Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 2 (1929)

Heft: V

Artikel: Communauté d'origine et dépendances quantitatives entre les actions du champ magnétique sur les courants d'électricité et de chaleur : A) Effets électriques

Autor: Perrier, Albert

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-109449

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: 29.12.2025

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

Communauté d'origine et dépendances quantitatives entre les actions du champ magnétique sur les courants d'électricité et de chaleur. A) Effets électriques[1])

par **Alb. Perrier** (Lausanne).

I. Introduction.

En connexion avec diverses communications à la Société de Physique et ailleurs (liste en note) sur une théorie de la conduction métallique, j'ai indiqué déjà un certain nombre de dépendances essentielles que cette théorie fait prévoir entre les effets si variés *du champ magnétique*[2]) sur les courants dans les métaux.

[1]) Cette communication et la suivante contiennent la Note XIX présentée à la Soc. vaud. Sc. nat., séance du 6 mars 1929, mais non publiée au Bulletin de cette Société.

L'auteur, empêché, n'a pu les présenter personnellement à la Société de physique à Davos; en outre, par suite d'un *retard de transmission postale*, les textes à lire n'ont été remis au président qu'en fin de session.

Les renvois bibliographiques sont faits dans le texte par des numéros désignant respectivement les publications suivantes du même auteur:

1. Hypothèse d'actions intérieures, etc. Bull. Soc. vaud. Sc. nat., v. 56 (1925), p. 25.
2. Actions électrom. int. et flux d'énergie. — Id., v. 56 (1926), p. 129.
3. Sur l'énergétique et l'interdépendance des phén. galvanomag. de Hall et de W. Thomson. Id., v. 56 (1927), p. 585.
4. Sur une théorie des phén. thermoélectriques dans les cond. isot. et anis. Id., v. 56 (1927), p. 645.
5. Lignes générales d'une théorie de la conduction métallique. Soc. suisse de Phys., 2—3 sept. 1927. Arch. Sc. phys. et nat. (5), v. 9, p. 343 (1927).
6. Appl. de la théorie de la cond. métall. à divers phén. Id.(5), v. 9, p. 347.
7. Sur l'énergétique de l'effet Hall. Soc. suisse de Phys., mai 1928.. H. P. A, v. 1, p. 290.
8. Sur les forces électrom. d'aimantation. Id., v. 1, p. 291.
9. Principe de méth. de mesure d'effets, etc. Id., sept. 1928. H. P. A., v. 1, p. 463.
10. Sur une théorie gén. des effets électrocal. des courants. Id., v. 1, p. 454.
11. Sur une modif. générale de la théorie de la cond. calorifique, etc. Id., mai 1929. H. P. A., v. 2, p. 149.

[2]) Je pense qu'il faut dire plus exactement «*de l'aimantation*» et j'aurai l'occasion de le motiver, mais j'emploierai encore l'un ou l'autre terme indifféremment, ce qui demeure ici sans inconvénient ni équivoque.

Les deux publications présentes résument la synthèse des liaisons quantitatives établies pour l'ensemble de ces phénomènes; les relations consignées explicitement ci-dessous ne sont, bien entendu, qu'un choix parmi les nombreuses que l'on peut démontrer.

Rappel des points de départ. — Une lame métallique est le siège soit d'un courant électrique entretenu par un gradient de potentiel, soit d'un courant de chaleur entretenu par un gradient de température; ou bien la lame est fermée sur elle-même perpendiculairement aux gradients (conditons «f»), ou bien deux de ses bords sont parallèles à ces gradients (conditions «o», jusqu'ici habituelles) (cf. 3 et 7). On applique un champ magnétique $\mathfrak{H}$, soit *parallèlement* aux gradients (primitifs), soit *normalement* à la lame et par conséquent aux gradients; les modifications des phénomènes provoquées par cette intervention sont tant «longitudinales» soit dans la direction des gradients primitifs (pour $\mathfrak{H}$ parallèle, elles sont seules possibles), que «transversales» soit dans la direction normale à ces gradients. Nous convenons de prendre les trois directions: gradients, transversale, champ magnétique comme axes respectifs x, y, z d'un système à droite (conditions f); et pour o: x', y', z' (gradients primitifs). Les symboles utilisés ci-dessous sont rapportés où il y a lieu aux unités de surface ou de volume, ce qui allège notablement l'écriture; l'application à des conducteurs de dimensions déterminée est élémentaire. Nous supposons ici seulement des régimes *permanents* dans des milieux isotropes en l'absence du champ.

Le classement est choisi en première ligne d'après les *effets* observés, non d'après les *causes*; les raisons ressortent des bases de la théorie.

II. Courant électrique.

Soit J_x le vecteur densité de courant donné, ϱ la résistivité. En conditions f comme o, l'effet d'un *champ parallèle* est seulement une variation $\delta\varrho$ de résistivité, soit:

$$\varrho_H = \varrho + \delta\varrho.$$

On a vu ailleurs (3) que la théorie l'interprète par des variations des actions électromotrices intérieures dont je m'abstiendrai de considérer le mécanisme, inutile pour nos buts présents.

Aimantation normale. — Chaque fois qu'il s'agit de cette position, je distinguerai avec soin les conditions f des conditions o et partirai toujours des premières qui seules permettent une *définition* rationnelle des grandeurs entrant en ligne de compte,

tant variables que constantes. Cela ressort des publications antérieures et apparaît nettement dans les présentes.

Avec f donc, il naît une action électromotrice supplémentaire dont la composante longitudinale se traduit encore par une variation $\delta\varrho$ de la résistivité (définie suivant le gradient de potentiel), et la composante transversale par un courant (densité Jy) parallèle aux surfaces équipotentielles, le «courant de HALL proprement dit» ou courant de HALL pur (3, v. aussi là pour ce qui touche le côté énergétique ou la prétendue résistivité pour cette composante). Pour $\mathfrak{H}$ normal, $\delta\varrho$ est généralement différente de la valeur précédente.

Pour le phénomène transversal, posons (3):

$$J_y = \zeta \mathfrak{H} J_x \qquad \zeta = -\frac{\operatorname{tg}\varphi}{\mathfrak{H}} \qquad ^{1)}$$

φ désignant l'angle de rotation des surfaces équipotentielles, connu dans les conditions ordinaires (ici, ces surfaces demeurent fixes); j'appelle ζ la «rotation spécifique» du conducteur. Pour le rattachement aux connaissances acquises, on définirait une «constante de HALL proprement dite» R telle que, par analogie $R\mathfrak{H}J_x$ représenterait un gradient de potentiel provoquant dans le même milieu le courant $-Jy$; mais ce gradient n'existe évidemment pas dans la lame, il est purement *fictif*; on trouve

$$R = -\zeta\varrho_H$$

Ces définitions posées, voici ce que l'on établit pour les conditions habituelles d'expérience; chaque grandeur affectée de l'indice o est censée mesurée dans ces conditions mêmes; ainsi, la constante de HALL considérée jusqu'ici est représentée par R_0.

$$\varrho_{H_0} = \varrho_H \cos^2\varphi$$

$$\left(\frac{\delta\varrho}{\varrho}\right)_{H_0} = \frac{\delta\varrho}{\varrho}\cos^2\varphi - \sin^2\varphi,$$

$$R_0 = R\frac{\varrho_0}{\varrho_H} = R\cos^2\varphi.$$

Parmi les conséquences nombreuses que l'on peut tirer de ces relations simples et générales, relevons ici les suivantes:

a) Dans les conditions habituelles d'observation et avec les paramètres y relatifs, on ne sépare pas vraiment les phénomènes

---

[1]) Il y a une divergence de signe avec les équations (5) et (6) de la publication (3), ce sont les signes écrits ici qui doivent être adoptés pour une représentation rationnelle.

longitudinaux des transversaux. L'effet Hall est modifié par la magnéto-résistance, et cette dernière, réciproquement par l'effet Hall, tout cela d'autant plus que l'aimantation est plus forte (cf. 3 et 7).

b) Alors même que les lois vraies seraient respectivement linéaire et quadratique pour ces phénomènes, les lois observées ne pourraient l'être dans un intervalle quelque peu étendu. Plus précisément, l'effet Hall pourrait croître de moins en moins, atteindre même une saturation apparente; et une propriété analogue de la magnéto-résistance pourrait simultanément apparaître.

Or, les observations sur le bismuth par exemple (φ y atteint facilement des valeurs notables) accusent nettement des particularités du type prévu pour chacun des deux effets (cf. 3 et 7).

III. Courant calorifique.

Les dispositions schématisées au § I et touchant ce sujet sont celles invoquées dans la publication (8). Et pour l'interprétation, l'hypothèse essentielle consiste, rappelons-le, à faire appel au potentiel thermoélectrique par degré η. Je n'identifie pas η avec le coëfficient σ de l'effet Thomson; j'ai abordé cette question ailleurs déjà (11) et j'y reviendrai avec détails dans une autre publication.

J'ai supposé (11) que tous les effets magnétoélectriques se ramènent, dans ces conditions, aux effets de l'aimantation sur le courant électrique d'équilibre (inverse de l'«autocourant»). La question de savoir si ce dernier seul est sensible à l'aimantation sera traitée théoriquement autre part. Pour autant que les données numériques connues peuvent être invoquées, elles sont en accord avec la supposition choisie ici.

Considérons d'abord l'*aimantation parallèle* en toutes conditions ou normale en conditions f seulement: l'effet *longitudinal* prévu par la théorie est un *changement* $\delta \mathcal{E}_{th}$ *du pouvoir thermoélectrique* du métal, et dont la valeur doit être

$$\delta \mathcal{E}_{th} = -\eta \frac{\delta \varrho}{\varrho} \cdot \frac{\partial t}{\partial x},$$

$\delta \varrho$ désignant la modification de résistance relative bien entendu à chaque cas.

Cette variation du pouvoir thermoélectrique est-elle égale à la variation de force électromotrice d'un *couple* constitué par le métal considéré et un autre pratiquement insensible à l'aimanta-

tion? La question revient à celle de la sensibilité des *potentiels de contact* à l'aimantation: je pense devoir y répondre négativement, et par suite positivement à la première, mais on ne saurait affirmer. Une chose est certaine actuellement, c'est que, s'ils sont modifiés, les potentiels de contact ne peuvent l'être que de manière isotrope, c'est-à-dire indépendante de la direction de l'aimantation (4,8 et 10).

Effet transversal. — En conditions f, un courant électrique s'établit normalement au gradient thermique, lequel est l'origine de l'effet Nernst et v. Ettingshausen. Sa densité doit être en vertu de la théorie:

$$J_y = -\frac{\eta}{\varrho}\zeta\frac{\partial t}{\partial x}\mathfrak{H} = \frac{\eta}{\varrho}\cdot\frac{\partial t}{\partial x}\operatorname{tg}\varphi,$$

φ est toujours le même angle de l'effet Hall déterminé par des expériences *électriques.*

Là encore, on peut définir un effet Nernst et v. Ettingshausen proprement dit, lequel serait mesuré par le champ transversal *fictif*

$$\mathcal{E}_y = -\frac{\eta}{\varrho}R\frac{\partial t}{\partial x}\mathfrak{H},$$

puis une constante «vraie» de Nernst et v. Ettingshausen:

$$Q = \frac{\eta}{\varrho}R = \eta\frac{\varrho_H}{\varrho}\cdot\frac{\operatorname{tg}\varphi}{\mathfrak{H}}.$$

Dans les *conditions ordinaires d'observation* (o), tous les effets d'une aimantation normale se compliquent davantage. Et en premier lieu, il importe de se rendre compte que, dans ces conditions o, *le phénomène élémentaire lui-même n'est plus identique à celui des conditions f*; on se rappellera que cette identité est au contraire une proposition essentielle dans les expériences à température uniforme (v. 3 et 7).

En *f*, en effet, *surfaces isothermes et surfaces équipotentielles demeurent coïncidentes et de position invariable* quelle que soit l'aimantation. Ici au contraire, les unes et les autres tournent, et qui plus est, tournent d'angles différents (intervention de l'effet Leduc-Righi); en sorte que les gradients de potentiel et de température ne sont plus parallèles, ni au courant *global* de chaleur ni entre eux; et ces divergences croissent, cela va de soi, avec le champ.

J'ai pu néanmoins établir les expressions complètes des phénomènes. En voici un extrait où le paramètre θ désigne la rotation des surfaces isothermes.

a) Effet longitudinal (modif. pouv. thermoélectrique):

$$\delta \mathcal{E}_{th_0} = -\eta \left[\frac{\delta \varrho_0}{\varrho} + \left(1 - \frac{\delta \varrho_0}{\varrho}\right) \operatorname{tg} \varphi \operatorname{tg} \theta \right] \frac{\partial t}{\partial x},$$

$\frac{\partial t}{\partial x'}$ et $\frac{\delta \varrho_0}{\varrho}$ sont donc mesurés dans le sens longitudinal *de la lame.*

b) Effet transversal (Nernst et v. Ettingshausen connu):

$$\mathcal{E}_{\nu}'_0 = -\frac{\eta}{\varrho} [R_0 \mathcal{H} + \varrho_H \operatorname{tg} \theta] \frac{\partial t}{\partial x'},$$

d'où découle l'expression théorique de la constante connue Q_0 de Nernst et v. Ettingshausen:

$$Q_0 = \frac{\eta}{\varrho} \left[R_0 + \varrho \frac{\operatorname{tg} \theta}{\mathcal{H}} \right].$$

Ces formules, et d'autres connexes, impliquent des conséquences nouvelles et variées.

Exemple. — Les tentatives faites jusqu'ici pour ramener l'effet Nernst aux phénomènes galvanomagnétiques et thermoélectriques se heurtaient à la divergence des lois expérimentales de l'effet Hall et de l'effet Nernst à aimantation croissante: le premier effet croît moins vite que linéairement, tandis que le second accuse une particularité précisément inverse (substances à effets intenses, type Bi)[1]. Or, ces faits s'interprètent sans obstacle et sans renoncer à la communauté d'origine des phénomènes: ils tiennent, non à quelque différence profonde, mais au mode de définir les grandeurs caractéristiques, usité jusqu'ici; ce mode introduit en particulier dans Q_0 la résistivité variable et l'effet Leduc-Righi (second terme de la parenthèse).

Je crois utile d'observer ici encore qu'à mon avis, les courants de Hall, aussi bien que ceux de Nernst et v. Ettingshausen, sont de nature proprement thermoélectrique; la discussion de cette assertion a déjà été abordée et sera reprise avec détails.

---

[1]) cp. G. Moreau, Sur les phénomènes thermomagnétiques. Journ. de Phys. (3), v. 9, p. 497 (1900).

Communauté d'origine et dépendances quantitatives entre les actions du champ magnétique sur les courants d'électricité et de chaleur. B) Effets calorifiques.

par **Alb. Perrier** (Lausanne).

IV.

La théorie se propose d'interpréter ces phénomènes en adjoignant aux hypothèses du travail précédent celle des *flux d'énergie* simultanés de tout courant électrique (v. 2, 4, 10, 11). Chaque courant comporte un flux exprimable à l'aide d'un facteur spécifique de transport (*w.* dans pub. 10), rapporté à l'unité de densité de courant, et fonction de la nature du conducteur comme du *type de courant.*

En régime permanent et dans toute région où demeurent uniformes la nature du conducteur, la température et le type de courant électrique,[1]) ces courants électroénergétiques ne se manifestent par aucun phénomène particulier. Inversement, *tout passage où l'un ou l'autre des caractères énumérés change, doit être le siège d'une absorption continue (positive ou négative) de chaleur,* soit d'un effet électrocalorique.

Une variation de la seule densité de courant n'entraîne aucun phénomène calorifique; autrement dit, ces flux sont *conservatifs,* toutes autres conditions égales d'ailleurs. Ayant eu des raisons théoriques (v. pub. à paraître) de penser différemment, j'ai pris soin de vérifier cette propriété par des *expériences* peu nombreuses, mais choisies et de sensibilité déjà grande, lesquelles seront relatées autre part.

V. Courant électrique.

Mêmes dispositions expérimentales qu'au § II.

Phénomènes longitudinaux. — Champ parallèle en toutes conditions ou normal en conditions f. La modification des actions intérieures longitudinales, à laquelle on a rattaché (§ II) la magnétorésistance, implique ipso facto aussi la modification du courant électroénergétique. La mise en évidence expérimentale de cet effet se réalise au mieux par une discontinuité de la *nature* du conducteur; c'est dire que l'on prévoit et interprète de la sorte les *modifications magnétiques de l'effet Peltier.* Mais du même coup, on précise que ces manifestations calorifiques *doivent se trouver en une étroite dépendance des variations magnétiques de la*

[1]) Il faudrait ajouter „. . . et où l'anisotropie est uniforme en direction et en grandeur" (v. 4 et 10). Mais j'ai spécifié plus haut qu'il ne s'agit ici que de milieux naturellement isotropes ou se comportant comme tels.