

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: Delacausaz, R.
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: 23.02.2026

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 :

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

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 $T + 1^\circ$.

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 :

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

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 quantités¹.

L'expérience prouve aussi que la chaleur spécifique d'électricité est fonction de la température. Si cette grandeur est seule variable indépendante, l'expression $i \oint \sigma(T) \cdot dT$, 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 nulle²: 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 :

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

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 paraît 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 $\frac{\lambda}{\kappa}$ des coefficients de conductibilités thermique et électrique. Il s'agit toujours d'une barre métallique, thermiquement isolée, sauf à ses extrémités,

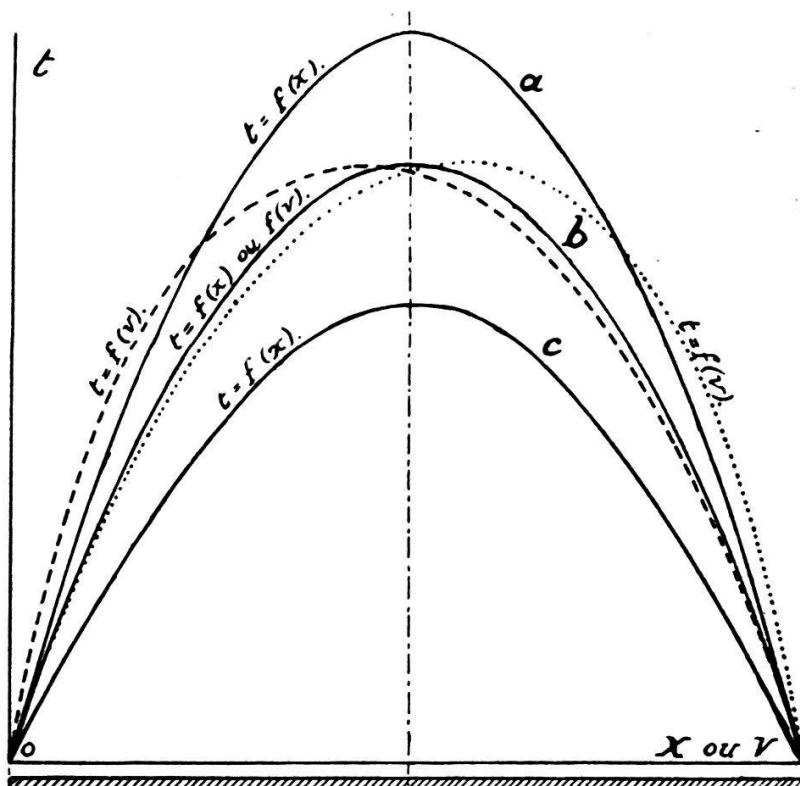


FIG. 1. — Courbes de Kohlrausch [$t = f(v)$] et d'O'Day [$t = f(x)$].

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 disposons que de renseignements de seconde main¹. 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 :

$$(IV) \quad \sigma_A - \sigma_B = T \frac{de}{dT}$$

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.

$$\sigma = a + bt \cdot 10^{-2} + ct^2 \cdot 10^{-5} \mu v/^\circ C \text{ pour } t_1 \leq t \leq t_2$$

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

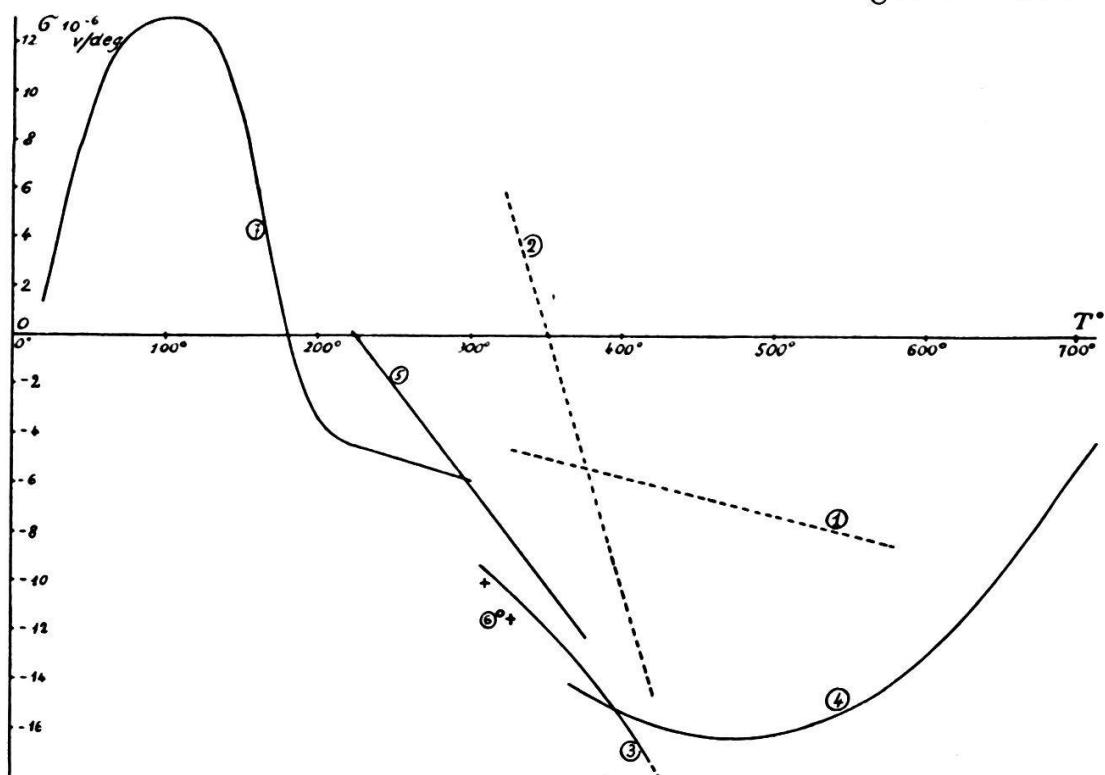


FIG. 2. — Effet Thomson dans le fer.

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

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°	$\sigma_{\mu v}/^{\circ}\text{C}$	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 :

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

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

$$\begin{aligned} T &= 200^\circ, \sigma = -21,7 \mu v/^{\circ}\text{C} \\ T &= 300^\circ, \sigma = -23,9 \mu v/^{\circ}\text{C} \\ T &= 400^\circ, \sigma = -20,6 \mu v/^{\circ}\text{C} \end{aligned}$$

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

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

$$\begin{aligned} \sigma_1 &= (-0,0178 - 0,000516 t) (t+273) \cdot 10^{-6} v/^{\circ}\text{C} \\ \sigma_2 &= (-0,0212 - 0,000336 t) (t+273) \cdot 10^{-6} v/^{\circ}\text{C} \\ \sigma_3 &= (-0,0066 - 0,000732 t) (t+273) \cdot 10^{-6} v/^{\circ}\text{C} \end{aligned}$$

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 :

$$\begin{aligned} \sigma &= -11,5 \cdot 10^{-6} v/^{\circ}\text{C} \text{ à } 55^\circ\text{C} \\ \sigma &= -10,0 \cdot 10^{-6} v/^{\circ}\text{C} \text{ à } 37^\circ\text{C} \end{aligned}$$

Elles sont indiquées par des croix sur la figure 2.

CHAPITRE PREMIER

ETUDE THEORIQUE DES ETATS DE REGIME

La méthode que nous avons mise en œuvre est une *méthode purement électrique* (comme toutes les méthodes les plus récentes). C'est une *méthode de compensation en régimes stationnaires*.

Alors que, dans toutes les mesures anciennes, l'effet Joule constituait le principal obstacle à la mesure de l'effet Thomson, nous avons, avec quelques autres auteurs du reste, cherché à l'utiliser. Cette utilisation est double :

1^o Compensation de l'effet Thomson. Les données numériques obtenues constituent donc des résultats absolu.

2^o Obtention d'un *gradient uniforme de température* sur la plus grande longueur possible du barreau d'expérimentation.

Un gradient uniforme simplifie en effet considérablement les calculs en évitant la nécessité de moyennes d'autant plus difficiles à établir qu'on ne connaît pas la variation exacte du coefficient σ en fonction du gradient (cf. p. 3). Pour se rapprocher pratiquement autant que possible de ce gradient uniforme, deux moyens ont été employés: une section non uniforme du conducteur et un chauffage électrique indépendant.

Il convenait dès lors d'étudier théoriquement les états de régime thermique des conducteurs chauffés par le courant et de diriger nos recherches vers l'obtention d'un gradient uniforme.

§ 9. — Equations d'état stationnaire d'un conducteur cylindrique.

Soit un conducteur de section uniforme, dont les extrémités sont maintenues à une température fixe. Le conducteur est chauffé par un courant électrique; la chaleur s'en va par les extrémités et l'on suppose qu'il n'y a aucune perte de chaleur latérale. La courbe de régime des températures le long de ce conducteur en fonction des abscisses est une parabole ou une courbe exponentielle suivant les hypothèses faites.

Supposons que la résistivité et la conductibilité calorifique soient constantes. La répartition de régime est:

$$(V) \quad t = \frac{\rho i^2}{\lambda s^2} \left(l \cdot x - \frac{x^2}{2} \right)$$

où x = abscisses courantes de la barre,
 t = température au point d'abscisse x , la température des extrémités étant prise comme zéro,
 ρ = résistivité,
 λ = conductibilité calorifique,
 i = intensité du courant,
 s = section droite du conducteur,
 $2l$ = longueur de la barre.

On peut l'établir comme suit :

Soit Δq la quantité de chaleur libérée par le courant entre les points K et M pendant l'unité de temps.

$$\Delta q = \frac{\rho i^2}{s} (l - x)$$

En état de régime, cette quantité de chaleur traverse intégralement, en vertu des hypothèses faites, la section s de la barre en K. On a (loi de la conduction calorifique) :

$$\Delta q = \lambda \frac{dt}{dx} s .$$

Donc

$$(VI) \quad \lambda \frac{dt}{dx} s = \frac{\rho i^2}{s} (l - x)$$

$$(VII) \quad dt = \frac{\rho i^2}{\lambda s^2} (l - x) dx$$

d'où, tenant compte des conditions aux limites,

$$(5) \quad t = \frac{\rho i^2}{\lambda s^2} \left(l x - \frac{x^2}{2} \right)$$

Pour $x = l$, on a :

$$(VIII) \quad t_m = \frac{\rho i^2 l^2}{2\lambda s^2}$$

Signalons que nous parvenons à la même valeur que Borelius (2) d'une manière tout à fait différente et indépendante.

Supposons maintenant qu'on ait :

$$\rho = \rho_0 (1 + at)$$

(VII) devient alors successivement :

$$(IX) \quad dt = \frac{\rho_0 i^2}{\lambda s^2} (1 + at) (l - x) dx$$

$$\frac{dt}{1 + at} = \frac{\rho_0 i^2}{\lambda s^2} (l - x) dx$$

$$(X) \quad t = \frac{1}{\alpha} \left[e^{\frac{\alpha \rho_0 i^2}{\lambda s^2} \left(lx - \frac{x^2}{2} \right)} - 1 \right]$$

avec

$$(XI) \quad t_m = \frac{1}{\alpha} \left[e^{\frac{\alpha \rho_0 i^2 l^2}{2 \lambda s^2}} - 1 \right]$$

Le premier cas examiné, celui d'un conducteur où la variation de résistivité en fonction de la température serait négligeable, n'est qu'un cas particulier de celui-ci. On le voit en développant la fonction $t(X)$ en série de Mac-Laurin et en s'arrêtant au second terme.

D'ailleurs, si cette courbe ne serrait pas la réalité d'assez près, on pourrait toujours introduire des fonctions de la forme $\rho = \rho_0 (1 + \alpha t + \beta t^2)$, $\lambda = \lambda_0 (1 + \alpha t)$, et intégrer.

Cela nous conduit à une méthode de calcul des pertes de chaleur latérales, pertes utiles à connaître dans certains cas. Exposons-la brièvement en passant, bien que nous ne l'ayons pas utilisée.

En pratique, les températures se répartissent le long de la barre suivant une certaine loi que l'on pourrait représenter au besoin par

$$t = A (x + a_1 x^2 + a_2 x^3 + a_3 x^4 + \dots)$$

On peut mesurer le gradient aux extrémités et la quantité de chaleur dégagée par seconde (*e. i.*).

Il est facile de trouver un état théorique de régime caractérisé par le même gradient aux extrémités. La quantité de chaleur libérée dans ce cas est calculable par une intégration, en se servant de la courbe du régime thermique.

La différence entre ces deux quantités de chaleur est évidemment égale à la perte latérale :

$$P = (\rho_M - \rho_A) i - \frac{\rho_0 i^2}{s} \int_0^l (1 + \alpha t) dx$$

ou en remplaçant t par sa valeur donnée par (X)

$$(XII) \quad P = (\rho_M - \rho_A) i - \frac{\rho_0 i^2}{s} \int_0^l e^{\frac{\alpha \rho_0 i^2}{2 \lambda s} \left(lx - \frac{x^2}{2} \right)} dx$$

§ 10. — Equation de régime thermique d'un barreau de section variable. — Examen théorique du problème de l'uniformité du gradient de température.

Soit y le rayon du conducteur au point d'abscisse x (fig. 3); $y(x)$ est la méridienne du barreau.

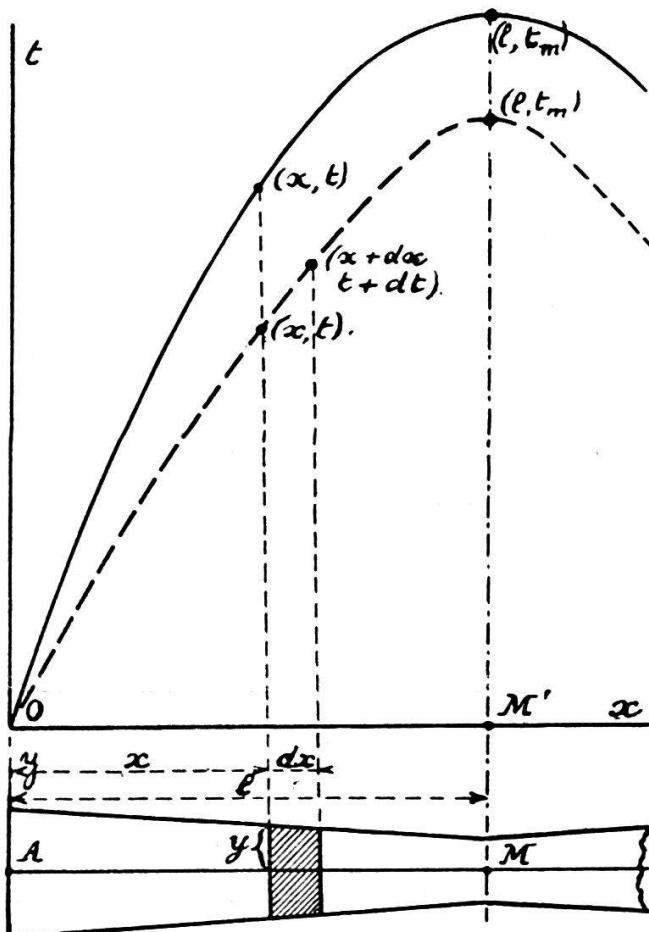


FIG. 3.

La quantité de chaleur engendrée par unité de temps dans l'élément de volume compris entre les abscisses x et $x + dx$ est

$$\frac{\rho i^2}{\pi y^2} dx.$$

Entre les points K et M, il se dépense donc une puissance calorifique égale à

$$\Delta q = \int_x^l \frac{\rho i^2 dx}{\pi y^2} = \int_x^l \frac{1 + \alpha \cdot t(x)}{y^2(x)} dx.$$

tandis que (VI) devient

$$\Delta q = \lambda \frac{dt}{dx} \pi y^2$$

D'où

$$(XIII) \quad \frac{dt}{dx} = \frac{\rho_0 i^2}{\lambda \pi^2 y^2} \int_x^l \frac{1 + \alpha \cdot t(x)}{y^2(x)} dx$$

Posons

$$(XIV) \quad k = \frac{\rho_0 i^2}{\lambda \pi^2}$$

Il vient :

$$\frac{dt}{dx} = -k y^{-2} \int_l^x \frac{1 + \alpha t}{y^2} dx$$

Par dérivation et substitution :

$$(XV) \quad \begin{aligned} \frac{d^2t}{dx^2} &= 2k y^{-8} \frac{dy}{dx} \int_l^x \frac{1 + \alpha t}{y^2} dx - k y^{-2} \cdot \frac{1 + \alpha t}{y^2} \\ \frac{d^2t}{dx^2} &= -2 y^{-1} \frac{dy}{dx} \cdot \frac{dt}{dx} - k y^{-2} \cdot \frac{1 + \alpha t}{y^2} \\ \frac{d^2t}{dx^2} + \frac{2}{y} \cdot \frac{dy}{dx} \cdot \frac{dt}{dx} + \frac{\rho_0 i^2}{\lambda \pi^2} \cdot \frac{1 + \alpha t}{y^4} &= 0 \end{aligned}$$

Telle est l'équation de régime thermique dans un conducteur de section non uniforme. Sous cette forme très générale, elle n'est pas intégrable.

A toute méridienne $y(x)$ correspond un état de régime, et réciproquement, à tout état de régime physiquement plausible correspond une méridienne. (Le problème de l'intégration rigoureuse ou approximative restant réservé.)

Parmi toutes les fonctions y qui satisfont à l'équation (XV), nous voulons déterminer celle qui réalisera l'uniformité du gradient de température.

Nous introduisons donc dans (XV) la condition

$$\frac{dt}{dx} = g$$

et ses deux conséquences

$$t = gx + h \text{ et } \frac{d^2t}{dx^2} = 0$$

où g et h sont des constantes.

Il vient :

$$2g \frac{dy}{dx} + k \frac{1 + \alpha(gx + h)}{y^3} = 0$$

$$\begin{aligned} y^3 \cdot dy &= -\frac{k}{2g} \left[1 + ah + agx \right] dx \\ \int_{y_0}^y y^3 \cdot dy &= -\frac{k}{2g} \int_0^x \left[1 + ah + agx \right] dx \\ (\text{XVI}) \quad \frac{y^4}{4} - \frac{y_0^4}{4} &= -\frac{k}{2g} \left[(1 + ah)x + \frac{ag x^2}{2} \right] \end{aligned}$$

L'équation (XIII) :

$$g = \frac{k}{y^2} \int_x^l \frac{1 + ah}{y^2} dx$$

donne $y = 0$ pour $x = l$. Ce résultat permet de fixer la constante d'intégration de l'équation (XVI) :

$$\frac{y_0^4}{4} = \frac{k}{2g} \left[(1 + ah)l + \frac{ag l^2}{2} \right]$$

d'où

$$\begin{aligned} y^4 &= \frac{2k}{g} \left[(1 + ah)l + \frac{ag l^2}{2} - (1 + ah)x - \frac{ag x^2}{2} \right] \\ y^4 &= k(l - x) \left[\frac{2}{g} (1 + ah) + a(l + x) \right] \end{aligned}$$

et, en réintroduisant la valeur de k :

$$(\text{XVII}) \quad y = \sqrt{i} \sqrt{\frac{\rho_0}{\lambda \pi^2}} \sqrt{(l - x) \left[\frac{2}{g} (1 + ah) + a(l + x) \right]}$$

L'examen de cette relation (XVII) montre que la fonction y est réelle pour $x \leq l$. La tangente en $x = l$ est verticale.

A chaque intensité de courant correspond une méridienne particulière, comme d'ailleurs à chaque gradient de température, à chaque température aux extrémités et à chaque longueur du conducteur.

En posant $h = 0$, nous fixons simplement comme zéro de température la température des extrémités du conducteur, ce que nous avons toujours fait dans nos expériences. Au surplus, a , coefficient d'accroissement de la résistance, étant très petit devant l et $\frac{2}{g}$, tous les termes en a peuvent être négligés ($a_{Fe} = 0,58 \cdot 10^{-3}$). Il reste

$$y = \sqrt{i} \sqrt{\frac{\rho_0}{\lambda \pi^2}} \sqrt{\frac{2}{g} (l - x)}$$

Voici le calcul d'un cas concret, avec des données plausibles:

$$i = 90 \text{ amp.}$$

$$2l = 20 \text{ cm.}$$

$$\rho_0 = 9,5 \cdot 10^3 \text{ u.é.m.C.G.S.}$$

$$g = 10 \text{ degrés. cm}^{-1}$$

$$\lambda = 0,20 \text{ cal. cm}^{-1} \text{ sec}^{-1}. \text{ degré}^{-1}. t_{\max} = 100^\circ$$

ce qui donne, en unités C.G.S. :

$$\sqrt[4]{\frac{\rho_0}{\lambda \pi^2}} = 0,103 \text{ u.C.G.S.} \quad \sqrt{i} = 3 \text{ u.C.G.S.}$$

$x_{\text{cm.}}$	$\sqrt[4]{\frac{2}{g}(l-x)}$	$y_{\text{mm.}}$	$x_{\text{cm.}}$	$\sqrt[4]{\frac{2}{g}(l-x)}$	$y_{\text{mm.}}$
0	1,189	3,68	6	0,946	2,92
1	1,156	3,58	7	0,880	2,72
2	1,125	3,48	8	0,795	2,46
3	1,088	3,36	9	0,669	2,07
4	1,047	3,24	9,5	0,562	1,74
5	1,000	3,09	9,75	0,473	1,46

La figure 4 donne l'allure de la méridienne et de la coupe du conducteur. Celui-ci a sensiblement la forme d'un tronc de cône aux extrémités. Seul l'étranglement du milieu est irréalisable.

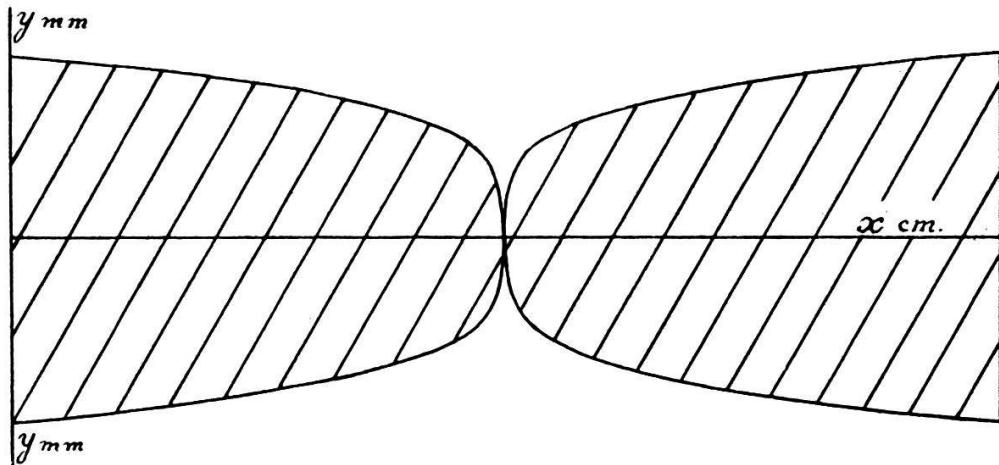


FIG. 4.

Il existe en principe un tout autre moyen d'obtenir la répartition désirée : c'est le chauffage d'un conducteur cylindrique en son milieu seulement, sur un tronçon que l'on peut concevoir aussi court que l'on veut. Il faut à cet effet un chauffage extérieur au barreau d'expérimentation, mais l'idée de principe de se servir de l'effet Joule lui-même est aban-

donnée. Cet effet Joule vient au contraire changer la répartition des températures.

En pratique, nous avons utilisé ces deux moyens. La barre que nous avons choisie a ses extrémités en forme de troncs de cônes et l'étranglement médian irréalisable est remplacé par une partie cylindrique avec chauffage extérieur au point milieu.

Les chapitres suivants montreront par quels moyens nous avons surmonté les difficultés pratiques dues aux pertes de chaleur latérales.

§ 11. — Examen pratique du problème de l'uniformité du gradient de température.

En pratique, les pertes de chaleur latérales ne sauraient être négligées. En outre, des nécessités techniques, telle qu'une certaine épaisseur nécessaire à la mesure des températures, ne permettaient pas de faire varier *ad libitum* la forme du barreau d'expérimentation.

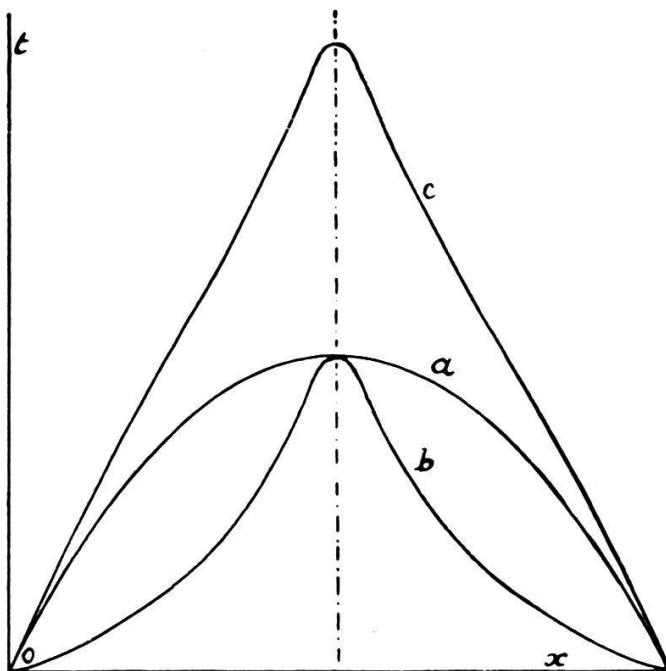


FIG. 5.

En prenant un barreau cylindrique ou en forme de double tronc de cône de section peu variable, on obtient une répartition des températures dont l'allure est en fait celle de la courbe *a* de la figure 5.

Le chauffage au point médian seulement donne une courbe qui a la forme générale de la courbe b . L'inflexion marquée, avec concavité dans le sens des ordonnées positives, est inévitable à cause des pertes latérales.

En chauffant simultanément par les deux moyens, les concavités tendront, si l'on peut dire, à se neutraliser. On obtiendrait alors une courbe telle que la courbe c , construite par addition des ordonnées des courbes a et b .

En faisant varier l'importance relative des deux systèmes de chauffage et en introduisant un barreau d'expérimentation de section variable, on peut, par lâtonnements, se rapprocher de la forme idéale, le V renversé, des courbes de température. C'est par ces moyens combinés que nous y sommes parvenu.

§ 12. — Calcul de l'effet Thomson.

Indiquons enfin une méthode générale de calcul de l'effet Thomson, valable quelles que soient les courbes de températures de régime.

Désignons respectivement par les indices J et T les chaleurs Joule et Thomson dégagées ou absorbées dans le barreau d'expérimentation lui-même; l'indice E indiquera une quantité de chaleur échangée. Ainsi, l'expression $t_{J,E}$ indique que la température t est produite en même temps par la chaleur Joule et par la chaleur échangée avec une autre partie de l'appareil. Les températures sont toujours comptées en prenant comme zéro la température des extrémités. Il sera en outre entendu, dans les calculs ci-dessous, que les quantités de chaleur dégagées ou absorbées sont comprises par seconde. Des expressions telles que Q_T ont donc en réalité les dimensions d'une puissance et non celles d'une énergie.

Quelle que soit la répartition des températures, il est toujours possible d'en développer la courbe représentative en série

$$(XIX) \quad t_{J,E} = A(x)$$

où x varie donc entre zéro et l (cf. fig. 3). D'où pour le gradient au point d'abscisse x :

$$(XX) \quad \left(\frac{dt}{dx} \right)_{J,E} = \frac{dA}{dx}$$

L'expression de la chaleur Thomson dégagée dans l'élément de longueur dx est en valeur absolue :

$$(III) \quad dQ_T = \sigma i \frac{dt}{dx} \cdot dx$$

Supposons que l'effet Thomson se produise seul, mais exactement de la même façon que s'il était causé par la répartition exprimée par l'équation (XIX). La quantité de chaleur en jeu dans chaque élément serait alors donnée par (III), avec dans (III)

$$\frac{dt}{dx} = \left(\frac{dt}{dx} \right)_{J,E} = \frac{dA}{dx}$$

Il se produirait une autre répartition de température, caractérisée par l'équation :

$$\left(\frac{dt}{dx} \right)_T = \alpha \int_x^l dQ_T = \alpha i \int_x^l \sigma \left(\frac{dt}{dx} \right)_{J,E} dx$$

qui exprime que le gradient de température dû à l'effet Thomson seul est proportionnel à la quantité de chaleur dégagée entre le point d'abscisse x et celui où la température est maxima. α est un coefficient de proportionnalité.

D'où par intégration du dernier membre, entre $x = 0$ et $x = l$, après avoir sorti σ de l'intégrale, ce qui revient en première approximation à en prendre une valeur moyenne :

$$(XXI) \quad \int_0^l dQ_T = i \cdot \sigma \cdot A(l)$$

La valeur absolue moyenne de σ est la seule inconnue du second membre.

La mesure consisterait à envoyer dans une partie du conducteur un courant supplémentaire tel que la moitié la moins chaude de la barre atteigne exactement la température de la moitié la plus chaude. L'énergie supplémentaire dépensée dans ce cas serait équivalente au double de la chaleur Thomson mise en jeu entre l'une des extrémités et le point de température maxima.

§ 13. — Principe de la méthode employée.

La méthode que nous avons employée découle de l'exposé ci-dessus, du dernier paragraphe en particulier, mais elle comporte de notables modifications imposées par l'expérience.

La courbe de température que nous avons obtenue est donc en forme générale de V renversé. Sans le phénomène Thomson, elle serait symétrique par rapport à un axe passant par le milieu de la barre (cf. fig. 1), courbe b en trait continu. Par suite de cet effet, les ordonnées sont légèrement modifiées.

Supposons, pour fixer les idées, que le courant principal

se propage de droite à gauche. Les températures sont alors augmentées du côté gauche de l'appareil, diminuées du côté droit. Elles se répartiraient suivant une figure telle que la courbe en traits interrompus de la figure 1.

Renversons le sens du courant : la température tend alors à diminuer du côté gauche, à augmenter du côté droit (courbe pointillée). On empêche ces modifications de répartition en augmentant le courant à gauche de l'appareil, en le diminuant du côté droit. La quantité de chaleur Joule (puissance $e \cdot i$) correspondant aux deux courants compensateurs nécessaires mesure exactement, de chaque côté de l'appareil, le double de l'effet Thomson. C'est cette quantité de chaleur Joule qu'on mesure.

CHAPITRE II

L'APPAREIL PRINCIPAL

§ 14. — Description générale¹.

Le barreau servant à toutes les mesures est un barreau de fer comportant trois parties: une partie médiane cylindrique comprise entre deux parties tronconiques symétriques. Nous le nommerons barreau principal. Il est parcouru par un courant continu que nous appellerons courant principal.

Si ce barreau n'était chauffé que par le courant qui le traverse, la répartition des températures qui s'y établirait aurait approximativement l'allure de la courbe *a* de la figure 5. En outre, un courant considérable serait nécessaire pour obtenir une température suffisante.

C'est pourquoi un système supplémentaire de chauffage a été disposé pour déverser de la chaleur au milieu de ce barreau et superposer à l'état thermique stationnaire *a* l'état *b* (fig. 5) qu'on obtiendrait en n'employant que ce dernier moyen de chauffage (cf. § 11). Voici ce dispositif :

Deux barres effilées sont soudées rectangulairement à la barre principale par une de leurs extrémités. Elles sont chauffées indépendamment de la barre principale par un autre courant.

¹ De nombreuses expériences d'approche ont été faites au moyen de deux appareils dont nous ne parlerons pas ici. — Se référer, pour de plus amples détails, au mémoire original; exemplaires à disposition à l'Institut de Physique de l'Université de Lausanne.

Ces trois pièces sont refroidies à leurs extrémités libres par un courant d'eau (fig. 6 et planche hors texte).

Pour connaître les quantités de chaleur dégagées dans les différentes parties du barreau, des sondes de potentiel ont été soudées le long de celui-ci.

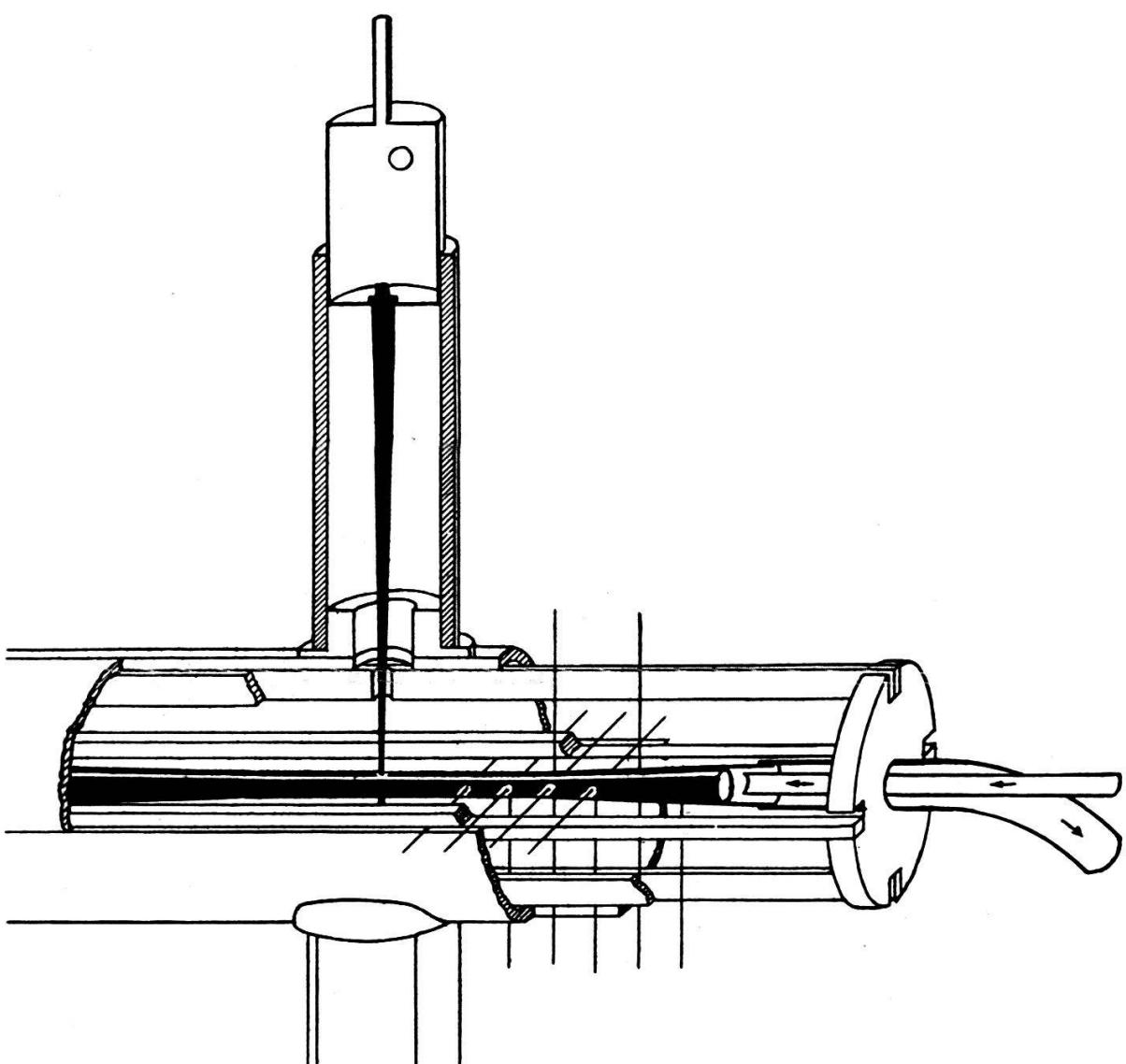


FIG. 6.

En outre, pour compenser les assymétries de températures, des dérivations permettent d'introduire de place en place des courants supplémentaires.

Les barres sont placées dans des cylindres de « micafil », en plusieurs tenants et munis de trous et d'échancrures pour le passage des pièces accessoires. Les cylindres sontbourrés de coton d'amiante faisant l'office d'isolant thermique.

§ 15. — Barre principale.

La barre principale, en fer doux, a une longueur de 24 cm. La partie médiane, cylindrique, a 10 cm. de longueur et 8 mm. de diamètre. Les deux parties tronconiques des extrémités ont 7 cm. de longueur chacune et 8 et 13 mm. comme diamètres de bases. Les parties creuses des extrémités ne sont pas comprises dans ces dimensions.

Les trous pour couples, au nombre de 23, sont placés suivant des diamètres horizontaux de la barre. Leur diamètre est de 0,5 mm. Leur répartition est donnée à 0,02 mm. près par le tableau 3.

Tableau 3.

Numéros d'ordre des trous	Abcisses des axes des trous par rapport à l'axe du premier mm.	Distances des axes successifs mm.	Numéros d'ordre des trous	Abcisses des axes des trous par rapport à l'axe du premier mm.	Distances des axes successifs mm.
1	0,00	15,06	12	120,03	14,82
2	15,06	14,91	13	125,07	5,04
3	29,97	15,01	14	129,99	4,92
4	44,98	15,04	15	134,99	5,00
5	60,02	15,01	16	139,96	4,97
6	75,03	14,94	17	149,96	10,00
7	89,97	9,99	18	165,10	15,14
8	99,96	5,00	19	180,17	15,07
9	104,96	5,00	20	195,12	14,95
10	109,96	5,08	21	210,17	15,05
11	115,04	4,99	22	225,28	15,11
12	120,03		23	240,10	

Les sondes de potentiel ont été placées en dessous de la barre. Seule la sonde centrale (Nº 12) a été soudée obliquement, à cause de la place occupée par la barre de chauffage. La position de chaque sonde correspond à celle d'un couple.

Les abscisses des sondes sont les mêmes que celles des trous pour couples. Les différences, provenant de la construction, sont toutes inférieures à 0,2 mm. (sauf une: 0,27 mm.).

Les dérivations aboutissent au-dessus de la barre principale. Elles sont constituées par des fils de cuivre de 1 mm. de diamètre. Leur répartition est donnée par le tableau 4, p. 26. Elle est aussi telle qu'elles se trouvent toujours, aux imprécisions de construction et aux erreurs de mesure près (0,19 mm. au maximum), à la même abscisse que les couples et les sondes de potentiel.

Tableau 4.

N° d'ordre des trous	N° d'ordre des dérivations	Abcisses des centres des poinçons de dérivation mm.	Distance des poinçons de dérivation mm.
3	1	30,05	
5	2	60,21	30,16
7	3	90,08	29,87
9	4	105,09	15,01
11	5	115,02	9,93
13	6	125,09	10,07
15	7	135,07	9,98
17	8	150,03	14,96
19	9	180,22	30,19
21	10	212,20	29,98

Le barreau est prolongé à chaque extrémité par une large bague s'emboitant dans un cylindre creux en cuivre servant à la fois de conducteur électrique et de réfrigérant. Ce dispositif assure un même refroidissement latéral tout le long du barreau et évite des irrégularités de répartition de température vers les extrémités (cf. p. 8). En outre, le contact du barreau avec le cylindre creux est reporté en arrière de l'extrémité atteinte par l'eau de circulation. La chaleur Peltier dégagée et absorbée à l'entrée et à la sortie de la barre est ainsi entièrement éliminée.

Enfin la barre a été vernie à la bakélite pour éviter l'oxydation superficielle. Ce moyen s'est révélé excellent.

§ 16. — Barres de chauffage.

Les barres de chauffage sont disposées perpendiculairement au milieu de la barre principale et soudées à celle-ci. Le contact est assuré à la fois par un petit pas de vis et par la soudure.

Les barres ont la forme d'un tronc de cône: longueur 170 mm., grand diamètre 8 mm., diamètre au contact avec la barre principale 1,5 mm. Avec une telle forme, les maxima de température dans les barres de chauffage sont tout près de la barre principale et l'on y évite l'apparition d'un effet Thomson parasite.

Leur extrémité épaisse est soudée à une cuve à circulation d'eau dans laquelle elle pénètre. Les deux barres de chauffage sont également recouvertes d'une couche de bakélite.

Tout cet ensemble, barre principale et barres de chauffage, constitue un système très fragile. Il est maintenu en place et protégé par les tubes de micafil, solidaires entre eux et solidement fixés aux extrémités de la barre principale. Pour permettre le libre jeu de la dilatation, les cuves des barres de chauffage sont reliées au bâti de l'appareil par deux légers ressorts et peuvent glisser à la manière d'un piston à l'intérieur du cylindre où elles sont emboîtées. (Voir fig. 6 et planche hors texte.)

La circulation d'eau est symétrique par rapport à la barre principale. Elle est munie de robinets de réglage; un débit irrégulier ou inégal était trahi par des thermomètres installés dans les canaux mêmes.

§ 17. — Couples thermoélectriques.

Nous avons, pour les couples thermoélectriques, utilisé des fils de fer et de constantan de 0,25 mm. de diamètre. Ces fils ont tous été pris au même échantillon et recuits très soigneusement. Ils ont été soudés à l'argent, sans acide, les deux fils étant de plus tordus l'un autour de l'autre, puis la soudure limée pour l'amener au diamètre des fils. L'isolation à l'intérieur du barreau principal est assurée de la manière suivante : une couche de bakélite, un enroulement de papier à cigarettes, puis une seconde couche de bakélite. Une fois les couples en place, toutes les isolations ont été vérifiées et leur résistance trouvée supérieure à $7,8 \cdot 10^9 \Omega$. En outre, ces fils ont été recouverts de bakélite sur toute leur longueur, d'une part pour éviter l'oxydation, d'autre part pour assurer l'isolation en tous points.

La fixation des couples est assurée au moyen de quatre barres se trouvant à l'intérieur du cylindre de micafil. Les fils sont pinçés très fortement entre ces barres. La matière des barres étant un isolant insuffisant, les fils en sont séparés au moyen de papier filtre épais, cuit dans la paraffine. De là, après s'être appuyés sur des barres d'ébonite disposées à cet effet, les fils sont dirigés vers le réservoir déjà décrit, rempli par l'eau de circulation provenant directement des extrémités de la barre principale. Dans ce réservoir se trouvent les soudures des fils de constantan et des fils de fer à des fils de manganine. Toutes ces sortes de fils sont tirées du même stock. La force électromotrice des thermocouples donne donc directement l'élévation de température des points de la barre à partir de celle des extrémités.

Il est évident que les soudures intérieures au réservoir ne doivent pas être en contact direct avec l'eau, trop mauvais isolant. Dans ces conditions, le réservoir est fait d'un cylindre d'ébonite, traversé par d'autres petits cylindres, en ébonite également, de 2 à 3 mm. de diamètre. C'est dans ces petits cylindres que

sont les fils et leurs soudures. Ils y sont maintenus à l'aide de petits bouchons percés, à tête aplatie, et soudés aux fils.

L'étanchéité du réservoir est assurée par du ciment Khotinsky.

Il y a dans ce réservoir trois séries de petits cylindres: deux séries pour les extrémités des thermocouples et la troisième pour les extrémités des sondes de potentiel, dont nous parlerons plus bas. Ce réservoir, placé en avant de l'appareil, est très visible sur la photographie.

Du réservoir, les fils de manganine soudés aux thermocouples aboutissent aux plots d'un distributeur à chevilles isolé au moyen de papier filtre abondamment parafiné.

L'un des couples a été étalonné avec le plus grand soin par chauffage électrique extrêmement lent dans l'huile et au moyen du point d'ébullition de l'eau. Les f. é.-m. ont été mesurées avec le potentiomètre que nous avons construit, les températures au moyen de thermomètres étalonnés par le Bureau fédéral des Poids et Mesures, à Berne.

Les résultats de cet étalonnement sont donnés par le tableau suivant :

Tableau 5.

Température	Potentiomètre Borne Curseur	F. é. -m. 10^{-4} v.
17°14	2 . 715	8,481
21°85	3 . 220	10,88 ₆
56°27	6 . 980	29,32 ₉
82°37	9 833	42,22 ₁
98°207	11 . 561	51,60 ₉
124°76	14 . 672	66,78 ₆
149°71	17 . 535	80,74 ₆
177°86	20 . 610	95,76 ₄
181°07	20 . 1000	97,71 ₄

Un graphique, à l'échelle convenable, a servi à la détermination de toutes les températures. Il montre que la f. é.-m. du couple est une fonction presque linéaire de la température. On peut y apprécier le 0°01, nécessaire pour la mesure des petites différences de température. L'étalonnement entraîne sur la mesure des températures elles-mêmes une erreur systématique inférieure à 0°1.

§ 18. — Sondes de potentiel.

Les sondes de potentiel sont toutes, elles aussi, tirées du même échantillon de fil de fer (diam. 0,5 mm.) recuit avec soin. Sortant de l'appareil par dessous, elles viennent également

passer dans les petits cylindres du réservoir réfrigérant où elles sont soudées à des fils de manganine. Ces derniers se rendent aux plots d'un distributeur reliés au circuit du potentiomètre.

Lorsqu'on mesure la différence de potentiel entre deux points de la barre, l'appareil étant en régime d'expérience, les deux soudures fer-barre contre fer-fil ne sont pas à la même température. Nous avons vérifié, en chauffant l'appareil au moyen du courant de chauffage seulement, que la f. é.-m. thermooélectrique qui prenait naissance de ce fait était tout à fait négligeable devant les chutes de tension le long de la barre.

Aucune explication spéciale n'est nécessaire pour les dérivations de cuivre. De la barre principale, elles sont amenées à des bornes fixées sur une barre d'ébonite.

CHAPITRE III

INSTALLATIONS GENERALES ET APPAREILS AUXILIAIRES

§ 19. — Montage général.

Avant de passer à l'étude des expériences faites avec le modèle perfectionné de l'appareil principal que nous venons de décrire, nous traiterons de tous les appareils et dispositifs accessoires tels qu'ils ont servi sous leur dernière forme.

Le montage général comprend six circuits. Il est représenté schématiquement par la figure 7 à laquelle on voudra bien se reporter pour les explications qui vont suivre. La planche hors texte facilitera également la représentation.

Cinq des circuits aboutissent à l'appareil principal, indiqué schématiquement par la croix ABNOP. La partie AB représente la barre principale et les deux branches NO et OP les deux barres de chauffage. La photographie montre cet appareil à l'arrière-plan, à l'extrême droite de la table.

Le circuit principal (1) est disposé à gauche sur la figure et tracé en traits épais. Il est en opposition avec un dispositif potentiométrique de réglage (2), dont le circuit est dessiné en traits fins et placé à gauche également du schéma. La photographie montre ce dernier ensemble entièrement disposé sur l'échafaudage surmontant la table.

Le circuit principal n'est pas visible sur la photographie, non plus que le circuit de chauffage. Celui-ci (3) est à droite du schéma, représenté en traits moyens.

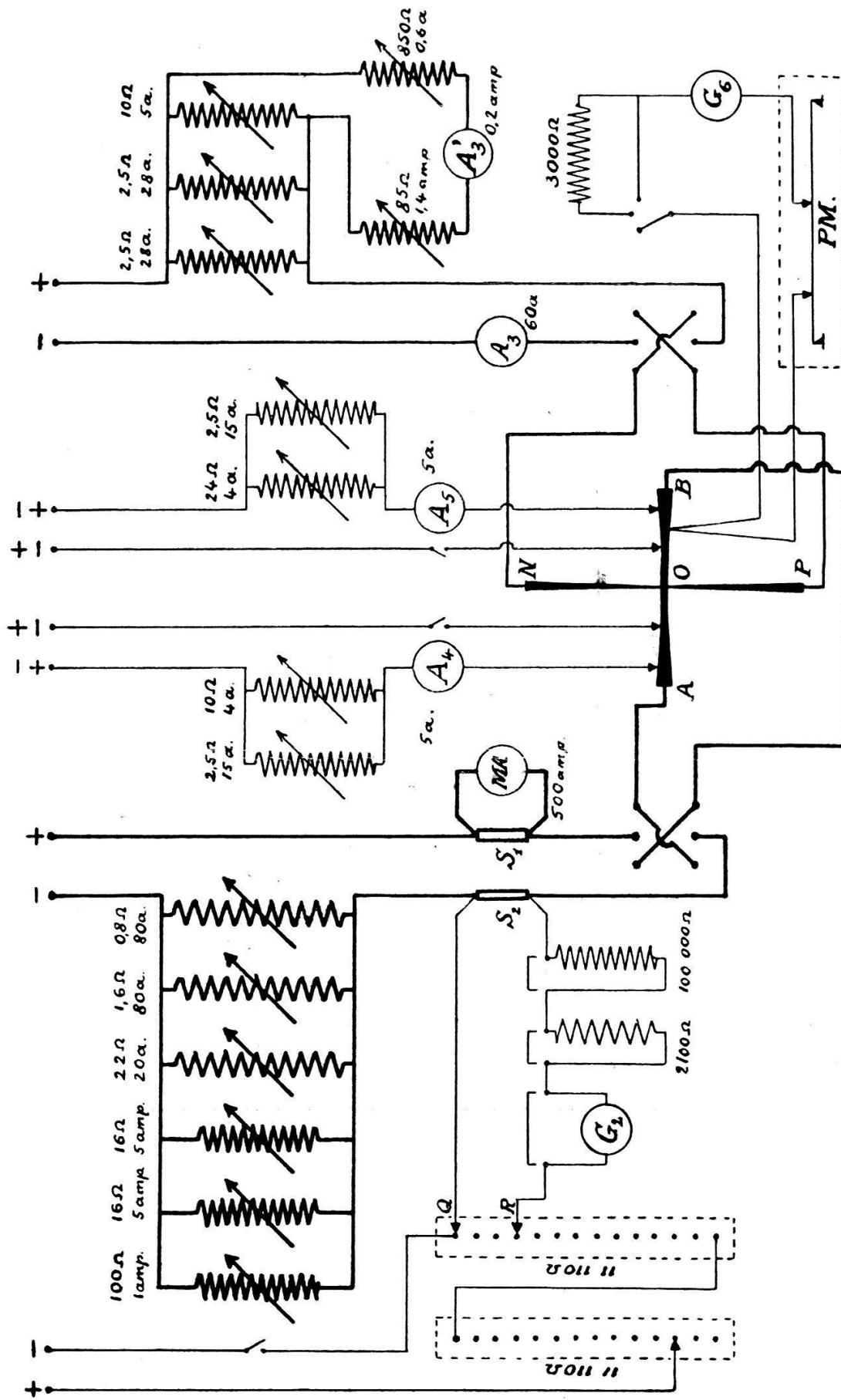


FIG. 7. — Schéma général de l'installation.

Au centre de la figure 7, au-dessus de l'appareil principal, les deux circuits compensateurs (4 et 5). On les voit, avec leurs ampèremètres, leurs rhéostats, une partie de leurs accumulateurs, sur la droite de la photographie.

Enfin le sixième circuit, celui du potentiomètre et de ses connexions, n'est représenté que sommairement sur le schéma général. Le potentiomètre en particulier est indiqué tout schématiquement (PM). La photographie, en revanche, le montre au premier plan avec ses accumulateurs.

§ 20. — Circuit principal.

Le circuit principal est aménagé pour supporter un courant de 150 amp., avec possibilité de réglage soigné de l'intensité. On le branche sur une tension de 12 v., avec naturellement de nombreux accumulateurs en parallèle. On doit en effet pouvoir maintenir cette intensité de 150 amp. pendant sept heures au besoin, sans interruption ni variations.

Partant du pôle positif, on rencontre tout d'abord un shunt sur les bornes duquel est monté un milliampèremètre MA. Bien entendu, cet appareil n'est là que comme moyen de contrôle. Le shunt est construit pour que l'ensemble puisse supporter un courant de 500 amp. approximativement.

A la suite du milliampèremètre shunté, on a disposé un commutateur en connexion avec l'appareil principal et permettant de renverser le sens du courant dans ce dernier seulement. Ce commutateur était un gros commutateur en cuivre avec connexions (croix) en gros câbles de 12 mm. de même longueur. Malgré des nettoyages de contacts répétés, la variation de résistance introduite par renversement du commutateur, bien que considérablement réduite, n'a jamais pu être rendue absolument négligeable. Ce renversement ne s'effectuant qu'une fois par expérience et ne nécessitant qu'une très petite modification du réglage, cette dissymétrie ne constituait pas un grand inconvénient.

Aux bornes A et B de l'appareil, les câbles sont soudés.

En série avec le commutateur, le circuit principal comprend ensuite le shunt S_2 , aux bornes duquel aboutit le dispositif de réglage.

Enfin, on a disposé en parallèle six rhéostats. Trois sont à touches et servent pour le réglage grossier. Ils ont respectivement $0,03 \Omega$ ($I_{max} = 80$ amp.), $0,05 \Omega$ à $1,6 \Omega$ ($I_{max} = 80$ amp.) et 3Ω à 22Ω ($I_{max} = 20$ amp.). Les trois autres rhéostats sont à curseur et sont employés au réglage fin.

Deux d'entre eux sont de 16Ω , laissant passer chacun un courant de 5 amp., et le dernier de 100Ω , admettant un ampère.

La résistance de l'ensemble est donc extrêmement faible. D'autre part, la ligne amenant le courant des bornes des batteries aux bornes du circuit est un câble de cuivre de 12 mm. de diamètre et offrant une résistance totale de $0,01\Omega$. Les câbles reliant les différents appareils sont courts. Leur diamètre est de 8 mm.

De cette manière, un réglage de l'intensité à la précision donnée par le dispositif potentiométrique *ad hoc* est parfaitement possible.

§ 21. — Le dispositif de réglage du courant principal.

Ce dispositif est un dispositif potentiométrique. Il permet non seulement d'évaluer et de surveiller l'intensité du courant principal, mais aussi d'en réduire les variations avec une grande précision. Une tension de 4 v. est mise sur deux boîtes de résistances à fiches, en série. Une très petite fraction de cette tension est mise en opposition avec la chute de potentiel du courant principal aux bornes du shunt S_2 . Lorsque ces deux différences de potentiel sont égales, le galvanomètre est au zéro; la mesure de l'intensité du courant est ramenée à une mesure de résistance.

La tension de 4 v. est fournie par quatre séries d'accumulateurs, mises en parallèle. On met cette tension vingt-quatre heures à l'avance sur les boîtes de résistances. On la mesure à $\pm 0,005$ v. près ($1,25\%$) au moyen d'un voltmètre de précision Hartmann et Braun avant chaque expérience. A la précision du voltmètre, cette tension ne varie pas pendant le cours d'une expérience.

Les boîtes de résistances sont des boîtes Hartmann et Braun, de 11110Ω chacune¹. Elles ont été étalonnées à une précision de $2/10\,000$.

Le shunt est formé de quatre lames de constantan, de 10 cm. de longueur, 5 cm. de largeur et 0,5 cm. d'épaisseur chacune. Sa résistance, calculée d'après la résistivité du constantan, est $4,9 \cdot 10^{-4}\Omega$. Une mesure rapide a donné $4,79 \cdot 10^{-4}\Omega$. A l'air libre, il devient tiède avec un courant de 150 amp. Cependant, afin de conserver sa température constante, il était maintenu plongé dans un bain

¹ En réalité, la photographie montre trois boîtes. Cela provient du fait que la série de 1000Ω de l'une des boîtes étant détériorée, on l'a remplacée par une boîte supplémentaire de 1000Ω également.

de pétrole raffiné dont l'isolation avait été vérifiée. De cette manière, les variations de résistance deviennent absolument négligeables.

Le galvanomètre est protégé par deux résistances fixes de $100\,000\,\Omega$ et de $2300\,\Omega$, pouvant facilement être court-circuitées. Il est du type Carpentier courant. Sa sensibilité est de $1,1 \cdot 10^{-7}$ amp./0,01 rad., sa résistance de $210\,\Omega$ environ. A trois mètres de l'échelle, il permet de déceler une variation d'intensité de 0,003 amp. Une telle précision était nécessaire, l'expérience ayant montré que des variations d'intensité de l'ordre de quelques centièmes d'ampère entraînaient des différences de température décelables.

Par contre, l'étalonnement absolu du dispositif ne nécessitait pas une précision pareille. On l'a fait au moyen du milliampèremètre MA (Trüb, Täuber), à une précision supérieure au dixième d'ampère. La mesure de l'intensité du courant est donc susceptible d'une erreur systématique de l'ordre de 0,7 %.

§ 22. — Circuit du courant de chauffage.

Le courant de chauffage était de l'ordre de 20 à 25 amp. Il n'a pas été nécessaire de le munir d'un dispositif potentiométrique. L'épuisement des batteries, — principale cause des variations d'intensité du courant principal, — n'était en effet pas à craindre.

Aucune des grandeurs physiques de ce circuit n'entre dans le calcul de l'effet Thomson ; aussi aucun étalonnement n'était-il nécessaire. Seuls avaient de l'importance le maintien de la constance du courant et la nécessité de retrouver des conditions très approximativement semblables d'une expérience à l'autre. Nous nous sommes contenté pour cela de la constance des batteries et d'un réglage fin.

Le circuit comprend en outre un système de cinq rhéostats réglables, un ampèremètre de 60 amp. et un milliampèremètre (240 ma.) pour le réglage fin. Le réglage grossier du courant se fait au moyen de trois rhéostats, deux de $2,5\,\Omega$ ($I_{\max.} = 28$ amp.) et un de $10\,\Omega$ ($I_{\max.} = 5$ amp.), tous en parallèle. En parallèle encore avec ces rhéostats, une série comprenant le milliampèremètre, un rhéostat de $85\,\Omega$ ($I_{\max.} = 1,4$ amp.) et un de $850\,\Omega$ ($I_{\max.} = 0,6$ amp.). Elle est employée pour le réglage fin. On néglige évidemment, — c'est parfaitement admissible ici, — les variations d'intensité produites dans les trois premiers rhéostats par les différences de résistance dans la série.

Ce circuit était généralement monté sur une différence de potentiel de 12 v.

§ 23. — Circuits des courants de compensation.

Ces deux circuits, symétriques, ne présentent aucune disposition particulière. Ils aboutissent tous deux aux dérivations de cuivre de l'appareil principal, auquel on les fixe à volonté. Les courants employés étaient de l'ordre de quelques ampères, généralement pris sur une batterie de 6 v. ou des accumulateurs portatifs en nombre suffisant, avec une tension de 4 v. Ces circuits n'étaient en charge que pendant la moitié de l'expérience.

Les deux ampèremètres de 5 amp. ont été étalonnés au moyen de l'ampèremètre de précision Trüb, Täuber (MA) à 0,02 amp. près. Les circuits comprennent en outre chacun deux rhéostats.

* * *

Le potentiomètre et ses accessoires (sixième circuit) font l'objet du chapitre suivant.

CHAPITRE IV

LE POTENTIOMÈTRE ET SES ACCESSOIRES

§ 24. — Conditions à remplir par l'appareil.

Ainsi que nous l'avons déjà mentionné, nous avons dû construire entièrement un potentiomètre adapté aux ordres de grandeur des f. é.-m. à mesurer.

Un intervalle aussi étendu que possible était désirable. D'autre part, la plus petite différence de potentiel à mesurer devait correspondre à 1/100 de degré de température, c'est-à-dire approximativement à une f. é.-m. de $5 \cdot 10^{-7}$ v. pour les couples fer-constantan. Le potentiomètre construit permet de mesurer des f. é.-m. allant jusqu'à 0,1 v., soit d'un ordre déjà mesurable avec précision au moyen d'un millivoltmètre. Le rapport des f. é.-m. extrêmes mesurables avec cet appareil est donc 1/200 000.

Une échelle de cette extension s'obtient généralement au moyen d'appareils comportant un grand nombre de bobines, dont plusieurs ont de grandes résistances.

Afin de n'avoir pas à étalonner de nombreuses bobines d'une part, de réduire si possible la grandeur des résistances d'autre part, nous avons construit ce potentiomètre suivant les principes exposés ci-dessous. Des raisons d'économie sont également intervenues dans cette construction.

Un circuit ABCD avec batterie d'accumulateurs porte en parallèle entre deux de ses points C et R le potentiomètre proprement dit, c'est-à-dire le fil à curseur HG et une série de bobines GF (fig. 8).

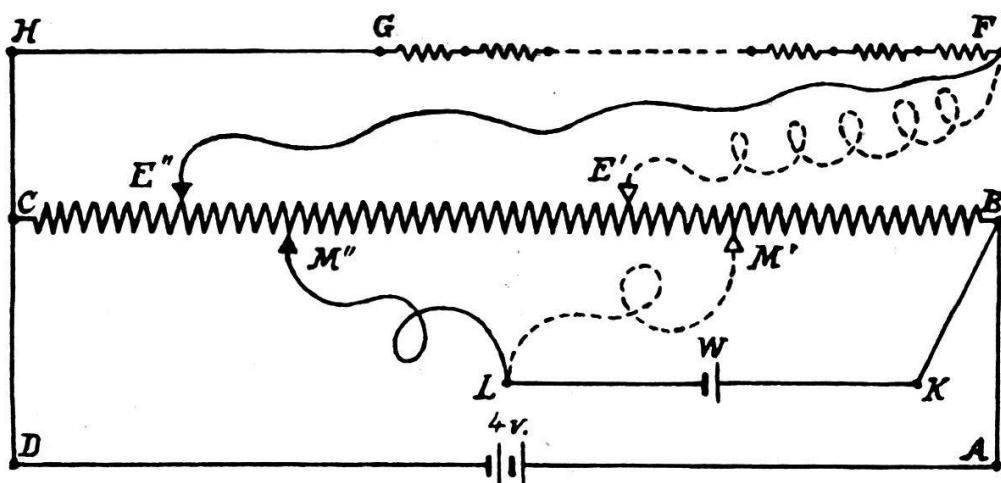


FIG. 8.

Suivant la position du contact E, on peut obtenir entre H et F des différences de potentiel d'ordres très différents. Il est facile de calculer deux positions E' et E'' de E, telles que le rapport des courants qui passent dans les tronçons E'FGHC et E''FGHC soit dix à un (fig. 8). D'où, pour l'appareil, *deux sensibilités*, l'une dix fois supérieure à l'autre.

D'autre part, il fallait que dans chaque cas l'intensité du courant pût être vérifiée et réglée. Ce résultat est obtenu en dérivant du circuit ABCD un tronçon BKLM, dans lequel une pile Weston se trouve en opposition avec la batterie d'accumulateurs (4 volts). Naturellement, l'étalon doit pouvoir être branché sur deux résistances différentes suivant la sensibilité qu'on utilise. Le circuit de la pile Weston se fermera en M' si le potentiomètre est branché sur E', en M'' s'il l'est sur E''. Un commutateur spécial effectue simultanément les deux changements. Un rhéostat variable est intercalé dans le circuit des accumulateurs aux fins de réglage du courant.

Pour le calcul des résistances, se reporter au § 26 et à la figure 9.

§ 25. — Le potentiomètre proprement dit.

Les f. é.-m. inconnues X se mesurent entre H et F, ou plus exactement entre les contacts X_1 et X_2 . De H à G, un fil à curseur en manganine, longueur 1 m., diamètre 1 mm., résistance $0,5020 \pm 0,0001 \Omega$, sur lequel peut glisser le contact X_1 . En série avec ce fil, entre G et F, dix-neuf bobines de même fil dont les résistances sont de 2 à 3 % plus faibles que celles du fil à curseur. Les bornes de cette série sont numérotées 1 à 20; le contact X_2 peut être établi sur n'importe laquelle de ces bornes. Le tableau 6 donne les résistances de ces bobines.

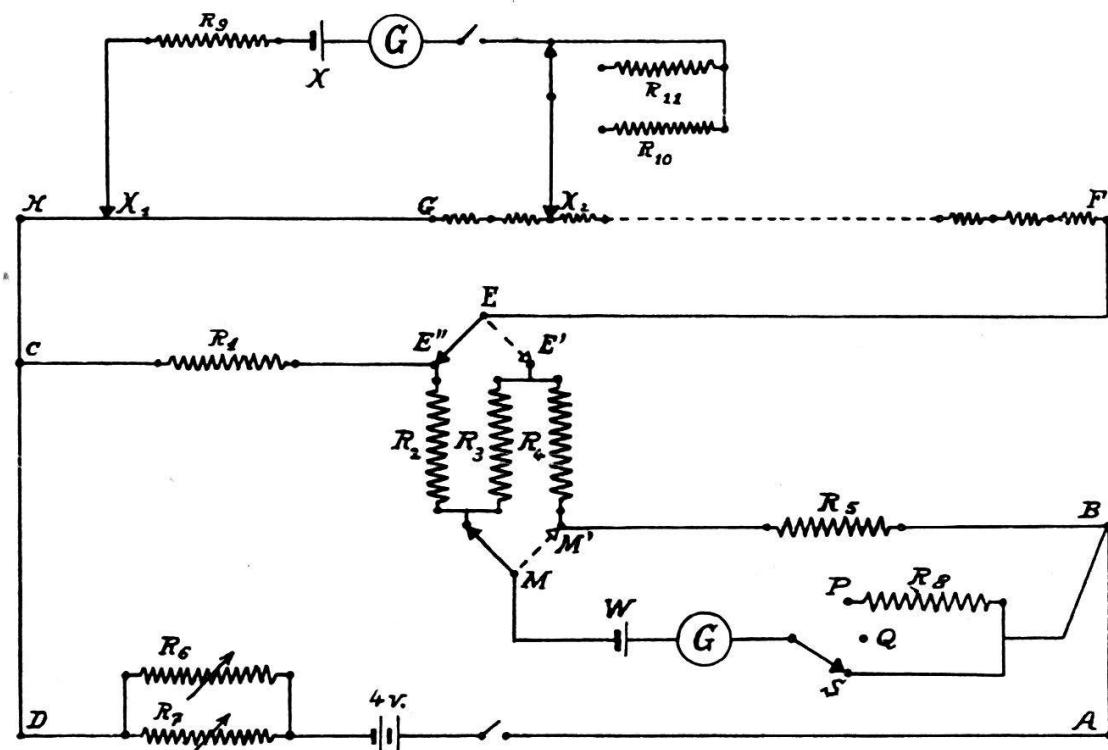


FIG. 9.

Tableau 6.

Tronçons	R_Ω	Tronçons	R_Ω	Tronçons	R_Ω
1-2	0,4925	8-9	0,4894	15-16	0,4911
2-3	0,4900	9-10	0,4898	16-17	0,4888
3-4	0,4902	10-11	0,4888	17-18	0,4893
4-5	0,4897 ₅	11-12	0,4899	18-19	0,4902
5-6	0,4901	12-13	0,4879	19-20	0,4906
6-7	0,4896	13-14	0,4902		
7-8	0,4896	14-15	0,4904		

La résistance totale du tronçon EFGHC est de $10,035 \pm 0,002 \Omega$.

La réalisation de ces dix-neuf résistances égales a présenté quelques difficultés. On y est parvenu en enroulant le fil en spirale sur un rouleau de micafil de 4 cm. de diamètre et de 70 cm. de longueur, dans une gorge taillée au tour. Les différences relatives subsistantes sont inférieures à 0,4 % (sauf une égale à 0,54 %)¹. Elles doivent sans doute être attribuées à des différences de contrainte mécanique lors de l'enroulement.

Calcul des résistances R_1 à R_5 . — Cf. fig. 8 et 9.

Pour la grande sensibilité, nous voulons avoir entre G et H une différence de potentiel de $5 \cdot 10^{-4}$ v. en sorte qu'on ait une chute de $5 \cdot 10^{-7}$ v. sur chaque mm. du fil à curseur, ce qui correspond donc approximativement à 0°01 pour le couple fer-constantan.

Un courant de $\frac{5 \cdot 10^{-4}}{0,5020} = 9,960_5 \cdot 10^{-4} \pm 0,002 \cdot 10^{-4}$ amp.

est donc nécessaire dans le tronçon EFGHC.

Nous avons choisi 2000Ω comme somme des résistances fixes du circuit des accumulateurs (ABECD).

Les calculs ont été faits en supposant aux accumulateurs une f. é.-m. de 3,9 v., l'excédent variable pouvant être employé dans les rhéostats réglables R_6 et R_7 .

Soient: r_1 : résistance du tronçon EC,

r_2 : résistance des tronçons CD+DA+AB+BE en série,

i_1 : courant dans EC,

i_2 : courant dans CDABE.

L'application des règles de Kirchhoff donne le système suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} i_1 r_1 - 10,035 \cdot 9,960 \cdot 10^{-4} = 0 \\ i_1 r_1 + i_2 r_2 - 3,9 = 0 \\ i_1 + 9,960 \cdot 10^{-4} = i_2 \\ r_1 + r_2 = 2000 \end{array} \right.$$

On en tire :

$$r_1 = r_1' = 10,4 \pm 0,4 \Omega \quad r_2 = r_2' = 1989,6 \pm 0,4 \Omega$$

Pour la petite sensibilité, avec laquelle on fait donc passer un courant dix fois plus intense dans la dérivation EFGHC, on obtient en utilisant des notations semblables à celles employées ci-dessus :

$$r_1'' = 1620,8 \pm 1,1 \Omega$$

$$r_2'' = 379,2 \pm 1,1 \Omega$$

¹ Le tronçon 1-2, dont la résistance ohmique est supérieure à celle des autres tronçons, n'est pas entièrement enroulé sur le cylindre.

Ainsi que le montrent les figures 8 et 9, la pile Weston est branchée sur le circuit des accumulateurs, mais tout à fait en dehors de la dérivation EFGHC. Cette disposition rend très facile la fixation de la résistance sur laquelle il faut brancher l'étalon.

On a pour la grande sensibilité :

Résistance offerte par le circuit ABCD et la dérivation EFGHC : $1994,7 \pm 0,4 \Omega$.

D'où la relation: $\frac{x'}{1,01942} = \frac{1994,7}{3,9}$ où x' est la résistance cherchée et 1,01942 la f. é.-m. de la pile Weston à 16°.

On en tire: $x' = 521,4 \pm 0,15 \Omega$

Pour la petite sensibilité, on trouve $x'' = 101,7 \pm 0,3 \Omega$

En combinant ces résultats suivant les dispositions exigées par le schéma de la figure 9, on obtient :

$$\begin{aligned} R_1 &= 10,4 \pm 0,4 \Omega & R_3 &= 142,2 \pm 1,2 \Omega & R_5 &= 101,7 \pm 0,3 \Omega \\ R_2 &= 1468,2 \pm 0,5 \Omega & R_4 &= 277,4 \pm 1,4 \Omega \end{aligned}$$

Les mesures de vérification effectuées sur les bobines construites et soudées en place ont donné :

$$\begin{aligned} R_1 &= 10,426 \pm 0,005 \Omega & R_4 &= 277,42 \pm 0,06 \Omega \\ R_3 &= 142,18 \pm 0,05 \Omega & R_5 &= 101,72 \pm 0,02 \Omega \end{aligned}$$

La résistance de la bobine R_2 mesurée avant sa mise en place, a donné $R_2 = 1468,1 \pm 0,3 \Omega$. (La soudure préalable de la dernière bobine à vérifier était impossible, par suite de la mise en parallèle inévitable avec une autre bobine.)

Une autre vérification faite a été celle du rapport des deux sensibilités. Ce rapport a été trouvé exact à 0,3 % près.

Toutes ces mesures de résistances ont été effectuées au potentiomètre Hartmann et Braun, en prenant toutes précautions utiles.

La compensation des variations de f. é.-m. des accumulateurs se fait donc au moyen des deux rhéostats à curseur R_6 et R_7 , placés dans le circuit ABCD. Leurs résistances ohmiques sont respectivement 150 et 1900 Ω. Ils permettent le réglage du courant dans de très larges limites et avec une précision amplement suffisante.

§ 26. — Mesure des forces électro-motrices.

Nous avons maintenant toutes les données nécessaires pour le calcul des résistances entre deux points quelconques de l'appareil et des différences de potentiel correspondantes en état de régime.

Nous donnons au tableau 7 ces différences de potentiel entre la borne 1 et les autres bornes lorsque le potentiomètre est réglé pour la grande sensibilité.

Tableau 7.

Bornes	Différences de potentiel 10^{-4} v.						
G	5,000	6	24,42 ₈	11	48,80 ₄	16	73,20 ₂
2	4,905 ₆	7	29,30 ₅	12	53,68 ₄	17	78,07 ₁
3	9,76 ₈	8	34,18 ₂	13	58,54 ₃	18	82,94 ₅
4	14,66 ₉	9	33,05 ₆	14	63,42 ₆	19	87,42 ₇
5	19,54 ₇	10	43,93 ₅	15	68,31 ₀	20	92,71 ₄

Le galvanomètre placé sur la branche X_1XX_2 (fig. 9, p. 36) du potentiomètre avait, à la distance où il se trouvait de l'échelle, une sensibilité égale à $5,44 \cdot 10^{-7}$ v/mm. Nous avons mis en série avec lui une boîte de résistances à fiches (R_9) avec une résistance telle que la sensibilité fût réduite à $5 \cdot 10^{-7}$ v/mm. De cette façon, un déplacement du spot de 1 mm. correspondait à une variation de température des couples fer-constantan de $0^{\circ}01$, c'est-à-dire à un déplacement du curseur de 1 mm. également.

Ce galvanomètre était protégé par deux résistances de 100 000 Ω (R_{10}) et de 3000 Ω environ (R_{11}) (fig. 9) pouvant être supprimées successivement.

Le galvanomètre de contrôle (circuit de la pile étalon) était un petit galvanomètre Pye à lecture directe dont la sensibilité était très approximativement $1 \cdot 10^{-5}$ v/div. Il permettait de déceler une variation de courant de $1/100\,000$. Il était protégé par une résistance insérable de 100 000 Ω (R_8).

A l'expérience, un seul ennui s'est révélé avec ce potentiomètre: en changeant de sensibilité, on change le régime des courants. Aussi quelques mesures de vérification sont-elles nécessaires durant les premières mesures suivant cette manœuvre. Cet inconvénient est peu gênant, car le changement de sensibilité n'intervient que rarement.

§ 27. — Précautions prises.

Le potentiomètre est presque entièrement construit en manganine. Tous les contacts mobiles sont homogènes; les uns sont des contacts cuivre-cuivre, les autres des contacts manganine-manganine. En particulier, les contacts X_1 et X_2 , où l'appari-

tion de f. é.-m. parasites serait particulièrement gênante, sont des contacts manganine-manganine.

Il reste du cuivre massif aux endroits suivants : commutateur de changement de sensibilité, interrupteur du circuit de la pile Weston, blocs de contact aux extrémités G et H du fil à curseur, borne B.

Sauf aux connexions de la pile étalon et à celles du galvanomètre de contrôle, il n'y a aucun fil de cuivre. Les parties précitées, en cuivre massif, ont une résistance négligeable.

Les f. é.-m. parasites n'ont jamais dépassé $15 \cdot 10^{-7}$ v, ce qui correspond à 0°03 dans le cas le plus défavorable.

L'isolation a été soignée. Les bobines ont été cuites dans de la paraffine, puis recouvertes à l'isolémail (laque à la bakélite). Tous les fils ont été enduits d'isolémail par-dessus leur isolement propre si celui-ci a été conservé. Ce traitement a en outre l'avantage de protéger les fils contre l'influence chimique de l'air et de prévenir une variation de résistance.

CHAPITRE V EXPERIENCES

§ 28. — Résumé de quelques observations préliminaires.

Un certain nombre d'expériences d'orientation ont été nécessaires avec l'appareil décrit au chapitre II¹. Nous n'en rapporterons qu'une, qui montre à la fois la précision obtenue et la qualité de l'adaptation réciproque du potentiomètre et de l'appareil principal.

Les conditions de cette expérience sont les suivantes : intensité du courant principal : 142,5 amp.; intensité du courant de chauffage : 25 amp. Le tableau 8, page 41, donne les résultats de cette expérience. Dans celle-ci, nous avons fait passer le courant dans les deux sens. Le tableau donne, pour chaque sens, le résultat de la mesure potentiométrique de la température. En général, nous n'avons pas calculé les températures à plus de 0°05 près. En revanche, les différences de température dues à l'effet Thomson sont données immédiatement en centièmes de degré par la différence, mesurée en mm., des positions du curseur. La dernière colonne du tableau contient précisément ces différences de température.

¹ Se reporter au mémoire original.

On a fixé arbitrairement le signe + de cette différence en soustrayant la température obtenue avec le sens négatif (de droite à gauche) du courant de celle mesurée avec le sens positif.

Quelques observations s'imposent :

Les points sont régulièrement répartis sur la courbe des températures. Il n'y a guère que dans la partie médiane de la barre, plus mince, que l'on peut constater de petites irrégularités.

Expérience 1. — Tableau 8.

Courant principal: 142,5 amp. Courant de chauffage: 25 amp.

Température de l'eau: 12°42 à 12°74.

Couples	Sens positif du courant Températures	Sens négatif du courant Températures	Differences de tempér. dues à l'effet Thomson
1	1°66	1°41	+ 0°25
2	10°65	10°24	0°41
3	20°55	20°00	0°57
4	31°80	31°05	0°77
5	43°70	42°85	0°87
6	54°85	54°00	0°84
7	64°40	63°70	0°71
8	68°85	68°30	0°54
9	71°35	70°85	0°49
10	73°60	73°20	0°38
11	73°55	73°30	0°24
12	74°60	74°55	0°05
13	73°35	73°45	- 0°13
14	71°50	71°80	0°29
15	71°00	71°40	0°41
16	68°30	68°85	0°54
17	63°80	64°45	0°67
18	54°25	55°00	0°81
19	42°85	43°70	0°86
20	30°65	31°30	0°70
21	20°50	21°02	0°53
22	—	—	—
23	2°29	2°35	0°06

larités. Celles-ci n'empêchent cependant pas de construire la courbe et *elles n'influent pas sur les différences de température* (fig. 10). Cette constatation nous a dissuadé de tenter d'améliorer la position des couples mal placés: les barres de fixation étant disposées pour tous les couples à la fois, nous risquions, en l'essayant, d'en déplacer d'autres.

La fig. 10 donne à la fois une courbe de températures (sens négatif du courant) et, à une autre échelle, la courbe des différences de température. La forme de ces courbes de températures est très régulière et toujours la même; aussi n'en avons-nous reproduit qu'une.

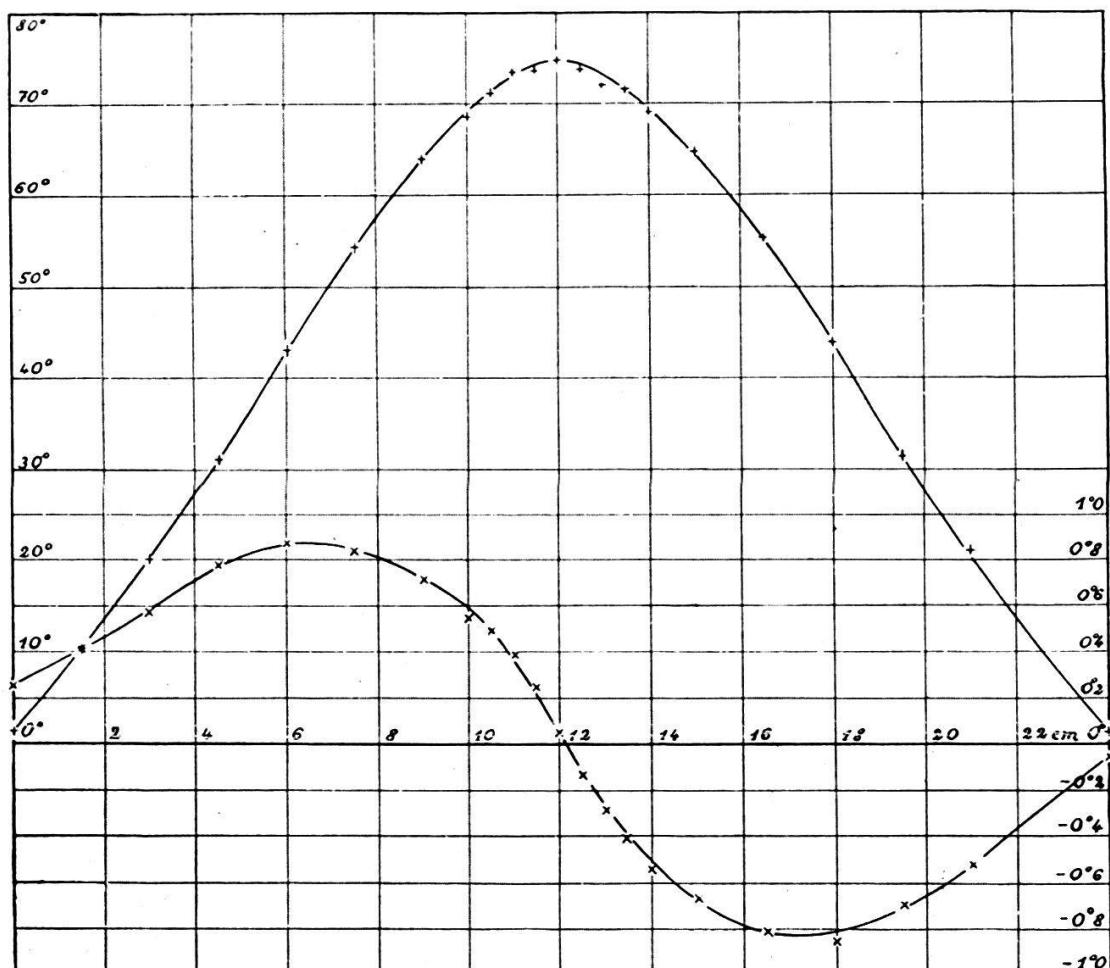


FIG. 10. — Expérience 1.

§ 29. — Marche des expériences de mesure.

Les expériences en vue de la mesure de l'effet Thomson ont toutes été faites suivant la même marche, très simple en principe. Rappelons-la brièvement.

On cherche une paire de valeurs du courant principal et du courant de chauffage donnant lieu à une répartition aussi linéaire que possible des températures dans chacune des moitiés de l'appareil. On fait passer le courant principal dans un sens — positif par exemple —; on attend que l'équilibre thermique soit réalisé et on mesure les températures. Celles-ci, — dans le cas du sens positif du courant, — sont plus hau-

tes du côté gauche que du côté droit. On renverse le courant principal. Au lieu de laisser s'établir un autre régime thermique, on lance en même temps dans la barre des courants de compensation tels qu'on obtienne *le même état thermique stationnaire* que précédemment. Les expériences faites avec l'un des appareils préliminaires nous ont montré qu'il était nécessaire d'employer au moins deux courants compensateurs, l'un additif, l'autre soustractif.

En même temps et pour chacun des régimes électriques du barreau principal, on mesurait les différences de potentiel le long du barreau. Le calcul des quantités de chaleur nécessaires pour compenser l'effet du phénomène Thomson permettait d'évaluer ce dernier.

Rien ne permettait de fixer a priori l'intensité et la répartition des courants de compensation. Il fallait procéder par tâtonnements. Ce qui rendait l'opération longue et délicate, c'était le temps nécessaire à l'établissement des états stationnaires et la difficulté de maintenir ceux-ci pendant un temps suffisant. Il fallait deux heures environ pour chauffer l'appareil et établir le premier état de régime, même en chauffant plus intensément au début. Les mesures de températures et de différences de potentiel prenaient généralement un peu plus d'une heure. Après renversement du courant principal et introduction des courants de compensation, nous attendions une demi-heure à trois quarts d'heure, jusqu'à ce que les modifications éventuelles du régime se soient établies. Enfin, nous faisions la seconde série de mesures de températures et de différences de potentiel.

Une expérience qui pouvait être poursuivie sans dérangement aucun durait donc environ cinq heures.

§ 30. — Mesure de l'effet Thomson avec un premier état de régime.

Cette mesure a nécessité une série de huit expériences préliminaires, toutes faites avec un même courant principal (145 amp.) et un même courant de chauffage (25 amp.). Les courants compensateurs étaient cherchés par tâtonnements, nous basant chaque fois sur les expériences précédentes pour en modifier l'intensité ou la répartition. Toutes ces expériences ont été faites suivant le même schéma général, exposé au paragraphe précédent. Nous avons simplement pris soin de faire intervenir tous les renversements possibles de courants et d'ordres dans les mesures, afin de dépister éventuellement

les dissymétries inhérentes à l'appareil. Nous n'en avons pas constaté.

Nous ne rapporterons pas les six premières de ces expériences qui n'offrent, en elles-mêmes, pas plus d'intérêt que les deux dernières.

Quant à celles-ci et à l'expérience de mesure, nous en exposons le détail ci-dessous (expériences 2, 3 et 4). Leurs résultats sont réunis dans les tableaux 9 à 12 (p. 45 à 48) et représentés par les graphiques de la fig. 11, où sont représentées les courbes de différences de température entre les deux états de régime.

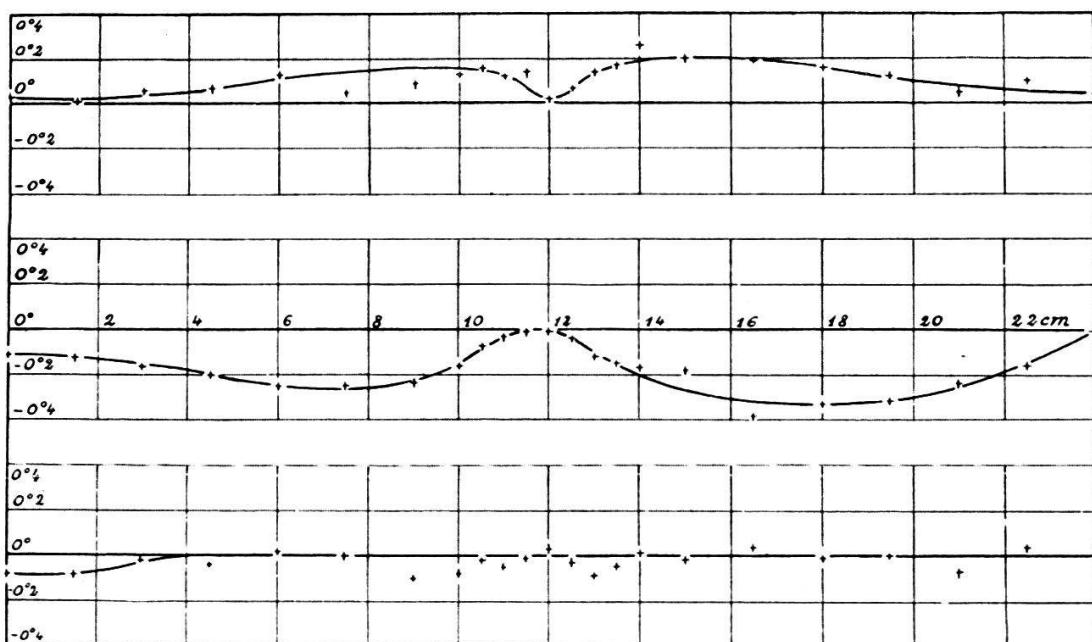


FIG. 11. — Expériences 2, 3, 4.

Expérience 2. — Tableau 9 (p. 45).

L'intensité du courant principal était de 145,2₂ amp., celle du courant de chauffage 25,0 amp.

Le courant de chauffage circulait de haut en bas dans l'appareil. Le courant principal a d'abord passé seul dans le sens négatif (de droite à gauche). Les températures sont donc plus élevées du côté droit de la barre principale.

Le courant renversé, la température aurait tendu à diminuer à droite, à augmenter à gauche. Mais en même temps on a fait passer :

1^o du côté droit, de la dérivation 7 à l'extrémité, un courant compensateur additif de 3,4 amp.

2^o du côté gauche, de la dérivation 4 à l'extrémité, un courant compensateur soustractif de 4,0 amp.

Par rapport au premier régime, les températures des couples de droite ont augmenté: ce courant compensateur est trop intense. Les températures des couples de gauche ont augmenté également: le courant soustractif n'est pas assez intense.

Expérience 2. — Tableau 9.

Couples	Grt. princ. (+) 145,2 amp. et crts. compensateurs 3,4 et 4,0 amp. Tempér.	Courant principal (sens négatif) 145,2 amp. Tempér.	Différence de température
1	3°60	3°57	+ 0°03
2	12°79	12°78	+ 1
3	22°96	22°90	+ 6
4	33°92	33°85	+ 7
5	45°33	45°20	+ 13
6	57°41	57°36	+ 5
7	67°52	67°43	+ 9
8	71°82	71°69	+ 13
9	74°87	74°71	+ 16
10	77°05	76°93	+ 12
11	77°64	77°50	+ 14
12	78°98	78°96	+ 2
13	78°47	78°40	+ 7
14	75°98	75°84	+ 14
15	75°00	74°84	+ 17
16	73°00	72°76	+ 26
17	68°63	68°43	+ 20
18	58°73	58°54	+ 19
19	46°00	45°84	+ 16
20	34°47	34°35	+ 12
21	23°83	23°78	+ 5
22	13°73	13°63	+ 10
23	4°33	4°37	- 4

Expérience 3. — Tableau 10 (p. 46).

L'intensité du courant principal est 145,0₁ amp., celle du courant de chauffage 25,4 amp. Son sens est le même que dans l'expérience précédente.

On a d'abord fait passer dans le sens positif le courant principal et dans des sens opposés les courants compensateurs. Dans la deuxième partie de l'expérience, le courant principal passe seul dans le sens négatif. On a donc simplement ren-

versé l'ordre des deux parties de l'expérience. Les courants compensateurs ont ainsi mêmes sens que dans l'expérience précédente; ils parcourent les mêmes trajets dans la barre principale.

Le courant additif est de 3,3 amp. L'expérience montre qu'il est trop faible: les températures des couples de droite

Expérience 3. — Tableau 10.

Couples	Crt. princ. (+) 145,0 amp. et crts. compensateurs 3,3 et 4,1 amp. Tempér.	Courant principal (sens négatif) 145,0 amp. Tempér.	Différence de température
1	3°39	3°50	- 0°11
2	12°86	12°98	- 12
3	23°46	23°62	- 16
4	34°73	34°93	- 20
5	46°76	46°91	- 25
6	59°47	59°72	- 25
7	70°15	70°38	- 23
8	74°51	74°67	- 16
9	78°21	78°28	- 7
10	80°68	80°71	- 3
11	81°46	81°47	- 1
12	82°80	82°81	- 1
13	82°25	82°29	- 4
14	79°68	79°80	- 12
15	78°39	78°54	- 15
16	76°02	76°19	- 17
17	71°18	71°36	- 18
18	60°68	61°06	- 38
19	47°32	47°65	- 33
20	35°24	35°56	- 32
21	24°17	24°41	- 24
22	13°89	14°05	- 16
23	4°10	4°11	- 1

n'atteignent pas celles obtenues avec le seul courant principal passant en sens inverse. Le courant soustractif est de 4,1 amp. Il est trop intense, car par rapport au régime thermique obtenu avec le courant principal seulement, les températures ont diminué.

Expérience 4. — Tableaux 11 et 12 (p. 47 et 48).

Les deux dernières expériences préliminaires ci-dessus rapportées nous ont montré que, de chaque côté de la barre prin-

cipale, les courants compensateurs étaient une fois trop intenses, une fois trop faibles. Nous avons donc choisi les intensités intermédiaires. — Aux erreurs d'expérience près, les deux états de régime thermique étaient les mêmes. Le tableau 11 et la figure 11 montrent mieux le degré de la coïncidence obtenue.

Expérience 4. — Tableau 11.

Couples	Crt. princ. (+) 145,0 amp. et crt. compensateurs 4,05 et 3,5 amp. Tempér.	Courant principal (sens négatif) 145,0 amp. Tempér.	Différence de température
1	3°41	3°49	-0°08
2	12°67	12°75	- 8
3	23°08	23°10	- 2
4	34°13	34°17	- 4
5	45°75	45°73	+ 2
6	58°08	58°08	0
7	68°25	68°33	- 8
8	72°49	72°57	- 8
9	75°81	75°83	- 2
10	78°07	78°12	- 5
11	78°65	78°66	- 1
12	79°98	79°95	+ 3
13	79°54	79°57	- 3
14	77°10	77°19	- 9
15	75°97	76°02	- 5
16	73°92	73°91	+ 1
17	69°35	69°37	- 2
18	59°45	59°41	+ 4
19	46°43	46°44	- 1
20	34°71	34°71	0
21	23°82	23°88	- 7
22	13°74	13°70	+ 4
23	4°05	4°02	+ 3

Dans ce cas, le courant principal était de 145,0 amp., le courant de chauffage de 25,0 amp., dirigé de bas en haut. Les deux courants compensateurs étaient respectivement de 3,35 amp. pour le courant additif et 4,05 amp. pour le courant soustractif. Ils circulaient des mêmes dérivations que précédemment aux extrémités. L'expérience a été poursuivie suivant le même ordre opératoire que l'expérience 2 et toujours avec les mêmes sens des courants.

C'est de cette expérience que nous nous servirons pour évaluer l'effet Thomson.

Nous reproduisons ci-dessous le tableau des différences de potentiel mesurées le long de la barre :

Expérience 4. — Tableau 12.

Espaces entre les sondes	Crt. princ. (sens positif): 145,0 amp. et crts. compensateurs 3,35 et 4,05 amp.	Courant principal 145,0 amp. (sens négatif)	Variation des différences de potentiel 10^{-6} v.
	Défauts de potentiel 10^{-3} v.	Défauts de potentiel 10^{-3} v.	
1- 9	33,175	34,230	-1055
9-10	2,460	2,475	- 15
10-11	2,230	2,355	- 125
11-12	2,375	2,655	- 280
12-13	2,680	2,390	+ 290
13-14	2,535	2,410	+ 125
14-15	2,340	2,310	+ 30
15-23	34,797	34,010	+ 787

Du côté gauche de l'appareil, entre les sondes 1 et 9 (correspondant à l'extrême et à la dérivation 4), la différence de potentiel est $34,230 \cdot 10^{-3}$ v. lorsque le courant principal de 145,0 amp. passe seul. La puissance absorbée est 4,963 watts.

Après le renversement du courant principal et l'introduction d'un courant compensateur soustraçtif, la différence de potentiel entre ces mêmes sondes est $33,175 \cdot 10^{-3}$ v., la puissance dépensée 4,676 watts.

Les températures résultantes étant les mêmes dans les deux cas, nous posons que la différence de puissance Joule mesure le double de l'effet Thomson global du côté gauche de l'appareil (les corrections qui vont suivre étant réservées). La chaleur Thomson mise en jeu serait donc équivalente à 0,287 w.

Le même calcul pourrait être fait pour le côté droit de l'appareil. On trouve:

Défaut de potentiel entre la sonde 15 et l'extrême droite lorsque le courant principal passe seul: $34,010 \cdot 10^{-3}$ v.

Puissance absorbée dans ce tronçon: 4,931 w.

Défaut de potentiel avec le courant principal et un courant additif de 3,35 amp.: $34,797 \cdot 10^{-3}$ v.

Puissance correspondante absorbée: 5,162 w.

Défaut de puissance absorbée: 0,231 w.

Les puissances compensatrices sont du même ordre de grandeur, mais la différence entre elles est de 22 %.

Comme nous le montrons plus bas, nous attribuons cette différence à l'effet Joule dans les dérivations de cuivre. Mais avant d'aborder ce point important, traitons-en un ou deux autres, en vue des corrections nécessaires.

Les variations des différences de potentiel au milieu de la barre

sont dues aux densités non-uniformes des courants en cet endroit. Elles n'entrent pas en ligne de compte dans le calcul¹.

En revanche, l'effet Peltier intervient aux passages des dérivations à la barre principale. (Aux extrémités, la chaleur Peltier est éliminée par la circulation d'eau.)

D'après Borélius, le coefficient de l'effet Peltier entre le fer et le cuivre est $2995 \cdot 10^{-6}$ v. à 20° (2). L'effet se produit dans le sens d'une absorption de chaleur quand le courant passe du cuivre au fer. Les variations du coefficient Peltier en fonction de la température ne sont pas assez considérables pour entrer en jeu.

En pénétrant dans la barre principale par la dérivation 4, le courant compensateur de 4,05 amp. absorbe à la soudure une puissance de 0,012 watt. En tenant compte du rapport des surfaces d'écoulement de la chaleur pour le fer et le cuivre ($\frac{64}{1}$), du rapport des conductibilités de ces deux métaux ($\frac{1}{5}$) et du rapport des gradients moyens de la température ($\frac{78/105}{78/50}$), on peut évaluer à 0,010 w. la puissance empruntée à la barre principale elle-même, le reste étant pris à la dérivation de cuivre. Le courant soustractif absorbe donc au total dans la barre principale une quantité de chaleur par seconde équivalente à $0,287 \text{ w} + 0,010 \text{ w} = 0,297 \text{ w}$.

Le courant de 3,35 amp. produit à la soudure de la dérivation 7 une absorption de puissance de 0,010 w., dont 0,009 w. sont empruntés à la barre principale. Le courant additif produit donc dans la barre un dégagement de chaleur supplémentaire équivalent à $0,231 \text{ w} - 0,009 \text{ w} = 0,222 \text{ w}$.

L'effet Peltier accentue donc la différence des puissances compensatrices réellement fournies ou absorbées. Nous pensons donc que cette différence vient de l'effet Joule dans le cuivre. Le sens suivant lequel cette différence se produit confirme cette explication; pour compenser l'effet Thomson, il faudrait enlever davantage de chaleur Joule dans le fer du côté gauche de l'appareil qu'il n'en faudrait fournir du côté droit.

Dans ces conditions, pour évaluer l'effet Thomson, nous ferons, non pas la moyenne des résultats obtenus pour chaque côté de l'appareil, mais nous partagerons la différence en parties proportionnelles aux carrés des courants compensateurs.

On trouve alors pour le double de l'effet Thomson 0,266 w.

L'effet Thomson lui-même dégage ou吸orbe 0,133 w. de chaque côté de l'appareil.

Il est dû à un courant moyen de 145,18 amp., compte tenu des courants de compensation, produisant une élévation de température de 80° avec un gradient approximativement uniforme.

¹ Se reporter à cet égard au mémoire complet.

On tire de la formule

$$(XXII) \quad Q_T = \sigma i (t_2 - t_1)$$

en tenant compte de la convention des signes faite pour la chaleur spécifique d'électricité :

$$\sigma = -11,5 \cdot 10^{-6} \text{ v/}^\circ\text{C}.$$

Cette valeur se rapporte à une élévation moyenne de température de 40°C au-dessus de la température de l'eau de circulation, soit à une température réelle de 55°C .

§ 31. — Mesure de l'effet Thomson avec un deuxième état de régime.

Nous avons calculé l'effet Thomson avec un deuxième état de régime, soit avec un courant principal de 100,0 amp. et un courant de chauffage de 22 amp. Les températures maxima sont de 45° environ. Lorsqu'on ne fait pas passer de courants compensateurs, les différences de température produites par renversement du courant principal atteignent $0^\circ 4$ à $0^\circ 5$.

Nous laisserons de côté les expériences préliminaires. L'expérience de mesure a été conduite de la façon suivante :

Le courant principal a passé d'abord seul dans le sens positif, les températures sont alors plus élevées du côté gauche de l'appareil que du côté droit. Après renversement du courant, on a introduit à gauche, de la dérivation 4 à l'extrémité, un courant additif de 1,9 amp. et, à droite, de la dérivation 7 à l'autre extrémité, un courant soustractif de 2,1 amp. Le courant de chauffage avait dans l'appareil le sens descendant.

Le tableau 13 montre la qualité de la compensation obtenue. L'anomalie vers l'extrémité droite a coïncidé avec une baisse anormale de la température de l'eau de circulation au moment où nous faisions une série de mesures.

Le tableau 14 donne les différences de potentiel mesurées le long de la barre.

Voici les résultats du calcul :

Différence de potentiel entre les sondes 1 et 9 (côté gauche) lorsque le courant principal passe seul: $21,487 \cdot 10^{-3} \text{ v.}$

Puissance Joule dépensée: 2,1487 w.

Différence de potentiel dans le même tronçon avec le courant principal et un courant additif de 1,9 amp.: $21,912 \cdot 10^{-3} \text{ v.}$

Puissance Joule correspondante: 2,2328 w.

Puissance compensatrice fournie du côté gauche: 0,0841 w.

Différence de potentiel entre les sondes 15 et 23 (côté droit) avec le courant principal seul: $21,357 \cdot 10^{-3} \text{ v.}$

Puissance Joule absorbée: 2,1357 w.

Différence de potentiel avec le courant principal et un courant soustractif de 2,1 amp.: $20,872 \cdot 10^{-3}$ v.

Puissance Joule dépensée dans ce cas: 2,0434 w.

Puissance compensatrice enlevée au côté droit du barreau: 0,0923 w.

Expérience 5. — Tableau 13.

Couples	Courant principal 100,0 amp. (sens positif) Tempér.	Grt. princ. (-) 100,0 amp. et crts. compensateurs 2,1 et 1,9 amp. Tempér.	Différence de température
1	1°52	1°48	- 0°04
2	6°41	6°38	- 3
3	12°11	12°09	- 2
4	18°17	18°13	- 3
5	24°64	24°69	+ 5
6	31°36	31°43	+ 7
7	36°94	36°95	+ 1
8	39°34	39°30	- 4
9	41°78	41°80	+ 2
10	43°33	43°33	0
11	43°91	43°89	- 2
12	44°80	44°78	- 2
13	44°41	44°42	+ 1
14	42°83	42°83	0
15	41°60	41°59	- 1
16	40°04	40°06	+ 2
17	36°65	36°65	0
18	31°15	31°16	+ 1
19	24°24	24°26	+ 2
20	17°94	17°86	- 8
21	11°65	11°53	- 12
22	6°91	6°78	- 13
23	1°55	1°44	- 11

Expérience 5. — Tableau 14.

Espaces entre les sondes	Courant principal (sens positif) Différences de potentiel 10^{-3} v.	Grt. princ. (sens négatif) et crts. compensateurs Différences de potentiel 10^{-3} v.	Variations des différences de potentiel 10^{-6} v.
1- 3	3,690	3,770	+ 80
3- 6	9,351	9,541	+ 190
6- 9	8,446	8,601	+ 155
9-12	4,550	4,225	- 325
12-15	4,220	4,540	+ 320
15-18	8,531	8,346	- 185
18-21	9,156	8,941	- 215
21-23	3,670	3,585	- 85

La différence relative des puissances compensatrices brutes est inférieure à 10 %. L'effet Joule dans les fils de cuivre est aussi moins considérable que dans le premier cas et ceci vient renforcer notre hypothèse que c'est à cet effet Joule dans les fils de cuivre qu'est due la différence des puissances compensatrices. Ici aussi il paraît falloir emprunter davantage de chaleur d'un côté qu'il ne semble nécessaire d'en fournir de l'autre; bien que les courants soient renversés, la différence entre ces quantités de chaleur a lieu dans le sens prévu par l'hypothèse.

L'influence relative de l'effet Peltier est par contre plus grande que dans la première expérience de mesure.

L'absorption de chaleur Peltier produite par le courant de 1,9 amp. équivaut à 0,0057 w., celle produite par le courant de 2,1 amp. à 0,0063 w.

De ces puissances, on peut estimer que 0,0048 w. et 0,0054 w. sont respectivement empruntées à la barre principale elle-même.

La puissance compensatrice fournie du côté gauche, corrigée de l'effet Peltier, serait donc $0,0841 \text{ w} - 0,0048 \text{ w} = 0,0793 \text{ w}$. La puissance empruntée du côté droit, en tenant compte de la même correction, serait $0,0923 \text{ w} + 0,0054 \text{ w} = 0,0977 \text{ w}$.

Ici aussi, nous partageons la différence des chaleurs compensatrices proportionnellement aux carrés des courants supplémentaires.

On trouve pour le double de l'effet 0,0894 w. L'effet simple est produit par un courant moyen de 100,0 amp. et une élévation de température de 44°8 . La formule (XXII) donne

$$\sigma = -10,0 \cdot 10^{-6} \text{ v/}^{\circ}\text{C}$$

pour une température de 37° (échelle ordinaire).

§ 32. — Examen des résultats.

Discussion du degré de certitude des valeurs trouvées.

La plus grande imprécision vient de la difficulté à apprécier le régime de courants pour lequel se fait la compensation la meilleure. Le premier résultat obtenu est certainement susceptible d'une erreur moins considérable que le deuxième, parce que la compensation a pu être serrée avec une précision plus grande.

Une deuxième cause d'erreur est due au fait que le gradient de la température n'est pas absolument uniforme dans chaque moitié de la barre principale.

Devant ces deux erreurs, celles des évaluations d'intensités de courants, de différences de potentiel, de températures, disparaissent tout à fait.

Nous ne croyons pas, en revanche, qu'on puisse négliger l'erreur due à l'effet Peltier. C'est pourquoi nous avons cherché à l'estimer.

Les deux valeurs trouvées, $\sigma_{37^\circ} = -10,0 \cdot 10^{-6} \text{ v/oC}$ et $\sigma_{55^\circ} = -11,5 \cdot 10^{-6} \text{ v/oC}$, diffèrent dans le sens que font prévoir les mesures thermoélectriques directes et la formule de Thomson appliquée à ces mesures. En fait, cette différence est un peu plus grande que l'estimation théorique ne peut le faire prévoir, mais l'écart reste dans les limites des erreurs expérimentales.

Celles-ci paraissent difficiles à estimer avec une grande certitude. Nous prendrons donc une marge notable dans le sens défavorable. Les erreurs sont certainement inférieures à 5 % sur la valeur absolue de σ_{55° et à 10 % sur celle de σ_{37° .

En valeur absolue, nos résultats numériques sont un peu plus élevés que ceux de Berg (23) et de Hall (12) (figure 2; cf. p. 11). Ces écarts sont du reste fort explicables par la différence de matière. Faisant l'étude d'une méthode et non la recherche d'une valeur de σ , nous avons fait porter nos expériences sur un échantillon de fer doux qui n'était pas chimiquement pur.

Le fait que nos recherches viennent prolonger assez exactement la courbe de Lecher est également digne de remarque.

Le temps nous a manqué pour des expériences plus nombreuses. Au surplus, pour être notamment plus fructueuses et porter sur un domaine de températures plus étendu, elles auraient nécessité plusieurs installations nouvelles et onéreuses: dispositifs potentiométriques de réglage de courants, galvanomètres sensibles plus rapides, batteries de grande capacité et tout particulièrement thermostats.

§ 33. — Résumé et conclusions.

Le but que nous nous étions assigné, recherche d'une nouvelle méthode d'estimation de l'effet Thomson, a donc été atteint. Cette recherche a nécessité principalement l'étude et la construction de deux installations d'espèces différentes :

1^o. — Un potentiomètre qui, tout en étant très simple, permette la mesure rapide de f. é.-m. comprises entre $5 \cdot 10^{-7} \text{ v.}$ et $0,1 \text{ v.}$ La présence de f. é.-m. parasites susceptibles de gêner la mesure des f. é.-m. les plus faibles devait être absolument proscrite.

2^o. — Un appareil spécialement destiné à la production

et à la mesure de l'effet Thomson. — Deux appareils d'étude préalables ont été utilisés. Leur exécution technique a malheureusement laissé quelque peu à désirer. Un troisième appareil a été construit, très soigné et comportant en outre une série d'améliorations de détail.

Avec cet appareil, deux séries complètes de mesures ont été effectuées. Elles ont donné comme résultats deux valeurs de σ :

$$\sigma_{37^\circ} = -10,0 \cdot 10^{-6} \text{ v/oC}$$

$$\sigma_{55^\circ} = -11,5 \cdot 10^{-6} \text{ v/oC}$$

Ces valeurs, bien qu'elles ne se rapportent pas à des échantillons de fer chimiquement pur, se classent bien dans la ligne des valeurs antérieures paraissant les plus sûres.

L'appareillage que nous avons construit nous a donné toute satisfaction. Les mesures qu'il permet d'effectuer — mesures absolues, par voie purement électrique — sont certainement susceptibles d'une précision de 2 à 3 %. Si nous n'avons pas atteint une précision pareille, c'est qu'en dehors de lui, certaines installations générales de laboratoire, plus perfectionnées et plus puissantes que celles à notre disposition, eussent été nécessaires.

BIBLIOGRAPHIE

1. KOENIGSBERGER et WEISS. — *Ann. der Phys.* 35, p. 1 (1911); 38, p. 696 (1912).
2. BORELIUS. — *Ann. der Phys.* 63, p. 845 (1920); 66, p. 73 (1921).
3. TROWBRIDGE et PENROSE. — *Phil. Mag.* 14, p. 440 (1882). — *Amer. Journ. of Sc.* 24, p. 379 (1882).
4. W. THOMSON. — *Math. and phys. Papers*: I, 246 et II, 192. — *Phil. Trans.* 3, p. 661 (1856). — *Ann. de chim. et phys.* 54, p. 105 (1858).
5. GEIGER-SCHEEL. — *Handbuch der Physik* : Westphal, T. XIII, pp. 183 et 59.
6. LE ROUX. — *Ann. de chim. et phys.* 10, p. 258 (1867). — *C. R. Acad. des Sc.* 63, p. 323.
7. BATELLI. — *Atti di Torino* 22, pp. 48, 369 (1886-87). — *Rend. Acad. dei Lincei* 3, p. 105 (1887). — *N. Cim.* 21, pp. 228, 250 (1887); 22, pp. 157, 221 (1887).
8. KING. — *Proc. Amer. Acad. Boston* 33, p. 352 (1898).
9. KUCERA. — *Fortschr. der Phys.* p. 75 (1912/II).
10. BAGARD. — *C. R. Acad. des Sc.* 117, p. 97 (1893). — *Ann. de chim. et phys.* 3, p. 83 (1894). — *Thèse Paris* (1894).
11. WORTHING. — *Phys. Review* 5, p. 445 (1915).
12. HALL. — *Proc. Amer. Acad.* 41, № 2 (mai 1905). — 42, p. 597 (1907). — *Contr. Jefferson Lab. (Harvard)* T. 4, p. 12 (1906).
13. AALDERINK. — *Arch. néerl.* II, 15, 321 (1910). — *Handbuch der Elek. und des Magn.* T. I, p. 722.
14. CERMAK. — *Ann. der Phys.* 33, p. 1195 (1910).
15. HAGA. — *Ann. der Phys. u. Ch.* 28, p. 179 (1886). — *Ann. de l'Ec. polyt. de Delft.* 3, p. 43 (1887).
16. LAWS. — *Cambridge Proc.* 12, p. 179 (1903). — *Phil. Mag.* 7, p. 560 (1904).
17. LECHER. — *Wiener Ber. (Sitzungsber. der mathem.-phys. Klasse der Akad. der Wissenschaften, Wien)* 114, p. 1599 (1905). — 115, p. 173 (1906). — *Phys. Zeitschr.* 6, p. 781 (1905); 7, p. 34 (1906). — *Ann. der Phys.* 19, p. 853 (1906); 20, p. 480 (1906).
18. SCHOUTE. — *Arch. néerl.* II, 12, 175 (1907).
19. KOHLRAUSCH. — *Ann. der Phys.* 1, 132 (1900).
20. DIESSELHORST. — *Ann. der Phys.* 1, 312 (1900).
21. O'DAY. — *Phys. Review* 23, 245 (1924).
22. O'DAY. — *Phys. Review* 27, 643 (1926).
23. BERG. — *Ann. der Phys.* 32, 477 (1910).
24. NETTLETON. — *Proc. Phys. Soc.* 29, 16 (1916); 34, 77 (1922).
25. *Phys. Berichte* 6, 782 (1925).

26. WARE. — *Phys. Review* 35, 667 et 989 (1930).
 27. SMITH. — *Proc. Phys. Soc.* 38, 1 (1925).
 28. YOUNG. — *Proc. Phys. Soc.* 37, 145 (1925).
 29. BOYDSTON. — *Phys. Review* 30, 911 (1927).
 30. GRÜNEISEN et GOENS. — *Zeitschr. f. Phys.* 37, 278 (1926).
 31. LINDER. — *Phys. Review* 29, 554 (1927).
 32. BORELIUS, KEESEM, JOHANSSON. — *Proc. Amsterdam* 31, 1046 (1928). — *Comm. Leiden* № 196a (1928).
 33. BORELIUS, KEESEM, JOHANSSON, LINDE. — *Proc. Amsterdam* 33, 17 et 32 (1930). — *Comm. Leiden* №s 206a et b (1930).
 34. FAGAN et COLLINS. — *Phys. Review* 35, 421 (1930).
 35. VERLEGER. — *Phys. Zeitschr.* 31, 590 (1930).
 36. BRIDGMAN. — *Proc. Amer. Acad.* 53, 269 et 286 (1918).
 37. *International critical Tables.* — Vol. VI, p. 214.
 38. ABRAHAM et SACERDOTE. — *Recueil des constantes phys.* Tabl. 246.
- * * *

Pour être complet, citons enfin les mémoires, la plupart purement théoriques, dont nous n'avons pas fait usage.

- BENADE. — *Phys. Review* 18, 199 (1921).
- BIDWELL. — *Proc. Royal Soc. A.* 37, 25 (1884).
- BOLTZMANN. — *Wiener Ber.* 96, 1258 (1887). [Discussion de la théorie thermodynamique des effets thermoélectriques].
- BORELIUS. — *Ann. der Phys.* 56, 388 (1918).
- BORELIUS et GUNNESON. — *Ann. der Phys.* 65, 520 (1921).
- BRAUN. — *Berliner Sitzber. (Preuss. Akad. der Wissenschaft zu Berlin)* 1, 289 (1885).
- CORBINO. — *Rend. Acad. Lincei* 30, 33-37 (1921).
- HALL. — *Proc. Nat. Acad.* 6, 139 et 613 (1920).
- HARTLEB. — *Arch. sc. phys. et nat., Genève* 30, 295 (1910). — *Dissertation Giessen* (1917).
- HOORWEG. — *Ann. der Phys. u. Ch.* 9, 552 (1880).
- KOHLRAUSCH. — *Berliner Sitzber.* 38, 711 (1889).
- KÖNIG. — *Arch. sc. phys. et nat. Genève* 30, 295-99 (1910). — *Phys. Zeitschr.* 11, 913 (1910); 17, 227 (1917).
- RADACOVITS. — *Phys. Zeitschr.* 9, 505 (1907).
- SELLERIO. — *Ann. de phys.* 19, 288 (1923). — *Rend. Acad. Lincei* 32, 549 (1923).
- VERDET. — *Théorie mécanique de la chaleur.*
- VOIGT. — *Göttinger Nachr.* p. 228 (1899).

TABLE DES MATIERES

	<i>Pages</i>
INTRODUCTION	1
§§ 1. — L'effet électrocalorique de Thomson	1
2. — Difficulté de la mesure de l'effet Thomson	4
3. — Premières mesures de l'effet Thomson. — Procédés divers	4
4. — Méthodes de différence	6
5. — Méthodes par modification de l'état de régime	7
6. — Méthodes de compensation	8
7. — Méthodes indirectes. — Tendances actuelles	9
8. — Ensemble des mesures faites sur le fer	10
CHAPITRE PREMIER. — ETUDE THÉORIQUE DES ÉTATS DE RÉGIME	13
§§ 9. — Equations d'état stationnaire d'un conducteur cylindrique	13
10. — Equation de régime thermique d'un barreau de section variable. — Examen théorique du problème de l'uniformité du gradient de température	16
11. — Examen pratique du problème de l'uniformité du gradient de température	20
12. — Calcul de l'effet Thomson	21
13. — Principe de la méthode employée	22
CHAPITRE II. — L'APPAREIL PRINCIPAL	23
§§ 14. — Description générale	23
15. — Barre principale	25
16. — Barres de chauffage	26
17. — Couples thermoélectriques	27
18. — Sondes de potentiel	28
CHAPITRE III. — INSTALLATIONS GÉNÉRALES ET APPAREILS AUXILIAIRES	29
§§ 19. — Montage général	29
20. — Circuit principal	31
21. — Le dispositif de réglage du courant principal	32
22. — Circuit du courant de chauffage	33
23. — Circuits des courants de compensation	34
CHAPITRE IV. — LE POTENTIOMÈTRE ET SES ACCESSOIRES	34
§§ 24. — Conditions à remplir par l'appareil	34
25. — Le potentiomètre proprement dit	36
26. — Mesure des forces électro-motrices	38
27. — Précautions prises	39

CHAPITRE V. — EXPÉRIENCES	40
§§28. — Résumé de quelques observations préliminaires	40
29. — Marche des expériences de mesure	42
30. — Mesure de l'effet Thomson avec un premier état de régime	43
31. — Mesure de l'effet Thomson avec un deuxième état de régime	50
32. — Examen des résultats	52
33. — Résumé et conclusions	53
BIBLIOGRAPHIE	55
TABLE DES MATIÈRES	57

