Zeitschrift: Mémoires de la Société Vaudoise des Sciences Naturelles
Herausgeber: Société Vaudoise des Sciences Naturelles
Band: 5 (1934-1937)
Heft: 1

Artikel: Étude d'une méthode de mesure de l'effet Thomson
Autor: Delacrausaz, R.
Kapitel: Introduction
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-287562

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: 12.07.2025

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

MEMOIRES DE LA SOCIETE VAUDOISE DES SCIENCES NATURELLES
N° 32 1934 Vol. 5, N° 1

Etude d'une méthode de mesure de l'effet Thomson

PAR

R. DELACRAUSAZ

INTRODUCTION

§ 1. — L'effet électrocalorique de Thomson.

Lorsqu'un courant électrique parcourt un conducteur dont la température n'est pas uniforme, il ne dégage pas exactement la quantité de chaleur exprimée par la loi de Joule. Le dégagement ou l'absorption d'une quantité de chaleur supplémentaire accompagnant les différences de température est le phénomène dit de Thomson. Précisons les conditions dans lesquelles il se produit :

Considérons un conducteur $x_1\ x_2$, parcouru par un courant constant et maintenu en régime thermique permanent. Soit $T = f(x)$, la loi de répartition de la température le long de ce conducteur.

Entre les sections normales d'abscisses x et $x + dx$, la quantité de chaleur libérée par seconde par le courant i est :

$$dq = i^2 \frac{\rho}{s}\ dx - \sigma i\ dT \tag{I}$$

où ρ est la résistance spécifique du conducteur à la température T et s sa section droite à l'abscisse x.

Le deuxième terme du second membre est l'expression de la chaleur Thomson. En première approximation tout au moins, cette quantité de chaleur est proportionnelle à l'intensité du courant, à la différence de température entre les extrémités de l'élément considéré et à un coefficient σ, dénommé chaleur spécifique d'électricité ou coefficient de l'effet Thomson.

La chaleur spécifique d'électricité, à une température T, est ainsi la quantité de chaleur absorbée pendant une seconde

par un courant d'un ampère lorsqu'il passe dans un conducteur d'un point dont la température est T à un point dont la température est $T + 1^0$.

Elle se mesure en calories par coulomb et par degré ou en joules par coulomb et par degré, c'est-à-dire en volts par degré.

σ est considéré comme positif si le phénomène correspond à une absorption de chaleur quand le courant se dirige dans le sens des températures croissantes (cuivre); σ est négatif dans le cas contraire (fer). Le signe de σ dépend du métal.

L'interprétation classique de l'effet Thomson considérait que les différences de température entre les diverses parties d'un conducteur causaient des différences de potentiel entre ces parties. Supposons par exemple qu'une élévation de température corresponde à une augmentation de potentiel. Un courant dirigé dans le sens des températures croissantes travaillait contre cette f. é.-m. et il y avait absorption de chaleur. La quantité de chaleur Thomson était considérée comme l'équivalent calorifique du travail du courant contre la différence de potentiel due à l'accroissement de température. A cause des conventions faites, l'effet était positif dans ce cas.

Si, au contraire, l'augmentation de température correspondait à une diminution du potentiel, les phénomènes étaient renversés: il y avait dégagement d'une quantité de chaleur supplémentaire quand le courant allait dans le sens des températures croissantes (travail de la f. é.-m. de température) et σ était négatif. Le sens du phénomène correspondant à cette interprétation subsiste.

Considérons le phénomène de plus près et étudions-le dans de plus grands intervalles de températures. La formule (I) intégrée donne :

$$q = i^2 \int_{x_1}^{x_2} \frac{\rho}{s}\, dx - \int_{T_1}^{T_2} i\sigma\, dT \tag{II}$$

Le calcul de la deuxième intégrale exige la connaissance de la forme de la fonction σ. Ce coefficient de l'effet Thomson peut être fonction de l'intensité du courant, de sa densité, de la température et du gradient de la température.

L'expérience prouve que, en première approximation tout au moins, la quantité de chaleur Thomson est proportionnelle à la première puissance de l'intensité du courant. Cela est conforme à son changement de signe avec le sens du courant.

La densité du courant ne semble pas intervenir directement. Le coefficient σ serait alors indépendant de ces deux quantités [1].

L'expérience prouve aussi que la chaleur spécifique d'électricité est fonction de la température. Si cette grandeur est seule variable indépendante, l'expression $i \oint \sigma(T) \, . \, dT$, étendue à un circuit fermé, est toujours nulle, quelle que soit la fonction $\sigma(T)$.

Mais si la quantité de chaleur dégagée était *en outre* fonction de la répartition de la température le long du conducteur, l'intégrale $\oint \sigma \left(T \cdot \frac{dT}{dx} \right) dT$ ne serait pas nécessairement nulle [2]: la quantité de chaleur Thomson dégagée le long d'un circuit homogène fermé pourrait être différente de zéro. La somme des différences de potentiel étant nécessairement nulle dans un circuit fermé, l'interprétation ancienne de l'équivalence ne serait plus possible. Ici, la f. é.-m. de température, non nulle, donnerait naissance à un courant supplémentaire dans le circuit.

C'est ce dernier phénomène que Benedicks pense avoir constaté, à savoir l'apparition d'une f. é.-m. interne et par conséquent d'un courant dans un circuit homogène fermé maintenu dans certaines conditions d'états stationnaires (gradients de température dissymétriques); mais, sur tous ces points, l'expérience n'a pas donné encore des résultats suffisamment nets.

Lorsque le gradient de la température est uniforme, il intervient comme facteur dans l'intégrale de l'expression de la chaleur Thomson (III). Pour nous, qui ne nous servirons pratiquement que de gradients uniformes, la forme de la fonction $\sigma \left(T \cdot \frac{dT}{dx} \right)$ n'interviendra pas. Aussi écrirons-nous l'expression de cette chaleur sous sa forme habituelle :

$$\text{(III)} \qquad Q_T = i \int_{x_1}^{x_2} \sigma \, (T) \cdot \frac{dT(x)}{dx} \cdot dx$$

La quantité de chaleur dégagée dans un élément dx de conducteur est donc proportionnelle à l'intensité du courant,

[1] Ce n'est là, nous insistons sur ce point, qu'une première approximation qui n'est pas en désaccord avec les résultats expérimentaux actuels, mais ceux-ci sont encore très peu précis.

[2] La recherche d'une fonction $\sigma \left(T \cdot \frac{dT}{dx} \right)$ telle que $\oint \sigma \left(T \cdot \frac{dT}{dx} \right) dT = 0$ sort du cadre de cette étude.

au gradient de la température, à la longueur de l'élément et à un coefficient σ, chaleur spécifique d'électricité, lui-même fonction de la température.

§ 2. — Difficulté de la mesure de l'effet Thomson.

Le signe, comme l'ordre de grandeur de l'effet Thomson, ne paraissent présenter aucune régularité. La majorité des résultats publiés apparaissent comme divergents. La mesure est en effet délicate.

Dans les bons conducteurs, l'effet est toujours très petit devant l'effet Joule. Dans les métaux dont les propriétés thermoélectriques sont plus marquées, comme le bismuth ou l'antimoine, l'effet Thomson est aussi plus grand. Il est encore plus sensible chez les semi-conducteurs, mais on doit cependant considérer comme un cas exceptionnel celui du silicium, où l'effet pourrait atteindre la moitié de l'effet Joule (Koenigsberger et Weiss) (1) [1].

Les conditions les plus favorables pour la mesure de l'effet Thomson sont, comme nous le verrons, l'obtention d'un état thermique stationnaire. L'effet lui-même influe sur la répartition des températures de régime. Une modification quelconque dans une partie du système se répercute sur l'ensemble, jusqu'à ce qu'on atteigne un nouvel état stationnaire. Il est alors difficile, sinon impossible, de remonter des modifications des températures de régime à la mesure des variations des quantités de chaleur entrées en jeu. Nous étudierons cette difficulté de très près.

Les propriétés thermoélectriques d'un même métal varient d'un échantillon à l'autre. Elles sont modifiées par de faibles impuretés. Lorsqu'on dispose d'échantillons très purs, il faut encore tenir compte de leur état de cristallisation, de leurs traitements mécaniques antérieurs et des anisotropies résultantes éventuelles, en un mot de toute leur histoire. Dans des conducteurs longtemps en expérience, des chauffages non uniformes peuvent, par suite de recristallisations, introduire des hétérogénéités dans le même échantillon.

§ 3. — Premières mesures de l'effet Thomson. Procédés divers.

De l'abondante bibliographie, nous citerons ce qui nous a semblé offrir un intérêt particulier, même négatif, sans nous

[1] Les chiffres entre parenthèses renvoient à la liste bibliographique donnée à la fin du mémoire.

astreindre à un exposé systématique. Pour les raisons exposées ci-dessus, beaucoup de mesures déjà anciennes n'ont malheureusement pas de valeur quant au résultat quantitatif. Plusieurs seraient à reprendre, entre autres celles de Trowbridge et Penrose (4) sur l'influence du champ magnétique, bien que ces auteurs disent que le phénomène ne semble pas modifié.

L'effet a été découvert en 1856 par W. Thomson (5) à la suite de recherches théoriques sur la thermoélectricité (6). L'ayant déduit de ses raisonnements, Thomson a pu en reconnaître l'existence avec un ou deux métaux et a fait quelques mesures comparatives.

Les premières mesures comparatives un peu systématiques ont été faites par Le Roux (6), puis par Batelli (7), d'après la même méthode. Cette méthode de Le Roux est bien connue: un courant traverse deux barres parallèles, identiques et montées en série. Les extrémités de ces barres baignent dans deux réservoirs maintenus à 0° et à 100°. Les barres s'échauffent inégalement et Le Roux mesure, au moyen de couples thermoélectriques, la température en des points également distants du réservoir chaud.

C'est Le Roux qui, par ce simple procédé, a reconnu la proportionnalité de l'effet au courant et qui a constaté le premier l'influence des hétérogénéités introduites par le chauffage. C'est à Batelli qu'on doit les premières mesures absolues par comparaison avec l'effet Joule.

Avant de citer les travaux les plus importants, signalons d'un mot quelques procédés anciens.

L'évaluation des températures au moyen de l'augmentation de résistance [King (8), Kucera (9), Borelius (2)] exige la connaissance de la fonction $\rho = f(t)$ et cette méthode ne permet d'obtenir malgré tout que des températures moyennes. Il n'y a que pour les électrolytes, dans lesquels Bagard (10) a aussi constaté l'effet Thomson, que ce procédé paraisse suffisamment sensible.

Les méthodes bolométriques (11) mettent en jeu trop d'hypothèses approximatives.

Enfin, les méthodes calorimétriques, quoique meilleures pour la mesure des quantités de chaleur [Hall (12)], sont à écarter également devant les méthodes électriques. En effet, la chaleur Joule ne peut être éliminée par un procédé de zéro comme dans une méthode électrique.

Encore celles-ci doivent-elles être appliquées avec beaucoup de précautions. A cause du courant électrique servant à produire l'effet Thomson, les couples doivent être isolés

du métal dont on mesure la température. Mais, attacher les couples sur les fils ou sur les barreaux exposés à l'air comme l'ont fait plusieurs auteurs est tout à fait insuffisant. Dans ce cas, un vide poussé est déjà une sensible amélioration (recherches faites à Leyde), mais le couple placé à l'intérieur est la meilleure disposition.

Pour éviter l'inconvénient de l'isolation et avoir la température exacte du métal, certains auteurs ont placé leurs couples en contact direct avec lui, mesurant la température immédiatement après l'interruption du courant. C'est introduire là un nouvel et dangereux élément d'incertitude. A une critique analogue se heurtent les mesures de plusieurs auteurs faites trop rapidement, avant que les états de régime aient eu le temps de s'établir.

Parmi les méthodes directes, nous considérerons trois types: les méthodes de différence, celles qui sont basées sur les modifications de l'état de régime et les méthodes de compensation. Nous n'ajouterons que quelques mots des méthodes indirectes basées sur la théorie thermodynamique de Thomson.

§ 4. — **Méthodes de différence.**

Le principe de ces méthodes est le suivant : on plonge les extrémités d'une barre dans des bains de températures différentes, de manière à créer artificiellement dans cette barre un gradient de température. On fait passer un courant qui, en un point M déterminé de la barre, élève la température de ΔT. On renverse le courant, d'où, en ce même point, faible variation de température de $2dT$. Connaissant la quantité de chaleur Joule dépensée dans la barre et qui a causé en M une élévation de température ΔT, on en déduit, par différence, la quantité de chaleur nécessaire pour faire varier de $2dT$ la température de ce point.

Ces méthodes ne constituent évidemment qu'une première approximation et ne sont applicables que parce que la chaleur Thomson est petite par rapport à la chaleur Joule. Leur principe est d'autant moins bon que l'effet Thomson est plus marqué, car en aucun cas l'augmentation de température en un point n'est proportionnelle à la quantité de chaleur développée aux environs immédiats ou dans la barre tout entière.

Elles ont été employées avec des modifications diverses par Aalderink (13), Cermak (14), Haga (15), Koenigsberger et Weiss (1), Laws (16), Lecher (17), Schoute (18).

§ 5. — **Méthodes par modification de l'état de régime.**

Les travaux que nous classons sous cette dénomination sont tous plus ou moins dérivés des recherches que Kohlrausch a faites sur la détermination du rapport $\frac{\lambda}{\varkappa}$ des coefficients de conductibilités thermique et électrique. Il s'agit toujours d'une barre métallique, thermiquement isolée, sauf à ses extrémités,

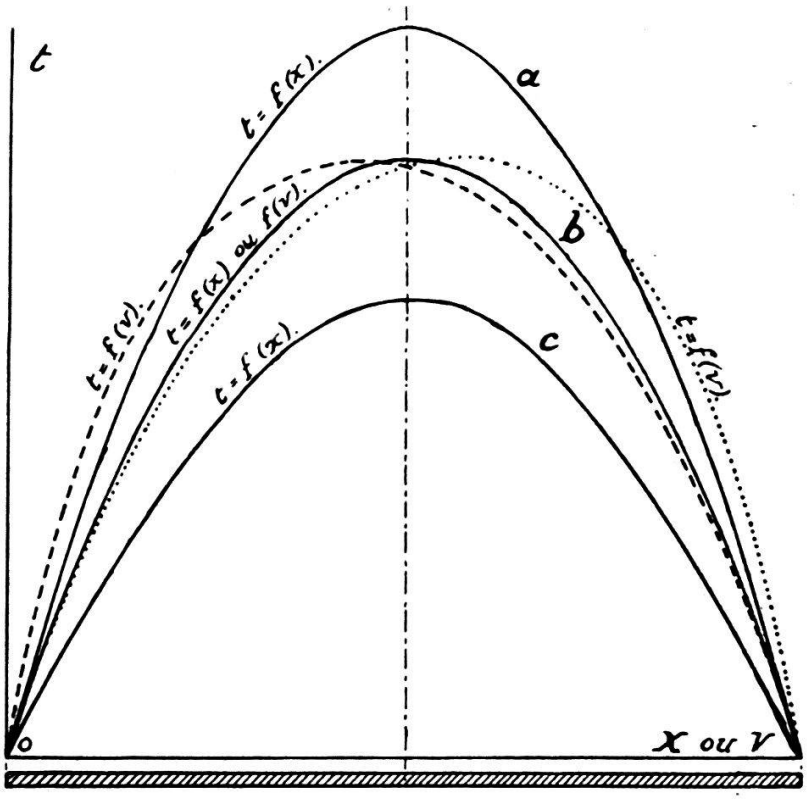

FIG. 1. — Courbes de Kohlrausch [$t = f(v)$] et d'O' Day [$t = f(x)$].

traversée par un courant électrique de valeur efficace constante et chauffée par ce courant. Il n'y a pas d'autre source de chaleur. On rend l'isolation thermique latérale aussi bonne que possible. Comme, de plus, la température maxima n'est jamais considérable, la chaleur s'écoule presque uniquement par les extrémités. Ces extrémités sont maintenues à des températures fixes, généralement égales. Pour un courant donné, il s'établit une certaine répartition stationnaire de température.

Les répartitions de régime thermique ont été étudiées par Kohlrausch (19) dans divers cas, puis perfectionnées et appliquées par ses élèves Jaeger et Diesselhorst (20). On obtient des courbes de température dont la forme générale est donnée par la fig. 1.

Diesselhorst a montré que l'introduction d'un courant continu à la place d'un courant alternatif de même valeur efficace ne produisait qu'une translation du maximum sans en changer la valeur. Les relations de Kohlrausch sont simples, mais c'est entre les différences de potentiel le long des barres et les températures qu'elles établissent une dépendance. Il est en particulier nécessaire de connaître le potentiel v_m au point où la température est maxima, et comme ce point change suivant le régime, on voit qu'on rencontre déjà là une première difficulté.

Une méthode dérivée et des plus intéressantes au point de vue théorique est celle d'O'Day (21). Nous montrerons (ce qu'O'Day n'indique pas) que dans un cas idéal, en supposant constantes les conductibilités électrique et thermique et en négligeant l'effet Thomson, la figure des températures de régime le long d'une barre cylindrique est une parabole (courbe du type *b* de la figure 1). Comme il y a toujours une certaine perte de chaleur latérale, la courbe des températures stationnaires s'en trouve aplatie (courbe du type *c*). Mais, d'un autre côté, la résistivité augmente en fait avec la température. La quantité de chaleur développée dans la partie centrale de la barre augmente, le maximum tend à s'élever et à devenir plus aigu (courbe du type *a*). O'Day cherche par tâtonnements un courant tel que ces deux effets se compensent aussi exactement que possible. La figure des températures de régime reste alors une parabole et il peut calculer, dans ce cas déterminé, l'effet Thomson à partir des modifications qu'il produit.

Bien que la méthode d'O'Day soit extrêmement élégante et fouillée, l'auteur paraît avoir rencontré de graves difficultés techniques. Il est regrettable, tout d'abord, qu'il n'ait employé que cinq couples pour déterminer ses figures d'équilibre. Ensuite, il se sert surtout des gradients de température aux extrémités (mesurés sur 2 cm. de longueur, avec une barre de 30 cm.). Or nos expériences nous ont montré que, suivant la disposition des extrémités, il peut y apparaître de graves irrégularités dans l'allure du gradient. (Voir pp. 26 et 48-49). Enfin, l'auteur lui-même, dans des recherches ultérieures, insiste sur les difficultés de la mesure des températures et de l'obtention d'un bon isolement (22).

§ 6. — **Méthodes de compensation.**

Pour en indiquer le principe, reprenons tout d'abord le système des deux barres parallèles de Le Roux (p. 5). Si l'on veut compenser la dissymétrie due à l'effet Thomson, il ne

s'agit pas seulement de fournir une certaine quantité de chaleur à la barre la plus froide par exemple, mais il est nécessaire de répartir cette chaleur le long de la barre suivant la même loi d'apport que celle de l'effet Thomson.

Berg (23), le premier, a attaqué ce problème. Il est arrivé, par ses recherches théoriques, aux résultats suivants : en augmentant l'intensité du courant dans la barre la plus froide, on ne peut pas compenser en chaque point la quantité de chaleur absorbée par l'effet Thomson. (Ce résultat est la conséquence du fait que les chaleurs Joule et Thomson ne sont pas proportionnelles à la même puissance de courant.)

En revanche, il existe un point sur chaque barre pour lequel cette compensation est possible. Les courants étant convenablement réglés, les quantités de chaleur développées en ces points sont les mêmes quel que soit le sens du courant. Par conséquent, après renversement de celui-ci, la température en ces deux points ne changera pas immédiatement. Mais au bout de peu de temps, une variation interviendra malgré tout, par suite de l'établissement d'un autre état de régime.

La méthode de Berg est donc une méthode de compensation. Malheureusement, ce n'est pas une méthode de régime stationnaire. C'est peut-être à cette cause qu'on doit attribuer le manque de concordance des nombreuses valeurs de l'auteur.

Une autre méthode de compensation est celle de Nettleton (24), sur laquelle nous ne disposions que de renseignements de seconde main[1]. D'après ces références (25, 26), c'est une méthode de compensation stationnaire. La compensation se fait au milieu d'un barreau court dont les extrémités sont maintenues à des températures différentes. Par suite de conditions spéciales, déterminées et réalisées par l'auteur, cette compensation est stable. En revanche, ce n'est pas une méthode de zéro car l'auteur fait passer *successivement* des courants différents dans le même barreau. Après Nettleton, elle a été employée par plusieurs auteurs pour la mesure de l'effet Thomson dans les unicristaux métalliques. (Smith (27), Ware (26), Young (28).

§ 7. — **Méthodes indirectes. — Tendances actuelles.**

Dans sa théorie thermodynamique des phénomènes thermoélectriques, W. Thomson a établi la relation :

$$\sigma_A - \sigma_B = T \frac{de}{dT} \tag{IV}$$

[1] Revue ne se trouvant dans aucune bibliothèque suisse.

où σ_A et σ_B sont les chaleurs spécifiques d'électricité de deux métaux A et B et e la f. é.-m. par degré du couple A/B. Plusieurs auteurs ont appliqué cette formule. Nous n'entrerons pas dans l'étude de leurs méthodes car elles sont, dans leur principe, essentiellement différentes de celle que nous avons employée. Citons les travaux de Boydston (29), Grüneisen et Goens (30), Linder (31).

C'est en se fondant sur cette formule que, dans les laboratoires de Leyde, Borelius, Keesom, Johansson et Linde ont fait une étude systématique de l'allure du coefficient de Thomson pour de nombreux métaux et alliages, à basses températures (jusqu'à 20° ou 30° abs.). Leurs résultats semblent indiquer une diminution des valeurs absolues des f. é.-m. par degré (e) et par conséquent, si l'on admet la formule (IV), des coefficients σ. Cependant, l'allure des courbes ne présente, dans son ensemble, pas beaucoup de régularité (32, 33).

Une autre tendance actuelle est l'étude de l'anisotropie des phénomènes thermoélectriques dans les cristaux non cubiques. Les cristaux, par leur homogénéité et leur pureté, apparaissent comme susceptibles de fournir des résultats moins confus que ceux qu'on a obtenus jusqu'à ce jour. Citons, comme appartenant à cette catégorie, les travaux de Boydston (29), Fagan et Collins (34), Grüneisen et Goens (30), Linder (31), Verleger (35), Ware (26).

Il convient enfin de citer, parmi les nombreux et importants travaux de Bridgman sur les phénomènes thermoélectriques, ses recherches concernant l'influence des effets mécaniques (tension, pression, etc.) sur le coefficient Thomson (36). Smith a également travaillé dans la même direction (27).

§ 8. — **Ensemble des mesures faites sur le fer.**

Nous avons réuni dans la figure 2 les résultats des mesures faites par divers savants. Cette figure montre le manque de concordance entre les différents auteurs. Quelques explications sont ici nécessaires.

Les résultats de Batelli — les plus anciens — paraissent les plus divergents, ainsi que ceux d'Aalderink. Pour ce dernier, nous ne disposions pas du mémoire original et nous avons constaté que les valeurs données par Baedecker dans le « Handbuch der Elektrizität und des Magnetismus » ne correspondaient pas aux données des « International Critical Tables ». Les résultats de Hall (12), Lecher (17), Berg (23), Koenigsberger et Weiss (1), sont aussi tirés de cette dernière source (37). Sauf

pour ceux de Hall, nous en avons vérifié l'exactitude d'après les mémoires originaux.

Voici ces résultats :

Tableau 1.

$$\sigma = a + bt \,.\, 10^{-2} + ct^2 \,.\, 10^{-5} \ \mu\, v/^0\mathrm{C} \text{ pour } t_1 \leqslant t \leqslant t_2$$

t_1	t_2	a	b	c	Erreur en %	Auteurs
+53°	+308°	— 2,97	— 1,85	—	4	Batelli
+49°	148°	+16,4	—20,8	—	7	Aalderink
+32°	182°	— 7,66	— 4,1	—17	3	Hall
+91°	441°	— 7,785	— 8,61	+21,4	5	Lecher
—51°	+115°	— 4,00	— 8,33	—	5	Berg
+48°	48°	—11,3	—	—	1	Koenigsberger et Weiss

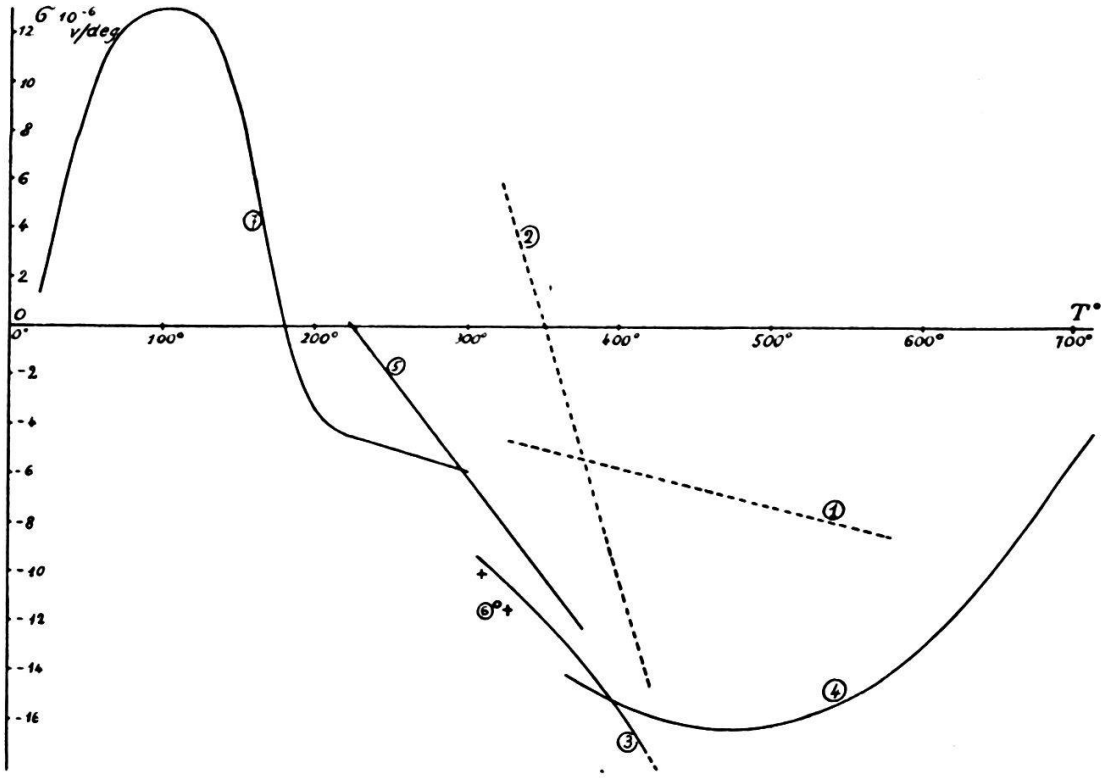

FIG. 2. — Effet Thomson dans le fer.

1, Batelli. — 2, Aalderink. — 3, Hall. — 4, Lecher. — 5, Berg. 6, Koenigsberger et Weiss. — 7, Borelius, Keesom, Johansson, Linde. — + Perrier et Delacrausaz.

La courbe de Borelius, Keesom et leurs collaborateurs est construite directement d'après les données du mémoire original (33). Elle a été calculée par les auteurs à partir de mesures de f. é.-m. au moyen de la formule (IV). Nous reproduisons ci-dessous leurs résultats.

Tableau 2.

T°	$\sigma_{\mu v}/^{o}C$	T	σ	T	σ	T	σ	T	σ
20°	+1,3	60°	+10,8	110°	+13,0	160°	+6,1	240°	−4,8
25°	2,7	70°	11,9	120°	12,8	170°	2,6	260°	5,2
30°	4,1	80°	12,6	130°	12,2	180°	−0,2	280°	5,6
40°	6,7	90°	12,9	140°	11,0	200°	3,5	300°	5,9
50°	9,0	100°	13,0	150°	8,9	220°	4,5	—	—

Nettleton (24) donne pour le fer la formule suivante :

$$\sigma \,.\, 10^{8} = -\,138 - 505\,\frac{T}{200} + 21\,T^{2}\,.\,10^{-4} + 5\,T^{3}\,.\,10^{-6}\ \text{cal/coul.}\ ^{o}C$$

Malheureusement, nos références n'indiquent pas entre quelles limites de températures cette formule est valable. Elle donne les résultats suivants :

$$T = 200^{o}\,,\ \sigma = -\,21{,}7\ \mu v/^{o}C$$
$$T = 300^{o}\,,\ \sigma = -\,23{,}9\ \mu v/^{o}C$$
$$T = 400^{o}\,,\ \sigma = -\,20{,}6\ \mu v/^{o}C$$

valeurs sensiblement plus grandes. en valeur absolue, que celles des autres auteurs.

Bridgman (36) indique pour trois échantillons de fer les formules suivantes :

$$\sigma_1 = (-0{,}0178 - 0{,}000516\,t)\,(t+273)\,.\,10^{-6}\ v/^{o}C$$
$$\sigma_2 = (-0{,}0212 - 0{,}000336\,t)\,(t+273)\,.\,10^{-6}\ v/^{o}C$$
$$\sigma_3 = (-0{,}0066 - 0{,}000732\,t)\,(t+273)\,.\,10^{-6}\ v/^{o}C$$

Le dernier échantillon est un fer commercial. Ces formules sont valables entre 0° et 100°. Elles ne sont pas le résultat de mesures directes, mais sont tirées par dérivation des mesures de la f. é.-m. du fer par rapport au plomb, en application de la théorie thermodynamique de Thomson.

A ces résultats, nous avons ajouté les valeurs que nous avons trouvées, soit :

$$\sigma = -\,11{,}_{5}\,.\,10^{-6}\ v/^{o}C \ \text{à}\ 55^{o}C$$
$$\sigma = -\,10{,}_{0}\,.\,10^{-6}\ v/^{o}C \ \text{à}\ 37^{o}C$$

Elles sont indiquées par des croix sur la figure 2.