

**Zeitschrift:** Mémoires de la Société Fribourgeoise des Sciences Naturelles. Mathématique et physique = Mitteilungen der Naturforschenden Gesellschaft in Freiburg. Mathematik und Physik

**Herausgeber:** Société Fribourgeoise des Sciences Naturelles

**Band:** 1 (1904)

**Heft:** 2: Influence de l'intensité maximum du courant sur le spectre de la décharge oscillante

**Artikel:** Influence de l'intensité maximum du courant sur le spectre de la décharge oscillante

**Autor:** Joye, Paul

**Kapitel:** I: Le spectrographe et son réglage

**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-306684>

#### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

#### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

#### **Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 08.02.2026

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

## I<sup>re</sup> PARTIE.

# Le spectrographe et son réglage.

### Chapitre I.

#### LE SPECTROGRAPHE.

Le spectrographe à lentilles et à prismes de quartz que nous avons employé pour ces recherches, a été construit par la maison C. A. Steinheil Söhne, à Munich. Il se distingue extérieurement des spectrographes déjà employés de V. Schumann, de Hilger et d'autres encore par un système très soigné de deux vis micrométriques à tambour qui permettent de placer la plaque de façon très précise dans le plan focal ; soit en déplaçant la mise au point, soit en variant l'inclinaison de la plaque par rapport à l'axe optique. La photographie que l'on trouvera plus loin nous dispense de donner une description détaillée de cet appareil.<sup>1</sup> Le système optique de ce spectrographe mérite cependant une attention spéciale.

La plupart des constructeurs donnent aux lentilles des appareils spectraux la forme plan-convexe en tournant la face plane vers la fente du collimateur pour la première lentille et vers la plaque photographique pour la seconde. M. Néculcée<sup>2</sup> a essayé de justifier théoriquement l'emploi de la lentille plan-convexe. Il calcule, en premier lieu, l'*aberration longitudinale* d'une lentille de rayon  $R$  et  $R'$  : il résulte de l'équation que l'aberration longitudinale n'est jamais nulle ; en cherchant son minimum, on trouve qu'il est réalisé lorsque dans l'ultra-violet, où l'indice de réfraction du quartz est environ  $\frac{8}{5}$ , le rapport des rayons de courbure est en moyenne  $\frac{1}{14}$ . Considérant la petitesse de ce rapport qui est compris entre  $\frac{1}{11}$  et  $\frac{1}{114}$  pour les radiations *Cd* 2747 et *Al*. 1860, M. Néculcée conclut : «Cela est parfait au point de vue théorique, mais au point de vue pratique, il y a une

<sup>1)</sup> Voir *Zeitschrift für Instrumentenkunde* 22, 1902, S. 261, et 24, 1904, S. 230.

<sup>2)</sup> NÉCULCÉA, Thèses présentées à la Faculté des sciences de Paris, p. 126 à 130 ; édition de l'«Eclairage électrique».

foule de difficultés qui se présentent lorsque l'on veut tailler une lentille de grand rayon de courbure ; d'autre part, les opticiens sont infiniment mieux outillés pour les petits rayons de courbure qu'ils réussissent très bien ainsi que les surfaces planes de petite étendue. Il est donc infiniment préférable de substituer à la face de grand rayon de courbure une face plane. De sorte que l'on fera usage de la formule très simple :

$$\frac{1}{f} = (n - 1) \frac{1}{R}$$

pour calculer le rayon de courbure de la face courbe de notre lentille plan-convexe.<sup>3)</sup> La correction totale de l'aberration sphérique n'est pas absolument nécessaire dans la plus grande partie des cas, où l'on a à employer un spectrographe. Car l'usage des diaphragmes corrige l'aberration dans de notables proportions. Mais cette méthode a le grand inconvénient de restreindre la luminosité des appareils. Obtenir une bonne définition des raies spectrales avec une grande luminosité semblent être des conditions contradictoires, puisque l'aberration sphérique dépend, comme la luminosité, du rapport du diamètre utile de la lentille au foyer.

Comme l'a indiqué M. Néculcée, aucune taille sphérique des lentilles ne peut corriger *complètement* l'aberration sphérique. Cependant, prenant comme rapport des rayons de courbure la valeur  $1/6$  ou  $1/11$  on réduit au minimum ce défaut et l'on évite l'emploi des diaphragmes de petits diamètres.<sup>4)</sup>

Il semblerait donc inutile, à ce point de vue, de construire des spectrographes de grandes dimensions et très lumineux qui ne pourront donner une suffisante définition des lignes spectrales, si M. H. Lehmann n'était arrivé par un procédé spécial à tailler des lentilles simples de grand diamètre, dont l'aberration sphérique est très petite.

Au moyen de «retouches» qui transforment la surface sphérique de la lentille en *Ovale de Descartes*, il est parvenu à obtenir que tous les rayons parallèles à l'axe qui coupent la lentille du centre au bord viennent se réunir au même point : le foyer de la lentille.

Mais les rayons qui pénètrent dans la lentille en faisant un angle avec l'axe et qui ne se coupent pas dans le plan focal ont une influence

<sup>3)</sup> NÉCULCÉA, loc. cit. 131—133.

<sup>4)</sup> LEHMANN, loc. cit. 24, 1904, p. 230.—LEHMANN, loc. cit. 22, 1902, p. 261.

fâcheuse sur la netteté du spectre. Un choix convenable du rapport des rayons de courbure rend minimum l'aberration sphérique en dehors de l'axe — appelée aussi coma. En résumé, on peut tailler en employant le système des retouches, des lentilles sans aberration sphérique suivant l'axe; et en prenant, comme l'indique M. Lehmann, le rapport de courbure égal à  $1/27$  on rend le coma extrêmement petit, négligeable.

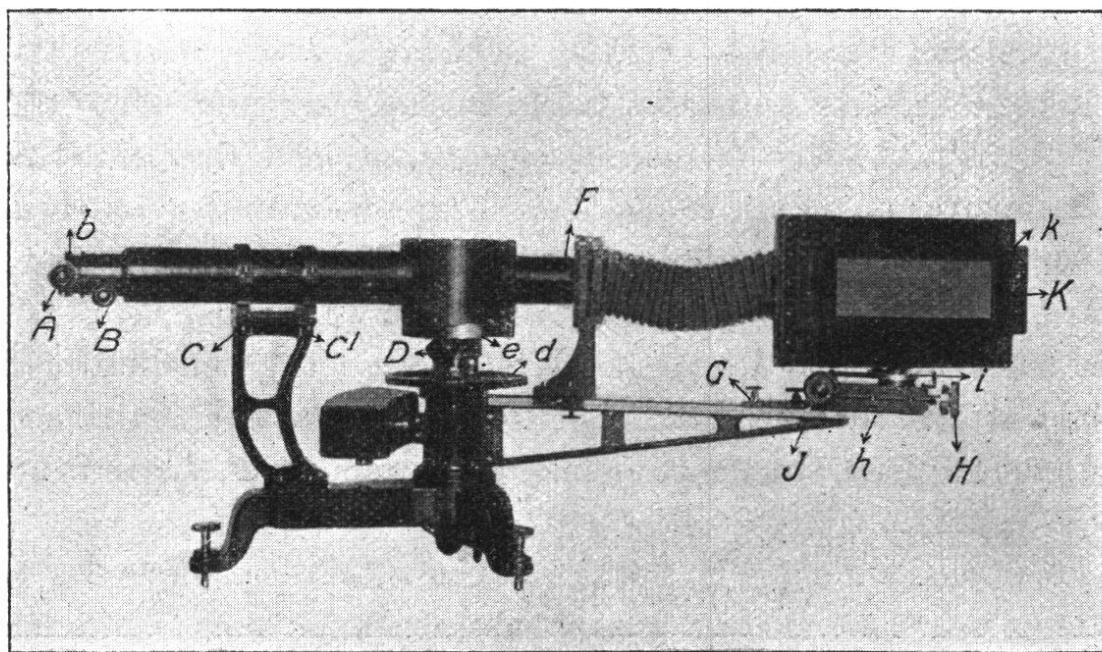


Figure 1: Le spectrographe.

- A - vis micrométrique commandant la largeur de la fente.
- B - vis commandant la longueur du collimateur; en *b* la lecture se fait en millimètres.
- C et C' - vis de rappel et de serrage permettant d'installer le collimateur à la position horizontale.
- D - vis de serrage fixant l'angle que font le collimateur et la chambre photographique; la lecture se fait en *d* au moyen de la loupe visible sur la figure; le cercle est divisé en degrés et un vernier permet de lire la minute.
- F - Monture hélicoïdale, munie d'une division arbitraire permettant de rapprocher l'objectif du prisme.
- G - vis de serrage du charriot porte-plaque qui peut occuper trois positions; dans la figure, il occupe la position médiane.

- H - vis micrométrique, qui commande le déplacement de la chambre photographique, mobile sur des glissières. La lecture au millimètre se fait en  $h$ ; celle au  $1/100$  se fait sur le tambour de la vis.
- J - vis micrométrique commandant l'inclinaison du châssis; la lecture en  $0^\circ$  se fait sur l'axe de rotation en  $i$ ; celle en  $1/100$  de  $0^\circ$  se lit sur le tambour de la vis.
- K - vis moletée permettant de déplacer la plaque photographique dans le sens vertical, et d'obtenir ainsi des séries de photographies; une échelle divisée en millimètre mesure des déplacements égaux.

L'achromatisme des lentilles est corrigé en inclinant le châssis porte-plaque sur l'axe optique. Nous reverrons plus loin l'importance de cette inclinaison.

Les lentilles sont taillées parallèlement à l'axe du cristal, afin d'éviter la double réfraction; elles ont pour la raie jaune du sodium un foyer de 411,22 mm et une ouverture de 40 mm soit une luminosité de  $1/10$ .

Le prisme est du système de Cornu; il se compose de deux prismes de  $30^\circ$  taillés l'un dans un cristal de quartz droit, l'autre dans un cristal de quartz gauche, afin d'éviter la double réfraction. Pour chaque prisme l'une des faces de l'angle dièdre réfringent est prise perpendiculairement à l'axe optique du cristal. Il ne se produit ainsi aucune polarisation circulaire. Les deux prismes sont accolés par la face de l'angle droit la plus étendue, sans aucune matière, telle que l'eau ou la glycérine, pour assurer l'adhésion. Les surfaces optiques sont taillées et assemblées à l'abri de toute poussière, de telle façon que la pression atmosphérique suffit à les maintenir unies sans aucune trace d'irrigation; pour les séparer il faut un effort de quelques kilogrammes.

L'appareil porte encore un tube, non visible sur la figure, muni d'une échelle divisée transparente, que l'on peut projeter et photographier sur la plaque; le système est muni de toutes les graduations nécessaires pour faciliter l'installation.

Le diamètre des surfaces du prisme est de 50 mm.

La fente construite par Hilger à Londres est munie d'un curseur avec ouverture angulaire qui permet de restreindre sa hauteur; celle-ci fut calculée de façon qu'un déplacement vertical de 3 mm de la chambre

photographique, donne une image qui n'empiète pas sur les suivantes. On peut ainsi photographier 16 spectres sur la même plaque. La largeur de la fente a été de 0,02 mm, pendant toutes les expériences. Le format des plaques employées était  $\frac{13 \times 18}{2}$  soit  $6,5 \times 18$ .

L'appareil ne comporte *aucun diaphragme*.

## Chapitre II.

### INSTALLATION DU SPECTROGRAPHE.

Le spectrographe est installé sur une table très solide dont les pieds sont calés de façon à ne pas bouger. Les trois vis calantes de l'appareil sont engagées dans trois crapaudines de deux centimètres de haut. Chacune est noyée dans une couche de paraffine coulée sur une plaque en ardoise, fixée elle-même solidement à la table. Les alentours de la table sont dégagés; on peut circuler autour de l'appareil.

Les premières conditions d'une bonne installation sont: 1<sup>o</sup> que l'axe de rotation qui porte la tablette du prisme soit vertical; 2<sup>o</sup> que le bras qui porte la chambre photographique soit perpendiculaire à cet axe; nous supposons, ce qui est le cas, que l'appareil est suffisamment bien travaillé pour que la chambre photographique soit perpendiculaire à son support et que la vis la déplace parallèlement à elle-même. Pour pouvoir réaliser ces conditions il faut que l'appareil se démonte aisément; ce n'est pas tout à fait le cas du spectrographe de Steinheil; cependant nous avons pu enlever la partie supérieure de l'appareil, la chambre photographique et la platine du prisme, pour ne laisser que la tablette. Au moyen d'un niveau de précision nous avons pu amener à l'horizontalité la tablette du prisme et le support de la chambre photographique. Ce réglage s'opère à la façon ordinaire d'un réglage au moyen du niveau à bulle d'air par une action systématique et ordonnée sur les trois vis calantes de l'appareil.

Ce réglage important demande à être fait avec soin; de lui dépend la précision avec laquelle on pourra amener le prisme au minimum de déviation. De lui dépend aussi le bon résultat photographique. Expliquons-nous: On obtient quelquefois des clichés de spectres où le bord supérieur ou inférieur des lignes est moins net que le centre; le plus

souvent ce phénomène se présente lorsque la plaque n'est pas suffisamment verticale ; comme la mise au point doit se faire jusqu'au  $1/10$  de millimètre, il est inutile de continuer le réglage si l'on n'est pas sûr de la verticalité du châssis photographique.

Nous allons entrer maintenant dans le détail du réglage optique qui comprend : 1<sup>o</sup> détermination de l'axe optique du collimateur et son installation à l'horizontalité. - 2<sup>o</sup> Installation du prisme dont les faces doivent être perpendiculaires à l'axe optique du collimateur. - 3<sup>o</sup> Installation de la source sur l'axe optique du collimateur. - 4<sup>o</sup> Recherche du minimum de déviation. - 5<sup>o</sup> Installation de la raie qui se trouve au minimum de déviation, au milieu de la plaque. - 6<sup>o</sup> Recherche de la longueur focale du collimateur. - 7<sup>o</sup> Recherche de la longueur focale de la chambre photographique. - 8<sup>o</sup> Détermination de l'inclinaison de la plaque.

Ces différents points feront l'objet de petits chapitres où nous indiquerons les principales méthodes employées pour atteindre les réglages optima. Disons de suite que ces réglages sont longs et pénibles, qu'ils doivent souvent être repris et vérifiés avant que l'on atteigne la précision désirée.

Il importe de les faire systématiquement et de ne pas reculer devant le temps précieux qu'ils demandent.

### **1. Détermination de l'axe optique du collimateur.**

Le collimateur, tel qu'il est composé, n'a pas d'axe optique défini. M. Cornu a proposé, afin de fixer l'intersection de la fente avec l'axe mené par le centre de la lentille, de coller à la cire, devant la fente, un petit fil de soie à une hauteur telle que le fil coïncide avec son image.

Nous n'avons pas usé de cette méthode d'un emploi un peu ennuieux ; nous avons préféré enlever la fente et visser à sa place un oculaire de Gauss, dont la glace inclinée nous servira plus tard à installer le prisme.

Bien entendu, le centre du réticule se trouve sur l'axe du collimateur et le fil vertical coïncide avec la fente (nous indiquerons plus loin un moyen de le vérifier). A 3 mètres de la lunette collimatrice, du côté de la lentille et non pas du côté de la fente, nous avons installé un cathétomètre dont la lunette a été placée très exactement au moyen d'un niveau dans la position horizontale. En éclairant l'oculaire de Gauss, on

illumine la lentille du collimateur par des rayons parallèles ; un déplacement vertical de la lunette du cathétomètre amène l'image dans le champ ; en réglant le tirage de la lunette on obtient une image nette du réticule de Gauss ; un aide agit sur les vis  $C$  et  $C'$  du collimateur jusqu'à ce que, dans le champ uniformément éclairé, le réticule de l'oculaire de Gauss coïncide avec le réticule de la lunette du cathétomètre. Pour éliminer les erreurs de parallaxe, on répète l'opération en tournant le cathétomètre et en renversant la lunette. A chaque rotation on corrige l'erreur de moitié. L'opération est terminée, lorsque après deux rotations successives, il n'a pas été constaté de différence dans la position du réticule. Puis les vis de rappel et de pression sont serrées ; les réglages suivants s'opéreront sans que l'on touche à ces vis.

## 2. Installation du prisme.

Le collimateur réglé, il faut installer le prisme. La tablette, que nous avons rendue horizontale dans le réglage préliminaire, porte trois trous où se placent trois vis munies chacune d'un petit ressort. Ces vis commandent une platine sur laquelle le prisme est assujetti par trois tiges parallèles aux arêtes et serties dans une plaque triangulaire. Grâce à l'oculaire de Gauss le réglage très facile s'opère suivant la méthode ordinaire indiquée dans tous les traités de physique.<sup>5</sup> La glace de l'oculaire est éclairée ; la face du prisme se trouve verticale lorsque l'image du réticule, réfléchie par cette face dans le collimateur, coïncide avec le réticule de l'oculaire. L'opération est répétée plusieurs fois en prenant à tour de rôle l'une et l'autre des deux faces polies du prisme. Pour chaque face on corrige la différence de moitié au moyen des vis munies de ressort de rappel, jusqu'à ce que cette différence s'annule. Le réglage est ainsi terminé, mais une difficulté va surgir qui est due à la construction même de l'appareil. Il s'agit d'installer la source sur l'axe optique du collimateur.

## 3. Installation de la source.

La méthode ordinaire consiste à placer des diaphragmes sur l'axe optique entre la source et la fente et à examiner l'éclairement de l'objectif. En employant des diaphragmes de plus en plus petits on arrive à

<sup>5</sup>) KOHLRAUSCH, Lehrbuch der Praktischen Physik, 9. Auflage, S. 229—230.

centrer exactement la source. Mais pour appliquer cette méthode, *il faut* enlever le prisme et observer l'éclairement maximum dans le prolongement du collimateur. Or, dans notre appareil, une protection en laiton noirci empêche d'atteindre cette position ; l'enlever, ainsi qu'enlever le prisme, c'est compromettre tous les réglages précédents. Puis le réglage doit se faire avec la fente en place, et pour régler le prisme il faut l'oculaire de Gauss.... Et nous sommes pris dans ce dilemme : ou installer la source et ne pas régler le prisme, ou régler le prisme et n'installer la source qu'approximativement. Nous ne pouvions nous contenter de cette dernière solution. Un écart diminue la luminosité de l'appareil ; comme les lentilles sont employées à pleine ouverture, il était absolument nécessaire, pour ne pas rendre inutile tout le travail de «retouches» dont nous avons parlé plus haut, et compromettre la netteté des résultats que l'axe optique passe par le milieu des électrodes.

Nous avons essayé d'employer la méthode des diaphragmes en observant la luminosité du spectre sur la glace dépolie ; nous n'avons pas réussi à obtenir deux fois, sur vingt pointés, la même position de la source.

Il fallait trouver autre chose. Voici la méthode qui nous a donné les meilleurs résultats. Après avoir réglé l'axe du collimateur, nous avons enlevé les lentilles de l'oculaire de Gauss, laissant seulement le réticule à la place de la fente.

Nous plaçons horizontalement la lunette d'un second cathétomètre en avant du collimateur du côté où sera la source.

Nous installons cette lunette de façon que son réticule se trouve sur l'axe optique du collimateur. Nous répétons pour cela les manœuvres indiquées au premier réglage.

La coïncidence des trois réticules observés dans les lunettes extrêmes nous assure que cette condition est bien remplie. Comme la lunette du second cathétomètre a un long foyer il est facile d'amener le point de contact des électrodes verticales sur l'axe optique. Mais la méthode n'est valable que si le fil vertical du réticule de l'oculaire de Gauss coïncide exactement avec la fente. Nous pouvons en avoir une vérification : le réticule est enlevé et la fente mise en place, après avoir constaté que les bords en sont bien parallèles et que le déplacement du bord mobile ne détruit pas le parallélisme. La fente, rendue verticale au moyen d'un très mince fil à plomb, est alors éclairée par une large

flamme jaune due au sodium. Le prisme, au moyen de la glace dépolie, est mis approximativement au minimum de déviation pour la radiation  $\lambda = 5893$ . On enlève la glace dépolie, puis on fixe à sa place une fente mobile sur laquelle vient se projeter nettement l'image spectrale de la source. La flamme est alors enlevée et transportée devant la fente mobile; les rayons lumineux accomplissent en sens inverse le chemin primitif; rien n'ayant été touché dans l'appareil, la radiation passera par la fente et se projettera sur le réticule de la lunette placé en avant de la fente, celle-ci occupant exactement la position du réticule de l'oculaire de Gauss. Si ce n'est pas le cas un nouveau réglage complet s'impose.

Les opérations dont la description va suivre dépendent avant tout de la région spectrale que l'on veut étudier.

#### 4. Recherche du minimum de déviation.

Dans le travail que nous avons en vue, la partie ultra-violette du spectre de 4000 Å à 2000 Å nous offrait le plus d'intérêt. Notre prisme devra donc être au minimum de déviation pour une raie de cette région. La lecture des différents travaux spectroscopiques montre que les auteurs ne sont pas tous d'accord sur le choix de la radiation à mettre au minimum de déviation. M. V. Schumann<sup>6</sup> remarque que ses résultats augmentent de valeur si le prisme est au minimum de déviation pour les radiations extrêmes qu'il photographie. Soit Hartley, soit Lehmann<sup>7</sup> installent le prisme au minimum de déviation pour la radiation<sup>8</sup> qui se trouve au milieu de la plaque. Après de nouveaux essais, nous avons choisi cette dernière disposition pour les raisons suivantes. La dispersion était trop faible, en prenant comme radiation à mettre au minimum la plus lointaine que l'on pouvait photographier ( $\lambda = 2009$  du zinc). Le réglage systématique que nous voulions entreprendre demandait de l'unité. La même raie qui traverse le prisme en rayons *parallèles* et qui se trouve *au milieu* de la plaque et au foyer doit être aussi, nous semble-t-il, au minimum de déviation.

<sup>6)</sup> V. SCHUMANN, Sitzungsberichte der Kaiserlichen Akademie der Wissenschaften. Wien, Abt. II, A. 102, 1893, S. 664.

<sup>7)</sup> LEHMANN, loc. cit. 24, p. 233.

<sup>8)</sup> Cité par Eder (Beiträge zur Photochemie und Spektralanalyse), I, S. 6.

Nous nous réservions d'ailleurs, en choisissant ce mode, d'atténuer les difficultés que nous pouvions rencontrer en faisant, selon la méthode de Cornu, varier la longueur du collimateur et celle de la chambre photographique. Nous reviendrons sur ce point à la fin du chapitre, quand nous indiquerons quelques artifices pour l'amélioration des images spectrales.

Nous avons pris comme source lumineuse une étincelle oscillante<sup>9</sup> jaillissant entre des électrodes en *alliage d'Eder* ( $Pb + Zn + Cd$ ) qui fournit un spectre de lignes bien réparties et suffisamment fines. L'étincelle longue de 8 millimètres est parallèle à la fente. Le point de contact des électrodes est situé sur l'axe optique ; aucune lentille n'est inter-

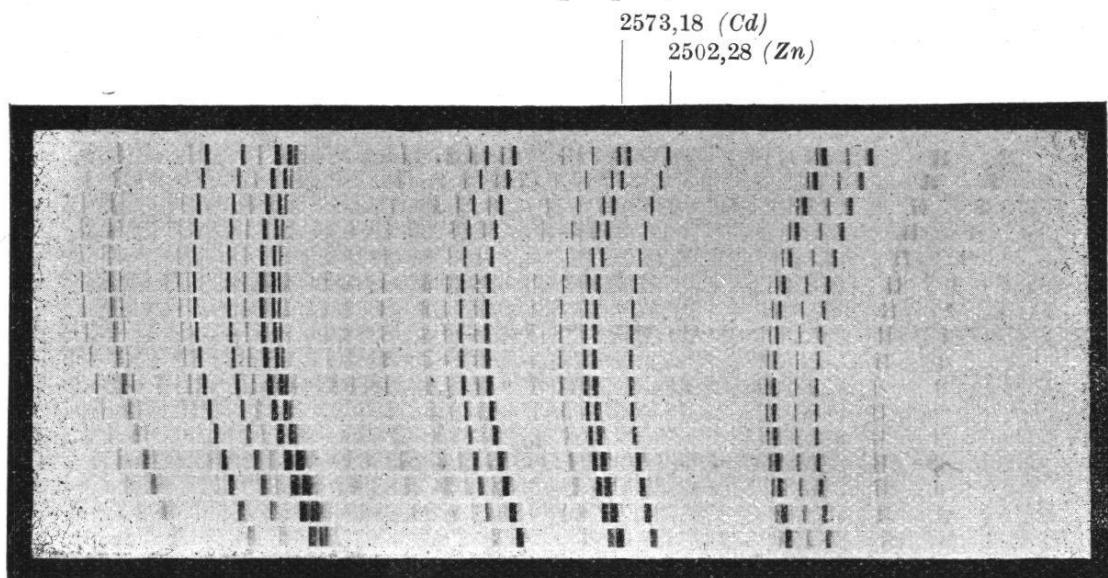


Figure 2: Recherche du minimum de déviation.

posée entre la fente et la source ; la distance de la source à la fente a été normalement de 40 centimètres. Nous avons choisi comme radiation à mettre au minimum de déviation la raie n° 18 du cadmium  $\lambda = 2573 \text{ \AA}$  facilement reconnaissable. Pour éviter de longs tâtonnements nous mettons en examinant le spectre sur la glace dépolie, la raie bleue  $\lambda = 4340 \text{ \AA}$  de l'hydrogène approximativement au minimum de déviation ; puis, nous prenons une série de photographies, — le collimateur ayant une longueur quelconque, — pour mettre au point, en déplaçant le chariot porte-plaque, la zone qui se trouve aux environs de la radiation  $\lambda = 2573 \text{ \AA}$  ; après avoir obtenu une mise au point suffisante nous

<sup>9)</sup> Voir plus loin p. 73—80, II<sup>me</sup> partie, les indications concernant l'installation électrique.

faisons une nouvelle série en déplaçant de  $1/2$  en  $1/2$  degré la tablette qui porte le prisme.

La photographie de la page précédente montre la série de 16 épreuves ; la raie  $\lambda = 2573$  est au minimum de déviation dans la 9<sup>e</sup> épreuve à partir du haut.

Le prisme est fixé dans la position correspondante et l'on améliore si cela est nécessaire la mise au point de la radiation  $\lambda = 2573$ .

## 5. Installation au milieu de la plaque de la ligne qui se trouve au minimum de déviation.

La radiation  $\lambda = 2573 \text{ \AA}$  occupe sur la plaque une position quelconque ; il s'agit de la mettre au milieu de la plaque, sur l'axe de rotation du châssis dans le plan vertical. Lorsque l'image de la radiation  $\lambda = 2573$  se projette sur l'axe de rotation, la plaque peut être déplacée autour de cet axe sans que la netteté de l'image soit altérée. Afin d'obtenir ce résultat, nous allons, pour chaque angle que font le collimateur et la chambre photographique, donner au châssis porte-plaque trois positions différentes. A chacune de ces positions correspond un déplacement de la radiation  $\lambda = 2573 \text{ \AA}$  ; le déplacement sera nul lorsque l'image de la fente se projettera sur l'axe de rotation du châssis. Soit  $\omega$  l'angle que font en A le collimateur et la chambre photographique. En C se trouve l'axe de rotation du châssis porte-plaque. Appelons  $\alpha$  l'angle du collimateur et de la direction de propagation après la réfraction.

Pour la position  $\omega$  on fait trois photographies en donnant à l'angle  $\gamma$  les valeurs suivantes :  $\gamma - \delta$ ,  $\gamma$ ,  $\gamma + \delta$ , la radiation  $\lambda = 2573 \text{ \AA}$  occupe sur la plaque les positions suivantes  $B''''$ ,  $B''$ ,  $B'$ . On répète l'opération en faisant varier  $\omega$  ; lorsque cet angle sera égal à l'angle  $\alpha$  le point  $B''$  tombera au point C, où se confondront les points  $B''''$  et  $B'$  quelque soit la valeur de  $\delta$ . Dans cette position, la radiation  $\gamma = 2573 \text{ \AA}$  tombe sur l'axe de rotation

de la plaque ; l'axe optique de la chambre photographique coïncide avec la direction de propagation de cette radiation. Le cliché ci-dessous,

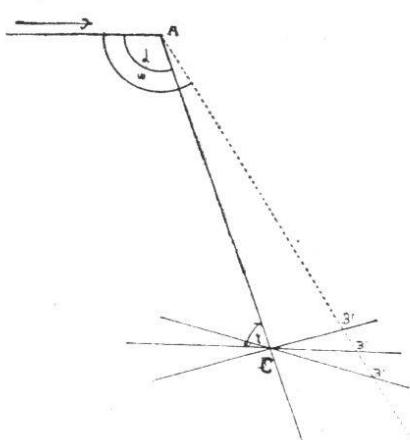


Figure 3.

accompagné des cotes extraites du journal d'expérience, précise encore cette explication.

2573,18 (Cd)

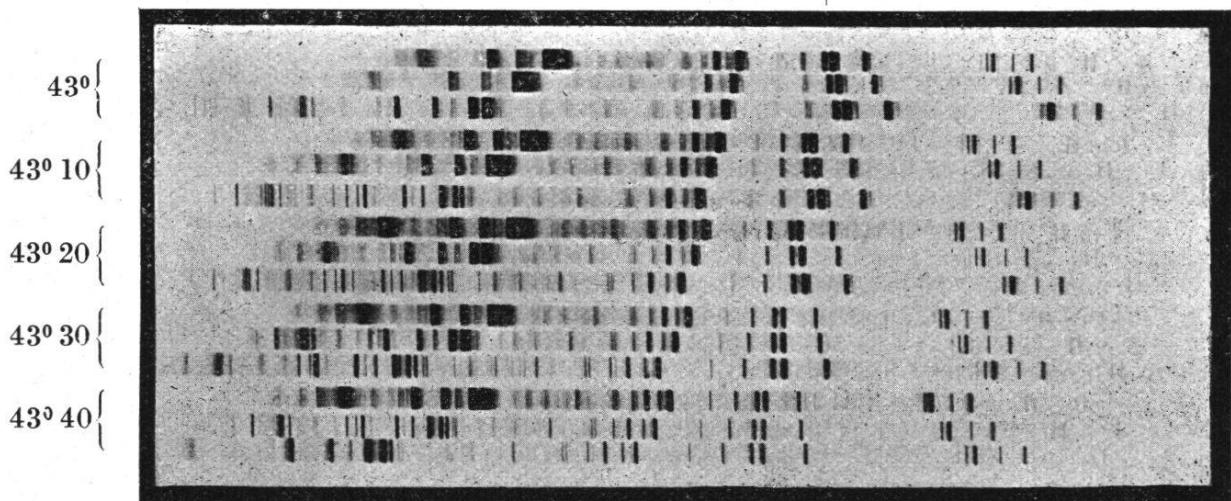


Figure 4: L'axe de rotation de chassis doit coïncider avec l'axe optique.

#### Angle $\alpha$

43°	$\left\{ \begin{array}{ll} \gamma - \delta - 25^\circ & 1 \\ \gamma - 30^\circ & 2 \\ \gamma + \delta - 35^\circ & 3 \end{array} \right.$
43°,10	$\left\{ \begin{array}{ll} \gamma - \delta - 25^\circ & 4 \\ \gamma - 30^\circ & 5 \\ \gamma + \delta - 35^\circ & 6 \end{array} \right.$
43°,20	$\left\{ \begin{array}{ll} \gamma - \delta - 25^\circ & 7 \\ \gamma - 30^\circ & 8 \\ \gamma + \delta - 35^\circ & 9 \end{array} \right.$
43°,30	$\left\{ \begin{array}{ll} \gamma - \delta - 25^\circ & 10 \\ \gamma - 30^\circ & 11 \\ \gamma + \delta - 35^\circ & 12 \end{array} \right.$
43°,40	$\left\{ \begin{array}{ll} \gamma - \delta - 25^\circ & 13 \\ \gamma - 30^\circ & 14 \\ \gamma + \delta - 35^\circ & 15 \end{array} \right.$

On voit sur la photographie que l'angle  $\alpha$  cherché est compris entre  $43^\circ,20$  et  $43^\circ,30$  — De nouveaux clichés obtenus comme ci-dessus, entre ces deux valeurs fixeront de façon exacte la position.

#### 6. Recherche de la longueur focale du collimateur.

Pour continuer systématiquement le réglage, il faut maintenant amener la fente dans le plan focal de la lentille du collimateur. En d'autres termes, il faut que les rayons de longueur d'onde  $\lambda = 2573 \text{ \AA}$

sont sortis de la lentille parallèlement à l'axe optique. Si l'on connaît la longueur du foyer pour la radiation  $\lambda = 5893 \text{ \AA}$  ( $D$  du sodium), soit 411,22 ; on peut, grâce aux tables publiées par M. Sarazin<sup>10</sup>, calculer pour une lentille donnée la longueur du foyer pour la radiation  $\lambda = 2573 \text{ \AA}$ , et trouver, par différence, la position cherchée du collimateur. Pour notre lentille collimatrice nous trouvons  $f_{2573} = 375,15$ , soit une diminution de 36,07 mm.

Mais il peut arriver que nous ne connaissons pas la longueur du foyer pour la radiation  $\lambda = 5893 \text{ \AA}$  ; nous avons cependant un moyen de trouver la longueur du collimateur qui correspond à la sortie en rayons parallèles de la radiation  $\lambda = 2573 \text{ \AA}$ . Employons la relation qui lie la longueur du foyer avec l'indice de réfraction et le rayon de courbure.

Nous allons l'appliquer pour les deux radiations  $\lambda = 5893 \text{ \AA}$  et  $\lambda = 2573 \text{ \AA}$ .

$$f_D = \frac{1}{n_D - 1} \left( \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) \quad \text{où } n_D = 1,54422$$

$$\text{et } n_{Cd} = 1,59622$$

$$f_{Cd} = \frac{1}{n_{Cd} - 1} \left( \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) \quad \text{où } r_1 = 231,94 \text{ mm}$$

$$\text{et } r_2 = 6279,4 \text{ mm}$$

$$f_D - f_{Cd} = \frac{n_{Cd} - n_D}{(n_{Cd} - 1)(n_D - 1)} \cdot \frac{r_1 r_2}{r_1 + r_2}$$

En portant les valeurs nous trouvons, comme différence des foyers 35 mm 85. Il suffit dès lors de connaître la cote exacte pour laquelle la radiation jaune sort de la lentille en rayons parallèles. La valeur ci-dessus diffère de 0,22 mm de celle précédemment trouvée. Cela tient au fait que, dans le dernier calcul, nous avons appliqué une formule simple, où l'on ne tient pas compte de l'épaisseur de la lentille. D'ailleurs le chiffre indiqué plus haut,  $f_{2573} = 357,15$ , est entaché d'une erreur due à la même cause. Seul le chiffre  $f_D = 411,22$  qui a été obtenu expérimentalement est plus exact. Cette constatation nous oblige à chercher une autre méthode pour le réglage du collimateur.

<sup>10</sup>) SARAZIN, Archives des sciences physiques et naturelles, 1878, LXI, page 109.

Pour ne pas enlever le prisme qui se trouve réglé, nous allons appliquer la méthode de collimation à travers le prisme, observant ainsi la raie jaune du sodium.

Une lunette de Hartmann et Braun est mise à l'infini en mettant au point, à travers un verre jaune, la montagne qui se trouve au loin.

Cette lunette est ensuite transportée devant la face du prisme qui regarde l'objectif photographique séparé de la chambre pour l'expérience. La flamme de sodium est allumée devant la fente et un aide agit sur la vis moletée qui fait varier la longueur du collimateur; il s'arrête dès que l'image des raies jaunes dédoublées — grâce au fort grossissement de la lunette — est tout à fait nette. On lit sur la graduation la cote 57. 00.

En enlevant de 57 la valeur trouvée plus haut, soit 35,85, nous trouvons 21,15 cote où la radiation  $\lambda = 2573 \text{ \AA}$  sort parallèlement à l'axe optique des lentilles. Une élégante méthode due au professeur Schuster va nous permettre une vérification expérimentale.

«Supposons des rayons, soit convergents, soit divergents, tombant sur un prisme. Après leur passage, ils paraîtront convergents vers un point ou divergeront d'un point qui est le foyer secondaire. Si le prisme est tourné sur lui-même de façon que l'angle d'incidence change, le foyer secondaire se déplace. Si les rayons sont tout à fait parallèles, le foyer ne changera pas quelque soit la position du prisme. Voilà donc un procédé sensible pour s'assurer si les rayons provenant du collimateur sont parallèles ou non.

Il ne nous reste plus qu'à montrer comment l'on peut tirer de ce fait une méthode rapide pour amener le collimateur à la position exacte.

Les trois équations fondamentales du passage d'un rayon lumineux à travers un prisme sont :

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

$$\sin i' = n \sin r' \quad (2)$$

$$r + r' = \alpha \quad (3)$$

d'où l'on tire

$$\frac{di'}{di} = - \frac{\cos i \cos r'}{\cos i' \cos r} \quad (4)$$

dans ces équations  $i$  et  $i'$  représentent les angles que fait le rayon avec la première et la deuxième surface du prisme, en entrant et en sortant;  $r$  et  $r'$  désignent les angles correspondants de réfraction et  $\alpha$  l'angle

du prisme. Avec un peu de réflexion on voit que le membre droit de l'équation (4) décroît régulièrement à mesure que  $i$  croît de  $0$  à  $\frac{\pi}{2}$ .

Cela nous montre que plus l'angle d'incidence sera grand, plus les rayons sortiront parallèlement. Grâce au système suivant d'approximations successives on obtiendra le résultat désiré.

Supposons que le collimateur ne soit pas réglé. On place alors la lunette un peu en dehors de la position du minimum de déviation ; il y a dans ce cas deux positions du prisme pour lesquelles la raie étudiée apparaîtra au réticule de la lunette. Désignons par  $A$  la position pour laquelle le premier angle d'incidence est le plus grand et par  $B$  l'autre.

1<sup>o</sup> On place le prisme dans la position  $A$  et l'on met au point avec la lunette la raie en question, qu'elle soit noire ou épaisse, jusqu'à ce qu'elle soit vue distinctement.

2<sup>o</sup> On déplace le prisme dans la position  $B$  et l'on met au point avec le collimateur cette même raie jusqu'à ce qu'elle soit nette.

3<sup>o</sup> On répète ces deux opérations en mettant au point avec le télescope chaque fois que le prisme est dans la position  $A$  et avec le collimateur chaque fois que le prisme est dans la position  $B$ . Après trois ou quatre essais de ce genre, il ne doit plus y avoir de changement dans la mise au point.

La lunette et le collimateur sont tous deux placés pour des rayons parallèles. Il ne me paraît pas du tout nécessaire pour obtenir un réglage sensible de déplacer considérablement la lunette hors de déviation du minimum de déviation.»<sup>11</sup>

Nous avons tenu à donner une traduction un peu étendue de l'article très important et peu connu du professeur Schuster. Voyons maintenant comment on peut l'appliquer au réglage du collimateur en employant la méthode photographique. Nous avons fait une série de photographies après avoir augmenté de 4<sup>o</sup> la position du minimum de déviation, en allongeant le foyer de l'objectif photographique de millimètre en millimètre. La position du collimateur reste constante. Après le développement de la plaque nous voyons pour quelle cote la netteté

<sup>11)</sup> Phil. Mag. 5, s. V. 7, 1879.—SCHUSTER. An Easy method for adjusting the collimator of a spectroscope, p. 95—98.

de notre raie  $\lambda = 2573 \text{ \AA}$  est la plus grande et nous amenons l'index qui fixe la position de la chambre noire à cette cote, où elle restera pendant l'opération qui suit. Puis nous diminuons de 4° (position symétrique) la valeur normale du minimum de déviation, et nous diminuons pour chaque photographie la longueur du collimateur de 1 mm. Le développement effectué, le cliché nous indique la position du collimateur pour laquelle la netteté est la plus grande.

On répète cette opération jusqu'à ce que pour les deux positions symétriques, les cotes du collimateur et de la chambre photographique qui donnent le maximum de netteté ne varient plus. La cote optimun pour le collimateur était de 21, soit 0,15 mm de moins que la valeur obtenue par le calcul. La longueur du foyer est de 375 mm 22 pour  $\lambda = 2573 \text{ \AA}$ .

## 7. Recherche de la longueur focale de la chambre photographique.

La fente est donc placée au foyer de la lentille collectrice pour la radiation  $\lambda = 2573 \text{ \AA}$ . Il sera facile maintenant de mettre au point sur la plaque photographique l'image de la fente correspondant à cette radiation ; une série de spectrogrammes obtenue en déplaçant de millimètre en millimètre le chariot porte-plaque nous montrera facilement à quelle cote correspond le meilleur résultat. Mais en prévision du réglage suivant, il est indispensable de connaître plus exactement la position du foyer de l'objectif photographique. Nous pouvons appliquer une méthode plus rigoureuse qui nous est donnée par M. Hartmann<sup>12</sup> et qui porte le nom de «Méthode extra-focale pour la mesure des foyers.»

Pour appliquer la méthode de Hartmann, nous recouvrons l'objectif de la chambre photographique d'un diaphragme formé par deux ouvertures longitudinales et parallèles séparées par une distance qui est environ la moitié du diamètre de l'objectif. Ces ouvertures ont deux à trois millimètres de largeur. Il est bon de choisir comme source lumineuse un métal dont le spectre n'a pas beaucoup de lignes ; le cadmium, un des éléments constitutifs de l'alliage d'Eder que nous avons employé, convient parfaitement à cet emploi. On prend deux photographies de ce spectre : l'une en avant de la cote déterminée au cours des réglages

<sup>12)</sup> Prof. HARTMANN, Zeitschrift für Instrumentenkunde 20, 1900, S. 51, et LEHMANN, Zeitschrift für Instrumentenkunde 24, 1904, S. 233.

précédents, l'autre en arrière de cette cote. La distance  $v$  des positions est lue sur la règle divisée où glisse le chariot porte-plaque. Après développement toutes les lignes spectrales apparaissent dédoublées. Nous mesurons au moyen de la machine à diviser munie d'un microscope la distance qui sépare deux mêmes raies sur chacune des photographies : soient  $i$  et  $a$  les valeurs des distances. Nous empruntons la figure explicative à l'article que M. Lehmann a consacré, dans la Zeitschrift für Instrumentenkunde, à l'application de la méthode de M. Hartmann au réglage des spectrographes.

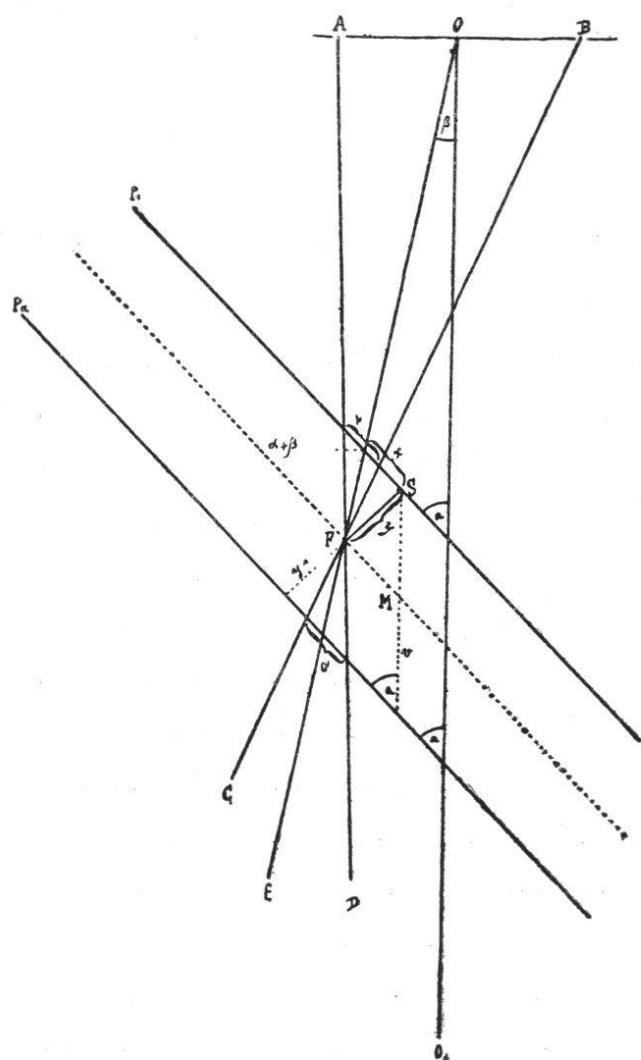


Figure 5.

Représentons en  $AB$  le diaphragme.  $AB$  et  $BC$  sont deux rayons isolés par le diaphragme, qui se coupent en  $F$  en donnant une image simple de la fente. Les photographies de spectre ont été faites dans les positions  $P_i$  et  $P_a$  qui font un angle  $\alpha$  avec l'axe optique ; le déplacement suivant cet axe est  $v$ . La figure montre de suite que chaque raie, sous l'action du diaphragme, se trouvera dédoublée sur chaque photographie ; soit  $x$  et  $y$  les coordonnées rectangulaires du point  $F$  par rapport à la position  $P_i$  de la plaque.

Comme le système optique est construit sans

coma, le rayon principal  $OE$  passe par le point  $F$ . La connaissance de l'angle  $\beta$  que fait le rayon principal avec l'axe optique nous est donnée facilement pour chaque longueur d'onde en connaissant la dispersion d'un prisme de quartz de  $60^\circ$ , installé au minimum de déviation pour  $\lambda = 2573 \text{ \AA}$ .

Sur la figure nous lisons :

$$\frac{y}{y'} = \frac{i}{a}; \frac{y}{y+y'} = \frac{i}{y+a} \quad y + y' = v \sin a$$

$$y = \frac{i}{i+a} \cdot v \sin a \quad (1)$$

$$x = y \cotg (\alpha + \beta)$$

$$x = \frac{i}{i+a} \cdot v \sin a \cdot \cotg (\alpha + \beta) \quad (2)$$

Des équations 1) et 2) on peut tirer les valeurs des coordonnées de  $F$  par rapport à la position  $P_i$ .

La valeur de  $x$  varie très peu pour les différentes radiations ; l'influence des petites différences de cette valeur est à peu près nulle. Nous pouvons ne pas nous occuper de  $x$  et considérer seulement  $y$  ; nous y trouvons l'avantage de ne pas devoir tenir compte de  $\beta$ .<sup>13)</sup>

$$\text{Il vient } y = \frac{i}{i+a} v \sin a$$

Si nous voulons déterminer la cote où la radiation  $\lambda = 2573 \text{ \AA}$  se trouve au foyer de l'objectif, considérons le triangle que l'on obtient en menant par  $F$  une parallèle à  $P_i$  : nous avons :

$$\text{triangle } FMS \text{ donne } \sin a = \frac{y}{MS}$$

$$\text{d'où } SM = \frac{i}{i+a} \cdot v$$

## 8. Détermination de l'inclinaison de la plaque.

Il faut encore mettre au point l'ensemble du spectre. La méthode de Hartmann que nous venons d'esquisser va nous permettre d'établir une méthode simple pour trouver l'inclinaison du châssis.

Considérons non seulement la radiation qui se trouve au milieu de la plaque  $\lambda = 2573 \text{ \AA}$ , mais celle qui se trouve vers le violet et vers l'ultra-violet, à droite et à gauche de  $\lambda = 2573 \text{ \AA}$ . Nous pouvons, pour

<sup>13)</sup> A. LEHMANN, loc. cit., p. 235.

chacune de ces raies, calculer non plus la valeur de  $SM$  mais la valeur de  $y$ . Chacune d'elle est proportionnelle ( $v \sin \alpha$  étant constant) à la distance qui sépare la plaque photographique dans la position  $P_i$  de l'endroit où se trouve le foyer de la ligne considérée. En reportant sur un papier millimétré les longueurs d'onde en abscisses et en ordonnées les valeurs

$$y = \frac{i}{i + \alpha} \text{ calculées pour les principales lignes du spectre du cadmium ;}$$

nous trouvons ainsi une courbe qui est la *diacaustique* de notre objectif. Si l'on possède des cassettes où le film peut suivre la forme de la courbe, le réglage ne consiste plus qu'à donner au film l'allure de la courbe qui se rapproche le plus de la diacaustique.

Mais le plus souvent on ne dispose que de châssis où l'émulsion photographique est à support de verre qui ne peut subir que des déformations très petites. D'ailleurs le plus souvent avec un spectrographe bien construit il n'y a pas à se préoccuper trop de la diacaustique ; si son rayon de courbure est très petit il est impossible de mettre au point toute la région considérée ; il est dans ce cas inutile de chercher à réaliser des conditions générales de netteté que la taille des lentilles ne permet pas d'obtenir. Dans notre appareil le rayon de courbure de la diacaustique est environ de 92 cm.

Lorsqu'on connaît la forme de la diacaustique, une tangente menée à la courbe par le point  $\lambda = 2573 \text{ \AA}$  nous donne la position, sur le graphique, de la plaque photographique au moment où l'on a mis en œuvre la méthode de Hartmann ; nous pouvons tracer sur la figure la position de la plaque qui s'identifie le mieux avec la courbe, lire avec un rapporteur l'angle de cette nouvelle position par rapport à l'ancienne et reporter sur l'appareil cette différence ; puis en faisant une série de photographies en déplaçant de 0,1 à 1 mm la mise au point obtenue précédemment, nous obtiendrons facilement la cote qui donne une image très fine et nette du spectre étudié.

Nous pouvons, grâce à la méthode de Hartmann, résoudre le problème suivant : connaissant la position et la longueur du foyer pour la radiation  $\lambda = 2573 \text{ \AA}$  qui se trouve au milieu de la plaque, déterminer exactement l'augmentation ou la diminution qu'il faut faire subir à l'angle  $\alpha$  pour que la plaque photographique se trouve en même temps au foyer d'une raie extrême.

Soit  $OM$  l'axe optique,  $\alpha$  l'angle de la plaque photographique et de l'axe optique,  $\beta$  l'angle en  $O$ .  $P_i$  est la position où l'on a pris la photographie au moyen du diaphragme que nous avons décrit.  $F$  est le foyer de la radiation  $\lambda = 2573 \text{ \AA}$ , déterminé par les coordonnées  $x$  et  $y$ , la longueur du foyer est  $f$ .  $P_f$  est la position de la plaque photographique faisant avec l'axe un angle  $\alpha$  et passant par  $F'$ . Il s'agit de déterminer l'angle  $\omega$  qui fixe la position de la plaque suivant  $F$  et  $F'$ .

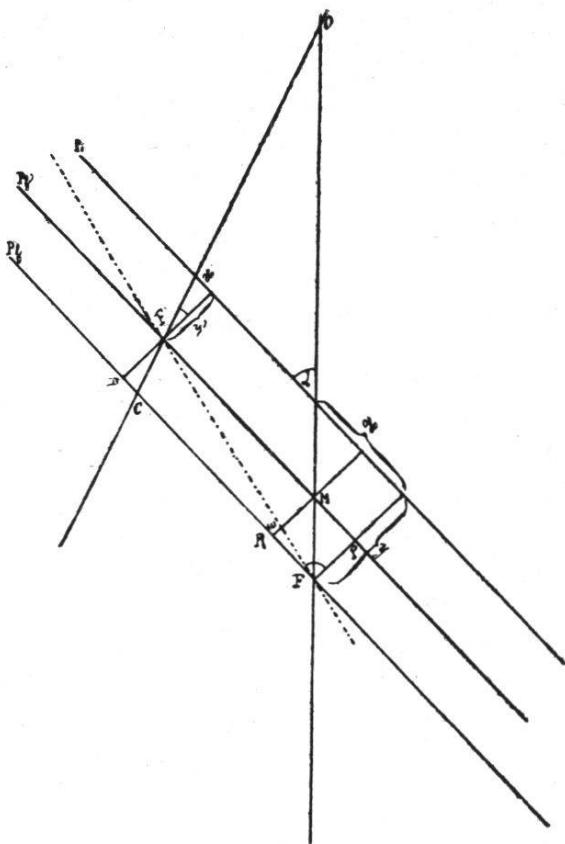


Figure 6.

Menons par le point  $M$  une parallèle à  $y$ , le trg.  $F M R'$  nous donne

$$FM = \frac{RM}{\sin a}$$

$$FM = f' = \frac{y - y'}{\sin a} = v \left( \frac{i}{i + a} - \frac{i'}{i' + a'} \right)$$

$$OM = OF - MF = f - f'$$

le  $\text{trg. } OF' M$  donne  $F' M = \frac{(f - f') \sin \alpha}{\sin(\alpha + \beta)}$

Nous avons les valeurs de  $F' M$ , de  $FM$  et de l'angle compris. Nous pouvons résoudre le  $\text{trg. } FM F'$  et trouver ainsi la valeur  $(\alpha - \omega)$ , qui est le nouvel angle de la plaque qui répond aux conditions posées.

Mais nous pouvons aussi directement trouver la valeur de  $\omega$ .

Le *trg. FOC* donne  $FC = \frac{f \sin \alpha}{\sin(\alpha + \beta)}$

$$\tan \varepsilon = \frac{x'}{y'} = \frac{DC}{DF'} = \frac{DC}{y - y'}$$

$$DC = \frac{x'}{y'}(y - y')$$

$$FD = CF + DC = \frac{f \sin \alpha}{\sin(\alpha + \beta)} + \frac{\frac{i}{i+a} \cdot v \sin \alpha \cdot \cotg(\alpha + \beta)}{\frac{i'}{i'+a'} \cdot v \sin \alpha} \cdot v \sin \alpha \left[ \frac{i}{i+a} - \frac{i'}{i'+a'} \right].$$

$$FD = \sin \alpha \left[ \frac{f}{\sin(\alpha + \beta)} + v \cotg(\alpha + \beta) \left( \frac{i}{i+a} - \frac{i'}{i'+a'} \right) \right]$$

$$DF' = y - y'$$

$$\tg \omega = \frac{DF'}{DF} = \frac{\frac{i}{i+a} - \frac{i'}{i'+a'}}{\frac{f}{\sin(\alpha + \beta)} + v \cotg(\alpha + \beta) \left( \frac{i}{i+a} - \frac{i'}{i'+a'} \right)}$$

$$\cotg \omega = \frac{f}{v \sin(\alpha + \beta) \left( \frac{i}{i+a} - \frac{i'}{i'+a'} \right)} + \cotg(\alpha + \beta)$$

Au moyen de cette formule l'inclinaison du châssis peut être déterminée pour chaque raie d'un spectre, si l'on connaît la longueur du foyer pour la radiation qui se trouve au milieu de la plaque. Cette condition est facilement remplie ; il suffit pour calculer  $F$ , d'appliquer aux constantes de l'objectif la formule que nous avons indiquée au paragraphe 6.

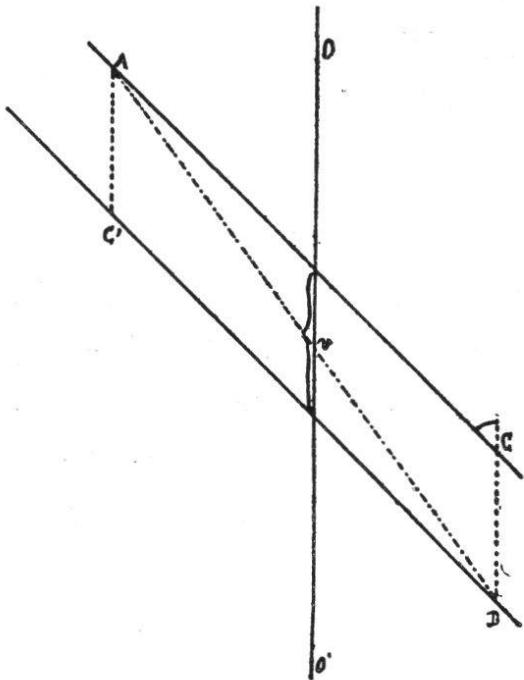


Figure 7.

Mais il peut se rencontrer que l'on ne connaisse pas les différents éléments nécessaires à ce calcul. Pour arriver à rendre net le spectre dans toute son étendue, il faut alors faire des séries de photographies qui demandent un temps très long. Le réglage est facilité par le procédé suivant : on déplace le chariot porte-plaque d'un certain nombre de divisions en prenant pour chaque millimètre une photographie. Parmi ces photographies il y en a une où les raies extrêmes, à droite, sont au point, et une autre où les raies extrêmes, à gauche,

le sont aussi. Soit  $\alpha$  l'angle connu que fait le châssis avec l'axe optique, et  $O O'$  l'axe optique ; nous connaissons  $v$  la distance qui sépare les deux cotes où les lignes extrêmes sont nettes.  $A$  et  $D$  indiquent sur la figure les radiations qui se trouvent au point, la droite  $A B$  indique la position du châssis où la netteté générale sera la meilleure. Nous pouvons en supposant  $D C$  parallèle à  $O O'$  résoudre approximativement le trtg.  $A D C$ , dont on connaît deux côtés et un angle.

$$\frac{1}{2}(A + D) = \left(90^\circ - \frac{C}{2}\right)$$

$$\operatorname{tg} \frac{1}{2}(A - D) = \frac{b - a}{b + a} \operatorname{cotg} \left(90^\circ - \frac{C}{2}\right)$$

On tire de ces deux équations la valeur de  $D$  qui est l'inclinaison de la plaque sur l'axe optique. On répète cette opération autant que le permet la limite des lectures sur les vis micrométriques.

Au point de vue théorique cette méthode n'est pas très exacte. La plaque photographique enregistre dans la position  $A C$  la place d'une ligne qui ne se trouve plus au moment de la photographie dans la position  $C' D$ , sur une parallèle menée par  $C$  à l'axe optique ; la ligne est déplacée vers l'axe. Ce déplacement est d'autant plus petit que la distance focale est plus grande, que la dispersion est plus petite et que le rayon de courbure de la diacaustique est plus grand. Cette méthode avantageuse par sa rapidité ne devra donc être employée qu'avec discernement. La méthode suivante lui est préférable.

Nous revenons à la méthode de Hartmann. Après avoir déterminé, ainsi que nous l'avons dit plus haut, la cote exacte de mise au point pour la radiation  $\lambda = 2573 \text{ \AA}$ , nous amenons le chariot à cette cote ; sans enlever le diaphragme on tire une série de photographies en faisant varier l'inclinaison du châssis. On trouve une position où, à droite la distance entre les lignes doublées est minimum ; et une autre position très peu différente de la première où, à gauche la distance entre les lignes doublées est minimum aussi. On prend la moyenne de ces deux positions, et un léger dépointement de la mise au point suffit pour amener le spectre à être net dans toute son étendue.

Cependant il peut arriver que ce dernier résultat ne soit pas encore satisfaisant. Il est bon alors de remplacer l'étincelle oscillante par une

source, telle que l'arc électrique entre électrodes de cuivre, qui donne des lignes très fines, et de répéter en se servant du microscope la recherche du minimum de dédoublement.

Dans quelques spectrographes dont les systèmes optiques ne sont pas parfaitement travaillés, il est difficile même en suivant les prescriptions que nous avons indiquées d'obtenir de bons spectrogrammes. Les quelques remarques qui suivent permettront d'améliorer les résultats.

1<sup>o</sup> L'aberration due au bord des lentilles peut être diminuée par l'emploi de diaphragmes, soit devant l'objectif, soit devant la lentille collimatrice.

2<sup>o</sup> Si le manque de netteté est due au prisme, l'application de bandes de papier noir le long des arêtes améliore très souvent les photographies spectrales.

3<sup>o</sup> Dans la plupart des cas un faible déplacement du collimateur, corrélatif à un déplacement en sens inverse de la chambre photographique, permet d'augmenter de beaucoup la netteté.

4<sup>o</sup> Enfin, lorsque l'étendue de la dispersion n'importe pas, et spécialement dans l'emploi des spectrographes à lentilles plan convexe, l'installation du prisme au minimum de déviation pour les raies extrêmes peut avoir des avantages. Ne voulant pas entrer dans les détails nous nous contentons d'indiquer la littérature de la question.

---

Cf. Voir les articles de :

HARTMANN et LEHMANN, *Zeitschrift für Instrumentenkunde*, vol. 20, 24, 25, 26 ;  
SCHUMANN, dans les *Sitzungsberichte de Vienne*, loc. citato ;  
CORNUS, *Ann. de l'Ecole normale supérieure* (2). Sur tout le réglage voir aussi  
KAYSER, *Handbuch der Spektroskopie*, Bd. I, S. 626—641. Bonn 1900.

---