

Zeitschrift: Archives des sciences physiques et naturelles
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 42 (1916)

Artikel: Étude de l'aimantation initiale en fonction de la température [suite et fin]
Autor: Weiss, P. / Freudenreich, J. de
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-743315>

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: 10.01.2025

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

ÉTUDE DE
L'AIMANTATION INITIALE
EN FONCTION DE LA TEMPÉRATURE

PAR

P. WEISS et J. DE FREUDENREICH

(Suite et fin¹)

LE NICKEL

Les lois surprenantes que nous avons trouvées pour le ferromagnétique et le ferrocobalt sont si différentes de celles obtenues par Radovanovic et Renger pour le nickel, le fer et la magnétite qu'il nous a semblé nécessaire de reprendre les mesures sur le nickel. Nous avons employé le même anneau que Radovanovic dans le but d'éliminer les discordances pouvant résulter des différences de matière. Ce nickel contient, d'après Radovanovic, 0,9808 Ni; 0,0131 Co; 0,0068 Fe; résidu insoluble, 0,0011.

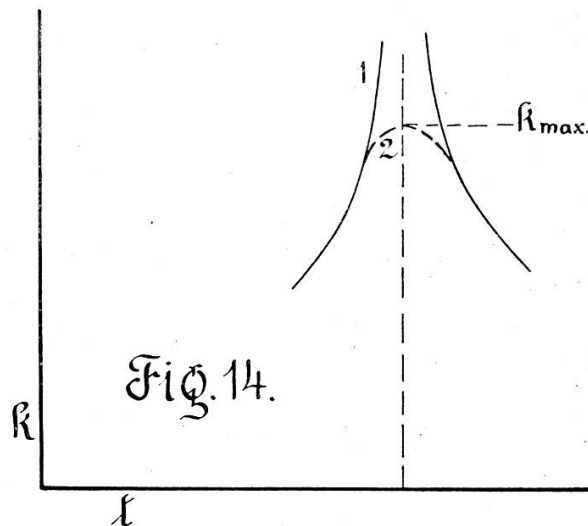
Cet anneau avait servi entre temps à faire des mesures aux très basses températures⁽²⁾. Dans l'hydrogène liquide, la susceptibilité du nickel avait pris une valeur très petite et elle avait gardé une valeur voisine après un séjour de plusieurs mois à la température ordinaire. A la fin du traitement thermique que nous lui avons fait subir avant les mesures définitives la susceptibilité avait atteint, à la température ordinaire, une valeur à peu près vingt fois plus grande qu'avant ce traitement. Depuis elle n'a plus changé, même après une interruption des mesures de plusieurs semaines.

¹) *Archives*, 1915, t. XLII, p. 5.

²) A. Perrier et H. Kamerlingh Onnes, *Comm. Leiden*, N° 126, 1912.

Mesure de la susceptibilité pour un champ constant en fonction de la température

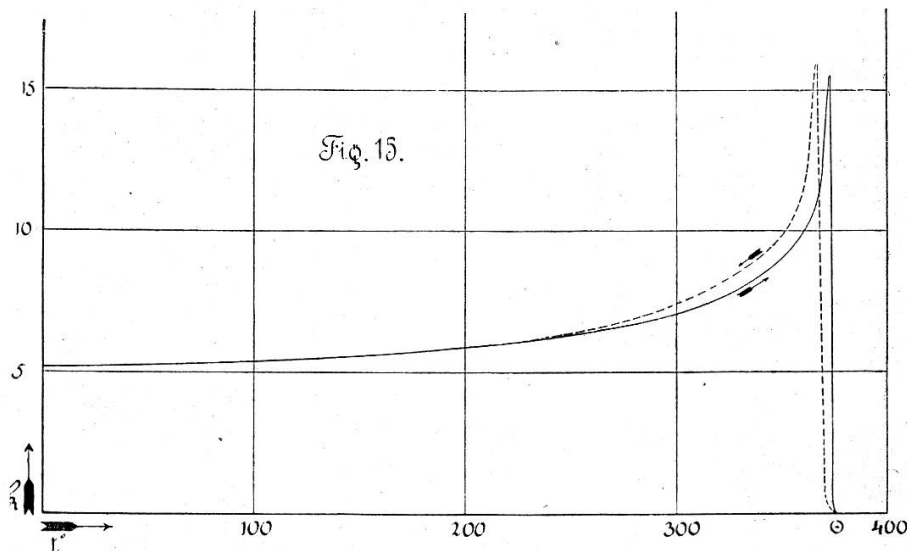
Ces mesures ont été faites dans le but de vérifier si la susceptibilité devenait infinie dans le voisinage immédiat du Point de Curie comme on pouvait le supposer d'après les mesures de Radovanovic. Il importait tout particulièrement que la température fût très uniforme dans toute l'étendue du corps. Il est impossible d'obtenir exactement ce résultat, car lorsque la température s'élève les couches extérieures de l'anneau sont toujours plus chaudes que les couches intérieures. Les points ayant la même température se trouvent sur une surface qui se déplace de l'extérieur à l'intérieur. Si la susceptibilité devient infinie pour une certaine température, les écarts du galvanomètre n'ex-



primeront pas nécessairement ce caractère du phénomène car il n'y aura jamais qu'une partie infiniment petite du corps à cette température. Si la susceptibilité devient infinie en suivant la courbe 1 (fig. 14) les mesures pourront donner une courbe semblable à 2 qui présente un maximum k_{\max} . Mais en faisant varier la vitesse d'échauffement on obtiendra des valeurs différentes de k_{\max} . Au contraire, si la susceptibilité ne devient pas infinie mais présente réellement un maximum, la valeur de k_{\max} restera la même pour des vitesses différentes d'échauffement.

Les mesures ont été faites avec un champ constant de 0,2378 gauss, en parcourant l'intervalle de température dans les deux sens. Les valeurs numériques sont données dans le tableau VII. Comme les fig. 15 et 16 le montrent, on n'obtient pas les mêmes valeurs de la susceptibilité pour les températures croissantes ou décroissantes. Ce n'est qu'aux températures peu élevées que les courbes coïncident; entre 220° et le Point de Curie le phénomène est irréversible.

Nous avons répété ces mesures en parcourant plus ou moins lentement l'intervalle de température, notamment dans le voisinage du Point de Curie, et nous avons toujours obtenu les mêmes résultats. La susceptibilité présente donc *un maximum* au-dessous du Point de Curie et ne devient pas infinie comme les mesures de Radovanovic semblaient l'indiquer.



La validité de cette conclusion est soumise à une restriction. Puisque les aimantations restent nécessairement finies on ne saurait observer une susceptibilité infinie que pour un champ infiniment faible. On pourrait donc craindre que, dans la région des grandes susceptibilités, le champ de 0,2378 gauss ait été trop élevé pour donner exactement l'aimantation initiale. On verra au paragraphe suivant que jusqu'à 330° la loi linéaire de la susceptibilité est valable au delà de 0,7 gauss. Il aurait fallu, en toute rigueur, constater que, dans tout l'intervalle des observations, le champ constant de 0,2378 gauss est dans les limites de validité de la loi linéaire.

TABLEAU VII

t'	k	t''	k	t'	k	t''	k	t'	k	t''	k
14.3	5.19	254.0	6.36	371.75	14.70	376.0	0.00	368.00	12.64	320.0	8.10
22.2	5.20	268.0	6.53	372.0	15.00	375.0	0.08	367.85	13.25	309.0	7.67
29.5	5.21	275.0	6.62	372.2	15.35	374.0	0.16	367.70	13.79	301.0	7.44
47.0	5.26	283.0	6.75	372.4	15.52	373.0	0.23	367.52	14.43	288.0	7.07
57.5	5.27	298.0	7.02	372.6	15.68	372.0	0.35	367.38	14.75	273.0	6.75
71.5	5.29	307.0	7.21	372.8	15.75	371.0	0.55	367.22	15.41	260.0	6.52
83.0	5.31	313.5	7.39	373.0	15.68	370.6	0.81	367.00	15.82	245.0	6.30
90.0	5.35	323.0	7.68	373.1	15.50	370.45	1.00	366.75	15.98	232.0	6.15
101.5	5.37	330.0	7.95	373.2	14.92	370.15	1.56	366.60	16.10	221.0	6.02
109.5	5.40	338.0	8.31	373.3	13.53	370.00	1.84	366.45	16.13	206.0	6.90
122.0	5.46	345.0	8.68	373.4	10.44	369.75	2.41	366.30	16.11	187.0	5.73
136.5	5.52	350.0	9.00	373.5	6.73	369.60	3.00	366.15	16.04	169.0	5.67
146.5	5.55	354.0	9.31	373.6	4.70	369.45	3.52	365.92	15.88	152.0	5.58
153.0	5.58	358.0	9.66	373.7	3.45	369.30	4.31	365.70	15.50	135.0	5.50
165.0	5.65	360.0	9.88	373.8	2.33	369.15	4.90	365.35	15.00	123.5	5.46
170.0	5.67	362.0	10.15	373.9	1.57	369.00	5.85	360.0	11.65	108.0	5.40
183.5	5.75	365.7	10.65	374.0	1.03	368.92	6.72	350.5	10.40	93.5	5.35
194.5	5.85	367.0	10.91	374.1	0.77	368.75	7.66	352.0	10.00	77.5	5.30
206.0	5.91	368.0	11.20	374.3	0.55	368.62	8.55	347.0	9.61	60.0	5.27
215.0	6.00	369.0	11.65	374.8	0.25	368.25	9.70	342.0	9.20	41.3	5.22
231.5	6.12	370.0	12.38	375.4	0.10	368.20	10.56	333.0	8.69	28.0	5.21
246.5	6.24	371.0	13.64	376.0	0.00	368.15	11.61	325.0	8.30	15.6	5.19

La courbe des susceptibilités obtenue en chauffant diffère de celle que l'on trouve au refroidissement en plusieurs points :

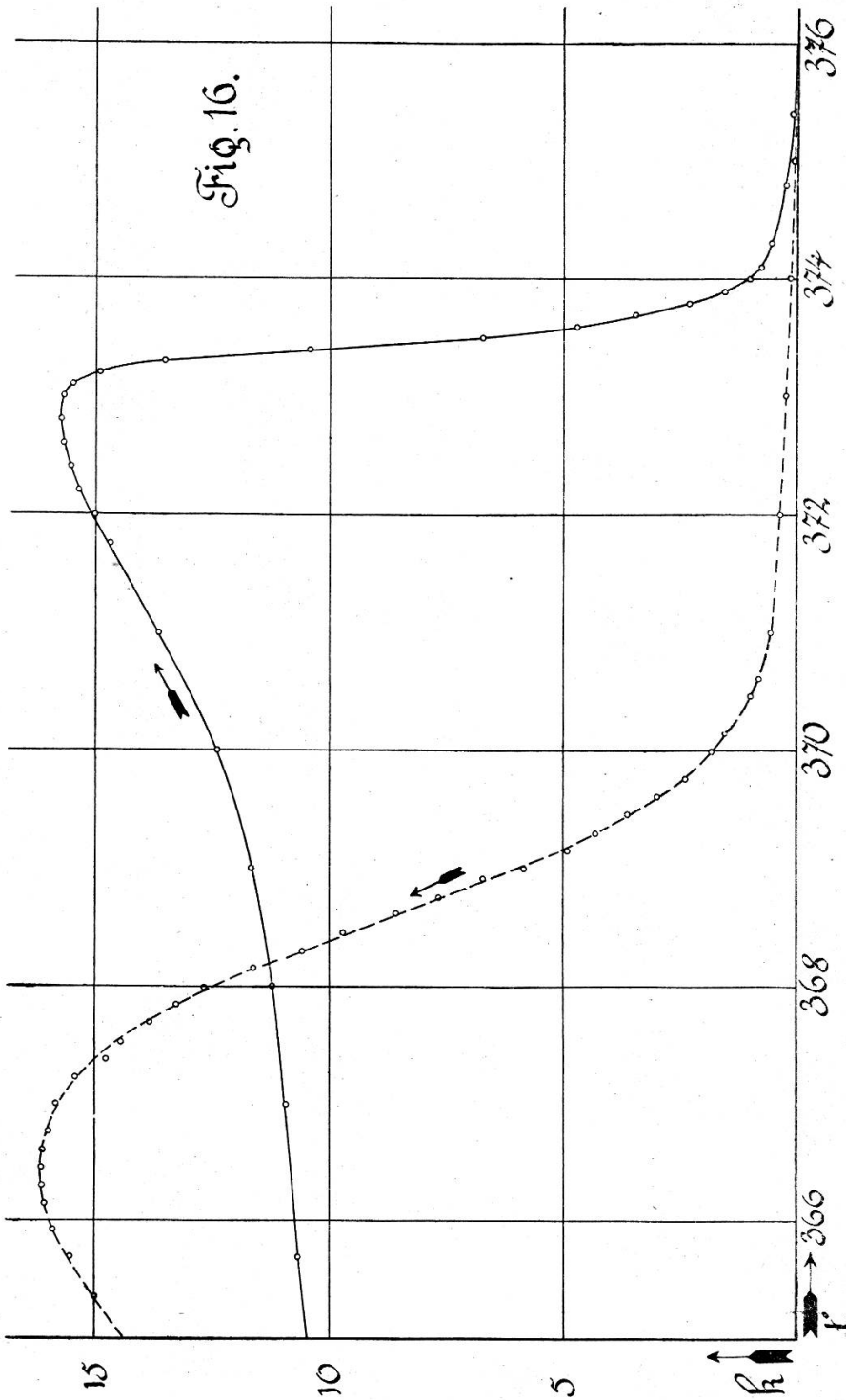


Fig. 16.

1° La valeur de k_{\max} est différente et ne se trouve pas à la même température. 2° L'inclinaison de la courbe au-dessus du

maximum est différente, le magnétisme disparaît plus rapidement qu'il ne réapparaît. Il est à noter cependant que la température du Point de Curie est la même dans les deux cas.

Comme pour le ferro-nickel la courbe est tangente à l'axe des températures au Point de Curie, ce qui rend la détermination de celui-ci difficile. Nous avons trouvé $\Theta = 376^{\circ},0$.

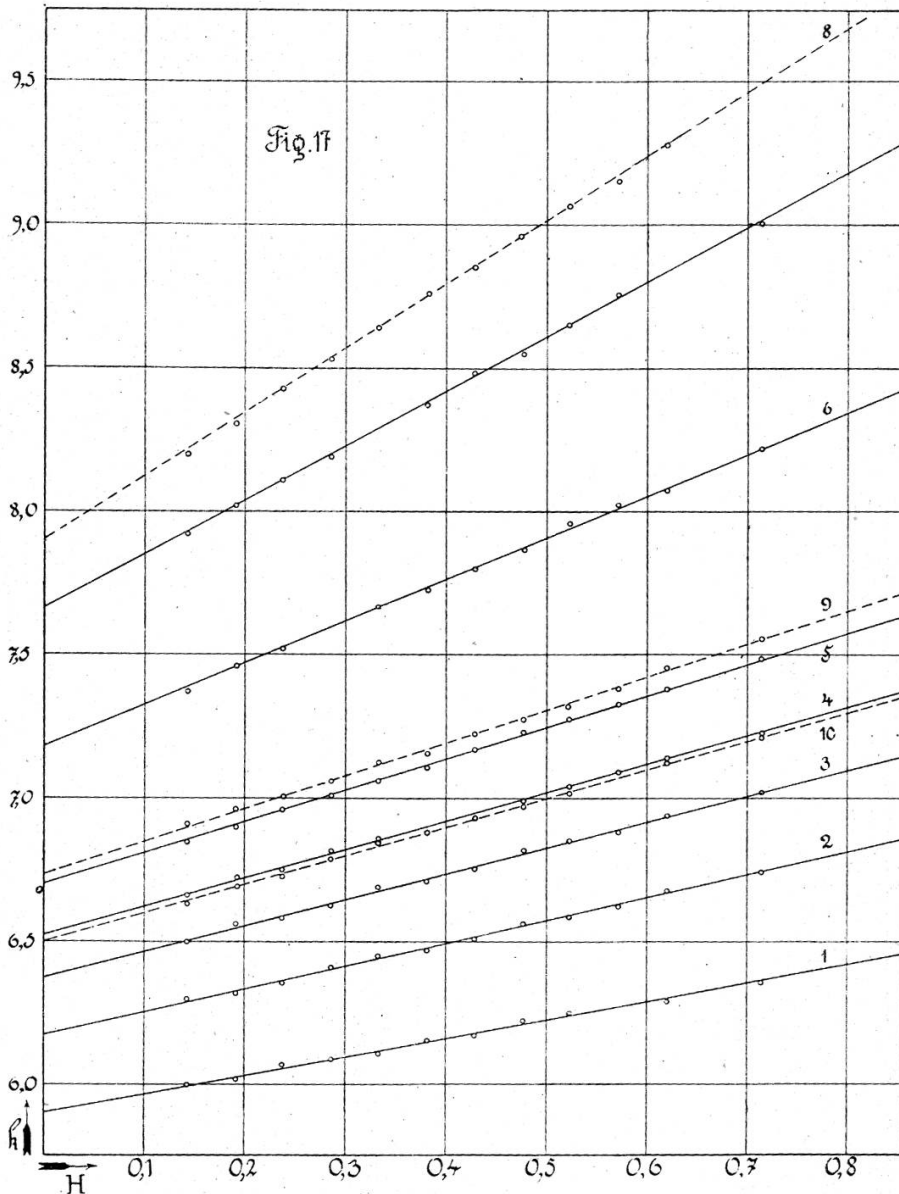
L'irréversibilité thermique n'avait pas été constatée par Radovanovic. L'explication de ce phénomène ne paraît pas facile; la particularité la plus curieuse est sa disparition lente, du côté des basses températures.

*Mesure de la susceptibilité en fonction du champ
pour des températures déterminées*

Ces mesures ont présenté pour le nickel une difficulté particulière. Pour des températures inférieures à 200° la valeur de b est si petite, qu'il est impossible de déterminer exactement la droite $k = a + bH$. D'autre part, aux températures plus élevées, la variation de la susceptibilité en fonction de la température devient de plus en plus grande et il faut, pour obtenir des résultats exacts, éviter les plus petites variations de température pendant toute la durée de la mesure. On y arrive en attendant plusieurs heures que le régime stationnaire pour le four soit atteint. Malheureusement cette méthode ne peut pas être employée dans le voisinage du Point de Curie, car comme le phénomène magnétique est irréversible, nous ne pouvons faire varier la température que dans un sens et il est impossible de maintenir constantes les conditions extérieures du four pendant un temps suffisamment long. Nous n'avons pas pu prendre de droites dans la région comprise entre le maximum de k et le Point de Curie. Il aurait été intéressant de vérifier si la relation entre a et b est la même pour la branche ascendante et la branche descendante de la courbe. Pour le ferro-nickel elle est différente, mais pour cet alliage la courbe présente un point anguleux et non un maximum. En outre, le ferro-nickel se distingue du nickel par la présence de droites coudées. Pour la magnétite, qui comme le nickel présente un maximum, la

relation entre a et b semble rester la même, d'après une mesure unique de Renger.

Nous avons choisi pour nos mesures la région entre 200° et 335° dans laquelle sont relativement faibles les inexactitudes provenant de la petitesse de b et de la variation thermique de k .



Les valeurs numériques se trouvent dans le tableau VIII et les droites dans la fig. 17. Les droites 1 à 7 ont été prises en chauffant et 8 à 10 en refroidissant. Comme on le voit les points obtenus permettent de déterminer exactement les droites.

T ABLEAU VIII

N°	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
	$t = 217.7$	$t = 248.5$	$t = 270.8$	$t = 283.0$	$t = 293.7$	$t = 315.9$	$t = 332.0$	$t = 324.5$	$t = 284.1$	$t = 271.3$
H	<i>k</i>	<i>k</i>	<i>k</i>	<i>k</i>	<i>k</i>	<i>k</i>	<i>k</i>	<i>k</i>	<i>k</i>	<i>k</i>
0.1425	6.000	6.299	6.501	6.660	6.845	7.368	7.920	8.198	6.910	6.630
0.1913	6.018	6.320	6.560	6.723	6.898	7.461	8.020	8.305	6.965	6.688
0.2378	6.070	6.355	6.572	6.751	6.960	7.522	8.110	8.426	7.005	5.725
0.2855	6.087	6.411	6.625	6.815	7.010	—	8.189	8.530	7.060	6.787
0.3328	6.109	6.450	6.688	6.865	7.062	7.665	8.310	8.638	7.125	6.845
0.3813	6.155	6.472	6.710	—	7.105	7.725	8.371	8.759	7.155	6.882
0.4282	6.172	6.510	6.755	—	7.171	7.800	8.478	8.748	7.225	6.930
0.4765	6.225	6.563	6.820	6.990	7.228	7.867	8.550	8.960	7.275	6.972
0.5235	6.251	6.585	6.853	7.038	7.277	7.965	8.650	9.065	7.340	7.015
0.5710	—	6.618	6.881	7.089	7.332	8.025	8.755	9.150	7.382	—
0.6180	6.288	6.675	6.940	7.140	7.380	8.075	—	9.275	7.455	7.120
0.7145	6.355	6.743	7.038	7.225	7.485	8.221	9.006	—	7.555	7.028
<i>a</i>	5.900	6.175	6.375	6.540	6.701	7.182	7.665	7.805	6.735	6.500
<i>b</i>	0.6194	0.7569	0.8584	0.9429	1.0520	1.3871	1.8218	2.0745	1.0960	0.9495

Dans la fig. 18 nous avons porté les $\log b$ en fonction des $\log a$ pour trouver la relation potentielle entre a et b . Nous avons deux droites, la première correspondant aux points obtenus en chauffant, donne

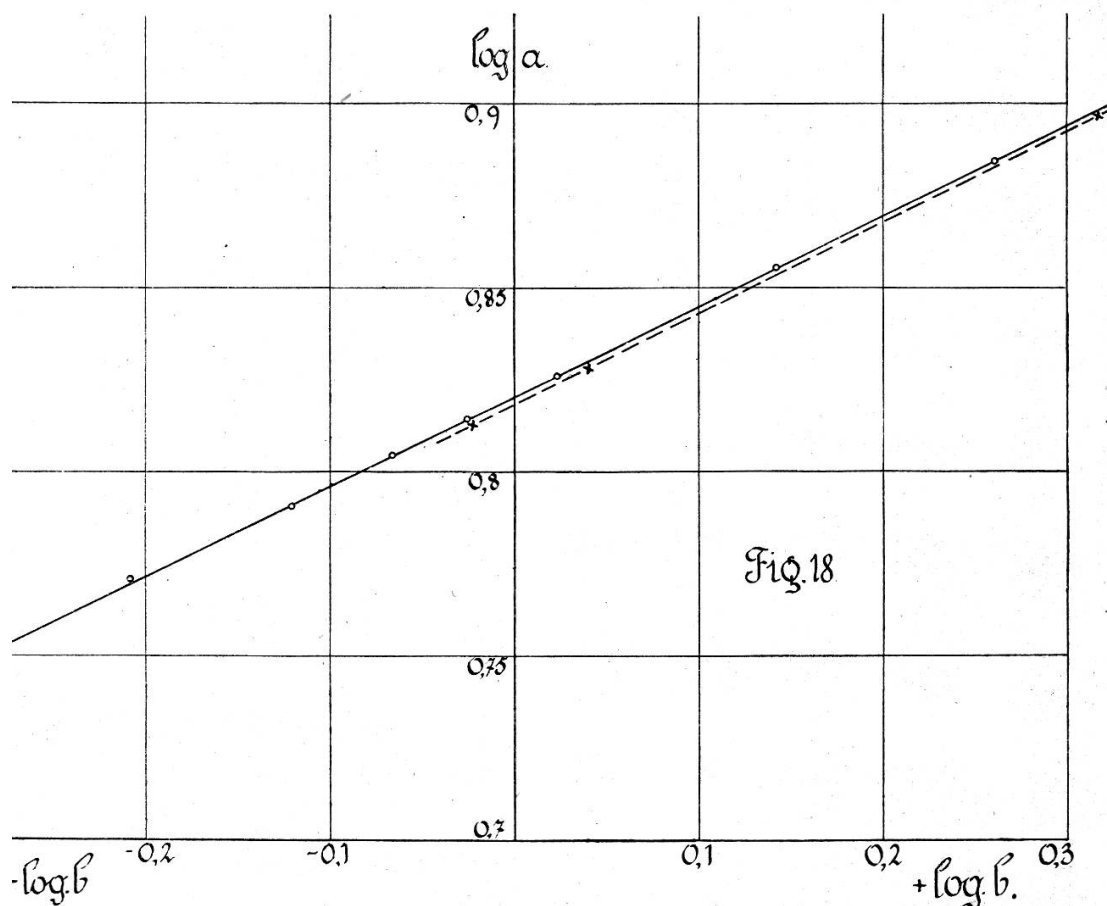
$$b = \frac{1}{2165} a^{4,09}, \quad (24)$$

la seconde pour les points obtenus en refroidissant :

$$b = \frac{1}{2145} a^{4,05}, \quad (25)$$

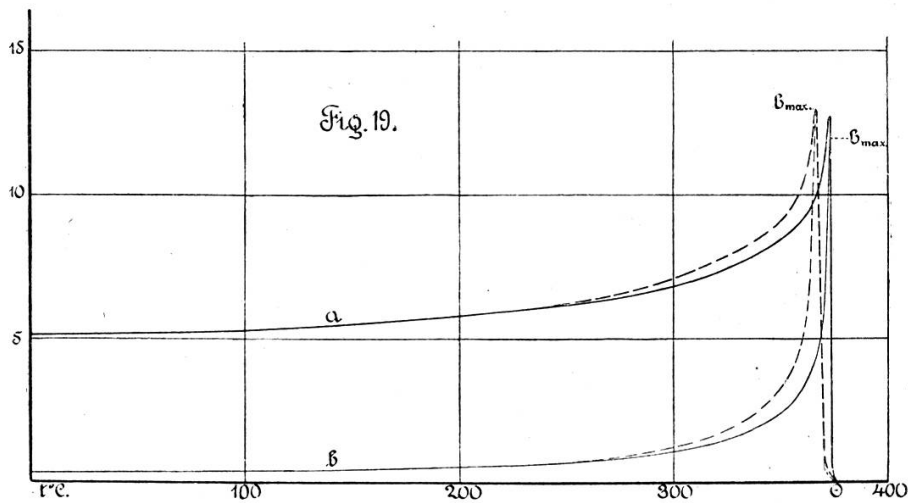
Radovanovic avait trouvé

$$b = \frac{1}{1225} a^{4,0}.$$



L'exposant est sensiblement le même, tandis que la constante a changé de près de 50%. Comme nous l'avons déjà dit l'anneau de nickel a subi divers traitements thermiques entre les mesures de Radovanovic et les nôtres.

Nous pouvons maintenant, à l'aide de cette loi potentielle et de la courbe $k = f(t)$, déterminer a et b en fonction de la température comme nous l'avons fait pour le ferro-nickel. La variation thermique de ces quantités est représentée dans la fig. 19. Elle diffère trop profondément, non seulement dans le voisinage de Θ mais dans tout l'intervalle étudié, de celle qui a été trouvée par Radovanovic pour qu'il soit possible, semble-t-il, d'attribuer les écarts à des erreurs d'expériences. Il paraît plus probable qu'il s'agisse d'états différents liés à l'histoire antérieure. La valeur très différente du coefficient numérique



de la relation potentielle entre a et b est un autre indice favorable à cette interprétation. Il est d'autant plus remarquable que l'exposant 4 se soit conservé.

Essai de synthèse à partir des propriétés magnétocristallines

Les métaux ferromagnétiques ont en général une structure cristalline. Il en résulte que l'observation faite sur les échantillons de dimensions usuelles ne donne pas les propriétés intrinsèques de la matière mais des moyennes dans lesquelles se fondent les propriétés élémentaires des cristaux composants. Il paraît difficile de remonter des propriétés des matières à cristallisation confuse aux propriétés du cristal élémentaire. Mais le problème inverse est abordable. L'étude du cristal de

pyrrhotine ⁽¹⁾ a pu se résumer dans une image géométrique qui est l'adaptation de la théorie du champ moléculaire aux cristaux ⁽²⁾. Le cristal de symétrie orthorhombique a été décrit en admettant qu'il y a entre les composantes de l'intensité d'aimantation et celles du champ moléculaire dans les directions des axes principaux les relations :

$$\begin{aligned} H_{mx} &= N_1 I_x \\ H_{my} &= N_2 I_y \\ H_{mz} &= N_3 I_z \end{aligned}$$

ou N_1, N_2, N_3 sont les trois coefficients du champ moléculaire, caractéristiques de la substance cristallisée. Ces coefficients permettent de calculer la partie réversible du phénomène. La partie irréversible se traduit par l'existence d'un champ coercitif H_c qu'il faut faire agir en sens contraire de l'aimantation pour la retourner bout pour bout. Dans cette représentation, l'aimantation garde une grandeur constante égale à l'aimantation à saturation à la température considérée. Les changements de grandeur de l'aimantation ne sont que des phénomènes apparents, résultants de changements d'orientation ⁽³⁾. On peut attribuer aux cristaux composant une substance ferromagnétique des propriétés calquées sur celles du cristal de pyrrhotine et en déduire celles de la substance isotrope par compensation. On trouve ainsi sans peine que la susceptibilité initiale est donnée par ⁽⁴⁾

$$a = \frac{1}{3} \left(\frac{1}{N_1 - N_2} + \frac{1}{N_1 - N_3} \right)$$

Elle devrait donc être indépendante de la température puisque les coefficients N_1, N_2, N_3 sont constants. Au moment où cette théorie a été élaborée on ne disposait que d'expériences gros-

¹⁾ P. Weiss, *J. de Phys.*, 4 s., t. IV, p. 469, 1905. P. Weiss et J. Kunz, même vol., p. 829.

²⁾ P. Weiss, *J. de Phys.*, 4 s., t. VI, p. 667, 1907.

³⁾ La schématisation qui consiste à faire tenir toutes les propriétés du cristal à une température déterminée dans les cinq nombres $I_{max}, H_c, N_1, N_2, N_3$ est excessive. Voir à ce sujet le travail de révision des propriétés de la pyrrhotine fait par Ziegler à la demande de P. Weiss. Ziegler, Thèse Zurich 1915.

⁴⁾ P. Weiss, *J. de Phys.*, 4 s., t. VI, p. 673, 1907.

sières sur l'aimantation dans les champs faibles à diverses températures et qui pouvaient paraître compatibles, dans les grandes lignes, avec la constance du coefficient a . C'est pour obtenir des vérifications plus complètes que les expériences de Radovanovic sur le nickel ont été entreprises. Elles ont apporté, on le sait, un démenti catégorique à la théorie et ont provoqué les recherches qui nous ont mis en possession de nombreuses données nouvelles sur l'aimantation initiale.

Jusqu'à présent il n'existe aucune théorie donnant la valeur du coefficient b du terme quadratique. Ce coefficient mesure aussi l'énergie E dissipée dans les petits cycles. On a en effet :

$$E = \frac{4}{3} b H^3$$

pour un cycle d'amplitude $-H$ à $+H$ (¹).

Nous allons tenter une ébauche de théorie en cherchant cette énergie dissipée pour une matière cristalline.

Nous faisons les hypothèses suivantes :

Hypothèse I : Le cristal élémentaire est du type de la pyrrhotine, c'est-à-dire :

a) Si aucun champ extérieur n'agit, l'intensité d'aimantation du cristal est dirigée suivant une direction privilégiée. C'est celle qui a été appelée direction de facile aimantation.

b) Faisons agir un champ extérieur H dans la direction opposée à l'intensité d'aimantation I . Rien ne change tant que H n'atteint pas une valeur critique H_c qui est le champ coercitif. Pour cette valeur, I pivote brusquement de 180° et se place dans la direction de H . Le cycle d'aimantation pour un cristal est donc un rectangle et l'énergie dépensée dans un cycle est :

$$E_1 = 4IH_c .$$

Ce phénomène est irréversible.

c) Si le champ extérieur fait un angle α avec la direction initiale de I , cette dernière tournera d'une manière réversible d'un angle β qui sera plus petit que α mais deviendra égal à α pour une valeur infinie de H . Pour le calcul de b nous ne tien-

¹) Voir *Recueil de Constantes* publié p. la Soc. franç. de Phys., p. 662.

drons pas compte de ces rotations. Cela est légitime car dans la pyrrhotine elle ne prennent une certaine importance que dans les champs élevés. Dans les champs faibles l'aimantation est toujours dirigée avec une grande approximation suivant la direction de facile aimantation positive ou négative. En d'autres termes, dans les champs faibles on peut calculer indépendamment l'une de l'autre les parties réversible et irréversible du phénomène.

En outre, tant que les champs sont faibles ils n'interviennent, pour le calcul de la partie irréversible, que par leur projection dans la direction de facile aimantation.

d) Si la température s'élève, l'intensité d'aimantation ainsi que le champ coercitif diminuent et finissent par disparaître à la température Θ .

Hypothèse II: Le champ coercitif n'est pas le même pour chaque cristal. Parmi les éléments qui constituent la substance il y en a qui possèdent tous les champs coercitifs compris entre 0 et une valeur maxima caractéristique de la substance.

Hypothèse III: L'action des cristaux environnants sur un cristal est équivalente à celle d'un champ magnétique. Chaque cristal est un aimant et produit un champ dans le voisinage.

La grandeur et la direction du champ résultant d'un grand nombre de cristaux pourront être très différentes suivant le hasard de la structure cristalline. Si nous faisons agir sur le corps un champ extérieur H chaque cristal sera soumis à ce champ extérieur et à un champ intérieur provenant des cristaux environnants. On peut concevoir que le champ intérieur a pour effet de déplacer le zéro du champ extérieur.

Ces trois hypothèses nous permettent de calculer l'énergie dépensée dans un cycle d'aimantation. Considérons, en effet, une certaine quantité de la substance contenant des cristaux de toute orientation et de tout champ coercitif. La fraction dn de cette substance dont le champ coercitif est compris entre H_c et $H_c + dH_c$ est

$$dn = \Phi dH_c$$

où Φ est une fonction de H_c . dn est la probabilité pour qu'un cristal élémentaire ait un champ coercitif compris entre H_c

et $H_c + dH_c$. La fonction Φ doit satisfaire à la condition :

$$1 = \int_0^{H_{c\max}} \Phi dH_c$$

L'aire de la courbe représentant Φ en fonction de H_c est constante.

Le champ intérieur H qui déplace le zéro du cycle d'aimantation d'un cristal dépend du hasard de la répartition des cristaux. La probabilité pour que ce champ soit, pour un cristal élémentaire déterminé, compris entre H et $H + dH$ est :

$$dn = \Psi dH .$$

La fonction Ψ de déplacement H remplira la condition :

$$1 = \int_{-\infty}^{+\infty} \Psi dH .$$

Admettons que le champ coercitif est une propriété caractéristique de chaque cristal qui ne dépend pas du champ extérieur. Les probabilités Φ et Ψ sont alors indépendantes. La fraction de la substance qui aura un champ coercitif H_c et un déplacement H sera :

$$d^2n = \Phi dH_c \Psi dH .$$

Faisons maintenant agir un champ extérieur qui variera cycliquement de $-H$ à $+H$ et considérons la matière dont le champ coercitif est H_c et dont la direction d'aimantation fait un angle φ avec H . La fraction de cette matière dont l'intensité d'aimantation pivotera de 180° à chaque demi-cycle sera :

$$d\nu = \Phi dH_c \int_{-(H\cos\varphi - H_c)}^{+(H\cos\varphi - H_c)} \Psi dH .$$

Or dans le cristal construit sur le modèle de la pyrrhotine l'énergie dépensée par cycle et par unité de volume a une valeur bien définie :

$$E = 4IH_c .$$

L'intensité d'aimantation n'est pas nécessairement la même pour toutes les parties de la substance. Les éléments possédant des H_c différents pourraient aussi différer quant à I . Mais en introduisant cette variabilité on compliquerait les choses sans profit : en effet, une certaine quantité de matière, caractérisée par I et H_c jouera exactement le même rôle que la quantité double caractérisée par $\frac{I}{2}$ et H_c . En admettant que I est le même pour tous les éléments constitutifs, la variabilité de I , si elle existe, est rejetée dans la fonction Φ .

L'énergie dépensée par cycle dans la fraction $d\nu$ de la matière contenue dans l'unité de volume sera :

$$4IH_c\Phi dH_c \int_{-(H_c \cos \varphi - H_c)}^{+(H_c \cos \varphi - H_c)} \Psi dH .$$

et, en considérant tous les champs coercitifs :

$$4I \int_0^{H_c \cos \varphi} H_c \cdot \Phi \left[\int_{-(H_c \cos \varphi - H_c)}^{+(H_c \cos \varphi - H_c)} \Psi dH \right] dH_c .$$

Mais la fraction de la matière dont l'aimantation fait un angle compris entre φ et $\varphi + d\varphi$ avec le champ est :

$$\frac{2\pi \sin \varphi d\varphi}{2\pi}$$

On a donc finalement, pour l'énergie dépensée dans l'unité de volume par cycle d'amplitude $\pm H$:

$$E = 4I \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin \varphi d\varphi \int_0^{H_c \cos \varphi} H_c \Phi \left[\int_{-(H_c \cos \varphi - H_c)}^{+(H_c \cos \varphi - H_c)} \Psi dH \right] dH_c .$$

En nous limitant aux champs faibles nous pouvons simplifier cette formule en tenant compte du fait que les petits cycles de même amplitude, décrits autour de l'origine et autour d'un

point voisin de l'origine sont identiques, fig. 20. Les phénomènes

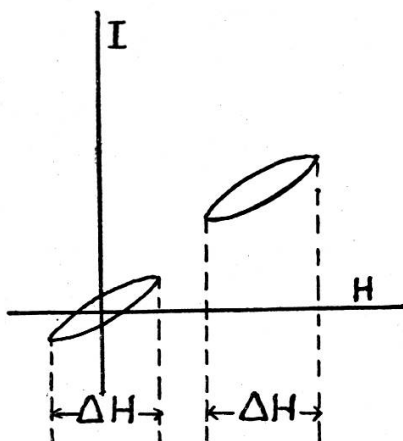


Fig. 20

élémentaires qui donnent lieu à ces cycles se présentent donc avec la même densité dans le voisinage immédiat de l'origine ou à une petite distance. Nous posons donc :

$$\Psi = \text{const} ,$$

d'où

$$\begin{aligned} E &= 8I\Psi \int_0^{\pi/2} \sin \varphi \, d\varphi \int_0^{H \cos \varphi} H_c \Phi(H \cos \varphi - H_c) \, dH_c \\ &= 8I\Psi H \int_0^{\pi/2} \sin \varphi \cos \varphi \, d\varphi \int_0^{H \cos \varphi} H_c \Phi \, dH_c - 8I\Psi \int_0^{\pi/2} \sin \varphi \, d\varphi \int_0^{H \cos \varphi} \Phi H_c^2 \, dH_c . \end{aligned}$$

Φ est une fonction inconnue du H_c , posons :

$$\Phi = \Phi_0 + \Phi_1 ,$$

ou Φ_0 est une constante et Φ_1 la série :

$$\Phi_1 = AH_c + BH_c^2 + CH_c^3 + \dots .$$

L'intégration donne

$$E = \frac{1}{3} I\Psi\Phi_0 H^3 + E_1$$

ou E_1 représente l'intégrale donnée par Φ_1 . Dans la région des

champs faibles dont il s'agit de faire la théorie l'énergie dépensée est proportionnelle à la troisième puissance du champ. Pour E_1 l'intégration donne :

$$E_1 = B_1 H^4 + B_2 H^5 + B_3 H^6 + \dots$$

Il faut donc que dans cette région E_1 soit négligeable et que par conséquent Φ se réduise à Φ_0 .

Les hypothèses que nous avons faites permettent donc de rendre compte d'un des aspects importants de l'aimantation dans les champs faibles : *la proportionnalité au cube du champ de l'énergie dépensée dans les petits cycles*. On peut résumer par la proposition : Lorsque, dans un intervalle des champs autour de l'origine la probabilité des champs coercitifs de toute grandeur est la même et que la probabilité du déplacement de l'origine des champs que subissent les cristaux élémentaires de la part des éléments voisins est indépendante de la grandeur de ce déplacement, l'énergie dépensée dans les petits cycles est proportionnelle au cube du champ.

La valeur expérimentale de l'énergie dépensée est :

$$E = \frac{4}{3} b H^3$$

il en résulte

$$b = \frac{1}{4} I \Phi_0 \Psi$$

On peut se rendre compte facilement que les hypothèses faites donnent, non seulement l'énergie dépensée, mais encore exactement le tracé parabolique des petits cycles, tel qu'il a été indiqué d'abord par lord Rayleigh ⁽¹⁾. La valeur calculée de b est donc bien le coefficient du terme quadratique de l'aimantation initiale.

Il est aisé de reconnaître comment b peut varier avec la température. Considérons la fonction Φ . L'aire de la surface comprise entre la courbe et l'axe des H donne le nombre des cristaux dont le champ coercitif est compris entre 0 et H . Quand la température varie la courbe se déforme. Si l'on admet, ce

¹⁾ Recueil de Constantes, *loc. cit.*

qui paraît nécessaire, que les cristaux élémentaires qui ont le même champ coercitif à la température ordinaire ont aussi la même variation thermique du champ coercitif, non seulement l'aire totale mais encore les aires élémentaires, correspondant à ceux des cristaux dont le champ coercitif à la température ordinaire est compris entre H_c et $H_c + dH_c$, restent invariables. Les valeurs de Φ varieront donc en raison inverse des intervalles de champ coercitif des aires élémentaires.

Si l'on fait l'hypothèse, arbitraire assurément mais assez plausible, que tous les champs coercitifs ont la même variation thermique on peut dire plus simplement : Les valeurs de Φ , des différents groupes de cristaux de même champ coercitif, et en particulier Φ_0 , varient en raison inverse du champ coercitif.

Pour ce qui concerne le facteur Ψ , on trouverait de même, en raisonnant sur la courbe représentant Ψ en fonction de H , que Ψ est en raison inverse de l'intensité d'aimantation I . En effet, les déplacements de l'origine du champ qui sont produits par des aimants d'intensité d'aimantation égale à I sont évidemment proportionnels à I .

Le produit ΨI est donc indépendant de la température et, en définitive, le terme b est inversement proportionnel au champ coercitif. Il faudrait donc, pour vérifier cette théorie, connaître la variation thermique du champ coercitif du nickel. Malheureusement cette étude n'a été faite ni pour le nickel ni pour aucun autre métal. Force est donc de recourir encore à la pyrrhotine. Pour cette substance ⁽¹⁾ les expériences faites entre la température ordinaire et le Point de Curie indiquent une décroissance du champ coercitif proportionnelle à celle de l'aimantation à saturation. Les mesures sont assez grossières, surtout dans le voisinage du Point de Curie, mais la loi trouvée est *à priori* vraisemblable puisque le champ coercitif résulte probablement de l'action des aimants élémentaires voisins sur celui qui est considéré. Si nous admettons cette loi pour le nickel et si, ce qui est sans doute plus arbitraire, nous étendons sa portée non seulement au champ coercitif normal mais à tous les champs

¹⁾ *J. de Phys.*, 4^e série, t. IV, p. 842, 1905.

coercitifs anormalement faibles qui interviennent dans l'aimantation initiale, nous trouvons :

$$b = \frac{A}{I}$$

loi qui n'est pas très différente, pour les petites valeurs de I , de

$$b = B \frac{I_0 - I}{I}$$

trouvé expérimentalement par Radovanovic. L'une et l'autre donnent une asymptote verticale au Point de Curie et d'une manière plus générale l'accroissement rapide de b dans le voisinage du Point de Curie observé pour la plupart des substances. Mais d'une part nos expériences sur le nickel, comme d'ailleurs celles de Renger sur le fer et la magnétite, ont donné un maximum à la place de l'asymptote verticale et de l'autre les alliages Fe_2Ni et Fe_2Co ont révélé des lois de variation thermique de b encore plus différentes. Nous aurions donc expliqué tout au plus un des nombreux cas de la variation thermique de b . La proportionnalité de cette quantité à l'inverse du champ coercitif reste donc une question ouverte.

CONCLUSIONS

Pour le nickel, le fer et la magnétite, les expériences de Radovanovic et de Renger avaient montré que les coefficients a et b de la formule de susceptibilité initiale

$$k = a + bH$$

sont fonctions de la température et qu'il existe entre ces deux coefficients une relation potentielle de la forme :

$$b = Aa^x$$

Radovanovic a trouvé pour le nickel $x = 4$. Renger a trouvé pour le fer $x = \frac{5}{3}$ et pour la magnétite $x = \frac{12}{5}$.

Nous nous sommes proposé, comme programme de ce travail, d'augmenter les matériaux sur la susceptibilité initiale et sa

variation thermique et en particulier de nous procurer des données nouvelles sur ces exposants en étudiant deux nouvelles substances ferromagnétiques : le ferronickel Fe_2Ni et le ferrocobalt Fe_2Co .

Pour le *ferronickel* Fe_2Ni la loi de variation thermique de a et b s'est présentée sous un aspect imprévu. L'intervalle exploré, de la température ordinaire au Point de Curie, se décompose en deux parties séparées par un point anguleux de la courbe des susceptibilités. En deçà, la substance est, dans certain état, caractérisé par la valeur

$$x = 7$$

de l'exposant. Au delà les droites représentant la susceptibilité en fonction du champ sont coudées. On a, à chaque température, deux systèmes de valeurs a_1 et b_1 , a_2 et b_2 qui donnent lieu à deux relations potentielles avec les exposants :

$$x = 2 \quad x = \frac{3}{2}$$

De plus, on a trouvé une nouvelle relation potentielle :

$$a_2 = Bb_1^{\frac{5}{8}}$$

Bien que ces nombres ne puissent prétendre à une grande précision, il se confirme donc que non seulement chaque substance mais encore, dans certains cas, les états d'une même substance sont caractérisés par des exposants rationnels simples.

Nous avons signalé dans le corps du mémoire d'autres particularités de cette substance : l'influence de la rapidité plus ou moins grande des variations de température sur la loi de variation thermique de la susceptibilité et l'altération progressive de la substance par les traitements thermiques répétés. Les propriétés relativement simples et nettes des premières séries d'expériences faites après la fusion du lingot et sa mise sous forme d'anneau ont fait place progressivement à des propriétés de plus en plus confuses.

Le *ferrocobalt* Fe_2Co a révélé des propriétés totalement différentes de celles des autres substances. L'intervalle assez étendu, de 15° à 1025° qui a été étudié se décompose, comme nous

l'avons dit en détail, en plusieurs parties limitées par des points anguleux ou par l'apparition ou la disparition des phénomènes de viscosité magnétique, très marqués pour cette substance comme pour le fer. Pour des raisons qui ont été données, une partie relativement restreinte, de 15° à 453° , de l'intervalle se prête seule à une étude précise. Dans cette région apparaissent de nouveau des droites coudées représentant la susceptibilité en fonction de la température. Mais, tandis que pour le ferro-nickel ces lignes brisées étaient concaves vers l'axe des champs, pour le ferrocobalt elles tournent leur convexité vers cet axe. Une particularité plus curieuse consiste en ce que, pour cette substance, *il n'y a pas de relation définie entre les coefficients a et b* . Des séries entières de droites, correspondant à diverses températures sont parallèles entre elles : à une même valeur de b correspondent de nombreuses valeurs différentes de a .

Il a été déterminé un assez grand nombre de valeurs de b . Elles sont obtenues non seulement par le jeu de l'élévation de température dans une même série, par l'apparition des droites coudées dont chacune donne deux valeurs de b , mais encore par le fait qu'après traitement thermique et retour à la température de départ on ne retrouve pas en général la droite observée d'abord mais une droite plus inclinée. C'est une altération progressive des propriétés par les traitements thermiques successifs comme celle qui a été signalée pour le ferronickel. Elle en diffère cependant sous un rapport important : tandis que les propriétés du ferronickel deviennent de plus en plus confuses, pour le ferrocobalt la substance modifiée ne cesse d'obéir à la loi suivante : *Toutes les valeurs de b sont, avec une assez grande approximation, des multiples entiers d'une même quantité*. Cette propriété est entièrement inexpliquée.

Dans une troisième partie, nous avons procédé à la révision des mesures de Radovanovic sur le nickel. L'exposant 4 de la relation potentielle a été retrouvé. Mais au lieu des valeurs infinies de a et b au Point de Curie nous avons trouvé un maximum très accentué après lequel a et b tombent rapidement à zéro. Les courbes de variation de a et de b en fonction de la température sont différentes pour les températures croissantes et décroissantes. Il y a irréversibilité thermique.

Dans un dernier paragraphe intitulé « Essai de théorie » nous avons cherché à rendre compte de la partie irréversible de l'aimantation initiale en admettant que dans un corps de structure cristalline confuse les cristaux élémentaires ont des propriétés calquées sur celles du cristal de pyrrhotine. En ajoutant deux hypothèses complémentaires sur la probabilité des champs coercitifs de différentes grandeurs et sur celle des déplacements de l'origine des champs imposés à chaque cristal par les cristaux environnants on rend compte des faits à une température déterminée. Nous avons trouvé aussi une loi de variation thermique du coefficient b qui, faute de données suffisantes, a été soumise très incomplètement au contrôle de l'expérience.
