

LP45 - Paramagnétisme, ferromagnétisme, approximation du champ moyen

Rapport du Jury: Le moment magnétique, son image semi-classique et son ordre de grandeur doivent être maîtrisés. De même, le lien avec l'ordre de grandeur de l'aimantation d'un aimant doit être connu. L'origine microscopique de l'interaction d'échange doit être discutée. L'influence de la température sur les propriétés magnétiques est au coeur de la leçon. Il s'agit ici de présenter une interprétation microscopique du paramagnétisme et du ferromagnétisme. On doit faire ressortir l'aspect phénoménologique du champ moyen. Cette leçon est une occasion de faire apparaître les propriétés essentielles d'une transition de phase. L'expérience du clou chauffé au-dessus de la température de Curie n'est pas la seule illustration possible du ferromagnétisme. Il serait par exemple souhaitable que les candidats manipulent des ferrofluides et puissent citer des applications dans le domaine de l'enregistrement magnétique.

Niveau: Licence

Pré-requis: Electromagnétisme, Physique statistique, mécanique quantique

Bibliographie:

Diu, Physique statistique (modèle de Brillouin)

Christian Garing, Magnétisme : statique, induction et milieux (application O_2)

J.Renault, M.Bertin, JP Faroux, Électromagnétique 4

Feynman, les cours de physique de Feynman : Électromagnétisme 2

[1] Thermodynamique - PC/PSI - Précis Edition Bréal

http://fred.elie.free.fr/magnetisme_et_transitions.pdf

Leçon PH Suet bien détaillée sur le sujet.

Introduction

Pour rappel, on a vu que le magnétisme était dû à la présence des moments magnétiques induits ou permanents au niveau atomique. Dans cette leçon on va décrire d'une part l'origine microscopique de ce magnétisme. On s'intéressera notamment aux comportements des matériaux paramagnétique et ferromagnétique..

I - Description microscopique du magnétisme

1) Rappel sur l'aimantation

Dans cette partie, on fait plusieurs rappels:

-On définit l'aimantation \mathbf{M} comme la somme des moments magnétiques par unité de volume (A/m).

-L'énergie potentiel d'interaction champ-dipôle: $U = -\mathbf{m} \cdot \mathbf{B}$.

A l'aide du diapo (faute de temps suffisant) on présente la relation liant l'aimantation à la susceptibilité magnétique du milieu.

Le champ H est communément appelé excitation magnétique. (Parfois, on l'appelle champ magnétique, auquel cas B est qualifié d'induction magnétique).

La susceptibilité dont on donne quelques ordres de grandeur nous permet d'introduire proprement les notions de paramagnétisme, ferromagnétisme et diamagnétisme qui seront au coeur de la suite de la leçon. (Diapo 2).

On ne s'intéressera pas aux milieux diamagnétique où l'aimantation est nulle (moyenne des moments magnétique nulle) et en présence d'un champ extérieur, par induction, de faibles extra-courants vont s'établir et vont s'opposer d'après la loi de Lenz à ce champ magnétique de manière à le réduire.

Par contre, en ce qui concerne le paramagnétisme, l'atome a un moment magnétique permanent (moyenne nulle sans champ B), et lorsque l'on impose un champ B, les moments vont s'aligner le long du champ magnétique et de ce fait l'augmenter. Toutefois, il reste petit devant les forces dues aux mouvements thermiques.

Enfin les corps ferromagnétiques ont des moments magnétiques induits par le champ extérieur vraiment énorme qui vont avoir des effets sur ce champ lui-même. Mais, ce ferromagnétisme existe seulement pour des plages de température fixée en dessous de la température de Curie que nous reverrons plus en détail par la suite

2) Moment magnétique orbital et de spin

(Cf cours en PDF pour plus de détails)

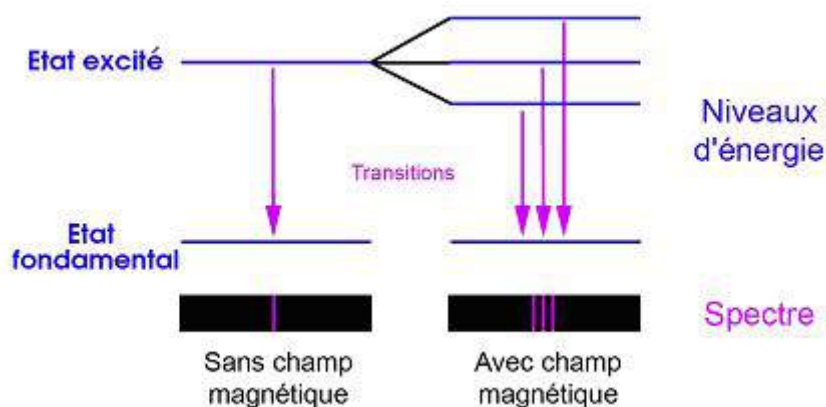
Le moment magnétique d'un atome est essentiellement celui de ses électrons, il comprend une partie orbitale et une autre de spin:

→ Rotation électron autour du noyau : interaction électrostatique noyau/électron : moment magnétique orbital $\mathbf{m}_l = -\mu_B \cdot \mathbf{l}$

→ Spin de l'électron : moment magnétique de spin de l'électron $\mathbf{m}_s = -2\mu_B \mathbf{s}$ (Mise en évidence pas l'expérience Stern et Gerlach:

https://fr.wikipedia.org/wiki/Exp%C3%A9rience_de_Stern_et_Gerlach)

$\mathbf{m} = \mathbf{m}_l + \mathbf{m}_s = -\mu_B (\mathbf{l} + 2\mathbf{s})$ → Traduction de l'interaction spin-orbite: Le champ magnétique dépend de L, ainsi l'énergie d'interaction $E = -\mathbf{m} \cdot \mathbf{B}$, il y a donc une interaction entre L et S. Si $n=2$, alors $l=0, 1$ et $m_l = -1, 0, 1$. Sans champ magnétique, on observe une émission entre les 2 niveaux ($n=2, l=1$) vers ($n=2, l=0$). Avec champ magnétique, il y a une levée dégénérescence dû à l'interaction spin-orbite, l'énergie de l'électron va dépendre de l'alignement de son moment magnétique avec la direction du champ → Effet Zeeman.



On peut donc pour un atome à plusieurs électrons, les relier au moment cinétique orbital total L et au moment cinétique de spin total S. (Diapo 3)

On peut ainsi relier le moment magnétique d'un atome avec le moment cinétique total J.

3) Quantification du moment magnétique de l'atome : Exemple avec l'oxygène

Nous savons d'après la théorie quantique que L et S sont quantifiés donc que notre moment magnétique est quantifié. On a quantification de ce moment magnétique qui jusque-là se décrivait de manière classique (modèle de Langevin).

On considère l'atome d'oxygène pour lequel on définit la valeur de chaque nombre

quantique $|n, l, m_l, m_s\rangle$ (Diapo 4 préciser qu'on prend $l=1$, mieux détailler

$n=2, l=0, 1$

pour $l=0$: m_l 0 (2electrons) , $m_s = +1/2$ et $-1/2$

pour $l=1$: m_l : 1 (2electrons), 0 (1electron), -1 (1electron) ,

$M_L = 1$ donc pour moi $L=1$

$S=1$ ($=2 \cdot 1/2$)

Soit une autre expression du moment magnétique (démonstration possible mais pas le but de cette leçon → Cf cours en PDF pour plus de détails) : $m = -g\mu_B J/\hbar$ avec $g = 3/2 + [S(S + 1) - L(L + 1)]/ 2J(J + 1)$ et $\mu_B = e\hbar/2m_e$ où g le facteur de Landé et μ_B , le magnéton de Bohr.

On calcule l'énergie potentiel d'un moment magnétique m placé dans un champ B suivant z:
 $U = -\mathbf{m} \cdot \mathbf{B} = g \cdot \mu_B \cdot \mathbf{J} \cdot \mathbf{B} / \hbar$

Dans le cas de l'oxygène :

$U_{-1} = -g \cdot \mu_B \cdot B$ (**B** et **m** sont dans le même sens)

$U_0 = 0$

$U_1 = g \cdot \mu_B \cdot B$ (**B** et **m** sont opposés)

→ On a $2J+1$ valeurs d'énergie en général (dû à la quantification de m)

II- Interprétation du paramagnétisme

Les milieux paramagnétique sont constitués d'atomes ou de molécules présentant un moment dipolaire magnétique permanent : les atomes ou les molécules doivent avoir au moins un électrons célibataire (par exemple molécule O_2 présentent 2 électrons célibataires, de ce fait, les spins électroniques ne vont pas s'équilibrer et il va en résulter un moment magnétique:

http://wiki.scienceamusante.net/index.php/Paramagn%C3%A9tisme_du_dioxyg%C3%A8ne#:~:text=La%20mol%C3%A9cule%20de%20dioxyg%C3%A8ne%2C%20O,%C3%A9lectron%20c%C3%A9libataires%20dans%20la%20mol%C3%A9cule.&text=Ainsi%2C%20le%20di%20oxyg%C3%A8ne%20est%20paramagn%C3%A9tisme.est%20attir%C3%A9%20par%20un%20aimant). Sans champ B, l'aimantation est nulle, mais sous champ B, les moments

magnétique s'alignent suivant B → aimantation non nulle. Le diamagnétisme n'a pas disparu il est juste camouflé par le paramagnétisme qui est 100 fois plus important.

On sait que l'aimantation M est proportionnelle à B_{ext} avec une susceptibilité χ positive et celle-ci dépend de la température suivant la loi de Curie $\chi = C/T$, cette aimantation est limité

par l'agitation thermique. Le but de la théorie microscopique est de rendre compte de ces faits expérimentaux.

1) Paramagnétisme du dioxygène

Les hypothèses fondamentales du modèle :

- Chaque atome porte un moment magnétique \mathbf{m} permanent.
- Les atomes sont sans interactions: on parle de "gaz parfaits" de dipôles magnétiques.

Prenons des molécules de dioxygène sans interaction entre elles, uniformément répartie avec une densité n et à l'équilibre thermique grâce à un thermostat de température T . On les soumet à un champ \mathbf{B} unique et indépendant du temps $\mathbf{B} = B \cdot \mathbf{u}_z$.

Les molécules vont se répartir sur les trois sous niveaux U_i que nous avons mis en évidence plus haut, elles sont discernables ainsi on va pouvoir appliquer la loi de distribution de Boltzmann qui nous dit que la probabilité qu'une molécule se trouve à un niveau d'énergie U_i est de : $P_i = A \cdot \exp(-U_i/kT) = n_i/n$ avec n_i la densité volumique d'atome dans l'état i et n la densité volumique totale.

En réalisant les calculs de normalisation on a : $A = 1/(1+2\cosh(a))$ avec $a = g \cdot \mu_B \cdot B/kT$

On a ainsi n_{-1}, n_0 et n_1

Le vecteur aimantation résultant est : $\mathbf{M} = \sum n_i \cdot \mathbf{m}_i = \frac{2 \cdot n \cdot g \cdot \mu_B \cdot \sinh(a)}{1+2\cosh(a)} \mathbf{u}_z$ avec $a = g \cdot \mu_B \cdot B/kT$ C'est l'équation d'état du milieu paramagnétique à l'équilibre thermodynamique.

Dans le cas d'un champ "faible" et à température "ordinaire" $a \ll 1$, on peut faire un DL :

$$\mathbf{M} = (2n \cdot g^2 \cdot \mu_B^2 / 3kT) \cdot \mathbf{B}$$

Or $M = (\chi/\mu_0) \cdot \mathbf{B}$ soit $\chi = 2n \cdot g^2 \cdot \mu_B^2 / 3kT = C/T$.

On retrouve bien la loi de Curie

→ Application numérique (Cf plan Constance)

Ce modèle permet de bien comprendre les propriétés physique des milieux paramagnétique. Mais qu'en est-il de l'approximation?

On a pris $a \ll 1$, soit $B < 220T$ à température ambiante (300K), donc l'approximation de champ "faible" ne conduit pas à des restrictions pour T ambiant.

2) Généralisation des (2J + 1) niveaux

Si on fait de même mais en appliquant au $2J + 1$ niveaux, on trouve le modèle de Brillouin :

$$\mathbf{M} = n \cdot g \cdot \mu_B \cdot \mathbf{B}_J(\mathbf{x}) \text{ avec } B_J(x) \text{ la fonction de Brillouin à l'ordre } J \text{ et } x = g \cdot \mu_B \cdot B/kT$$

On observe 2 cas limites:

-A basse température ou à champ magnétique fort, le système est dans l'état d'aimantation max. (Diapo 5)

-Sinon, on retrouve la loi de Curie.

III - Le ferromagnétisme et son approximation en champ moyen

1) Origine microscopique du ferromagnétisme

L'un des problèmes majeurs auquel ont été confronté les physiciens pour expliquer

l'existence du ferromagnétisme a été l'insuffisance de l'interaction dipolaire entre les moments magnétiques de l'atome.

En effet, l'énergie d'interaction entre deux moments magnétique ($E_{int} = -\mathbf{m} \cdot \mathbf{B}$) séparés d'une distance a est de l'ordre de $E_{int} \approx \mu_0 \mu_B / (4 \pi a^3)$

On trouve 0,6 K (pour que cette interaction soit supérieur à l'agitation thermique) or si l'on compare aux réelles températures de Curie de corps ferromagnétique on s'aperçoit que cela ne correspond pas du tout. Les T_c sont bien supérieures (diapo 7). Cela prouve que les interactions dipolaires entre les moments magnétiques de l'atome sont insuffisantes pour expliquer le ferromagnétisme.

En 1928, Heisenberg propose une explication d'un couplage entre spins voisins, une interaction d'échange qui serait à la base du ferromagnétisme. En d'autres termes, les spins sont orientés dans le même sens ce qui conduirait à une énergie de couplage entre deux spins atomiques S_i et S_j voisins tel que : $H_{ij} = -J_e \cdot S_i \cdot S_j$ avec J_e l'intégrale d'échange et H_{ij} l'hamiltonien de Heisenberg

J_e dépend de la distance entre les atomes. Et les distances doivent être suffisamment grandes pour que J_e soit positif et ainsi pour que le couplage favorise le parallélisme des spins (sinon antiferro et aimantation nulle si trop pres), même en l'absence de champ extérieur appliqué.

C'est le cas pour le fer, le cobalt et le nickel. (Diapo 8)

C'est un exemple parfait d'une situation où une interaction à très courte portée (entre spins voisins) conduit de proche en proche à un ordre à grande distance.

2) Principe de l'approximation en champ moyen

On se retrouve à un problème à N particules en interaction et pour le résoudre, il faut le ramener à un cas sans interaction. → Théorie du champ moyen de Weiss (1907).

Si on écrit l'hamiltonien associé à l'électron i $H_i = -\mathbf{m}_i \cdot \mathbf{B} + H_{ij} = -\mathbf{S}_i / \hbar [g \cdot \mu_B \cdot \mathbf{B} + \hbar J_e \sum \mathbf{S}_j]$

Ainsi chaque moment magnétique est plongé dans un champ effectif total $\mathbf{B}_{eff} = \mathbf{B}_{ext} + \mathbf{B}_m$.

Par identification $\mathbf{B}_m = (J_e \cdot \hbar / g \cdot \mu_B) \sum \mathbf{S}_j$

L'approximation consiste à traiter les interactions interatomiques en moyenne, en supposant que chaque moment magnétique est plongé dans un champs magnétique moyen \mathbf{B}_m proportionnel à l'aimantation \mathbf{M} . Ce champ moyen est une grandeur phénoménologique dont le rôle est de rendre compte de la tendance à l'alignement spontané des moments magnétique atomique du fait de l'interaction de couplage.

$$\mathbf{M} = n \cdot g \cdot \mu_B \cdot \langle \mathbf{S} \rangle / \hbar$$

Le champ moyen effectif a donc la même valeur en tout point du réseau tel que : $\mathbf{B}_{eff} = \mathbf{B} + \lambda \mathbf{M}$ avec $\lambda = p \cdot J_e \cdot \hbar^2 / n \cdot g^2 \cdot \mu_B^2$ où p est le nombre de voisins les plus proches.

On revient donc à un problème sans interaction comme précédemment : interaction des moments magnétiques indépendants soumis à un champ \mathbf{B} uniforme, sauf qu'ici ce champ dépend de l'aimantation du matériau lui-même.

3) Equation pour l'aimantation

On est maintenant avec un système sans interaction, on peut donc réutiliser les formules décrites dans la partie paramagnétisme. On avait $\mathbf{M} = n \cdot g \cdot \mu_B \cdot \mathbf{B}_J(\mathbf{x})$ avec $B_J(x)$ la fonction de Brillouin à l'ordre J et $x = g \cdot \mu_B \cdot B / kT$ et cette fois-ci on remplace B par B_{eff} .
 On obtient l'équation d'auto-cohérence (car l'aimantation dépend du champ magnétique qui lui-même dépend de l'aimantation): $\mathbf{M} = n \cdot g \cdot \mu_B \cdot \mathbf{B}_J(\mathbf{x})$ avec $B_J(x)$ la fonction de Brillouin à l'ordre J et $x = g \cdot \mu_B \cdot (B + \lambda M) / kT$

4) Résolution de l'équation d'auto-cohérence en l'absence de champ extérieur.

Il faut donc résoudre par rapport à la variable M pour trouver l'aimantation du milieu lorsque $B=0$, pour cela on résout graphiquement.

On a $\mathbf{M} = n \cdot g \cdot \mu_B \cdot \mathbf{B}_J(g \cdot \mu_B \cdot \lambda M / kT)$.

Souvent dans les livres (c'est le cas d'un système à 2 niveaux d'énergie) :

$M = M_\infty \tanh(g \cdot \mu_B \cdot \lambda M / kT)$, soit $M / M_\infty = \tanh(x)$

$\tanh(x) = p(T) \cdot x$ avec $p(T) = kT / g \cdot \mu_B \cdot \lambda$

On trace $\tanh(x)$ et $p(T)x$, et on regarde leurs intersection.

Les deux courbes se coupent à l'origine. Ainsi $M=0$ est toujours solution de l'équation d'auto-cohérence. (Diapo 9)

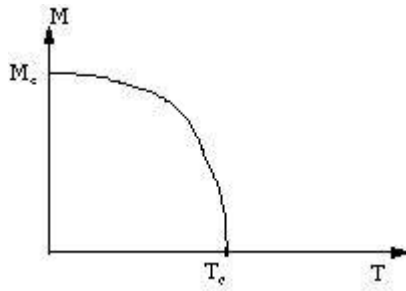
Il existe d'autres solutions de l'équation si la pente de la droite 2 est inférieure à celle de la tangente de la courbe 1 en $x=0$. Dans ce cas on se situe tel que la température est inférieure à la température critique T_c , il y a possibilité d'une aimantation spontanée : l'état est ferromagnétique. Il y a des solutions, on est donc dans le cas du ferromagnétisme. Dans les autres cas, on se situe à $T > T_c$, le matériau devient paramagnétique.

ATTENTION, nous n'avons pas montré que l'état ferromagnétique était l'état le plus stable, la résolution graphique ne permet pas de le définir, il faut faire une étude thermodynamique des potentiels pour pouvoir dire que l'état ferromagnétique est le plus stable (Cf [1]).

A savoir: en présence d'un champ extérieur, lorsque l'on est à $T > T_c$ on constate qu'il y a l'apparition d'une aimantation, et on a $\chi_{\text{para}} = C / (T - T_c)$, on retrouve la loi de Curie.

Enfin, le champ moyen n'est pas un "vrai" champ magnétique, c'est un champ phénoménologique pour pouvoir expliquer l'alignement des spins. Si on réalise un calcul dans le cas du fer, on trouve $B_m = 10^3 T$ ce qui est impossible, on arrive à obtenir au maximum des champs de 30T dans des bobines supraconductrices!

→ On peut aussi regarder l'évolution de l'aimantation spontanée en fonction de la température, et la courbe obtenue est en accord avec les résultats expérimentaux.



Conclusion

Remarque:

- Il est possible de présenter le modèle classique : Fonction de Langevin.
- Le plan/cours de constance bien mais attention quelques erreurs
- Impossible de traiter les 2 sur une même leçon.
- donner ODG pour le magnétisme à l'échelle moléculaire et nucléaire.
- $\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M})$ vient de $\text{rot}(\mathbf{B}) = \mu_0(\mathbf{j}_{liée} + \mathbf{j}_{libres})$

Questions:

- Quelles sont les hypothèses pour le modèle de Langevin? Les interactions dipôle-dipôle sont trop faibles pour avoir une influence même à B pas trop fort ($B=1 \text{ T}$).
- Transition para-ferro, théorie de Van-Leeuwen : pas de magnétisme à l'échelle atomique classiquement, donc magnétisme quantique.

-Quelle est l'origine physique du facteur de Landé? Avez-vous déjà entendu parler du couplage spin-orbite?

- Comment se traduit la transition de phase para/ferro en terme de potentiel thermodynamique? Cf [1]

- Comment mesure-t-on, en pratique la susceptibilité paramagnétique des matériaux solides? Et liquides? En plaçant un liquide dans un entrefer, il va remonter vers les champs forts, on trace la variation de hauteur par rapport au champ B (Cf M16 pour la relation de corrélation entre les 2).

- Quel est l'ordre de la transition para/ferro?

Transition du deuxième ordre : la dérivée première par rapport à une des variables thermodynamiques de l'énergie libre est continue mais pas la dérivée seconde qui présente une discontinuité. Il n'y a pas de chaleur latente associée.

- Qu'est-ce que le "champ moléculaire"?

Le terme de champ moléculaire est introduit par Weiss. Le champ moléculaire traduit l'interaction mutuelle de moments magnétiques atomiques qui s'alignent dans la matière pour minimiser leur interaction d'échange.

- Quelles sont les applications des matériaux ferromagnétiques, autres que la boussole?

Transformateur, permet de multiplier par une constante une tension, ou un courant. Par exemple, pour transporter dans des lignes électriques de la puissance sur de longues distances, il faut réduire autant que possible les pertes par effet Joule dans la ligne. Pour cela on peut soit augmenter la section des fils, ce qui les rend lourds, ou diminuer l'intensité qui passe dedans, à puissance électrique transportée donnée. C'est le rôle du transformateur, qui va permettre d'augmenter la tension et de diminuer simultanément le courant, à puissance constante.

- Comment classe-t-on les matériaux ferromagnétiques ? doux et dur
- Dans les transformateurs, on utilise quelle catégorie, et pourquoi ? on utilise du doux, pour éviter les pertes fer (perte par hystérésis, faible surface de cycle)
- Champ moyen : quelle moyenne? Moyenne thermodynamique (lorsque les fluctuations thermique sont faibles).
- Ferromagnétique : résolution graphique, autre méthode possible? La comme ca je dirais non, mais je ne sais pas... Surement numérique avec la puissance des PC aujourd'hui
- Les domaines de Weiss sont des région du matériau dans laquelle les moments magnétiques sont orientés dans la même direction. Pourquoi a-t-on besoin d'un microscope polarisant pour les observer ? Il y a modification du plan de polarisation de la lumière sous l'effet d'un champ B dans la direction de propagation de la lumière (donc ici la projection de l'aimantation).