elle est interceptée en dernier lieu. L'ouverture de l'obturateur fonctionne donc comme un diaphragme de grandeur allant d'abord en augmentant, puis en diminuant, et, d'après la quatrième influence ci-dessus, il se produit une dégradation considérable pendant la période  $t''$ .

Pour obtenir une image à peu près uniformément éclairée, il est nécessaire de diminuer la lumière au centre tout en la conservant sur les bords. Meidenbauer a proposé, à cet effet, l'emploi d'un *diaphragme-étoile*, consistant en une étoile de 24 ou 30 rayons très pointus, découpée dans un

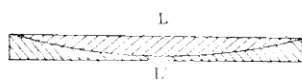


FIG. 485.

disque de papier noir ou de tôle mince; le diamètre du noyau de cette étoile doit être à peu près double de celui du diaphragme employé, et la longueur des rayons telle que le champ soit modifié jusqu'aux bords. Après avoir fait poser la plaque comme à l'ordinaire pendant la moitié seulement du temps nécessaire à la production de l'image, on achève la pose en plaçant le diaphragme-étoile immédiatement devant l'objectif où on l'assujettit à l'aide d'un mince fil métallique, et en le faisant tourner une ou deux fois sur son axe pour que les pleins et les vides de l'étoile n'apparaissent pas sur l'épreuve.

Le Dr Miethe arrive au même résultat d'une façon beaucoup plus commode. Sous le nom de *compensateur*, il emploie un système formé d'une lentille plan-convexe L (*fig.* 485), en verre enfumé, collée à une lentille plan-concave L' en verre incolore. Les verres des deux lentilles ayant le même indice de réfraction moyen et le même pouvoir dispersif, le sys-

tème agit comme une lame mince à faces planes et parallèles (61) dont le centre serait plus foncé que les bords. En choisissant convenablement le verre fumé et la courbure de sa face convexe, et plaçant ce compensateur dans la monture de l'objectif, on peut réaliser un éclairage uniforme de l'image.

Il va sans dire que le temps de pose doit être plus long que si l'objectif était utilisé à la manière ordinaire.

## CHAPITRE XVI

### ESSAIS DES OBJECTIFS PHOTOGRAPHIQUES

Avant d'adopter un objectif pour les opérations courantes de la photographie, il est indispensable de le soumettre à une suite méthodique d'*essais* permettant de se faire une idée exacte de ce qu'on peut attendre de lui pour tel ou tel genre de travail.

Tout d'abord, il faut contrôler l'exécution matérielle des lentilles qui le composent; on recherche ensuite le degré de correction des différentes aberrations; finalement on procède à la détermination pratique des constantes optiques de l'instrument.

#### I. — EXAMEN DES DÉFAUTS MATÉRIELS DES LENTILLES

**239. Qualité des verres des lentilles.** — Chacun des systèmes constituant un objectif simple ou composé doit être fait d'un verre d'une limpidité parfaite et bien incolore : on s'en assure facilement en plaçant successivement chaque lentille sur une feuille de papier blanc, et comparant la coloration de celle-ci en dedans et en dehors.

On doit ensuite examiner chaque lentille dans sa masse,

pour s'assurer qu'elle ne présente ni *striés*, ni *grains*, ni *bulles*.

Les *striés* sont produites par des variations brusques de l'indice de réfraction. Tant qu'elles ne forment que des lignes fines de peu d'étendue, elles n'ont pas grand inconvénient; mais quand elles offrent l'aspect de bandes larges ou de taches irrégulières d'une assez grande dimension, elles sont très nuisibles à la qualité de l'image.

Les *grains* sont généralement formés de petits fragments de quartz; ils doivent être petits et peu nombreux, sans quoi l'objectif serait à rejeter.

Les *bulles* d'air isolées, tant qu'elles ne sont pas trop volumineuses et trop fréquentes, sont sans influence sur les qualités d'un objectif: le seul effet qu'elles puissent produire est une diminution de clarté insignifiante.

**240. Travail des surfaces; centrage des lentilles.** — Le polissage des surfaces doit être aussi parfait que possible.

Pour le vérifier, on nettoie toutes les lentilles avec une peau de chamois imbibée d'eau pure, et on les essuie à l'aide d'une peau sèche. En les examinant attentivement à la surface, elles ne doivent présenter nulle part de taches ternes ou grises.

Une condition mécanique de la plus haute importance est le *centrage* parfait des lentilles. Pour le reconnaître, on regarde, à travers l'objectif, dans une chambre obscure, la flamme d'une bougie placée à une certaine distance; les réflexions qui se produisent sur les diverses faces donnant une série d'images, on peut, pour un système bien centré, en faisant varier l'inclinaison de l'objectif, amener toutes ces images sur une même direction rectiligne, tandis qu'il n'est pas possible de les y faire rentrer si le centrage est mauvais.

## II. — DEGRÉ DE CORRECTION DES ABERRATIONS

**241. Étude des aberrations suivant l'axe principal.** — Si l'instrument satisfait à l'examen précédent, il y a lieu de l'essayer au point de vue des aberrations.

1° *Essai de l'aplanétisme.* — On fixe l'objectif sur la chambre noire en supprimant le diaphragme ; on recouvre d'un anneau de papier noir opaque, appliqué contre la lentille d'avant, la portion périphérique de l'objectif, on vise un objet assez éloigné présentant des détails fins et nets, et l'on met exactement au point au centre du champ d'image, en s'aidant d'une bonne loupe. Ensuite on masque la région centrale de l'objectif avec le disque dont la suppression a donné le vide de l'anneau : la nouvelle image doit être aussi nette que l'ancienne, si l'objectif est rigoureusement aplanétique.

2° *Essai de l'achromatisme.* — On dispose sur une planche à dessin une bande de papier découpée dans un journal ou une affiche et portant des caractères assez grands et également espacés ; on place cette planche obliquement par rapport à l'axe de l'objectif de manière qu'elle forme avec cet axe un angle de 30° environ, on met au point, sur la glace dépolie placée dans le châssis négatif, le caractère dont l'image se forme au centre, et qui doit être voisin du milieu de la bande. On substitue alors à la glace dépolie une plaque sensible, et l'on photographie la bande : le caractère le plus net dans le phototype obtenu doit être précisément celui sur lequel avait été faite la mise au point.

**242. Étude des aberrations en dehors de l'axe principal.** — 1° *Courbure du champ.* — L'objectif ayant

été reconnu aplanétique et achromatique, on doit rechercher si les aberrations pour les faisceaux obliques ont été suffisamment corrigées.

Pour étudier la courbure du champ, on vise un objet éloigné, et l'on met au point pour le centre de la plaque. Si les bords de l'image manquent de netteté et que celle-ci ne puisse être obtenue sur les bords qu'en la perdant au centre, c'est que la surface focale est *courbe*. Il y aura lieu de mesurer cette courbure, pour les divers diaphragmes, par le déplacement à donner à la glace dépolie entre la mise au point sur le centre et sur les bords. Plus ce déplacement sera prononcé, plus défectueuse sera la correction de la courbure du champ.

2° *Distorsion*. — Les objectifs doubles symétriques (230) sont, par leur construction même, exempts de distorsion. Pour vérifier les autres à ce point de vue, on place la chambre noire munie de l'objectif à essayer devant un grand papier quadrillé contenant des lignes horizontales et des lignes verticales. Après avoir assuré l'horizontalité du chariot de la chambre, on examine, sur le verre dépoli (qui doit être lui-même quadrillé), si les lignes du sujet sont ou non parfaitement droites sur les bords de la plaque.

3° *Astigmatisme*. — Si, dans l'essai précédent, après avoir mis au point sur le centre de la plaque, les bords manquent de netteté, même quand on emploie des diaphragmes de plus en plus petits, c'est que l'astigmatisme est mal corrigé.

On peut encore constater l'astigmatisme de la manière suivante. — On vise un point lumineux éloigné, une étoile, par exemple, et l'on met au point, à toute ouverture, au centre du champ, où l'on a amené l'image. On fait ensuite pivoter la chambre jusqu'à ce que l'image se forme au bord du verre dépoli. Cette image, dans le cas d'un objectif affecté

d'astigmatisme, n'est plus un point, mais une figure ayant vaguement la forme d'une croix. En rapprochant ou éloignant la plaque de l'objectif, on ne voit bientôt plus qu'une ligne verticale ou qu'une ligne horizontale.

### III. — DÉTERMINATION DES CONSTANTES OPTIQUES

**243. Distance focale absolue.** — La méthode la plus simple pour mesurer cette donnée importante est la suivante, indiquée par Davanne. — On colle une feuille de papier à dessin sur une planche bien plane, et l'on trace au centre une circonférence de 20 centimètres de rayon; sur la glace dépolie on en trace une de 10 centimètres. On place cette planchette verticalement, et l'on cherche par tâtonnement la distance à laquelle il faut disposer la chambre noire, maintenue bien horizontale, pour que l'image de la circonférence de 20 centimètres, lors d'une mise au point parfaite, recouvre juste la circonférence du verre dépoli.

On marque alors par un trait fin la place du cadre portant le verre dépoli sur le chariot : c'est un premier point de repère. On met ensuite au point sur des objets *très éloignés*; on marque d'un second trait fin la place du cadre sur le chariot : c'est un second point de repère.

La distance de ces deux points, exprimée en millimètres, est la *moitié* de la distance focale cherchée.

En effet, dans la première phase de l'expérience, l'image se formait à une distance  $p'$  du point nodal d'émergence donnée par la formule :

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{1}{f},$$

qui, en tenant compte de la relation :

$$\frac{p'}{p} = \frac{i}{o} = \frac{1}{2},$$



donne :

$$p' = \frac{3}{2}f.$$

Dans la seconde phase de l'expérience, l'image se produit à une distance  $p''$  du point d'émergence égale à  $f$ . La course du cadre sur le chariot est donc :

$$p' - p'' = \frac{3}{2}f - f = \frac{f}{2}.$$

**244. Position des points nodaux.** — La connaissance de la position du point nodal d'émergence et du point nodal d'incidence est utile dans certaines opérations, surtout lorsqu'il s'agit d'agrandissement. Ces deux points sont généralement définis par leurs distances aux sommets des faces extrêmes de l'objectif.

La distance focale  $f$  étant supposée connue, on met au point sur l'infini, et l'on mesure la distance  $l$  qui sépare le verre dépoli du sommet de la face postérieure de l'objectif : on a ainsi ce qu'on appelle la *longueur focale*. La différence  $f - l$  est l'intervalle qui sépare le point nodal d'émergence de cette face postérieure.

Si l'objectif est un objectif double symétrique, le point nodal d'incidence est à une distance du sommet de la face d'entrée égale aussi à  $f - l$ . Si l'objectif est dissymétrique, on retourne l'objectif, et l'on mesure la nouvelle longueur focale  $l'$ , qui est différente de  $l$  : la nouvelle différence  $f - l'$  exprime la distance du point nodal d'incidence à la face antérieure.

**245. Diamètre d'ouverture utile.** — Pour un objectif simple, ce diamètre  $d$  n'est autre chose que le diamètre du diaphragme ; on le mesure directement avec un compas dont on applique ensuite les pointes sur une règle graduée.

Dans le cas d'un objectif composé, on monte l'objectif sur une chambre noire, et, la mise au point étant faite sur l'infini, on remplace le verre dépoli par une feuille de carton percée en son centre d'un petit trou. On tourne la chambre de façon que ce trou soit dirigé vers le soleil et l'on applique sur la face antérieure de l'objectif un papier translucide. En regardant ce papier sous le voile, on y distingue une tache lumineuse circulaire dont la surface est précisément celle de l'ouverture utile (221), et dont on mesure le diamètre  $d$ .

Cette mesure doit être faite pour le plus grand diaphragme et exprimée en millimètres. Si les diaphragmes sont établis conformément aux décisions du Congrès, les autres diaphragmes devront présenter des ouvertures utiles respectivement égales à  $\frac{1}{2}$ ,  $\frac{1}{4}$ ,  $\frac{1}{8}$ ... de celle du plus grand, et, par conséquent, des diamètres d'ouverture utile représentés par  $\frac{d}{\sqrt{2}}$ ,  $\frac{d}{\sqrt{4}}$ ,  $\frac{d}{\sqrt{8}}$ ...

Connaissant la distance focale absolue  $f$  et le diamètre  $d$  d'ouverture utile d'un objectif muni d'un diaphragme déterminé, on peut calculer l'ouverture relative  $\frac{d}{f}$ , ainsi que la clarté théorique  $100 \left(\frac{d}{f}\right)^2$  de cet objectif (222).

**246. Profondeur de foyer.** — Il est bon de connaître la profondeur principale de foyer d'un objectif dans les diverses directions contenues dans le champ de visibilité, pour le plus grand et le plus petit diaphragme; on pourra en déduire, pour chacun de ces diaphragmes, la forme du volume focal principal (223), qui permet de décider si une plaque de dimensions données est couverte par l'objectif.

A cet effet, on monte l'objectif sur une chambre noire, et l'on emploie comme verre dépoli une glace quadrillée pré-

sentant des traits distants de 1 centimètre dans chacune des directions rectangulaires. Plaçant horizontalement la plus grande dimension de cette glace, on dirige l'appareil vers un grand objet plan perpendiculaire à l'axe principal, situé à une grande distance et présentant des détails très nets : un grand édifice tournant sa façade principale vers l'objectif peut suffire. On met au point, sans diaphragme, au centre de la glace, et l'on note sur le chariot de la chambre la position du cadre portant le verre dépoli. Cela fait, on met le diaphragme en place, et l'on rapproche le verre dépoli de l'objectif jusqu'à ce que l'image, sur l'axe principal, cesse d'être nette ; on mesure, sur le chariot auquel on a momentanément fixé un double décimètre divisé en demi-millimètres, le déplacement du cadre. Éloignant alors le verre dépoli de l'objectif, on cherche la seconde position limite de ce verre pour laquelle l'image cesse d'être nette. Soient  $x_0$  et  $x'_0$  les

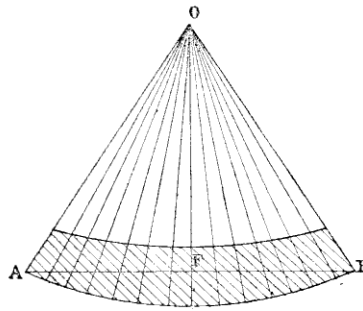


FIG. 186.

deux déplacements ainsi mesurés, comptés à partir du plan focal principal. On recommence la même détermination sur la première ligne verticale située à gauche du centre sur le verre dépoli ; ce qui donne les deux distances  $x_1$  et  $x'_1$  des positions limites de la glace au plan focal. De même sur la seconde verticale à gauche du centre, ce qui donne  $x_2$  et  $x'_2$ , et ainsi de suite. — On opère de même à droite du centre.

On trace alors, sur une feuille de papier, un triangle isocèle OAB (*fig.* 186) ayant pour base le côté horizontal AB de la glace dépolie, et pour hauteur la distance focale absolue OF ; on joint le sommet O aux divers points de division de la

base en centimètres, et l'on porte sur chacune de ces droites rayonnantes, à partir du point où elle rencontre AB, et dans le sens convenable, les deux distances  $x$  et  $x'$  qui ont été mesurées sur cette direction. On obtient ainsi deux séries de points que l'on joint par des traits continus : la surface limitée par ceux-ci est la section méridienne du volume focal principal.

La *profondeur de champ* ne se détermine pas expérimentalement : elle peut se calculer théoriquement en fonction de la distance  $p$  de l'objet, de la distance focale absolue  $f$  de l'objectif et du diamètre  $d$  d'ouverture utile du diaphragme (224).

#### 247. Champ de visibilité. — Champ de netteté.

— **Angle embrassé.** — 1° L'objectif étant monté sur une chambre noire de grandes dimensions, on met au point sur l'infini au centre de la glace, et l'on place le diaphragme que l'on veut associer à l'objectif. On voit alors se dessiner sur le verre dépoli un cercle lumineux : on en mesure le diamètre  $D_c$ , qui est le *diamètre du cercle éclairé*, ou le *diamètre du cercle de visibilité*. Si l'on remarque que l'angle du champ de visibilité (225)  $\alpha_c$  est l'angle au sommet d'un triangle isocèle ayant  $D_c$  pour base et  $f$  pour hauteur, on voit que  $\alpha_c$  sera donné par la relation :

$$\operatorname{tang} \frac{\alpha_c}{2} = \frac{\frac{D_c}{2}}{f} = \frac{D_c}{2f}.$$

2° On pointe la chambre sur un objet éloigné présentant des détails très nets, on met au point à la loupe au centre du verre dépoli, le diaphragme étant en place, et on agit sur la crémaillère de façon à déplacer le verre jusqu'à ce que la netteté, sans disparaître du centre, s'étende le plus loin possible vers les bords. On mesure la distance des foyers nets

extrêmes, qui est le *diamètre de l'image nette*  $D_n$  ou *diamètre du champ rond*.

L'angle du champ de netteté  $z_n$  est ensuite donné par la relation :

$$\text{tang } \frac{z_n}{2} = \frac{\frac{D_n}{2}}{f} = \frac{D_n}{2f}.$$

Les deux diamètres précédents ( $D_r$  et  $D_n$ ) devront être mesurés pour tous les diaphragmes qu'on se propose d'employer, ou tout au moins pour le plus grand et le plus petit de ces diaphragmes.

3° L'angle embrassé  $z_e$  peut être directement calculé au moyen de la formule (225) :

$$\text{tang } \frac{z_e}{2} = \frac{c}{2f}.$$

Mais on peut le mesurer directement. — On dispose la chambre bien horizontalement après y avoir placé le verre dépoli qui lui sera associé, et qui porte un quadrillage en centimètres. On met au point un paysage éloigné, et on s'arrange de façon que deux points saillants A et B de ce paysage forment leurs foyers nets sur les bords verticaux de la glace. On fait ensuite pivoter la chambre de manière à amener le point  $a$ , foyer du point A, sur le trait vertical passant par le milieu du verre dépoli : on trace le long de la chambre noire, avec un crayon appuyé contre l'un de ses côtés, et sur une table qui lui sert momentanément de support, la droite  $nz$ , sensiblement parallèle à NA (*fig.* 187). Puis on tourne la chambre de manière à amener l'image  $b$  du point B sur le même trait vertical, et l'on trace la droite  $n'z$ , parallèle à N'B. En prolongeant les droites  $nz$  et  $n'z$  sur le support de la chambre, on forme l'angle  $nz'n'$ , que l'on mesure avec un rapporteur et qui est égal à AOB, et par suite à l'angle embrassé.

**243. Essai de la tache centrale.** — Enfin il est indispensable de s'assurer que l'objectif est complètement exempt de la tache centrale. — Pour reconnaître ce défaut, on monte l'objectif sur une chambre noire et l'on place la glace dépolie dans le plan focal principal. On dirige ensuite

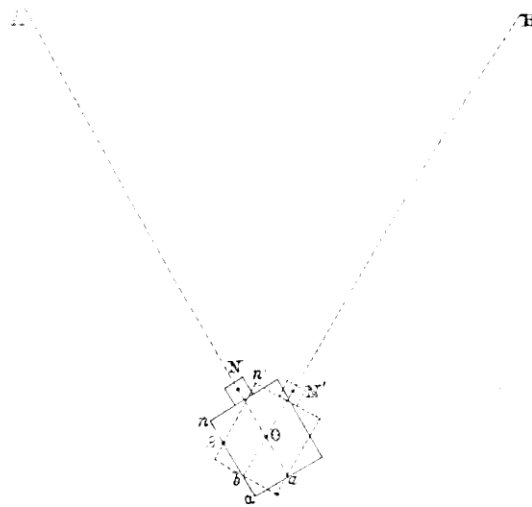


FIG. 187.

l'axe de l'objectif sur un sujet très fortement éclairé, tel que le ciel parsemé de nuages blancs, un mur blanc exposé au soleil, etc. : on peut alors constater l'existence de la tache centrale, qui sera d'autant plus nuisible qu'elle sera plus petite.

Si la tache centrale est peu apparente dans ces conditions, l'objectif pourra être utilisé, mais seulement pour certains travaux n'exigeant pas une vive lumière.

## CHAPITRE XVII

### CHOIX DES OBJECTIFS

**249. Formats et dimensions des plaques photographiques. — Genres de sujets à traiter.** — Lorsque les essais indiqués dans le chapitre précédent ont permis de s'assurer que divers objectifs ne présentent pas les défauts qui doivent les faire rejeter, il y a lieu de déterminer à quel genre d'opérations chacun d'eux convient le mieux.

Le *choix d'un objectif* dépend de la nature de l'image que l'on veut produire et du format de la plaque qu'on se propose d'employer.

Dans le but de faciliter l'usage des chambres noires par l'adoption de châssis de dimensions uniformes, le Congrès de Photographie de 1891 a décidé que les plaques sensibles et les papiers et pellicules employés pour la production des épreuves seraient désormais divisés en trois séries normales de cinq plaques chacune :

1° Une série de plaques carrées ayant, en centimètres, des largeurs et hauteurs respectivement égales à :

$$48, \quad 36, \quad 24, \quad 12, \quad 8;$$

2° Une série de plaques rectangulaires présentant entre la largeur et la hauteur le rapport 3 sur 4 :

$$36 \times 48, \quad 24 \times 32, \quad 18 \times 24, \quad 12 \times 16, \quad 9 \times 12;$$

3° Une autre série de plaques rectangulaires présentant entre la largeur et la hauteur le rapport 2 sur 3 :

$$32 \times 48, \quad 24 \times 36, \quad 16 \times 24, \quad 12 \times 18, \quad 8 \times 12.$$

Après avoir arrêté le format et les dimensions de l'image, il s'agira de décider le genre de sujet que l'on veut traiter. Théoriquement, chaque sorte de travail nécessite un objectif spécial, si l'on vise à la perfection.

Les sujets que l'on peut avoir à traiter sont extrêmement variés : on peut presque tous les faire rentrer dans l'une ou l'autre des divisions suivantes : 1° paysages; 2° vues d'architecture; 3° portraits; 4° groupes; 5° instantanéités; 6° reproductions; 7° agrandissements.

**250. Conditions que doit réunir un objectif pour la fidélité de la perspective.** — Dans une opération photographique, la chambre noire armée de son objectif ne fait que se substituer un instant à l'œil pour prendre une image durable de ce qui n'aurait produit sur cet organe qu'une impression passagère. Il faut donc qu'en regardant cette image nous y retrouvions l'impression que nous éprouvons dans la vision directe des objets.

Or, quand l'œil regarde un ensemble d'objets situés à des distances différentes, tout se passe pour lui comme si les différents points de ces objets étaient situés dans un même plan transparent, interposé entre son centre optique et ces objets, aux points d'intersection des droites qui joignent ce centre optique à ces points respectifs. Il est évident que, si l'on suivait au crayon les contours du modèle sur ce plan transparent, le calque ainsi obtenu ne paraîtrait une représentation fidèle du modèle que si l'œil occupait rigoureusement, par rapport à lui, la même position que précédemment : dans le cas contraire, l'image observée serait déformée et produirait un effet faux, tout différent du modèle. — Cette



position particulière de l'œil est ce qu'on appelle le *point de vue*.

La distance à laquelle nous plaçons un dessin dont nous voulons percevoir nettement les détails est, pour une vue normale, de 30 centimètres environ. De plus, à cette distance, si nous voulons embrasser le dessin dans son ensemble, il faut qu'il soit contenu en entier dans le champ de netteté de l'œil, qui comprend un angle total de 53° environ. Si cela n'a pas lieu, nous sommes obligés de nous éloigner jusqu'à ce que la plus grande dimension du dessin soit contenue dans le champ de netteté dont il s'agit : les détails sont alors plus ou moins sacrifiés à l'ensemble.

Cela posé, considérons un objet quelconque, par exemple une droite AB (*fig.* 188), placée à une certaine distance d'un objectif ayant pour points nodaux N et N'. Si le verre dépoli est mis au point pour le point A, et si la profondeur de champ est suffisante, le foyer de B se formera sensiblement sur l'écran, en B'. La droite AB' est alors la perspective géométrique de la droite AB, car, en prenant à partir du point nodal d'incidence N deux longueurs NA'', NB'', respectivement égales à NA', NB', l'œil, placé en N, verrait le point A'' se projeter sur A, et le point B'' se projeter sur B.

Il résulte de là que les images obtenues sur le phototype constituent la perspective exacte des objets extérieurs, pourvu qu'on les regarde de façon que le centre optique de l'œil occupe la position qu'occupait le point nodal d'émergence au moment où elles ont été produites, c'est-à-dire pourvu que l'œil soit situé à une distance égale à celle qui sépare ce point nodal du verre dépoli.

Si  $p$  est la distance du point A au point nodal d'incidence, la distance  $p'$  à laquelle il faudra regarder l'épreuve achevée pour avoir la perspective exacte se déduira de la formule (196)

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{1}{f}$$

Le plus souvent, le modèle est assez éloigné pour que l'image puisse être considérée comme se formant sensiblement dans le second plan focal de l'objectif; alors la distance de vision pour l'effet exact est sensiblement égale à la distance focale absolue  $f$ . Il résulte de ce qui précède que, *pour qu'une épreuve photographique faite avec un objectif bien construit reproduise pour l'œil le modèle sans déformation, il faut que cette épreuve soit regardée à une distance sensiblement égale à celle de la distance focale de l'objectif qui l'a produite.*

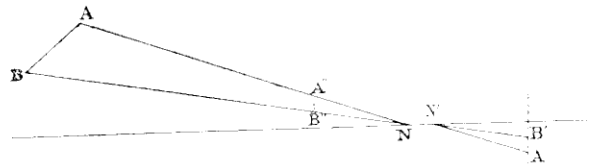


FIG. 188.

En se plaçant exclusivement au point de vue de la perspective et de l'observation des détails de l'image, tous les objectifs devraient donc avoir une distance focale absolue de 30 centimètres environ, et un angle embrassé au moins égal à  $53^{\circ}$ ; dans ces conditions, ils pourraient couvrir toutes les plaques de dimensions ne dépassant pas  $18 \times 24$ .

Mais certaines considérations obligent à employer d'autres distances focales ou d'autres angles embrassés.

C'est ainsi que, si l'on veut couvrir directement une plaque de format supérieur à  $18 \times 24$ , on doit se servir d'objectifs à longs foyers, tandis que les chambres à main exigent des objectifs à courts foyers. Ces derniers sont également nécessaires lorsqu'on veut augmenter l'angle embrassé, ou diminuer la durée de pose. Les images ainsi obtenues devront être regardées d'une façon particulière, si l'on veut éviter la déformation de perspective; celles qui ont été produites avec des objectifs à longs foyers devront être observées à une

distance de l'œil sensiblement égale à la plus grande de leurs dimensions, sans quoi il y aurait un raccourcissement de la perspective ; pour celles qui ont été obtenues avec des objectifs à courts foyers, il faudra rapprocher le point de vision, ce qui obligera généralement l'œil à faire divers mouvements pour percevoir successivement toute l'image, pour peu que l'angle embrassé par l'objectif dépasse notablement  $53^\circ$ .

**251. Paysages.** — Le *paysage* peut comporter des sujets posés et des sujets *animés*.

Le meilleur instrument pour les *paysages non animés* est l'objectif simple, qui donne les images les plus brillantes et les plus uniformément éclairées ; on prendra une distance focale égale à la plus grande dimension de la plaque choisie. Lorsqu'il s'agira de paysages très étendus, on emploiera l'objectif simple grand angulaire de Dallmeyer, ou la lentille anastigmatique  $\frac{f}{12,5}$  de Zeiss.

Pour les *paysages animés*, dans le but d'abrégé le temps de pose, on devra faire usage d'objectifs plus lumineux, tels que l'objectif simple rapide de Dallmeyer, l'anastigmat  $\frac{f}{9}$  de Zeiss, etc.

**252. Vues d'architecture.** — Pour obtenir une représentation correcte des monuments et des détails d'architecture, il est de toute nécessité de conserver la rectitude des lignes. Les objectifs doubles symétriques, qui sont exempts de distorsion, sont tout indiqués dans ce cas. L'aplanat de Steinheil, le rectilinéaire de Dallmeyer et l'anastigmat rapide  $\frac{f}{8}$  de Zeiss pourront être employés lorsqu'on disposera d'un recul suffisant ; dans le cas contraire, on se servira des symétriques à grand angle (aplanat grand angle de Stein-

heil, pantoscope de Busch, panoramique de Prasmowski, périgraphique de Berthiot), ou de l'anastigmat grand angulaire de Zeiss. Avec ces divers instruments, la chambre noire doit être parfaitement horizontale et placée à environ la moitié de la hauteur du monument, sans jamais descendre au-dessous du tiers de cette hauteur, sans quoi on aurait un effet faux, très choquant pour l'œil.

**253. Portraits. — Groupes.** — Le *portrait à l'atelier* exige généralement des objectifs spéciaux : il faut ici une grande clarté, une correction parfaite des aberrations suivant l'axe, sans qu'il soit nécessaire que les aberrations des faisceaux obliques soient complètement éliminées.

Pour les portraits de petites dimensions, jusqu'au format carte-album, on emploie l'objectif double à portraits, type Petzval modifié. Pour les portraits de grandes dimensions, on choisira l'euryscope de Voigtländer ou les anastigmats à grande ouverture ( $\frac{f}{4,5}$  ou  $\frac{f}{6,3}$ ) de Zeiss.

A défaut de ces instruments spéciaux, on peut utiliser les différents symétriques rapides pouvant s'employer à grande ouverture. Le foyer doit être égal à deux fois environ la plus grande dimension de l'épreuve, soit 15 à 20 centimètres pour la carte de visite, et 25 à 30 centimètres pour la carte-album.

Les *groupes dans l'atelier* peuvent être obtenus avec les objectifs à portraits de grandes dimensions (euryscope, anastigmats à grande ouverture, ou même symétriques rapides à grande ouverture). Quant aux *portraits et groupes en plein air*, ils pourront être exécutés avec les symétriques rapides, les anastigmats d'ouverture moyenne ( $\frac{f}{8}$  et  $\frac{f}{9}$ ) et les antiplanats de Steinheil.

**254. Instantanéités.** — Les *épreuves instantanées à moyenne vitesse* peuvent être faites avec les objectifs pour portraits et groupes en plein air. Pour les *instantanées à grande vitesse*, il faut recourir aux objectifs à portraits convenablement diaphragmés.

L'objectif de Petzval ne peut guère servir dans ce cas, à cause de son peu de profondeur de champ; l'anastigmat extra-rapide  $\frac{f}{6,3}$  de Zeiss est l'un des objectifs qui conviennent le mieux pour ce genre de travail, qui exige deux conditions antagonistes, une grande clarté et un grand angle de netteté.

En général, pour les épreuves instantanées, on doit employer un objectif de distance focale aussi courte que le comporte la plus grande dimension de l'épreuve qu'il s'agit d'obtenir.

**255. Reproductions.** — Lorsque le tirage des chambres noires et le recul le permettent, les meilleurs objectifs que l'on puisse employer pour les *reproductions de cartes, plans, gravures, photographies, etc.*, sont les doubles symétriques (aplanat de Steinheil, rectilinéaire de Dallmeyer). Lorsque le tirage ou le recul rendent leur emploi impossible, on doit les remplacer par les symétriques à grand angle, ou par l'anastigmat grand angulaire  $\frac{f}{18}$  de Zeiss. Les premiers doivent être diaphragmés assez fortement pour obtenir la netteté dans les détails sur les bords, ils présentent l'inconvénient assez grave de donner des images dont la luminosité décroît assez rapidement du centre aux bords. Ce défaut n'est pas sensible dans l'anastigmat  $\frac{f}{18}$ .

Une condition essentielle pour la fidélité des reproductions, c'est un parallélisme absolu entre le plan du modèle et le verre dépoli.

**256. Agrandissements.** — Les difficultés de la fabrication et de l'emploi des objectifs de grand diamètre, ainsi que celles du maniement des appareils de grand format, ont conduit à la construction des chambres noires de petites dimensions, peu encombrantes et éminemment portatives, donnant des phototypes très nets, mais très réduits, dont on ne peut, par conséquent, bien distinguer les détails. Il faut alors les *agrandir*, soit en les fixant sur une surface sensible, soit en les projetant momentanément sur un écran.

On peut poser en principe que tout objectif ayant servi à produire un petit cliché peut servir à l'agrandir, sans dépasser, toutefois, des limites raisonnables.

Les *agrandissements de portraits* peuvent donc être faits avec les divers genres d'objectifs à portraits : ceux-ci rendent mieux le modelé de la figure et sont, du reste, beaucoup plus rapides que les autres.

Les *agrandissements de paysages* seront exécutés avec les objectifs à paysages, principalement avec les symétriques ou demi-grand angle, qui permettent de faire la mise au point sans diaphragme, puis de mettre le diaphragme voulu pour obtenir la netteté désirée. Ce dernier doit être aussi petit que le comportent les circonstances, pour augmenter la profondeur de foyer. L'agrandissement est nécessaire non seulement pour rendre visibles les détails des objets représentés sur les épreuves obtenues directement au moyen des appareils à main, mais aussi pour le rétablissement de la perspective exacte. Les petits appareils ont une distance focale notablement inférieure à la distance de la vision normale : cette distance focale n'est souvent que de 10 à 12 centimètres, et, à moins d'être excessivement myope, les petites épreuves ne peuvent pas être regardées à cette distance. Si l'on veut obtenir l'effet exact, il faut agrandir l'épreuve primaire de façon à lui donner les dimensions qu'elle aurait si elle avait été faite avec un objectif de 30 centimètres de

distance focale. Un raisonnement simple montre que, pour une épreuve obtenue avec un objectif ayant 10 centimètres de distance focale et embrassant un angle sensiblement égal à l'angle de l'œil humain, le sujet étant à une distance au moins égale à 40 mètres, il faudra agrandir *trois* fois linéairement la petite image.

---

## CHAPITRE XVIII

### TÉLÉOBJECTIFS

**257. But de la téléphotographie.** — Lorsqu'on photographie, avec un objectif ordinaire, des sujets situés à une très grande distance de la chambre noire, ou dont on ne peut approcher suffisamment, les images obtenues sont extrêmement petites. On pourrait, il est vrai, en faire des agrandissements après les avoir terminées; mais il est évidemment préférable de produire des images *directement* agrandies, c'est-à-dire un certain nombre de fois plus grandes que celles qu'on obtiendrait avec un objectif ordinaire, pour le même tirage de la chambre noire. Tel est l'objet de la *téléphotographie*, qui serait mieux dénommée *mégaphotographie*; les appareils optiques qui permettent d'obtenir ce résultat portent le nom de *téléobjectifs* ou d'*objectifs mégagraphiques*.

Le problème de la téléphotographie est, en quelque sorte, le même que celui qu'on se propose en télescope, avec cette différence, toutefois, qu'ici les images agrandies devront être *réelles*, afin qu'on puisse les recevoir sur des surfaces sensibles. Un téléobjectif comprendra donc, comme un télescope, deux systèmes optiques, l'un antérieur, destiné à produire une image nécessairement très petite, et qui devra forcément être convergent, l'autre postérieur, qui reprendra cette image pour l'agrandir; ce second système pourra, d'ail-



leurs, être convergent, comme l'oculaire de la lunette astronomique (154), ou divergent, comme l'oculaire de la lunette de Galilée (163).

**253. Téléobjectifs à système postérieur convergent.** — Pour que le second système, supposé convergent, donne de l'image primaire produite par l'objectif une image secondaire réelle et agrandie, il faut et il suffit (87, 2<sup>o</sup>) que cette image primaire  $A_1B_1$  (fig. 189) se forme à une distance de ce second (système que nous supposons très mince), comprise entre sa distance focale  $f$  et le double de  $f$ , comme dans les appareils de projection (142).

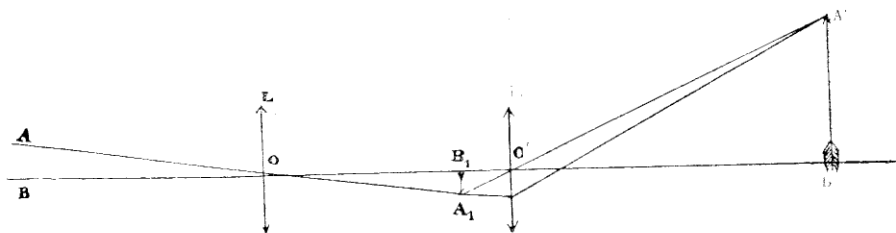


FIG. 189.

Il est naturel d'appeler *grossissement* d'un téléobjectif le rapport du diamètre apparent de l'image, supposée placée à la distance la plus favorable  $\Delta = 30$  centimètres de l'œil, au diamètre apparent de l'objet, tel qu'il est vu à l'œil nu.

Ainsi défini, le grossissement  $G$  a pour expression approchée :

$$G = \frac{\frac{A'B'}{\Delta}}{\frac{A_1B_1}{OB_1}} = \frac{A'B'}{A_1B_1} \times \frac{OB_1}{\Delta}.$$

Désignons par  $F$  la distance focale absolue de la combinaison antérieure  $L$ , par  $f$  celle de la combinaison postérieure  $L'$ , et par  $D$  l'écartement des deux combinaisons.

Les deux points  $B'$  et  $B_1$  étant conjugués par rapport à  $L'$ , on a :

$$\frac{1}{OB'_1} + \frac{1}{OB'} = \frac{1}{f},$$

d'où :

$$\frac{OB'}{OB_1} = \frac{f}{OB_1 - f}.$$

D'ailleurs, les triangles  $A'O'B'$ ,  $A_1O'B_1$  donnent :

$$\frac{AB'}{A_1B_1} = \frac{O'B'}{OB_1}.$$

Remplaçant dans la valeur de  $G$ , et remarquant que  $OB_1 = F$ , on a :

$$G = \frac{f}{D - F - f} \times \frac{F}{\Delta}.$$

On voit que le grossissement est d'autant plus grand que  $F$  et  $f$  sont plus grands et  $D$  plus petit (tout en étant supérieur à  $F + f$ ).

Comme exemple d'un téléobjectif construit d'après ce principe, nous citerons celui de Jarret. Il se compose d'un objectif ordinaire de 20 centimètres de distance focale, et d'un oculaire astronomique ordinaire de Ramsden (160); les deux systèmes sont montés dans un tube muni d'un tirage à crémaillère pour la mise au point. Comme tous les téléobjectifs de ce genre, cet instrument peut donner de forts grossissements, mais il n'est pas assez lumineux pour les épreuves instantanées, telles que celle d'un navire passant au large.

**259. Téléobjectifs à système postérieur divergent.** — Si, dans la lunette de Galilée (163), on éloigne graduellement l'oculaire de l'objectif, jusqu'à ce que le foyer postérieur de l'oculaire comprenne entre lui et cette dernière

lentille l'image réelle  $A_1B_1$  que donnerait l'objectif supposé seul. L'image secondaire, d'abord virtuelle et redressée par rapport à l'objet, deviendra finalement réelle, renversée et amplifiée (102, 2°). La figure 190 indique la construction de cette image secondaire  $A'B'$ .

En raisonnant comme dans le cas précédent, et conservant les mêmes notations, on trouve, pour l'expression du grossissement :

$$G = \frac{f}{f + D - F} \times \frac{F}{\Delta};$$

il est d'autant plus grand que  $F$  est plus grand, et  $f$  et  $D$  plus petits.

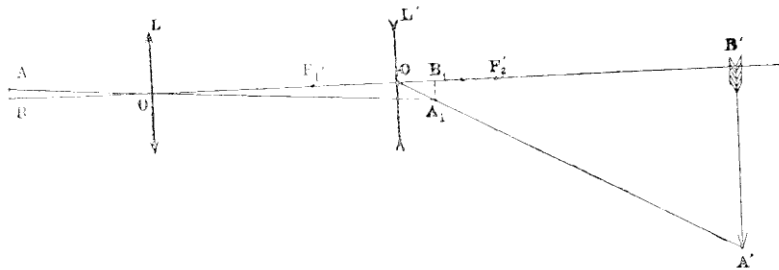


FIG. 190.

Comme exemples de téléobjectifs appartenant à ce groupe, nous citerons ceux de Dallmeyer, de Miethe, de Clément et Gilmer, de Derogy et de Zeiss-Krauss.

Dans le téléobjectif de *Dallmeyer* l'élément antérieur a un large diamètre et une courte distance focale pour augmenter la clarté et l'angle embrassé; la lentille divergente a une distance focale qui n'est qu'une fraction de celle de la première.

Dans le téléobjectif de *Miethe*, la combinaison postérieure, achromatisée comme l'antérieure, compense, autant que possible, les aberrations de celle-ci pour les faisceaux obliques à l'axe.

La première combinaison de *Clément* et *Gilmer* est un objectif dit *panorthoscopique* des mêmes constructeurs; la seconde combinaison est une lentille divergente calculée par Houdaille; ces deux systèmes sont réunis par un tube à crémaillère, et un index, se déplaçant le long d'une graduation, donne d'une part le tirage de la chambre, de l'autre le grossissement.

Le téléobjectif de *Derogy* est composé d'un objectif aplanétique et d'un oculaire négatif symétrique formé lui-même de deux verres divergents achromatisés séparément et presque accolés.

L'objectif téléphotographique de *Zeiss* comprend, comme les précédents, deux combinaisons : l'une convergente (*télépositif*), l'autre divergente (*télé négatif*). Le télépositif est tantôt un anastigmat rapide bien corrigé et très lumineux (motifs d'architecture), tantôt un objectif simple à quatre lentilles combinées d'après un principe entièrement nouveau, d'une ouverture relative  $\frac{1}{3}$ , et, par conséquent, très lumineux (portraits et paysages très éloignés). — Le télé négatif, qui peut s'associer avec l'une quelconque des combinaisons précédentes, est une lentille à trois verres collés, d'une grande ouverture relative, bien corrigée des aberrations sphérique et chromatique. Les deux parties optiques sont vissées aux deux extrémités d'un tube dont on peut faire varier la longueur à volonté à l'aide d'une crémaillère; un diaphragme-iris est disposé dans l'espace qui sépare les deux combinaisons.

---

# TABLE DES MATIÈRES

## PREMIÈRE PARTIE

### OPTIQUE INSTRUMENTALE

	Pages.
CHAPITRE PREMIER. — <i>Propagation de la lumière</i> .....	3
I. Définitions.....	3
II. Direction de propagation.....	4
III. Vitesse de propagation. Nature de la lumière.....	14
IV. Intensité de la lumière transmise. Photométrie.....	14
CHAPITRE II. — <i>Catoptrique</i> .....	22
I. Réflexion par une surface plane.....	22
II. Miroirs plans parallèles.....	30
III. Miroirs plans inclinés.....	33
IV. Miroirs sphériques.....	33
V. Diffusion de la lumière.....	63
CHAPITRE III. — <i>Dioptrique</i> .....	67
I. Réfraction par une surface plane.....	67
II. Transmission de la lumière par un milieu réfringent limité par deux faces planes parallèles.....	85
III. Transmission de la lumière par les prismes.....	87
IV. Transmission de la lumière par les lentilles sphériques..	98
CHAPITRE IV. — <i>Chromatique</i> .....	142
I. Étude de la lumière solaire.....	142
II. Complément à l'étude du spectre solaire.....	158
III. Spectres d'émission des diverses sources lumineuses.....	164
IV. Spectres d'absorption.....	168

	Pages.
CHAPITRE V. — <i>Vision</i> .....	175
CHAPITRE VI. — <i>Instruments d'optique</i> .....	185
Loupe; microscope composé; lunette astronomique; lunette terrestre; lunette de Galilée; télescopes de Newton et de Foucault.....	186-220

## DEUXIÈME PARTIE

## OPTIQUE PHOTOGRAPHIQUE

CHAPITRE VII. — Actions chimiques produites par la lumière. Pho- tographie.....	223
CHAPITRE VIII. — Écrans colorés. Préparations orthochromatiques.	231
CHAPITRE IX. — Production de l'image lumineuse au moyen d'une petite ouverture.....	240
CHAPITRE X. — Production de l'image lumineuse au moyen d'un objectif. Lentilles épaisses et systèmes centrés quelconques....	249
CHAPITRE XI. — Aberrations présentées par les lentilles suivant l'axe principal. Leur correction.....	267
CHAPITRE XII. — Aberrations présentées par les lentilles en dehors de l'axe principal. Leur correction .....	279
CHAPITRE XIII. — Objectifs photographiques. Leurs constantes...	287
CHAPITRE XIV. — Description des principaux types d'objectifs pho- tographiques.....	298
CHAPITRE XV. — Organes accessoires des objectifs.....	315
CHAPITRE XVI. — Essais des objectifs.....	326
CHAPITRE XVII. — Choix des objectifs.....	337
CHAPITRE XVIII. — Téléobjectifs .....	346

