



HAL
open science

Sur la rationalité des rapports des moments magnétiques moléculaires et le magnéton

Pierre Weiss

► **To cite this version:**

Pierre Weiss. Sur la rationalité des rapports des moments magnétiques moléculaires et le magnéton. J. Phys. Theor. Appl., 1911, 1 (1), pp.900-912. 10.1051/jphystap:01911001011090001 . jpa-00241622

HAL Id: jpa-00241622

<https://hal.science/jpa-00241622>

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**SUR LA RATIONALITÉ DES RAPPORTS DES MOMENTS MAGNÉTIQUES
MOLÉCULAIRES ET LE MAGNÉTON;**

Par M. PIERRE WEISS.

Je me propose, dans le présent mémoire, de montrer comment on peut trouver en valeur absolue le moment magnétique d'un grand nombre de molécules, et que tous ces moments ont une même valeur aliquote commune à laquelle j'ai donné le nom de Magnéton.

INTRODUCTION.

Résumé de la Théorie cinétique du Magnétisme.

§ 1. *Théorie du Diamagnétisme et du Paramagnétisme de Langevin.* — M. Langevin⁽²⁾ a donné une théorie cinétique du dia- et paramagnétisme qui s'adapte aux faits expérimentaux d'une manière remarquable. Dans la suite de ce travail, je m'appuierai sur cette théorie. Elle a aussi servi de point de départ à celle du champ moléculaire, au moyen de laquelle j'ai soumis au calcul les phénomènes du ferromagnétisme. Je commencerai donc par en indiquer brièvement les traits principaux.

M. Langevin attribue le dia- et le paramagnétisme à des causes différentes. Le diamagnétisme, aussi général que le phénomène de

⁽¹⁾ A'B' est la tangente la plus voisine de AI'.

⁽²⁾ LANGEVIN, *Ann. Chim. Phys.*, 8^e série, t. V, p. 70 (1905).

Zeeman auquel il est intimement lié, appartient à tous les atomes quels qu'ils soient. Il consiste dans la déformation des orbites des électrons par le champ magnétique. Ce phénomène, en tant qu'intérieur à l'atome, n'est pas modifié par le mouvement de translation ou de rotation de celui-ci ou de la molécule. Il est donc indépendant de la température comme l'expérience le montre dans un grand nombre de cas.

Ce premier point acquis, M. Langevin arrive à l'explication du paramagnétisme en introduisant une distinction des molécules en deux catégories, fondée sur l'idée de symétrie. Il admet que chaque molécule contient un grand nombre d'électrons décrivant des orbites fermées, dont chacun fournit un certain moment magnétique. Le moment magnétique résultant peut alors être nul par suite de la symétrie avec laquelle les orbites sont disposées dans la molécule, et, le champ magnétique extérieur n'ayant aucune prise sur la molécule considérée comme un tout, son action se borne à la polarisation diamagnétique. Dans le cas contraire où le moment magnétique est différent de zéro, l'orientation des molécules dépend à la fois de l'action du champ et de l'agitation thermique. C'est un problème de dynamique statistique dont la solution repose sur la loi de Maxwell-Boltzmann, sur la répartition des molécules entre des positions correspondant à diverses valeurs de l'énergie potentielle.

Soient : σ_m l'aimantation moléculaire⁽¹⁾ (moment magnétique de la molécule-gramme),

σ_{m_0} sa valeur maxima au zéro absolu, où nulle agitation thermique ne contrarie l'action orientante du champ,

H le champ magnétique,

T la température absolue,

RT deux fois l'énergie cinétique pour un degré de liberté de la molécule.

R est aussi la constante de l'équation du gaz parfait $pv = RT$ rapportée à la masse moléculaire ($R = 83,155 \times 10^6$ ergs par degré). On a :

$$(1) \quad \frac{\sigma_m}{\sigma_{m_0}} = \coth a - \frac{1}{a}.$$

(1) Il est commode d'introduire de suite les quantités moléculaires. La relation trouvée subsiste évidemment pour les aimantations spécifiques σ et σ_v , rapportées à l'unité de masse; elle est encore exacte, au degré d'approximation que comporte la négligence de la dilatation thermique, pour les *intensités d'aimantation* I et I_v , qui sont les moments par unités de volume.

où a est l'abréviation :

$$(2) \quad a = \frac{\sigma_{m0} H}{RT}.$$

La relation (1) est représentée par la courbe de la *fig. 1*, dont les abscisses a , à une température déterminée T , sont proportionnelles aux champs H . Elle montre que l'aimantation croît d'abord proportionnellement au champ, puis moins vite, et que, pour des champs très intenses, elle tend vers la valeur limite σ_{m0} qu'elle aurait prise au zéro absolu dans un champ de grandeur quelconque. M. Langevin a montré que, pour l'oxygène, gaz paramagnétique auquel s'applique tout d'abord sa théorie, l'écart de la proportionnalité ne serait sensible à la température ordinaire que dans un champ de 100 000 g. A plus forte raison, les aimantations voisines de la saturation sont-elles inaccessibles.

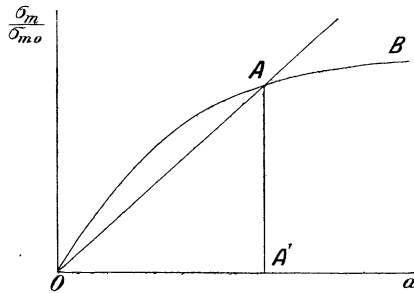


FIG. 1.

Si, développant l'expression $\coth a - \frac{1}{a}$ en série, on ne conserve que le premier terme, l'équation (1) devient :

$$(3) \quad \frac{\sigma_m}{\sigma_{m0}} = \frac{a}{3} = \frac{\sigma_{m0} \cdot H}{3RT},$$

ou, puisque $\sigma_m : H$ est le coefficient d'aimantation moléculaire χ_m :

$$(4) \quad \chi_m = \frac{\sigma_{m0}^2}{3RT},$$

ce coefficient d'aimantation est donc inversement proportionnel à la

température absolue : c'est la loi de Curie. La *constante de Curie* moléculaire est :

$$(5) \quad C_m = \gamma_m \cdot T = \frac{\sigma^2 m_0}{3R}.$$

La loi de Curie se vérifie dans un grand nombre de cas. Ceux où elle ne se vérifie pas demandent à être traités indépendamment. MM. Du Bois et Honda ⁽¹⁾ ont montré récemment que le plus grand nombre des corps *simples* y fait exception.

§ 2. *Champ moléculaire.* — La théorie cinétique de M. Langevin est pour le paramagnétisme ce que la théorie cinétique de Daniel Bernoulli est pour la compressibilité des gaz parfaits. Van der Waals a étendu cette dernière théorie aux fluides en général, en faisant une hypothèse sur l'action mutuelle des molécules du gaz jusque-là supposées indépendantes. Cette hypothèse se traduit par la pression intérieure qui, s'ajoutant à la pression extérieure, explique la grande densité des liquides en faisant appel aux propriétés des gaz. D'une manière analogue j'ai imaginé un champ moléculaire qui, s'ajoutant au champ magnétique extérieur, explique par les lois du paramagnétisme la forte aimantation des corps ferromagnétiques.

J'admets que *l'action de l'ensemble des molécules sur l'une d'entre elles est équivalente à un champ magnétique* ⁽²⁾ *uniforme proportionnel à l'intensité d'aimantation et dirigé comme elle.* Ce champ moléculaire est donc défini par :

$$(6) \quad H_m = NI,$$

où N est une constante et I l'intensité d'aimantation. Puisque cette dernière quantité est le moment magnétique par unité de volume, on peut aussi écrire, en appelant *m* le poids moléculaire et D la densité :

$$(7) \quad H_m = N \frac{D}{m} \sigma_m.$$

(1) DU BOIS et HONDA, *Proc. Acad. Amsterdam*, t. XII, p. 396 (1910). — HONDA, *Ann. d. Phys.*, Bd 32, S. 1027 (1910).

(2) Il est commode au point de vue qui nous occupe ici, de se représenter provisoirement les actions mutuelles des molécules comme des forces magnétiques. Mais cela n'est nullement nécessaire. Les forces sont de nature quelconque, pourvu qu'il en résulte pour les molécules la même énergie potentielle de rotation que celle qui est exprimée par l'équation (6). Je montrerai, dans un prochain mémoire, *pourquoi ces forces ne peuvent être magnétiques*, et ce que l'on peut dire, dès à présent, sur leur nature.

Les molécules qui contribuent effectivement à la production de ce champ sont contenues à l'intérieur d'une sphère d'action moléculaire.

J'ai admis, en outre, que ces actions mutuelles exprimées par l'équation (6) sont les seules qui interviennent dans la rotation des molécules, ou, en d'autres termes, qu'à part le champ moléculaire, celles-ci tournent aussi librement dans un métal magnétique que dans un gaz parfait. Cette partie négative de l'hypothèse paraît particulièrement osée, elle ne peut être justifiée que par le succès. L'énergie potentielle de translation des molécules n'est l'objet d'aucune hypothèse déterminée.

§ 3. *Aimantation spontanée.* — Supposons d'abord que le champ moléculaire existe seul, et montrons que les corps ferromagnétiques peuvent prendre une aimantation finie en l'absence de tout champ extérieur. Quand le champ extérieur H_e est nul et que, par conséquent, le champ total se réduit au champ moléculaire H_m , donné par (7), l'équation (2) devient :

$$(8) \quad a = \frac{\sigma_{m0}ND}{mRT} \cdot \sigma_m,$$

cette équation est représentée, pour une valeur déterminée de la température T, par la droite OA de la *fig. 1*. Combinée à l'équation (1)

$$(1) \quad \frac{\sigma_m}{\sigma_{m0}} = \coth a - \frac{1}{a},$$

elle donne, par l'intermédiaire de la variable auxiliaire a , les systèmes de valeurs σ_m et T qui répondent à la question.

Cette solution est donnée graphiquement par les points d'intersection de la droite et de la courbe dans la *fig. 1*. Le système $\frac{\sigma_m}{\sigma_{m0}} = 0$, $a = 0$, et, par suite, $H = 0$, qui semble s'imposer d'abord, ne correspond pas à un état stable. Cela est le cas, au contraire, pour l'état représenté par le point A. Imaginons, en effet, que modifiant l'orientation des molécules par une intervention directe, on donne à $\frac{\sigma_m}{\sigma_{m0}}$ une valeur un peu inférieure à AA'. La valeur de a , donnée par la droite, sera alors un peu supérieure à celle qu'exige la courbe pour la même aimantation. Or ces valeurs de a sont proportion-

nelles au champ moléculaire et au champ exigé par la formule de Langevin. Le premier l'emporte donc, et l'aimantation croîtra jusqu'à la valeur AA' . De même une aimantation un peu supérieure à cette valeur tendra à y revenir.

Nous sommes donc invités à nous familiariser avec une *aimantation spontanée*, alors que l'expérience ne nous fait connaître l'aimantation que comme conséquence de l'application d'un champ magnétique actuel ou antérieur. Ce résultat n'a en soi rien qui doive surprendre, puisque d'une manière analogue un liquide peut exister, avec sa forte densité, sous une pression extérieure nulle, c'est-à-dire sous la seule pression intérieure. Reste à voir pourquoi, dans un morceau de fer ou d'acier à l'état neutre, cette aimantation échappe à nos sens. On se rend compte que, dans ce que nous avons dit, rien ne détermine la direction dans laquelle se produira l'aimantation spontanée. Livrée au hasard, elle prendra toutes les directions possibles dans une portion de la matière quelque peu étendue, qui paraîtra neutre par compensation.

Le hasard intervient par le mécanisme de la cristallisation confuse des corps solides. Disons, pour abrégé, que la théorie se prête sans difficulté à une généralisation expliquant les propriétés ferromagnétiques d'un cristal isolé et à la synthèse des propriétés des matières cristallines isotropes en apparence.

On se rend compte maintenant que le rôle du champ extérieur est non de provoquer l'aimantation, mais de la rendre sensible à l'observation. On n'observera réellement l'aimantation spontanée, avec sa vraie grandeur, que lorsqu'on l'aura rendue exactement parallèle dans toute l'étendue de la substance, et pour cela un champ très intense est nécessaire. *L'aimantation spontanée est la saturation à la température considérée.*

Il ne faut pas confondre les saturations relatives dont nous parlons ici avec la saturation absolue de Langevin. Ces expressions ne désignent la même chose qu'au zéro absolu.

Il n'y a donc pas de différence essentielle entre un corps aimanté et un corps magnétique fortement aimantable. Ils sont, l'un et l'autre, aimantés à saturation; seulement dans l'un l'aimantation est coordonnée et dans l'autre elle est confuse.

Il est vrai que, en principe, un champ extérieur s'ajoutant au champ moléculaire, doit changer, non seulement l'orientation, mais encore la grandeur de l'aimantation. Seulement les champs qui sont

nécessaires pour déplacer le point figuratif d'une quantité tant soit peu appréciable sur la courbe de Langevin, sont tellement énormes qu'on pourra, en général, faire abstraction de ce dernier effet. Il cessera seulement d'en être ainsi quand on s'approchera de la température de disparition du ferromagnétisme spontané, dont il nous reste à parler.

§ 4. *Variation thermique de l'aimantation spontanée.* — Lorsque la température s'élève, le coefficient angulaire de la droite OA augmente proportionnellement à T et, par conséquent, l'aimantation diminue. Elle s'annule pour la température Θ à laquelle la droite est tangente à la courbe au point O; Θ est la température absolue de perte du ferromagnétisme spontané, pour laquelle la désignation de point de Curie a déjà été introduite⁽¹⁾. Cette température n'est pas sans une certaine analogie lointaine avec la température critique de la loi de compressibilité des fluides.

Pour calculer Θ à partir des données du problème, remarquons que quand T tend vers Θ , $\frac{\sigma_m}{\sigma_{m0}}$ et a tendent simultanément vers zéro dans le rapport donné par :

$$(3) \quad \frac{\sigma_m}{\sigma_{m0}} = \frac{a}{3},$$

qui, porté dans l'équation (8), donne :

$$(9) \quad 1 = \frac{\sigma_{m0}^2 \cdot N \cdot D}{3m \cdot R \cdot \Theta};$$

d'où :

$$(10) \quad \Theta = \frac{\sigma_{m0}^2 \cdot N \cdot D}{3mR}.$$

Au moyen de l'équation (5) on peut introduire dans (10) la constante de Curie qu'aurait la substance, si, supprimant le champ moléculaire, on la rendait paramagnétique. On obtient alors :

$$(11) \quad \Theta = \frac{C_m}{m} ND,$$

qui devient, avec la constante de Curie C, rapportée à l'unité de masse, à la place de la constante moléculaire :

$$(12) \quad \Theta = C \cdot N \cdot D.$$

(1) P. WEISS et H. KAMERLINGH ONNES, *Comm. phys. Labor. Leiden*, n° 114, p. 3 (1910).

L'intérêt de cette équation réside en ce qu'elle donne directement la constante N du champ moléculaire à partir de données accessibles à l'expérience. Nous verrons, en effet, bientôt comment on détermine C pour une substance ferromagnétique.

§ 5. *États correspondants magnétiques.* — Si l'on divise (8) par (9), et si l'on y joint (1), on obtient les deux équations qui déterminent la courbe de variation thermique du magnétisme spontané par l'intermédiaire de la variable auxiliaire a sous la forme :

$$(1) \quad \frac{\sigma_m}{\sigma_{m0}} = \coth a - \frac{1}{a},$$

$$(13) \quad \frac{T}{\Theta} = \frac{3}{a} \frac{\sigma_m}{\sigma_{m0}}.$$

Cette loi est donc la même pour tous les corps, quand on les compare sous des états correspondants, caractérisés par les valeurs de $\frac{T}{\Theta}$ et de $\frac{\sigma_m}{\sigma_{m0}}$.

§ 6. *Vérifications expérimentales.* — La *fig. 2* porte, outre la courbe théorique tracée en trait plein, les points obtenus expéri-

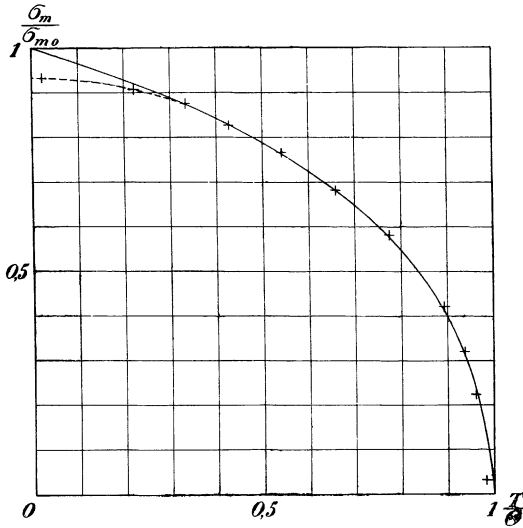


FIG. 2.

mentalement pour la magnétite⁽¹⁾. Dans la plus grande partie de

(1) D'après des mesures provisoires. Des mesures plus précises qui comprendront une étude spéciale du voisinage du point de Curie, sont en voie d'exécution pour cette substance et pour les métaux ferromagnétiques.

l'intervalle entre le zéro absolu et le point de Curie l'expérience concorde exactement avec la théorie. Un écart notable se fait sentir pour les deux points aux températures les plus basses, celles de la neige carbonique et de l'hydrogène liquide. Pour la pyrrhotine⁽¹⁾, on a de même un accord très satisfaisant dans toute la partie de l'intervalle où l'exploration a pu être conduite sans complications provenant de changements d'états faciles à reconnaître ici. L'alliage Fe²Ni obéit exactement à la loi théorique dans tout l'intervalle de 0 à Θ. Par contre, pour le fer, le nickel et le cobalt, la courbe théorique ne représente que grossièrement la physionomie générale du phénomène, l'aimantation croissant moins vite que ne l'indique la théorie quand la température s'abaisse, dans un intervalle beaucoup plus étendu que pour la magnétite.

§ 7. *L'expression de l'aimantation des corps ferromagnétiques en fonction de la température et du champ.* — Supposons que le champ extérieur H_c soit différent de zéro. Le champ total agissant sur la substance est alors :

$$(14) \quad H = H_c + NI.$$

Supposons donnée la valeur de $\frac{\sigma_m}{\sigma_{m0}}$, et par conséquent, au moyen de l'équation (1), celle de a . Appelons T la température correspondant à cette aimantation en l'absence de tout champ extérieur, et T' celle qui lui correspond quand le champ extérieur est H_c . L'équation (8) peut s'écrire :

$$(8) \quad aRT = \sigma_{m0} \cdot \sigma_m \cdot N \cdot \frac{D}{m}$$

et, d'une manière analogue. (14) donne, avec (2) :

$$(15) \quad aRT' = \sigma_{m0}H_c + \sigma_{m0}\sigma_mN \frac{D}{m}$$

d'où :

$$(16) \quad aR(T' - T) = \sigma_{m0} \cdot H_c.$$

Cette équation résout la question. Il faut apporter à la valeur de T que l'on aurait observée, si l'aimantation était spontanée, une

(1) Expériences encore inédites.

correction $T' - T$ proportionnelle à H_e et inversement proportionnelle à α .

Quand l'aimantation est très faible, T tend vers Θ et

$$(3) \quad a = 3 \frac{\sigma_m}{\sigma_{m0}}$$

d'où :

$$\frac{\sigma_m}{H_e} (T' - \Theta) = \frac{\sigma_{m0}^2}{3R} = C_m,$$

à cause de (3), ou, en appelant $\chi_m = \frac{\sigma_m}{H_e}$ le coefficient d'aimantation moléculaire à la température T :

$$(17) \quad \chi_m (T' - \Theta) = C_m.$$

Ainsi, tandis que, pour un corps purement paramagnétique, on forme la constante de Curie en multipliant le coefficient d'aimantation par la température absolue, on obtient cette même constante pour un corps ferromagnétique en multipliant un coefficient d'aimantation mesuré au-dessus du point de Curie par l'excès de la température d'observation sur celle de ce point.

Cette relation est intéressante, en outre, parce que la variation linéaire de $1 : \chi$ en fonction de la température fournit une manière très simple et très précise de soumettre la théorie au contrôle de l'expérience. J'en ai signalé les vérifications déjà très satisfaisantes qui résultent des observations de Curie, qui, n'étant pas guidé par la théorie, n'avait pas aperçu cette loi. Des vérifications plus nombreuses et plus précises sont contenues dans un travail récent⁽¹⁾. Aucun des corps ferromagnétiques examinés n'y fait exception. Pour le nickel, la variation linéaire de $1 : \chi$ a été observée dans un intervalle de plusieurs centaines de degrés. Pour d'autres corps, on a plusieurs droites correspondant chacune à un état particulier de la matière. Celles-ci se raccordent exceptionnellement entre elles par une région de transition de quelque étendue. Plus souvent on observe un coude brusque (discontinuité de la dérivée première), quelquefois aussi une discontinuité de la quantité elle-même.

§ 2. *Nomenclature.* — M. Osmond a donné au fer à l'état forte-

(1) P. WEISS et G. FOËX, *Archives des sc. phys. et nat.*, 4^e pér., t. XXXI, 1911, pp. 4 et 89. *J. de Phys.*, 3^e série, t. I, pp. 274 et 744 (1911).

ment magnétique le nom de fer α . Il en a distingué un fer β , faiblement magnétique, que l'on observe entre la limite d'existence du fer α et la première discontinuité du coefficient d'aimantation à 920° , après quoi le fer est à l'état γ . Puis, on rencontre une deuxième discontinuité de ce coefficient à 1.395° . En suivant la même nomenclature, il est naturel d'appeler δ l'état du fer au-dessus de cette température.

On a fréquemment étendu la dénomination α aux autres métaux en lui donnant le même sens; j'avais pensé que l'on pourrait avantageusement appeler β l'état des divers métaux où le champ extérieur est aidé par le champ moléculaire dans le sens exprimé par la formule 17, et γ l'état purement paramagnétique quand il existe. Mais cela ne va pas sans quelques difficultés : les expériences récentes ont montré que le fer γ n'est pas purement paramagnétique. Dans d'autres cas, on a employé les lettres α , β , γ , pour désigner les états successifs d'un corps dans l'ordre des températures croissantes, sans préoccupation de leur signification magnétique.

Il semble donc préférable de réserver la notation d'Osmond au fer et à ceux de ses alliages où la continuité des propriétés avec celles du fer pur exclut toute ambiguïté, et de distinguer, pour les métaux magnétiques :

- 1° Le *ferromagnétisme spontané*, du zéro absolu au point de Curie;
- 2° Le ferromagnétisme sollicité par un champ extérieur, ou, plus brièvement, le *ferromagnétisme sollicité*, caractérisé par la formule 17;
- 3° le paramagnétisme pur, ou simplement le *paramagnétisme*, caractérisé par un coefficient d'aimantation inversement proportionnel à la température absolue.

Restent en dehors de cette énumération les cas de *magnétisme faible* observés par du Bois et Honda ⁽¹⁾, où le coefficient d'aimantation est constant ou croissant avec la température. Une fois leur nature mieux connue, on pourra trouver facilement une dénomination appropriée.

§ 9. *Chaleur spécifique et champ moléculaire*. — L'hypothèse du champ moléculaire a permis de reconnaître la véritable nature de l'anomalie thermique au point de Curie, et de calculer sa grandeur. L'accident qui se produit à cette température dans les courbes de refroidissement n'est pas causé, comme on l'avait pensé, par la libé-

(1) DU BOIS et HONDA, *loc. cit.*; — HONDA, *loc. cit.*

ration d'une chaleur de transformation mais consiste dans une discontinuité (un accroissement brusque) de la chaleur spécifique vraie.

Il faut, en effet, pour obtenir la chaleur spécifique d'un corps magnétique, ajouter à ce que serait cette quantité, si le corps n'était pas magnétique, un terme :

$$(18) \quad c' = \frac{1}{J} \frac{dE}{dt},$$

où J est l'équivalent, E l'énergie d'aimantation rapportée à l'unité de masse :

$$(19) \quad E = -\frac{1}{2} H_m \sigma,$$

H_m le champ moléculaire et σ l'aimantation spécifique.

Ce terme peut être déterminé par des expériences purement magnétiques. Il est très petit aux basses températures, croît rapidement dans le voisinage de Θ , et, lorsqu'on atteint cette température, tombe brusquement à zéro. Le phénomène thermique consiste donc en une chaleur de désaimantation qui est dépensée dans tout l'intervalle du zéro absolu à Θ et dont la cessation brusque produit la discontinuité.

Sans entrer dans le détail (¹), je donne ici le tableau des discontinuités des chaleurs spécifiques et des points de Curie déterminés magnétiquement et calorimétriquement :

<i>Fer.</i>	
Magnétiquement	Calorimétriquement
$c'_{\Theta} = 0,136$	$c'_{\Theta} = 0,112$
$\Theta = 753 + 273^{\circ}$	$\Theta = 758 + 273^{\circ}$
<i>Nickel.</i>	
$c'_{\Theta} = 0,023$	$c'_{\Theta} = 0,027$
$\Theta = 376 + 273^{\circ}$	$\Theta = 376 + 273^{\circ}$
<i>Magnétite.</i>	
$c'_{\Theta} = 0,048$	$c'_{\Theta} = 0,050$
$\Theta = 538 + 273^{\circ}$	$\Theta = 580 + 273^{\circ}$

La concordance de ces nombres est aussi bonne que la difficulté des mesures permettait de l'espérer. Cette comparaison des résultats calorimétriques et magnétiques donne donc à la fois la solution

(¹) Voir P. WEISS et P. N. BECK, *J. de Phys.*, 4^e série, t. VII, p. 249 (1908).

de l'énigme des anomalies des chaleurs spécifiques des corps ferromagnétiques et l'un des appuis les plus solides à la théorie du champ moléculaire.

De ce qu'un dégagement de chaleur considérable apparaît ainsi lié à la manifestation de la propriété ferromagnétique on peut conclure qu'un champ extérieur n'a pas pour effet de produire l'intensité d'aimantation, mais seulement de la coordonner. Autrement son action serait, pour le fer, accompagnée d'une élévation de température de plusieurs centaines de degrés. *C'est donc une preuve indirecte de l'aimantation spontanée dans un champ nul.*

(A suivre.)