



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. Radium (Paris), 1911, 8 (8), pp.301-307. 10.1051/radium:0191100808030101 . jpa-00242486

HAL Id: jpa-00242486

<https://hal.science/jpa-00242486>

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 magnéton¹

Par Pierre WEISS

[Université de Zurich — Laboratoire de Physique.]

M. Weiss se 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 il a donné le nom de « magnéton ».

Résumé de la théorie cinétique du magnétisme. Théorie de M. Langevin. — A la base de toute cette théorie se trouve un mémoire de M. Langevin², dont nous rappellerons d'abord les points essentiels. Chaque molécule contiendrait un grand nombre d'électrons décrivant des orbites fermées, chacun d'eux fournissant ainsi un certain moment magnétique. Si, dans une matière constituée par de telles molécules, on établit un champ magnétique, les électrons modifient leur mouvement de manière à s'opposer à la création du champ magnétique; ce phénomène constitue le diamagnétisme; il est aussi général que le phénomène de Zeemann, auquel il est intimement lié; chaque atome y participe avec une intensité qui lui est propre, et qui est à peu près indépendante des conditions physiques ou chimiques dans lesquelles il se trouve.

Le paramagnétisme est un phénomène essentiellement différent que, seules, présentent les molécules dont le moment magnétique résultant est différent de zéro. Sous l'action du champ magnétique extérieur, celles-ci tendent à s'orienter de manière que leurs axes magnétiques soient parallèles au champ extérieur et de même sens que lui. M. Langevin admet

que l'action de ce champ extérieur sur l'orientation des molécules se fait suivant la même loi que l'action de la pesanteur sur la répartition des molécules d'air dans l'atmosphère terrestre; il est ainsi conduit à l'équation :

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

dans laquelle :

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

σ_m est l'aimantation moléculaire (moment magnétique de la molécule-gramme);

H , est le champ magnétique;

T , la température absolue;

R , la constante des gaz parfaits relative à la molécule-gramme ($R = 83,155 \cdot 10^6$ ergs — degrés); c'est aussi

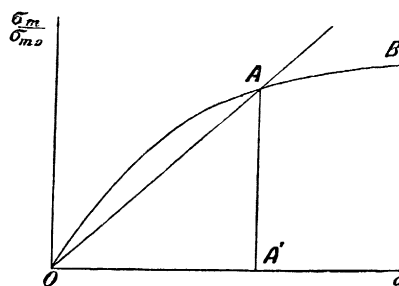


Fig. 1.

la force vive d'une molécule-gramme par degré de liberté;

Enfin σ_{m0} est une constante : le deuxième membre de

1. Extrait d'un Mémoire général communiqué par l'auteur.
2. LANGEVIN. *Ann. Chim. Phys.*. 5 (1905) 70.

l'équation (1) tendant vers l'unité lorsque a devient infini, σ_{m0} représente donc la valeur limite de l'aimantation σ_m lorsque H devient infiniment grand, ou bien T infiniment petit.

L'équation (1) est représentée graphiquement par la courbe (fig. 1) de la page 501.

Si l'on ne considère que des petites valeurs a , on peut développer le 2^e membre de l'équation (1) en série, et n'en conserver que le premier terme. Il vient alors :

$$\frac{\sigma_m}{\sigma_{m0}} = \frac{a}{5} = \frac{\sigma_{m0} H}{5 RT}; \quad (5)$$

or $\frac{\sigma_m}{H}$ est le coefficient d'aimantation moléculaire, que l'on désigne par γ_m . On a donc

$$\gamma_m = \frac{\sigma_{m0}^2}{5 RT}; \quad (4)$$

On retrouve ainsi la loi que P. Curie avait démontrée expérimentalement. On peut encore l'écrire :

$$\gamma_m T = \frac{\sigma_{m0}^2}{5 R} = C_m \quad (5)$$

C_m étant la constante moléculaire de Curie.

Théorie du champ moléculaire. — La théorie de M. Langevin convient parfaitement aux gaz magnétiques, tels que l'oxygène, dans lesquels les molécules peuvent être considérées comme absolument libres, en dehors de leurs chocs; mais elle ne rend pas compte de nombreux phénomènes présentés par les corps magnétiques solides, dans lesquels interviennent les actions intermoléculaires. Pour tenir compte de ces dernières M. P. Weiss a imaginé l'hypothèse du champ moléculaire : « l'action de l'ensemble des molécules sur l'une d'elles serait équivalente à un champ magnétique uniforme, proportionnel à l'intensité d'aimantation et dirigé comme elle ». Cette hypothèse se traduit par l'équation :

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

H_m étant le champ moléculaire.

I , l'aimantation (moment magnétique par unité de volume);

N , une constante.

Si l'on exprime I en fonction de σ_m , on a encore :

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

D étant la densité du corps magnétique ;
 m , son poids moléculaire.

M. Weiss admet encore « 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 ».

On est ainsi conduit à admettre l'existence d'une aimantation spontanée dans les corps ferro-magnétiques, en l'absence de tout champ extérieur; et l'on peut des équations (1) et (7) déduire une valeur de celle-ci. En effet, à une valeur H_m du champ moléculaire il correspond une valeur de a donnée par :

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

équation représentée sur la fig. (1) par la droite OA.

Or σ_m est déjà relié à a par l'équation (1); il en résulte que les seules valeurs possibles, pour l'aimantation spontanée, sont déterminées par les deux points d'intersection O et A de la droite OA avec la courbe (1). Or de ceux-ci, seul A correspond à un état stable, et peut par suite être accepté : son ordonnée donne donc l'aimantation spontanée.

On peut encore, au moyen du diagramme (1) suivre la variation de l'aimantation spontanée en fonction de la température : en effet, le coefficient angulaire de la droite (8) est proportionnel à T ; le point A se rapproche donc de l'origine lorsque T augmente, pour parvenir à celle-ci lorsque la droite OA devient tangente à la courbe de Langevin; la valeur Θ que prend alors T est la température absolue de perte du ferro-magnétisme spontané, que M. Weiss a désignée sous le nom de point de Curie.

Lorsque T est voisin de Θ , l'aimantation spontanée σ_m et par suite a sont petits, et l'on peut se servir de l'équation (5), qui, combinée à (2), donne :

$$1 = \frac{\sigma_{m0}^2 ND}{5m R\Theta} \quad (9)$$

soit

$$\Theta = \frac{\sigma_{m0}^2 ND}{5m R} \quad (10)$$

soit encore, en introduisant C_m :

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

ou bien

$$\Theta = CND \quad (12)$$

en désignant par C la constante de Curie rapportée à l'unité de masse.

Cette dernière relation est intéressante en ce qu'elle exprime N au moyen de grandeurs accessibles à l'expérience.

En divisant (8) par (9) il vient :

$$\frac{T}{\Theta} = \frac{5}{a} \frac{\sigma_m}{\sigma_{m0}} \quad (15)$$

et cette équation, jointe à (1) :

$$\frac{\sigma_m}{\sigma_{m0}} = \coth a - \frac{1}{a} \quad (14)$$

permet de définir des états correspondants des corps magnétiques, en les caractérisant par les valeurs de $\frac{T}{\Theta}$ et $\frac{\sigma_m}{\sigma_{m0}}$.

La figure (2) porte, outre la courbe théorique tracée en trait plein, les points obtenus expérimentalement pour la magnétite : on voit qu'il y a une concordance très satisfaisante entre la théorie et l'expérience, sauf

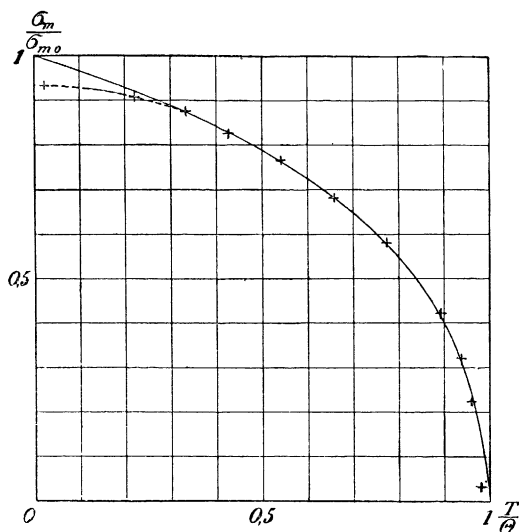


Fig. 2.

aux environs du zéro absolu et du point de Curie. L'alliage Fe Ni vérifie la loi théorique dans tout l'intervalle de 0 à Θ ; le fer, le nickel, le cobalt, par contre présentent avec elle des divergences notables.

Supposons maintenant qu'il y ait un champ extérieur H_e ; alors le champ magnétique total H sera :

$$H = H_e + NI.$$

Supposons donnée la valeur de $\frac{\sigma_m}{\sigma_{m0}}$ et par suite la valeur de a ; soit T la température qui lui correspond en l'absence de tout champ extérieur, et T' la température (plus grande que T) qui correspond à cette même valeur de a lorsque le champ extérieur est H . L'équation (8) donne :

$$a RT = \sigma_m \sigma_{m0} N \frac{D}{m}$$

puis, en combinant (14) et (2) on a :

$$a RT' = \sigma_{m0} H_e + \sigma_{m0} \sigma_m N \frac{D}{m} \quad (15)$$

d'où $a R (T' - T) = \sigma_{m0} H_e \quad (16)$

Si σ_m est petit, on a vu que T' est voisin de Θ , de sorte qu'on peut écrire :

$$\frac{\sigma_m}{H_e} (T' - \Theta) = \frac{\sigma_{m0}^2}{5 R} = C_m$$

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

Pour les corps ferromagnétiques, cette dernière équation est à l'équation de Curie (5), ce que la loi de van der Waals est à la loi de Mariotte pour les gaz. Elle montre comment on peut obtenir la constante de Curie, par des expériences faites au-dessus de la température Θ . M. Weiss a montré qu'elle est confirmée par les résultats numériques qui figurent dans le travail de P. Curie; il l'a lui-même vérifiée récemment sur plusieurs corps ferro-magnétiques, au cours d'un travail avec la collaboration de M. Foex.

On est ainsi amené à distinguer pour les métaux magnétiques les cas suivants :

- 1° Le ferro-magnétisme spontané du zéro absolu au point de Curie;
- 2° Le ferromagnétisme sollicité, caractérisé par la formule (17);
- 3° Le paramagnétisme pur, caractérisé par un coefficient d'aimantation proportionnel à $\frac{1}{T}$.

En dehors de cette énumération, il faut signaler les cas de magnétisme faible, observés par du Bo's et Houda, où χ est constant, ou augmente avec T .

Chaleur spécifique et champ moléculaire. —

L'hypothèse du champ moléculaire donne une interprétation de la variation brusque que subit à la température Θ la chaleur spécifique des corps ferro-magnétiques. Elle conduit, en effet, à ajouter, à ce que serait la chaleur spécifique d'un tel corps s'il n'était pas magnétique, un terme

$$c' = + \frac{1}{J} \frac{dE}{dt}$$

J étant l'équivalent;

E , l'énergie d'aimantation rapportée à l'unité de masse.

Ce terme, qui peut être déterminé par des expériences purement magnétiques, devient brusquement nul à la température Θ . Il en résulte une cessation brusque de la chaleur de désaimantation qu'il représente, d'où la discontinuité observée. Conformément à cette manière de voir, MM. Weiss et Beck ont obtenu des valeurs de Θ concordantes pour différentes substances, en employant soit la méthode magnétique, soit la méthode calorimétrique.

Le Magneton. — Cette théorie, qui est confirmée d'une manière si frappante par les phénomènes généraux du ferromagnétisme, échoue cependant lorsqu'il s'agit d'expliquer certaines propriétés de substances ferro-magnétiques particulières: c'est le cas, par exemple, de la courbe exprimant $\frac{1}{\chi}$ en fonction de T au-dessus du point de Curie pour la magnétite; au lieu d'une seule droite, donnée par l'équation (14), nous avons ici toute une série de droites se suivant après des

coude brusques, ou une courbe de raccordement (Voir fig. 5). On peut se demander si l'on n'interpréterait pas ces particularités, en assujettissant à varier suivant

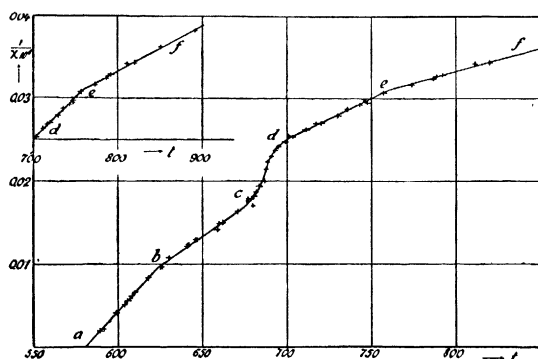


Fig. 5.

des lois convenables les grandeurs qui jusque-là étaient supposées constantes pour un même corps ferro-magnétique, à savoir N , m , σ_{m0} .

M. Weiss chercha d'abord, mais sans obtenir de bons résultats, à rendre variable la constante N ; il pensa ensuite à m : les coude de la courbe de la magnétite correspondraient alors à des changements d'états, à des polymérisations. A chaque portion rectiligne de la courbe il correspond une constante de Curie C_m distincte, que l'on peut déduire de l'inclinaison de cette portion au moyen de l'équ. (17). On a ensuite :

$$C_m = \frac{\sigma_{m0}^2}{5R} \quad (\delta) \quad \text{ou bien} \quad C = m \frac{\sigma_0^2}{5R} \quad (\delta) \text{ bis}$$

C et σ_0 étant les constantes rapportées à l'unité de masse.

M. Weiss admet que les atomes conservent des moments magnétiques constants, par suite que σ_0 est constant dans tout l'intervalle des températures. L'équation (δ bis) permettra donc de calculer le degré de polymérisation correspondant à chaque portion rectiligne de la courbe. Or il se trouva que les valeurs de m (en prenant arbitrairement $m = 1$ pour la portion rectiligne relative aux températures les plus basses), ne sont que très grossièrement des nombres entiers; de plus m irait en croissant lorsque la température augmente, ce qui est contradictoire avec les faits les plus habituels de la chimie.

Si l'on rejette l'hypothèse de la variabilité de m , il ne reste donc plus qu'à envisager des variations de σ_{m0} . Cette dernière manière de voir conduit, en ce qui concerne cette même courbe de la magnétite, aux résultats inscrits dans le tableau I.

Les nombres écrits sous les accolades marquées F et W ont été respectivement calculés par M. Foex et M. Weiss en partant de la même courbe expérimentale. (fig. 5).

Il est facile de reconnaître dans ce tableau, qu'avec

Tableau I.

Intervalle de température	F		W		Rapports simples
	C	σ_0	C	σ_0	
581° — 622°	0,0444	1	0,0445	1	1
622° — 680°	0,0682	1,258	0,0665	1,22	1,25
710° — 770°	0,105	1,555	0,01025	1,515	1,5
770° — 900°	0,0180	2,015	0,01776	1,995	2
> 900° (Curie)	0,028	2,515	0,028	2,515	2,5

une grande précision, les grandeurs σ_0 sont entre elles comme les nombres 4, 5, 6, 8, 10.

C'est là un premier argument en faveur de l'hypothèse énoncée au début de cet extrait, et d'après laquelle les moments magnétiques des molécules seraient des multiples entiers d'un même moment magnétique élémentaire, le magnéton. Remettant à plus loin une vérification plus générale de cette thèse, nous dirons de suite avec M. Weiss comment ce magnéton peut être déterminé en valeur absolue, au moyen des expériences qu'il a faites à Leyde avec la collaboration de M. Kamerlingh Onnes, afin de déterminer l'aimantation de diverses substances aux très basses températures. Les résultats obtenus sont reproduits dans le tableau ci-dessous, qui donne les moments magnétiques de l'atome-gramme et de $\frac{1}{5}$ de la molécule gramme.

Nickel	5,581
Cobalt	9,650
Fer	12,410
Magnétite	7,417

Les nombres relatifs au cobalt et à la magnétite sont incertains; mais ceux du nickel et du fer, sur lesquels on peut compter, sont dans le rapport de 11 à 5. Après les corrections dues à la dilatation thermique, on trouve pour partie aliquote commune à ces 2 nombres :

$$\begin{aligned} \text{Pour le fer } 12560 : 11 &= 1125,6 \\ \text{Pour le nickel } 3,570 : 5 &= 1125,5 \\ \text{Moyenne} &= 1125,5 \end{aligned}$$

Cette partie aliquote est appelée magnéton-gramme; M. Weiss l'estime exacte à deux ou trois millièmes près. En la divisant par le nombre d'atomes dans l'atome-gramme, soit $68,5 \cdot 10^{22}$, on trouve

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

pour le moment magnétique de l'aimant élémentaire, le magnéton lui-même.

Une confirmation remarquable est apportée à cette théorie par l'examen des résultats numériques obtenus séparément par différents auteurs.

Corps magnétique en solution. — M. Weiss rappelle en premier lieu le mémoire de Pascal¹ sur

1. PASCAL, *Ann. Chim. Phys.*, 46 (1909) 551.

l'aimantation des solutions étendues de sels paramagnétiques. A de telles solutions la théorie primitive de M. Langevin s'applique complètement ; on peut donc se servir de l'équation

$$\sigma_{mo}^2 = 5RC_m$$

pour déterminer σ_{mo} , C_m étant connu grâce à la loi de Curie, dès que l'on a déterminé le coefficient d'aimantation χ_m à une température connue.

Il est nécessaire de préciser ici, « que la molécule magnétique est la quantité de matière dont l'axe magnétique possède deux degrés de liberté d'orientation ; pour fixer les idées, si plusieurs atomes d'une même molécule chimique sont reliés entre eux par des articulations ayant la mobilité d'un genou de Cardan, chacun d'eux doit être considéré comme une molécule magnétique distincte. On suppose 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 ».

Les résultats de Pascal ont permis à M. Weiss de dresser le tableau II.

Nous rappellerons que les nombres χ_m ont été déterminés par Pascal, en prenant pour l'eau $\chi_m = -0,75 \cdot 10^{-6}$; ils comportent une correction due au diamagnétisme des divers atomes entrant dans les molécules considérées. On voit sur ce tableau que, sur 27 corps étudiés, il y en a 17 pour lesquels l'accord avec la théorie est excellent ; il n'y a même de désaccord absolu que pour le ferro-cyanure de potassium et les deux derniers sels de vanadium.

En calculant la valeur des magnétons-grammes, d'après les nombres fournis par les corps marqués 2, 3 ; 4 ; 5, 6, 10, 11 ; 7 ; M. Weiss a trouvé le nombre 4122,1 qui ne diffère que de $\frac{1,5}{1000}$ de la valeur donnée

Tableau II.

Numéro du graphique.	Substance.	$\chi_m \cdot 10^6$	σ_{mo}	$n = \frac{\sigma_{mo}}{1125,5}$	n' nombre entier.	$n' - n$	$100 \frac{n' - n}{n'}$
1	Ferricyanure de K et d'ammonium	4.750	41.700	10.41	10	- 0.41	- 4.15
2	Pyrophosphate ferrique et d'ammonium	7.990	24.600	21.89	22	+ 0.11	+ 0.5
3	Citrate ferrique et d'ammonium	8.040	24.680	21.96	22	+ 0.04	+ 0.16
4	Ferripyrophosphate de Na	9.650	27.100	24.04	24	- 0.04	- 0.15
5	Ferrimétaphosphate de Na	15.000	31.500	28.05	28	- 0.05	- 0.1
6	Chlorure ferrique	15.100	31.590	27.95	28	+ 0.07	+ 0.25
7	Sulfate ferrique	15.200	35.800	30.09	30	- 0.09	- 0.5
8	Ferrométaphosphate de K	11.500	29.200	25.99	26	+ 0.01	+ 0.05
9	Ferrooxalate de Na	12.500	30.480	27.11	27	- 0.11	- 0.47
10	Ferropyrophosphate de Na	15.000	31.370	27.91	28	+ 0.09	+ 0.52
11	Sulfate ferreux	12.900	31.120	27.69	28	+ 0.51	+ 1.1
<i>Cobalt.</i>							
12	CoCl ²	10.560	28.180	25.08	25	- 0.08	- 0.52
—	Chlorure ammoniacal	10.590	28.350	25.22	25	- 0.22	- 0.88
—	Pyrophosphate double	10.260	27.910	24.85	25	+ 0.15	+ 0.60
<i>Manganèse.</i>							
15	SO ⁴ Mn	15.000	35.560	29.87	50	+ 0.15	+ 0.45
—	Pyrophosphate double	15.580	31.850	28.55	28	- 0.35	- 1.2
14	Permanganate de potassium	225	4.62	4.11	4	- 0.11	- 2.7
<i>Chrome.</i>							
—	Alun violet	6.290	21.850	19.45	19	- 0.45	- 2.4
—	Alun vert	6.160	21.650	19.25	19	- 0.25	- 1.5
<i>Cuivre.</i>							
15	Sulfate de cuivre	1.570	10.970	9.78	10	+ 0.22	2.2
16	Sulfate ammoniacal	504	6.780	6.05	6	- 0.05	0.5
—	Sulfate glycéric	504	—	—	—	—	—
<i>Uranium.</i>							
17	(SO ⁴) ² U	3.240	15.760	14.05	14	- 0.05	- 0.21
<i>Vanadium.</i>							
—	VCl ²	1.590	10.550	9.21	6	- 0.21	- 2.5
—	$\frac{1}{2}$ (SO ⁴) ² V ² O ⁵	1.150	9.455	8.41	?	?	?
—	VCl ³	622	7.470	6.65	?	?	?
—	K ² HgI ⁴	1.084	9.970	8.88	9	+ 0.12	+ 1.5

antérieurement. Au travail de Pascal doit être rattaché celui de Liebknecht et Wills¹, qui a porté sur les sels de nickel en solution aqueuse. De ces expériences M. Weiss a pu déduire qu'aux composés suivants : NiF², NiCl², NiBr², NiI², NiSO⁴, Ni(AzO³)², correspondent respectivement les nombres de magnétons : 16,06 ; 16,11 ; 16,06 ; 16,01 ; 15,89 ; 16,02 ; soit 16 avec beaucoup d'exactitude.

Corps magnétiques à l'état solide. — A l'état solide, les substances magnétiques vérifient encore parfaitement la théorie, bien qu'alors les conditions ne soient plus aussi simples que dans les cas précédents, surtout lorsque la substance considérée est cristallisée.

M. Urbain² a déterminé les coefficients d'aimantation χ_m de six métaux appartenant aux terres rares, et il a trouvé les nombres du tableau III.

magnéton-gramme, et il a trouvé 1122,7, soit à $\frac{7}{10000}$ près, le nombre adopté.

Les résultats obtenus par Mlle Feytys¹, bien que moins précis que tous les précédents, sont encore nettement en faveur de l'hypothèse du magnéton. On peut s'en assurer sur le tableau IV.

Métaux ferro-magnétiques au-dessus du point de Curie. — Des mesures récentes ont été effectuées par MM. Weiss et Foex sur le nickel et le fer.

a) Nickel. — Deux nombres ont été obtenus : l'un, directement pour le nickel pur ; l'autre, comme limite des ferro-nickels réversibles (tableau V).

Il est remarquable que les nombres de magnétons trouvés pour le nickel soient si différents les uns des autres, suivant les conditions dans lesquelles on les

Tableau III.

Numéro du graphique.	Substances	$\chi_m \cdot 10^6$	σ_{mo}	$n = \frac{\sigma_{mo}}{1123,5}$	n' nombre entier.	$n' - n$	$100 \frac{n' - n}{n'}$
1	Ses-qui-oxyde de Néodyme	5.640	20.250	18.024	18	- 0.024	0.15
2	— — Samarium	4.154	9.105	8.015	8	- 0.015	0.19
5	— — Europium	5.895	20.700	18.598	18	- 0.598	2.21
4	— — Gadolinium	29.180	46.065	40.971	41	+ 0.029	0.07
5	— — Terbium	45.450	56.460	49.986	50	+ 0.014	0.05
6	— — Dysprosium	54.200	62.650	55.790	56	+ 0.210	0.57

Tableau IV.

Substances.	$\chi_m \cdot 10^6$	σ_{mo}	$n = \frac{\sigma_{mo}}{1123,5}$	n' nombre entier.	$n' - n$	$100 \frac{n' - n}{n'}$
FeCl ³ sublimé	14.650	52.400	28.83	29	+ 0.17	+ 0.58
FeCl ³ , 2NH ⁴ Cl, H ² O	12.850	50.550	26.99	27	+ 0.01	+ 0.05
FeF ³ , 5NH ⁴ F	14.820	52.660	28.94	29	+ 0.06	+ 0.43
FeF ³ , 2NH ⁴ F, H ² O	14.965	52.800	29.19	29	- 0.19	- 0.64
FeF ³ , 5H ² O	7.899	25.860	21.23	21	- 0.23	- 1.10
Acétylacétate ferrique	10.922	28.150	25.05	25	- 0.05	- 0.21
$\frac{1}{5}$ (Mn ⁵ O ⁴)	5.750	20.190	17.97	18	+ 0.03	+ 0.16
CrCl ³	7.027	22.510	20.04	20	- 0.04	- 0.18
Acétylacétate cobalteux	7.767	23.750	21.12	21	- 0.12	- 0.55
$\frac{1}{2}$ [Cr(NH ³) ⁶] [Cr(C ² O ⁴) ²] + 5H ² O	14.160	22.650	20.16	20	- 0.16	- 0.80
$\frac{1}{2}$ [Cr(NH ³) ⁴ (C ² O ⁴) ²] [Cr(NH ³) ² (C ² O ⁴) ²] + 5H ² O	14.160	22.650	20.16	20	- 0.16	- 0.80

Tableau V.

Substances.	C	C_m	σ_{mo}	$n = \frac{\sigma_{mo}}{1123,5}$	n' nombre entier.	$n' - n$	$100 \frac{n' - n}{n'}$
Nickel pur directement	0.00555	0.5258	9.018	8.05	8	- 0.05	- 0.28
Limite des ferro-nickels	0.00700	0.4109	10.140	9.05	9	- 0.05	- 0.27

On voit qu'en dehors du dysprosium et de l'euro-pium, les résultats sont excellents. Des observations 1, 2, 4, 5, 6, M. Weiss a encore déduit la valeur du

détermine (on a vu successivement les nombres suivants : 5, 16, 8, 9). Peut-être est-ce là une indication d'une influence du milieu, ayant un retentissement sur la structure intime de l'atome.

1. LIEBKNECHT et WILLS, *Ann. d. Phys.*, (1900) 178.
2. URBAIN, *C. R.*, 147 (1908) 1286.

1. E. FEYTYS, *C. R.*, 152 (1911) 708.

b) Fer. — Le cas du fer, beaucoup plus complexe, conduit à des résultats très intéressants. En conservant l'hypothèse faite jusqu'à présent à savoir : deux degrés de liberté de rotation par atome, on trouve les nombres ci-dessous : (tableau VI).

On voit de suite que les valeurs de n s'écartent des entiers les plus proches beaucoup plus que ne le per-

l'un à l'autre, on trouve 15,02 magnétons pour chacun d'eux, ce qui est un nombre entier avec toute la précision désirable.

Conclusions.

En résumé, nous avons vu que les moments magné-

Tableau VI.

Substances.	Intervalle de température.	C	C_m	σ_{m0}	$n = \frac{\sigma_{m0}}{1125,5}$
Fer β_1	774° — 828°	0.0595	2.213	25.500	20.92
Fer β_2	828° — 920°	0.0275	1.529	19.550	17.58
Fer γ	920° — 1595°	0.072	4.05	51.750	28.25

mettraient les erreurs d'expérience. M. Weiss a réussi à mettre ces résultats d'accord avec la théorie du magnéton en imaginant l'hypothèse suivante : le fer β serait constitué par une molécule rigide Fe^3 , le fer γ par une molécule rigide Fe^2 : le fer δ par une molécule Fe . Dans cette manière de voir, le tableau précédent se transforme dans le suivant :

tiques d'un même atome lorsqu'il est dans les conditions les plus variées, ou bien d'atomes différents, sont des multiples entiers d'un moment magnétique élémentaire, le magnéton. La démonstration est faite actuellement pour les atomes de Fe, Ni, Co, Cr, Mn, V, Cu, Hg, U, et ceux des métaux des terres rares.

M. Weiss établit un rapprochement très curieux

Tableau VII.

Substances.	C	C_m	σ_{m0} par atome.	$n = \frac{\sigma_{m0}}{1125,5}$	n' nombre entier.	$n' - n$	$\frac{n' - n}{n'}$
Fer β_1	0.0595	5×2.213	15.567	12.08	12	- 0.08	- 0.7
Fer β_2	0.0275	5×1.529	11.277	10.04	10	- 0.04	- 0.4
Fer γ	0.072	2×4.05	22.420	19.95	20	+ 0.05	+ 0.25

Cette fois, les valeurs de n sont parfaitement acceptables; il ne manque, à une vérification complète de cette dernière hypothèse, que les nombres relatifs au fer δ : ce dernier n'a pu être étudié que très peu, en raison des grandes difficultés expérimentales que l'on rencontre quand on veut faire des mesures à des températures supérieures à 1400°.

Il est possible peut-être d'expliquer au moyen d'une hypothèse analogue, le désaccord apparent observé ci-dessus dans le cas de l'euporium : en admettant que deux atomes de ce dernier sont reliés rigidement

entre l'hypothèse du magnéton et la théorie de Ritz concernant les lois des spectres en série; on sait que ce dernier a imaginé, pour expliquer la loi de Balmer, ou les lois voisines, un mécanisme électro-magnétique, qui consiste essentiellement en bâtonnets de moments magnétiques donnés identiques entre eux et disposés d'une manière rigide en piles linéaires; peut-être a-t-on li le magnéton mis en évidence au courant du présent travail?

[Reçu le 5 août 1911].

[Extraits par J. DAMSZ].