



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.965-988. 10.1051/jphystap:01911001012096500 . jpa-00241635

HAL Id: jpa-00241635

<https://hal.science/jpa-00241635>

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
MOLECULAIRES ET LE MAGNÉTON ⁽¹⁾;

PAR M. PIERRE WEISS.

LE MAGNÉTON

§ 10. *Sur l'insuffisance de la théorie et la nécessité de la généraliser.* — Il est très remarquable qu'à côté des confirmations très frappantes que j'ai indiquées se rencontrent certaines propriétés qu'il est impossible de mettre d'accord avec la théorie dans sa forme actuelle. La plus marquée de ces divergences est donnée par la variation de l'aimantation à saturation du fer, du nickel et du cobalt en fonction de la température qui, loin d'obéir à la loi des états correspondants, a sa physionomie spéciale pour chacune de ces substances ⁽²⁾.

La théorie contenant certainement une grande part de vérité, on ne peut songer à l'abandonner, et il semble naturel de chercher à la perfectionner en renonçant en quelque point à la simplicité extrême des hypothèses. Elles se rattachent à trois constantes, dont deux, le moment magnétique de la molécule et la masse de la molécule, appartiennent à la théorie du paramagnétisme de Langevin et caractérisent la molécule elle-même. La troisième est la constante du champ moléculaire N qui exprime les actions mutuelles entre les molécules. J'ai songé d'abord à remplacer N par une fonction de la température et de l'aimantation, mais les tentatives faites dans ce sens ont donné des résultats peu satisfaisants. Il serait étrange que cette quantité fût remarquablement constante pour quelques corps et pour d'autres fortement variable, qu'elle variât, par exemple, ainsi que cela avait semblé être le cas pour le nickel, comme la puissance 2,5 de la température absolue. D'ailleurs, les propriétés au-dessus du point de Curie montrent que si le champ moléculaire est représenté par une courbe et non par une droite en fonction de l'intensité d'aimantation, la tangente à l'origine de cette courbe au moins est indépendante de la température.

Il fallait donc chercher d'un autre côté. Les coudes brusques des

(1) Voir ce vol., p. 900.

(2) Voir P. WEISS et H. KAMERLING ONNES, *loc. cit.*, p. 3 et 4, et *fig. 1*.

J. de Phys., 5^e série, t. I. (Décembre 1911.)

droites représentant χ_m en fonction de la température au-dessus du point de Curie, dans les expériences sur la magnétite notamment ⁽¹⁾, suggèrent l'idée de changements d'état. Ces changements devront affecter la molécule elle-même. S'ils consistent en des polymérisations, c'est sa masse qui sera changée; on peut imaginer aussi que son moment magnétique soit modifié, puisque aussi bien, par le fait de la combinaison chimique, des substances diamagnétiques deviennent paramagnétiques, et que, par exemple, le fer n'a pas dans la magnétite le même moment moléculaire que dans le métal pur. Pourtant c'est la variabilité de la masse moléculaire qui m'a paru d'abord être le changement le plus plausible, et quand M. Kamerling Onnes et moi ⁽²⁾ avons entrepris de déterminer très exactement les moments magnétiques moléculaires par la saturation dans l'hydrogène liquide, c'était avec la pensée de mesurer une quantité particulièrement fondamentale, à cause de son invariabilité au moins relative. Nous pensions que, si l'expérience montrait que dans les trois métaux les saturations absolues sont dans des rapports simples, la démonstration de ce caractère fondamental serait faite, en même temps que celle de l'existence d'un même mécanisme intra-atomique du moment magnétique, présent un nombre entier de fois dans chaque atome.

§ 11. *Expériences aux très basses températures.* — Les moments magnétiques de l'atome-gramme et de 1/3 de la molécule-gramme que M. Kamerling Onnes et moi avons donnés comme résultats de notre travail sont :

Nickel.....	3.381
Cobalt.....	9.650
Fer.....	12.410
Magnétite.....	7.417

et nous en avons conclu à l'absence de rapports simples entre ces quantités. Nous avons remarqué, il est vrai, que les nombres du nickel et du fer sont entre eux comme 3 à 11, et peut-être si, au lieu de faire la comparaison sur les nombres bruts, nous l'avions faite, après toute correction, sur les nombres définitifs, aurions-nous attribué quelque poids à l'extrême exactitude avec laquelle ce rapport est réalisé.

(1) Voir plus loin, *fig.* 3.

(2) P. WEISS et H. KAMERLING ONNES, *loc. cit.*

Pour le cobalt, l'expérience à la température ordinaire a déjà été difficile à cause de la dureté magnétique extrême de cette substance. A basse température, l'expérience a été tout à fait impossible, et le nombre cité plus haut repose sur une simple évaluation, par analogie avec les autres métaux, de l'accroissement relatif entre la température ordinaire et celle de l'hydrogène liquide. La magnétite aussi a donné lieu à des difficultés spéciales d'origine probablement magnétocristalline, qui sont mentionnées dans notre travail et rendent incertain le nombre donné ci-dessus.

Cette lacune a été comblée, pour le cobalt, par les expériences inédites de O. Bloch, que j'ai prié de faire une étude des alliages de nickel et de cobalt, de 10 en 10 0/0. Il est facile de déterminer la saturation absolue des alliages relativement riches en nickel jusqu'à 70 0/0 de cobalt, sans qu'il soit nécessaire d'avoir recours à des températures plus basses que celle de l'air liquide. Pour ces alliages, de 0 à 70 0/0 de cobalt, la saturation absolue obéit à la loi des mélanges et varie linéairement en fonction de la teneur. En prolongeant la droite jusqu'à 100 0/0 de cobalt, on obtient la saturation absolue avec une précision relativement grande. O. Bloch trouve pour le moment de l'atome-gramme de cobalt : 10.042.

§ 12. *Grandeur du magnéton.* — Anticipant sur la démonstration qui résultera des paragraphes suivants, je vais chercher la valeur numérique de la partie aliquote commune aux moments magnétiques moléculaires. M. Kamerlingh Onnes et moi, dans le travail cité, avons reconnu la nécessité d'apporter aux nombres ci-dessus une correction pour la dilatation thermique ; mais les coefficients de dilatation aux très basses températures n'étant pas connus, nous ne l'avons pas faite. On peut l'évaluer grossièrement à — 4 0/00. Je fais ici cette correction qui n'altère pas le rapport et je trouve :

Pour le fer.....	12.360 : 11 = 1.123,6
Pour le nickel.....	3.370 : 3 = 1.123,3
Moyenne.....	<u>1.123,5</u>

Cette valeur est contenue 8,94 fois dans le moment de l'atome-gramme de cobalt mesuré par O. Bloch. On trouve donc, au degré de précision des expériences, le nombre entier 9.

J'appelle cette partie aliquote commune aux moments magnétiques des atomes-grammes, le *magnéton-gramme*. J'estime qu'il est connu à deux ou trois millièmes près.

En divisant cette quantité par le nombre d'atomes dans l'atome-gramme (nombre d'Avogadro) qui, d'après Perrin (1910), est égal à $68,5 \times 10^{22}$, on obtient :

$$16,40 \times 10^{-22},$$

qui est le moment magnétique de l'aimant élémentaire, du magné-
ton lui-même.

§ 13. *Expériences sur la magnétite au-dessus du point de Curie.* — On a porté dans la *fig. 3*, en abscisses les températures et en ordonnées les inverses des coefficients d'aimantation spécifiques détermi-

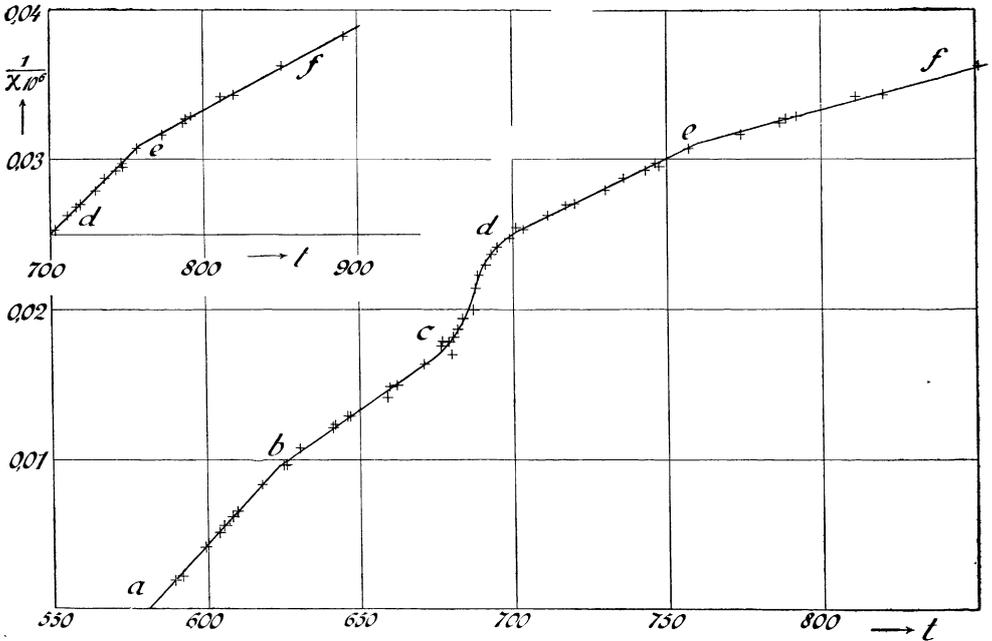


FIG. 3.

nés sur la magnétite au-dessus du point de Curie (1). Les points observés sont situés visiblement sur quatre droites *ab*, *bc*, *de*, *ef* dont les deux dernières ont été représentées chacune à deux échelles différentes. On peut en ajouter une cinquième, tirée des expériences de Curie entre 900° et 1.350° , qui n'a pas été représentée dans la figure et qui passe par le zéro absolu.

(1) P. WEISS et G. FOËX, *loc. cit.*

Ces cinq droites représentent cinq états de la magnétite pour chacun desquels l'inverse du coefficient angulaire donne la constante de Curie [équation (17)]. Cette détermination graphique a été faite indépendamment sur deux dessins différents par les deux observateurs. Je reproduis dans le tableau ci-dessous les nombres trouvés par l'un et par l'autre, pour permettre d'apprécier le degré d'approximation pas très élevé d'ailleurs de cette opération graphique.

Faisons l'hypothèse qui m'a paru d'abord la plus plausible, à savoir que ces états de la magnétite consistent en des polymérisations variées, les atomes conservant des moments magnétiques constants, de telle sorte que la saturation spécifique σ_0 reste invariable. La formule :

$$(5) \quad C_m = \frac{\sigma_0^2 m_0}{2R},$$

que l'on peut écrire au moyen des quantités rapportées à l'unité de masse :

$$(5 \text{ bis}) \quad C = m \frac{\sigma_0^2}{3R},$$

où m est la masse de la molécule, montre que cette dernière quantité est proportionnelle à la constante de Curie. J'ai porté dans le tableau suivant, aux colonnes m , les valeurs relatives de ces masses moléculaires en posant arbitrairement la première égale à l'unité.

Intervalle	F		W	
	C	m	C	m
581° — 622°	0,00444	1	0,00445	1
622° — 680°	0,00682	1,532	0,00663	1,49
710° — 770°	0,0105	2,36	0,01025	2,30
770° — 900°	0,0180	4,05	0,01776	4,00
> 900° (Curie)	0,028	6,32	0,028	6,32

Il faudrait donc admettre, en contradiction avec les faits les plus habituels de la chimie, que la polymérisation va en croissant quand la température s'élève. De plus il est impossible de représenter ces poids moléculaires par des multiples entiers d'une même quantité, sans avoir recours à des nombres élevés, qui sont assez invraisemblables par eux-mêmes, et dont la concordance avec l'expérience serait dénuée de toute valeur démonstrative. Ces difficultés ne feraient que s'aggraver si, en prenant la valeur de σ_{m_0} observée, on demandait à l'équation (5) non les rapports des masses moléculaires, mais

ces masses elles-mêmes. Mais ce dernier calcul ne peut être fait utilement dans l'état actuel des données sur la magnétite, dont les valeurs *absolues* sont entachées de plusieurs incertitudes.

Si, au contraire, faisant la seconde des hypothèses indiquées plus haut, nous admettons que la molécule a une masse invariable, les équations (3) ou (5 *bis*) montrent que les saturations absolues sont proportionnelles aux racines des constantes de Curie, et l'on obtient les valeurs relatives inscrites au tableau :

Intervalle	F		W		Rapports simples
	C	σ_0	C	σ_0	
581° — 622°	0,0444	1	0,00445	1	1
622° — 680°	0,0682	1,238	0,00663	1,22	1,25
710° — 770°	0,0105	1,535	0,01025	1,513	1,5
770° — 900°	0,0180	2,013	0,01776	1,995	2
> 900° (Curie)	0,028	2,515	0,028	2,515	2,5

On reconnaît, sans peine, qu'au degré de précision des expériences, les valeurs de σ_0 sont entre elles comme les nombres de la dernière colonne, ou comme 4 : 5 : 6 : 8 : 10. Les écarts, à partir des rapports simples, ne sont guère plus grands que ceux qui existent entre les valeurs de σ_0 déduites des mêmes expériences par les deux traitements graphiques indépendants. Les droites tracées dans la *fig. 3* correspondent aux rapports simples, et l'on voit que les expériences ne manifestent aucun écart systématique.

On est donc amené à admettre qu'à certaines températures le moment magnétique de la molécule de magnétite varie brusquement d'une quantité qui est une fois, ou deux fois, le quart de la plus petite valeur qu'il a dans ces expériences. Ce moment augmente quand la température s'élève. Le changement se fait entre la première et la deuxième droite, d'une part, entre la troisième et la quatrième de l'autre (*fig. 3* en *b* et *e*), avec une brusquerie comparable à celle de la fusion d'un corps pur. Entre la deuxième et la troisième droite, il y a, au contraire, une région de transformation *cd*.

Il est difficile d'apprécier le degré de précision de ces expériences sur la magnétite. Quoi qu'il en soit, c'est à cette occasion que l'on a reconnu pour la première fois que la molécule d'une substance déterminée peut prendre des moments magnétiques qui sont entre eux dans des rapports rationnels.

§ 14. Sur la détermination de la saturation moléculaire des corps paramagnétiques dissous. — Une remarque très simple permet

d'étendre considérablement le champ des investigations par la détermination d'un grand nombre de moments magnétiques moléculaires, autrement inaccessibles. Les deux propriétés sur lesquelles repose la solution du problème de dynamique statistique, qui a fourni la loi d'aimantation d'un gaz paramagnétique, sont le moment magnétique de la molécule et son agitation thermique. Lorsque le corps est en équilibre thermique, elles appartiennent en quelque sorte toutes deux en propre à chaque molécule, qui est déviée individuellement par le champ et s'oppose à cette déviation par sa force vive d'agitation, et cela de la même façon, que les molécules voisines soient de même espèce ou que ce soient celles d'un dissolvant magnétiquement indifférent. La formule (1) de Langevin et toutes ses conséquences peuvent donc être transposées sans changement d'un gaz à une solution paramagnétique. Notamment l'équation :

$$(5) \quad \sigma_{m_0}^2 = 3RC_m,$$

qui donne la saturation moléculaire absolue à partir de la constante de Curie moléculaire, reste valable. Il suffira donc de mesurer le coefficient d'aimantation d'une semblable solution à une température quelconque. En le multipliant par la température absolue de l'observation, on aura la constante de Curie, et, par suite, σ_{m_0} .

Il est nécessaire de préciser ici ce que l'on entend par *la molécule*. Dans le cas de l'oxygène, traité par Langevin, le sens de cette expression n'est pas douteux. C'est un ensemble de deux atomes qui, comme le veut la grandeur de la chaleur spécifique, participe à l'agitation thermique par cinq variables indépendantes, cinq degrés de liberté, dont chacun absorbe la même force vive moyenne. Ces cinq variables sont les trois coordonnées de translation du centre de gravité de la molécule et les deux coordonnées d'orientation de la droite joignant les deux atomes, qui est aussi, par raison de symétrie, l'axe magnétique de la molécule.

La liaison entre les deux atomes se comporte comme si elle était idéalement rigide ; elle n'absorbe aucune force vive d'agitation thermique. On pourrait imaginer une troisième variable d'orientation correspondant à une rotation autour de l'axe magnétique. En fait, cette variable n'est pas opérante pour la molécule d'oxygène qui se comporte, à ce point de vue spécial, comme un bâtonnet sans dimensions transversales, ou comme un corps de révolution idéalement lisse.

Si maintenant nous extrayons de cette description ce qui intervient effectivement dans la théorie du paramagnétisme, nous obtenons la définition : *la molécule magnétique est la quantité de matière dont l'axe magnétique possède deux degrés de liberté d'orientation*. La molécule peut avoir ou ne pas avoir, peu importe, un troisième degré de liberté de rotation autour de cet axe. Elle peut être composée d'un atome magnétique ou de plusieurs atomes magnétiques reliés rigidement entre eux et d'atomes non magnétiques reliés aux atomes magnétiques, soit rigidement, soit par des articulations. Mais si plusieurs atomes magnétiques sont reliés entre eux par des articulations ayant la mobilité d'un genou de Cardan, chacun d'entre eux doit être considéré comme une molécule nouvelle. Nous supposons dans la suite que chaque molécule ne contient qu'un atome magnétique, c'est-à-dire que là où la formule chimique en indique plusieurs, ils sont articulés entre eux. Cela paraît, en effet, être le cas général. Dans les rares cas où nous serons amenés à faire une hypothèse différente, nous le dirons explicitement.

§ 15. *Expériences de P. Pascal sur les solutions étendues des sels paramagnétiques*. — M. Pascal, dans un remarquable travail ⁽¹⁾, a précisé les idées énoncées déjà par G. Wiedemann en montrant que dans les sels des métaux magnétiques, et notamment dans les sels complexes, les propriétés magnétiques et les propriétés chimiques décelables par les réactifs de l'analyse, s'atténuent et disparaissent en même temps. En examinant les résultats de Pascal, on a l'impression qu'il s'agit non d'une variation continue, mais d'un phénomène qui se produit par étapes. De même dans les mesures des coefficients d'aimantation de Liebknecht et Wills ⁽²⁾, les valeurs trouvées pour les sels de fer se rangent à peu de choses près en deux groupes principaux. Les mesures de Pascal se distinguent par la richesse des types chimiques auxquels il s'est adressé. Elles ont l'avantage d'être faites sur des solutions très étendues, à tel point que le diamagnétisme de l'eau l'emporte même sur le paramagnétisme des sels de fer les plus magnétiques. De plus la purification des substances a été faite avec grand soin.

J'ai été amené à me servir accessoirement d'autres résultats obtenus par Pascal ⁽³⁾, dans un deuxième travail, sur le diamagnétisme

(1) PASCAL, *Ann. Chim. Phys.*, 8^e série, t. XVI, p. 531 ; 1909.

(2) LIEBKNECHT et WILLS, *Ann. d. Phys.*, Bd. I, p. 178 ; 1900.

(3) PASCAL, *Ann. Chim. Phys.*, 8^e série, t. XIX, p. 5 ; 1910.

dans les combinaisons chimiques. Pascal a montré que, dans la plupart des cas, le diamagnétisme moléculaire d'une combinaison est égal à la somme des diamagnétismes de ses atomes. Dans certains cas, cette loi d'additivité simple demande à être complétée par un terme additionnel représentant le diamagnétisme positif ou négatif d'un genre de liaison déterminé entre les atomes. Ce terme additionnel reste constant pour toutes les liaisons de même espèce.

Il est naturel de supposer que tous les atomes diamagnétiques conservent leur diamagnétisme dans les combinaisons avec les atomes magnétiques, et d'en faire la correction de façon à dégager le phénomène magnétique pur. J'ai utilisé à cet effet les coefficients d'aimantation atomiques et moléculaires suivants, empruntés la plupart à Pascal :

	— $10^6 \gamma_a$		— $10^6 \gamma_a$		— $10^6 \gamma_m$
H.....	3,05	Fl.....	12 (?)	SO ⁴ ...	38,5
C.....	6,25	Cl.....	21	NO ³ ...	19,0
O.....	4,8	Br.....	32	NH ³ ...	15,0
S.....	13,6	I.....	46,5	CN....	11,25
Se....	24	Na....	4 (?)	H ² O...	13,5
Te....	39	K.....	11 (?)		
P.....	27,4	Hg....	35		

Il reste dans cette correction l'incertitude provenant de l'ignorance d'un des termes additifs possibles caractéristiques de la nature des liaisons.

Il semble que cette correction régularise les résultats, notamment quand le paramagnétisme n'est pas très fort et qu'alors elle est relativement importante. Je ne me suis pas astreint à rechercher d'une manière plus précise, dans la physionomie des nombres obtenus, une justification de cette manière de faire : en omettant complètement cette correction, on n'eût pas changé les conclusions.

On peut se demander s'il n'y aurait pas lieu de faire pour les atomes magnétiques eux-mêmes la correction d'un diamagnétisme sous-jacent, et si l'on adopte les idées théoriques de Langevin sur l'origine du para- et du diamagnétisme, cela est évident. Mais là les données nécessaires font entièrement défaut. On pourra se les procurer par des mesures nouvelles, d'ailleurs assez délicates, soit en s'appuyant sur les propriétés exprimées par les rapports rationnels que nous sommes en train d'établir et par l'étude spéciale de composés très faiblement magnétiques. soit en séparant, par l'étude de la variation

thermique, le paramagnétisme et le diamagnétisme superposés (1).

Anticipant sur la discussion qui suit, je donne ici une figure (fig. 4) qui la résume. C'est une échelle formée de traits équidistants numérotés de 0 à 32 qui représentent les nombres entiers de magnétons. Les traits pleins correspondent aux nombres pairs, les traits pointillés aux nombres impairs. Le tracé de cette échelle a été fait avec le nombre trouvé pour le magnéton par la comparaison des saturations atomiques absolues du fer et du nickel, comme il a été dit plus

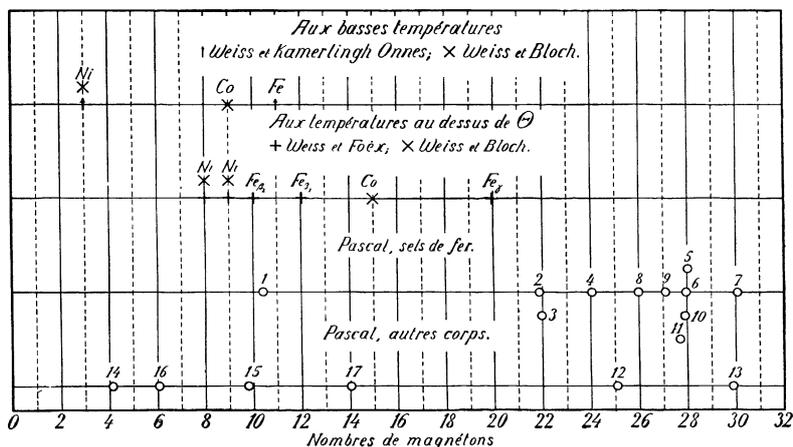


Fig. 4. — 1. Ferricyanure de K et amm. — 2. Pyrophosphate de fer et d'ammonium. — 3. Citrate de fer et d'ammonium. — 4. Ferripyrophosphate de sodium. — 5. Ferrimétaphosphate de sodium. — 6. Chlorure ferrique. — 7. Sulfate ferrique. — 8. Ferrométaphosphate de potassium. — 9. Ferrooxalate de sodium. — 10. Ferripyrophosphate de sodium. — 11. Sulfate ferreux. — 12. Chlorure de cobalt. — 13. Sulfate de manganèse. — 14. Permanganate de potassium. — 15. Sulfate de cuivre. — 16. Sulfate de cuivre ammoniacal. — 17. Sulfate uraneux

haut. Ces saturations, marquées par des flèches, se trouvent donc par définition sur les traits du diagramme. Les autres points sont des résultats d'expériences indépendantes. Outre les mesures de Pascal, marquées par un petit cercle, et auxquelles se rapporte aussi la légende au-dessous de la figure, celle-ci porte quelques points marqués par une croix qui se rapportent au § 19. La plupart de ces points se placent d'une manière remarquable sur les traits du diagramme

(1) Cette dernière méthode a été imaginée par M^{lle} E. Feytis, qui se propose de l'appliquer.

ou dans leur voisinage immédiat. Cette figure montre aussi éloquemment que tous les nombres qui suivent que la répartition des points de 1 à 17 ne peut être due au hasard.

Je vais maintenant examiner les 27 sels paramagnétiques dissous qui restent, après suppression, dans la série étudiée par Pascal, des quatre corps ne répondant pas à une formule chimique définie, à savoir la liqueur de Fehling et trois solutions colloïdales de sels de fer. Je donnerai dans les tableaux suivants le coefficient d'aimantation moléculaire χ_m emprunté au mémoire de Pascal, la saturation moléculaire absolue σ_{m_0} calculée au moyen de ce coefficient, après correction de l'effet des atomes diamagnétiques dans la molécule. Je mettrai en regard l'un de l'autre le nombre de magnétons n , calculé pour ces diverses substances par division de σ_{m_0} par 1123,5 et le nombre entier voisin n' . J'ajouterai la colonne $n' - n$, qui montre dans quelle mesure les valeurs observées satisfont à la loi des moments magnétiques moléculaires égaux à des multiples du magnéton, et une dernière colonne qui indique quelle erreur expérimentale, exprimée en pour cent, il faut invoquer pour expliquer les divergences.

Je commence par les 11 sels de fer.

Numéro du graphique	Substance	$\chi_m \cdot 10^6$	σ_{m_0}	$n = \frac{\sigma_{m_0}}{1123,5}$	n' nombre entier	$n' - n$	$100 \frac{n' - n}{n'}$
1	Ferricyanure de K et amm.	1730	11700	10,41	10	- 0,41	- 4,15
2	Pyrophosphate ferrique et d'ammonium.....	7990	24600	21,89	22	+ 0,11	+ 0,5
3	Citrate ferrique et d'ammo- nium.....	8040	24680	21,96	22	+ 0,04	+ 0,16
4	Ferripyrophosphate de Na.	9660	27100	24,04	24	- 0,04	- 0,15
5	Ferrimétaphosphate de Na.	13000	31500	28,03	28	- 0,03	- 0,1
6	Chlorure ferrique.....	13100	31390	27,93	28	+ 0,07	+ 0,25
7	Sulfate ferrique.....	15200	33800	30,09	30	- 0,09	- 0,3
8	Ferrométaphosphate de K.	11300	29200	25,99	26	+ 0,01	+ 0,05
9	Ferrooxalate de Na.....	12300	30480	27,11	27	- 0,11	- 0,47
10	Ferropyrophosphate de Na.	13000	31370	27,91	28	+ 0,09	+ 0,32
11	Sulfate ferreux.....	12900	34120	27,69	28	+ 0,31	+ 1,1

Sauf pour le premier corps, où elle atteint 6 0/0, la correction du diamagnétisme du reste de la molécule a été faible, le plus souvent au-dessous de 1 0/0. Dans toutes les déterminations de la saturation moléculaire au moyen de la constante de Curie, l'influence des erreurs d'expérience, et aussi de l'incertitude de cette correction, est réduite à la moitié par suite de l'extraction de la racine carrée.

Les saturations moléculaires absolues de ces corps, à l'exception

du premier et du dernier, sont d'une manière frappante des multiples entiers du magnéton. Il se peut que l'importance relativement grande de la correction du diamagnétisme soit pour quelque chose dans le cas du premier. Quant au sulfate ferreux, il présente, pour une raison inconnue, une divergence exceptionnellement grande avec la valeur donnée par Liebknecht et Wills, dont les mesures sont faites avec la même unité que celles de Pascal. [Eau, $\chi = -0,75 \cdot 10^{-6}$.] D'après ces observateurs, on aurait 27,05 magnétons. Il se peut donc qu'il se soit glissé une erreur dans la mesure de Pascal.

Faisant abstraction de tout renseignement préalable, je vais déduire de ces seules expériences une valeur du magnéton. Les valeurs de σ_{m_0} des substances 2 et 3, d'une part, de 5, 6, 10, 11, de l'autre, sont sensiblement égales. Je forme les moyennes. Les cinq valeurs (2, 3), 4, 8, (5, 6, 10, 11), 7, forment une progression arithmétique, comme cela saute aux yeux dans le graphique *fig. 4*. Je calcule par la méthode des moindres carrés la raison de cette progression et je trouve 2256,5. Le terme du milieu 29,200 divisé par cette raison donne 12,95. Elle est donc contenue 13 fois dans ce terme, au degré de précision des expériences, et la progression a un terme nul.

J'utilise maintenant cette dernière propriété pour calculer plus exactement la raison par les moindres carrés, et je donne à toutes les observations ayant contribué à la progression arithmétique des poids égaux. Je trouve ainsi pour la raison : 2244,2. La substance 9 montre que la partie aliquote commune à toutes les saturations moléculaires du fer ne peut être que la moitié :

$$1122,1.$$

Ce nombre ne diffère que de 1,3 millième de

$$1123,5,$$

déduit des expériences faites à Leyde sur les métaux eux-mêmes dans l'hydrogène liquide.

Cette concordance dépasse notablement celle que l'on pouvait attendre de la précision des expériences. J'ai dit déjà que j'estime à deux ou trois millièmes l'erreur possible sur la saturation absolue des métaux. On ne peut actuellement affirmer que la valeur du coefficient d'aimantation de l'eau $-0,75 \cdot 10^{-6}$ soit exacte à 1 0/0 près.

Curie donnait encore, il n'y a pas longtemps, pour cette constante — $79 \cdot 10^{-6}$, soit une valeur plus élevée de 500. Mais, si l'on ne veut admettre que les métaux fournissent un certain moment élémentaire et les solutions un autre qui en diffère d'une petite quantité, il faut que — $0,75 \cdot 10^{-6}$ soit voisin de la valeur exacte.

MESURES DE PASCAL SUR LES CORPS AUTRES QUE LE FER

Numéro du graphique	Substance	$\mu_m \cdot 10^6$	σ_{m_0}	$n = \frac{\sigma_{m_0}}{1123,5}$	$\frac{n'}{\text{nombreentier}}$	$n' - n$	$100 \frac{n' - n}{n'}$
<i>Cobalt.</i>							
12	CoCl ²	40.560	28.180	25,08	25	—0,08	—0,32
—	Chlorure ammoniacal.	40.590	28.330	25,22	25	—0,22	—0,88
—	Pyrophosphate double.	40.260	27.940	24,85	25	+0,15	+0,60
<i>Manganèse.</i>							
13	SO ⁴ Mn.....	45.000	33.560	29,87	30	+0,13	+0,43
—	Pyrophosphate double.	43.380	31.830	28,33	28	—0,33	—1,2
14	Permanganate de potassium.....	225	4.620	4,11	4	—0,11	—2,7

Pour 4 des 6 corps figurant dans ce tableau, l'accord avec la théorie est satisfaisant. Pour les deux autres, le chlorure ammoniacal de cobalt et le pyrophosphate double de manganèse, la divergence d'avec le nombre entier de magnétons est assez forte, sans toutefois que l'erreur expérimentale qui l'expliquerait soit grande. L'écart très considérable entre les nombres de magnétons du sulfate de manganèse et du permanganate, deux corps de fonctions chimiques aussi différentes que possible, est remarquable. Pour ce dernier corps, la vérification est bonne, malgré une différence assez forte en valeur relative (dernière colonne). Cela tient à la petitesse du nombre des magnétons.

Numéro du graphique	Substance	$\mu_m \cdot 10^6$	σ_{m_0}	$n = \frac{\sigma_{m_0}}{1123,5}$	$\frac{n'}{\text{nombreentier}}$	$n' - n$	$100 \frac{n' - n}{n'}$
<i>Chrome.</i>							
—	Alun violet.....	6.290	21.850	19,45	19	—0,45	—2,4
—	Alun vert.....	6.460	21.630	19,25	19	—0,25	—1,3
<i>Cuivre.</i>							
15	Sulfate de cuivre.....	4.570	40.970	9,78	10	+0,22	+2,2
16	Sulfate ammoniacal..	504	6.780	6,03	6	—0,03	—0,5
—	Sulfate glyciné.....	504	—	—	—	—	—

Les valeurs trouvées pour les deux sels de chrome et consignés dans le tableau suivant ne sont pas des multiples entiers du magnéton. Par contre, quatre sels de chrome, dont les deux premiers des aluns, mesurés par Liebknecht et Wills, donnent : 18,66; 19,16; 18,80; 19,08 magnétons, dont la moyenne est : 18,92. Il semble donc bien que le nombre exact soit 19 et qu'il y ait eu un accident dans ces deux mesures de Pascal.

Pour le sulfate de cuivre, l'accord est médiocre. Liebknecht et Wills ont trouvé pour les quatre sels cuivriques des coefficients d'aimantation qui donnent : 11,08, 10,89, 11,04, 10,98, c'est-à-dire 11 avec toute la précision désirable. Pour le sulfate glyciné, la correction du diamagnétisme n'a pas été faite faute de la connaissance exacte de la formule chimique. Mais le nombre brut étant le même que celui du sulfate ammoniacal, on peut estimer qu'ils sont d'accord, l'un et l'autre, avec la loi des nombres entiers.

On rencontre ensuite dans la série des substances examinées par Pascal un corps extrêmement curieux, l'iodomercurate de potassium K^2HgI^4 dont les trois éléments constituants diamagnétiques forment un composé paramagnétique. On peut ici faire la correction du diamagnétisme pour tous les atomes. On a, en calculant comme précédemment :

$\chi_m \cdot 10^6$	Correction du diamagnétisme	$\chi_m \cdot 10^6$ corrigé	σ_{m0}	n	n'	$n' - n$	$100 \frac{n' - n}{n'}$
	$K^2 \quad 22 \cdot 10^{-6}$						
1084	Hg 35	1327	9970	8,88	9	+ 0,12	+ 1,3
	I ⁴ 186						

donc un nombre entier.

Numero du graphique	Substance	$\chi_m \cdot 10^6$	σ_{m0}	$n = \frac{\sigma_{m0}}{1123,5}$ nombre entier	n'	$n' - n$	$100 \frac{n' - n}{n'}$
---------------------	-----------	---------------------	---------------	--	------	----------	-------------------------

Uranium.

17	$(SO^4)^2U$	3240	15,760	14,03	14	- 0,03	- 0,21
----	-------------------	------	--------	-------	----	--------	--------

Vanadium.

	VCl^2	1390	10,350	9,21	9	- 0,21	- 2,3
	$1/2(SO^4)^2V^2O^3$..	1150	9,455	8,41	?		
	VCl^4	622	7,470	6,65	?		

L'accord pour l'uranium est excellent, pour le premier composé

du vanadium il est médiocre. Il est meilleur avec le nombre donné par du Bois (Rapp. Congr. int., 1900), d'après Stephan Meyer : $n = 9,08$. Les deux derniers composés du vanadium sont en désaccord complet avec la théorie.

En résumé sur les 27 corps mesurés par Pascal, le ferrocyanure de potassium et les deux derniers sels de vanadium sont en désaccord formel avec la théorie. L'accord est médiocre sans qu'il soit nécessaire pour l'expliquer d'invoquer des erreurs d'expériences beaucoup plus grandes que celles indiquées par Pascal (2 0/0 sur χ_m , donc 1 0/0 sur σ_{m0}) pour le sulfate ferreux, le chlorure ammoniacal de cobalt, le pyrophosphate double de manganèse, les deux aluns de chrome, le sulfate de cuivre et le chlorure VCl^2 . Restent donc 17 corps pour lesquels l'accord est bon.

On peut considérer comme démontré par cette série d'expériences que la partie aliquote commune aux saturations atomiques du fer et du nickel à l'état métallique existe dans l'atome de fer, de cobalt, de manganèse, de cuivre, de mercure et d'uranium.

§ 16. *Expériences de Liebknecht et Wills.* — Nous avons fait usage, à plusieurs reprises, au cours de cette discussion, de résultats obtenus par Liebknecht et Wills au moyen de la méthode très précise, imaginée par du Bois, des solutions non magnétiques dans lesquelles le paramagnétisme du sel dissous compense exactement le diamagnétisme de l'eau. Lorsque cette propriété est constatée par une méthode de zéro, qui peut être très sensible, la mesure se réduit à un dosage. L'usage partiel d'une semblable série d'expériences ne peut, bien entendu, constituer une preuve de l'existence du magnéton, laquelle ne peut résulter que de l'examen des séries complètes. Mais il peut fournir des indications utiles pour interpréter des points de détail et servir, par exemple, à faire entrer le chrome et le vanadium parmi les corps dans lesquels l'existence du magnéton semble démontrée. Dans le même ordre d'idées, nous empruntons encore à ces observateurs leurs résultats sur 6 sels de nickel : NiF^2 , $NiCl^2$, $NiBr^2$, NiI^2 , $NiSO^4$, $Ni(NO^3)^2$ qui forment un groupe très compact avec 16,06; 16,11; 16,06; 16,01; 15,89; 16,02 magnétons, c'est-à-dire avec une grande exactitude 16. Le nickel entre donc à son tour dans le groupe pour lequel la preuve est faite.

Pour une notable partie des autres mesures de Liebknecht et Wills, l'accord à la fois avec les mesures de Pascal et avec la loi des nombres entiers est médiocre. Cela tient peut-être à ce que les so-

lutions employées par ces observateurs sont plus concentrées, et l'on sait, par les expériences de Königsberger et de Meslin que le paramagnétisme des solutions varie avec la concentration pour tendre vers une limite déterminée pour les grandes dilutions. Ce sont là des phénomènes encore peu connus dont l'ionisation ne paraît pas être le seul facteur ni même le facteur prépondérant. Il n'est pas impossible que les corps riches en fonctions chimiques de degrés différents soient particulièrement sensibles à la concentration.

§ 17. *Le magnéton dans les combinaisons chimiques solides.* — Si l'extension de la théorie des gaz paramagnétiques aux solutions ne souffrait aucune difficulté, il n'en est plus de même, à première vue, pour les solides paramagnétiques. La généralisation embrassant ces corps revient à faire sur la mobilité de la molécule une hypothèse analogue à celle que j'ai faite comme complément à celle du champ moléculaire. Mais, si l'on considère d'abord les corps *amorphes*, on sera conduit à penser que ce qui les distingue des gaz et des solutions c'est non l'impossibilité de la rotation, mais la rareté relative des instants où l'agitation thermique fournira à une molécule déterminée l'espace nécessaire pour effectuer un mouvement, les molécules étant pendant la plus grande partie du temps bloquées par les molécules voisines. L'état final de l'équilibre statistique serait alors donné par la même loi que pour les gaz, le *temps de relaxation* nécessaire pour y atteindre serait seul plus long, quoique encore très court probablement par rapport aux durées mesurables.

Pour les corps *crystallisés*, ces propriétés ne sont sans doute pas rigoureusement réalisées. D'ailleurs la liberté des rotations, abstraction faite du champ moléculaire, n'existe pas non plus en toute rigueur dans les métaux magnétiques. Il y a des énergies potentielles de rotation d'importance subordonnée qui se rattachent à leur structure cristalline et dont dérive l'ensemble assez compliqué de phénomènes tels que la susceptibilité initiale et les courbes d'hystérèse qui se manifestent dans les champs faibles. J'en ai esquissé ailleurs⁽¹⁾ une ébauche de théorie. Au point de vue qui nous occupe, on peut les négliger pour les métaux aux très basses températures, car les mesures de saturation qui seules interviennent emploient des champs où ils ne se manifestent plus. Au-dessus du point de Curie, la théorie simplifiée qui les ignore est justifiée par le succès. Ce

(1) WEISS, *J. de Phys.* 4^e série, t. VI, p. 661 et suiv. ; 1907.

qui suit montre accessoirement que ces énergies potentielles de rotation jouent aussi, en général, un rôle subordonné dans le phénomène de la susceptibilité paramagnétique des corps cristallisés.

§ 18. *Expériences de M^{lle} E. Feytis sur les sels magnétiques solides* (1). — M^{lle} E. Feytis a publié (2) des mesures sur un certain nombre de composés des métaux magnétiques à l'état solide. Ces mesures sont rapportées à une solution de nitrate de nickel mesurée en valeur absolue par Weiss et Foëx, à la température de 13°.

Les mesures de M^{lle} Feytis ont donc été calculées comme se rapportant à la même température. En effet, le rapport des coefficients d'aimantation de deux corps paramagnétiques ne varie pas avec la température.

J'ai supprimé Fe²O³ dont on sait par ailleurs qu'il est souvent doué de propriétés ferromagnétiques qu'une observation unique à la température ordinaire ne suffit pas à caractériser et les quelques corps comme [Cr(NH³)⁶] [Co(C²O⁴)³] + 3H²O, qui contiennent deux atomes magnétiques différents.

Si l'on calcule ces derniers corps suivant le même schéma que les autres, on obtient la racine carrée de la somme des carrés des nombres de magnétons dans les deux atomes :

$$n = \sqrt{n_1^2 + n_2^2},$$

qui, sauf le cas particulier connu, n'est pas un nombre entier. Et la précision des expériences est en général insuffisante actuellement pour qu'il n'y ait qu'un système de valeur n_1 et n_2 qui satisfasse à l'équation ci-dessus au degré d'approximation voulu. Mais il ne serait pas nécessaire, peut-être, d'aller au delà d'une précision cinq fois plus grande pour pouvoir résoudre, grâce au critérium des nombres entiers, ce problème à deux inconnues au moyen d'une mesure unique.

(1) Dans les premières publications sur ce sujet j'ai intercalé ici le calcul des expériences d'Urbain sur les terres rares. Mais il y a une incertitude sur l'unité employée dans ces mesures. Ce calcul sera repris lorsqu'elle sera levée par des expériences actuellement en voie d'exécution.

(2) E. FEYTIS, *Comptes rendus*, t. CLII, p. 708; 1911.

Substances	$\gamma_m \cdot 10^6$	σ_{m0}	$n = \frac{\sigma_{m0}}{1123,5}$	$\frac{n'}{\text{nombre entier}}$	$n' - n$	$100 \frac{n' - n}{n'}$
FeCl ³ sublimé.....	14650	32400	28,83	29	+0,17	+0,58
FeCl ³ , 2NH ⁴ Cl. H ² O.....	12830	30330	26,99	27	+0,01	+0,03
FeF ³ , 3NH ⁴ F.....	14820	32660	28,94	29	+0,06	+0,46
FeF ³ , 2NH ⁴ F, H ² O.....	14965	32800	29,19	29	-0,19	-0,64
FeF ³ , 3H ² O.....	7899	23860	21,23	21	-0,23	-1,10
Acétylacétonate ferrique.....	10922	28450	25,05	25	-0,05	-0,21
1/3 (Mn ³ O ⁴).....	5730	20190	17,97	18	+0,03	+0,16
CrCl ³	7027	22510	20,04	20	-0,04	-0,18
Acétylacétonate cobalteux.....	7767	23730	21,12	21	-0,12	-0,55
1/2 [Cr(NH ³) ⁶] [Cr(C ² O ⁴) ³] + 3H ² O.	7080	22650	20,16	20	-0,16	-0,80
1/2[Cr(NH ³) ⁴ (C ² O ⁴)] [Cr(NH ³) ² (C ² O ⁴) ² + 3H ² O.....	7080	22650	20,16	20	-0,16	-0,80

Si les saturations moléculaires étaient distribuées au hasard, les valeurs absolues de l'avant-dernière colonne varieraient de 0 à 0,5 et leur *moyenne* serait 0,25. Au lieu de cela le plus grand d'entre eux est 0,23 et la moitié environ ne compte qu'un petit nombre de centièmes. Ces mesures sont donc encore nettement favorables, au degré de leur précision, à l'existence du magnéton.

§ 19. *Métaux ferromagnétiques au-dessus du point de Curie.* — Des mesures récentes, par MM. Weiss et Foëx (1) ont donné un certain nombre de constantes de Curie qui fournissent autant de déterminations de la saturation moléculaire absolue (*fig. 4*, points marqués d'une croix).

a) *Nickel.* — Deux constantes de Curie ont été observées, l'une directement dans un intervalle de 700°, l'autre indirectement comme limite des constantes de Curie des ferronickels réversibles variant linéairement en fonction de la teneur. On a :

C	C_m	σ_{m0}	$n = \frac{\sigma_{m0}}{1133,5}$	$\frac{n'}{\text{nombre entier}}$	$n' - n$	$100 \frac{n' - n}{n'}$	
Nickel pur directement.....	0,00535	0,3258	9018	8,03	8	-0,03	-0,28
Limite des ferronickels.....	0,00700	0,4109	10,140	9,03	9	-0,03	-0,27

Le même nickel pur a été étudié par O. Bloch avec une technique perfectionnée. La première des constantes de Curie ci-dessus a été confirmée. En outre, on s'est rendu compte qu'une irrégularité notée par Weiss et Foëx comme une perturbation probable de la mesure

(1) *Archives des Sciences phys. et nat.*, 4^e pér., t. XXXI, pp. 4 et 89; 1911. *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, pp. 274 et 744; 1911.

des températures, est en réalité un changement d'état à la température absolue de 1.200°, qui fait apparaître dans le métal pur précisément la constante de Curie qui n'avait été trouvée jusqu'alors que comme limite de celles des ferronickels. O. Bloch trouve :

$$\begin{aligned} C &= 0,00551 & n &= 7,89 \\ C &= 0,00687 & n &= 8,96 \end{aligned}$$

Les ferronickels réversibles sont formés de solutions solides de Ni dans Fe²Ni, solubles l'un dans l'autre en toutes proportions. Il est remarquable que, dans ces solutions, le nickel soit dans un état qu'il n'atteint qu'à une température plus élevée de plusieurs centaines de degrés quand il est pur. Il y a là, semble-t-il, une indication d'une influence du milieu ayant un retentissement sur la structure intime de l'atome.

Les nombres des magnétons (8 et 9) du nickel pur aux hautes températures sont très différents de leur nombre (3) à la température de l'hydrogène liquide et de celui (16) des sels de nickel en solution.

b) *Cobalt*. — La constante de Curie du cobalt a été trouvée deux fois avec la même valeur au cours du travail de O. Bloch sur les alliages de nickel et de cobalt : une première fois par l'observation directe sur le cobalt pur, une deuxième comme limite des constantes de Curie des alliages, variant linéairement avec la teneur. Les nombres trouvés sont :

$$\begin{aligned} C &= 0,01930 & n &= 15,008 \\ C &= 0,01908 & n &= 14,925 \end{aligned}$$

donc 15 au degré de précision des mesures.

c) *Fer*. — Comme Curie l'avait remarqué, le coefficient d'aimantation du fer varie brusquement d'une quantité finie au passage du fer β au fer γ , et du fer γ au fer δ . La région β se décompose en deux β_1 et β_2 , dont chacune a sa constante de Curie. Dans la région γ , on trouve une nouvelle constante de Curie, puis une quatrième dans la région δ ; mais cette dernière, qui exige des mesures au-dessus de 1.400°, n'est connue que quant à son ordre de grandeur. En conservant l'hypothèse faite jusqu'à présent : deux degrés de liberté de rotation par atome, on trouve :

	Intervalle de température	C	C_m	σ_{m_0}	$n = \frac{\sigma_{m_0}}{1123,5}$
Fer β_1	774° — 828°	0,0395	2,213	23.500	20,92
Fer β_2	828° — 920°	0,0273	1,529	19.530	17,38
Fer γ	920° — 1295°	0,072	4,03	31.730	28,23

Si les nombres de la dernière colonne devaient être entiers, il faudrait invoquer des erreurs d'expériences beaucoup plus fortes que pour le nickel étudié dans les mêmes conditions avec le même appareil, et par suite peu vraisemblables. Si l'on admet que plusieurs atomes de fer peuvent être liés les uns aux autres d'une manière rigide, on obtient des résultats différents. Parmi les suppositions possibles, j'en ai trouvé une qui satisfait d'une manière remarquable à la condition des nombres entiers de magnétons. Elle consiste à admettre pour le fer β une molécule rigide Fe^3 , pour le fer γ une molécule rigide Fe^2 , et pour le fer δ une molécule Fe . Cette hypothèse est très plausible. Elle revient à admettre ces polymérisations pour le seul corps qui possède des discontinuités brusques du coefficient d'aimantation, et à admettre que les changements ont lieu précisément aux températures des discontinuités du coefficient d'aimantation. Il est démontré, d'autre part, que la transformation $\beta\gamma$ correspond à l'absorption d'une quantité de chaleur notable; les propriétés thermiques de la transformation $\gamma\delta$, qui n'est plus très éloignée du point de fusion, ne sont pas connues. Enfin la molécule va se simplifiant quand la température s'élève. On trouve dans cette hypothèse :

	C	C_m	$\frac{\sigma_{ao}}{\text{par atome}}$	$n = \frac{\sigma_{ao}}{1123,5}$	$\frac{n'}{\text{nombre entier}}$	$n' - n$	$100 \frac{n' - n}{n'}$
Fer β_1 ..	0,0393	$3 \times 2,213$	13.567	12,08	12	- 0,08	- 0,7
Fer β_2 ..	0,0273	$3 \times 1,529$	11.277	10,04	10	- 0,04	- 0,4
Fer γ ...	0,072	$2 \times 4,03$	22.420	19,95	20	+ 0,05	+ 0,25

Cette constitution sera définitivement établie lorsqu'une nouvelle mesure aura confirmé la valeur de la constante de Curie du fer γ , encore un peu incertaine, et qu'une détermination de celle du fer δ sera venue compléter la démonstration. Mais on voit dès à présent comment le magnéton peut à son tour servir de moyen d'investigation de la structure moléculaire.

Il est intéressant de rapprocher pour chacun des deux métaux ces expériences aux hautes températures de celles du voisinage du zéro absolu.

La différence des deux valeurs du moment moléculaire obtenues à haute température pour le nickel, qui est aussi leur commune mesure, ne peut être que la partie aliquote, s'il y en a une, des moments magnétiques moléculaires du *nickel*, ou un de ses multiples. Or

cette différence est : 1123. Elle est contenue exactement trois fois dans la saturation moléculaire du nickel observée à basse température.

Il en est de même pour le fer. Les deux saturations moléculaires trouvées pour les fers β_1 et β_2 sont dans le rapport :

$$\frac{13.427}{11.697} = \frac{5,94}{5}.$$

c'est-à-dire aux erreurs d'expériences près 6 : 5. On en déduit pour la partie aliquote des fers β_1 et β_2 , ou un de ses multiples :

$$\frac{13.427 + 11.297}{5 + 6} = 2.247,6.$$

La moitié : 1123,8 est contenue exactement 11 fois dans la saturation moléculaire absolue du fer à basse température.

Ainsi se trouve ôté tout arbitraire dans le choix des nombres entiers 3 et 11, trouvés directement lors de la comparaison des saturations moléculaires des deux métaux à basse température. L'exactitude avec laquelle le rapport 3 : 11 est réalisé, qui pouvait paraître une coïncidence accidentelle parmi le grand nombre de relations que l'on peut imaginer de rechercher sur deux nombres donnés au hasard, prend une valeur démonstrative; à la rigueur, on pouvait établir l'existence du magnéton au moyen de ces deux seules catégories de mesures.

§ 20. *Conclusions.* — J'ai déterminé, par l'application de la théorie cinétique du magnétisme aux corps paramagnétiques dissous, aux corps paramagnétiques et ferromagnétiques solides, le moment magnétique de l'atome des métaux ferromagnétiques et d'un grand nombre d'autres atomes, pour lesquels il ne semblait pas que l'on dût facilement atteindre cette quantité.

Il s'est présenté cette circonstance très curieuse que le même atome ne possède pas un moment magnétique unique, mais que cette quantité prend un certain nombre de valeurs différentes suivant les conditions de température, de liaison chimique dans lesquels l'atome se trouve. Toutes ces valeurs ont entre elles des rapports rationnels.

On peut donc trouver entre les moments magnétiques atomiques d'un même métal d'abord, une partie aliquote commune. On peut s'assurer ensuite que les parties aliquotes des différents atomes sont

toutes les mêmes. Ce sous-multiple commun des moments atomiques a été appelé *Magnéton*.

Si l'on admet, — ce qui paraît extrêmement vraisemblable, — que ce moment magnétique élémentaire réside dans un substratum matériel qui possédera probablement une masse pesante, on peut dire : Le magnéton est un élément constituant commun à un grand nombre d'atomes magnétiques et sans doute à tous. La démonstration est faite actuellement pour les atomes de : Fe, Ni, Co, Cr, Mn, V, Cu, Hg, U.

Doit-on s'en tenir aux éléments magnétiques? Le cas de l'oxygène, du cuivre, du mercure qui, suivant qu'ils sont libres, suivant la nature de la combinaison dans laquelle ils sont engagés, sont para- ou diamagnétiques, montre qu'on ne saurait établir une barrière infranchissable.

Mais un rapprochement très curieux avec une partie de la science, en apparence très lointaine, les lois des spectres en séries, plaide fortement en faveur du magnéton, élément constituant universel de la matière. On sait que W. Ritz ⁽¹⁾ a imaginé un mécanisme électromagnétique qui rend compte des séries suivant la loi de Balmer et les lois voisines. Le mécanisme de Ritz, très séduisant par lui-même, emprunte une grande vraisemblance au fait de l'insuccès sans espoir des tentatives faites dans d'autres voies et notamment de l'impossibilité d'aboutir par les vibrations élastiques. Il consiste pour la partie qui nous intéresse ici, en bâtonnets de moments magnétiques donnés, identiques entre eux et juxtaposés d'une manière rigide en files linéaires.

Cet organe réalise précisément le moment magnétique à partie aliquote invariable auquel nous sommes arrivés. Or les spectres en séries existent dans un grand nombre d'atomes, le plus souvent diamagnétiques. L'identité de l'élément de Ritz et du magnéton n'est pas établie, assurément, mais elle semble bien vraisemblable et avec elle leur existence dans tous les atomes.

Quelles vont être maintenant les conséquences de l'acquisition de cette notion nouvelle? Au point de vue de l'histoire magnétique des corps, je n'hésite pas à remplacer dès à présent l'expression : « corps qui n'obéit pas à la théorie » par « corps qui ne conserve pas le même

(1) W. Ritz, *C. R.*, t. CXLV, p. 178; 1907. — *Ann. d. Phys.*, Bd. 25, p. 660; 1908; voir ce volume. pp. 294 et 381.

nombre de magnétons dans tout l'intervalle étudié ». La magnétite, la pyrrhotine conservent le même nombre de magnétons dans des intervalles plus étendus que les métaux. Le seul corps qui, dans tout l'intervalle du magnétisme fort, de la température de l'air liquide au point de Curie, situé à 600° abs., et dans la plus grande partie de la région du ferromagnétisme sollicité, jusqu'aux températures voisines de 1.000° abs., conserve le même nombre de magnétons, est l'alliage limite Fe^2Ni .

Il reste beaucoup de travail expérimental à faire pour classer et décrire les propriétés des ferromagnétiques à nombres de magnétons variables. Mais, avec la nouvelle idée directrice, le problème n'a plus rien de décourageant. Il semble, au contraire, que cette étude doive être particulièrement féconde dans la découverte des lois d'action moléculaire, tant il saute aux yeux que les phénomènes vectoriels du magnétisme sont à la fois d'une plus grande richesse d'aspects et plus maniables que les phénomènes scalaires de la compressibilité, du frottement intérieur, qui ont jusqu'ici absorbé beaucoup plus d'efforts.

Puis il faudra poursuivre les manifestations du magnéton dans chacun des cas simples où il se rencontre, notamment dans ses rapports avec les phénomènes chimiques. Quel rôle les phénomènes magnétiques jouent-ils dans la combinaison chimique ? Les forces chimiques sont-elles des attractions d'aimants élémentaires ? Les valences sont-elles, dans l'un ou l'autre cas, assimilables à des magnétons ?

La nature de la modification éprouvée par les corps dont le nombre de magnétons varie à une température déterminée, quelquefois avec une brusquerie qui fait penser à un point de fusion, est assez mystérieuse et demande à être étudiée pour elle-même. Ce n'est pas une transformation allotropique au sens ordinaire du mot, puisque le cas de la magnétite montre que la molécule conserve, à travers ces transformations, son architecture générale avec le même nombre de degrés de liberté. Cette modification coûte-t-elle de l'énergie ? Y a-t-il d'autres caractères extérieurs qui l'accompagnent ? Il n'est possible de donner actuellement réponse à cette dernière question que sur un point : la constante du champ moléculaire, qui exprime l'action orientante mutuelle dans les ferromagnétiques, subit une variation en même temps que le nombre des magnétons.

Si l'on imagine, pour un instant, que l'existence de ces petits

aimants élémentaires, identiques entre eux et en nombre à la fois grand et variable dans le même atome, soit donnée *a priori*, on croirait leur démonstration expérimentale entourée des plus grandes difficultés. Les moments magnétiques devraient former des résultantes n'ayant plus aucun rapport simple avec leur grandeur. Il semblerait que l'on dût attendre la possibilité de les saisir de quelque phénomène exceptionnel, comme ceux qui font jaillir l'électron de l'atome.

La facilité avec laquelle ils se manifestent, le caractère exceptionnel des cas où ils échappent à l'observation, sont eux-mêmes l'expression d'une propriété importante. Il est, en effet, tout à fait stupéfiant que ces aimants élémentaires se placent toujours de façon que leurs moments s'ajoutent algébriquement, c'est-à-dire parallèlement ou même bout à bout. Il est peut-être tout aussi curieux que, parmi les mesures existantes, si peu suggèrent l'idée de mélanges de molécules de nombres de magnétons différents. Il est probable que des mélanges semblables existent dans les sels magnétiques en solutions concentrées dont Kœnigsberger et Meslin ont montré qu'ils ont des coefficients d'aimantation variables avec la concentration. On peut se demander si l'égalisation du nombre des magnétons ne serait pas une des conditions de l'équilibre des molécules de même espèce entre elles.

Enfin, on peut dire qu'après l'électron symbolisant les idées nouvelles sur la structure discontinue de l'électricité, le magnéton marque une évolution analogue dans la représentation des phénomènes magnétiques.
