Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 3 (1930)

Heft: V-VI

Artikel: Grandeurs et formules théoriques nouvelles pour les phénomènes galvanomagnetiques et thermomagnétiques

Autor: Perrier, Albert

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-109807

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: 15.07.2025

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

Grandeurs et formules théoriques nouvelles pour les phénomènes galvanomagnétiques et thermomagnétiques

par **Albert Perrier**[1]).

(16. VI. 30.)

Sommaire. — Les grandeurs introduites empiriquement partout pour les effets galvanomagnétiques transversaux et longitudinaux ne sont pas rationnelles, et créent déjà par cela même une part des difficultés rencontrées par la théorie des électrons. — Tableau des grandeurs introduites naturellement par la théorie de l'auteur et des formules de transformation destinées à les calculer en fonction des grandeurs empiriques habituelles.

Quelques lois générales nouvelles basées sur les données de l'expérience interprétées à l'aide des paramètres introduits, en particulier dépendances du champ et de la température. D'emblée, ces dépendances apparaissent beaucoup plus générales et aisées à interpréter.

Méthodes pour l'extension de la théorie aux phénomènes thermoélectriques et électrocaloriques.

I. *De la représentation usuelle des phénomènes.* — A la fin des notes présentées à la dernière séance de la Société de physique[2]), je disais:

« Dans une autre publication, je me propose de faire usage d'une représentation encore un peu modifiée, qui me paraît devoir serrer de plus près la nature élémentaire de quelques-uns au moins des phénomènes; j'ai préféré m'éloigner moins tout d'abord des modes habituels de définition. »

---

[1]) Communication présentée à la Société suisse de Physique, séance du 17 mai 1930, à Neuchâtel. N. XXVII de cette série de travaux.

La terminologie usitée jusqu'ici pour ces phénomènes est malheureusement imprécise et malcommode. Tout d'abord, on néglige assez généralement la différence de sens des mots « thermique » et « calorifique »; ensuite les mots composés ne le sont pas suivant l'usage de la langue française qui place en tête l'indication de l'agent (cause) et en fin de mot la désignation du phénomène provoqué (effet); exemples de formation correcte : thermoélectrique, électrooptique, magnétooptique, etc. Pour les phénomènes qui nous occupent ici, il serait bien préférable d'introduire les termes *magnétogalvanique*, au lieu de galvanomagnétique, puis *magnétothermique*, *magnétothermoélectrique*, *magnétoélectrocalorique*, etc., dont le sens est clair sinon l'apparence agréable.

Dans la limite du possible, je continuerai à faire usage pour cette série de travaux de première investigation de la terminologie habituelle.

[2]) A. P., Communauté d'origine et dépendances quantitatives entre les actions du champ magnétique sur les courants d'électricité et de chaleur. A) Effets électriques. B) Effets calorifiques. N. XIX prés. à la Soc. vaudoise d. Sc. nat., séance du 6/III/29. — Soc. suisse de Phys., séances des 31/VIII et 1/IX/29 à Davos. — H. P. A., v. II, p. 308 et 314.

C'est le présent travail que j'annonçais alors; j'avais eu l'occasion, du reste, de faire usage antérieurement des considérations qui sont exposées ici[1]).

On connaît la représentation usuelle des phénomènes galvanomagnétiques: l'effet Hall y est exprimé par le gradient de potentiel transversal aux lignes de courant réelles dans une lame soumise à un champ magnétique normal; en rapportant le tout aux unités de longueur, de surface et de volume, on écrit:

$$\mathcal{E}_y = -\frac{\partial V}{\partial y} = R \mathfrak{H} J_x .$$

J_x = densité du courant résultant.

L'effet longitudinal (magnétorésistance de W. Thomson), lui, se représente par l'accroissement *relatif* de résistivité $\delta \varrho / \varrho$ provoqué par le champ magnétique (n'importe quelle direction; l'effet est d'ailleurs fonction de la direction). De même que pour l'effet Hall, on introduit ici une «constante» C en écrivant, au moins dans les champs faibles:

$$\frac{\delta \varrho}{\varrho} = C \mathfrak{H}^2 .$$

Les études, nombreuses, que l'on a exécutées sur ces deux phénomènes poursuivent essentiellement les variations des deux constantes R et C en fonction du champ magnétique et de la température.

Dans des exposés théoriques antérieurs, j'ai déjà fait observer que ces représentations ne sont souvent pas en mesure de donner généralement une idée juste du phénomène, au point de vue énergétique par exemple[2]). Mais plus encore, d'un point de vue dégagé de toute théorie particulière déjà, ces représentations ne me paraissent pas *rationnelles*; voici quelques considérations à l'appui de cette opinion.

D'abord, les deux effets, transversal et longitudinal, sont déjà, par la communauté de leurs causes, des phénomènes de même nature: dans la théorie appliquée plus loin, deux aspects d'un seul et même phénomène. Il convient donc de les exprimer par des grandeurs de même espèce, si l'on veut qu'ils soient vraiment comparables. Or, c'est précisément ce que l'on ne fait pas

[1]) Voir en particulier: A. P., N. XIII, présentée à la Soc. vaudoise des Sc. nat., séance du 6 juillet 1927. Voir Bulletin de cette Société, vol. 56, p. 221, 1928.

[2]) Voir en particulier, N. XIII, loc. cit. et «Sur l'énergétique de l'effet Hall», Soc. suisse de Physique, mai 1928. — H. P. A., vol. I, p. 290.

dans le procédé rappelé plus haut, puisqu'on y choisit pour l'un une force électromotrice en fonction d'une intensité, pour l'autre une résistance en fonction d'une résistance.

En second lieu, il convient toujours de choisir si possible comme variable indépendante exprimant la *cause* une grandeur qui n'implique pas déjà la grandeur *effet*. Or, la représentation habituelle de l'effet Hall ne satisfait pas à ces exigences, puisque l'intensité « primaire » choisie J_x comporte déjà un élément galvanomagnétique (elle est mesurée avec la résistance modifiée).

On pourrait encore rapprocher de cette faute logique celle qui consiste à rapporter les divers effets dans les substances ferromagnétiques aux *champs extérieurs*, alors que les effets démagnétisants les modifient souvent du tout au tout.

Les propositions théoriques qui suivent conduisent à des représentations à l'abri de ces critiques, ce en plus de leur signification à d'autres égards; elles découlent directement des bases posées dans des publications antérieures[1]) et que je rappelle en tête du § suivant.

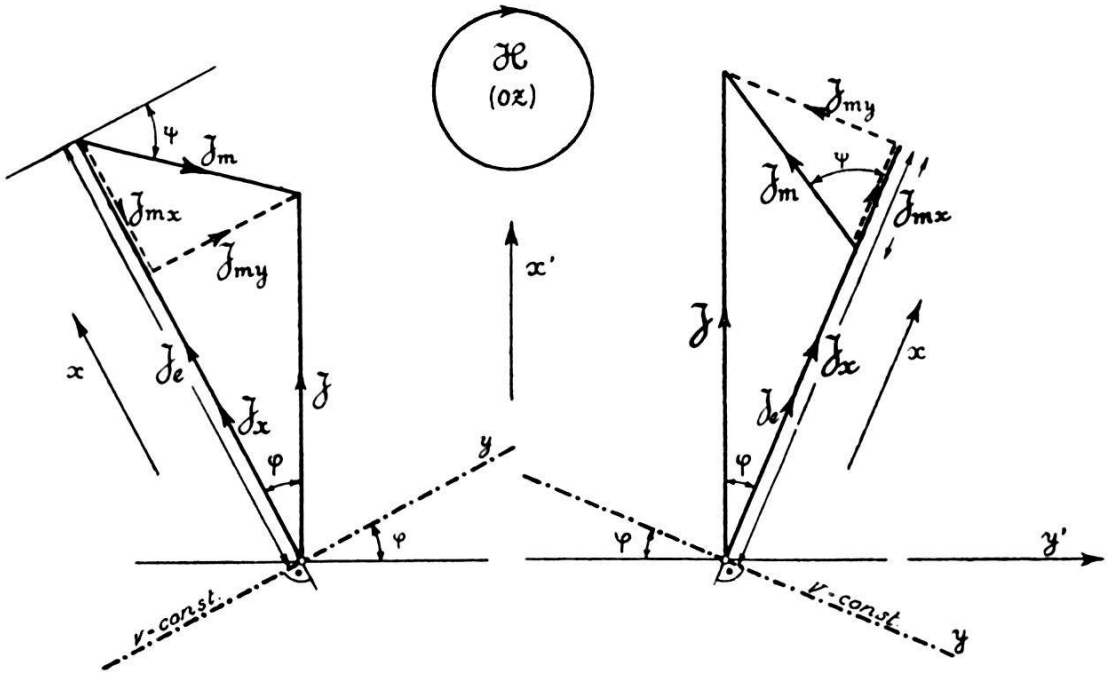
II. *Méthode théorique et conséquences générales.* — Entretenons un courant électrique dans un milieu *aimanté* (en présence ou en l'absence d'un champ magnétique), soit J sa densité observable (électromagnétiquement) supposée normale à l'aimantation. J'ai admis que ce vecteur comporte *deux composantes hétérogènes*; l'une J_{ex} suivant le gradient de potentiel et donnée par la loi d'Ohm avec une résistance égale à celle de la *substance non aimantée*, l'autre J_{mx} la *composante galvanomagnétique*, oblique par rapport à J et J_{ex}; ses projections parallèle et normale à J sont alors les effets qui se manifestent secondairement par la magnétorésistance et l'effet Hall. Cette composante galvanomagnétique est, au sens où j'ai employé le mot, une espèce particulière *d'autocourant*, celle qui est engendrée par une matière polarisée à la fois électriquement et magnétiquement. Tout celà se résume dans un *polygone élémentaire des courants* dont la fig. 1 donne les deux aspects principaux:

1a (type Bi), effet Hall négatif, magnétorésistance positive.
1b (type Fe), signes inverses des deux effets.

Ces polygones des courants sont exactement semblables quant à leurs proportions dans les conditions o et f; leur position et leur grandeur seules sont différentes.

---

[1]) Voir en particulier: N. XIII et XIX, loc. cit.



* a Fig. 1. b

La même base s'applique également au cas plus simple de l'intensité de courant parallèle à l'aimantation; seule alors subsiste une composante galvanomagnétique parallèle J_{mx}, mais, bien entendu, elle est en général numériquement différente de la grandeur de même espèce à aimantation perpendiculaire.

Enfin, on peut étendre la théorie sans difficultés de principe au cas de l'obliquité relative de l'aimantation et du courant. Je reprendrai ultérieurement cet aspect de la question.

Les deux données les plus directes de l'expérience sont toujours

$$\frac{\delta \varrho}{\varrho} \quad \text{et} \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{R\,\mathcal{H}}{\varrho}$$

supposées rapportées aux conditions simples f; (v. ailleurs pour expression en condition o). En résolvant convenablement en fonction de ces deux grandeurs les équations que l'on peut établir, j'ai dressé le tableau ci-dessous.

Ainsi que les indices le marquent, les expressions a) de gauche sont relatives au phénomène longitudinal (W. Thomson), celles b) de droite au phénomène transversal (Hall). Le symbole accompagnant le numéro désigne le vecteur pris dans chaque cas comme variable indépendante.

---

*) L'angle ψ est représenté incorrectement dans la fig. 1a : c'est l'angle $J_{mx}\,J_m$ et non son complément.

(1) J (courant résultant)

a) $\frac{J_{mx}}{J} = -\frac{\delta\varrho}{\varrho}\cos\varphi$ b) $\frac{J_{my}}{J} = -\sin\varphi$.

(2) J_x (composante suivant le gradient de potentiel)

a) $\frac{J_{mx}}{J} = -\frac{\delta\varrho}{\varrho}$ b) $\frac{J_{my}}{J_x} = -\operatorname{tg}\varphi$.

(3) J_e (courant entretenu par le champ électrique $\mathcal{E}$ seul)

a) $\frac{J_{mx}}{J_e} = -\frac{\delta\varrho}{\varrho}\cdot\frac{1}{1+\frac{\delta\varrho}{\varrho}}$ b) $\frac{J_{my}}{J_e} = -\operatorname{tg}\varphi\,\frac{1}{1+\frac{\delta\varrho}{\varrho}}$.

(4) $\mathcal{E}$ (Champ électrique)

$$\text{a) } \lambda_{mx} = \frac{J_{mx}}{\mathcal{E}} = -\frac{\delta\varrho}{\varrho}\cdot\frac{1}{1+\frac{\delta\varrho}{\varrho}}$$

$$\text{b) } \lambda_{my} = \frac{J_{my}}{\mathcal{E}} = -\frac{\operatorname{tg}\varphi}{\varrho}\cdot\frac{1}{1+\frac{\delta\varrho}{\varrho}}.$$

Les rapports (nombres abstraits en 1, 2, 3), au premier membre de chaque équation, constituent chacun un paramètre pour la représentation du phénomène considéré; il serait judicieux de choisir un symbole pour chacun d'eux, mais, pour ne pas multiplier les lettres nécessaires, je n'ai introduit un signe spécial que pour les derniers, qui apparaissent les plus importants. Leur sens physique est en effet celui de *conductivités* rapportées au champ électrique électromoteur; de même leurs inverses,

$$\varrho_{mx} = \frac{1}{\lambda_{mx}} \quad \text{et} \quad \varrho_{my} = \frac{1}{\lambda_{my}}$$

représentent les *résistivités* correspondantes; *toutefois, les produits*

$$\varrho_{mx}\,J^2_{mx} \quad \text{et} \quad \varrho_{my}\,J^2_{my}$$

ne correspondent pas du tout à des chaleurs Joule afférentes à ces composantes de courant[1]).

D'ailleurs, chacun de ces paramètres est fonction de $\mathcal{H}$ et t ou de $\mathfrak{J}$ et t. On aura remarqué en effet que l'*intensité du champ magnétique n'apparaît explicitement nulle part.* S'il était nécessaire, on pourrait la mettre en évidence immédiatement (par φ et $\delta\varrho$).

[1]) Voir publications antérieures, notamment N. XIII.

Mais c'est à dessein que je ne l'ai pas fait, car je prévois[1]) que l'aimantation J, non le champ, s'imposera comme grandeur déterminante dans tous ces domaines de la physique. *Cela est d'ailleurs impliqué partiellement par l'hypothèse fondamentale des actions électromotrices intérieures.* On sait au surplus que les lois de proportionnalité à $\mathcal{H}$ ne sont guère que des lois initiales (actions faibles). Et dès lors, il y a lieu de donner à la théorie condensée dans les symboles ci-dessus une forme aussi générale que possible, une forme qui lui permette de décrire sans contrainte les phénomènes connus ou prévus.

On remarquera aussi que ces représentations ne donnent plus prise aux deux critiques formulées au § I: d'une part leur symétrie pour les deux phénomènes est complète dans tous les modes choisis, d'autre part, elles dégagent bien ce fait, non remarqué ailleurs que, en milieu aimanté, puis non aimanté, des intensités de courants *égales* ne sont pas *équivalentes*, ou mieux *ne constituent pas deux phénomènes identiques*, observation qui se rapporte à la deuxième des critiques du § I. Mais il n'était pas nécessaire de donner quatre représentations différentes pour satisfaire à cette condition logique. Si je l'ai fait, c'est que les problèmes ressortissant en totalité ou en partie au galvanomagnétisme sont si multiples (effets électrocalorifiques, thermoélectricité, etc.) que l'une ou l'autre des formes établies peut à tour de rôle être la plus indiquée, ou mieux encore la plus féconde. J'ai fait usage de cette latitude de choix déjà dans des travaux antérieurs, d'une manière moins explicite à vrai dire; une notable proportion des propriétés nouvelles que j'y ait fait prévoir apparaissent simplement à la discussion de ces formules. La suite de cette communication, et plus encore celles qui suivent, accuserons je pense nettement les propriétés et avantages respectifs de cet quatre systèmes de paramètres. Comme introduction à cette première étude de cet ensemble de phénomènes, je vais d'abord résumer quelques résultats généraux de l'expérience.

III. *Variations thermiques expérimentales des effets galvanomagnétiques.* — Les travaux expérimentaux, très nombreux, publiés à ce jour offrent les résultats les plus variés, voire les plus discordants[2]). Cependant, on peut considérer comme acquis en général les faits suivants.

---

[1]) Voir §§ I, V et VI de la Note XIX.

[2]) Voir en particulier: L.-L. Campbell, Galvanomagnetic and Thermomagnetic Effects. (Longmans, Green and Co., London, E. C. 4, 1923). Je me référerai très souvant dans la suite à cette monographie riche en renseignements. Je me contenterai de donner alors comme renvoi: «L.-L. Campbell.»

Conducteurs non ferromagnétiques. — Dans les conducteurs à *réactions faibles* (les plus nombreux, tels que Cu, Ag, etc., etc.), la magnétorésistance représentée par $\delta\varrho/\varrho$ diminue nettement avec l'accroissement de la température, inversement à l'approche du zéro absolu, elle s'accroît notablement.

Les variations thermiques de l'effet Hall de ce même type de conducteurs, représenté par la constante habituelle R, sont au contraire très faibles. Aux très basses températures, on observe des variations dans un sens ou dans l'autre et qui n'ont rien de systématique ni de général[1]).

Dans les conducteurs à *fortes réactions*, type Bi, la magnétorésistance est une fonction de la température à variations très rapides dans le même sens que ci-dessus, et l'effet longitudinal, lui, présente des variations de même sens, mais moins accentuées.

Conducteurs ferromagnétiques. — Lorsqu'on considère les champs faibles et moyens, les phénomènes apparaissent extrêmement complexes: pour la magnétorésistance, on observe même des renversements de signes à température constante.

En abaissant la température, les expérimentateurs trouvent en général que *tous* les phénomènes (tels qu'ils les représentent) diminuent diversement, mais notablement; aux températures plus élevées, on observe des maxima. Dans les champs intenses apparaissent des effets de saturation dont les variations sont du même genre et auxquels d'ailleurs on n'a pas prêté l'attention qu'ils méritent[2]).

Ce sont donc là des aspects totalement différents des précédents, le plus souvent *leur inverse.*

Au total, on voit qu'il n'est permis de dégager aucune loi générale, même qualitative de ce grand ensemble de recherches. Nous allons envisager ces résultats à la lumière des idées théoriques exposées ci-dessus.

IV. *Discussion théorique sommaire.* — A *température uniforme*, ce sont les expressions (3) et (4) qui s'imposent théoriquement. Considérons tout d'abord seulement les températures constantes. D'emblée, l'examen de ces expressions (3) et (4) fait apparaître cette prévision: si les deux effets (longitudinal et transversal) suivent au début (actions faibles), ainsi qu'il est naturel pour de simples raisons de symétrie, des lois respectivement

---

[1]) Clichés divers projetés en séance, en particulier de Alterthum; voir L.-L. Campbell, p. 56.

[2]) Clichés présentés en séance de Jones et Malam et de A. W. Smith. (Voir Campbell, loc. cit., pp. 37 et s., pp. 179 et s.)

paraboliques et linéaires, ils cessent ensuite de le faire pour croître moins rapidement ($\delta\varrho > 0$) ou plus rapidement ($\delta\varrho < 0$).

A aimantation très élevée, on pourra interpréter, sans autres arguments théoriques, des effets de *saturation*; ce qui implique que les fonctions de $\mathcal{H}$ ou de $\mathcal{J}$ *peuvent parfaitement bien suivre des lois approximativement linéaires* (points d'inflexion) *dans un intervalle de champs moyens.* Celà s'applique soit à ce qui touche $J_{mx}/\mathcal{E}$ ou J_{mx}/J_e, si $\delta\varrho/\varrho$ observé croît considérablement, soit, réciproquement à $\delta\varrho/\varrho$ *observé*, si $J_{mx}/\mathcal{E}$ croissait considérablement ce qui est plus logique. On peut en effet écrire (3) a):

$$\frac{\delta\varrho}{\varrho} = -\frac{J_{mx}}{J_e} \cdot \frac{1}{1 + \frac{J_{mx}}{J_e}} = -\frac{1}{1 + \frac{1}{\frac{J_{mx}}{J_e}}} .$$

Et enfin, la conclusion demeure parfaitement vraie au sujet de $\delta\varrho/\varrho$ observé, même si J_{mx}/J_e était simplement une *fonction linéaire* de $\mathcal{H}$ ou de J. On sait que l'expérience a déjà révélé des lois de ce type dans divers cas, même en dehors du ferromagnétisme.

Il est bien entendu que $\delta\varrho/\varrho$ est toujours compté suivant le champ électrique; la valeur habituelle mesurée (condition *o*) demande déjà à être recalculée. J'ai exprimé antérieurement des remarques semblables en me basant sur des considérations analogues et tenant compte de la complication introduite par le procédé d'observation. Je discuterai ultérieurement des recherches expérimentales récentes, dont les véritables conclusions pourront être notablement différentes de celles suggérées par l'apparence des données brutes de l'expérience.

Variations thermiques. — Les solutions générales de ce problème, même simplement empiriques, sont encore lointaines, à plus forte raison leur comparaison avec la présente théorie. Car on ne saurait trop insister sur ce fait, l'expression *rationnelle* de tous ces phénomènes nécessite la connaissance simultanée et complète *en fonction de la température et du champ magnétique* non seulement de la résistivité et de la force électromotrice transversale, *mais aussi de l'aimantation,* car, ainsi que je l'ai déjà répété, l'aimantation est sans doute la grandeur déterminante, non le champ inducteur, et *il est manifeste que les lois seront en général différentes selon qu'on envisagera les fonctions thermiques à champs constants ou à aimantation constante.*

Actuellement, on peut trouver des indications, mais seulement cela en reliant les données éparses *dans plusieurs centaines de mémoires et en les recalculant.* En effet, d'abord elles sont frag-

mentaires, ensuite les grandeurs intéressantes ne sont pas connues dans les mêmes intervalles, et enfin le principal écueil est que les divers nombres pour une même substance *sont rarement comparables.*

Tirer de tous ces travaux ce qui est vraiment utilisable à notre point de vue nécessite un travail matériel immense et qui doit durer longtemps; je dois me contenter ici de fixer le changement général d'aspect que l'application de la théorie fait subir aux résultat rappelés; il est d'ailleurs déjà considérable et encourageant.

Appliquons les formules (4) seulement aux conditions limites: aimantation très faible, puis très intense.

Aimantations faibles. — Les conductivités galvanomagnétiques varient transversalement sensiblement comme le carré de la conductivité ordinaire ($1/\varrho^2$), *longitudinalement au moins comme cette fonction.*

Aimantations intenses. — La conductivité galvanomagnétique longitudinale suit la même loi que la conductivité ordinaire, sa correspondante transversale se réduit à la loi $\operatorname{tg} \varphi/\delta\varrho$, laquelle, si l'effet Hall en définition ordinaire présente des phénomènes de saturation, revient encore essentiellement à $1/\varrho^2$.

Sous toutes les réserves faites donc, nous pensons avoir montré que *les faits du galvanomagnétisme, considérés dans le nouveau cadre, paraissent obéir à des lois où l'agitation thermique reprend le rôle général qu'on lui connait dans les phénomènes de conduction.* On verra que les conducteurs ferromagnétiques, contrairement à ce que l'on pouvait attendre, semblent devoir se ranger eux-mêmes sous les mêmes lois; mais leur cas est si important, le domaine de leurs propriétés particulières si vaste, qu'ils justifient un examen spécial même s'il doit rester encore sommaire. On le trouvera dans les notes suivantes.

On pourrait dire que la représentation usuelle de l'effet Hall en particulier, et à un moindre degré celle de la magnétorésistance, font ressortir surtout des écarts à la loi principale à trouver, j'entends par là quelque chose que l'on pourrait rapprocher des écarts à la loi de Boyle-Mariotte dans l'étude des fluides à fortes densités.

Un des buts de la présente théorie, ais-je dit ailleurs, est de dégager des phénomènes les éléments essentiels dont les mécanismes électroniques peuvent se contenter de rendre compte: ce qui précède peut servir à appuyer cette assertion.

V. *Effets thermoélectriques*[1]). — Je ne les touche que pour établir sur ce point aussi la liaison de ce travail avec les communications de Davos. (N. XIX, loc. cit.) et pour donner en même temps un exemple de l'emploi des divers groupes de paramètres introduits.

Le conducteur étant soumis à l'action prolongée d'un champ magnétique, le régime permanent qui s'établit finalement est tel, dans le cas le plus général, que les gradients de potentiel et de température sont obliques aux bords de la plaque et entre eux (condition *o*). Le polygone des courants, comprenant J_e, J_m et J_{th} (l'autocourant thermoélectrique parallèle au gradient thermique), *est alors fermé.*

On a vu que le problème général revient à trouver les composantes du gradient électrique suivant ox' (pouvoir thermoélectrique modifié par l'aimantation) et suivant oy' (effet Nernst et von Ettingshausen).

La grandeur imposée par le régime permanent est $-J_{th}$, laquelle joue, dans les formules du § II, le rôle de J (résultante).

C'est donc cette fois par les formules (2) a) et (2) b) que la liaison directe avec le galvanomagnétisme à température uniforme est réalisée.

On trouvera une première interprétation d'expériences d'après ces règles dans le travail suivant (H. P. A., N. XVI à paraître) sur le ferromagnétisme.

VI. *Effets électrocaloriques*[2]). — Les notes XIX ont exposé comment on établit les expressions de ces effets et de leurs modifications magnétiques à l'aide de l'hypothèse générale *des courants électroénergétiques.* J'ai fait observer dès l'introduction de cette hypothèse et à plusieurs reprises depuis lors, que les énergies des électrons de conduction considérées habituellement (équipartition, gaz dégénéré, etc.), n'en constituent bien entendu ni l'élément nouveau, ni surtout l'élément essentiel et fécond.

Dans une publication récente[3]) j'ai développé la discrimination des composantes de ces flux d'énergie; seules celles d'entre elles qui ne rentrent pas dans les énergies que je viens de rappeler sont en mesure d'expliquer les anisotropies électrocaloriques, dépendent du type de courant, et enfin, peuvent subsister lorsque l'intensité résultante est nulle (polygone élémentaire fermé); j'ai

---

[1]) Plus exactement «magnétothermoélectricité»; voir note du début.

[2]) Exactement «magnétoélectrocaloriques».

[3]) Communications présentées à la Soc. vaud. des Sc. nat., séance du 19 février 1930. N. XXI, XXII, XXIII; voir Bulletin de cette Société, vol. 57, pp. 224 et s. 1930.

fait usage du qualificatif «*dynatronique*» pour les désigner, réservant celui de «*statronique*» aux premières.

En tenant compte explicitement de ces composantes à l'aide de facteurs de transport convenables dans les lois déjà établies, on leur donne des formes plus claires, donc plus propres à la discussion et à la comparaison avec l'expérience; voici quelques exemples.

Soit un courant électrique dans un conducteur *à température uniforme* et aimanté normalement aux lignes de courant. On trouve que le coefficient Π de l'effet Peltier est modifié de la quantité

$$\delta\Pi = (w_e - w_m) \cdot \left[\frac{\delta \varrho}{\varrho} - \sin^2 \varphi \left(1 + \frac{\delta \varrho}{\varrho} \right) \right]$$

w_e, w_m, facteurs de transport dynatroniques afférents à J_e et J_m.

La formule s'applique mutatis mutandis à une aimantation parallèle au courant.

Remarque: *Les énergies statroniques n'entrent plus en ligne de compte,* pas plus que dans les formules qui suivent.

Simultanément il doit apparaître un flux d'énergie normal au courant et dont la densité rapportée à $J = 1$ est

$$-(w_e - w_m) \left[1 + \frac{\delta \varrho}{\varrho} \right] \frac{\sin 2\varphi}{2} .$$

L'effet thermique de von Ettingshausen s'obtient en égalant ce courant à un flux de chaleur transversal et en tirant de l'équation ainsi établie le gradient thermique nécessaire.

Soit enfin un courant permanent de chaleur, *sans courant électrique, dans un conducteur soumis à l'aimantation.*

Résolvant les équations de la page 317 (N. XIX) et explicitant les symboles, on trouve des expressions finies, mais assez compliquées, dont voici seulement les premières approximations (pour φ et $\delta\varrho/\varrho$ faibles).

Rotation stationnaire ϑ des surfaces isothermes (effet Leduc-Righi)

$$\operatorname{tg} \vartheta = -\operatorname{tg} \varphi \cdot \frac{\eta}{\varrho} \cdot \frac{(w_e - w_m)}{\left(\varkappa + \frac{\eta}{\varrho} w_e \right)} = -\frac{\operatorname{tg} \varphi}{k} \cdot \frac{\eta}{\varrho} (w_e - w_m) .$$

Modification magnétique δk de la conduction calorifique:

$$\delta k = \frac{\eta}{\varrho}\left[(w_e - w_m)\frac{\delta \varrho}{\varrho} - \varphi\, \vartheta\, w_m\right].$$

η = coefficient du pouvoir thermoélectrique.
k = conductivité calorifique expérimentale.

Les indices v et h employés N. XIX sont remplacés ici et pour la suite des publications, par e et m, ces derniers paraissant beaucoup plus judicieux à mon point de vue théorique, qui met au premier plan l'action de la matière par ses polarisations électrique et magnétique.

Lausanne, Laboratoire de physique de l'Université.