

ANNALES SCIENTIFIQUES DE L'É.N.S.

A. HURION

Recherches sur la dispersion anormale

Annales scientifiques de l'É.N.S. 2^e série, tome 6 (1877), p. 367-412

<http://www.numdam.org/item?id=ASENS_1877_2_6__367_0>

© Gauthier-Villars (Éditions scientifiques et médicales Elsevier), 1877, tous droits réservés.

L'accès aux archives de la revue « Annales scientifiques de l'É.N.S. » (<http://www.elsevier.com/locate/ansens>) implique l'accord avec les conditions générales d'utilisation (<http://www.numdam.org/conditions>). Toute utilisation commerciale ou impression systématique est constitutive d'une infraction pénale. Toute copie ou impression de ce fichier doit contenir la présente mention de copyright.

NUMDAM

Article numérisé dans le cadre du programme
Numérisation de documents anciens mathématiques
<http://www.numdam.org/>

RECHERCHES
SUR
LA DISPERSION ANOMALE,

PAR M. A. HURION,
AGRÉGÉ-PRÉPARATEUR AU COLLÈGE DE FRANCE.

HISTORIQUE.

Le premier phénomène de dispersion anormale, c'est-à-dire de distribution irrégulière des couleurs dans le spectre, a été signalé par M. Le Roux ⁽¹⁾, dans ses *Recherches sur les indices de réfraction des vapeurs*.

Il observait, à l'aide d'une lunette astronomique, munie d'un micromètre oculaire, l'image de la fente d'un collimateur, après avoir interposé entre les deux un prisme creux d'un angle considérable. Ce prisme, en porcelaine, fermé par des glaces, était placé dans une enceinte chauffée; l'intérieur, en libre communication avec l'atmosphère, contenait des morceaux d'iode qui se réduisaient en vapeur. Dans ces conditions, l'image de la fente lumineuse paraissait composée de deux parties, l'une bleue et l'autre rouge; cette dernière était la plus déviée, contrairement à ce que l'on observe d'ordinaire. Un prisme de verre donnant une déviation de 11' environ permettait d'achromatiser sensiblement l'image. Ce prisme devait être disposé de façon que sa déviation propre vint s'ajouter à la déviation primitive, qui était, elle aussi, voisine de 11'.

⁽¹⁾ *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LV, p. 126; 1862.

En éclairant la fente avec de la lumière rouge, puis avec de la lumière bleue, on voyait l'image rouge et l'image bleue se produire à des endroits différents. La dispersion produisait un écart de 30" environ entre les deux images; pour l'air, dans les mêmes conditions, l'écart était à peine de quelques secondes.

Bien qu'il eût déjà déterminé l'indice de réfraction de certaines vapeurs ⁽¹⁾, M. Le Roux ne paraît pas s'être préoccupé de mesurer celui de la vapeur d'iode.

Les travaux postérieurs relatifs à la dispersion anormale ont porté surtout sur les dissolutions peu transparentes, et se sont faits à l'étranger. Ils ont été résumés, en grande partie, par M. Bertin ⁽²⁾.

M. Christiansen ⁽³⁾, à la suite d'études sur la réflexion totale, au contact du verre et d'une solution alcoolique de fuchsine, a été conduit à la mesure des indices de cette dissolution. Le procédé employé par lui n'est autre que la méthode ordinaire de la déviation minima; mais l'opacité du liquide l'a forcé à prendre pour prisme deux lames de verre, maintenues au contact par l'un de leurs bords, tandis qu'une vis permet d'écarter les deux autres. Le liquide se porte vers l'arête, par suite de la capillarité, et l'on observe le spectre à la manière ordinaire. Ce spectre se réduit à deux portions, rouge et violette, séparées par une bande d'absorption. L'indice a été déterminé plusieurs fois pour chaque dissolution, en faisant varier l'angle du prisme de 1°36' à 4°22'. L'auteur a mesuré le plus exactement possible l'indice de la raie H, et a déterminé ensuite la différence entre cet indice et celui de chacune des autres raies. Les valeurs de ces différences, pour une même solution, varient avec l'angle du prisme employé.

La variation des nombres est en moyenne d'une unité du second ordre décimal, ce qui correspond à une erreur relative de $\frac{1}{10}$.

Pour une solution alcoolique contenant 18,8 pour 100 de fuchsine, les valeurs moyennes sont données dans le tableau suivant :

⁽¹⁾ *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. LXI, p. 345; 1861.

⁽²⁾ *Annales de Chimie et de Physique*, 4^e série, t. XXV, p. 400; 1872.

⁽³⁾ *Annales de Poggendorff*, t. CXLIII, p. 250; 1871.

Nom des raies.	$n - n_H$.	n .	Indices de l'alcool.
B.	+ 0,138	1,450	1,363
C.	+ 0,190	1,502	»
D.	+ 0,249	1,561	1,365
D $\frac{1}{2}$ E.	+ 0,178	1,490	»
F.	+ 0,000	1,312	1,370
F $\frac{1}{2}$ G.	- 0,027	1,285	1,373
H.	»	1,312	1,376

On voit, par ce tableau, que tous les indices sont plus grands que celui de la raie H, excepté l'indice de la raie G; il y a donc anomalie complète.

A la fin de son Mémoire, M. Christiansen indique une méthode de mesure, sur laquelle j'aurai à revenir, et qui consiste à déterminer l'angle de réflexion totale quand la lumière passe du verre dans une couche liquide très-mince. D'ailleurs il ne cite aucun des nombres obtenus par ce procédé.

Dans une série d'études sur la dispersion anormale, M. Kundt ⁽¹⁾ a découvert beaucoup de substances présentant un spectre irrégulier. Il remarque que, dans la réflexion de la lumière, l'angle de polarisation ou, plus généralement, l'incidence principale, sont des fonctions de l'indice déterminées par les formules de Brewster ou de Cauchy. Pour les corps transparents, cet angle croît régulièrement du rouge au violet, ainsi que l'indice; pour les métaux, la variation est de sens contraire, comme l'ont montré les expériences de M. Jamin ⁽²⁾; mais on ne peut songer à en déterminer les indices. Cependant certains corps, dits à *couleur superficielle*, présentent une transparence assez grande, tout en étant doués de la réflexion métallique; et les expériences de M. Van der Villigen ⁽³⁾ sur l'indigo montrent que l'incidence principale ne varie pas d'une façon régulière. C'est donc dans ces corps à couleur superficielle qu'il y a chance de rencontrer la dispersion anormale.

Guidé par ces idées, M. Kundt a fait plusieurs expériences en employant la méthode du prisme. Une goutte d'une solution, très-concen-

⁽¹⁾ *Annales de Poggendorff*, t. CXLII, p. 163 (1871); t. CXLIII, p. 149, 259 (1871); t. CXLIV, p. 128 (1871); t. CXLV, p. 67, 164 (1872).

⁽²⁾ *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. XXII, p. 311; 1848.

⁽³⁾ *Annales de Poggendorff*, t. CVII, p. 464.

trée, d'une substance colorante était placée sur une lame de verre contre laquelle on appuyait le biseau d'une seconde lame. La partie transparente était située près du sommet et l'on observait le spectre à la manière ordinaire. C'est ainsi que l'auteur a trouvé la dispersion anormale dans la fuchsine, le permanganate de potasse, la cyanine et plusieurs autres substances.

Les déterminations numériques ont été faites par un procédé un peu différent. On rendait horizontale la fente du collimateur d'un goniomètre et l'on tendait en avant un cheveu vertical. On fixait contre l'objectif de la lunette un prisme de flint dont l'arête était horizontale; dans ces conditions, on voyait un spectre vertical présentant, outre les raies de Fraunhofer, une bande verticale formée par l'ombre du cheveu.

La lunette était douée d'un mouvement dans le plan vertical, ce qui permettait de faire coïncider le fil horizontal du réticule avec l'une des raies de Fraunhofer; on pouvait d'ailleurs pointer, comme d'habitude, l'ombre verticale du cheveu. On plaçait alors sur la plate-forme du goniomètre un prisme à liquide; le spectre devenait oblique, comme dans l'expérience des prismes croisés de Newton, mais les raies de Fraunhofer restaient horizontales, l'ombre du cheveu prenant seule une forme courbe. La quantité dont il fallait faire tourner la lunette, pour amener la coïncidence du point de croisement des fils du réticule avec l'intersection de l'ombre du cheveu et de la raie de Fraunhofer, mesurait la déviation produite par le prisme à liquide. Il n'y avait plus dès lors qu'à déterminer la déviation minima pour chaque raie, pour en déduire l'indice correspondant.

Les expériences sont résumées dans le tableau suivant :

Nom des raies.	Alcool.	Cyanine		Fuchsine		Permanganate de potasse presque concentré
		1,22 p. 100.	concentrée.	presque concentrée.	plus concentrée.	
A.	»	1,3666	1,3732	1,3818	»	1,3377
B.	1,3642	1,3691	1,3781	1,3873	1,3898	1,3397
C.	1,3649	1,3714	1,3831	1,3918	1,3939	1,3408
D.	1,3667	»	»	1,3982	»	1,3442
E.	1,3692	1,3666	1,3658	»	»	1,3452
F.	1,3712	1,3713	1,3705	1,3613	»	1,3420
G.	1,3750	1,3757	1,3779	1,3668	»	1,3477
H.	»	1,3793	1,3821	1,3759	1,3783	1,3521

Les indices qui manquent correspondent à des bandes d'absorption,

et les nombres précédents montrent qu'il y a une variation brusque de l'indice dans le voisinage de ces bandes. M. Kundt estime que, par suite des variations de température qui se produisent pendant l'expérience, on ne peut espérer pousser l'approximation au delà de deux unités du quatrième ordre décimal.

Les indices trouvés pour la fuchsine indiquent que le sens du phénomène est bien le même que dans les expériences de M. Christiansen; mais la valeur de la dispersion est beaucoup plus faible. D'après M. Kundt, la valeur du quotient $\frac{\Delta n}{n-1}$ correspondant à la raie B, en prenant pour n l'indice de la raie H, serait de $\frac{19}{34}$ pour la solution la plus concentrée, tandis que, d'après les nombres de M. Christiansen, elle serait voisine de $\frac{1}{2}$. M. Kundt attribue ces divergences à une différence de composition entre les fuchsines employées.

Quant à la variation rapide de l'indice, dans le voisinage des bandes d'absorption, l'auteur l'explique de la façon suivante :

L'observation montre que les corps présentent un coefficient d'absorption notable pour les rayons qu'ils réfléchissent en de fortes proportions. D'autre part, l'intensité de la lumière réfléchie normalement se trouve exprimée, d'après Fresnel, par la formule

$$I = \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2.$$

Le maximum de I correspond au maximum de n si l'on a $n > 1$, et au minimum de n si l'on a $n < 1$; d'après cela, l'indice des rayons fortement réfléchis, c'est-à-dire de ceux qui correspondent aux bandes d'absorption, doit être très-grand ou très-petit. M. Kundt a essayé de voir si l'ordre habituel des couleurs des anneaux de Newton serait altéré en introduisant une goutte de la solution colorée entre les deux verres producteurs du système d'anneaux. Le résultat de l'expérience a été négatif. D'ailleurs, en calculant, pour les raies du spectre, d'après la formule connue et les nombres précédemment donnés, les épaisseurs correspondant à un anneau de même ordre, on trouve que l'ordre de succession n'est pas interverti, ainsi que l'indique l'expérience.

M. Soret (') s'est également occupé de la dispersion anormale et a

(') *Annales de Geneve*, t. XL, p. 282; 1871.

cherché à annuler la dispersion propre du dissolvant par un dispositif spécial. Il plaçait le prisme à liquide dans une cuve à faces parallèles, remplie par le dissolvant, et observait le spectre ainsi obtenu. Cet artifice permettait de voir la dispersion anormale dans des solutions de concentration moyenne qui, dans l'air, présentaient un spectre normal. Toutefois, suivant une remarque très-juste de M. Bertin, l'expérience, faite dans ces conditions, n'est pas concluante. Le prisme à liquide peut être considéré comme formé de deux autres : l'un, d'angle très-petit, contenant de la fuchsine par exemple, et l'autre, d'angle notable, contenant de l'alcool. Quand on vient à plonger ce prisme dans une cuve à faces parallèles, c'est comme si l'on disposait en sens inverse deux prismes de même angle renfermant l'un de l'alcool, l'autre de la fuchsine, et dès lors on peut avoir la dispersion anormale, même avec deux prismes de verre donnant chacun un spectre régulier.

On ne trouve dans le Mémoire de M. Soret aucune détermination numérique relative aux indices de réfraction des corps qu'il a étudiés.

Toutes les expériences rapportées jusqu'ici n'ont point paru suffisamment démonstratives à M. Von Lang ⁽¹⁾; ce physicien n'a pu réussir à voir la dispersion anormale des solutions alcooliques de fuchsine et de cyanine en employant la méthode du prisme. Il paraît vraisemblable que les solutions étudiées par lui n'étaient pas assez concentrées; mais il est bon d'insister sur certaines remarques qu'il a faites. Il a observé que la dispersion paraissait anormale ou régulière suivant la position de l'œil; dès lors il attribue à un défaut d'achromatisme de cet organe les apparences observées par MM. Kundt et Christiansen. De fait, dans les observations de ce genre, si l'on n'a pas le soin d'utiliser les parties centrales de l'oculaire et de l'œil, on est exposé à commettre des erreurs. Cette remarque avait déjà été faite par M. Le Roux ⁽²⁾, qui conseille de pointer les images et de s'assurer que le réticule reste bien en coïncidence avec l'image quand on déplace l'œil, avant de se prononcer sur le sens du phénomène. En prenant toutes ces précautions, on arrive en effet à des résultats certains.

Dans toutes les recherches précédentes, on a mesuré directement

⁽¹⁾ *Annales de Poggendorf*, t. CXLIII, p. 269; 1871.

⁽²⁾ *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. LXVI, p. 173; 1862.

les indices, mais certains observateurs ont essayé de calculer ces mêmes nombres à l'aide d'autres données expérimentales. C'est ainsi que M. Lundquist⁽¹⁾ a étudié la réflexion de la lumière sur une couche de fuchsine obtenue en déposant, sur la face hypoténuse d'un prisme de crown rectangle et isoscèle, une solution concentrée d'acétate de rosaniline mélangé d'un peu d'arsénite de la même base. Le rapport des amplitudes, des composantes principales d'un rayon primitivement polarisé et la différence de phase de ces mêmes composantes ont été déterminés par la méthode de M. Jamin⁽²⁾. Les formules de la réflexion vitreuse représentent bien les expériences pour les raies B et C; quant aux rayons d'une autre couleur, ils subissent la réflexion métallique et il faut recourir aux formules de Cauchy. On peut, à l'aide de ces formules, calculer les indices de la fuchsine par rapport au crown et sous l'incidence normale pour les différentes raies. Le résultat de ce calcul indique un accroissement considérable de l'indice, dans le voisinage de la raie D, conformément à ce que donne l'observation directe.

On trouve également, dans un travail de M. Eilhardt Wiedemann⁽³⁾, sur la polarisation elliptique de la lumière, des déterminations des indices de réfraction de la fuchsine solide. Ce physicien a étudié la réflexion sur une couche de fuchsine obtenue par évaporation d'une solution alcoolique déposée sur une lame de verre. La méthode expérimentale⁽⁴⁾ n'est qu'une modification de la méthode du mica, d'un quart d'onde, déjà employée par de Senarmont. Les indices sont calculés en prenant, pour leurs valeurs numériques, la tangente de l'angle d'incidence pour lequel la différence de marche des deux composantes principales du rayon elliptique est égale à un quart de longueur d'onde. Les valeurs trouvées sont les suivantes :

Indices de la fuchsine solide.

Raies.	Indices.
C.....	2,251
E.....	1,327

(1) *Mémoire sur la réflexion de la lumière*, présenté à la Société royale des Sciences d'Upsal, le 6 décembre 1873, et *Journal de Physique*, 3^e série, t. III, p. 352.

(2) *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. XXIX, p. 263; 1850.

(3) *Annales de Poggendorff*, t. CLI, p. 1 (1874), et *Journal de Physique*, t. IV, p. 20.

(4) *Journal de Physique*, t. IV, p. 240.

Ces nombres indiquent une dispersion anormale considérable.

D'autres physiciens, MM. Mach et Osnobischin⁽¹⁾, ont cherché à mettre en évidence la dispersion anormale au moyen de franges d'interférences. Ils ont employé, pour produire les franges, deux fentes verticales, dont l'une était recouverte d'une mince couche de fuchsine. En diminuant convenablement la largeur de l'autre fente, on arrivait à rendre égales les intensités des deux faisceaux et les franges apparaissaient, sans offrir d'abord rien de particulier. On les examinait alors à travers un prisme dont les arêtes étaient perpendiculaires aux franges. Dans les conditions habituelles et avec ce dispositif, on obtient un spectre traversé par des bandes noires, qui s'épanouissent en éventail du violet au rouge; cela tient à ce qu'une frange noire, d'ordre déterminé, est plus rapprochée de l'axe du phénomène pour le violet que pour le rouge, et que, d'autre part, le prisme dévie plus le violet que le rouge. Mais, quand on répète l'expérience, après avoir couvert l'une des fentes d'une mince couche de fuchsine, les bandes noires paraissent courbées en S, indiquant, ainsi que dans les franges, que l'ordre de succession des couleurs n'est pas régulier; cette irrégularité ne peut provenir que d'un déplacement anormal de la frange centrale pour les différentes couleurs ou, en d'autres termes, de la dispersion anormale de la fuchsine.

Les auteurs ont d'ailleurs varié le mode de production des franges en opérant avec de la lumière polarisée et les demi-lentilles de M. Billet ou les lames épaisses de M. Jamin.

Des expériences d'un autre genre ont été faites par M. Wernicke⁽²⁾; ce physicien admet que l'absorption de la lumière par un milieu peu transparent est représentée par la formule

$$A = A_0 K^d,$$

A , A_0 et K étant des constantes dont la dernière est inférieure à l'unité et d l'épaisseur traversée.

Il emploie un spectroscope à double fente; l'une de largeur variable b' , l'autre de largeur fixe b ; des couches absorbantes, d'épaisseur d et

⁽¹⁾ *Comptes rendus de l'Académie des Sciences de Vienne*, 1^{er} semestre 1875, et *Journal de Physique*, t. V, p. 34.

⁽²⁾ *Annales de Poggendorff*, t. CLV, p. 17 (1875), et *Journal de Physique*, t. IV, p. 314.

d' , sont placées normalement sur le trajet des faisceaux lumineux issus des deux fentes, et l'on règle la fente variable de manière à amener l'égalité d'intensité des deux faisceaux. Soit alors b_0 la largeur de fente mobile; on a la relation

$$b A_0 K^d = b_0 A_0 K^{d'} \quad \text{ou} \quad \frac{b}{b_0} = K^{d'-d}.$$

On incline alors les deux couches absorbantes d'un angle i et l'on ramène les intensités à être les mêmes; soit b_1 la nouvelle largeur de la fente variable, on a

$$\frac{b}{b_1} = K^{\frac{d'-d}{\cos r}},$$

r désignant l'angle de réfraction correspondant à l'incidence i . De ces formules on déduit

$$\cos r = \frac{\log b_0}{\log b_1}.$$

Dès lors l'indice se calcule par la formule connue

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

Deux observations faites sous deux angles différents 30° et 60° ont donné les résultats suivants :

Nom des raies.	Indices	
	1 ^{re} expérience.	2 ^e expérience.
D.	2,168	2,595
E.	1,754	1,653
F.	1,487	1,507
G.	1,310	1,314

La méthode indique le sens des phénomènes, mais ne paraît pas comporter une bien grande précision.

La dispersion anormale a fait l'objet de plusieurs études purement théoriques, que j'exposerai très-brièvement, n'ayant pas l'intention de discuter les formules analytiques des différents auteurs.

M. Sellmeier ⁽¹⁾ admet que la dispersion tient à la résistance que les molécules pondérables opposent à la propagation du mouvement vibra-

(1) *Annales de Poggendorff*, t. CXLIII, p. 272.

toire. D'après lui, les molécules éteignent les mouvements vibratoires d'une certaine période : par suite, elles doivent augmenter l'indice de réfraction des vibrations plus lentes et diminuer celui des vibrations plus rapides. Ces variations d'indice seraient même sensibles pour les milieux transparents; on peut le reconnaître en construisant une courbe ayant pour ordonnées les indices et pour abscisses les valeurs correspondantes de $\frac{1}{\lambda^2}$, λ désignant la longueur d'onde; car, d'après Cauchy, la dispersion est une fonction de la quantité $\frac{1}{\lambda^2}$. Pour l'eau et le sulfure de carbone, on obtient des courbes régulières, mais de courbure inverse; dans le cas du crown, la courbe présente une inflexion dans la région qui correspond aux rayons verts, et, si l'on se reporte aux expériences de M. F. Bernard ⁽¹⁾, on trouve que le coefficient d'absorption du crown, pour les rayons verts, est plus grand que pour les rayons rouges.

Dans une étude mathématique de la question, M. O. Mayer ⁽²⁾ a cherché à introduire dans les équations différentielles du mouvement vibratoire des ondes planes certaines hypothèses relatives à l'absorption de la lumière.

Une première hypothèse consiste à admettre que les molécules d'éther frottent contre les molécules matérielles immobiles; d'où une résistance proportionnelle à la vitesse de vibration des molécules éthérées. Dès lors, l'équation du mouvement vibratoire d'une onde plane se propageant perpendiculairement à l'axe x devient

$$\frac{d^2\xi}{dt^2} = \mu \frac{d^2\xi}{dx^2} - \gamma \frac{d\xi}{dt}.$$

Cherchant une intégrale simple de cette équation et prenant pour indice de réfraction de la lumière de longueur d'onde λ le rapport entre la vitesse de propagation dans le vide et la vitesse de propagation dans le milieu considéré, on arrive à la formule

$$n^2 = \frac{1}{2\mu^2} \left[1 + \sqrt{1 + \left(\frac{\gamma\lambda}{2\mu} \right)^2} \right].$$

⁽¹⁾ *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. XXXV, p. 434.

⁽²⁾ *Annales de Poggendorff*, t. CXLV, p. 80; 1872.

Cette formule est compatible avec le fait de la dispersion anormale.

Dans un second calcul, l'auteur admet un frottement des couches d'éther les unes sur les autres et, par suite, une résistance proportionnelle à leur vitesse relative. L'équation du mouvement vibratoire devient dans ce cas

$$\frac{d^2\xi}{dt^2} = \mu^2 \frac{d^2\xi}{dx^2} + \nu \frac{d^3\xi}{dt dx^2},$$

et les mêmes procédés de calcul conduisent à représenter l'indice par la formule

$$n^2 = \frac{1}{2} \left[\frac{\mu^2}{\mu^2 + \left(\frac{2\pi\nu}{\lambda} \right)^2} \right] + \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{\gamma^2 + \left(\frac{2\pi\nu}{\lambda} \right)^2}}.$$

Cette formule peut, comme la précédente, s'accorder avec les faits; cependant les calculs indiquent une augmentation du coefficient d'absorption avec la vitesse de vibration, ce qui implique que l'absorption devrait surtout se faire sentir dans le violet.

Dans un travail postérieur, M. Helmholtz ⁽¹⁾ a donné plus de précision aux idées de M. Sellmeier.

D'après ce physicien, certaines molécules pondérables participent au mouvement vibratoire de l'éther qu'elles environne; il admet d'ailleurs, avec Cauchy, que l'on peut considérer l'éther et la matière pondérable comme deux milieux continus agissant l'un sur l'autre. Pour expliquer l'absorption, il suppose que le milieu pondérable oppose aux molécules matérielles covibrantes une résistance analogue au frottement. D'après cela, considérons une onde plane se déplaçant perpendiculairement à l'axe Oy; nous aurons à écrire les équations différentielles du mouvement d'une molécule d'éther et celles du mouvement d'une molécule matérielle.

La molécule éthérée sera soumise à l'action élastique de l'éther et à l'action des molécules matérielles; cette dernière est proportionnelle au déplacement relatif de la molécule éthérée, dont l'élongation est représentée par ξ et de la molécule covibrante, dont l'élongation est représentée par x . L'équation du mouvement vibratoire sera dès lors

$$\mu \frac{d^2\xi}{dt^2} = \alpha^2 \frac{d^2\xi}{dx^2} + \beta^2 (x - \xi).$$

⁽¹⁾ *Annales de Poggendorff*, t. CLIV, p. 512 (1875), et *Journal de Physique*, t. IV, p. 216.
Ann. de l'Éc. Normale, 2^e Série. Tome VI. — NOVEMBRE 1877.

Pour la molécule covibrante, il faudra tenir compte de l'action réciproque de l'éther et des molécules matérielles; d'une force proportionnelle au déplacement, provenant de l'action des molécules pondérables immobiles, et enfin du frottement. Dès lors, l'équation différentielle du mouvement peut s'écrire

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = \beta'(\xi - x) - a^2x - \gamma^2 \frac{dx}{dt}.$$

On peut satisfaire à ces équations par des valeurs de la forme

$$\xi = \mathfrak{A} e^{l' - nt\sqrt{-1}},$$

$$x = A e^{l' - nt\sqrt{-1}},$$

dans lesquelles n représente le nombre de vibrations à la seconde. La substitution montre que l doit être imaginaire; l'auteur pose dès lors

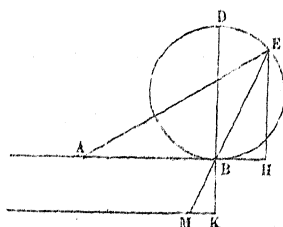
$$l = -k + \frac{n}{c} \sqrt{-1}.$$

k représente le coefficient d'absorption et c la vitesse de propagation du mouvement.

Développant le calcul en négligeant k^2 et les puissances supérieures, c'est-à-dire se plaçant dans le cas d'une faible absorption, il parvient à montrer qu'il ne peut y avoir dispersion anormale dans ces conditions.

Dans le cas contraire, M. Helmholtz arrive à représenter approximativement ce qui se passe dans le voisinage du maximum d'absorption par la construction géométrique suivante (*fig. 1*) :

Fig. 1.



Désignons par ν le nombre de vibrations à la seconde dans le milieu

de la bande d'absorption, et prenons

$$AB = \frac{\nu}{\alpha^2} - \frac{\beta^2}{\alpha^2 n^2}, \quad BD = \frac{\beta^4}{\alpha^2 \gamma^2 n^3}, \quad BK = \frac{2\gamma^2}{n};$$

puis décrivons un cercle sur BD comme diamètre. Pour voir ce qui se passe dans une partie de la bande d'absorption, où le nombre de vibrations à la seconde est $n < \nu$ par exemple, on prend $KM = \nu - n$ et l'on mène BM, puis, par le point E, la perpendiculaire EH. La vitesse de propagation c est donnée par la relation

$$\frac{1}{c^2} = \frac{1}{2} (AE + AH).$$

Si l'on supposait $n > \nu$, il faudrait prendre le point M à droite. La quantité $\frac{1}{c^2}$ est proportionnelle au carré de l'indice; par conséquent, si BK est petit, on voit que, pour de petites valeurs de $n - \nu$, le point E peut se déplacer beaucoup sur le cercle et la somme $AK + AH$ passer par un maximum.

Les calculs précédents se rapportent au cas d'une seule bande d'absorption; si le nombre de ces bandes est plus grand, on admet qu'à chacune d'elles correspond une molécule covibrante, ce qui introduit de nouvelles équations. On obtient alors, pour chaque bande, des résultats analogues aux précédents.

Enfin M. Ketteler s'est également occupé de ce problème théorique⁽¹⁾. Pour lui, les formules de M. Helmholtz ne peuvent pas représenter le phénomène; car, en annulant le coefficient d'absorption, on trouve, pour les corps transparents, des formules en désaccord avec l'expérience.

La présence des molécules matérielles, d'après les vues de l'auteur, équivaut à une modification de l'élasticité de l'éther; d'où il suit que le mouvement d'une molécule éthérée se trouve représenté par l'équation

$$\gamma \frac{d^2 \xi}{dt^2} = (E + e) \frac{d^2 \xi}{dy^2},$$

e représente la constante d'élasticité de l'éther libre.

(1) *Philosophical Magazine*, 5^e série, t. II, p. 414; 1876.

Quant à la molécule matérielle covibrante, il admet qu'elle est soumise à la force élastique du corps pondérable, laquelle est proportionnelle au déplacement, et à une seconde force due à la déformation du milieu, et il écrit

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = Kx + E' \frac{d^2 x}{dy^2}.$$

Dans le cas de plusieurs molécules covibrantes, on écrit autant d'équations qu'il y a de molécules, et l'on ajoute dans la première équation autant de termes analogues à $E \frac{d^2 \xi}{dy^2}$.

Le développement du calcul conduit à représenter l'indice par la formule

$$n^2 - 1 = \sum \frac{D}{l^2 - L^2}.$$

D et L sont des constantes dépendant de la molécule covibrante considérée, l représente la longueur d'onde, dans le milieu considéré, de la lumière considérée. Sous le signe Σ , le nombre des termes est égal à celui des molécules covibrantes.

De fait, des formules de dispersion de cette forme peuvent représenter les phénomènes; mais, la publication du Mémoire n'étant pas achevée, je n'ai pu me former une idée bien nette de la manière dont l'auteur rend compte de la dispersion anormale.

PREMIÈRE PARTIE.

EXPÉRIENCES RELATIVES A LA DISPERSION DE L'IODE.

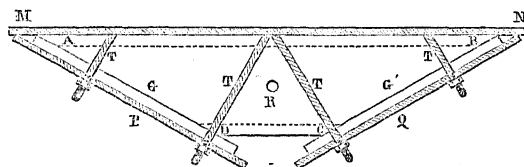
Dispersion de la vapeur d'iode.

Je me suis occupé de répéter les expériences de M. Le Roux, relatives à la vapeur d'iode, et j'ai cherché à mesurer, d'une manière approchée, les indices de réfraction de cette vapeur, pour les rayons rouges et les

rayons violets. La méthode qui m'a paru la plus commode est encore celle du prisme.

Le prisme représenté dans la *fig. 2*, en projection horizontale, se compose d'un tube de verre ABCD, taillé en biseau à ses deux extré-

Fig. 2.



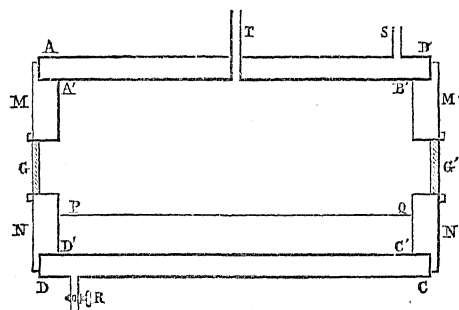
mités. Deux glaces G et G', maintenues par une monture métallique, viennent compléter ce prisme. La monture est formée d'une première plaque MN, contre laquelle s'appuie la base du prisme; deux autres plaques P et Q, percées, en leur centre, d'ouvertures elliptiques, servent à appliquer les glaces contre les bords rodés du tube. Huit tiges, dont les quatre supérieures T sont visibles sur la figure, se trouvent fixées sur la plaque MN, perpendiculairement à la direction des glaces; elles pénètrent dans des trous pratiqués dans les plaques mobiles. Ces tiges sont munies de pas de vis à leurs extrémités, et des écrous permettent de serrer fortement les plaques mobiles et les glaces entre les biseaux du tube. Un trou R, sur lequel s'adapte un tube de verre rodé à l'émeri, sert à faire communiquer l'intérieur du prisme avec l'atmosphère; c'est aussi par là que l'on peut introduire les morceaux d'iode.

Le dispositif adopté permet un démontage rapide et donne beaucoup de facilité pour le nettoyage des glaces. De plus, si l'on applique une solution de gomme entre les bords du prisme et les glaces, et aussi sur le pourtour du tube qui pénètre en R, on obtient une fermeture telle, que l'on peut faire dans l'appareil un vide approché. Quant au diamètre du tube constituant le prisme, il est d'environ 5 centimètres et l'angle voisin de 140° .

L'étuve, en cuivre rouge, servant à chauffer le prisme, est constituée par deux cylindres horizontaux, concentriques et de même longueur. L'intervalle annulaire qui les sépare est de 2 centimètres environ. Les cylindres ABCD, A'B'C'D' (*fig. 3*) sont réunis par leurs extrémités, ainsi que l'indique la coupe ci-contre. Deux tubulures S et R, dont la

dernière est munie d'un robinet, permettent d'introduire dans l'espace annulaire un liquide ou une vapeur.

Fig. 3.



Pour achever de clore l'enceinte, on adapte aux extrémités deux opercules à double enveloppe MN et M'N', percés d'ouvertures centrales. Des viroles maintiennent les glaces G et G', qui permettent au faisceau lumineux de traverser l'étuve. Une tubulure T, passant à travers les deux cylindres, livre passage au tube destiné à mettre l'intérieur du prisme en communication avec l'atmosphère, tandis qu'une seconde tubulure semblable permet l'introduction d'un thermomètre; donc le réservoir se trouve alors voisin du piston.

Dans les premières expériences, la chaudière, renfermant de l'huile, était chauffée à l'aide d'un bec de gaz; pour empêcher le courant d'air chaud de faire onduler les images, j'avais disposé deux écrans qui, partant des extrémités C et D, descendaient jusqu'au contact de la table soutenant l'appareil. Plus tard, pour obtenir une température bien constante, j'ai fait arriver, par la tubulure C, un courant de vapeur d'eau; cette vapeur, sortant par la tubulure R, allait se condenser dans un vase contenant de l'eau. Grâce à ce mode de chauffage, je pouvais maintenir la température à 100 degrés pendant plus d'une heure. L'observation du spectre se faisait à l'aide d'une lunette de MM. Brünner, portant un micromètre oculaire; la distance focale de la lunette était de 620 millimètres et le diamètre de l'objectif 55 millimètres.

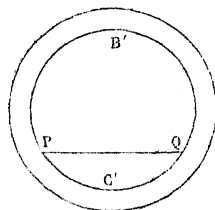
Le micromètre, portant deux fils en croix, était mobile à l'aide d'une vis micrométrique, dont le pas était de $0^{\text{mm}},4$; le tambour portait

100 divisions; un tour de la vis équivalait à 130" et une division du tambour à 1", 3.

Avant de procéder aux expériences, il faut d'abord se procurer de bonnes glaces, pour fermer le prisme et l'enceinte, et choisir le sens dans lequel on doit les ajuster, pour que l'image de la fente du collimateur, vue à travers le système complet du prisme et de l'étuve, soit bonne et exempte d'irisations. J'ai dû essayer plusieurs glaces avant d'arriver à un résultat satisfaisant.

On place alors le collimateur horizontalement à l'aide d'un niveau et l'on rend sa fente verticale; derrière ce collimateur, on dispose l'étuve de manière que le faisceau lumineux passe par le centre des glaces; quant au prisme, on le place sur une tablette de cuivre PQ (*fig. 4*).

Fig. 4.



s'appuyant par les bords contre les parois du cylindre intérieur B'C'. On rend verticale l'arête de ce prisme; on fait en sorte que la lumière traverse les parties centrales de ses faces, puis on adapte le tube destiné à mettre l'intérieur du prisme en communication avec l'atmosphère. On a eu soin de mettre dans ce prisme une assez grande quantité d'iode.

Pour bien orienter la lunette, on dispose sur son objectif un écran percé d'une ouverture centrale d'un diamètre un peu plus petit que celui du prisme; on enlève l'oculaire et, regardant par le tube du tirage, on s'arrange de manière à voir la partie libre de l'objectif fortement éclairée. On est sûr ainsi d'utiliser la partie centrale de l'objectif. On replace alors l'oculaire, après l'avoir muni d'un œillette très-petit pour forcer l'œil à regarder dans l'axe de la lunette. Toutes ces précautions sont nécessaires si l'on ne veut pas commettre d'erreur sur le sens de la dispersion.

L'appareil ainsi disposé, on éclaire la fente du collimateur avec

l'étincelle condensée d'une grande bobine de Ruhmkorff, jaillissant entre deux fils de cadmium. On obtient ainsi un point lumineux intense, et la lumière qui en émane est composée de rayons rouges et de rayons bleu violet.

On met alors la fente au point, en lui donnant une largeur très-faible, et l'on repère sur le micromètre la position de l'image. On chauffe l'étuve et, quand le prisme est rempli de vapeurs d'iode, on procède aux observations.

L'image de la fente paraît composée de deux parties : l'une rouge, l'autre violette; si l'on n'avait pas le soin de maintenir l'œil bien fixe, on pourrait intervertir l'ordre de ces couleurs; mais, en prenant les précautions indiquées ci-dessus, on constate que le rouge est plus dévié que le violet; d'ailleurs, on s'assure de la réalité du fait en pointant les deux images. Pour se mettre à l'abri de toute idée préconçue, on fait les pointés en plaçant alternativement un verre bleu et un verre rouge en avant de la fente du collimateur.

Dans ces conditions, on ne voit qu'une seule image à la fois et l'on en détermine la position.

Quand on opère avec le bain d'huile et qu'on éclaire avec la lumière solaire, on peut élever la température jusqu'à ce que le thermomètre marque 130 degrés : on obtient alors, entre les deux images, un écart représenté en moyenne par 10 divisions du tambour, la déviation totale étant de 150 divisions environ; mais les variations de température empêchent les mesures d'être concordantes.

Pour opérer à température constante, on fait arriver dans l'étuve un courant de vapeur d'eau; on n'a plus besoin de recourir au Soleil, car les étincelles d'induction donnent une lumière assez intense.

Voici, comme exemple, les résultats d'une expérience faite le 13 mars 1877 :

	Lectures du micromètre.			Déviation en divisions du micromètre.	
	Lumière blanche.	Lumière rouge.	Lumière bleue.		
Avant de chauffer.	133	»	»	»	»
»	132	»	»	»	»
»	132	»	»	»	»
Après une heure de chauffe.	»	»	75	»	57
»	»	71	»	61	»
»	»	»	74	»	»
»	»	70	»	62	58
Après une heure un quart de chauffe.	»	»	75	»	57
»	»	71	»	61	»
»	»	»	76	»	56
»	»	70	»	62	»
Appareil refroidi.	132	»	»	»	»

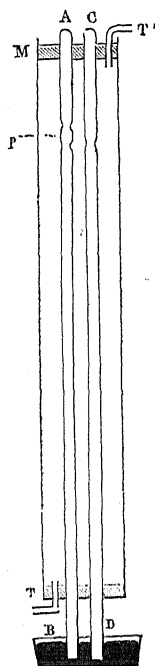
En prenant les nombres des autres expériences, on trouve que, pour le rouge, la déviation a varié entre 59 et 62 divisions du tambour et que, pour le violet, cette déviation a varié entre 54 et 58 divisions du tambour. Ces déviations ne sont donc guère déterminées qu'à $\frac{1}{13}$ près. Quant à l'écart entre deux pointés successifs du rouge et du bleu, il a oscillé entre 4 et 7 divisions; ce qui fournit, pour la dispersion, une approximation de même ordre que la précédente. Je ne crois pas qu'il soit possible, par cette méthode, d'arriver à une précision beaucoup plus grande.

La connaissance de ces déviations ne suffit pas pour calculer les indices de la vapeur d'iode; il faut d'abord chercher dans quel état se trouve la vapeur d'iode à 100 degrés, et, pour cela, déterminer sa tension.

L'appareil (*fig. 5*) qui a servi à mesurer cette tension se compose de deux tubes AB et CD, pouvant être fixés à l'intérieur d'un manchon de verre MN. Le premier de ces tubes porte deux étranglements, et l'on a introduit, dans la partie renflée P, un peu de paraffine; la partie supérieure contient des morceaux d'iode. Le tube CD ne porte qu'un seul étranglement et renferme aussi de la paraffine. Après avoir étiré à la lampe les extrémités A et C des tubes, on les dessèche en y faisant passer un courant d'air qui traverse, au préalable, une éprouvette à pied contenant de la chaux potassée; on chauffe même les tubes pendant qu'ils sont soumis à l'action du courant d'air. Les tubes desséchés

sont mis en place et l'on fait plonger leurs extrémités dans une petite cuve à mercure. A l'aide d'un aspirateur de Sprengel, on fait le vide

Fig. 5.



successivement dans chaque tube par la partie supérieure; quand le vide a été maintenu pendant près d'une heure, on ferme à la lampe. Pour déterminer alors la tension de vapeur de l'iode à 100 degrés, on fait arriver, par le tube T', un courant de vapeur d'eau qui s'échappe par le tube T. La paraffine fond dans chaque tube et se répand sur la surface du mercure. Dans le tube CD, le déplacement du niveau est peu considérable; mais en AB, l'iode entrant en vapeur, produit une dépression de la colonne mercurielle. La couche de paraffine de ce tube AB se colore en brun, mais l'iode n'attaque pas sensiblement le mercure; toutefois il est impossible de relever le niveau au cathétomètre. Les lectures faites sur une règle divisée m'ont donné, pour tension de la vapeur d'iode à 200 degrés, 50 millimètres environ. C'est ce nombre que j'adopterai pour le calcul de l'indice.

L'angle du prisme est un second élément qu'il importe de connaître

pour effectuer le calcul; mais on peut, au lieu de déterminer cet angle, comparer la réfraction de la vapeur d'iode à celle de l'air, de la manière suivante :

Le tube qui communique avec l'intérieur du prisme est mis en rapport avec l'une des branches d'un robinet de verre à trois voies; la seconde branche de ce robinet est reliée à un manomètre barométrique à deux branches. On fait le vide dans le prisme et dans le manomètre en adaptant une machine pneumatique à la troisième branche du robinet. Quand le vide est poussé aussi loin que le permettent les fuites du prisme, on arrête le jeu de la machine et l'on mesure la déviation de l'image. Au moment où l'on fait le pointé, un aide tourne le robinet de façon à isoler complètement le manomètre du reste de l'appareil; la pression indiquée par cet instrument, qu'on vient lire ensuite au cathétomètre, est celle qui existe réellement dans le prisme au moment de la lecture de la déviation.

Pour donner une idée de cette déviation, je citerai les nombres d'une expérience faite le 21 mars 1877.

La pression, primitivement égale à la pression atmosphérique 742 millimètres, ayant été amenée à 14 millimètres, la déviation s'est trouvée de 192 divisions du tambour; la température était de 10 degrés.

Cette déviation était naturellement de sens contraire à la précédente, et de plus on ne pouvait distinguer aucune coloration dans l'image.

Calcul de l'indice.

J'admets que l'air et la vapeur d'iode suivent exactement les lois de Mariotte et de Gay-Lussac, et de plus que la réfraction d'un gaz, c'est-à-dire l'excès de son indice sur l'unité, est proportionnelle à sa densité. De nombreuses expériences de MM. Jamin ⁽¹⁾ et Mascart ⁽²⁾ montrent que cette loi s'accorde bien avec les faits, surtout lorsqu'on produit la variation de densité par une variation correspondante dans la pression.

Dans l'expérience sur la vapeur d'iode, on a dans l'intérieur du prisme de la vapeur d'iode à T degrés et à la pression h , et de l'air à la

⁽¹⁾ *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. XLIX, p. 282.

⁽²⁾ *Annales scientifiques de l'École Normale*, 2^e série, t. IV, p. 9.

même température et à la pression $H - h$, H désignant la hauteur barométrique. Quant à l'air qui environne le prisme, il est à la température T et à la pression H ; mais on peut partager cette masse d'air en deux, l'une à la pression $H - h$ et l'autre à la pression h . Les deux masses d'air, intérieure et extérieure, à la pression $H - h$, ne produisent pas d'effet de réfraction. La déviation observée est la même que celle qui est produite par le prisme plein de vapeur d'iode à la pression h et placé dans de l'air à la même température T et à la même pression h .

D'après cela, désignant par N_0 et n_0 les indices de la vapeur d'iode et de l'air dans les conditions normales, c'est-à-dire à zéro et sous la pression de 760 millimètres, et par N et n les indices des mêmes corps dans les conditions de l'expérience, on a les équations

$$N - 1 = (N_0 - 1) \frac{h}{760} \frac{1}{1 + \alpha T},$$

$$n - 1 = (n_0 - 1) \frac{h}{760} \frac{1}{1 + \alpha T},$$

α désignant le coefficient de dilatation de l'air et de la vapeur.

La lumière traversant un prisme d'indice N placé dans un milieu d'indice n , l'indice relatif du milieu constituant ce prisme est $\frac{N}{n}$; comme, d'ailleurs, on est à peu près dans la position de la déviation minima, on peut écrire

$$\frac{N}{n} = \frac{\sin \frac{A + D}{2}}{\sin \frac{A}{2}} = \cos \frac{D}{2} + \cot \frac{A}{2} \sin \frac{D}{2},$$

en désignant par A l'angle du prisme.

La quantité D étant très-petite, la formule précédente peut être écrite ainsi :

$$\frac{N}{n} - 1 = \frac{D}{2} \cot \frac{A}{2};$$

d'où, en remplaçant N et n par leurs valeurs en N_0 et n_0 ,

$$\frac{N_0 - n_0}{n_0 - 1 + \frac{760}{h} (1 + \alpha T)} = \frac{D}{2} \cot \frac{A}{2}.$$

Dans l'expérience faite sur l'air, en désignant par n' l'indice de l'air resté dans le prisme, par n'' celui de l'air extérieur et par D' la déviation, on a de même

$$\frac{n''}{n'} - 1 = \frac{D'}{2} \cot \frac{A}{2};$$

n' et n'' sont définies par les relations suivantes :

$$n' - 1 = (n_0 - 1) \frac{h'}{760} \frac{1}{1 + \alpha t},$$

$$n'' - 1 = (n_0 - 1) \frac{H'}{760} \frac{1}{1 + \alpha t}.$$

h' désigne la pression de l'air resté dans le prisme, H' la hauteur barométrique et t la température.

Ces valeurs de n' et n'' conduisent à la relation

$$\frac{H' - h'}{h' + 760 \frac{1 + \alpha t}{n_0 - 1}} = \frac{D'}{2} \cot \frac{A}{2},$$

qui permet de calculer $\cot \frac{A}{2}$ et d'arriver à la formule définitive

$$\frac{N_0 - n_0}{n_0 - 1 + \frac{760}{h} (1 + \alpha T)} \left[\frac{h' + \frac{760}{n_0 - 1} (1 + \alpha t)}{H' - h'} D' \right] = D.$$

La quantité entre crochets est une constante qu'on détermine par les expériences faites sur l'air. Le calcul de cette constante, au moyen des données de deux expériences, conduit à des nombres ne différant entre eux que de $\frac{1}{100}$ de leur valeur moyenne.

On prend, pour effectuer les calculs, les valeurs suivantes :

$$H' = 742^{\text{mm}}, 8, \quad h' = 14^{\text{mm}}, \quad D' = 192, \quad T = 100^\circ \text{ et } t = 10^\circ;$$

on adopte pour déviation du rouge évalué en divisions du tambour $D = 60$ et pour déviation du violet $D = 55$, nombres autour desquels oscillent les valeurs trouvées. Enfin, tenant compte de la dispersion de l'air, on admet comme indice normal de l'air pour le rouge 1,000.293

et pour indice normal du violet 1,000.295, nombres résultant des déterminations de MM. Jamin et Mascart.

Tous ces nombres conduisent aux valeurs suivantes :

Indices de la vapeur d'iode.

Lumière rouge.....	1,00205
Lumière violette.....	1,00192

Le pouvoir dispersif négatif de la vapeur d'iode, c'est-à-dire le quotient $\frac{n' - 1}{n - 1}$, n représentant l'indice du rouge et n' celui du violet, serait d'après cela voisin de 0,06, c'est-à-dire de même ordre de grandeur que le pouvoir dispersif du flint. Cela explique pourquoi M. Le Roux a pu achromatiser l'image donnée par le prisme à vapeur d'iode, en disposant, à la suite et en sens inverse, un prisme de verre produisant la même déviation que le prisme à vapeur d'iode.

Dispersion de l'iode en solution.

Après ces expériences, il devenait intéressant de rechercher si l'iode conserve, dans les dissolutions, la propriété de dévier plus fortement le rouge que le violet. Les solutions qui paraissent le plus transparentes pour les rayons violets sont celles qu'on obtient avec le sulfure de carbone; cette remarque avait été faite déjà par M. Schultz-Sellack⁽¹⁾. C'est donc sur ces solutions qu'ont porté mes recherches, et leurs indices ont été déterminés par la méthode du prisme, mais en prenant certaines précautions.

Avec une solution fortement colorée, il faut utiliser la portion du prisme très-voisine de l'arête et dès lors il ne sort du prisme qu'un faisceau très-étroit. Si ce faisceau ne tombe pas au centre de l'objectif de la lunette, la mise au point est toujours défectueuse; de plus, suivant une remarque de M. Kundt, le prisme produit l'effet d'une fente fine placée entre le collimateur et la lunette, d'où production de phéno-

(¹) *Annales de Poggendorff*, t. CXL, p. 334, et *Annales de Chimie et de Physique*, 4^e série, t. XXV, p. 217.

mènes de diffraction. Toutes ces causes diminuent beaucoup la netteté des images, et on peut les éviter en opérant sur des solutions très-étendues et dès lors transparentes sous une grande épaisseur.

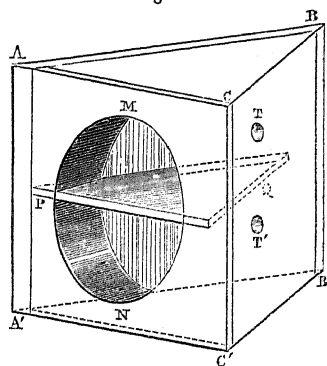
On compare la dispersion de ces dissolutions à la dispersion propre du dissolvant pour en conclure la dispersion de l'iode.

Si, pour faire cette comparaison, on se contentait de déterminer les indices des deux liquides, on n'arriverait à aucun résultat, par suite de la variation rapide de l'indice du sulfure de carbone avec la température. Cette variation, d'après les expériences de MM. Dale et Gladstone (¹), serait de même ordre que les différences à évaluer et les expériences n'offriraient aucune garantie.

On peut néanmoins arriver à mesurer directement la différence des indices de la dissolution et du dissolvant, en employant un prisme à deux compartiments.

Pour obtenir ce prisme, on a creusé dans un prisme de verre ABCA'B'C' (*fig. 6*), et perpendiculairement à son plan bissecteur,

Fig. 6.



un canal circulaire MN. Une lame de verre PQ a été disposée, dans ce canal, perpendiculairement aux arêtes du prisme; elle est maintenue par deux rainures pratiquées sur les parois internes de la cavité. Cette lame de verre a été usée en même temps que les plans ABA'B' et ACA'C'; puis on a collé des glaces sur chacune de ces faces du prisme. Deux ouvertures, T, T', pratiquées sur la base BC B'C', servent à intro-

(¹) *Philosophical transactions*, 1863, 1^{re} Partie; p. 317.

duire les liquides dans chaque compartiment. On a ainsi deux prismes superposés et de même angle.

Pour faire une expérience, on introduit, dans l'un des compartiments, la solution d'iode et dans l'autre le sulfure de carbone. Le prisme est posé sur la plate-forme d'un goniomètre de Brünnér; on se place à la déviation minima, puis on abandonne quelque temps l'appareil à lui-même. Au bout d'une heure, on peut admettre que les liquides sont à la même température et procéder aux observations.

Quand on met l'œil à la lunette, on voit deux spectres distincts; pour faciliter les pointés, on peut couvrir alternativement les deux compartiments avec un petit écran de papier, de manière à n'avoir qu'un seul spectre dans le champ au moment de pointer. Toutefois, cette précaution n'est pas nécessaire quand on opère avec la lumière solaire. Pour relever les distances angulaires des deux images d'une même raie, il m'a paru commode d'employer la lunette à micromètre qui m'avait servi dans les expériences précédentes : elle permet de faire très-rapidement les lectures.

Des expériences faites sur une solution d'iode au $\frac{1}{500}$, très-transparente pour les rayons rouges et violets, donnent des résultats dont on peut se faire une idée par le tableau suivant :

EXPÉRIENCE DU 4 MARS 1877.

Lectures du tambour.							
Sulfure de carbone.		Solution d'iode.		Différences.		Distances angulaires.	
Raie C.	Raie G.	Raie C.	Raie G.	Raie C.	Raie G.	Raie C.	Raie G.
36	»	90	»	54	»	1'. 10"	»
34	»	92	»	58	»	1. 15	»
38	»	»	»	»	»	»	»
»	80	»	120	»	40	»	52
»	78	»	118	»	40	»	49
97	»	149	»	52	»	1. 7	»
97	»	152	»	55	»	1. 11	»

La moyenne de plusieurs observations donne 1'10" pour l'écart des deux raies C et 48" pour l'écart des deux raies G. Les différences entre les nombres extrêmes, correspondant à une même raie, ne dépassent pas 8" : c'est toute la précision qu'on peut espérer, car le prisme fait

fonction d'un diaphragme placé sur l'objectif de la lunette et diminue son pouvoir optique.

Les valeurs des déviations minima sont, pour le sulfure de carbone :

Raie C.....	42° 10' 30"
Raie G.....	46° 43' 10"

et, par suite, ces mêmes déviations seront, pour la solution d'iode :

Raie C.....	42° 11' 40"
Raie G.....	46° 43' 58"

L'angle du prisme est égal à

$$55^{\circ} 9' 20''.$$

De toutes ces données on déduit par le calcul ordinaire les indices de réfraction du sulfure de carbone et de la solution :

Raies.	Indices de réfraction.		Différences. N — n_1 .
	n_1 . Sulfure de carbone.	N. Solution d'iode.	
C.....	1,621904	1,622141	0,000237
G.....	1,677190	1,677350	0,000160

Pour déduire de ces nombres les indices de réfraction de l'iode solide, on peut admettre, d'après les expériences de Wullner ⁽¹⁾, que le pouvoir réfringent d'un mélange est la somme des pouvoirs réfringents des corps qui le composent. Le pouvoir réfringent d'un corps est égal à l'excès de son indice sur l'unité divisé par sa densité.

D'après cela, soient P le poids d'un mélange, D sa densité, N son indice ; soient de même p_1 , p_2 les poids des corps qui le constituent, d_1 et d_2 leurs densités, et n_1 et n_2 leurs indices : la loi indiquée se traduit par la formule

$$\frac{P}{D} (N - 1) = \frac{p_1}{d_1} (n_1 - 1) + \frac{p_2}{d_2} (n_2 - 1),$$

et l'on a évidemment $P = p_1 + p_2$.

⁽¹⁾ *Annales de Poggendorff*, t. CXXXIII, p. 1, et *Annales de Chimie et de Physique*, 4^e série, t. XIV, p. 498.

Si, pendant la dissolution, il n'y a ni contraction ni dilatation, le volume du mélange $\frac{P_1 + P_2}{D}$ est égal à la somme $\frac{P_1}{d_1} + \frac{P_2}{d_2}$ des volumes des corps qui le constituent, et dès lors la formule devient

$$\left(\frac{P_1}{d_1} + \frac{P_2}{d_2}\right)(N - 1) = \frac{P_1}{d_1}(n_1 - 1) + \frac{P_2}{d_2}(n_2 - 1);$$

d'où l'on déduit

$$n_2 - 1 = \frac{P_1}{P_2} \frac{d_2}{d_1} (N - n_1) + N - 1.$$

Comme la proportion d'iode de la solution est très-faible, et qu'il serait difficile de voir expérimentalement si la densité du mélange est bien la moyenne des densités des composants, on peut admettre qu'il en est ainsi.

Dès lors, prenant pour d_1 la valeur 1,29, pour d_2 la valeur 4,95, on obtient la relation

$$n_2 - 1 = 499 \frac{4,95}{1,29} (N - n_1) + N - 1,$$

qui conduit aux nombres suivants :

Indices de réfraction de l'iode solide.

Raie C.....	2,074
Raie G.....	1,982

La dispersion négative, entre les deux raies C et G, est voisine de 0,08. Ce nombre est un peu plus grand que le nombre 0,06 provenant des expériences faites sur la vapeur; mais, si l'on a égard à la difficulté des mesures et si l'on remarque que, dans cette dernière méthode, l'erreur expérimentale se trouve multipliée par un nombre considérable, on peut admettre que ces résultats sont concordants.

On peut calculer l'indice de l'iode solide en partant des expériences faites sur la vapeur et admettant que le pouvoir réfringent reste constant pendant le changement d'état. On obtient alors les nombres suivants :

Rouge.....	1,894
Violet..	1,838

plus faibles que les précédents, mais cependant de même ordre.

En tout cas ces deux séries d'expériences nous apprennent que l'iode jouit de la propriété de dévier plus fortement le rouge que le violet.

SECONDE PARTIE.

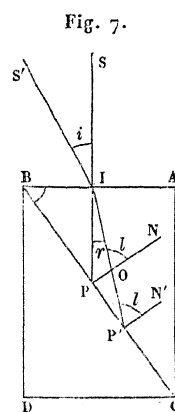
EXPÉRIENCES RELATIVES AUX LIQUIDES COLORÉS.

Méthode de la réflexion totale.

On peut, pour étudier la dispersion des liquides fortement colorés, employer deux méthodes que je vais décrire successivement.

Le principe de la première méthode avait déjà été indiqué par M. Christiansen; le voici en quelques mots :

Soit (*fig. 7*) un prisme de verre $ABDC$, rectangle en A , et dont



l'angle B est supérieur à l'angle limite, qui correspond au passage du verre dans l'air, pour la lumière considérée. Appliquons contre la face hypoténuse un autre prisme semblable BCD , et faisons arriver un faisceau lumineux normalement à la face AB . L'angle B étant supérieur à l'angle limite, ce faisceau se réfléchit totalement sur la face BC , et

l'observateur qui regarde par la face CD ne voit aucune lumière; mais les conditions sont changées si l'on interpose une couche liquide entre les deux prismes : la lumière reparait. Supposons que le liquide coloré introduit ait un indice inférieur à celui du verre; on pourra obtenir une nouvelle extinction en inclinant l'ensemble des deux prismes sur le faisceau incident, de manière que celui-ci prenne, par rapport à la face AB, une direction telle que S'I. L'angle d'incidence sera dans ce cas $S'IS = i$, et l'angle de réfraction $PIP' = r$, et l'on aura la relation connue

$$\sin i = n \sin r,$$

n désignant l'indice du prisme pour les rayons considérés. L'angle d'incidence sur la face BC est alors égal à l'angle limite l défini par l'équation

$$n \sin l = n_1,$$

n_1 désignant l'indice du liquide interposé pour la lumière employée.

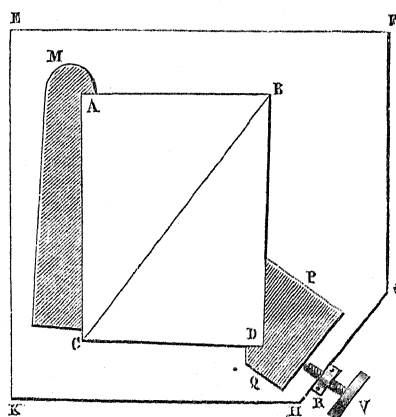
Cet angle l peut s'évaluer facilement en fonction de l'angle d'incidence i et de l'angle B du prisme. Le triangle OPI donne en effet

$$l = r + IPN = r + B,$$

et I est une fonction de i .

Pour réaliser l'expérience, on prend deux prismes de flint dont les

Fig. 8.



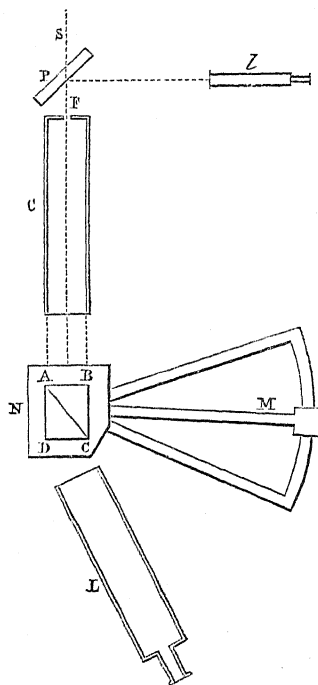
angles différent légèrement. Le premier ABC (*fig. 8*) peut s'appuyer

contre une pièce de bois verticale MN, fixée solidement à une planchette horizontale EFGHK, portée par un trépied muni de trois vis calantes. Le second prisme BCD est engagé, par son angle droit D, dans un morceau de bois PQ, commandé par la vis V. Cette vis, passant à travers l'écran R, agit normalement à la face BC.

Pour évaluer les angles, on dispose le trépied sur une plaque de verre fixée à l'alidade M d'un sextant, et l'on s'arrange de manière que l'axe de rotation soit voisin du milieu de la face AB.

Le système des deux prismes est éclairé par un collimateur à fente C (fig. 9), provenant d'un spectroscopie à quatre prismes. On observe la

Fig. 9.



lumière émergente avec la lunette L de ce spectroscopie; les deux prismes ont été choisis de telle sorte qu'on voie un spectre très-peu étalé. La production de ce spectre est due à la différence des angles des deux prismes, et l'on voit nettement séparées les raies du spectre du cadmium quand on éclaire avec des étincelles d'induction. Entre la

source lumineuse *S* et la fente du collimateur on place une glace légèrement prismatique *P*, inclinée à 45° . Une lunette *L*, visant à petite distance, est mise au point sur l'une des images de la fente donnée par la glace *P*.

Les dimensions des prismes sont telles, que la face *AB* du premier est un peu plus large que le faisceau lumineux; dès lors tous les rayons sont utilisés.

Pour régler l'appareil, on commence par s'assurer que le collimateur et le limbe du sextant sont horizontaux; on éclaire ensuite la fente avec une lampe, après avoir mis en place le trépied qui porte les prismes. Mettant l'œil à la lunette *L*, on tourne l'alidade *M* jusqu'à ce que la fente *F* paraisse brillante. C'est alors que la lumière réfléchiée par la face *AB* rentre dans le collimateur. En agissant sur les vis du trépied, on peut amener l'image brillante de la fente à coïncider avec la fente elle-même, tout en ne conservant à cette dernière qu'une hauteur de 2 millimètres. On est sûr que la face *AB* est normale aux rayons incidents. Enlevant le prisme *ABC*, on opère sur la face *AC* du second comme sur la face *AB* du premier. Quand les images de la fente provenant des réflexions sur *AB* et *AC* ont été amenées successivement en coïncidence avec la fente, on est sûr que les arêtes du premier prisme sont normales à la direction du faisceau incident, et l'appareil est prêt pour les mesures.

Si l'on veut déterminer les indices d'une solution colorée, on éclaire avec les étincelles condensées d'une bobine d'induction, après avoir placé quelques gouttes de liquide entre les deux prismes, de façon à former une couche mince dont on règle l'épaisseur en serrant plus ou moins la vis *V* (*fig. 7*). On regarde dans la lunette *L*, et l'on fait coïncider la fente et son image; on note alors la position de l'alidade. On se place ensuite à la lunette *L*, et l'on tourne l'alidade jusqu'au moment où l'on voit disparaître une des raies brillantes du spectre; on note la nouvelle position de l'alidade. La différence des deux lectures donne l'angle d'incidence sur la face *AB*. Pour que l'observation soit bonne, il est nécessaire de s'assurer que, au moment où elle va disparaître, la lumière étudiée tombe bien au centre de l'objectif de la lunette d'observation.

On peut remarquer aussi qu'il faut faire les lectures au moment où

il se produit une brusque variation d'éclat dans la raie considérée, bien qu'on puisse voir encore une lueur indécise provenant des irrégularités de la surface.

Il est bon de s'assurer que les valeurs des indices restent les mêmes quand on fait varier les conditions de l'expérience.

En premier lieu, on peut donner à la fente du collimateur une largeur plus ou moins grande, ce qui fait varier l'intensité de la lumière et la largeur des raies. Les résultats obtenus ne changent pas comme on peut en juger par les tableaux suivants.

EXPÉRIENCE FAITE LE 9 NOVEMBRE 1876 SUR UN BLEU D'ANILINE.

Cas d'une fente fine.

Nature des raies.	Lectures correspondant à l'incidence normale.	Lectures correspondant aux incidences de disparition.	Incidences de disparition.	Indices.
» ...	⁰ 25.43.10	⁰ »	⁰ »	»
0,4404 ...	25.43.00	»	»	»
Violet du cadmium...	»	22.20.10	3.23.10	1,3738
» ...	»	22.20.30	»	»
» ...	»	22.20.00	»	»
» ...	25.43.30	»	»	»
0,6438 ...	»	20.15.40	5.27.30	1,3728
Rouge du cadmium...	»	20.15.50	»	»
» ...	»	20.16.10	»	»
» ...	25.43.30	»	»	»
0,4677 ...	»	22.13.00	3.30.30	1,3688
Bleu du cadmium...	»	22.12.40	»	»
» ...	»	22.14.00	»	»

Cas d'une fente large.

» ...	25.41.30	»	»	»
» ...	25.41.50	»	»	»
» ...	25.41.30	»	»	»
0,4404 ...	»	22.15.20	3.26.30	1,3743
Violet du cadmium...	»	20.16.30	»	»
» ...	»	22.14.10	»	»
0,4677 ...	»	22. 4.10	3.36.30	1,3698
Bleu du cadmium...	»	22. 6.30	»	»
»	»	22. 5.00	»	»
»	25.41.30	»	»	»
0,6438	»	20.19.00	5.31.30	1,3735
Rouge du cadmium...	»	20.10.20	»	»
» ...	»	20.10.00	»	»

J'ai inscrit au-dessus de chaque raie sa longueur d'onde en millièmes de millimètre. Les nombres du premier tableau nous apprennent que, dans le cas d'une fente fine, les pointés peuvent être très-concordants. Le second tableau nous apprend qu'en exagérant la largeur de la fente on enlève un peu de la précision; toutefois, l'erreur qui en résulte pour l'indice est au plus d'une unité du troisième ordre décimal.

En second lieu, on peut faire varier l'épaisseur de la couche liquide; pour cela, après avoir clivé de petites lamelles de mica, on les interpose entre les bords des deux prismes. Pour avoir une idée de l'épaisseur de ces lamelles, on peut les placer sur l'une des images réelles d'un biprisme à angle rentrant⁽¹⁾; il se produit un déplacement des franges proportionnel à l'épaisseur de la lame. Les premières des lamelles employées donnaient un déplacement de onze franges, les autres produisaient un déplacement de sept franges, ce qui donne, pour le rapport des épaisseurs, un nombre voisin de $\frac{3}{2}$.

L'expérience a montré que, quelles que fussent les lamelles employées, les variations accidentelles provenant de la température ou de l'évaporation de l'alcool servant de dissolvant étaient comprises entre les mêmes limites que dans le cas des prismes en contact. L'épaisseur ne paraît donc pas avoir d'influence, il suffit d'opérer sur une couche suffisamment transparente.

En dernier lieu, on peut faire varier l'intensité de la lumière, soit en supprimant la glace à 45°, soit en remplaçant le prisme de flint par un prisme de quartz. Dans ce dernier cas, le faisceau lumineux se partage en deux dans le prisme, et l'on observe la disparition de l'image ordinaire.

Le calcul, appliqué aux données de ces expériences, conduit, pour les indices, à des valeurs concordant avec les précédentes.

J'ai reconnu que la méthode bien appliquée permet de déterminer les indices à un degré d'approximation représenté par une unité du troisième ordre décimal. Avant de donner les résultats obtenus, je transcris les données nécessaires au calcul: ce sont, en premier lieu, les indices du prisme pour les lumières employées.

(¹) *Journal de Physique*, t. II, p. 153.

Indices du prisme de flint.

Nature de la lumière.	Longueurs d'onde.	Indices.
Raie rouge du cadmium.....	0,6438	1,6115
Raie jaune du thallium.....	0,568	1,6150
Raie verte du thallium.....	0,534	1,6209
Raie verte du cadmium.....	0,5154	1,6243
Raie bleue du cadmium.....	0,4677	1,6286
Raie violette du cadmium....	0,4404	1,6362

Les longueurs d'onde sont évaluées en prenant pour unité le millième de millimètre. Le second élément qu'il faut connaître est l'angle du prisme. La moyenne de plusieurs observations concordantes conduit au nombre

$$55^{\circ}2'20''.$$

C'est à l'aide de ces données que les indices ont été calculés.

Résultats. — De nombreuses expériences faites sur un bleu d'aniline ont donné les résultats suivants :

Nature des raies.	Longueurs d'onde.	Indices.
Rouge du cadmium.....	0,6438	1,373
Bleu du cadmium.....	0,4677	1,369
Violet du cadmium.....	0,4404	1,374

Un prisme rempli de cette dissolution dévierait moins le bleu que le violet; ce dernier serait un peu plus dévié que le rouge. Une couche mince de cette solution produit, dans le spectre ordinaire, une bande d'absorption s'étendant du jaune au bleu. On trouve donc une diminution de l'indice dans le voisinage de cette bande.

Les expériences sur le chlorhydrate de fuchsine conduisent à des résultats semblables.

Indices d'une solution presque concentrée de chlorhydrate de fuchsine.

Nature des raies.	Longueurs d'onde.	Indices.
Rouge du cadmium.....	0,6438	1,377
Jaune du thallium.....	0,5339	1,382
Violet du cadmium.....	0,4404	1,366

Indices de la même solution étendue de la moitié de son volume d'alcool.

Nature des raies.	Longueurs d'onde.	Indices.	Indices de l'alcool.
Rouge du cadmium.....	0,6438	1,372	1,364
Jaune du thallium.....	0,5339	1,376	1,365
Violet du cadmium.....	0,4404	1,370	1,371

On observe ici que l'indice du violet est inférieur à celui du rouge et à celui du jaune; de plus l'indice du violet est plus petit que celui de l'alcool servant de dissolvant. Ce fait ressort aussi des nombres donnés par M. Kundt, et qui se rapprochent assez des miens; les différences peuvent être attribuées à une différence de composition des fuchsines.

Pour opérer sur un corps de composition bien déterminée, je me suis adressé au permanganate de potasse et je donne le résultat comparé des expériences de M. Kundt et des miennes.

Indices d'une solution presque concentrée de permanganate de potasse.

Nature de la lumière.		Longueurs d'onde.		Indices.	
Expériences de M. Kundt.		Expériences de M. Kundt.		Expériences de M. Kundt.	
Raie C.....	Rouge du cadmium..	0,656	0,643	1,3408	1,340
Raie D.....	Vert du thallium....	0,589	0,534	1,3442	1,345
Raie E.....	Vert du cadmium...	0,526	0,515	1,3452	1,342
Raie F.....	Violet du cadmium..	0,485	0,441	1,3420	1,346
Raie G.....		0,430		1,347	

Les nombres de M. Kundt et les miens ne diffèrent pas d'une unité du troisième ordre décimal; c'est, on se le rappelle, le degré de précision de mes expériences. D'après ces résultats, un prisme contenant une solution de permanganate de potasse dévierait plus le vert que le jaune et le bleu. Cet exemple, ainsi que le précédent, vient confirmer le fait d'une variation brusque de l'indice dans le voisinage des bandes d'absorption.

Les indices du permanganate de potasse ont encore été déterminés par une autre méthode.

Méthode des interférences.

Le procédé qui m'a paru le plus commode pour étudier la dispersion des liquides colorés repose sur l'emploi des franges dites *de Talbot*.

Le phénomène consiste en une série de bandes noires et brillantes qui se manifestent dans un spectre lumineux quand on introduit un retard sur l'une des moitiés du faisceau qui sert à le former. Le retard doit porter sur la moitié du faisceau voisine de l'arête du prisme.

La théorie complète de ce phénomène a été donnée par M. Airy⁽¹⁾; le calcul des franges situées dans le plan focal principal de la lunette a été récemment exposé par M. Mascart⁽²⁾. Je me contenterai de résumer les points essentiels sans développer les formules analytiques.

Supposons que l'on fasse tomber, sur une fente fine verticale AB, une série d'ondes planes, parallèles au plan de la fente, dont nous désignerons la largeur par $2l$. Si la longueur de la fente est considérable par rapport à sa largeur, on peut, pour rendre compte des phénomènes observés, se borner à considérer ce qui se passe à l'intersection du plan focal de la lunette et d'un plan perpendiculaire à la fente.

Prenons l'un de ces plans pour plan de la figure et admettons que tous les rayons qui passent par la moitié droite de la fente aient subi un certain retard, par exemple par l'interposition d'une lame réfringente. La fente AB de largeur $2l$ peut être considérée comme composée de deux autres AM et MB de largeur l . Chacune de ces fentes donne naissance à des franges de diffraction et, si l'on désigne par θ la distance angulaire d'une frange noire à la normale aux ondes planes, on a la relation bien connue

$$(1) \quad l \sin \theta = p \lambda.$$

p désigne un nombre entier quelconque, qui représente l'ordre de la frange, et λ désigne la longueur d'onde de la lumière considérée.

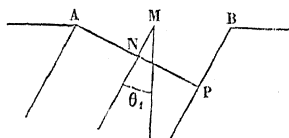
Les minima définis par l'équation (1) peuvent être nommés *minima du premier ordre*.

(1) *Philosophical Transactions*, 1840, Part II, p. 225, et 1841, p. 1.

(2) *Annales de l'École Normale*, 2^e série, t. VI, p. 9.

Mais un nouveau phénomène vient se superposer au précédent. En effet, quand on regarde dans une direction définie par l'angle θ_1 (fig. 10),

Fig. 10.



la partie d'onde plane AP peut être considérée comme formée de deux autres AN et NP, provenant des portions AM et MB de l'onde incidente. La portion d'onde MB a subi un certain retard Δ avant de rencontrer la fente; dès lors, le retard des éléments de NP sur les éléments correspondants de AN se trouve être

$$\Delta + l \sin \theta_1.$$

Si ce retard est un nombre impair de demi-longueur d'onde, les mouvements vibratoires émanés de AN et NP sont discordants en arrivant au point du plan focal correspondant à l'angle θ_1 , ce qui produit un minimum.

Les minima qu'on peut appeler du second ordre sont définis par la relation

$$\Delta + l \sin \theta_1 = (2p_1 + 1) \frac{\lambda}{2}$$

ou encore

$$(2) \quad l \sin \theta_1 = (2p_1 + 1) \frac{\lambda}{2} - \Delta.$$

Δ peut toujours être supposé inférieur à λ , car une différence de marche d'un nombre entier de longueurs d'onde ne change rien aux phénomènes.

Les formules précédentes nous montrent que la distance angulaire de deux minima successifs, quand on se borne à des angles petits, est représentée par $\frac{\lambda}{l}$ pour le premier comme pour le second ordre. Les minima du second ordre sont situés plus à droite que ceux du premier et l'écart augmente avec Δ ; de sorte que, pour un accroissement con-

tinu de la différence de marche, il se produit une sorte de glissement de ces minima du côté du faisceau en retard.

Les mêmes raisonnements peuvent s'appliquer dans le cas où les ondes planes arrivent obliquement sur la fente; les angles θ et θ_1 doivent alors être comptés à partir des rayons incidents.

Si l'on opère avec la lumière blanche, les minima de premier ordre sont à peu près superposés pour toutes les couleurs; mais il n'en est pas de même de ceux du second, car le retard Δ varie généralement d'une couleur à l'autre. En observant directement avec la lunette, ces minima se trouvent noyés dans le phénomène général; mais les conditions sont changées quand on interpose un prisme entre la fente et la lunette.

L'interposition de ce prisme revient, au point de vue théorique, à incliner le faisceau incident sur la fente d'un angle variable avec la couleur. Si la base du prisme est à droite, chaque faisceau s'incline vers la droite et l'inclinaison augmente du rouge au violet. D'autre part, Δ et, par suite, le glissement vers la droite des minima du second ordre augmentent du rouge au violet. Dès lors, les deux effets s'ajoutent, le spectre paraît continu. Si l'on place le prisme en sens contraire, les faisceaux s'inclinent vers la gauche, et le glissement des franges peut se trouver compensé par la dispersion du prisme. Les conditions de cette compensation peuvent s'établir facilement; si le retard augmente d'une longueur d'onde pendant que le faisceau incident tourne d'un angle $\frac{\lambda}{l}$, égal à la distance de deux minima successifs, le minima de droite est amené en coïncidence avec le minima de gauche. Comme, dans une petite étendue, les retards dus au milieu réfringent et les rotations produites par le prisme sont proportionnels, il y a, en réalité, superposition d'un grand nombre de minima et production de bandes noires dans la région du spectre correspondant à une longueur d'onde voisine de λ .

Dès lors, la distance angulaire α de deux franges noires est donnée par la relation

$$\alpha = \frac{\lambda}{l},$$

qui détermine la largeur de la fente: cette dernière doit être d'autant

plus fine que les franges sont plus larges et la longueur d'onde plus petite.

Il est facile de comprendre comment ce phénomène peut être utilisé dans la mesure des indices; supposons que la moitié gauche du faisceau traverse une certaine épaisseur e_1 d'un liquide d'indice n , et l'autre la même épaisseur d'un liquide d'indice $n' > n$. Le retard primitif Δ_1 du faisceau de droite s'exprime par la formule suivante :

$$\Delta_1 = (n' - n) e_1.$$

On fait varier d'une même quantité l'épaisseur des deux couches, de façon à lui donner la valeur $e_2 < e_1$. Le nouveau retard Δ_2 est donné par l'équation

$$\Delta_2 = (n' - n) e_2.$$

Soient p_1 et p_2 les ordres de la frange de longueur d'onde λ dans le premier et le second cas, et θ_1 l'angle correspondant à cette frange, on a les relations

$$\theta_1 = (2p_1 + 1) \frac{\lambda}{2} - \Delta_1,$$

$$\theta_1 = (2p_2 + 1) \frac{\lambda}{2} - \Delta_2,$$

d'où

$$\lambda(p_1 - p_2) = \Delta_1 - \Delta_2 = (n' - n)(e_1 - e_2).$$

Si donc on désigne par f le nombre de franges qui, marchant vers le violet, ont passé au point considéré quand le retard a diminué de Δ_1 à Δ_2 , et par e la diminution d'épaisseur correspondante, on a

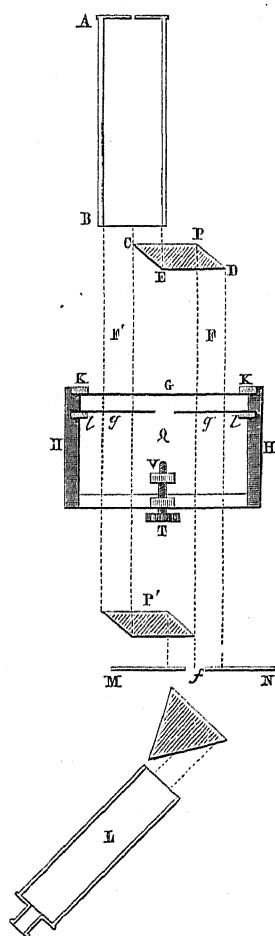
$$n' - n = \frac{f}{e} \lambda.$$

Cette relation permet de déterminer directement la différence entre les indices d'une dissolution et ceux de son dissolvant.

Pour réaliser l'expérience, il faut pouvoir modifier la différence de marche sans toucher au liquide, de manière à amener d'abord le phénomène à son maximum de netteté. De plus, il faut produire un écart entre les deux faisceaux, de manière à pouvoir agir à volonté sur l'un d'eux. On peut, pour cela, employer le dispositif suivant, dû à M. Mascart.

Derrière un collimateur à fente AB, on place un premier parallélépipède en verre P (*fig. 11*), dont les angles C et D sont voisins de 45 degrés. Ce parallélépipède est monté sur un trépied qui permet de rendre horizontale sa face supérieure; une vis sert à le faire tourner autour d'un axe

Fig. 11.



vertical. On coupe en deux le faisceau émanant du collimateur, en disposant le parallélépipède P de manière que sa face CE couvre la moitié de la lentille. La lumière, qui pénètre par la face CP, se réfléchit totalement en CE, pour tomber sur la face PD, où elle subit une nouvelle

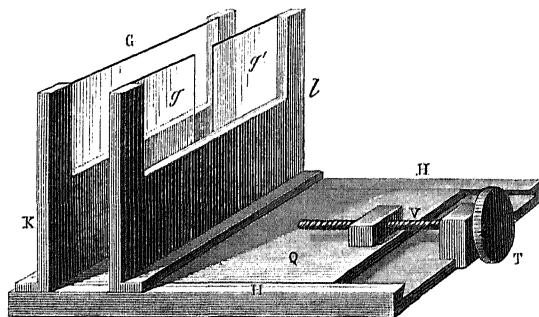
réflexion totale. On obtient ainsi un premier faisceau F. La lumière qui traverse la seconde moitié de l'objectif continue sa route suivant F' et rencontre un second parallélépipède P' identique au premier; ce second parallélépipède ramène le faisceau F' au contact du faisceau F. L'ensemble des deux faisceaux tombe sur une plaque MN munie d'une fente f , puis se rend dans le prisme et la lunette à réticule.

C'est la fente f qui donne naissance aux franges.

Pour régler l'appareil, on rend les deux parallélépipèdes verticaux et on les amène à être aussi parallèles que possible; il ne reste plus qu'à faire tourner l'un d'eux autour de la verticale pour produire les franges. On agit sur la fente f de manière à rendre les franges bien noires.

Les deux faisceaux ayant un écart voisin de 3 centimètres, il est facile d'interposer une couche liquide sur le trajet de chacun d'eux; on se sert pour cela d'une cuve à paroi mobile. Cette cuve (fig. 12) se

Fig. 12.



compose d'une première glace fixe G, collée sur une pièce fixe verticale K. Deux glaces mobiles g et g' sont portées par une pièce verticale L, fixée elle-même à une plaque horizontale Q, mobile dans deux rainures H. Les deux glaces g et g' sont dans un même plan parallèle à la glace G, et peuvent être amenées presque au contact de cette dernière, à l'aide de la vis V. Le pas de cette vis est de $\frac{1}{2}$ millimètre; la tête est munie d'un tambour portant 50 divisions; une division du tambour équivaut à $\frac{1}{100}$ de millimètre.

La cuve est disposée de façon que le faisceau F traverse normalement les glaces G et g , tandis que le faisceau F' traverse les glaces G et g' .

Pour procéder à une expérience, on approche les glaces mobiles très-près de la glace fine, et l'on met une goutte de la solution à étudier entre les glaces G et g par exemple, puis une goutte du dissolvant entre les glaces G et g' . Ces gouttes s'étalant entre les glaces, on obtient deux couches liquides assez transparentes. En diaphragmant convenablement la lentille du collimateur et employant la lumière solaire, on parvient à voir des franges très-nettes. On met l'œil à la lunette et l'on pointe le réticule sur une raie connue, puis on fait mouvoir la vis de manière à rapprocher les glaces mobiles de la glace fixe. Les franges se déplacent et l'on tourne jusqu'à ce qu'il en passe sous le fil un nombre déterminé f ; on lit sur le tambour la diminution e de l'épaisseur. Le sens du déplacement des franges indique lequel des deux liquides a l'indice le plus grand; il suffit de remarquer qu'un déplacement vers le rouge correspond à une augmentation de la différence de marche des deux faisceaux.

La méthode m'a permis de déterminer les indices du permanganate de potasse, et le tableau suivant donne une idée des résultats :

EXPÉRIENCE DU 19 JUILLET 1876 SUR LE PERMANGANATE DE POTASSE.

Nom des raies.	Lectures du tambour.		e Variations d'épaisseur.	f Nombre de franges.	$\frac{f}{e}$	Indices.
C.....	27	16	11	2	0,18	1,340
	31	20	11	2	0,18	»
	32	16	16	3	0,18	»
D.....	38	21	17	3,2	0,24	1,344
	34	21	13	3	0,23	1,343
	30	22	8	2	0,25	»
	32,5	20	12,5	3	0,24	1,344
E.....	24	20	4	1	0,25	1,345
	23,5	20	3,5	1	0,28	1,346
	24	20	4	1	0,25	1,345
F.....	30	23	7	1	0,14	1,341
	36	24	12	1,5	0,13	1,341

Il reste à dire quelques mots sur le procédé employé pour calculer les indices contenus dans le tableau précédent.

Soient n' l'indice de la dissolution pour une couleur donnée et n l'indice de l'eau ; on a la relation

$$(1) \quad \begin{cases} (n' - n)e = f\lambda, \\ n' - n = \frac{e}{f}\lambda, \end{cases}$$

équation qui détermine n' en fonction de n , pourvu que e soit évalué d'une manière exacte.

Comme il est difficile d'évaluer des longueurs absolues, on peut partir d'un indice connu, celui du rouge par exemple.

Soient donc n_1 et n'_1 les indices correspondant à la longueur d'onde λ_1 , on a

$$n'_1 - n_1 = \left(\frac{f}{e}\right)_1 \lambda_1.$$

Combinant cette équation avec la précédente, on obtient la relation

$$n' - n = (n'_1 - n_1) \frac{\frac{f}{e}}{\left(\frac{f}{e}\right)_1} \frac{\lambda}{\lambda_1}.$$

Cette formule ne renferme plus que des rapports.

C'est ainsi qu'ont été calculés les indices, en adoptant pour indices de l'eau les nombres suivants :

Raie C	1,331
Raie D	1,333
Raie E	1,335
Raie F	1,337

L'indice de la raie C a été pris égal à 1,340 pour la dissolution. C'est le nombre qui résulte des expériences par la méthode de la réflexion totale.

On voit, à l'inspection des nombres, que les résultats obtenus par les deux méthodes sont concordants. Le degré d'approximation est à peu près le même.

Toutefois cette dernière méthode est d'une application plus difficile que la méthode de la réflexion totale. Cette difficulté relative des expériences ne m'a pas permis d'appliquer le procédé des interférences à des liquides plus nombreux. J'espère cependant pouvoir combler cette lacune.

RÉSUMÉ ET CONCLUSIONS.

Dans la première Partie de ce travail, j'ai cherché à déterminer la dispersion de l'iode, d'abord en mesurant les indices de réfraction de sa vapeur, et ensuite en déterminant la dispersion d'une solution d'iode dans le sulfure de carbone. Les deux méthodes conduisent à des résultats de même ordre et montrent que l'indice de réfraction de l'iode, pour la lumière rouge, est plus grand que pour la lumière violette.

La dispersion négative de l'iode est tout à fait comparable à la dispersion positive du flint.

Je me propose d'ailleurs de poursuivre l'étude des solutions d'iode et des autres substances analogues en faisant varier le titre des liqueurs employées.

Mes autres expériences ont eu pour but la détermination des indices de réfraction de quelques solutions colorées. Pour éviter les objections faites à la méthode directe du prisme, j'ai dû recourir à d'autres procédés.

Une première série d'expériences sur la réflexion totale, au contact du verre et du liquide, m'a conduit à des résultats en accord avec ceux de M. Kundt.

L'application des franges de Talbot m'a permis d'opérer par une méthode d'interférence et les résultats ont été les mêmes que les précédents.

Il résulte de ces expériences que les faits annoncés par MM. Le Roux, Christiansen et Kundt, peuvent se vérifier par des méthodes différentes de celles qui ont conduit à leur découverte.

Je ne puis terminer ce travail sans remercier M. Mascart de tous les bons conseils qu'il n'a cessé de me donner pendant tout le cours de ces recherches, entreprises dans son laboratoire.

FIN DU TOME SIXIÈME.