



REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE  
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE



**UNIVERSITE ABOU-BEKR BELKAID - TLEMCCEN**

# MEMOIRE

Présenté à :

FACULTE DES SCIENCES – DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

Pour l'obtention du diplôme de :

**MASTER EN PHYSIQUE**

Spécialité : Physique Théorique

Par :

**Melle Belkhatir Siham**

Sur le thème

---

## **Etude de l'influence d'un champ magnétique uniforme dans le modèle de Heisenberg à sites désordonnés**

---

Soutenue publiquement le 27/06/2018 devant le jury composé de :

Mr Benouaz Tayeb	Professeur	Université de Tlemcen	Président
Mr Bekhechi Smaïne	Professeur	Université de Tlemcen	Encadreur
Mr Merad Abdelkrim Elhasnaïne	Professeur	Université de Tlemcen	Examineur

*Laboratoire de Physique Théorique (LPT)  
13000 Tlemcen - Algérie*

# Sommaire

INTRODUCTION GENERALE.....	2
Références bibliographiques.....	4
CHAPITRE I GENERALITES SUR LE MAGNETISME.....	6
I- Magnétisme .....	6
II- Notions de quelques types de comportements magnétiques .....	6
II-1 Diamagnétisme .....	7
II-2 Paramagnétisme .....	8
II-3 Ferromagnétisme.....	8
II-4 Antiferromagnétisme.....	9
II-5 Ferrimagnétisme.....	10
III- Anisotropie magnétique .....	11
Références bibliographiques.....	12
CHAPITRE II Transitions de phases, Phénomènes Critiques et Universalité.....	14
I- Classification des transitions de phases : .....	14
I-1 Classification d'Ehrenfest.....	15
I-2 Classification de Landau.....	18
II- Brisure spontanée de symétrie : .....	20
III- Phénomènes critiques.....	20
IV- Universalité .....	22
V- Transition de phase ordre-désordre.....	23
Références bibliographiques.....	24
CHAPITRE III SYSTEMES DESORDONNES.....	26
I- Types de désordre .....	27
I-1 Désordre structural .....	27

I-2 Désordre substitutionnel .....	27
II- Les verres de spin.....	28
II-1 Le problème des propriétés critiques .....	30
II-2 Le problème du diagramme de phase.....	31
II-3 Scénario de chiralité de l'ordre expérimental de verre de spin.....	32
II-3-1 Chiralité .....	32
II-3-2 Vue d'ensemble du scénario .....	33
Références bibliographiques.....	35
<b>CHAPITRE IV Modèle de Heisenberg désordonnée 3D sous champ magnétique longitudinal externe .....</b>	<b>37</b>
I- Modèle d'Heisenberg.....	37
II- Simulation de Monte Carlo .....	37
II-1 Algorithme du heat-bath.....	38
IV- Présentation des résultats .....	40
Références bibliographiques.....	52
CONCLUSION GENERALE .....	53

## *Dédicaces*

*Je dédie ce travail à mes parents. Je n'aurais rien fait de tout cela sans votre amour et votre encouragement.*

*A mon frère Abdarrahim et mes sœurs Fati, Hayat et Aya Farah.*

*A mes amies Aida, Anissa et Amira.*

*A tous ceux qui me sont chers.*

## *Siham*

# *Remerciements*

*Je remercie tout d'abord Dieu tout puissant de m'avoir donné la force, la volonté, la patience et le courage et la connaissance très afin d'accomplir ce travail.*

*Un remerciement très particulier revient bien justement à mon encadreur le professeur M<sup>r</sup> **Smaine BEKHECHI** de l'Université de Tlemcen. Les mots ne manquent pour exprimer ma gratitude. Durant ces moins de mémoire à vos coté, j'ai l'impression d'avoir acquis une certaine confiance grâce à vous. J'ai énormément appris à vos cotés. Merci pour tout.*

*Je tiens aussi à remercier le professeur M<sup>r</sup> **Tayeb BENOUAZ** d'avoir présidé le jury.*

*Un autre remerciement revient au professeur M<sup>r</sup> **Abdelkrim Elhasnaïne MERAD** d'avoir accepté de juger mon travail.*

*Enfin, je tiens à remercier l'ensemble des enseignants de la physique Théorique.*

# INTRODUCTION GENERALE

# Introduction générale

---

## INTRODUCTION GENERALE

La physique statistique est une partie inachevée et très active de la physique [1]. Le but de la mécanique statistique est de prédire les propriétés macroscopiques des corps, en particulier leur propriétés thermodynamiques à partir de leur structure microscopique, Par exemple l'eau peut exister sous forme de vapeur (gaz), de l'eau (liquide) ou de la glace (solide), dont l'une est très différente de l'autre, bien que les éléments microscopiques sont toujours les même molécules de  $H_2O$ . Les propriétés macroscopiques les plus intéressantes pour la mécanique statistique sont celles relatives à l'équilibre thermodynamique. En conséquence, le concept d'équilibre thermodynamique occupe une position centrale dans le domaine [2, 3]. La physique statistique ne permet pas seulement calculer la dépendance en température des grandeurs thermodynamique, telles que les chaleurs spécifiques des solides par exemple, mais aussi des propriétés de transport et la conduction de la chaleur par exemple. De plus, la physique statistique dans sa forme moderne nous à donné une compréhension complète des transitions de second-ordre, et nous pouvons calculer les exposants d'échelles observés dans les expériences sur les transitions de phase [1].

D'un point de vue théorique, le modèle le plus simple pour décrire un système de spins en interactions est le modèle de Heisenberg, qui à été introduit en 1928. Ce modèle peut être considéré jusqu'à aujourd'hui comme le modèle de magnétisme le mieux compris. Le modèle suppose l'existence de moments permanents localisés qui interagissent entre eux par un mécanisme d'échange direct ou indirect. Par conséquent, ce modèle est mieux réaliser dans les isolateurs magnétiques tel que  $EuS, EuO, \dots$ [4, 5].

Au cours de ce travail, on s'intéresse à l'effet du champ magnétique longitudinal sur le modèle de Heisenberg à site désordonnée par la simulation de Monte Carlo.

Le mémoire qui suit est organisé en 4 chapitres :

Dans le premier chapitre, on décrit les différents états de magnétisme dans les matériaux.

Au deuxième chapitre on parle de phénomènes de transitions et la classification au sens d'Ehrenfest et Landau, et aussi on parle de l'universalité et les exposants critiques, et aussi les lois d'échelles qui les gouvernent.

Le troisième chapitre portera sur les systèmes désordonnés. Dans un premier temps nous commençons par introduire pourquoi nous devrions étudier les systèmes magnétiques désordonnées en donnant deux types de désordre. On verra ensuite brièvement des notions

# Introduction générale

---

liées aux systèmes désordonnés tel que les verres de spin et leurs problèmes et le scenario de la chiralité.

Le quatrième chapitre discute la simulation de Monte Carlo. La méthode numérique principale utilisée est la méthode du heat-bath, nous avons utilisé la théorie « finite size scaling » pour trouver les exposants critiques et la température critique de la phase chirale mixte sous champ magnétique uniforme longitudinal, et de prédire si la phase chirale persiste ou non.

Nous ferons enfin, une conclusion générale de nos recherches dans ce mémoire.

## Références bibliographiques

- [1] Y. Galperin, « statistical physics ». [WWW.uio.no/ yurig](http://WWW.uio.no/yurig).
- [2] L. Peliti, « Statistical Mechanics in a Nutshell ». Princeton University press, (2011).
- [3] H. Nishimori, «Statistical physics of spin glasses and information Processing : An Introduction », (2001)
- [4] J. Crangle, « Solid State Magnetism ». Springer Science & Business Media, (2012).
- [5] W. Nolting, A. Ramakanth, « Quantum theory of magnetism ». Springer Science & Business Media, (2009).

CHAPITRE I  
GENERALITES  
SUR LE  
MAGNETISME

## CHAPITRE I GENERALITES SUR LE MAGNETISME

### I- Magnétisme

Les phénomènes magnétiques ont toujours retenu l'attention, surtout à cause de leur action à distance. Qu'il s'agisse de notre existence quotidienne, on les retrouve partout, ils sont trouvés à toutes les échelles de dimension, depuis les particules élémentaires jusqu'aux amas de galaxies [1].

Le magnétisme est le domaine de la physique où on étudie les propriétés magnétiques dues aux moments magnétiques des particules qui constituent la matière. De la physique nucléaire à la physique de la matière condensée en passant par la physique atomique, les effets magnétiques jouent un rôle essentiel dans les propriétés observées [2]. Également le magnétisme étudie le champ magnétique, les propriétés magnétiques des matériaux et les interactions entre la matière et les champs. Le champ magnétique est un concept fondamental important du magnétisme, c'est un champ de forces qui décrit une propriété de l'espace dans le voisinage des charges en mouvement ou des aimants [3].

L'explication et la détermination de l'évolution de la structure magnétique d'un matériau nécessite de revenir à l'échelle atomique, puis au cristal. Pour comprendre l'origine du magnétisme atomique, il faut étudier le moment magnétique atomique provenant des électrons non appariés occupant les orbitales localisées des couches incomplètes. Ce moment magnétique est déterminé par le moment orbital. Plus explicitement, chaque électron d'un atome est caractérisé par un moment orbital  $L$  associé à son mouvement orbital et un moment intrinsèque ou spin  $S$ . Donc il existe deux sources de moment magnétique atomique ; le premier est le mouvement des électrons dans une orbite autour du noyau et l'autre est le mouvement du spin des électrons autour de son axe [4].

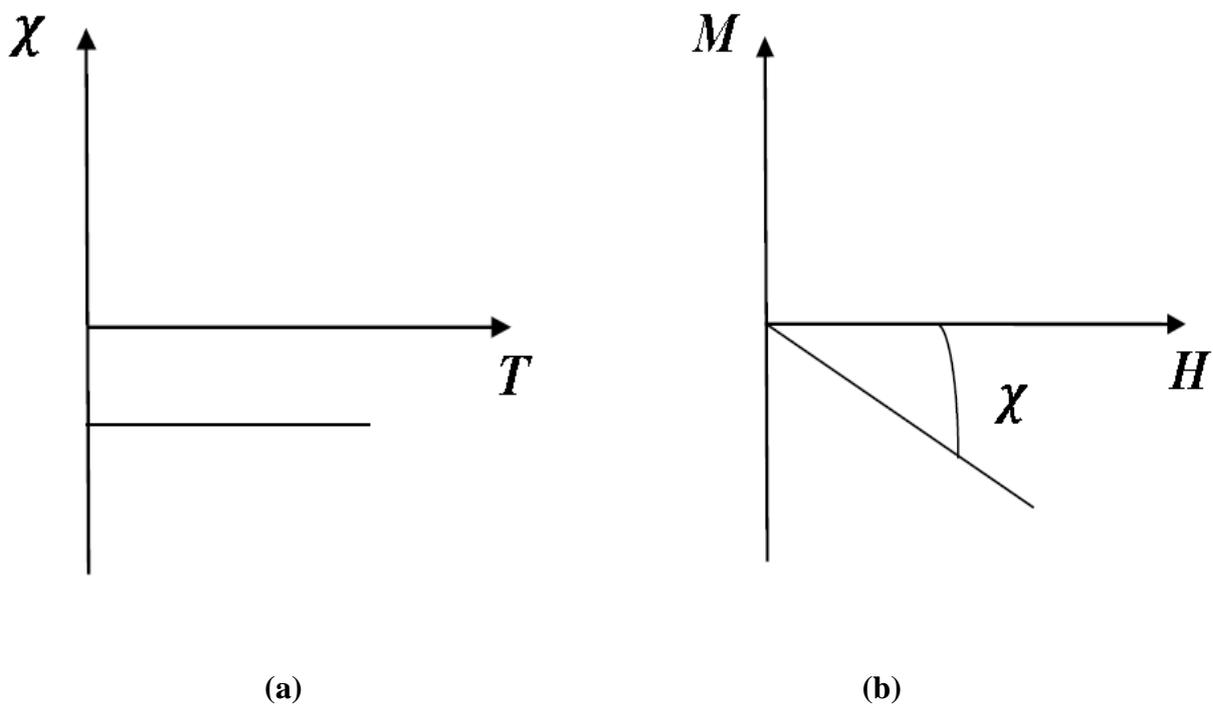
### II- Notions de quelques types de comportements magnétiques

Toutes les substances sont formés d'un ensemble d'atomes qui peuvent être soit non magnétiques soit magnétiques; pour le dernier cas, la direction et quelques fois le module des moments magnétiques peuvent dépendre de l'environnement particulier de chaque atome comme la nature et la position des atomes voisins, la température et les champs magnétiques appliqués. Donc, nous allons exposer les différents types de comportement magnétiques, ces types sont les suivantes : paramagnétisme, diamagnétisme, antiferromagnétisme, ferromagnétisme et ferrimagnétisme.

**II-1 Diamagnétisme**

Le diamagnétisme caractérise les substances qui ne comportent que des atomes non magnétiques ; leur aimantation induite par le champ, est faible et opposée au champ extérieur [1]. Lorsque le champ n'est plus appliqué, l'aimantation disparaît, le diamagnétisme est un phénomène qui apparaît dans toute la matière atomique, mais il est masqué par les effets du paramagnétisme ou du ferromagnétisme, quand ils coexistent avec lui dans le matériau.

La susceptibilité magnétique des matériaux diamagnétiques est négative et varie entre  $-10^{-6}$  et  $-10^{-5}$  tels que le cuivre, le carbone [1, 4]. Enfin la susceptibilité d'un matériau diamagnétique reste constante quand la température varie (figure I-1)

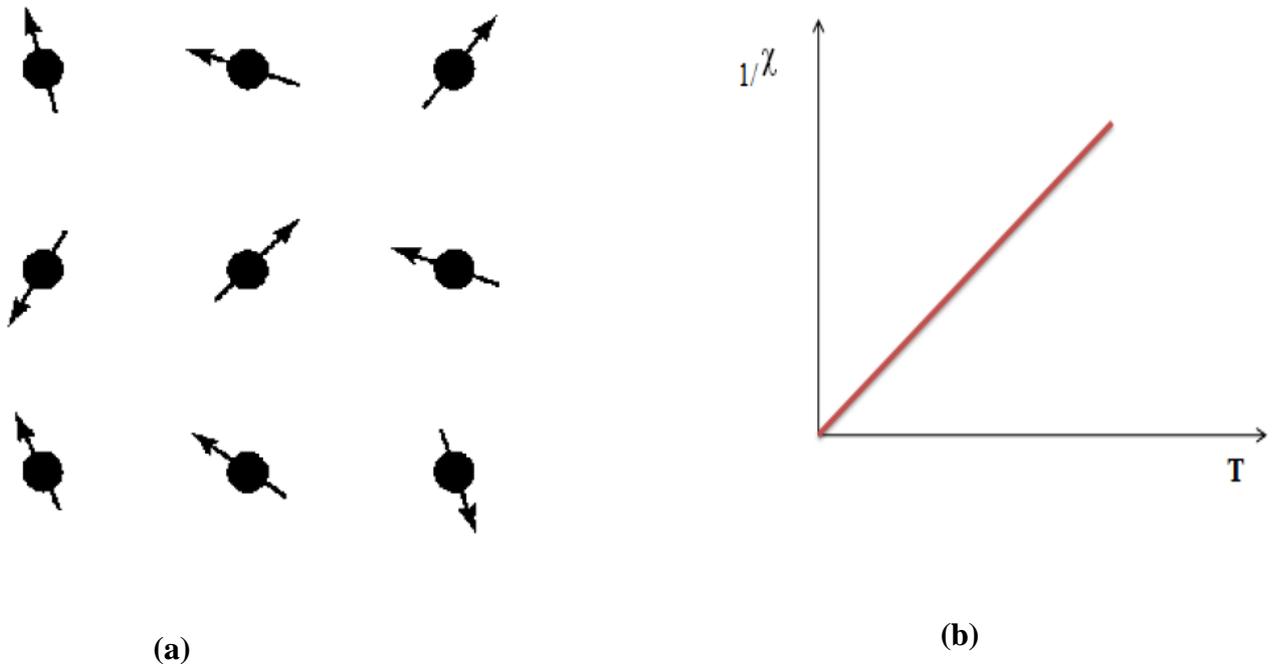


**Figure I-1 :**  
(a) Variation thermique de la susceptibilité  
(b) L'aimantation en fonction du champ magnétique externe

**II-2 Paramagnétisme**

Le magnétisme des substances paramagnétiques provient des moments magnétiques permanents portés par tout ou partie des atomes. Ces moments n'interagissent pratiquement pas entre eux et peuvent s'orienter librement dans toutes les directions, nous parlons donc de paramagnétisme des atomes libres. Sous l'effet d'un champ magnétique, la valeur moyenne de l'orientation des moments est modifiée et une aimantation induite parallèle au champ apparaît [1]. Cette aimantation est plus faible que la température est élevée.

La susceptibilité initiale positive, et décroît lorsque la température augmente (figure I-2(b)) [3], elle est également de l'ordre de  $10^{-6}$  et  $10^{-3}$ .



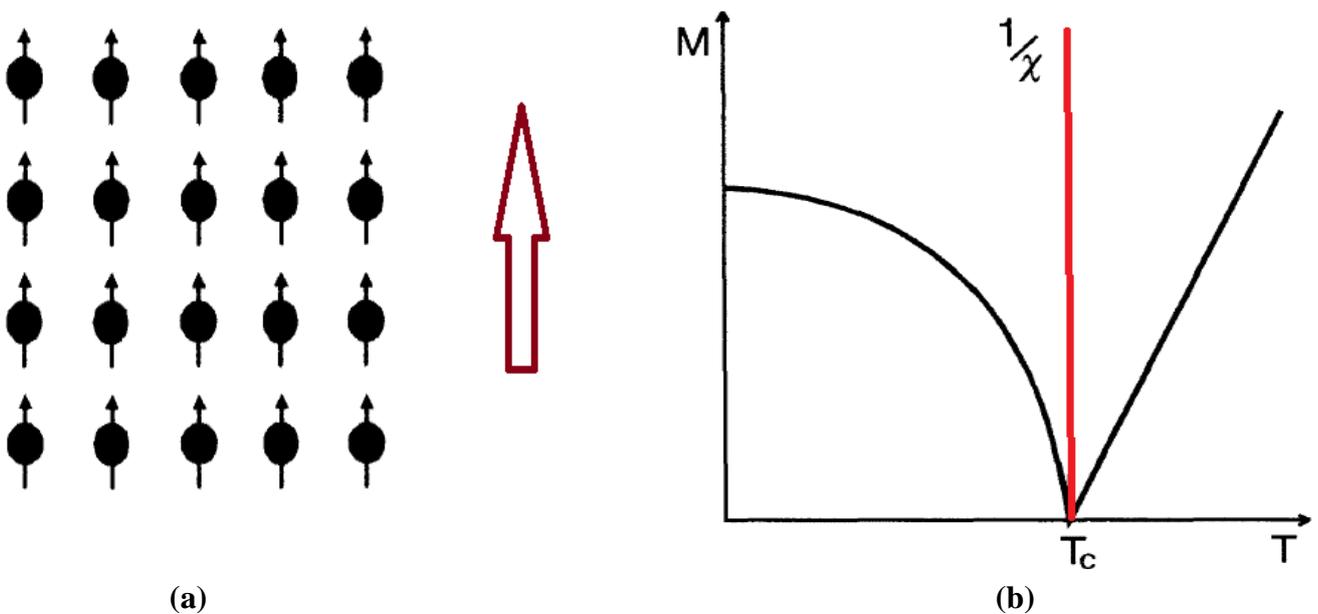
**Figure I-2 :**  
 (a) Réseau de spin [1].  
 (b) Variation thermique de l'inverse de la susceptibilité.

**II-3 Ferromagnétisme**

Le ferromagnétisme est un comportement des matériaux qui possèdent un moment magnétique non nul, ou « aimantation spontanée », sans l'effet d'un champ magnétique extérieur [5]. Cet ordre disparaît au-dessus d'une certaine température, appelée température de

Curie ( $T_c$ ), à haute température l'agitation thermique conduit à une susceptibilité similaire à celle d'un paramagnétique : c'est la loi de Curie-Weiss (figure I-3(b)) [1]. Des exemples des ferromagnétiques sont les éléments : fer, nickel.

Les matériaux ferromagnétiques capables de garder une aimantation même en l'absence de champ magnétique extérieur.

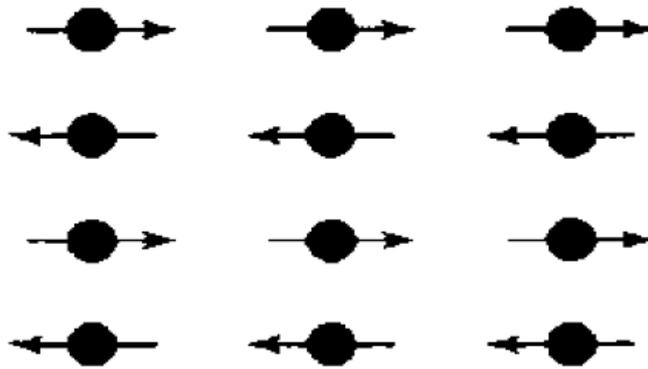


**Figure I-3 :**

- (a) Les moments magnétiques de chaque atome s'alignent avec le champ magnétique extérieur.  
 (b) Variation thermique de l'aimantation et de l'inverse de la susceptibilité.

#### II-4 Antiferromagnétisme

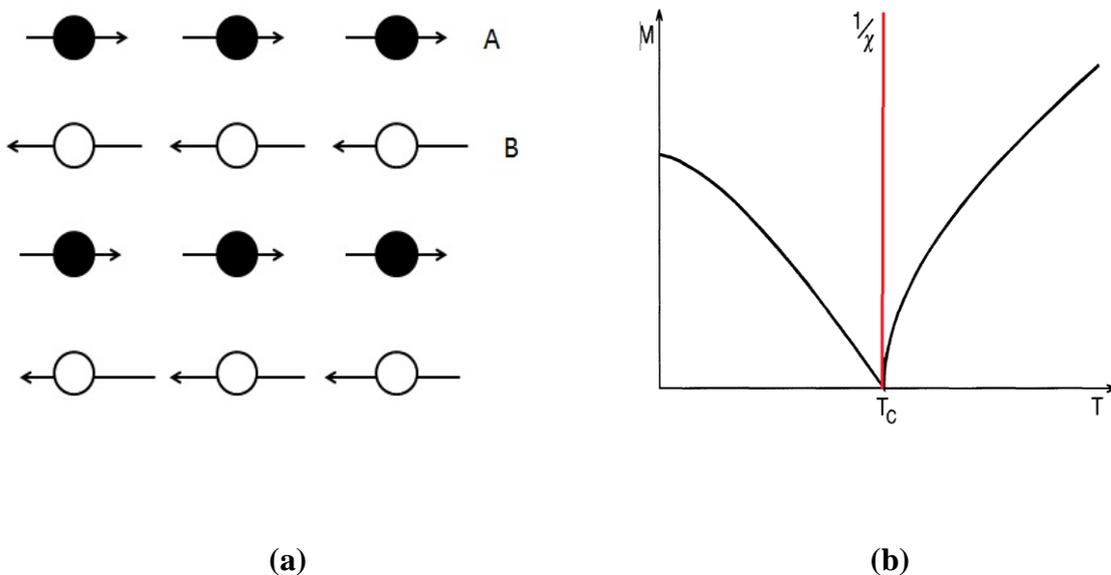
L'antiferromagnétisme est un magnétisme faible similaire au paramagnétisme dans le sens où la susceptibilité est faible et positive. Cependant la variation thermique de l'inverse de la susceptibilité, présente un minimum à la température dite température de Néel  $T_N$ [1]. Contrairement aux matériaux ferromagnétiques, l'interaction d'échange entre les atomes voisins conduit à un alignement antiparallèle des moments magnétiques atomiques. L'aimantation totale est alors nulle. L'arrangement antiparallèle des moments individuels est la conséquence d'interactions entre les atomes voisins (c'est les interactions d'échange négatives).



**Figure I-4 :**  
*Réseau de spin [1].*

**II-5 Ferrimagnétisme**

Dans un corps ferrimagnétique, le couplage d'échange entre deux particules plus proches voisins peut favoriser un alignement antiparallèle, mais puisque les moments magnétiques voisins ne sont pas identiques, leurs moments globaux ne sont pas nul. Comme pour les antis ferromagnétiques ils ont des deux sous-réseaux de moments magnétiques opposés, mais cette fois d'amplitudes différentes : il n'ya alors plus compensation exacte de l'aimantation des deux sous-réseaux. Il en résulte au dessous da la température  $T_c$ , une aimantation spontanée (figure I-5(b)).



**Figure I-5 :**  
*(a) Réseau de spins.*  
*(b) Variation thermique de l'aimantation et de l'inverse de la susceptibilité.*

### III- Anisotropie magnétique

Un modèle est dite *isotrope* s'il est invariant par rapport à une rotation globale arbitraire des spins dans l'espace [2]. Les matériaux ferromagnétiques cristallins présentent des directions d'aimantation difficiles et faciles, ce que l'on appelle l'*anisotropie magnétique*. C'est l'anisotropie magnétique qui détermine l'orientation de l'aimantation à l'état rémanent d'un ferromagnétique [6].

En principe, il y a deux sources principales qui donnent lieu à l'anisotropie magnétique, l'une est l'interaction dipolaire magnétique et l'autre l'interaction spin-orbite.

- L'interaction dipolaire est une interaction d'ordre à longue portée et dépend de la forme de l'échantillon.

La contribution de l'anisotropie de l'interaction dipolaire est souvent appelée anisotropie de la forme.

- L'interaction spin-orbite décrit le couplage entre le spin des électrons et leur mouvement orbital [6].

Dans les cristaux réels, à cause des anisotropies on observe souvent une direction préférentielle des spins. Donc il est important d'inclure dans le Hamiltonien selon le cas un terme d'anisotropie particulier [2].

## Références bibliographiques

- [1] ET. De Lacheisserie, « Magnétisme : Fondements, tome I ». EDP Sciences, (2000).
- [2] H. Diep, « Physique de la matière condensée ». Dunod, (2003).
- [3] A.P Guimaraes, « Magnetism and Magnetic Resonance in Solids ». Wiley, (1998).
- [4] M. Arejdal, « Theoretical study of the magnetic properties and the magnetocaloric effect of materials (Dendrimer models) and magnetic refrigeration materials (MnAs/MnBi) ». Thèse de Doctorat. Université Mohammed V, Faculté des Sciences-Rabat, (2017).
- [5] N.W Ashcroft, N. D. Mermin, « Physique des solides ». EDP Sciences, (2012).
- [6] F. Gustavsson, « Properties of Fe/ZnSe Heterostructures ». Université d'Uppsala, (2002).

# CHAPITRE II

## Transitions de phases, Phénomènes Critiques et Universalité

# CHAPITRE II Transitions de phases, Phénomènes Critiques et Universalité

Les transitions de phase sont parmi les domaines les plus importants non seulement en physique de la matière condensée mais également dans d'autres branches comme la chimie et la biologie [1]. On les rencontre dans la nature (comme exemple la condensation de gouttes d'eau dans les nuages), ou dans les expériences quotidiennes, ils sont mis en œuvre également dans de nombreux systèmes techniques procédés industriels [2].

Physiquement une transition de phase c'est le point dans l'espace des paramètres, où les propriétés physiques d'un système à plusieurs particules subit un changement soudain par exemple, c'est la transition de la phase paramagnétique vers la phase ferromagnétique. Mathématiquement une transition de phase est le point dans l'espace des paramètres où l'énergie libre ou ses dérivées deviennent singulières ou discontinues dans la limite thermodynamique.

Tous les systèmes ne représentent pas obligatoirement une transition de phase. Généralement, l'existence d'une transition de phase dépend des paramètres généraux tels que la dimension de l'espace, la nature de l'interaction entre les particules et la symétrie du système. Pour les systèmes de spins, on peut les expliquer brièvement ici. En une dimension, on ne trouve pas une transition de phase à température non nulle pour les systèmes où les interactions sont à courte portée quelque soit le modèle de spin l'ordre à longue portée est détruit dès que la température est différente de zéro. Par contre, en deux dimensions le modèle de spin d'Ising a une transition de phase à une température de transition  $T_c$  non nulle. En trois dimensions, tous les modèles de spin possèdent en général une transition de phase à  $T_c \neq 0$  [1], de plus une transition se manifeste par une série de phénomènes physiques qui lui sont associés [2].

### I- Classification des transitions de phases :

On peut distinguer deux types de transitions de phases : les transitions avec chaleur latente d'une part, les transitions sans chaleur latente d'autre part. C'est une classification de nature thermodynamique [2], La première tentative pour décrire de manière unifiée les phénomènes de transitions de phase à été faite par *Ehrenfest* [3], ensuite est apparue avec *L.D.Landau*, une notion très importante de brisure de symétrie, qui correspond à une classification différente. Mais il faut noter que ces différentes classifications ne se recouvrent pas exactement, mais toutes évidemment, présentent leur intérêt propre [4].

### I-1 Classification d'Ehrenfest

Il existe au moins deux types de transitions de phases : en tout point de la courbe de coexistence liquide-vapeur d'un fluide, on remarque une chaleur latente de transition de phase. Ceci n'est plus vrai au point critique car on passe continument de la phase liquide à la phase gazeuse sans chaleur latente.

Pour ordonner les transitions de phases, *Ehrenfest* a été conduit à proposer en 1933 la classification suivante :

Une transition de phases est d'ordre  $n$  si la fonction de potentiel thermodynamique  $G$  et ses dérivées jusqu'à l'ordre  $n-1$  sont continues, tandis qu'une des dérivées d'ordre  $n$  au moins est discontinue [5, 3].

#### a-Transition de phase du premier ordre :

Une transition sera dite du premier ordre si sa fonction de potentiel  $G$  est continue et que ses dérivées premières sont discontinues (figure II-1), comme l'entropie  $S$  et la densité. La chaleur latente  $L = T\Delta S$  est associée à la transition [5]. Ainsi on a :

$$S = -(\partial G / \partial T)_P \quad (\text{II-1})$$

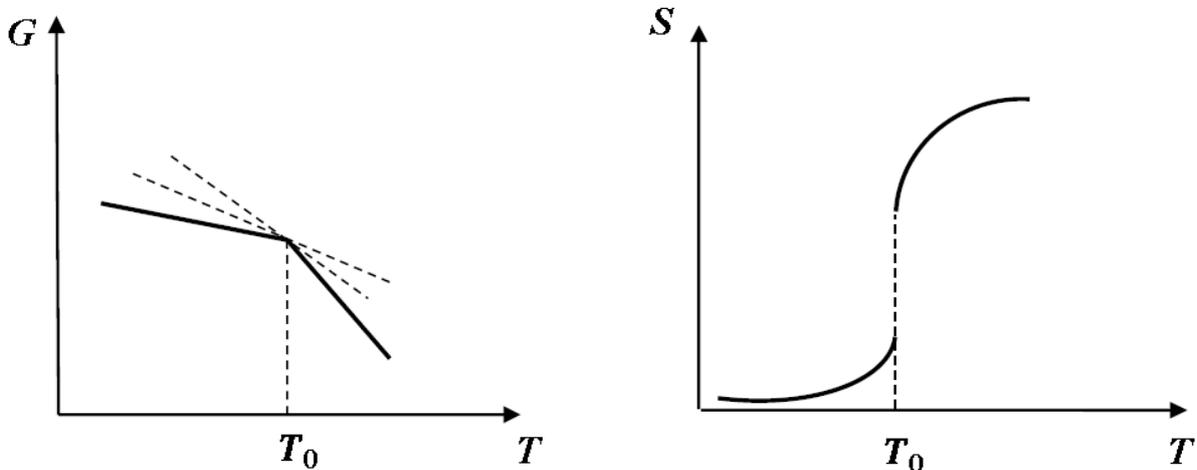


Figure II -1 :

*Transitions de phases du premier ordre. Le potentiel  $G$  est continu mais la dérivée première ( $S$ ) est discontinue.*

*Formules de Clapeyron :*

Au cours d'une transition du premier ordre, la pression et la température restent constantes.

En revanche, il y a variation du volume et de l'entropie.

On considère donc deux états d'équilibre  $M$  et  $M'$  voisins sur une courbe d'équilibre dans le diagramme  $(p, T)$ . Comme  $M$  est un état d'équilibre, on a [5]:

$$G_1(T, p) = G_2(T, p) \quad (\text{II-2})$$

$$G_1(T + dT, p + dp) = G_2(T + dT, p + dp) \quad (\text{II-3})$$

A partir ces deux relations, on déduit que  $dG_1 = dG_2$  dans toute évolution le long de la courbe, ce qui s'écrit [4]:

$$dG_1 = -SdT + Vdp \quad (\text{II-4})$$

$$dG_2 = -SdT + Vdp \quad (\text{II-5})$$

Et ainsi :

$$\Delta S = \Delta V \frac{dp}{dT} \quad (\text{II-6})$$

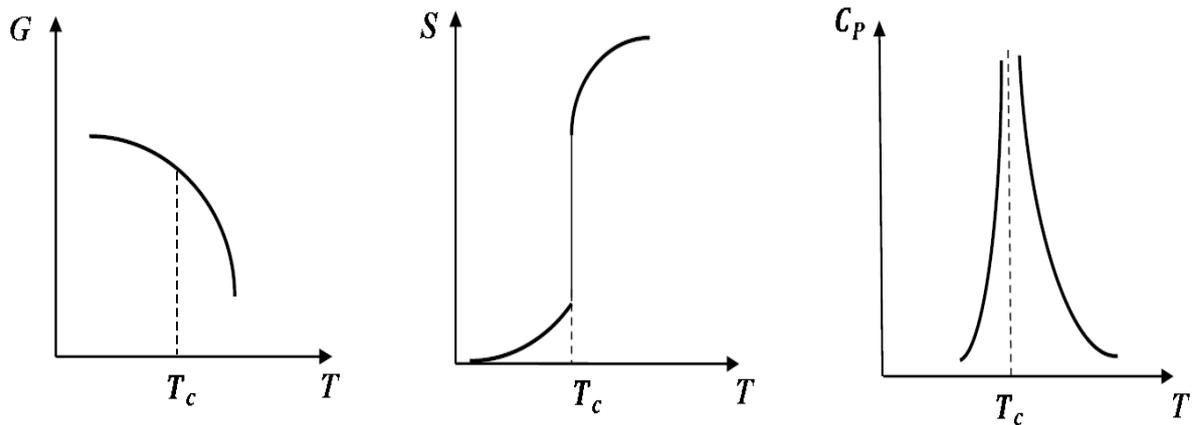
$$\frac{dp}{dT} = \frac{\Delta S}{\Delta V} = \frac{L}{T} \times \frac{1}{\Delta V} \quad (\text{II-7})$$

C'est la relation de Clapeyron, elle est très générale et s'applique à toutes les transformations de phase du 1<sup>er</sup> ordre.

### ***b-Transition de phase du second ordre***

On dira qu'une transition de phase est du second ordre si le potentiel  $G$  et ses dérivées premières sont des fonctions continues tandis que les dérivées secondes, troisièmes, ... de  $G$  sont discontinues comme la chaleur spécifique (figure II-2). [2]

$$C_p = -T \left( \frac{\partial^2 G}{\partial T^2} \right)_p \quad (\text{II-8})$$



**Figure II-2 :**

*Potentiel, entropie, et la chaleur spécifique en fonction de la température pour une transition de phase du second ordre [2].*

*Formules d'Ehrenfest :*

On ne peut plus appliquer la formule de Clapeyron, pour une transition du second ordre, cette fois on écrit la continuité de l'entropie et du volume  $V$  pour deux états (1) et (2) infiniment proches sur la courbe de coexistence des deux phases [5, 4], on aurait :

$$S_1(T, p) = S_2(T, p) \quad \text{et} \quad dS_1 = dS_2 \quad (\text{II-9})$$

$$dS = \frac{C_p}{T} dT + \frac{K}{T} dp \quad \text{avec} \quad K = -T \left( \frac{\partial V}{\partial T} \right)_p = -\alpha TV \quad (\text{II-10})$$

On obtient :

$$C_{p1} \frac{dT}{T} - \alpha_1 V dp = C_{p2} \frac{dT}{T} - \alpha_2 V dp \quad (\text{II-11})$$

$$\left( \frac{dp}{dT} \right)_S = \frac{C_{p2} - C_{p1}}{TV(\alpha_2 - \alpha_1)} \quad (\text{II-12})$$

De la même manière, on a :

$$V_1(T, p) = V_2(T, p) \quad \text{et} \quad dV_1 = dV_2 \quad (\text{II-13})$$

$$dV = \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p dT + \left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_T dp = \alpha V dT - \chi_T V dp \quad (\text{II-14})$$

On déduit que :

$$\alpha_1 V dT - \chi_{T1} V dp = \alpha_2 V dT - \chi_{T2} V dp \quad (\text{II-15})$$

On obtient :

$$\left(\frac{dp}{dT}\right)_V = \frac{\alpha_2 - \alpha_1}{\chi_{T2} - \chi_{T1}} [4] \quad (\text{II-16})$$

$\alpha$  : désigne le coefficient de dilation isobare.

$\chi_T$  : Le coefficient de compressibilité isotherme.

Les relations sont connues sous le nom de relation d'*Ehrenfest* et forment l'équivalente de

La relation de *Clapeyron* pour une transition de phase du second ordre.

### ***I-2 Classification de Landau***

En 1937, le physicien L.D Landau remarqua que le passage d'une phase à l'autre lors d'une transition sans chaleur latente s'accompagnait d'un changement de symétrie (à l'exception de la transition liquide/gaz au point critique qui est spécifique). Donc, les questions de symétrie ont une grande importance dans l'étude des phénomènes de transitions de phases [2, 6].

On peut dire que le système a perdu un ou plusieurs éléments de symétrie au cours de la transition. La phase ordonnée, étant moins symétrique que la phase haute température, ne plus être décrite par les mêmes variables. Donc, il faut introduire une variable supplémentaire pour décrire complètement la phase la moins symétrique. Cette variable supplémentaire devra, à la fois décrire la perte de symétrie du système, mais également en même temps, le degré d'ordre acquis par le système, puisque c'est l'apparition de l'ordre qui abaisse la symétrie. Cette variable a été dénommée par Landau **le paramètre d'ordre** de la phase ordonnée [4].

Le paramètre d'ordre est une grandeur physique de caractère extensif qui est nulle dans la phase la plus symétrique, c'est-à-dire la phase la plus désordonnée, et non nulle dans la phase la moins symétrique (ordonnée). La notion de paramètre d'ordre a une signification qualitative évidente : au cours d'un abaissement de la température, on augmente l'ordre d'un

système. Quand on refroidit un liquide, on le solidifie en traversant le point de solidification. [2]

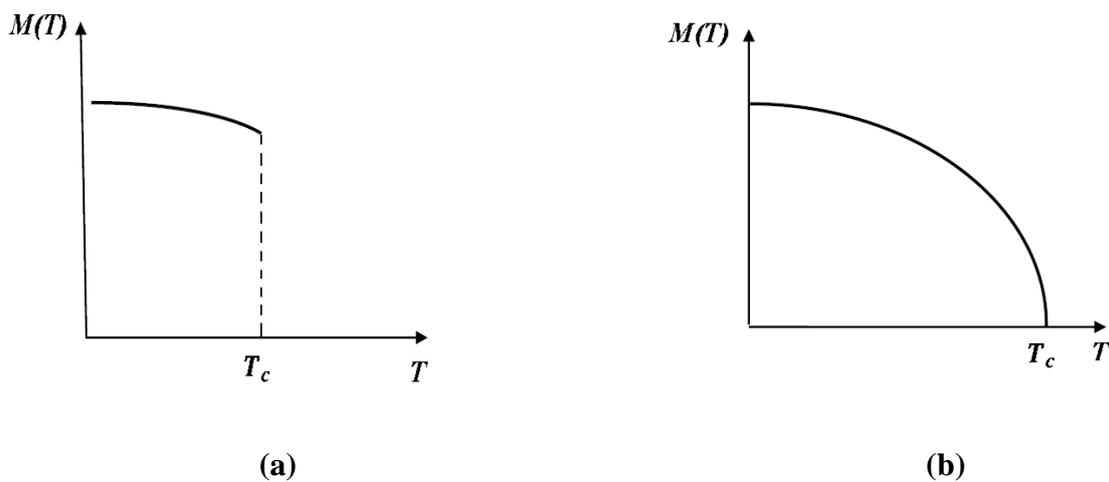
A l'aide de la notion de paramètre d'ordre on peut classer les transitions de la manière suivantes :

### *a- transitions sans paramètre d'ordre*

Les groupes de symétrie des deux phases sont tels qu'aucun n'est strictement inclus dans l'autre donc, il est impossible de définir un paramètre d'ordre. Ces transitions sont toujours du premier ordre au sens d'*Ehrenfest* c'est-à-dire qu'il existe une chaleur latente, mais il est impossible de définir un ordre de la transition, au sens de Landau [4].

### *b- transitions avec paramètre d'ordre*

Le groupe de symétrie de la phase la moins symétrique est un sous-groupe du groupe de symétrie de la phase la plus symétrique. Si le paramètre d'ordre est discontinu à la transition, on dit que la transition est du premier ordre au sens d'*Ehrenfest*, si celui-ci est continu à la transition, celle-ci est du second ordre. [2]



**Figure II-3 :**

*Variations thermiques du paramètre d'ordre dans le cas d'une transition de phase du premier ordre (a), et du second ordre (b)*

Dans le cas du magnétisme, le paramètre d'ordre est l'aimantation, et dans le cas d'une transition ferroélectrique, il apparaît une polarisation diélectrique spontanée, dans ce cas là, cette polarisation qui jouera le rôle de paramètre d'ordre.

### II- Brisure spontanée de symétrie :

L'espace peut presque toujours être considéré comme isotrope et homogène. Les lois qui gouvernent le comportement des noyaux et des électrons ont un très haut degré de symétrie : elles possèdent la symétrie d'invariance par la rotation et par la translation correspondant à l'homogénéité et l'isotropie de l'espace [4]. La nature donne de nombreux exemples où la symétrie d'un système évolue à haute température.

La matière, à haute température se trouve à l'état gazeux, et même à température plus élevée, les molécules se dissocient, les atomes s'ionisent. On obtient un mélange gazeux des divers composants élémentaires qui est homogène et isotrope. Un tel état est compatible avec les symétries de base des équations gouvernant le système. En revanche, la matière froide représente une toute autre situation. Très souvent, en se refroidissant la matière se place spontanément dans un état moins symétrique, qui ne conserve pas toutes les propriétés de symétrie des équations qui gouvernent cette matière. On dit qu'il s'est produit une « brisure spontanée de symétrie » [6], c'est aussi dans le cas d'un matériau magnétique, celui-ci n'a pas de moment magnétique permanent, au-dessus de sa température de Curie, et au-dessous de cette température par contre, il possède une aimantation permanente dirigée dans une certaine direction c'est l'état ferromagnétique. On dit que la symétrie a été brisée à la transition : en dessous de la température de Curie, le matériau reste invariant que par rotation autour d'un axe orienté dans la direction de l'aimantation [2].

### III- Phénomènes critiques

Les phénomènes critiques désignent le comportement des propriétés thermodynamiques d'un système au voisinage de la transition de phase. A l'approche du point de transition de phase  $T_c$ , un système possède deux phases de stabilité voisine : la phase ordonnée a une stabilité comparable à celle de la phase désordonnée et il apparaît des zones localement ordonnées de taille  $\xi$ . Si la transition est du second ordre au sens de Landau  $\xi$  diverge quand  $T \rightarrow T_c$ . Le comportement des grandeurs physiques du système au voisinage du point critique  $T_c$  est donné par une puissance de  $|T - T_c|$  [7].

#### III-1 Exposants critiques

Un problème fondamental dans la théorie des transitions de phases est le comportement d'un système au voisinage du point critique, où de nombreuses grandeurs thermodynamiques commencent à diverger, et le paramètre d'ordre s'annule [8]. Au voisinage d'un point critique on observe des comportements en lois de puissance avec des exposants non nécessairement entiers. C'est ainsi qu'en-dessous de  $T_c$ , le paramètre d'ordre commence en  $(T_c - T)^\beta$ , et qu'au

## Chapitre II Transitions de phases, Phénomènes critiques et Universalité

dessus de  $T_c$ , par exemple, la chaleur spécifique varie en  $(T - T_c)^{-\alpha}$ , la longueur de corrélation en  $(T - T_c)^{-\nu}$ , et la susceptibilité en  $(T - T_c)^{-\gamma}$ , ces exposants  $\alpha, \beta, \gamma, \nu$  découlent de l'hypothèse de l'analyticité, et sont définis au voisinage d'un point critique, appelé exposants critiques [6, 9]. Les exposants critiques sont des nombres qui caractérisent le comportement d'une grandeur physique au voisinage d'un point de transition du deuxième ordre [10] ; il est mesuré expérimentalement avec une précision qui exclut le doute : sa valeur est en général non entière.

Le tableau qui suit contient quelques résultats pour les exposants critiques d'Ising.

**Table II -1** : Définition des exposants critiques.

Définition	Région	Exposant
$C_v(T) \sim  T - T_c ^{-\alpha}$	$h=0$	$\alpha = 0$
$\chi(T) \sim  T - T_c ^{-\gamma}$	$h=0$	$\gamma = 1$
$M(T) \sim  T - T_c ^{-\beta}$	$h=0$	$\beta = 1/2$
$M(T_c, H) \sim H^{1/\delta}$	$T=T_c$	$\delta = 3$
$\xi \sim  T - T_c ^{-\nu}$	$h=0$	$\nu = 1/2$

Ces exposants ne sont pas tous indépendantes, ils sont reliés entre eux comme indiqué sur la table II-2 :

**Table II-2** : les relations principales entre les exposants critiques

$$\alpha = 2 - \nu d$$

$$\gamma = \nu (2 - \eta)$$

$$\beta = 1/2\nu (d - 2 + \eta)$$

$$\delta = d + 2 - \eta/d - 2 + \eta$$

### IV- Universalité

Un rôle crucial dans la théorie de la transition de phase est joué par le principe d'universalité [11]. Car les transitions de phase du second ordre sont caractérisées par leur classe d'universalité. Les transitions ayant les mêmes valeurs des exposants critiques appartiennent à la même « classe d'universalité » [1], qui caractérisé par les dimensions du système et du paramètre d'ordre et la nature de l'interaction [9]. Ainsi, les systèmes de spin d'Ising en interaction ferromagnétique à court portée appartiennent à la même classe d'universalité dite « Ising bidimensionnel », quelque soit le réseau cristallin bidimensionnel par exemple carré, triangulaire, ...etc. On remarque que la valeur de  $T_c$  est différente pour chaque type de ces réseaux.  $T_c$  N'est pas une quantité universelle, elle dépend entre autres, de la valeur de l'interaction et du nombre de voisins de chaque spin [1].

**Tableau II-3** : Quelques classes d'universalité parmi celles qui sont connues à présent [1]

Classe	Symétrie	$\alpha$	B	$\gamma$	$\nu$	H	$T_c$
2d Ising	$Z_2$	0	1/8	7/4	1	1/4	2.27
2d Potts (q=3)	$Z_3$	1/3	1/9	13/9	5/6	4/15	0.36
2d Potts (q=4)	$Z_4$	2/3	1/12	7/6	2/3	1/4	1/3
3d Ising	$Z_2$	0.11	0.325	1.241	0.63	0.031	4.51
3d XY	$O(2)$	-0.007	0.345	1.316	0.669	0.033	2.24
3d Heisenberg	$O(3)$	0.115	0.3645	1.386	0.705	0.033	1.45
Champ moyen		0	1/2	1	1/2	0	

Une conséquence est que des systèmes physiques complètement différents peuvent avoir le même comportement critique (exposant critique), par exemple : l'exposant critique  $\beta$  associé au comportement du paramètre d'ordre est égal à 0.33 dans un système 3D à la fois pour les transitions ferromagnétique/paramagnétique, hélium normal/hélium superfluide, liquide/gaz au point critique.

### V- Transitions de phase ordre-désordre

Les transitions de phase de cette nature sont observées dans les alliages du type  $CuZn$  « Le laiton » qui se traduit par l'existence d'un état où ces groupes d'atomes sont ordonnés dans un réseau cristallin, ils ont pu montrer qu'en dessous d'une certaine température de transition les atomes se distribuent sur deux sous-réseaux qui s'interpénètrent : les atomes de Zinc se trouvent sur un réseau, et les atomes de Cuivre sur un autre. Le réseau ordonné a une symétrie cubique [2]. En principe, les transitions solide-liquide et solide-gazeuse font également partie de ce type des transitions [8].

Supposons que nous avons un nombre égale d'atomes différents A et B d'une part, avec deux types de site  $\alpha$  et  $\beta$  d'autre part. Chaque site  $\alpha$  est entouré uniquement par des sites  $\beta$  et inversement. Les sites identiques :  $\alpha$  ou  $\beta$ , sont les plus proches voisins suivantes. Si l'énergie d'interaction entre deux atomes voisins différents  $V_{AB}$  est plus basse que l'énergie moyenne d'interaction entre les atomes de la même espèce  $(V_{AA} + V_{BB})/2$  on doit s'attendre à trouver le système complètement ordonné à très basse température, tous les atomes A occupant les sites  $\alpha$  et tous les atomes B occupant les sites  $\beta$  car cet arrangement correspond à l'énergie la plus basse pour le système. À une température élevée le système devient de plus en plus désordonné [2].

$p_\alpha$  : C'est la probabilité pour qu'un site  $\alpha$  soit occupé par un atome A, et  $w_\alpha = 1 - p_\alpha$ , la probabilité pour qu'il soit occupé par un atome B ;  $p_\beta, w_\beta$ , les probabilités associées aux sites  $\beta$ . Donc nous avons introduit un paramètre d'ordre  $P$  représentant l'ordre à grande distance :

$$P = \frac{p_\alpha - \frac{1}{2}}{\frac{1}{2}}.$$

Plus précisément : soit  $N$  atomes A et  $N$  atomes B dans l'alliage, le nombre d'atomes A dans le sous-réseau 1 est  $\frac{(1+P)}{2} N$  ; aussi il doit y avoir  $\frac{(1-P)}{2} N$  atomes A dans le sous-réseau 2.

Les sites libres restants des deux sous-réseaux sont donc occupés par des atomes B, par exemple  $\frac{(1-P)}{2} N$  atomes B dans le sous-réseau 1, et  $\frac{(1+P)}{2} N$  dans le sous-réseau 2. La quantité  $P$  s'annule justement si les atomes A et B sont distribués aléatoirement sur les deux sous-réseaux de manière uniforme, et on a  $P = \pm 1$  si le sous-réseau 1 ne contient que des atomes A ou B respectivement. [8]

### Références bibliographiques

- [1] HT. Diep, « Physique de la matière condensée ». Dunod, (2003).
- [2] P. Papon, « Physique des transitions de phases ». Dunod, (1999).
- [3] Balescu, Redu et al, « Lectures in statistical physics ». Springer, 1971.
- [4] M. Heritier, « Chapitre 2 : Transition de phase-Généralités ». (2007).
- [5] Chapitre 7, « Transitions de phase d'un corps pur ».
- [6] M. Heritier, « D.E.A de Physique des solides ». (1997- 1998).
- [7] I. Zergoug, « Modèle d'Ising dilué ». Thèse de Doctorat, Université d'Oran des Sciences et de la Technologie, (2015).
- [8] W. Greiner, L. Neise, H. Stöcker, « Thermodynamique et Mécanique Statistique ». Springer, (1999).
- [9] L. Peliti, « Statistical Mechanics in a Nutshell ». Princeton University press, (2011).
- [10] C. Ngô, H. Ngô, « Physique statistique : introduction ». Dunod 2<sup>ème</sup> édition, (2008).
- [11] V. Mastropietro, « Non-perturbative renormalization ». World Scientific, (2008).

**CHAPITRE III**  
**SYSTEMES**  
**DESORDONNEES**

## CHAPITRE III SYSTEMES DESORDONNEES

Nous devrions étudier les systèmes magnétiques avec le désordre, puisque les cristaux parfaits sont rares dans la nature, nous avons besoin de comprendre clairement comment le désordre change le comportement des cristaux afin d'expliquer les expériences sur les matériaux réels. Les systèmes désordonnés présentent de nouveaux phénomènes qui ne sont pas présents dans les cristaux parfaits, et sont donc d'intérêt dans leur propre droit [1]. mais il faut attirer l'attention ici que le cristal n'est pas un concept idéal utilisé par les physiciens pour des raisons de simplicité.

Un cristal parfait peut être construit par une répétition régulière, dans tout l'espace d'unités structurales identiques. On décrit la structure de tous les cristaux par un réseau périodique, à chaque nœud de réseau est attaché un groupe d'atomes, ce groupe est appelé la base ; elle est répétée dans l'espace pour former le cristal [2]. mais les solides réels sont loin d'être représentés par cette structure cristalline idéale qui ne tient pas compte des divers défauts comme les impuretés, les lacunes, ... La disparition de la périodicité dans un système non-cristallin va donc entraîner des modifications de ses propriétés physiques [3].

Les différents systèmes où il n'est y a pas la présence de la périodicité dans l'arrangement des constituants, c'est-à-dire (la distribution des atomes, ions, molécules est aléatoire) sont qualifiés de matériaux désordonnés.

Le désordre peut présenter une grande variété de conséquences sur la physique des transitions de phase. Certaines transitions reste inchangées en présence du désordre alors que d'autre peuvent être complètement détruites. Pour une transition de phase du second ordre, l'effet du désordre peut s'accompagner d'un changement ou pas de la classe d'universalité. En revanche le désordre peut faire tendre la température de phase vers zéro voir même en éliminant la transition de phase [4]. Le désordre peut mener à une compétition entre deux paramètres d'ordres dans un diagramme de phase qui à des régions dans lequel un seul paramètre d'ordre s'ordonne indépendamment Comme la phase mixte où les deux s'ordonnent simultanément [5].

Dans tous les cas de transition de phase, une distinction est à faire entre un désordre trempé « Quenched disorder » et désordre recuit « Annealed disorder ». Dans le dernier cas, on considère un système magnétique de spin en présence d'impuretés. Ces derniers sont libres de se déplacer de leurs positions d'origine. Quand l'échelle de temps sur laquelle les interactions entre spin évoluent beaucoup plus long que le temps de l'expérience, le désordre est dit trempé [4]. Dans le cas de désordre trempé « Quenched », il ya des fluctuations statistiques

dans la concentration des liens ferromagnétiques, et comme résultat, pour une dilution suffisamment forte et une température suffisamment basse, l'ordre à longue portée qui soit du type ferromagnétique ou antiferromagnétique n'est pas la structure magnétique d'équilibre, mais plutôt les spins « freeze » dans un état aléatoire appelé un « spin verre » [1].

### I- Types de désordre

Nous citons les types les plus célèbres de désordre dans l'étude des solides amorphes

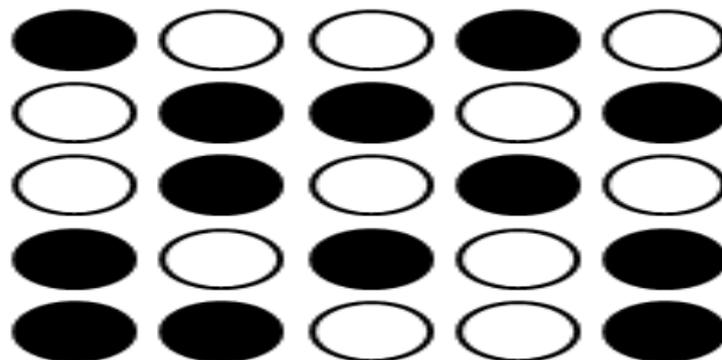
#### *I-1 Désordre structural*

Dans ce cas, le désordre est créé par l'absence de périodicité spatiale dans l'arrangement des centres atomiques. Les matériaux vitreux parmi les types qui sont classés dans cette catégorie de désordre [3].

#### *I-2 Désordre substitutionnel*

Le cas le plus simple de désordre est le désordre substitutionnel dans lequel un cristal ferromagnétique par exemple est dilué aléatoirement par des atomes non magnétiques.

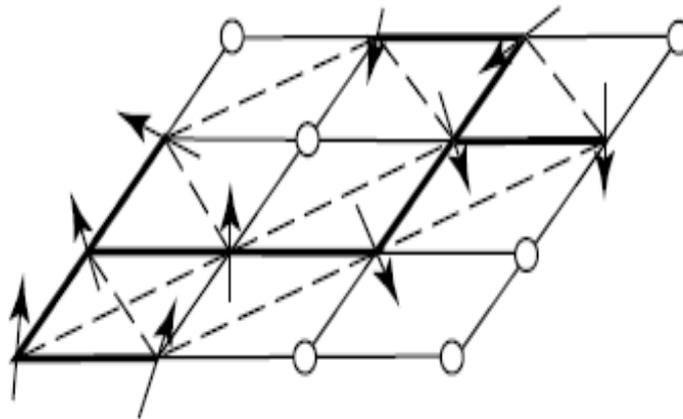
Nous présentons ci-dessous sur la figure (III-1) un exemple de structure substitutionnel désordonnée : cas d'un alliage bidimensionnel où les deux types d'atomes sont représentés par des cercles de couleurs différentes



**Figure III-1 :**  
*Exemple de structure substitutionnel désordonnée*

## II- Les verres de spin

Un verre de spin est un matériau solide, généralement un alliage magnétique dilué, dans lequel il a des moments magnétiques de spin qui sont en compétition les uns avec les autres. Les composants sont congelés en dessous d'une certaine température critique de congélation dans une distribution aléatoire comme mentionné dans la figure (III-2). En général, ces matériaux sont cristallins, ils ne sont pas les mêmes que les verres métalliques ou les métaux vitreux, qui sont amorphes. Les systèmes de verre de spin bien connus sont des alliages magnétiques dilués dans lesquels il y a des moments magnétiques stables dans un métal hôte non-magnétique ou presque magnétique [6]. Les exemples sont CuMn, AuFe, AuMn, ...



**Figure III-2 :**

*Représentation schématique de la structure de spin aléatoire d'un verre de spin*

En 1972, certains alliages métalliques dilués comme AuFe et CuMn ont été trouvés pour exposer une anomalie de type cuspidé dans la susceptibilité indicative d'une transition thermodynamique. Cette classe d'aimants qui est frustrés aléatoirement est maintenant appelée « Verre de spin ». Les verres de spin ont été considérés comme un exemple typique des systèmes complexes, et leurs propriétés d'ordre ont été étudiés expérimentalement, analytiquement ou numériquement [7]. Le paramètre d'ordre qui décrit la phase verre de spin c'est le paramètre d'Anderson  $q_{\mu\nu}$  :

$$q_{\mu\nu} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N S_{i\mu}^{(1)} S_{i\nu}^{(2)}, \quad (\mu = x, y, z),$$

Où  $S_i^{(1)}$  et  $S_i^{(2)}$  sont les  $i$ -ième spins de Heisenberg des répliques 1 et 2, respectivement [8].

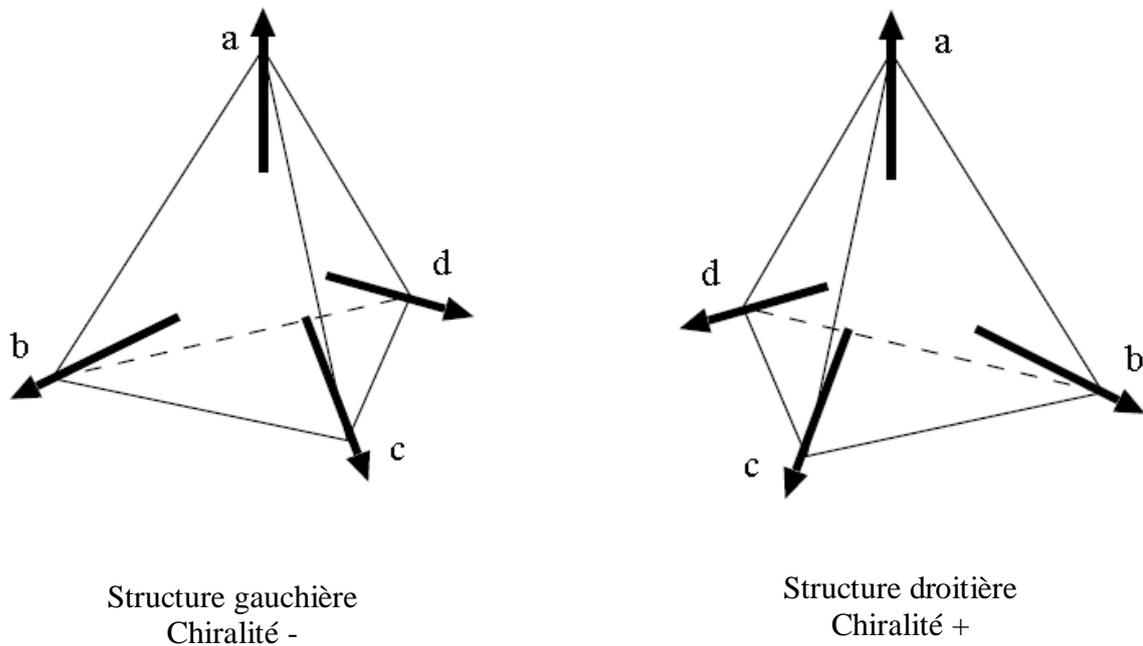
La prochaine question est alors quelle est la vraie nature de la transition spin-verre observée expérimentalement et celle de la phase de verre de spin à basse température. La vraie nature de l'ordre de verre de spin, reste toujours insaisissable et a été vivement débattue [7].

Dans les études théoriques de l'ordre des verres de spin un modèle statistique appelé le modèle Edwards-Anderson (*EA*) a été largement utilisé, et qui contient ce qui est généralement considéré comme les deux ingrédients essentiels d'un verre de spin : le désordre et la frustration. Dans ce modèle, les spins sont situés sur un certain réseau régulier, disons sur un réseau cubique simple tridimensionnel (*3D*), et sont supposés interagir par l'interaction d'échange aléatoire et prenant un signe ferromagnétique ou antiferromagnétique [1,7].

La symétrie de spin est également un élément important dans le modèle *ED*, en raison de sa simplicité. Il faut garder à l'esprit, que les interactions magnétiques dans de nombreux matériaux de verre de spin sont presque isotropes, étant bien décrites par un modèle de Heisenberg isotrope, en ce sens que l'anisotropie magnétique est considéré plus faible que l'interaction d'échange. Ainsi, afin de comprendre les propriétés de la plupart des matériaux du verre de spin réel, il est très important d'élucider les propriétés de l'ordre du modèle *EA* de Heisenberg en *3D*.

Les propriétés de l'ordre du modèle *EA* de Heisenberg (*3D*) ont été étudiées depuis longtemps, et sont vivement débattues jusqu'à maintenant. Des simulations numériques antérieures sur le modèle d'*EA* en *3D* suggéré en commun que le modèle présentait seulement une transition à température nulle. En 1992, un auteur suggéré que le modèle *EA* en *3D* de Heisenberg pourrait présenter une transition à température finie dans son secteur chirale.

La chiralité est une variable multi-spin représentant le sens ou latéralité des structures non colinéaire ou non planétaires induites par la frustration, c'est-à-dire si la structure de spin non-colinéaire ou non-cylindrique induite par la frustration est droite ou gauche. Comme illustré sur la figure III-3, les structures de spin localement non coplanaires inhérentes à l'état ordonné *SG* maintient deux états « droitiers » et « gauchers », caractérisés par des signes mutuellement opposés des « chiralités » [7, 8, 9]. Ensuite il a été suggéré que, dans l'ordre de verre de spin Heisenberg en *3D*, la chiralité a été découplée à partir le spin, l'ordre du verre-chirale se produisant à une température plus élevée que l'ordre de spin-verre  $T_{CG} > T_{SG}$  [7]



**Figure III-3 :**

*Deux structures « chirales » énergétiquement dégénérées caractérisées par le signe mutuellement opposé de la chiralité.*

### ***II-1 Le problème des propriétés critiques***

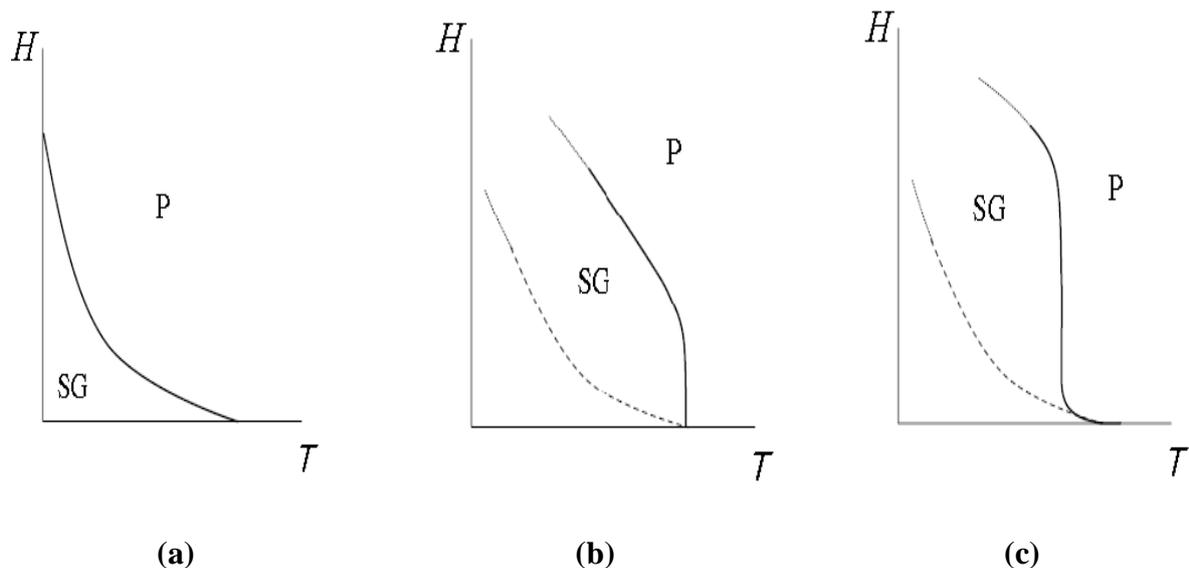
Les aimants de verre de spin typiques présentent une transition de verre de spin d'équilibre à une température finie dans la phase ordonnée de verre de spin où les spins sont ordonnés de manière aléatoire sans aucune périodicité spatiale. En ce qui concerne les exposants critiques du verre de spin, au moins pour les matériaux de verre de spin canoniques, des estimations expérimentales cohérentes sont maintenant disponibles grâce à des mesures expérimentales, certains de ces valeurs sont présentées dans le tableau de l'article de 'Campbell et petit'. Les exposants déterminés par divers auteurs pour les verres de spin canoniques se rapprochent effectivement les uns des autres, ce qui donne les valeurs suivantes :  $\beta \approx 1$ ,  $\gamma \approx 2.2 - 2.3$ ,  $\nu \approx 1.3 - 1.4$  et  $\eta \approx 0.4 - 0.5$  [7].

Une autre référence théorique dans l'étude des propriétés critiques du verre de spin devrait être le modèle EA de Heisenberg isotrope en 3D. Bien que les premiers résultats numériques

indiquent une transition à  $T = 0$  en contraste apparent avec les expériences, les simulations numériques récentes indiquent une transition verre-spin à température finie.

## II-2 Le problème du diagramme de phase

Ensuite, nous passons au problème du diagramme de phase magnétique des verres de spin. Contrairement à ce qui se passe dans le cas du champ zéro, il n'est pas encore clair expérimentalement si la transition du verre de spin sous les champs existe comme une vraie transition thermodynamique ou non [9]. Une indication récente est que dans les aimants de Heisenberg comme les verres de spin canoniques il y a une transition thermodynamique spin-verre même dans les champs. Pendant ce temps il a été largement reconnu que de nombreuses caractéristiques du diagramme de phase expérimental ressemblent souvent à celle du modèle de verre de spin à champ moyen, c'est-à-dire le modèle de Sherrington-Kirkpatrick (*SK*). Dans (la figure III-4), nous montrons des diagrammes de phase de champ moyen typiques pour chaque cas : du verre de spin Ising (a), le verre de spin isotrope Heisenberg (b), et le verre de spin de type Heisenberg avec anisotropie aléatoire faible (c) [7]. Dans le cas d'Ising (a), la ligne de transition sous le champ dite est la ligne d'Almeida-Thouless (*AT*) associée à une rupture de symétrie de réplique spontanée (*RSB*), qui se comporte comme  $H \approx |T_g(H) - T_g(0)|^{3/2}$  [9,7]. En revanche dans le cas isotrope (b), la ligne de transition sous le champ est dite la ligne de Gabay-Toulouse (*GT*), associée au début de l'ordre de spin transversal, qui se comporte comme  $H \approx |T_g(H) - T_g(0)|^{1/2}$ . La ligne *AT* associée au début de l'ordre de spin longitudinal apparaît également comme une ligne de crossover à une température plus basse. Dans le cas faiblement anisotrope (c), qui a le rapport le plus direct avec les vrais aimants en verre de spin de type Heisenberg, la ligne *AT* apparaît aux champs inférieurs comme une vraie ligne de transition se comporte comme  $H \approx |T_g(H) - T_g(0)|^{3/2}$ , alors que dans les champs supérieurs, il passe à la ligne *GT* se comporte comme  $H \approx |T_g(H) - T_g(0)|^{1/2}$  [9,7,8]. Même à des champs plus élevés la ligne *AT* reste à une température plus basse comme une ligne de crossover, qui est une continuation de la ligne *AT* à des champs inférieurs.



**Figure III-4 :**

*Diagrammes de phases de champ moyen des verres de spin dans le plan température( $T$ ) – champ magnétique ( $H$ ) pour les cas suivantes : le verre de spin Ising (a), le verre de spin isotrope Heisenberg (b) et le verre de spin Heisenberg faiblement anisotrope (c). La ligne solide représente une vraie ligne de transition, tandis que la ligne brisée représente une ligne de crossover. « P » signifie la phase paramagnétique et « SG » représente la phase de verre de spin [7].*

### II-3 Scénario de chiralité de l'ordre expérimental de verre de spin

Récemment, l'un des auteurs proposé un scénario, le scénario de découplage-recoupage spin-chiralité, visant à expliquer certains des puzzles concernant la transition SG observée expérimentalement dans un champ nul.

#### II-3-1 Chiralité

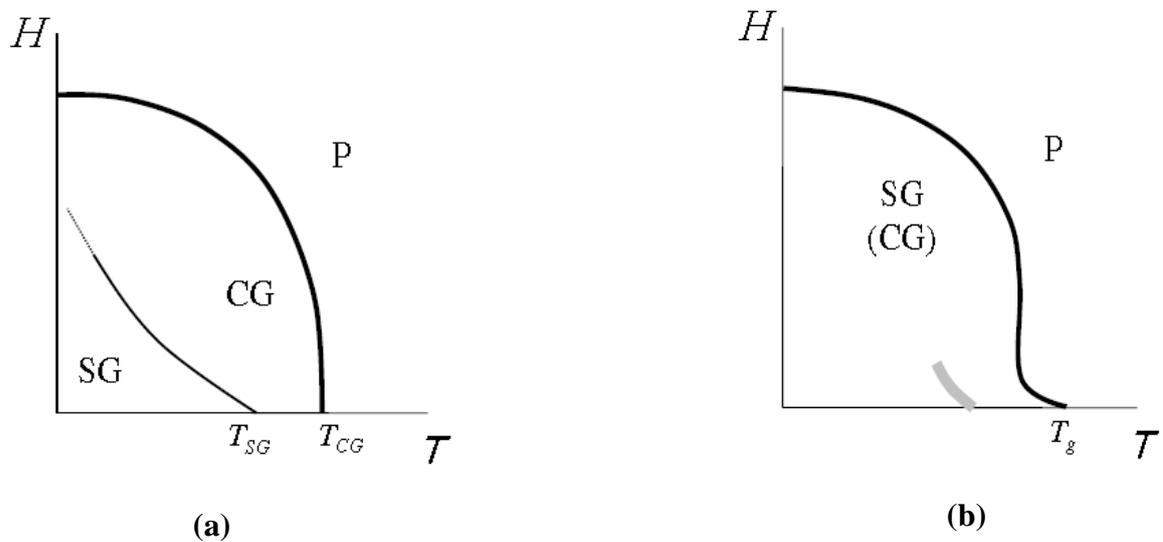
Nous commençons par la définition de la variable de chiralité local, alors que deux types de chiralité ont souvent discutés dans les littératures, une chiralité vectorielle et une chiralité scalaire, celle qui est pertinente pour le verre de spin de type Heisenberg c'est-à-dire la chiralité scalaire. Le système de spin de Heisenberg à trois composantes ordonné de manière non coplanaire sous l'interaction d'échange isotrope possède une double dégénérescence chirale  $Z_2$ , selon la structure de spin non-planétaire est soit droite ou gauche, En plus la

dégénérescence spin-rotation  $SO(3)$  [7]. La chiralité scalaire  $X$  est définie par le produit de trois spins voisins par [9,8] :

$$X = \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \times \vec{S}_k .$$

### **II-3-2 Vue d'ensemble du scénario**

Le scénario de chiralité affirme que la chiralité est un paramètre d'ordre caché de la transition  $SG$  des aimants  $SG$  de Heisenberg [10]. Ce scénario consiste en deux parties c'est-à-dire, la partie de «spin-chiralité decoupling » pour un système complètement *isotrope*, et la partie «spin-chiralité recoupling » pour un système *faiblement anisotrope* [7,10]. La première partie, le découplage spin-chiralité, est un élément clé du scénario, il prétend que le verre de spin Heisenberg  $3D$  qui est entièrement isotrope présente un processus de l'ordre en deux étapes particulier, dans lequel les systèmes présentent quand en diminuant la température, l'ordre de verre de la chiralité à une température finie  $T = T_{CG}$  qui brise spontanément la symétrie discret  $Z_2$  avec la préservation de la symétrie continue  $SO(3)$  [7,9], et à une température plus basse  $T = T_{SG} < T_{CG}$  expose l'ordre de verre du spin lui-même mais en brisant complètement la symétrie  $Z_2$  et  $SO(3)$ . La transition supérieure à  $T = T_{CG}$  associé au la rupture de symétrie discret  $Z_2$  est appelée «transition chirale-verre », tandis que la phase intermédiaire entre  $T_{CG}$  et  $T_{SG}$  où seule la symétrie  $Z_2$  est brisé avec la conservation de la symétrie continue  $SO(3)$  est appelée « état chirale-verre » [7]. La deuxième partie du scénario de chiralité concerne le rôle de l'anisotropie faible qui existe dans les vrais aimants de verre de spin dans une certaine mesure. Le scénario de chiralité prétend que la faible anisotropie magnétique aléatoire qui réduit la symétrie Hamiltonienne de  $Z_2 \times SO(3)$  à seulement  $Z_2$  faiblit la chiralité au secteur spin, et la transition chirale-verre cachée dans le secteur chirale dans un système entièrement isotrope est révélé dans le secteur spin dans un système faiblement anisotrope [9].



**Figure III-5 :**

Diagramme de phase typique de verres de spin de type Heisenberg dans le plan de champ magnétique ( $H$ )- température ( $T$ ). Le cas (a) correspond au système entièrement isotrope, et le cas (b) correspond au système faiblement anisotrope. La ligne grasse représente une vraie ligne de transition, tandis que la ligne finie ombrée représente une ligne de crossover. « P », « SG » et « CG » représentent respectivement les phases suivantes : paramagnétique, verre de spin et verre chirale [7].

**Références bibliographiques**

- [1] K. Binder, AP. Young, « Disordered and Frustrated Spin Systems ». Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials, (2007).
- [2] C. Kittel, « Physique de l'état de solide ». 7<sup>ème</sup> édition, Dunod, (1998).
- [3] M. Mebrouki, « étude Numérique des propriétés de transport électronique dans les matériaux désordonnés : Contribution a la compréhension de l'effet Hall dans les amorphes métalliques ». Thèse de Magister, Université de Tlemcen, (1999).
- [4] I. Zergoug, « Modèle d'Ising dilué ». Thèse de Doctorat, Université d'Oran des Sciences et de la Technologie, (2015).
- [5] S. Bekhechi et BW. Southern, « Chiral mixed phase in disordered 3d Heisenberg models ». Phys. Rev. B 70 (2), 020405(R) (2004).
- [6] J. Crangle, « Solid State Magnetism ». Springer Science & Business Media, (2012)
- [7] H. Kawamura, « Chirality scenario of the spin-glass ordering ». Journal of the physical society of Japon, (2010).
- [8] D. Imagawa, H. Kawamura, « Monte Carlo Studies of the Ordering of the Three-Dimensional Isotropic Heisenberg Spin Glass in Magnetic Fields ». Journal of the physical society of Japon, (2017).
- [9] H. Kawamura, D. Imagawa, « Ordering of the three-dimensional Heisenberg spin glass in magnetic fields ». Physical review letters, (2008).
- [10] D. Imagawa et H. Kawamura, « replica symmetry breaking transition of the weakly anisotropic Heisenberg spin glass in magnetic fields ». Physical review letters, (2008).

# CHAPITRE IV

Modèle de Heisenberg  
désordonnée 3D sous  
champ magnétique  
longitudinal externe

## CHAPITRE IV Modèle de Heisenberg désordonnée 3D sous champ magnétique longitudinal externe

### I- Modèle d'Heisenberg

Après le développement de la mécanique quantique, *Dirac* et *Heisenberg* ont proposé indépendamment que le phénomène magnétique dans les solides peut être compris à la base d'un modèle d'échanges couplés de moment quantique angulaire « Spin » [1]. Le Hamiltonien est décrit par la relation suivante :

$$H = -J \sum_{\langle i,j \rangle} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j. \quad (\text{IV-1})$$

Où  $\langle i, j \rangle$  désigne la somme sur les proches voisins,  $S_i$  l'opérateur de spin,  $J$  le paramètre d'interaction entre spin, et le produit scalaire est :

$$\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j = S_i^x S_j^x + S_i^y S_j^y + S_i^z S_j^z. \quad (\text{IV-2})$$

Le modèle décrit des matériaux ferromagnétiques et antiferromagnétiques pour  $J > 0$  et  $J < 0$  respectivement. Le Hamiltonien de Heisenberg est donné par :

$$H = -\sum_{\langle i,j \rangle} J S_i^x S_j^x + J S_i^y S_j^y + J S_i^z S_j^z \quad (\text{IV-3})$$

### II- Simulation de Monte Carlo

La mécanique statistique des systèmes physiques complexes pose de nombreux problèmes difficiles à résoudre par des approches analytiques. Les techniques de simulation numérique seront donc des outils indispensables pour une meilleure compréhension des systèmes comme les verres de spins et les aimants désordonnés [2]. Le but essentiel de la simulation numérique du système de Heisenberg est la mesure des différentes grandeurs thermodynamiques qui nous intéressent en fonction de la température. La moyenne thermique d'une grandeur quelconque s'écrit explicitement sous la forme suivante :

$$\langle A \rangle_T = \frac{\sum_{S \in G} A_S e^{-E_S/T}}{\sum_S e^{-E_S/T}} \quad (\text{IV-4})$$

Où  $S$  est un état microscopique,  $G$  l'ensemble des états microscopiques,  $E_S$  l'énergie d'un état  $S$ , et  $T$  la température du système. On prend les unités de telle manière à ce que la constante de Boltzman soit égale à un. Généralement, le nombre des états croît exponentiellement avec la taille du réseau, il est donc impossible d'effectuer un calcul exact. Une alternative consiste à faire effectuer au système une marche aléatoire qui balaie de manière uniforme l'ensemble des états microscopiques  $G$ , le nombre d'états pour lesquels

## Chapitre IV Modèle de Heisenberg désordonnée 3D sous champ magnétique longitudinal externe

nous prenons les mesures est très petit comparé à  $G$ , pour que l'échantillon des états choisis soit représentatif, il faut que la marche aléatoire réponde à certains critères[3].

Appelons  $x_1, x_2, \dots, x_n$  les états successifs du système au cours de la marche aléatoire. Dans un premier temps nous supposons que le processus aléatoire est markovien. Soit le  $w(x_i \rightarrow x_{i+1})$  le taux de transition d'un état  $x_i$  vers un autre état  $x_{i+1}$ . Il se trouve que tout processus statistique satisfait à l'équation maitresse :

$$\frac{\partial P(x,t)}{\partial t} = P(x, t+1) - P(x, t) = \sum_{y \neq x} [P(y, t)w(y \rightarrow x) - P(x, t)w(x \rightarrow y)] \quad \text{(IV-5)}$$

Où  $P(x, t)$  est la probabilité d'observer le système dans l'état  $x$  au temps  $t$ . Quand le processus atteint l'équilibre cette équation s'écrit :

$$\sum_{y \neq x} p(y, t)w(y \rightarrow x) = \sum_{y \neq x} P(x, t)w(x \rightarrow y) \quad \text{(IV-6)}$$

Une façon parmi d'autres de satisfaire cette équation est de poser :

$$P(y, t)w(y \rightarrow x) = P(x, t)w(x \rightarrow y), \forall x, y \quad \text{(IV-7)}$$

Cette condition sur  $w(y \rightarrow x)$  appelé *la condition de bilan détaillé*. Comme nous considérons un système à l'équilibre thermique, la distribution de probabilité est celle de Boltzman, donc l'équation est :

$$e^{-E_y/T} w(y \rightarrow x) = e^{-E_x/T} w(x \rightarrow y) \quad \text{(IV-8)}$$

Il faut encore ajouter une condition supplémentaire sur la dynamique qui fait évoluer le système c'est *la condition d'ergodicité* [3].

Dans notre cas de modèle de Heisenberg nous avons utilisé un algorithme qui ne fonctionne pas sur un principe de rejet ou d'acceptation : c'est l'Algorithme du *heat-bath*.

### II-1 Algorithme du heat-bath

Cet algorithme peut être utilisé uniquement dans le cas de système à degré de liberté continu.

On l'implémente de la manière suivante [3, 4] :

$$\text{Les spins } \vec{s}_i = \begin{pmatrix} S_{i,1} \\ S_{i,2} \\ S_{i,3} \end{pmatrix} \text{ sont normalisés à } (\vec{s}_i)^2 = 1 \quad \text{(IV-9)}$$

La mesure de  $ds_i$  est défini par :

$$\int ds_i = \frac{1}{4\pi} \int_{-1}^{+1} d\cos(\theta_i) \int_0^{2\pi} d\phi_i, \quad \text{(IV-10)}$$

Où  $\theta_i$  et  $\phi_i$  sont les angles polaire et azimutal définissant le spin  $s_i$  sur la sphère unitaire.

L'énergie est :

$$E = \sum_{\langle ij \rangle} (1 - \vec{s}_i \cdot \vec{s}_j) \quad \text{(IV-11)}$$

## Chapitre IV Modèle de Heisenberg désordonnée 3D sous champ magnétique longitudinal externe

Où la somme va sur les sites les plus proches voisins du réseau. Nous aimerions changer un seul spin  $\vec{s}$ , et nous proposons un nouveau spin  $\vec{s}'$  avec la mesure de (IV-10)

On préférerait choisir  $\vec{s}'$  directement avec la probabilité

$$w(\vec{s} \rightarrow \vec{s}') = P(\vec{s}' ; \vec{s}) = \text{const} e^{\beta \vec{s}' \cdot \vec{s}} \quad (\text{IV-12})$$

L'algorithme qui crée cette distribution, s'appelle l'algorithme bain de chaleur « *heat bath* » parce qu'il a l'interprétation physique que le spin est apporté en contact avec un bain de chaleur à la température particulière  $\beta = 1/T$ .

On a  $\alpha = \text{angle}(\vec{s}' ; \vec{s})$ ,  $x = \cos(\alpha)$  et  $S = \beta |\vec{s}'|$ .

Pour  $S = 0$  un nouveau spin  $\vec{s}'$  est simplement obtenu par un échantillonnage aléatoire, et pour  $S > 0$ , le poids de Boltzman devient  $\exp(xS)$ , et la constante de normalisation suit de :

$$\int_{-1}^1 ds e^{xS} = \frac{2}{S} \sinh(S)$$

Par conséquent, la probabilité souhaitée est :

$$P(\vec{s}' ; \vec{s}) = \frac{S}{2 \sinh(S)} e^{xS}$$

Un nombre aléatoire uniformément distribué  $y^r \in [0,1)$ , se produit par

$$x^r = \cos \alpha^r = \frac{1}{S} \ln[\exp(+S) - y^r \exp(+S) + y^r \exp(-S)] \quad (\text{IV-13})$$

Enfin, il faut donner à  $\vec{s}'$  une direction dans le plan orthogonal à  $S$ . ceci est fait en choisissant un angle aléatoire  $\beta^r$  uniformément réparti dans l'intervalle  $0 \leq \beta^r \leq 2\pi$ . puis,  $x^r = \cos \alpha^r$  et  $\beta^r$  détermine  $\vec{s}'$  complètement par rapport à  $\vec{s}$ .

Avant de stocker  $\vec{s}'$  dans la mémoire de l'ordinateur, nous avons calculés les coordonnées par rapport les coordonnées cartésiennes de système. Les vecteurs unitaires, sont définis par

$$\hat{z}' = \begin{pmatrix} \sin \theta \cos \phi \\ \sin \theta \sin \phi \\ \cos \theta \end{pmatrix}, \quad \hat{x}' = \begin{pmatrix} \cos \theta \cos \phi \\ \cos \theta \sin \phi \\ -\sin \theta \end{pmatrix}, \quad \hat{y}' = \begin{pmatrix} -\sin \theta \\ \cos \phi \\ 0 \end{pmatrix}$$

Expansion  $\vec{s}'$  en 3 vecteurs unitaires, nous avons :

$$\begin{aligned} \vec{s}' &= \sin \alpha^r \cos \beta^r \hat{x}' + \sin \alpha^r \sin \beta^r \hat{y}' + \cos \alpha^r \hat{z}' \\ &= \begin{pmatrix} \sin \alpha^r \cos \beta^r \cos \theta \cos \phi - \sin \alpha^r \sin \beta^r \sin \phi + \cos \alpha^r \sin \theta \cos \phi \\ \sin \alpha^r \cos \beta^r \cos \theta \sin \phi + \sin \alpha^r \sin \beta^r \cos \phi + \cos \alpha^r \sin \theta \sin \phi \\ -\sin \alpha^r \cos \beta^r \sin \theta + \cos \alpha^r \cos \theta \end{pmatrix} \quad (\text{IV-14}) \end{aligned}$$

Et les trois nombres de vecteur colonne sont stockés dans l'ordinateur.

### III- Description du modèle

Le modèle que nous considérons est le modèle classique de Heisenberg isotrope, qui décrit un alliage des atomes magnétiques de type A et B réparties aléatoirement sur les sites d'un

## Chapitre IV Modèle de Heisenberg désordonnée 3D sous champ magnétique longitudinal externe

---

réseau cubique simple 3D avec des concentrations  $P$  et  $(1 - P)$ , respectivement. Ce modèle est défini par le Hamiltonien :

$$H = -\frac{J}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} [1 + (\varepsilon_i + \varepsilon_j) - \varepsilon_i \varepsilon_j] S_i \cdot S_j. \quad (\text{VI-15})$$

Où  $S_i = (S_i^x, S_i^y, S_i^z)$  est un vecteur unitaire à trois composantes, et  $\varepsilon_i = 1$  ou  $-1$  pour les atomes A et B respectivement, la valeur moyenne de  $\varepsilon_i$  sur le réseau est  $\langle \varepsilon_i \rangle = 2p - 1$ . Ainsi, le Hamiltonien a une symétrie par rapport à  $p$  et  $(1 - p)$ .

Nous effectuons des simulations de Monte Carlo à l'équilibre sur ce modèle, les simulations sont effectuées pour une variété de champ  $H = 0,5,1,2,4$  et  $6$ . Le réseau étudié est un réseau cubique simple avec des sites  $N = L^3$  avec  $L = 4, 6, 8, 10, 16$ . Avec des conditions aux limites périodiques. On prend soin de s'assurer que le système est complètement équilibré.

Nous allons étudier l'effet de champ magnétique longitudinal sur la phase *chirale* mixte, donc le Hamiltonien du système peut être écrit de la façon suivante :

$$H = -\frac{J}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} [1 + (\varepsilon_i + \varepsilon_j) - \varepsilon_i \varepsilon_j] S_i \cdot S_j - H \sum_i S_i^z \quad (\text{VI-16})$$

avec  $H$  l'intensité du champ longitudinal magnétique appliqué sur le long de la direction  $z$ .

### IV- Présentation des résultats

Au niveau de la transition chirale-verre, parmi les symétries globales du Hamiltonien, seule la symétrie de réflexion (inversion) de spin  $Z_2$  qui est brisé spontanément, avec la préservation de la symétrie de rotation du spin  $SO(3)$ . Notons que, même dans les champs la symétrie de réflexion  $Z_2$  chirale, caractérisé par les signes mutuellement opposée de la chiralité, est conservée. La chiralité est un invariant par rotation  $SO(2)$  (où  $SO(3)$  dans le cas de  $H = 0$ ) mais change de signe par réflexion  $Z_2$  [5].

Nous montrons que la phase *chirale*, essentiellement du même caractère que celle du champ nul, reste stable comme une véritable phase thermodynamique sous champs appliqués [6]. De plus La transition chirale-verre est supposée appartenir à la même classe d'universalité que la transition en champ nul, avec le même ensemble d'exposants critiques.

Les résultats semblent cohérents avec une classe d'universalité commune se produisant à la fois dans les transitions de verre-chirale à champ nul et à champ fini.

De manière à construire le diagramme de phase dans le plan de champ magnétique-température, nous avons déterminé les valeurs de la température de transition  $T_N(H)$  pour chaque champ appliqué. Notre résultat est reproduit sur la figure (IV-8).

## Chapitre IV Modèle de Heisenberg désordonnée 3D sous champ magnétique longitudinal externe

---

L'état de verre-chiral reste assez robuste contre les champs magnétiques. En effet,  $T_N(H)$  n'est pas très réduit à partir de la valeur de champ nul. Cette propriété quelque peu surprenante provient probablement du fait que le champ magnétique se couple dans le Hamiltonien directement au spin, et non à la chiralité et que le couplage effectif entre le champ et la chiralité est plutôt faible.

Les observables que nous allons calculées sont :

Les aimantations  $m_f, m_s$  ferromagnétiques et staggered :

$$m_{f,s}^n = \left[ (N^{-1} \sum_i L_{f,s}^i S_i^x)^2 + (N^{-1} \sum_i L_{f,s}^i S_i^y)^2 + (N^{-1} \sum_i L_{f,s}^i S_i^z)^2 \right]^{n/2} \quad (\text{VI-17})$$

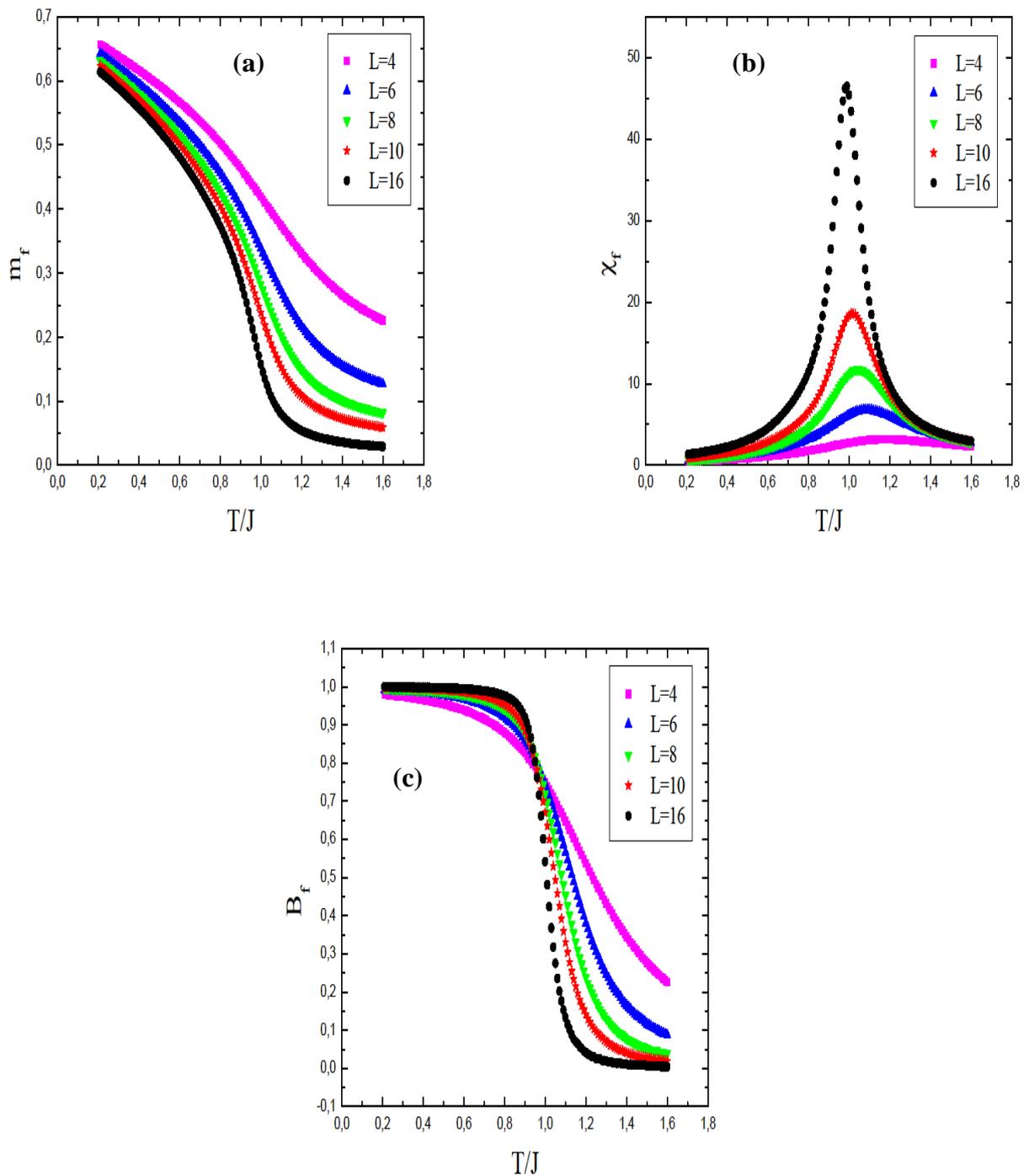
Les susceptibilités  $\chi_{f,s}^c, \chi_{f,s}^d$  connectées et nos connectées :

$$\chi_{f,s}^c = N\beta [\langle m_{f,s}^2 \rangle - \langle m_{f,s} \rangle^2] \quad (\text{VI-18})$$

$$\chi_{f,s}^d = N\beta [\langle m_{f,s}^2 \rangle] \quad (\text{VI-19})$$

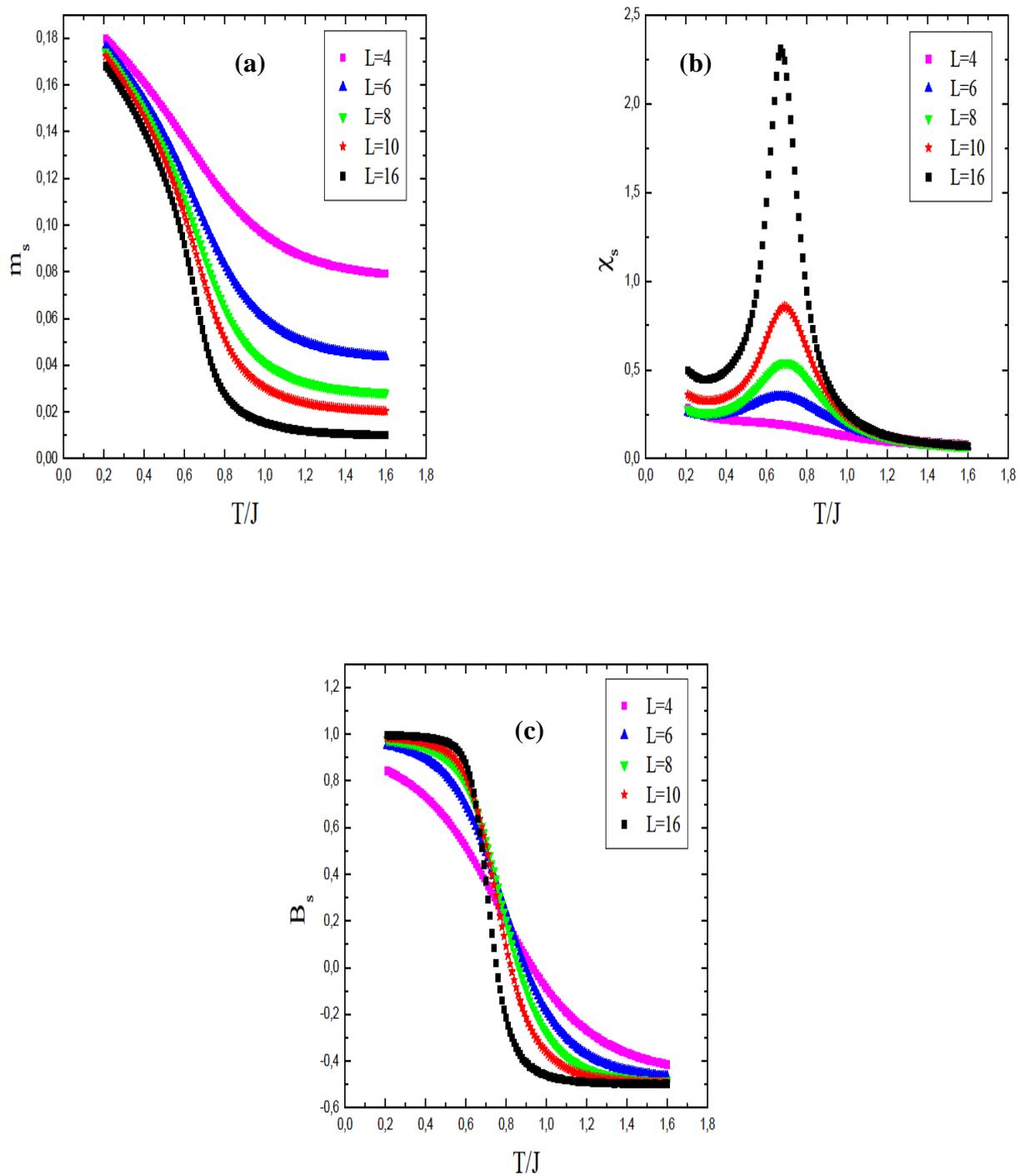
Et les cumulant de Binder associes :

$$B_{f,s} = \frac{1}{2} \left( 5 - 3 \frac{[\langle m_{f,s}^4 \rangle]}{[\langle m_{f,s}^2 \rangle]^2} \right) \quad (\text{VI-20})$$

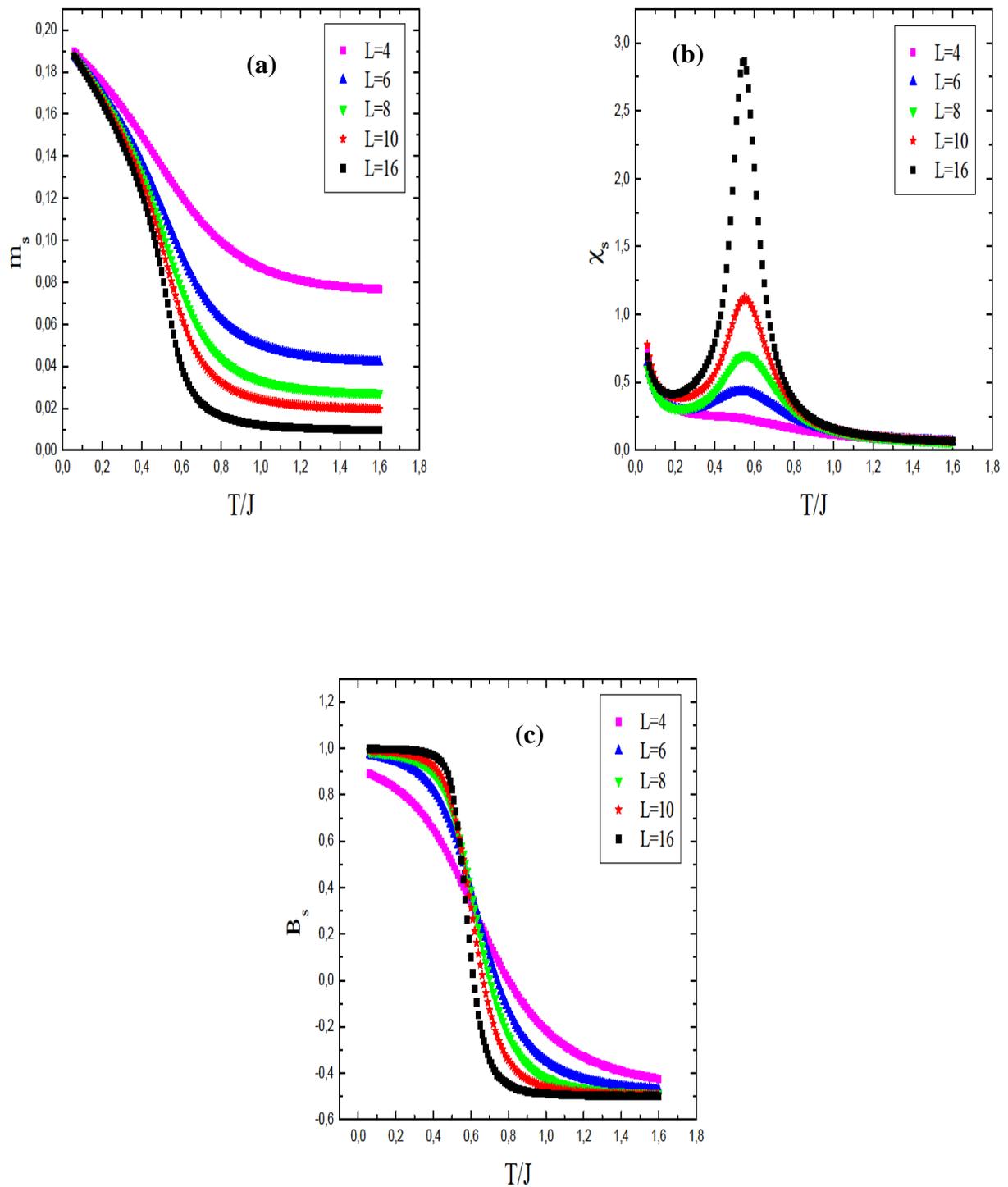


**Figure IV-1 :**

*L'aimantation, la susceptibilité et le Cumulant de Binder en fonction de la température  $T$  pour différentes taille  $L$  de réseau ( $H = 0$ ) dans la phase ferromagnétique.*



**Figure IV-2:** L'aimantation, la susceptibilité et le Cumulant de Binder en fonction de la température  $T$  pour différentes taille  $L$  de réseau ( $H = 0$ ) dans la phase chirale mixte.



**Figure IV-3 :**

*L'aimantation, la susceptibilité et le Cumulant de Binder en fonction de la température  $T$  pour différentes taille  $L$  de réseau ( $H = 1$ ) dans la phase chirale mixte.*

## Chapitre IV Modèle de Heisenberg désordonnée 3D sous champ magnétique longitudinal externe

---

Pour déterminer la forme du diagramme de phase, nous avons extrait les températures pseudotransition dépendant de la taille du système  $T_{C,N}(L)$  à partir du pic de la *susceptibilité connected*  $\chi_{f,s}^c$ . Selon la théorie d'échelle de taille finie on a :

$$T_{C,N}(L) = T_{C,N} + aL^{-1/\nu} \quad (\text{VI-21})$$

Où  $\nu$  est l'exposant de la longueur de corrélation. L'équation (VI- 21) permet de localiser  $T_C$  et  $T_N$ , en donnant la valeur de  $\nu$  de telle sorte qu'on ait un fit linéaire.

Nous commençons par supposer que le modèle reste dans la classe d'universalité de glass, pour lequel l'exposant  $\nu$  prend les valeurs  $\nu = 0.95$  (2) et  $\nu = 1.15$ (8) pour la phase *ferromagnétique* et la phase *chirale* respectivement, pour le cas de  $H = 0$

Dans la figure (IV-4), des dessins d'échelle pour les champs  $H = 0$  et  $H = 1$  sont indiqués pour  $T_C(a)$ ,  $T_N(b)$  et  $T_N(c)$  avec l'augmentation de  $L$ . Les données sont fittés en droite linéaire.

Ainsi, des courbes de  $B_{f,s}$  pour différentes  $L$  devrait présenter un croisement à  $T_{C,N}$  pour les cas de  $H = 0$  (à la fois pour la phase ferromagnétique et la phase chirale) et pour  $H = 1$ , sont illustrés dans les figures (IV-1(c)), (IV-2(c)) et (IV-3(c)).

Pour  $H = 0$ , l'intersection est près de  $T_C = 0.95$ (5) et  $T_N = 0.65$ (2) comme mentionner dans la figure (IV-1(c)) et la figure (IV-2(c)) sont en accord bien avec notre estimation de  $T_C = 0.925$ (5) et  $T_N = 0.64$ (3) trouvé à partir de la figure (IV-4) pour les cas (a) et (b).

Pour  $H = 1$  l'intersection est près de  $T_N = 0.53$ (4) est en bon accord avec notre estimation de  $T_N = 0.51$ (3) trouvé à partir la figure (IV-4(c)). On prend comme exposant  $\nu = 0.88$ (8), en accord avec l'exposant de la phase *chirale*.

On a les résultats de  $T_C$ ,  $T_N$  pour  $H = 0$  et  $T_N$  pour  $H = 1$  en excellent avec le croisement de cumulant de Binder associe.

Selon la théorie de l'échelle de taille finie,  $B_{f,s}$  obéissent les lois d'échelles, et on a :

$$B_{f,s} = B_{f,s}(tL^{1/\nu}) \quad (\text{IV-22})$$

où  $t = (T - T_{C,N})/T_{C,N}$  est la température réduite. Comme le montre dans les figures (IV-5 (a) ), (IV-6(a)) et (IV-7(a) ) le paramètre de Binder s'adapte très bien à l'aide de l'équation (IV-22) avec  $\nu = 0.95$  et  $T_c = 0.925$  pour  $L > 6$  pour la phase ferromagnétique, et  $\nu = 1.15$  et  $T_N = 0.64$  pour la phase chirale dans le cas de  $H = 0$ , et pour  $H = 1$  le résultat est excellent avec  $\nu = 0.88$ (8) et  $T_N = 0.51$ (3).

## Chapitre IV Modèle de Heisenberg désordonnée 3D sous champ magnétique longitudinal externe

Aussi, La théorie de l'échelle de taille finie prédit que dans le voisinage de l'échelle de  $T_{C,N}$ ,  $m_{f,s}$  et  $\chi_{f,s}$  on a :

$$m_{f,s} = L^{-\beta/\nu} M(tL^{1/\nu}) \quad (\text{IV-23})$$

$$\chi_{f,s} = L^{\gamma/\nu} X(tL^{1/\nu}) \quad (\text{IV-24})$$

Des dessins d'échelle Comme présenter sur les figures (IV-5(b)), (IV-5(c)), (IV-6(b)) et (IV-7(b)) nous avons utilisé les rapports d'exposants  $\beta/\nu = 0.389$  et  $\gamma/\nu = 2.27$  avec  $\nu = 0.95$  pour  $H = 0$  pour la phase ferromagnétique et  $\beta/\nu = 0.43$  et  $\gamma/\nu = 1.82$  pour la phase chirale. Et pour  $H = 1$  on a utilisé les rapports suivants  $\beta/\nu = 0.875$  et  $\gamma/\nu = 1.63$  avec  $\nu = 0.88$ .

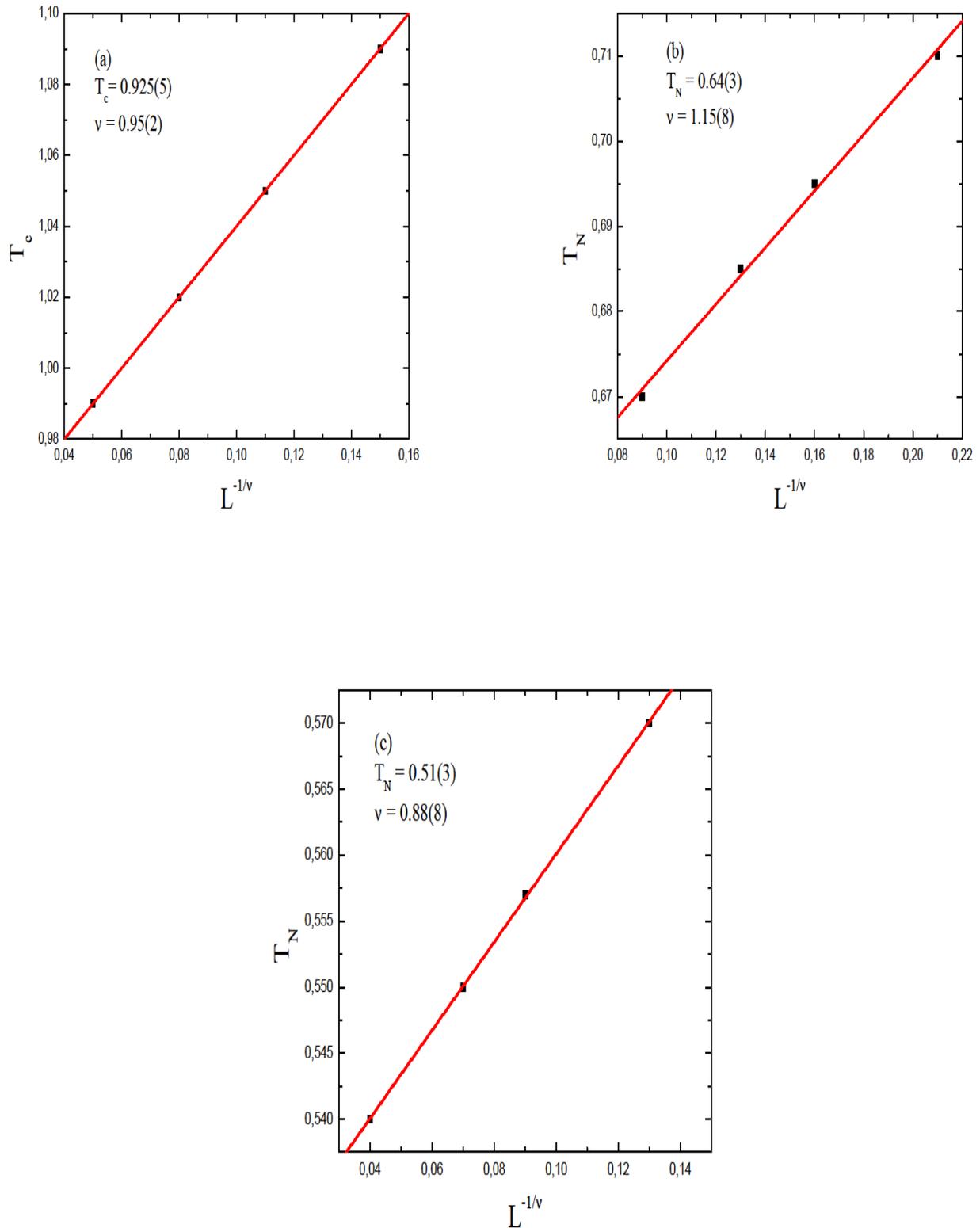
Nous avons tracé les figures (IV-1(a, b)) , (IV-2(a, b)) , (IV-3(a, b)) qui présentent l'aimantation et la susceptibilité (Staggered et ferromagnétique), en fonction de la température T pour plusieurs valeurs de la taille L.

La même procédure est répétée pour les cas de  $H = 0.5$ ,  $H = 2$ ,  $H = 4$ . Nos estimations des exposants de la phase chirale mixte sont résumées dans le tableau IV-1, et sont comparées avec les exposants à champ nul correspondants.

**Tableau IV-1:** liste des différents exposants critiques pour la phase chirale dans les champs finis et nul.

$P$	$H$	$T_C$	$T_N$	$\nu$	$\beta$	$\gamma$
0.55	0	0.925(5)		0.95(2)	0.37(3)	2.16(6)
			0.64(3)	1.15(8)	0.50(8)	2.10(3)
	0.5		0.62(2)	1.0(2)	0.67(7)	1.67(3)
	1		0.51(3)	0.88(8)	0.77(8)	1.44(8)
	2		0.40(3)	1.0(2)	0.675(5)	1.65(7)
	4		0.15(4)	0.8(8)	0.60(8)	1.62(5)

Les valeurs de  $\nu$  et  $\gamma$  sont similaires à ce trouvé dans les modèles de verre de spin [7, 8].



**Figure IV-4 :**

*Finite size scaling des températures pseudotransition  $T_C(L)$  et  $T_N(L)$  pour le modèle de Heisenberg à site désordonnée. Les cas « a », « b » et « c » représentent respectivement les phases suivantes : ferromagnétique, chirale pour  $H = 0$  et chirale pour  $H = 1$ .*

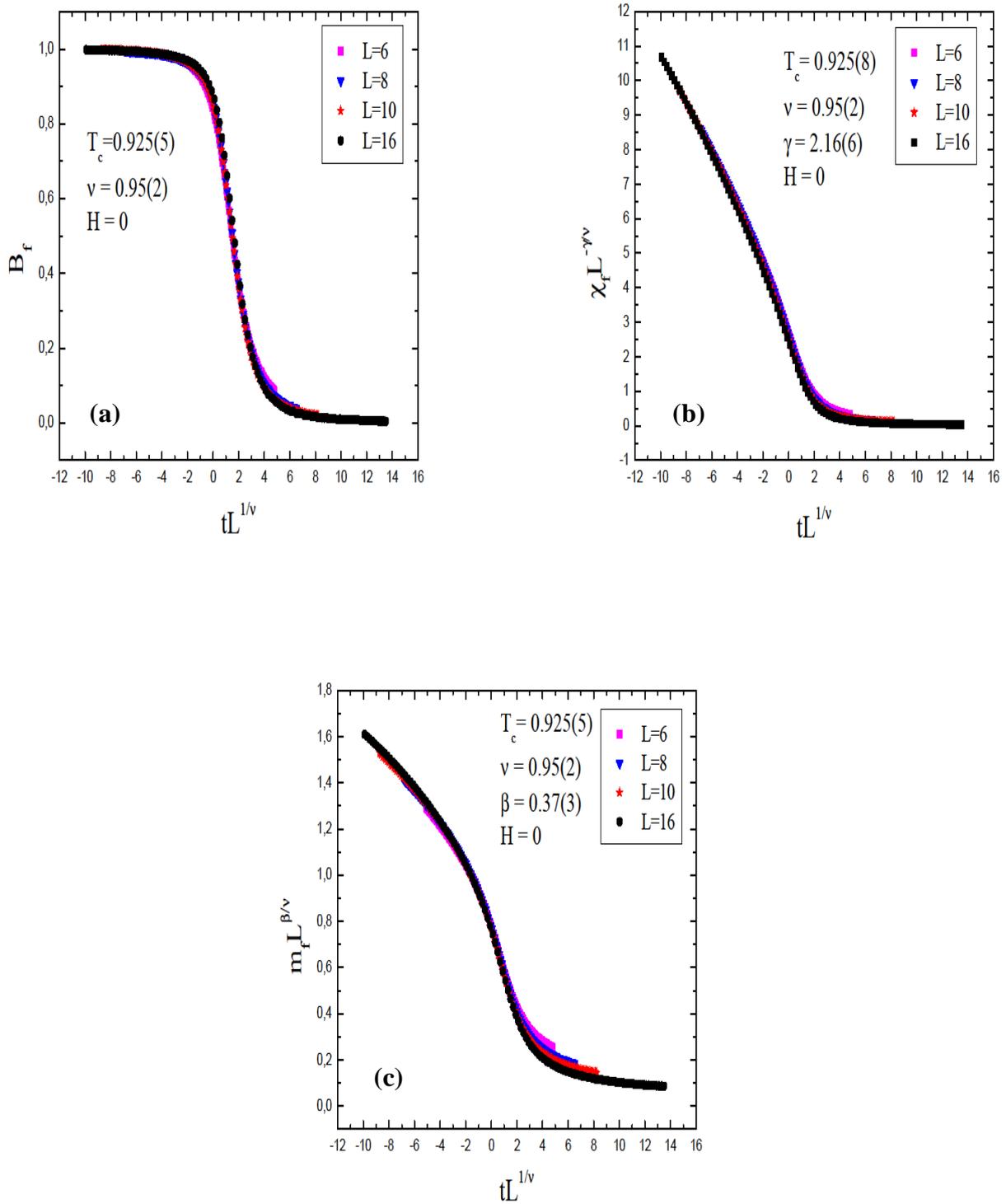


Figure IV-5 :

Finite size scaling collapse de  $B_f, \chi_f^d$  et  $m_f$  avec  $T_c = 0.925$ . Nous avons utilisé les ratios  $\beta/\nu = 0.38$  et  $\gamma/\nu = 2.27$  de la phase ferromagnétique pour  $H = 0$ .

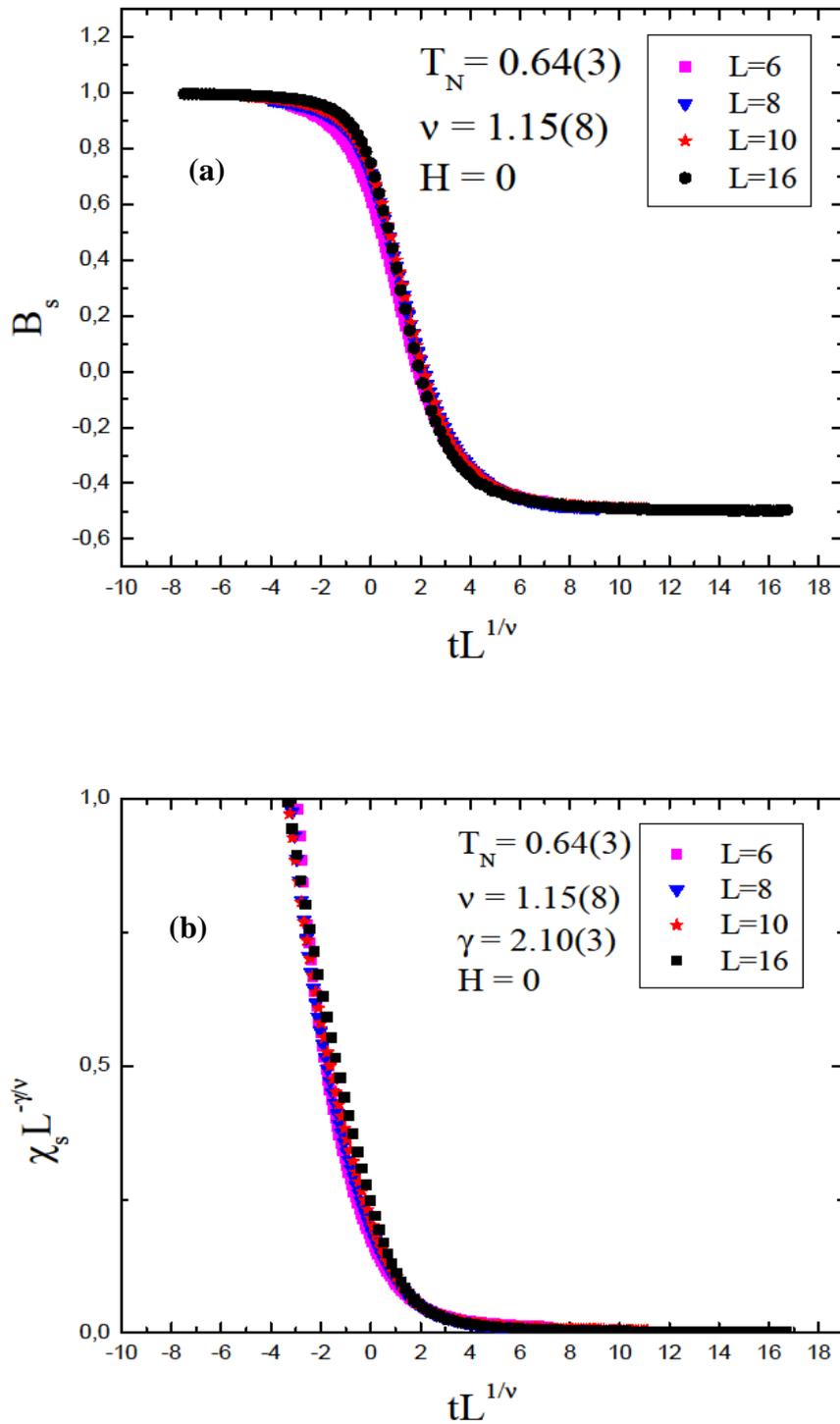
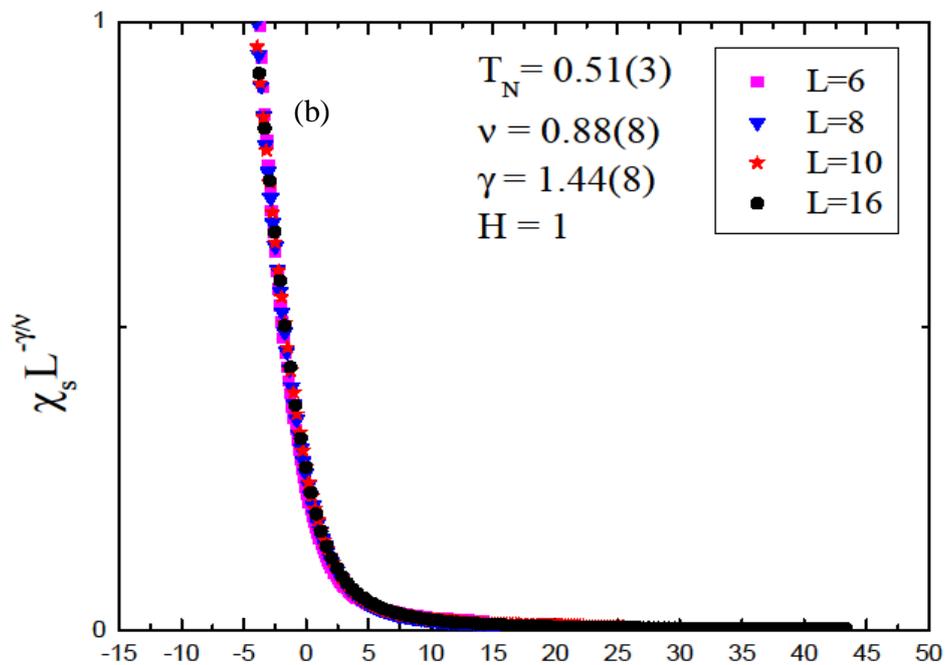
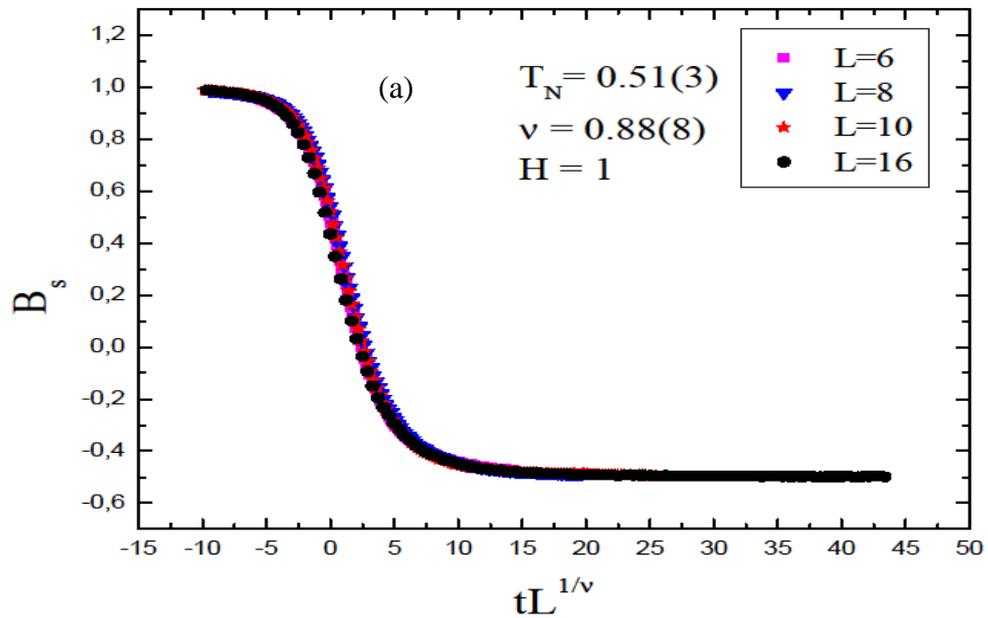


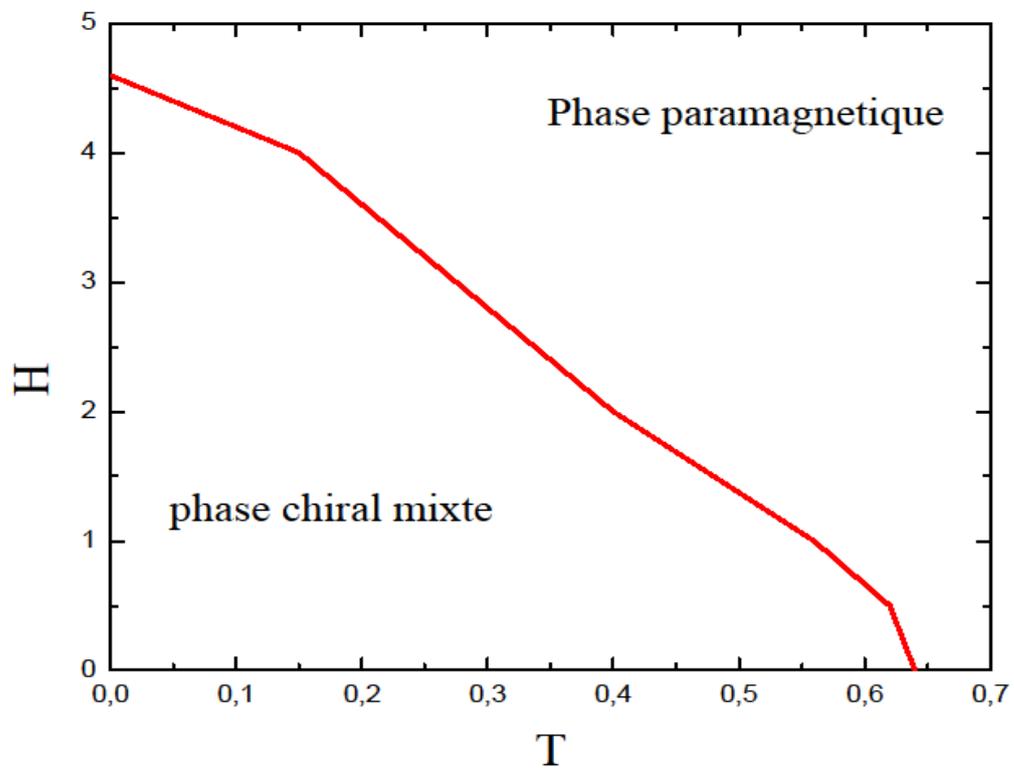
Figure IV-6 :

Finite size scaling collapse de  $B_f$  et  $\chi_s^d$  avec  $T_N = 0.64$ . Nous avons utilisé les ratios  $\beta/\nu = 0.43$  et  $\gamma/\nu = 1.82$  de la phase chirale pour  $H = 0$ .



**Figure IV-7:**

Finite size scaling collapse de  $B_s$  et  $\chi_s^d$  avec  $T_N = 0.51$ . Nous avons utilisé les ratios  $\gamma/\nu = 1.63$  de la phase chiral pour  $H = 1$ .



**Figure IV-8 :**

*Diagramme de phase température-champ magnétique de modèle de Heisenberg à sites désordonnés.*

### **Références bibliographiques**

- [1] I. Zergoug, « Modèle d'Ising dilué ». Thèse de Doctorat, Université d'Oran des Sciences et de la Technologie, (2015).
- [2] W. Janke, « Monte Carlo simulations of spin systems ». Computational Physics, 10-43, (1996).
- [3] C.Weber, « Etude du modèle de Heisenberg classique sur réseau carré à couplage antiferromagnétiques premiers et seconds plus proches voisins ».
- [4] BA. Berg, « Markov chain Monte Carlo simulations and their statistical analysis : with web-based Fortran code ». World Scientific Publishing Company, (2004).
- [5] H. Kawamura, D. Imagawa, « Ordering of the three-dimensional Heisenberg spin glass in magnetic fields ». Physical review letters, (2008).
- [6] S. Bekhechi et B.W Southern, « Chiral mixed phase in disordered  $3d$  Heisenberg models ». Phys. Rev. B 70 (2), 020405(R) (2004).
- [7] LW. Lee, AP.Young, « Single spin and chiral glass transition in vector spin glasses in three dimensions ». Physical review letters 90 (22), 227203, (2003).
- [8] T. Nakamura, S. Endoh, « A spin-Glass and Chiral-Glass Transition in a  $\pm J$  Heisenberg Spin-Glass Model in Three Dimensions». Journal of the Physical Society of Japan 71 (9), 2113 – 2116, (2002).

# CONCLUSION GENERALE

# Conclusion générale

---

## Conclusion générale

Dans ce mémoire nous nous sommes intéressés à l'étude de l'effet d'un champ magnétique longitudinal sur le modèle de Heisenberg à  $3D$  à site désordonné.

Pour  $H = 0$ , l'approche par les paramètres d'ordre donne des résultats en très bon accord avec ceux obtenus par Bekhechi et Southen en utilisant la rigidité comme critère de transition. Nos exposants sont en bon accord avec ceux de modèle de verre de spins.

Pour  $H$  fini, nos résultats préservent la symétrie chirale et son universalité à travers les exposants qui sont avec ceux obtenus pour  $H$  nul.

### Perspective

Ce sera l'étude de l'effet d'une faible anisotropie aléatoire sur le modèle de Heisenberg  $3D$  à sites désordonnés.

## Abstract

In this work we studied the effect of uniform external longitudinal magnetic field on the 3D disordered isotropic Heisenberg model on a simple cubic lattice, to check whether the mixed chiral phase persists or not. Equilibrium Monte Carlo simulations were performed on this model, using the heat bath method. Simulations are performed for a variety of fields. Our results confirm that the mixed chiral phase must belong to the same class of universality with those of zero fields and with same group of critical exponents.

**Keywords :** Heisenberg, disorder, Monte Carlo simulation, Spin glass, Chiral phase, magnetic field.

## Résumé

Au cours de ce travail on a étudié l'effet de champ magnétique longitudinal externe uniforme sur le modèle de Heisenberg isotrope désordonnée 3D sur un réseau cubique simple, pour vérifier si la phase chiral mixte persiste ou non. On a effectué des simulations de Monte Carlo à l'équilibre sur ce modèle, en utilisant la méthode du bain de chaleur. Les simulations sont effectuées pour une variété de champs. Notre résultats confirme que la phase chiral mixte doit être appartenir à la même classe d'universalité avec ceux de champ nul et avec même groupe d'exposants critique.

**Mots clés :** modèle de Heisenberg, désordre, simulation de Monte Carlo, Verre de spin, phase Chiral, champ magnétique.

## الملخص

قمنا في هذا البحث بدراسة تأثير ال حقل المغناطيسي الطولي الخارجي الموحد على نموذج هايزنبرغ الخالي من التباين ثلاثي الأبعاد على شبكة بسيطة مكعبة الشكل، للتحقق مما إذا كانت الطور الحلزوني المختلط مستمر أم لا. تم إجراء محاكاة مونت كارلو للتوازن على هذا النموذج، باستخدام طريقة حمام الحرارة. يتم تنفيذ عمليات المحاكاة لمجموعة متنوعة من الحقول. تؤكد النتائج التي توصلنا إليها أن المرحلة الحلزونية المختلطة يجب أن تنتمي إلى نفس الدرجة من الشمولية مع تلك الخاصة بالحوّل الصفري ومع نفس المجموعة من الأسس الحرجة.

**الكلمات الرئيسية** نموذج هايزنبرغ, فوضى, مونت كارلو, زجاج سبين, مرحلة حلزونية, حقل مغناطيسي.