

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

**Herausgeber:** Schweizerische Naturforschende Gesellschaft

**Band:** 73 (1890)

**Vereinsnachrichten:** Physique et Chimie

**Autor:** Struve, de / Hagenbach-Bischoff, Ed. / Zehnder, L.

#### **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:** 14.01.2026

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

**Physique et Chimie.**

*Président d'honneur* : M. le Cons<sup>1er</sup> int. DE STRUVE, St-Pétersbourg.

*Président* : M. le prof. ED. HAGENBACH-BISCHOFF, de Bâle.

*Secrétaire* : M. le Dr L. ZEHNDER, de Bâle.

C. Dufour. Conséquences qui résultent pour la succession des ondes du déplacement d'un corps sonore ou d'un corps lumineux. — Schumacher-Kopp. Cas intéressants de chimie légale. — E. Sarasin et L. de la Rive. Ondes stationnaires électriques dans l'air. — P. Dubois. Action physiologique des bobines d'induction. — H. Dufour. Hygromètre à condensation. — H. Dufour. Cause de l'arrêt d'un bloc de cuivre tournant entre les deux pôles d'un électro-aimant. — F. Im Hof. Station météorologique de Davos. — A. Rigggenbach. Photographies de nuages. — G. Kahlbaum. Mesure de la tension des vapeurs par les méthodes statique et dynamique.

**M. le prof. Charles DUFOUR, de Morges, fait la communication suivante sur les *conséquences qui résultent pour la succession des ondes du déplacement d'un corps sonore ou d'un corps lumineux*.**

En 1868, je publiai dans le Bulletin de la Société vaudoise des sciences naturelles, un travail sur les conséquences que pouvait avoir pour la succession des ondes, le déplacement d'un corps sonore ou d'un corps lumineux ; et j'en déduisais une nouvelle méthode pour calculer la distance des étoiles doubles.

Dès lors la question a fait du chemin ; grâce aux magnifiques progrès de tout ce qui touche à l'analyse spectrale, on est parvenu, beaucoup plus rapidement que je ne le supposais, à déterminer la vitesse d'un astre mobile par le déplacement des raies de son spectre.

C'est ce qui m'a engagé à reprendre tout ce sujet, et à le traiter avec plus de détails que je ne l'ai fait alors.

Commençons d'abord par le mouvement d'un corps sonore. Il est évident que s'il s'approche d'un observateur, celui-ci doit entendre un son plus aigu que celui qu'il entend lorsqu'il s'éloigne.

Dans tout ce qui va suivre, et afin de simplifier les calculs, nous admettrons pour le son une vitesse de  $333 \frac{1}{3}$  m. par seconde (ce qui est le  $\frac{1}{3}$  de 1000 m. ou les  $\frac{2}{3}$  de 500), c'est du reste la vitesse qu'il a quand la température de l'air est de 3°.

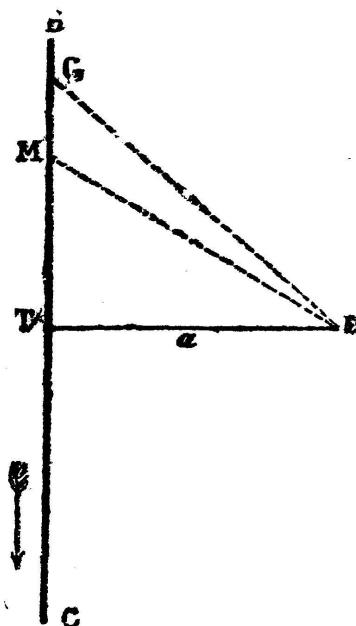
Supposons, par exemple, un corps sonore éloigné de 1000 m. qui parcourt, en se rapprochant, 100 m. par seconde. Si pendant toute sa course, le corps sonore donne uniformément la note *la*, c'est-à-dire 870 vibrations par seconde, les sons qu'il aura émis à l'instant du départ arriveront seulement 3 secondes plus tard à l'oreille de l'observateur, tandis qu'il n'y aura aucun retard pour la perception de ceux qui seront émis au moment de l'arrivée. Donc l'observateur aura perçu en 7 secondes les ondes émises pendant 10 secondes ; c'est-à-dire que son oreille au lieu de recevoir 870 vibrations par seconde en recevra 1243, et appréciera le son à peu près au *mi bémol* de la gamme supérieure.

Quand le corps sonore aura dépassé l'observateur, le phénomène changera, les vibrations arriveront plus éloignées à l'oreille ; et quand le mobile sera à la distance de 1000 m., les sons qu'il produira arriveront 3 secondes après le moment où ils auront été émis ; c'est-à-dire que l'on entendra en 13 secondes les sons qui ont été produits pendant 10 secondes, on entendra donc 669 vibrations par seconde, par conséquent on appréciera le son au *fa bémol*.

Ainsi donc, le corps sonore mobile produisant toujours la même note, la sensation sera différente suivant qu'il se rapproche ou qu'il s'éloigne ; et avec les chiffres ci-dessus on appréciera cette différence à peu près à un octave.

Si en parlant de la vitesse d'un mobile on a égard à la vitesse du son, on arrive parfois à des résultats assez curieux. Ainsi quand on est atteint par une balle qui parcourt 500 m. par seconde on est frappé avant d'entendre le coup, car la balle devance le son ; par exemple si la balle est lancée à la distance de 1000 m. elle atteint le but en 2 secondes, tandis que le son arrivera seulement au bout de 3 secondes, une seconde après la balle.

Il est clair que dans tout ceci, et pour cette étude théorique, je suppose au mobile une vitesse uniforme et un



mouvement rectiligne ; je fais donc complètement abstraction de la résistance de l'air et de l'action de la pesanteur.

Voyons maintenant ce qui arrive si le projectile au

lieu d'être dirigé contre l'observateur passe à une certaine distance.

Soit BC la route d'un projectile, O la position d'un observateur. La distance de celui-ci à la trajectoire est la perpendiculaire OT que nous désignerons par  $a$ . Soient G et M deux positions successives du projectile. Construisons la courbe qui établit la relation qu'il y a entre la position du projectile relativement au point T et sa distance à l'observateur.

Prenons pour abscisses la distance au point T, et pour ordonnée sa distance au point O : on aura toujours

$$y^2 = a^2 + x^2 \quad \text{et} \quad y = \sqrt{a^2 + x^2}.$$

On voit immédiatement que cette courbe est une hyperbole : en dérivant on a

$$y' = \frac{x}{\sqrt{a^2 + x^2}}$$

ou

$$(1) \quad dy = \frac{x \cdot dx}{\sqrt{a^2 + x^2}}$$

Pour fixer les idées, prenons un exemple :

Supposons que  $a$  vaille 50 m., et que le mobile ait une vitesse de 500 m. par seconde. Si  $x = 200$  m., on aura :

$$dy = \frac{200 \cdot dx}{\sqrt{42500}} = 0,9701 \, dx$$

Donc en ce point, un déplacement de 1 m. sur la ligne BC entraîne une variation de 0 m. 9701 sur la distance au point O. Or le mobile parcourt 1 m. en

0<sup>s</sup>.002; et le son parcourt 0 m. 9701 en 0<sup>s</sup>.00294. Ainsi donc quand la 1<sup>re</sup> position serait le point G et la 2<sup>me</sup> le point M, le son parti de M arriverait en O avant celui qui serait parti de G, il y aurait une différence de 0<sup>s</sup>.00094, et ainsi de suite pendant un certain temps.

Cependant, il arrivera un moment où le temps employé par le mobile pour parcourir l'espace GM sera égal à la différence des temps nécessaires pour parcourir les 2 lignes GO, MO; c'est alors que le mobile se fera entendre pour la première fois; car les sons qu'il a émis précédemment arriveront seulement plus tard au point O; alors le chemin parcouru pendant un temps  $t$  rapprochera le mobile du point o d'une quantité égale à celle que le son parcourt pendant le même temps.

Pour trouver cette position, remarquons qu'avec les chiffres adoptés, la vitesse du son est les  $\frac{2}{3}$  de celle du mobile; on devra donc avoir alors  $dy = \frac{2}{3} dx$ ; et l'équation (1) devient :

$$\frac{2}{3} dx = \frac{xdx}{\sqrt{a^2 + x^2}}.$$

D'où

$$\frac{2}{3} = \frac{x}{\sqrt{a^2 + x^2}}$$

ou

$$\frac{4}{9} = \frac{x^2}{a^2 + x^2}$$

D'où

$$x = a \sqrt{\frac{4}{5}} = \frac{2a}{\sqrt{5}}$$

Avec les chiffres précédents on trouve  $x = 44,726$ .

Le mobile franchit cet intervalle en  $0^s.09$ . Donc de tous les sons que le mobile émet pendant sa course, le premier que l'on entend est celui qui se produit quand il est à 44 m. 726 de sa plus grande proximité ; mais il est alors à 67 m. 085 du point O. Le son franchit cet intervalle en  $\frac{1}{5}$  de seconde. En  $\frac{1}{5}$  de seconde le mobile parcourt 100 m. Donc quand on commence à l'entendre, il s'éloigne déjà, il est à 55 m. 274 au delà du point où il était à la plus grande proximité.

Une vitesse de 500 m. par seconde est à peu près ce que l'on obtient avec les armes actuelles. Ainsi, quand on entend le sifflement d'une balle, lors même que la balle paraît dirigée vers l'observateur, celui-ci ne court plus aucun danger ; la balle a déjà passé dans son voisinage et s'éloigne rapidement.

Voyons maintenant quelles conséquences résultent au point de vue de la gravité du son, du rapport qu'il y a entre la vitesse de celui-ci et la vitesse du mobile.

Si  $x = 40$ , c'est-à-dire si le mobile, en G, est à 40 m. du point de la plus grande proximité, on trouve que pendant qu'il parcourt 1 m. sur la ligne BC, il se rapproche du point O de 0 m. 62. Or le son parcourt 0 m. 62 en  $0^s.00186$ , tandis que pour parcourir 1 m. le mobile reste  $0^s.002$ . Donc l'émission au point M a lieu  $0^s.002$  après qu'elle a eu lieu en G ; mais comme le son arrive dans un temps plus court de  $0^s.00186$ , les ondes émises pendant  $0^s.002$  arriveront à l'oreille en  $0^s.00014$ , c'est-à-dire pendant un temps 14 fois plus court. Or  $14 = 2^3$ . Donc la note produite est 3,8 gammes plus élevée ; par conséquent, si le corps sonore donne le *la* avec ses 870 vibrations par seconde, l'oreille entendra

12,180 vibrations par seconde, c'est à peu près le *sol bémol* de la quatrième gamme au-dessus, cela se rapproche du son extrêmement aigu que produisent parfois les ailes de certains insectes. On comprend ainsi que l'on parle du *siflement* d'une balle.

Si la vitesse d'une balle est supérieure à celle du son, quand elle produit sa première manifestation acoustique elle doit donner un son infiniment aigu. Mais cette acuité diminue rapidement.

Avec les chiffres que nous avons admis, nous avons vu quel est le son produit quand le mobile est à 40 m. du point T. Quand il est à 30 m., on trouve que pendant qu'il parcourt 1 m., il se rapproche du point O de 0 m. 51, c'est-à-dire d'un espace que le son parcourt en 0<sup>s</sup>. 00153. Et en faisant le même raisonnement que plus haut, on trouve que les ondes produites pendant 0<sup>s</sup>. 002 nous parviendront en 0<sup>s</sup>. 00047 ; c'est-à-dire dans un temps 4,25 fois plus court. Si le corps sonore donne toujours le *la*, on entendra 3,697 vibrations, ce sera à peu près le *la dièze* de la deuxième gamme au-dessus de la gamme naturelle.

En continuant les mêmes calculs, on trouve que le son produit par le mobile lorsqu'il est à 20 m. de T est un son qui aura 1,914 vibrations par seconde ; c'est entre le *si naturel* et le *si bémol* de la gamme au-dessus de laquelle le son a été émis. Si le corps sonore est à 10 m. de T on entendra 1,209 vibrations par seconde, c'est à peu près le *ré dièze* de la gamme au-dessus de laquelle il a été émis.

Quand le corps sonore passe en T, ou à la distance minimum, les ondes arrivent à l'oreille avec la grandeur qu'elles avaient au point de départ, la note ne sera pas changée, on entendra le *la*.

Dès ce moment le corps sonore s'éloigne, les ondes arrivent de plus en plus tard à l'oreille, supposée toujours au point O, et les ondes qui se produisent pendant 0 s. 002 arriveront pendant un temps plus long. On trouve ainsi que quand le mobile est à 10 m. du point T, l'oreille perçoit ces vibrations en 0 s. 002561, elle reçoit donc 680 vibrations par seconde, c'est à peu près le *fa bémol*.

En continuant la même recherche pour les autres positions du corps sonore, on trouve que :

Si  $x = 20$ , on entend 559 vibrat., c'est-à-dire le *ré bémol*.

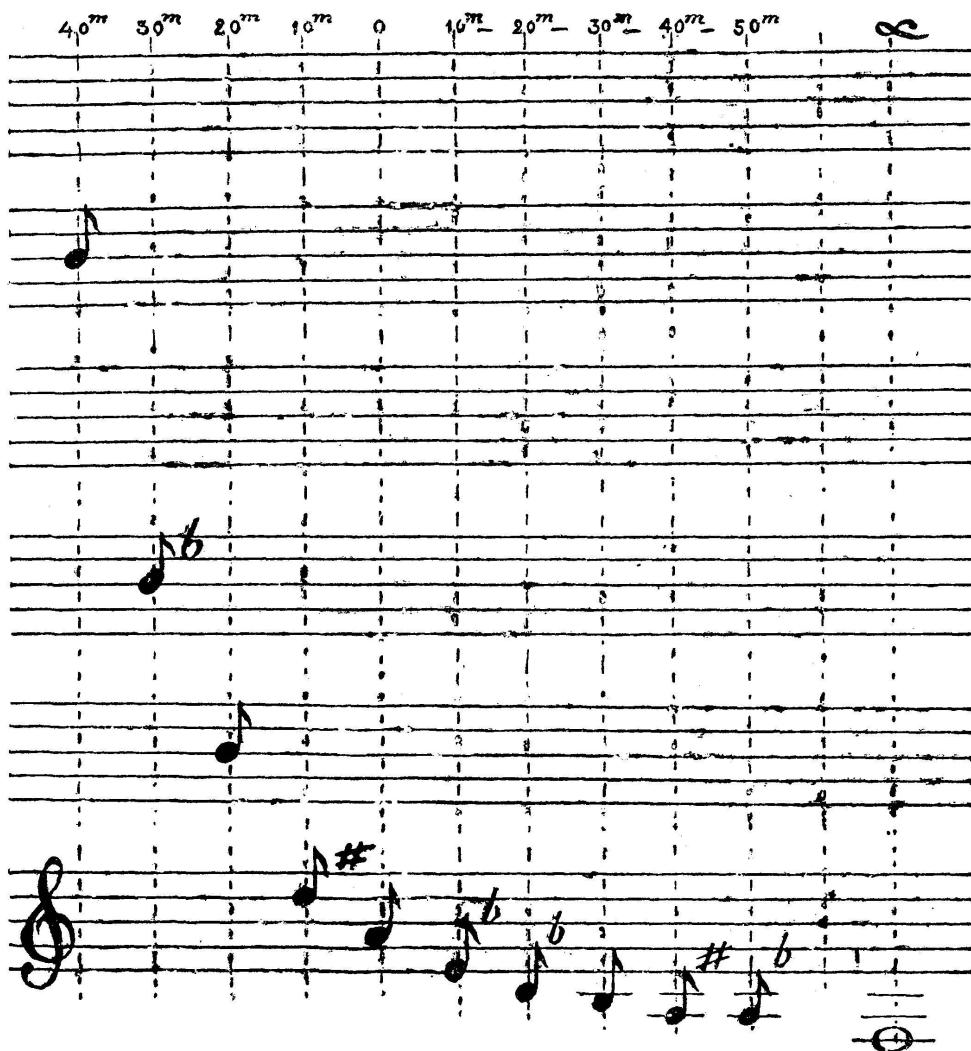
$x = 30$ ,	»	491	»	<i>si infér.</i>
$x = 40$ ,	»	449	»	<i>la dièze.</i>
$x = 50$ ,	»	422	»	<i>la bémol.</i>

A mesure que le corps sonore s'éloigne, sa distance au point O augmente aussi, et pour un déplacement de 1 m. cette augmentation de distance atteindra son maximum quand  $x$  sera infini ; alors cette augmentation sera pareillement de 1 m.

Or le son parcourt 1 m. en 0 s. 003 ; donc le son produit pendant 0 s. 002 sera perçu pendant 0 s. 005. Donc au lieu des 870 vibrations du *la*, on entendra seulement alors 348 vibrations par seconde, c'est exactement le *fa* de la gamme inférieure à celle dans laquelle le son a été émis. C'est le son assymptotique vers lequel, en s'abaissant graduellement, tendra l'effet d'un corps sonore qui s'éloignerait dans les conditions que nous avons supposé plus haut.

Afin de bien se rendre compte de cette variation, je reproduis ici la succession des sons tels qu'on les perçoit

vrait depuis le point O, quand le corps sonore mobile serait placé dans les circonstances indiquées :



Ici l'expérience confirme la théorie. En 1868, quand pour la première fois je m'occupai de cette question, je pus encore consulter quelques vieux militaires qui avaient fait les guerres du premier empire, et qui, maintes fois, avaient entendu siffler les balles ; ils disaient tous qu'il y avait un grand changement dans le bruit que faisait une balle suivant qu'elle s'approchait ou qu'elle s'éloignait, quand elle s'approchait elle sifflait ; puis

quand elle s'éloignait elle faisait entendre un bruit beaucoup plus *sourd* ; et l'un d'eux ajoutait même : quand nous entendions ce bruit sourd, nous disions *cette balle n'est pas pour nous, elle est pour d'autres*. Eh bien à présent, si l'on voulait reprendre l'expression des vieux troupiers de Napoléon I<sup>er</sup>, on pourrait dire, même quand on entend siffler une balle, celle-là n'est pas pour nous.

Nous avons vu que le premier son arrivé au point O, est celui qui est produit par le corps sonore lorsqu'il se trouve à 44 m. 726 de ce point T.

Les sons émis avant ce moment-là arrivent un peu plus tard, en même temps que ceux qui ont été émis en quelque autre point de la ligne MC. Voyons par exemple ce qui arriverait pour un point B situé à 200 m. de T ou à 206 m. 15 du point O. Le calcul montre que pour le son émis en ce point on entendra 1912 vibrations par seconde, c'est le *si bémol* de l'octave supérieur.

Le son parcourt 206 m. 15 en 0<sup>s</sup>. 61845 ; mais en 0<sup>s</sup>. 61845 le mobile dépasse le point T, on entendra donc le son émis en B en même temps que le son émis en quelque point de la ligne TC. Pour trouver ce point, observons que depuis le point B, tel que nous venons de le considérer, le mobile arrivera en T en 0<sup>s</sup>. 4 ; ce sera donc 0<sup>s</sup>. 21845 plus tard que le son parti de A arrivera en O. Il faudrait donc trouver sur la ligne TC la position que doit occuper le mobile pour que le son qu'il émet arrive en O ; 0<sup>s</sup>. 21845 après le moment où le mobile a passé en T.

En désignant par *z* la distance à laquelle il sera alors du point T, et en désignant toujours par *a* la distance TO, la valeur de *z* sera donnée par l'équation :

$$0,002 z + 0,003 \sqrt{a^2 + z^2} = 0,21845$$

qui donne pour  $z$  les valeurs

$$z = 25,22$$

$$z = -200$$

La position 200 m. avant le point T a déjà été considérée, lorsque le mobile sera 25 m. 22 au delà, le son qu'il produira sera apprécié en O par la note *do*. Donc alors on entendra le corps sonore dans deux directions à la fois : Dans la direction de B à une distance de 206 m. 15 avec la note *si* de la gamme supérieure ; et dans la direction de C à une distance de 56 m. avec la note *do*, presque 2 octaves au-dessous ; des oreilles exercées saisiraient certainement à la fois les 2 notes.

Il est évident que la théorie précédente permet aussi de résoudre des questions telles que celles-ci : *Un corps sonore donne le la, il commence à s'éloigner, quelle vitesse faudrait-il lui imprimer pour que le son soit apprécié par la note sol ?* Ou bien : *Un corps sonore donne le la, il commence à se rapprocher et l'on apprécie alors ce son au la dièze, de quelle vitesse est-il animé ?*

Pour ce dernier problème, on peut dire, le *la* donne 870 vibrations par seconde, un *dièze* élève ce nombre de  $\frac{1}{24}$ , donc le *la dièze* a 906,25 vibrations par seconde, c'est donc le nombre de vibrations qu'il fait entendre en 1 seconde quand le corps sonore en émet seulement 870 ; pour cela il faut donc que ces 870 vibrations soient perçues en  $\frac{24}{25}$  secondes ; il faut donc que le rapprochement effectué en 1 seconde soit égal au chemin

que le son parcourt en  $\frac{1}{25}$  de seconde ce qui fait  $13 \frac{1}{3}$  m. Ainsi une locomotive qui se rapproche de  $13 \frac{1}{3}$  m. par seconde ou de 800 m. par minute aura son sifflet *diézé*; on trouverait de même que si elle s'éloignait avec une vitesse de 833 m. par minute son sifflet serait *bémolisé*.

Maintenant, si au lieu de considérer des ondes sonores, nous considérons des ondes lumineuses, nous aurons un phénomène analogue, seulement au lieu d'un changement de note, il y aura un changement de couleur, peut être difficile à apprécier; mais il y aura aussi un changement dans la position des raies du spectre, changement qu'il sera plus facile de reconnaître.

Ainsi, par le déplacement des raies, on pourra savoir dans quel sens, et avec quelle vitesse le luminaire se meut.

Supposons maintenant une étoile double dont le satellite tourne dans un plan qui passe par la terre. Si, au moyen des principes indiqués plus haut, on parvient à déterminer la vitesse du satellite dans son orbite; on pourra, d'après la durée de la révolution, en conclure la longueur totale de l'orbite, puis son rayon, puis sa distance à notre soleil.

Et ici, je me permets de rappeler ce que je disais dans le travail cité plus haut (*Mémoires de la Société Vaudoise des sciences naturelles*, année 1868, vol. X. page 1 à 5).

Désignons par *a* le nombre de kilomètres que le satellite parcourt dans une seconde, par *b* la durée de sa révolution exprimée en secondes, par *m* l'angle sous lequel depuis la terre on voit la distance du satellite à l'étoile principale, et par *d* la distance en kilomètres de ce système à notre soleil. En faisant abstraction pour le moment

de l'excentricité de l'orbite du satellite, la longueur de cette orbite sera exprimée par  $ab$ , son rayon sera donc  $\frac{ab}{2\pi}$  et l'on aura enfin :

$$d = \frac{ab}{2\pi \cdot \tan m}$$

Mais si l'on ne constate aucune différence dans les raies du spectre suivant que le satellite se rapproche ou s'éloigne de nous, on pourra en conclure que sa vitesse dans son orbite est inférieure à celle qui amènerait ce changement dans le spectre ; et que la distance du système lui-même est inférieure à celle qui amènerait ce déplacement des raies. Par conséquent si l'on constate une différence, on peut en conclure la distance de l'étoile ; et si l'on n'en constate point, on peut en conclure une distance maximum en deçà de laquelle l'étoile se trouve nécessairement.

Dans ce qui précède, nous avons supposé pour plus de simplicité, que le plan de l'orbite du satellite passait par la terre, il est facile de voir quelle modification doit subir le calcul lorsqu'il n'en est pas ainsi.

Dans les derniers temps, on a constaté le déplacement des raies pour l'étoile Algool et pour l'étoile Mizar dans la constellation de la Grande-Ouse. Pour Mizar, on a trouvé pour la vitesse de translation 160 kilomètres par seconde ; et comme la durée de cette translation paraît être de 104 jours, on en conclut que la circonférence parcourue est de 1500 millions de kilomètres, ou 240 millions de kilomètres pour la distance de l'étoile à son satellite (*Revue Mensuelle d'Astronomie populaire* de Flammarion, n° de mars 1890, page 94).

Malheureusement, il paraît qu'un de ces astres est un astre obscur, de façon que leur distance apparente n'a pu encore être mesurée ; c'est ce qui a empêché d'appliquer la formule ci-dessus pour calculer la distance qui sépare notre soleil de ce système binaire. Toutefois, il est possible, que d'une manière ou d'une autre, cette difficulté soit levée ; et alors la distance de l'étoile Mizar pourra facilement être calculée.

Dans tous les cas, il sera intéressant de calculer la distance d'une étoile sans avoir recours à l'antique méthode des parallaxes, et en utilisant seulement les propriétés les plus intimes de la lumière.

Mais c'est un fait assez curieux que cette conséquence, pour le régime des ondes, du déplacement d'un corps vibrant, permette de déterminer, soit le changement de note que donne un projectile quand il s'agit des ondes sonores, soit de fournir un nouveau moyen de déterminer la distance des étoiles s'il s'agit d'ondes lumineuses.

M. le Dr SCHUMACHER-KOPP, chimiste cantonal de Lucerne, expose quelques *faits curieux de chimie légale*, tirés de sa pratique, et qu'il est inutile de publier ici<sup>1</sup>.

M. Édouard SARASIN, de Genève, rend compte des recherches que M. Lucien DE LA RIVE et lui poursuivent sur les *ondes stationnaires électriques dans l'air*, obtenues par réflexion contre une grande paroi métallique plane<sup>2</sup>.

<sup>1</sup> Nous n'avons reçu aucune communication de l'auteur, qui préfère sans doute garder le secret sur ces faits délicats. (Réd.)

<sup>2</sup> Voir sur ce sujet *Archives des Sciences phys. et nat.*, 1890, t, XXIII, p. 557.

Conformément aux résultats constatés par les mêmes auteurs dans le cas où l'onde électrique se propage le long de fils conducteurs, ces dernières expériences ont montré que, quel que soit l'excitateur primaire employé, chaque résonateur circulaire n'est susceptible de donner qu'une seule longueur d'onde qui lui est propre, que cette longueur d'onde est la même à très peu de chose près dans le cas de l'air que dans le cas des fils, et que, par conséquent, *la vitesse de propagation de l'onde électrique à travers l'air est sensiblement la même que le long des fils conducteurs.*

M. le Dr DUBOIS, de Berne, relate les expériences qu'il a faites sur *l'action physiologique des bobines d'induction à fil fin et à gros fil*. Elles confirment pleinement les faits déjà signalés par Duchenne de Boulogne en 1856. Le fait capital est le suivant : Quand on applique les courants d'induction à l'aide d'électrodes humides pour exciter les nerfs moteurs ou les muscles, on remarque que les bobines à gros fil (extracourant de la première hélice ou hélice secondaire à gros fil) produisent des contractions beaucoup plus fortes que les bobines à fil fin.

Le fait est patent, facile à constater, mais les explications qu'on en a données pèchent par la base. Les auteurs allemands n'ont jamais attaché grande importance à cette prédominance des hélices à gros fil, mais ne pouvant nier les faits établis par Duchenne ils ont admis que cette différence n'existe que dans certains appareils construits sur le modèle de Duchenne. Ils supposent que dans ces appareils la bobine secondaire a un si grand nombre de tours de fil très fin que la résistance propre (intrinsèque) de la bobine est trop forte. La résistance

extérieure (celle du corps) devient pour ainsi dire négligeable et l'intensité ne dépend plus que de la résistance intérieure. La bobine à gros fil par contre ayant moins de résistance propre agirait mieux quand par l'application d'électrodes humides on réduit la résistance extérieure.

Cette explication ne supporte pas l'examen. Jamais en électrothérapie les bobines n'ont une résistance assez grande pour que la résistance du corps devienne négligeable.

Les auteurs français connaissent pratiquement la différence d'action des bobines à fil fin et à gros fil, mais l'explication qu'ils donnent de ce fait est également erronée. Ils attribuent aux bobines à gros fil *plus de quantité* oubliant que la quantité dépend, toutes choses égales d'ailleurs, *de la résistance totale du circuit*.

Le calcul et l'expérience démontrent que jamais en électrothérapie la bobine à gros fil ne peut avoir plus de quantité. En mesurant au galvanomètre balistique le courant excitateur on constate facilement le curieux paradoxe de Duchenne, et le Dr Dubois cite à cet égard l'expérience suivante, faite avec 2 bobines secondaires induites par le même courant inducteur :

Une bobine secondaire à fil fin (0,2 mm.) de 10050 tours, donnant au galvanomètre une déviation de 70 (représentant 14 microcoulombs) produit une *faible contraction*.

Une bobine secondaire de fil gros (0,7 mm.) de 2218 tours, d'une quantité de 0,8 microcoulomb (4 divisions) donne une *secousse insupportable*.

Ce paradoxe n'est explicable que par les *phénomènes de self-induction* dont les solénoïdes sont nécessairement le

siège. — Le Dr Dubois démontre ces courants de self-induction par une expérience très simple.

Dans le circuit d'un appareil d'induction disposé pour l'excitation d'un nerf moteur on intercale un solénoïde qu'on peut remplacer à volonté par un rhéostat à enroulement bifilaire de même résistance. Lorsqu'un solénoïde d'environ 1000 ohms est intercalé, la secousse est *très faible*. Elle devient *très forte* si l'on remplace ce solénoïde par un rhéostat bifilaire de 1000 ohms. Pour parvenir à obtenir la même secousse minimale il faut arriver à une résistance rhéostatique d'environ 15.000 ohms. Un solénoïde représente donc dans le circuit une résistance environ 15 fois plus considérable que sa résistance vraie mesurée en ohms. Les bobines à gros fil agissent mieux, non parce qu'elles ont plus de quantité, mais parce que, à *quantité moindre*, elles ont plus *d'intensité maximale*, le courant de self-induction étant moins intense que dans les bobines à fil fin.

La démonstration de ces faits exige d'assez longs développements. Un travail sur le sujet paraîtra prochainement dans les *Archives*.

M. Henri DUFOUR montre les deux dernières formes de l'*hygromètre à condensation à plaque épaisse* présenté précédemment à la Société<sup>1</sup> et construit par la Société Genevoise pour la construction d'instruments de physique.

M. H. DUFOUR attire ensuite l'attention sur la manière dont on explique l'une des expériences bien connues destinées à montrer le développement de courants induits

<sup>1</sup> *Archives des Sc. phys. et naturelles*, 1889, t. XXI. p. 108.

dans des masses métalliques tournant dans un champ magnétique. La réaction de ces courants sur le champ s'oppose à la continuation du mouvement, et c'est pour cela qu'on dit souvent qu'un bloc de cuivre suspendu à un fil tordu dans le champ d'un électroaimant et tournant rapidement *s'arrête* aussitôt que l'électro devient actif, et que cet arrêt est produit par la réaction des courants induits sur le champ. Il est évident que ces courants ne peuvent arrêter le bloc, puisqu'ils cessent avec le mouvement de rotation lui-même, ils ne peuvent que ralentir le mouvement. Cependant on constate expérimentalement qu'un bloc de cuivre s'arrête réellement dans le champ magnétique, tandis que cet arrêt n'a pas lieu en employant un cylindre suspendu par un axe vertical traversant les bases du cylindre. Ce fait provient des propriétés diamagnétiques du cuivre, l'orientation d'une masse de cuivre dans un champ magnétique dépend de la manière dont le métal a été travaillé, le bloc de cuivre qu'on emploie dans l'expérience ordinaire est coupé dans une barre et les pôles diamagnétiques sont ordinairement sur un axe horizontal, dans ce cas lorsque le mouvement de rotation est assez ralenti par l'action des courants induits, l'action diamagnétique peut être assez forte pour orienter le cube et le maintenir immobile.

*L'arrêt d'un bloc de cuivre tournant dans un champ magnétique* n'est donc pas la conséquence de l'action seule des courants induits.

M. F. Im Hof donne quelques renseignements sur la *station météorologique de Davos*, dont il est directeur. Les observations faites dans cette station sont publiées chaque mois et chaque année sous forme de tableaux de chiffres

et de tracés graphiques très détaillés. M. Im Hof montre plus particulièrement les représentations graphiques des différents phénomènes météorologiques telles qu'ils ont été obtenus pour les dernières années, et qui donnent une image très nette des conditions climatériques si favorables de Davos.

M. Im Hof décrit ensuite la construction très ingénieuse imaginée par M. Leupolt, à Pontresina, d'une girouette graduée, dont les lectures doivent se faire à grande distance à l'aide d'une lunette.

Celle dont il s'agit est installée sur le sommet d'une des montagnes qui bordent la vallée de Davos et s'observe depuis la station même. Une disposition très habilement combinée permet d'apprécier ainsi à grande distance, avec une exactitude très satisfaisante, non seulement la direction, mais aussi la force du vent dans cette région élevée de l'atmosphère.

La section est ensuite très gracieusement conviée par M. Im Hof à venir visiter les installations de la station qu'il dirige et sur laquelle il fournit encore sur place des renseignements fort intéressants.

**M. le Prof. A RIGGENBACH-BURCKHARDT, de Bâle, fait une communication sur *la photographie des nuages*.**

L'étude des nuages est devenue d'une importance toujours croissante depuis qu'on a reconnu qu'il existe un rapport intime de la forme et de la position des nuages avec la distribution de la pression atmosphérique, de sorte qu'il arrive souvent qu'on peut indiquer d'après l'aspect du ciel seul la position et jusqu'à un certain degré la distance d'un centre de dépression. En outre ce n'est principalement que par les nuages que se fait l'étude des courants supérieurs de l'atmosphère. Enfin les mou-

vements relatifs des diverses parties d'un même nuage dévoilent ce qui se passe dans les couches élevées.

Or pour utiliser les nuages pour la science météorologique, il faut d'abord une entente parfaite entre les divers observateurs sur les différentes formes de nuages et leur désignation, entente qui ne peut se faire que par une communication verbale ou par des dessins fidèles. Mais la configuration d'un nuage étant extrêmement passagère, on n'arrive presque jamais à des dessins absolument libres de la fantaisie de l'artiste, de sorte que les images magnifiques de M. Weilbach ainsi que celles du « Wolkenatlas » de MM. Hildebrandsson, Koppen et Neumayer ne marquent qu'un premier pas pour la fixation des formes de nuages. C'est à la photographie qu'il faut s'adresser, et c'est par cette voie que divers auteurs sont arrivés depuis longtemps à des résultats précieux, je ne cite que M. Hildebrandsson et M. Abercromby.

On n'obtient cependant de bons résultats que dans des cas spécialement favorables, par exemple si les nuages, vivement éclairés par le soleil ou la lune, se détachent d'un fond beaucoup moins lumineux ; dans les cas ordinaires le bleu du ciel agit presque aussi fortement sur la plaque sensible que le nuage lui-même, voilà pourquoi on ne réussit guère à photographier des cirrus bien visibles à l'œil.

Trois méthodes se prêtent à éviter cet inconvénient. Premièrement, en plaçant la camera à un endroit élevé, une montagne, on supprime l'action d'une partie considérable et la plus réfléchissante de l'air, alors on aperçoit le nuage contrastant vivement avec le ciel foncé, si familier aux alpinistes. La seconde méthode consiste dans l'interposition d'un milieu absorbant les radiations bleues,

comme la gommegoutte, utilisée par les savants suédois, ou simplement le verre jaune ordinaire des photographes. La troisième méthode profite de la polarisation de la lumière du ciel : on substitue au nuage son image dans un miroir analyseur placé d'une manière convenable pour éteindre l'éclat du ciel le plus possible. (Voir pour les détails de cette méthode *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* Vol. XV. p. 16. Jan. 1889).

Grâce à l'obligeance de M. Billwiller, directeur de l'Institut fédéral météorologique, l'auteur a pu faire un petit séjour à l'Observatoire du Sentis ; les photographies qu'il y a obtenues, la plupart à l'aide du verre jaune, ont été présentées à la section de physique ; elles montrent un contraste entre le ciel et le nuage qui ne s'éloigne pas beaucoup de l'impression à l'œil, et qui pourrait facilement être augmenté par les procédés chimiques de renforcement des plaques photographiques.

M. Georges KAHLBAUM, privat docent à l'Université de Bâle, présente un travail sur la *mesure de la tension des vapeurs par les méthodes statique et dynamique*.

Il y a deux méthodes pour mesurer la tension de vapeur d'un liquide : la méthode statique et la méthode dynamique.

Dans la méthode statique, on observe la pression qu'exerce la vapeur d'un liquide dans le vide barométrique et à une certaine température. La méthode dynamique détermine le point d'ébullition d'un liquide sous une pression donnée.

Dans le premier cas on mesure donc la pression qu'exercent sur une colonne de mercure les molécules qui s'échappent de la surface d'un liquide à une certaine température, et dans le second cas, au contraire, on

mesure la température nécessaire pour produire un changement d'état du liquide sous une certaine pression donnée.

J'ai étudié autrefois le point d'ébullition d'un assez grand nombre de corps, à de basses pressions, par la méthode dynamique. Je faisais le vide dans un appareil composé d'une cornue en platine munie d'un réfrigérant et d'un autre récipient en verre, jusqu'à ce que j'eusse produit à l'intérieur une pression donnée que je maintenais constante. Alors je déterminais le point d'ébullition par la méthode bien connue et en usant des mesures de précaution nécessaires. J'entrerai ici dans quelques considérations à propos des résultats obtenus alors.

Parmi les corps que je soumis à cette étude se trouvaient entre autres les acides gras, tels que les acides formique, propionique, butyrique et isovalérique. A ceux-là se joignait l'acide acétique, déjà étudié par M. Richardson de Bristol, par la méthode dynamique aussi. En 1868, M. H. Landolt avait entrepris, dans un travail spécial la détermination des tensions de vapeur de ces mêmes acides, par la méthode statique. Le tableau qui suit donne la comparaison des résultats obtenus :

Pression en mm.	Acide formique.			Acide acétique.			Acide propionique.		
	Stat.	Dyn.	Diff.	Stat.	Dyn.	Diff.	Stat.	Dyn.	Diff.
10	—	—	—	6,0	17,2	11,2	24,1	46,5	22,4
15	—	—	—	14,8	24,8	10,0	34,0	51,6	17,6
20	11,6	19,9	8,3	21,3	30,1	9,8	41,1	55,4	14,3
25	15,7	22,0	6,3	26,5	34,2	8,7	46,5	59,0	12,5
30	19,2	23,7	4,5	30,8	37,4	6,6	51,0	62,8	11,8
35	22,1	25,6	3,5	34,5	40,3	5,8	55,0	65,7	10,7
40	24,7	27,3	2,6	37,7	43,0	5,3	58,3	68,0	9,7
45	27,2	29,1	1,9	40,6	45,5	4,9	61,4	70,0	8,6
50	29,3	30,7	1,4	43,2	47,9	4,7	64,2	71,6	7,4

Pression en mm.	Acide butyrique.			Acide isovalérique.		
	Stat.	Dyn.	Diff.	Stat.	Dyn.	Diff.
10	28,9	63,6	34,7	34,7	71,8	37,1
15	40,8	68,7	27,9	46,8	78,5	31,7
20	49,3	73,0	23,7	56,0	83,7	27,6
25	55,8	76,9	21,1	63,2	88,4	25,2
30	64,3	80,5	19,2	69,1	91,6	22,5
35	66,5	83,2	16,7	73,9	94,6	21,0
40	70,0	85,9	15,9	78,2	97,0	18,8
45	73,5	87,8	14,3	82,0	99,8	17,8
50	76,7	90,3	13,6	85,9	100,7	14,8

Un coup d'œil jeté sur les chiffres ci-dessus montre que les résultats présentent des différences très considérables suivant qu'ils ont été obtenus par la méthode statique ou par la méthode dynamique. Il y a plus. Ces différences ne se produisent pas indifféremment en plus ou en moins, leurs oscillations ne sont pas sans une certaine régularité, elles varient plutôt d'une façon tout à fait déterminée et caractéristique. Elles présentent d'une part un accroissement constant à mesure que la pression diminue, et d'autre part si on observe les différences à pression et température constantes on voit que ces différences croissent avec la teneur en carbone des différents corps soumis à l'expérience. C'est ce que montre le tableau suivant :

	C <sub>1</sub>	C <sub>2</sub>	C <sub>3</sub>	C <sub>4</sub>	C <sub>5</sub>
Pression.....	20 <sup>mm</sup>				
Temp. ....	11.6	21.3	41.1	49.3	56.0
Diff.....	8.3	9.8	14.3	23.7	27.6
Pression.....	50 <sup>mm</sup>				
Temp. ....	29.3	43.2	64.2	76.7	85.9
Diff.....	1.4	4.7	7.4	13.6	14.8

A égalité de température les différences croissent avec la teneur en carbone :

	Acide formique.	Acide acétique.	Acide propionique.	Acide butylique.	Acide isovalérique.
Temp 34°.	1°1	6°8	17°6	30°0	36°2

Si la présence d'un peu d'air dans la chambre barométrique suffit pour expliquer le premier mode de régularité dans les différences, on ne peut pas si facilement deviner la cause de l'accroissement des différences avec le nombre d'atomes de carbone. En tout cas je trouve qu'on n'est pas autorisé à attribuer de prime abord à des erreurs d'expériences la variation si importante et si régulière qui se présente dans ces différences. D'autant plus que les chiffres de M. Landolt non seulement furent trouvés exacts par MM. Kanowalow et Schumann après vérification expérimentale, mais encore, introduits comme éléments de calculs dans la construction des courbes des tensions de vapeur des mélanges d'eau avec des acides gras, ils donnèrent des résultats satisfaisants. D'un autre côté mes propres chiffres furent contrôlés à plusieurs reprises, soit par moi, soit par d'autres observateurs, et ainsi parfaitement établis; de telle façon que l'on ne pouvait pas mettre en doute l'exactitude de mes chiffres. On ne pouvait pas établir une comparaison des résultats donnés par les deux méthodes pour d'autres substances, les observations faisant défaut.

Ces différences persistantes étant demeurées inexpliquées je conclus que les méthodes statique et dynamique pour la détermination des tensions de vapeurs ne donnent pas des résultats concordants.

Je pensais que l'explication de ce fait étonnant pouvait être trouvée dans les considérations suivantes. Dans la méthode statique, la force de cohésion doit être vaincue seulement par les molécules situées à la surface du

liquide où la cohésion n'agit pas en tous sens et où à la température ordinaire il y a déjà évaporation. Tandis que dans la méthode dynamique, quand on chauffe le liquide, la cohésion doit être vaincue par toutes les molécules, même par celles situées à l'intérieur du liquide.

Or ce point de vue est faux. Lorsqu'on chauffe les liquides il n'y a aussi qu'une évaporation (ou production de vapeur) superficielle. Les bulles de vapeur qui montent de l'intérieur du liquide ne se produisent qu'en des lieux où se trouvaient auparavant de l'air ou déjà d'autres bulles gazeuses, et où, par conséquent, l'homogénéité du liquide était rompue, c'est-à-dire là où pouvaient se produire des phénomènes semblables aux phénomènes superficiels.

L'essai d'explication était donc faux et il en était aussi de même de l'affirmation que les deux méthodes donnaient des résultats différents. Les deux méthodes, au contraire, donnent des chiffres absolument concordants. L'écart entre les résultats publiés s'explique par le fait que les observations de M. Landolt sont inexactes. Les progressions si particulières et si caractéristiques dans les différences sont un pur jeu du hasard.

La question de savoir si les deux méthodes donnent les mêmes résultats n'est pas nouvelle. Soulevée en 1779 par Southorn et Creighton, elle fut clairement posée pour la première fois en 1819 par John Dalton et résolue dans le sens *négatif*, c'est-à-dire dans celui vers lequel je pensais à la suite de mes précédentes recherches. De même, quoique d'une manière plus réservée, Regnault se prononça *contre* la concordance des méthodes, et à sa suite une série d'autres observateurs; ainsi encore, en mai de cette année, Carl Barus dans son travail classique : « On

the Thermo-Electric Measurement of High Temperatures » partage cette opinion.

D'autres savants se sont élevés contre ces conclusions et ont défendu le point de vue de la concordance des deux méthodes, mais en faisant fausse route quant au choix des arguments. Ce furent, entre autres, MM. Ramsay et Young à Bristol, et encore tout récemment, c'est-à-dire à une époque où mes recherches étaient déjà très avancées, le Dr Müller-Erzbach à Brême et le prof. Raoult à Grenoble.

Pour résoudre d'une manière satisfaisante cette question si débattue, il fallait suivre une double voie. D'abord il fallait répéter les expériences faites par M. Landolt en suivant exactement la marche qu'il avait choisie; en second lieu, il fallait mesurer par la méthode dynamique la force d'expansion de corps dont les tensions aient été déterminées avec une sûreté pour ainsi dire absolue.

Au milieu des difficultés exceptionnelles qui se présentent dans l'application de la méthode statique il ne se trouve jusqu'à présent que deux corps dont on ait pu établir les tensions avec une exactitude suffisante pour que l'on puisse les appliquer sans hésitation au but signalé plus haut. Il y a d'abord l'eau, grâce aux expériences de Magnus et de Regnault, et en second lieu le mercure pour lequel on possède les mesures faites par Regnault, Hertz, Hagen et Ramsay et Young, mesures pour lesquelles la suffisante concordance des résultats est une garantie d'exactitude.

J'ai mesuré dynamiquement la tension de ces deux corps, eau et mercure, avec le précieux concours de M. le Dr G.-C. Schmidt. Comme une description des appareils employés serait difficile à comprendre sans un

dessin<sup>1</sup>, je la laisse de côté ici et je vais communiquer immédiatement le résultat.

Par une interpolation graphique on a tiré les valeurs suivantes des chiffres observés directement. Je donne à côté les valeurs correspondantes observées par Regnault. Dans la quatrième colonne sont inscrites les différences.

**Eau.**

Temp.	K. et S.	R.	Diff.	Temp.	K. et S.	R.	Diff.
10°C	9,36	9,20	+0,16	25°C	23,23	23,52	-0,29
11	9,89	9,77	+0,12	26	24,61	24,96	-0,35
12	10,46	10,43	+0,03	27	26,20	26,47	-0,27
13	11,43	11,44	-0,01	28	27,80	28,07	-0,27
14	11,89	11,88	+0,01	29	29,65	29,74	-0,09
15	12,69	12,67	+0,02	30	31,58	31,51	+0,07
16	13,49	13,51	-0,02	31	33,55	33,37	+0,18
17	14,40	14,39	+0,01	32	35,64	35,32	+0,32
18	15,35	15,33	+0,02	33	37,80	37,37	+0,43
19	16,31	16,32	-0,01	34	40,20	39,52	+0,68
20	17,31	17,36	-0,05	35	42,36	41,78	+0,58
21	18,35	18,47	-0,12	36	44,67	44,45	+0,52
22	19,42	19,63	-0,21	37	47,10	46,65	+0,45
23	20,61	20,86	-0,25	38	49,65	49,26	+0,39
24	21,90	22,45	-0,25	39	52,30	52,60	+0,30

Comme les chiffres sont lus à l'œil nu sur une graduation faite sur verre on peut considérer la concordance des chiffres comme très bonne.

Les différences se montent en moyenne à 0,3<sup>mm</sup>, atteignent pour 34° la valeur 0,7 et retombent à 0,04<sup>mm</sup> pour 13°, 14°, 17° et 19°.

Les chiffres obtenus par Magnus et Regnault varient, entre les mêmes intervalles de température, en moyenne de 0,04<sup>mm</sup>. L'écart atteint son maximum pour 32°-37°

<sup>1</sup> Pour les détails voir : *Verhandlungen der naturforschenden Gesellschaft in Basel*, Bd. 9, Heft 2.

où il est de 0,07, et le minimum est à 18°-22°, mais il ne descend pas au-dessous de 0,01.

Comme on le voit les chiffres ci-dessus montrent une correspondance excellente entre les méthodes.

Pour le mercure on a trouvé les résultats ci-dessous. Les chiffres entre 120 et 220° C. furent obtenus par interpolation graphique des valeurs directement observées. Ceux entre 120° et 0° furent extrapolés mathématiquement au moyen de la formule que Regnault avait déduite de ses recherches. La troisième colonne donne les valeurs trouvées par M. Hertz et la quatrième les différences entre les deux observations. Ces chiffres montrent encore une concordance aussi parfaite qu'on pourrait la désirer.

#### Mercure.

Temp.	K. et S.	Hertz.	Diff.	Temp.	K. et S.	Hertz.	Diff.
0° C	0,006	0,00019	+0,00581	120°	0,71	0,779	-0,069
10	0,009	0,00050	+0,00850	130	1,28	1,24	+0,04
20	0,014	0,0013	+0,0037	140	1,97	1,93	+0,04
30	0,022	0,0029	+0,0191	150	2,99	2,93	+0,06
40	0,035	0,0063	+0,0287	160	4,45	4,38	+0,07
50	0,055	0,043	+0,042	170	6,40	6,41	-0,01
60	0,085	0,026	+0,059	180	9,14	9,23	-0,09
70	0,13	0,050	+0,080	190	12,98	13,07	-0,09
80	0,20	0,093	+0,107	200	18,10	18,25	-0,15
90	0,30	0,165	+0,135	210	25,17	25,12	-0,05
100	0,45	0,285	+0,165	220	34,79	34,90	-0,11
110	0,66	0,478	+0,182				

Les chiffres précédents montrent, aussi bien pour toute l'étendue du tableau que pour des distances intermédiaires, une différence moyenne de 0,07<sup>mm</sup> seulement.

J'ai encore mesuré, en collaboration avec M. G.-C. Schmidt, par la méthode statique la tension de l'acide isovalérique. Les détails de l'expérimentation et la descrip-

tion de l'appareil employé demanderaient des développements trop longs pour être donnés ici, aussi dois-je encore me contenter d'exposer les résultats, obtenus par interpolation graphique.

Dans le tableau suivant la seconde colonne renferme les chiffres que j'ai obtenus par la voie dynamique, la troisième ceux que M. G.-C. Schmidt et moi avons obtenus par la voie statique ; la quatrième montre les différences entre les deux méthodes. Une cinquième colonne renferme les chiffres donnés par M. Landolt, et dans une sixième sont notées les différences qui leur correspondent.

#### Acide isovalérique.

Pression en mm.	K. dyn.	K. et S. stat.	Diff. dyn.-stat.	Landolt stat.	Diff. K. et L.
10	71,8 C	70,9 C	+ 0,9	34,7 C	36,2
12,5	75,3	75,1	+ 0,2		
15	78,5	78,5	0,0	46,8	31,7
17,5	81,2	81,4	- 0,2		
20	83,7	83,7	0,0	56,0	26,7
22,5	86,1	85,8	- 0,3		

L'ensemble des chiffres exposés ci-dessus montre presque d'une manière évidente dans quel sens doit être résolue la question de la concordance entre les méthodes statique et dynamique de détermination des tensions de vapeur. Assurément, et sans aucun doute, c'est dans le sens affirmatif. Il existe un parfait accord entre ces deux méthodes.

Mais il importe de signaler encore ici, avant de terminer, une conséquence importante qui découle de la solution à laquelle nous venons d'arriver.

La question qui vient de nous occuper ayant été tran-

chée dans le sens indiqué, on peut mettre de côté la méthode introduite pour la première fois par James Watt en 1764 et qui consiste à mesurer les tensions dans le vide barométrique. Cette méthode, qui constitue une des tâches les plus difficiles qui puisse se présenter dans le champ des mesures physiques, peut donc être remplacée par la méthode incomparablement plus simple de la détermination du point d'ébullition.

Pour arriver à cette conclusion, et pour l'asseoir sur un terrain solide, il fallait opérer avec toutes les précautions possibles, car ce n'était pas l'acquisition de résultats approchés, mais celle de valeurs définitives qui pouvait mener à bonne fin.

### **Géologie.**

*Président* : M. le prof. LANG, de Soleure.

*Secrétaire* : M. H. SEILER, de Merishausen.

M. Ch. SARASIN, de Genève.

Brueckner. Climat de l'époque glaciaire. — Penck. Double pli glaronais. — Roland Bonaparte. Écoulement récent du lac de Märjelen. — F.-A. Forel. Carte hydrographique du lac Léman. — A. Delebecque. Sondages du lac, d'Annecy. — Gräff. Porphyres du massif du Mont-Blanc. — A. Baltzer. Schmidt, E. Renevier. Observations sur cette communication. — Baltzer. Carte géologique des environs de Berne. — Baltzer. Limites des anciens glaciers du Rhône et de l'Aar. — Mayer-Eymar. Faune du Londinien d'Appenzell.

A la deuxième assemblée générale, M. le prof. BRUECK-