

LP45 - Paramagnétisme, ferromagnétisme : approximation du champ moyen

Cléments (DE LA SALLE + COLLÉAUX)

15 juin 2020

Niveau : L3

Bibliographie

↻ Programme python Ising	→	
↻ <i>Thermo stat</i> , DGLR	→	Le ferromagnétisme complément II.J p.444
↻ <i>Électromagnétisme 2</i> , Feynman	→	Très bon paraît-il : chap.34 à 37
↻ <i>Magnétisme, fondements 1</i> , Lacheis-serie	→	La base paraît-il
↻ <i>EM 4</i> , BFR	→	Solide
↻ dioxygène paramagnétique	→	

Prérequis

- Excitation magnétique **H**
- Moment magnétique d'une spire de courant
- Fonction de partition
- Ensemble canonique

Expériences



Table des matières

Table des matières	1
1 Origine du magnétisme	2
1.1 Observations macroscopiques	2
1.2 Description classique	3
1.3 Description quantique	4
2 Paramagnétisme	5
2.1 Modélisation	5
2.2 Discussion	5
3 Ferromagnétisme	6
3.1 Gnagnagna	7
3.2 Donatien le champ moyen	8
3.3 Transition de phase	9

Introduction

On peut allègrement virer des bouts de la partie 1 pour bien faire le champ moyen qui est le gros truc de la leçon. Le but de la première partie c'est juste de dire qu'il y a des moments magnétiques dans la matière puis s'en servir dans nos modélisations. Typiquement, on peut joindre les descriptions classique et quantique en semi-classique.

On a étudié l'électromagnétisme dans le vide mais certains matériaux interagissent avec un champ magnétique.

Manip' : Différents matériaux dans l'entrefer

On montre à la flexcam que le bismuth et l'aluminium ne réagissent pas de la même façon ↗ *MP16* . On peut enrichir avec cette vidéo pour parler de l'azote liquide (dia) et de l'oxygène liquide (para).

1 Origine du magnétisme

1.1 Observations macroscopiques

↗ *BFR p.100 + 124*

↗ *LP46*

Tous les matériaux interagissent quand on les soumet à une excitation magnétique. De la même manière que la matière peut modifier un champ électrique auquel elle est soumise, elle peut modifier le champ magnétique \mathbf{H} en acquérant (pas sur du mot...) une aimantation \mathbf{M} .

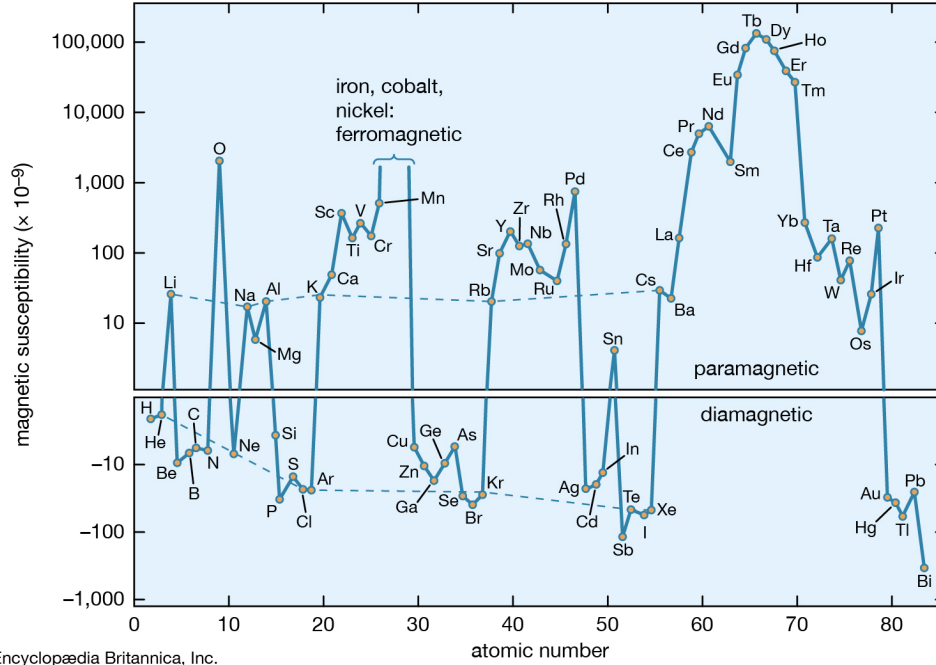
$$\mathbf{M} = \chi_m \mathbf{H}$$

Définition : Aimantation

C'est le moment magnétique par unité de volume. Dans un matériau d'aimantation \mathbf{M} , le moment magnétique d'un volume $d\tau$ est

$$d\mu = \mathbf{M}d\tau$$

On distingue alors trois cas : dia, para et ferro... Blablabla donner les OdG ↗ *LP46* . On peut en calculant la force exercée sur de tels matériaux que les para sont attirés par les champs importants mais que les dia les fuient. Ceci permet d'expliquer la manip introductive.



© Encyclopædia Britannica, Inc.

FIGURE 1.1 – Susceptibilités magnétiques des différents éléments. Les para se situent en haut, les dia en bas et les ferro sont un peu loins pour qu'on puisse les représenter. On retrouve l'oxygène et l'azote ainsi que l'aluminium et le bismuth. Graph trouvé ici.

Loi de CURIE

La susceptibilité dépend, entre autre, de la température et il existe une loi qui énonce

$$\chi_m \propto \frac{1}{T}$$

Pour les matériaux paramagnétiques, c'est la loi de CURIE.

1.2 Description classique

↪ BRF p.146

↪ DGLR p.327

On considère que le mouvement des électrons autour des noyaux est circulaire. Alors on associer un courant à ce déplacement, donc assimiler la trajectoire à une spire de courant. Or comme on l'a vu dans un chapitre précédent, une spire de courant créer un moment magnétique. Ce moment magnétique μ peut donc être lié au moment cinétique \mathbf{L} ↪ LP04 + BFR p.147 :

$$\mu = -\frac{e}{2m_e} \mathbf{L}$$

On a donc une relation de proportionnalité entre un moment cinétique et un moment magnétique à travers une constante appelé rapport gyromagnétique

$$\gamma = -\frac{e}{2m_e} = -8.79 \cdot 10^{10} \text{ C} \cdot \text{kg}^{-1}$$

Ainsi ces petits moments magnétiques vont s'aligner sous l'effet d'un champ extérieur, ce qui aura pour conséquence l'apparition d'une aimantation induite.

Diamagnétisme

L'alignement des moments magnétiques avec le champ extérieur traduit le paramagnétisme, mais on peut aussi expliquer le diamagnétisme... *⚡ Diu p.325* Le sens de déplacement de l'électron sur son orbite est déterminé par la loi de LENZ, qui va compenser le champ extérieur (dit comme ça c'est à l'arrache mais les calculs sont fait des la ref). Les deux effets sont toujours présents mais lorsque le premier phénomène domine, il en résulte un paramagnétisme macroscopique, et si c'est le deuxième phénomène (modération de LENZ) qui domine, alors le matériaux semble uniquement diamagnétique.

Dans une approche purement classique (où toutes les orbites sont accessibles et donc où tous les moments magnétiques sont possibles), il existe un théorème qui dit que les effets para et dia se compensent et donc que la matière n'est pas macroscopiquement magnétique $\chi_m = 0$ (théorème de LEEUWEN).

En mécanique quantique, le moment cinétique est quantifié. Cette quantification a pour conséquence directe l'apparition macroscopique des propriétés magnétiques d'un matériaux.

1.3 Description quantique

Dans une approche semi-classique, on considère uniquement la quantification du moment cinétique :

$$L = m\hbar \implies \mu = -m\mu_B \quad \text{avec} \quad \mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$$

Le coefficient μ_B est appelé **magnéton de BOHR** et sa valeur est $\mu_B = 9.22 \cdot 10^{-24} \text{ A} \cdot \text{m}^2$.

Mais en vrai, il faudrait également prendre en compte le spin qui se couple au moment orbital cinétique dans un moment cinétique généralisé $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$. Ce couplage n'a qu'une conséquence sur notre calcul : il faut juste ajouter un facteur g appelé **facteur de LANDÉ** qui vaut $g = 2$ dans le cas de l'électron.

Enfinement la matière peut être décrite comme des petits moments magnétiques qui s'alignent sous l'effet d'un champ extérieur

$$\mu = -mg\mu_B$$

Hypothèses

On n'a considéré que les moments orbitales des électrons et pas des nucléons. En effet, la magnéton de BOHR est inversement proportionnel à la masse donc la contribution des nucléons est négligeable.

Dans la suite, nous ne considérerons que des électrons sans spin orbital : $l = 0, m = \mp 1/2$ donc on prendra $\mu = \pm\mu_B$.

2 Paramagnétisme

2.1 Modélisation

↗ BFR p.166

↗ DGLR p.180 + 310

Considérons N moments magnétiques situés dans un réseau cristallin (on connaît leur position donc discernables!) que l'on plonge dans un champ uniforme \mathbf{B} . La projection des spins sur l'axe de \mathbf{B} peut donner deux valeurs :

$$\mu \cdot \mathbf{B} = \pm \mu_B B$$

Or cette projection est directement liée à l'énergie d'interaction entre le spin et le champ magnétique donc au hamiltonien d'un spin unique :

$$h_{\pm} = -\mu \cdot \mathbf{B} = \mp \mu_B B$$

On se place donc dans un ensemble canonique (N fixé mais l'énergie est déterminée indirectement par l'application d'une grandeur intensive extérieure). La fonction de partition pour un spin est alors

$$z = e^{-\beta h_+} + e^{-\beta h_-} = e^{\beta \mu_B B} + e^{-\beta \mu_B B} = 2 \operatorname{ch} \frac{\mu_B B}{k_B T}$$

On accède alors à l'aimantation moyenne d'un spin :

$$\langle \mu_i \rangle = \frac{1}{z} (\mu_B e^{-\beta h_+} - \mu_B e^{-\beta h_-}) = \mu_B \tanh \frac{\mu_B B}{k_B T}$$

Donc l'aimantation moyenne résultante pour tous les spins (considérés comme indépendants) est

$$\langle M \rangle = \frac{N}{V} \mu_B \tanh \frac{\mu_B B}{k_B T}$$

2.2 Discussion

Balancer un graph genre sur GeoGebra

Programme `para.py` ou juste GeoGebra.

- On va directement apparaître une compétition entre le champ magnétique, qui tend à aligner tous les spins, et la température qui fout la merde.
- À fort champ et/ou basse température, il est facile d'aligner tous les spins. On atteint donc une aimantation maximale (dite de saturation) lorsque tous les spins sont alignés

$$M = \frac{N}{V} \mu_B$$

- À plus haute température, celle-ci tend à désorganiser les spins donc $M = 0$. On peut même être plus précis et retrouver une relation de proportionnalité

$$M \sim \frac{N \mu_B^2 B}{V k_B T} \implies \chi_m \frac{1}{T}$$

On retrouve bien la loi de CURIE

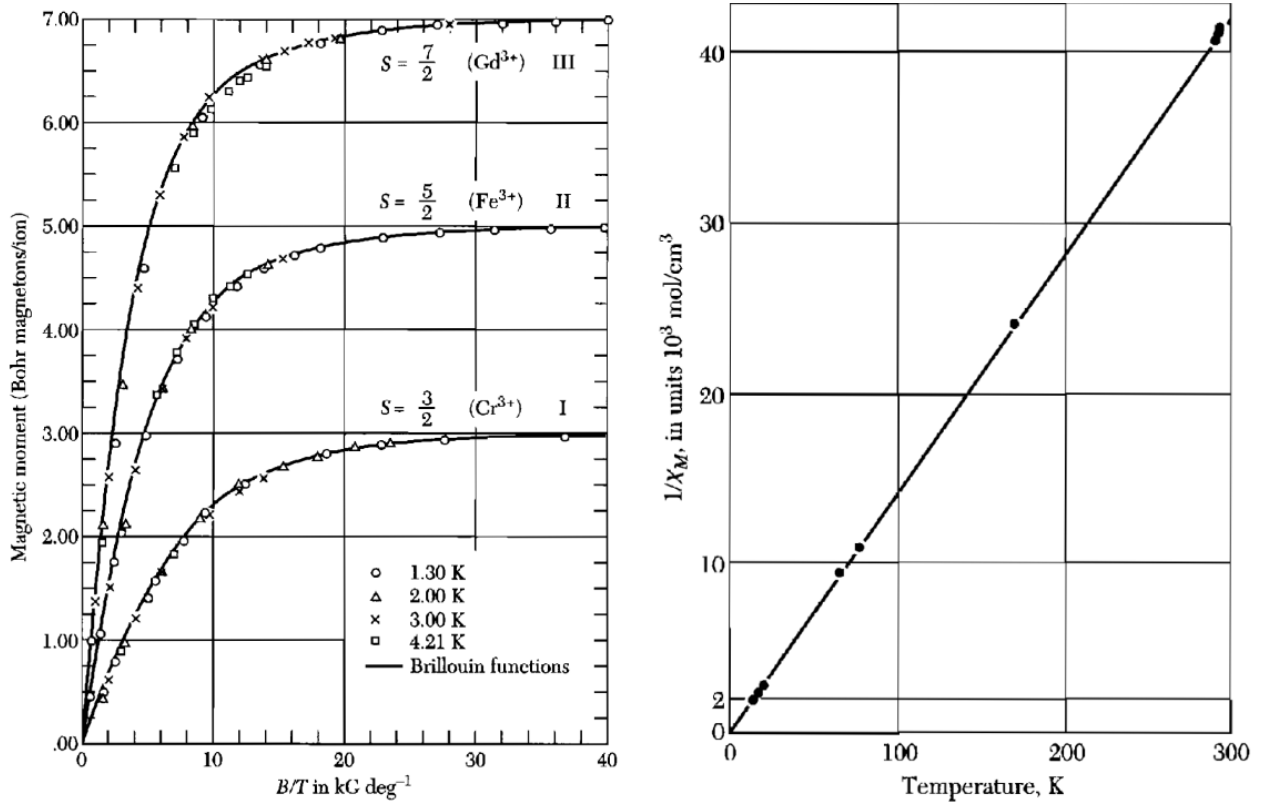


FIGURE 2.1 – **Gauche** : Aimantation magnétique par atome en fonction du champ magnétique appliqué pour différentes températures et pour différents échantillons (alun de chrome, alun de fer et sulfate de Gadolinium octahydrate.). **Droite** : Évolution de l'inverse de la susceptibilité magnétique en fonction de la température entre 0 et 300K pour le sel de Gadolinium.

On peut même généraliser le résultat aux atomes de spin plus complexes :

- Cr³⁺ est dans une configuration [Ar] 3d³ donc $J = |L - S| = 3/2$
- Fe³⁺ est dans une configuration [Ar] 3d⁵ donc $J = |L - S| = 5/2$
- Gd³⁺ est dans une configuration [Xe] 4f⁷ donc $J = |L - S| = 7/2$

On remarque alors la forte concordance de la théorie avec l'expérience :

Cependant, la loi de CURIE n'est empiriquement pas vérifiée à très basse température. On observe qu'en dessous d'une certaine température, la susceptibilité devient très grande (genre 10⁶)... De plus avec ce modèle, on n'est pas capable d'expliquer les aimants permanents. Il faut aller plus loin !

3 Ferromagnétisme

↪ BFR IV, chap. 8

↪ Div, p.444

↪ Animation GeoGebra pour la transition (retirer la courbe f).

3.1 Gnagnagna

Les milieux paramagnétiques peuvent être de natures différentes (liquide, solide...), les milieux ferromagnétiques se trouvent quant-à eux seulement dans l'état solide, de telle manière qu'on ne puisse plus négliger les interactions entre les moments magnétiques portés par les différents atomes. De plus, on a vu dans la partie précédente que l'aimantation est le résultat de la compétition entre les interactions entre moments magnétiques et l'agitation thermique. À température ambiante, $k_B T = 4 \times 10^{21}$ J. Il faut comparer les énergies d'interaction entre moments magnétiques à cette énergie.

Regardons l'ordre de grandeur de l'interaction dipolaire. On a vu que pour deux moments μ_B situés à $r = 1$ vaut environ (*⚡ Diu, p.451*) $\frac{\mu_0 \mu_B^2}{4\pi r^3} \simeq 8 \times 10^{24}$ J $\ll k_B T$. Cette interaction est donc négligeable devant l'agitation thermique ce n'est donc pas elle responsable de l'interaction entre moments magnétiques. L'interaction n'est donc pas une interaction entre moments dipolaires. C'est en fait une interaction d'origine purement quantique, une interaction dite **interaction d'échange**.

Interaction d'échange

⚡ BFR IV, p.189
⚡ Diu, p.451

L'interaction d'échange entre moments dipolaires est due à la répulsion de Coulomb entre les deux électrons combinée au principe d'exclusion de Pauli. Pour le comprendre simplement, on va étudier le cas simple de deux électrons. La fonction d'onde associée aux deux électrons notés 1 et 2 peut s'écrire :

$$\psi(1, 2) = \varphi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \chi_s(1, 2)$$

qui est le produit d'une partie orbitale φ , ne dépendant que des positions des électrons, et d'une partie de spin χ_s . Les électrons étant des fermions, ils sont soumis au principe de Pauli qui implique notamment que la fonction d'onde $\psi(1, 2)$ doit être antisymétrique par échange des électrons $\psi(2, 1) = -\psi(1, 2)$.

Ainsi, si une partie de ψ est symétrique alors l'autre est obligatoirement antisymétrique. La partie de spin est symétrique si les deux spins sont parallèles. On peut maintenant faire le raisonnement :

Si les spins sont parallèles, la partie orbitale est antisymétrique et donc la fonction d'onde s'annule lorsque les deux électrons sont au même endroit ($\mathbf{r}_1 = \mathbf{r}_2$) et elle est très petite lorsqu'ils sont voisins. Dans le cas contraire, les deux électrons peuvent s'approcher l'un de l'autre sans être « gênés » par le principe d'exclusion (pas même spin donc possible même position). Ainsi deux spins parallèles seront rarement voisins ; leur énergie d'interaction coulombienne (positive puisqu'ils sont de même charge) sera donc plus faible que celle de deux spins antiparallèles. On peut donc s'attendre à ce que deux électrons de même spin aient une énergie plus faible que deux électrons de spins opposés.

Cette interaction est équivalente à une interaction entre les spins qu'on peut représenter par un hamiltonien effectif

$$H_{\text{int}} = -J \mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2$$

avec J , constante nommée **intégrale d'échange**. Lorsque cette constante est positive, la configuration qui minimise l'énergie est effectivement celle de spins parallèles, c'est ce qu'on appelle ferromagnétisme. Le cas $J < 0$ traduit le cas opposé, l'antiferromagnétisme. OdG 0.1 eV.

Maintenant qu'on a un hamiltonien qui traduit les interactions entre spins autant le combiner au hamiltonien qu'on a déjà!

3.2 Donatien le champ moyen

Prenons un matériau ferromagnétique dans l'ensemble canonique (T, N fixés) et modélisons-le par un réseau de n spins indicés par i ou j (peu importe la dimension du réseau). On note V son volume ce qui nous fait une densité $n = N/V$ de moments dipolaires/spins.

En présence d'un champ extérieur \mathbf{B}_0 et en tenant compte de l'interaction d'échange, le Hamiltonien s'écrit :

$$H_{\mathcal{H}} = - \sum_i \mu_B \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{B}_0 + \sum_{(i,j) v} J S_i \cdot S_j$$

ce Hamiltonien est appelé hamiltonien de Heisenberg en l'honneur du pote Werner qui l'a découvert en 1928. La deuxième somme est une somme sur les spins j plus proches voisins d'un spin i . Le nombre de ces plus proches voisins dépend de la géométrie du réseau, on le note z en toute généralité.

Parce que ça faisait longtemps

↪ *BFR IV, p.63 et p.127*

Au vu de l'écriture du Hamiltonien, on considère que les spins voient localement le champ extérieur imposé \mathbf{B}_0 . Ceci nécessite de s'arrêter au premier ordre et de négliger les le champ réponse de la matière.

On peut réécrire $H_{\mathcal{H}}$ en faisant apparaître un nouveau champ magnétique, le champ effectif \mathbf{B}_i^e qui dépend encore de l'indice i :

$$H_{\mathcal{H}} = - \sum_i \mu_B \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{B}_i^e, \quad \mathbf{B}_i^e = \mathbf{B}_0 + \frac{J}{\mu_B} \sum_{j, \text{ppv}(i)} \mathbf{S}_j$$

le terme rajouté au champ extérieur est nommé **champ moléculaire**. C'est ce terme qui est propre aux milieux ferromagnétiques mais il rend aussi le système insolvable analytiquement..

Mais heureusement en 1907, WEISS a proposé l'**approximation de champ moyen** qui consiste à négliger les fluctuations de ce champ moléculaire et à le remplacer par sa valeur moyenne. Dans un cristal ferromagnétique, chaque spin a la même valeur moyenne, reliée à l'aimantation \mathbf{M} par :

$$\mathbf{M} = n \mu_B \sum_i \mathbf{S}_i$$

Le champ effectif moyen est donc le même en tout point du réseau et de la forme

$$\begin{aligned} \mathbf{B}_i^e &= \mathbf{B}^e = \mathbf{B}_0 + \lambda \mathbf{M} \\ \mathbf{B}^e &= \mathbf{B}_0 + \lambda \mathbf{M}, \quad \lambda \equiv \frac{zJ}{\mu_B^2} n \end{aligned}$$

On peut alors ré-écrire le Hamiltonien avec ce champ effectif :

$$H_{\mathcal{H}} = - \sum_i \mu_B \mathbf{S}_i \cdot (\mathbf{B}_0 + \lambda \mathbf{M})$$
$$H_{\mathcal{H}} = - \sum_i \mu_B \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{B}_e$$

On reconnaît alors le Hamiltonien étudié pour le paramagnétisme, on utilise donc le résultat déjà trouvé, en remplaçant le champ B par B_e et on trouve une nouvelle équation d'auto-cohérence

$$M = \frac{N}{V} \mu_B \tanh \left[\frac{\mu_B}{k_B T} (B_0 + \lambda M) \right]$$

Puis on fait l'étude en champ nul $B_0 = 0$, ce qui ouvre la voie à la dernière partie :

3.3 Transition de phase

🔗 *Animation GeoGebra* pour la transition (retirer la courbe f).

🔗 *Programme `transition_ferro_para.py`* qui fait la même chose...

🔗 *Programme `Ising`* pour voir la matrice évoluer sous vos yeux ébahis.

À partir de l'équation autocohérente obtenue, et sans champ extérieur, on remarque qu'il existe toujours une solution : $M = 0$. Elle correspond donc à un état non aimanté. Mais lorsque T passe en dessous d'une valeur critique appelée température de CURIE, il existe deux autres solutions symétriques, témoins d'une aimantation permanente même sans champ extérieur !

Ensuite en appliquant un champ, on est capable de modifier cette symétrie et de choisir décaler les solutions.

Faire péter toute les animation GeoGebra et Python, on veut du NUMÉRIIIIQUE !

Manip' : Clou du spectacle

Chauffer le clou eeeeeet... BIM ça tombe! OMG ça veut dire qu'en fait les ferro ça devient des para!
Attention à ne pas dire que la force devient nulle pour le para hein! Elle est juste négligeable et insuffisante pour maintenir le clou.

Salut je suis Tintin... À partir de maintenant on écrit tout nos rapports de leçon comme ça (trucs : écrire en texttt dans un textit).

Balancer le petit code pour voir les spin bouger en live c'est cool. On peut tester l'influence de T et de B

Quelques OdeG de température de TINTIN :

	T_c (K)	$M_\infty (\times 10^4 \text{ A/m})$
Fer (Fe)	1 043	14
Cobalt (Co)	1 388	11
Nickel (Ni)	627	4
Gadolinium (Gd)	293	16
Dysprosium (Dy)	85	24
Magnétite (Fe_3O_4)	858	4

FIGURE 3.1 –  DGLR p.446

Conclusion

LP46

Questions

- Définir précisément le moment magnétique et l'aimantation.
→ L'aimantation est la densité de moment magnétique i.e. $\vec{M} = \frac{\partial \vec{m}}{\partial V}$.
- Ordre de grandeur du champ créé par les aimants dans l'expérience du clou ?
→ 1 T ou plutôt 1 mT ? 1 T ça paraît gros...
- Est-ce nécessaire que B soit uniforme pour que le calcul de l'énergie potentielle soit valable ?
→ Non, seul le moment magnétique doit l'être.
- Maxwell décrit déjà le système, pourquoi on ajoute $\mu_0 \vec{H} = \vec{B} - \mu_0 \vec{M}$ où $\vec{M} = \chi_m \vec{H}$?
→ Pour contraindre le système, Maxwell nous donne 8 équations (3 par équation vectorielle et 1 par équation scalaire) et on a 9 inconnues (\vec{B} , \vec{H} et \vec{E}) d'où cette relation supplémentaire pour fermer le système.
- C'est quoi $1 + \chi_m$?
→ La permittivité relative ϵ_r .
- Pour les diamagnétiques, comment doit être le moment magnétique lorsqu'on plonge dans un champs \vec{B} ?
→ Loi de Lenz, l'aimantation s'oppose à \vec{B} .
- Pour un diamagnétique, valeur typique de χ_m ?
→ Proportionnelle à la densité, pour $\text{H}_2(g)$ c'est -10^{-9} , pour des solide est plutôt -10^{-7} .
- Et pour les paramagnétiques ?
→ 10^{-4} pour Gadolinium, 10^{-3} pour FeCl_3 et environ 3 ordres de grandeur de moins pour les phases non condensée.
- Pourquoi l'azote liquide ne reste pas confinée dans l'entrefer de l'aimant comme l'oxygène liquide ?
→ Parce que χ_m de l'azote est 3 ordre de grandeur plus faible que l'oxygène et le gradient d'induction magnétique n'est pas suffisant pour contrebalancer le poids.

- Comment mesurer le facteur de Landé ?
→ Par effet Zeeman par exemple, provoquant la levée de dégénérescence des niveau électronique, que l'on peut observer par spectroscopie (prix Nobel de 2005 de Théodor W. Hänsch).
- Et ce facteur de Landé, il vaut combien environ ?
→ Pour l'électron c'est presque 2.
- Afin d'estimer l'énergie d'interaction entre moments magnétiques, calculer l'ordre de grandeur pour de $\frac{\mu_0 \mu_B^2}{4\pi r^3}$ pour r de l'ordre de 10^{-10} m ?
→ C'est environ 10^{-23} J. Donc l'ordre de grandeur de T_{curie} est serait le kelvin. Comme ce n'est pas ce que l'on observe pour les ferromagnétique il est nécessaire de prendre en compte le terme d'interaction entre moments magnétiques.
- Quel est le signe de J pour les matériaux ferromagnétiques ?
→ Il est positif car les spins sont alignés.
- Comment appelle-t-on les matériaux qui ont un J négatif ?
→ Ce sont les matériaux antiferromagnétiques (ordre de Néel (PN 1970), etc...)

- Pourquoi le clou est-il attiré par l'aimant ?
→ Parce qu'il a une énorme susceptibilité magnétique et non parce qu'il a une aimantation rémanente.
- Dans la description microscopique, pourquoi $L = 0$?
→ C'est la valeur propre du moment cinétique orbitalaire dans le cas où les électrons on remplit une couche.
- Pourquoi se place-t-on à l'équilibre thermodynamique ?
→ Pour décrire la probabilité d'être dans un certain niveau d'énergie grâce à la loi de Boltzmann et pour décrire la physique à l'équilibre des matériaux.
- Pour quels éléments ce modèle est-il pertinent ?
→ Pour ceux qui ont un unique électron célibataire, c'est-à-dire les alcalins.
- Qu'est-ce que l'approximation du champ moyen ?
→ C'est de dire que

$$J \sum_{i,j} \vec{J}_i \cdot \vec{J}_j \simeq \sum_i \left(J \sum_{j \in PPV} \vec{J}_j \right) \cdot \vec{J}_i$$

Hypothèse : la somme n'est pas étendue sur tout le volume mais peut se restreindre aux Plus Proche Voisins pour lesquels il existe une aimantation moyenne non nulle.

- Pourquoi y-a-t-il une aimantation non nulle à température $T < T_c$?
→ L'état d'aimantation nulle lorsque $T < T_c$ n'est pas le plus bas en énergie donc il n'est pas stable.

- Pourquoi y-a-t-il une aimantation non nulle à température $T < T_c$?
→ L'état d'aimantation nulle lorsque $T < T_c$ n'est pas le plus bas en énergie donc il n'est pas stable.
- Comment obtient-on le graphe en chapeau mexicain de E en fonction de M ?
→ Il faut exprimer l'énergie en fonction de l'aimantation, et ne pas faire l'approximation du champ moyen, pour ne plus négliger les corrélations entre les spins. Donc les S se ré-écrivent comme $S_{moyen} + S_{fluctuation}$. Il existe trois valeurs d'équilibre pour l'aimantation, dont deux sont favorisées lorsque $T < T_c$. En augmentant le champ extérieur, on déplace un puits vers le haut et l'autre vers le bas et donc on favorise ce second puits comme valeur d'aimantation à l'équilibre, brisant ainsi la symétrie du système.
- A la température critique, en quoi ce système est-il particulier ?
→ Il subit une transition de phase et l'échelle caractéristique de corrélation entre spins diverge. C'est une conséquence de l'invariance d'échelle. Les fluctuations ne s'atténuent plus sur une distance exponentielle, mais selon des lois de puissances générales (exposants critiques).
- Comme justifier la valeur de $g = 2$ l'oxygène ?
→ Le spin électronique total est $S = 1$ car, selon la règle de Hund, les spins sont alignés. De plus, la couche électronique est remplie, donc $L = 0$. Ainsi, $J = S = 1$ et $g = 2$.

qu'est ce que l'approximation de champ moyen? est ce qu'on l'utilise pour le paramagnétisme? pourquoi? est elle utile? Pas utile en paramagnétisme, on peut trouver M analytiquement.

qu'est ce que l'interaction d'échange? Cf Diu pp450-451

pourquoi on ne s'intéresse pas au diamagnétisme? Effet présent dans tous les matériaux mais très faible, mécanisme différent car moments magnétiques induits alors que para/ferro moments permanents.

pourquoi les spins sont alignés quand on impose un champ magnétique? est ce intuitif? exemple de système physique où ça ne l'est pas? (spins dans les orbitales sont de sens opposés par principe de Pauli) En fait, précession mais perte d'énergie et alignement.

expériences qu'on aurait pu faire? clou chauffé, domaines de Weiss au polariseur, transitions ferro para

pourquoi se placer dans l'ensemble canonique? Contact avec un thermostat (système pas isolé donc pas microcanonique, nombre de particules fixé donc pas grand canonique)

Quelle est la grosse différence entre les matériaux ferromagnétiques et paramagnétiques? Aimantation quand champ magnétique nul pour les ferro.

Ferromagnétisme : quelle est l'origine de cette constante de couplage et son signe? Dans quel cas peut-elle être négative? Interactions entre spins voisins. Son signe dépend de la structure cristalline exacte du matériau.

Donner des ordres de grandeurs des susceptibilités magnétiques. Cf texte.

On m'a questionné ensuite sur les domaines de Weiss. Pourquoi a-t-on besoin d'un microscope polarisant pour les observer? Quels sont les propriétés optiques des milieux ferromagnétiques? Effet Faraday

d'où viennent les domaines de Weiss? En champ nul, équiprobabilité de $+M$ ou $-M$

Pourquoi un seul cadran pour la courbe $M(x)$? Imprécision au tableau, les solutions pour M positif ou négatif sont toutes les deux stables et toutes les deux équiprobables, et il faut représenter les deux. Les défauts microscopiques et les fluctuations entraînent un échantillon donné vers l'une ou l'autre des solutions, mais en moyenne sur un grand nombre d'échantillons (moyenne d'ensemble), autant choisiront $M > 0$ que $M < 0$. Il n'y a donc pas de contradiction avec le principe de Curie. Ce point peut être évoqué dans la leçon, et à défaut risque de vous être soumis aux questions.

A quoi correspond g ? Facteur de Landé, caractérise le couplage entre le moment cinétique orbital et le moment cinétique de spin.

Pourquoi choisir l'axe de quantification suivant z ? On a fait l'hypothèse $B = B e_z$, c'est la direction privilégiée. Choisir la quantification selon un autre axe ne changerait pas la physique (heureusement!) mais compliquerait les calculs. Ce point est à évoquer dans la leçon.

Justifier le fait de ne pas tenir compte du magnétisme des noyaux atomiques. Le magnéton de Bohr (ordre de grandeur du moment magnétique de l'électron) fait intervenir sa masse. L'électron étant 1000 fois plus léger que le noyau, son analogue nucléaire serait 1000 fois plus faible, et le négliger est légitime. Ce point est à évoquer dans la leçon.

Paramagnétisme seulement dans les solides? Non, il existe aussi dans les liquides (le dioxygène liquide est paramagnétique) ou dans les ferrofluides, qui sont des suspensions colloïdales de particules ferromagnétiques qui confèrent au fluide des propriétés paramagnétiques. Au contraire, le ferromagnétisme n'existe que dans des matériaux à structure cristalline. Ce point est à évoquer dans la leçon.

Pourquoi néglige-t-on les interactions dipolaires entre moments dans l'origine microscopique du ferromagnétisme? Ordre de grandeur de ces interactions? En ordre de grandeur, l'interaction dipolaire entre deux moments magnétiques de l'ordre du magnéton de Bohr situés à 10-10 m l'un de l'autre est de 10-23 J, alors que $kT_{amb} = 10^{-21}$ J. Un tel couplage serait donc détruit thermiquement, alors qu'on observe du ferromagnétisme à température ambiante. Le calcul de ces ordres de grandeur est à faire dans la leçon.

D'après les modèles présentés dans la leçon, un ferromagnétique présente une aimantation spontanée. Pourtant, un clou de fer n'est spontanément pas aimanté. Pourquoi ? Domaines de Weiss : l'aimantation spontanée existe, mais à une échelle intermédiaire. Au niveau macroscopique, elle est moyennée à zéro par un grand nombre de domaines.

L'interaction d'échange est d'origine quantique, mais pourtant on traite les moments magnétiques classiquement et non pas quantiquement (i.e. avec des opérateurs). Pourquoi ? On montre que lorsque le moment cinétique total est suffisamment grand, alors les résultats quantiques tendent vers ceux d'un modèle classique, ce qui légitime le traitement classique du modèle d'Heisenberg.

Quelle différence entre les modèles d'Heisenberg et d'Ising ? Dans le modèle d'Heisenberg, les moments magnétiques sont classiques et libres dans les trois dimensions de l'espace. Au contraire, dans le modèle d'Ising, les moments magnétiques sont contraints à être orientés selon un seul axe, disons z. En pratique on dit alors souvent que $S_z = +/- 1$, et $S_x = S_y = 0$. Cela n'a rien à voir avec la géométrie du réseau sous-jacent, qui peut être dans tous les cas 1d, 2d ou 3d.

Qu'est-ce qu'une ferrite

Qui a introduit le concept de spin ? Pauli en 1924 pour expliquer l'effet Zeeman anomal, de façon ad hoc. Puis Samuel Goudsmit et George Uhlenbeck, en septembre 1925, notamment pour interpréter la structure fine du spectre de l'hydrogène, en l'interprétant comme un mouvement de rotation de l'électron sur lui-même, qui a rapidement été abandonné.

Mis en évidence expérimentalement par Râman et Bhagavantam en 1931 (<http://dspace.rri.res.in/jspui/bitstream/2289/2123/1/1931%20IJP%20V6%20p353.pdf>).

Qui a introduit l'approximation de champ moyen ? Pierre Weiss en 1907.

Applications du paramagnétisme ? Refroidissement par désaimantation adiabatique, RMN.

Applications du ferromagnétisme ? Disques durs, moteurs

Autres comportements dans un champ magnétique à part para/ferro ? Antiferro, ferri...

Limites de l'approximation de champ moyen ? Comment l'améliorer ? Voisinage du point critique (Diu p466), normal puisqu'on néglige les fluctuations, et c'est au niveau de la température de Curie qu'elles sont les plus fortes

Quand a été découvert le paramagnétisme ? Faraday en 1845 (découvre aussi le diamagnétisme en 1845), description classique en 1905 (paramagnétisme de Langevin), description quantique en 1932 (paramagnétisme de Brillouin)

Autres types de paramagnétisme ? Paramagnétisme de Curie (température ambiante, loi de Curie), paramagnétisme de Pauli (métaux), paramagnétisme de Van Vleck (très faible, indépendant de la température, matériaux avec $J=0$)

Pourquoi hypothèse matériau isotrope ? Simplifie les calculs car dans le cas général la susceptibilité est un tenseur

Tu as évoqué l'expérience de Stern et Gerlach, est-ce que tu peux la décrire ? Pourquoi avec des atomes d'argent ? Jet d'atomes d'argent dans un champ magnétique homogène, on devrait avoir un segment entre les valeurs max et min du moment magnétique si description classique suffisante, mais on observe deux taches, d'où la quantification du moment magnétique.

Cadre de l'étude du paramagnétisme : tu as supposé $l=0$, pourquoi ? Pour simplifier les calculs, mais on peut aussi faire le calcul avec l différent de 0 (Brillouin).

C'est quoi le modèle de Brillouin ?

Calcul de l'aimantation : quel modèle as-tu utilisé ? Ising

Comment tu calcules l'ordre de grandeur de l'interaction dipolaire ? Calcul du champ créé par un dipôle magnétique puis on place un autre dipôle dans le champ créé. Analogie avec le dipôle électrostatique.

Explications sur l'interaction d'échange. Fonction d'onde antisymétrique, J résulte un couplage entre principe d'exclusion de Pauli et interaction électrostatique. Autre mécanisme possible dans les métaux, où le couplage est dû aux électrons de conduction.

Champ moyen, l'échelle sur laquelle on fait la moyenne est-elle importante ? On fait la moyenne sur tout le cristal, on ne moyenne même pas sur l'environnement du spin considéré.

Tu as évoqué l'exposant critique, est-ce que tu peux développer ? Transition du second ordre.

Est-ce qu'on peut prédire le comportement magnétique d'une espèce ? Comment le montrer expérimentalement ? Ferro : solides, para : solides, liquides. Il faut regarder les diagrammes d'orbitales. Le dioxygène est paramagnétique mais pas le diazote. On peut le montrer expérimentalement avec un électroaimant (azote liquide vs air liquide).