

Effet Hall ordinaire et aimantation dans le nickel et les alliages dilués nickel-fer, nickel-cobalt et nickel-cuivre

Autor(en): **Huguenin, R. / Rivier, D.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **38 (1965)**

Heft VIII

PDF erstellt am: **08.08.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-113626>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Effet Hall ordinaire et aimantation dans le nickel et les alliages dilués nickel-fer, nickel-cobalt et nickel-cuivre

par **R. Huguenin** et **D. Rivier**

Laboratoire de Physique de l'Université de Lausanne

(24 VII 65)

Abstract. Measurements of the Hall Effect of Ni and dilute alloys of Ni, with ferromagnetic impurities Fe and Co and non-magnetic impurity Cu, in the temperature range between 4°K and 293°K are reported. The ordinary Hall constant R_0 and the magnetization (i. e. spontaneous) Hall constant R_s are both very sensitive to changes of temperature, to impurity content and to the nature of the impurities. R_0 is not connected directly to the number of charge carriers but seems to depend strongly on the scattering mechanism. This behavior of R_0 is only qualitatively interpretable in terms of existing theories. At 4°K R_s is a linear function of the resistivity for alloys with less than 1% impurities. At high temperatures R_s is proportional to the square of the resistivity. The variations of R_s with impurity content on one hand and temperature on the other hand are in partial agreement with the theories of LUTTINGER for impurity scattering, and IRKHIN and SHAVROV for phonon scattering.

1. Introduction

L'effet Hall des ferromagnétiques, du nickel en particulier, a été étudié expérimentalement par de nombreux auteurs, mais les valeurs expérimentales des paramètres caractéristiques de cet effet accusent des différences nettement supérieures aux incertitudes de mesures, comme le montre le tableau ci-dessous. Il est dès lors vraisemblable que les constantes de Hall ordinaire et aimantation définies par la relation (1) sont extrêmement sensibles à la nature et au nombre des imperfections du réseau métallique sur lesquelles diffusent les électrons de conduction.

Valeurs des constantes de Hall ordinaire R_0 et aimantation R_s du nickel, selon différents auteurs

Auteur	293 °K			4 °K	
	R_0 10 ⁻¹⁰	R_s m ³ /As	R_s	R_0	R_s
JAN ¹⁾ , 1952	0,55		6,78	0,30	0,27
COHEN ²⁾ , 1955	0,57		5,50	0,50	0,04
SMIT ³⁾ , 1955	1,26		2,40	0,50	0,00
VOLKENSHTEIN ⁴⁾ , 1959	0,64		6,92	0,21	0,17

Au cours de ces dernières années, plusieurs travaux théoriques⁵⁾⁶⁾⁷⁾⁸⁾ ont apporté des contributions importantes à la description de l'effet Hall des ferromagnétiques. Ces théories qui attribuent toutes l'existence de l'effet Hall aimantation à l'interaction spin-orbite des électrons magnétiques, permettent un certain nombre de prédictions sur la dépendance de la constante de Hall aimantation, soit en fonction de la concen-

tration d'impuretés ajoutées au cristal parfait, soit en fonction de la température. Quant à l'effet Hall ordinaire des ferromagnétiques, il trouve en général son interprétation dans le cadre de la théorie de bandes. Celle-ci prévoit que la constante ordinaire varie peu avec la température et qu'elle dépend de la concentration en impuretés seulement si la structure de bandes est modifiée par ces dernières.

C'est d'une part pour vérifier les prédictions théoriques sur la dépendance de la constante de Hall aimantation en fonction de la température et des impuretés et d'autre part pour examiner l'influence de faibles imperfections du réseau sur la constante ordinaire que nous avons effectué un ensemble de mesures systématiques sur du nickel pur et sur une série d'alliages de cet élément.

2. La phénoménologie de l'effet Hall

L'effet Hall des ferromagnétiques est généralement bien décrit par la relation

$$\rho_H = R_0 B + R_s P \quad (1)$$

où ρ_H est la résistivité de Hall (champ électrique de Hall par unité de densité de courant), B l'induction magnétique à l'intérieur de l'échantillon et P l'aimantation de ce dernier. Lorsque ces trois grandeurs sont directement mesurables, la relation ci-dessus définit les deux constantes de Hall R_0 et R_s ; R_0 est la *constante de Hall ordinaire* (parfois appelée constante champ), R_s la *constante de Hall aimantation* (appelée aussi constante extraordinaire). Compte tenu, de (1), l'expérience permet de déterminer ces deux constantes, soit par les relations:

$$\left\{ \begin{array}{l} R_0 = \left(\frac{\partial \rho_H}{\partial B} \right)_{B \gg B_s} \\ R_s = \frac{1}{P_s} \lim_{B \gg B_s} (\rho_H - R_0 B) \end{array} \right. \quad (2)$$

[où B_s est l'induction magnétique assurant la saturation de l'échantillon au-delà de laquelle on a $(\partial P / \partial B) \equiv 0$ puisque dans ces conditions P a la valeur constante P_s], soit par les relations équivalentes

$$\left\{ \begin{array}{l} R_0 = \left(\frac{\partial \rho_H}{\partial B} \right)_{B \gg B_s} \\ R_s = \left(\frac{\partial \rho_H}{\partial B} \right)_{B \rightarrow 0} - \left(\frac{\partial \rho_H}{\partial B} \right)_{B \gg B_s} \end{array} \right. \quad (2a)$$

lorsque P_s n'est pas connu.

Les mesures d'effet Hall sont en général faites sur des plaques minces, parallépipédiques; on ne connaît B avec précision que dans une plaque infiniment mince où, le coefficient démagnétisant valant 1, le champ B à l'intérieur de l'échantillon est égal au champ extérieur uniforme B_∞^{ext} dans lequel se trouve plongé l'échantillon. Dans le cas plus général où la plaque n'est pas infiniment mince, c'est seulement dans sa région centrale que le champ B est encore parallèle à B_∞^{ext} . On a la relation

$$B = B_\infty^{\text{ext}} + (1 - N) P \quad (3)$$

N étant le coefficient démagnétisant de la plaque.

Dans ce dernier cas, les constantes R_0 et R_s peuvent être calculées à l'aide des relations

$$\begin{cases} R_0 = \lim_{B_\infty^{\text{ext}} \gg B_s} \left(\frac{\partial \varrho_H}{\partial B_\infty^{\text{ext}}} \right) \\ R_s = \frac{1}{P_s} \lim_{B_\infty^{\text{ext}} \gg B_s} [\varrho_H - R_0 B_\infty^{\text{ext}} - R_0(1 - N_s)] \end{cases} \quad (4)$$

ne faisant intervenir que des grandeurs directement mesurables, y compris N_s coefficient démagnétisant à saturation.

Ces relations supposent toutefois que R_0 défini par (1) est indépendant de B . Ce qui, déjà pour des champs de l'ordre de B_s , n'est pas le cas dans des échantillons très purs à très basse température. En se limitant au terme en $(B_\infty^{\text{ext}})^3$ pour ϱ_H , on obtient alors pour déterminer R_0 et R_s la relation

$$\varrho_H = R_0 B + \frac{1}{2} S_0 B^2 + \frac{1}{6} W_0 B^3 + R_s P \quad (5)$$

d'où l'on tire grâce à (3)

$$\begin{cases} R_0 = \lim_{B_\infty^{\text{ext}} \gg B_s} \left(\frac{\partial \varrho_H}{\partial B_\infty^{\text{ext}}} \right) - S_0 B_\infty^{\text{ext}} - \frac{1}{2} W_0 (B_\infty^{\text{ext}})^2 \\ R_s = \left(\frac{\partial P}{\partial B_\infty^{\text{ext}}} \right)_0^{-1} \left\{ \left(\frac{\partial \varrho_H}{\partial B_\infty^{\text{ext}}} \right)_0 - R_0 \left[1 - \frac{\partial}{\partial B_\infty^{\text{ext}}} (N P) \right] \right\}. \end{cases} \quad (6)$$

l'indice 0 indiquant que les grandeurs sont prises pour la valeur $B_\infty^{\text{ext}} = 0$.

Il est important de noter que dans une plaque ferromagnétique rectangulaire de dimensions finies, le coefficient démagnétisant N est une fonction compliquée de la perméabilité magnétique, donc du champ extérieur B_∞^{ext} et que cette fonction n'est pratiquement accessible qu'à l'expérience.

3. Les contributions des théories microscopiques

3.1. L'effet Hall ordinaire

La dépendance de la constante de Hall ordinaire R_0 des ferromagnétiques en fonction de la concentration d'impuretés ou de la température n'est expliquée par la théorie que d'une manière qualitative. C'est ainsi que, notamment, le modèle à 4 bandes proposé par PUGH⁹⁾ permet d'interpréter assez bien le comportement de R_0 des alliages. Analysant leurs expériences sur la base de ce modèle, EHRLICH, DRESEN et PUGH¹⁰⁾ sont parvenus à la conclusion que, dans les alliages *Ni-Fe-Cu* contenant environ 70% de Ni, seuls les électrons de la bande 4 s contribuent à l'effet Hall. Dans le *Ni pur* par contre, une participation des électrons 3 d à cet effet paraît nécessaire pour rendre compte du maximum observé sur la fonction $R_0(Z)$ à la valeur 27 du nombre atomique Z .

Ce qui conduit naturellement à l'hypothèse qu'une variation thermique de R_0 pourrait avoir son origine dans une dépendance différente des conductivités des bandes 4 s et 3 d en fonction de la température.

Une variation de la constante de Hall ordinaire en fonction de la température peut aussi s'interpréter en faisant intervenir le temps de relaxation τ ; R_0 est en effet particulièrement sensible aux variations de ce dernier paramètre. C'est ainsi que COOPER et RAIMES¹¹⁾ ont montré qu'une anisotropie du temps de relaxation sur une surface de Fermi sphérique entraîne une augmentation de R_0 . Dans le cas du cuivre, ZIMAN¹²⁾¹³⁾ a, pour sa part, calculé le temps de relaxation en prenant une surface de Fermi dont certaines parties sont en contact avec les frontières de la zone de Brillouin; il obtient ainsi un temps de relaxation anisotrope, – aussi bien pour les collisions avec les phonons qu'avec les impuretés –, et conclut d'une part à une diminution ou une augmentation de R_0 suivant que les impuretés sont plus ou moins écrantées, et d'autre part à une dépendance de R_0 en fonction de la température qui est différente suivant qu'il s'agit d'un métal pur ou d'un alliage.

3.2. L'effet Hall aimantation

Les plus récentes théories de l'effet Hall aimantation qui en placent l'origine dans l'interaction de spin-orbite, mettent toutes la constante de Hall aimantation R_s en relation avec la résistivité.

La théorie de LUTTINGER⁸⁾ traite le cas de la diffusion des électrons par des impuretés réparties au hasard dans le cristal; dans des alliages très dilués, elle prévoit l'existence d'une *constante de Hall résiduelle* (en $T = 0^\circ\text{K}$) proportionnelle à la résistivité résiduelle.

$$R_s^\circ = A \rho_0 \quad (7)$$

(diffusion sur les impuretés très diluées)

Lorsque la concentration augmente, au terme linéaire s'ajoute un terme en ρ^2 .

Par la suite, IRKHIN et SHAVROV¹⁴⁾ ont fait un calcul semblable à celui de LUTTINGER pour le cas où les centres diffusants sont les phonons. Ces auteurs montrent ainsi que la conductivité de Hall est en première approximation indépendante de la température, ce qui conduit aussi à une constante de Hall aimantation R_s proportionnelle au carré de la résistivité:

$$R_s^{ph}(T) = D \rho^2(T) \quad (8)$$

(diffusion sur les phonons)

Cette relation est à prévoir notamment pour les températures relativement élevées. Enfin GUREVITCH et YASSIEVICH¹⁵⁾ traitant le cas de la présence simultanée de la diffusion par les impuretés et par les phonons, obtiennent le résultat de LUTTINGER dans la limite des basses températures et celui d'IRKHIN et SHAVROV à haute température. Aux températures intermédiaires, ces auteurs trouvent un terme traduisant une combinaison des effets dus aux impuretés et de ceux provoqués par les phonons.

4. La description des échantillons

En premier lieu nous avons étudié *deux échantillons de nickel pur* JOHNSON-MATTHEY 99,999% recuits différemment: *Ni I* a été recuit à 1200°C pendant 2 h, puis refroidi à raison de $5^\circ/\text{min}$. Quant à *Ni II*, il a été recuit à 1050°C pendant 1 h, puis refroidi comme *Ni I*.

Grâce à ces recuits nous avons obtenu des rapports de résistivité $\rho^{(293^\circ \text{K})}/\rho^{(4,2^\circ \text{K})}$ valant respectivement 170 et 480.

Nos mesures ont porté ensuite sur 17 alliages préparés à partir de métaux JOHNSON-MATTHEY, le métal de base donnant la même analyse que les deux échantillons Ni I et Ni II. Après une fusion dans un four à induction, et sous un vide de 10^{-4} mm Hg, tous les alliages ont subi le même traitement thermique que Ni II. Ces alliages à base de Ni contenaient respectivement les impuretés que voici, données en concentrations atomiques c :

Fe 0,07; 0,33; 0,43; 0,89; 1,08; 2,44; 3,09; 4,07; 5,20% at.

Co 0,10; 0,51; 1,01% at. Cu 0,06; 0,14; 0,28; 0,37; 1,30% at.

La forme des échantillons étudiés est celle de parallélépipèdes, de dimensions $(15 \times 3 \times 0,1)$ mm³ pour les nickels purs et de $(15 \times 3 \times 0,2)$ mm³ pour les alliages. Ces dimensions ont été choisies de façon que la tension de Hall soit à quelques pour mille près de celle qu'on mesurerait sur une plaque de longueur infinie. Quant aux amenées du courant, elles sont constituées par des blocs de cuivre, tandis que les prises de potentiel sont des fils de nickel pur de 0,1 mm de diamètre soudés électriquement sur l'échantillon, sans aucun apport de métal étranger.

5. Le dispositif expérimental

Les mesures de résistivité et d'effet Hall suivent la méthode classique utilisant le courant continu¹⁶⁾ 17). Les intensités de courant, comprises entre 0,5 A et 2 A suivant la température, sont suffisamment faibles pour que celle-ci ne varie pas dans l'échantillon pendant une mesure. Les tensions à mesurer, de l'ordre de 1 mV pour la résistivité, de 1 μ V pour l'effet Hall, sont, à l'aide d'un potentiomètre Diesselhorst, comparées à la tension aux bornes d'une résistance étalon de $4 \cdot 10^{-4} \Omega$ en série avec l'échantillon. L'instrument de zéro est un applicateur de galvanomètre à cellules photoélectriques permettant, compte tenu du bruit de fond du circuit, de détecter des tensions jusqu'à $2 \cdot 10^{-9}$ volts.

Afin d'éliminer les incertitudes dues aux tensions parasites, couples thermo-électriques, obliquité de l'échantillon dans le champ magnétique, etc., il est nécessaire pour chaque mesure de faire une moyenne sur 4 observations¹⁸⁾ par inversion successive du courant parcourant l'échantillon et du champ magnétique extérieur.

Le champ d'induction magnétique extérieur est produit par un électro-aimant Oerlikon pouvant donner jusqu'à 2,9 Vs/m² dans un entrefer de 50 mm, et dont les pièces polaires de 250 mm de diamètre assurent une homogénéité de 1^o/₁₀₀ dans une région cylindrique de 100 mm de diamètre autour de l'axe de symétrie du champ. Le champ magnétique est mesuré à l'aide d'un gaussmètre à bobine tournante qui permet une incertitude de 0,5%, compte tenu de l'hystérèse de l'électro-aimant.

Les mesures de température ont été faites en une dizaine de points entre 4 et 300°K grâce à des baigns cryogéniques d'hélium puis d'azote liquide, de neige carbonique pilée et d'eau distillée.

Pour connaître le détail du comportement des constantes de Hall entre 4 et 60°K, puis au-dessus de 77°K, nous avons utilisé conjointement un cryostat à température variable: la température de l'échantillon placé dans le vide est variée grâce à un

chauffage électrique; le thermomètre est une résistance de cuivre électrolytique étalonnée à l'aide de la fonction $Z(T) = R(T) - R(4^\circ\text{K})/R(273^\circ\text{K}) - R(4^\circ\text{K})$ proposée par WHITE¹⁹⁾ et mesurée par l'intermédiaire d'un pont de KELVIN. Si les conditions d'isothermie sont moins bien réalisées que dans les bains cryogéniques, cela n'est pas un grave inconvénient puisqu'il s'agit seulement d'obtenir le raccordement entre des points où ces conditions sont bien satisfaites.

6. Les résultats expérimentaux *)

6.1. La résistivité de Hall ρ_H

Pour tous les échantillons mesurés, la résistivité de Hall satisfait à la relation (1) lorsque la température est supérieure à 60°K . Par contre, pour les échantillons dont la concentration est inférieure à 1%, et aux très basses températures de $4,20$ et de 30°K , $\rho_H(B)$ cesse d'être une fonction linéaire de B à partir de $1,5 \text{ Vs/m}^2$ environ, comme le montre la figure 1 **).

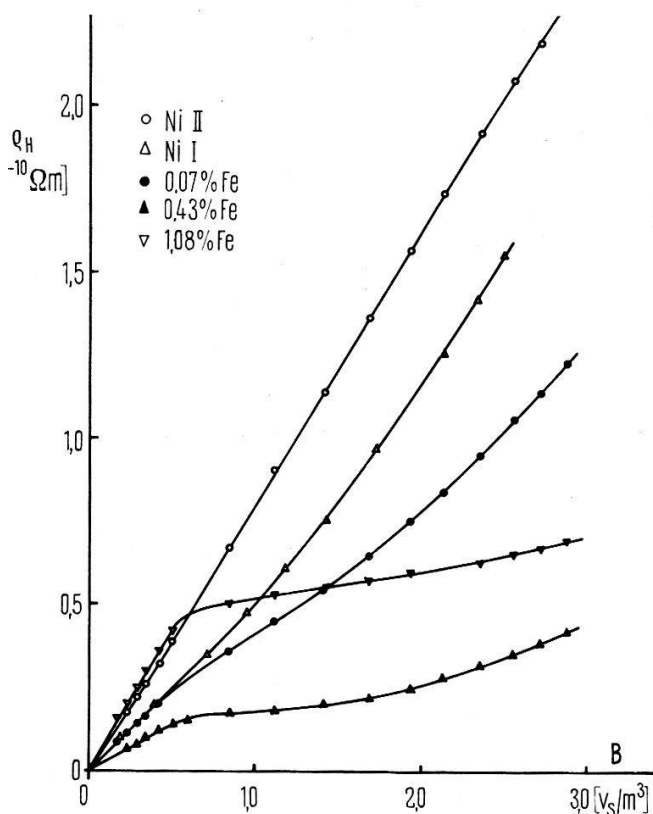


Fig. 1

La résistivité de Hall ρ_H de quelques échantillons à $4,15^\circ\text{K}$ en fonction de l'induction magnétique B

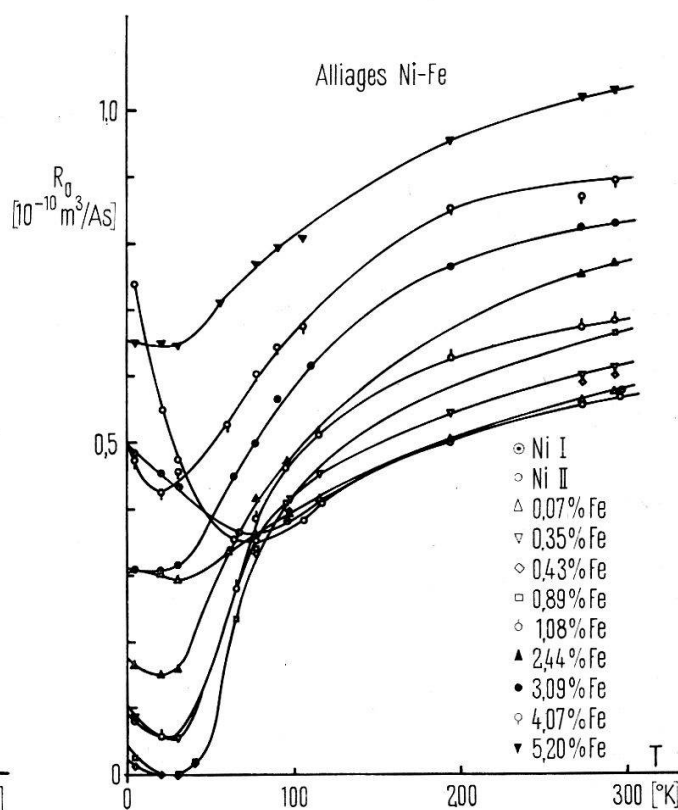


Fig. 2

La constante de Hall ordinaire R_0 des alliages Ni-Fe en fonction de la température

*) Plusieurs de ces résultats ont déjà été publiés dans une série de notes partielles où l'on trouvera des détails qui sont omis ici²⁰⁾²³⁾.

**) De récentes mesures faites par A. C. Ehrlich au Laboratoire de Physique de l'Université de Lausanne nous ont conduit à considérer – à côté de ρ_H – la conductivité de Hall σ_H qui peut être calculée à partir des grandeurs mesurées ρ_H et ρ_{\perp} , résistivité en champ magnétique transversal. Au-dessus de la saturation et dans les alliages σ_H est une fonction linéaire de B ; la courbure qui apparaît dans $\rho_H(B)$ des alliages les plus dilués pourrait alors être due entièrement à la grande magnétorésistance et à la forme de la fonction $\rho_{\perp}(B)$.

6.2. La séparation des constantes ordinaires R_0 et aimantation R_s

Lorsque $\rho_H(B)$ n'est pas linéaire pour les très grandes valeurs de B , la constante de Hall ordinaire R_0 est donnée par la pente ($\partial \rho_H / \partial B_{\infty}^{\text{ext}}$) dans l'intervalle compris entre la valeur B_s de B_{∞}^{ext} à saturation ($B_s \cong 0,65 \text{ Vs/m}^2$) et la valeur B_m au delà de laquelle $\rho_H(B_{\infty}^{\text{ext}})$ cesse d'être linéaire en B_{∞}^{ext} . La constante de Hall aimantation R_s est alors obtenue en prenant la différence entre la pente ($\partial \rho_H / \partial B_{\infty}^{\text{ext}}$) pour $B_{\infty}^{\text{ext}} \ll B_s$ et la constante R_0 définie ci-dessus, conformément aux relations (5). Dans tous les cas où $\rho_H(B_{\infty}^{\text{ext}})$ présente deux parties linéaires, l'une pour $B_{\infty}^{\text{ext}} \ll B_s$, l'autre pour $B_{\infty}^{\text{ext}} \gg B_s$, les constantes R_0 et R_s sont déterminées par la méthode des moindres carrés à l'aide des relations (2), (2a) ou (4).

Compte tenu des considérations qui précèdent et de la géométrie des échantillons, les incertitudes relatives sur R_0 et R_s sont respectivement de 3% et 4%. Les résultats de la séparation sont traduits directement en graphiques donnant les constantes R_0 et R_s en fonction de la température.

6.3. La constante ordinaire R_0 en fonction de la température

Dans les figures 2, 3 et 4, nous présentons successivement la dépendance de R_0 en fonction de la température dans les alliages Ni-Fe, Ni-Co et Ni-Cu, dans l'idée de faire apparaître le rôle joué par des impuretés ferromagnétiques (Fe, Co), puis non ferromagnétiques (Cu).

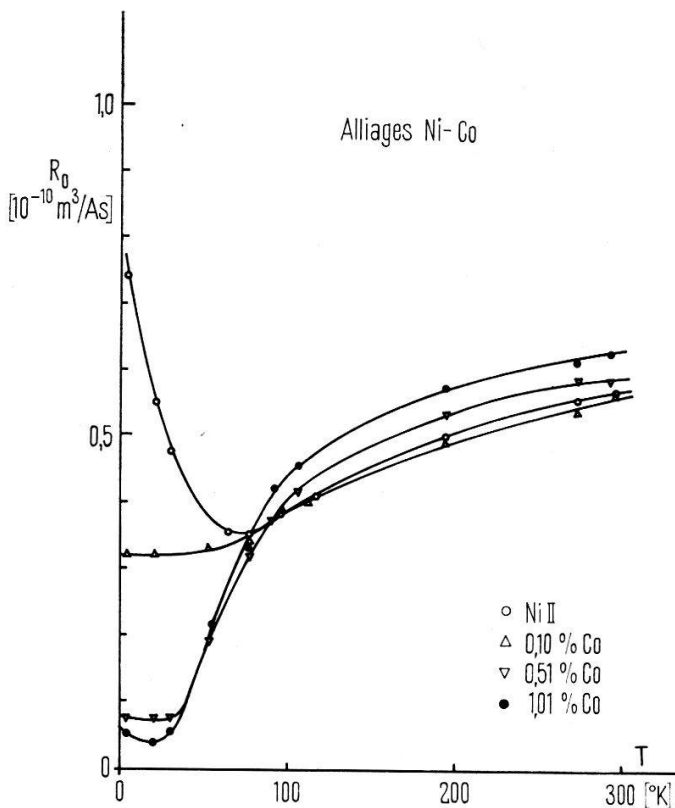


Fig. 3

La constante de Hall ordinaire R_0 des alliages Ni-Co en fonction de la température

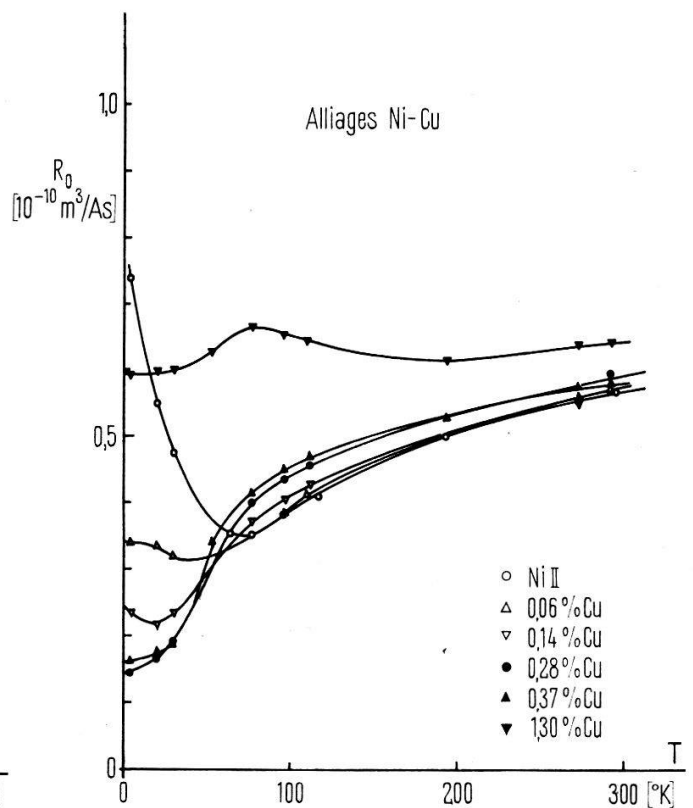


Fig. 4

La constante de Hall ordinaire R_0 des alliages Ni-Cu en fonction de la température

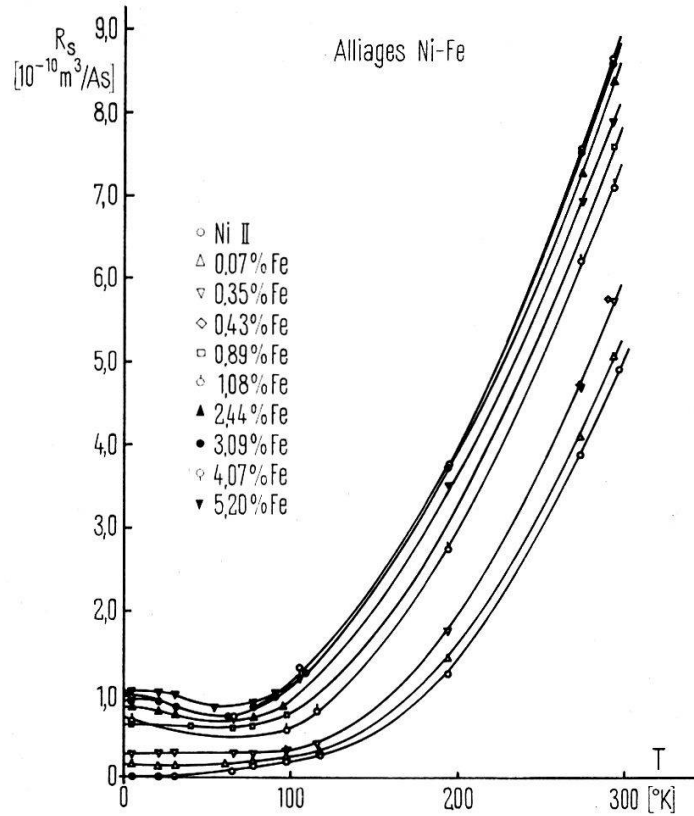


Fig. 5

La constante de Hall aimantation R_s des alliages Ni-Fe en fonction de la température

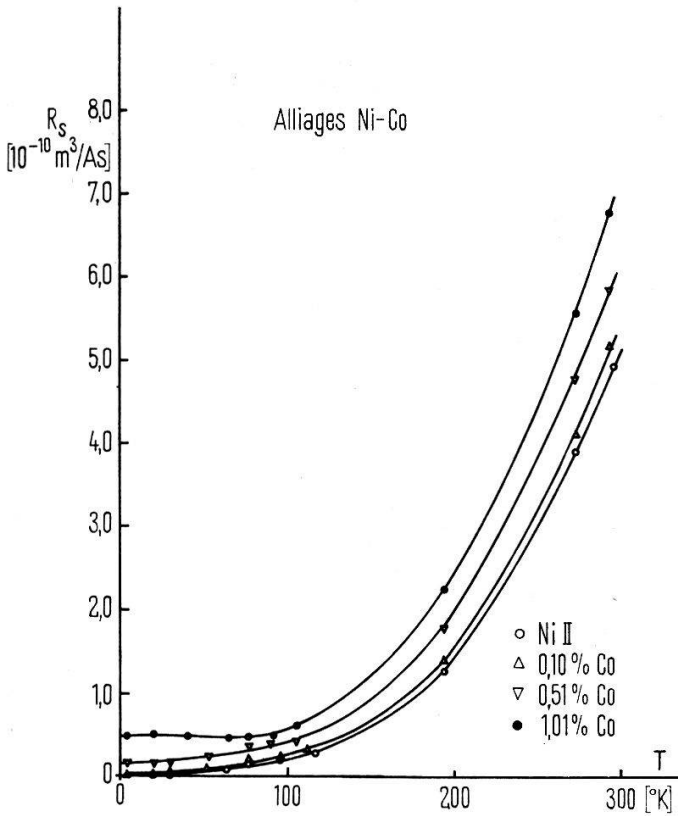


Fig. 6

La constante de Hall aimantation R_s des alliages Ni-Co en fonction de la température

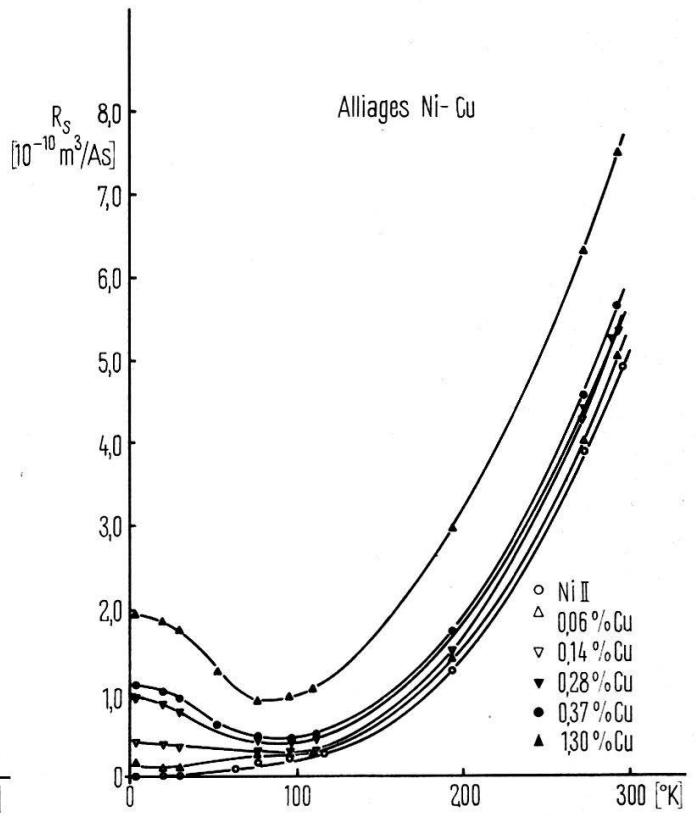


Fig. 7

La constante de Hall aimantation R_s des alliages Ni-Cu en fonction de la température

6.4. La constante aimantation R_s en fonction de la température

De même, nous présentons dans les figures 5, 6 et 7 la dépendance de la constante R_s en fonction de la température, et cela pour les mêmes groupes d'alliages Ni-Fe, Ni-Co et Ni-Cu.

7. La discussion des résultats expérimentaux

Il convient de discuter séparément les résultats obtenus du point de vue de la constante de Hall ordinaire R_0 d'abord, de celui de la constante aimantation R_s , ensuite.

7.1. La constante de Hall ordinaire

Nous examinons ses variations en fonction de la température puis en fonction de la concentration pour en tirer quelques conclusions concernant les modèles théoriques proposés à ce jour.

7.1.1. Les variations de la constante de Hall ordinaire en fonction de la température

Les résultats montrent que pour les échantillons étudiés, la constante ordinaire de Hall R_0 dépend fortement de la température; cette sensibilité aux variations de la température est plus grande dans les alliages que dans le nickel pur. Dans les deux échantillons de *Ni pur*, R_0 décroît de la même façon entre 293°K et 77°K, puis augmente pour atteindre à 4,15°K une valeur dans Ni I inférieure de 16% à la valeur de 293°K, et dans Ni II supérieure de 31% à la valeur de 293°K.

Dans les alliages, les courbes donnant $R_0(T)$ sont à peu près parallèles aux courbes correspondantes des Ni purs entre 293 et 100°K environ. Au-dessous de 100°K, R_0 diminue rapidement avec T pour atteindre généralement une valeur résiduelle vers 30°K; dans les alliages les plus dilués, on constate un léger accroissement entre 20 et 4°K rappelant le comportement du nickel pur. Dans les 3 séries d'alliages mesurés Ni-Fe, Ni-Co et Ni-Cu, la constante R_0 a la même dépendance qualitative en fonction

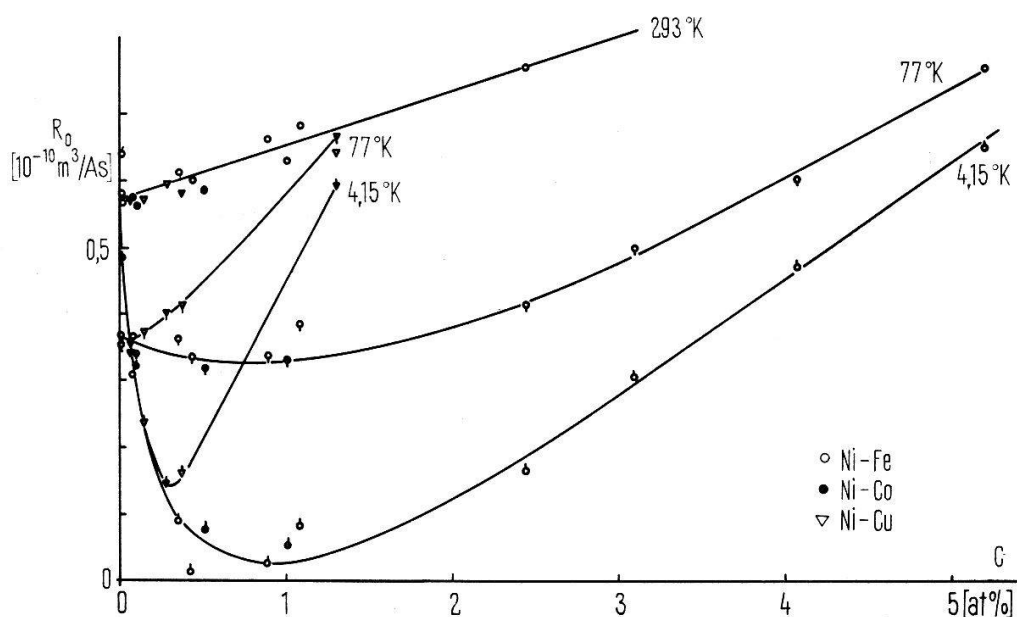


Fig. 8

La constante de Hall ordinaire R_0 en fonction de la concentration à différentes températures

de la température. Seul l'alliage contenant 1,30% de Cu fait exception, R_0 y passe par un maximum peu accentué au voisinage de 100°K.

7.1.2. *Les variations de la constante de Hall ordinaire en fonction de la concentration*

La dépendance de R_0 en fonction de la concentration atomique c varie beaucoup avec la température. C'est ainsi qu'à 293°K, R_0 croît avec c de façon monotone; et qu'à 77°K, R_0 reste pratiquement constante jusqu'à une concentration d'1% d'impuretés pour augmenter au-delà. C'est à 4,15°K que la fonction $R_0(c)$ présente les variations les plus spectaculaires; elle passe notamment par un minimum voisin de zéro pour une concentration proche du pour cent. Dans les alliages Ni-Cu ce minimum a une valeur plus élevée et l'accroissement consécutif est plus rapide.

7.1.3. *Quelques conséquences concernant les explications théoriques*

Des variations aussi marquées de la constante de Hall ordinaire R_0 , soit avec la température, soit avec la concentration viennent à l'appui de l'hypothèse selon laquelle les collisions jouent un rôle essentiel dans le mécanisme à l'origine de ces variations à l'échelle microscopique. Il est en effet peu probable que l'adjonction d'un petit nombre d'impuretés, de l'ordre de 1%, modifie de façon profonde la structure de bandes ou la forme de la surface de Fermi. Il est beaucoup plus logique de supposer que le temps de relaxation soit anisotrope, ne serait-ce déjà parce qu'une partie au moins des porteurs de charge actifs dans le nickel se trouvent avoir leur énergie au voisinage d'une surface de Fermi anisotrope. Et les résultats de ZIMAN rappelés plus haut (chapitre 3.1) montrent que cette anisotropie du temps de relaxation pourrait fort bien expliquer un comportement de R_0 du genre de ceux qui sont ici mis en évidence.

7.2. *La constante de Hall aimantation*

Comme pour la constante ordinaire, il importe dans le cas de la constante aimantation R_s de discuter d'abord séparément les effets dus aux changements de température, puis ceux dont l'origine est à chercher dans des variations de la concentration des impuretés.

7.2.1. *Les variations de la constante aimantation R_s en fonction de la température*

Les figures 4, 5 et 6 montrent que la constante de Hall aimantation R_s est une fonction de la température qui varie rapidement entre 293 et 100°K environ. Dans les alliages Ni-Fe et Ni-Co les plus dilués, R_s tend de façon monotone vers sa valeur résiduelle à $T \approx 0^\circ\text{K}$: Lorsque la concentration dépasse 1%, R_s présente un minimum vers 60°K pour atteindre à 4°K une valeur plus élevée de quelque 20%. Cet effet se retrouve, mais beaucoup plus marqué dans les alliages Ni-Cu; à partir de 100°K environ, R_s augmente et atteint une valeur environ 2 fois plus grande à 4°K, ceci pour 0,28% de Cu déjà.

7.2.2. *Les variations de la constante R_s en fonction de la concentration*

A toute température, la constante aimantation est une fonction de la concentration, comme le montre la figure 9.

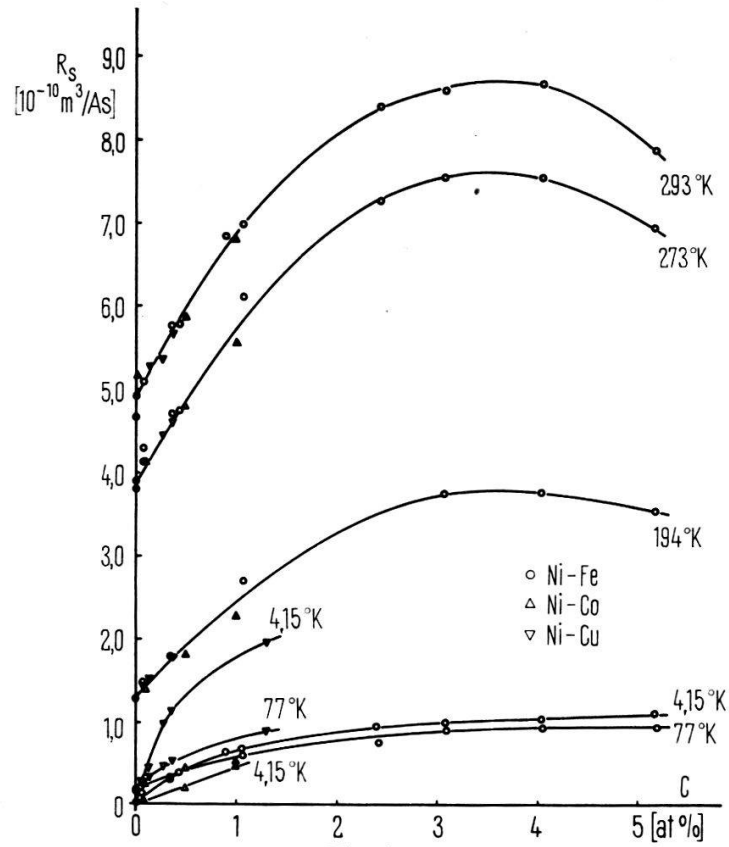


Fig. 9

La constante de Hall aimantation R_s en fonction de la concentration, à différentes températures

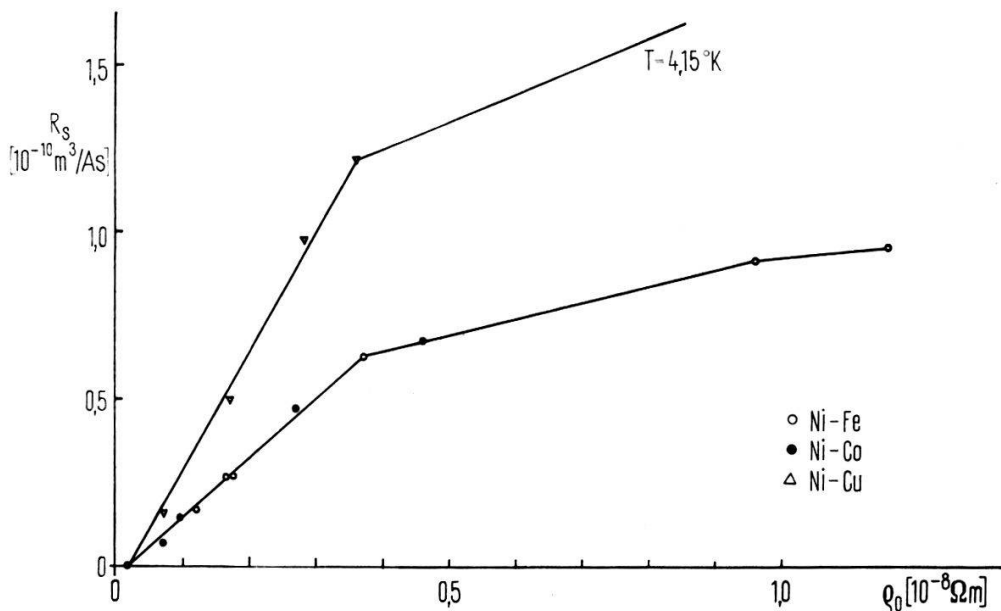


Fig. 10

La constante de Hall aimantation R_s en fonction de la résistivité à 4,15 °K

Le rôle joué par la nature de l'impureté chimique apparaît le plus nettement à 4 °K : pour une concentration donnée, ce sont les impuretés du cuivre qui entraînent l'augmentation la plus forte pour R_s et ce sont les impuretés de cobalt qui ont l'effet le plus faible. Cette situation est tout à fait analogue à celle que nous avons observée pour la résistivité en champ magnétique nul.

7.2.3. La relation entre la constante aimantation R_s et la résistivité et la comparaison avec les prévisions théoriques

La figure 10 montre qu'en l'absence de phonons et jusqu'à une concentration d'impuretés d'environ 1%, R_s satisfait à la relation théorique (7) prévue par LUTTINGER et appelée sous chiffre (3.2).

$$R_s^{\circ} = A \cdot \rho^0 \text{ avec } R_s^{\circ} = R_s(4^{\circ}\text{K}) \quad (7a)$$

où ρ_0 est la résistivité résiduelle en champ nul et A une constante qui peut dépendre de la nature des impuretés responsables des collisions. A 4°K et en dessous, R_s s'annule dans le nickel pur, ce qui peut s'interpréter par le fait que l'hamiltonien de spin-orbite devient périodique dans le cristal parfait.

Pour les concentrations supérieures à 1%, la constante aimantation résiduelle augmente moins rapidement que la résistivité; s'il est du même signe que le terme linéaire, celui en ρ_0^2 prévu par LUTTINGER n'apparaît donc pas, masqué qu'il est peut-être par les termes de combinaison des effets dus aux phonons et aux impuretés.

Aux températures élevées, la présence de phonons entraîne notamment l'apparition d'un terme supplémentaire $R_s^{\text{ph}}(T)$ dans la constante de Hall aimantation. En faisant l'hypothèse – fondée sur les calculs de IRKHIN et SHAVROV – qu'à des températures élevées les impuretés et les phonons donnent à R_s des contributions additives, on peut définir le terme R_s^{ph} dû aux phonons par

$$R_s^{\text{ph}}(T) = R_s(T) - R_s(4^{\circ}\text{K}) \quad (9)$$

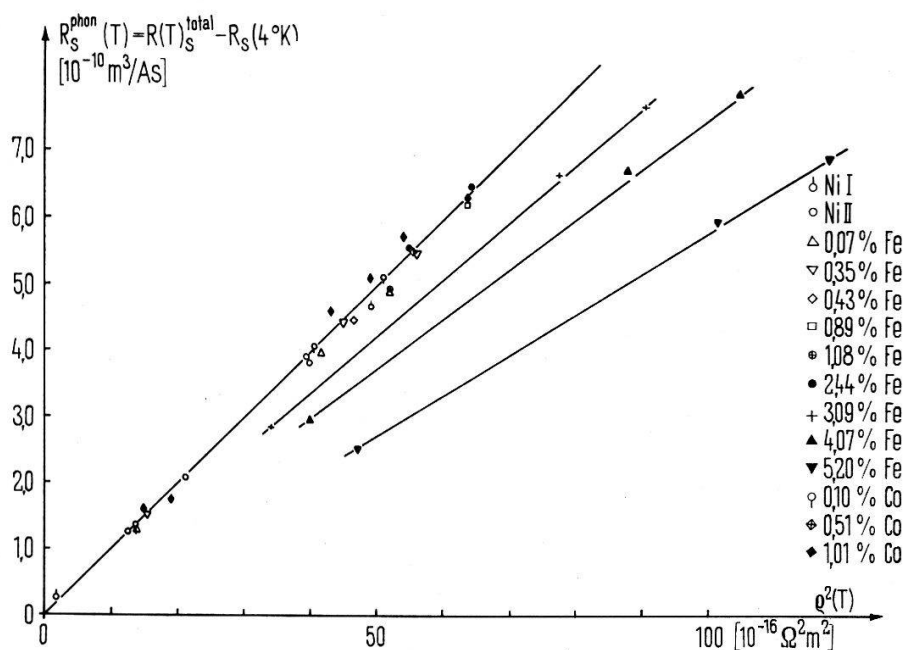


Fig. 11

La contribution R_s^{ph} en fonction du carré de la résistivité

Nos résultats montrent que, conformément aux prévisions d'IRKHIN et SHAVROV, $R_s^{\text{ph}}(T)$ ne dépend de la température que par l'intermédiaire de la résistivité $\rho(T)$. En effet, la figure 11 où l'on a reporté $R_s^{\text{ph}}(T)$ donné par (9) en fonction de ρ^2 , permet de conclure à la validité d'une relation du type

$$R_s^{\text{ph}}(T) = D \cdot \rho^2(T) \quad (8a)$$

où D est une fonction de la concentration*). Cette relation (8a), valable seulement pour les trois températures de mesure les plus élevées, soit 194, 273 et 293° K, confirme bien la formule (8) obtenue par IRKHIN et SHAVROV, formule valable elle aussi dans le cas de températures suffisamment élevées, comme il a été rappelé au chiffre 3.2.

8. Conclusion générale

De nos mesures, il ressort nettement que la constante de Hall ordinaire R_0 est une grandeur complexe qui ne peut pas être mise en relation simple avec le nombre de porteurs de charge, mais qui semble par contre dépendre de façon très sensible du type de collisions encourues par ces derniers.

Quant à la constante de Hall aimantation R_s , nos résultats montrent qu'elle dépend de la température, de la concentration des impuretés et aussi de leur nature. Ces variations sont en partie celles prévues par les théories récentes de LUTTINGER et d'IRKHIN et SHAVROV, dont nos résultats constituent – en tous les cas pour ce qui concerne la théorie de LUTTINGER – la première confirmation expérimentale.

9. Remerciements

Les auteurs tiennent à remercier le professeur LEO RINDERER des discussions fructueuses et des conseils techniques très précieux. Ils expriment aussi leurs remerciements aux Dr. L. BERGER et A. EHRLICH, ainsi qu'à MM. F. HAENSSLER, J. DUBOIS et R. EHRAT. Ils présentent enfin leur gratitude au Fonds National de la Recherche Scientifique pour son appui financier constant.

Bibliographie

- 1) J.-P. JAN, *Helv. Phys. Acta* 25, 677 (1952).
- 2) COHEN, Thèse, Pittsburgh 1955.
- 3) J. SMIT, *Physica* 21, 877 (1955).
- 4) N. V. VOLKENSHEIN, G. V. FEDOROV, and S. V. VONSOVSKI, *Sov. Phys. JETP* 35, 61 (1959).
- 5) R. KARPLUS and J. M. LUTTINGER, *Phys. Rev.* 95, 1154 (1954).
- 6) J. SMIT, Thèse, Leiden 1956 et *Physica* 24, 39 (1958).
- 7) C. STRACHAN and A. M. MURRAY, *Proc. Phys. Soc.* 73, 433 (London) (1959).
- 8) J. M. LUTTINGER, *Phys. Rev.* 112, 739 (1958).
- 9) E. M. PUGH, *Phys. Rev.* 97, 647 (1955).
- 10) A. C. EHRLICH, J. A. DREESEN, and E. M. PUGH, *Phys. Rev.* 133, A407 (1963).
- 11) J. COOPER and S. RAIMES, *Phil. Mag.* 4, 145 (1959).
- 12) J. M. ZIMAN, *Adv. in Physics* 10, 1 (1961).
- 13) J. M. ZIMAN, *Phys. Rev.* 121, 1320 (1961).
- 14) YU. P. IRKHIN and V. G. SHAVROV, *Sov. Phys. JETP* 15, 854 (1962).
- 15) L. E. GUREVICH and I. N. YASSIEVICH, *Sov. Phys. Solid State* 4, 2091 (1963).
- 16) A. N. GERRITSEN, *Handbuch der Physik*, Vol. XIX, p. 140, (Springer-Verlag 1956).
- 17) D. K. C. MACDONALD, *Handbuch der Physik*, Vol. XIV, p. 137, (Springer-Verlag 1956).
- 18) J.-P. JAN, Thèse, Lausanne 1952.
- 19) G. K. WHITE, *Experimental Techniques in Low Temperatures Physics*, p. 115 (Clarendon Press, Oxford 1959).
- 20) R. HUGUENIN et D. RIVIER, *Helv. Phys. Acta* 33, 973 (1960).
- 21) D. RIVIER et R. HUGUENIN, *Helv. Phys. Acta* 34, 770 (1961).
- 22) D. RIVIER and R. HUGUENIN, *Proceedings of the Eighth International Conference on Low Temperature Physics 1962*, London, Butterworths (1963).
- 23) R. HUGUENIN et D. RIVIER, *Helv. Phys. Acta* 36, 808 (1963).

*) Dans les alliages les plus dilués, la résistivité résiduelle est négligeable par rapport à la résistivité due aux phonons; nous avons donc calculé \dot{a}^2 à partir de la résistivité totale.