

Notice sur la construction d'un dispersiomètre

Autor(en): **Mousson, Alb.**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Verhandlungen der Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft = Actes de la Société Helvétique des Sciences Naturelles = Atti della Società Elvetica di Scienze Naturali**

Band (Jahr): **55 (1872)**

PDF erstellt am: **29.06.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-89968>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

NOTICE

sur la

CONSTRUCTION D'UN DISPERSIOMÈTRE

par

Alb. Mousson, professeur.

Communication faite à la Section de physique,

le 20 Août 1872.

L'analyse spectrale qui, par ses applications à la chimie et à l'astronomie, a reçu une importance de premier ordre, se propose de faire connaître la composition élémentaire de la lumière complexe qui émane d'une source lumineuse quelconque. A cet effet, on communique aux divers rayons homogènes qu'il s'agit de reconnaître, par un moyen convenable, affectant différemment les ondulations de diverses longueurs, des directions différentes, de sorte que le rayon originaire complexe s'étale sous forme d'éventail et dans un ordre déterminé dans ses divers éléments. On dispose maintenant de deux moyens fort différents pour former le spectre, moyens que trop souvent on regarde comme concordants, quoiqu'au fond ils s'appuient sur des lois fort différentes et, examinés de près, aboutissent à des résultats fort divers. Ces deux moyens

sont la *diffraction*, obtenue en faisant usage de réseaux très-fins, et la *dispersion* par les prismes solides ou liquides.

1. Spectre de diffraction.

Que le rayon lumineux tombe, dans la direction AB (fig. 1), sur le réseau CD dont les parties libres et pleines ensemble, occupent individuellement une largeur s . Un rayon dont la longueur d'ondulation est λ — on suppose l'expérience faite dans le vide — sera dévié dans une direction α , déterminée, d'après les lois de la diffraction des réseaux, par la formule

$$\sin \alpha = i \frac{\lambda}{s} \quad (1)$$

où i peut-être un nombre entier quelconque, de sorte qu'il se forme une série de spectres, s'étendant dans une direction perpendiculaire à celle des fils du réseau. Ces divers spectres, à partir du premier, augmentent en largeur mais diminuent en intensité, ce qui fait qu'on n'en utilise guère que le premier.

La production du spectre est du reste le résultat d'un grand nombre d'interférences, qui produisent toute une série de maxima et de minima d'intensité, très-rapprochés entre eux, lesquels, suivant la théorie si complète de ces phénomènes, se serrent et s'effacent toujours plus à côté des maxima principaux donnés par la formule susmentionnée, à mesure que le réseau est plus fin et plus parfait.

En se bornant au premier spectre, pour lequel $i = 1$ et en négligeant, vu la distance du point lumineux, les variations du cosinus dans l'étendue du spectre, on aura, en première approximation, pour deux rayons différents :

$$\alpha - \alpha' = \frac{\lambda - \lambda'}{s \cos \alpha'} \quad (2)$$

Rapportant α' , λ' à un rayon déterminé, par exemple à une des lignes de Fraunhofer, nommant y la distance $\alpha - \alpha'$ dans le spectre observé d'un point quelconque à cette ligne, on calculera la longueur d'ondulation de ce point approximativement par la formule

$$\lambda = \lambda' + s \cdot y \cos \alpha'$$

ou plus généralement

$$\lambda = A + B y, \quad (3)$$

les constantes A , B se déterminant au moyen de deux mesures de y pour deux lignes de Fraunhofer, dont on connaît le λ .

On voit par là que le spectre de diffraction mène pour chaque point y à une connaissance complète de la nature du rayon, savoir de sa longueur d'ondulation, au moyen d'une équation linéaire qui ne dépend de rien d'autre que des propriétés géométriques du réseau. C'est par ce motif qu'on considère le spectre de diffraction comme le vrai *spectre normal*.

Comme, en outre, les différents rayons dans le vide jouissent sensiblement d'une même vitesse de propagation, que nous nommerons U , la longueur de l'onde λ sera simplement proportionnelle au temps d'une oscillation τ , ces deux quantités étant liées par la relation

$$\lambda = U \tau. \quad (4)$$

L'équation (3) entre deux valeurs de λ pourrait donc être remplacée par son analogue entre deux τ . C'est, au reste, le temps d'oscillation τ , et non la longueur λ , variable suivant le milieu, qu'il faut considérer comme

la vraie caractéristique d'un rayon homogène, car elle reste inaltérée à travers toutes les modifications d'intensité et de direction auxquelles il peut être assujéti.

2. La nature de la dispersion.

Il en est tout autrement pour le spectre produit par un prisme. La direction que prend un rayon homogène, dont la longueur d'onde dans le vide est λ , ne dépend plus uniquement de la quantité caractéristique τ et de quantités géométriques, savoir l'angle réfringent du prisme et l'angle d'incidence, mais de plus d'une influence *spécifique* des particules matérielles sur la transmission du mouvement vibratoire.

Dans la relation $\lambda = U \tau$ qui s'applique à un milieu quelconque, λ ne varie pas avec τ seulement, mais avec U , — quantité qui n'est plus constante et dépend elle-même de τ ou de λ . On a donc :

$$\lambda = f(\lambda) \tau = \frac{\lambda f(\lambda)}{U_0} \quad (5)$$

$U = f(\lambda)$ étant une fonction en général inconnue, comme toutes celles qui expriment l'action spécifique ou élective des substances.

L'indice de réfraction n d'un rayon dans un certain milieu ne désignant rien d'autre que le rapport

$$n = \frac{U_0}{U} = \frac{\lambda_0}{\lambda} \quad (6)$$

des vitesses ou longueurs d'onde dans le vide et dans le milieu en question, on aura aussi :

$$\frac{1}{n} = \frac{f(\lambda)}{U_0} \quad (7)$$

La forme de cette expression a fait, comme on sait, le sujet de nombreuses et profondes recherches théoriques de la part de M. Cauchy, lequel, en définitive, s'est arrêté à une expression

$$\frac{1}{n^2} = a + \frac{b}{\lambda^2} + \frac{c}{\lambda^4} + \dots \quad (8)$$

dont on se sert ordinairement en se contentant de deux termes. Mais la comparaison minutieuse, qu'a entreprise M. Ketteler, des résultats de cette formule avec les données des expériences, maintenant plus nombreuses et plus variées que du temps de M. Cauchy, démontre d'une manière convaincante l'insuffisance de la formule, même en tenant compte de 4 à 5 termes. Aussi M. Ketteler choisit-il une autre expression, qui se plie mieux aux données actuelles et se vérifie convenablement pour des substances très-diverses, les cristaux, les différents verres, les liquides, enfin les gaz. Cette formule est :

$$\frac{1}{n^2} = \frac{a}{b - \lambda^2} - \frac{c}{d - \lambda^2} \quad (9)$$

et contient 4 constantes, à déterminer par la mesure de 4 valeurs de n , répondant à 4 valeurs connues de λ .

Cependant cette formule, la plus fidèle que nous ayons pour le moment, ne saurait passer pour autre chose que comme une expression empirique, qui n'est réellement démontrée que par rapport à une classe de substances, les substances parfaitement limpides et incolores, qui laissent passer tous les rayons que l'œil est capable de percevoir. Toutes ces substances jouissent de la propriété commune de ne pas troubler dans le spectre l'ordre des couleurs; toujours le rayon violet se présente comme le plus fortement dévié, le rouge

comme le plus faiblement, — en d'autres termes, les vibrations sont d'autant plus fortement altérées dans leur vitesse de propagation qu'elles sont plus courtes. La seule différence spécifique qu'on observe entre les diverses substances de cette catégorie se réduit alors, abstraction faite de la déviation et de l'étendue totale du spectre, à des différences de densité. Certaines parties de rayons se présentent comme concentrées, d'autres comme dilatées, sans que l'ordre des couleurs en soit infirmé. Ces modifications, toutefois, restant faibles et difficiles à saisir, n'ont été que peu étudiées.

C'est à cela que se borne l'influence des molécules matérielles dans les corps parfaitement limpides; mais en est-il encore de même lorsque l'influence spécifique de la substance augmente au point de détruire entièrement certaines vibrations, tandis que d'autres se maintiennent intactes? L'expérience a déjà répondu négativement par la découverte des renversements singuliers dans l'arrangement des couleurs, qu'on désigne sous le nom de *dispersion anormale*. Ce phénomène ne s'observe que dans les substances d'une coloration très-intense, dans lesquelles l'absorption des autres couleurs se manifeste d'une manière forte et complète. Elles forment, à cet égard, le passage des substances limpides aux substances opaques, tels que les métaux qui, hormis en lames d'une épaisseur minime, absorbent tous les rayons.

Au point de vue théorique, il paraît assez naturel de penser que, lorsqu'un milieu est capable de s'emparer de certaines vibrations, parce que ses propres molécules en sont susceptibles, il influera également sur les vibrations voisines non éteintes, voire même sur le spectre entier, en modifiant les vitesses de propagation et par là la direction des rayons qui forment le spectre. Mais nos théories mathématiques sur la réac-

tion mutuelle entre les molécules ou atomes et l'éther ne sont pas assez avancées pour prédire dans quel sens se fait sentir l'influence de l'absorption. En se tenant à l'expérience, M. Kundt croit pouvoir admettre une règle très-simple, savoir : que dans le voisinage d'une bande de forte absorption, la transmission des oscillations plus courtes est accélérée, celle des plus longues, de l'autre côté de la bande, retardée. Il ne faut pas oublier que dans les substances solides et liquides dont les molécules sont susceptibles d'une infinité de vibrations, comme le prouvent leurs spectres continus, l'absorption n'est, au fond, jamais limitée d'une manière tranchée, mais s'étend en s'affaiblissant des deux côtés à des distances indéfinies, c'est-à-dire à des vibrations très-différentes, jusqu'à envahir pour de fortes épaisseurs le spectre total. Ainsi, le changement de vitesse ne se présente nullement comme un changement isolé, mais comme un effet lié à des phénomènes d'absorption.

En embrassant d'un coup-d'œil les faits que nous venons de signaler, d'abord les faibles différences dans la densité du spectre qu'on rencontre dans les substances limpides et incolores, puis les bouleversements de la dispersion anormale dans ses divers degrés, enfin l'absorption totale des métaux, on ne peut guère douter qu'on a devant soi une série de phénomènes de même nature, développés à un degré différent par une influence toujours croissante des molécules matérielles et accompagnés, sinon dépendants, de changements dans l'intensité des vibrations.

3. Le spectre des prismes.

Pour produire un spectre prismatique, présentant le même arrangement des couleurs, comme le spectre

de diffraction dans la figure 1, il faudra placer le prisme dans la position indiquée dans la figure 2. Supposons maintenant que le rayon incident A B tombe très près de l'arête B, — ce qui permet de réunir les deux réfractions, de l'entrée et de la sortie, en un même point, sans que la déviation en soit changée, — sa direction par la première réfraction se changera en BD, par la seconde en BE. Comme on a, en vertu de la loi de Descartes :

$$n = \frac{\cos \text{GBC}}{\cos \text{GBD}} = \frac{\cos \text{EBH}}{\cos \text{DBH}}$$

la direction finale du rayon réfracté BE, répondant à un indice n , se déterminera par une construction extrêmement simple. Du centre B, on trace deux cercles

avec des rayons 1 et $\frac{1}{n}$; du point c, où le rayon inci-

dent ABC coupe le premier cercle, on mène la tangente c G; du point G sur le prolongement de la première face du prisme, on mène une seconde tangente G d H au second cercle; enfin du point H, où elle atteint la seconde face du prisme, une troisième tangente H e de nouveau au premier cercle, — le point de tangence e détermine la direction BE du rayon définitif.

Dans cette construction, qui n'est que l'application répétée de la construction théorique de Fresnel, la ligne BD menée par le second point de tangence d, indique la direction du rayon dans l'intérieur du prisme. Si l'on place ce dernier, comme il convient de le faire dans les observations spectrales, dans la position de moindre déviation, la ligne BD dans ce cas partagera en deux parties égales l'angle BGH, complément de l'angle réfringent c du prisme. L'angle HBE = α sera

$$\cos \alpha = n \sin \frac{c}{2} = \frac{U_0}{U} \sin \frac{c}{2} = \frac{U_0}{f(\lambda)} \sin \frac{c}{2} \quad (10)$$

C'est la formule en α et λ qui remplace l'équation (1) du spectre de diffraction. Dans l'ignorance sur la forme de $f(\lambda)$ on ne peut la résoudre pour trouver λ au moyen de λ' et de $x = \alpha - \alpha'$, les deux quantités α' et λ' se rapportant à un point connu du spectre. Il faut donc chercher à trouver λ d'une manière indirecte par l'observation.

4. Les spectres croisés.

Qu'on produise un spectre, par exemple dans le sens horizontal, en se servant comme source de lumière d'une fente à très-petite hauteur; il aura l'aspect d'un mince ruban coloré horizontal AB fig. 3, qui sera, en cas de netteté, interrompu par les lignes de Fraunhofer. Si maintenant ce premier spectre est soumis à un second appareil spectral, agissant dans le sens perpendiculaire ou vertical, la ligne colorée prendra une direction inclinée A'B', et la position d'un point quelconque a sera déterminée par deux coordonnées rectangulaires x, y, comptées à partir d'un même point de Fraunhofer, et représentant chacune d'une manière *indépendante* l'action déviante de l'un des appareils. Le principe des prismes croisés a plusieurs fois été employé, notamment par M. Stokes dans ses recherches sur la fluorescence et par M. Kundt dans l'étude de la dispersion anormale, mais il me semble qu'on n'en a pas encore tiré tout le parti possible pour l'étude exacte de la dispersion.

La ligne inclinée qui dessine le spectre composé s'observe avec une parfaite netteté, soit par vision directe,

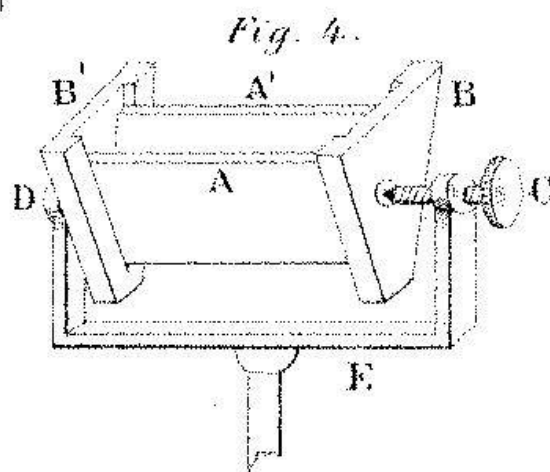
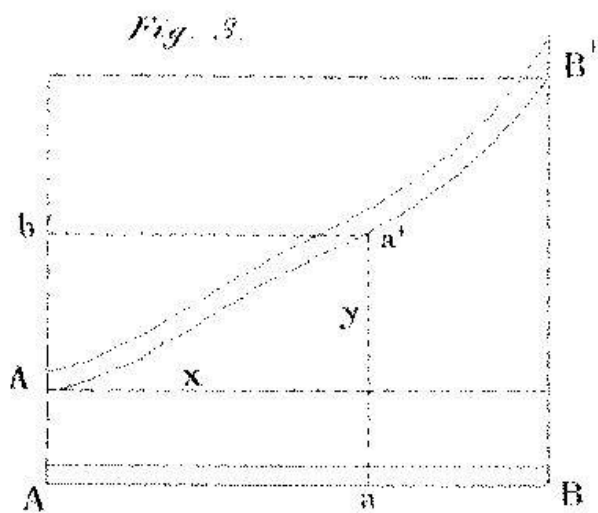
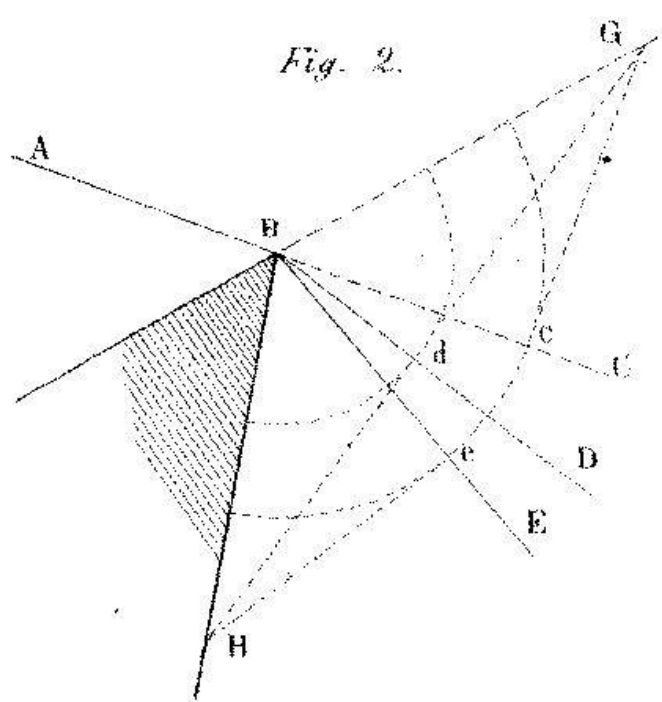
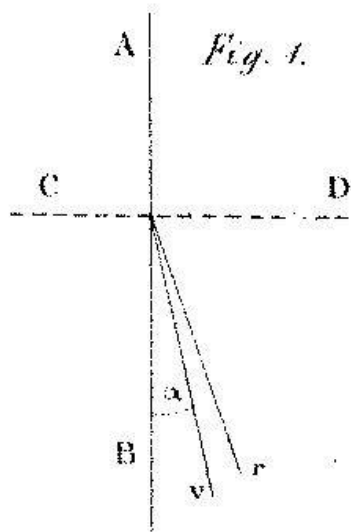
soit, en se servant d'une lentille achromatique convergente, objectivement sur un écran. En faisant usage de deux réseaux comme appareils spectraux, la ligne inclinée est une droite, pour laquelle les coordonnées x , y , en partant d'un même point, conservent le même rapport

$$y = A x \quad (11)$$

Si, par contre, le premier appareil est un prisme à dispersion inconnue, l'ordonnée y sera une fonction inconnue de l'abscisse et la ligne sera en général une courbe, dessinant pour l'œil la variation inégale des y par rapport aux x . Un simple coup-d'œil donne alors une idée complète des différences entre les déviations par dispersion et celles du spectre normal de diffraction. Là où il y a condensation ou dilatation des rayons par l'effet du prisme, la courbe inclinée augmentera ou diminuera son angle d'inclinaison, elle s'élèvera plus promptement ou plus lentement.

En soumettant à ce moyen d'investigation les prismes formés de substances incolores et limpides, le ruban incliné n'offre que des ondulations extrêmement faibles, répondant à de petites différences dans la densité du spectre. Tous ces spectres, par contre, s'élèvent dans un rapport croissant du violet au rouge, de manière à tourner leur convexité vers le bas, et à former une courbe dont la tangente se rapproche de la verticale, sans néanmoins l'atteindre. Il suit de là que dans toutes ces substances la densité des rayons croît d'une manière accélérée vers le rouge et que des différences égales de x répondent à des différences croissantes de λ .

Il y a plus. Comme le spectre de diffraction, répondant aux y , est connu et donne, d'après ce qui a été dit plus haut, pour chaque point y le λ correspondant, on déterminera également pour un point a' ou pour



Leere Seite
Blank page
Page vide

une valeur quelconque de x du spectre inconnu la longueur d'onde correspondante, en menant l'ordonnée ab et l'horizontale bc ; le point c donne la valeur de λ . Ainsi, il s'agira, pour connaître la dispersion en un point quelconque, de mesurer les ordonnées x et y du point en question, — opération qui sur le spectre objectif s'effectue directement au compas et dans les spectres observés indirectement, au moyen d'un réticule à fils croisés, doué de deux mouvements micrométriques rectangulaires.

5. Les appareils.

Un *dispersiomètre* complet, construit d'après les principes que nous venons d'exposer, se composera :

1) d'un collimateur contenant une fente à petite hauteur et une lentille;

2) du prisme à examiner, lequel étant horizontal pour les liquides, formera un spectre vertical correspondant aux x ;

3) un réseau diffractif à lignes verticales, agissant horizontalement et donnant les y du spectre complexe incliné;

4) la seconde lentille convergente formant le spectre observé;

5) à l'endroit de l'image le réticule à fils croisés, mobile dans deux directions perpendiculaires au moyen de deux vis micrométriques à pas connu;

6) un oculaire convenable grossissant le spectre.

Les pièces 1) et 2) et les quatre autres 3) à 6) réunies sont portées par trois tiges qui traversent un support horizontal, de manière à pouvoir être élevées et abaissées. De plus, le prisme 2) et le tube avec les pièces 3) à 6) doivent pouvoir s'incliner dans un plan vertical,

afin de permettre un ajustement exact suivant la réfraction du liquide.

La plus grande difficulté se rencontre lorsqu'il s'agit d'étudier la dispersion anormale des substances fortement colorées. La substance agissant en sens inverse du dissolvant, du moins dans certaines parties du spectre, on n'observe qu'un effet différentiel dans lequel domine ordinairement le dissolvant. Même en compensant l'action du dernier par un prisme égal mais inverse, rempli du dissolvant pur, comme l'a fait M. Soret, on a bien l'action anormale, mais nullement isolée, puisque les parties colorées du premier prisme sont dans le second remplacées par des parties du dissolvant. Par suite, l'étendue du spectre anormal devient toujours petite et ne tolère guère des mesures précises. Veut-on augmenter la proportion de la matière colorante, en vue d'agrandir le spectre anormal, alors le liquide se refuse à l'observation en conséquence de la forte absorption qu'il exerce même dans un trajet peu considérable. Les conditions les plus avantageuses sont, en définitive, les trois suivantes : 1) un liquide aussi concentré que le permet le passage d'une lumière suffisante, 2) un angle réfringent d'une certaine grandeur, 30 à 40°, puisque l'étendue du spectre en dépend, 3) un trajet le plus court possible dans le liquide coloré, ce qui suppose que l'observation se fasse très près de l'arête du prisme creux.

C'est cette dernière condition qu'il est difficile de remplir convenablement, attendu qu'il se dépose, dans le recoin du creux, des pellicules colorées solides, qu'il est impossible d'éloigner entièrement. Reste donc à construire un prisme avec des parois mobiles qu'on puisse aisément séparer et rejoindre. Je me suis arrêté à l'arrangement suivant, représenté dans la figure 4 : on choisit deux lames plan-parallèles A, A' de même

longueur, et on les use sur leur arête de contact en ligne parfaitement droite. Ces lames se placent entre deux plaques de laiton B, B', qui sont creusées à moitié d'épaisseur, suivant la section du prisme voulu, et recouvertes, dans la partie creusée, d'un revêtement de caoutchouc. Les lames de verre ainsi placées sont pressées dans un sens différent, d'abord de haut en bas dans l'angle creux des plaques, de manière à s'appuyer fortement l'une contre l'autre suivant leur ligne droite de contact, puis dans le sens latéral par une vis de pression C et le point de résistance D. Ces deux points font partie de la fourchette E et agissent sur de petits enfoncements coniques dans les plaques, permettant un mouvement de rotation. En passant un peu de suif à l'extérieur sur l'arête de jonction des lames, on obtient un prisme parfaitement étanche, qui se démonte et se reconstruit en quelques moments.
