

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 35 (1962)  
**Heft:** VII-VIII

**Artikel:** Résistivité électrique et thermique du nickel pur et d'un alliage fer-nickel en champ magnétique aux basses températures  
**Autor:** Berger, L. / Rivier, D.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-113294>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. 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. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

### **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. [Voir Informations légales.](#)

### **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. [See Legal notice.](#)

**Download PDF:** 15.10.2024

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

# Résistivité électrique et thermique du Nickel pur et d'un Alliage Fer-Nickel en Champ magnétique aux basses Températures

par **L. Berger\***) et **D. Rivier**

(Laboratoire de Physique de l'Université de Lausanne)

(10. V. 62)

*Summary.* The electrical and thermal conductivities of two samples of nickel and of one sample of a 15% Fe-85% Ni alloy have been measured in a magnetic field at 4,2° K and at 80,5° K. Transverse fields up to 2,2 Vs/m<sup>2</sup> (22 KG), and longitudinal fields up to 0,18 Vs/m<sup>2</sup> (1,8 KG) were applied. The Wiedemann-Franz law was found to be valid in most cases in the presence of the field, at 4,2° K.

## 1. Introduction

Le but de ce travail est l'étude expérimentale de la résistivité électrique et de la résistivité thermique des ferromagnétiques en champ magnétique aux basses températures; certains résultats préliminaires avaient déjà fait l'objet d'une communication<sup>1)</sup>. Des mesures faites sur un alliage de pureté industrielle<sup>2)</sup>, de composition 24% Fe-76% Ni, ne sont pas reprises dans le présent article.

Il existe déjà de nombreuses données expérimentales concernant la résistivité électrique des ferromagnétiques en champ magnétique<sup>3)</sup>. Par contre, les données concernant la résistivité thermique en champ magnétique sont, presque toutes, anciennes et contradictoires<sup>4)</sup>. Notons cependant un travail de BORDONI<sup>5)</sup>, et une communication récente de PAPADIMITRAKI<sup>6)</sup>. La résistivité thermique de certains ferrimagnétiques isolants a été mesurée en champ magnétique par DOUTHETT et FRIEDBERG<sup>7)</sup> et d'autres auteurs<sup>39) 40)</sup>.

Même dans les métaux non-ferromagnétiques, les mesures simultanées de résistivité électrique et thermique en champ magnétique publiées par quelques auteurs<sup>8) 9) 10)</sup> ont été faites à des températures où les

---

\*) Adresse actuelle: Carnegie Institute of Technology, Department of Physics, Pittsburgh 13, Pennsylvania, USA.

collisions ne sont pas élastiques et où, par conséquent, une comparaison avec la loi de Wiedemann-Franz est sans signification précise.

## 2. Appareillages de mesure

La mesure de la résistivité électrique des échantillons se fait au moyen d'un potentiomètre Diesselhorst. On compare la différence de potentiel entre deux prises de potentiel fixées sur l'échantillon cylindrique, à la différence de potentiel entre les bornes d'une résistance étalon parcourue par le même courant électrique. L'échantillon est placé verticalement dans un bain d'hélium liquide ou d'air liquide.

Pour la mesure <sup>11)</sup> <sup>12)</sup> de la résistivité thermique, l'échantillon est isolé du bain par une enceinte ou règne un vide de  $10^{-5}$  Torr. Le courant de chaleur qui parcourt l'échantillon est produit par une résistance en constantan de  $1800 \Omega$ , soudée à l'extrémité inférieure de l'échantillon. Deux résistances de carbone aggloméré Stackpole (ou Allen-Bradley)  $1/2 W$ ,  $1000 \Omega$ , sont fixées en deux points de l'échantillon et servent de thermomètres. Ces résistances de carbone  $R_A$  et  $R_B$  sont montées dans deux branches adjacentes d'un pont de Wheatstone (Fig. 1), de manière que le galvanomètre  $G$  du pont indique directement la différence de température entre les deux points de l'échantillon, d'où la résistivité thermique de ce dernier.

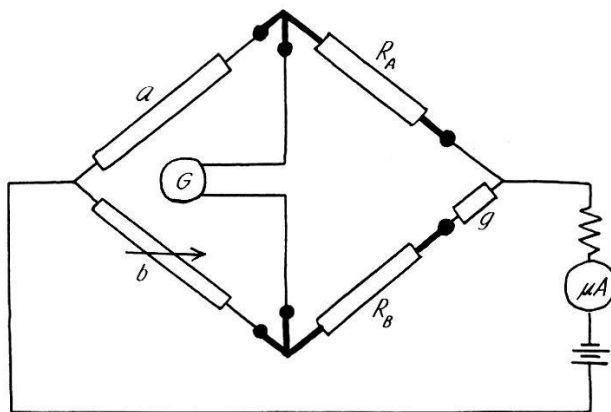


Fig. 1

Pont de mesure différentielle des thermomètres à résistance de carbone  $R_A$  et  $R_B$ .

De tels ponts de mesure différentielle ont déjà été utilisés par plusieurs auteurs <sup>12)</sup> <sup>13)</sup> <sup>14)</sup> <sup>15)</sup>. L'emploi de ces ponts est spécialement avantageux quand il s'agit de déceler de très petites variations de la résistivité thermique de l'échantillon, dues par exemple à l'action d'un champ magnétique extérieur. Si  $R_A$  et  $R_B$  ne sont pas exactement identiques, une résistance fixe  $g$  est placée en série avec le thermomètre le plus sensible

(ici  $R_B$ ). Le galvanomètre  $G$  est un instrument Cambridge Darsonval, 520  $\Omega$ .

Chaque thermomètre est relié au pont par trois lignes, indiquées en traits gras sur la figure 1; ce montage, dû à SIEMENS<sup>33</sup>), élimine l'influence de la résistance des lignes.

Lorsque la variation en champ magnétique de la résistivité thermique, qui est à mesurer, est inférieure à 10%, il est avantageux d'enregistrer les déviations du galvanomètre  $G$  sur une bande de papier en fonction du temps; cela permet de reconnaître et d'éliminer plus facilement les dérives et fluctuations aléatoires, présentes dans ces déviations. Nous avons construit pour cela un «suiveur de spot» à cellule photoélectrique, qui n'est pas représenté sur la figure 1.

Les champs extérieurs perpendiculaires à la longueur de l'échantillon sont produits par un électroaimant, et atteignent 2,2 Vs/m<sup>2</sup> (22 kG). Les champs extérieurs parallèles sont produits par une bobine sans fer, et atteignent 0,18 Vs/m<sup>2</sup> (1,8 kG). Ces champs sont déterminés à l'aide de la valeur du courant électrique parcourant l'électroaimant ou la bobine, et à l'aide d'une courbe d'étalonnage, à 4% près.

Après chaque application du champ magnétique longitudinal, l'échantillon est désaimanté au moyen d'un champ magnétique de sens opposé, choisi de manière à annuler l'aimantation rémanente. Cette dernière est mesurée par une méthode balistique. La désaimantation n'est pas nécessaire dans le cas d'un champ transversal, à cause de la grandeur du coefficient démagnétisant.

### 3. Mesure de la résistivité électrique en champ magnétique Élimination des parasites

Nous avons constaté que la résistivité électrique  $\rho_0$  de nos échantillons, mesurée sans champ magnétique extérieur, dépendait de la valeur du courant électrique passant dans l'échantillon. Cet effet, atteignant 1% pour un courant de 0,7 A dans l'échantillon 15% Fe-85% Ni à 4,2° K, est probablement dû au champ magnétique produit par le courant lui-même. Le champ agit sur la résistivité  $\rho_0$  en alignant l'aimantation perpendiculairement au courant<sup>16</sup>). Les valeurs de  $\Delta\rho_{\parallel}/\rho_0$  et de  $\Delta\rho_{\perp}/\rho_0$  (voir plus loin les équations (3)) sont atteintes par cet effet parasite. Heureusement les valeurs de l'anisotropie ferromagnétique  $\Delta\rho/\rho_0$  (équation (4)) ne sont pratiquement pas touchées.

Dans les mesures électriques ou thermiques en champ transversal, la moindre obliquité de l'échantillon modifie sensiblement la valeur de la résistivité, pour des champs magnétiques de l'ordre du tiers des champs nécessaires à la saturation. Cet effet<sup>17</sup>, aussi observé dans les mesures d'effet Hall<sup>18</sup>)<sup>19</sup>), est dû à la grande différence entre le coefficient dé-

magnétisant longitudinal et le coefficient transversal à l'échantillon. Nous avons systématiquement utilisé cet effet pour orienter exactement nos échantillons.

Nos mesures à 80° K ont été faites en utilisant un bain d'air liquide; en effet, pendant la plus grande partie de nos investigations, l'azote liquide n'était disponible dans le laboratoire. C'est seulement à la fin de nos mesures que, par hasard, nous avons trouvé un article de KAPITZA et MILNER<sup>20</sup>) montrant que la température d'un bain d'air liquide (ou d'azote liquide faiblement contaminé d'oxygène) varie sensiblement en champ magnétique. Des mesures directes ont indiqué une élévation de température atteignant environ 0,3° K dans les champs les plus intenses (2,2 Vs/m<sup>2</sup>) que nous avons utilisés. Cet effet se traduit par une variation de la résistivité électrique ou thermique de l'échantillon en champ magnétique. Il n'est pas possible de corriger les résultats de mesures, car cette variation parasite, de l'ordre d'une fraction de pourcent aux forts champs, varie d'un jour à l'autre avec la teneur de l'air liquide en oxygène. Nous en tenons compte en augmentant, aux hautes valeurs du champ, les incertitudes accidentelles estimées.

#### **4. Mesure de la résistivité thermique en champ magnétique** **Elimination des parasites**

En général le champ magnétique extérieur provoque des variations  $\Delta R_A$ , respectivement  $\Delta R_B$ , sur la résistance électrique des thermomètres  $R_A$  et  $R_B$  (fig. 1). Il a aussi une action directe sur le cadre du galvanomètre  $G$  si ce dernier est proche de l'électroaimant. La chaleur dégagée par l'électroaimant pendant son fonctionnement peut provoquer des couples thermo-électriques dans le pont des thermomètres. Il existe un grand nombre de telles actions perturbatrices, qu'il s'agit d'éliminer.

Pour cela, on mesure le déplacement du spot du galvanomètre  $G$  provoqué par l'introduction d'un champ magnétique donné, le courant de chaleur parcourant l'échantillon étant nul; ce déplacement est entièrement dû aux effets parasites sus-mentionnés. Puis on mesure le même déplacement, le courant de chaleur ayant une valeur non-nulle; ce déplacement est dû à la fois aux effets parasites, et à la réelle variation en champ magnétique de la résistivité thermique  $w$  de l'échantillon. Par soustraction, on tire la variation de  $w$ . On peut répéter cette détermination pour d'autres valeurs du champ magnétique. La variation de  $w$  due à un champ magnétique parallèle ou perpendiculaire au courant de chaleur est désignée par  $\Delta w_{\parallel}/w_0$ , respectivement par  $\Delta w_{\perp}/w_0$ , selon une notation correspondant à celle employée pour les résistivités électriques (voir les équations (3)).

Il existe cependant deux effets parasites qui ne sont pas éliminés par cette technique de mesure. Le premier est l'effet du champ magnétique sur la valeur de la résistance de constantan qui produit le courant de chaleur, c'est-à-dire l'effet du champ sur le courant de chaleur lui-même. Nous avons mesuré séparément avec un pont de Wheatstone cette variation de résistance, qui peut atteindre  $-0,2\%$  pour  $B = 2,2 \text{ Vs/m}^2$  à  $4,2^\circ \text{K}$ , et nous en avons tenu compte dans l'évaluation des incertitudes.

Le second effet peut être défini comme l'influence du champ magnétique sur le coefficient de température des thermomètres  $R_A$  et  $R_B$ ; ou, ce qui revient au même, comme l'influence de variations de température sur  $\Delta R_A/R_A$  ou  $\Delta R_B/R_B$ . Il est possible de montrer que cet effet peut être éliminé en ajoutant à la valeur mesurée de  $\Delta w_{\parallel}/w_0$  ou de  $\Delta w_{\perp}/w_0$  une correction égale à:

$$-\frac{\frac{d}{dT} \left( \frac{\Delta R_A}{R_A} \right)}{\frac{1}{R_A} \frac{dR_A}{dT}} \quad (1)$$

Pour déterminer la valeur du numérateur de (1), on mesure  $\Delta R_A/R_A$  avec précision successivement pour deux valeurs voisines de  $T$ , le thermomètre  $R_A$  étant directement en contact avec le bain. La correction (1) est exacte seulement si les thermomètres  $R_A$  et  $R_B$  sont suffisamment semblables.

Avec l'appareillage et les techniques de mesure qui viennent d'être décrits, on peut déceler une variation relative en champ magnétique de la résistivité thermique  $w$  de l'échantillon qui ne dépasse pas  $0,2\%$ . Cela correspond à une précision au moins cinq à dix fois supérieure à celle qui est habituelle dans les mesures de résistivités thermiques.

### 5. Description des échantillons

Les échantillons étudiés sont deux bâtons de nickel de puretés différentes, et un bâton d'alliage fer-nickel à  $15\%$  de fer.

Le premier échantillon de nickel, que nous appelons Ni 5011 (I), a été livré par la maison Johnson-Matthey. Après réduction au diamètre de  $1,5 \text{ mm}$  par tournage, il a été recuit à  $1000^\circ \text{C}$  pendant 4 heures, sous un vide de  $10^{-5} \text{ Torr}$ , le four étant ensuite refroidi à raison de  $150$  degrés par heure. D'une longueur de  $52 \text{ mm}$ , cet échantillon a un rapport de résistivité de  $\rho_{273}/\rho_{4,2} = 60$ .

Le second échantillon de nickel, appelé Ni 5011 (II), provient du même lot que le premier, mais a subi des traitements différents. Réduit au diamètre de  $1,9 \text{ mm}$  par des étirages, il est ensuite recuit dans un courant d'hydrogène très pur, pendant 10 heures à  $1300^\circ \text{C}$ . Puis l'échantillon reste pendant 2 heures à  $1300^\circ \text{C}$  dans un vide de  $10^{-2} \text{ Torr}$ . Le four est en-

fin refroidi, toujours sous vide. Par cette purification sous hydrogène<sup>23) 24)</sup> le rapport de résistivité passe de 64,8 à 298. La longueur de cet échantillon vaut environ 50 mm.

L'échantillon d'alliage 15% Fe-85% Ni a été préparé à partir de nickel et de fer Johnson-Matthey. La fusion se fait par chauffage haute-fréquence sous un vide de  $10^{-3}$  Torr, dans un creuset d'alumine Morgan Triangle RR. Pour améliorer l'homogénéité, la fusion est répétée une fois. Après des laminages à froid, on taille dans le lingot un bâton de 2 mm de diamètre et de 51 mm de longueur. Ce bâton est recuit 2 heures à  $900^{\circ}\text{C}$  sous vide, puis le four est refroidi à la vitesse de  $150^{\circ}\text{C}$  par heure, jusqu'à  $160^{\circ}\text{C}$ . Cette vitesse est suffisante<sup>21)</sup> pour assurer un état désordonné. Une analyse par fluorescence de rayons X a donné pour la composition exacte de l'alliage (en masse): 85,2% Ni-14,8% Fe.

### 6. Résultats des mesures

Les résultats sont donnés sous la forme de graphiques (fig. 2 à 7). Nous reportons en abscisse le champ  $B_{ext}$  extérieur à l'échantillon; nous reportons aussi, sur un axe parallèle, le champ  $B$  intérieur à l'échantillon. Nous avons calculé ce champ intérieur en admettant des valeurs de coefficients démagnétisants et d'aimantations à saturation tirées de la littérature<sup>22) 25)</sup>. L'incertitude relative sur  $B_{ext}$  vaut  $\pm 4\%$ . L'incertitude absolue sur  $B$ , de  $\pm 0,1 \text{ Vs/m}^2$  sauf dans la fig. 7 où elle est de  $\pm 0,04 \text{ Vs/m}^2$ , est indiquée sur les graphiques par un segment horizontal.  $B$  n'est connu qu'au-dessus de la saturation.

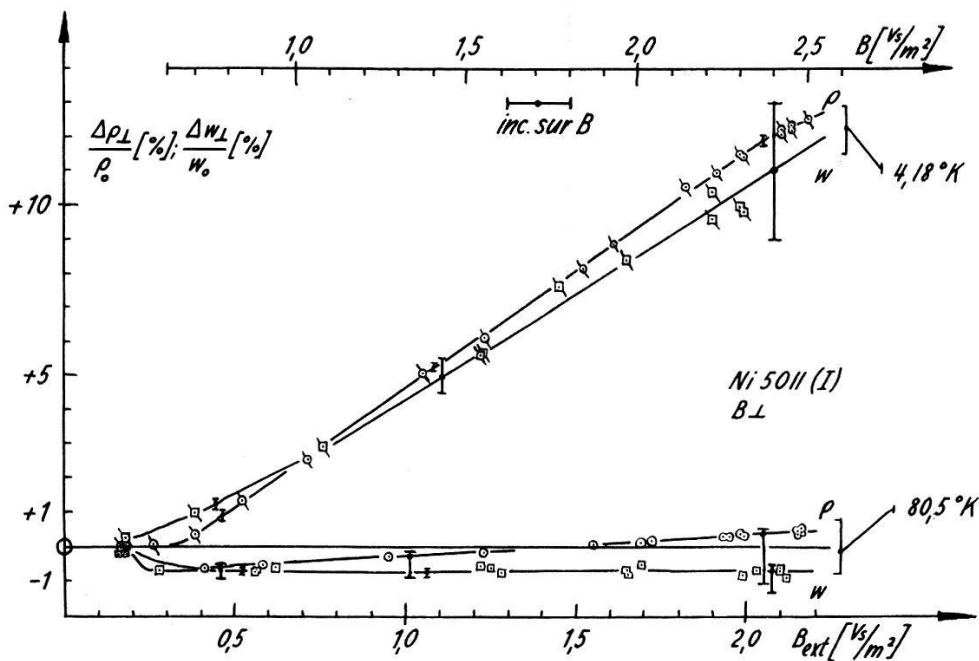


Fig. 2

Variation en champ magnétique transversal de la résistivité électrique et de la résistivité thermique du nickel Ni 5011 (I)

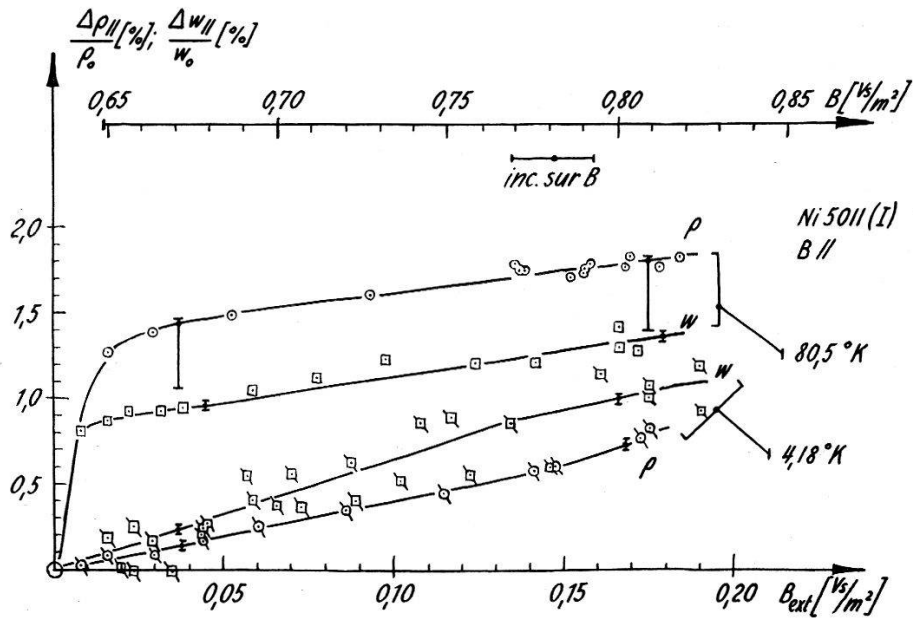


Fig. 3

Variation en champ magnétique longitudinal de la résistivité électrique et de la résistivité thermique du nickel Ni 5011 (I)

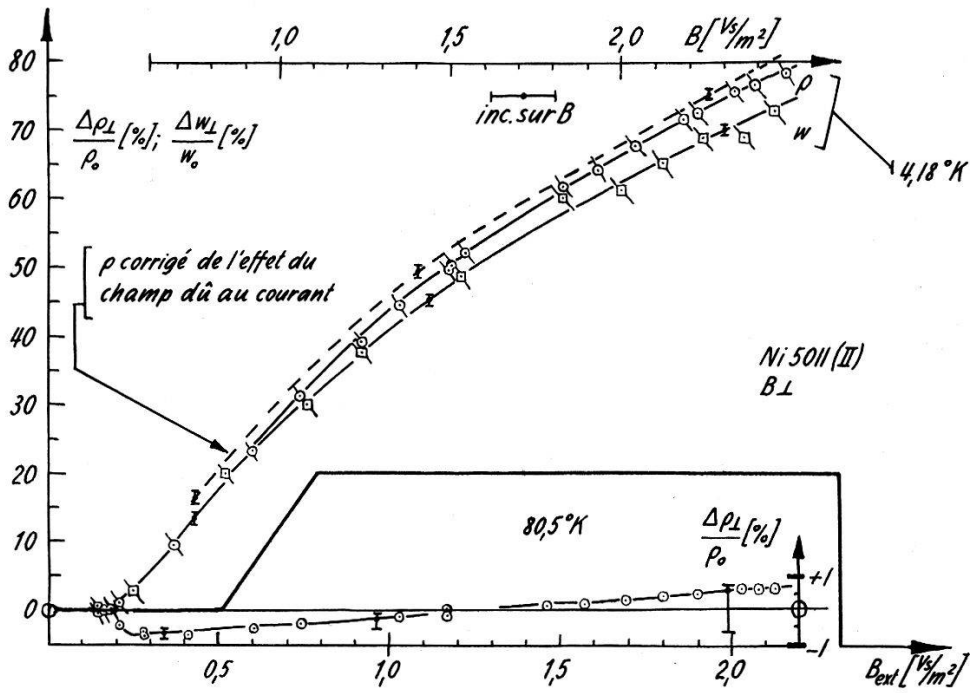


Fig. 4

Variation en champ magnétique transversal de la résistivité électrique et de la résistivité thermique du nickel Ni 5011 (II)



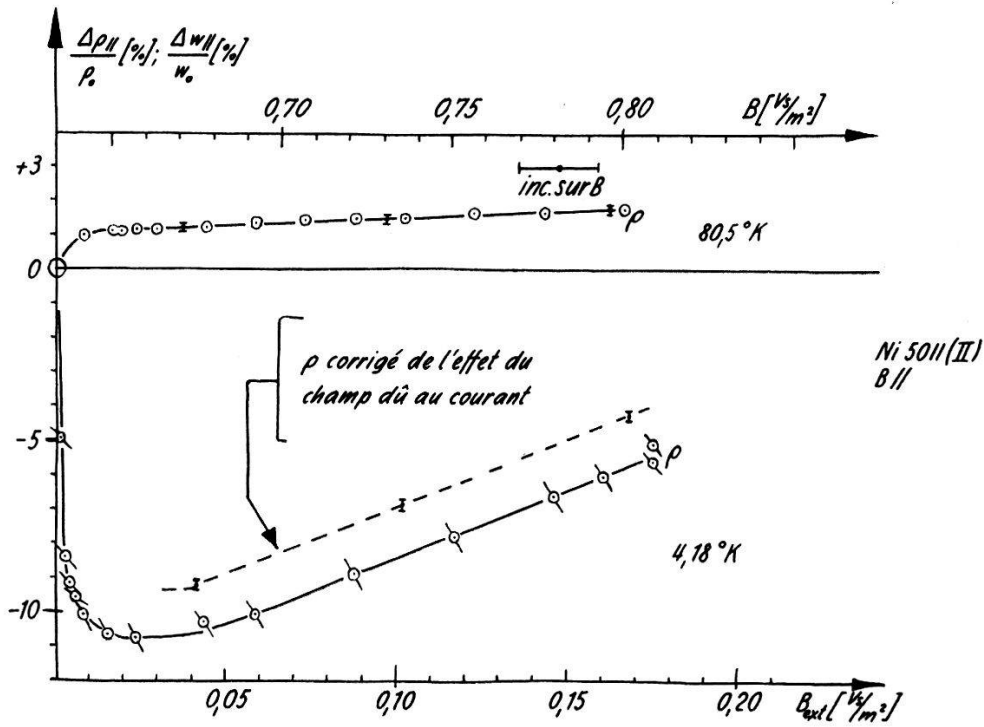


Fig. 5

Variation en champ magnétique longitudinal de la résistivité électrique et de la résistivité thermique du nickel Ni 5011 (II)

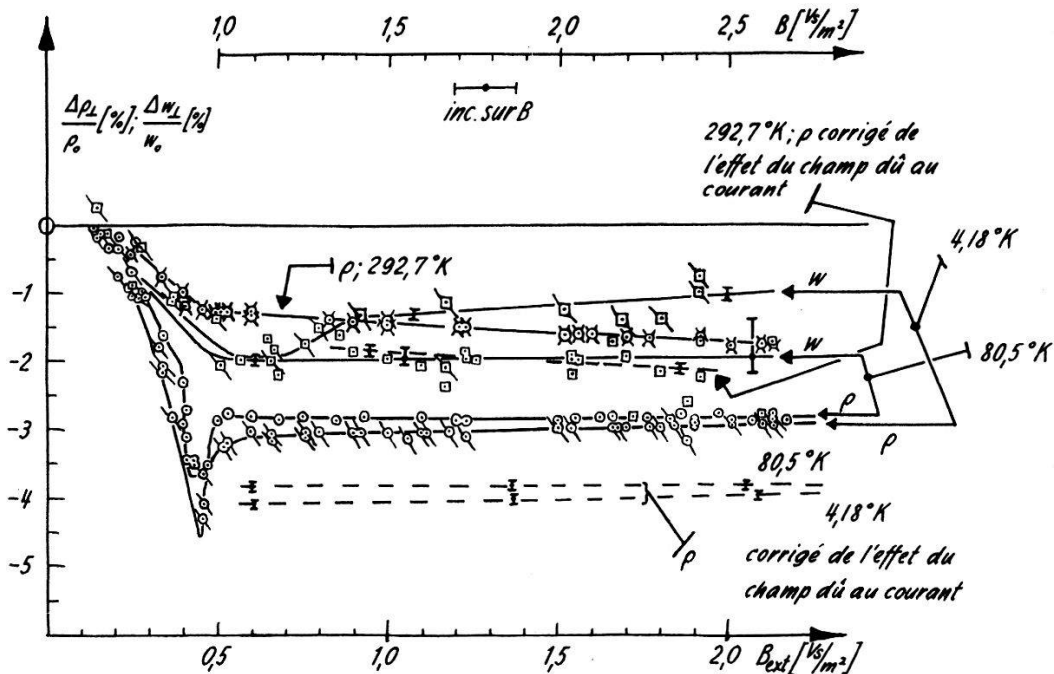


Fig. 6

Variation en champ magnétique transversal de la résistivité électrique et de la résistivité thermique de l'alliage 15% Fe-85% Ni

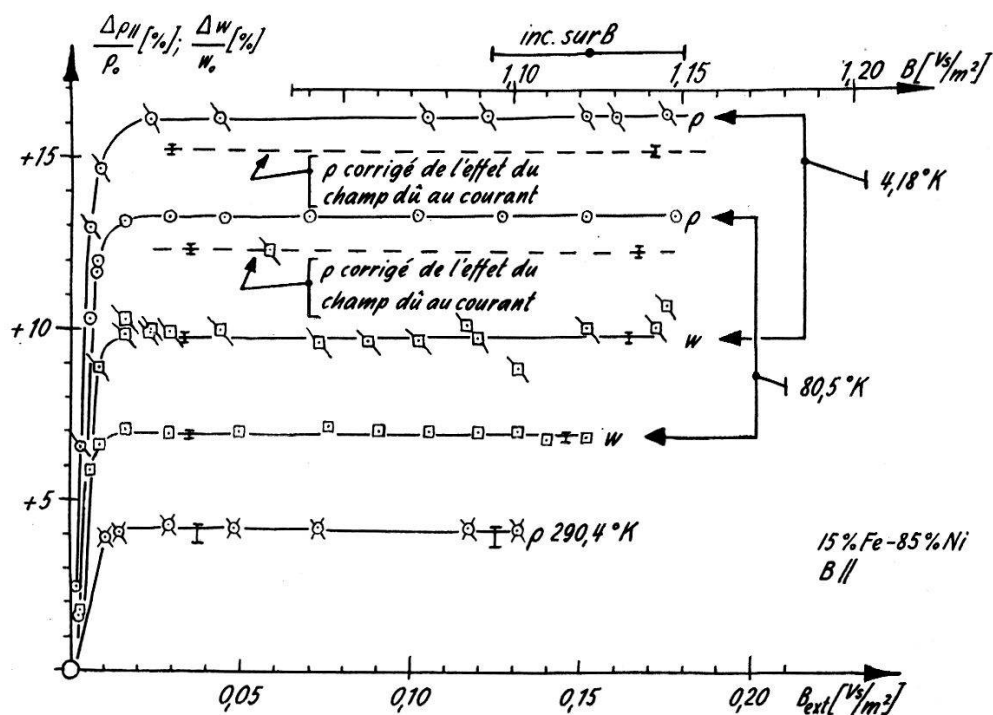


Fig. 7

Variation en champ magnétique longitudinal de la résistivité électrique et de la résistivité thermique de l'alliage 15% Fe-85% Ni

Nous reportons en ordonnée la variation relative de la résistivité électrique ou thermique mesurée, variation causée par le champ extérieur transversal ou longitudinal. Elle est notée  $\Delta \rho_{\perp} / \rho_0$ ,  $\Delta \rho_{||} / \rho_0$ ,  $\Delta w_{\perp} / w_0$ ,  $\Delta w_{||} / w_0$ . Les  $\rho_0$  et  $w_0$  sont les résistivités mesurées sans champ extérieur, dans l'état techniquement désaimanté.

L'importance estimée des incertitudes systématiques possibles est indiquée par des segments verticaux. L'effet du champ magnétique produit par le courant de mesure (signalé au commencement du paragraphe 3) a été déterminé dans certains cas, au-dessus de la saturation. Les courbes corrigées de cet effet sont tracées en pointillé. Dans tous les cas où, pour une raison ou une autre, les corrections indiquées sous 3. et 4. n'ont pu être apportées, nous en tenons compte en augmentant les incertitudes, représentées par des segments plus longs.

Une partie des résultats concernant Ni 5011 (I) avaient déjà fait l'objet d'une communication<sup>1)</sup>.

Dans les Tables 1 à 3, nous donnons pour chaque échantillon la résistivité électrique sans champ extérieur  $\rho_0$ , la résistivité thermique sans champ extérieur  $w_0$ , et le nombre de Lorenz sans champ extérieur  $L = \rho_0 / w_0 T$ . Nous donnons également les anisotropies ferromagnétiques  $\Delta \rho / \rho_0$  et  $\Delta w / w_0$  (qui seront définies sous 7.).

Table 1  
Echantillon de nickel Ni 5011 (I)

$T$ [°K]	$\rho_0$ [ $10^{-8} \Omega m$ ]	$w_0$ [deg. m./W]	$L$ [ $V^2/\text{deg}^2$ ]	$\Delta\rho/\rho_0$ [%]	$\Delta w/w_0$ [%]
4,18	0,110	0,0110	$2,35 \times 10^{-8}$	0,0	0,0
80,5	0,676	0,00562	$1,5 \times 10^{-8}$	+ 2,0	+ 1,6
292	7,16	—	—	—	—

Table 2  
Echantillon de nickel Ni 5011 (II)

$T$ [°K]	$\rho_0$ [ $10^{-8} \Omega m$ ]	$w_0$ [deg. m./W]	$L$ [ $V^2/\text{deg}^2$ ]	$\Delta\rho/\rho_0$ [%]	$\Delta w/w_0$ [%]
4,18	0,0213	0,002262	$2,24 \times 10^{-8}$	(- 14)	—
80,5	0,600	—	—	+ 1,8	—
273,15	6,35	—	—	—	—

Table 3  
Echantillon d'alliage 15% Fe-85% Ni

$T$ [°K]	$\rho_0$ [ $10^{-8} \Omega m$ ]	$w_0$ [deg. m./W]	$L$ [ $V^2/\text{deg}^2$ ]	$\Delta\rho/\rho_0$ [%]	$\Delta w/w_0$ [%]
4,18	3,78	0,2722	$3,31 \times 10^{-8}$	+ 19,3	+ 11,2
80,5	4,60	0,01699	$3,32 \times 10^{-8}$	+ 16,1	+ 9,0
292,7	13,22	—	—	+ 5,5	—

## 7. Interprétation des résultats concernant les deux échantillons de Nickel pur

Il est bien connu<sup>3) 25)</sup> que la résistivité électrique d'un polycristal ferromagnétique aimanté à saturation dépend de l'angle entre courant électrique et aimantation. Ce phénomène est appelé «anisotropie ferromagnétique de la résistivité», ou «effet orientation».

Cette anisotropie ferromagnétique de la résistivité  $\Delta\rho/\rho_0$  peut être définie quantitativement par:

$$\Delta\rho/\rho_0 = \frac{\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}}{\rho_0} \quad (2)$$

Dans (2),  $\rho_{\parallel}$  et  $\rho_{\perp}$  désignent respectivement la valeur de la résistivité pour un courant parallèle et pour un courant perpendiculaire à l'aimantation. La résistivité dans l'état techniquement désaimanté est désignée par  $\rho_0$ . On introduit aussi les quantités suivantes:

$$\Delta \rho_{\parallel} = \rho_{\parallel} - \rho_0 \tag{3}$$

$$\Delta \rho_{\perp} = \rho_{\perp} - \rho_0$$

d'où:

$$\frac{\Delta \rho}{\rho_0} = \frac{\Delta \rho_{\parallel} - \Delta \rho_{\perp}}{\rho_0} \tag{4}$$

La figure 8 montre comment un champ extérieur peut être utilisé pour orienter l'aimantation dans une direction ou une autre.

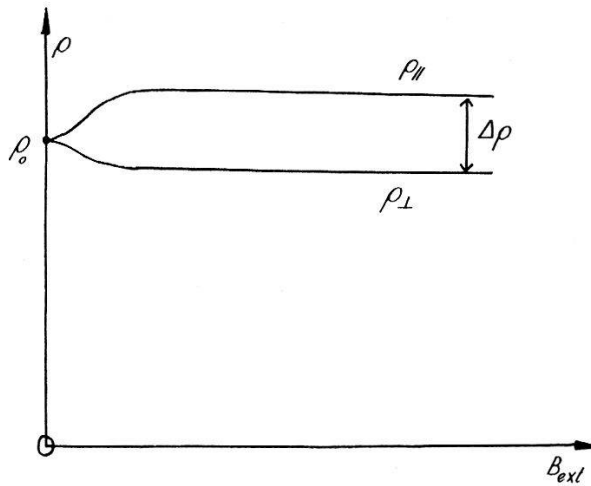


Fig. 8

Définition expérimentale de l'anisotropie ferromagnétique de la résistivité électrique

Nous donnons dans la cinquième colonne des Tables 1 et 2 les valeurs de l'anisotropie trouvées pour nos échantillons de nickel. Elles sont déterminées, à l'aide des graphiques (fig. 2 à 5) et de (4), en utilisant la région située juste au-dessus de la saturation. Notons cependant l'imprécision de la valeur  $-14\%$  indiquée pour Ni 5011 (II) à  $4,18^\circ\text{K}$ , à cause d'effets perturbateurs.

Selon SMIT<sup>25)</sup>, l'anisotropie ferromagnétique observée à la température du laboratoire a son origine dans l'existence d'un hamiltonien «spin-orbite» des électrons de la bande 3d; la probabilité d'une transition 4s-3d, lors du choc d'un électron de conduction 4s sur un phonon ou sur une impureté, dépend de l'angle entre l'aimantation (due au spin des électrons 3d) et la vitesse de l'électron 4s. A ce propos, voir aussi BERGER<sup>38)</sup>.

VONSOVSKI et RODIONOV<sup>26</sup>), ainsi que RODIONOV et SHAVROV<sup>27</sup>), ont proposé une autre explication, basée sur l'interaction purement magnétique spin-spin entre électrons 4s et 3d; à cause de cette interaction, la masse effective et le temps de collision des électrons de conduction 4s présentent une anisotropie ferromagnétique.

Nous n'insistons pas sur ces problèmes théoriques dans la présente publication.

Ainsi que SMIT<sup>25</sup>) l'a constaté pour le fer, l'anisotropie ferromagnétique des métaux purs, positive à la température du laboratoire, peut devenir négative aux basses températures. Notre figure 9, tracée à l'aide des données des Tables 1 et 2, montre que ce changement de signe est présent dans le cas du nickel lorsque ce dernier est suffisamment pur; en abscisse est reportée la résistivité, qui dépend de la température et de la concentration d'impuretés.

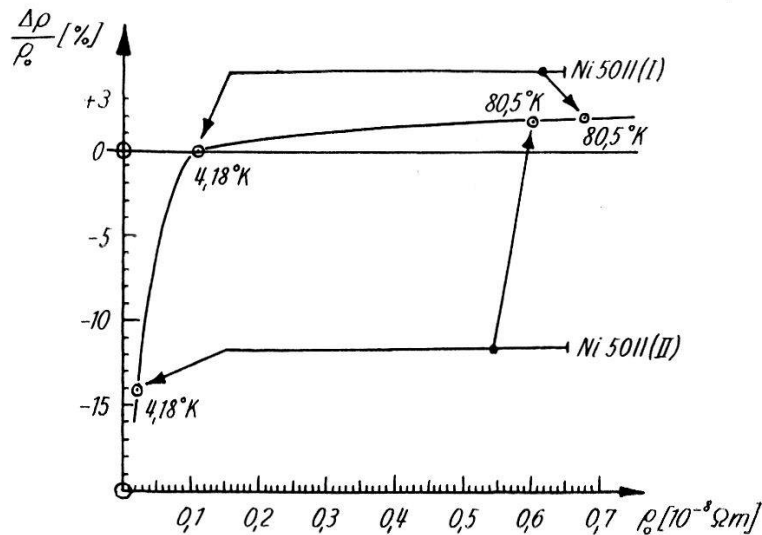


Fig. 9

Changement de signe de  $\Delta\rho/\rho_0$  aux basses températures dans le nickel très pur

L'explication de ce changement de signe a été donnée par SMIT<sup>25</sup>). Même dans l'état techniquement désaimanté, et en l'absence de tous champs extérieurs, il règne dans chaque domaine de Weiss un champ  $B = J_s$ , qui incurve les trajectoires électroniques et augmente la résistivité; dans chaque domaine, la valeur de la résistivité mesurée dans une direction perpendiculaire à ce «champ propre» est supérieure à la valeur mesurée dans une direction parallèle, d'où s'ensuit une anisotropie ferromagnétique de la résistivité, de signe contraire à celle due à l'interaction spin-orbite. L'action d'un champ extérieur se réduit à orienter dans une direction ou une autre le champ propre  $B = J_s$ . Cette «anisotropie ferro-

magnétique due au champ propre du ferromagnétique» est une fonction décroissante de la résistivité. Elle prédomine à 4,18° K pour Ni 5011 (II), comme on le voit sur la figure 9.

En plus de l'anisotropie ferromagnétique de la résistivité électrique, on constate aussi sur les figures 2 à 5 un effet magnétorésistance, dû comme dans les métaux non-ferromagnétiques à l'action directe du champ extérieur (courbure des trajectoires électroniques). En effet, sur ces figures, la résistivité électrique croît avec le champ au-dessus de la saturation. Cet effet est assez grand dans le cas de Ni 5011 (II) en champ transversal à 4,18° K pour empêcher une détermination précise de l'anisotropie ferromagnétique.

Nous discutons maintenant les résultats des mesures de résistivité thermique (fig. 2 à 5).

Bien que nous n'ayons pas cherché à mesurer avec une grande précision la valeur absolue de la résistivité thermique de nos échantillons en l'absence de champ extérieur, on voit dans les Tables 1 et 2 que le nombre de Lorenz sans champ extérieur  $L$  à 4,18° K a une valeur proche de la valeur théorique  $L = 2,45 \times 10^{-8} \text{ V}^2/\text{deg}^2$ .

Comme le montrent les figures 2 à 5, nous avons mis en évidence l'existence d'une anisotropie ferromagnétique  $\Delta w/w_0$  de la résistivité thermique de nos deux échantillons de nickel, à 80,5 et à 4,18° K. Cette anisotropie est définie d'une manière analogue à l'anisotropie de la résistivité (équation (2)).

La loi de Wiedemann-Franz, étendue<sup>28</sup>) à toutes les composantes du tenseur de résistivité, entraîne:

$$\frac{\Delta w}{w_0} = \frac{\Delta \rho}{\rho_0} \quad (5)$$

L'équation (5) est valable à la condition que la conduction thermique due aux phonons ou aux magnons soit négligeable, et que les collisions subies par les électrons de conduction soient élastiques; par contre, la forme de la surface de Fermi peut être quelconque, et la validité du principe de balance détaillée n'est pas nécessaire. Nos résultats (table 1) pour l'échantillon Ni 5011 (I) à 4,18° K, où les conditions précédentes sont remplies, sont en accord avec (5); l'annulation de  $\Delta \rho/\rho_0$  (et de  $\Delta w/w_0$ ) est due à une compensation fortuite entre anisotropie due à l'interaction spin-orbite et anisotropie due au champ propre.

A 4,18° K, on constate (fig. 2 à 5) au-dessus de la saturation un accroissement de la résistivité thermique, dû à l'action directe du champ magnétique extérieur sur les trajectoires électroniques (effet magnétorésistance thermique). La loi de Wiedemann-Franz<sup>28</sup>) prévoit, sous les mêmes conditions que pour (5), une égalité des accroissements relatifs

de la résistivité électrique et de la résistivité thermique. Cette prévision est en accord approximatif avec nos résultats à 4,18° K en champ transversal sur Ni 5011 (I) et Ni 5011 (II) (fig. 2 et 4). L'accord est moins bon à 4,18° K en champ longitudinal pour Ni 5011 (I), mais les effets magnéto-résistance sont ici très faibles.

### 8. Interprétation des résultats concernant l'échantillon d'alliage 15% Fe - 85% Ni

Comme pour les échantillons de nickel pur, on constate dans le cas de l'alliage (fig. 6 et 7) la présence d'une anisotropie ferromagnétique de la résistivité électrique, qui atteint presque 20% à 4,18° K. Les mesures électriques ont été faites à 4,18, à 80,5, et à 290° K.

La forte valeur de  $\Delta\rho/\rho_0$  observée dans le présent alliage peut s'expliquer<sup>38)</sup> par l'existence d'une dégénérescence accidentelle dans la structure de la bande 3d: l'interaction spin-orbite est la cause d'effets majeurs dans les phénomènes de transport lorsqu'une telle dégénérescence se trouve au niveau de Fermi.

Une particularité de nos courbes de résistivité électrique en champ transversal (fig. 6) est la présence d'un «pic» au commencement de la saturation, à 80,5° K, et surtout à 4,18° K. De tels pics ont déjà été observés par divers auteurs<sup>34) 35)</sup>. Ces pics s'expliquent probablement de la même manière que les «renversements de Villari» observés<sup>29)</sup> dans les mesures de magnétostriction; ils correspondraient au moment où l'aimantation se met, dans chaque cristallite, à sortir des directions de facile aimantation.

Dans la table 3 (cinquième colonne) sont reportées les valeurs de  $\Delta\rho/\rho_0$  déterminées à l'aide de la formule (4), en utilisant la région des courbes des figures 6 et 7 située juste au-dessus de la saturation.

La valeur de  $\Delta\rho/\rho_0$  décroît rapidement quand la température croît. Ce fait, déjà constaté par SMIT<sup>25)</sup> et par VAN ELST<sup>30)</sup> sur leurs alliages, provient selon eux du changement du type de centres diffusants: impuretés à basse température, phonons à haute température. Dans plusieurs publications fort intéressantes, PARKER<sup>36)</sup> a montré comment cette variation de  $\Delta\rho/\rho_0$  avec le type de centres diffusants peut être représentée par une formule déduite de la règle de Matthiessen. Avec notre notation, cette formule peut s'écrire:

$$\Delta\rho/\rho_0 = \frac{J_s^2(T)}{J_s^2(0)} \left\{ \left[ \frac{\Delta\rho}{\rho_0} \right]_{im} + \left( \left[ \frac{\Delta\rho}{\rho_0} \right]_{ph} - \left[ \frac{\Delta\rho}{\rho_0} \right]_{im} \right) \frac{(\rho_0)_{ph}}{\rho_0} \right\} \quad (6)$$

Dans l'équation (6),  $(\rho_0)_{ph}$  est la partie de la résistivité  $\rho_0$  due aux phonons. Les quantités  $[\Delta\rho/\rho_0]_{ph}$  et  $[\Delta\rho/\rho_0]_{im}$  sont des constantes qui représentent les valeurs de  $\Delta\rho/\rho_0$  en présence de phonons seuls, respec-

tivement d'impuretés seules. Enfin,  $J_s^2(T)/J_s^2(0)$  est un facteur empirique qui tient compte approximativement de la diminution de l'aimantation à saturation aux températures croissantes.

Nous avons reporté sur la Figure 10  $(J_s^2(0)/J_s^2(T)) \Delta\rho/\rho_0$  en fonction de  $(\rho_0)_{ph}/\rho_0$ , pour le cas de notre alliage. Les valeurs de  $J_s(T)$  et  $J_s(0)$  sont tirées de la littérature<sup>37</sup>).

Nous avons assimilé  $(\rho_0)_{ph}$  à la «résistance idéale»  $\rho_0(T) - \rho_0(0)$  de l'alliage. On voit que les points expérimentaux s'alignent sur une droite, en accord avec l'équation (6). La Figure 10 montre aussi que  $[\Delta\rho/\rho_0]_{ph}$  est très faible pour cet alliage.

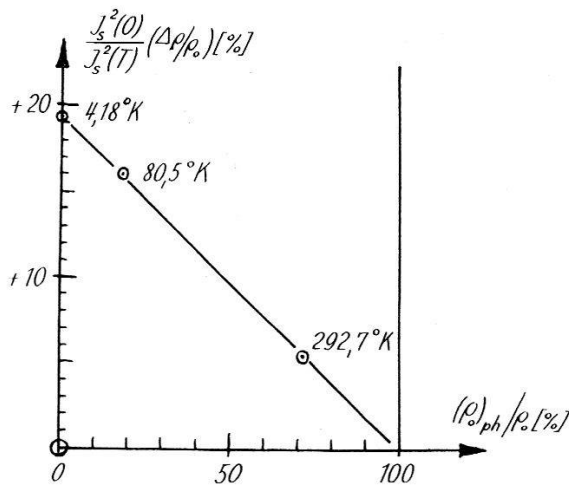


Fig. 10

Vérification de la formule (6) dans le cas d'alliage 15% Fe-85% Ni

La courbe de la résistivité électrique en champ transversal à 292° K présente une pente négative au-dessus de la saturation (Fig. 6). Cette diminution linéaire bien connue<sup>3</sup>) correspond au fait qu'une partie de la résistivité est due aux chocs des électrons avec les magnons<sup>31</sup>). L'accroissement du champ magnétique influence la résistivité en diminuant le nombre de magnons présents dans l'alliage<sup>32</sup>). Dans le cas de notre alliage à 292° K, nous avons trouvé en champ transversal  $(1/\rho) d\rho/dB = 3,0 \times 10^{-3} [m^2/Vs]$ .

Nous discutons maintenant les résultats des mesures de résistivité thermique (Fig. 6 et 7).

Le nombre de Lorenz en champ nul vaut environ  $3,3 \times 10^{-8} [V^2/deg^2]$  à 4,18° K et à 80,5° K, ce qui indique une forte conduction thermique due aux phonons ou aux magnons.

Nous avons mis en évidence (Table 3) une forte anisotropie ferro-magnétique de la résistivité thermique de notre alliage, atteignant



+ 11,2% à 4,18° K. La courbe en champ transversal à 4,18° K semble présenter (Fig. 6) un pic un peu analogue à celui de la résistivité électrique. Les valeurs de  $\Delta w/w_0$  données dans la Table 3 ont été déterminées d'une manière analogue aux valeurs de  $\Delta \rho/\rho_0$  (voir l'équation (4)).

Aussi bien à 80,5° K qu'à 4,18° K,  $\Delta w/w_0$  est inférieur à  $\Delta \rho/\rho_0$  (Table 3). Cela est en accord qualitatif avec l'existence d'une conduction thermique par les phonons (ou les magnons), si l'on admet que cette conduction n'est pas affectée par le champ magnétique extérieur; sous cette condition, la loi de Wiedemann/Franz<sup>28)</sup> appliquée à la partie électronique du tenseur de conductivité thermique conduit à:

$$\frac{\Delta w}{w_0} = \frac{\left(\frac{L_{th}}{L}\right) \frac{\Delta \rho}{\rho_0}}{1 + \left(1 - \frac{L_{th}}{L}\right) \frac{\Delta \rho}{\rho_0}} \quad (7)$$

Dans (7)  $L = (w_0/\rho_0 T)$  est le nombre de Lorenz expérimental sans champ extérieur, et  $L_{th} = 2,45 \times 10^{-8} [\text{V}^2/\text{deg}^2]$  est le nombre de Lorenz théorique. En l'absence d'une conduction due aux phonons ou aux magnons, on a  $L = L_{th}$ , et (7) se réduit (5). La quatrième et la cinquième colonne de la Table 4 permettent de comparer les valeurs de  $\Delta w/w_0$  mesurées avec les valeurs correspondantes  $(\Delta w/w_0)_c$  calculées à l'aide de (7). L'accord, sans être mauvais, n'est pas complet.

Table 4

Vérification expérimentale de la formule (7).

Les valeurs de  $\Delta w/w_0$  calculées à l'aide de (7) sont désignées par  $(\Delta w/w_0)_c$

$T$ [° K]	$L_{th}/L$	$\Delta \rho/\rho_0$ [%]	$\Delta w/w_0$ [%]	$(\Delta w/w_0)_c$ [%]
4,18	0,74	+ 19,3	+ 11,2	+ 13,6
80,5	0,74	+ 16,1	+ 9,0	+ 11,4

Si l'on admet que la différence entre  $\Delta w/w_0$  et  $(\Delta w/w_0)_c$  n'est pas due à une erreur systématique dans les mesures, on peut chercher à expliquer cette différence en introduisant une influence du champ magnétique extérieur sur la conduction par les phonons ou magnons; on peut supposer, par exemple, que la conductivité thermique due aux phonons ou magnons présente une anisotropie ferromagnétique, de signe contraire à celle de la conductivité due aux électrons.

### 9. Conclusions et remerciements

Un appareillage adapté à la mesure de petites variations en champ magnétique de la résistivité thermique d'un échantillon a été construit, qui permet de déceler des variations d'environ 0,2%. Les divers effets parasites dus à l'action du champ magnétique sur l'appareillage ont pu être éliminés.

Une «anisotropie ferromagnétique» de la résistivité thermique de deux échantillons de nickel et d'un échantillon d'alliage 15% Fe – 85% Ni, a été mesurée. Un effet magnétorésistance ordinaire a aussi été observé; il est dû à l'action directe du champ magnétique extérieur.

Les effets correspondants pour la résistivité électrique en champ magnétique sont aussi mesurés sur les mêmes échantillons. De tous ces résultats, il a été possible de montrer que la loi de Wiedemann-Franz, étendue à toutes les composantes du tenseur de résistivité, est en accord approximatif avec les résultats dans la plupart des cas où la théorie prévoit sa validité.

Les auteurs tiennent à remercier le Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique pour son appui financier. Ils remercient également le Prof. L. RINDERER, responsable de l'équipement cryogénique du laboratoire. Les échantillons métalliques ont été préparés par J. DU-BOIS; un générateur haute-fréquence a été gracieusement prêté par la maison BROWN-BOVERI. MM. RITTENER, PILLARD, MENETREY ont construit les appareillages de mesure utilisés. La gratitude des auteurs va enfin à MM. J. RUFENACHT, R. HUGUENIN, F. HAENSSLER, au Dr J. P. JAN et au Dr DE VROOMEN comme au Prof. L. RINDERER, qui ont fait bénéficier nos recherches de leurs conseils précieux.

### Bibliographie

- 1) L. BERGER, article dans: JUL et JUL, Progress in Refrigeration Science and Technology, Vol. 1, p. 63 (Pergamon Press, 1960).
- 2) L. BERGER, Helv. Phys. Acta 31, 570 (1958).
- 3) J. P. JAN, article dans: SEITZ et TURNBULL, Solid State Physics, Vol. 5 (Acad. Press, 1957).
- 4) W. MEISSNER, article dans: WIEN et HARMS, Handbuch der Experimentalphysik, Vol. 11, deuxième partie, p. 384 (Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig 1935).
- 5) U. BORDONI, Nuovo Cimento 20, 159 (1910).
- 6) H. PAPADIMITRAKI, Z. Naturf. 16a, 217 (1961).
- 7) D. DOUTHETT et S. A. FRIEDBERG, Phys. Rev. 121, 1662 (1961).
- 8) DENOBEL, Thèse (Leiden 1954).
- 9) E. GRÜNEISEN et H. ADENSTEDT, Ann. Physik 31, 714 (1938).
- 10) E. GRÜNEISEN et H. D. ERFLING, Ann. Physik 38, 399 (1940).
- 11) G. K. WHITE, Experimental Techniques in Low Temperature Physics, p. 152 (Oxford 1959).

- 12) DE VROOMEN, Thèse (Leiden 1959).
- 13) K. MENDELSSOHN et C. A. RENTON, Proc. Roy. Soc. *A* 230, 157 (1955).
- 14) W. F. VINEN, Proc. Roy. Soc. *A* 240, 114 (1957).
- 15) T. H. LABY et E. O. HERCUS, Phil. Trans. London *A* 227, 63 (1928).
- 16) E. TATSUMOTO, Phys. Rev. 109, 658 (1958).
- 17) H. BITTEL, Annalen d. Physik 37, 219 (1938).
- 18) K. M. KOCH, W. RINDNER, K. STRNAT, Z. Naturf. 13a, 113 (1958).
- 19) J. P. JAN, Thèse (Lausanne 1952), Mémoire détaillé.
- 20) P. KAPITZA et C. J. MILNER, J. Sci. Instr. 14, 201 (1937).
- 21) R. J. WAKELIN et E. L. YATES, Proc. Phys. Soc. *B* 66, 221 (1953).
- 22) R. M. BOZORTH, Ferromagnetism (Van Nostrand 1951).
- 23) R. M. BOZORTH, Ferromagnetism, p. 28 à 94, et p. 120 à 123 (Van Nostrand 1951).
- 24) M. CARON, Thèse (Université de Paris, 1955).
- 25) J. SMIT, Thèse (Leiden 1956).
- 26) S. V. VONSOVSKII et K. P. RODIONOV, Doklady Akad. Nauk SSSR 75, 643 (1950).
- 27) K. P. RODIONOV et V. G. SHAVROV, The Physics of Metals and Metallography 4, No. 3, (1957).
- 28) J. M. ZIMAN, Electrons and Phonons, p. 500, Oxford 1960. Pour sa validité dans les ferromagnétiques: D. RIVIER, Helv. Phys. Acta 30, 474, 1957.
- 29) L. F. BATES, Modern Magnetism, p. 311 (Cambridge 1948).
- 30) H. C. VAN ELST, Comm. Leiden No. 316b (1960).
- 31) J. A. TUROV, Physik. Abhandl. aus der Sowjetunion, Ferromagnetismus, Folge 2, p. 160 (Akad. Verlagsges., Leipzig 1958).
- 32) O. S. GALKINA et L. A. CHERNIKOVA, Sov. Phys. JETP 11, 1 (1960).
- 33) AMERICAN INSTITUTE OF PHYSICS, Temperature (Reinhold 1941), Vol. 1, p. 165.
- 34) R. PARKER, Proc. Phys. Soc. London *B* 63, 996 (1950).
- 35) E. TATSUMOTO et K. KUWAHARA, J. Science Hiroshima Univ. *A* 19, 395 (1955).
- 36) R. PARKER, Proc. Phys. Soc. London, *A* 64, 447 (1951); *B* 64, 930 (1951); *B* 65, 616 (1952).
- 37) M. PESCHARD, Revue de Métallurgie (Mémoires) 22, 581 (1925).
- 38) L. BERGER, Bull. Amer. Phys. Soc. 6, 447 (1961).
- 39) R. L. DOUGLAS, Bull. Amer. Phys. Soc. 6, 511 (1961).
- 40) E. D. HARRIS et S. A. FRIEDBERG, Bull. Amer. Phys. Soc. 7, 212 (1962).