sur un axe secondaire. En effet, soit Q un point lumineux extérieur à l'axe principal (fig. 535). Son image est sur l'axe secondaire QO; elle est aussi sur un rayon réfracté correspondant à un rayon incident quelconque QA : donc elle est à l'intersection Q' de ces deux droites. Dans le triangle AQQ' l'angle extérieur

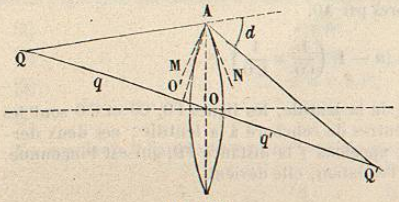

Fig. 535.

$$d = AQQ' + AQ'Q.$$

En remplaçant ces angles par leurs valeurs trigonométriques, on a

$$\frac{AO}{f} = \frac{AO'}{q'} + \frac{AO}{q'}.$$

Or AO' est sensiblement égal à AO, par suite de l'hypothèse des petits angles. En divisant les deux membres par AO ou AO', il vient

$$[2\ bis] \qquad \frac{1}{f} = \frac{1}{q} + \frac{1}{q'}.$$

C'est la même équation que ci-dessus.

468. **Discussion des équations fondamentales.** — I. *Pouvoir convergent* $\left(\frac{1}{f}\right)$. — 1° *Lentilles biconcaves.* — Dans l'équation

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

si l'on change R en R' et inversement, on voit que le deuxième membre ne change pas : donc les deux foyers F et F' d'une lentille *mince* convergente sont à la même distance de part et d'autre de la lentille.

2° *Lentilles plan-convexes.* — Si la lentille est *plan-convexe*, l'un des rayons, par exemple R', est infini et l'inverse $\frac{1}{R'}$ est nul : l'équation de convergence devient

$$\frac{1}{f} = \frac{n-1}{R}.$$

3° *Lentilles à courbures égales.* — Si les deux courbures sont égales, ce qui est fréquent dans les lentilles biconvexes, on a R=R', et l'équation devient

$$\frac{1}{f} = (n-1)\frac{2}{R}, \qquad \text{d'où} \qquad f = \frac{R}{2(n-1)}.$$

Si la substance réfringente est du crown ordinaire, dont l'indice est $\frac{3}{2}$, la formule devient $f = R$. Les foyers principaux *coïncident* alors avec les centres de courbure.

II. *Foyers conjugués.* — Pour discuter commodément l'équation, on la résout par rapport à p', et on la met sous l'une des deux formes équivalentes

$$[3] \qquad p' = p\frac{f}{p-f} \qquad \text{ou} \qquad p' = \frac{f}{1-\frac{f}{p}}. \qquad [4]$$

Tous les cas que nous avons traités ci-dessus par la construction graphique

se déduisent aisément de la discussion de ces formules.

Pour $p = \infty$ (faisceau incident parallèle à l'axe principal) on a $p' = f$
$p > 2f$ $\quad p' < 2f$
$p = 2f$ $\quad p' = 2f$
$p > f$ (cas d'un foyer conjugué réel) $\quad p' > 0$
$p = f$ (faisceau réfracté parallèle à l'axe principal) $\quad p' = \infty$
$p < f$ $\quad p' < 0.$

Cette valeur négative n'est pas admissible et l'on en conclut que la formule ne s'applique plus. Or, si l'on établit directement l'équation en supposant l'image virtuelle, on trouve

$$\frac{1}{p} - \frac{1}{p'} = \frac{1}{f}, \qquad \text{d'où l'on tire} \qquad p' = p\frac{f}{f-p}.$$

Cette dernière formule donne des valeurs positives, et par suite admissibles, de p', pour toutes les valeurs de p inférieures à f. C'est donc l'équation qui convient au cas des images virtuelles. *On la déduit de l'équation fondamentale en changeant de signe les grandeurs qui changent de sens par rapport au cas initial* (lequel est le cas général des lentilles convergentes)[1].

III. *Résumé de la discussion. — Tableau général des formules.* — La remarque précédente s'applique à tous les cas où l'on emploie les lentilles. On peut trouver la formule qui convient à chaque cas en changeant de signe les grandeurs qui changent de sens par rapport au cas simple initial. Nous résumons dans le tableau suivant tous les cas qui peuvent se présenter.

ON PEUT LES PLACER	LENTILLES CONVERGENTES.		LENTILLES DIVERGENTES.	
	Images réelles.	Images virtuelles.	Images réelles.	Images virtuelles.
1° Dans un faisceau divergent. (*Cas général. — Objets réels.*)	$\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{1}{f}$	$\frac{1}{p} - \frac{1}{p'} = \frac{1}{f}$	Néant.	$\frac{1}{p'} - \frac{1}{p} = \frac{1}{f}$
2° Dans un faisceau convergent. (*Cas particulier. — Objets virtuels*).	$\frac{1}{p'} - \frac{1}{p} = \frac{1}{f}$	Néant	$\frac{1}{p} - \frac{1}{p'} = \frac{1}{f}$	$\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{1}{f}$

469. **Aberration de sphéricité.** — Nous avons vu qu'un faisceau lumineux qui tombe sur une lentille, parallèlement à l'axe principal, est réfracté comme

1. Au lieu de partir de l'équation fondamentale $\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{1}{f}$, on part souven de l'équation

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

On l'obtient sous cette dernière forme en faisant une autre convention relati-

s'il tombait sur un prisme. L'angle de ce prisme est variable; il croît depuis l'axe, où il est nul, jusqu'à la périphérie, où il est maximum. Les rayons périphériques sont donc plus déviés que les rayons centraux (fig. 536); le foyer principal G, correspondant au faisceau parallèle périphérique, est donc plus voisin de la lentille que le foyer principal F des rayons centraux, le seul que nous ayons considéré jusqu'ici. C'est en cela que consiste l'*aberration de sphéricité* dans les lentilles.

Elle se produit non seulement pour les rayons parallèles, mais aussi pour les rayons divergents; mais il n'y a d'intérêt qu'à considérer la première, qu'on appelle quelquefois *aberration principale*. Il résulte de ce phénomène que l'image d'un point lumineux très éloigné n'est pas un point lumineux unique : si l'on place un écran en F, on obtient un cercle lumineux de rayon FH. Comme il en est de même pour chaque point de l'objet, on ne peut avoir de celui-ci qu'*une image confuse*.

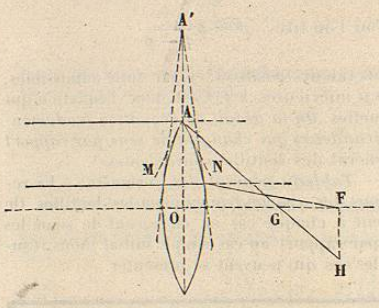

Fig. 536.

La distance FG entre les deux foyers principaux est appelée *aberration longitudinale;* la distance FH est l'*aberration latérale*.

470. **Aplanétisme.** — *Lentilles aplanétiques.* — L'expérience prouve que si l'on accole une deuxième lentille à la première, les deux foyers G et F sont rapprochés de la lentille, et celui-ci plus que celui-là : il en résulte que leur distance FG, c'est-à-dire l'aberration, est diminuée. Une lentille supplémentaire peut donc servir à diminuer l'aberration. En la choisissant convenablement, on peut détruire complètement l'aberration : on produit ainsi l'*aplanétisme* du système convergent, et la lentille composée est dite *aplanétique*.

Il n'existe pas de lentille simple qui soit *aplanétique* comme le sont les miroirs paraboliques; mais, en choisissant convenablement les courbures, on peut rendre l'aberration minimum. On démontre par le calcul, et l'on vérifie par l'expérience, que le minimum d'aberration est atteint, pour une lentille d'indice moyen égal à n, lorsqu'on a entre ses deux rayons de courbure la relation

$$\frac{R}{R'} = n \cdot \frac{1 + 2n}{4 + n - 2n^2}.$$

Pour une lentille en crown, dont l'indice est $\frac{3}{2}$, la relation devient $R' = 6R$.

vement aux signes. On convient de regarder comme *positives* les grandeurs comptées à partir du centre optique vers le côté d'*où vient* la lumière, et comme *négatives* les grandeurs comptées *vers l'autre côté*. D'ailleurs, une fois qu'on a admis cette nouvelle forme d'équation, on la discute de la même manière que l'ancienne et l'on démontre qu'elle a la même généralité.

Mais, *nous préférons l'ancienne forme* $\left[\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{1}{f}\right]$, pour deux raisons : la première, c'est qu'elle identifie la théorie des lentilles avec celle des miroirs, et qu'elle n'exige aucun effort de mémoire; la seconde, c'est qu'elle exprime géométriquement, sans aucune convention algébrique et sans ambiguïté, le cas le plus simple et le plus général des lentilles convergentes.

Si l'on retournait une pareille lentille, son aberration deviendrait plus de trois fois plus grande. Cela montre l'inconvénient qu'il peut y avoir *à retourner les verres* dans les instruments d'optique.

Remarques. — 1° *Emploi des diaphragmes.* — On peut atténuer l'aberration des lentilles ordinaires en plaçant devant leur surface des diaphragmes percés d'une ouverture centrale : de cette manière on laisse passer les rayons voisins du centre, et l'on arrête ceux qui tendent à se réfracter vers les bords. On se rapproche ainsi plus ou moins du cas des rayons centraux, et l'on évite l'aberration.

2° *Lentilles à échelons.* — Ce sont des lentilles imaginées par Fresnel pour corriger empiriquement les effets de l'aberration de sphéricité. Elles sont employées dans les phares pour transformer en faisceau parallèle les rayons divergents d'une source placée à leur foyer principal. Nous y reviendrons à propos des phares (526).

471. **Aberrations dues à l'épaisseur des lentilles.** — Dans la théorie précédente, nous avons toujours supposé les lentilles *infiniment minces*, puisque nous avons négligé leur épaisseur. Il en résulte que la vérification des formules, même en se restreignant au cas des rayons centraux, laisse souvent à désirer. Il se produit, dans la réfraction de la lumière par les lentilles un peu épaisses, une véritable aberration, qui est due à leur épaisseur. Gauss a étudié cette perturbation, qui a une grande importance dans l'application de la théorie aux instruments d'optique, et il a établi de nouvelles formules qui permettent de construire les images fournies par les lentilles et d'en calculer les éléments *en tenant compte de l'épaisseur*. C'est ce qu'on appelle la *théorie des lentilles épaisses* de Gauss. Nous allons en donner une idée en indiquant quelques-uns de ses résultats fondamentaux : en particulier, l'équation aux foyers conjugués, la détermination des *points nodaux* et la construction des *rayons sans déviation*. Nous nous bornerons d'ailleurs au cas des *rayons centraux*, qui est seul susceptible d'une application pratique à la théorie des instruments d'optique.

472. **Notions sur les lentilles épaisses. — Théorie des rayons centraux.** — I. *Réfraction de la lumière par un milieu indéfini à surface réfringente convexe.* — Supposons, par exemple, que la lumière passe de l'air dans un milieu plus réfringent, tel que le verre, limité d'un côté par une surface sphérique convexe, et illimité d'autre part.

Soit P un point lumineux situé sur l'axe principal de la surface (fig. 537); soit PO un rayon lumineux, normal à la surface, et qui y pénètre sans déviation; PI un autre rayon lumineux quelconque, qui se réfracte suivant IP'_1 : le point P'_1 où se coupent les deux rayons réfractés est l'*image* ou le *foyer conjugué* du point P. Cherchons une relation entre les distances $OP = p$ et $OP'_1 = p'_1$ (comptées en valeur absolue comme dans les calculs précédents).

Les deux triangles ICP et ICP'_1, qui ont même sommet I et leurs bases situées sur la même droite, ont par suite même hauteur : leurs surfaces sont donc entre elles comme leurs bases. On a donc

$$\frac{\text{surf. ICP}}{\text{surf. ICP}'_1} = \frac{CP}{CP'_1},$$

ou, en remplaçant CP par sa valeur $p + R$ et CP'_1 par sa valeur $p'_1 - R$,

$$[1] \qquad \frac{\text{surf. ICP}}{\text{surf. ICP}'_1} = \frac{p + R}{p'_1 - R}.$$

D'autre part, on peut exprimer les surfaces de ces triangles en fonction de leurs angles au sommet et du produit des côtés adjacents. On a

$$\text{surf. IPC} = \frac{1}{2}(\text{IP} \,.\, \text{IC} \,.\, \sin \text{PIC})$$

ou bien, en remplacant sin PIC par sin i (qui lui est égal), IC par sa valeur R

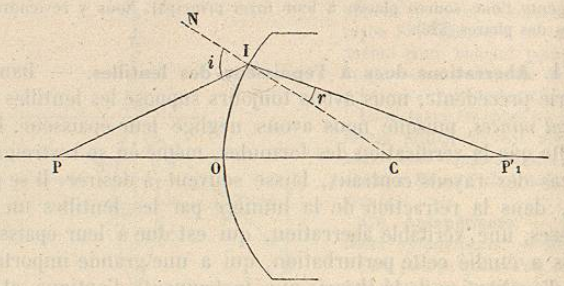

Fig. 537.

et IP par la valeur p (qui est égale à IP dans l'hypothèse des rayons centraux),

$$\text{surf. ICP} = \frac{1}{2}(p \,.\, R \,.\, \sin i).$$

On aura de même

$$\text{surf. ICP}'_1 = \frac{1}{2}(p'_1 \,.\, R \,.\, \sin r)$$

et, en divisant ces égalités membre à membre, et en simplifiant, il vient

$$[2] \qquad \frac{\text{surf. ICP}}{\text{surf. ICP}'_1} = n \,.\, \frac{p}{p'_1}.$$

En comparant les équations [1] et [2], on en déduit l'égalité

$$\frac{p + R}{p'_1 - R} = n\,\frac{p}{p'_1}.$$

Enfin, en chassant les dénominateurs, et en divisant les deux membres de l'égalité par le produit Rpp'_1, il vient

$$[a] \qquad \frac{1}{p} + \frac{n}{p'_1} = (n - 1)\,\frac{1}{R}.$$

Telle est l'*équation aux foyers conjugués*, dans le cas où nous nous sommes placés. Connaissant R et n, qui définissent le milieu transparent, et p, qui détermine la position de l'objet lumineux, on en déduira p'_1 qui détermine la position de l'image. Cette équation est *générale*, comme l'équation analogue du cas des lentilles minces.

Remarque. — Les deux points P et P'_1 sont des foyers conjugués, au même titre que les points P et P', que nous avons déterminés dans le cas des lentilles minces. Par conséquent, un point lumineux qui serait placé en P'_1 *dans le verre*, émettrait des rayons lumineux qui se réfracteraient, de manière à aller se couper au point P, *dans l'air*.

II. *Réfraction de la lumière par un milieu indéfini à surface réfringente concave.* — Au lieu de traiter le cas général, comme précédemment, plaçons-nous tout de suite dans un cas particulier, qui nous servira ultérieurement pour établir la formule des lentilles. Supposons que le point lumineux, au lieu d'être réel, soit un point lumineux virtuel, tel que P'_1 (fig. 538). (Ce sera, par exemple, le sommet d'un faisceau convergent, qui aurait été obtenu par

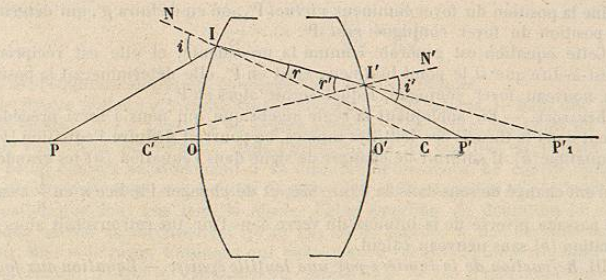

Fig. 538.

la réfraction à travers une première surface convexe telle que la précédente). Nous supposons ici que ce faisceau convergent soit arrêté dans sa marche par une surface concave de verre, le séparant d'un autre milieu transparent, qui serait l'air extérieur.

Parmi les rayons lumineux qui composent ce faisceau convergent, il en est un, tel que OO', qui tombe normalement sur la surface concave : celui-ci poursuit sa route sans déviation suivant $O'P'_1$. Considérons un autre rayon incident quelconque tel que IP'_1 : il tombe en I' sur la surface concave, en faisant un angle d'incidence que nous appellerons r' (par analogie avec les prismes), et il sort du verre en faisant un angle de réfraction, que nous appellerons i'. L'angle i' étant plus grand que r', le rayon réfracté vient couper l'axe principal en un point P' plus rapproché que le point P'_1 : ce point P' est le foyer conjugué *réel* du point lumineux virtuel P'_1. Cherchons l'équation aux foyers conjugués de ces deux points.

Soit p_1 la distance $O'P'_1$ et p' la distance O'P', *comptées positivement* en valeurs absolues, suivant nos conventions précédentes. Considérons encore les deux triangles $I'C'P'_1$ et I'C'P' qui ont même sommet I' et même hauteur. Ils donnent, comme ci-dessus,

$$[1] \qquad \frac{\text{surf. I'C'P}'_1}{\text{surf. I'C'P'}} = \frac{\text{C'P}'_1}{\text{C'P'}} = \frac{\text{C'O'} + \text{O'P}'_1}{\text{C'O'} + \text{O'P'}} = \frac{R' + p_1}{R' + p'}.$$

On a, de même, en appliquant la formule trigonométrique de la surface,

$$[2] \qquad \frac{\text{surf. I'C'P}'_1}{\text{surf. I'C'P'}} = \frac{\text{I'C'} \times \text{I'P}'_1 \times \sin \text{P}'_1\text{I'C'}}{\text{I'C'} \times \text{I'P'} \times \sin \text{P'I'C'}} = \frac{R' \,.\, p_1 \sin r'}{R' \,.\, p' \sin i'} = \frac{p_1}{p'} \,.\, \frac{1}{n}.$$

En comparant les égalités [1] et [2], il vient

$$\frac{R' + p_1}{R' + p'} = \frac{1}{n} \cdot \frac{p_1}{p'}.$$

En chassant les dénominateurs, et en divisant les deux membres de l'égalité par $R' p_1 p'$, on a l'équation

$$[b] \qquad -\frac{n}{p_1} + \frac{1}{p'} = (n-1)\frac{1}{R'}.$$

C'est *l'équation aux foyers conjugués*, dans le cas où nous nous sommes placés. Connaissant R' et $\frac{1}{n}$, qui définissent le milieu transparent, et p_1, qui détermine la position du foyer lumineux *virtuel* P'_1, on en déduira p', qui détermine la position du foyer conjugué *réel* P'.

Cette équation est générale comme la précédente, et elle est réciproque, c'est-à-dire que si le point lumineux était en P', elle déterminerait la position du nouveau foyer conjugué, lequel serait alors en P'_1.

Remarque. — En appliquant la règle algébrique qui nous a servi précédemment dans la théorie des lentilles minces, on pourrait déduire l'équation [b] de l'équation [a]. Il suffirait de changer de signe dans l'équation [a] les grandeurs qui ont changé de sens dans la figure 535, et de changer l'indice n en $\frac{1}{n}$ à cause du passage inverse de la lumière du verre dans l'air. On retrouverait alors l'équation [b] sans nouveau calcul.

III. *Réfraction de la lumière par une lentille épaisse. — Équation aux foyers conjugués.* — Les deux cas de réfraction examinés ci-dessus nous conduisent directement au cas de la réfraction par une lentille épaisse.

Soit, en effet, une lentille épaisse OO' (fig. 538), P un point lumineux situé sur son axe principal. Cherchons le foyer conjugué P' de ce point lumineux.

Le rayon normal PO traverse la lentille sans déviation suivant OO' et sort suivant O'P'. Il suffit de trouver un autre rayon réfracté. Considérons un rayon incident quelconque tel que PI. Il subit une première réfraction suivant $II'P'_1$, qui est définie par l'équation [a]. En appelant p la distance OP qui est connue, et p'_1 la distance OP'_1 qui est une inconnue auxiliaire, on a entre ces deux grandeurs la relation

$$[a] \qquad \frac{1}{p} + \frac{n}{p'_1} = (n-1)\frac{1}{R}.$$

De même, la deuxième face de la lentille fait subir au rayon II' une seconde réfraction, de manière que le rayon émerge suivant I'P', et vienne couper l'axe en un point P' qui est l'*image* ou le *foyer conjugué* du point P. Cette seconde réfraction est déterminée par l'équation [b]. En appelant p' la distance O'P' qui est l'inconnue, et p_1 la distance $O'P'_1$ qui est une inconnue auxiliaire, on a entre ces deux grandeurs la relation

$$[b] \qquad -\frac{n}{p_1} + \frac{1}{p'} = (n-1)\frac{1}{R'}.$$

On a de plus entre les inconnues auxiliaires p_1 et p'_1 et l'épaisseur e de la lentille la relation

$$[c] \qquad p'_1 = p_1 + e.$$

On peut donc éliminer entre les trois équations [a], [b] et [c] les inconnues auxiliaires p_1 et p'_1 et il restera une relation entre p, p' et les éléments de la lentille épaisse (e, n, R et R'), qui sera *l'équation aux foyers conjugués.*

Remarque. — Ce calcul fournit un nouveau moyen d'établir l'équation aux foyers conjugués dans le cas des lentilles *minces*. En effet, les équations [a] et [b] peuvent se transformer de la manière suivante (après élimination de p'_1):

$$\frac{1}{p} + \frac{n}{p_1 + e} = \frac{n-1}{R},$$

$$\frac{1}{p'} - \frac{n}{p_1} = \frac{n-1}{R'}.$$

Si nous faisons la somme de ces égalités membre à membre, en supposant e négligeable, les deux termes en p_1 s'annuleront dans la somme, et il viendra

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

C'est l'équation aux foyers conjugués *des lentilles minces.*

4° *Points nodaux et rayons sans déviation. — Définitions.* — Dans une lentille épaisse, il y a toujours un *centre optique*, c'est-à-dire un point tel, que tout rayon qui est réfracté dans l'intérieur de la lentille, en passant par ce point, émerge parallèlement à sa direction d'incidence. Le centre optique se déterminera dans une lentille épaisse de la même manière et par la même équation que dans une lentille mince. Cette équation de définition ne s'applique même rigoureusement qu'au cas où la lentille a une certaine épaisseur. Mais si le rayon lumineux qui passe par le centre optique ne subit pas de déviation, il subit un *déplacement*, comme dans le cas d'une lame épaisse à faces parallèles. Par conséquent, un point lumineux tel que Q, situé en dehors de l'axe principal de la lentille épaisse (fig. 539), ne possède pas d'*axe secondaire proprement dit*, c'est-à-dire de direction telle que QC, suivant laquelle il n'y a ni déviation ni déplacement. Mais il existe toujours, pour un point tel que Q, une direction d'incidence à laquelle correspond *un rayon émergent parallèle.*

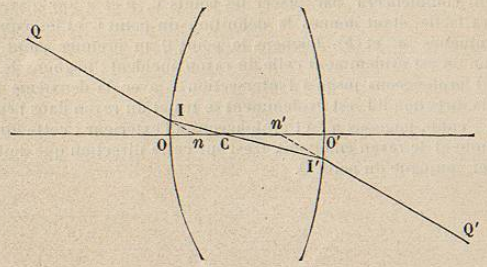

Fig. 539.

On peut construire cette direction au moyen des *points nodaux*. On appelle *points nodaux* les foyers conjugués n et n' du centre optique de la lentille par rapport à ses deux surfaces réfringentes IO et I'O'.

Soit QII'Q' le rayon lumineux émané du point Q, qui émerge *sans déviation*, en passant par le centre optique C de la lentille épaisse (fig. 539). Soient n et n' les points où l'axe principal est coupé par les prolongements des rayons QI et

Q'I'. Nous allons démontrer que les points n et n' sont les *points nodaux*, ci-dessus définis.

Cherchons, en effet, quel serait le foyer conjugué par rapport à la surface réfringente OI d'un point lumineux qui serait placé en C. Le rayon, dirigé suivant l'axe principal OC, traverse la surface sans déviation : donc le foyer conjugué de C est sur cette ligne. Il suffit d'avoir un autre rayon réfracté, correspondant à un rayon incident émané de C. Or, d'après le principe *du retour inverse des rayons*, puisque IC est, par construction, la direction de réfraction qui correspond à la direction d'incidence QI, inversement le rayon réfracté dans l'air qui correspond au rayon incident CI dans le verre, est précisément IQ. Ce rayon coupe, par son prolongement, l'axe principal en n : donc n est le foyer conjugué de C par rapport à la surface OI.

On démontrerait de la même manière que n' est le foyer conjugué de C par rapport à la surface réfringente O'I'. Donc les deux points n et n' sont des points invariables, comme le centre optique lui-même : on pourrait d'ailleurs les déterminer à l'aide des équations aux foyers conjugués [a] et [b] (2°).

5° *Propriété des points nodaux.* — Tout rayon, tel que QII'Q', qui, dans son passage à travers la lentille, coupe l'axe au centre optique, est un rayon qui sort parallèlement à lui-même : cela est une propriété du centre optique. En outre, ce rayon est tel, que les prolongements de ses deux parties extérieures passent par les deux *points nodaux* : cela est la propriété caractéristique des *points nodaux*.

6° *Construction du rayon qui traverse la lentille sans déviation.* — Le rayon, tel que QII'Q', joue par rapport aux points lumineux tels que Q', extérieurs à l'axe principal, le même rôle dans le cas des lentilles épaisses que l'axe secondaire dans le cas des lentilles minces. C'est sur ce *rayon sans déviation* que doit se trouver le foyer conjugué Q' : c'est ce rayon qu'il faut savoir tout d'abord construire.

Cette construction se fera aisément à l'aide du centre optique C et des points nodaux. On commencera par placer les points C, n et n' sur l'axe principal, ce qui sera facile, étant donnés la définition du point C et les équations aux foyers conjugués [a] et [b]. Joignons le point Q au premier point nodal n : la direction Qn est évidemment celle du rayon incident ; joignons le point I au point C, et prolongeons jusqu'à l'intersection I' avec la deuxième face de la lentille : la direction ICI' est évidemment le trajet du rayon dans l'épaisseur de la lentille ; enfin, joignons n'I' et prolongeons à l'extérieur ; cette direction I'Q' est évidemment le rayon émergent. C'est sur cette direction que doit se trouver le foyer conjugué du point Q.

CHAPITRE VII

CHROMATIQUE

—

DISPERSION ET ACHROMATISME.

475. Décomposition de la lumière blanche. — Spectre solaire. — Le phénomène de la réfraction n'est pas aussi simple qu'on l'a supposé jusqu'ici : quand la lumière qui passe d'un milieu dans