



**HAL**  
open science

## Travaux néerlandais; 1899-1900. (Suile)

E. Mathias

► **To cite this version:**

E. Mathias. Travaux néerlandais; 1899-1900. (Suile). J. Phys. Theor. Appl., 1901, 10 (1), pp.208-219.  
10.1051/jphystap:0190100100020801 . jpa-00240499

**HAL Id: jpa-00240499**

**<https://hal.science/jpa-00240499>**

Submitted on 4 Feb 2008

**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.

---

**TRAVAUX NÉERLANDAIS;**

1899-1900.

*(Suite).*

RITZ HASENOEHL. — The dielectric coefficients of liquid nitrous oxide and oxygen (Constantes diélectriques du protoxyde d'azote et de l'oxygène liquides). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 52.

La méthode employée est une modification de celle de Gordon. Les surfaces intérieures de deux condensateurs plans  $C_1$  et  $C_2$  sont reliées aux deux paires de quadrants d'un électromètre de Thomson, tandis que les surfaces extérieures aboutissent à l'un des pôles d'une bobine de Ruhmkorff, dont l'autre pôle est mis à la terre en même temps que l'aiguille de l'électromètre. Si l'électromètre est parfaitement

symétrique et si  $C_1 = C_2$ , l'aiguille de l'électromètre ne bouge pas quand on fait marcher la bobine d'induction. Si  $C_1$  est une capacité variable d'une façon continue et parfaitement connue, on peut obtenir la capacité  $C_2$  quand on met différents milieux entre ces plateaux, d'où l'on déduit la constante diélectrique de ces milieux. Comme on ne peut empêcher la dissymétrie de l'électromètre et d'autres causes dissymétriques secondaires, on tourne la difficulté en déterminant les constantes diélectriques cherchées par une véritable double pesée : on fait une première expérience avec les capacités  $C_1$  et  $C_2$ , et on amène au zéro l'aiguille de l'électromètre en modifiant convenablement  $C_1$ ; puis on met un condensateur auxiliaire en surface avec  $C_1$  et on diminue  $C_1$  de façon à ramener l'électromètre au zéro, ce qui donne la capacité de l'électromètre auxiliaire; si l'on recommence en introduisant, entre les deux plateaux de celui-ci, une épaisseur connue de gaz liquéfié, on déduit aisément la constante diélectrique de ce gaz liquéfié.

L'auteur trouve ainsi, pour les constantes diélectriques du protoxyde d'azote et de l'oxygène, à la température d'ébullition normale de chacun d'eux, respectivement 1,933 et 1,463.

Il essaye de se servir de ces nombres pour vérifier la relation de Clausius-Mosotti, d'après laquelle l'expression  $D = \frac{K + 2}{K - 1} d$  (dans laquelle  $K$  est la constante diélectrique et  $d$  la densité à  $t^\circ$ ) serait indépendante non seulement de la température, mais encore serait la même pour l'état liquide et l'état gazeux. L'incertitude existant sur la densité de l'oxygène liquide à son point d'ébullition normale et surtout l'absence de toute détermination de la constante diélectrique de l'oxygène gazeux ne permettent pas une vérification précise de la formule considérée. Il n'en est pas de même pour le protoxyde d'azote; malheureusement l'auteur ayant admis, pour la densité du protoxyde d'azote liquide à son point d'ébullition normal, la valeur 1,15 obtenue par Natterer et qui est beaucoup trop faible, trouve 4,83 pour la valeur de  $D$  relative à l'état liquide, tandis que, pour l'état gazeux, on a  $D = 3,403$ , d'après les données expérimentales excellentes.

*Remarque.* — J'obtiens une vérification beaucoup plus satisfaisante de la formule de Clausius-Mosotti en utilisant les recherches de M. Villard sur le protoxyde d'azote liquide (1), dans lesquelles il donne

(1) Voir VILLARD, *Thèse de doctorat*; 1897.

les deux sortes de densités de ce corps pour toute une série de températures comprises entre  $0^\circ$  et  $36^\circ,3$  ; ces densités vérifient la loi du diamètre rectiligne. Le coefficient angulaire  $\alpha$  du diamètre, défini par l'expérience à  $0^\circ$  ( $y = 0,49875$ ) et par l'expérience à  $36^\circ,3$  ( $y = 0,4550$ ), est  $\alpha = -0,001205$  ; l'équation du diamètre est alors :

$$y = 0,49875 - 0,001205t.$$

Au point d'ébullition normale ( $-88^\circ,8$  d'après Cailletet et Colardeau), l'équation précédente donne  $2y = \delta + \delta' = 1,21150$  ; si de là on retranche la densité absolue du gaz à  $-88^\circ,8$  sous la pression normale (0,00294,) on trouve la densité du corps à l'état liquide 1,20856, qui est sûrement approchée à  $\frac{1}{200}$ . Ce nombre fournit pour la constante D, relative au protoxyde liquide, la valeur 5,095, laquelle s'accorde remarquablement avec le nombre D = 5,103 relatif au gaz.

J.-E. VERSCHAFFELT. — On the critical isothermal line and the densities of saturated vapour and liquid in isopentane and carbon dioxide (Sur l'isotherme critique et les densités du liquide et de la vapeur saturée dans l'isopentane et l'acide carbonique). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 55.

Pour déduire des recherches de l'auteur sur les ascensions capillaires au voisinage de la température critique (1) la tension superficielle, il faut connaître avec exactitude, dans le même intervalle de température, l'excès de la densité du liquide sur celle de la vapeur saturée. La formule empirique :

$$\rho_l - \rho_v = 0,243 (1 - m)^{0,367},$$

dans laquelle  $m = \frac{T}{T_c}$  est la température réduite, représente très bien les expériences de M. Amagat sur les deux sortes de densités de l'acide carbonique, sauf pour les températures comprises entre  $T_c - 0^\circ,85$  et  $T_c$ . M. Verschaffelt attribue ce fait à ce que M. Amagat a arrondi sa courbe d'interpolation du côté de l'état critique en forme de parabole du second degré. Au contraire, les déterminations très précises de densité, faites par M. S. Young sur l'isopentane et

(1) Voir *J. de Phys.*, 3<sup>e</sup> série, t. VI, p. 444-446; 1897.

sans correction d'interpolation, vérifient la formule :

$$z_e - z_v = 0,11038 (T_e - T)^{0.3333},$$

même à 0°,4 de la température critique et jusqu'à plus de 60° plus bas.

Dans la seconde partie de son travail, l'auteur propose, pour l'isotherme critique d'un corps, les formules empiriques suivantes :

$$p = p_c - p_c \left(1 - \frac{v_c - b}{v - b}\right)^n \quad \text{pour } v > v_c,$$

$$p = p_c - p_c \left(\frac{v_c - b}{v - b} - 1\right)^n \quad \text{pour } v < v_c,$$

dans lesquelles les pressions sont exprimées en atmosphères et les volumes en fonction du volume normal pris pour unité. Les expériences de M. Amagat sur l'acide carbonique sont bien représentées jusqu'à 800 atmosphères en prenant  $t_c = 31^\circ,4$ ,  $p_c = 73^{\text{atm}},6$ .

$$v_c = 0,00424, \quad n = 4 \quad \text{et} \quad b = 0,00043.$$

L.-H. SIERTSEMA. — Measurements on the magnetic rotation of the plane of polarisation in liquefied gases under atmospheric pressure (Mesures de la rotation magnétique du plan de polarisation des gaz liquéfiés sous la pression atmosphérique). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 57.

Ces nouvelles recherches ont été faites par la même méthode que celles qui concernaient la rotation magnétique des gaz sous pression<sup>(1)</sup> ; toutefois des précautions spéciales ont été prises pour libérer la colonne liquide parcourue par le faisceau lumineux des bulles de gaz qui prennent naissance au contact des parois du vase contenant le liquide sous l'influence de la chaleur amenée par conduction. Le gaz liquéfié est contenu dans un cylindre de verre horizontal, la partie centrale du liquide, seule utilisée, étant limitée par un tube de verre de même longueur que le premier, ouvert aux deux bouts et plongé complètement dans le liquide ; des glaces de verre bien travaillées terminent le premier cylindre. Deux tubes de verre concentriques au premier déterminent une double chemise de vapeur qui garantit latéralement le liquide expérimenté contre la chaleur venant du dehors. Les nicols sont placés extérieurement et protégés contre

(1) Voir : *J. de Phys.*, 3<sup>e</sup> série, t. VII, p. 288-290 ; 1898.

tout dépôt de glace ou d'humidité par des chemises d'air sec. Les mesures de la rotation du plan de polarisation ont été faites, à la minute près, en employant la lumière de l'arc simultanément avec celle d'un arc au mercure dans le vide, de façon à opérer sur des longueurs d'onde bien définies. L'auteur a opéré d'abord sur le chlorure de méthyle, qui est le gaz liquéfié le plus facile à manier et à se procurer pur. Le tableau suivant donne, pour différentes longueurs d'onde, le rapport  $\frac{\omega}{\omega_D}$  de la rotation relative à la longueur d'onde  $\lambda$  à celle qui est relative à la raie D, dans les mêmes conditions :

$\lambda$	$\frac{\omega}{\omega_D}$ (CH <sup>3</sup> Cl)	$\frac{\omega}{\omega_D}$ (gaz)
0 $\mu$ ,631	0,90	0,87
0 ,546	1,17	1,17
0 ,480	1,58	1,53
0 ,449	1,76	1,76
0 ,435	1,90	1,90

Les recherches antérieures de l'auteur ayant montré la quasi-identité de la dispersion rotatoire magnétique des gaz qui ne contiennent pas d'oxygène, la dernière colonne du tableau précédent se rapporte à ces gaz ; on peut constater que la dispersion rotatoire magnétique du chlorure de méthyle liquide ne diffère pas sensiblement de celle des gaz précités.

H. KAMERLINGH ONNES. — Contributions to the knowledge of Van der Waals,  $\psi$ , surface. I. Graphical treatment of the transverse plait (Contribution à la connaissance de la surface  $\psi$  de Van der Waals. I. Détermination graphique du pli transverse).

H. KAMERLINGH ONNES and M. REINGANUM. — II. The part of the transverse plait in the neighbourhood of the plait point in Kuenen's experiments on retrograde condensation (La partie du pli transverse au voisinage du point de plissement dans les expériences de Kuenen sur la condensation rétrograde). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 59.

Dans son travail sur la surface de Van der Waals relative aux mélanges d'acide carbonique et de chlorure de méthyle<sup>(1)</sup>, Kuenen avait remarqué que l'équation d'état de Van der Waals était insuffisante pour représenter ses expériences sur les isothermes de l'acide carbonique ou du chlorure de méthyle purs, et il avait adopté pour

(1) KUENEN, *Arch. Néerl.*, 1<sup>re</sup> série, t. XXVI, p. 354 ; 1893.

ces corps la formule de Clausius première forme. Pour un mélange constitué par  $x$  molécules de  $\text{CO}_2$  pour  $1 - x$  de  $\text{CH}_3\text{Cl}$ , l'équation d'état est de la forme :

$$(1) \quad p = \frac{R_x T}{v - b_x} - \frac{K_x}{T(v + \beta_x)^2}$$

Kuenen ayant donné pour les trois mélanges qu'il a étudiés les valeurs des constantes  $R_x$ ,  $K_x$ ,  $b_x$ ,  $\beta_x$ ,

A chaque valeur constante de  $T$  correspond une surface  $\psi$  de Van der Waals, dont les trois coordonnées sont le titre  $x$ , le volume  $v$  et l'énergie libre  $\psi_x$ , qui, à la température considérée, est donnée, à une fonction linéaire près de la température et comme Van der Waals l'a montré, par :

$$\psi_x = - \int p dv + R_x T \{ x L x + (1 - x) L (1 - x) \}$$

On peut donc espérer tirer de là et des équations (1) les sections de la surface  $\psi$ , relatives à une température donnée, par des plans parallèles aux plans de coordonnées et en déduire des valeurs approchées pour la pression, le volume et la composition des phases coexistantes à la même température. Pratiquement, les résultats obtenus n'ont pas été satisfaisants. Après différents essais, M. Kamerlingh Onnes est revenu à l'équation d'état de Van der Waals et à la méthode suivie par Reinganum dans sa thèse de doctorat et consistant à déterminer empiriquement les corrections qu'il faut apporter aux constantes  $a$  et  $b$  de l'équation de Van der Waals. Dans sa théorie du *mélange idéal*, il suppose que l'on peut calculer l'isotherme de chaque mélange d'après celle d'une substance homogène, et, au moyen de la température et de la pression critique du mélange  $x$ , il définit la température réduite, la pression réduite, et l'énergie libre réduite du mélange considéré.

Il détermine ensuite la valeur des constantes que le calcul introduit et qui doivent être les mêmes pour les substances d'un même groupe, de façon à représenter le mieux possible les expériences de Kuenen. M. Kamerlingh Onnes se sert pour cela de deux méthodes qui s'éclairent l'une l'autre, l'une reposant sur des constructions graphiques planes, l'autre sur les mesures prises sur une représentation approchée de la surface  $\psi$  étudiée, faite en plâtre, méthodes qu'il est difficile de résumer en peu de mots.

- E. VAN EVERDINGEN Jr. — Remarks on the method for the observation of the Hall-effect (Remarques sur la méthode d'observation du phénomène de Hall).
- E. VAN EVERDINGEN Jr. — Measurements concerning the dissymmetry of the Hall-effect in bismuth and the mean Hall-effect on bismuth and antimony (Mesures sur la dissymétrie du phénomène de Hall dans le bismuth et sa valeur moyenne dans le bismuth et l'antimoine). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 26.

Dans la première note, l'auteur étudie la méthode expérimentale qu'il emploie pour l'étude du phénomène de Hall et qui est celle de A. Lebet, décrite dans une communication antérieure ; elle est caractérisée par un courant dérivé du courant primaire (*by-current*) annulant le courant secondaire dans un champ magnétique nul, lorsque les électrodes secondaires ne sont pas placées exactement sur une même ligne équipotentielle. M. Van Everdingen montre, en particulier, qu'il ne suffit pas de constater que le courant dérivé a la même intensité avant et après l'introduction du champ magnétique, pour être sûr que le courant secondaire observé est bien dû au phénomène de Hall.

La seconde note se rapporte à des mesures préliminaires faites dans des directions variées.

- E. VAN EVERDINGEN Jr. — On the increase of the resistance of bismuth in the magnetic field, in connection with the dissymmetry of the Hall-effect (Sur l'accroissement de la résistance du bismuth dans un champ magnétique, en rapport avec la dissymétrie du phénomène de Hall). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 37.

M. Lebet a indiqué, dès 1895, que la dissymétrie du phénomène de Hall dans le bismuth peut être expliquée en supposant que la résistance de ce corps dans un champ magnétique croît inégalement pour les différentes orientations de ce champ ; il montrait en même temps la possibilité d'une relation entre ces directions de dissymétrie et les directions cristallographiques principales du bismuth. Par des expériences directes, l'auteur met hors de doute la réalité du phénomène prévu par M. Lebet.



E. VAN EVERDINGEN Jr. — On the relation between the crystallographic directions and the resistance, the magnetic increase of resistance and the Hall-effect in bismuth (Relation entre les directions cristallographiques, la résistance, l'accroissement magnétique de la résistance et le phénomène de Hall dans le bismuth). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 37.

Les expériences de l'auteur concordent avec les explications suivantes : Pour un champ magnétique nul, les résistances relatives à différentes directions dans un cristal de bismuth peuvent être représentées par les rayons vecteurs d'un ellipsoïde de révolution dont le plus grand coïncide avec l'axe principal du cristal. Une force magnétique, dirigée suivant l'axe principal, produit une magnétisation plus forte que dans une direction perpendiculaire à cet axe. L'intensité de l'effet Hall sur une plaque plane taillée dans un cristal de bismuth dépend de la composante du champ magnétique perpendiculaire à cette plaque. Quand la direction du champ coïncide avec l'axe principal, le phénomène de Hall relatif à une plaque perpendiculaire à cet axe a une valeur plus faible que quand le champ est perpendiculaire à l'axe principal. Il est très probable que la grandeur du phénomène de Hall, relatif à une position arbitraire de la plaque, s'obtient au moyen de l'ellipsoïde de révolution construit avec les valeurs extrêmes de ce phénomène.

L'accroissement de résistance dans un champ magnétique a lieu en égale proportion pour toutes les directions d'un plan perpendiculaire au champ magnétique. La grandeur de cet accroissement de résistance dépend de l'orientation du champ par rapport aux axes cristallographiques ; le minimum d'accroissement a lieu quand le champ coïncide avec l'axe principal du bismuth, et le maximum quand le champ est perpendiculaire à cet axe. Pour une position arbitraire du champ par rapport à l'axe, il est probable que l'accroissement est donné au moyen de l'ellipsoïde de révolution construit avec les valeurs extrêmes de cette quantité.

Après l'accroissement magnétique de résistance, l'ellipsoïde de résistance possède, en général, trois axes inégaux, de sorte que les résistances dans des directions à angle droit, prises dans une plaque plane quelconque, seront accrues en proportions différentes dans un champ magnétique.

E. VAN EVERDINGEN Jr. — On the Hall-effect and the magnetic increase of resistance in bismuth (Sur le phénomène de Hall et l'accroissement magnétique de résistance dans le bismuth). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 40.

Quand on détermine l'effet Hall au moyen d'une plaque circulaire mince que l'on fait tourner dans son plan (qui est perpendiculaire au champ magnétique) d'angles de 45°, 90°, etc., l'effet moyen de Hall varie. L'auteur répète cette expérience avec deux plaques carrées, provenant d'une même plaque circulaire de bismuth sciée en deux dans le sens de son épaisseur; la même dissymétrie a été mise hors de doute et trouvée même plus forte qu'avec les plaques circulaires, ce qui rend le phénomène indépendant de la forme des plaques. Faute d'autre explication, l'auteur admet que ce phénomène doit être rapporté à une irrégularité dans la cristallisation du bismuth. Enfin il montre que le parallélisme supposé entre la conductibilité électrique et le phénomène de Hall n'est pas confirmé par ses expériences.

E. VAN EVERDINGEN Jr. — The Hall-effect in electrolytes (Le phénomène de Hall dans les électrolytes). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 41.

L'auteur fait l'historique des tentatives faites pour mettre en évidence le phénomène de Hall dans les électrolytes, et il résume à grands traits les travaux de Roiti, Florio et Chiavassa dans cet ordre d'idées. Il fait ensuite une théorie du phénomène de Hall dans les électrolytes, en admettant : 1° que le courant électrique dans les électrolytes consiste dans un transport mécanique des charges électriques par les ions ; 2° que ceux-ci se meuvent suivant leur nature avec des vitesses différentes  $U$  et  $V$  ; 3° que, d'après Lorentz, un ion qui se meut avec la vitesse  $v$  dans un champ magnétique  $H$ , perpendiculaire à cette vitesse, est soumis, par chaque unité d'électricité transportée, à un vecteur  $vH$ , dirigé perpendiculairement au plan qui passe par la vitesse de l'ion et le champ magnétique.

Il trouve finalement que l'effet Hall est donné par  $-\mu H(U - V)$ ,  $\mu$  étant une constante comprise entre  $1/2$  et  $1$ .

Sous l'influence de l'électrolyse, les électrodes sont immergées dans des liquides de concentration différente, et la théorie de Helm-

holtz permet de calculer la différence de potentiel qui prend naissance sous l'influence de cette différence de concentration. Appliquant les théories précédentes au cas d'une certaine solution aqueuse de sulfate de cuivre étudiée par Kohlrausch, l'auteur montre que le phénomène de Hall est du même ordre de grandeur que la différence de potentiel produite par la différence de concentration autour des électrodes. Il attaque enfin les expériences de M. Bagard sur les solutions étendues de sulfate de cuivre qui donnent, dans un certain cas, pour le phénomène de Hall  $35.10^{-7}$ , tandis que la théorie de l'auteur n'indique que  $14.10^{-13}$  (1).

E. VAN EVERDINGEN Jr. — The galvanomagnetic and thermomagnetic phenomena in bismuth (Les phénomènes galvano et thermomagnétiques dans le bismuth. 1<sup>er</sup> mémoire) — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 42.

L'auteur reproduit brièvement la théorie des phénomènes galvanomagnétiques et thermomagnétiques du professeur Riecke reposant sur la théorie de Weber relative à la conductibilité de la chaleur et de l'électricité dans les métaux, et d'après laquelle la conduction de la chaleur est attribuée exclusivement au mouvement des particules chargées d'électricité. Il montre, en particulier, que l'égalité des vitesses des particules positives et négatives pour une différence de température de 1° par centimètre, admise par Riecke, n'est pas possible.

L'auteur pense que la théorie de Riecke doit être modifiée, car la variation de la conductibilité thermique dans un champ magnétique est beaucoup plus faible que celle de la conductibilité électrique, ce qui semble prouver que la théorie suppose à tort que le transport de la chaleur se fait uniquement par les particules électrisées.

Les expériences de Von Ettingshausen et Nernst ayant montré, par la variation de la constante de Hall avec le champ magnétique, que le phénomène n'est pas rigoureusement proportionnel à la première puissance du champ magnétique, l'auteur répète leurs expériences et trouve des résultats numériques très différents de ceux des savants allemands, ce qu'il attribue à la différence de pureté des échantillons de bismuth employés.

---

(1) L'auteur ne paraît pas avoir eu connaissance du mémoire où M. Bagard a répondu victorieusement, semble-t-il, aux critiques de MM. Roite, Florio et Chiavassa. Voir BAGARD : Sur la réalité du phénomène de Hall dans les liquides (*l'Éclairage électrique* du 16 avril 1898).

E. VAN EVERDINGEN Jr. — The galvanomagnetic and thermomagnetic phenomena in bismuth (Les phénomènes galvano et thermomagnétiques dans le bismuth) 2<sup>e</sup> mémoire. — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n<sup>o</sup> 48.

L'auteur a obtenu, pour une seule et même plaque de bismuth, dans le même champ magnétique et à la même température, les mesures des quatre phénomènes relatifs à la conduction de l'électricité et de la chaleur dans les métaux. La variation de la résistance électrique et l'effet longitudinal thermomagnétique sont représentés très exactement par des formules empiriques de la forme :

$$(1) \quad E = \frac{C_2 M^2}{1 + C_1 \sqrt{M^2}}$$

dans lesquelles E représente le phénomène observé, M la force magnétique exprimée en milliers d'unités C.G.S.,  $C_1$  et  $C_2$  des constantes.

La constante  $C_1$  étant sensiblement la même pour les deux phénomènes considérés, il s'ensuit qu'ils varient proportionnellement et qu'il devient probable qu'ils ont une cause commune. En ce qui concerne l'effet longitudinal thermomagnétique, les observations de Von Etingshausen et Nernst ne sont pas représentables par la formule (1) et, par suite, sont en désaccord avec celles de l'auteur.

E. VAN EVERDINGEN Jr. — The Hall-effect and the increase of resistance of bismuth in the magnetic field at very low temperatures (Le phénomène de Hall et l'accroissement de résistance du bismuth dans un champ magnétique aux très basses températures). 1<sup>er</sup> et 2<sup>e</sup> mémoire. — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n<sup>os</sup> 33 et 38.

Dans le premier mémoire, l'auteur reprend la mesure du phénomène de Hall à la température d'ébullition normale du protoxyde d'azote, puis de l'oxygène liquides ; avec le protoxyde d'azote, on a utilisé des champs allant de 1.300 à 8.100 C. G. S. ; le résultat est très net : à  $-90^\circ$  comme à  $+15^\circ$ , le coefficient de Hall, R, décroît quand le champ augmente, tandis que le produit (RM) de R par la force magnétique va en croissant très rapidement. Pour une même valeur du champ, R croît très rapidement quand la température diminue. Ainsi, avec un échantillon de bismuth électrolytique, dans un champ de 4.400 C. G. S. et dans l'oxygène bouillant, l'auteur

trouve  $R = 41,4$ , ce qui était, au moment de ses expériences, la plus forte valeur trouvée jusqu'alors pour le coefficient de Hall.

L'accroissement de résistance du bismuth dans un champ magnétique augmente également quand la température diminue et, pour les champs de 2.650 et 3.800 C. G. S. employés, double sensiblement quand on passe de  $+ 27^\circ$  à  $- 90^\circ$ .

Dans le second mémoire, l'auteur reprend avec soin la mesure du coefficient  $R$  pour des champs allant de 1.000 à 6.000 C. G. S. aux températures suivantes :  $+ 100^\circ$ ,  $+ 11^\circ,5$ ,  $- 23^\circ$ ,  $- 90^\circ$ ,  $- 182^\circ$ , qui correspondent aux points fixes de la vapeur d'eau, du chlorure de méthyle, du protoxyde d'azote et de l'oxygène, la seconde température étant celle du laboratoire. M. Van Everdingen trouve ainsi que l'influence de la température sur  $R$  est d'autant plus grande que le champ est plus faible ; à  $- 182^\circ$  et pour  $M = 1.050$  C. G. S., on a  $R = 61,8$ .

L'accroissement de résistivité a été mesuré pour les mêmes températures et les mêmes valeurs du champ  $M$ , et est très bien représenté, à température fixe, par la formule à deux constantes :

$$\Delta r = \frac{C_2 M^2}{1 \pm C_1 M}.$$

Le coefficient angulaire de rotation des lignes équipotentiels  $D$  a été mesuré dans les mêmes conditions ; la variation observée de  $D$  ne concorde pas du tout avec celle qui résulte de la théorie de Riecke. Cette contradiction apparente s'expliquerait en admettant que, dans un champ magnétique, le nombre des particules libres chargées d'électricité est diminué dans un certain rapport.

E. MATHIAS.