

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 17 (1944)
Heft: VII

Artikel: Interprétation et liaison des effets électriques de déformation et d'aimantation
Autor: Perrier, Albert
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-111521>

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: 16.01.2026

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

Interprétation et liaison des effets électriques de déformation et d'aimantation*)

par Albert Perrier.

(2. X. 1944.)

Sommaire. Théorie des effets mécano-thermoélectriques sur la base des hypothèses du magnétogalvanisme spontané. — Discrimination d'autres effets comparables par leur symétrie générale. — Démonstration des formules publiées antérieurement, lesquelles expriment généralement les propriétés électriques macroscopiques de milieux à polarisations spontanées intracristallines. Polarisation tensorielles et vectorielles.

Application au pouvoir thermoélectrique de corps déformés et de corps aimantés; comparaison des paramètres numériques en liaison avec la théorie. — Les variations du pouvoir thermoélectrique provoquées par les contraintes mécaniques et par les champs magnétiques sont attribuées à un mécanisme unique où les agents-contraintes n'ont aucune action comme tels; seuls sont déterminants les états de la matière résultant de ces contraintes. — Discussion et essai d'explication des particularités énigmatiques de la magnétothermoélectricité du fer.

Observations concernant les courants en l'absence de différences de potentiel et même de champs électriques; répercussions sur le mécanisme des courants électroniques.

1. Un article récent¹⁾ a exposé dans le même recueil une étude expérimentale quantitative sur l'un des effets de contraintes élastiques sur les corps ferromagnétiques, étude dont il se dégage des lois phénoménologiques caractéristiques. Ces divers effets ont été prévus théoriquement et reconnus par l'auteur il y a des années déjà, mais la théorie n'en a été publiée qu'en son essentiel et par fragments très résumés^{2) 3)}. Le présent travail la reprend de manière plus détaillée et plus systématique et la discute à la lumière des faits expérimentaux découverts.

*) Ce travail comporte des sujets exposés fragmentairement déjà à diverses séances de la Société suisse de Physique, notamment à Locarno (1940). Il aurait dû paraître dans le fascicule jubilaire dédié au Professeur AUGUSTE HAGENBACH. Des circonstances indépendantes de la volonté de l'auteur l'ont contraint, à son grand regret, d'en différer la publication.

2. Rappel de quelques phénomènes anciens et récents.

Pour situer l'effet dont l'étude fait l'objet de la publication précitée, il est intéressant de le comparer avec les phénomènes auxquels WIEDEMANN et Lord KELVIN⁸⁾ ont attaché leurs noms. Je ne retiendrai pas les plus simples qui sont des manifestations exclusives de magnétostriction, je rappellerai seulement les deux suivants où entrent en ligne de compte les agents ou effets électriques.

1^o Un fil ferromagnétique aimanté *longitudinalement* (« axialement ») se *tord* lorsqu'on y envoie un courant électrique et réciproquement, s'il est le siège d'un courant électrique, il *s'aimante* longitudinalement lorsqu'on le tord.

2^o Un fil aimanté est le siège d'une force électromotrice axiale *pendant* qu'on le tord.

L'explication des effets 1 revient à faire entrer en jeu des aimantations observables à lignes hélicoïdales; les phénomènes sont alors des manifestations directes de *striction observable**).

Quant à l'expérience 2, il s'agit là d'une force *électromotrice d'induction* provoquée par les variations de l'aimantation et qui ne s'observe que pendant la durée de cette variation.

Or, les effets magnétoélectriques transversaux qui font l'objet des présentes recherches ne nécessitent absolument *aucune aimantation observable*: il peut en apparaître comme conséquence, mais elle est inexistante en tant que cause.

Les causes (agents d'excitation) sont des contraintes mécaniques, des gradients de potentiel ou de température; les effets sont des courants (ou f.e.m.) *normaux à des gradients*, et ils s'établissent en régime stationnaire. Les parentés qui permettent de les rapprocher des effets Wiedemann-Kelvin sont des parentés abstraites de symétrie générale.

Les différences entre ces groupes sont donc essentielles, il convient de le remarquer. Il n'est du reste pas surprenant que WIEDEMANN-KELVIN n'aient pas recherché de tels effets, car, à l'époque, ils pouvaient raisonner seulement à l'aide d'aimantation observable, tandis que la théorie du présent groupe suppose l'intervention de l'aimantation spontanée, acquisition de ce siècle; et mieux encore, elle nécessite les notions de striction et anisotropie spontanées encore beaucoup plus récentes; ce sont en un mot des propriétés microphysiques de la matière qui se manifestent macroscopiquement sans aucune aimantation macrophysique.

*) Comme dans d'autres publications je désigne par aimantation observable celle que l'on mesure habituellement, pour la distinguer de l'aimantation spontanée; on peut employer également les termes respectifs d'aimantation *macroscopique* et *microscopique*.

3. Quelques bases théoriques sur les milieux ferromagnétiques.

Rappelons d'abord que la théorie comporte des hypothèses que l'on peut classer en deux groupes.

Le premier, la liaison générale, directe et réciproque entre déformation mécanique et polarisation magnétique, liaison qui s'établit par l'entremise de la *striction spontanée* et de ses anisotropies dans les éléments constitutifs de la mosaïque intracristalline.

En raison de cette interdépendance, toute déformation d'un milieu ferromagnétique entraîne une rotation des vecteurs \mathcal{J}_w (aimantation spontanée) dans les domaines de WEISS. Les positions d'équilibre atteintes par ces vecteurs dépendent alors, outre du facteur contrainte, des directions de symétrie de chaque cristallite et à la fois de la striction spontanée.

On peut rendre compte de manière satisfaisante des caractères essentiels des courbes d'aimantation observable à l'aide de ces éléments théoriques.

Ces propriétés expérimentales très riches et bien connues supposent l'intervention de *champs magnétiques extérieurs*: du même coup l'orientation des moments se fait avec différenciation des pôles des deux côtés, d'où le nom que j'ai employé *d'orientation polaire*.

Mais la théorie implique un autre groupe de conséquences, lequel n'a attiré l'attention qu'assez récemment, celui des modifications moyennes du milieu ferromagnétique qui accompagnent la contrainte mécanique en l'absence de tout champ magnétique et en partant d'états initiaux exempts d'aimantation macroscopique.

La déformation a, bien entendu, les effets prévus plus haut, la rotation des vecteurs \mathcal{J}_w dans les domaines élémentaires; mais ici et par raison de symétrie, leurs sens se compensent en moyenne; résultante générale: deux vecteurs égaux et antiparallèles; *il n'apparaît pas de pôles, le corps demeure* « neutre » macroscopiquement: j'ai fait usage pour qualifier cet état du terme d'orientation « *apolaire* ».

Mais insistons bien, le milieu n'est pas isotrope pour autant, et tous les phénomènes physiques dont la symétrie est compatible avec ces conditions peuvent être modifiés dans une mesure quantitativement égale à celle de corps *proprement aimantés*.

Ainsi que PIERRE CURIE aimait à s'exprimer, un milieu doué d'aimantation (observable) a la symétrie d'un *cylindre tournant* (un plan de symétrie normal à l'axe ou à l'aimantation); dans la même terminologie nous devons alors dire qu'un milieu mécaniquement contraint mais dénué d'aimantation observable a la symétrie d'un

cylindre immobile (infinité de plans de symétrie parallèles à l'axe de rotation ou des contraintes). Les phénomènes dont ces deux types de milieux peuvent être le siège devront présenter, de par leur structure, *au moins* les degrés correspondants de symétrie.

Dans un autre mode d'expression, si les propriétés liées à l'aimantation d'un milieu sont en particulier celles résultant d'actions vectorielles, celles liées à la contrainte seront celles d'agents tensoriels. Les premières peuvent englober les dernières, mais en comporter d'autres; elles seront plus richement représentées parce que d'un degré plus élevé de dyssymétrie. Ces considérations nous amènent tout naturellement au *second groupe d'hypothèses* et le situent avec plus de netteté.

Au nombre des phénomènes sensibles non seulement aux dyssymétries polaires mais aussi aux apolaires, on compte singulièrement tout ce qui touche aux conductions électroniques, tant électrique que calorifique, comme aussi le domaine contigu de la thermoélectricité. J'ai introduit²⁾ pour leur interprétation les hypothèses fondamentales de *magnétogalvanisme spontané* (groupe Hall et magnétorésistance) et de *pouvoir thermoélectrique spontané*.

Ces hypothèses impliquent par elles-mêmes et en l'absence de toute aimantation macroscopique des altérations quantitatives considérables des divers paramètres exprimant ces phénomènes électriques (effets du «1er ordre», atteignant jusqu'à 50% et plus); elles expriment encore que ces altérations sont douées d'anisotropies microphysiques axées en moyenne sur les vecteurs \mathcal{J}_0 (effets du «second ordre»).

Je vais montrer comment on peut établir, sur la base de ces hypothèses générales, des expressions quantitatives de toute une série de phénomènes dont en particulier les effets mécanoélectriques.

4. Formules macroscopiques pour les effets mécanoélectriques*).

Soit une lame homogène et isotrope en l'absence de contraintes; appelons E_{th} ou brièvement E la *force électromotrice thermoélectrique*

*) Pour établir diverses propriétés du domaine magnétogalvanique, j'ai suivi à maintes reprises une voie analogue à celle qui est exposée ici; mais, ainsi que je le rappelais plus haut, seuls les points de départ et les résultats ont été publiés jusqu'ici.

On vérifierait notamment que les formules de la note (6) de l'index bibliographique, portant les numéros 1, 2, 3, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, ont exactement la même forme que celles de ce travail numérotées respectivement 10 et 11, 12, 9, 13, 15, 17, 18, 19, 21, 20; les premières symbolisent des lois sur la conductibilité élec-

par unité de longueur (homogène à un champ électrique) entretenue par un gradient de température

$$\mathcal{E}_{th} = \mathcal{E} = \Theta \text{ grad } t \quad (1)$$

Θ sera le pouvoir thermoélectrique propre du milieu.

Soumettons-la (fig. 1), comme dans les expériences de PERRIER et AZAD, à une contrainte (uniforme) de cisaillement, et, désignons les directions principales de déformation par Ox (extension maxi-

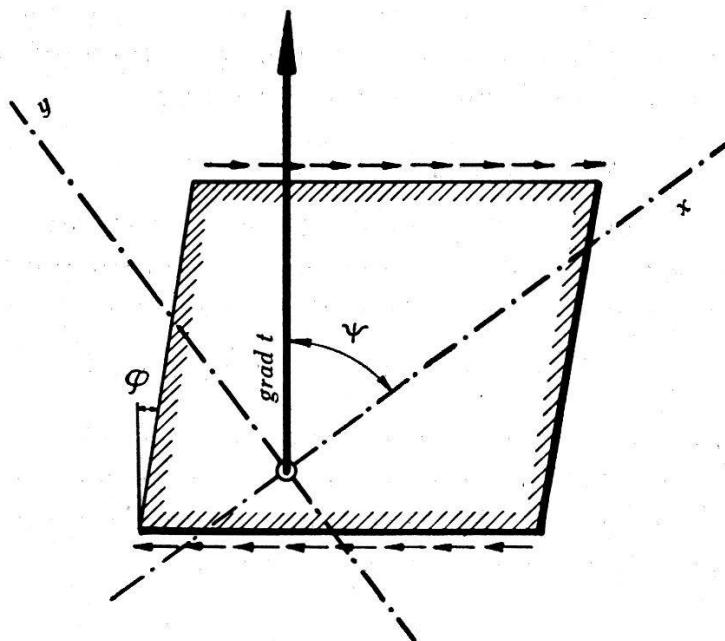


Fig. 1.

mum) et Oy (compression maximum); ce sont des directions de symétrie pour l'état du milieu. Etablissons enfin un gradient de température dans une direction ψ comptée par rapport à Ox (dans les essais discutés ψ valait 45°).

Imaginons que l'anisotropie inhérente à la déformation se répercute sur le *pouvoir thermoélectrique*: on peut décrire commodément les phénomènes en toute direction à l'aide de leurs grandeurs dans les deux directions principales Ox et Oy . Faisant coïncider successivement le gradient thermique avec ces deux directions, nous écrirons d'abord:

$$\mathcal{E}_x = \Theta_x \text{ grad } t = (\Theta + \Delta_x \Theta) \text{ grad } t \quad (2)$$

$$\mathcal{E}_y = \Theta_y \text{ grad } t = (\Theta + \Delta_y \Theta) \text{ grad } t \quad (3)$$

trique, les autres sur la thermoélectricité; on écrirait d'ailleurs presque sans hésitation les correspondantes dans la conduction calorifique.

Les expressions numérotées ici (6) et (7) en revanche y sont données pour la première fois.

*

Puis orientant le grad t dans une direction quelconque ψ , on trouve, en admettant les composantes du pouvoir thermoélectriques proportionnelles à celles du gradient :

Parallèlement au gradient :

$$\mathcal{E}_{\parallel} = (\Theta + \Delta_x \Theta \cos^2 \psi + \Delta_y \Theta \sin^2 \psi) \text{ grad } t \quad (4)$$

Normalement au gradient :

$$\mathcal{E}_{\perp} = (-\Delta_x \Theta + \Delta_y \Theta) \sin \psi \cos \psi \text{ grad } t \quad (5)$$

Cas des expériences en discussion (fig. 1) : ψ vaut alors 45° , et on observe normalement au gradient ; le phénomène est alors représenté d'après les formules ci-dessus par

$$\mathcal{E}_{\perp} = \frac{1}{2} (\Delta_y \Theta - \Delta_x \Theta) \text{ grad } t \quad (6)$$

C'est donc l'effet « transversal » ; on tire tout aussi bien l'effet « longitudinal », c.-à-d. la *variation* par torsion du pouvoir thermoélectrique usuel dans la direction du gradient de température :

$$\Delta \mathcal{E}_{\parallel} = \frac{1}{2} (\Delta_y \Theta + \Delta_x \Theta) \text{ grad } t \quad (7)$$

Les expressions trouvées ne sont liées à aucune hypothèse atomique particulière ; notre problème est maintenant de nous baser sur la théorie esquissée des ferromagnétiques pour construire les *fonctions* Δ_x et Δ_y afférentes à ces milieux.

5. Calculs de moyenne à partir de l'aimantation spontanée.

Faisons donc appel à la texture des ferromagnétiques, une mosaïque de particules microscopiques dans chacune desquelles existe la même aimantation spontanée \mathfrak{J}_w .

Pour représenter tout arrangement spatial de ces vecteurs \mathfrak{J}_w , nous nous servons d'une fonction de répartition $f(\gamma)$, γ étant l'angle formé par chacun des vecteurs avec une direction privilégiée de la matière (v. fig. 2), celle de la contrainte principale par exemple, ou d'un champ magnétique d'origine extérieure, $f(\gamma)$ symbolise la densité des vecteurs dans l'angle solide infiniment petit d'orientation γ ou encore la probabilité pour que les vecteurs soient compris dans cet angle solide.

Observons que la possibilité de représenter complètement une répartition à l'aide d'une seule variable γ suppose que la distribution a une infinité de plans de symétrie parallèles à la direction privilégiée, qui est un « axe de répétition » d'ordre infini ou encore « axe d'isotropie » (brièvement : symétrie de révolution). Il en sera

toujours ainsi dans les cas considérés (contrainte uniforme axée, aimantation par champ magnétique uniforme).

N désignant le nombre des particules de la mosaïque (domaines de WEISS) contenues dans l'unité de volume, la condition suivante doit évidemment être satisfaite quelle que soit la répartition.

$$\int_0^\pi 2\pi f(\gamma) \sin \gamma d\gamma = N \quad (8)$$

A chaque fonction $f(\gamma)$ déterminée correspond une polarisation moyenne du corps, laquelle peut être symbolisée aisément; mais la réciproque n'est pas vraie: une polarisation macroscopique étant donnée, une infinité de répartitions peuvent y conduire. Comme répartition très particulière et dont nous aurons à faire usage,

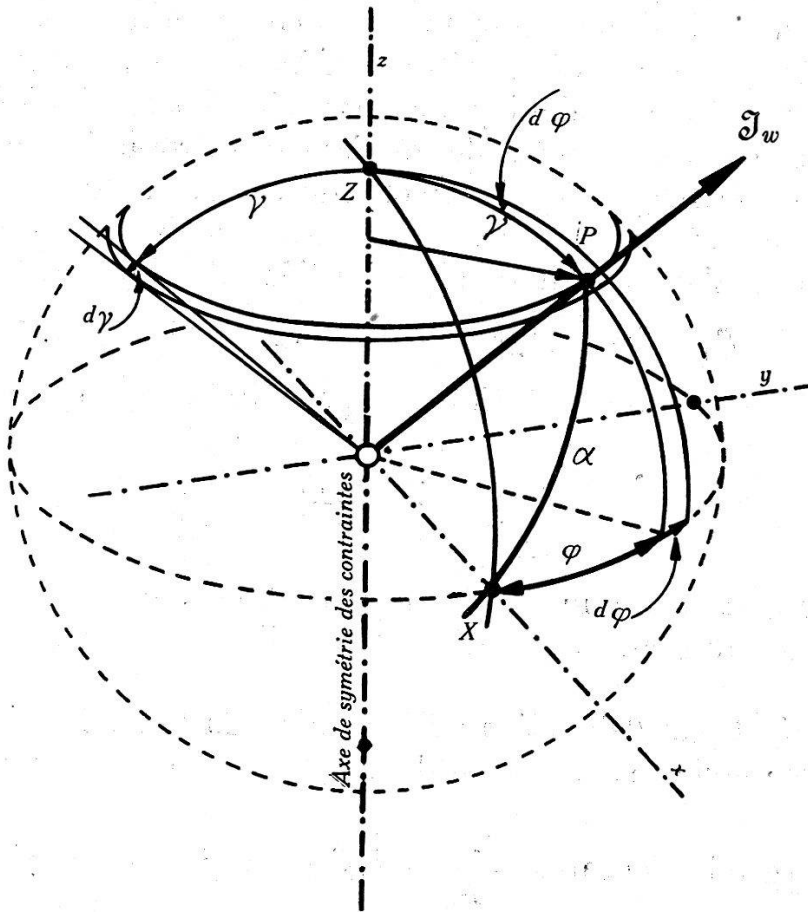


Fig. 2.

notons celle où toutes les directions sont également représentées (répartition isotrope); elle s'exprime simplement par

$$f(\gamma) = N/4\pi = \text{const.} \quad (9)$$

Le corps est alors dénué de toute polarisation observable (tant vectorielle que tensorielle).

6. Polarisation, déformation et pouvoir thermoélectrique.

Reprenons l'hypothèse que j'ai proposée il y a bien des années : le pouvoir thermoélectrique est fortement altéré par l'aimantation spontanée, et de plus la modification est anisotrope : seule cette anisotropie spontanée (qui est d'ailleurs faible par rapport à la variation principale, v. § 3 in fine) entre en ligne de compte ici. Symbolisons-là comme précédemment par deux coefficients liés l'un à la direction de \mathfrak{J}_w , l'autre à la direction normale et tels que

$$\mathcal{E}_{\parallel} = \eta_{\parallel} \text{grad } t \quad \mathcal{E}_{\perp} = \eta_{\perp} \text{grad } t \quad (10)$$

Posons en outre

$$\eta_{\parallel} - \eta_{\perp} = k \eta_{\perp} \quad (11)$$

La recherche du pouvoir thermoélectrique observable du corps considéré revient, étant donnée une polarisation déterminée par une $f(\gamma)$, au calcul de la moyenne des composantes des vecteurs $\eta \text{ grad } t$ dans une direction quelconque. Mais on a vu plus haut qu'il suffit d'exécuter ce calcul pour *deux directions privilégiées*. Nous choisissons naturellement celles de l'axe d'isotropie (des contraintes mécanique ou magnétique) et celle de ses normales.

Raisonnant sur un quelconque des domaines de la mosaïque comme nous l'avons fait pour écrire l'équation (5)

$$\mathcal{E}_{\parallel} = (\Theta + \Delta_x \Theta \cos^2 \psi + \Delta_y \Theta \sin^2 \psi) \text{grad } t$$

et tenant compte des notations un peu différentes, on trouve aisément :

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{\parallel} &= (\eta_{\parallel} \cos^2 \psi + \eta_{\perp} \sin^2 \psi) \text{grad } t \\ &= \eta_{\perp} (1 + k \cos^2 \psi) \text{grad } t \end{aligned} \quad (12)$$

\mathcal{E} désignant la composante du « champ » thermoélectrique dans la direction du gradient thermique et ψ l'angle de ce gradient avec \mathfrak{J}_w .

Gradient parallèle à l'axe d'isotropie. La fig. 2 légitimera aisément l'expression suivante de la moyenne suivant cet axe (oz)

$$\Theta_{\parallel} \text{grad } t = \text{grad } t \cdot \frac{2\pi}{N} \int_0^{\pi} f(\gamma) \sin \gamma (1 + k \cos^2 \gamma) d\gamma$$

ou

$$\Theta_{\parallel} = \eta_{\perp} \left(1 + \frac{2\pi k}{N} \int_0^{\pi} f(\gamma) \sin \gamma \cos^2 \gamma d\gamma \right) \quad (13)$$

ou aussi

$$\Theta_{\parallel} = \eta_{\perp} \left(1 + k - \frac{2\pi k}{N} \int_0^{\pi} f(\gamma) \sin^3 \gamma d\gamma \right)$$

Gradient normal à l'axe d'isotropie de la polarisation (suivant 0x fig. 2) Le calcul est ici un peu plus compliqué par la nécessité d'introduire le nouvel angle α du gradient avec \mathcal{J}_w et de choisir comme élément d'intégration un angle solide infiniment petit du second ordre $\sin \gamma d\gamma d\varphi$.

En laissant d'ailleurs tomber grad t , on trouve

$$\Theta_{\perp} = \frac{\eta_{\perp}}{N} \int_0^{\pi} f(\gamma) \sin \gamma d\gamma \int_0^{2\pi} (1 + k^2 \alpha) d\varphi \quad (14)$$

le triangle sphérique PXZ exige que

$$\cos \alpha = \sin \gamma \cos \varphi$$

d'où

$$\Theta_{\perp} = \frac{\eta_{\perp}}{N} \int_0^{\pi} f(\gamma) \sin \gamma d\gamma (1 + k \sin^2 \gamma \cos^2 \alpha) d\varphi$$

qui se réduit finalement à

$$\Theta_{\perp} = \eta_{\perp} \left(1 + \frac{\pi k}{N} \int_0^{\pi} f(\gamma) \sin^3 \gamma d\gamma \right) \quad (15)$$

Pour simplifier l'écriture, posons une fois pour toutes

$$\int_0^{\pi} f(\gamma) \sin^3 \gamma d\gamma = p \quad (16)$$

C'est là une intégrale qui exprime un caractère purement géométrique de la polarisation*).

Ces formules générales résolvent le problème et ont permis d'établir presque sans calcul nombre de propriétés que l'expérience avait fait soupçonner. Voici quelques exemples frappants.

Et d'abord le pouvoir thermoélectrique du corps *dénué de toute polarisation* (répartition isotrope)

$$\begin{aligned} \Theta_{\text{is}} &= \eta_{\perp} \left(1 + \frac{\pi k}{N} \int_0^{\pi} \frac{N}{\pi} \sin^3 \gamma d\gamma \right) = \\ &= \eta_{\perp} \left(1 + \frac{k}{3} \right) = \frac{1}{3} (2 \eta_{\perp} + \eta_{\parallel}) \end{aligned} \quad (17)$$

*) L'aimantation macroscopique \mathcal{J} s'exprime immédiatement à l'aide de la fonction γ ainsi:

$$\mathcal{J} = 2\pi \frac{\mathcal{J}_w}{N} \int_0^{\pi} f(\gamma) \sin \gamma \cos \gamma d\gamma$$

où le changement de signe du facteur trigonométrique dans l'intervalle d'intégration fait immédiatement ressortir la différence de symétrie avec les phénomènes de conduction régis par l'intégrale p (16) où figure $\sin^3 \gamma$ marquant l'indifférence à ces effets du sens des vecteurs \mathcal{J}_w .

Calculons ensuite les variations de pouvoir thermoélectrique que l'établissement d'une polarisation provoque tant dans sa direction que normalement à elle :

$$\Theta_{\parallel} - \Theta_{is} = \Delta_{\parallel} \Theta = 2k\eta_{\perp} \left(\frac{1}{3} - p \frac{\pi}{N} \right) = 2(\eta_{\parallel} - \eta_{\perp}) \left(\frac{1}{3} - p \frac{\pi}{N} \right) \quad (18)$$

$$\Theta_{\perp} - \Theta_{is} = \Delta_{\perp} \Theta = -k\eta_{\perp} \left(\frac{1}{3} - p \frac{\pi}{N} \right) = -(\eta_{\parallel} - \eta_{\perp}) \left(\frac{1}{3} - p \frac{\pi}{N} \right) \quad (19)$$

D'où découle immédiatement que, quel que soit le degré atteint par la polarisation observable :

$$\Delta \Theta_{\parallel} / \Delta \Theta_{\perp} = -2 * \quad (20)$$

D'où découle encore une *mesure de l'anisotropie* accompagnant la polarisation par la différence $\Delta \Theta$ des pouvoirs thermoélectriques principaux :

$$\begin{aligned} &= \Delta \Theta_{\parallel} - \Delta \Theta_{\perp} = |\Delta_{\parallel} \Theta| + |\Delta_{\perp} \Theta| = \\ &= 3k\eta_{\perp} \left(\frac{1}{3} - p \frac{\pi}{N} \right) = 3(\eta_{\parallel} - \eta_{\perp}) \left(\frac{1}{3} - p \frac{\pi}{N} \right) \end{aligned} \quad (21)$$

Pour nos effets d'origine mécanique, longitudinaux et transversaux, il suffit de substituer les valeurs trouvées des Δ dans les formules (6) et (7).

Il vient pour l'effet transversal :

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{\perp} &= \frac{1}{2} (\Delta_y \Theta - \Delta_x \Theta) \text{ grad } t \\ &= -\frac{3}{2} k\eta_{\perp} \left(\frac{1}{3} - p \frac{\pi}{N} \right) \text{ grad } t = -\frac{3}{2} (\eta_{\parallel} - \eta_{\perp}) \left(\frac{1}{3} - p \frac{\pi}{N} \right) \text{ grad } t \end{aligned} \quad (21)$$

et pour l'effet longitudinal (variation)

$$\begin{aligned} \Delta \mathcal{E}_{\parallel} &= \frac{1}{2} (\Delta_y \Theta + \Delta_x \Theta) \text{ grad } t \\ &= \frac{1}{2} k\eta_{\perp} \left(\frac{1}{3} - p \frac{\pi}{N} \right) \text{ grad } t = +\frac{1}{2} (\eta_{\parallel} - \eta_{\perp}) \left(\frac{1}{3} - p \frac{\pi}{N} \right) \text{ grad } t \end{aligned} \quad (22)$$

*) C'est là une loi remarquable qui s'est tout d'abord manifestée dans des expériences sur la magnétorésistance vers la saturation, et qui a reparu ensuite ailleurs; on voit ici son origine profonde et la généralité à laquelle elle peut prétendre; j'en ai discuté dans diverses publications antérieures.

Et il apparaît une propriété analogue à celle des f.e.m. magnétothermoélectriques justifiée plus haut

$$\Delta \mathcal{E}_{\parallel} / \mathcal{E}_{\perp} = -\frac{1}{3} \quad (23)$$

quel que soit le degré de polarisation.

Toutes ces expressions condensent quantitativement la théorie basée sur nos hypothèses : elles ramènent les effets mécanothermoélectriques aux anisotropies magnétothermoélectriques spontanées des domaines de WEISS.

7a. Communauté d'origine des effets de la déformation et de ceux de l'aimantation. Le sens de l'effet transversal.

La théorie postule en substance une origine microphysique commune aux effets prévus et observés et aux forces électromotrices d'aimantation.

La voie pour prévoir le sens du phénomène est donc de combiner les orientations générales que les contraintes imposent aux moments élémentaires avec la direction relative des gradients thermiques et de faire ensuite entrer en ligne de compte ce que l'on sait des anisotropies thermoélectriques élémentaires des groupements de la mosaïque.

On sait, et la théorie des magnétostrictions spontanées en rend compte, que les moments élémentaires du nickel tendent à se placer *normalement* à la direction d'une extension et que ceux du fer se comportent de même dans leur *majorité*. En sorte que la torsion des tubes en *vis droite* par exemple crée une orientation apolaire en *vis gauche* (moments tangents à des hélices gauches, voir fig. 5 de ¹⁾).

Les phénomènes thermoélectriques étant sensibles à la direction (mais non au sens des moments), nous assimilons le tube à un aimant à lignes d'induction hélicoïdales de 45° de pente ; on sait d'autre part qu'une aimantation macroscopique altère le pouvoir thermoélectrique propre parallèle à elle en *sens inverse du gradient thermique*, et dans son sens *normalement* à elle ; dès lors une hélice gauche de *lignes d'induction* doit donner des courants tournant à droite, c.-à-d. des courants régis par l'*hélice des lignes d'extension* qui est à droite.

Or, c'est exactement la règle que l'expérience a établie (voir ¹⁾ § 7).

7b. Communauté d'origine des effets de la déformation et de ceux de l'aimantation. La valeur numérique de l'effet transversal.

La liaison avec les forces électromotrices d'aimantation est donnée ici de la manière la plus immédiate et la plus simple par la formule (6).

$$\mathcal{E}_{\perp} = \frac{1}{2} (\Delta_y \Theta - \Delta_x \Theta) \text{ grad } t.$$

Le facteur entre parenthèses est évidemment identique à

$$\Delta \Theta = |\Delta_{\parallel} \Theta| + |\Delta_{\perp} \Theta| \quad (21)$$

dont nous avons vu qu'il mesure l'anisotropie du pouvoir thermo-électrique créé par aimantation macroscopique. Le travail précité de T. KOUSMINE a établi pour ce facteur les chiffres suivants qui s'appliquent à la matière aimantée à *saturation*:

$$\begin{array}{ll} \text{pour Ni . . .} & 43,7 \cdot 10^{-8} \text{ Volt/degré} \\ \text{pour Fe . . .} & 14,8 \cdot 10^{-8} \text{ Volt/degré} \end{array}$$

Il faut les diviser par 2 pour obtenir l'effet transversal théorique formule (6).

Mettons en regard les valeurs maximum (saturation élastique) de cet effet d'après les expériences de PERRIER et AZAD:

$$\begin{array}{ll} \text{Ni} & 81 \cdot 10^{-8} \text{ Volt/degré} \\ \text{Fe} & 42 \cdot 10^{-8} \text{ Volt/degré} \end{array}$$

Les ordres de grandeurs sont bien ceux que l'on doit prévoir, mais les chiffres diffèrent notablement: l'effet mécano-thermoélectrique serait 3,7 fois trop fort pour le nickel, 5,8 fois trop fort pour le fer.

A premier examen, cet excès, si l'on peut dire, du succès de la théorie pourrait donner à penser que le phénomène comporte une part interprétable à la manière proposée et une autre d'un mécanisme différent.

8. Limites de validité de deux suppositions.

Avant de recourir à une telle supposition, il faut faire entrer en ligne de compte, et notamment dans des recherches ultérieures les deux facteurs que voici, l'un proprement *expérimental*, l'autre d'ordre *théorique*.

Pour la comparaison des chiffres d'origines aussi différentes que des excitations mécaniques et des excitations magnétiques, nous

avons dû les rapporter des deux côtés à l'unité de gradient thermique. Dans les mesures de PERRIER et AZAD, cette grandeur est calculée à partir du phénomène global en postulant l'uniformité de ce gradient, soit une répartition linéaire de la température tout au long des cylindres d'essai.

En raison de la faible section conductrice (paroi mince) et de l'étendue relativement forte au contraire de la surface latérale, la déperdition par cette surface, en dépit de la protection d'ouate, n'est sans doute pas négligeable. En sorte que le gradient va certainement s'accroissant vers l'extrémité chaude; or la bobine d'exploration occupait précisément le premier tiers de la longueur vers cette extrémité-là; en sorte que les effets observés étaient certainement *plus intenses* que si la bobine s'était étendue à toute la longueur, réalisant elle-même un gradient moyen sur la différence entière de la température.

Une part de l'écart avec les chiffres basés sur les f.e.m. d'aimantation est donc due sans aucun doute à ce mode de calcul. Mais cette cause de divergence avec les conditions théoriques n'a naturellement aucune influence sur les variations relatives des phénomènes.

Quant au fait théorique, il réside dans la supposition même invoquée à propos de la comparaison numérique: celle que les phénomènes de saturation thermoélectrique correspondent à des *polarisations identiques* (identité des intégrales p) dans les deux cas de la contrainte mécanique et de la contrainte magnétique. Or, si dans le dernier la répartition des vecteurs \mathfrak{F}_w est certaine — le parallélisme — on n'en peut dire autant avec les déformations.

Pour le *nickel* d'abord, une contrainte d'extension uniforme doit distribuer les moments spontanés normalement à sa direction, c.-à-d. *équatorialement*; il règne, à vrai dire, dans le tube une compression normale à l'extension, mais il est presque certain qu'elle ne rassemble pas cette infinité de directions équatoriales en un seul faisceau parallèle, distribution requise pour la comparaison avec la saturation magnétique.

Les mêmes observations sont applicables au fer, et on se rappellera au surplus que dans le cristal de ce métal, la magnétostriction se manifeste positivement et négativement selon la direction de l'aimantation par rapport aux axes de symétrie; une même contrainte provoque en conséquence des rotations en sens contraire selon la direction de la contrainte. Il est donc à plus forte raison certain qu'à la *saturation élastique*, la répartition des moments dans le fer n'est pas le parallélisme total que comporte la *saturation*

magnétique: la supposition faite pour suggérer la comparaison ne saurait donc prétendre davantage qu'à une grossière approximation et on doit en conclure que les valeurs de l'effet, tirées à l'aide de cette hypothèse, des forces électromotrices d'aimantation, ne peuvent pas être identiques à celles de l'observation directe.

9. Thermoélectricité d'aimantation et thermoélectricité de déformation dans le fer.

La confrontation des phénomènes d'origine élastique avec ceux d'origine magnétique est de nature à apporter d'autres clartés encore dans l'interprétation des uns et des autres. Et c'est le fer qui se montre ici encore le plus suggestif.

Mettons en regard les dépendances expérimentales force mécano-thermoélectrique en fonction de la contrainte et force thermoélectrique en fonction du champ inducteur. Un contraste essentiel et paradoxal frappe au premier examen: l'accession à la saturation rappelle fidèlement une *courbe d'aimantation* dans le cas précisément de la *cause mécanique sans aimantation* tandis qu'au contraire l'aimantation dans ses conditions classiques correspond à une courbe de réponse électrique avec deux régions où la variation est de signe inverse, séparées par un maximum caractérisé; l'accession à la saturation se fait cette fois par les valeurs décroissantes *vers un chiffre notablement plus bas que le maximum* (voir fig. 3 qui résume l'essentiel des résultats de T. KOUSMINE). L'expérience ne saurait marquer mieux que dans l'un et l'autre cas les polarisations doivent présenter des différences caractérisées autres encore que celles du *sens* des vecteurs.

Le cadre de cet article est trop étroit pour tenter d'y élucider en détail les facteurs qui pourraient entrer en ligne de compte dans ce singulier comportement. Je vais donc me borner à indiquer la voie qui me paraît ouverte.

Considérons un quelconque des cristallites du conglomerat, non plus un groupement de WEISS (7).

Les directions d'équilibre des moments sont, en l'absence de toute contrainte, celles des trois axes quaternaires (100). Sous une contrainte *mécanique*, leurs nouvelles positions seront régies par une condition de minimum d'énergie, dans laquelle grandeur entrent les couplages *réticulaires* d'abord, puis le *potentiel de déformation* (y compris la striction spontanée). Sous contrainte magnétique (action d'un champ extérieur), *les mêmes couplages entrent en jeu*, mais il s'y ajoute *l'énergie des moments dans le champ*.

Très schématiquement, les vecteurs \mathfrak{J}_w partant de leurs directions naturelles (100) tendent sous l'action d'un champ partant de 0, à se rapprocher d'abord d'autres positions de symétrie du cristal et ce sont seulement des champs beaucoup plus intenses qui peuvent finalement amener les moments vers le parallélisme. Il paraît naturel de penser qu'une tension mécanique doit limiter son effet d'orientation dans les cristaux à la première étape, la plus naturelle en l'absence de l'énergie magnétique.

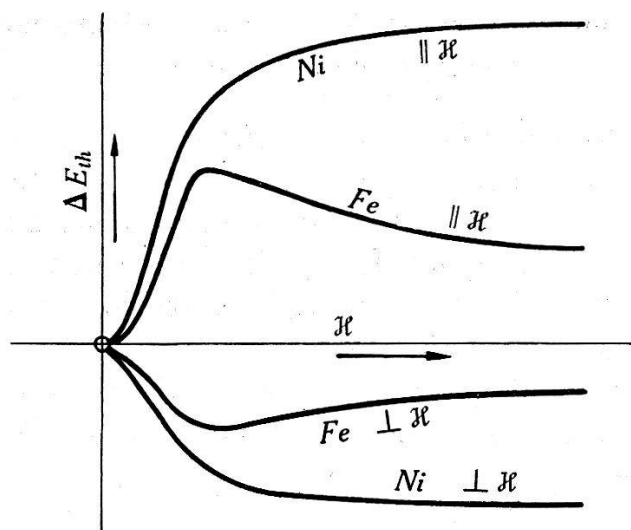


Fig. 3.

S'il en est ainsi, le degré de polarisation (valeur de l'intégrale p) qui doit être pris comme base de comparaison entre les deux groupes de phénomènes n'est pas la *saturation magnétique*, mais beaucoup plus approximativement celui qui correspond au maximum de *force électromotrice d'aimantation*.

Reprenons la comparaison sur la base du chiffre de ce maximum observé par T. KOUSMINE. On trouve cette fois :

$$\frac{\text{Eff. mécanique}}{\text{Eff. magnétique}} = \frac{42 \cdot 10^{-8}}{11 \cdot 10^{-8}} = 3,8$$

nombre en accord à la certitude près autorisée par les expériences diverses avec celui de 3,7 trouvé plus haut pour le nickel à saturation.

De cette coïncidence beaucoup meilleure, il serait prématuré de tirer une conclusion autre que l'espoir de trouver, dans la direction théorique indiquée, justification de la communauté complète du mécanisme de deux groupes d'effets forts différents par leur mode de production et aussi l'explication de la variation si énigmatique des

forces magnétoélectromotrices du fer. Aussi bien, seules les expériences sur des monocristaux pourront être concluantes sur ce point; elles devront pour cela décider avant tout si vraiment l'anisotropie thermoélectrique spontanée dépend si fortement du passage des moments d'une direction de symétrie du cristal à des directions obliques, alors que, je tiens à le signaler ici, *on n'a observé rien de semblable pour la résistivité électrique*. — Je reviens sur ce point plus loin.

10. Répercussions d'ordre général sur les mécanismes du courant électrique dans les métaux.

De tout ce qui précède, nous sommes donc fondés à admettre que les effets thermoélectriques de déformations *mécaniques* sont au fond des manifestations de la dépendance entre les électrons de conduction et le *ferromagnétisme*, qu'ils seraient ininterprétables sans l'aide de la théorie actuelle de l'aimantation spontanée et corrélativement du champ moléculaire.

Je voudrais maintenant faire ressortir qu'outre cela et plus généralement, ces effets présentent des caractères de nature à modifier de manière assez essentielle la théorie de la conduction métallique.

Observons une fois de plus que les courants observés circulent à *angle droit*, non seulement avec le *gradient de température*, mais aussi avec le *champ électrique* qui équilibre la force électromotrice thermoélectrique. Ainsi il n'existe aucune différence de potentiel ni de température le long des lignes de courant et mieux encore, il ne peut y apparaître *aucune composante de champ électrique*. J'insiste pour marquer qu'on ne saurait ici faire appel à une description du genre de celle des courants induits dans un circuit circulaire et homogène par un flux de répartition coaxiale (champ circulaire sans différence de potentiel).

On pourrait dire, à la manière classique, que nous avons une force électromotrice thermoélectrique. J'ai procédé ainsi plus haut en formulant des réserves; mais il importe alors de répéter que la définition de la valeur numérique de cette f.e.m. est *purement conventionnelle* (voir art. P. et A., p. 473 § 6).

Les courants (seul phénomène objectif) ne s'accompagnent en effet d'aucune transformation d'énergie dans le système considéré; de la chaleur se dégrade par conduction il est vrai, mais cette dégradation s'accomplit tout aussi bien dans l'échantillon non déformé ou les courants n'existent pas; et d'ailleurs, de toute façon le flux de chaleur est ici *conservatif*.

En vérité, *on ne saurait plus parler d'une résistance* ni corrélativement d'un effet Joule pour ces courants *normaux aux deux gradients*, car la définition même de la résistivité doit faire appel à un champ ou à un potentiel d'origine extérieure. En toute correction, l'expression qui convient ici est que c'est la matière elle-même (les ions du réseau) qui pousse les électrons et que de tels courants sont des *sortes de supercourants*. Comme ils ne sont évidemment pas identiques à ceux que l'on entretient dans des superconducteurs à très basse température, j'ai introduit il y a longtemps déjà pour des cas semblables, le terme *d'autocourants*.

Et voici un cas particulier où l'on reconnaîtra de manière particulièrement frappante les caractéristiques qui nous occupent : Dans le cylindre d'expérience, superposons au courant calorifique axial un courant électrique axial lui aussi ; on peut toujours lui donner une intensité telle que le gradient de potentiel s'annule (cette intensité particulière est alors celle de l'« auto-courant thermoélectrique ») ; le cylindre entier constitue alors un *espace équipotentiel* et les courants transversaux qu'une torsion va entretenir ont comme seule cause l'état de la matière et son gradient thermique (toujours normal), il n'agit plus *aucun agent d'ordre électrique*, et il n'y a toujours aucune transformation de chaleur.

Il paraît clair que les théories du courant métallique fondées exclusivement sur le gaz électronique — même dans ses formes modernes — avec ses gradients d'énergie et le champ électrique comme « moteurs » ne peuvent rendre compte de phénomènes de types semblables. C'est à des mécanismes faisant jouer à l'édifice réticulaire (modifié par exemple par le champ électrique) un rôle actif qu'il faudra, nécessairement je pense, faire appel. On sait que la première théorie de J. J. THOMSON (antérieure à celle du gaz électronique), pour vieillie qu'elle soit maintenant, était un type extrême du genre ; depuis lors P. W. BRIDGMAN et C. BENEDICKS ont travaillé avec succès dans cette direction, et j'y suis moi-même revenu à plusieurs reprises en me basant en particulier sur les effets nombreux se rattachant au magnétogalvanisme. Plus récemment, des recherches magnétogalvaniques de la Reichsanstalt ont à nouveau accusé cette nécessité⁹).

J'avais aussi signalé, à son appui, des essais sur des cristaux, mais que leur exécution pratiquement impossible réduisait au rôle de « Gedankenexperimente ». Les phénomènes ici discutés les ont fait entrer par une autre voie dans le domaine des réalités.

Laboratoire de Physique de l'Université de Lausanne.

Index bibliographique.

¹) PERRIER et AZAD: Les lois expérimentales du nouvel effet thermomécano-électrique transversal. H.P.A. v. XVII. (1944) p. 463.

²) A. PERRIER: Lignes générales d'une théorie de la conduction métallique et application de la théorie à divers phénomènes (Soc.s. de Physique Bâle, 2. IX. 1927). Arch. des sc. phys. et nat. (5), v. 9 (1927), p. 347 et 343; notes très brèves développées dans la publication suivante: A. PERRIER: Interprétation unitaire des particularités de la conduction des milieux ferromagnétiques. Soc. s. de phys. Neuchâtel, 6 mai 1930, H.P.A., v. 3, 1930, p. 400.

³) A. PERRIER: Groupes de phénomènes électriques et thermiques liés aux déformations élastiques et plastiques. Soc. s. de Phys. Lausanne, 4. V. 1935, H.P.A. v. 8 (1935), p. 329.

⁴) A. PERRIER: Observation de nouveaux effets translationnels des déformations sur la conduction métallique. Soc. s. de phys. Einsiedeln, 18. VIII. 1935; H.P.A. v. 8 (1935), p. 495.

⁵) A. PERRIER: Théorème sur la variation des effets magnétogalvaniques transversaux et effets connexes dans les milieux magnétiques. Soc. s. de physique Altdorf 2. IX. 1933, H.P.A. v. 6 (1933), p. 461.

⁶) A. PERRIER: Théorèmes sur les effets magnétogalvaniques longitudinaux et effets connexes sans les milieux ferromagnétiques. Soc. s. de phys. Locarno 24. IX. 1939, Actes Soc. Helv. Sc. nat. 1939 (p. 15).

⁷) A. PERRIER: Une interprétation de la loi des forces électromotrices thermoélectriques d'aimantation du fer. *id.* page 17.

⁸) Voir p. ex. l'ouvrage classique: J. A. EWING, Magnetic Induction in Iron and other Metals, §§ 136—139.

⁹) Voir p. ex. série de publications de E. JUSTI et collaborateurs in *Physikalische Zeitschrift* des dernières années.