

MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITÉ MOULOUD MAMMÈRI DE TIZI-OUZOU



FACULTE DES SCIENCES
DÉPARTEMENT DE CHIMIE

Mémoire de fin d'études

Présenté en vue de l'obtention
du diplôme de Master en CHIMIE

Option : Physique Chimie des Matériaux

Présentée par
Rabah Saad

Thème

***Calcul des spectres magnétiques en volume
et en surface des structures Fe et Ni***

Devant le jury d'examen composé de :

| | | | |
|----------------------------|------------|-----------|--------------|
| Mr Ahcene Chaouchi | Professeur | U.M.M.T.O | Président |
| Mr Boualem Bourahla | Professeur | U.M.M.T.O | Rapporteur |
| Mme Leila Messad | MCB | U.M.M.T.O | Examinatrice |
| Mme Ouahiba Nafa | MAB | U.M.M.T.O | Examinatrice |
| Mr Yacine Lateb | MAB | U.M.M.T.O | Invité |

Soutenu le : **17/06/2015**

Remerciements

Le travail présenté dans ce mémoire a été effectué au Laboratoire de Physique et Chimie Quantique de l'université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou.

Je remercie Pr Boualem BOURAHLA pour avoir accepté de diriger ce mémoire, je tiens à lui exprimer ma gratitude pour la liberté et la confiance qui m'a accordé.

Je remercie vivement Pr Ahcene CHAOUCHI d'avoir accepté d'être président de mon jury de mémoire.

Mes remerciements vont aussi, Dr Leila MESSAD, Dr Ouahiba NAFA et Mr Yacine LATEB qui ont accepté de lire et d'examiner mon travail.

Je remercie particulièrement Mme NAFA qui m'a initié aux ondes de spins et à la programmation sous Matlab.

Ce travail a été rendu possible grâce aux encouragements permanents de ma famille à qui j'adresse une pensée très tendre.

Table des matières

| | |
|--|----|
| Introduction générale | 2 |
| Chapitre I : Origines et théorie des magnons dans les matériaux ferromagnétiques | 5 |
| Introduction | 5 |
| 1.1. Origine du magnétisme et différents types de matériaux | 5 |
| 1.1.1. Origine du magnétisme | 5 |
| 1.1.2. Moment magnétique orbital | 6 |
| 1.3. Moment magnétique de spin | 6 |
| 1.2. Moment magnétique total..... | 6 |
| 1.2.1. Magnéton de Bohr..... | 7 |
| 1.2.2. Perméabilité et susceptibilité magnétiques | 7 |
| 1.2.3. Les différents types de matériaux..... | 7 |
| 1.3. Le diamagnétisme | 8 |
| 1.3.1. Le paramagnétisme | 9 |
| 1.3.2. Le ferromagnétisme | 9 |
| 1.3.3. Antiferromagnétisme..... | 11 |
| 2. Le ferrimagnétisme | 11 |
| 2.1. Interprétation du ferromagnétisme | 12 |
| 2.1.1. Hypothèse de Weiss : champ moléculaire..... | 12 |
| 2.1.2. Température de Curie | 13 |
| 2.1.3. Interprétation d’Heisenberg..... | 15 |
| 2.2. Interaction d’échange | 15 |
| 2.2.1. L’approximation du champ moyen | 16 |
| 2.2.2. Théorie des ondes de spins dans les matériaux ferromagnétiques | 17 |
| 2.2.3. Théorie des ondes de spins en volume dans les matériaux ferromagnétiques | 20 |
| 2.3. Dynamique de spins en surface des systèmes ferromagnétiques | 20 |
| 2.3.1. Méthode de raccordement | 22 |
| 2.3.2. Détermination de la matrice dynamique du système perturbé | 22 |
| 2.3.2. Détermination de la matrice de raccordement..... | 22 |
| 2.3.3. Détermination de la matrice défaut | 22 |
| 2.3.3. Définition des grandeurs physiques | 23 |
| Références du chapitre I..... | 24 |
| | |
| Chapitre II : Spectres magnétiques en volume et en surface des matériaux ferromagnétiques | |
| Application au Fe et Ni | 26 |
| Introduction | 26 |
| 1. Propriétés des métaux magnétiques 3d | 26 |
| 1.1. Généralités sur les métaux de transition et l’origine du magnétisme..... | 26 |
| 1.2. Propriétés chimiques des métaux de transition | 27 |
| 1.3. Effets de surface | 28 |
| 2. Propriétés de Fer et de Nickel | 29 |
| 2.1. Le fer | 29 |
| 2.2. Le nickel..... | 31 |
| 3. Spectres magnétiques en volume des structures Fe et Ni | 33 |
| 4. Spectres magnétiques en surface des structures Fe et Ni | 35 |
| 4.1. Etats localisés créés par la surface de Fe..... | 35 |
| 4.2. Etats localisés créés par la surface de Ni..... | 39 |
| Références du chapitre II..... | 42 |
| Conclusion générale | 43 |

Introduction générale

Le moment magnétique d'un atome est la résultante des spins des électrons en orbite autour du noyau. Comme les électrons atomiques s'organisent en paires de spins opposés, un atome porte un moment magnétique quand les électrons ne sont pas tous appariés.

Dans les matériaux ordonnés magnétiquement, les atomes ne sont pas isolés, mais sont en interaction quantiques avec leurs voisins. A basse température, les spins des atomes sont immobiles et alignés. Lorsqu'on les excite, soit avec un champ extérieur, soit en augmentant la température, les spins effectuent un mouvement de précession [1-2].

Une perturbation de l'un des spins se répercute progressivement sur la précession des autres, une onde de spin est ainsi engendrée. Sa longueur d'onde dépend du cristal, elle est de quelques nanomètres soit quelques distances interatomiques.

Les ondes de spins constituent les excitations élémentaires d'un matériau ferromagnétique. Ces excitations ont des fréquences caractéristiques dans le domaine des GHz et elles gouvernent la dynamique de l'aimantation dans le régime temporel correspondant. D'après les lois de la physique quantique, les ondes de spin transportent de l'énergie par petite quantité bien définie. Ces quantas d'énergies sont nommés magnons, par analogie aux photons qui sont les quantas des ondes électromagnétiques.

La magnonique désigne ainsi le domaine de l'électronique qui porte sur les ondes de spins. Comme les autres types d'ondes, les ondes de spins peuvent être créées, se propager, être réfléchies, interférer, etc. [3-4]. L'importance des ondes de spins en magnétisme est reconnue de longue date, notion introduite par le physicien d'origine suisse Felix Bloch en 1930 [4-8]. Par la suite, ces ondes de spins sont étudiées par différentes méthodes expérimentales : la résonance ferromagnétique, la diffusion inélastique de neutrons, etc., mais leur utilisation en tant qu'éléments de base pour de nouvelles technologies n'est envisagée que depuis peu.

La problématique d'ondes de spins est devenue, aujourd'hui, un sujet d'intenses recherches, rassemblées dans un domaine nommé « la magnonique » [9-10]. Les échelles spatiale et temporelle associées aux ondes de spins (nanomètre et picoseconde) sont précisément celles de l'électronique moderne, ce qui laisse entrevoir la possibilité de concevoir avec elles des dispositifs extrêmement petits (nanométriques), dédiés au traitement analogique ou digital du signal et qui combinerait les avantages des dispositifs magnétiques (non volatilités) et ondulatoire (flexibilité de l'architecture). Cet enjeu est devenu majeur pour l'amélioration des performances des dispositifs technologiques actuels.

Les matériaux de base de l'électronique de spins sont les métaux ferromagnétiques, principalement le fer, le cobalt, le nickel et leurs alliages. Les propriétés électroniques de ces matériaux sont décrites par la théorie des bandes ; les électrons se répartissent sur un quasi-continuum d'états appelés orbitales formant des bandes d'énergies, à raison d'un électron par état en vertu du principe d'exclusion de Pauli. Ces états sont remplis jusqu'à une énergie E_F dite énergie de Fermi.

La présence de surface modifie et génère de nouvelles propriétés physiques dans les matériaux et crée des états localisés de magnons. Par conséquent, les applications pratiques des matériaux vont dépendre des propriétés de leurs surfaces. Leur étude dynamique peut par ailleurs, conduire à une meilleure connaissance de leurs caractéristiques et constituer ainsi un moyen de contrôle de fabrication fiable de composants électronique, mécaniques ou optiques, mais l'étude des phénomènes de surface nécessite une description à l'échelle atomique qui fait toute la difficulté de leur modélisation. Les modèles théoriques doivent prendre en compte le caractère atomique de la matière avec une précision suffisante.

Notre contribution dans ce domaine est le calcul des spectres magnétiques en volume et en surface des structures cristalline de Fe et Ni. Pour cela nous proposons une étude théorique et des simulations numériques comparables à l'approche de Landauer-Büttiker pour le transport électronique [11]. L'étude sera menée à l'aide de la méthode dite de raccordement [12-15] qui permettra de prendre en considération le problème de la brisure de symétrie causée par la surface du cristal. Pour la détermination des propriétés magnétiques, nous avons fait appel au modèle Heisenberg [16].

Ce mémoire est structuré en deux chapitres :

- Le premier chapitre constitue un rappel des paramètres qui gouvernent le magnétisme. Nous avons exposé brièvement quelques notions sur l'origine électronique du magnétisme et la théorie des ondes de spins dans les matériaux infinis et semi-infinis ; ainsi que la théorie appliquée dans ce travail à savoir la méthode de raccordement pour le traitement des ondes de spins en surface. Nous avons rappelé les étapes de sa mise en œuvre pour déterminer les spectres magnétiques.
- Dans le deuxième chapitre nous avons présenté les résultats relatifs aux calculs des spectres magnétiques, obtenus de l'étude de la dynamique des spins en volume et en surface du Fe et Ni. Nous avons donné, au préalable, quelques propriétés des matériaux 3d.

Nous avons terminé notre travail par la présentation d'une conclusion générale et les perspectives offertes dans le domaine étudié.

Nos résultats numériques sont obtenus à l'aide des programmes élaborés sous Matlab.

Références bibliographiques

- [1] A. D. Christianson and al , *Cond-Mat.Supr.Con*, vol. 456 p. 930 (2008).
- [2] H. He, Y .Sidis , P. Bourges , G.D. Gu , A. Ivanov , N. Koshizuka , B. Liang , C.T. Lin, L.P. Regnault , E. Schoenherr , B. Keimer, *Phys Rev Lett.* 86,1610 (2001),
- [3] A. Vaterlaus, T. Beutler and F. Meier, *Phys. Rev. Lett.* 67, 3314 (1991).
- [4] A. Vaterlaus, T.Beutler, D. Guarisco, M. Lutz and F. Meier, *Phys. Rev.B* 46, 5280 (1992).
- [5] M. Rivallin, M. Benmami, A. Gaunand, A. Kanaev, *Chemical Engineering Research & Design*, 83, A1 (2005).
- [6] X. Feng, D.C. Sayle, Z.L. Wang, S. Paras, B. Santora, T. Sutorik, T. X. T. Sayle, Y. Yang, Y. Ding, X. Wang, and Y.S. Her, *Science.* 312, 1504 (2006).
- [7] X. D. Wang, J. H. Song, J. Liu, and Z. L.Wang, *Science.* 316, 102 (2007).
- [8] V. S. Shrivastava, *Appl. Sci. Research*, 2 (6): 82(2010).
- [9] O. Peña, W. Peng, M. Guilloux-Viry, Y. Ma, Z. Gao and C. Moure, *Thin Solid Films* 518, 4718 (2010).
- [10] B. Y. Yoo a, S.C. Hernandez a, D.-Y. Park b, N.V. Myunga, *Electrochimica Acta* 51, 6346 (2006); R. Brandt, R. Rückriem, D. Gilbert, F. Ganss, T. Senn, K. Liu, M. Albrecht, and H. Schmidt, *J. Appl. Phys.* 113, 203910 (2013).
- [11] M. Di Ventra, "Electrical Transport in Nanoscale Systems", Cambridge University Press, (2008); S. Datta, "Quantum Transport: Atom to Transistor", Cambridge University Press, (2005).
- [12] B. Bourahla, A. Khater, R. Tigrine, O. Rafil, M. Abou Ghantous, *J. Phys. Condens. Matter* 19, 266208 (2007).
- [13] B. Bourahla, A. Khater, R. Tigrine, *Thin Solid Films* 517, 6857 (2009).
- [14] B. Bourahla, A. Khater, M. Abou Ghantous, *Eur. Phys. J. Web Conf.* 29, 00011 (2012).
- [15] A. Khater, B. Bourahla, M. Abou Ghantous, R. Tigrine, and R. Chadli, *Eur. Phys. J. B* 82, 53 (2011).
- [16] E. R. Speer, *Lett. Math. Phys.* 10, 41 (1985).

Chapitre I

Origines et théorie des magnons dans les matériaux ferromagnétiques

Introduction

Ce chapitre a pour objectif de présenter les notions de base ainsi que les différentes méthodes théoriques nécessaires à la compréhension de la dynamique des ondes de spins en volume et en surfaces dans les matériaux ferromagnétiques. La première partie, est un résumé sur l'origine du magnétisme et les différentes classes des matériaux magnétiques. Dans la seconde partie, on a exposé les différentes théories qui permettront de comprendre le phénomène du ferromagnétisme. Dans la dernière partie, on a présenté les notions de base de la dynamique de spins dans les solides (cristaux) ferromagnétiques ordonnés, ainsi que la méthode que nous avons utilisé dans ce travail pour l'étudier les ondes de spins en surface [1-3].

I.1 Origine du magnétisme et différents types des matériaux

L'origine du magnétisme est purement quantique, car un système classique en équilibre thermique ne peut pas avoir de moment magnétique même en présence d'un champ magnétique. Nous exposerons dans cette séquence un résumé sur le magnétisme, puis nous présenterons les différentes classes des matériaux magnétiques.

I.1.1 Origine du magnétisme

Un matériau magnétique est un ensemble de cristaux constitués de plusieurs atomes. Si on considère ; à l'intérieur d'un atome, un électron qui tourne autour du noyau (figure I-1).

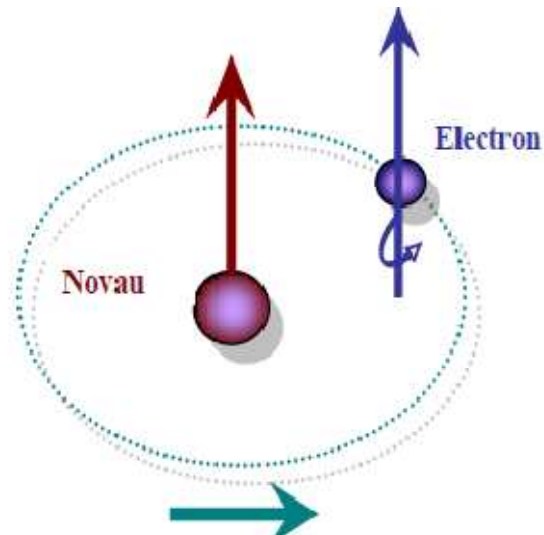


Fig. I.1 : Mouvement de l'électron autour du noyau [4].

L'électron décrit une orbite dont le déplacement de charge est équivalent à un courant. D'après la loi d'Ampère, ce courant crée un moment magnétique appelé le moment orbital.

En parallèle, on décrit le spin de l'électron; comme la rotation de l'électron sur lui-même qui donne un moment magnétique dit le moment de spin.

I.1.1.1 Moment magnétique orbital

On associe au moment cinétique orbital d'une particule de charge q et de masse m , un moment magnétique orbital tel que :

$$\vec{\mu}_L = \frac{q}{2m} \vec{L} \quad (\text{I.1})$$

Où $q/2m$ est le rapport gyromagnétique qui est le même que dans le cadre de la mécanique classique ; L est le moment cinétique orbital ; μ_L est le moment magnétique orbital.

I.1.1.2 Moment magnétique de spin

Au moment cinétique de spin d'une particule de charge q et de masse m est associé un moment magnétique de spin :

$$\vec{\mu}_S = \frac{gq}{2m} \vec{S} \quad (\text{I.2})$$

μ_S est le moment magnétique de spin et g est un nombre sans dimension, appelé facteur de Landé. Ce nombre varie selon la nature de la particule : on a $g = 2$ pour l'électron, $g = 5,586$ pour le proton, et $g = -3,826$ pour le neutron.

I.1.1.3 Moment magnétique total

Enfin, le moment magnétique total de l'atome est la somme des moments orbitaux et des moments de spins de ses électrons périphériques. La norme de ce moment peut donc s'écrire de la façon suivante :

$$\mu = J_q g \mu_B \quad (\text{I.3})$$

Où J_q est le nombre quantique cinétique de l'atome, g est un facteur, nommé facteur de Landé et μ_B le magnéton de Bohr.

I.1.1.4 Magnéton de Bohr

Pour l'électron, on a les valeurs suivantes : $S = \hbar/2$ et $g = 2,002$; on introduit alors le « quantum magnétique » suivant, appelé magnéton de Bohr :

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} \quad (\text{I.4})$$

I.1.1.5 Perméabilité et susceptibilité magnétiques

On définit la susceptibilité magnétique comme étant le coefficient de proportionnalité entre l'aimantation et le champ magnétique.

$$\vec{M} = \chi \cdot \vec{H} \quad (\text{I.5})$$

χ est la susceptibilité magnétique du matériau, elle est sans dimension, et d'autre part :

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{M} + \vec{H}) = \mu_0(1 + \chi)\vec{H} \quad (\text{I.6})$$

$$\vec{B} = \mu\vec{H}$$

$$\mu = \mu_0(1 + \chi)$$

$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0} = (1 + \chi)$$

μ_r est la perméabilité relative du matériau et μ_0 est la perméabilité magnétique du vide.

I.1.2 Les différents types de matériaux

Les relations décrivant un matériau magnétique soumis à un champ magnétique extérieur (H), L'induction magnétique (B) à l'intérieur du matériau est liée au champ magnétique (H), à l'aimantation (M) et à l'intensité d'aimantation (A) par la relation suivante :

$$B = \mu_0(H + M) = \mu_0H + A \quad (\text{I.7})$$

Où μ_0 représente la perméabilité magnétique du vide ($4\pi \cdot 10^{-7} \text{VsA}^{-1}\text{m}^{-1}$).

Les grandeurs A et M représentent, en fait, la densité volumique de moments magnétiques dans la matière. De plus, par définition, un milieu magnétique placé dans un champ magnétique acquiert un vecteur d'aimantation M tel que :

$$M = \chi H \quad (\text{I.8})$$

Où χ est la susceptibilité magnétique du milieu. Nous pouvons aussi exprimer la perméabilité magnétique relative du matériau à partir de cette susceptibilité :

$$\mu_r = 1 + \chi$$

A partir des valeurs de ce paramètre χ , il est possible de définir les grands groupes de matériaux magnétiques :

- **Diamagnétiques** : $\chi < 0$, de l'ordre de -10^{-6} ,
- **Paramagnétiques** : $\chi > 0$, très dispersé et inférieur à 10^3 ,
- **Ferromagnétiques** : existence d'une aimantation spontanée ou rémanente très grande et χ est très grand et varie avec H .

Il est important de noter, que les corps ferromagnétiques deviennent paramagnétiques, au-delà d'une certaine température dite température de Curie.

À l'échelle macroscopique, on distingue cinq types de comportements lorsqu'un matériau est soumis à un champ magnétique.

I.1.2.1 Le diamagnétisme

Le diamagnétisme est un comportement existant dans tous les matériaux, magnétiques ou non. On peut le considérer comme un effet quantique, analogue à la loi de Lenz et qui consiste en l'apparition d'un moment magnétique extrêmement faible s'opposant au champ magnétique appliqué [5,6].

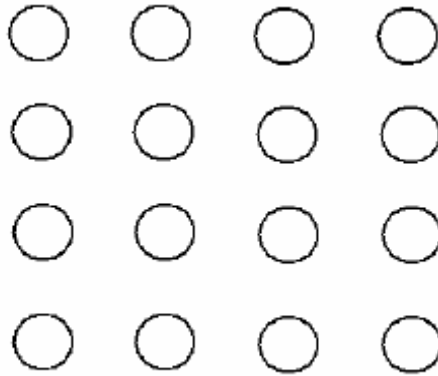


Fig. I- 2 : Matériau diamagnétique.

Le diamagnétisme, caractérise en général des substances qui ne comportent que des atomes non magnétiques. Il est défini comme étant une réaction de la matière, aux variations du champ magnétique extérieur.

I.1.2.2 Le paramagnétisme

Le paramagnétisme est la tendance des dipôles magnétiques atomiques à s'aligner parallèlement au champ magnétique externe. Dans le cadre du paramagnétisme, les moments dipolaires magnétiques sont sans interaction entre eux.

En l'absence de champ magnétique externe, le moment magnétique de chaque atome est orienté au hasard, et la somme de ces moments magnétiques (micro aimants) est donc nulle à l'échelle macroscopique ; le corps n'est pas aimanté.

Tous les matériaux magnétiques peuvent présenter un comportement paramagnétique, car au-delà d'une certaine température de transition, le couplage entre moments magnétiques atomiques est détruit. Cependant, il est important de noter que le moment magnétique résultant d'un effet paramagnétique ou diamagnétique, sera absolument indétectable dans le cas de dispositifs inductifs.

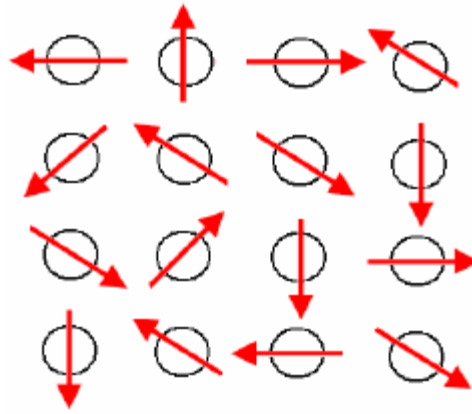


Fig. I.3 : Réseau de spins d'un matériau paramagnétique.

Le paramagnétisme, est un processus d'aimantation par passage d'un état désordonné à un état ordonné.

I.1.2.3. Le ferromagnétisme

Si le couplage tend à aligner les moments magnétiques de manière parallèle, on dira que le matériau est ferromagnétique. Il présentera alors une très forte aimantation macroscopique alignée, selon la direction et le sens du champ magnétique appliqué. Les éléments naturellement ferromagnétiques les plus employés, appartiennent à la période de transition 3d: ce sont le nickel, le fer et le cobalt. Quelques terres rares 4f. Au-delà de la température de Curie, le comportement sera paramagnétique.

Dans une substance ferromagnétique, les moments magnétiques d'atomes voisins sont parallèles entre eux.

Cet alignement des moments, est dû au fait qu'il existe une interaction interne, appelée champ d'échange ou champ moléculaire. Ce champ d'échange, peut être considéré comme l'équivalent d'une induction magnétique (B_E). Son intensité peut atteindre 10^3 Tesla. Dans l'approximation du champ moyen, chaque atome magnétique est donc soumis à un champ proportionnel à l'aimantation de la forme :

$$B_E = \lambda M \quad (\text{I.9})$$

Où λ est une constante indépendante de la température, et l'aimantation M est par définition, le moment magnétique par unité de volume. Donc, chaque spin subit l'aimantation moyenne due à tous les autres spins. En fait, il ne peut subir que l'influence de ses proches voisins.

En réalité, le phénomène mis en jeu est plus complexe que cela. En effet, le champ moléculaire est une approximation de l'interaction d'échange de la mécanique quantique. On montre que l'énergie d'interaction des atomes i, j portant les spins S_i, S_j possède un terme :

$$E = -2J_e S_i \cdot S_j \quad (\text{I.10})$$

Cette équation est appelée modèle d'Heisenberg. Cette énergie d'échange, est due à l'interaction spins des couches non saturées responsables des moments. Elle peut être positive, négative ou nulle, et elle dépend de la distance entre les atomes voisins comparée au diamètre de la couche électronique responsable du moment de spin, et de l'angle entre les moments des deux atomes.

Dans le modèle d'Heisenberg, on représente l'intégrale d'échange qui est lié au recouvrement des distributions de charge des atomes i, j . C'est en fait J_e , qui est responsable de l'orientation des moments de spin. Ce terme est très sensible à la distance interatomique.

Il existe neuf éléments ferromagnétiques à l'état pur dans la nature : les trois éléments de transition fer, cobalt et nickel, ainsi que six terre rares (Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Tm).

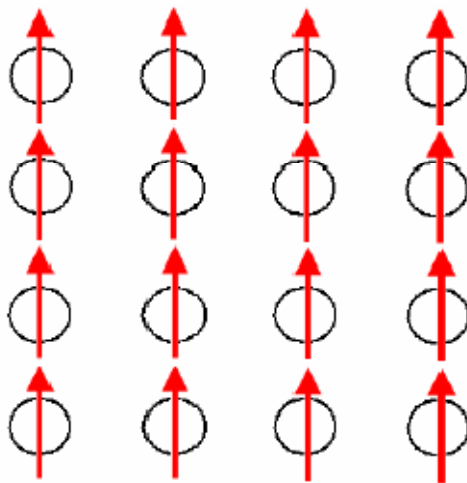


Fig. I.4 : Réseau de spin d'un matériau Ferromagnétique.

I.1.2.4. Antiferromagnétisme

Si ce couplage tend à arranger les moments magnétiques de manière antiparallèle, on dira que le matériau est antiferromagnétique. Il présente une aimantation macroscopique spontanée nulle. Cependant, Au-delà d'une température T_N appelée température de Néel, le comportement sera paramagnétique.

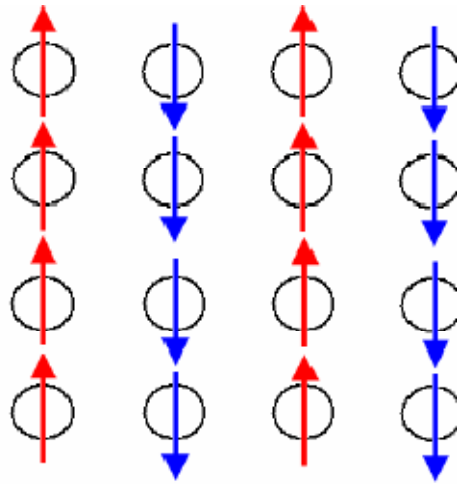


Fig. I.5 : Réseau de spin d'un matériau antiferromagnétique.

I.1.2.5. Le ferrimagnétisme

Le ferrimagnétisme, peut être considéré comme un comportement intermédiaire, entre le ferromagnétisme et l'antiferromagnétisme. Les moments magnétiques se divisent en deux sous-réseaux antiparallèles qui ne se compensent pas. Il en résulte une aimantation macroscopique spontanée plus faible que dans le cas de matériaux ferromagnétiques.

Les ferrites, qui sont des oxydes de fer ferrimagnétiques, sont utilisées dans la plupart des composants discrets. Elles sont utilisées dans une très large gamme de fréquences allant de quelques H_z aux dizaines de GH_z . Ici également, on obtiendra un comportement paramagnétique au-delà de la température de Curie T_C .

Par définition, un matériau ferrimagnétique, est un matériau qui possède deux sous-réseaux qui n'ont pas la même aimantation : à l'intérieur d'un domaine, les moments de spins des atomes constituants, peuvent être opposés : le moment résultant étant positif, négatif ou nul.

Le parallélisme ou l'anti-parallélisme des moments de spin, est déterminé par la condition d'énergie d'échange minimale compte tenu de la valeur de l'intégrale d'échange. Tout ce qui a été exposé précédemment sur le ferromagnétisme, reste valable pour l'étude des matériaux ferrimagnétiques. Dans ce qui suit, nous allons nous intéresser à des corps ferrimagnétiques particuliers : les ferrites.

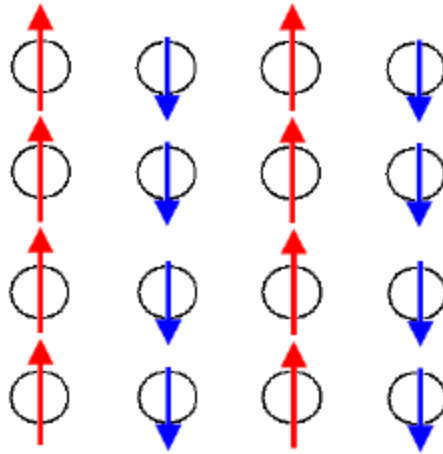


Fig. I.6 : Réseau de spin d'un matériau Ferrimagnétique.

I.2 Interprétation du ferromagnétisme

I.2.1 Modèle phénoménologique de Weiss (1908)

La théorie phénoménologique du ferromagnétisme est due au physicien Français *Pierre Weiss*, qui étudiait depuis 1896 le magnétisme des cristaux. Cette théorie est historiquement la méthode la plus utilisée du fait de sa simplicité. Cependant, bien que la méthode arrive à expliquer assez bien un certains nombres de phénomènes, elle est incapable de décrire d'autres, comme la variation expérimentale de l'aimantation à basse température selon la loi : $\Delta M(T) \approx T^{3/2}$.

I.2.1.1 Hypothèse de Weiss : champ moléculaire

Enoncé : " Je suppose que chaque molécule est soumise de la part de celle qui l'entoure à une force égale à celle d'un champ uniforme proportionnel à l'intensité de l'aimantation et dans la même direction".

Weiss envisagea l'hypothèse d'une interaction purement magnétique entre les moments, qui tend à les alignés parallèlement entre eux. Cette interaction est représentée par un champ d'échange ou champ moléculaire, qui est supposé être proportionnel à l'aimantation spontanée moyenne. On écrit ainsi :

$$H_e = \lambda M \quad (\text{I.11})$$

Où λ est la constante du champ moléculaire et M l'aimantation spontanée moyenne donnée par la relation :

$$M = N\langle\vec{\mu}\rangle \quad (\text{I.12})$$

Le champ moléculaire traduit une action d'orientation mutuelle de type coopératif, c'est-à-dire qu'une orientation plus grande des moments magnétiques entraîne un champ d'échange plus grand donc une action d'orientation importante : c'est un phénomène auto cohérent ou corrélé. L'effet d'ordre du champ d'échange est contrecarré par l'agitation thermique, et aux températures élevées l'ordre des spins est détruit.

I.2.1.2. Température de Curie

La température de Curie T_C est la température au-dessus de laquelle l'aimantation spontanée disparaît, elle sépare la phase paramagnétique désordonnée pour $T > T_C$ de la phase ferromagnétique ordonnée pour $T < T_C$. Pour trouver T_C en fonction de λ , considérons une phase paramagnétique et appliquons un champ magnétique H_a . Ce champ provoque une aimantation finie qui à son tour provoque un champ d'échange fini H_e . Si χ_P est la susceptibilité paramagnétique, alors on écrit :

$$M = \chi_P \cdot (H_a + H_e) \quad (\text{I.13})$$

Où : $\chi_P = C/T$; C étant la constante de Curie, elle est donnée par la relation suivante :

$$C = \frac{N\mu_0\mu^2}{3k_B} \quad (\text{I.14})$$

Où μ_0 est la perméabilité du vide, k_B la constante de Boltzmann et μ le moment magnétique donné par : $\mu^2 = \mu_B^2 g^2 j(j+1)$ où μ_B est le magnéton de Bohr, g le facteur de Landé et j est un nombre quantique.

En portant les équations (I, 1) et (I, 4) dans (I.3) on a :

$$MT = C \cdot (H_a + \lambda M) \quad (\text{I.15})$$

Ce qui donne :

$$\chi = \frac{M}{H_S} = \frac{C}{T - C\lambda} \quad (\text{I.16})$$

La susceptibilité χ présente une singularité à $T = C\lambda$. En effet, à cette température (et au-dessous) il existe une aimantation spontanée, car si χ est infini, nous pouvons avoir une aimantation M fini pour un champ H_a nul. A partir de la relation nous tirons la loi de Curie-Weiss :

$$\chi = \frac{C}{T - T_C} \text{ avec } T_C = \lambda C$$

Cette expression décrit assez bien la variation expérimentale de la susceptibilité dans la région paramagnétique au-dessus du point de Curie. Sur la figure ci-dessous, nous avons représenté la loi de Curie-Weiss. Comme la montre la figure, au dessous de la température de Curie T_C , le corps est dans un état ferromagnétique, par contre au-dessus de T_C le corps devient paramagnétique.

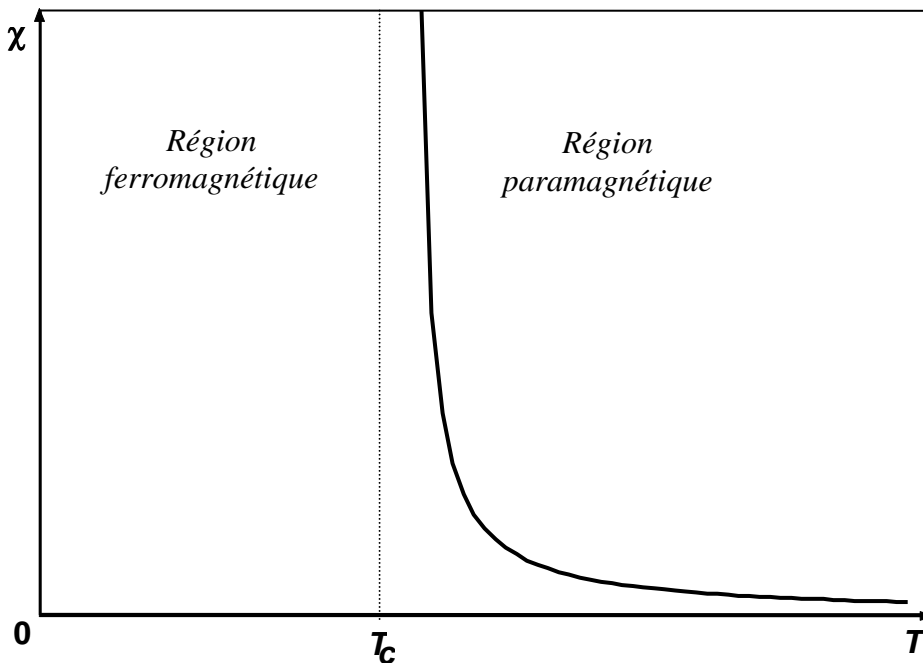


Fig. I. 8 : Dépendance en température de la susceptibilité magnétique : loi de Curie-Weiss. Au dessous de T_C , le corps est dans un état ferromagnétique. Par contre pour des températures supérieures à T_C , le corps est dans un état paramagnétique.

A partir de la relation $T_C = \lambda C$, nous pouvons déterminer la valeur de la constante du champ moléculaire λ :

$$\lambda = \frac{T_C}{C} = \frac{3k_B}{Ng^2 j(j+1)\mu_B^2} T_C \quad (\text{I.17})$$

Reste à élucider (expliquer) la nature de l'interaction entre moments, autrement dit, l'origine physique du champ de Weiss. La réponse viendra avec l'avènement de la théorie quantique. Le physicien Allemand Werner K. Heisenberg, l'un des principaux fondateurs de la nouvelle théorie, émet l'hypothèse d'une interaction purement électrostatique et qui n'est effectivement formulable qu'en théorie quantique. Cette interprétation est toujours admise.

I.2.2 Interprétation d' Heisenberg

I.2.2.1 Interaction d'échange

La théorie de Weiss n'est pas suffisante pour interpréter le ferromagnétisme, car l'approximation du champ moyen néglige les fluctuations des moments magnétiques d'un site à un autre et l'interprétation de ce champ moléculaire ne peut être donnée d'une manière classique.

La vraie nature du ferromagnétisme a été révélée par Heisenberg et Dirac. L'énergie d'interaction entre deux atomes contient à côté des termes classiques, un terme supplémentaire qui n'a pas d'équivalent classique et qui est lié à l'indiscernabilité des électrons et au principe d'exclusion de Pauli : ce terme fût appelé énergie d'échange, il est donné par l'expression suivante :

$$J_e = \iint \varphi_a(\vec{r}_1) \cdot \varphi_b(\vec{r}_2) \cdot \frac{e^2}{r_1 - r_2} \cdot \varphi_a(\vec{r}_2) \cdot \varphi_b(\vec{r}_1) d^3r \quad (\text{I.18})$$

Où φ_a et φ_b sont des fonctions d'ondes électroniques des deux atomes proches voisins i et j .

Comme le montre la relation, J_e dépend des fonctions d'ondes électroniques des deux atomes et surtout de leurs recouvrements. Cela fait que l'intégrale d'échange est très sensible à la distance entre ces atomes. En fait J_e diminue très vite lorsque celle-ci augmente, en pratique J_e est négligeable pour les paires d'atomes (i, j) plus éloignées que premiers voisins.

Selon Heisenberg l'expression de l'énergie d'interaction entre deux spins (i, j) est donnée par la relation :

$$U = -2 \frac{J_e}{\hbar^2} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (\text{I.19})$$

L'intégrale d'échange J_e tend toujours à rendre les moments magnétiques des atomes voisins parallèles ou antiparallèles. Si J_e est positif, le couplage favorise le parallélisme des spins. Le fer, le cobalt, le nickel sont exemplaires ; on dit que ces corps sont ferromagnétiques.

Cependant si J_e est négatif, c'est l'antiparallélisme qui est favorisé. Le chrome et le manganèse sont exemplaires ; ces corps sont dit antiferromagnétiques.

I.2.2.2 L'approximation du champ moyen

Interprétation du champ de Weiss

Si nous supposons que toute la contribution au moment magnétique de l'atome provient de son spin (ainsi J se réduit à S), alors la relation entre moment magnétique μ et moment cinétique S sera donnée par :

$$\mu = -g\mu_S \frac{\vec{S}}{\hbar} \quad (\text{I.20})$$

Où μ_B est le magnéton de Bohr et g est appelé facteur de Landé, il est égal à 2.0023, arrondi à 2.00 en général pour un spin électronique.

L'énergie d'interaction d'échange d'un atome avec l'ensemble des atomes environnants peut être mise sous la forme suivante :

$$E^i = -2 \frac{J_e}{g^2 \mu_B^2} \vec{\mu}^i \sum_{j=1}^{\delta} \vec{\mu}^j \quad (\text{I.21})$$

La sommation est restreinte aux δ premiers voisins ; on suppose qu'ils occupent des sites équivalents de sorte que l'intégrale d'échange $J_e(i, j)$ ait la même valeur pour tous ces couples.

Afin d'interpréter le postulat de P. Weiss (Equation I. 1), Stoner propose de substituer à $\vec{\mu}^j$, sa valeur moyenne au sens statistique (ou moyenne sur le temps). Puisque tous les atomes sont identiques et disposés de façon équivalente, le moment moyen est indépendant de j , que nous noterons $\langle \vec{\mu} \rangle$. Par suite, $\sum_{j=1}^{\delta} \vec{\mu}^j = \delta \langle \vec{\mu} \rangle$. Ce qui donne à l'équation de l'énergie d'interaction la forme suivante :

$$E^i = -\vec{\mu}^i \cdot \vec{H}_e \quad \text{Avec } \vec{H}_e = 2 \frac{\delta J_e}{g^2 \mu_B^2} \langle \vec{\mu} \rangle \quad (\text{I.22})$$

A partir de là, nous pouvons dire que l'ensemble des moments environnants agit sur $\vec{\mu}^i$ à la manière d'un champ magnétique H_e . Les équations 1 et 2, sont retrouvées en posant :

$$\lambda = 2 \frac{\delta J_e}{\mu_0 N g^2 \mu_B^2} \quad (\text{I.23})$$

L'énergie totale du système de N moments découle ainsi :

$$\sum_{ij} E^{ij} = \frac{1}{2} \sum_i E^i \quad (\text{I.24})$$

La somme \sum_{ij} porte sur tous les couples (i, j) premiers voisins. Le facteur $\frac{1}{2}$ s'introduit au second membre afin de ne compter chaque couple qu'une seule fois.

Notons bien que le "champ moléculaire de Weiss" H_e : que l'on nome maintenant champ d'échange, joue le rôle d'un champ magnétique réel dans les équations de l'énergie $-\mu \cdot H_e$ et du couple $\mu \times H_e$ s'exerçant sur un moment magnétique μ . Mais H_e n'est pas réellement un champ magnétique, il n'entre donc pas dans les équations de Maxwell : par exemple il n'y a pas de densité de courant J reliée à H_e par l'expression $\vec{\mu}_0 \vec{J} = \vec{\nabla} \times \vec{H}$.

I.3 Théorie des ondes de spins dans les matériaux ferromagnétiques

Les états excités de très basse énergie des systèmes de spin couplés par l'interaction d'échange ont un caractère ondulatoire. Ces ondes sont appelées 'ondes de spin'. Lorsque l'énergie d'une onde de spin est quantifiée, l'unité d'énergie est appelées un magnon. La théorie de ces ondes a été développée aux années 50, et devenue actuellement l'une des bases essentielles du magnétisme [7-12].

Dans les matériaux ferromagnétiques, les spins sont complètement parallèles à $T = 0$ (état fondamentale). On suppose que l'axe des spins est Oz . Tous les spins du système partagent donc l'augmentation de l'énergie. Cet état excité est appelé excitation élémentaire du système de spins. Il a un caractère ondulatoire comme illustré sur la Fig. I.9 :

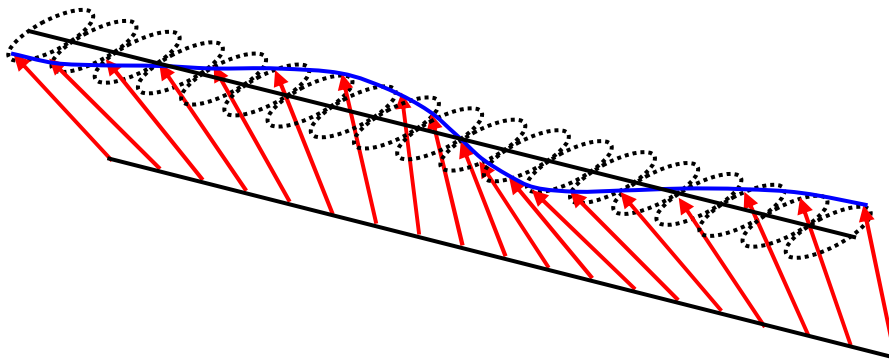


Fig. I.9: Diagramme schématique d'une onde de spin dans un matériau ferromagnétique.

I.3.1 Théorie des ondes de spins en volume dans les matériaux ferromagnétiques

Les spins dans un matériau sont reliés par une constante d'échange J , elle dépend de recouvrement entre fonctions d'ondes électroniques de deux atomes. Ces fonctions décroissent exponentiellement avec la distance, et par conséquent l'échange J décroît aussi très rapidement quand la distance entre atomes grandit. Dans la vaste majorité des cas, il est alors suffisant de tenir compte uniquement des interactions d'échange entres premiers voisins. On obtient alors le modèle de Heisenberg [13], décrit par l'Hamiltonien suivant :

$$H = -2J \sum_{\langle l,l' \rangle} \vec{S}_l \vec{S}_{l'} - g\mu_B B \sum_l S_l^z \quad (\text{I.25})$$

Où les interactions sont limitées aux premiers voisins.

Ici : les l sont les sites atomiques contenant les vecteurs de spins (les nœuds d'un réseau de Bravais), les S_l est le spin occupant le site l et $S_{l'}$ est l'un de ses site voisins.

Le symbole $\langle l,l' \rangle$ indique qu'une sommation sur tous les sites de spins voisins et sur tous les plans atomiques.

B est l'amplitude de champ magnétique appliqué dans la direction z , g et μ_B sont le facteur de Landé et le magnéton de Bohr, respectivement.

L'excitation d'un mode de précession de fréquence ω dans le système considéré, peut être décrite par une équation d'onde plane :

$$S_l = u(n, s, m) \exp(i\omega t) \quad (\text{I.26})$$

$u(n, s, m)$ représente l'amplitude de l'onde de spins.

L'équation (08) peut être écrite pour tous les N vecteurs de spins considérés ; nous sommes alors en présence d'un système de N équations de mouvement qu'on ne peut pas résoudre.

Grâce à la périodicité spatiale du réseau de spins, deux spins l et l' occupant deux sites équivalents du réseau effectuent à une phase près les mêmes mouvements de précession magnétique. C'est pourquoi, leurs amplitudes vérifient à chaque instant t , la relation suivante :

$$\vec{u}(l', \omega) = \vec{u}(l, \omega) \cdot \exp[i\vec{q} \cdot \vec{r}(l, l')] \quad (\text{I.27})$$

Où \vec{q} est le vecteur d'onde du réseau réciproque et $\vec{r}(l,l')$ le vecteur joignant la position d'équilibre du spin l à celle du spin l' .

On obtient une équation, qui correspond au mouvement des spins, qu'on peut réécrire sous la forme matricielle suivante :

$$[\Omega I - D_v(\vec{q})] |u\rangle = 0 \quad (\text{I.28})$$

Où $D_v(\vec{q})$ est la matrice dynamique du système pour chaque donnée de \vec{q} , dont les éléments dépendent généralement des intégrales d'échange et $\Omega = \frac{\omega \hbar}{JS}$ est la fréquence normalisée.

I : est la matrice identité de même rang que la matrice D_v et $|u\rangle$ le vecteur propre contenant les amplitudes de précession.

La condition pour que ce système homogène ait des solutions non triviales est pour :

$$\det(\Omega I - D_v(\vec{q})) = 0 \quad (\text{I.29})$$

C'est cette équation qui permet de tracer les courbes de dispersion.

Les vitesses de transport de l'énergie ou de l'information dans le milieu sont appelées vitesses de groupe. Pour les déterminer, deux méthodes différentes peuvent être utilisées : la méthode des différences finies ou la méthode perturbative [14-15].

Les deux méthodes exigent la résolution du problème du guide d'ondes parfait :

$$D(\vec{q}) \vec{u}_v = -\Omega(\vec{q}) \cdot \vec{u}_v \quad (\text{I.30})$$

Dans ce travail, nous avons choisi la méthode perturbative qui consiste à utiliser la similitude formelle entre l'équation (I.16) et l'équation de Schrödinger stationnaire $H\psi = E\psi$ portant sur les perturbations indépendante du temps en mécanique quantique. Elles sont définies pour des valeurs d'ondes \vec{q} réelles par l'équation :

$$\vec{\text{grad}}[\Omega(\vec{q})] = \frac{\partial \Omega}{\partial \vec{q}} = V_g \quad (\text{I.31})$$

Dans le cas où q est différent d'un réel, on pose $V_g = 0$.

I.3.2 Dynamique de spins en surface des systèmes ferromagnétiques

La compréhension précise des phénomènes de surface nécessite une description à l'échelle atomique qui fait toute la difficulté de leur modélisation. Les modèles théoriques doivent prendre en compte le caractère atomique de la matière avec une précision suffisante, car, l'absence de symétrie de translation dans une direction rend impossible l'application des conditions aux limites périodiques de Born et Von Kerman, le théorème de Bloch n'est plus valable, d'où la nécessité d'introduire une méthode adéquate afin de réaliser un couplage entre les équations du mouvement d'une couche atomique à l'autre, soit de résoudre des systèmes infinis d'équations, soit de limiter dans une approximation valable, le nombre d'équations et le nombre d'inconnues, [20,24]. Actuellement plusieurs méthodes ont été adaptées pour l'étude des systèmes magnétiques désordonnés. Nous, nous avons choisi la méthode de raccordement.

I.3.3 Méthode de raccordement

Pour traiter le problème de la dispersion des magnons en présence de surface, nous avons eu recours à la méthode analytique dite de raccordement. Cette méthode a été introduite initialement par Feuchtwang pour l'étude de l'équilibre de la structure statique d'un réseau cristallin semi-infini [16]. Puis développé en 1987 par Khater et Szeftel [17] et appliquée aux surfaces Ni(100) et Ni(100)+c(2×2)[18]. Depuis, la méthode de raccordement a contribué à l'étude de la dynamique vibrationnelle et précessionnelle de plusieurs systèmes physiques perturbés [19-23]. Dans notre cas, cette méthode consiste à décrire le mouvement précessionnelle de spin par un nombre fini d'équations [24-28]. Elle est basée sur le raccordement des états localisés créés par la surface (défaut) et les modes évanescents de volume. Son application exige que système soit divisé en trois régions distinctes (Voir la figure suivante Fig. I.10).

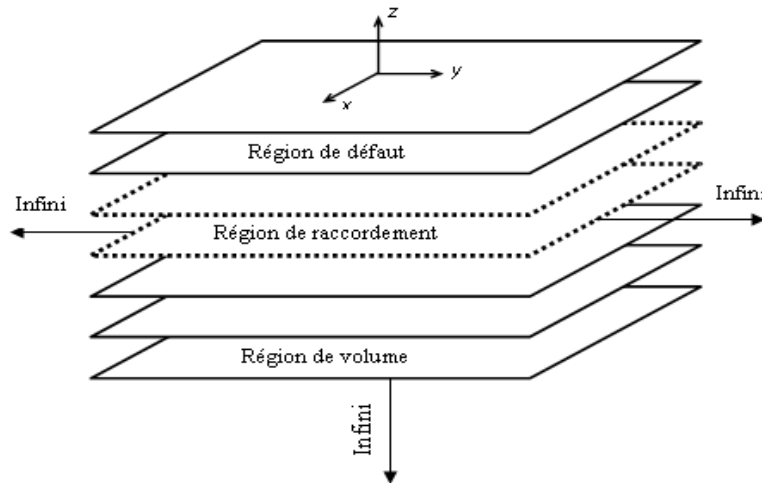


Fig.I.10 : Représentation schématique d'une surface magnétique selon le concept de la méthode de raccordement.

i) Région de volume : c'est la région où on retrouve la partie du film mince loin de la surface; les spins ne sont pas influencés par la présence de la surface, elle est caractérisée par une périodicité tridimensionnelle. Elle permet de tracer les courbes de dispersion en volume et de définir les modes propageants et les modes évanescents du système, dont nous aurons besoin, car on cherchera toutes les solutions du système sauf celles qui donnent lieu à des modes divergents. Ces solutions sont obtenues par la méthode de Gagel [29-30] qui consiste à linéariser le système en augmentant la base des vecteurs propres du système parfait.

ii) Région de défaut : c'est la région de surface. Elle est généralement affectée par la relaxation et la reconstruction, d'où la perte de la périodicité du réseau. Elle permet d'obtenir la matrice dynamique du système perturbé, en écrivant les équations de mouvement de précession des spins de la surface et celles des atomes de la zone de raccordement, on obtient une matrice rectangulaire $D(m,n)$ de dimension $(m \otimes n)$. Avec m est le nombre de spins en surface et n est le nombre de spins dans la zone de raccordement plus le nombre de spins qui joint cette zone à celle de volume.

iii) Région de raccordement : c'est la zone intermédiaire entre la région parfaite et la surface. Elle permet dans la modélisation théorique de raccorder analytiquement les modes induits par la surface aux états de précession évanescents de la zone parfaite. On obtient une matrice $R(n,m)$ dite de raccordement.

I.4 Définition de la matrice dynamique du système perturbé

A cause de l'existence de la surface, nous avons tenu compte de l'anisotropie surfacique introduite pour la première fois par Néel [31-32], qui observa souvent une direction préférentielle des spins suivant l'axe de facile aimantation dirigée, en général, suivant l'axe z . Par conséquent, nous avons ajouté, dans l'expression de l'Hamiltonien, un terme d'anisotropie.

A très basses températures, tous les spins du solide peuvent précesser en phase pour une pulsation donnée. La forme générale de l'Hamiltonien pour chaque une des couches atomiques est donné par :

$$H = -\sum_{ll'} J_{ll'} S_l S_{l'} - \sum_l D_l (S_l^z)^2 - Bg\mu_B \sum_l S_l^z \quad (\text{I.32})$$

I.4.1 Définition de la matrice défaut

Cette matrice trouve son origine dans l'écriture des équations de mouvement de précession des spins des sites de la région de défaut et de la région de raccordement (Fig.10), en utilisant l'équation (32). Cette dernière permet d'obtenir une matrice rectangulaire $D(m \otimes n)$.

I.4.2 Définition de la matrice de raccordement

Pour calculer la matrice de raccordement nous devons définir un espace avec une base distincte $\{R^+\}$; sera utilisée pour l'étude de la précession des spins de la région de raccordement.

Pour les vecteurs de spins appartenant à cette région, on peut écrire leurs amplitudes de précession comme suit :

$$u'_\alpha(n_x, n_y, n_z) = \sum_{j=1}^5 Z_j^{n_x} A'(\alpha, j) R_j^+ \quad (\text{I.33})$$

Avec R_j^+ , le vecteur unitaire qui caractérise les modes évanescents j dans la base $\{R^+\}$, α est l'une des trois directions (Ox) , (Oy) ou (Oz) , A' est le poids pondéré associé aux différents modes évanescents déterminés à l'aide des vecteurs propres issus de l'étude de la matrice de la zone parfaite.

On note par $|u\rangle$ le vecteur de précession des spins de la zone perturbée. On peut le décomposer en deux parties :

$$|u\rangle = \begin{bmatrix} |irr\rangle \\ |rac\rangle \end{bmatrix} \quad (\text{I.34})$$

Qui nous permet d'obtenir une matrice $[R]$ dite matrice de raccordement, sa dimension est $(n \otimes m)$.

Le produit de la matrice D par la matrice R donne la matrice dynamique carrée du système perturbé $S(m \otimes m)$.

$$[D(m \otimes n)].[R(n \otimes m)]. \begin{bmatrix} |irr\rangle \\ |R^+\rangle \end{bmatrix} = [S(m \otimes m)]. \begin{bmatrix} |irr\rangle \\ |R^+\rangle \end{bmatrix} \quad (\text{I.35})$$

I.5 Définition des grandeurs physiques

Compte tenu de la brisure de symétrie suivant la direction (Oz), l'onde de spin peut être atténuée en présence de la surface. De ce fait, il serait commode de relier les vecteurs de précession de deux spins adjacents par un facteur d'atténuation Z , tel que :

$$u_\alpha(n_x, n_y, n_z \pm 1) = Z^{\pm 1} u_\alpha(n_x, n_y, n_z) \quad (\text{I.36})$$

Cette relation est une caractéristique essentielle de la méthode de raccordement [33-34].

Avec Z et $1/Z$ sont appelés facteurs de phases.

Pour décrire la diffusion en présence des défauts nous, avons besoin des modes propageants et des modes évanescents. On peut les déterminer par la méthode du déterminant ou la méthode de l'augmentation de la base [34-35].

Les états localisés induits par l'existence d'un défaut dans le film mince seront alors, déterminés par les solutions de l'équation suivante

$$\det([S(m \otimes m)]) = 0 \quad (\text{I.37})$$

Références du chapitre I

- [1] R. Landauer, J. Phys.: Condensed Matter 1, 8099 (1989).
- [2] A. Fellay, F. Gagel, K. Maschke, A. Virilouvet, A. Khater, Phys. Rev. B 55, 1707 (1997).
- [3] D. Ghader, V. Ashokan, M. Abou Ghantous, A. Khater, Eur. Phys J. B 86, 180 (2013).
- [4] F. Djerfaf, thèse de doctorat, Université Ferhat Abbas de Sétif (UFAS), Algérie (2012).
- [5] H. Grünsteudel, H. Paulsen, W. Meyer-Klauche, H. Winkler, A. X. Trautwein, H. F. Grünsteudel, A. Q. R. Baron, A. I. Chumakov, R. Rüffer, H. Toftlund, Hyperfine Interact. 113, (1998).
- [6] A. Ozarowski, Y. Shumzong, B. R. McGravery, A. Mislankar, J. E. Drake, Inorg. Chem 30, 3167 (1991).
- [7] P. W. Anderson, Phys. Rev. 83, 1260 (1951).
- [8] R. Kubo, Phys. Rev. 87, 568 (1952).
- [9] C. Tsallis, *Diagonalization method for the general Hamiltonian of an assembly of bosons*, J. Math. Phys, 19, 277 (1978).
- [10] D. C. Mattis, *Theory of Magnetism I*, Springer Verlag, (1988).
- [11] A. Auerbach, *Interacting electrons and Quantum Magnetism*, Springer Verlag, (1994).
- [12] D. C. Wallace, PR, 128, 1614 (1962).
- [13] S. Petit, Collection SFN 10, 449(2010), Published by EDP Sciences
- [14] S. Nicaise, *Analyse numérique et équations aux dérivées partielles*, Dunod, (2000).
- [15] J. Rappaz, M. Picasso, *Introduction à l'analyse numérique*, Presses Polytechniques et Universitaires Romandes (1998).
- [16] T. E. Feuchtwang, Phys. Rev. 155, 731(1967).
- [17] J. Szeftel, A. Khater, J. Phys. C: Solid State Phys. 20, 4725 (1987).
- [18] J. Szeftel, A. Khater, F. Mila, S. Datato and N. Auby, J. Phys. C: Solid State Phys. 21, 2113 (1988).
- [19] A. Virilouvet, H. Grimech, A. Khater, Y. Pennec, K. Maschke, J. Phys. : Condens. Matter 8, 7589 (1996).
- [20] A. Khater, B. Bourahla and R Tigrine, J. Phys. Conference Series 92, 012032 (2007).
- [21] Y. Pennec and A. Khater, Surf. Sc. 348, 82 (1996).
- [22] B. Bourahla a, A. Khater, R. Tigrine, Thin Solid Films 517, 6857 (2009).
- [23] B. Bourahla, Thèse de Doctorat, Université M. Mammeri (2007).
- [24] M. Belhadi, R. Chadli, A. Khater and M. Abou Ghantous, Eur. Phys. J. Phys 37, 25 (2007).
- [25] L. Dobrzynski, Surf. Sci. Reports 6, 119 (1986).
- [26] B. Bourahla, Thèse de doctorat, Université de Tizi Ouzou (2007).
- [27] F Boumeddine, Thèse de doctorat, Université de Tizi Ouzou (2010).
- [28] D. Ghader, V. Ashokan, M. Abou Ghantous, A. Khater, Eur. Phys J. B 86, 180 (2013).

- [29] F. Gagel, K. Maschke, *Physica Status Solidi (b)* 205, 363 (1998).
- [30] C. Berthod, F. Gagel, K. Maschke, *Phys. Rev. B* 50, 18299 (1994).
- [31] L. Néel, *C. R. Acad. Sci. Paris*, 237, 1468 (1953).
- [32] D. Navas, C. Nam, D. Velazquez and C. A. Ross, *Phys. Rev B* 81, 224439 (2010).
- [33] J. Szeftel and A. Khater, *Phys. Rev. C: Solid state Phys.* 20, 4725 (1987).
- [34] T. E. Feuchtwang, *Phys. Rev.* 155, 731 (1967).
- [35] M. Marcus, *The College Mathematics Journal* 21, 130 (1990).
- [36] D. G. Luenberger, *Linear and nonlinear programming*, 2nd edition, Kluwer, (2003).

Chapitre II

Spectres magnétiques en volume et en surface des matériaux ferromagnétiques : Application au Fe et Ni

Introduction

Les matériaux de base de l'électronique de spin sont les métaux magnétiques 3d, principalement le fer, le nickel, le cobalt et leurs alliages. Au début de ce chapitre, nous exposerons quelques propriétés de ces matériaux en volume et en surface. Ensuite, nous donnerons les résultats obtenus pour l'étude dynamique d'ondes de spins de Fer et de Nickel en volume et en surface ; à savoir les courbes de dispersion en volume et les états localisés des magnons en surface.

II.1 Propriétés des métaux magnétiques 3d

II.1.1 Généralités sur les métaux de transition et l'origine du magnétisme

L'application du modèle des électrons localisés au magnétisme du Fer, du Nickel et du Cobalt, a permis d'obtenir les moments à saturation respectivement $4\mu_B$, $3\mu_B$ et $2\mu_B$; en fait, il est bien connu que le moment expérimental du Fer est de $2,226 \mu_B$, celui du Nickel de $0,619 \mu_B$ et celui du Cobalt de $1,729 \mu_B$ [1-2].

L'interprétation de ces valeurs non entières des moments est fournie par le modèle des bandes, appelée encore modèle des électrons itinérants.

Le niveau d'énergie de la sous-couche électronique 3d, responsable du magnétisme, était légèrement supérieur à celui de la sous-couche de conduction 4s ; les électrons 3d peuvent se déplacer relativement librement d'un ion à un autre dans le réseau cristallin. En traitant collectivement les électrons 3d et 4s dans le milieu potentiel périodiquement variable, créé par les ions positifs restants aux nœuds du réseau cristallin, on montre que les niveaux énergétiques possibles des électrons de la couche de conduction sont étalés dans une bande continue de plusieurs électronvolts. La direction privilégiée d'orientation des moments magnétiques est déterminée par l'interaction existant entre ces électrons et le réseau. On considère séparément les électrons de spins+ et ceux de spins- ; chaque bande est ainsi décomposée en deux demi-bandes. L'interaction d'échange entre entraîne un décalage en énergie de ces demi-bandes, celle de spins+ étant plus basse, pour 3d, que celles de spins-. Les énergies de ses quatre demi-bandes chevauchent largement de sorte que, lorsque ces

électrons occupent progressivement les états énergétiques, en commençant par les plus bas. Ils remplissent simultanément les quatre demi-bandes. Lorsque tous les électrons ont été casés, les quatre demi-bandes sont remplies jusqu'au même niveau, nommé niveau de Fermi, et la répartition des électrons entre ces quatre demi-bandes ne correspond pas à un nombre entier d'électrons ; elle est indiquée pour le Fer, le Cobalt et le Nickel dans le tableau II.1.

| Eléments | Répartition des électrons | | | | Moment à saturation absolue M_0 | |
|----------|---------------------------|--------|--------|--------|-----------------------------------|----------------------------|
| | $4s^+$ | $4s^-$ | $3d^+$ | $3d^-$ | Calculé (en μ_B) | expérimental (en μ_B) |
| Fer | 0,45 | 0,45 | 4,7 | 2,4 | 2,3 | 2,226 |
| Cobalt | 0,35 | 0,35 | 5,0 | 3,3 | 1,7 | 1,729 |
| Nickel | 0,30 | 0,30 | 5,0 | 4,4 | 0,6 | 0,619 |

Tableau II.1 : Répartition des électrons $3d$ et $4s$ du Fer, du Nickel et du Cobalt, et détermination du moment à saturation absolue.

II.1.2 Propriétés chimiques des métaux de transition

Tous les éléments de transition sont des métaux. Ils sont presque tous durs, à haute température de fusion et d'ébullition. Ils conduisent bien la chaleur et l'électricité. Certains sont des aimants (Fer, Cobalt, Nickel). Ils forment de nombreux alliages entre eux et avec d'autres métaux, notamment avec les lanthanides. La plupart sont attaqués par les acides mais il existe aussi des métaux « nobles » non attaqués (Cu, Ag, Au). Leurs propriétés chimiques sont déterminées par la sous-couche d.

Les énergies d'ionisation sont relativement faibles et donc les degrés d'oxydation sont nombreux. Ils peuvent monter jusqu'à 8 dans la deuxième et la troisième ligne (Ru, Os).

Les électrons d sont très sensibles à l'environnement chimique. Les niveaux d'énergie, dégénérés dans l'ion libre, vont être séparés dans un environnement cristallin ou moléculaire (complexes). L'environnement des voisins est appelé sphère de coordination. La levée de dégénérescence est déterminée par la symétrie du site (octaédrique, tétraédrique, ...). Son importance augmente de la première ligne à la troisième. De nombreuses géométries sont possibles car la sphère de coordination est souvent très plastique. La description de ces phénomènes peut se faire de manière purement ionique (modèle du champ cristallin) ou moléculaire (théorie du champ des ligands).

La sous-couche d incomplète et les règles de Hund (l'état le plus stable est celui de plus haute multiplicité de spin) permet l'existence de composés magnétiques extrêmement divers, avec un spin maximum $S = 5/2$ pour le manganèse (II) ou le fer (III).

La couleur est une autre des propriétés remarquables des ions des éléments de transition. Lorsqu'un complexe de transition est éclairé, il peut être excité : transitions électroniques entre orbitales d séparées en énergie par le champ des ligands (interdites dans les complexes centro-symétriques donc couleurs peu intenses), entre ligands et métal ou entre métal et ligand (souvent autorisées, couleurs intenses). Le champ des ligands a une forte influence sur les niveaux d'énergies des orbitales d donc sur les couleurs.

II.1.3 Effets de surface

Pour un atome situé à la surface, le nombre de coordination, c'est-à-dire le nombre de premiers voisins, est plus faible que celui dans le matériau massif. Ceci a pour conséquence une réorganisation locale de la densité électronique qui s'accompagne d'une diminution de la largeur des bandes d au voisinage de la surface [3]. Ce rétrécissement des bandes d peut être accompagné de l'apparition d'états de surface. Ces effets ont pour conséquence de modifier fortement la densité d'états au niveau de Fermi, ainsi que le moment magnétique des atomes de surface. Le tableau I.1 compare les moments magnétiques en volume et en surface des métaux de transition magnétiques $3d$: le moment est toujours plus élevé en surface. On remarque que le moment magnétique est moins important pour les surfaces denses (110 pour le fer, (111) pour le cobalt et le nickel), que pour les surfaces « moins compactes » (100). Les moments magnétiques des couches libres sont en général plus élevés que ceux des métaux massifs [4-7].

| Elément | Cr (cc) | Fe (cc) | Co (cfc) | Ni (cfc) |
|---------------|---------|---------|----------|----------|
| Surface (100) | 2,49 | 2,98 | 1,95 | 0,68 |
| Surface (110) | | 2,65 | | |
| Surface (111) | | | 1,82 | 0,63 |
| Volume | 0,59 | 2,2 | 1,76 | 0,56 |

Tableau II.2 : Moments magnétiques en unité ($\mu\text{B}/\text{atome}$) des métaux de transition $3d$.

Au fur et à mesure que la dimensionnalité et la coordination sont réduites, le moment magnétique approche la valeur obtenue pour l'atome libre. Ainsi, lorsqu'on passe du matériau

massif à la surface (001) puis à la chaîne linéaire puis à l'atome isolé, le moment magnétique prend les valeurs données au Tableau II.3 :

| Elément | Matériau massif | Surface (100) | Chaîne linéaire | atome libre |
|----------|-----------------|---------------|-----------------|-------------|
| Fe (cc) | 2.25 | 2.98 | 3.36 | 4.0 |
| Ni (cfc) | 0.56 | 0.68 | 1.10 | 2.0 |
| Cr (cc) | 0.89 | 2.49 | ----- | 4.0 |
| Co (cfc) | 1.65 | 1.86 | ----- | 3.0 |

Tableau II.3 : Moments magnétiques en unité ($\mu\text{B}/\text{atome}$) des métaux de transition $3d$ dans différents environnements.

II.2 Propriétés de Fer et de Nickel

II.2.1 Le fer

Le Fer est connu depuis l'antiquité. Etymologie du nom : vient du latin *ferrum* signifiant fer. Le fer est un métal gris-blanc, malléable et ductile. Sur les surfaces exposées à l'air humide se forment des oxydes bruns-rouges. Les alliages de fer (aciers) sont très résistants ; il est ferromagnétique. Le fer en poudre s'enflamme. C'est le quatrième élément par ordre d'importance sur terre. Le fer est obtenu dans des hauts fourneaux en disposant des couches de chaux, de coke, de minerai de fer et en introduisant de l'air ou de l'oxygène en bas du haut fourneau. Le fer est le métal le plus communément utilisé. Il constitue plus de 90% des métaux raffinés dans le monde. Les oxydes de Fer sont employés dans les bandes magnétiques et les disquettes. Il peut se trouver sous plusieurs structures cristallines en fonction de la température :

- dans les conditions normales de pression et de température c.à.d. en dessous de 912°C , c'est un solide cristallin de structure cubique centré appelé Fer α (alpha) ; ou ferrite ; il se présente dans état stable et pur. Il est doux, très malléable et très magnétique.

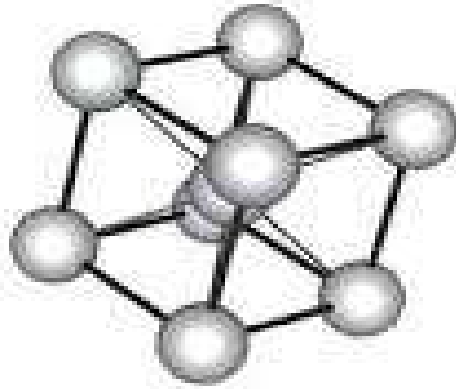


Fig.I.1 : Représentation de la structure de Fer α .

- à partir de 912 °C, il devient cubique à faces centrées appelé Fer γ (gamma) ou austénite. Il possède un état stable entre 912°C et 1400°C. Il est paramagnétique

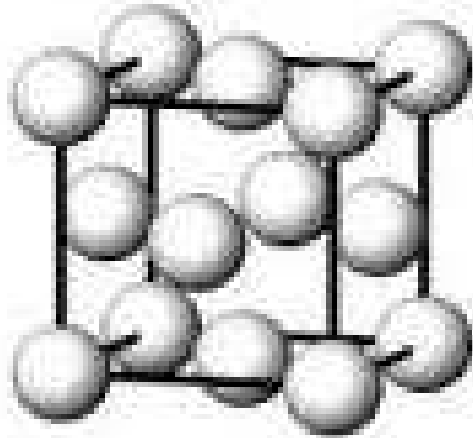


Fig.I.2 : Représentation de la structure de Fer γ .

- au-delà de 1 394 °C, il redevient cubique centré (fer δ) ;
- il fond à 1 538 °C ;
- il peut aussi se transformer en fer ϵ (structure hexagonale compacte) à température ambiante à 130 kilo bars.

Les caractéristiques atomiques, les propriétés physiques et thermiques du Fer sont représentées sur les tableaux suivants :

| | |
|----------------------------|--------------------------------------|
| Nombre atomique | 26 |
| Groupe | 8 |
| Période | 4 |
| Configuration électronique | [Ar] 3d ⁶ 4s ² |
| Nombre d'oxydation | +2, +3 |
| Électronégativité | 1.83 |
| Rayon atomique / pm | 124.1 |
| Masse atomique relatives | 55.845 ± 0.002 |

Tableau II.4 : Caractéristique atomiques de Fer.

| | | |
|---|------|---------|
| Densité / g dm ⁻³ : | 7874 | (293 K) |
| Volume molaire/ cm ³ mol ⁻¹ : | 7.09 | (293 K) |
| Résistivité électrique / μΩcm: | 9.71 | (293 K) |

Tableau II.5 : Propriétés physiques du Fer.

| | |
|--|--------|
| Conductibilité thermique / W m ⁻¹ K ⁻¹ | 80.2 |
| Point de fusion / °C | 1538 |
| Point d'ébullition / °C | 2861 |
| Enthalpie de fusion / kJ mol ⁻¹ | 14.9 |
| Enthalpie d'évaporation / kJ mol ⁻¹ | 340.2 |
| Chaleur d'atomisation / kJ mol ⁻¹ | 413.96 |

Tableau II.6 : Propriétés thermiques du Fer.

II.2.2 Le Nickel

Le Nickel a été découvert par Axel Fredrik Cronstedt (SE) en 1751. Le Nickel est un métal gris-argent dure mais malléable. Il réagit avec les acides mais pas avec les bases. Il peut être rendu brillant par polissage. Dans les conditions habituelles il ne réagit pas avec l'air humide. On trouve le nickel dans le minerai de pentlandite. Le Nickel est utilisé dans l'argenture par électrolyse et, du fait de sa résistance à la corrosion, dans les alliages. On s'en sert également dans les accumulateurs nickel-cadmium, comme catalyseur et pour les pièces de monnaie.

Il se cristallise selon une structure cubique à faces centrées.

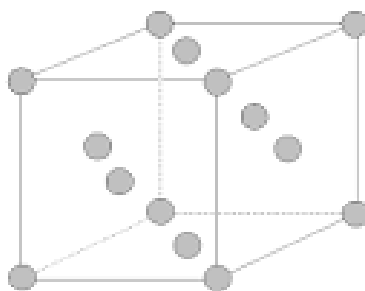


Fig.II.3 : Représentation de la structure de Nickel.

Les caractéristiques atomiques, les propriétés physiques et thermiques du Nickel sont représentées sur les tableaux suivants:

| | |
|---------------------------------------|------------------------------|
| Structure cristalline | cubique à toute face centrée |
| Dimension de la cellule unitaire / pm | a = 352.38 |
| Groupe d'espace | Fm3m |

Tableau II.7 : données cristallographiques du Nickel.

| | |
|----------------------------|--------------------------------------|
| Nombre atomique | 28 |
| Groupe | 10 |
| Période | 4 |
| Configuration électronique | [Ar] 3d ⁸ 4s ² |
| Nombre d'oxydation | +2, +3 |
| Électronégativité | 1.91 |
| Rayon atomique / pm | 124.6 |
| Masse atomique relatives | 58.6934 ± 0.0004 |

Tableau II.8 : Caractéristique atomiques du Nickel.

| | | |
|---|------|---------|
| Densité / g dm ⁻³ : | 8902 | (293 K) |
| Volume molaire/ cm ³ mol ⁻¹ : | 6.59 | (293 K) |
| Résistivité électrique / μΩcm: | 6.84 | (293 K) |

Tableau II.9 Propriétés physiques.

| | |
|---|-------|
| Conductibilité thermique / $\text{W m}^{-1}\text{K}^{-1}$ | 90.7 |
| Point de fusion / $^{\circ}\text{C}$ | 1455 |
| Point d'ébullition / $^{\circ}\text{C}$ | 2913 |
| Enthalpie de fusion / kJ mol^{-1} | 17.6 |
| Enthalpie d'évaporation / kJ mol^{-1} | 374.8 |
| Chaleur d'atomisation / kJ mol^{-1} | 46 |

Tableau II.10 : Propriétés thermiques.

II.3 Spectres magnétiques en volume des structures Fe et Ni

II.3.1 Le fer

$J_{Fe/Fe} = 1.432$ mRy (maillage *bcc*), $S_{Fe} = 2$.

Résultats obtenus

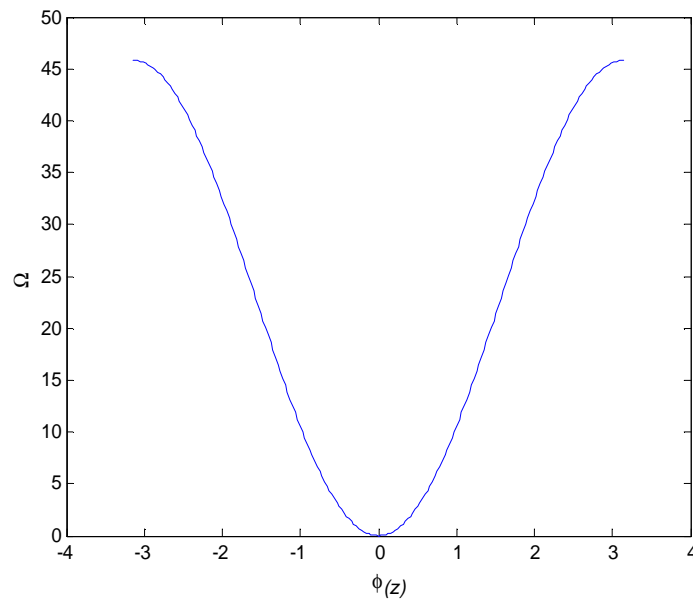


Fig.II.4 : Courbe de dispersion des magnons dans le fer.

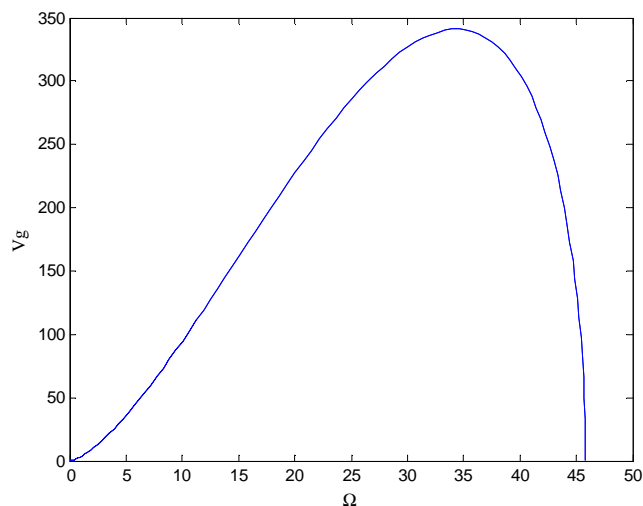


Fig.II.5 : Courbes de la vitesse de groupe des magnons dans le Fer.

II.3.2 Le Nickel

$J_{Ni/Ni} = 0.206$ mRy (maillage *cfc* [1]), $S_{Ni} = 1$.

Résultats obtenus

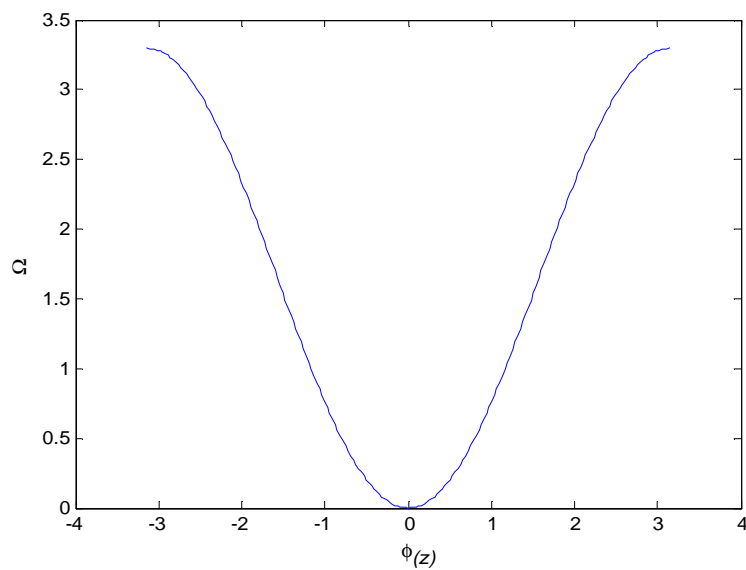


Fig.II.6 : Courbe de dispersion des magnons dans le Nickel.

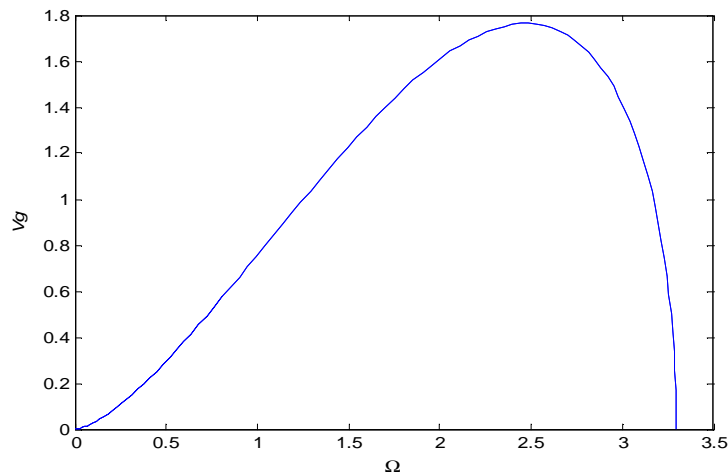


Fig.II.7 : Courbes de la vitesse de groupe des magnons dans le Nickel.

Interprétation des résultats

La représentation la mieux adaptée à la description des spins quantiques en interaction d'échange sur un réseau cristallin ferromagnétique, est celle de Heisenberg. En effet, en partant de cette représentation, nous avons abouti à la relation de dispersion.

La résolution de l'équation (I.30) pour une valeur de Z finie, donne accès mode propre Ω_v magnon du volume. Ceci a permis de représenter les courbes de dispersions des modes de magnon en fonction de $\varphi_z = q_z a$, lorsque q_z parcourt la première zone de Brillouin. Elles correspondent aux solutions $|Z| = 1$.

Sur les figures (fig II.1) et (fig II.3) nous avons présenté respectivement les courbes des dispersions pour le cas de fer de structure cubique centré, et le cas de nickel cubique face centré. On note que le mode de pression dans les deux cas est un mode acoustique, ($\Omega \rightarrow 0$ quand $\varphi_z \rightarrow 0$).

Sur les figures (fig II.2) et (fig II.4), nous avons représenté respectivement les courbes des vitesses de groupe pour le cas de fer de structure cubique centré, et le cas de nickel cubique face centré.

La vitesse de groupe correspond à la vitesse de déplacement du paquet d'onde. On constate que les deux vitesses ont la même allure, mais celles de Fe sont beaucoup plus grande par rapport à celle du Ni.

II.4 Spectres magnétiques en surface des structures Fe et Ni

On sait que les ondes de spins peuvent être quantifiées et /ou localisées lorsque l'objet qui les contient est de taille finie, la suite de ce travail est dans le but de déterminer les états localisés

dans le fer et le nickel semi-finis, et cela dans deux cas. Dans le premier cas, nous avons négligé l'anisotropie de surface ($An = 0$) et dans le deuxième nous l'avons prise égale à 20 % de l'intégral d'échange J .

II. 4.1 Etats localisés créés par la surface de Fe semi fini

Pour le fer nous avons obtenu pour une anisotropie de surface $An = 0$ les résultats représentés sur la figure suivante :

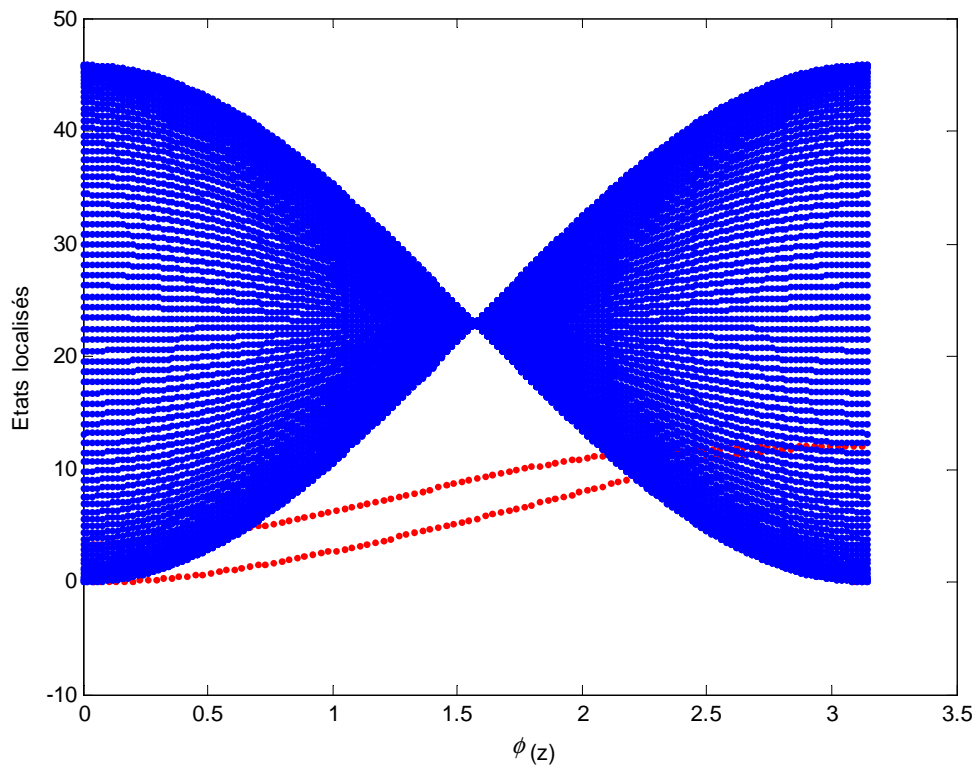


Fig.II.8 : Etats localisés en surface Fe pour $An = 0$.

Et pour $An = 20\%$ de J , nous avons obtenu les résultats suivants :

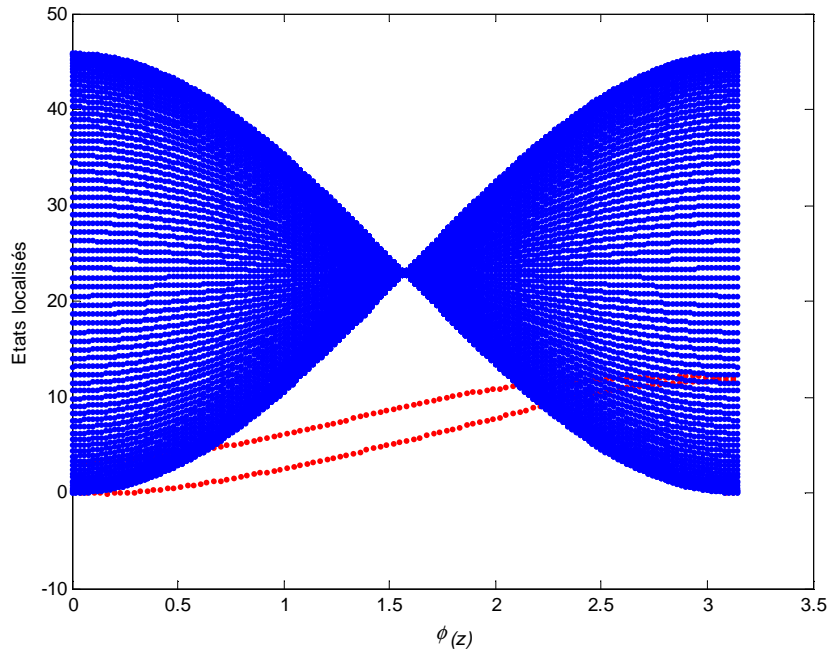


Fig.II.9 : Etats localisés en surface Fe pour $An = 20\%$ de J .

Pour mieux voir l'influence de l'anisotropie de surface, nous avons représenté, les états localisés pour les deux valeurs de l'anisotropie sur la même figure.

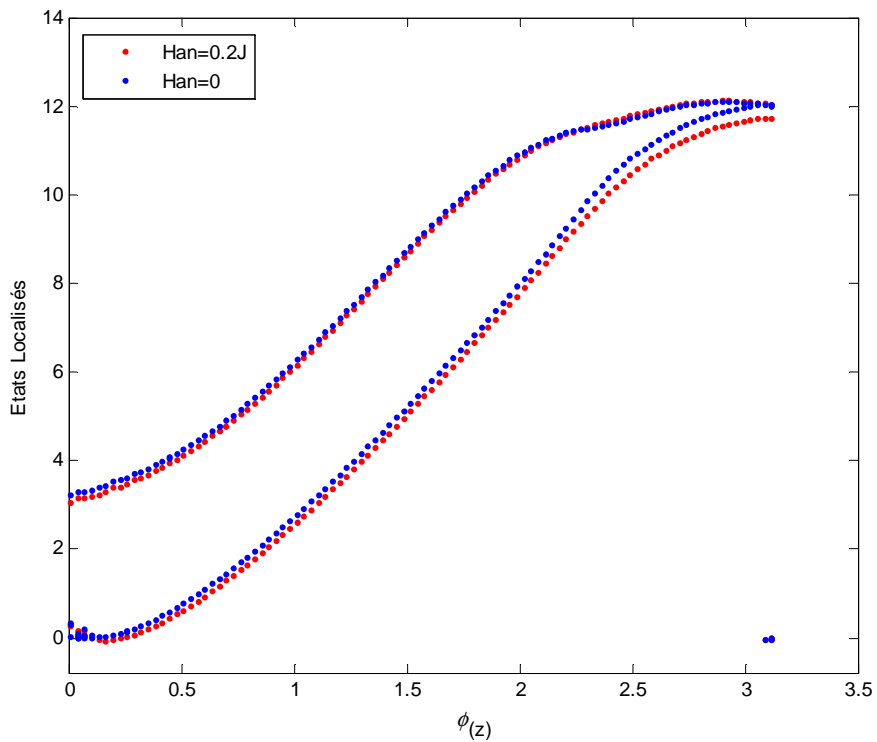
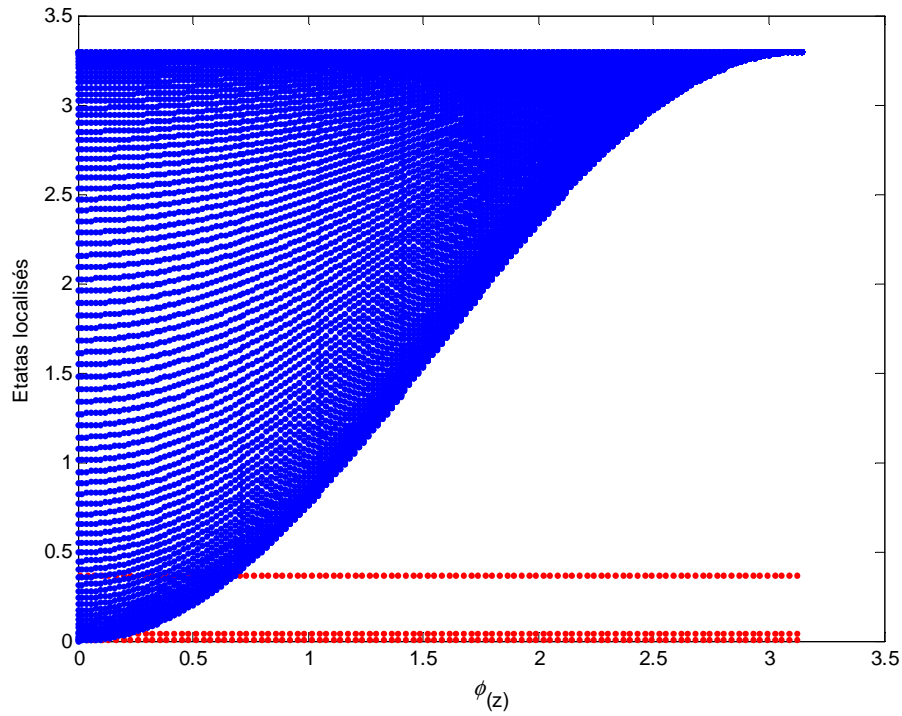
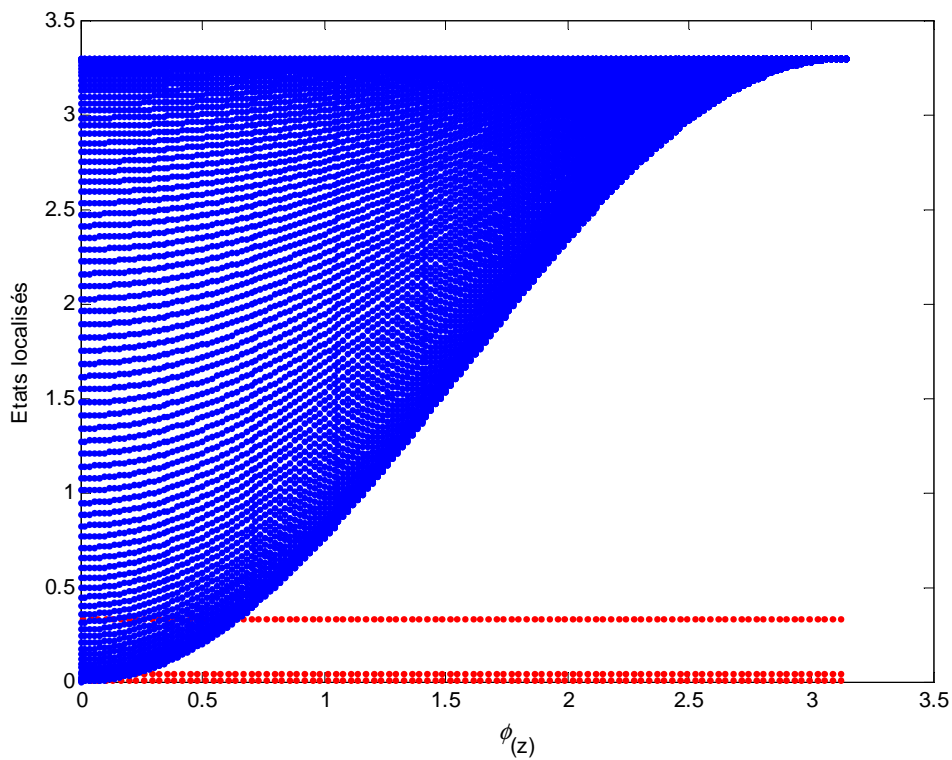


Fig.II.10 : Etats localisés en surface Fe pour ($An = 0\%$ et 20%) de J .

II.4.2 Etats localisés créés par la surface de Ni semi fini

Fig.II.11 : Etats localisés en surface Fe pour $An = 0$.Fig.II.12 : Etats localisés en surface Ni pour $An = 20\%$ de J .

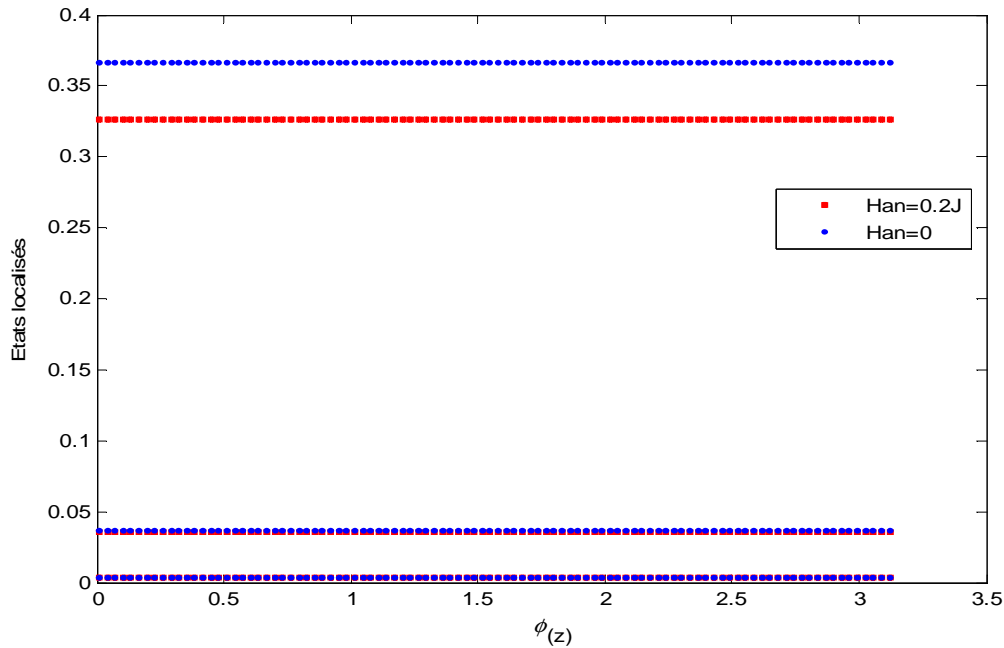


Fig.II.13 : Etats localisés en surface Ni pour ($An = 0\%$ et $An = 0.2\%$) de J .

Interprétation des résultats

Pour déterminer les états localisés de surface nous avons utilisé la méthode de raccordement.

Les états localisés sont déterminés par les solutions de l'équation (I.37), et nous avons considéré deux cas d'anisotropie magnétique ; le premier pour une anisotropie An nulle, et le deuxième pour une anisotropie An de l'ordre 20 % de l'énergie d'échange J .

Cas du Fe

Pour le Fe nous avons obtenu deux branches acoustiques, pour les deux cas d'anisotropie qui convergent à la limite de la première zone Brillouin (Fig II.8) et (Fig II.9).

Cas du Ni

Pour le Ni, nous avons obtenu trois branches d'états localisés d'énergies constantes, dont deux sont au dessous de la bande passante de volume de très faible énergie et la troisième se trouve à l'intérieure de la bande de volume (Fig II.11) et (Fig II.12).

Remarque : la présence d'anisotropie de surface ($An = 20\%$ de l'énergie d'échange J) que ce soit pour le Fe ou le Ni ne change ni le nombre de branches d'états ni leur allure, mais elle fait d'écarter ces branches vers les basses énergies (Fig II.10) et (Fig II.13).

Références du chapitre II

- [1] L. Néel, Comptes Rendus 237, 1468 (1953).
- [2] L. Neel, J. Phys. Radium 15, 225(1954).
- [3] H. Krakauer, A. J. Freeman and E. Wimmer, Phys. Rev. B 28, 610 (1983).
- [4] S. Ohnishi, A. J. Freeman and M. Weinert Phys. Rev. B 28 6741 (1983).
- [5] E. Wimmer, A. J. Freeman and H . Krakauer, Phys. Rev. B 30, 3113(1984).
- [6] C. L. Fu and A. J. Freeman Phys. Rev. B 33, 1755 (1986).
- [7] C. Li, A. J. Freeman and C. L. Fu J. Magn. Magn. Mater. 75, 53 (1988).
- [1] M. Pajda, J. Kudrnovsky, I. Turek, V. Drchal, and P. Bruno, Phys. Rev. B 64, 174402 (2001).
- [2] S. Khmelevskiy and P. Mohn, Phys. Rev. B 75, 012411 (2007).

Conclusion générale

Au cours de ces quarante dernières années, les matériaux et les alliages ferromagnétiques de Fer, Nickel et du cobalt forment la base de la révolution technologique dans le domaine de l'électronique qui, au sens large représente le marché mondial le plus important à l'heure actuelle. Bien qu'étant un champ de recherche très ancien ayant beaucoup aidé à la compréhension du magnétisme et des phénomènes qui lui sont reliés, reste un domaine de recherche très actif dans lequel de nouvelles découvertes sont régulièrement rapportées. Ceci est dû à la grande variété de phénomènes magnétiques possibles tels que les états magnétiques itinérants, localisés, frustrés où l'interaction entre ces diverses formes de magnétisme et de l'influence cruciale de la symétrie cristalline comme les surfaces, les interfaces et les défauts. D'autres champs de recherche très fondamentaux restent très actifs tels que l'étude de l'influence de l'anisotropie de surface sur les phénomènes magnétiques.

Les matériaux magnétiques restent toujours un sujet d'actualité, notamment via l'étude de la dynamique de spins dans ces matériaux et de leurs propriétés de magnéto-transport et ainsi que leur introduction dans les technologies, telles que la téléphonie mobile et l'enregistrement magnétique. Le panel des propriétés accessibles dépend en grande partie de l'anisotropie magnétique, laquelle est fonction de l'état structural, de la composition et du procédé d'élaboration. Ces matériaux magnétiques possèdent d'excellentes propriétés pour des applications hyperfréquences dans la gamme de fréquence du MHz au GHz.

L'étude des phénomènes magnétiques dans les matériaux étant un domaine, de la physique tant expérimentale que fondamentale, L'intérêt majeur de cette dernière réside dans sa capacité prédictive. En effet, la simulation peut être considérée comme une méthode puissante d'expérimentation virtuelle permettant la détermination des paramètres physiques pertinents et qui permet d'obtenir des informations d'une importance majeure dans l'élaboration de modèles théoriques permettant la compréhension des phénomènes étudiés. A leur tour, ces modèles théoriques (prédictifs) seront d'un intérêt stratégique lorsqu'il s'agira, à partir d'un prototype, de développer toute une nouvelle gamme de dispositifs sans avoir recours à de longues années de recherches expérimentales.

Dans ce travail de mémoire, nous avons étudié en premier lieu la dispersion des magnons en volume dans le Fer et le Nickel parfaits, nous avons obtenu un seul mode acoustique pour les deux matériaux, mais on trouve que dans le Fer les magnons sont beaucoup plus énergétiques et leurs vitesses de groupe et beaucoup plus grande que celle de Nickel. Dans un deuxième lieu nous nous sommes intéressés à la dispersion des ondes spins en surface, nos résultats montrent la présence de deux états localisés au dessous de la bande

de volume pour les deux matériaux. Dans le Fer ces modes passent vers les hautes énergies, par contre pour le Nickel ces modes sont à la limite du niveau de Fermi. Nous avons aussi examiné l'influence de l'anisotropie de surface sur les états localisés, nos résultats montrent qu'en présence de l'anisotropie deux états localisés se rapprochent, dans les deux matériaux.

Malheureusement les surfaces réelles ne sont habituellement pas parfaitement planes. Ces surfaces, dites vicinales, sont en général légèrement désalignées par rapport à une direction cristallographique principale et, par conséquent, formées d'une succession de terrasses séparées par des marches. Ainsi Nous souhaitons le développement plus accru de notre approche théorique et numérique afin de prendre en considération l'étude de ces surfaces réelles d'autre part essayer de faire une étude plus approfondie, en introduisant les effets liés au couplage spin-orbite et tenir compte de l'influence de la température sur le transport magnonique. Cette dernière reste un problème mal compris en dépit de l'extrapolation des modèles simples, qui arrivent actuellement à expliquer la magnonique de façon satisfaisante à basse température ; mais s'avère incapable d'expliquer de manière cohérente la dépendance en température. Un effort fondamental s'impose donc sur ce plan.

Notre perspective la plus importante est d'étudier l'influence de défauts que ce soit de masses, positions atomiques, lacunes, dislocations, ..., dans ces matériaux sur les excitations magnétiques et l'application de notre approche à d'autres matériaux et alliages ainsi que les nano-objets. Et surtout étudier le comportement d'ondes de spins dans les nouveaux composés ayant des structures cristallines plutôt bidimensionnelles ou lamellaires qui sont récemment découvertes.