Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 3 (1930)

Heft: V-VI

Artikel: Interprétation unitaire des particularités de la conduction des milieux ferromagnétiques

Autor: Perrier, Albert

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-109811

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: 09.08.2025

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

Interprétation unitaire des particularités de la conduction des milieux ferromagnétiques[1])

par **Albert Perrier.**

(11. VIII. 30.)

Sommaire. — Synthèse rationnelle des phénomènes ressortissant aux conductions pour l'électricité et la chaleur dans les milieux ferromagnétiques. Les bases sont celles des travaux antérieurs de l'auteur, essentiellement les hypothèses d'actions électromotrices intérieures et de courants électroénergétiques, les paramètres rationnels de représentation; la méthode permet de relier logiquement les conductions à la théorie de l'aimantation spontanée.

La rédaction étant elle-même abrégée, nous indiquerons simplement la matière du travail par sa division: Hypothèses générales. — I. *Températures constantes.* — Phénomènes généraux à champ variable. — Irréversibilités et renversements de signes. — Champ nul et champs intenses. — Groupements élémentaires et cristaux réels. — II. *Variations thermiques.* — Champs moyens. — Effets transversaux. — Effets longitudinaux, champs intenses et champ nul. Résistivité et température. — La région du point de Curie. — III. *Thermoélectricité.* — Esquisse générale. — Effets transversaux. — Effets longitudinaux. Champ nul. — Actions de champs extérieurs dans le voisinage du point de Curie. — Remarques. — IV. *Effets électrocaloriques.* — Courants électriques dans des conducteurs à température uniforme. — Gradient de température sans courant électrique résultant. Conduction calorifique et température.

Comparaison est faite avec l'expérience pour tous les phénomènes dans la mesure où la certitude des résultats numériques le permet; la théorie se montre apte à rendre compte des aspects si variés et souvent si complexes de la réalité. Des prévisions nouvelles non encore observées sont présentées sommairement.

Un des buts principaux que l'auteur s'est assignés étant de délimiter peu à peu ce qu'il est strictement nécessaire d'admettre, autrement dit le cadre des postulats qui resteront communs aux mécanismes divers que l'on peut imaginer, les modèles atomistiques précis sont intentionnellement laissés à l'arrière-plan et réservés à d'autres publications; on attribuera à cette tendance voulue même la forme des propositions et le choix de maint terme.

1. *Hypothèses générales.* — La matière du présent travail[1]) a été publiée il y a quelques années déjà dans son essentiel[2]). L'exposé présenté en séance reprend les mêmes hypothèses fondamentales et les développe en tenant compte où il y a lieu des propositions de la note précédente (XXVII) de la même séance de

[1]) Cinq notes présentées à la Soc. suisse de physique, Neuchâtel, mai 1930.

[2]) N. XVI présentée à la séance du 6/VII/1927 à la Soc. vaudoise des Sciences naturelles, non publiée au Bulletin de cette Société, mais sommairement condensée au Compte-rendu des 2 et 3 septembre 1927 (Bâle) de la Soc. suisse de physique. Arch. Sc. phys. et nat. (5), v. 9 (1927), p. 347.

la Société de Physique[1]), et en ajoutant la discussion de données numériques de l'expérience.

Comme on sait, dès qu'on touche le ferromagnétisme, le sujet devient très vaste, même pour chaque espèce de phénomènes séparément. J'ai consacré en séance une note à chaque groupe d'effets en suivant le classement naturellement suggéré par la théorie. On retrouve la même division dans le présent article.

Le galvanomagnétisme intervenant, en vertu de la théorie, dans tous les effets, et étant d'ailleurs passablement plus connu expérimentalement, la première partie, à lui consacrée, est aussi notablement moins abrégée.

De même qu'en 1927, adoptons systématiquement la théorie qui envisage un milieu ferromagnétique comme composé de groupements moléculaires spontanément saturés à toutes températures inférieures au point de Curie[2]). En outre des champs magnétiques de quelques milliers ou même de quelques dizaines de milliers de Gauss ne modifient pas sensiblement les vecteurs aimantation à saturation $\mathfrak{J}_{sat}$, ils ne peuvent que les faire tourner pour les rendre peu à peu parallèles *(saturation observable)*.

La température s'accroissant, l'aimantation spontanée diminue de plus en plus vite; simultanément, sa modification par un champ extérieur, d'abord insensible, s'accroît très lentement, puis dans les quelques degrés précédant le point de Curie, s'accentue beaucoup pour atteindre un maximum aigu à ce point même; ensuite, on observe une susceptibilité du type paramagnétique (champs pas trop élevés), laquelle décroît hyperboliquement avec la température (loi de Curie-Weiss $\chi(T - \Theta) = C$).

Cela rappelé, reprenons nos hypothèses de 1927. *J'admets en tout premier lieu que l'aimantation et non le champ magnétique d'origine extérieure est l'élément déterminant de toutes les manifestations galvanomagnétiques.*

Logiquement, cela implique que, *dans chaque groupement de molécules saturé magnétiquement, nous postulons des effets galvanomagnétiques spontanés*[3]).

---

[1]) A. P. — Grandeurs et formules théoriques nouvelles pour les phénomènes galvanomagnétiques et thermomagnétiques. Soc. suisse phys. Neuchâtel, mai 1930; N° XXVII de cette série: H. P. A., v. III (1930), p. 317.

[2]) Théorie de P. Weiss (v. nombreuses publications de cet auteur aux C. R. de l'Acad. des Sc. de Paris. Journal de Phys. Annales de Physique, etc. Résumé dans le petit volume: P. Weiss et G. Foëx, «Le magnétisme», N° 71 de la collection Armand Colin, Paris, 1926.)

[3]) Le terme «groupement moléculaire élémentaire» dont je fais usage, est synonyme de «domaine élémentaire» de P. Weiss et G. Foëx. Le premier, de

Le groupement élémentaire se comporte alors comme un conducteur dont la résistance est anisotrope, avec axe d'isotropie suivant la direction d'aimantation, et en outre différente dans toutes les directions de ce qu'elle serait pour le même milieu non aimanté (en général notablement plus faible, ainsi qu'on le verra); enfin, ce conducteur est doué de propriétés rotationnelles accentuées dans les directions normales à l'aimantation (effet Hall spontané, «saturé»). Nous n'introduirons d'hypothèses sur des liaisons quantitatives simples entre l'aimantation et les phénomènes de conduction (p. ex. proportionnalité), qu'autant qu'elles pourront paraître nécessaires. Un grand nombre de propositions, d'ailleurs, que nous aurons à formuler en sont indépendantes.

Il est clair que nos postulats se complètent et se précisent à l'aide de la théorie des autocourants des notes antérieures: nous serons alors conduits à parler d'*autocourants de saturation* (spontanés).

Nous examinerons successivement les champs faibles et moyens, la saturation, la variation thermique des phénomènes, la région du point de Curie. Enfin, nous traiterons les phénomènes thermoélectriques et électrocaloriques à l'aide des hypothèses complémentaire nécessaires. La question du rôle des cristaux réels des métaux sera touchée plus bas.

I. Températures constantes.

2. *Phénomènes généraux à champ variable.* — Au début, nous avons donc un système dans chacun des éléments duquel le courant électrique est accompagné des deux phénomènes, longitudinal et transversal; comme toutes les directions d'aimantation sont par hypothèses représentées, l'*effet rotationnel global est nul par compensation, mais pas l'effet résistance qui ne dépend pas du sens*

---

par son sens un peu plus général, s'accommodera mieux des développements ultérieurs de la théorie (cf. § 5).

Dès la découverte par Hall et par Kundt de phénomènes de saturation pour l'effet transversal, on a pu penser que l'aimantation entrait en ligne de compte, mais on a continué à raisonner avec le champ magnétique comme variable en invoquant l'aimantation *observable* et en parlant de saturation de la même manière qu'on en parlait pour l'induction magnétique. — Il y a une différence radicale entre ces points de vue et celui qui est choisi ici. Précisons-la par un exemple concret: les changements de signes des phénomènes galvanomagnétiques, aisément observables en faisant croître le champ inducteur progressivement à partir de zéro, apparaissent ininterprétables dans les idées antérieures, même en faisant appel à l'aimantation, tandis qu'au contraire, ils sont vraiment tout naturels avec nos modes d'interprétation, ainsi qu'on le verra ci-dessous.

de $\mathfrak{J}_{sat}$; l'effet global est une résistance comprise entre les deux valeurs élémentaires extrêmes que nous examinerons plus bas.

Le champ extérieur croissant à partir de zéro, les aimantations à saturation tournent d'abord par voie reversible, puis successivement exécutent des renversements brusques et reprennent ensuite leur rotation réversible jusqu'au parallèlisme avec $\mathfrak{H}$.

L'effet galvanomagnétique *transversal* se *découvre* simultanément et tend vers une limite (tous moments parallèles, donc perpendiculaires à J qui donne l'*effet Hall élémentaire préexistant lui-même*, ou au moins un effet du même ordre (intervention possible du cristal réel, v. § 5).

Quant à l'effet *longitudinal*, lui aussi est modifié à chaque rotation élémentaire, à l'exception des pivotements de 180° (rares); lorsque tous les moments sont parallèles, un courant *de même direction rencontre la résistance longitudinale même du groupe élémentaire*, un autre normal, *la résistance transversale dudit groupement.*

Le mécanisme est donc le même que pour l'effet Hall, mais les phénomènes observés offrent cette différence de principe: pour l'effet Hall, ils sont l'effet même, tandis que si l'on observe la variation de résistance $\delta\varrho$ provoquée par $\mathfrak{H}$, elle n'est évidemment liée qu'à l'*anisotropie de résistance*, laquelle, ainsi que nous le verrons, *n'est qu'une petite fraction* de la modification due à l'aimantation.

Ces assertions se justifient à certitude simplement par cette observation: si la conduction élémentaire était isotrope — même très différente de celle du milieu non aimanté — l'*intervention du champ ne la modifierait en aucune manière: on n'aurait jamais observé de «magnétorésistance» des corps ferromagnétiques.*

Ainsi esquissée, la théorie nous donne déjà la loi générale et très simple suivante:

Un champ magnétique suffisamment intense agissant successivement dans la direction du courant, puis normalement à lui, provoque des variations de conductibilité de signes nécessairement contraires.

Or, on peut conclure des recherches expérimentales connues que toutes les substances ferromagnétiques étudiées jusqu'ici doivent posséder cette propriété dans les champs où elles sont pratiquement saturées[1]).

Mais, de plus, la différence (Ni, Fe, Co) est toujours dans ce sens que l'*accroissement* de résistance a lieu pour le champ *longi-*

[1]) v. L. L. Campbell, Galvanomagnetic and Thermomagnetic Effects. (Longmans, Green and Co., London, E. C. 4, 1923.)

tudinal d'une part; et d'autre part, anticipant sur ce qui va suivre, le *terme attribuable à l'aimantation spontanée* abaisse considérablement la résistance; d'où cette conclusion:

L'aimantation à saturation dans le groupe élémentaire élève la conductivité dans toutes les directions, au maximum normalement à elle.

3. *Irréversibilités et renversements de signes.* — Par l'étude empirique des champs faibles, un nombre imposant d'expérimentateurs ont trouvé toutes les formes possibles: variation positive de la *résistance*, variation négative, variation positive suivie de négative: et tout cela avec des champs longitudinaux comme aussi transversaux, et même en éliminant soigneusement les complications de l'hystérèse, tandis qu'au contraire les expérimentateurs s'accordent en général à conclure que l'effet *transversal* varie linéairement avec $\mathcal{H}$ jusque vers la saturation, donc que cet effet apparaît fort différent de l'autre.

Très succinctement, je vais donner quelques modes de raisonnements caractéristiques de la présente théorie et destinés à montrer que toute cette complication y est parfaitement et rationnellement explicable:

a) En supposant des aimantations spontanées liées à une direction fixe dans le groupement (pivotements irréversibles seuls admis) on explique seulement l'existence de l'*effet Hall observable*, mais *aucune variation observable de résistivité*. Cette proposition découle immédiatement de la symétrie à axe non polaire du phénomène longitudinal.

b) *Dans l'hypothèse des orientations réversibles précédant et suivant à champ croissant le renversement discontinu*, observons l'effet sur les moments élémentaires formant tout d'abord avec le champ inducteur des angles supérieurs à un droit: jusqu'au renversement irréversible, leur direction s'éloigne de celle du champ. En conséquence, pour le courant *parallèle* au champ, c'est leur résistance *normale* à l'aimantation spontanée qui accroît sa contribution à l'effet d'ensemble, et inversément c'est leur composante parallèle pour le courant *perpendiculaire* au champ. Dans les deux conditions, la contribution est de sens contraire à celui de l'effet final à saturation observable. Si le champ coërcitif est suffisant, cet effet inverse initial peut surpasser la contribution régulière des autres groupements et on doit observer avec le courant longitudinal une diminution de résistance d'abord suivie d'une augmentation qui s'étend jusqu'à la saturation; et l'inverse pour le courant transversal. Il reste bien entendu, en vertu

de ces interprétations, que le degré auquel se manifestent ces phénomènes, qui ont paru jusqu'ici inexplicables et même contradictoires, est fixé principalement par la grandeur du champ coërcitif. Ainsi, il n'est plus étonnant que le même échantillon puisse être à cet égard fortement modifié par des traitements thermiques ou mécaniques; comprenons bien: même en opérant de manière à mettre l'hystérèse hors de cause. *J'ai moi-même vérifié sur des échantillons de nickel cette variabilité* (voir ci-dessous, § 5). Cela étant, il est plus opportun ici d'examiner d'autres aspects du problème que de pousser plus avant l'analyse théorique de ces phénomènes: il nous suffit d'avoir établi que la théorie est parfaitement à même de fournir une interprétation satisfaisante des faits jusqu'ici établis avec certitude.

c) En raisonnant semblablement sur les effets transversaux, on arriverait à des conclusions qualitativement analogues pour l'effet Hall, à ces différences quantitatives près que l'irréversibilité doit s'y faire sentir en général davantage, tandis que l'effet initial de sens inverse ne doit guère apparaître sensiblement. Cependant, ainsi que je le rappelais, l'expérience a révélé des faits beaucoup moins complexes. Tout s'explique si l'on tient compte que les mesures ont été exécutées toutes à l'aide de champs agissant normalement à des lames relativement minces; les effets démagnétisants sont alors énormes, en conséquence l'irréversibilité *(apparente)* est effacée dans sa majeure partie, enfin les écarts des courbes à partir de droites sont relativement très réduits par l'amplification artificielle de l'échelle des abscisses (champ magnétique extérieur!) *Mais il va de soi que toutes les constantes de Hall calculées dans ces conditions sont dénuées de valeur théorique.*

4. *Champs nuls et champs intenses.* — Les conclusions obtenues plus haut pour les champs intenses se résument principalement en ceci, qu'alors le corps se comporte dans son ensemble comme un groupement élémentaire unique dont l'effet Hall donne le phénomène spontané et les résistivités ces grandeurs modifiées par l'aimantation spontanée (donc *pas* la modification magnétique, mais seulement son anisotropie). Nous n'ajouterons provisoirement rien au sujet de l'effet Hall, mais bien sur la résistivité qui est plus complexe, qui permet déjà à température constante des comparaisons remarquables avec l'expérience, et qui de plus suggère des recherches fructueuses et sans grande difficulté.

Considérons l'ensemble des groupements saturés dans un conducteur sans direction privilégiée, aucun champ extérieur n'agissant (substance pseudoisotrope, apparemment neutre), soit $\mathcal{E}$

le champ électrique dans une direction α par rapport à celle de l'aimantation spontanée $\mathfrak{J}_{sat}$ d'un des groupements élémentaires, d'ailleurs quelconque. Ce champ entretient dans ledit élément anisotrope une densité de courant J située dans le plan $(\mathfrak{E}\mathfrak{J}_{sat})$ et que nous admettons déterminée par 2 composantes parallèle et normale à $\mathfrak{J}_{sat}$ correspondant à deux conductances $\lambda_{\|}$ et $\lambda_{\perp}$ (compte tenu déjà de la modification magnétique).

Une intégration sans difficulté dans les conditions postulées d'isotropie statistique, étendue aux éléments de toutes les directions d'aimantation, conduit pour la densité de courant moyenne dans le conducteur à l'expression

$$J = \frac{\mathfrak{E}}{3}(\lambda_{\|} + 2\lambda_{\perp}) = \frac{\mathfrak{E}}{3}\left(\frac{1}{\varrho_{\|}} + \frac{2}{\varrho_{\perp}}\right).$$

Autrement dit, la résistivité moyenne de l'ensemble est donnée par

$$\frac{1}{\varrho} = \frac{1}{3\,\varrho_{\|}} + \frac{2}{3\,\varrho_{\perp}}.$$

Soient maintenant $\delta\lambda_{\|}$ et $\delta\lambda_{\perp}$ les modifications provoquées par l'intervention d'un champ magnétique intense (saturation observable) successivement parallèle, puis normal à $\mathfrak{E}$; on a alors

$$\delta\lambda_{\|} = \frac{2}{3}(\lambda_{\|} - \lambda_{\perp}) \quad \text{et} \quad \delta\lambda_{\perp} = -\frac{1}{3}(\lambda_{\|} - \lambda_{\perp})$$

$$\frac{\delta\lambda_{\|}}{\delta\lambda_{\perp}} = -2$$

et, si $\varrho_{\|}$ n'est pas très différente de $\varrho_{\perp}$,

$$\frac{\delta\varrho_{\|}}{\delta\varrho_{\perp}} \sim -2.$$

Avant de confronter cette relation si simple avec l'expérience, il importe de réserver que la voie suivie néglige un certain nombre de facteurs de la théorie, savoir:

D'abord, puisque anisotropes, les groupes élémentaires se comportent les uns à l'égard des autres à la manière de grains de résistivités différentes. Aux surfaces de passage, il y aura réfraction, non seulement des lignes de courant, mais aussi des lignes de force électrique, tandis que nous avons admis sans autre l'uniformité au moins du champ électrique. A cela viennent s'ajouter les effets Hall spontanés.

Nous reprendrons la statistique exacte du phénomène dans un travail plus détaillé; mais nous remarquerons ici, aux fins de cette première investigation générale: en premier lieu que l'anisotropie élémentaire est faible, quelques centièmes au plus, puis que, dans le milieu qui nous occupe, les densités de courant seront en moyenne plus fortes dans les éléments de moindre résistivité, ce qui rétablit en partie l'uniformité de $\mathcal{E}$; enfin que les effets Hall intérieurs sont faibles devant l'effet longitudinal essentiel (φ spontané ne dépasse guère 1^0 dans le fer).

Si l'on tient compte approximativement de tous ces faits, on trouve que cela revient à donner à la conductivité normale à l'aimantation une importance relative un peu supérieure à celle que le calcul simplifié ne lui attribuait. Il en est ainsi dans le milieu pseudoisotrope, et dans une proportion un peu plus forte dans le milieu aimanté normalement au courant. *En sorte que l'influence sur le rapport peut-être négligée* en première approximation.

Entre les très nombreuses recherches expérimentales sur ce sujet, on en rencontre peu qui soient poussées jusqu'à la saturation; en outre, la plupart utilisent exclusivement un champ magnétique extérieur transversal au courant. J'ai pu trouver seulement deux travaux qui aient été exécutés dans les deux directions principales sur le même échantillon et jusque dans des champs suffisamment intenses; encore ne concernent-ils l'un et l'autre que le nickel, malheureusement[1]).

D'après les courbes de Jones et Malam (il n'y a pas de tableau numérique dans la publication) le rapport $\delta\varrho_{\parallel}/\delta\varrho_{\perp}$ varie de $-2{,}20$ à $-1{,}70$ entre 5000 et 15 000 gauss, en passant par $-2{,}00$ vers 7500 gauss. Seiji Kaya trouve $\delta\varrho_{\parallel}/\varrho$ égal à $2{,}15_5\%$ invariable de 600 gauss à 1500, $\delta\varrho_{\perp}/\varrho$ variant de $-1{,}02_7$ à $-1{,}10_0\%$ entre 7500 et 13 500 gauss. Le rapport intéressant oscille donc ici de $-2{,}10$ à $-1{,}96$, *soit de part et d'autre de 2,00 dans des limites notablement plus étroites.* On voit que l'accord avec *la prévision théorique peut-être qualifié vraiment d'inattendu,* d'autant plus que les auteurs de ces travaux ne se sont aucunement préoccupés de cette question, puisqu'elle leur était totalement étrangère.

Il y aurait d'ailleurs une discussion utile à faire sur les conditions expérimentales de ces recherches. Le cadre de cet article est trop étroit et je passe immédiatement à l'examen d'un autre aspect théorique du problème qui a été laissé intentionnellement dans l'ombre jusqu'ici.

---

[1]) Jones et Malam, Phil. Mag. (6), t. **27**, p. 649, 1914. — Seiji Kaya, Sc. Reports Tôhoku Imperial University Sendai (1), t. **17**, p. 1027, 1928.

5. *Groupements élémentaires et cristaux réels.* — Un métal ferromagnétique isotrope par compensation est composé en réalité tout d'abord de microcristaux (cubiques pour Ni et Fe), lesquels, bien évidemment, ne peuvent pas être identiques avec nos groupements saturés; pour exclure toute méprise sur le sens de notre hypothèse, j'ai évité et je continuerai à éviter le terme de «cristal élémentaire» pour désigner ces groupements. Les cristaux réels doivent être envisagés, eux, comme des édifices comprenant ce groupement comme parties intégrantes de leur structure[1]). L'étude des propriétés du cristal et de leurs répercussions sur l'ensemble est une deuxième approximation qui n'exclut pas l'exactitude des conclusions basées sur la première.

Les lois générales de la symétrie permettent d'abord d'établir une proposition très importante.

On sait qu'un milieu à symétrie cubique a une *résistivité isotrope.* On sait encore qu'un cristal ferromagnétique cubique *est isotrope pour l'aimantation dans des champs très intenses* (à saturation observable).

Mais on ne doit pas en conclure que les effets galvanomagnétiques — donc chaque type séparément — doivent être indépendants de la direction du champ par rapport au cristal, même dans des champs assez intenses pour produire la saturation visible isotrope.

En effet, un milieu cristallin, même doué de la symétrie du système régulier, constitue, s'il est aimanté dans une direction oblique sur tous ses axes, *un ensemble de symétrie généralement triclinique* (dyssymétries caractéristiques combinées du système cristallin et du champ magnétique[2]). Il en résulte que nous devons envisager comme possible en principe que, *la position relative de $\mathfrak{H}$ et de J demeurant la même, les divers effets galvanomagnétiques changent de valeur numérique et même de signe avec la direction du champ dans la matière,* cela même à la saturation observable, à plus forte raison aux aimantations plus faibles.

Dès lors, les conséquences de notre théorie, établies ci-dessus pour les milieux isotropes par compensation, ne peuvent conserver leur valeur que si les monocristaux réels (même cubiques) sont en

---

[1]) Que l'on ait d'ailleurs à considérer d'une manière générale dans les cristaux encore d'autres éléments constitutionnels que ceux du réseau proprement dit donné par l'analyse aux rayons X est chose mise en lumière comme on sait par des recherches récentes (structure en «mosaïque»); v. à ce propos en particulier le très intéressant travail de F. Zwicky, Zur Mosaikstruktur der Kristalle. H. P. A., v. III (1930), p. 269 et Abhg. 2 (à paraître). Je me propose de revenir ultérieurement sur ces points.

[2]) v. A. P. — N. XIII. Soc. vaud. Sc. nat., Bull. v. **56**, p. 221 (séance du 6/VII 1927).

nombre suffisamment grand pour que *tous les axes principaux separément soient distribués dans l'espace sans directions privilégiées.*

Or, tel n'est pas en général le cas; en 1926 et 1927 déjà, je m'occupais de ces questions aux fins de réduire les obstacles que diverses expériences anciennes à résultats très divergents opposaient aux interprétations nouvelles par phénomènes spontanés; et, pour soumettre mes prévisions à une épreuve expérimentale, j'ai exécuté une série de mesures de magnétorésistance sur des tôles de nickel. Les échantillons étaient découpés suivant des directions variées par rapport à celle de laminage et les champs (intenses) eux-mêmes étaient orientés successivement dans des positions diverses (toutes transversales).

Tout en présentant les mêmes caractères généraux, les résultats se sont montrés *différents dans de larges proportions,* jusqu'à 30 et 40%. Puis, des recuits les ont modifiés notablement tout en atténuant les différences. Cela cadre très bien avec les *distributions privilégiées des cristaux,* lesquels appartiennent aux effets divers de l'écrouissage.

A cette même occasion, j'ai pu d'ailleurs observer avec grande netteté les variations des effets de renversement de signes dans les champs faibles, reliées aux variations du champ coërcitif, ainsi que la théorie l'a prévu plus haut.

Mais à la même époque et indépendamment, W. L. Webster[1]) et Seiji Kaya (1928, loc. cit.) exécutaient des recherches expérimentales sur des monocristaux celles-là, qui, en mettant directement en évidence les anisotropies (particulièrement avec le champ normal au courant) dont j'établis plus haut par symétrie la probabilité, posent la question théorique de l'arrangement convenable des groupements saturés dans le réseau cristallin. Il doit être en mesure de rendre compte quantitativement des propriétés galvanomagnétiques des cristaux ferromagnétiques. Il n'est pas malaisé d'imaginer des répartitions convenables, mais c'est là une question qui doit être étudiée pour elle-même de très près, qui touche d'autre part aux récentes propositions de M. R. Forrer[2]) sur l'arrangement des orbites dans les cristaux. Je renvoie tout cela à un travail ultérieur.

Il importe toutefois de souligner ici même comme conséquence pratique que la plus grande circonspection s'impose dans l'emploi

---

[1]) W. L. Webster, Proc. R. Soc. London **113** (1926), p. 196; **114** (1927), p. 611.

[2]) R. Forrer, Sur la structure de l'aimant atomique dans les corps ferromagnétiques. — Journ. de Phys., t. **10** (1929), p. 247; aussi: C. R. Acad. Paris, t. **182** (1926), p. 1272 et 1530; t. **183** (1926), p. 121.

des résultats d'expériences à des buts atomistiques; ces données, là encore, sont dénuées de valeur si l'on n'est pas renseigné sur la perfection de l'isotropie moyenne, ou sur la structure irréprochablement régulière d'un individu cristallin.

En tous cas, tout ce que nous venons de voir concourt à montrer que *le champ magnétique comme tel n'intervient pas directement d'une manière sensible, que seule l'aimantation est en cause, si on la comprend comme résultante de vecteurs à saturation sous-jacents*[1]).

Mais d'autre part, sauf dans des champs très intenses, à une même valeur de l'aimantation observable peut fort bien correspondre une infinité d'intensités différentes des phénomènes galvanomagnétiques observables.

II. Variations thermiques.

6. *Champs moyens.* — Arrêtons-nous seulement de manière fugitive à ces conditions. Les complications dont j'ai parlé plus haut se retrouvent ici, accentuées par l'intervention de la température; pour l'exploitation théorique il conviendra de s'adresser avant tout aux effets provoqués par la saturation observable, ce que je ferai dans les paragraphes suivants.

Mais je tiens à observer que la théorie est à même, comme plus haut, de rendre compte des principales complications de l'expérience; à côté des propositions développées ci-dessus, elle fera appel, à ces fins, aux transformations homologues des variables, que j'ai introduites dans des recherches magnétiques antérieures (méthode «d'états correspondants»[2])) et dont certaines conséquences importantes se retrouvent dans des travaux récents de R. Forrer (loc. cit.). Je développerai cette méthode dans des publications ultérieures.

---

[1]) On rapprochera utilement ces conclusions générales d'une déduction formulée en 1914 déjà par W. J. de Haas (Proceed. Acad. Amsterdam XVI, p. 1110) sur la base de mesures de la magnétorésistance d'antimoine cristallisé: «... the influence of the field on these free paths (of the electrons) and the resistance change caused by it, is negligible». En fait, l'opinion de cet auteur s'encadre manifestement dans la théorie générale d'actions intérieures que j'ai prise pour guide dès le début de ces recherches; et ses expériences, en elles-mêmes très intéressantes du reste, viennent tout à fait à l'appui de cette théorie. Je les discuterai de manière plus détaillée ailleurs.

[2]) Alb. Perrier, Les var. thermiques de l'hystérèse tournante et de l'hystérèse alternative, Arch. Sc. phys. et nat. (4), t. **28** (1909, p. 5, 119, 237. — Aussi Journ. de Phys. (4), t. **9** (1910), p. 785, 865. — A. P., Théorèmes sur la dépendance de l'aim. rémanente et de la température: Arch. Sc. phys. et nat. (4), t. **34** (1913), p. 360. — A. Perrier et G. Balachowsky, Sur la dép. entre l'aim. rémanente l'aim. spontanée et la température. Arch. Sc. phys. et nat. (5), v. **2** (1920), p. 5.

Les travaux exécutés sur le galvanomagnétisme dans les champs faibles et moyens n'ont d'ailleurs pas dans leur majorité l'importance qu'on leur a attribuée et il convient de répéter ici que le fait d'être fragmentaire leur en enlève considérablement[1]).

7. *Effets transversaux.* — Considérons donc les effets Hall provoqués par les champs intenses. On sait depuis longtemps (1881—1893, v. § 1, note bas de page 402) qu'ils tendent vers une limite que des accroissements supplémentaires de $\mathfrak{H}$ ne modifient plus notablement. Si notre théorie est applicable on pourrait

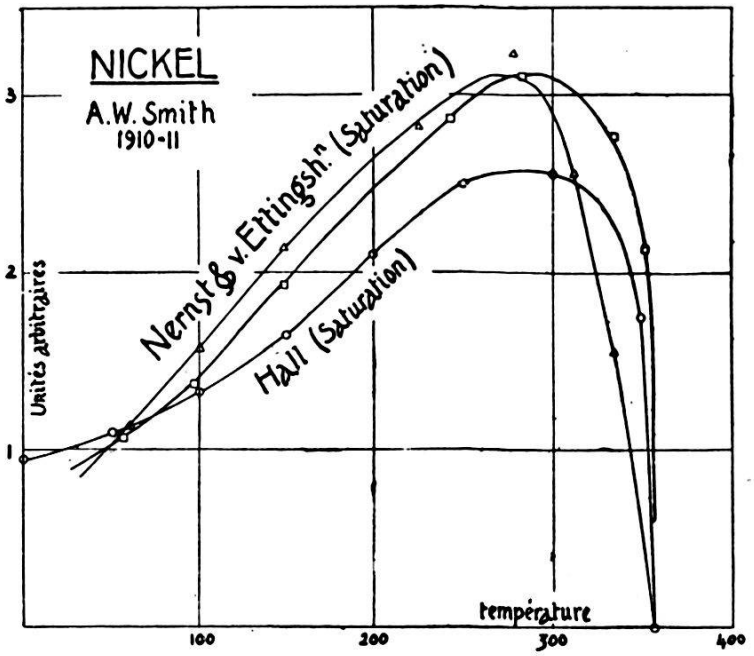


Fig. 1.

être tenté de prévoir que, *la température variant, cette limite suive fidèlement la loi de variation bien connue de l'aimantation spontanée* (loi de Weiss).

Des recherches expérimentales exécutées, une seule série est susceptible de donner des renseignements cohérents, celle de A. W. Smith[2]) étendue au nickel, au fer et au cobalt. Encore la saturation n'est-elle pas atteinte aux températures ordinaires et au-dessous pour les deux derniers métaux. J'ai construit les courbes en fonction de la température qui en découlent moyennant un réajustement des températures, les points de Curie ne coïncidant pas avec ceux des recherches magnétiques récentes. La fig. 1

[1]) Quelques clichés tirés de recherches expérimentales sont projetés en séance, en particulier de A. W. Smith (v. L. L. Campbell, p. 41 et 219).

[2]) Alpheus W. Smith, Phys. Review, v. **30**, p. 1, 1910. Clichés projetés en séance.

en représente un extrait. L'apparence de ces courbes (points ronds) semble enlever tout espoir: *l'effet Hall à saturation y croît avec la température, d'abord lentement, puis de plus en plus vite, atteint un maximum, enfin décroît très rapidement pour tomber à des valeurs faibles dans la région du point de Curie;* rien, sauf peut-être les derniers degrés, ne rappelle la courbe de Weiss.

Mais ce n'est là qu'une apparence qui sans doute a trompé ceux qui, antérieurement, auraient pu supçonner la dépendance étroite que je crois établir. Tout change en effet si l'on fait appel aux grandeurs rationnelles introduites nouvellement par la théorie (v. note XXVII, loc. cit.).

Ainsi que précédemment, je choisis comme grandeurs représentatives les rapports

$$J_{my}/J_e \text{ et } J_{my}/\mathcal{E} = \lambda_{my} \text{ [3b et 4b, N. XXVII].}$$

En fonction de la température, l'une et l'autre décroissent systématiquement et plus rapidement que $\mathfrak{J}_{\text{sat}} = f(t)$.

Si l'on pose comme loi à température constante pour l'une et l'autre de ces grandeurs la forme $C\mathfrak{J}$, où $\mathfrak{J}$ représente ce que serait l'aimantation réelle de chaque groupement et C une fonction de la température seule, ces résultats se traduiraient par le fait que les grandeurs C décroissent au chauffage *suivant des lois de première apparence hyperbolique,* ce qui est cette fois *dans un ordre tout à fait naturel, puisque le même que pour les substances non ferromagnétiques* étudiées par les mêmes méthodes (v. Note XXVII).

Mais il convient de ne pas perdre de vue que ces données sont actuellement très peu sûres; les calculs combinent les nombres directement comparables de trois auteurs différents au moins, nombres souvent d'une approximation grossière, et finalement on dispose d'un trop petit nombre de points.

De plus, la forme de loi $C\mathfrak{J}$ donne prise à de très sérieuses réserves, car si les aimantations spontanées entrant en ligne de compte devaient être provoqués par des champs *magnétiques* extérieurs, ils devraient s'élever à des valeurs énormes, de l'ordre fréquemment *du million de gauss*[1]). On peut donc s'attendre à ce qu'il existe un autre effet de saturation superposé en ce sens que les phénomènes galvanomagnétiques ne croîtraient plus proportionnellement à l'aimantation. Hormis aux températures voisines du point de Curie (v. plus bas, § 9) on ne dispose actuellement

[1]) Voir théories de LANGEVIN et de P. WEISS.

d'aucun moyen direct pour élucider expérimentalement cette question.

Ces observations ne touchent pas, bien entendu, ce que nous avons trouvé pour la variation théorique des nouveaux paramètres.

8. *Effets longitudinaux, champs intenses et champ nul. Résistivité et température.* — Il importe de faire ressortir une fois encore la différence considérable des situations où l'on se trouve, expérimentalement parlant, ici et vis-à-vis de l'effet Hall, malgré la communauté postulée d'origine. Ce que l'on mesure par différence entre le cas de l'action de champs intenses et celui de la substance apparemment «désaimantée» n'est imputable, disions-nous plus haut, qu'à l'anisotropie de conduction du groupement saturé élémentaire. Les fonctions qui relient à la température les «magnétorésistances» provoquées, soit par un champ parallèle, soit par un champ normal au courant, ne peuvent donc pas, a priori, prétendre s'apparenter étroitement à celles de $\mathfrak{J}^2_{\text{sat}}$. Si toutefois l'expérience devait révéler dans le futur un parallélisme évident, cela démontrerait ce fait nouveau que *l'anisotropie d'origine magnétique de la conduction serait proportionnelle à la modification magnétique globale de la conduction elle-même.*

Je n'ai pu trouver dans la bibliographie aucun travail qui me permît de motiver quelque conclusion sur cette question.

Mais en revanche, *si l'effet Hall résultant est nul dans le milieu sans aimantation apparente, l'effet longitudinal y existe au premier chef* (valeur moyenne étudiée au § 4), donc:

La conductance ordinaire d'un milieu ferromagnétique, même non aimanté, comprend nécessairement une composante galvanomagnétique (v. N. XXVII, § II) *spontanée; cette composante est liée étroitement à l'aimantation spontanée et va diminuant avec elle pour disparaître au point de Curie.*

D'une manière plus concrète, un courant dans un tel conducteur est *la somme* (moyenne) *de deux courants de même sens* dont l'un est un courant tel que ceux qui sont entretenus par un champ électrique (J_e) dans des conducteurs non ferromagnétiques et subsiste seul au-dessus du point de Curie; l'autre (hétérogène) *un autocourant galvanomagnétique* (J_m). Je précise par anticipation que ce dernier est considérable à température ordinaire; dans le Ni, il dépasse de quelque 25% le premier, dans le Fe il en est environ *le triple.*

Nous venons de gagner, d'une manière toute naturelle et logique, une explication de la curieuse variation thermique de la résistivité des substances ferromagnétiques mise en évidence pour la première fois par H. Le Chatelier et par Hopkinson, puis confirmée depuis lors par d'autres chercheurs[1]).

On trouvera les courbes dans les articles originaux; la fig. 2 en donne deux exemplaires typiques pour le nickel. Rappelons

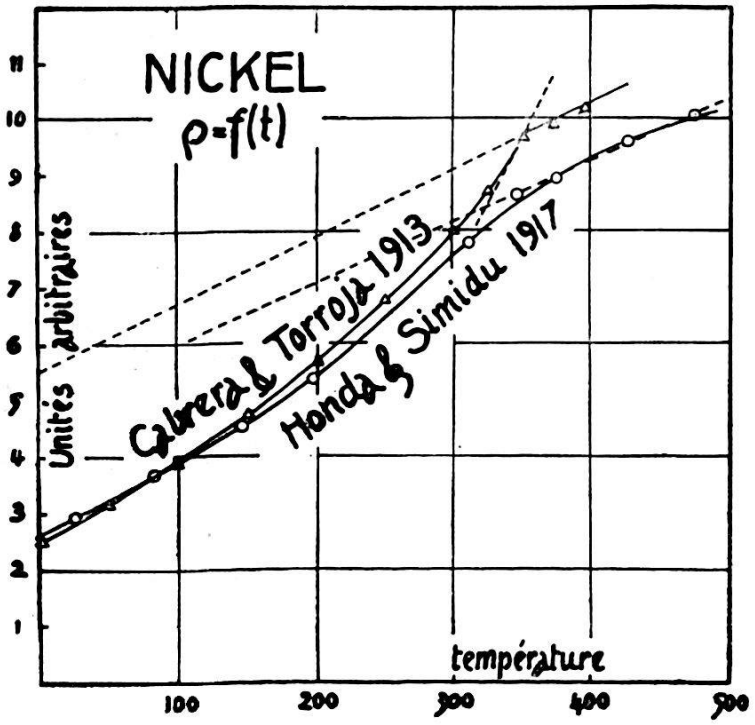


Fig. 2.

seulement leurs caractères essentiels: Le «coefficient» de variation thermique de la résistivité est, à la température ordinaire déjà, plus élevé que la normale (par ex. 0,006), il s'accroît ensuite encore et de manière accélérée jusqu'au point de Curie où la courbe $\varrho = f(t)$ jusque là convexe vers l'axe des températures marque un point anguleux fort net et se continue ensuite sensiblement rectiligne avec un coefficient thermique ne différent plus de celui des autres métaux.

---

[1]) J. Hopkinson, Tr. Roy. Soc. (A), **180**, p. 462, 1889. — H. Le Chatelier, C. R., v. **110**, p. 283, 1890. — K. Morris, Phil. Mag., v. **44**, p. 213, 1897. — E. P. Harrison, Phil. Mag. **3**, p. 191, 1902. — Meyer, Thèse Greifswald, 1911. — B. Cabrera et J. Torroja, «Influencia del campo magnetico sobre la resistencia del niquel». Anales de la Sociedad Española de Fisica y Quimica, v. XI, p. 1, 1913. — K. Honda, Y. Ogura, T. Simidu, Sc. Rep. of Tohoku Imp. Univ. Sendai, v. III (1914), p. 113 et VI (1917), p. 219.

Sur ces courbes, *on suit pour ainsi dire pas à pas la disparition progressive de l'autocourant du ferromagnétisme*[1]).

De ces expériences, nous pouvons tirer un premier examen de la *valeur quantitative de la théorie* dans ce domaine. Il ne peut être que grossièrement approximatif, pour les mêmes raisons expérimentales que précédemment et en outre parce qu'ici, nous devons, faute de mieux, nous servir d'un procédé indirect: envisager comme résistivité telle qu'elle *serait* sans aimantation spontanée les ordonnées mesurées sur le prolongement au dessous du point de Curie de la droite $\varrho = f(t)$ observée au-dessus de lui; les valeurs $\delta\varrho$ spontanées appartenant à chaque température sont les différences d'ordonnées entre la droite et la courbe observée au-dessous. Le procédé est assurément justifiable théoriquement, mais laisse pour le moment une part notable d'incertitude sur les nombres. Je l'ai appliqué aux données de HONDA et SIMIDU sur le fer et à celles de CABRERA et TORROJA sur le nickel, puis j'ai rapproché les résultats des courbes connues de l'aimantation à saturation.

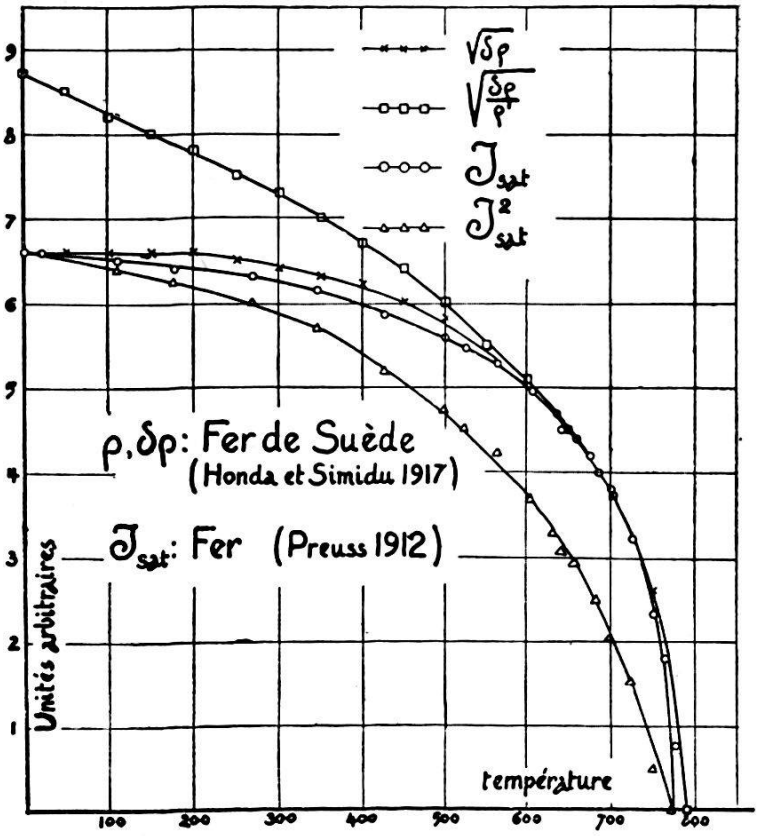
---

[1]) Depuis la publication de 1927, et pour des comparaisons numériques résumées dans le présent mémoire, j'ai fait, comme on le verra, de larges emprunts au travail de MM. CABRERA et TORROJA, lequel est assurément entre les plus précis qui aient été exécutés sur la magnétorésistance et dont les résultats présentent les garanties de certitude les plus élevées. Or, publié en 1913 déjà (en espagnol) il a passé à peu près inaperçu. Il est surprenant, et bien regrettable que l'ouvrage de L.-L. CAMPBELL, par exemple, qui se réfère à plus de 600 publications, ainsi que le récent article sur le galvanomagnétisme du «Handbuch der Physik» (vol. XIII) l'ignorent complètement.

Mais une autre raison encore m'invite à signaler ce travail avec plus de netteté que d'autres. On y trouve exprimée avec netteté, et pour la première fois, l'hypothèse que la résistance des ferromagnétiques comporte un terme fonction simple de l'aimantation spontanée, lequel ne se renverse pas avec elle et est anisotrope dans le groupement élémentaire. *La priorité de cette forme d'interprétation pour la variation thermique de la résistivité ferromagnétique* revient donc indiscutablement à CABRERA et TORROJA, je me fais un plaisir de le reconnaître ici. D'ailleurs, les points communs au travail de ces auteurs et aux miens se limitent à cela; leur hypothèse est émise à titre formel et pour ce phenomène exclusivement, tandis qu'ici, elle découle naturellement d'une théorie des conductions en général, laquelle embrasse un domaine beaucoup plus vaste. Déjà pour l'interprétation des phénomènes vers la région de Curie, les auteurs espagnols proposent une théorie statistique différente, fort suggestive, mais qui s'écarte complétement de celle qui est développée plus loin.

Tout récemment, M. W. GERLACH (Zeitschr. f. Physik, v. **59** (1930), p. 847), à son tour, rattache la variation thermique de la conduction *au-dessous du point de Curie* à l'aimantation spontanée; il désigne l'abaissement de résistance comme une «magnetische Supraleitfähigkeit». Cette notion est englobée manifestement comme beaucoup plus particulière dans celle des autocourants. D'ailleurs GERLACH se propose, lui aussi, de traiter différemment les phénomènes à températures supérieures. Il n'a évidemment eu connaissance ni des recherches antérieures de CABRERA et TORROJA, ni des miennes.

Pour le fer, j'ai fait usage de la courbe de PREUSS[1]; les deux séries de recherches sont très peu comparables, les points de Curie différant notablement. Aussi n'ai-je pas transformé en paramètres rationnels. Je me suis contenté de réduire les abscisses de l'un des travaux proportionnellement au déplacement du point de Curie et de réunir dans la fig. 3 des courbes de deux puissances de la



Fig, 3.

magnétorésistance et de l'aimantation à saturation; néanmoins, cette figure suffit pour accuser une parenté remarquable entre les deux phénomènes.

Pour le nickel, j'ai rapproché les résultats de CABRERA et TORROJA de la courbe d'aimantation spontanée déterminée récemment avec grande précision par P. WEISS et R. FORRER[2]. Ce rapprochement a pu ici être poussé plus loin avec fruit, les données de ces deux séries de recherches, d'ailleurs complétement indépendantes, étant sans doute beaucoup mieux comparables. J'ai établi successivement les courbes en fonction de t, outre de $\delta\varrho/\varrho$, des paramètres rationnels

$$J_{mx}/J_e, \quad J_{mx}/\mathcal{E} \text{ ou } \lambda_{mx}.$$

[1]) ALF. PREUSS, Thèse E. P. F. Zürich, 1912: «Die magnetischen Eigenschaften der Eisenkobalt-Legierungen bei verschiedenen Temperaturen.»

[2]) P. WEISS et R. FORRER, Annales de Physique (X), v. 5 (1926), p. 153. Aussi WEISS et FOEX, «Le Magnétisme», loc. cit.

Toutes trois accusent une décroissance thermique rapide. La première est sensiblement concave vers l'axe des températures, les deux autres sont convexes, la dernière d'une manière particulièrement accentuée.

Si nous posons a priori pour ces grandeurs une loi de la forme $C\mathfrak{J}^2_{\text{sat}}$, on en tire des renseignements sur les diverses constantes C, en divisant les grandeurs ci-dessus par le carré de l'aimantation à saturation. La première ($\delta\varrho/\varrho\mathfrak{J}^2$) décroît en gros suivant une droite pas très inclinée. Les deux autres donnent deux courbes *à allure nettement hyperbolique*; elles doivent d'ailleurs être, je l'ai noté, beaucoup plus significatives, et plus encore avec λ_{mx} qu'avec le rapport des intensités. Les propriétés du fer rappelées ci-dessus n'y contredisent certainement pas. Il va de soi que cette forme simple de loi $C\mathfrak{J}^2$, admise provisoirement donne prise aux mêmes réserves que la loi $C\mathfrak{J}$ pour l'effet transversal (voir § 7). En tout état de cause, il me paraît dès maintenant:

1° *Certain que, en prenant l'aimantation comme variable indépendante et les nouveaux paramètres λ_m ou ϱ_m comme fonctions caractéristiques des réactions galvanomagnétiques, l'effet de la température est un abaissement général, soit de l'effet transversal, soit de l'effet longitudinal.*

2° *Probable que les résistivités ϱ_{mx} ou ϱ_{my} puissent apparaître comme des fonctions à croissance linéaire avec la température sur de grands intervalles.*

9. *La région du point de Curie.* — Ici les prévisions de la théorie sont des phénomènes d'allure particulièrement caractéristiques et accessibles totalement à des expériences futures:

a) Corrélativement aux variations relativement énormes de la susceptibilité observable (elle présente, ainsi que le prévoit la théorie de P. Weiss, un maximum aigu à la température de disparition de l'aimantation spontanée) *ces deux composantes galvanomagnétiques doivent offrir en fonction de la température à champ constant, d'abord un accroissement de plus en plus rapide, passer par des maxima vers le point de Curie, puis décroître très rapidement ensuite à température croissante.*

b) *Les signes des deux séries d'effets, normaux et parallèles, doivent être les mêmes au-dessus et au-dessous du point de Curie.*

c) Si au contraire on représente les effets à température variable mais pour des aimantations constantes — et tout particulièrement à l'aide des paramètres (3) et (4), bien entendu — on obtiendra *des fonctions peut-être faiblement décroissantes, mais ne présentant même plus d'anomalies au point de Curie*; la netteté à laquelle

pourraient encore éventuellement se marquer des anomalies serait alors d'emblée *une mesure de la part d'action directe du champ magnétique sur les électrons de conduction.*

Confrontons avec les faits actuellement connus.

Les seuls documents précis à disposition se trouvent encore dans le travail précité de CABRERA et TORROJA sur le nickel. Les courbes des pages 32, 33, 34[1]) de la *magnétorésistance* à champ normal constant et température variable ont exactement l'allure prévue sous *a*). Je n'ai pas trouvé de recherches sur les effets ***à champ parallèle*** de cette région de température.

Sur l'effet Hall, on dispose des expériences de A. W. SMITH (loc. cit.) sur le nickel, le fer et le cobalt, ainsi que de FREY[2]) sur le Ni et le Fe.

Il apparaît qu'il y a certainement aussi là des maxima à champs constants et que les signes ne changent pas, mais les données dans la région intéressante sont trop clairsemées pour autoriser la construction de courbes significatives.

La dernière série *c*) de conséquences théoriques (à aimantations constantes) est certainement la plus importante de beaucoup. Aucune recherche n'a jamais été exécutée, que je sache, dans ce sens.

On peut cependant trouver déjà dans les travaux invoqués des arguments très sérieux en leur faveur, ainsi qu'il suit.

Dans un intervalle de quelques dizaines de degrés au-dessous du point de Curie, j'ai cherché par combinaison des travaux cités et de ceux de WEISS et FORRER, puis de PREUSS, des valeurs des deux effets galvanomagnétiques[3]) et les valeurs correspondantes de l'aimantation spontanée massique (σ); puis le même travail a été exécuté pour le domaine adjacent supérieur (ferromagnétisme sollicité); enfin on a rapporté à l'unité d'aimantation en divisant par σ ou par σ^2. On a trouvé ainsi comme moyenne des déterminations possibles assez divergentes les unes des autres.

			Nickel	Fer
$\frac{\mathcal{E}_y'}{\sigma}$ (Hall)	ferrom.	spontané	9	37
	,,	sollicité	12	33
				(unités CGS em.)
$\frac{\delta\varrho}{\varrho\sigma^2}$ (magnétorés).	ferrom.	spontané	— 0,00013	pas de recherches
	,,	sollicité	— 0,00008	connues

[1]) CABRERA et TORROJA, loc. cit. Clichés projetés en séance.

[2]) W. FREY, Diss. Leipzig, 1908. Ann. der Physik (4), v. **46**, p. 1057, 1915.

[3]) Représentation traditionnelle, qui suffit pour le but visé ici et dans ces conditions de précision.

Les réserves sur la comparabilité des diverses expériences mises à contribution sont plus graves ici qu'au § 8 (décalages relatifs du point de Curie tout spécialement importants!). L'accord des nombres spécifiques, qui dépasse même le simple ordre de grandeur, dans des conditions aussi profondément différentes que celles du champ extérieur *nul* d'une part, de champs de plusieurs milliers ou même *quelques dizaines de milliers de Gauss* de l'autre en est d'autant plus surprenant et encourageant.

Sous réserve d'expériences de précision nécessaires en vue d'une étude spéciale de ces nouvelles corrélations, je conclurai donc que, *dans la région du point de Curie, les métaux ferromagnétiques s'accordent avec la théorie unitaire proposée; en particulier il doit rester comme résultat atomistique essentiel que le champ magnétique n'a pas le rôle prépondérant sur les trajets d'électrons même après disparition du ferromagnétisme.*

III. Thermoélectricité.

10. *Esquisse générale.* — Conformément à la N. XIX, nous comprendrons sous ce titre tous les effets électromoteurs de l'aimantation sur un métal siège d'un gradient thermique mais en l'absence de courant électrique résultant; il s'agit donc en particulier de modifications magnétiques de forces électromotrices thermoélectriques de couples et de l'effet Nernst et von Ettingshausen.

On obtiendra rationnellement les propriétés spéciales aux ferromagnétiques dans ce domaine par application des méthodes générales du § 3, N. XIX à la théorie développée aux §§ 1, 2, 3, 4 du présent travail; voici d'abord un aperçu qualitatif des conséquences les plus importantes.

Dans un conducteur ferromagnétique sans aimantation observable, *une partie* (qui peut être considérable) *du pouvoir thermoélectrique, par conséquent de la force thermoélectrique du couple constitué avec un autre métal quelconque, est due à l'aimantation spontanée, par contre on ne doit pas observer de force électromotrice normalement au gradient thermique.*

Lorsqu'un champ magnétique extérieur intervient et croît progressivement, il doit apparaître, s'il est normal au gradient, une force électromotrice ou un courant transversal, et, dans toutes positions des modifications de la force électromotrice longitudinale (pouvoir thermoélectrique), d'ailleurs variables avec la position.

Ces modifications de la force électromotrice longitudinale se manifesteront avec des signes ou égaux ou différents et seront

sujettes à des renversements de signes, le champ continuant à s'accroître; l'hystérèse y est toute naturelle aussi.

Dans des champs suffisamment intenses, tous les phénomènes se fixent:

L'effet transversal mesure alors essentiellement un effet Nernst et von Ettingshausen spontané.

Les effets longitudinaux, *qui doivent être nécessairement de signes différents, mesurent, eux, non pas la composante spontanée, du pouvoir thermoélectrique, mais son anisotropie magnétique seulement.* Ce que l'on peut tirer des expériences exécutées jusqu'ici montre du reste que cette anisotropie est faible devant la grandeur elle-même. Le rapport est tout à fait du même ordre que pour la résistivité (voir §§ 2 et 4).

Faisons ensuite varier la température. Selon les modes de procéder, on pourra obtenir les phénomènes les plus discordants, mais, je le répète, comme à d'autres occasions, seulement en apparence.

On n'obtiendra là encore des courbes bien déterminées et reproductibles que dans les champs intenses (établissant la saturation observable).

La température s'approchant de celle du point de Curie, il doit se manifester un accroissement net et de plus en plus rapide *de tous les phénomènes provoqués par le champ extérieur*, puis un maximum aigu et diminution progressive ensuite. Les courbes sur l'effet Nernst de A. W. Smith[1]) montrent un des aspects généraux prévus.

Enfin, *la différence des signes entre les effets longitudinaux dans les champs parallèle et normal au gradient thermique doit disparaître au-dessus du point de Curie* (cf. § 9).

Mais, bien entendu, la théorie est quantitative; pour permettre quelques comparaisons avec les résultats acquis de l'expérience, je me bornerai à une ou deux conclusions qui s'obtiennent en partant des principes de la N. XIX (p. 312). Je rappelle tout d'abord qu'ici les phénomènes élémentaires ne sont plus identiques dans les conditions f et les conditions o, plus précisément:

En conditions o, le polygone des courants est fermé, tandis qu'il ne l'est plus en conditions f (le vecteur résultant est alors $-J_{mx}$).

On a vu aussi que *le dit polygone comprend cette fois trois types de courants hétérogènes, savoir l'autocourant thermoélectrique, le courant galvanomagnétique et le courant (ordinaire) afférent au gradient de potentiel seul.*

---

[1]) A. W. Smith, Phys. Rev., v. **33**, p. 295, 1911. — L.-L. Campbell, p. 218. (Clichés projetés en séance.)

Nous ne considérerons pas dans ce travail les conditions f exactement, les connaissances expérimentales n'étant pas suffisantes pour que nous puissions déjà en tirer parti aux fins poursuivies.

11. *Effets transversaux.* — La théorie impliquant entre autres choses que l'effet transversal est essentiellement un effet Hall[1]), on pourrait être tenté de conclure que la variation thermique des uns est identique à celle de l'autre. Nous allons voir qu'une telle conclusion ne tient compte que d'un aspect de la théorie. Celle-ci prévoit en effet l'intervention essentielle du pouvoir thermoélectrique propre (v. p. ex. formule p. 312 et 313, note XIX) et il en résulte que l'effet transversal varie avec sa température essentiellement (autre dimension!) comme le produit $J_{th}\,\mathcal{E}_{Hall}$.

Il en découle par exemple cette conséquence physique simple:

L'effet Nernst mesuré à la manière habituelle à diverses températures ne correspond pas à un effet Hall à intensité primaire invariable; or, cette dernière condition est au contraire impliquée dans l'expression habituelle de l'effet Hall, en particulier dans la courbe fig. 1 (points ronds).

Nous sommes alors conduits à nous préoccuper de la variation avec la température de l'autocourant J_{th}. Elle n'est pas connue exactement, mais à conclure de ce que l'on sait sur la région supérieure au point de Curie, il apparaît comme extrêmement probable que cette grandeur croisse régulièrement. S'il en est ainsi, *l'effet Nernst doit s'élever plus rapidement que l'effet Hall quand ce dernier croît.*

Les deux courbes (fig. 1, § 7, points triangulaires et carrés) établies à l'aide des observations de A. W. Smith (loc. cit.) trahissent tout d'abord *la parenté étroite entre l'effet Hall et l'effet Nernst; on voit qu'en outre, dans toute la région de croissance, la différence entre les deux est aussi celle que la théorie vient de nous faire présumer.*

La région du point de Curie permet seulement de conclure à la disparition du phénomène, simultané encore ici de celui de l'aimantation spontanée.

12. *Effet longitudinal; champ nul.* — Je limiterai nos considérations aux conducteurs non aimantés.

---

[1]) J'ai cité à plusieurs reprises dans mes publications les recherches de G. Moreau sur l'effet Nernst (Journ. de Phys. [3], v. **9** [1900], p. 497). Je fixerai dans un travail ultérieur et les points de contact avec les miennes et leur divergence de principe.

Le terme d'origine magnétique dont il a été question ci-dessus est alors $-J_{th}\,\delta\varrho$, où $\delta\varrho$ est le terme magnétique de la résistivité, lui-même fonction déjà discutée de l'aimantation spontanée, J_{th} l'autocourant thermoélectrique moyen, lequel peut être différent mais relativement peu, suivant qu'il est parallèle ou perpendiculaire au moment magnétique élémentaire. La *courbe du pouvoir thermoélectrique d'un couple* dont l'un des métaux est ferromagnétique *doit donc offrir une courbure supplémentaire correspondante*

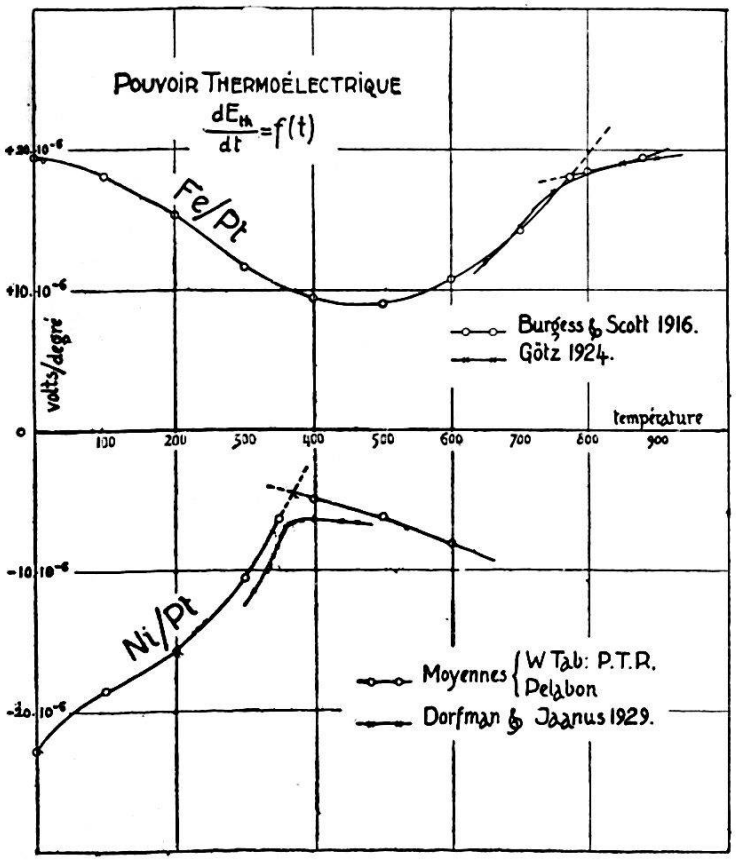


Fig. 4.

à ce terme, qui va finalement diminuer de plus en plus vite pour tomber à zéro au point de Curie. *La courbe doit donc accuser en particulier un point anguleux à cette température.*

J'ai établi les courbes de la fig. 4 à l'aide des nombres qui paraissent les plus sûrs à l'heure actuelle pour le fer et le nickel.

La netteté du coude des courbes au point de Curie se passe de commentaires.

Mais il convient en outre de signaler l'accord des signes avec la théorie, laquelle, rappelons-le, relie étroitement ces propriétés thermoélectriques à la résistance; car la présence de deux métaux peut induire en erreur. Dans les milieux ferromagnétiques donc, l'aimantation spontanée *abaisse la résistance, elle doit par conséquent abaisser aussi le pouvoir thermoélectrique* sur un couple donné,

cela doit se manifester par un affaiblissement *ou* un renforcement en valeur absolue de sa force électromotrice suivant qu'elle a le sens (Fe/Pt) ou le sens inverse (Ni/Pt) du pouvoir thermoélectrique propre du métal ferromagnétique. C'est exactement ce que les figures démontrent. Quant à la séparation numérique des composantes, elle nécessite des expériences nouvelles plus étendues, s'adressant tout spécialement, bien entendu, à la fois aux phénomènes transversaux et longitudinaux.

Je signale néanmoins une relation remarquable relative aux points anguleux que l'on établit facilement. Soient $t_c \pm \Delta t$ des températures voisines du point de Curie, au-dessus et audessous, on doit avoir

$$\frac{\left(\frac{d^2 \mathcal{E}_{th}}{d t^2}\right)_{t_c + \Delta t}}{\left(\frac{d^2 \mathcal{E}_{th}}{d t^2}\right)_{t_c - \Delta t}} = \frac{\left(\frac{d \varrho}{d t}\right)_{t_c + \Delta t}}{\left(\frac{d \varrho}{d t}\right)_{t_c - \Delta t}}.$$

Relation qui n'est pas encore accessible au contrôle expérimental exact puisque nous ne connaissons pas encore exactement $\mathcal{E}_{th}$ (le pouvoir thermoélectrique propre, débarrassé des potentiels de contact), mais que les expériences connues ne semblent en tout cas pas contredire.

13. *Action de champs extérieurs dans le voisinage du point de Curie.* — A l'aspect général des phénomènes prévu au § 10, j'ajouterai que tous doivent pouvoir s'exprimer à l'aide du pouvoir thermoélectrique propre et *de l'effet correspondant à température uniforme,* sans intervention d'une autre hypothèse, en particulier d'une manière indépendante de la façon dont l'aimantation ou le champ extérieur interviennent. Réciproquement, si ces interventions sont conformes à la théorie précédente, elles le seront ici.

Les variations de l'effet longitudinal en particulier doivent suivre fidèlement celles de la résistance.

Je n'ai trouvé d'expériences concernant cette région que celle de A. W. Smith[1]) où l'on voit nettement des maxima simultanés des effets Hall et Nernst vers le point de Curie du nickel.

14. *Remarques.* — Dans tout l'exposé ci-dessus, je n'ai pas touché la question des *potentiels de contact.* On se reportera à ce sujet à la remarque faite note XIX, p .312. J'ajoute que diverses expériences anciennes et récentes s'accordent avec mon avis qu'il n'y a pas lieu d'en tenir compte.

Aucune distinction, d'autre part, n'a été faite entre la «diffé-

[1]) L.-L. Campbell, fig. 110, p. 219. (Clichés projetés en séance.)

rence de potentiel thermomagnétique longitudinale » et l'« influence du magnétisme sur le pouvoir thermoélectrique des métaux »[1]; j'ai fait remarquer déjà qu'au sens de la présente théorie, ces deux groupes de phénomènes n'en sont en réalité qu'un seul[2]. J'aurai l'occasion de revenir ailleurs sur ces deux questions.

Par des calculs simples, on peut établir, et j'ai d'ailleurs établi nombre de lois théoriques exprimant des *rapports entre phénomènes correspondants* longitudinaux et transversaux. Leur intérêt est que divers paramètres en sont éliminés. Comme on ne dispose pas actuellement de données numériques permettant de les vérifier, je les réserve à des publications ultérieures.

IV. Effets électrocaloriques.

15. *Courants électriques dans des conducteurs à température uniforme.* — Je me bornerai à renvoyer aux formules du § 6 de la note XXVII en ajoutant simplement qu'ici, il intervient comme de juste des *courants électroénergétiques spontanés*, qui seront logiquement du seul type *dynatronique.*[3])

Dans un champ extérieur nul, seule une composante longitudinale doit se manifester, cela par une modification $\delta \Pi$ de l'effet Peltier:

$$\delta \Pi = (w_e - w_m) \frac{\delta \varrho}{\varrho}$$

$\delta \varrho$ = modification spontanée de la résistivité, w_e, w_m, facteurs de transport (v. note XXI). D'où découle en particulier que l'effet Peltier en fonction de la température doit présenter *un coude au point de Curie.* Je ne connais pas d'expériences *directes* (mesures *calorimétriques*) exécutées dans ce sens jusqu'ici.

Sous l'action du champ magnétique extérieur, l'effet Peltier se modifie (en plus ou en moins selon la direction et l'intensité de $\mathfrak{H}$) d'une fraction, petite en général, de la grandeur spontanée et il apparaît un effet transversal (v. Ettingshausen) calculable également par la formule convenable de la note XXVII, adaptée au ferromagnétisme par les voies établies dans le présent travail.

La théorie implique, bien entendu de nombreuses propriétés corrélatives de celles des effets galvanomagnétiques dont découlent ceux qui nous occupent (région de Curie, par exemple), ainsi que d'autres variétés encore, telles que l'effet observé par L. Houlle-

[1]) Titres respectifs des chapitres XIV et XVI de l'ouvrage de L.-L. Campbell.

[2]) Voir A. P., Sur les forces électromotrices d'aimantation. H. P. A., v. **1**, (1928), p. 291.

[3]) Voir A. Perrier, N. XXI Bull. Soc. vaud. Sc. nat., séance du 19 mars 1930, v. **57**, p. 173.

VIGUE[1]) sur les corps aimantés, et ceux que P. W. BRIDGMAN[2]) a découverts beaucoup plus récemment sur des cristaux de systèmes non réguliers; les uns et les autres sont essentiellement de même espèce.

Comme expériences en fonction du champ à température ordinaire, on en trouve sur l'effet Peltier des ferromagnétiques et du bismuth, puis un certain nombre sur l'effet v. Ettingshausen.

A températures variables, il n'y a que très peu de chose. HALL et CAMPBELL trouvent par exemple que l'effet v. Ettingshausen du fer doux croît de 25% environ, la température s'élevant de 12 à 84°. Ces quelques résultats sont dans les sens que l'on peut prévoir, mais trop fragmentaires pour légitimer des conclusions positives[3]).

16. *Gradient de température sans courant électrique résultant. Conduction calorifique et température.* — Là encore, il suffit de nous référer aux règles et relations de la fin des notes XIX et XXVII. Il n'y a *pas d'effet transversal à aimantation résultante nulle.* Un *champ normal* croissant à partir de zéro, un *transport transversal d'énergie* apparaît qui entraîne un effet Leduc-Righi, lequel, après des fluctuations, doit atteindre une *valeur limite;* celle-ci dépend du transport « spontané » d'énergie, mais ne se mesure pas directement. Elle est d'autre part calculable à partir de l'effet v. Ettingshausen à saturation, du pouvoir thermoélectrique propre et de la conduction calorifique.

Les expériences de ALPHEUS et ALVA SMITH[4]) accusent nettement cette saturation sur le Co, le Ni, le Fe; mais on ne peut prétendre vérifier pour l'instant des relations *numériques* entre les types de différents phénomènes; de dépendances de la température en particulier, rien n'est connu encore expérimentalement.

En revanche, l'effet magnétique longitudinal doit se manifester *même dans le milieu désaimanté: la conduction calorifique mesurée doit comporter une composante spontanée d'origine électrique et magnétique,* laquelle est exprimée par la formule de la note XXVII, simplifiée encore par le fait que, dans ces conditions, *les rotations moyennes* φ et θ sont nulles

$$\delta k = \frac{\eta}{\varrho} (w_e - w_m) \frac{\delta \varrho}{\varrho}$$

[1]) W. HOULLEVIGUE, Ann. de Chim. et Phys. (7) **7** (1896), p. 495; aussi Journ. de Phys. (3) **5** (1896), p. 53.

[2]) P. W. BRIDGMAN, Voir p. ex. Atti del Congresso intern. dei Fisici, Como (1927), II, p. 239, et articles divers dans Phys. Review.

[3]) Voir résumé L.-L. CAMPBELL, p. 149 et 267.

[4]) As. et Aa. SMITH, Phys. Rev. (2) **5** (1915), p. 35.

mais $\delta\varrho$ est ici la modification galvanomagnétique spontanée de la résistance.

Sans entrer dans des calculs numériques précis, encore prématurés, on peut prévoir au moins le signe exigé par la théorie pour cette contribution spontanée. A cet effet, on partira du signe expérimentalement connu de l'effet Leduc-Righi.

Au dire de la théorie, ce dernier est en effet seulement un autre aspect du même phénomène essentiel et cela se formule

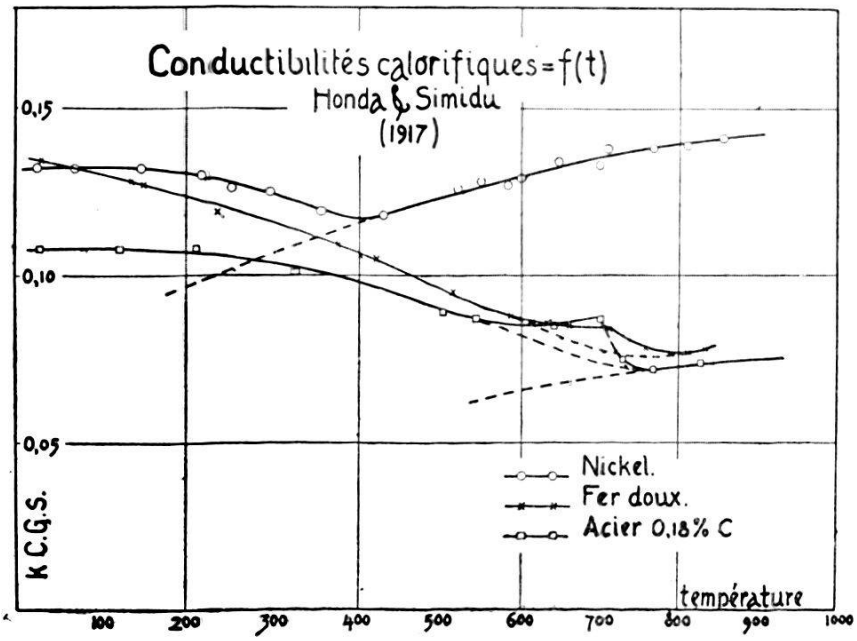


Fig. 5.

quantitativement en particulier par l'apparition dans les lois de deux effets de l'expression $\eta(w_e - w_m)$. On a par exemple:

pour le fer: $\eta < 0 \quad q > 0 \quad \theta > 0$
d'où $(w_e - w_m > 0$

pour le nickel $\eta < 0 \quad q < 0 \quad \theta < 0$
d'où encore $(w_e - w_m) > 0$.

Tenant compte enfin du fait que le galvanomagnétisme spontané diminue la résistance dans ces deux métaux ($\delta\varrho < 0$) on trouve que

$$\delta k_{\text{spont}} > 0$$

c'est-à-dire que *la conduction calorifique des ferromagnétiques doit être augmentée au-dessous du point de Curie.* Je reproduis fig. 5 des courbes extraites d'un travail de HONDA et SIMIDU[1]) qui contient les seules valeurs numériques connues jusqu'ici sur ce sujet. On y voit nettement le supplément considérable de conduction

[1]) HONDA et SIMIDU, loc. cit. (Clichés projetés en séance.)

pour la chaleur attribuable au ferromagnétisme; ce supplément, comme il se doit théoriquement, diminue peu à peu pour disparaître vers le point de Curie; autant qu'on peut en juger, il suit numériquement une loi de variation tout à fait comparable à celle de l'appoint de conductibilité électrique étudié plus haut; et la théorie prévoit en effet une dépendance extrêmement étroite entre ces modifications; cela ressort en premier examen des formules proposées.

Remarquons que cette interprétation théorique implique d'une part que la loi de Wiedemann-Franz, en principe déjà, ne saurait se vérifier exactement dans l'intervalle d'existence du ferromagnétisme, puisque les conductions, tant calorique qu'électrique comportent une part étrangère aux hypothèses d'où l'on peut faire découler ladite loi[1]). Mais ces deux parts étrangères se trouvent être de même signe, en sorte que le désaccord est diminué par hasard de ce fait.

Les effets sur la conduction calorifique provoqués par l'*aimantation observable* (actions du champ extérieur) s'expliquent, bien entendu, même dans leurs caprices, de manière analogue à celle que nous avons développée à propos de la résistance électrique. Notons seulement qu'au moins à température ordinaire, ils ne sont qu'une faible fraction positive ou négative du terme spontané. Il y a passablement d'observations sur cette question, mais sans grande parenté entre elles[2]).

Enfin, et bien que ceci n'appartienne plus proprement au sujet du présent travail, je veux signaler que le raisonnement appliqué ci-dessus aux ferromagnétiques conduit à prévoir pour le bismuth une diminution de conduction calorifique lorsqu'agit sur lui un champ magnétique tant normal que parallèle au gradient thermique. — Plusieurs travaux expérimentaux ont été exécutés à champ normal; ils sont, sans exception, en accord avec cette prévision théorique.

Lausanne, Laboratoire de physique de l'Université.

---

[1]) Pour la conduction calorifique, nous avons ici une accentuation considérable de la correction «thermoélectrique», qui doit entrer en ligne de compte à des degrés différents dans tous les métaux conformément à ma note: «Sur une modification générale de la théorie de la conduction calorifique . . .» (H. P. A. II, p. 149, 1929).

[2]) Voir L.-L. Campbell, Ch. XI, p. 253.