



**HAL**  
open science

## Annalen der Physik; T. XXV, n° 6; 1911

A. Grumbach, Ch. Maurain, E. Bauer, P. Lugol, A. Corvisy, Paul de la Gorce

► **To cite this version:**

A. Grumbach, Ch. Maurain, E. Bauer, P. Lugol, A. Corvisy, et al.. Annalen der Physik; T. XXV, n° 6; 1911. J. Phys. Theor. Appl., 1911, 1 (1), pp.598-608. 10.1051/jphystap:0191100107059801 . jpa-00241708

**HAL Id: jpa-00241708**

**<https://hal.archives-ouvertes.fr/jpa-00241708>**

Submitted on 1 Jan 1911

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

---

**ANNALEN DER PHYSIK;**

T. XXV, n° 6 ; 1911.

J. KOENIGSBERGER et J. WEISS. — Sur les effets thermoélectriques (forces électromotrices, chaleur de Thomson) et la conductibilité calorifique de quelques corps simples et de quelques combinaisons; vérification expérimentale de la théorie des électrons. — P. 1-46.

Le but de ce travail était de rechercher si les effets thermoélectriques sont grands dans les mauvais conducteurs ou s'ils sont faibles ou nuls; les auteurs ont été amenés à reprendre les mesures relatives aux bons conducteurs pour pouvoir discuter les théories thermodynamique et électronique de ces phénomènes.

Les substances employées ont été déjà étudiées par Reichenheim, Schilling et Königsberger au point de vue de la conductibilité et de l'absorption optique<sup>(1)</sup>: le silicium exempt de fer, le sulfure de molybdène, la pyrite de fer, le sulfure de fer, la magnétite, l'ilménite (oxyde de fer et de titane), l'hydroxyde de manganèse, l'oxyde de fer d'Ouro-Preto, du graphite de Ceylan très compact de résistance spécifique  $3,6 \times 10^{-4}$  ohm-centimètre à 16°.

La méthode de mesure de l'effet Thomson est une modification de celle de Haga<sup>(2)</sup> et de Lecher<sup>(3)</sup>. On mesure avec un élément ther-

---

<sup>(1)</sup> *Physik. Zeitschr.*, IV, p. 495 (1903); VII, p. 570 (1907); — *Ann. d. Ph.*, XXXII, p. 479 (1900).

<sup>(2)</sup> *W.-A.*, XXVIII, p. 179; 1886.

<sup>(3)</sup> *Ann. d. Ph.*, XIX, p. 853; 1906.

mœlectrique la chaleur dégagée dans une baguette de la substance étudiée. Quand le courant passe dans l'un et l'autre sens, l'intensité et la résistance étant connues, on en déduit la chaleur de Joule et par différence la chaleur de Thomson. Ici les auteurs ont employé trois piles thermoélectriques pour avoir la chaleur totale en même temps que la chute de température.

Ils ont vérifié que la méthode est applicable aux courtes baguettes qu'ils étaient obligés d'employer, en comparant les nombres obtenus ainsi pour le fer à ceux connus antérieurement pour ce métal; l'accord est satisfaisant.

Pour mesurer la conductibilité thermique, la méthode qui a donné les meilleurs résultats consiste à mettre en dérivation les deux baguettes à comparer et à établir une différence de température entre les extrémités.

Un résultat important est que le rapport de la conductibilité calorifique  $K$  à la conductibilité électrique  $\sigma$  qui varie peu pour les métaux (de  $6,36 \times 10^{-10}$  E. M. C. S. pour l'aluminium à  $8,02 \times 10^{-10}$  pour le fer) atteint des valeurs très supérieures pour les « semi-conducteurs » :

Bismuth .....	$9,64 \times 10^{-10}$
Constantan .....	$11 \times 10^{-10}$
Graphite.....	$1.180 \times 10^{-10}$
Silicium .....	$68.800 \times 10^{-10}$
Oxyde de fer.....	$73.000 \times 10^{-10}$

Schulze et Schemk (1) ont trouvé des résultats analogues pour les alliages, mais il s'agit ici de corps purs.

Pour expliquer cette divergence d'avec la loi de Wiedemann-Franz, MM. Kœnigsberger et Weiss indiquent l'hypothèse des électrons demi-libres.

Les phénomènes thermoélectriques observés semblent bien réversibles. On le voit en introduisant les valeurs trouvées pour le pouvoir thermoélectrique et les coefficients de Thomson dans les deux équations fournies par la thermodynamique; il faut observer que les divergences des divers observateurs sur la valeur des coefficients de Thomson atteignent couramment 10 0/0.

Les auteurs discutent ensuite les diverses théories électroniques au point de vue thermoélectrique et électrooptique.

Le nombre d'électrons par centimètre cube calculé pour l'anti-

---

(1) *Ann. d. Ph.*, XXXII, p. 261; 1910.

moine, le silicium, l'oxydure de cuivre est trop grand pour être vraisemblable. Il faudra désormais tenir compte des anomalies trouvées au point de vue de la loi de Wiedemann-Franz.

K. BAEDEKER. — Sur la théorie électronique de la thermoélectricité.  
P. 73-89.

L'auteur a essayé d'appliquer aux phénomènes thermoélectriques les formules de thermodynamique des gaz parfaits en attribuant aux électrons les propriétés de ceux-ci <sup>(1)</sup>. Il rattache ici les phénomènes thermoélectriques entre conducteurs métalliques à la théorie donnée par Richardson de l'émission de charges négatives par les conducteurs incandescents. La vérification expérimentale est rendue difficile par ce fait qu'il s'agit de phénomènes se produisant à des températures distantes de 1.000°. Si les pressions d'électron dans les métaux A et B sont  $p_A$  et  $p_B$ , un cycle isotherme et réversible donne pour la force thermoélectrique :

$$e = \frac{R}{F} \log \frac{p_A}{p_B},$$

avec  $F = 9647$  E. M. C. G. S., d'où :

$$\frac{R}{F} = 8,619 \cdot 10^2 \text{ (R, constante des gaz).}$$

Si  $\gamma_v$  est la chaleur moléculaire d'un gaz monoatomique à volume constant, le coefficient de Thomson est :

$$A = \frac{1}{F} \left( \gamma_v - RT \frac{d \log p_A}{dT} \right).$$

L'auteur veut vérifier cette théorie au moyen d'iodure de cuivre iodé qui constitue, suivant la teneur en iode, une série de conducteurs distincts <sup>(2)</sup>.

La théorie concorde avec le résultat déjà connu que la force thermoélectrique varie d'une manière continue au point de fusion.

La conclusion s'étendrait aux transformations allotropiques et aux dépôts en solution saturée.

<sup>(1)</sup> *Phys. Z.*, XI, p. 809; 1910. — M. Krüger a donné une théorie de même principe, mais distincte dans son développement. V. ce volume, p. 517.

<sup>(2)</sup> *Ann. d. Ph.*, XXIX, p. 566; 1909.

M. Baedeker fait remarquer que la tension des électrons dans un métal doit être abaissée par la dissolution dans celui-ci d'une petite quantité de matière.

La solution solide étendue sera négative au point de vue thermo-électrique vis-à-vis du métal pur. Le raisonnement ne s'applique pas sans restriction dans le cas des métaux volatils et on doit admettre que le métal dissous n'a pas de tension d'électrons appréciable.

On calcule la force thermoélectrique par la méthode de Van t' Hoff :

$$e = \frac{R}{F} \cdot \frac{A}{100}$$

(A, concentration en atomes 0/0 du métal dissous supposé monoatomique).

L'extension de la loi de Babo est soumise aux mêmes conditions. L'auteur rappelle les théories de Schemk et de Bernoulli (1); elles procèdent d'hypothèses qui ne permettent pas de généraliser les concordances avec l'expérience trouvées par M. Bernoulli.

M. Baedeker fait remarquer que l'équilibre thermodynamique entre un métal et sa vapeur doit être considéré comme déterminé par la tension de vapeur, les tensions d'électrons et peut-être la tension d'ions positifs métalliques; c'est à la tension d'électrons seule que se relierait la force thermoélectrique.

F. JUTTNER. — Dynamique d'un gaz en mouvement dans la théorie de la relativité. P. 145-161.

L'auteur a étudié précédemment au même point de vue l'équilibre d'un gaz parfait monoatomique (2). Il applique ici encore la mécanique de relativité de Planck en partant, comme Helmholtz l'a fait en mécanique newtonienne, du principe de moindre action.

Si H est le potentiel cinétique du gaz en mouvement, H<sub>0</sub> celui du gaz au repos, H', H'<sub>0</sub> les mêmes quantités où on remplace V par V' et T par T' :

$$V' = \frac{V}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad T' = \frac{T}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

(1) SCHEMK, *Ann. de Phys.*, XXXII, p. 261 (1910); — BERNOULLI, *ibid.*, XXXIII, p. 290 (1910).

(2) Voir ce volume, p. 503.

(V, volume; T, température), on doit avoir ici :

$$H = \sqrt{1 - \frac{q^2}{c^2}} \cdot H'_0.$$

L'équation générale s'obtient au moyen des fonctions cylindriques de Hankel; les conclusions ne seraient applicables expérimentalement qu'à des températures inférieures à  $\frac{1}{10}$  billionième de degré ou supérieures à  $10^{11}$  degrés.

A. GRUMBACH.

H. ZICKENDRAHT. — Expériences d'aérodynamique. — P. 47-74.

L'auteur a fait construire, par la maison Klingelfuss de Bâle, une petite balance aérodynamique basée sur le même principe que celle de Langley. La surface ou l'objet à étudier est fixé à l'extrémité d'un bras de levier mobile autour d'une suspension à la Cardan; on envoie sur cet objet le courant d'air d'une buse alimentée par un petit ventilateur à moteur électrique. Les composantes horizontale et verticale de l'action de l'air sont équilibrées au moyen de deux petits ressorts à boudin étalonnés, qu'on tend jusqu'à ramener le levier à sa position primitive. Avec cet appareil l'auteur a fait les mesures suivantes :

1° Il a vérifié pour des vitesses de courant d'air de 3<sup>m</sup>,45 à 6<sup>m</sup>,66 que l'action du courant d'air sur une surface normale de 1 centimètre carré est proportionnelle au carré de la vitesse, le coefficient de proportionnalité étant de 0,069 (en kilogrammes par mètre carré). Avec une surface de 1 décimètre carré, le coefficient est 0,066 ;

2° Il a mesuré les composantes horizontale et verticale de l'action de l'air sur des plaques inclinées de 0 à 90°, et trouvé une variation analogue à celle observée par M. Eiffel sur des plaques plus grandes, avec un maximum de l'action totale vers 40°.

M. Zickendraht a imaginé une sonde qui, jointe à un micromanomètre, permet d'étudier la pression autour d'un corps exposé à un courant d'air, malgré les mouvements de l'air. Il donne les graphiques représentant les isobares à l'avant et à l'arrière d'une plaque normale et d'une plaque inclinée.

CH. MAURAIN.

A. SCHIDLÖF. — Sur la signification de la constante universelle  $h$  de Planck.  
P. 90-100.

En 1910, A.-L. Haas a découvert une relation numérique intéressante : il admet que l'absorption et l'émission du rayonnement sont liées à l'émission et l'absorption d'un électron par un atome. Par exemple, un électron qui reçoit des ondes dont la période est égale à sa période propre de vibration dans l'atome se met à résonner ; sa force vive augmente jusqu'à ce qu'elle lui permette de vaincre le travail de l'attraction électrostatique qui le maintenait dans la sphère d'action de l'atome et à s'échapper au loin. L'énergie qu'il avait acquise et qui avait gardé le caractère vibratoire se transforme ainsi brusquement en énergie potentielle.

Sa valeur est  $\frac{e^2}{A}$ ,  $A$  étant le diamètre de la sphère positive. On a ainsi un résonnateur tel que l'absorption et l'émission d'énergie ne se font que par éléments finis. En partant de l'hypothèse de J.-J. Thomson sur la structure des atomes, et en se servant des données numériques relatives à l'argon (fréquence  $\nu$  des vibrations propres, diamètre moléculaire, etc.), Haas a trouvé :

$$\frac{\epsilon}{\nu} = h = 4,0 \times 10^{-27},$$

$\epsilon$  étant l'énergie absorbée par un atome d'hélium au moment du départ d'un électron.

La valeur de Planck est  $h = 6,540 \cdot 10^{-27}$ .

M. Schidlöf généralise l'hypothèse de Haas, mais sa conception de l'atome diffère de celle de J.-J. Thomson et est assez difficilement acceptable : les électrons se rassembleraient au centre de la sphère positive, formant une sphère négative homogène. Il trouve :

$$(1) \quad h = 2\pi e \frac{\sqrt{AM}}{N},$$

$A$  étant le diamètre de la sphère positive,  $N$  le nombre des électrons présents dans l'atome ( $N =$  poids atomique d'après J.-J. Thomson),  $M$  la masse de la sphère négative.

Si l'on admet que celle-ci est tout entière d'origine électromagnétique, sa valeur est :

$$M = mN \frac{5}{3},$$

$m$  étant la masse d'un électron, car la masse électromagnétique d'une sphère homogène est proportionnelle au carré de sa charge et à l'inverse de son rayon, sa charge proportionnelle à  $N^2$  et son rayon à  $N^{\frac{1}{3}}$ .

L'équation (1) devient alors :

$$h = 2\pi e \sqrt{\frac{Am}{N^{\frac{1}{3}}}}$$

Mais, d'après J.-J. Thomson, la densité  $\rho$  des sphères positives est une constante universelle. Donc, comme :

$$Ne = \frac{1}{6} \pi A^3 \rho,$$

$$\frac{A}{N^{\frac{1}{3}}} = \left(\frac{\sigma e}{\pi \rho}\right)^{\frac{1}{3}} = \text{constante universelle},$$

et

$$h = \text{constante universelle}.$$

En appliquant l'équation (1) au mercure, on trouve :

$$h = 5,2 \cdot 10^{-27}.$$

Pour l'hydrogène :

$$h = 6,05 \cdot 10^{-27}.$$

L. BERNOULLI. — Sur la théorie électronique des cristaux mixtes métalliques. P. 162-170.

L'auteur applique à la pression des électrons à l'intérieur d'un alliage à cristaux mixtes la loi d'abaissement des tensions de vapeur des mélanges (Babo). On explique ainsi le fait que la force électromotrice thermoélectrique, alliage-métal, est toujours négative.

E. BAUER.

E. REINSTEIN. — Etude des vibrations des membranes elliptiques uniformément tendues (Extrait d'une dissertation inaugurale de Goettingen). — P. 109-144. — Deux planches hors texte.

L'intégration de l'équation différentielle a été poursuivie par la



méthode de Ritz<sup>(1)</sup>, jusqu'au calcul numérique des sons et à la construction des lignes nodales correspondantes, dans deux cas particuliers principaux donnant deux types de mouvement vibratoire : type *antisymétrique*, où le grand axe n'est pas une ligne nodale ; type *symétrique*, où le grand axe est une ligne nodale ; chacun d'eux se divise d'ailleurs en deux autres suivant que le petit axe est ou n'est pas ligne nodale.

Les résultats du calcul ont été comparés avec l'expérience pour 34 sons (son fondamental et sons supérieurs) ; des photographies de lignes nodales réelles ont été prises, et les plus réussies, reproduites dans le mémoire, montrent une grande analogie avec les lignes calculées ; de même l'accord entre les sons calculés et les sons observés est assez satisfaisant (aucune indication sur la manière dont les expériences ont été faites)

I. PETER LEBEDEW. — Les valeurs limites des ondes acoustiques les plus courtes. — P. 171-174.

II. N. NEKLEPAJEV. — Absorption par l'air des ondes acoustiques courtes. — P. 175-181.

II. Les ondes acoustiques émises par une étincelle, rendues planes par un miroir concave, traversent un réseau de tiges d'acier argenté et sont concentrées par un deuxième miroir sur un mesureur de pression<sup>(2)</sup>. L'éclateur et le miroir, solidaires, sont mobiles sur une glissière : on peut ainsi mesurer l'énergie  $I_x$  reçue par l'appareil mesureur, pour différentes distances  $x$  du premier miroir au réseau, et calculer le coefficient  $c$  de la relation :

$$I_x = I_0 e^{-cx}.$$

Pour des longueur d'onde comprises entre  $\lambda = 0^{\text{cm}},250$  et  $\lambda = 0^{\text{cm}},083$  et jusqu'à une distance de 47 centimètres, Neklepajev a trouvé pour l'expression  $A = c\lambda^2$  une valeur sensiblement constante, et égale en moyenne à 0,00073.

I. P. Lebedew fait remarquer que si l'on applique les théories proposées par Stokes, Kirchhoff et Jeans<sup>(3)</sup> pour calculer l'affaiblissement

(1) Ce vol., p. 66.

(2) Dispositif d'Alberg, *J. de Phys.*, 4<sup>e</sup> série, t. VII, p. 402 ; 1908.

(3) *The dynamical Theory of Gases*, p. 32.

sement dû au frottement intérieur, à la conduction calorifique et au rayonnement, les valeurs numériques admises pour les diverses constantes utilisées donnent à  $A$  une valeur moitié moindre; il ne paraît pas légitime, d'après cela, d'appliquer à ces constantes, pour des phénomènes qui se propagent avec la vitesse du son, les valeurs acceptables pour des mesures statiques.

En fait, l'expérience et la théorie sont d'accord pour indiquer que les ondes sonores de hauteur moyenne sont très peu absorbées pendant leur propagation; pour les ondes les plus courtes, cette absorption est considérable. Si l'on admet que la valeur  $A = 0,00073$  n'augmente pas pour les ondes plus courtes, les parcours au bout desquels l'intensité du son est tombée au centième de sa valeur initiale sont :

pour $\lambda_1 = 0^{\text{mm}},8$	40 cm.
$\lambda_2 = 0,4$	10
$\lambda_3 = 0,2$	2,5
$\lambda_4 = 0,1$	0,6

C'est la *limite* pour les ondes acoustiques les plus courtes encore observables.

P. LUGOL.

GEORG WULFF. — Sur les points nucléaires et les points de convergence de la phase cristalline liquide du paraazoxyphénétol. — P. 182-184.

Si l'on chauffe entre deux lamelles de verre une couche de paraazoxyphénétol jusqu'à ce que le corps soit devenu isotrope et qu'on laisse refroidir lentement, on voit au microscope se former des gouttes qui présentent en leur milieu un champ sombre circulaire, dont le centre est encore plus sombre, ce que O. Lehmann a appelé « points nucléaires ». Lorsque ces gouttes se réunissent en une masse continue, on voit, outre les points nucléaires, d'autres figures sombres de forme quadrangulaire, souvent carrée, les « points de convergence ». Les points nucléaires et de convergence sont des condensations dans la masse liquide. La lumière qui les traverse est polarisée; en interposant un analyseur (ou un polariseur), on voit en travers des champs circulaires et carrés une ligne diamétrale obscure. Si l'on tourne l'analyseur, la ligne obscure tourne aussi, dans le même sens pour les points nucléaires, en sens inverse pour les points de convergence. Les points nucléaires et de convergence

sont disposés en file linéaire, les points d'une espèce alternant avec ceux de l'autre espèce; ces points s'attirent réciproquement.

L'auteur explique ces faits en admettant que la phase trouble du paraazoxyphénétol est une solution colloïdale, dont la substance en suspension forme à la surface du liquide une lame capillaire et dans l'intérieur, des figures de coagulation de structure particulière qui restent reliées à la lame superficielle. La surface de la goutte serait ainsi soumise à des tensions causées par la présence du point nucléaire et dirigées dans tous les sens autour de ce point; la zone nucléaire possède une structure concentrique et les plans de polarisation doivent être tangents aux enveloppes concentriques. Quant aux points de convergence, on observe qu'ils apparaissent lorsque deux gouttes arrivent en contact et se déforment mutuellement au voisinage du point de contact; les lignes de tension forment un système d'hyperboles équilatères; les figures de coagulation y prennent une structure hyperbolique et les plans de polarisation doivent être tangents aux hyperboles. Il est facile de voir qu'avec une semblable disposition des plans de polarisation la rotation de l'analyseur produit une rotation de la ligne sombre diamétrale en sens inverse.

J.-D. van der WAALS Jr. — Sur la signification des « ensembles canoniques » de Gibbs. — P. 185-188.

L'auteur donne quelques explications sur la méthode statistique de Gibbs exposée dans l'ouvrage de ce savant : « Elementary Principles in statistical Mechanics », et il montre la supériorité de cette méthode sur celle de Boltzmann.

A. CORVISY.

A. PETROWSKY. — Quelques remarques sur le décrétement de rayonnement, la self-induction et la capacité effective d'une antenne. — P. 189-190.

A propos de l'article où C. Fischer décrit une méthode pour la mesure du décrétement dû au rayonnement d'une antenne <sup>(1)</sup>, l'auteur fait remarquer qu'il a, dès 1906 <sup>(2)</sup>, employé un procédé analogue pour déterminer la résistance équivalente au rayonnement.

---

(1) C. FISCHER, *Ann. d. Phys.*, XXXII, p. 979; 1910.

(2) A. PETROWSKI, *Elektrischestwo*, XXVII, p. 241; 1906.

L'antenne étant excitée directement par une bobine d'induction, on mesurait la longueur d'onde  $\lambda$  et l'intensité de courant efficace  $i_e$ . On remplaçait l'antenne par un condensateur de même capacité, on introduisait dans le circuit une self formée de quelques spires de fil et une résistance non inductive, et on réglait l'une et l'autre de manière à ramener la longueur d'onde et l'intensité efficace aux valeurs  $\lambda$  et  $i_e$ . A ce moment, la résistance mise en circuit peut être considérée comme équivalente au rayonnement, si on suppose qu'il n'existe point d'autre cause de dissipation d'énergie. L'auteur fait observer que cette condition n'est jamais réalisée et que la méthode à cet égard prête à la critique, car toute antenne présente des pertes dans le sol, soit directement, soit par induction.

G. SEIBT. — Remarques relatives au mémoire de Karl Settnik : « Sur les ondes très peu amorties qui prennent naissance dans le circuit purement métallique obtenu en fixant des antennes aux bornes de l'éclateur ». — P. 191-192.

L'auteur rappelle que, dans un brevet daté du 1<sup>er</sup> avril 1910, il a décrit un dispositif analogue à celui indiqué par K. Settnik <sup>(1)</sup>. Des expériences réalisées d'après cette méthode, avec du courant alternatif à 500 périodes, des condensateurs de capacité élevée, de grandes longueurs d'étincelles lui ont permis d'obtenir une puissance en haute fréquence de plusieurs kilowatts. Ces essais ont amené l'auteur à cette conclusion que, pour avoir un bon rendement et une grande puissance, il est important que les self-inductions et capacités des deux circuits oscillants s'écartent peu de la relation :

$$\frac{L_1}{C_1} = \frac{L_2}{C_2}.$$

PAUL DE LA GORCE.

---

(1) KARL SETTNIK, *Ann. de Physik.*, XXXIV, p. 365; 1914.