



HAL
open science

Nature de la phase basse temperature des verres de spin Heisenberg en dimension 3

Dorothee Petit

► **To cite this version:**

Dorothee Petit. Nature de la phase basse temperature des verres de spin Heisenberg en dimension 3. Matière Condensée [cond-mat]. Université Paris Sud - Paris XI, 2002. Français. NNT: . tel-00001892

HAL Id: tel-00001892

<https://theses.hal.science/tel-00001892>

Submitted on 14 Nov 2002

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

n° d'ordre: _____

**UNIVERSITE PARIS XI
UFR SCIENTIFIQUE D'ORSAY**

THESE

Présentée

Pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY

PAR

Dorothee Petit

NATURE DE LA PHASE BASSE TEMPERATURE
DES VERRES DE SPIN HEISENBERG EN
DIMENSION 3

Soutenue le 14 janvier 2002 devant la commission d'examen

MM.	I. A. Campbell	Directeur
	D. R. Grempel	
	F. Hippert	Rapporteur
	O. Martin	Président
	P. Nordblad	Rapporteur
	E. Vincent	

Remerciements

Je remercie Françoise Hippert et Per Nordblad d'avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse, ainsi que Daniel Gempel, Olivier Martin et Eric Vincent d'avoir accepté de se pencher sur ce travail et de faire partie de mon jury.

Merci à Ian Campbell qui a dirigé ma thèse avec beaucoup d'enthousiasme. Merci pour la confiance que tu m'as témoignée avec constance pendant ces quelques années.

Luc, merci pour l'aide que tu m'as apportée pendant tout ce temps, sans toi rien de ce travail n'aurait pu être mené à bien. Merci pour ta patience...

Ma thèse s'est déroulée au Laboratoire de Physique des Solides de l'Université Paris-Sud, je remercie les directeurs successifs de ce laboratoire, Michel Héritier et Jean Charvolin de m'y avoir accueillie et de m'avoir permis de mener ce travail dans d'excellentes conditions. Je remercie tous les membres de ce laboratoire qui m'ont aidée de près ou de loin : merci à Jean-Pierre Sauvage de ne jamais m'avoir laissée sans helium, même quand pour la nième fois j'avais oublié d'en commander, merci à Daniel Bréüs de m'avoir aidé à monter cette manip, merci pour toutes les petites modifications de dernière minute que vous avez toujours accepté de faire (et tellement bien...), merci à Yvette Dufour, Brigitte Le Guevel, Annie Calteau, Sylvette Leroux, Marie-France Cozic, Christiane Seguy, Sophie Tourlet, Gilles Poulleau et Hervé Lebeux pour votre gentillesse et votre aptitude à régler les problèmes avec efficacité et bonne humeur, et un merci spécial à

Marie-France Mariotto à côté de qui ce fût un plaisir de travailler.

Merci aux maintenant anciens : Joël Moser, Jo Sanchez, Pierre-Olivier Mari, Didier Monier, Fatih Gulener et Andréa Aburto pour votre amitié.

Un grand merci aux autres étudiants de la joyeuse compagnie des verres de spin pour les quelques discussions éclairantes que nous avons pu avoir : Vincent Dupuis, Didier Hérisson, Julien Lamarq et Ludovic Berthier, et un merci spécial à Lorenzo Bernardi et Florent Krzakala pour votre relecture critique de ce manuscrit.

Merci Nico pour le temps que tu as consacré toi aussi à lire consciencieusement et corriger la toute première version de ce travail. Quand en plus on n'y comprend rien...

Et puis un grand merci à tous les autres, la famille et les amis qui n'ont rien à voir avec ce travail, mais qu'est-ce que c'était bien qu'ils aient été là.

Merci Elio, Laure, Miguel, Luca, Christel, Vanessa, Nicolas et Lili d'avoir été là, simplement...

Merci aux Philippons, aux Aucoin et Picco.

Merci Amélie.

Et puis le plus important, le dernier qui n'a rien à voir non plus avec les verres de spins : merci pour ta confiance, pour ton soutien de tous les jours et pour tout le reste...

... merci Vincent.

Résumé

La question de l'existence d'une réelle transition de phase entre l'état paramagnétique et l'état verre de spin est une question qui a été débattue pendant de nombreuses années. Il semble dorénavant admis que le gel des spins à basse température ne se fasse pas de façon progressive, et l'existence d'une véritable transition à T_g finie est communément acceptée, mais de nombreuses questions subsistent : comment expliquer la réalité de cette transition observée expérimentalement dans les systèmes réels alors que théorie et simulations numériques prévoient une transition à température nulle pour des systèmes Heisenberg en dimension 3 ? Comment expliquer, si l'on admet l'existence de cette transition de phase, les valeurs si dispersées des exposants critiques qui lui sont associés, lorsqu'ils sont mesurés sur des systèmes différents, mais appartenant à la même classe d'universalité ? Une autre question non encore résolue est celle de l'existence ou non d'une phase verre de spin sous champ magnétique. Les théories de champ moyen prédisent que l'ordre verre de spin subsiste lorsque l'on applique un champ magnétique, alors que le modèle des gouttelettes prévoit que l'application d'un champ magnétique le détruit. Les expériences n'ont jusqu'ici toujours pas donné de réponse claire à cette question.

Récemment, Hikaru Kawamura a proposé une théorie qui semble expliquer certaines des caractéristiques peu usuelles de la transition verre de spin. Il considère que la mise en ordre verre de spin est *chirale*. L'ordre chiral n'a pas de signature expérimentale simple, mais en présence d'un couplage avec les spins de type Dzialoshinsky-Moriya (DM), il donnerait lieu au gel effectif des spins observé expérimentalement. Dans le cadre de son modèle, Kawamura prédit des exposants critiques qui prendraient des valeurs caractéristiques d'une transition chirale à la limite d'une interaction DM faible, et d'une transition de type Ising dans le cas d'interactions DM fortes. Ce modèle prévoit de plus l'existence d'une phase verre de spin sous champ magnétique.

Le travail qui est présenté dans cette thèse est centré sur l'étude expérimentale de la phase basse température des verres de spin Heisenberg en dimension 3, et plus particulièrement sur le rôle joué par l'anisotropie aléatoire dans ce type de

systèmes. Le principal outil expérimental de ce travail est la mesure du couple magnétique en fonction du champ et de la température. Cette technique qui s'est avérée très puissante, n'avait jusqu'alors été appliquée aux verres de spin que pour des champs assez faibles (1 T). La gamme de champ que nous avons pu ici étudier à l'aide de cette technique s'étend jusqu'à 4 T.

Le premier chapitre de la thèse est une courte introduction aux systèmes verres de spin dans laquelle leurs principales caractéristiques expérimentales sont exposées.

Dans le second chapitre sont présentés les fondements et implications des deux principaux modèles des verres de spin, à savoir le modèle de champ moyen et le modèle des gouttelettes.

Le troisième chapitre est consacré à l'exposition du modèle de la transition chirale.

Les différentes techniques expérimentales utilisées dans ce travail sont présentées dans le quatrième chapitre. Le principal outil expérimental utilisé dans ce travail est un dispositif de mesure de couple magnétique spécialement mis au point pour l'étude de ce type de systèmes. Des mesures d'aimantation classiques ont aussi été réalisées à l'aide d'un magnétomètre à SQUID.

C'est dans le chapitre cinq que sont exposés les résultats des mesures de couple magnétique effectuées sur cinq échantillons verre de spin : le CuMn 3%, l'AgMn 3%, le $\text{CdCr}_{1.7}\text{In}_{0.3}\text{S}_4$, l'AuFe 8% et le $(\text{Fe}_{0.1}\text{Ni}_{0.9})_{75}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$. Ces systèmes sont bien connus et déjà très bien caractérisés expérimentalement. Ce chapitre est lui même divisé en cinq parties : après les deux premières dans lesquelles est exposé le principe des mesures de couple, une troisième partie montre comment cette technique nous a permis d'estimer la force de l'énergie d'anisotropie de ces différents systèmes. La quatrième partie de ce chapitre est centrée sur la détermination du diagramme de phase dans le plan (H,T) de ces mêmes composés par des mesures de couple et des mesures d'irréversibilité longitudinale. La forme des diagrammes de phase évolue avec la force de l'anisotropie, comme prévu par les théories de champ moyen pour des systèmes Heisenberg avec anisotropie aléatoire, et les résultats obtenus pour les trois systèmes à plus faible anisotropie, à savoir le CuMn, l'AgMn et le $\text{CdCr}_{1.7}\text{In}_{0.3}\text{S}_4$, sont en très bon accord avec les prédictions du modèle de la transition chirale. La dernière partie de ce chapitre est consacrée à l'étude de la relaxation du couple dans la phase basse température. Cette relaxation est lente et non exponentielle. Elle a été systématiquement mesurée pour tous les échantillons jusqu'à 1000 secondes après avoir tourné le champ magnétique, et dans cette fenêtre de temps, elle est purement algébrique : $\Gamma(t) \propto t^{-\alpha}$. Le taux de relaxation α , seule quantité qui permette de caractériser la rigidité de l'état verre de spin en l'absence de temps caractéristique, est très peu dépendant du champ magnétique sur une gamme assez large de champ. La conclusion principale de ce chapitre est que l'état verre de spin n'est pas détruit par l'application d'un champ magnétique, contrairement à ce que prévoit le modèle des gouttelettes,

et en accord avec le modèle de champ moyen et le modèle de la transition chirale.

Le sixième chapitre est consacré à la présentation des résultats obtenus sur les exposants critiques de ces cinq systèmes. Nous avons mesuré pour le CuMn 3%, l'AgMn 3%, l'AuFe 8% et le $(\text{Fe}_{0.1}\text{Ni}_{0.9})_{75}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$ les exposants critiques δ , γ et β en utilisant la même définition de T_g (exposée dans le cinquième chapitre), le même critère pour définir la taille de la région critique, ainsi que le même protocole expérimental. Les résultats obtenus avec les mêmes critères par Vincent *et. al* [1] sur le $\text{CdCr}_{1.7}\text{In}_{0.3}\text{S}_4$ sont repris. La variation des exposants critiques avec le système étudié n'est pas un artifice expérimental : les verres de spin violent bel et bien les règles d'universalité. La conclusion majeure de ce chapitre est que les valeurs des exposants critiques varient de façon continue entre des valeurs proches des valeurs mesurées pour la transition chirale pure pour les systèmes à plus faible anisotropie, et des valeurs de plus en plus proches des valeurs de type Ising 3D à mesure que la force de l'anisotropie aléatoire augmente.

Ce dernier chapitre est suivi de trois annexes dans lesquelles le détail des mesures des exposants critiques de l'AgMn, du CuMn et du $(\text{Fe}_{0.1}\text{Ni}_{0.9})_{75}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$ est présenté.

Table des matières

Remerciements	iii
Résumé	v
1 Introduction	11
1.1 Qu'est-ce qu'un verre de spin?	11
1.1.1 Frustration géométrique	11
1.1.2 Frustration par le désordre	13
1.1.3 Les verres de spin	14
1.2 Propriétés caractéristiques des verres de spin	15
1.2.1 Mesures de susceptibilité	15
1.2.1.1 $T \gg T_g$	15
1.2.1.2 $T \sim T_g$	16
1.2.1.3 Définition de T_g	18
1.2.2 $T \ll T_g$ - Mesures d'IRM et TRM	20
1.2.3 Dynamique lente - Vieillessement - Mémoire	21
1.2.3.1 Effets de cycles en température	23
1.2.3.2 Heisenberg vs Ising	25
1.3 L'anisotropie dans les verres de spin	26
1.3.1 Mise en évidence	26
1.3.2 Mécanisme microscopique	26
1.4 Le diagramme de phase sous champ des verres de spin	27
1.4.1 Mesures d'irréversibilité longitudinale	28
1.4.2 Mesures de couple	28
1.4.3 Les simulations numériques	28
1.5 Les transitions de phase - Phénomènes critiques - Universalité	29
1.6 Le cas des verres de spin - Non universalité des exposants critiques	30
2 Modèles théoriques	33
2.1 Méthode des répliques	33
2.2 Modèle d'Edwards et Anderson (E.A)	35
2.3 Les verres de spin en champ moyen	36
2.3.1 Modèle de Sherrington et Kirkpatrick	36

2.3.1.1	La solution symétrique	37
2.3.1.2	Exposants critiques - relation entre le paramètre d'ordre et l'aimantation non linéaire	38
2.3.2	Instabilité de la solution SK - Ligne AT	41
2.3.3	Brisure de la symétrie des répliques	42
2.3.3.1	Préliminaires - One-step RSB	42
2.3.3.2	La solution complète de Parisi - Full-step RSB	43
2.3.3.3	Interprétation physique de la RSB	45
2.3.3.4	Cas particulier du one-step	48
2.3.4	Théories de champ moyen pour des spins Heisenberg	48
2.3.5	Approche champ moyen des VDS réels : Heisenberg avec anisotropie	50
2.3.6	Les dimensions critiques inférieures et supérieures	51
2.4	Théories d'échelle de la phase verre de spin	52
2.4.1	Modèle des gouttelettes en champ nul	52
2.4.1.1	L'exposant θ - Existence d'une transition à T_g finie en dimension 3 pour des systèmes Ising	53
2.4.1.2	Dynamique	54
2.4.1.3	Effet de variations de température	55
2.4.2	Modèle des gouttelettes sous champ magnétique	55
2.4.3	Extension du modèle aux verres de spin réels	56
2.4.3.1	Cas des systèmes Ising avec interactions à plus longue portée	56
2.4.3.2	Cas Heisenberg avec anisotropie aléatoire D	56
2.5	Résumé du chapitre	57
2.5.1	Nature de la phase basse température	57
2.5.2	Effet d'un champ magnétique	58
2.5.3	Les simulations numériques	59
3	Modèle de la transition chirale	61
3.1	La chiralité pour des spins XY	61
3.1.1	Définition	61
3.1.2	Résultats dans le cas des verres de spin XY en dimension 2	62
3.1.3	Cas $d = 3$	66
3.2	Cas des spins Heisenberg	66
3.2.1	La transition chirale	66
3.2.2	Le couplage spin/chiralité	67
3.2.3	Une transition induite par l'anisotropie	69
3.2.4	La transition chirale sous champ magnétique	69
3.3	Conséquences pour les verres de spin réels	71
3.3.1	Résumé des épisodes précédents	71
3.3.1.1	$D = 0$	71
3.3.1.2	$D \neq 0, H = 0$	72

3.3.2	Modèle de la transition chirale	72
4	Techniques expérimentales - Les échantillons étudiés	73
4.1	Les mesures de couple	73
4.1.1	Première technique utilisée	73
4.1.2	Limites du dispositif	75
4.1.3	Seconde technique utilisée : la bonne	75
4.1.3.1	Principe du montage	75
4.1.3.2	Dispositif de compensation	77
4.1.3.3	Calibration	78
4.1.3.4	Sensibilité	79
4.2	Les mesures d'aimantation	79
4.3	Calibration de la température	79
4.4	Les échantillons étudiés	79
5	Les mesures de couple	81
5.1	Principe et exploitation des mesures	81
5.1.1	Détermination du diagramme de phase	81
5.1.2	Mesure de la force de l'anisotropie	82
5.2	Présentation des résultats	84
5.2.1	Description du protocole utilisé	84
5.2.2	Description générale des résultats	85
5.3	Estimation de l'énergie d'anisotropie	85
5.4	Diagramme de phase	90
5.4.1	Illustration dans le cas de l'AgMn	90
5.4.2	Cas des autres échantillons	91
5.4.3	Comparaison avec des résultats plus anciens	92
5.4.4	Comparaison avec la ligne d'irréversibilité longitudinale	97
5.4.5	Détermination de $T_g(0)$	101
5.4.6	Analyse quantitative	103
5.4.6.1	Analyse suivant le modèle chiral	103
5.4.6.2	Analyse champ moyen	106
5.5	Etude de la relaxation du couple	110
5.5.1	Une relaxation lente, non exponentielle	110
5.5.2	Choix de l'origine des temps	113
5.5.3	Taux de relaxation	116
5.5.4	Comparaison avec un système Ising	121
5.6	Conclusion	121
6	Les exposants critiques	123
6.1	Les simulations numériques : Ising 3D EA	123
6.2	Détermination expérimentale des exposants	124
6.2.1	Procédure générale	124

6.2.2	Influence de la taille de la région critique considérée . . .	127
6.3	Quelques exemples	127
6.3.1	Cas d'un système Ising : $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}\text{TiO}_3$	128
6.3.2	Cas des systèmes Heisenberg	129
6.3.2.1	L'AgMn et le CuMn	129
6.3.2.2	Le $\text{CdCr}_{1.7}\text{In}_{0.3}\text{S}_4$	130
6.4	Nos résultats	131
6.4.1	CuMn 3%, AgMn 3%	132
6.4.2	AuFe 8%	132
6.4.3	$(\text{Fe}_{0.1}\text{Ni}_{0.9})_{75}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$	137
6.5	Résumé	138
	Conclusion	143
	Annexes	147
	A Les exposants critiques dans le cas de l'AgMn 3%	147
	B Les exposants critiques dans le cas du CuMn 3%	153
	C Les exposants critiques dans le cas du $(\text{Fe}_{0.1}\text{Ni}_{0.9})_{75}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$	159
	Bibliographie	174

Table des figures

1.1	Exemple de frustration géométrique	12
1.2	Exemple de système frustré par la géométrie des interactions	12
1.3	Exemple de système frustré par le désordre des interactions	13
1.4	Susceptibilité des verres de spin dans la phase paramagnétique	16
1.5	Exemple de mesures d'aimantations FC et ZFC	17
1.6	Exemple de mesure de $\chi'(T)$, et dépendance en fréquence	18
1.7	Exemple de mesure de susceptibilité alternative	19
1.8	Exemple de mesure d'IRM et TRM	20
1.9	Aimantation thermorémanente en fonction du temps pour différents temps d'attente t_w	22
1.10	Partie vieillissante de l'aimantation thermorémanente	22
1.11	Effet d'un cycle négatif en température sur la susceptibilité χ''	24
1.12	Expériences de vieillissement et mémoire	25
1.13	L'interaction Dzyaloshinsky-Moriya	27
2.1	Illustration de la structure de la matrice $Q_{\alpha\beta}$ dans le cas d'une brisure de la symétrie des répliques à une étape	43
2.2	Illustration de la structure de la matrice $Q_{\alpha\beta}$ dans le cas d'une brisure de la symétrie des répliques à deux étapes	44
2.3	Les fonctions $q(x)$ et $P(q)$	47
2.4	Représentation schématique de la brisure de la symétrie des répliques à la Parisi pour $K = 3$	47
2.5	Diagramme de phase prévu par le champ moyen pour des spins Heisenberg	49
2.6	Diagramme de phase prévu par le champ moyen pour des spins Heisenberg avec anisotropie aléatoire	51
2.7	Représentation schématique du modèle des gouttelettes	53
2.8	Différentes structures pour la fonction $P(q)$	58
2.9	Structure du paysage énergétique	60
3.1	Illustration de la chiralité dans le cas de spins XY	62
3.2	Etats fondamentaux d'une plaquette de quatre spins XY	63
3.3	Etat obtenu après réflexion	63

3.4	Etat fondamental de deux plaquettes frustrées adjacentes	64
3.5	Illustration de la chiralité dans le cas de spins XY	65
3.6	Fonctions d'autocorrélation des spins et de la chiralité d'un verre de spin Heisenberg 3D	68
3.7	Fonctions d'autocorrélation des spins et de la chiralité en fonction de $\log_{10} t/t_w$	69
3.8	Diagramme de phase chiral d'un VDS Heisenberg 3D $\pm J$	71
4.1	Photographie du premier montage de couple	74
4.2	Schéma du premier montage de couple	74
4.3	Schéma du second dispositif de mesures de couple	76
4.4	Schéma détaillé du dispositif de mesure	77
4.5	Montage utilisé pour calibrer le dispositif expérimental	78
5.1	Effet d'une rotation du champ dans l'état paramagnétique	81
5.2	Effet d'une rotation du champ dans l'état verre de spin	82
5.3	Forme théorique du couple en fonction du champ magnétique	83
5.4	Procédure expérimentale utilisée pour les mesures de couple	84
5.5	Couple en fonction de t_1 pour l'AgMn 3% sous 1 T	86
5.6	Couple en fonction du champ pour l'AuFe 8%	87
5.7	Détermination de l'énergie d'anisotropie de l'AuFe	88
5.8	Couple en fonction de la température pour l'AgMn 3% sous 1.75 T	90
5.9	Couple en fonction du temps pour l'AgMn 3% sous 1.75 T	92
5.10	Diagramme de phase de l'AgMn	93
5.11	Diagrammes de phase de nos échantillons obtenus par les mesures de couple - Critère 1	94
5.12	Diagrammes de phase de nos échantillons obtenus par les mesures de couple - Critère 2	95
5.13	Diagramme de phase des CuMn1%Au _x obtenus par des mesures de couple magnétique, d'après N. de Courtenay <i>et. al</i>	96
5.14	Aimantations FC et ZFC du CuMn 3% sous différents champs de	97
5.15	$M_{FC} - M_{ZFC}$ en fonction de la température pour le CuMn 3%	98
5.16	Lignes de transition du CuMn déterminées par des mesures de couple et des mesures d'irréversibilité longitudinale	99
5.17	Lignes de transition du CdCr _{1.7} In _{0.3} S ₄ déterminées par des mesures de couple et des mesures d'irréversibilité longitudinale	100
5.18	Lignes de transition du (Fe _{0.1} Ni _{0.9}) ₇₅ P ₁₆ B ₆ Al ₃ déterminées par des mesures de couple et des mesures d'irréversibilité longitudinale	101
5.19	$H_c^{2/3}$ en fonction de T	102
5.20	Comparaison des diagrammes de phase expérimentaux avec le modèle chiral	105
5.21	Analyse champ moyen du diagramme de phase de l'AgMn	108

5.22	Analyse champ moyen du diagramme de phase du $\text{CdCr}_{1.7}\text{In}_{0.3}\text{S}_4$	108
5.23	Analyse champ moyen du diagramme de phase de l'AuFe . . .	109
5.24	Analyse champ moyen du diagramme de phase du CuMn . . .	110
5.25	Relaxation du couple pour le $\text{CdCr}_{1.7}\text{In}_{0.3}\text{S}_4$ sous 2.5 T	111
5.26	Relaxation du couple pour l'AuFe jusqu'à 10^4 s en double échelle logarithmique	112
5.27	Relaxation du couple pour l'AuFe jusqu'à 10^4 s en échelle semi-logarithmique	113
5.28	Choix de $t = 0$ pour l'AuFe	114
5.29	Relaxation du couple pour l'AuFe sous 3 T	115
5.30	Choix de $t = 0$ pour l'AgMn	116
5.31	Relaxation du couple pour l'AgMn sous 3 T	117
5.32	Taux de relaxation de l'AgMn en fonction de H	118
5.33	Taux de relaxation de l'AuFe en fonction de H	119
5.34	Taux de relaxation à saturation en fonction de la température réduite	120
6.1	Susceptibilité linéaire χ_0 de l'AuFe	133
6.2	Détermination de γ pour l'AuFe	133
6.3	Détermination de δ pour l'AuFe	134
6.4	Détermination de ψ pour l'AuFe	135
6.5	Scaling à l'aide de la loi d'échelle (6.4) pour l'AuFe	136
6.6	Scaling à l'aide de la loi d'échelle (6.7) pour l'AuFe	136
6.7	Les exposants δ, η, ν et γ en fonction de l'anisotropie	139
6.8	Les exposants α et β en fonction de l'anisotropie	141
A.1	Susceptibilité linéaire χ_0 de l'AgMn	148
A.2	Détermination de δ pour l'AgMn	149
A.3	Scaling à l'aide de la loi d'échelle (6.4) pour l'AgMn	150
A.4	Scaling à l'aide de la loi d'échelle (6.7) pour l'AgMn	151
B.1	Susceptibilité linéaire χ_0 du CuMn	154
B.2	Détermination de δ pour le CuMn	155
B.3	Scaling à l'aide de la loi d'échelle (6.4) pour le CuMn	156
B.4	Scaling à l'aide de la loi d'échelle (6.7) pour le CuMn	157
C.1	Détermination de $\chi_1(T)$ pour le $(\text{Fe}_{0.1}\text{Ni}_{0.9})_{75}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$	160
C.2	Détermination de γ pour le $(\text{Fe}_{0.1}\text{Ni}_{0.9})_{75}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$	161
C.3	Susceptibilité linéaire χ_0 du $(\text{Fe}_{0.1}\text{Ni}_{0.9})_{75}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$	162
C.4	Détermination de δ pour le $(\text{Fe}_{0.1}\text{Ni}_{0.9})_{75}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$	163
C.5	Variation de δ avec T_g pour le $(\text{Fe}_{0.1}\text{Ni}_{0.9})_{75}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$	164
C.6	Détermination de ψ pour le $(\text{Fe}_{0.1}\text{Ni}_{0.9})_{75}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$	165
C.7	Détermination de ϕ pour le $(\text{Fe}_{0.1}\text{Ni}_{0.9})_{75}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$	166
C.8	Scaling à l'aide de la loi d'échelle (6.4)	167

C.9	Scaling à l'aide de la loi d'échelle (6.7)	168
C.10	Scaling à l'aide de la loi d'échelle (6.7)	169

Liste des tableaux

1.1	Définition et signification des exposants critiques	30
1.2	Principales relations entre les exposants critiques	31
1.3	Valeurs expérimentales des exposants δ , γ et β de quelques échantillons verre de spin	32
2.1	Valeurs champ moyen des exposants critiques	41
5.1	Valeurs de l'énergie d'anisotropie des composés étudiés	89
6.1	Valeurs numériques des exposants critiques des systèmes Ising en dimension 3	124
6.2	Valeurs expérimentales des exposants critiques pour les échantillons étudiés	138

Chapitre 1

Introduction

On désigne par *Verre de Spin* la phase basse température de certains matériaux magnétiques qui possèdent la propriété de passer, lorsque l'on abaisse la température jusqu'à une valeur T_g , d'un état paramagnétique à un état où les spins sont figés dans des directions aléatoires. Aucun ordre conventionnel à longue distance ne peut s'établir, ni ferromagnétique, ni antiferromagnétique. Ces systèmes présentent une transition de gel vers un état possédant un *nouveau type d'ordre*. Ce premier chapitre est dédié à un rapide passage en revue des différentes caractéristiques expérimentales de ces systèmes.

1.1 Qu'est-ce qu'un verre de spin ?

Les principaux ingrédients d'obtention d'un état verre de spin sont le désordre et la frustration. On dit qu'un système est frustré si lors du processus de minimisation de son énergie, toutes les contraintes ne peuvent être satisfaites simultanément. Il existe deux types de frustration magnétique : la frustration géométrique, et la frustration par le désordre, dont nous allons voir des exemples dans les paragraphes suivants.

1.1.1 Frustration géométrique

Un système est dit géométriquement frustré si la frustration provient de la géométrie, soit du réseau, soit des interactions. Un exemple de système totalement frustré par la géométrie du réseau est celui du réseau triangulaire avec interactions antiferromagnétiques représenté sur la figure (1.1). Il n'y a dans ce cas pas du tout de désordre, ni dans les positions des spins (ils sont tous placés aux sites d'un réseau régulier), ni dans les signes des couplages (les interactions sont toutes du même signe).

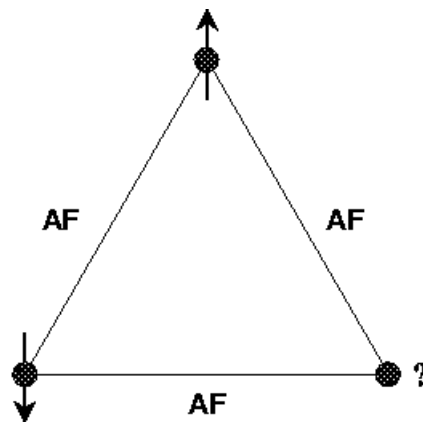


FIG. 1.1 – Exemple de système géométriquement frustré : le réseau triangulaire avec interactions antiferromagnétiques.

Un exemple du même ordre pour illustrer cette fois-ci une frustration induite par la géométrie des interactions est celui de la figure (1.2). Il s'agit là d'un réseau carré avec couplages ferromagnétiques J_1 entre plus proches voisins, et antiferromagnétiques J_2 entre seconds voisins (suivant les diagonales des carrés). Si $|J_1| = |J_2|$, le système est frustré et sur une plaquette élémentaire, au moins deux liens ne peuvent être satisfaits.

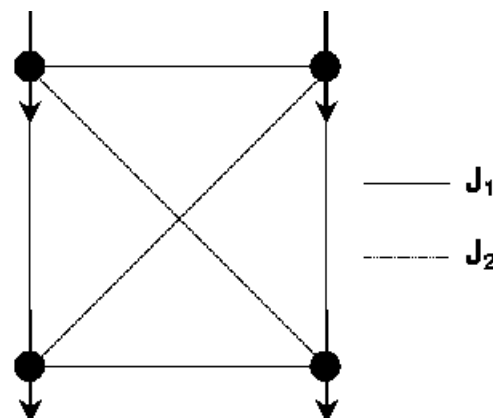


FIG. 1.2 – Exemple de système frustré par la géométrie des interactions : le réseau carré avec interactions ferromagnétiques entre proches voisins, et antiferromagnétiques entre seconds voisins.

1.1.2 Frustration par le désordre

Deux types de désordre peuvent conduire à la frustration : le désordre dans les couplages entre les spins, ou bien dans les positions des spins. Un exemple de frustration induite par le désordre des couplages est celui du réseau carré de la figure (1.3) : les noeuds de ce réseau sont tous occupés par un spin, il n'y a donc pas de désordre de position, mais les interactions, que l'on suppose exister entre plus proches voisins seulement, sont au hasard $\pm J$. D'après le cri-

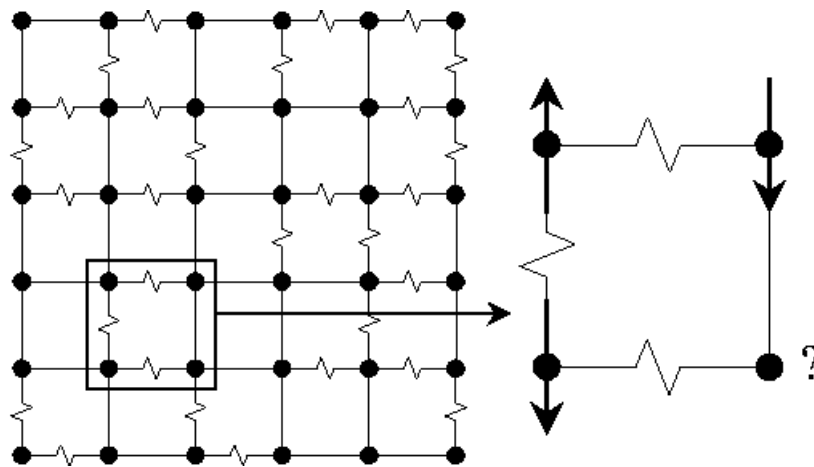


FIG. 1.3 – Exemple de système frustré par le désordre des interactions : le réseau carré avec interactions $\pm J$ aléatoires.

rière de Toulouse [2], une plaquette comportant un nombre pair d'interactions ferromagnétiques (ou antiferromagnétiques), n'est pas frustrée : les quatre couplages peuvent être satisfaits simultanément. Si par contre, le nombre de liens ferromagnétiques (ou antiferromagnétiques) est impair, aucune des configurations des spins ne peut minimiser simultanément toutes les énergies d'interaction, la plaquette est alors frustrée. Le système que nous venons de décrire constitue le premier modèle théorique des verres de spin : le modèle d'Edwards et Anderson [3].

La frustration par le désordre dans les positions des spins est du même ordre. Imaginons un réseau régulier, cubique par exemple, dont une fraction x des sites est occupée au hasard par des spins. Imaginons aussi que ces spins interagissent entre eux avec une constante de couplage dont le signe varie avec la distance entre les spins, les spins étant distribués au hasard, les distances qui les séparent sont aléatoires, les signes des interactions aussi. On tombe alors sur le cas dilué de l'exemple de la figure (1.3). Comme dans cet exemple, la frustration provient du désordre dans les interactions, mais cette fois-ci, le

désordre dans le signe des interactions est la conséquence de l'occupation aléatoire par les spins des sites d'un réseau régulier.

1.1.3 Les verres de spin

Les verres de spin *classiques* ou *canoniques* résultent de la dilution à très faible pourcentage d'impuretés magnétiques (métaux de transition : Mn, Fe) dans une matrice non magnétique (métaux nobles : Ag, Au, Cu, Pt). Le moment magnétique d'une impureté produit une polarisation magnétique des électrons de conduction du métal hôte qui est positive à certaines distances, et négative à d'autres. Les moments magnétiques des autres impuretés sentent le champ magnétique local produit par les électrons de conduction polarisés et tentent de s'aligner avec lui. Plus précisément, les interactions entre les spins sont de type oscillant RKKY [4] :

$$J(R) = J_0 \frac{\cos(2k_F R + \varphi_0)}{(k_F R)^3} \quad R \rightarrow \infty. \quad (1.1)$$

J_0 et φ_0 sont des constantes et k_F est le vecteur d'onde de Fermi des électrons de conduction du métal hôte. Dans la mesure où les distances entre les spins sont aléatoires, certaines interactions d'un spin particulier avec les autres vont être positives, et favoriser un alignement antiparallèle, d'autres négatives et favoriser un alignement parallèle. A $T = 0$, les spins sont bloqués dans des positions désordonnées (désordre gelé), caractérisant une des multiples configurations qui minimise son énergie, mais aucun alignement ne pouvant satisfaire simultanément toutes les interactions, le système est frustré. La notion de désordre gelé que l'on vient d'introduire, implique que l'aimantation locale $m_i = \langle S_i \rangle$ au site i n'est pas nulle, mais que, les orientations des spins étant aléatoires, l'aimantation macroscopique M l'est. Toute tentative pour décrire la phase verre de spin en termes de paramètre d'ordre de type ferromagnétique (aimantation moyenne), ou antiferromagnétique (aimantation alternée moyenne) échouera.

Dans ce type d'alliages, le désordre est la conséquence de l'occupation au hasard par les impuretés magnétiques de sites cristallins, mais il existe aussi un grand nombre de systèmes dans lesquels le désordre provient de la structure amorphe du matériau (tels que $(Fe_x Ni_{1-x})_{75} P_{15} B_6 Al_3$). On peut aussi trouver une phase verre de spin dans des composés isolants (tels que $CdCr_{2x} In_{2-2x} S_4$), où la frustration vient de la compétition entre des interactions entre premiers et seconds voisins qui sont soit ferromagnétiques, soit antiferromagnétiques.

1.2 Propriétés caractéristiques des verres de spin

Cette section ne prétend pas établir une liste exhaustive des propriétés expérimentales des verres de spin, seulement présenter succinctement celles qui semblent les plus importantes pour la suite de ce travail. Pour une revue plus détaillée, voir par exemple les références [4, 5, 6].

1.2.1 Mesures de susceptibilité

Il y a plusieurs méthodes pour déterminer la susceptibilité magnétique χ d'un matériau. En champ statique H suffisamment faible, on peut mesurer l'aimantation M et la diviser par le champ. Une autre technique consiste à appliquer un faible champ alternatif h , et mesurer χ en prenant la dérivée $\partial M / \partial h$ à une certaine fréquence ω , éventuellement sous un champ dc H superposé.

1.2.1.1 $T \gg T_g$

A très haute température, on s'attend à ce qu'un verre de spin soit un simple paramagnétique. Les mesures de susceptibilité en champ faible et à très haute température indiquent en effet que χ suit une loi de Curie-Weiss :

$$\chi = \frac{C}{T - \theta} = \frac{N\mu_B^2 g^2 J(J+1)}{3k_B(T - \Theta)}. \quad (1.2)$$

Comme on le voit à gauche de la figure (1.4), l'inverse de la susceptibilité pour le CuMn est bien une droite en fonction de T pour les températures situées au dessus d'une certaine température T_d . La pente $1/C$ de cette droite à haute température donne le nombre effectif de magnétons de Bohr $p_0 = g\sqrt{J(J+1)}$ et l'intersection de cette droite avec l'axe T donne la température de Curie Θ . Les premières déviations par rapport à ce comportement sont déjà observées pour des températures T_d de l'ordre de quelques T_g [7, 8]. Si l'on étend cette analyse aux températures inférieures à T_d , on peut déterminer un nombre effectif de magnétons de Bohr p_{eff} :

$$p_{\text{eff}}(T) = \sqrt{\frac{3k_B}{N\mu_B^2} \left[\frac{d\chi^{-1}}{dT} \right]^{-1/2}}. \quad (1.3)$$

$p_{\text{eff}}(T)$ est représenté à droite de la figure (1.4) pour des échantillons de CuMn à différentes concentrations : pour $T < T_d$, le moment effectif augmente, indiquant que des clusters ferromagnétiques commencent à se former à l'intérieur du paramagnétique. Plus la concentration x en impuretés est grande, plus la

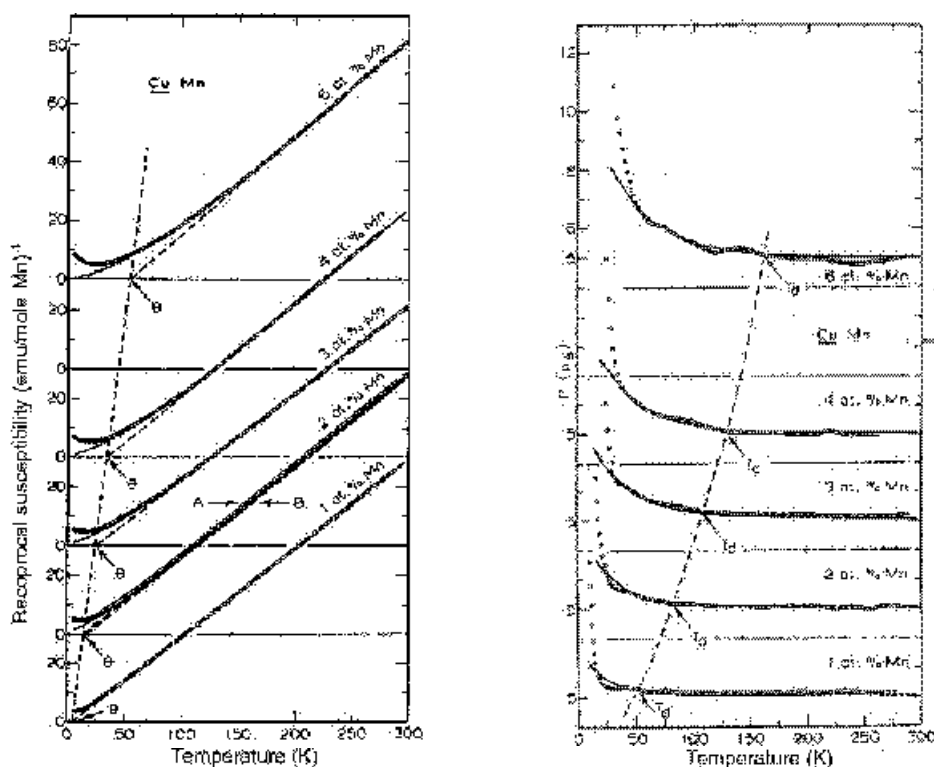


FIG. 1.4 – A gauche : inverse de la susceptibilité en fonction de la température pour différents alliages CuMn. A droite, nombre effectif de magnétons de Bohr pour les mêmes échantillons déduit des pentes des courbes précédentes, d'après Morgownik et Mydosh [7].

valeur de $p_{\text{eff}}(T)$ est grande à basse température, et plus Θ augmente, indiquant que les interactions ferromagnétiques sont plus probables quand x augmente. On peut de plus remarquer sur la figure (1.4) à droite que la valeur de p_0 est indépendante de la concentration pour un alliage donné.

1.2.1.2 $T \sim T_g$

Les verres de spin sont caractérisés en premier lieu par l'apparition d'irréversibilité magnétique en dessous d'une température bien définie T_g . L'aimantation mesurée sous champ statique H est différente selon que l'échantillon a été préalablement refroidi sous champ (FC, ou *field cooled*) ou en champ nul (ZFC, ou *zero field cooled*). Une courbe représentant les aimantations FC et ZFC dans le cas du CuMn 3% est reproduite sur la figure (1.5). L'aimantation FC présente généralement un plateau en dessous de T_g et elle dérive peu en fonction du temps. L'aimantation ZFC présente un pic à T_g d'autant plus aigu que le

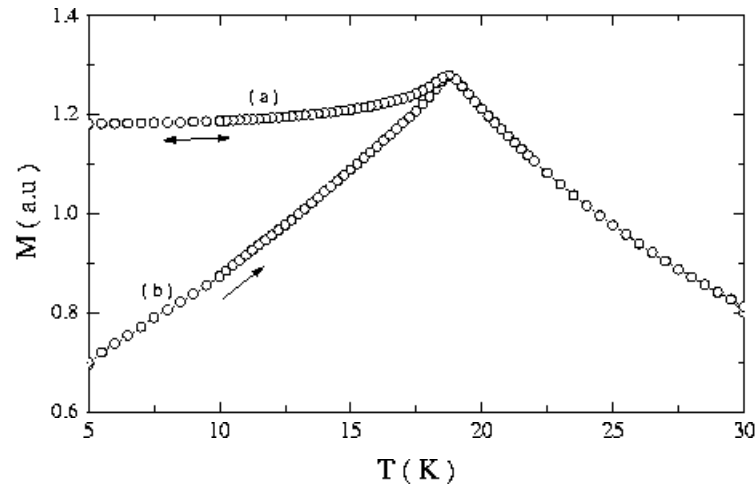


FIG. 1.5 – Aimantations (a) : FC et (b) : ZFC en fonction de la température sous $H = 5 \text{ G}$ dans le cas du $\text{CuMn } 3\%$.

champ magnétique appliqué est faible, et s'écarte très rapidement de l'aimantation FC en dessous de T_g . Si l'on coupe rapidement le champ, l'aimantation ZFC revient pratiquement à zéro, mais si le champ est maintenu, elle tend à se rapprocher très lentement de la courbe FC, $M_{ZFC}(t \rightarrow \infty) \approx M_{FC}$, acquérant ainsi une composante irréversible qui diminuera très lentement aussi si on coupe le champ. En bref, le champ magnétique, lorsqu'il est appliqué en dessous de T_g , crée un état métastable et irréversible. T_g est définie comme la température d'apparition de ces irréversibilités, i.e comme la température en dessous de laquelle $\chi_{FC} - \chi_{ZFC}$ est non nul. Comme il a été mentionné plus haut, la courbe ZFC dépend du temps de mesure, typiquement de l'ordre de la minute pour ce type d'expériences. La température de gel T_g définie comme l'apparition d'irréversibilité dépend donc elle aussi très légèrement du temps. Ce comportement se retrouve dans les mesures de susceptibilité alternative : celle-ci dépend, elle, de la fréquence.

C'est seulement dans les années 70 que l'on découvrit pour la première fois l'existence d'un pic aigu à T_g dans la susceptibilité ac des verres de spin, et la présence de ce pic fut la première mise en évidence de l'existence d'une véritable transition de phase. L'application d'un champ statique H superposé a pour effet d'é mousser ce pic, jusqu'à le faire disparaître si sa valeur est suffisamment grande. L'augmentation de la fréquence ω du champ alternatif h a quant-à-elle deux effets : tout d'abord celui d'é mousser très légèrement le pic, et ensuite, de déplacer son apparition vers des températures plus élevées,

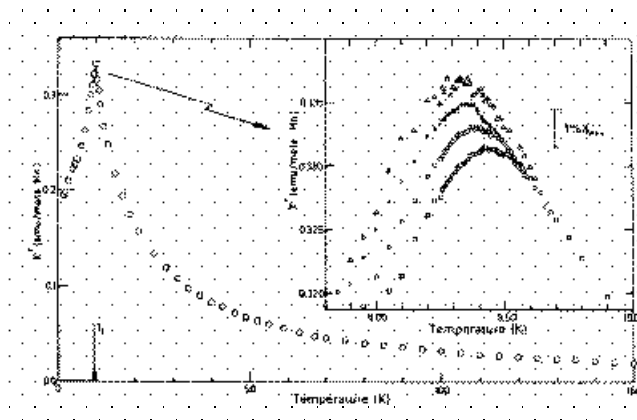


FIG. 1.6 – χ' en fonction de la température pour une poudre de CuMn 0.94%, à différentes fréquences. \square : 1.33 kHz, \circ : 234 Hz, \times : 10.4 Hz, et Δ : 2.6 Hz. D'après Mulder *et al.* [9].

cf l'encart de la figure (1.6) qui représente des courbes de susceptibilité en fonction de la température pour différentes fréquences pour un échantillon de CuMn, d'après Mulder *et al.* [9]. La véritable température de gel T_g est définie en toute rigueur comme la limite de $T_g(\omega)$ quand $\omega \rightarrow 0$. Cet effet est très faible : la variation relative de T_g par décade de variation de ω , $\Delta T_g / (T_g \Delta \log \omega)$, est typiquement de l'ordre de 10^{-3} à 10^{-2} . Lors de mesures de susceptibilité alternative on doit faire la distinction entre la partie réelle ou en phase χ' (dispersion) et la partie imaginaire ou hors phase χ'' (absorption) de χ :

$$\chi(\omega, T) = \chi'(\omega, T) + i\chi''(\omega, T). \quad (1.4)$$

La figure (1.7) montre la dépendance en température de la partie réelle et imaginaire de la susceptibilité alternative χ d'un verre de spin, d'après Hüser *et al.* [10]. On observe une soudaine apparition de la composante hors phase χ'' de la susceptibilité près de T_g , le pic de χ' , donc T_g correspondant en fait au maximum de la pente de χ'' , $d\chi''/dT$. L'apparition d'une composante hors phase dans la susceptibilité signale l'existence d'effets de relaxation.

1.2.1.3 Définition de T_g

On a vu dans les deux paragraphes précédents qu'une des particularités importantes des verres de spin est l'existence de fortes dépendances temporelles. La susceptibilité dc dépend de la vitesse de variation de la température, i.e du temps passé à chaque température avant la mesure, la susceptibilité ac dépend de la fréquence. La détermination de T_g dépend donc elle aussi de la fenêtre de temps à travers laquelle un type particulier d'expérience observe la transition :

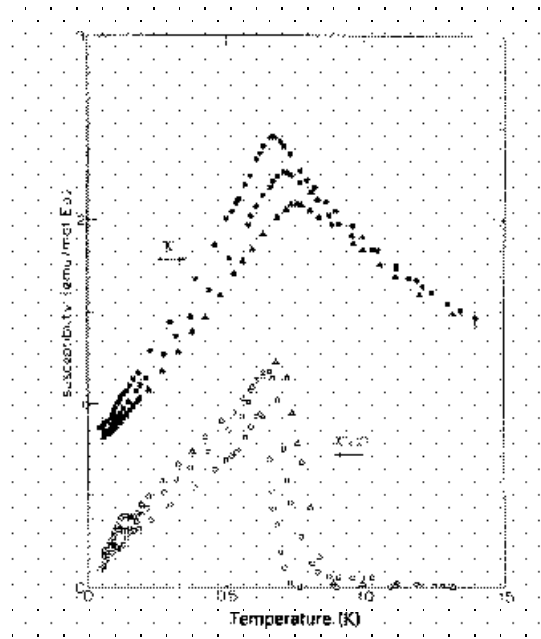


FIG. 1.7 – χ' (symboles pleins) et χ'' (symboles ouverts) en fonction de la température pour $\text{Eu}_{0.2}\text{Sr}_{0.8}\text{S}$ sous $h = 0.1 \text{ Oe}$. \circ : 10.9 Hz, \square : 261 Hz, \triangle : 1.969 kHz. D'après Hüser et al. [10].

quelques minutes à quelques heures pour des mesures dc, 10^{-2} à 10^{-4} pour des mesures ac, en apparence contradiction avec l'existence d'une véritable transition à T_g finie. Il n'en est rien, et des mesures de $T_g(\omega)$ [11] sur une très large gamme de fréquence ont montré que la dépendance de T_g au temps de mesure devient de plus en plus faible quand celui-ci augmente, jusqu'à saturer à une valeur statique :

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} T_g(\omega) = T_g^{\text{STATIQUE}} \neq 0. \quad (1.5)$$

L'existence en champ nul d'une température de gel T_g bien définie pour les verres de spin peut être mise en évidence plus précisément en analysant la variation de $T_g(\omega)$ en fonction de ω dans le cadre de la théorie du scaling dynamique : le temps de relaxation t est relié à la longueur de corrélation ξ par $t \sim \xi^z$. Comme ξ diverge à l'approche de T_g comme $[(T - T_g)/T_g]^{-\nu}$, on a :

$$\frac{t}{t_0} \propto \left(\frac{T_g(\omega) - T_g}{T_g} \right)^{-z\nu}, \quad (1.6)$$

où le produit $z\nu$ est appelé exposant critique dynamique.

Un fit des données par la relation (1.6) donne de bons résultats et conduit à la détermination de paramètres $T_g \neq 0$, t_0 et $z\nu$ physiquement acceptables. Pour

$\text{Fe}_{0.5}\text{Mn}_{0.5}\text{TiO}_3$ (Ising), ils valent respectivement 20.3 K, 10^{-13} secondes et 11 [12], pour $(\text{Fe}_{0.15}\text{Ni}_{0.85})_{75}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$, ils valent 22.4 K, $2 \cdot 10^{-13}$ secondes et 8.2 [13], pour le $\text{CdCr}_{1.7}\text{In}_{0.3}\text{S}_4$, T_g vaut 16.7 K, et $z\nu$ vaut 6.9 [14].

La dépendance de χ_{ac} avec la fréquence, la dépendance de χ_{dc} avec la vitesse de refroidissement, ainsi que les phénomènes de rémanence observés dans χ_{dc} ont la même origine : la nature gelée du système en dessous de T_g . A basse température, il y a de très nombreuses configurations des spins qui sont équivalentes, et l'état qui est atteint dépend cruciallement des détails de l'expérience mentionnés plus haut.

1.2.2 $T \ll T_g$ - Mesures d'IRM et TRM

L'existence de composantes irréversibles observées dans les mesures d'aimantation statique sous champ faible perdure sous champ magnétique fort quand $T \ll T_g$: ce sont les effets de rémanence. L'aimantation thermorémanente $M_{TRM}(T, H)$ (*thermoremanent magnetization*) est l'aimantation qui subsiste après

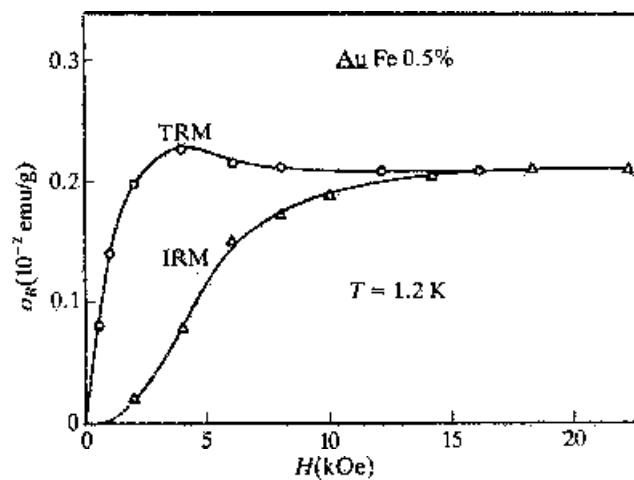


FIG. 1.8 – Dépendance en champ de l'aimantation thermorémanente (TRM) et isotherme (IRM) obtenue après refroidissement de $T_i \gg T_g = 5.4 \text{ K}$ à $T = 1.2 \text{ K}$ pour un échantillon d'AuFe 0.5%. Voir le texte pour les définitions. D'après Tholence et al. [15].

avoir coupé le champ H sous lequel le verre de spin a été refroidi jusqu'à une température T inférieure à T_g . L'aimantation rémanente isotherme, $M_{IRM}(T, H)$ (*isothermal remanent magnetization*) est obtenue après avoir refroidi le verre de spin en champ nul jusqu'à T , appliqué un champ H , et coupé ce champ. A bas champ, $M_{IRM}(T, H)$ est inférieure à $M_{TRM}(T, H)$; à haut champ, pour H supérieur à un champ critique H_s , $M_{TRM}(T, H)$ et $M_{IRM}(T, H)$ saturent

à la même valeur M_S , bien inférieure à la valeur de l'aimantation qui serait obtenue en alignant tous les spins. Un exemple de mesure de TRM et d'IRM est présenté sur la figure (1.8) pour un AuFe 0.5%, d'après Tholence et Tournier [15].

Les aimantations $M_{TRM}(H)$ et $M_{IRM}(H)$ dépendent à la fois du temps t_w passé à basse température, et du temps pendant lequel on a attendu avant de les mesurer après avoir coupé le champ (cf section 1.2.3), mais ces temps étant égaux, Bouchiat et Monod [16] ont montré que pour une série d'échantillons AgMn à différentes concentrations, il était possible d'obtenir une unique paire de courbes en unités réduites M/M_S et H/H_S pour chaque valeur de T/T_g .

1.2.3 Dynamique lente - Vieillessement - Mémoire

Comme on l'a vu, les propriétés magnétiques statiques des verres de spin dépendent très fortement de l'histoire magnétique du matériau. Il est donc nécessaire pour étudier la dynamique de ces systèmes d'utiliser une procédure $(H - T)$ bien définie. De nombreuses expériences ont été effectuées pour étudier les propriétés dynamiques des verres de spin, et les caractéristiques générales sont les suivantes: la relaxation est lente, non exponentielle, et, fait remarquable, dépend très fortement du temps t_w passé en dessous de T_g avant d'effectuer les mesures. C'est ce que l'on appelle le *vieillessement*.

Lorsque l'on mesure la relaxation de l'aimantation thermorémanente (TRM), le système est refroidi sous un faible champ H d'une température supérieure à T_g à une température $T < T_g$; on attend alors un temps t_w avant de couper le champ magnétique, et on observe la variation de l'aimantation en fonction du temps t . On peut aussi faire l'expérience miroir qui consiste à étudier la relaxation de l'aimantation ZFC obtenue après refroidissement sous champ nul et attente t_w avant d'appliquer un champ magnétique H sous lequel l'évolution temporelle de l'aimantation sera mesurée. Tant que le champ est suffisamment faible, les deux procédures sont équivalentes.

Sur la figure (1.9) sont reportées des courbes de relaxation de $M_{TRM}(t)$ mesurées par le groupe de Saclay [17] pour différents t_w pour un échantillon d'AgMn 2.6%: très qualitativement, plus on attend avant de couper le champ, et plus la réponse du système est lente, i.e plus le système devient rigide. Toutes ces courbes présentent un point d'inflexion à $t \sim t_w$, suggérant un scaling approximatif en t/t_w . Cette dynamique non stationnaire est aussi visible dans des mesures de susceptibilité alternative, où on mesure en fonction du temps les réponses en phase et hors phase à un faible champ alternatif de fréquence ω . Le temps d'observation t dans les mesures de TRM a ici pour équivalent $1/\omega$ (fixé) et on observe χ en fonction du temps t_a passé depuis que l'échantillon est dans la phase basse température ($t_a = t + t_w$ dans les mesures

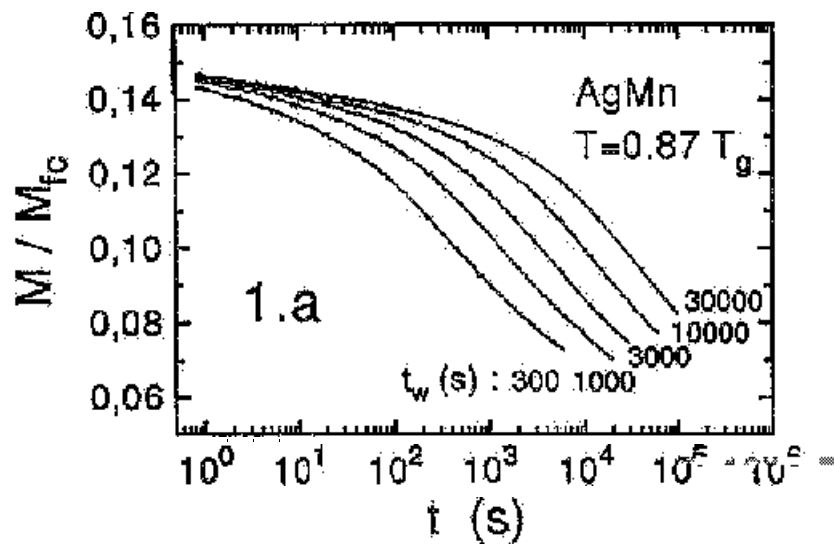


FIG. 1.9 – Aimantation thermorémanente en fonction du temps pour différents temps d'attente t_w pour un échantillon d'AgMn 2.6%, d'après Vincent et al. [17].

DC). On observe de façon équivalente dans ce type de mesures que la susceptibilité dépend à la fois de ω et t_a .

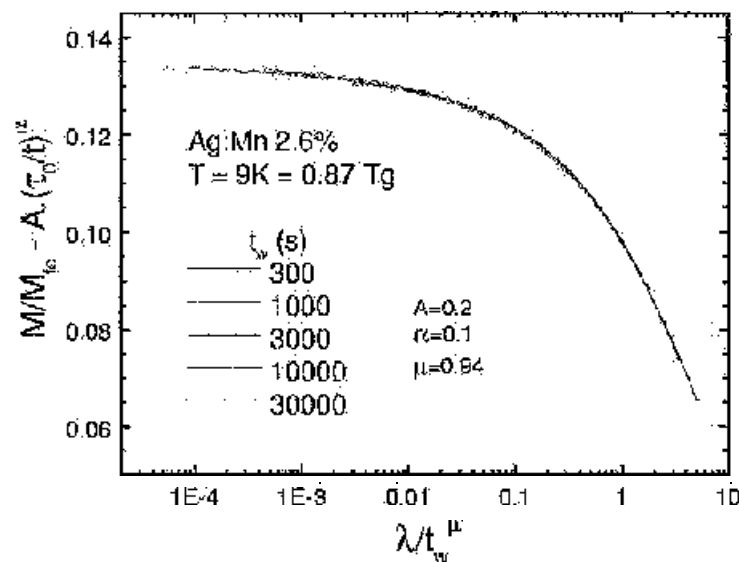


FIG. 1.10 – Partie vieillissante de l'aimantation thermorémanente d'un échantillon d'AgMn 2.6% en fonction de la variable λ/t_w^μ , d'après Hammann et al. [18].

Cette susceptibilité peut être écrite comme la somme d'une partie stationnaire, $\chi''_{\text{eq}}(\omega) = \lim_{t_a \rightarrow \infty} \chi''(\omega, t_a) = A\omega^\alpha$, et d'une partie "vieillissante", fonction à la fois de ω et de t_a . L'équivalent en mesures de TRM consiste à écrire M_{TRM} comme la somme d'une partie stationnaire $A(\tau_0/t)^\alpha = \lim_{t_w \rightarrow \infty} M_{TRM}(t, t_w)$ et d'une partie vieillissante fonction à la fois de t et t_w .

Comme on l'a déjà mentionné plus haut, la relaxation dans les verres de spin est lente et non exponentielle, elle ne correspond pas à un seul temps de relaxation τ , mais plutôt à une somme d'exponentielles pondérées par une large distribution de temps $g_{t_w}(\tau)$ définie par :

$$m_{t_w}(t) = \frac{M(t + t_w, t_w)}{M_{FC}} = \int_{\tau_0}^{\infty} g_{t_w}(\tau) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) d\tau. \quad (1.7)$$

Le vieillissement est alors attribué à la dépendance en t_w du spectre de temps de relaxation $g_{t_w} \approx dm_{t_w}(t)/d \log t$: attendre t_w dans la phase basse température repousse de $\log t_w$ le large spectre des temps de relaxation.

Le scaling en t/t_w n'est qu'approximatif, la bonne variable à utiliser est en fait

$$\lambda(t, t_w) = \frac{t_w}{1 - \mu} \left[\left(1 + \frac{t}{t_w}\right)^{1-\mu} - 1 \right], \quad (1.8)$$

i.e. $d\lambda/t_w^\mu = dt/(t_w + t)^\mu$, avec $\mu \sim 0.9$. Ce changement de variable prend en compte le fait que pour $t > t_w$, le système continue de vieillir pendant le temps d'observation.

La partie vieillissante de M_{TRM} est représentée en fonction de λ/t_w^μ sur la figure (1.10) : les courbes se superposent bien. L'exposant μ est inférieur à 1 : c'est ce que l'on appelle du *sous-vieillissement* (sub-aging).

1.2.3.1 Effets de cycles en température

Tout aussi surprenants sont les effets de rajeunissement et de mémoire observés dans les verres de spin lorsque l'on effectue les expériences décrites plus haut en faisant varier cette fois la température de façon significative. Sur la figure (1.11) est représentée la susceptibilité χ'' du $CdCr_{1.7}In_{0.3}S_4$ mesurée par Hammann *et. al* [18] lors du cycle en température suivant : refroidissement à $T = T_1 = 12K$, attente pendant t_1 , refroidissement à $T_2 = 10K < T_1$, attente pendant t_2 , puis réchauffement à T_1 . Le premier point remarquable est le redémarrage de la relaxation (rajeunissement) de χ'' lors du refroidissement de T_1 à T_2 , la relaxation à T_2 étant la même que si le système avait directement été refroidi de $T > T_g$ à T_2 , sans avoir attendu à T_1 . Le second point remarquable est le fait que lorsque l'on revient à la température initiale T_1 , la relaxation reprend exactement comme si le cycle à la température T_2 n'avait pas existé.

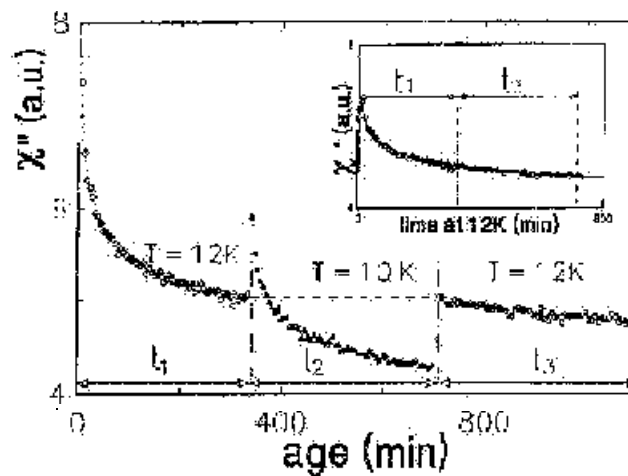


FIG. 1.11 – Effet d'un cycle négatif en température $\Delta T = 2K$ sur la susceptibilité χ'' du $CdCr_{1.7}In_{0.3}S_4$ d'après Hammann *et al.* [18].

L'abaissement de la température et la relaxation à T_2 n'ont pas affecté l'état du système à T_1 (mémoire). On n'observe pas la même chose lorsque l'on effectue des cycles en température où le ΔT est faible. Lefloch *et al.* [19] ont montré, toujours pour le $CdCr_{1.7}In_{0.3}S_4$, qu'un cycle négatif en température de $0.3K$ nécessite pour "recoller" les courbes de χ'' entre t_1 et t_3 , d'introduire un temps effectif t_{eff} . Le temps réel t_2 passé à $T - \delta T$ est équivalent à un temps $t_{\text{eff}} < t_2$ passé à T .

Ces résultats sont visibles aussi lorsque l'on fait une mesure de χ'' en fonction de la température: dans ce protocole expérimental, on mesure χ'' tandis que la température est graduellement abaissée à vitesse constante d'une température $T > T_g$ à $T_1 < T_g$, on attend à cette température pendant t_{w1} , puis la procédure de refroidissement est reprise jusqu'à $T_2 < T_1$ où on attend t_{w2} , puis on refroidit à nouveau jusqu'à $T < T_2$; le système est ensuite réchauffé à vitesse constante, sans arrêt jusqu'à $T > T_g$. La procédure de refroidissement est illustrée à gauche de la figure (1.12), et les résultats obtenus par Jonason *et al.* [20] dans le cas du $CdCr_{1.7}In_{0.3}S_4$ en suivant cette procédure sont reproduits à droite de cette même figure. On observe comme dans le cas de mesures de $\chi''(t)$, qu'après chaque arrêt à T_1 et T_2 , quand le refroidissement est repris, la courbe de susceptibilité revient très rapidement sur la courbe de référence obtenue en refroidissant sans arrêt. Le vieillissement à T_1 et T_2 n'a pas affecté la dynamique du système à des températures inférieures. Lorsque l'on réchauffe le système à vitesse constante, on observe de plus que la marque des arrêts effectués à T_1 et T_2 n'a pas été effacée: les creux obtenus au refroidissement sont exactement retrouvés en réchauffant. Le système peut en fait conserver la

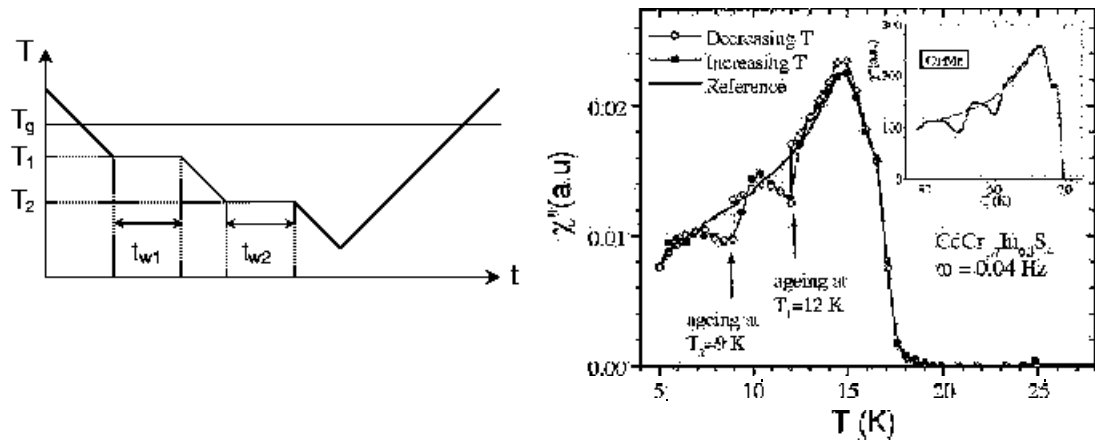


FIG. 1.12 – A droite: mesure de χ'' en fonction de la température pour le $\text{CdCr}_{1.7}\text{In}_{0.3}\text{S}_4$ en suivant la procédure décrite à gauche, avec $T_1 = 12\text{K}$, $T_{w1} = 7\text{h}$, $T_2 = 9\text{K}$, $t_{w2} = 40\text{h}$, d'après Jonason *et al.* [20].

mémoire de plusieurs vieillissements à des températures différentes (ici à 9K et 12K), pourvu qu'elles soient suffisamment éloignées. Jonason *et al.* ont aussi montré que l'effet de la vitesse de refroidissement est très faible, et qu'il est en fait dû seulement à la vitesse à laquelle le système est refroidi dans les derniers kelvins avant d'atteindre la température de mesure.

1.2.3.2 Heisenberg vs Ising

L'universalité des phénomènes de vieillissement, rajeunissement et mémoire décrits plus haut ont été étudiés par Dupuis *et al.* [21] qui ont comparé ces effets pour l'AgMn 2.7%, le $\text{CdCr}_{1.7}\text{In}_{0.3}\text{S}_4$ et le $\text{Fe}_{0.5}\text{Mn}_{0.5}\text{TiO}_3$. Le dernier composé est considéré comme une bonne réalisation d'un verre de spin Ising, tandis que les deux premiers sont des systèmes de type Heisenberg.

Si les effets de vieillissement à température constante sont très similaires pour ces deux types de verres de spin, les expériences de rajeunissement et de mémoire semblent donner des résultats quantitativement différents. Une analyse des résultats par des lois d'échelle semblables à celles du modèle des gouttelettes (cf section 2.4 page 52) est faisable dans tous les cas, qui donne un paramètre ψ caractérisant les barrières d'énergie qui varie avec l'anisotropie du système: $\psi = 0.3-0.7$ pour le $\text{Fe}_{0.5}\text{Mn}_{0.5}\text{TiO}_3$, 1.1 pour le $\text{CdCr}_{1.7}\text{In}_{0.3}\text{S}_4$ et 1.3 pour l'AgMn 2.7%.

1.3 L'anisotropie dans les verres de spin

Si des prédictions satisfaisantes sur les verres de spins sont obtenues à l'aide de théories qui se contentent de modéliser l'interaction aléatoire et conflictuelle entre les spins, un ingrédient supplémentaire est nécessaire pour expliquer certains résultats expérimentaux : l'anisotropie.

1.3.1 Mise en évidence

Quand un verre de spin a été refroidi au dessous de T_g dans un champ magnétique, il coûte ensuite de l'énergie pour écarter l'aimantation rémanente de la direction du champ de refroidissement : c'est l'anisotropie macroscopique des verres de spin. La différence essentielle entre cette anisotropie et l'anisotropie magnétocristalline que l'on rencontre dans des matériaux plus classiques est que la direction de facile aimantation n'a rien à voir ici avec les axes cristallins et est déterminée uniquement par l'histoire magnétique du matériau. Alloul et Hippert [22, 23] ont montré par des mesures de RMN et de susceptibilité transverse sur CuMn et AgMn que cette anisotropie est la somme d'une contribution unidirectionnelle et d'une contribution uniaxiale :

$$E_A = -K_1 \cos \theta + \frac{K_2}{2} \sin^2 \theta, \quad (1.9)$$

en accord avec l'observation de cycles d'hystérésis déplacés. Les mesures pour lesquelles θ est faible (et où l'aimantation rémanente n'a pas été renversée) ne font pas la distinction entre ces deux types d'anisotropie, et l'énergie mesurée est la somme des deux contributions : $E_A = \frac{1}{2} K \theta^2$

A $T \ll T_g$, l'énergie d'anisotropie est indépendante de l'aimantation rémanente [23] et une unique valeur de K rend compte des données de susceptibilité transverse, RMN et RPE. Cette constante d'anisotropie a été trouvée indépendante du temps pour t compris entre $\sim 10^{-7}$ secondes (ESR) et quelques secondes (susceptibilité transverse), elle décroît linéairement avec la température et croît linéairement avec la concentration en impuretés [23] : pour CuMn $_x$, $K = 12.8 \pm 1 \text{ G}\mu_B/\text{at}/\%$ (susceptibilité transverse), $K = 14.5 \pm 0.6 \text{ G}\mu_B/\text{at}/\%$ (ESR) pour $x > 2\%$ et pour AgMn, $K = 14 \pm 1 \text{ G}\mu_B/\text{at}/\%$ (susceptibilité transverse). Pour AuFe 3.7%, l'énergie d'anisotropie est beaucoup plus grande : pour la même concentration en impuretés, elle vaut environ 100 fois celle du CuMn [22].

1.3.2 Mécanisme microscopique

L'anisotropie des verres de spin métalliques comme le CuMn, l'AgMn et l'AuFe a été attribuée à l'existence d'interactions de type Dzyaloshinsky-Moriya (DM)

qui couplent les spins d'impuretés magnétiques au réseau atomique [24, 25, 26]. En présence d'un centre diffuseur spin-orbite au voisinage de S_i et S_j , l'interaction DM s'écrit :

$$H_{DM} = -\vec{D}_{ij} \cdot (\vec{S}_i \times \vec{S}_j), \quad (1.10)$$

où

$$\vec{D}_{ij} \propto \vec{R}_i \times \vec{R}_j. \quad (1.11)$$

Cette interaction couple les spins S_i et S_j au vecteur \vec{D}_{ij} perpendiculaire au triangle formé par les spins et le centre diffuseur, donc au réseau atomique (cf figure (1.13)). Dans un alliage désordonné, les \vec{D}_{ij} sont distribués aléatoirement.

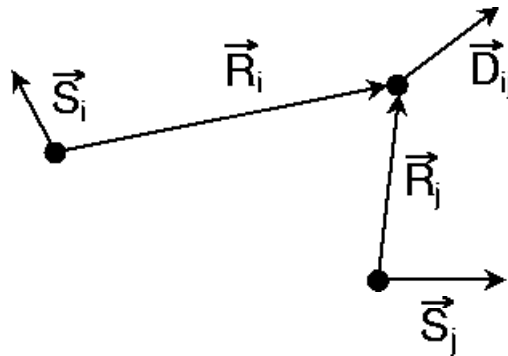


FIG. 1.13 – Géométrie à trois sites à l'origine des interactions Dzyaloshinsky-Moriya.

Le centre de couplage spin-orbite peut être une impureté non magnétique (cas des alliages ternaires CuMnPt ou CuMnAu où Pt et Au sont des diffuseurs spin-orbite très efficaces), ou une autre impureté magnétique (cas des alliages binaires).

1.4 Le diagramme de phase sous champ des verres de spin

Nous le verrons dans le chapitre suivant consacré aux modèles théoriques : deux modèles sont depuis longtemps en concurrence pour décrire l'état verre de spin, qui prédisent des résultats très différents en ce qui concerne le diagramme de phase sous champ magnétique de ces systèmes. L'un prévoit en effet que l'application d'un champ détruit l'état ordonné tandis que l'autre autorise l'état verre de spin à exister dans une région bien définie du plan (H, T) . Des mesures du diagramme de phase sous champ seraient donc une façon non

équivoque de trancher entre ces deux modèles. De telles mesures ont déjà été réalisées qui identifient des lignes de transition sans pour autant confirmer de façon irrévocable la validité de l'un de ces deux modèles.

1.4.1 Mesures d'irréversibilité longitudinale

En champ très faible, la signature de l'entrée dans la phase verre de spin est l'existence d'irréversibilité entre l'aimantation obtenue après refroidissement sous champ (FC) et l'aimantation obtenue après refroidissement en champ nul (ZFC). Sous champ plus fort, cette irréversibilité est toujours présente, et permet la détermination d'un diagramme de phase.

Kenning *et. al* [27] sur un échantillon de CuMn 6%, ainsi que Lefloch *et. al* [28] sur le $\text{CdCr}_{1.7}\text{In}_{0.3}\text{S}_4$ ont effectué ce type de mesures et ont relevé l'existence pour des champs suffisamment élevés de deux régimes distincts : un régime de faible irréversibilité où $M_{FC} - M_{ZFC}$ va à zéro linéairement à une température T_w (*w* pour *weak*), et un régime de forte irréversibilité à plus basse température où $M_{FC} - M_{ZFC}$ décroît avec une pente plus élevée. La température à laquelle apparaît cette rupture de pente dans $M_{FC} - M_{ZFC}$ leur a permis la définition d'une seconde température T_s (*s* pour *strong*). Les variations avec le champ magnétique de ces deux températures T_w et T_s forment deux lignes de transition distinctes qui ont été identifiées respectivement avec les lignes de type GT et AT prévues par les modèles de champ moyen pour des spins Heisenberg avec anisotropie aléatoire (cf section 2.3.5 page 50).

1.4.2 Mesures de couple

Nous allons revenir beaucoup plus longuement sur ce type de mesures au chapitre 5 puisqu'il s'agit de l'outil expérimental principal de ce travail. Signalons juste ici que ces mesures donnent des lignes de transition dans un diagramme (H, T) qui sont systématiquement au dessus des deux lignes mesurées par les expériences décrites dans la section précédente. Cette technique a été utilisée dans le cas des verres de spin car d'après les modèles théoriques qui prédisent l'existence d'une transition sous champ, la transition doit s'accompagner d'un gel des composantes transverses des spins. Les mesures de couple, équivalentes à des mesures d'aimantation transverse, seraient donc plus adaptées pour détecter une telle transition.

1.4.3 Les simulations numériques

Les résultats les plus récents concernant le problème de l'existence d'un état verre de spin sous champ magnétique dans le cas Ising à trois dimensions sont

due à Krzakala *et. al* [29] qui ont mis en évidence par des simulations à température nulle l'existence d'un champ critique $B_c \sim 0.65J$ en-deçà duquel l'état ordonné persiste.

1.5 Les transitions de phase - Phénomènes critiques - Universalité

De façon plus que générale, on appelle transition de phase le passage d'un corps d'un état physique donné à un autre état physique. Les transitions de phase sont caractérisées par la discontinuité des propriétés du système : une petite variation d'un paramètre extérieur provoque une modification qualitative spectaculaire de ces propriétés.

Il existe plusieurs manières de classer les transitions de phase. La première fut celle d'Ehrenfest, qui proposa d'appeler transitions d'ordre n les transitions s'accompagnant de discontinuités dans les grandeurs physiques reliées aux dérivées $n^{\text{ièmes}}$ du potentiel thermodynamique, les dérivées jusqu'à l'ordre $n-1$ étant continues, mais la plus féconde fut celle de Landau. Landau a remarqué que les transitions sans chaleur latente s'accompagnent d'un changement de symétrie. A ce changement de symétrie il associa un paramètre d'ordre, nul dans la phase de plus haute symétrie, et non nul dans la phase de plus basse symétrie. La classification de Landau permet de classer les transitions de phase en trois groupes :

- Les transitions sans paramètre d'ordre : les groupes de symétrie des deux phases ne sont pas inclus l'un dans l'autre. Elles sont du premier ordre au sens d'Ehrenfest.
- Les transitions avec paramètre d'ordre : le groupe de symétrie de la phase ordonnée (la moins symétrique) est un sous groupe du groupe de symétrie de la phase désordonnée. Dans ce cas, si le paramètre d'ordre est discontinu à la transition, on dit qu'elle est du premier ordre, s'il est continu, on dit que la transition est du second ordre.

A l'approche du point critique, la phase ordonnée a une stabilité comparable à celle de la phase désordonnée et il apparaît des zones localement ordonnées de taille ξ . Si la transition est du second ordre au sens de Landau, alors ξ diverge quand $T \rightarrow T_c$. Au voisinage d'un point critique (transition du second ordre), il est possible de décrire le comportement de certaines grandeurs physiques du système par des lois de puissances, non nécessairement entières, de la température réduite $t = (T - T_c)/T_c$. Ces exposants sont appelés exposants critiques. Le fait que ces exposants ne soient pas forcément entiers est particulier car il implique que les grandeurs thermodynamiques ne soient pas des

fonctions analytiques de leurs variables. Le tableau (1.1) résume les définitions des exposants critiques. Ces exposants ne sont pas tous indépendants, ils sont

Exposant	Définition	Condition	Signification
α	$C \sim t^{-\alpha}$	$t > 0$	Chaleur spécifique
α'	$C \sim (-t)^{-\alpha'}$	$t < 0$	
β	$q \sim (-t)^\beta$	$t < 0$	Paramètre d'ordre
γ	$\chi \sim t^{-\gamma}$	$t > 0$	Susceptibilité
γ'	$\chi \sim (-t)^{-\gamma'}$	$t < 0$	
δ	$q \sim H^{\frac{1}{\delta}}$	$t = 0$	Paramètre d'ordre <i>vs</i> champ conjugué
ν	$\xi \sim t^{-\nu}$	$t > 0$	Longueur de corrélation
ν'	$\xi \sim (-t)^{-\nu'}$	$t < 0$	
η	$\Gamma(r) \sim r ^{-(d-2+\eta)}$	$t = 0$	Fonction de corrélation

TAB. 1.1 – Définition et signification des exposants critiques.

reliés entre eux par des lois d'échelle, au nombre de 9, cf tableau (1.2).

Ce qui est remarquable, c'est qu'aussi variées que soient les transitions de ce type observées expérimentalement, il est possible de les regrouper dans des *classes d'universalité* définies par seulement deux paramètres : la dimension d'espace d et la dimension du paramètre d'ordre n . A l'intérieur d'une même classe d'universalité les valeurs des exposants critiques sont les mêmes. Ce résultat est l'un des plus importants de la théorie du groupe de renormalisation : au voisinage d'un point critique, les détails microscopiques qui forment le système (nature des interactions, géométrie du réseau,...) ne sont pas des paramètres pertinents.

1.6 Le cas des verres de spin - Non universalité des exposants critiques

Les évidences expérimentales de l'existence d'une réelle transition de phase à T_g finie dans le cas des verres de spin sont très nombreuses. Les exposants critiques associés à la transition verre de spin de plusieurs systèmes ont été

$$\begin{aligned}
\alpha &= \alpha' \\
\gamma &= \gamma' \\
\nu &= \nu' \\
\alpha + 2\beta + \gamma &= 2 \\
\alpha + \beta(\delta + 1) &= 2 \\
\beta\delta &= \beta + \gamma \\
\gamma &= \nu(2 - \eta) \\
d\nu &= 2 - \alpha \\
\delta &= (d + 2 - \eta)/(d - 2 + \eta)
\end{aligned}$$

TAB. 1.2 – Principales relations entre les exposants critiques.

expérimentalement estimés, et il suffit de regarder le tableau (1.3) où sont reportées les valeurs de δ , γ et β de quelques échantillons pour se convaincre de la grande dispersion des valeurs des exposants. Une chose cependant paradoxalement rassurante est que certains résultats sont en contradiction entre eux: pour le CuMn par exemple, δ varie entre 1.9 et 4.5 et γ entre 2 et 3.5 et les barres d'erreur données ne justifient pas une telle dispersion des résultats. La mesure des exposants critiques est un travail délicat: ils varient avec l'estimation de la température de gel qui peut être légèrement sous- ou surestimée et probablement avec la technique utilisée. De Courtenay et Bouchiat [30] ont réussi à réconcilier les résultats obtenus sur le CuMn et l'AgMn en montrant que les exposants mesurés à haut champ et loin de T_g (H tel que le rapport entre la susceptibilité non linéaire et la susceptibilité totale χ_{nl}/χ est supérieur à 0.1 et T telle que $(T - T_g)/T_g > 0.1$) sont systématiquement plus élevés que ceux mesurés à bas champ et près de T_g , mais ce n'est probablement pas la seule raison: les exposants critiques du $\text{CdCr}_{1.7}\text{In}_{0.3}\text{S}_4$ mesurés par Vincent et Hammann [1] dans les mêmes conditions de température et de champ sont clairement différents de ceux du CuMn ou de l'AgMn.

Dans le chapitre 6 est présentée la mesure que nous avons effectuée des exposants critiques de plusieurs échantillons. Ces mesures ont été effectuées de la même manière pour tous: même définition de T_g et même critère pour la définition de la taille de la région critique, à savoir comme l'ont proposé De Courtenay et Bouchiat:

$$\frac{T - T_g}{T_g} < 0.1 \quad (1.12)$$

et H tel que

$$\frac{\chi_{ni}}{\chi_0} < 0.1. \quad (1.13)$$

Le constat est clair, la dispersion des valeurs des exposants critiques mesurés sur différents échantillons pourtant tous de type Heisenberg n'est pas un artifice expérimental : les verres de spin violent bel et bien les règles d'universalité.

Système	Techn.	τ^{\max}	H^{\max}	δ	γ	β	Ref.
CuAlMn (1%)	A. C.	-	0.15	2.9 ± 0.4	-	-	[31, 32]
CuMn 2%	A. C.	-	0.02	1.9 ± 0.1	-	-	[9]
CuMn 4.6 %	D. C.	1	0.5	4.15 ± 0.15	3.4	1	[33]
CuMn 0.25 %	D. C.	0.7	-	4.5	3.5	1	[34]
CuMn 1%	D. C.	2	0.5	4.4	3.3 ± 0.05	1	[35]
AgMn 10.6%	D. C.	0.4	0.1	-	1.5 ± 0.5	-	[36]
AgMn .4, .5, .7, 20.5 %	D. C.	0.1	0.1	3.1 ± 0.2	2.2 ± 0.2	1 ± 0.1	[37]
AgMn	A. C.	0.1	0.1	3.3 ± 0.3	2.3 ± 0.2	0.9 ± 0.2	[38]
AuFe 1.5%	A. C.	0.1	0.01	2 ± 0.2	1.1 ± 0.2	0.9	[39]
GdAl 37%	-	1	0.6	6.1 ± 0.2	3.8 ± 0.5	-	[33]
GdAl 37%	D. C.	0.16	0.3	5.7 ± 0.2	2.7 ± 0.1	-	[40]
Fe ₁₀ Ni ₇₀ P ₂₀	A. C.	0.3	0.15	5.2 ± 0.5	2.3 ± 0.2	-	[41]
Al ₂ O ₃ MnOSiO ₂ 15%	A. C.	0.4	0.05	3.2	3.1 ± 0.1	1.4 ± 0.1	[42, 43]
CsNiFeF ₆	D. C.	0.1	0.5	3.5	3 ± 0.5	1.2 ± 0.1	[44]
CdCr _{1.7} In _{0.3} S ₄	D. C.	0.1	0.1	4.1 ± 0.4	2.3 ± 0.4	0.75 ± 0.1	[1]
CuMn 0.2% Au 0, .06, .3							
AgMn 0.5% Au 0, .1, .25	D. C.	0.1	0.1	3.1 ± 0.2	2.2 ± 0.1	1 ± 0.1	[30]
CuMn 0.2% Au 0, .06, .3							
AgMn 0.5% Au 0, .1, .25	D. C.	>0.1	>0.1	4.5 ± 0.2	3.3 ± 0.3	1 ± 0.2	[30]
BaCo ₈ Ti ₈ O ₁₉	D. C.	-	-	7.9 ± 0.3	4.6 ± 0.4	-	[45]
(Fe ₁₅ Ni ₈₅) ₇₅ P ₁₆ B ₆ Al ₃	D. C.	1	150 G	10 ± 1	3.4 ± 0.1	0.38 ± 0.04	[46]
Fe ₅ Mn _{0.5} TiO ₃	A. C.	0.25	-	8.4 ± 1.5	4 ± 0.3	0.54	[47]
AgMn 0.5, 0.2 %	A. C.	0.1	-	3.3 ± 0.2	2.1 ± 0.1	0.9 ± 0.2	[48]

TAB. 1.3 – Valeurs expérimentales des exposants δ , γ et β de quelques échantillons verre de spin. La technique utilisée ainsi que les conditions de température et de champ sont aussi indiquées : τ^{\max} est la valeur maximale de $(T - T_g)/T_g$, dans la colonne H^{\max} est indiquée la valeur maximale de χ_{ni}/χ .

Chapitre 2

Modèles théoriques

Historiquement, le premier modèle de verre de spin a été développé par Edwards et Anderson (EA) en 1975. Ils furent les premiers à introduire un paramètre d'ordre pour décrire cette phase peu usuelle d'ordre magnétique. Ce modèle non soluble analytiquement fût suivi la même année par sa solution en champ moyen : le modèle de Sherrington et Kirkpatrick et peu après par d'autres développements (instabilité de la solution à basse température et ligne de Almeida-Thouless, modèle de champ moyen pour des spins non Ising,...). Une quinzaine d'années après le début de l'étude théorique du problème des verres de spin apparut une autre classe de modèles totalement différents et regroupés sous le nom de modèle des gouttelettes. Cette nouvelle approche est due à McMillan, Bray et Moore et Fisher et Huse et donne une vision totalement différente du problème. Ce chapitre est dédié à l'exposition de ces deux types de modèles.

2.1 Méthode des répliques

Avant de commencer cette première section en exposant en premier lieu le modèle d'Edwards et Anderson ainsi que sa solution en champ moyen, nous allons dès à présent introduire l'outil qui a permis la résolution de ces modèles, à savoir la méthode des répliques.

Cette méthode est utilisée dans l'étude des systèmes désordonnés et permet de calculer l'énergie libre d'un système pour lequel le désordre, décrit par un ensemble de variables $\{x\}$, est gelé (*quenched disorder*). Ces variables de désordre peuvent décrire par exemple le fait qu'il y a ou non un spin au site i . Le système est décrit par des variables statistiques S_i , et la difficulté vient du fait que

ces variables $\{x\}$ et S_i ne doivent pas être traitées de la même manière. Généralement la connaissance de la fonction de partition Z du système permet de dériver toutes les quantités thermodynamiques : on part d'une fonction de partition $Z\{x\}$, fonction d'un ensemble de variables de désordre $\{x\}$ fixé, et

$$F\{x\} = -k_B T \ln Z\{x\}. \quad (2.1)$$

$F\{x\}$ est une variable extensive dont on peut s'attendre à ce qu'elle soit auto-moyennante¹, c'est à dire que sa valeur ne dépend pas d'une réalisation particulière du désordre. La quantité expérimentalement intéressante est donc :

$$F = [F\{x\}]_{av} = -k_B T [\ln Z\{x\}]_{av}, \quad (2.2)$$

où $[\]_{av}$ représente la moyenne sur ce désordre. Le problème dans le cas des systèmes désordonnés est que la quantité à moyenner n'est pas Z , mais $\ln Z$. En effet, si on cherchait à moyenner Z , les variables $\{x\}$ et S_i seraient traitées toutes deux comme des variables thermodynamiques capables de prendre les valeurs qui vont minimiser l'énergie totale, ce qui reviendrait à calculer l'énergie libre d'un système non désordonné, F_{recuit} .

La méthode des répliques permet de résoudre ce problème. Cette méthode n'est au départ qu'un artifice mathématique basé sur l'identité :

$$[\ln Z\{x\}]_{av} = \lim_{n \rightarrow 0} \frac{[Z^n\{x\}]_{av} - 1}{n} = \lim_{n \rightarrow 0} \frac{\partial}{\partial n} [Z^n\{x\}]_{av} \quad (2.3)$$

($Z^n = \exp(n \ln Z) \sim 1 + n \ln Z$ quand $n \rightarrow 0$). $[Z^n]_{av}$ peut être calculé pour tout entier n positif aussi simplement que $[Z]_{av}$. On exprime $Z^n\{x\}$ en terme de n répliques identiques du système (contenant le même désordre) :

$$Z^n\{x\} = \prod_{\alpha=1}^n Z_{\alpha}\{x\} = \prod_{\alpha=1}^n \sum_{S_i^{\alpha}} \exp(-\beta \mathcal{H}\{x, S_i^{\alpha}\}) \quad (2.4)$$

où Z_{α} est la fonction de partition de la $\alpha^{\text{ème}}$ réplique du système,

$$Z_{\alpha}\{x\} = \sum_{S_i^{\alpha}} \exp\left(-\sum_{\alpha=1}^n \beta \mathcal{H}\{x, S_i^{\alpha}\}\right). \quad (2.5)$$

1. Il s'agit là seulement d'une hypothèse. Pour des systèmes avec interactions à courte portée, l'argument est que l'on peut diviser le système en n sous-systèmes, chacun interagissant faiblement avec les autres. L'énergie libre totale est la somme de celle des sous-systèmes ($\propto n$), plus un terme dû aux frontières entre ces sous-systèmes qui varie comme $n^{1/2}$. $\delta F/F$ varie donc comme $n^{-1/2}$ et disparaît à la limite thermodynamique.

Il est ensuite possible d'en faire la moyenne sur le désordre $[\]_{av}$ à l'aide d'une distribution de probabilité $P\{x\}$ définie :

$$[Z^n\{x\}]_{av} = \int d\{x\} P\{x\} Z^n\{x\}. \quad (2.6)$$

On peut montrer que le résultat peut être exprimé en fonction d'un Hamiltonien effectif $\mathcal{H}_{eff}(n)$ qui ne contient plus de désordre :

$$[Z^n\{x\}]_{av} = Tr \exp \left(-\frac{\mathcal{H}_{eff}(n)}{k_B T} \right), \quad (2.7)$$

ce Hamiltonien effectif étant défini dans l'espace des variables $\{S_i^a\}$ des n répliques du système. Moyenner sur le désordre revient à coupler les différentes répliques du système.

Ces résultats sont exacts pour tout entier positif n . Le point crucial de la méthode des répliques pour appliquer la formule (2.3) est d'étendre la définition de $\mathcal{H}_{eff}(n)$ à tout réel positif n de façon à en prendre la limite quand n tend vers 0.

L'autre problème de cette méthode est que l'équation (2.3) suppose d'intervertir la limite thermodynamique $N \rightarrow \infty$ et la limite $n \rightarrow 0$. Cette intervention non justifiée a été longtemps tenue pour responsable de certains résultats pathologiques obtenus par cette méthode.

2.2 Modèle d'Edwards et Anderson (E.A)

La nature de l'ordre verre de spin, et donc sa correcte description théorique, est un problème encore débattu. Comment décrire le soudain gel désordonné des spins à basse température? En 1975, Edwards et Anderson [3] proposent l'image suivante : chaque spin S_i se retrouve à basse température bloqué dans une direction dont l'orientation est aléatoire. Dans la mesure où aucun ordre à longue distance n'apparaît, il n'est pas possible d'utiliser un paramètre d'ordre qui serait lié aux corrélations spatiales. Edwards et Anderson ont donc utilisé les corrélations temporelles : lorsque le système est gelé, si on observe un spin particulier à un l'instant 0 dans l'état $S_i(0)$, la probabilité de retrouver ce spin $S_i(t)$ longtemps après pointant dans la même direction est non nulle, i.e la quantité

$$q_{EA} = \lim_{t \rightarrow \infty} \lim_{N \rightarrow \infty} [\langle S_i(0) \cdot S_i(t) \rangle]_{av} \quad (2.8)$$

est différente de zéro dans la phase basse température. q_{EA} est le paramètre d'ordre d'Edwards et Anderson.

On appelle aujourd'hui modèle à la Edwards et Anderson tout modèle de verre de spin où les spins sont placés sur un réseau régulier et où les interactions sont à courte portée. Le désordre est alors introduit par l'intermédiaire de la distribution $P(J_{ij})$ des interactions. Il peut s'agir d'une distribution gaussienne :

$$P(J_{ij}) = \frac{1}{(2\pi\Delta_{ij})^{\frac{1}{2}}} \exp\left(-\frac{(J_{ij} - \bar{J}_{ij})^2}{2\Delta_{ij}}\right), \quad (2.9)$$

symétrique (si $\bar{J}_{ij} = 0$) ou non, ou bien d'une double fonction delta :

$$P(J_{ij}) = \frac{1}{2}\delta(J_{ij} - \Delta_{ij}^{\frac{1}{2}}) + \frac{1}{2}\delta(J_{ij} + \Delta_{ij}^{\frac{1}{2}}). \quad (2.10)$$

Dans tous les cas, le modèle spécifie la portée des interactions :

$$\Delta_{ij} \equiv \Delta(R_i - R_j). \quad (2.11)$$

Les équations originales obtenues par Edwards et Anderson ne sont solubles que dans les limites $T \rightarrow 0$ et $T \rightarrow T_g$. Si le modèle rend compte qualitativement du pic observé expérimentalement dans la susceptibilité, les résultats obtenus en ce qui concerne la chaleur spécifique ne correspondent pas avec les expériences : le modèle EA prévoit un pic prononcé de la chaleur spécifique à T_g , ce qui n'est pas le cas expérimentalement où aucune singularité n'est visible.

2.3 Les verres de spin en champ moyen

Lorsqu'un modèle n'est pas soluble analytiquement dans sa forme originale, le premier pas vers sa résolution consiste à chercher ses solutions dans l'approximation de champ moyen. C'est ce que Sherrington et Kirkpatrick ont fait pour le modèle d'Edwards et Anderson.

2.3.1 Modèle de Sherrington et Kirkpatrick

Le modèle de Sherrington et Kirkpatrick (SK) [49] est la version à portée infinie du modèle d'Edwards et Anderson pour une assemblée de N spins Ising. Le Hamiltonien est :

$$H = -\frac{1}{2} \sum_{i < j} J_{ij} S_i S_j, \quad S_i = \pm 1. \quad (2.12)$$

Le désordre est aussi dans ce cas introduit par l'intermédiaire des interactions qui sont décrites par des variables aléatoires J_{ij} avec une loi de probabilité $P(J_{ij})$ gaussienne :

$$P(J_{ij}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi J}} \exp\left(-\frac{(J_{ij} - J_0)^2}{2J^2}\right), \quad (2.13)$$

indépendante de la distance entre les spins. Les spins interagissent tous quelle que soit la distance qui les sépare. La variance et la moyenne doivent être correctement normalisées pour tenir compte de la portée infinie des interactions : J_0 et J sont tels que $J_0 = \tilde{J}_0/N$ et $J = \tilde{J}/N^{1/2}$.

2.3.1.1 La solution symétrique

En appliquant la méthode des répliques décrite dans la section 2.1, Sherrington et Kirkpatrick ont trouvé l'expression suivante pour l'énergie libre :

$$f = \frac{F}{N} = -\frac{\tilde{J}^2}{4k_B T} - k_B T \lim_{n \rightarrow 0} \frac{1}{n} \max \left\{ -\sum_{(\alpha\beta)} \frac{1}{2} (y^{(\alpha\beta)})^2 - \sum_{\alpha} \frac{1}{2} (x^{\alpha})^2 + \ln \text{Tr} \exp \left[\frac{\tilde{J}}{k_B T} \sum_{(\alpha\beta)} y^{(\alpha\beta)} S^{\alpha} S^{\beta} + \left(\frac{\tilde{J}_0}{k_B T} \right)^{1/2} \sum_{\alpha} x^{\alpha} S^{\alpha} \right] \right\}, \quad (2.14)$$

où α et β désignent les n répliques du système. Les solutions $y^{(\alpha\beta)}$ et x^{α} doivent vérifier :

$$\frac{\partial f}{\partial y^{(\alpha\beta)}} = \frac{\partial f}{\partial x^{\alpha}} = 0. \quad (2.15)$$

L'approche la plus simple et intuitive pour résoudre cette dernière équation consiste à chercher les solutions symétriques où $y^{(\alpha\beta)}$ et x^{α} sont indépendants des indices des répliques :

$$y^{(\alpha\beta)} = \frac{\tilde{J}}{k_B T} \langle S^{\alpha} S^{\beta} \rangle = \frac{\tilde{J}q}{k_B T}, \quad (2.16)$$

et

$$x^{\alpha} = \left(\frac{\tilde{J}_0}{k_B T} \right)^{1/2} \langle S^{\alpha} \rangle = \left(\frac{\tilde{J}_0}{k_B T} \right)^{1/2} m. \quad (2.17)$$

On obtient alors pour l'énergie libre :

$$\beta \frac{F}{N} = -\frac{\tilde{J}^2(1-q)^2}{(2k_B T)^2} + \frac{\tilde{J}_0 m^2}{2k_B T} - \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int dz \exp\left(\frac{-z^2}{2}\right) \ln \left[2 \cosh(\beta \tilde{J} q^{1/2} z + \beta \tilde{J}_0 m) \right]. \quad (2.18)$$

Les équations $\partial f/\partial q = 0$ et $\partial f/\partial m = 0$ conduisent à deux équations auto-cohérentes pour q et m qui en présence de champ magnétique H s'écrivent :

$$q = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int \exp\left(\frac{-z^2}{2}\right) \tanh^2\left(\frac{\tilde{J}q^{1/2}}{k_B T} z + \frac{\tilde{J}_0 m}{k_B T} + \frac{H}{k_B T}\right) dz \quad (2.19)$$

et

$$m = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int \exp\left(\frac{-z^2}{2}\right) \tanh\left(\frac{\tilde{J}q^{1/2}}{k_B T} z + \frac{\tilde{J}_0 m}{k_B T} + \frac{H}{k_B T}\right) dz. \quad (2.20)$$

La susceptibilité, définie comme la limite quand $H \rightarrow 0$ de $\partial m/\partial H$, vaut

$$\chi = \frac{1 - q(T)}{k_B T - \tilde{J}_0(1 - q(T))}, \quad (2.21)$$

en bon accord avec l'expérience puisqu'elle prévoit un pic à la transition qui s'éémousse et dont la position se déplace vers les plus basses températures lorsque l'on applique un champ magnétique. Des problèmes apparaissent lorsque l'on calcule la chaleur spécifique $C_m = \partial U/\partial T$ puisque la théorie prévoit aussi un pic de cette quantité à T_g , non observé expérimentalement. La valeur de l'entropie est elle encore plus pathologique, puisque quand $T \rightarrow 0$, elle prend une valeur négative [50] :

$$S(0) \approx -0.16. \quad (2.22)$$

C'est l'hypothèse d'indiscernabilité des répliques dans le calcul de Sherrington et Kirkpatrick qui est responsable des pathologies du modèle à basse température, et non, comme ils l'ont supposé, l'interversion des limites $n \rightarrow 0$ et $N \rightarrow \infty$. La solution SK, ou symétrique par permutation des répliques, est par contre valide au dessus et près de T_g .

2.3.1.2 Exposants critiques - relation entre le paramètre d'ordre et l'aimantation non linéaire

Les équations SK sont solubles seulement numériquement, mais on peut obtenir des résultats analytiques dans certains cas limites : on suppose ici pour simplifier que $\tilde{J}_0 = 0$, et si on développe la fonction \tanh^2 pour les petites valeurs de $\tilde{J}q^{1/2} z + H$ dans l'équation (2.19) on obtient (\tilde{J} est plus simplement noté J dans toute la suite) :

$$q = \beta^2 H^2 + \beta^2 J^2 q - 2\beta^4 J^4 q^2 + \dots \quad (2.23)$$

Pour $H = 0$, l'équation (2.23) devient :

$$q = (\beta J)^2 q - 2(\beta J)^4 q^2, \quad (2.24)$$

qui admet une solution positive en q pour $T < J/k_B = T_g$:

$$q = \frac{(\beta J)^2 - 1}{2(\beta J)^4} \sim \frac{T_g - T}{T_g} \quad \text{quand } T \rightarrow T_g^-, \quad (2.25)$$

à rapprocher de l'équation qui définit l'exposant β régissant le comportement du paramètre d'ordre en fonction de la température réduite à l'approche de T_g pour $h = 0$. Dans la théorie SK,

$$\beta = 1. \quad (2.26)$$

Pour $\mathbf{H} \neq 0$, l'équation (2.23) à l'ordre le plus bas en q et H devient:

$$q = \beta^2(H^2 + J^2 q) \quad (2.27)$$

i.e:

$$q = \frac{H^2}{k_B^2(T^2 - T_g^2)}. \quad (2.28)$$

Donc

$$\frac{\partial q}{\partial H^2} \propto \frac{1}{T^2 - T_g^2} \rightarrow \frac{1}{T - T_g} \quad \text{quand } T \rightarrow T_g^+, \quad (2.29)$$

à rapprocher de l'équation qui définit l'exposant γ régissant le comportement de la susceptibilité en fonction de la température réduite à l'approche de T_g . Dans la théorie SK,

$$\gamma = 1. \quad (2.30)$$

A $T = T_g = J/k_B$, l'équation (2.23) devient:

$$q = \beta^2 H^2 + q - 2q^2 \quad (2.31)$$

i.e:

$$q = \frac{|H|}{\sqrt{2}}, \quad (2.32)$$

à rapprocher de l'équation qui définit l'exposant δ régissant le comportement du paramètre d'ordre q en fonction de son champ conjugué H^2 à $T = T_g$. Dans la théorie SK,

$$\delta = 2. \quad (2.33)$$

Près de T_g^- , quand $q \ll 1$ on peut développer l'équation (2.18) qui donne l'énergie libre. On obtient au second ordre en q :

$$\beta \frac{F}{N} = -\frac{\beta^2 J^2}{4} - \ln 2 - q^2 \frac{\beta^2 J^2}{4} (1 - \beta^2 J^2). \quad (2.34)$$

Au dessus de T_g , $q = 0$ et l'énergie libre (2.18) vaut:

$$\beta \frac{F}{N} = -\frac{\beta^2 J^2}{4} - \ln 2. \quad (2.35)$$

La chaleur spécifique, définie par :

$$C(T) = -T \frac{\partial^2 F}{\partial T^2} \quad (2.36)$$

vaut donc

$$C(T) = \frac{J^2}{2k_B T^2}. \quad (2.37)$$

En dessous de T_g mais près de T_g , en remplaçant q par son approximation (2.32), on trouve que la chaleur spécifique est continue, et varie comme

$$C(T) \propto \left(\frac{T - T_g}{T_g} \right). \quad (2.38)$$

L'exposant α qui décrit le comportement de la chaleur spécifique au voisinage de T_g vaut donc -1 . Dans la théorie SK :

$$\alpha = -1. \quad (2.39)$$

De même, on peut développer l'équation (2.20) pour les petites valeurs de $Jq^{\frac{1}{2}}z + H$. On obtient :

$$m = \beta H - \frac{\beta^3 H^3}{3} - \beta^3 J^2 H q + \dots \quad (2.40)$$

m est donc couplé au paramètre d'ordre q . Pour $T > T_g$, $H \neq 0$, en injectant l'expression (2.28) pour q dans l'équation (2.40), on obtient :

$$m = \beta H \left(1 - \frac{\beta^2 H^2}{3} \frac{T^2 + 2T_g^2}{T^2 - T_g^2} \right) \quad T > T_g. \quad (2.41)$$

La partie linéaire de l'aimantation suit donc une loi de Curie sans singularité quand $T \rightarrow T_g$, mais le terme en H^3 , i.e l'aimantation non linéaire

$$m_{nl} = m - \beta H \propto \frac{1}{T^2 - T_g^2} \quad (2.42)$$

diverge comme q à T_g , et pour $T \rightarrow T_g^+$,

$$m_{nl} \propto \frac{1}{T - T_g}. \quad (2.43)$$

A $T = T_g$, en injectant l'expression (2.32) de q dans l'équation (2.40), on trouve :

$$m = \frac{H}{T_g} \left(1 - \beta \frac{|H|}{\sqrt{2}} \right) : \quad (2.44)$$

le comportement singulier de q à l'approche de la transition se traduit de façon identique sur l'aimantation non linéaire.

Les équations (2.19) et (2.20) sont solubles numériquement pour toutes valeurs de H et $T > T_g$ et on peut alors montrer que l'aimantation non linéaire M_{nl} obéit à la relation d'échelle :

$$\frac{M_{nl}}{H} = \tau^\beta F\left(\frac{H^2}{\tau^{\gamma+\beta}}\right), \quad \tau = (T - T_g)/T_g \quad (2.45)$$

avec

$$\lim_{x \rightarrow 0} F(x) = x \quad \text{et} \quad \lim_{x \rightarrow \infty} F(x) = x^{1/\delta}. \quad (2.46)$$

Les résultats sur les valeurs des exposants critiques en champ moyen sont résumés dans le tableau (2.1).

Exposant	Valeur en champ moyen
α	-1
β	1
γ	1
δ	2

TAB. 2.1 – Valeurs champ moyen des exposants critiques pour les verres de spin.

2.3.2 Instabilité de la solution SK - Ligne AT

L'entropie négative trouvée à basse température dans le modèle SK est une première mise en garde sur la validité du modèle à basse température. Sherrington et Kirkpatrick pensaient que ce comportement non physique était dû à l'interversion des limites $N \rightarrow \infty$ et $n \rightarrow 0$, et que ce problème était limité aux basses températures. Les travaux de Thouless, Anderson et Palmer [51] en 1977 ont effectivement montré que la solution SK était valable près et au dessus de T_g , mais ils ont trouvé un comportement très différent à basse température. De Almeida et Thouless [52] en 1978 ont étudié en détail la stabilité des solutions SK, et sont arrivés à la conclusion que les solutions SK étaient stables à condition que

$$\left(\frac{k_B T}{J}\right)^2 > \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int dz \exp\left(-\frac{1}{2}z^2\right) \text{sech}^4\left(\frac{Jq^{1/2}z}{k_B T} + \frac{J_0 m}{k_B T}\right). \quad (2.47)$$

Cette condition est vérifiée dans la phase paramagnétique, mais fautive en dessous de $T_g = J/k_B T$. Sous champ magnétique H et dans le cas où J_0 est nul, la

condition de stabilité des solutions SK s'écrit :

$$\left(\frac{k_B T}{J}\right)^2 > \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int dz \exp\left(-\frac{1}{2}z^2\right) \operatorname{sech}^4\left(\frac{Jq^{1/2}z}{k_B T} + \frac{H}{k_B T}\right). \quad (2.48)$$

Cette équation est celle d'une ligne d'instabilité dans le plan (H, T) . Pour H petit cette ligne est proche de $T_g = J/k_B$ et q est petit, ce qui permet de réécrire cette condition sous la forme :

$$H^2 > \frac{4J^2}{3} \left(1 - \frac{T}{T_g}\right)^3. \quad (2.49)$$

Le diagramme de phase qui montre la ligne de stabilité de la solution SK est représentée sur la figure (2.5). En dessous de cette ligne, la solution symétrique par permutation des répliques n'est pas stable et comme l'ont proposé de Almeida et Thouless, il faut briser cette symétrie.

2.3.3 Brisure de la symétrie des répliques

L'équation de Sherrington et Kirkpatrick (2.14) qui donne l'énergie libre fait intervenir une matrice $n \times n$ $y^{(\alpha\beta)}$ dont les termes diagonaux sont nuls. La forme de cette matrice n'est pas connue *a priori* et il est obligatoire de faire des hypothèses non justifiées sur cette matrice. L'hypothèse de SK qui consistait à prendre tous ses éléments égaux n'est pas vérifiée en dessous de T_c , il a donc fallu faire d'autres hypothèses sur la forme de cette matrice, et sur la façon dont la symétrie entre les répliques est brisée. C'est Parisi en 1979 qui a trouvé la bonne façon de briser la symétrie des répliques, et qui a trouvé la bonne forme pour $y^{(\alpha\beta)}$.

2.3.3.1 Préliminaires - One-step RSB

Le premier pas proposé par Parisi [53] pour briser la symétrie des répliques consiste à diviser cette matrice Q qui contient n répliques, en n/m_1 groupes qui contiennent m_1 répliques (on suppose m_1 et n/m_1 entiers). La matrice Q est alors définie par :

$$Q_{\alpha\beta} = \begin{cases} q_1 & \text{si } I\left(\frac{\alpha}{m_1}\right) = I\left(\frac{\beta}{m_1}\right) \\ q_0 & \text{si } I\left(\frac{\alpha}{m_1}\right) \neq I\left(\frac{\beta}{m_1}\right) \end{cases} \quad (2.50)$$

où $I(x)$ est le plus petit entier supérieur ou égal à x . Une illustration de la structure de cette matrice est représentée sur la figure (2.1) dans le cas $n = 8$

$$Q = \begin{array}{c} \left. \begin{array}{cc|cc} 0 & & & \\ & 0 & & q_1 \\ & & 0 & \\ q_1 & & & 0 \\ \hline & & & 0 \\ & & & 0 & q_1 \\ & & & & 0 \\ q_1 & & & & 0 \\ & & & & 0 \end{array} \right\} n \end{array}$$

FIG. 2.1 – Illustration de la structure de la matrice $Q_{\alpha\beta}$ dans le cas d'une brisure de la symétrie des répliques à une étape (one-step RSB).

et $m_1 = 4$. L'énergie libre dépend maintenant de q_0 , q_1 et m_1 . On appelle $P(q)$ la fraction d'éléments de la matrice Q qui prend la valeur q . Dans ce cas, deux valeurs sont possibles : q_0 et q_1 . Parmi les $n - 1$ éléments non diagonaux de chacune des n lignes de la matrice Q , $m_1 - 1$ éléments sont égaux à q_1 et $n - m_1$ sont égaux à q_0 , $P(q)$ vaut donc :

$$P(q) = \frac{m_1 - 1}{n - 1} \delta(q - q_1) + \frac{n - m_1}{n - 1} \delta(q - q_0) \\ \rightarrow (1 - m_1) \delta(q - q_1) + m_1 \delta(q - q_0) \text{ quand } n \rightarrow 0. \quad (2.51)$$

Pour que dans la limite $n \rightarrow 0$ $P(q)$ soit positive, il faut que m_1 appartienne à l'intervalle $0 - 1$. L'extrapolation de l'énergie libre à des valeurs non entières de m_1 ne pose pas de problème, et la solution des équations $\partial F / \partial m_1 = \partial F / \partial q_0 = \partial F / \partial q_1$ donne cette fois une valeur de l'entropie à température nulle [53]

$$S(0) \approx -0.01, \quad (2.52)$$

toujours négative mais un peu moins que la valeur (2.22) obtenue par la solution symétrique, donc plus proche d'une solution physiquement acceptable.

2.3.3.2 La solution complète de Parisi - Full-step RSB

L'amélioration de la stabilité des résultats obtenus sur le modèle SK à l'aide d'une brisure à une étape de la symétrie des répliques conduisirent Parisi [54] à généraliser la méthode en itérant le schéma décrit plus haut : on introduit alors

un ensemble de nombres entiers m_i ($i = 0, \dots, K + 1$) tels que $m_0 = n$, $m_{K+1} = 1$, et m_i/m_{i+1} est un entier pour $i = 1, \dots, K$, et on commence par diviser les n répliques en n/m_1 groupes de m_1 répliques (one-step); chaque sous groupe de m_1 répliques est ensuite divisé en m_1/m_2 groupes de m_2 répliques (two-steps), etc... La méthode est illustrée sur la figure (2.2) dans le cas $n = 8$, $K = 2$, $m_1 = 4$, $m_2 = 2$ (two-step RSB). Plus formellement, la matrice $Q_{\alpha\beta}$ est définie par:

$$Q_{\alpha\beta} = \begin{cases} 0 & \text{si } \alpha = \beta \\ q_i & \text{si } I(\frac{\alpha}{m_i}) \neq I(\frac{\beta}{m_i}) \text{ et } I(\frac{\alpha}{m_{i+1}}) = I(\frac{\beta}{m_{i+1}}) \end{cases} \quad (2.53)$$

La matrice $Q_{\alpha\beta}$ dépend donc de $K + 1$ paramètres réels q_i et de K entiers m_i . $K = 0$ correspond à une matrice Q symétrique, $K = 1$ correspond à la brisure one-step de la symétrie des répliques, ...

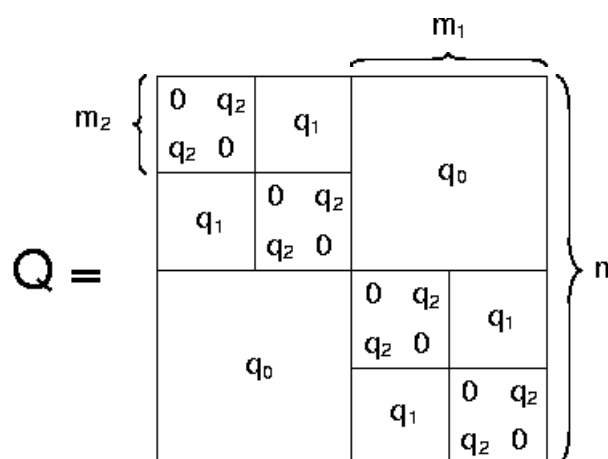


FIG. 2.2 – Illustration de la structure de la matrice $Q_{\alpha\beta}$ dans le cas d'une brisure de la symétrie des répliques à deux étapes (two-step RSB).

Tant que n est entier, on a $1 \leq m_{i+1} \leq m_i \leq n$. On définit de même $P(q_i)$ comme la fraction d'éléments de la matrice Q qui valent q_i , on voit aisément que sur chacune des n lignes de Q , q_i apparaît $m_i - m_{i+1}$ fois. $P(q_i)$ vaut donc $(m_i - m_{i+1})/(n - 1)$, et dans la limite $n \rightarrow 0$,

$$P(q) = \sum_{i=0}^K (m_{i+1} - m_i) \delta(q - q_i). \quad (2.54)$$

Pour que $P(q)$ soit positive quand $n \rightarrow 0$, les inégalités précédentes s'inversent et deviennent: $0 \leq m_i \leq m_{i+1} \leq 1$. On calcule alors l'énergie libre, fonction

cette fois de q_i et m_i et on prend la limite $n \rightarrow 0$. Les équations $\partial f / \partial q_i = \partial f / \partial m_i = 0$ sont solubles numériquement pour des valeurs de K pas trop grandes. Pour $K = 2$, l'entropie à température nulle vaut [54]:

$$S(0) \approx -0.004, \quad (2.55)$$

toujours négative mais encore moins que la solution (2.52) obtenue par une brisure one-step de la symétrie des répliques, suggérant que cette opération doit être effectuée un nombre infini de fois pour décrire correctement la phase basse température des verres de spin en champ moyen [55]. On répète alors la même opération dans chaque sous bloc diagonal de la matrice Q . Les q_i forment une séquence croissante, i.e $q_{i+1} > q_i$ et on introduit la fonction

$$q(x) = q_i \text{ pour } 0 \leq m_i \leq x \leq m_{i+1} \leq 1. \quad (2.56)$$

La fonction $P(q)$ est reliée à $q(x)$ par:

$$P(q) = \frac{dx(q)}{dq} \text{ où } q(x(q)) = q, \quad (2.57)$$

i.e

$$x(q) = \int_0^q dq' P(q'). \quad (2.58)$$

Quand $K \rightarrow \infty$, la fonction $q(x)$ devient une fonction monotone de x .

2.3.3.3 Interprétation physique de la RSB

Imaginons que sur un même système de N spins S_i on effectue un grand nombre de fois la même expérience qui consiste à le placer à une température $T < T_c$ et à le laisser relaxer vers l'équilibre, en partant de configurations initiales différentes. Chaque expérience α sera caractérisée par des valeurs $\langle S_i \rangle_\alpha$. S'il existe un grand nombre de minimas d'énergie dans lesquels le système peut être piégé, ces $\langle S_i \rangle_\alpha$ peuvent être différents. On introduit alors la quantité $q_{\alpha\beta}$ appelée recouvrement qui décrit la façon dont deux états obtenus au cours de deux expériences différentes α et β sont proches l'un de l'autre :

$$q_{\alpha\beta} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N m_i^\alpha m_i^\beta. \quad (2.59)$$

La valeur maximale de $q_{\alpha\beta}$ est obtenue quand les deux états coïncident, et si les deux états ne sont pas corrélés du tout, leur recouvrement est nul. Pour décrire la statistique de ces recouvrement, on introduit la distribution de probabilité $P(q)$:

$$P(q) = \sum_{\alpha\beta} w_\alpha w_\beta \delta(q_{\alpha\beta} - q) \quad (2.60)$$

avec $w_\alpha \propto \exp(-\beta F_\alpha)$.

Commençons par étudier le cas d'un système Ising ferromagnétique. A haute température, il n'y a qu'un seul état d'équilibre correspondant à $m = 0$: $P(q)$ est alors une fonction δ en $q = 0$. En dessous de la température de transition et en champ nul, il y a deux états possibles $+m$ et $-m$. Deux répliques α et β du système auront une aimantation $m_{\alpha,\beta}$ aléatoirement $+m$ ou $-m$. Le recouvrement $q_{\alpha\beta}$ entre ces deux états pourra donc prendre la valeur $+m^2$ (si $m_\alpha = m_\beta$) ou $-m^2$ (si $m_\alpha = -m_\beta$) avec la même probabilité. $P(q)$ consiste alors en deux fonctions δ en $\pm m^2$. En présence d'un champ magnétique H , un seul des deux états est possible, $+m$ ou $-m$, $q_{\alpha\beta}$ vaut donc toujours $+m^2$ et $P(q)$ se réduit à une fonction delta en $+m^2$.

Dans le cas des verres de spin, Parisi [56] a montré que cette fonction $P(q)$ n'est rien d'autre que celle définie dans le cadre de la brisure de la symétrie des répliques, i.e la fraction d'éléments de la matrice $Q_{\alpha\beta}$ qui prennent la valeur q :

$$P(q) = \lim_{n \rightarrow 0} \frac{1}{n(n-1)} \sum_{\alpha \neq \beta} \delta(Q_{\alpha\beta} - q). \quad (2.61)$$

La structure de ce $P(q)$ peut être obtenue analytiquement près de T_c ou bien numériquement à plus basse température. En terme de distribution de recouvrement, la transition verre de spin dans le modèle de champ moyen apparaît très différente des transitions magnétiques usuelles. Sur la figure (2.3) sont représentées les fonctions $q(x)$ et $P(q)$ pour différentes températures en champ nul. A $T > T_c$, $P(q)$ est une unique fonction delta à $q = 0$, mais en dessous de T_c , entre deux pics à $\pm q_M$, il existe une courbe continue, indiquant qu'il existe tous les recouvrement possibles entre les différents états existants. Cette valeur de q_M dépend de la température et correspond au recouvrement maximum possible entre les différentes répliques, obtenu pour l'auto-recouvrement. $q_M(T)$ augmente quand la température diminue, indiquant que de nouveaux états sont créés qui sont encore plus proches entre eux que les précédents (recouvrement plus grand). Qualitativement, en dessous d'une certaine température T_c , l'espace des états se divise en de nombreuses vallées séparées par des barrières d'énergie infinie. Si la température est encore diminuée, chaque vallée se divise en d'autres nombreuses vallées plus petites séparées aussi par des barrières d'énergie infinie. Ce processus de fragmentation de l'espace des états se produit de façon continue quand la température diminue. En d'autres termes, le système est critique à chaque température en dessous de T_c . Cet espace des états possède la propriété d'être ultramétrique: la distance d entre deux états a et b est telle que

$$d_{ab} \leq \max(d_{ac}, d_{bc}). \quad (2.62)$$

Autrement dit, il n'y a pas de point intermédiaire entre a et b . Le paramètre d'ordre $q_{\alpha\beta}$ peut être représenté par un arbre, comme sur la figure (2.4). Chaque

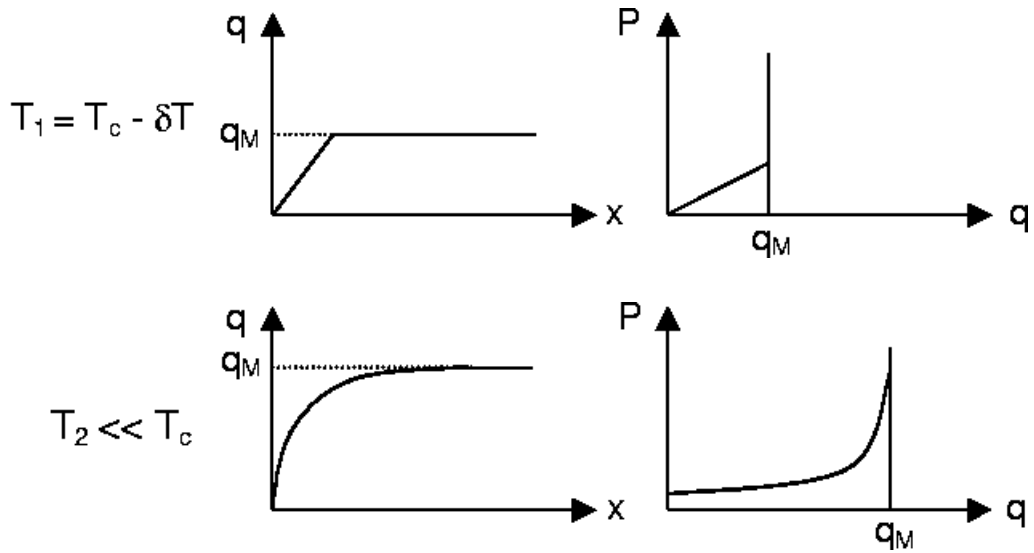


FIG. 2.3 – Représentation des fonctions $q(x)$ et $P(q)$ pour différentes températures inférieures à T_c .

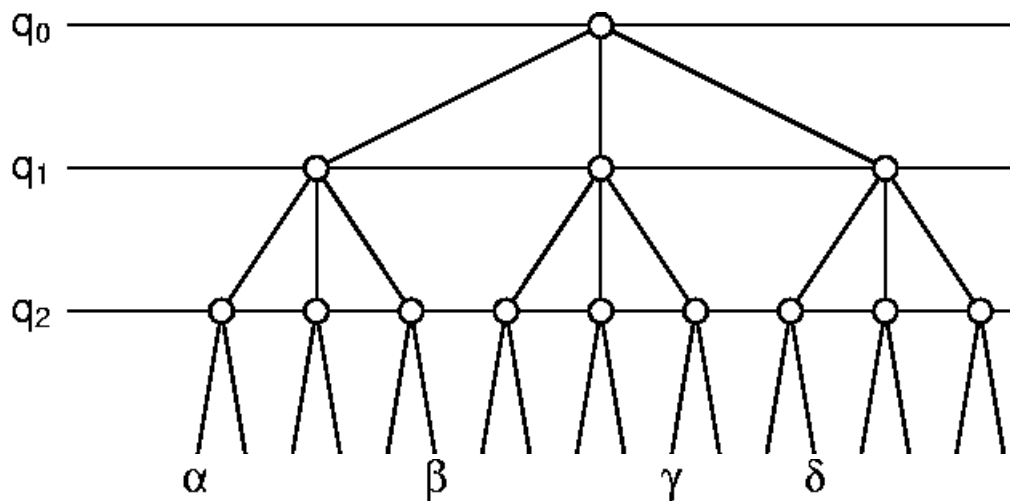


FIG. 2.4 – Représentation schématique de la brisure de la symétrie des répliques à la Parisi pour $K = 3$.

nouveau processus de brisure de la symétrie des répliques dans les sous-blocs diagonaux précédemment obtenus de la matrice Q subdivise la branche en branches plus petites, ... Les recouvrements entre différentes répliques correspondent à la valeur de q à l'endroit où elles se sont séparées.

2.3.3.4 Cas particulier du one-step

Ce type particulier de brisure de la symétrie des répliques semble intervenir dans la transition chirale (cf chapitre 3). Il est donc intéressant à ce niveau de l'exposé d'en résumer les principales caractéristiques. D'après les paragraphes précédents, une brisure à une étape de la symétrie des répliques correspond formellement à briser une seule fois la symétrie de la matrice Q . Deux valeurs de $Q_{\alpha\beta}$ sont alors possibles : q_0 et q_1 . Le $P(q)$ correspondant sera donc formé de deux pics delta en ces deux valeurs possibles pour le recouvrement. Dans ce cas, l'arbre ultramétrique représenté sur la figure (2.4) ne présente qu'un sous niveau, et contrairement au cas full-RSB, les très nombreux états possibles existant à basse température n'ont que deux façons de se ressembler.

2.3.4 Théories de champ moyen pour des spins Heisenberg

Des spins à m -composantes peuvent faire l'objet de la même analyse que les spins Ising considérés jusqu'ici. C'est ce qu'ont fait Cragg, Sherrington et Gabay en 1982 [57] en considérant le modèle SK à m -composantes :

$$\mathcal{H} = - \sum_{ij} J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j - \sum_i \vec{H} \cdot \vec{S}_i \quad (2.63)$$

où $|S|^2 = m$ et les couplages J_{ij} sont choisis au hasard avec une distribution de probabilité de moyenne nulle et de variance J et sont indépendants de la distance entre les spins i et j . En appliquant toujours la méthode des répliques et en supposant que le champ magnétique H est appliqué suivant la direction $\mu = 1$, l'énergie libre est ici une fonction des $q_{\mu}^{\alpha\beta} = \langle S_{\mu}^{\alpha} S_{\mu}^{\beta} \rangle$, équivalent au cas Ising. La solution symétrique est celle pour laquelle $q_{\mu \neq 1}^{\alpha\beta} = q$ et $q_1^{\alpha\beta} = q_1$. q_1 est le paramètre d'ordre longitudinal, et $q_{\mu \neq 1}$ sont les paramètres d'ordre transverses. En champ nul, q et q_1 sont équivalents et deviennent non nuls quand $T < J$. Quand $H \neq 0$, le paramètre d'ordre transverse q subit une transition de phase le long d'une ligne dont l'équation en champ faible est (avec $k_B = 1$):

$$T_{g1} = J - \frac{m^2 + 4m + 2}{4(m + 2)^2} H^2. \quad (2.64)$$

Cette ligne de transition est appelée ligne GT (Gabay-Toulouse).

Comme dans le cas Ising, l'étude de la stabilité de la solution symétrique en dessous de $T_g(H)$ a montré qu'il fallait là aussi briser la symétrie des répliques, et que la solution était du type Parisi. En dessous de T_{g1} , il y a la même structure complexe de l'espace des phases que pour $m = 1$. Si on s'intéresse au paramètre d'ordre longitudinal q_1 , on trouve une seconde ligne d'instabilité dont l'équation est :

$$H^2 = \frac{8}{(m+1)(m+2)}(J - T_{g2})^3, \quad (2.65)$$

de la même forme que la ligne AT pour $m = 1$. En dessous de cette ligne, il y a une plus grande brisure de la symétrie des répliques pour q_1 qu'entre T_{g1} et T_{g2} . La transition à T_{g2} est une ligne de passage de faible à forte irréversibilité et non une ligne de véritable transition de phase.

Les lignes de transition sous champ dans le cas Heisenberg (AT et GT) sont représentées sur la figure (2.5).

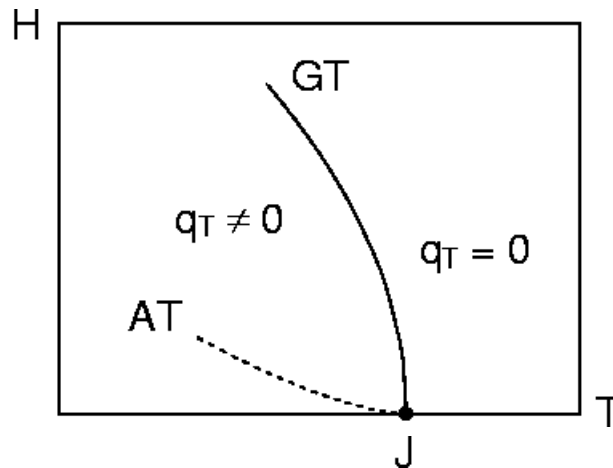


FIG. 2.5 – Diagramme de phase prévu par le champ moyen pour des spins Heisenberg. Les composantes transverses des spins gèlent en premier le long de la ligne GT et cette transition est accompagnée par la brisure de la symétrie des répliques. Les composantes longitudinales des spins gèlent ensuite le long de la ligne AT qui n'est que le passage de faible à forte irréversibilité.

2.3.5 Approche champ moyen des VDS réels : Heisenberg avec anisotropie

L'interaction anisotrope aléatoire de type Dzyaloshinskii-Moriya (DM) présente dans les verres de spin a jusqu'ici été négligée. Cette interaction DM a la forme suivante (cf section 1.3.2):

$$\mathcal{H}_{DM} = -\frac{1}{2} \sum_{ij} \vec{D}_{ij} \cdot (\vec{S}_i \times \vec{S}_j) \quad (2.66)$$

où $\vec{D}_{ij} \propto \vec{R}_i \times \vec{R}_j$. Dans le cas Heisenberg $m = 3$, la matrice $D_{ij}^{\mu\nu}$ est telle que $D_{ij}^{\mu\nu} = -D_{ij}^{\nu\mu}$. Kotliar et Sompolinsky [58] ont étudié l'effet de cette anisotropie sur un verre de spin à m -composantes, dont le hamiltonien est:

$$\mathcal{H} = -\frac{1}{2} \sum_{ij} J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j - \frac{1}{2} \sum_{ij,\mu\nu} S_i^\mu D_{ij}^{\mu\nu} S_j^\nu - \mu H \sum_i S_i^z. \quad (2.67)$$

J_{ij} et D_{ij} sont des variables aléatoires de moyennes nulles et de variances respectives J^2/N et D^2/N . Ils se sont de plus restreints au cas $D/J = d \ll 1$. Les résultats sont les suivants :

- En champ nul, la présence d'anisotropie déplace légèrement la transition : $T_g(H = 0) = [J^2 + D^2(m-1)]^{1/2}$.

- Quand $h^{2/3} \ll d$, i.e dans le régime forte anisotropie, il y a un fort couplage des composantes longitudinales et transverses des spins dû à l'anisotropie, et un gel des deux types de composantes le long d'une ligne de type Ising AT :

$$\tau_c \simeq \left(\frac{m+2}{4m} \right)^{1/3} h^{2/3}, \tau = 1 - T/T_g. \quad (2.68)$$

- Quand $h^{2/3} \ll d \ll h^{5/2}$, i.e dans le régime intermédiaire, la transition est due essentiellement au gel des composantes transverses des spins le long d'une ligne indépendante du champ :

$$\tau_c \simeq d = \frac{D}{J}. \quad (2.69)$$

- Quand $d \ll h^{5/2}$, i.e dans le régime faible anisotropie, le caractère Heisenberg des spins est restauré, avec une ligne de transition identique à la ligne GT :

$$\tau_c \simeq \frac{m^2 + 4m + 2}{4(m+2)^2} h^2. \quad (2.70)$$

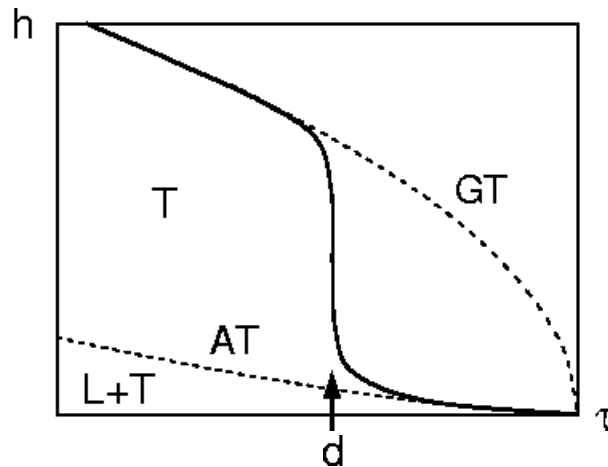


FIG. 2.6 – Diagramme de phase prévu par le champ moyen pour des spins Heisenberg avec anisotropie aléatoire D . Pour h faible, les spins gèlent le long de la ligne AT (Ising). Quand h augmente, la ligne de transition devient indépendante du champ et la transition a lieu à $\tau = d$ (régime intermédiaire) pour ensuite rejoindre la ligne GT (Heisenberg) quand le champ est suffisamment grand pour dominer l'anisotropie.

Dans le régime faible anisotropie (haut champ), le prolongement de la ligne AT existe toujours et signe comme dans le cas Heisenberg sans anisotropie le passage de faible à forte irréversibilité.

Les résultats sont résumés sur la figure (2.6).

2.3.6 Les dimensions critiques inférieures et supérieures

La dimension critique supérieure (d_s) est la dimension d'espace à partir de laquelle les propriétés d'un système sont correctement décrites par l'approximation de champ moyen. Dans le cas des transitions de phase classiques (ferromagnétique par exemple), cette dimension vaut 4, et elle vaut 6 dans le cas des verres de spin (avec une restriction pour $d < 8$ [59, 60]). La dimension critique inférieure d_i est la dimension d'espace en dessous de laquelle le système n'est plus critique à température finie. Dans le problème de la transition ferromagnétique, elle vaut 1 si on considère des spins Ising et 2 si le nombre de composantes des spins m est supérieur ou égal à 2. Cette dimension d_i n'est pas exactement connue dans le cas des verres de spin. Pour des spins Ising, les simulations penchent pour d_i comprise entre 2 et 3 [61, 62, 63, 64, 65] (cf section 2.4.1.1), d_i serait quelque part entre 3 et 4 pour des spins Heisenberg [66]. Il n'y

a donc pas de transition verre de spin en dimension 3 dans les systèmes de type Heisenberg.

2.4 Théories d'échelle de la phase verre de spin

Il y a essentiellement trois théories, à l'intérieur de ce que l'on appelle les théories d'échelle des verres de spin, qui conduisent aux mêmes résultats : le modèle des gouttelettes, de Fisher et Huse [67, 68], qui sera développé dans cette section, l'approche de la théorie du groupe de renormalisation de McMillan [69], et la théorie de scaling de Bray et Moore. L'image des verres de spin qui en émerge est qualitativement très différente de celle qui ressort des théories de champ moyen. La principale particularité de l'image champ moyen des verres de spin est la coexistence de très nombreux états d'énergie libre presque dégénérée pour le système. Au contraire, la principale hypothèse du modèle que nous allons décrire ici est que la brisure d'ergodicité qui apparaît à basse température est triviale, comme dans le cas du ferromagnétique : il n'existe qu'une seule phase thermodynamique (et son symétrique par renversement des spins).

Dans la suite, nous allons présenter le modèle des gouttelettes, de Fisher et Huse [67, 68]. Il s'agit d'un modèle de spins Ising placés sur les sites d'un réseau cubique en dimension d . Les spins interagissent seulement entre plus proches voisins, et la distribution $w(J)$ des interactions est continue et symétrique : $w(J) = w(-J)$.

2.4.1 Modèle des gouttelettes en champ nul

Fisher et Huse décrivent les verres de spin de la façon suivante : ils considèrent qu'il n'existe qu'une et une seule paire d'états fondamentaux à basse température : Γ et son symétrique $\bar{\Gamma}$. L'existence d'un seul état fondamental implique que le retournement d'une collection finie de spins en partant de cet état fondamental aura un coût en énergie. Les excitations de basse énergie par rapport au fondamental proviennent de retournements d'amas compacts de spins : les gouttelettes. Une gouttelette de taille L contient environ L^d spins retournés par rapport au fondamental Γ . Le coût en énergie de la création d'une telle excitation est $F_L \sim L^\theta$ avec $\theta \leq (d-1)/2$. La surface de ces gouttelettes est fractale, de dimension d_s telle que $d-1 < d_s < d$. La distribution des énergies des gouttelettes de taille L est large et la dynamique du système est gouvernée par les gouttelettes thermiquement actives, i. e. celles dont l'énergie est inférieure à la température T . Un autre exposant est introduit pour décrire la dynamique de

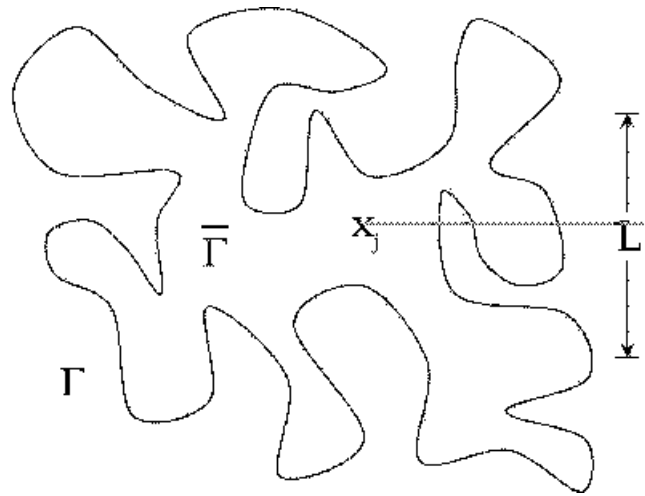


FIG. 2.7 – Représentation schématique du modèle des gouttelettes, d'après Fisher et Huse [68]. À l'extérieur de la gouttelette de taille L , les spins sont dans l'état fondamental Γ ; à l'intérieur, ils sont dans l'état $\bar{\Gamma}$ qui est obtenu par retournement de tous les spins.

ce système : l'exposant ψ . La hauteur B des barrières d'énergie qui doivent être franchies pour retourner une gouttelette varie comme L^ψ , avec $\theta \leq \psi \leq d - 1$.

2.4.1.1 L'exposant θ - Existence d'une transition à T_g finie en dimension 3 pour des systèmes Ising

Les calculs sont effectués à température nulle, et il est étudié, en fonction de la taille du système, la façon dont celui-ci réagit à une perturbation. Deux comportements sont possibles : soit le système est d'autant plus rigide qu'il est grand, dans ce cas il résistera d'autant mieux aux perturbations créées par la température, et une phase ordonnée pourra exister pour des températures suffisamment basses, mais finies ; soit le système est d'autant moins rigide qu'il est grand, et alors la moindre perturbation provoquée par la température, aussi petite soit elle, va détruire la phase ordonnée.

• Cas du ferromagnétique

On considère en dimension d un système de spins Ising soumis à des interactions ferromagnétiques entre plus proches voisins. La taille du système est L dans chaque direction. Ce système contient L^d spins qui à $T = 0$ pointent tous dans la même direction, c'est l'un des deux états fondamentaux du système,

avec son symétrique. Si on contraint les L^{d-1} spins d'une face à pointer dans la direction opposée à celle du fondamental, tandis que les spins de la face opposée sont maintenus dans la même direction (imposition d'une contrainte de torsion), il apparaît une paroi dans le système, et l'augmentation d'énergie peut s'écrire :

$$\Delta E(L) \sim JL^{d-1} \quad (2.71)$$

où J est la constante de couplage entre spins voisins. Si l'exposant $d - 1$ est positif, donc si $d > 1$, l'énergie nécessaire pour retourner un domaine de taille L croît avec L . Il n'est donc pas favorable de créer de telles excitations, et la phase ordonnée peut subsister à température non nulle. Pour toute dimension d'espace $d > 1$, le ferromagnétique peut présenter une transition de phase à température finie.

• Cas des verres de spin

La situation est beaucoup plus complexe dans le cas des verres de spin, du fait de la présence de désordre, mais le raisonnement de Fisher et Huse est très similaire au cas du ferromagnétique rappelé précédemment.

Si on part de l'(unique) état fondamental Γ à température nulle d'un verre de spin de taille L en dimension d , et qu'on lui fait subir le même type de contrainte de torsion, on crée alors un mur de domaine d'un côté duquel les spins sont renversés par rapport au fondamental. Par analogie avec le cas du ferromagnétique, la différence d'énergie entre l'état fondamental et cet état excité varie avec L comme ΥL^θ , où Υ est l'énergie typique de la tension interfaciale. Du fait de la frustration, l'exposant θ est dans ce cas inférieur à $d - 1$: la paroi peut ajuster sa forme de façon à minimiser son énergie. Fisher et Huse affirment même que $\theta \leq (d - 1)/2$ [68]. Des calculs numériques [61] ont montré que $\theta \simeq -0.29$ pour $d = 2$ et $\theta \simeq 0.19$ pour $d = 3$. Il y a donc transition à température finie en dimension 3, et pas de phase ordonnée à température non nulle en dimension 2. La dimension critique inférieure se trouve donc, pour les verres de spin Ising avec interactions à courte portée, quelque part entre 2 et 3.

2.4.1.2 Dynamique

Dans cette théorie, le comportement de la phase ordonnée est dominé par les gouttelettes thermiquement activées : celles dont l'énergie libre est inférieure ou de l'ordre de l'énergie thermique T . Des gouttelettes de taille L ont un temps de vie caractéristique $\tau_L \sim \tau_0 \exp(\beta B_L)$ où B_L est la taille des barrières d'énergie à franchir pour détruire une gouttelette, $B_L \sim B_0(T)L^\psi$ [67]. Donc

$$\ln(\tau_L/\tau_0) \sim B_0(T)L^\psi/T, \quad (2.72)$$

ou de façon équivalente, un processus de relaxation au temps t implique des domaines de taille $L(t) \propto [T/B_0 \ln(t/\tau_0)]^{1/\psi}$. Les fonctions d'autocorrélation $C(t)$ varient donc très lentement :

$$C(t) \propto [T \ln(t/\tau_0)]^{-\theta/\psi}, \quad (2.73)$$

rendant impossible l'observation de l'état d'équilibre sur des temps accessibles expérimentalement.

2.4.1.3 Effet de variations de température

Le modèle des gouttelettes prévoit une extrême sensibilité aux variations de température [68, 70]: la réponse d'un verre de spin à un changement δT est un réarrangement de l'état fondamental sur des longueurs supérieures à $L_{\delta T}$ avec

$$L_{\delta T} \propto (\delta T)^{-1/(d_s/2-\theta)}. \quad (2.74)$$

Avec $\theta = 0.2$ à 3 dimensions et $d-1 < d_s < d$, $L_{\delta T} \propto \delta T^{-w}$ avec $w \sim 1$ ($0.77 < w < 1.25$). Le seul problème est que le modèle des gouttelettes prévoit un comportement symétrique vis à vis de changements positifs ou négatifs de température.

2.4.2 Modèle des gouttelettes sous champ magnétique

Cette analyse est étendue au cas où un champ magnétique uniforme h est appliqué. Une gouttelette de taille L a une aimantation de l'ordre de $L^{d/2}$, tandis que l'énergie de domaine est toujours en L^θ . Pour $\theta < d/2$, un champ magnétique va aligner les gouttelettes, et donc détruire l'ordre à longue distance. Si l'on en croit l'inégalité $\theta < (d-1)/2$, c'est le cas pour toute dimension d . Dans le modèle des gouttelettes, l'état verre de spin ne peut subsister sous champ magnétique.

L'état induit à basse température par le champ magnétique consiste en des domaines composés par les deux états Γ et $\bar{\Gamma}$ de taille :

$$L_h \sim (J/h)^{2/(d-2\theta)}. \quad (2.75)$$

Près de T_g ,

$$L_\xi(h) \sim (J\xi^{-\theta+\beta/2\nu}/h)^{2/(d-2\theta)}. \quad (2.76)$$

Le temps caractéristique de relaxation de ce domaine induit par le champ est donc, (cf section 2.4.1.2 page 54) :

$$\tau_\xi(h) = \tau_0 \exp[A(L_\xi(h)/\xi)^\psi]. \quad (2.77)$$

Si le temps d'observation est petit comparé à ce temps caractéristique $\tau_\xi(h)$, le système n'aura pas eu le temps d'atteindre l'équilibre et apparaîtra partiellement gelé. Autrement dit, pour un temps d'observation donné t il y a un champ caractéristique $h(t)$ en dessous duquel le système apparaît gelé :

$$h(t) \propto \frac{\xi^{-d+\beta/\nu}}{[\ln(t/\tau_0)]^{(d-2\theta)/\psi}} = \frac{\Delta T^{\beta\delta}}{[\ln(t/\tau_0)]^{(d-2\theta)/\psi}}. \quad (2.78)$$

La théorie des gouttelettes prévoit donc la possibilité d'observer expérimentalement une ligne de transition sous champ qui n'est qu'un effet dynamique.

2.4.3 Extension du modèle aux verres de spin réels

En résumé, la théorie des gouttelettes de Fisher et Huse prévoit, dans le cas de spins Ising et d'interactions à courte portée :

- $H = 0$: transition verre de spin pour $d > 2$
- $H \neq 0$: pas d'état verre de spin pour toute dimension d'espace d

Qu'en est-il des verres de spin de type non Ising et/ou avec interactions à plus longue portée?

2.4.3.1 Cas des systèmes Ising avec interactions à plus longue portée

En présence d'interactions telles que $\langle J_{ij}^2 \rangle \sim |i-j|^{-2\sigma}$, Fisher et Huse [67, 68] indiquent que leur argument est toujours valable tant que $\sigma > d - \theta$, où θ est l'exposant défini dans le cas d'interactions à courte portée. Dans le cas de l'interaction RKKY (cf. équation (1.1)), $\sigma = 3$, leur condition est donc vérifiée en dimension 3 où $\theta \simeq 0.2$.

2.4.3.2 Cas Heisenberg avec anisotropie aléatoire D

D'après Morris *et al.* [71], les verres de spin vectoriels à m -composantes avec interactions à courte portée subissent une transition à température nulle avec un exposant $\nu = -1/\theta = 2/(4-d)$ pour $d \geq 2$. La dimension critique inférieure est donc $d_i = 4$ et il n'y a pas de transition verre de spin à température finie pour des spins Heisenberg en dimension 3. Par définition, $J(L) \sim JL^\theta$ avec $\theta \approx -0.5$.

Lorsque l'on ajoute de l'anisotropie aléatoire D dans le hamiltonien du système, la force de cette anisotropie obéit au scaling $D(L) \sim DL^{\theta_D}$ avec $\theta_D = d/2$.

On a toujours $J(L) \sim JL^\theta$ avec $\theta < 0$, l'anisotropie finit donc toujours par l'emporter, et il y a transition de phase de type Ising à $T_c \propto J(D/J)^{-\theta/(-\theta_D+\theta)}$. En dimension 3, $\theta = -0.5$ et $\theta_D = 1.5$, d'où :

$$T_c \propto J \left(\frac{D}{J} \right)^{1/4}. \quad (2.79)$$

Pour des interactions longue portée de type RKKY, Bray *et al.* [72] ont montré que $d_i = 3$ et non pas 4 comme dans le cas d'interactions à courte portée. En présence d'anisotropie, la transition est de type Ising aussi (les deux types d'interactions rentrent dans la même classe d'universalité à nouveau), mais avec une dépendance de T_c avec l'anisotropie D différente :

$$T_c \propto \frac{J}{[\ln(J/D)]^{1/2}} \quad \text{pour } D \ll J. \quad (2.80)$$

Ce modèle prévoit donc une très faible dépendance de T_c avec l'anisotropie.

2.5 Résumé du chapitre

Il existe deux modèles concurrents pour décrire les verres de spin : le modèle champ moyen et le modèle des gouttelettes. Nous allons dans cette section rappeler les principales caractéristiques et prévisions de ces modèles.

2.5.1 Nature de la phase basse température

- **Champ moyen**

D'après la théorie de champ moyen, la phase basse température des verres de spin est caractérisée par l'existence de très nombreux états d'énergie comparable dans lesquels le système peut être piégé, et par un paramètre d'ordre continu $q(x)$ qui décrit le recouvrement entre ces différents états (i.e la façon dont ces différents états se ressemblent). De plus, la brisure spontanée de la symétrie des répliques caractéristique de la transition verre de spin, n'apparaît pas seulement à une température caractéristique T_g , mais à toute température $T < T_g$. Diminuer la température dans la phase verre de spin crée de façon continue une nouvelle fragmentation de l'espace des phase en des vallées plus petites qui ont un recouvrement de plus en plus grand. L'existence de nombreux états implique une structure non triviale de la fonction $P(q)$ qui décrit la statistique du recouvrement entre ces différents états représentée sur la figure

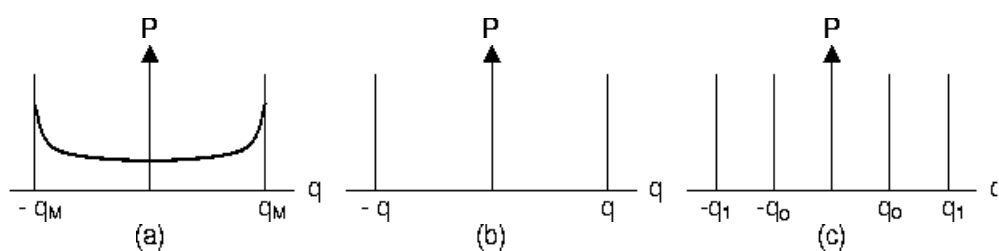


FIG. 2.8 – Structure de la fonction $P(q)$ dans le cas (a) : du modèle de champ moyen avec full-step RSB, (b) du modèle des gouttelettes et (c) du one-step RSB.

(2.8). L'existence d'une courbe continue entre $\pm q_M$ montre que ces nombreux états peuvent se ressembler (ou ne pas se ressembler) de façon infinie.

- **Gouttelettes**

Le modèle des gouttelettes prévoit par contre l'existence d'un seul état fondamental (avec son symétrique). La fonction $P(q)$ (cf figure (2.8b)) est donc dans ce cas triviale, comme dans le cas du ferromagnétique. Le modèle prévoit l'existence d'excitations de grande taille, les gouttelettes, dont le temps de vie est très long, et qui sont responsables de la dynamique très lente des verres de spin.

2.5.2 Effet d'un champ magnétique

L'effet d'un champ magnétique donne des résultats très différents dans ces deux théories :

- **Champ moyen**

Ce modèle prévoit l'existence d'un état verre de spin caractérisé par la brisure de la symétrie des répliques sous champ magnétique aussi, avec des lignes de transitions différentes selon le nombre de composantes des spins : la ligne AT pour des spins Ising et la ligne GT pour des spins Heisenberg. Les spins Heisenberg avec anisotropie aléatoire subissent aussi une transition qui a un caractère Ising à bas champ (forte anisotropie) et qui retrouve un caractère Heisenberg à haut champ (faible anisotropie).

- **Gouttelettes**

Au contraire, dans ce modèle, un champ magnétique détruit totalement la phase verre de spin. Pas de ligne AT ici, toute transition apparente expérimentalement n'est qu'artificielle et due à des effets dynamiques.

2.5.3 Les simulations numériques

Les simulations peuvent renseigner plus directement que les expériences sur la nature de la phase basse température des verres de spin. Le modèle des gouttelettes est basé sur l'hypothèse qu'un seul état fondamental n'existe à température nulle, et que toute la physique des verres de spin est basée sur les excitations par rapport à cet état fondamental que sont les gouttelettes de taille l et dont l'énergie augmente avec sa taille comme l^θ . Un exposant θ positif dans le cas Ising en dimension 3 implique que l'état verre de spin est stable à température finie. Un tel scénario implique que le paysage énergétique des verres de spin ressemble à celui schématisé sur la figure (2.9b). Houdayer, Krzakala et Martin [73, 74] ont montré par des simulations numériques l'existence d'excitations dont la taille est de l'ordre de celle du système et dont l'énergie est $O(1)$. Il est donc possible de retourner une fraction finie de spins, et le coût en énergie varie comme L^{θ_g} , avec $\theta_g \sim 0$. Le paysage énergétique ressemble alors à celui prévu par les modèles de champ moyen représenté sur la figure (2.9a), avec de nombreuses vallées d'énergie comparables.

Ces auteurs ont alors proposé un scénario mixte où les deux modèles en concurrence sont valables à des échelles différentes : il y a coexistence du modèle des gouttelettes pour des tailles finies ($l \ll L$ où L est la taille du système, $\theta > 0$), et du modèle de champ moyen pour des longueurs caractéristiques de l'ordre de la taille du système ($l \sim L$, $\theta_g = 0$).

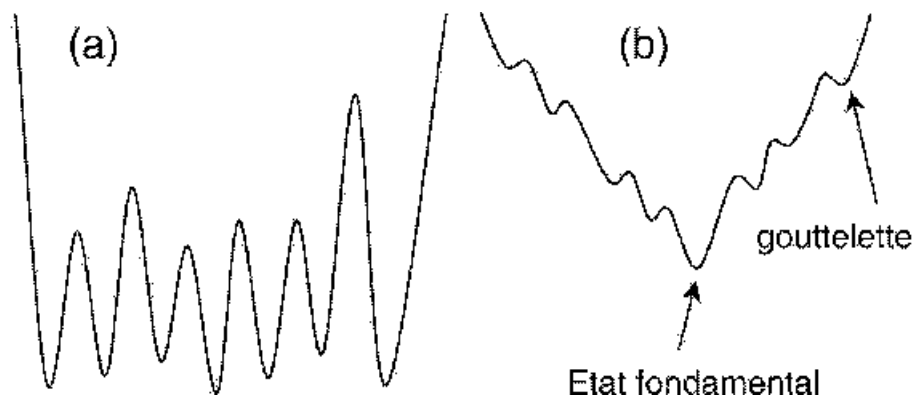


FIG. 2.9 – Structure du paysage énergétique dans le cas (a) des modèles de champ moyen et (b) du modèle des gouttelettes.

Chapitre 3

Modèle de la transition chirale

La frustration dans les systèmes de spins vectoriels (XY ou Heisenberg) peut conduire à un arrangement non colinéaire des spins, et à la définition d'une nouvelle quantité susceptible de s'ordonner à basse température : la chiralité. Depuis les premiers travaux de Villain [75] en 1977, la nature de l'ordre chiral ainsi que sa possible relation avec l'ordre verre de spin ont été abondamment étudiées, aussi bien théoriquement que par des simulations numériques. Si une sorte de consensus semble maintenant être établi dans le cas de spins XY à deux dimensions, le cas des verres de spin Heisenberg en dimension 3 n'a connu de véritable essor que ces dernières années, en particulier grâce aux travaux de Kawamura.

3.1 La chiralité pour des spins XY

3.1.1 Définition

Pour des spins XY, il est très simple de voir ce que représente la chiralité : prenons l'exemple du réseau triangulaire à interactions antiferromagnétiques égales en intensité représenté sur la figure (3.1). On sait que sur un tel réseau, la frustration conduit chaque spin à se placer à 120° de son voisin. En plus de la dégénérescence continue par rotation globale des spins, l'état fondamental de ce système est deux fois dégénéré, et chacun de ces états nécessite pour transformer un spin en son voisin en tournant dans un sens donné autour de la plaquette (pris comme sens de rotation positif), de tourner dans le sens positif dans un cas (chiralité positive), et dans le sens négatif dans l'autre cas (chiralité négative). Si on définit une chiralité locale pour deux spins voisins aux sites i

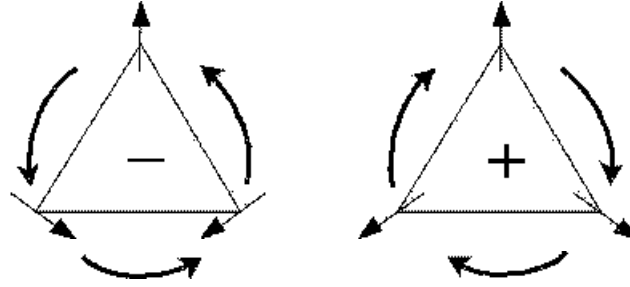


FIG. 3.1 – Illustration de la chiralité dans le cas de spins XY placés sur un réseau triangulaire à interactions antiferromagnétiques de même intensité.

et j par :

$$\kappa_{ij} = \vec{S}_i \times \vec{S}_j |z = S_i^x S_j^y - S_i^y S_j^x, \quad (3.1)$$

alors la chiralité globale de chacune des deux plaquettes, définie par

$$\kappa_p = \frac{2}{3\sqrt{3}} \sum_{\langle ij \rangle}^p \kappa_{ij}, \quad (3.2)$$

est égale à -1 dans le premier cas et à $+1$ dans l'autre.

3.1.2 Résultats dans le cas des verres de spin XY en dimension

2

Le modèle le plus simple de verre de spin qui contient un degré de liberté chirale est celui du modèle de spins XY placés sur un réseau carré à deux dimensions avec interactions $\pm J$ aléatoires. Si on considère une plaquette élémentaire de ce système, i.e un carré comportant quatre spins (cf figure (3.2)), on voit facilement que celle-ci n'est pas frustrée si elle contient un nombre pair de liens antiferromagnétiques (cas a). Dans ce cas, les spins sont colinéaires les uns aux autres et on ne peut pas définir de chiralité. Dans le cas où le nombre de liens antiferromagnétiques d'une plaquette élémentaire est impair (cas b et c), la plaquette est frustrée et les spins ne sont pas colinéaires. On définit la chiralité de chaque plaquette par une formule équivalente à la formule (3.2) :

$$\kappa_p = \frac{1}{2\sqrt{2}} \sum_{\langle ij \rangle}^p \text{sgn}(J_{ij}) \kappa_{ij}. \quad (3.3)$$

Les états (b) et (c) de la figure (3.2) ont même énergie mais une chiralité opposée : $+1$ pour la plaquette (b) et -1 pour la plaquette (c). On ne peut passer de

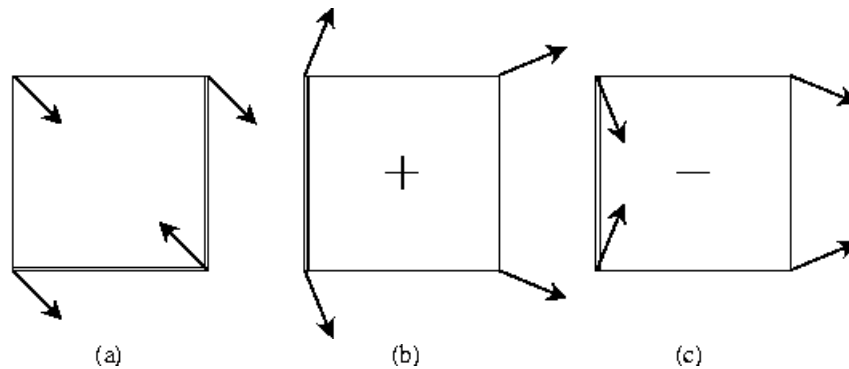


FIG. 3.2 – Plaquettes élémentaires du réseau carré XY avec interactions $\pm J$, les liens antiferromagnétiques sont représentés en traits doubles, les liens ferromagnétiques en traits simples. (a) : plaquette non frustrée; (b), (c) : plaquettes frustrées de chiralités ± 1 .

l'état (b) à l'état (c) par une rotation globale des spins, il faut pour cela opérer une réflexion par rapport à l'axe x . L'état obtenu en opérant une réflexion par

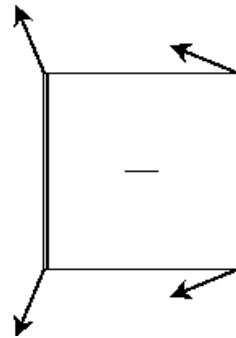


FIG. 3.3 – Etat obtenu après réflexion suivant l'axe y de l'état (b) de la figure (3.2).

rapport à l'axe y est celui de la figure (3.3), de chiralité elle aussi négative; on peut en revanche passer de l'état (c) de la figure (3.2) à l'état de la figure (3.3) de même chiralité par une rotation globale des spins de 180° . L'ordre chiral est donc une manifestation de la brisure de la symétrie par réflexion.

Dans leur état fondamental, deux plaquettes adjacentes auront une chiralité opposée, comme on le voit sur la figure (3.4a). L'énergie de cet état fondamental est: $E_0 = -\frac{7J}{\sqrt{2}}$. Un état excité de plus faible énergie où les chiralités sont de même signe est représenté sur la figure (3.4b). Son énergie est:

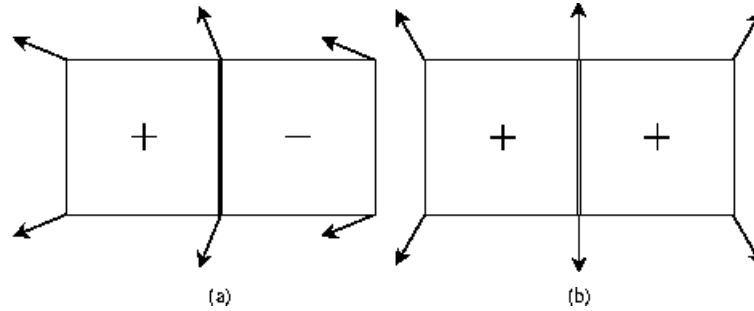


FIG. 3.4 – (a) État fondamental de deux plaquettes frustrées adjacentes. Les chiralités sont de signe opposé. (b) État excité de plus basse énergie avec chiralités de même signe.

$E_1 = E_0 + (\frac{7}{\sqrt{2}} - 4)J$. En d'autres termes, les κ_p peuvent être vues dans ce cas comme des variables de type Ising couplées par une interaction effective $J' = [(\frac{7}{2\sqrt{2}}) - 2]J = 0.47J$.

C'est Villain [75] en 1977 qui remarqua le premier que l'état fondamental de certains systèmes de spins vectoriels frustrés pouvait montrer cette dégénérescence de type Ising. Il a étudié le modèle précédemment décrit de spins XY sur un réseau carré à deux dimensions avec interactions $\pm J$ et a montré qu'à basse température, ce modèle était équivalent à un modèle de type Ising avec interactions antiferromagnétiques à longue portée. Plus précisément, il a montré que la partie non triviale du Hamiltonien du système pouvait être écrit de la façon suivante :

$$H = \frac{1}{4} \sum_{\rho, \rho'} V_{\rho\rho'} \tau_{\rho} \tau_{\rho'} \quad (3.4)$$

où ρ et ρ' désignent les plaquettes élémentaires et

$$\begin{aligned} \tau_{\rho} &= 0 \text{ pour une plaquette non frustrée} \\ \tau_{\rho} &= 1 \text{ pour une plaquette frustrée de chiralité positive} \\ \tau_{\rho} &= -1 \text{ pour une plaquette frustrée de chiralité négative} \end{aligned} \quad (3.5)$$

avec

$$V_{\rho\rho'} = -(2\pi J \ln |\rho - \rho'| + \pi^2 J). \quad (3.6)$$

Villain a discuté l'existence d'un éventuel ordre chiral à basse température dans ce type de systèmes en fonction de la fraction x de cellules frustrées. Dans le cas $x = 1$ (*odd-model*), il y a ordre à longue distance : les chiralités s'ordonnent antiferromagnétiquement à basse température. Cet ordre à longue distance est en fait attendu pour $x > x_c > 1/2$. Dans le modèle d'Edwards et Anderson (probabilité 1/2 d'avoir des interactions antiferromagnétiques, équivalent à

une probabilité $x = 1/2$ que les cellules élémentaires soient frustrées), l'ordre antiferromagnétique à longue distance est impossible, mais les chiralités ayant tendance à s'ordonner de façon alternée, il y a un ordre à courte distance, avec des îlots de cellules frustrées ordonnées antiferromagnétiquement entourés de cellules non frustrées (cf figure (3.5)). Un ordre chiral de type verre de spin avec un paramètre d'ordre d'Edwards-Anderson est donc possible.

+	-	+	-	+	-	+	-					-	+	
-	+	-	+	-	+	-	+							-
+	-	+						-	+	-	+			
	+	-		+				+	-	+	-			
				-	+							+		+
				+	-								-	

FIG. 3.5 – *Ordre chiral à courte distance dans le cas où $x = \frac{1}{2}$. Les cellules avec + ou - sont frustrées, le signe indique la chiralité d'un état typique de basse énergie, les autres ne le sont pas.*

Ce n'est qu'à partir de 1985 que la nature détaillée de cet ordre chiral ainsi que sa relation avec l'ordre verre de spin usuel dans le cas XY à deux dimensions ont été étudiées par de nombreux auteurs. Si la question a longtemps été débattue, il est maintenant admis que dans ce cas, spin et chiralité s'ordonnent seulement à température nulle. La seule controverse qui demeure concerne le couplage de ces deux transitions. S'agit-il de deux transitions distinctes avec deux longueurs de corrélation $\xi_s \sim T^{-\nu_s}$ attachée à la transition verre de spin et $\xi_c \sim T^{-\nu_c}$ reliée à la transition chirale différentes, ou de la même transition avec $\nu_s = \nu_c$? Des travaux analytiques sur des modèles particuliers [76, 77] vont dans le sens de cette dernière hypothèse, en accord avec les résultats numériques de Kosterlitz et Akino [78], qui donnent $\nu_s = \nu_c \simeq 2.7$. Les résultats obtenus par des simulations numériques semblent en revanche indiquer l'existence de deux longueurs de corrélation distinctes avec deux exposants ν_s et ν_c tels que $\nu_c = 2\nu_s$ [79, 80, 81]. L'estimation la plus récente des valeurs de ν_s et ν_c par Maucourt et Gempel [81] en 1998 donne $\nu_s = 1.29 \pm 0.02$ et $\nu_c = 2.57 \pm 0.003$, compatible avec les mesures plus anciennes ($\nu_c = 2.6 \pm 0.3$, $\nu_s = 1.2 \pm 0.15$ [79], $\nu_c = 2 \pm 0.3$, $\nu_s = 1.0 \pm 0.06$ [80], $\nu_c = 1.8 \pm 0.3$ [82]).

On peut au passage remarquer la similitude entre la valeur de ν_c mesurée dans le cas XY $d = 2$, $\nu_c = 2.57 \pm 0.003$ et la valeur de ν mesurée dans le cas de la

transition verre de spin Ising en dimension 2: $\nu = 2.6 \pm 0.4$ [83], indiquant que, comme Villain l'avait déjà fait remarquer dès ses premiers travaux, la chiralité dans un verre de spin XY en dimension deux est bien une variable de type Ising. La similitude entre ces deux transitions avait déjà été remarquée par Kawamura [84, 85, 86] alors qu'il était encore difficile de trancher entre une transition à température finie ou à température nulle, et Batrouni en 1988 [87] avait montré la ressemblance qui existe dans la dynamique de ces deux problèmes.

3.1.3 Cas $d = 3$

Il est admis que dans ce cas, comme en dimension deux, les spins ne s'ordonnent qu'à température nulle ou presque (Maucourt et Gempel [81] ont montré que la dimension critique inférieure était proche de 3). Cependant, le caractère Ising de la mise en ordre chirale pour les verres de spin XY en dimension deux a conduit Kawamura en 1987 [85] à émettre l'hypothèse qu'en dimension trois, la chiralité s'ordonnait comme les spins dans le cas Ising, à température finie. Les résultats obtenus par des simulations numériques [79, 88, 89, 81] favorisent cette hypothèse, et les plus récentes [90] donnent $T_{CG} = 0.39J$ avec les exposants critiques suivants :

$$\begin{aligned} \nu_c^{XY} &= 1.2 \pm 0.2 \\ \eta_c^{XY} &= 0.15 \pm 0.2, \end{aligned} \quad (3.7)$$

très différents des exposants mesurés par des simulations numériques dans le cas Ising en dimension trois, suggérant que la transition chirale pour des spins XY en dimension 3 n'appartient pas à la même classe d'universalité.

3.2 Cas des spins Heisenberg

3.2.1 La transition chirale

Nous allons maintenant aborder la partie la plus importante de ce chapitre, et considérer le cas des spins Heisenberg. La chiralité locale $\chi_{i\mu}$ pour des spins à $n = 3$ composantes est définie de la façon suivante au site i et dans la direction μ pour trois spins voisins :

$$\chi_{i\mu} = \vec{S}_{i+e_\mu} \cdot (\vec{S}_i \times \vec{S}_{i-e_\mu}), \quad (3.8)$$

où e_μ ($\mu = x, y, z$) est un vecteur unitaire du réseau le long de la direction μ .

C'est Olive en 1986 [91] qui a effectué les premières simulations numériques concernant la chiralité en dimension 3, sans pouvoir conclure à l'existence ou non d'une transition à température finie. Kawamura en 1992 [92] a montré qu'en dimension deux, spin et chiralité s'ordonnaient tous deux à température nulle, mais avec différents exposants caractérisant les deux longueurs de corrélation présentes: $\nu_c = 2.1 \pm 0.2$ et $\nu_s = 1.2 \pm 0.15$ (distribution $\pm J$) ou $\nu_s = 1.0 \pm 0.15$ (distribution Gaussienne), montrant que le découplage spin/chiralité observé pour les spins XY était valable aussi dans le cas Heisenberg. C'est dans ce même article que les premières données en faveur d'une transition chirale à température finie en dimension trois sont apparues, mais il a fallu attendre 1998 pour que la possibilité d'une transition chirale à température nulle soit éliminée [93], et c'est en 2000 que Hukushima et Kawamura [94] ont achevé l'étude complète de cette transition qu'ils ont observée à $T/J = 0.16 \pm 0.005$ avec la détermination des exposants critiques qui lui sont associés :

$$\alpha \simeq -1.7, \beta_{CG} \simeq 1.1, \gamma_{CG} \simeq 1.5, \nu_{CG} \simeq 1.2 \text{ et } \eta_{CG} \simeq 0.8. \quad (3.9)$$

Ils ont de plus mis en évidence que cette transition chirale montre une brisure de symétrie des répliques à une étape (*one-step* RSB): la forme de la fonction $P(q)$ tend vers celle représentée sur la figure (2.8c) avec deux pics en $\pm q_1$ et un pic central en $q = 0$ qui grandissent et s'affinent avec la taille du système.

3.2.2 Le couplage spin/chiralité

Kawamura [93] a étudié par des simulations Monte-Carlo le modèle de spins Heisenberg placés sur un réseau cubique, interagissant entre plus proches voisins seulement, avec et sans anisotropie aléatoire D . Le Hamiltonien du système est :

$$\mathcal{H} = \sum_{\langle ij \rangle} (J_{ij} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j + D_{ij}^{\mu\nu} S_i^\mu S_j^\nu) \quad (3.10)$$

où l'interaction d'échange isotrope J_{ij} est une variable aléatoire gaussienne de moyenne nulle et de variance J , et l'anisotropie aléatoire $D_{ij}^{\mu\nu}$ ($\mu, \nu = x, y, z$) est aussi de moyenne nulle et de variance D , avec $D_{ij}^{\mu\nu} = D_{ij}^{\nu\mu}$, et $\sum_{\mu} D_{ij}^{\mu\mu} = 0$ (symétrique et de trace nulle). Les quantités que Kawamura a étudiées sont les fonctions d'autocorrélation $C_{s,\chi}(t_w, t + t_w)$ des spins et de la chiralité définies par :

$$C_s(t_w, t + t_w) = \frac{1}{N} \sum_i [\langle \mathbf{S}_i(t_w) \cdot \mathbf{S}_i(t + t_w) \rangle], \quad (3.11)$$

et

$$C_\chi(t_w, t + t_w) = \frac{1}{3N} \sum_{i,\mu} [\langle \chi_{i\mu}(t_w) \chi_{i\mu}(t + t_w) \rangle]. \quad (3.12)$$

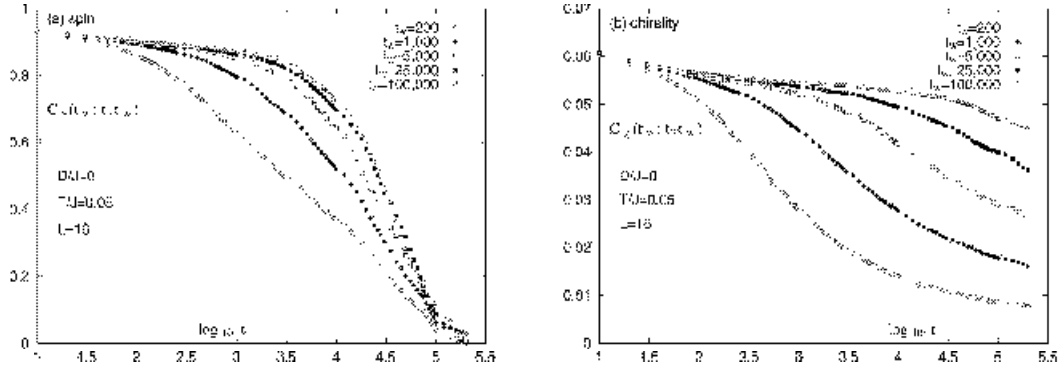


FIG. 3.6 – Fonctions d'autocorrélation (a) des spins et (b) de la chiralité d'un verre de spin Heisenberg 3D en fonction de $\log_{10} t$ pour différents temps d'attente t_m , d'après Kawamura [93].

Les courbes $C_{s,\chi}(t, t + t_m)$ à basse température ($T = 0.05J$) dans le cas Heisenberg pur ($D = 0$) sont représentées en fonction de $\log_{10} t$ pour différents t_m sur les figures (3.6a) et (3.6b). On voit clairement sur cette figure que les comportements des spins et de la chiralité sont très différents : les fonctions d'autocorrélation des spins viennent se superposer aux temps longs, indiquant que le vieillissement est interrompu (pas d'ordre verre de spin), tandis que les fonctions d'autocorrélation de la chiralité présentent un plateau pour $t \sim t_m$ et un effet de vieillissement très prononcé. Les mêmes données que celles de la figure (3.6) pour la chiralité sont représentées en fonction de $\log_{10} t/t_m$ en bas de la figure (3.7) : les courbes $C_\chi(t_m, t + t_m)$ pour différents t_m se croisent pour $t \sim t_m$ et pour $t > t_m$, les courbes à t_m grand viennent se placer au dessus des courbes à t_m plus petit, indiquant que le scaling standard en t/t_m n'est pas suffisant (super-vieillissement).

Si la situation demeure inchangée dans le cas de la chiralité, les spins, eux, montrent un comportement très différent lorsque l'on passe au cas $D \neq 0$. En haut de la figure (3.7) sont représentées les fonctions d'autocorrélations $C_s(t_m, t + t_m)$ des spins en fonction de $\log_{10} t/t_m$ pour $T/J = 0.05$, dans les cas $D = 0$ à gauche et $D/J = 0.01$ à droite. On voit très clairement qu'en présence d'anisotropie, le comportement des spins à $t > t_m$ change de façon significative, et présente le même type de comportement que la chiralité, i.e du super-vieillissement. Sans altérer le comportement dynamique de la chiralité, la présence d'anisotropie a recouplé spin et chiralité.

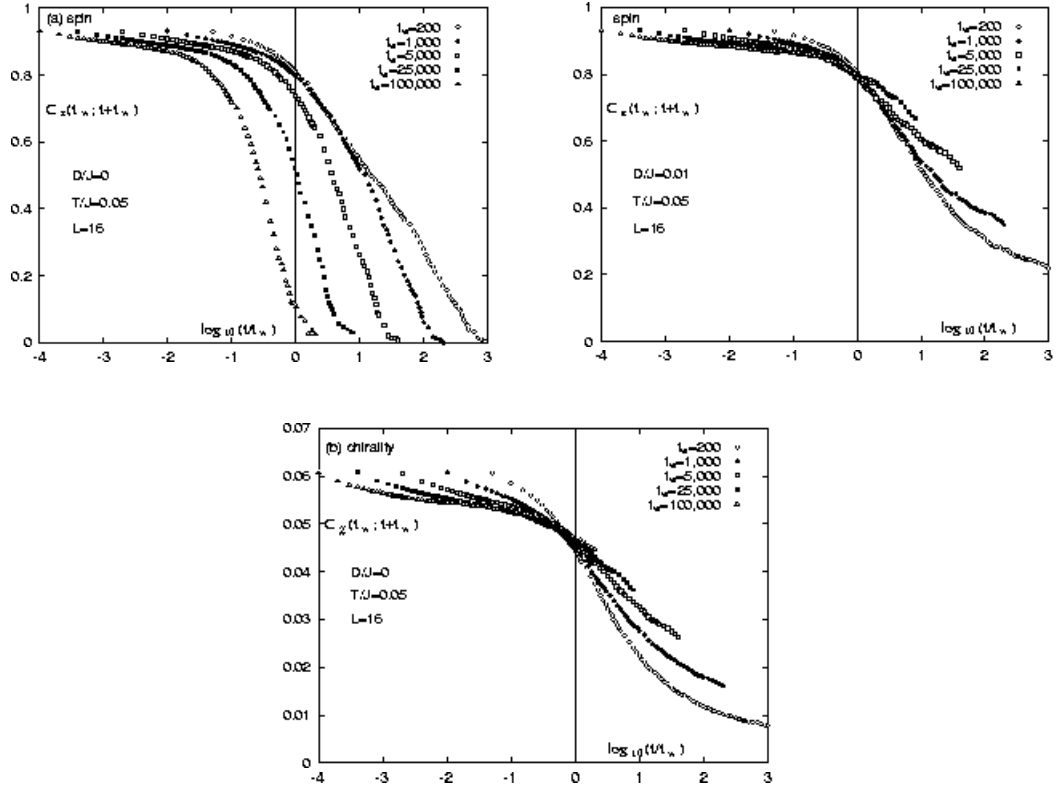


FIG. 3.7 – Fonctions d'autocorrélation des spins et de la chiralité dans le cas Heisenberg 3D, avec et sans anisotropie aléatoire D d'après Kawamura [93].

3.2.3 Une transition induite par l'anisotropie

Matsubara *et al.* [95] ont montré par des simulations Monte-Carlo que la présence d'anisotropie aléatoire dans le Hamiltonien d'un verre de spin Heisenberg $\pm J$ en dimension 3 induisait une transition de phase à température finie. Pour $D/J = 0.1$, la transition a lieu à $T/J \sim 0.3$ avec $\eta = 0.7^{+0.2}_{-0.4}$ et $\nu = 1.15 \pm 0.1$ et pour $D/J = 0.05$, la transition a lieu à $T/J = 0.25^{+0.02}_{-0.1}$ avec $\eta = 0.6^{+0.2}_{-0.5}$ et $\nu = 1.2 \pm 0.1$. Ces températures de gel verre de spin ainsi que les exposants mesurés sont en bon accord avec la valeur de $T_{CG} \simeq 0.2J$ et les valeurs des exposants caractéristiques de la transition chirale $\eta_{CG} \simeq 0.8$ et $\nu_{CG} \simeq 1.2$.

3.2.4 La transition chirale sous champ magnétique

Qu'en est-il de cette transition chirale lorsque l'on applique un champ magnétique? Sous un champ magnétique H appliqué selon la direction z , le Hamil-

tonien d'un verre de spin Heisenberg est :

$$\mathcal{H} = \sum_{\langle ij \rangle} J_{ij} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j - H \sum_i S_i^z. \quad (3.13)$$

Ce Hamiltonien est symétrique par réflexion des spins par rapport à n'importe quel plan contenant l'axe du champ magnétique (Z_2) et par rotation globale des spins autour de l'axe du champ ($SO(2)$). Le champ magnétique a donc réduit la symétrie originale du Hamiltonien $Z_2 \times SO(3)$ à $Z_2 \times SO(2)$. La chiralité est invariante par rotation ($SO(2)$, ou $SO(3)$ dans le cas $H = 0$), mais change de signe par réflexion (Z_2); la symétrie du Hamiltonien (3.13) donne donc encore lieu à la dégénérescence chirale. Si on suppose que le changement de symétrie $SO(3) \rightarrow SO(2)$ n'affecte pas la partie chirale Z_2 , en modifiant par exemple la nature de l'interaction entre chiralités, une transition chirale est attendue aussi sous champ magnétique [96]. Cette transition chirale est de plus supposée appartenir à la même classe d'universalité que la transition en champ nul, avec le même groupe d'exposants critiques et la même *one-step* RSB.

Comme l'ordre chiral sous champ est supposé être de même nature qu'en champ nul, la température de transition sous champ, $T_{CG}(H)$ doit être une fonction régulière de H , et si on tient compte de la symétrie $H \rightarrow -H$, on doit pouvoir écrire, pour H suffisamment petit :

$$T_{CG}(0) - T_{CG}(H) = cH^2 + \dots \quad (3.14)$$

Ce sont ces hypothèses que Kawamura et Imagawa [96] ont vérifié par des simulations Monte-Carlo sur un système de spins Heisenberg placés sur un réseau carré avec interactions $\pm J$ aléatoires, en présence d'un champ magnétique $H/J = 0.05, 0.1, 0.5, 2, 3, 5$. Le résultat principal de leur travail est que, comme attendu, la phase verre chirale persiste toujours à basse température sous champ magnétique. Ils ont de plus retrouvé les mêmes caractéristiques qu'en champ nul, i.e le pic à $q_x = 0$ de $P(q_x)$, indiquant une brisure à une étape de la symétrie des répliques, et des exposants critiques proches de ceux mesurés dans le cas $H = 0$: pour $H/J = 0.5$, $\nu = 1.3 \pm 0.2$ et $\eta = 0.6 \pm 0.3$. Leur résultats sont donc en accord avec l'existence d'une unique classe d'universalité commune aux deux transitions.

De manière à construire le diagramme de phase sous champ magnétique, ils ont déterminé la valeur de la température de transition $T_{CG}(H)$ pour chaque champ appliqué H . Leur résultat est reproduit sur la figure (3.8). Les barres d'erreurs sont assez larges, mais on constate néanmoins que la forme de la ligne de transition est en accord avec l'équation (3.14), et que l'effet du champ magnétique est assez faible, puisque pour $H = 2J \simeq 10T_{CG}(0)$, la variation relative de T_{CG} n'est que d'environ 10%.

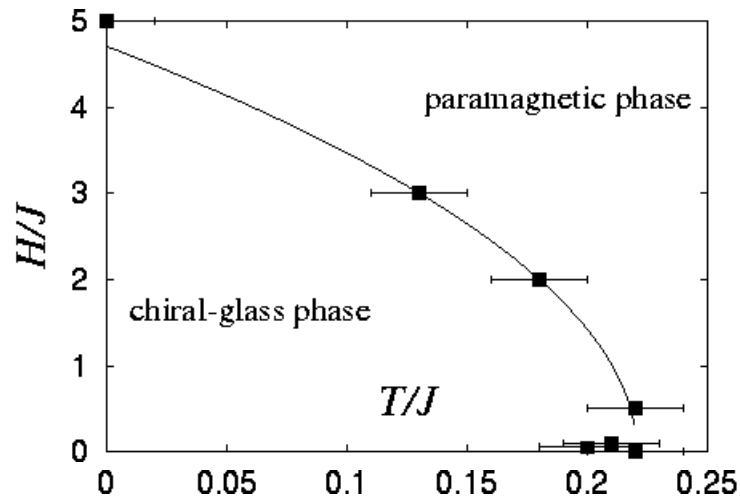


FIG. 3.8 – Diagramme de phase température - champ magnétique d'un verre de spin Heisenberg $3D \pm J$, d'après Kawamura et Imagawa [96].

L'étude de la mise en ordre verre de spin des composantes transverses au champ magnétique a aussi été étudiée, et a montré que pour $D = 0$ les spins restent paramagnétiques même en dessous de T_{CG} .

3.3 Conséquences pour les verres de spin réels

3.3.1 Résumé des épisodes précédents

3.3.1.1 $D = 0$

Tout d'abord, il semble qu'en l'absence d'anisotropie, il existe deux longueurs de corrélation dans les verres de spin : une longueur de corrélation ξ_s , associée à l'ordre verre de spin et une autre distincte, ξ_c associée à l'ordre chiral. A deux dimensions et pour des spins XY, les deux quantités s'ordonnent à température nulle, mais avec des exposants ν_s et ν_c différents, tels que $\nu_c = 2\nu_s$. A trois dimensions, le découplage spin/chiralité est encore plus marqué puisque si les spins s'ordonnent toujours à température nulle, l'ordre chiral apparaît lui à température finie. Cet ordre chiral à basse température persiste sous de forts champs magnétiques et les caractéristiques de la transition chirale en champ nul ne sont pas affectées par H : les exposants critiques sont les mêmes, et les signes de l'apparition d'une brisure à une étape de la symétrie des répliques

(*one-step* RSB) sont présents dans les deux cas. La ligne de transition chirale a été déterminée, et elle a la forme analytique de la ligne Gabay-Toulouse (cf. équation 2.64): en champ faible, $H_c = (T_{CG}(0) - T_{CG})^{1/2}$.

3.3.1.2 $D \neq 0, H = 0$

Il a été montré que la présence d'anisotropie aléatoire dans un Heisenberg 3D n'affecte pas le comportement dynamique de la chiralité: les fonctions d'autocorrélation de la chiralité C_χ montrent le même comportement dynamique (super-vieillessement) que dans le cas Heisenberg pur. En revanche, le comportement des spins est modifié lorsque de l'anisotropie aléatoire est présente: les fonctions d'autocorrélation des spins montrent le même type de vieillissement que la chiralité. L'anisotropie a donc recouplé spin et chiralité.

3.3.2 Modèle de la transition chirale

Au vu de ces résultats, Kawamura a fait la conjecture suivante pour expliquer l'existence de la transition observée expérimentalement dans les verres de spin réels (Heisenberg avec anisotropie aléatoire): la transition verre de spin est essentiellement chirale. Si les systèmes étudiés expérimentalement étaient totalement isotropes, un ordre chiral à température finie ne serait pas détectable par des mesures associées à l'ordre verre de spin (susceptibilité non-linéaire), puisque dans le cas isotrope, la mise en ordre verre de spin n'accompagne pas la mise en ordre chirale (découplage spin/chiralité); mais les verres de spin réels contiennent toujours de l'anisotropie aléatoire qui comme on l'a vu, même dans de très faibles proportions, recouple spin et chiralité. La transition chirale, invisible en absence d'anisotropie, se manifeste dans la divergence de la susceptibilité verre de spin standard à travers le couplage spin-chiralité dû à l'anisotropie aléatoire.

En présence à la fois d'anisotropie et de champ magnétique, toutes les symétries du système pur sont perdues, mais Kawamura prédit néanmoins que la transition chirale persiste en tant que pure transition RSB (sans brisure de la symétrie Z_2). Les différences entre les symétries brisées en champ nul et sous champ magnétiques sont supposées causer un crossover en champ magnétique (qui n'existe pas dans le système totalement isotrope) que Kawamura identifie comme étant la ligne AT observée expérimentalement en champ faible. En champ fort par contre, quand l'anisotropie est faible comparée au champ magnétique, les caractéristiques essentielles du diagramme de phase chiral sont attendues dans le cas des verres de spin réels.

Chapitre 4

Techniques expérimentales - Les échantillons étudiés

Ce chapitre est dédié à la présentation des différentes techniques expérimentales utilisées : les mesures de couple et les mesures d'aimantation. Un premier dispositif expérimental de mesures de couple a été mis au point, qui a permis d'obtenir quelques résultats préliminaires [97], mais c'est le dispositif de couple décrit dans la seconde partie de ce chapitre qui a été le plus fécond. Le dispositif utilisé pour les mesures d'aimantation (SQUID) est brièvement décrit dans la dernière partie de ce chapitre

4.1 Les mesures de couple

4.1.1 Première technique utilisée

Le premier dispositif utilisé comporte une capacité diédrique dont une armature reste fixe, tandis que l'autre, sur laquelle est collé l'échantillon, est mobile (cf photo (4.1)). Je passerai assez rapidement sur la description de ce dispositif puisque ses limitations nous ont rapidement conduit à en imaginer un autre plus sensible et surtout plus sélectif. Les premiers résultats de ma thèse [97] ont tout de même été obtenus à l'aide de ce montage. Un couple magnétique Γ perpendiculaire au plan de la figure (4.2) provoque une flexion de la lame mobile et donc une variation ΔC de la capacité du condensateur. Pour de petites flexions, l'intersection des deux armatures reste quasiment au milieu de

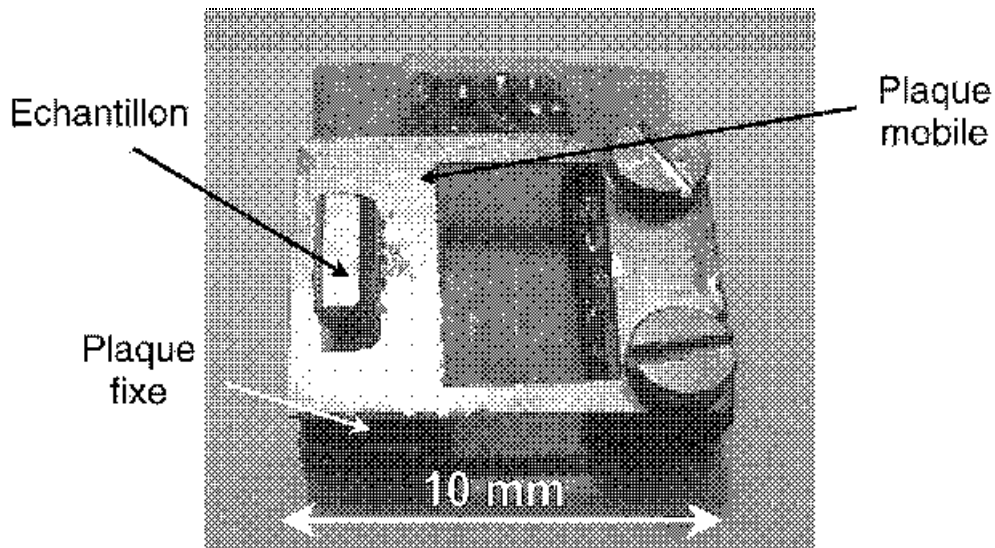


FIG. 4.1 – Photographie du premier montage de couple utilisé. L'échantillon est fixé sur une plaque mobile et le couple qui s'exerce sur celui-ci provoque une déflexion de la plaque mobile qui s'écarte alors de la plaque fixe.

la lame, et la variation $\Delta\theta$ de l'angle du condensateur vaut :

$$\Delta\theta = \frac{l}{2R} \quad (4.1)$$

où R est le rayon de courbure de la lame, $R = 2EI/\Gamma$.

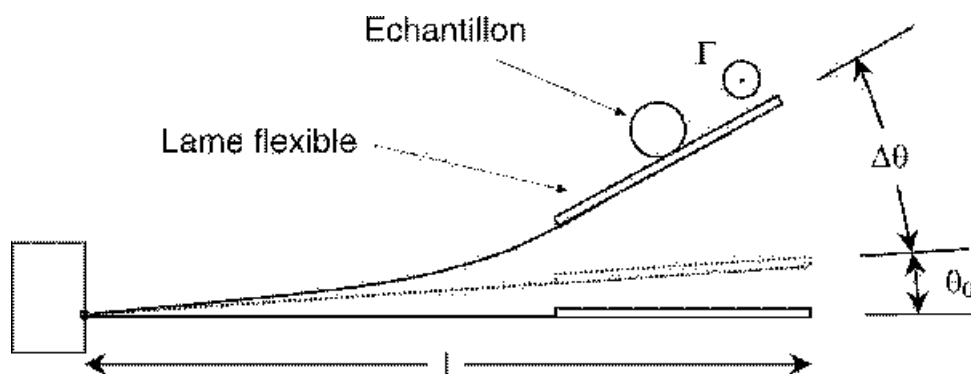


FIG. 4.2 – Schéma du montage de la photographie (4.1).

Pour une capacité diédrique :

$$\Gamma = k \frac{\Delta C}{C_0^2}. \quad (4.2)$$

Cette capacité est placée à l'extrémité d'une canne de mesure de manière à ce que l'axe de rotation de la plaque mobile soit vertical. Une rotation du champ magnétique dans le plan horizontal provoque un couple d'axe vertical et modifie donc l'angle d'ouverture de la capacité comme dessiné sur la figure (4.2).

La température de l'échantillon est mesurée par une résistance Carbon-Glass placée sur le bloc de cuivre tout près de l'échantillon. Le chauffage est assuré par un enroulement résistif en contact lui aussi avec le bloc de cuivre sur lequel est fixé le dispositif. Le tout est placé dans un tube cylindrique dans lequel on ne laisse qu'un peu d'hélium gazeux pour assurer la thermalisation de l'ensemble. Les expériences sont réalisées à l'intérieur d'un cryostat à hélium jusqu'à $4.2K$.

Le champ magnétique (jusqu'à $7T$) est appliqué par une bobine supraconductrice horizontale placée à l'intérieur du cryostat. Ce champ est fixe, et c'est la canne entourant tout le dispositif qui est capable de tourner par rapport à la direction du champ.

4.1.2 Limites du dispositif

Un échantillon magnétique d'aimantation M placé dans un gradient de champ subit une force

$$\vec{F} = \vec{M} \cdot \vec{\nabla} \vec{H} \quad (4.3)$$

dont la composante perpendiculaire au plan de la lame provoque une flexion de celle-ci et donc un signal hautement indésirable, d'autant plus grand que la distance de l'échantillon à l'axe de rotation est grand (ici, $d \simeq 1$ cm). Ce signal, assez reproductible, a pu être soustrait de nos mesures faites sur un des échantillons dont l'anisotropie est très grande (AuFe), mais pour les échantillons à plus faible anisotropie (AgMn, CuMn) il pouvait atteindre plusieurs fois la valeur du signal utile. Après avoir infructueusement essayé d'améliorer le dispositif, nous avons dû imaginer une technique assez différente.

4.1.3 Seconde technique utilisée: la bonne

4.1.3.1 Principe du montage

Le problème du dispositif précédent est que ce bras de levier de longueur d , gênant lorsqu'une force parasite est présente, est un mal nécessaire au principe

de la mesure. L'homogénéité de la bobine étant ce qu'elle est, il a fallu imaginer un autre type de dispositif qui ne soit sensible qu'aux signaux de torsion, et cela a pu être réalisé grâce au montage de la figure (4.3).

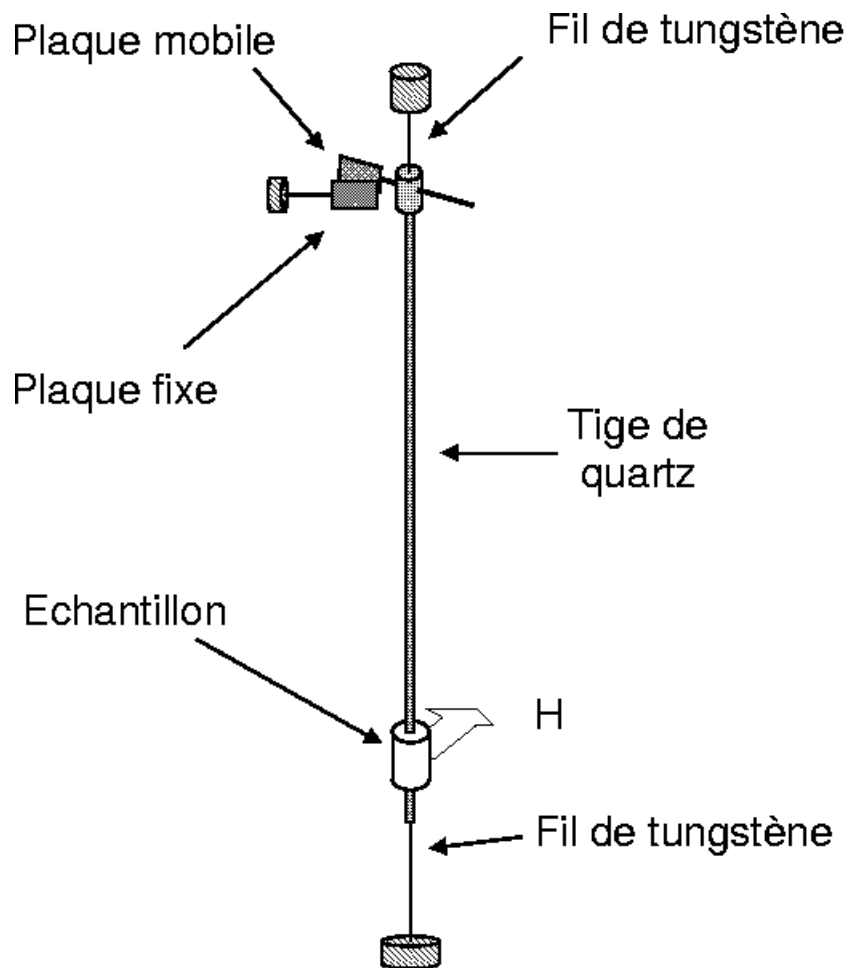


FIG. 4.3 – Schéma du second dispositif de mesures de couple. L'échantillon en forme de deux demi-cylindres est fixé autour d'une tige de quartz de 1 mm de diamètre. La tige et le dispositif de mesure sont suspendus par un fil de tungstène de 25 μm . Le couple qui s'exerce sur l'échantillon et la tige solidaire provoque un écartement de la plaque mobile (solidaire de la tige) par rapport à la plaque fixe.

L'échantillon, de forme cylindrique, est percé de part en part et enfilé comme une perle sur une longue tige de quartz (\varnothing 1 mm). Sur cette tige est fixé à chaque extrémité un fil de tungstène de 25 μm de diamètre. Des deux côtés, les extrémités du fil sont fixes. En haut de la tige est placé un bloc sur lequel

partent deux bras, l'un portant une plaque de capacité mobile, l'autre portant le dispositif de compensation que je décrirai plus tard. Cette plaque mobile, solidaire de la tige qui porte l'échantillon, fait face à une plaque fixe. Sur la figure (4.3), les parties fixes du dispositif ont été hachurées. Le tout est encore une fois enfermé dans un tube à l'intérieur duquel on ne laisse qu'un peu d'hélium gazeux pour assurer la thermalisation; le chauffage est assuré à l'aide d'un enroulement résistif autour du bloc de cuivre qui entoure l'échantillon (non représenté sur la figure (4.3)), et la température est mesurée à l'aide d'une résistance Carbon-glass placée dans ce même bloc de cuivre.

Le champ magnétique (jusqu'à 4 T) est appliqué à la hauteur de l'échantillon dans le plan perpendiculaire à l'axe de la tige. La canne est fixe, dans ce dispositif c'est le champ magnétique (la bobine supraconductrice) qui peut tourner dans le plan horizontal. Dans un tel dispositif, un gradient de champ, toujours présent, n'induit que peu de signal parasite: une force s'appliquant sur l'échantillon ne pourra que déplacer celui-ci horizontalement, sans créer de couple de torsion.

4.1.3.2 Dispositif de compensation

Dans ce montage, ce n'est pas directement la variation de capacité qui est mesurée, mais le courant qu'il faut injecter dans une bobine placée autour du second bras (cf figure (4.4)) pour maintenir le système fixe. La capacité C à

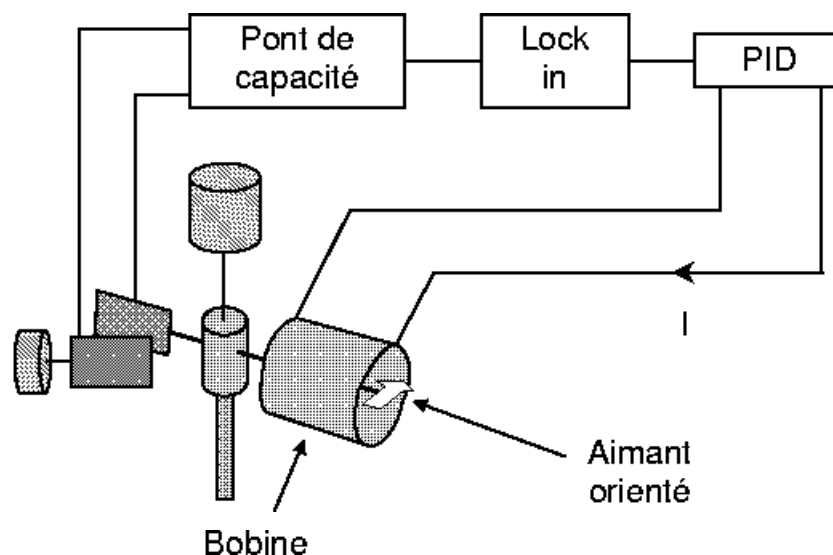


FIG. 4.4 – Schéma détaillé du dispositif de mesure.

mesurer est envoyée sur un pont de capacité. Celui-ci délivre un signal proportionnel à la différence entre C et une capacité de référence C_0 ajustable sur l'appareil, que l'on choisit égale à la capacité du dispositif en l'absence de couple. Ce signal est injecté dans un régulateur PID qui lui même envoie un courant I dans la bobine représentée sur la figure (4.4). Ce courant I qui circule dans la bobine va créer un champ magnétique orienté suivant l'axe de la bobine, et l'aimant orienté placé sur le bras solidaire de la tige va subir un couple $\Gamma_b \propto I$. Le PID est réglé de façon à délivrer le courant nécessaire pour créer le couple sur l'aimant orienté qui va exactement compenser la variation ΔC . C'est ce courant I qui est mesuré.

4.1.3.3 Calibration

Le but n'étant pas d'obtenir des résultats absolus sur la valeur du couple, mais de pouvoir comparer les résultats obtenus sur différents échantillons, le dispositif expérimental n'a été calibré que grossièrement. Pour cela, nous avons placé le dispositif de compensation décrit dans la section précédente entre deux rails horizontaux (cf figure (4.5)), la plaque mobile solidaire reposant sur le plateau d'une balance électronique. Nous avons alors injecté un courant I

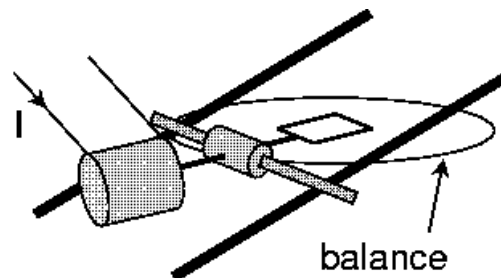


FIG. 4.5 – Montage utilisé pour calibrer le dispositif expérimental.

connu dans la bobine tel que le couple exercé par le champ créé par la bobine sur l'aimant orienté soulève légèrement la plaque mobile d'un poids que l'on a alors mesuré. Nous avons répété cette opération pour plusieurs valeurs du courant I , mesurant à chaque fois la différence de masse indiquée par la balance. Toutes les distances étant connues, nous avons ainsi pu obtenir la variation du couple exercé sur le dispositif de compensation en fonction du courant circulant dans la bobine. Cette calibration donne :

$$C = 6400 \pm 500 \text{ erg/A.} \quad (4.4)$$

4.1.3.4 Sensibilité

La sensibilité absolue de ce second dispositif vaut environ 510^{-2} erg.

4.2 Les mesures d'aimantation

Les mesures d'aimantation longitudinale ont été réalisées à l'aide d'un magnétomètre à SQUID commercial (QUANTUM DESIGN - MPMS). Le principe de ce dispositif est de mesurer la variation du flux magnétique produit par l'échantillon lorsque celui-ci se déplace le long de l'axe de symétrie d'un système de détection formé de quatre spires supraconductrices disposées en gradientmètre du second ordre. Le bobinage de détection est situé au centre d'un solénoïde supraconducteur qui peut appliquer un champ magnétique DC spécifié par l'utilisateur valant au maximum 5 T. Cette bobine de détection est connectée à l'entrée d'un SQUID. Lorsque l'échantillon se déplace au travers des spires, son moment magnétique y induit un courant, lequel est mesuré par le SQUID.

4.3 Calibration de la température

Cette thèse repose sur des résultats expérimentaux obtenus par les deux techniques précédemment décrites : les mesures d'aimantation et les mesures de couple magnétique. Ces deux ensembles de résultats sont totalement indépendants, sauf en ce qui concerne les mesures des températures de gel $T_g(0)$ des composés étudiés, obtenues par des mesures d'aimantation (cf section (5.4.5), page 101), et qui ont aussi été utilisées pour normaliser les valeurs de l'énergie d'anisotropie (cf tableau 5.1 page 89) ainsi que les diagrammes de phase de ces mêmes composés (cf section (5.4) du chapitre 5) déterminés par des mesures de couple magnétique. Il est donc important que l'étalonnage de la température soit le même pour les deux techniques, et c'est le cas puisque les cryostats ont été tous les deux calibrés à l'aide de la même résistance cernox étalonnée.

4.4 Les échantillons étudiés

Cette thèse repose sur l'étude par les deux techniques précédemment présentées de cinq échantillons verre de spin : le CuMn 3%, l'AgMn 3%, l'AuFe 8%, le $\text{CdCr}_{1.7}\text{In}_{0.3}\text{S}_4$ et le $(\text{Fe}_{0.1}\text{Ni}_{0.9})_{75}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$. Ces échantillons ont été très largement étudiés, et de nombreuses références à des travaux déjà réalisés sur ces

systèmes ou des systèmes semblables où seule la dilution change ont été indiquées dans ce manuscrit.

Le CuMn, l'AgMn et l'AuFe sont des alliages métalliques, le $(\text{Fe}_{0.1}\text{Ni}_{0.9})_{75}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$ est lui aussi un verre de spin métallique mais sa structure est amorphe ; le $\text{CdCr}_{1.7}\text{In}_{0.3}\text{S}_4$ est quant-à-lui isolant. Le CuMn et l'AgMn ont été choisis parce que ce sont sans doute les systèmes verres de spin qui ont été le plus étudiés jusqu'alors, et il nous était nécessaire au moment de la mise au point du dispositif de mesures de couple de pouvoir comparer nos premiers résultats avec la littérature. L'AuFe a quant-à-lui été choisi car son anisotropie était connue pour être beaucoup plus grande que celle de l'AgMn et du CuMn. Les concentrations de ces différents alliages ont ensuite été déterminées de façon à ce que leur température de gel ne soit ni trop haute (problèmes de régulation de la température et nécessité d'appliquer des champs magnétiques plus élevés), ni trop basse (le dispositif de mesures de couple n'a pas été adapté pour fonctionner dans un cryostat à dilution).

Nous ne voulions pas restreindre cette étude à des alliages métalliques binaires, c'est pourquoi le $\text{CdCr}_{1.7}\text{In}_{0.3}\text{S}_4$ et le $(\text{Fe}_{0.1}\text{Ni}_{0.9})_{75}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$ ont aussi été étudiés. Les exposants critiques de ces deux échantillons (à une concentration un peu différente pour le second) avaient déjà été mesurés auparavant, et les valeurs reportées nous ont semblées suffisamment éloignées des valeurs de l'AgMn ou du CuMn pour que leur présence dans cette étude soit intéressante.

Chapitre 5

Les mesures de couple

5.1 Principe et exploitation des mesures

5.1.1 Détermination du diagramme de phase

Supposons que l'on soumette à un champ magnétique H un échantillon isotrope et de forme cylindrique, et que l'on tourne ce champ d'un angle θ_H . Dans la phase paramagnétique, l'aimantation $M = \chi H$ suit la rotation du champ et aucun couple ne s'exerce sur l'échantillon (figure (5.1)).

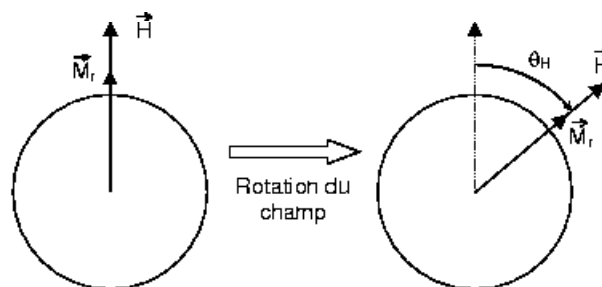


FIG. 5.1 – Effet d'une rotation du champ dans l'état paramagnétique. Quand $T > T_g$, M suit le champ et $\Gamma = 0$.

Si maintenant on refroidit un échantillon sous un champ H jusqu'à $T < T_g(H)$, et que l'on tourne ce champ d'un angle θ_H (figure (5.2)), à cause de l'anisotropie

macroscopique, l'aimantation rémanente¹ créée M_r ne suit pas complètement le champ et s'oriente selon $\theta < \theta_H$. L'échantillon est soumis à un couple

$$\Gamma = \vec{M}_r \times \vec{H} = M_r H \sin(\theta_H - \theta). \quad (5.1)$$

L'apparition d'un couple est la manifestation de l'établissement de l'état verre

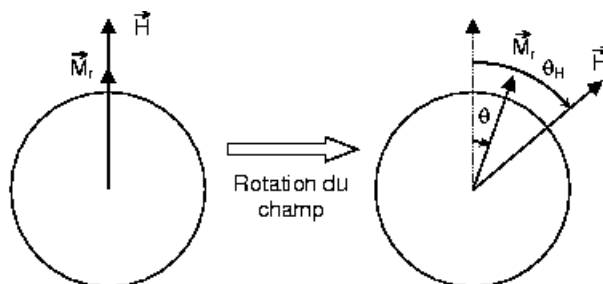


FIG. 5.2 – Effet d'une rotation du champ dans l'état verre de spin. Si $T < T_g$, à cause de la présence d'anisotropie, M_r ne suit pas totalement une rotation du champ magnétique et $\Gamma \neq 0$.

de spin pour (T, H) , elle constitue donc un critère pour la détermination du diagramme de phase des verres de spin sous champ.

L'intérêt de la détermination du passage à l'état verre de spin par des mesures de couple est que cette technique est directement sensible au gel des composantes transverses des spins qui d'après les théories de champ moyen doit caractériser la transition pour des systèmes Heisenberg. En effet, une rotation infinitésimale du système de spins est liée en premier lieu à des variations des composantes transverses de telle sorte que le gel transverse entraîne le blocage des rotations, tandis que les mesures d'irréversibilités dans la direction du champ mettent en jeu principalement les composantes longitudinales des spins, et sont donc beaucoup moins sensibles au gel transverse.

5.1.2 Mesure de la force de l'anisotropie

Si on s'intéresse à la seule détermination du diagramme de phase, on peut se contenter de détecter l'apparition d'un couple en fonction de H et T . Il est

1. L'utilisation du terme *rémanente* pour désigner l'aimantation que l'on fait tourner en changeant l'orientation du champ magnétique n'est pas correcte, il ne s'agit effectivement pas de l'aimantation thermorémanente définie dans la section 1.2.2 obtenue après avoir coupé le champ magnétique sous lequel l'échantillon a été refroidi. C'est pourtant cette dénomination qui sera utilisée dans toute la suite.

cependant possible par cette technique d'accéder à la valeur de la force de l'anisotropie aléatoire à travers la mesure de la constante d'anisotropie macroscopique K .

Considérons un verre de spin pour lequel la direction d'équilibre de l'aimantation rémanente M_r est l'axe z . Si on tourne le champ H initialement dans la direction z d'un angle θ_H , M_r va faire un angle $\theta < \theta_H$ avec z . Pour de pe-

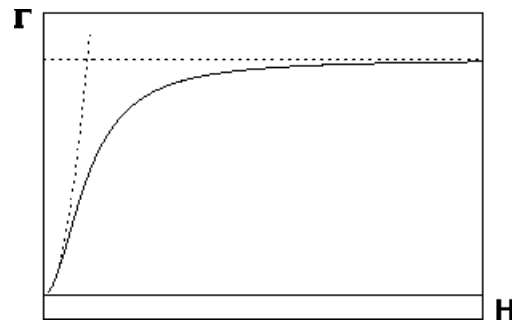


FIG. 5.3 – Forme théorique du couple en fonction du champ magnétique dans le cas de rotations rigides avec θ_H petit (cf équation (5.5)). Γ commence par augmenter comme $M_r H \sim H^2$ pour H petit, puis sature à une valeur indépendante de H égale à $K\theta_H$ quand $M_r H \gg K$.

tits angles de rotation (typiquement 5 ou 10°), la rotation du système de spins est quasiment uniforme, toute l'aimantation rémanente participe à la rotation. L'énergie nécessaire pour écarter M_r d'un angle θ de sa position d'équilibre est $\frac{1}{2}K\theta^2$ pour θ petit, où K est la constante d'anisotropie. Dans cette position de nouvel équilibre entre l'action de H et le couple de rappel dû à l'anisotropie, l'énergie est :

$$E(\theta) = \frac{1}{2}K\theta^2 - \vec{M}_r \cdot \vec{H} = \frac{1}{2}K\theta^2 - M_r H \cos(\theta_H - \theta), \quad (5.2)$$

et la condition d'équilibre s'écrit :

$$\frac{\partial E(\theta)}{\partial \theta} = 0 = K\theta - M_r H(\theta_H - \theta), \quad (5.3)$$

i.e :

$$\theta = \frac{\theta_H}{1 + \frac{K}{M_r H}}. \quad (5.4)$$

Dans cette position, le couple que l'on mesure est $\Gamma = K\theta$, il vaut donc :

$$\Gamma = \frac{\theta_H}{\frac{1}{K} + \frac{1}{M_r H}}, \quad (5.5)$$

et quand $H \gg K/M_r$, alors

$$\Gamma \simeq K\theta_H : \quad (5.6)$$

le couple devient indépendant du champ et sature à une valeur qui ne dépend que de la constante d'anisotropie K (cf figure (5.3)).

5.2 Présentation des résultats

5.2.1 Description du protocole utilisé

Les différents protocoles qui sont susceptibles d'être mis en œuvre lors de mesures de couple sont très nombreux : refroidissement sous champ ou en champ nul, rotation du champ ou extinction et application dans une autre direction, valeur de l'angle, et bien sûr temps d'attente différents lors des différentes

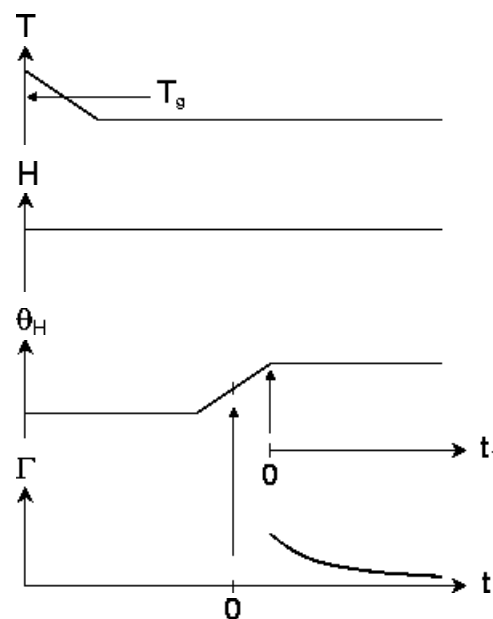


FIG. 5.4 – Procédure expérimentale utilisée pour les mesures de couple. L'échantillon est refroidi sous H d'une température $T > T_g$ à une température T , le champ est ensuite tourné à vitesse constante d'un angle θ_H , et le couple est mesuré en fonction du temps t_1 écoulé depuis la rotation du champ. L'échelle de temps t a pour origine l'instant où θ_H atteint la moitié de sa valeur.

étapes de la procédure. Le choix des combinaisons possibles est très grand. Il a fallu pour la cohérence des résultats se limiter à une procédure : chacun des

échantillons étudiés a été refroidi sous H d'une température $T_i > T_g$ à T ; le champ a ensuite été tourné d'un petit angle θ_H (5 ou 10°) et le couple a été mesuré en fonction du temps t_1 écoulé depuis la rotation. La rotation du champ a été effectuée très lentement, à une vitesse de $0.25^\circ/\text{s}$, de façon à perturber le système le moins possible. Des rotations typiques de 5 ou 10° prennent donc un certain temps (20 et 40 s respectivement), et dans l'étude de la relaxation du couple en fonction du temps se pose le problème du choix de l'instant initial. Faut-il prendre comme origine des temps l'instant où la rotation du champ est terminée et où on commence à mesurer la relaxation, sachant que le système commence à relaxer dès le début de la rotation du champ ou bien choisir comme origine l'instant où commence la rotation du champ? Nous avons choisi une solution intermédiaire qui consiste à mesurer la relaxation en fonction du temps t écoulé depuis que le champ a tourné de la moitié de son angle final θ_H , conduisant à un décalage de 10 ou 20 s selon la valeur de θ_H entre t_1 et t . La procédure utilisée est schématisée sur la figure (5.4). Chaque point ou courbe de relaxation $\Gamma(T, H, t)$ est le résultat de cette procédure répétée entièrement, avec à chaque fois passage au-dessus de T_g .

5.2.2 Description générale des résultats

La figure (5.5) montre la variation du couple en fonction du temps t_1 écoulé depuis la rotation du champ magnétique pour l'AgMn 3% à différentes températures et sous un champ magnétique de 1 T, suivant la procédure décrite plus haut. Tous les résultats pour tous les échantillons ont été obtenus à partir de ces courbes typiques de $\Gamma(T, H, t_1)$, à partir desquelles il est possible d'extraire pour un temps t_1 donné la variation de Γ avec la température à champ fixé ou la variation de Γ avec le champ magnétique à température fixé.

5.3 Estimation de l'énergie d'anisotropie

La figure (5.6) montre le couple mesuré 100 s après avoir tourné le champ en fonction du champ magnétique pour différentes températures dans le cas de l'AuFe 8%. Ces résultats sont très similaires à ceux déjà observés sur le même système plus dilué (AuFe 5% [97]): pour les plus basses températures (jusqu'à 6-7 K sur la figure (5.6a)), le couple obéit bien à la loi (5.5) prévue dans le cas de rotations rigides: quand H est petit ($M_r H \ll K$), Γ augmente comme le carré du champ magnétique, et quand H augmente, Γ sature à une valeur indépendante du champ magnétique (cf figure (5.3)).

Quand la température augmente le couple diminue, et l'hypothèse de rigidité de la rotation est de moins en moins valable: le système de spins subit des ré-

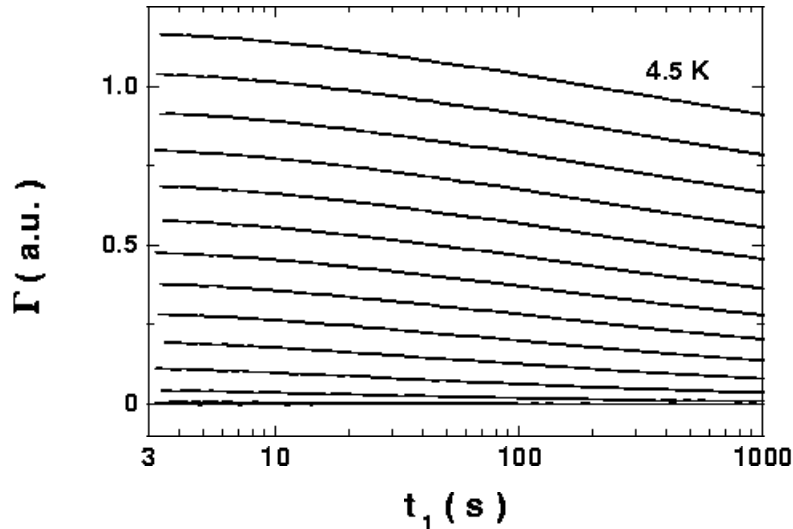


FIG. 5.5 – Couple en fonction de t_1 pour l'AgMn 3%. Le champ magnétique vaut 1 T et les différentes températures augmentent par paliers de 0.5 K depuis la température la plus basse de 4.5 K (courbe du haut). $\theta_H = 10^\circ$.

arrangements qui font diminuer la valeur de la constante d'anisotropie quand le champ augmente et il n'est plus possible de décrire le comportement du couple en fonction du champ par l'équation (5.5) avec une constante d'anisotropie K indépendante du champ. Cet état de fait n'est pas surprenant, l'existence même d'une limite entre la phase verre de spin et la phase paramagnétique dans un diagramme (H, T) implique que le système de spins devienne de moins en moins rigide lorsque le champ magnétique augmente, donc qu'il existe une valeur de champ au-delà de laquelle K diminue avec le champ.

Ces courbes de couple en fonction du champ à température fixée peuvent être très bien décrites par l'équation (5.5) à la condition de prendre en compte l'effet du champ sur la constante d'anisotropie $K(T)$: $K(T) = K(T, H)$. Dans un domaine de champ et de température suffisamment restreint (basses températures et/ou champs pas trop élevés), il est légitime de supposer que l'on peut développer K en puissances du champ magnétique :

$$K = K(H) = K_0 - K_2 H^2 + \dots \quad (5.7)$$

Aux plus basses températures et dans l'intervalle de champ qu'il a été possible d'explorer, K est une constante, mais à mesure que la température augmente, de plus en plus de termes dans le développement de K sont nécessaires pour décrire les courbes de couple. La figure (5.7a) montre les mêmes courbes

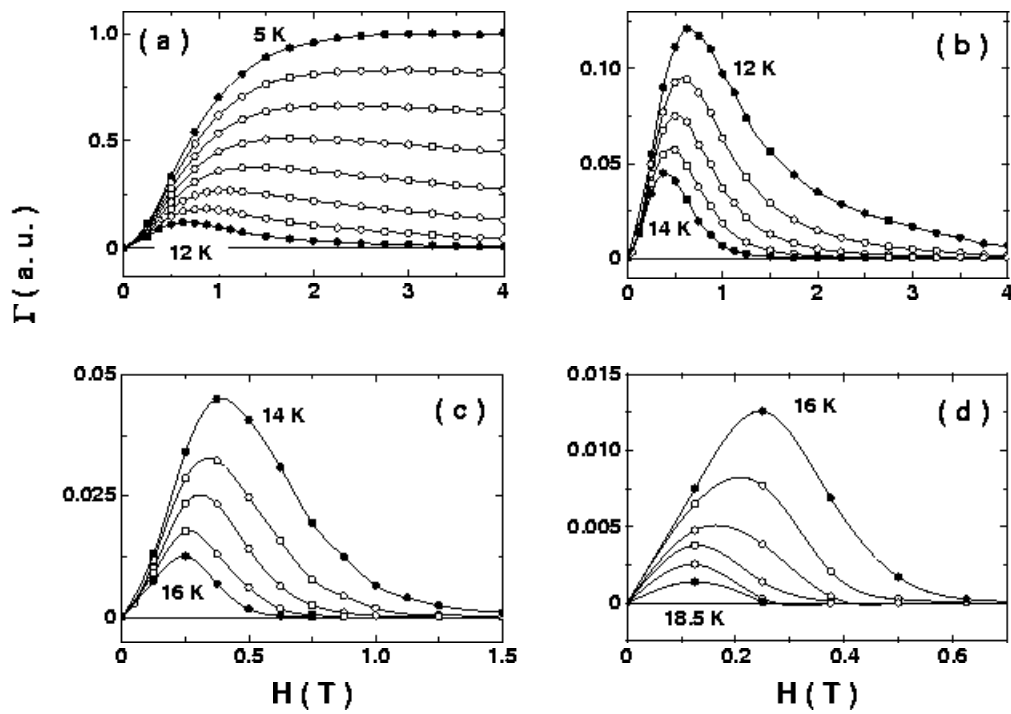


FIG. 5.6 – AuFe 8%: couple mesuré 100 s après avoir tourné le champ en fonction du champ et pour différentes températures. La température augmente par paliers de (a) : 1 K, (b), (c), (d) : 0.5 K entre les deux températures extrêmes indiquées sur chaque graphe. $\theta_H = 5^\circ$. Les lignes continues sont seulement des guides pour les yeux.

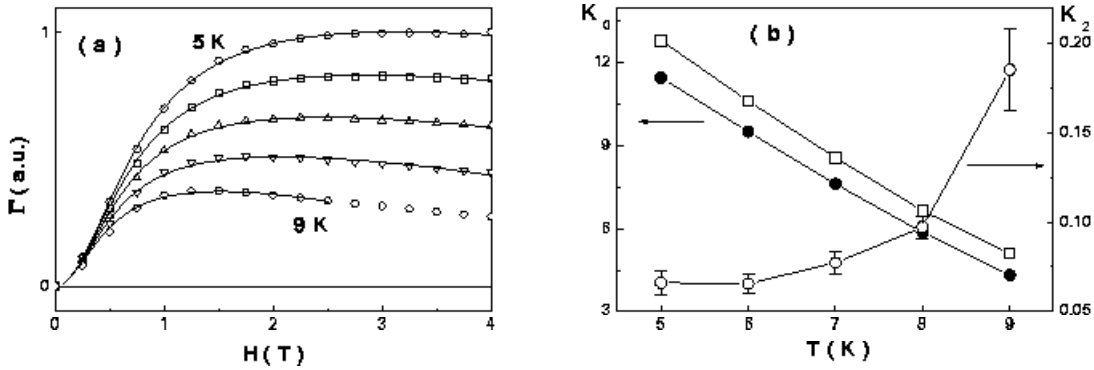


FIG. 5.7 – (a) : Couple en fonction du champ magnétique pour l’AuFe entre 5 K et 9 K (mêmes données que celles de la figure (5.6)). Les lignes continues sont les résultats des fits par la fonction (5.5). (b), symboles ouverts : valeurs des paramètres K_0 (échelle de gauche) et K_2 (échelle de droite) extraits des fits par la fonction (5.5) en fonction de la température. Les unités sont arbitraires mais sont les mêmes pour K_0 et K_2 . Cercles pleins : valeur maximale du couple divisé par θ_H , dans les mêmes unités que K_0 et K_2 .

de couple en fonction du champ magnétique que la figure (5.6) pour les plus basses températures (de 5 K à 9 K), ainsi que les résultats des fits par l’équation (5.5) où le développement (5.7) a été tronqué au premier ordre. Ces fits contiennent en théorie trois paramètres : K_0 , que l’on cherche, la première correction K_2 , et le terme qui décrit l’aimantation $1/M_r H$. Cette aimantation M_r qui intervient ici est l’aimantation obtenue après refroidissement sous champ (FC) ; elle est linéaire à bas champs, là où ce terme est prédominant, et ne dépend pas de la température en dessous de T_g . Dans les fits des courbes de couple à l’aide de l’équation (5.5), ce terme a été supposé linéaire : $M_r = M_0 H$, et la valeur de M_0 a été déterminée à la plus basse température (5 K dans le cas de l’AuFe), sa valeur a ensuite été fixée. Il s’agit donc sur cette figure des résultats de fits à trois paramètres pour la température la plus basse, puis de fits à seulement deux paramètres pour les températures supérieures. La figure (5.7b) donne les valeurs de K_0 et K_2 obtenues en fonction de la température (symboles ouverts). A basse température, le rapport K_0/K_2 vaut environ 0.005 et augmente jusqu’à 0.03 à 9 K. Le but de cette analyse étant de déterminer la valeur de l’anisotropie intrinsèque K_0 , c’est à cette gamme de champ et de température qu’il faut se limiter.

Une comparaison entre les résultats obtenus sur différents échantillons n’est possible qu’à condition de se placer à T/T_g constant, ou bien d’extrapoler les valeurs de K_0 à température nulle. c’est ce que nous avons choisi de faire, et

les résultats sont résumés dans le tableau (5.1) où les différents échantillons étudiés ont pu être classés en fonction de la force de leur anisotropie. Dans ce tableau est indiquée la température de gel de ces composés qui a été utilisée pour normaliser les valeurs de l'énergie d'anisotropie. La façon dont cette température de gel $T_g(0)$ a été obtenue est décrite dans la section 5.4.5.

	T_g (K)	K	K/T_g	Γ_{Max}	Γ_{Max}/T_g
CuMn 3%	18.5	1.27	0.068	1.22	0.066
AgMn 3%	11.9	1.91	0.16	1.81	0.15
CdCr _{1.7} In _{0.3} S ₄	16.8	13.5	0.8	11	0.65
AuFe 8%	23.9	31.5	1.32	28.4	1.19
(Fe _{0.1} Ni _{0.9}) ₇₅ P ₁₆ B ₆ Al ₃	13.4	35.6	2.65	20.6	1.54

TAB. 5.1 – Valeurs de l'énergie d'anisotropie des composés étudiés, exprimée en erg/mol d'atome magnétique/rad $\times 10^5$. K est la valeur de la constante d'anisotropie extrapolée à température nulle mesurée 100 s après avoir tourné le champ, Γ_{Max} est la valeur maximale du couple à 100 s extrapolée à température nulle, elle est exprimée dans les mêmes unités.

F. Hippert [23] avait trouvé que l'énergie d'anisotropie par atome de Mn des systèmes CuMn valait $(12.8 \pm 1) G\mu_B/at/\%$ pour des concentrations supérieures à 1.35. Exprimée dans nos unités, cette énergie vaut $(2.14 \pm 0.17) 10^5$ erg/mol/rad pour le CuMn 3%, soit un écart d'environ 40%. Le fait que la calibration absolue de notre dispositif expérimental n'est que grossière (cf section 4.1.3.3) donne des barres d'erreur sur la valeur absolue de K qui n'explique pas une telle différence: pour ce composé, $K(0) = (1.27 \pm 0.1) 10^5$ erg/mol/rad. Pour expliquer ce désaccord apparent, il faut anticiper légèrement sur la suite de ce chapitre (section 5.5) où nous verrons que le taux de relaxation de ce composé vaut environ 0.1, i.e. $\Gamma(t) \propto t^{-0.1}$. L'énergie d'anisotropie a été ici mesurée 100 s après la rotation du champ, les mesures effectuées par Hippert sont des mesures de susceptibilité transverses qui donnent la valeur de K dans une gamme de temps beaucoup plus réduite (jusqu'à 1 s). Avec un taux de relaxation typique de 0.1, la valeur de K à 1 s vaut $K(t = 1) \simeq K(t = 100)/100^{-0.1} = 1.6K(t = 100) = 2 \pm 0.15 10^5$ erg/mol, compatible avec la valeur mesurée dans [23].

L'énergie d'anisotropie de l'AuFe 8% que nous avons mesurée est beaucoup plus faible que celle mesurée par Alloul et Hippert [22] et un raisonnement

similaire ne permet pas d'expliquer une telle différence.

5.4 Diagramme de phase

La température de gel $T_g(H)$ est définie d'après ce qui a été dit plus haut comme la température à laquelle le couple mesuré sous H s'annule. En l'absence d'une théorie qui donne la forme du couple en fonction de T et H à l'approche de la ligne d'irréversibilité et qui permette un fit des données pour déterminer $T_g(H)$, nous sommes contraints de choisir un critère plus empirique. Différents critères sont possibles, et nous allons dans la section suivante donner les différents diagrammes de phase obtenus pour l'AgMn selon deux critères.

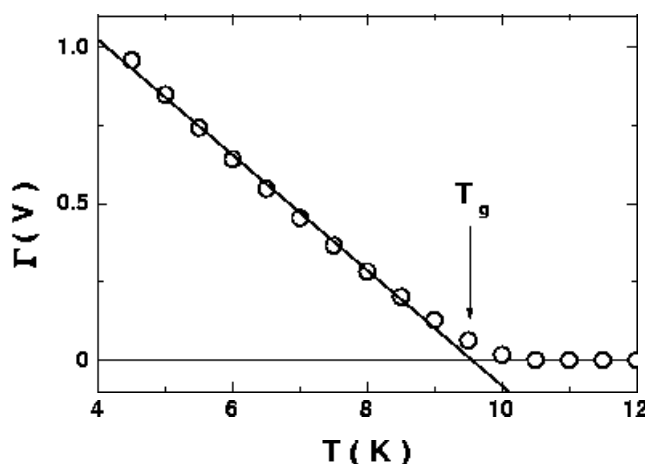


FIG. 5.8 – Couple 100 s après avoir tourné le champ de $\theta_H = 10^\circ$ en fonction de la température pour l'AgMn 3%, $H = 1.75$ T. Selon ce critère, T_g vaut $9.5 \text{ K} \pm 0.25$.

5.4.1 Illustration dans le cas de l'AgMn

Sous un même champ magnétique H , le couple obtenu à différentes températures est approximativement linéaire en T pour les basses températures. Quand T augmente, la courbe s'infléchit et atteint zéro plus lentement. Une première manière de déterminer $T_g(H)$ consiste à extrapoler la décroissance quasi-linéaire du couple à plus haute température, et à choisir $T_g(H)$ comme la température

à laquelle cette extrapolation linéaire croise l'axe $\Gamma = 0$. Sous $H = 1.75$ T, la figure (5.8) représente le couple en fonction de la température pour $t_1 = 100$ s ainsi que le fit linéaire des données qui permet la détermination de T_g . Comme on peut le constater sur la figure (5.8), cette façon de déterminer $T_g(H)$ qui n'a aucun fondement théorique conduit à une sous-évaluation évidente de sa valeur. De plus, le diagramme de phase obtenu de cette manière dépend du temps : le diagramme de phase obtenu en extrapolant linéairement le couple mesuré à un temps plus grand conduira à une T_g plus faible. Cette méthode a néanmoins l'avantage d'être applicable sans ambiguïté à tous les échantillons, et de permettre une directe comparaison des différents échantillons à condition de choisir le même temps t_1 pour tous. Le diagramme de phase obtenu selon ce critère pour l'AgMn 3% est représenté sur la figure (5.10), où les barres d'erreurs prennent en compte la variation de T_g pour t_1 compris entre 30 s et 1000 s.

Une autre façon de déterminer la valeur de $T_g(H)$ consiste à étudier les courbes de relaxation du couple, et à définir à $T_g(H)$ une borne supérieure T_{sup} et une borne inférieure T_{inf} . T_{sup} est définie comme la plus basse température pour laquelle et au-dessus de laquelle le couple est inférieur à 10^{-3} sur toute la gamme de temps étudiée (20-1000 s) ; T_{inf} est définie comme la plus haute température pour laquelle et en deçà de laquelle le couple est supérieur ou égal à 10^{-3} . T_g est prise à la moitié avec les barres d'erreurs correspondantes. La figure (5.9) représente le couple en fonction du temps t (cf définition plus haut) sous un champ de 1.75 T pour différentes températures allant de 4.5 K (courbe du haut) à 10.5 K par pas de 0.5 K. Dans ce cas, $T_{\text{sup}} = 11$ K et $T_{\text{inf}} = 10.5$ K, la température de gel T_g vaut donc $10.75 \text{ K} \pm 0.25$. Le diagramme de phase obtenu pour l'AgMn selon ce critère de détermination de T_g est lui aussi représenté sur la figure (5.10) par des symboles fermés.

Cette méthode de détermination du diagramme de phase donne une valeur de $T_g(H)$ qui est sans doute plus proche de la véritable valeur que celle trouvée par la première méthode. Ce critère ne donne pas T_g précisément, mais donne un intervalle de température pour chaque champ en dessous duquel le couple est bien défini et mesurable jusqu'à des temps assez longs (~ 1000 s), et au-delà duquel le couple est déjà non mesurable aux temps les plus courts accessibles (~ 10 s après avoir tourné).

5.4.2 Cas des autres échantillons

Ce dernier critère n'a pas pu être appliqué avec autant de précision à tous les échantillons, notamment au $(\text{Fe}_{0.1}\text{Ni}_{0.9})_{75}\text{P}_{15}\text{B}_6\text{Al}_3$. Une grande partie de ce travail étant basée sur la comparaison de ces différents échantillons, il nous a

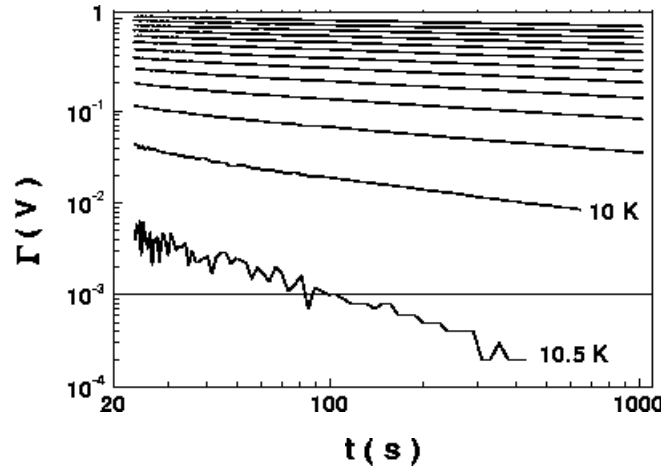


FIG. 5.9 – Couple en fonction du temps t pour l'AgMn 3% sous 1.75 T. La dernière relaxation à la température la plus haute est déjà assez bruitée. Dans ce cas, T_g vaut $10.75 \text{ K} \pm 0.25$.

fallu choisir une détermination du diagramme de phase qui soit la même pour tous. Nous allons donc présenter les diagrammes de phase obtenus par la première méthode exposée : l'extrapolation linéaire à couple nul des courbes $\Gamma(T)$. La figure (5.11) représente sur un même graphe les diagrammes de phase obtenus pour tous les échantillons. Seul l'axe des températures a été normalisé par $T_g(0)$ (cf section 5.4.5) ; l'échelle pertinente sur l'axe des champs est en fait $\mu H / \sqrt{3k_B T_g(0)}$ où $\mu = \bar{n} p \mu_B$, p étant le nombre effectif de magnétons de Bohr du système considéré, et \bar{n} la taille moyenne des clusters corrélés près de T_g . Cette normalisation est assez délicate, il m'a donc semblé nécessaire de représenter au moins une fois les courbes brutes.

Pour le CuMn, l'AgMn, le $\text{CdCr}_{1.7}\text{In}_{0.3}\text{S}_4$ et l'AuFe, il a été possible d'appliquer le second critère de détermination de $T_g(H)$. Les diagrammes de phase obtenus pour ces quatre échantillons sont représentés sur la figure (5.12). Dans tous les cas, la forme générale des diagrammes est conservée ainsi que leur emplacement relatif.

5.4.3 Comparaison avec des résultats plus anciens

La technique du couple magnétique a été assez peu utilisée jusqu'ici pour déterminer le diagramme de phase sous champ des verres de spin, et en tout cas jusqu'à des champs magnétiques bien moins élevés (de l'ordre de 1 Tesla). Il

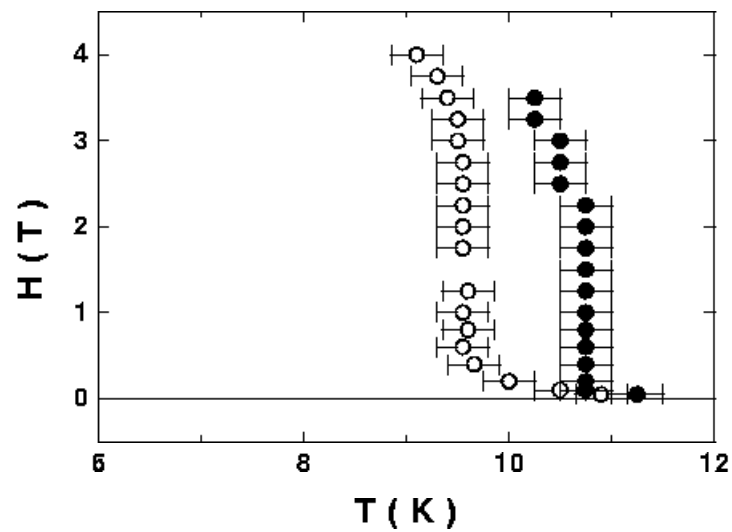


FIG. 5.10 – Diagramme de phase de l'AgMn 3% obtenu par les mesures de couple selon les deux critères définis dans le texte. Symboles ouverts : $T_g(H)$ déterminée par extrapolation linéaire à $\Gamma = 0$ des courbes $\Gamma(T, H)$ (cf figure (5.8)) ; symboles fermés : pour $T > T_g(H)$ suivant cette ligne, le couple mesuré est inférieur à 10^{-3} V (cf figure (5.9)).

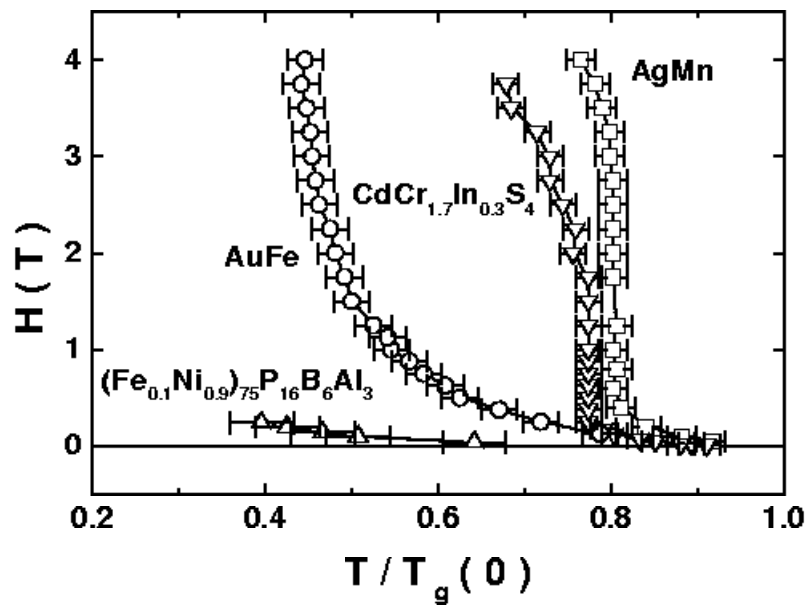


FIG. 5.11 – Diagrammes de phase obtenus pour tous nos échantillons. $T_g(H)$ est définie par l'extrapolation linéaire de $\Gamma(T,t)$ à zéro.

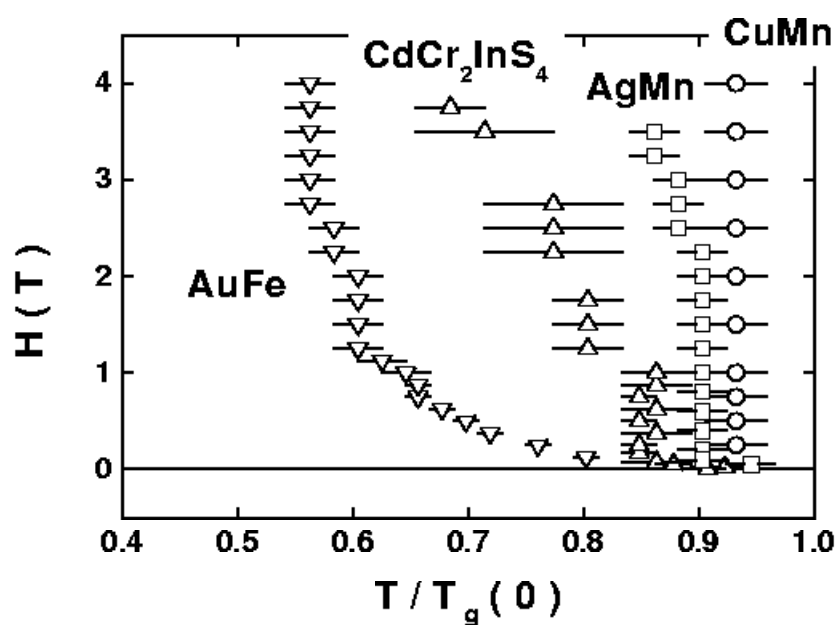


FIG. 5.12 – Diagrammes de phase obtenus pour tous nos échantillons selon un autre critère: au dessus de chaque ligne, le couple mesuré entre 30 et 1000 s est inférieur à 10^{-3} V.

est néanmoins possible de comparer les diagrammes de phase que nous avons obtenus avec les travaux de N. de Courtenay, Fert et Campbell [98] dont une

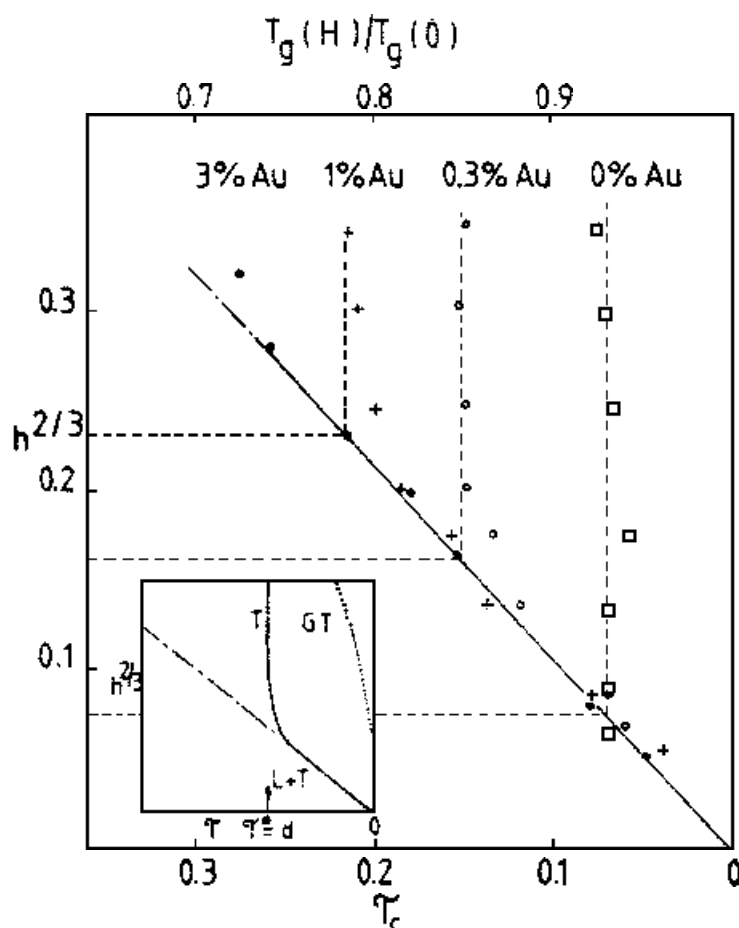


FIG. 5.13 – Diagrammes de phase des CuMn1\%Au_x obtenus par des mesures de couple magnétique: $h^{2/3}$ en fonction de $\tau_c = [T_g(0) - T_g(H)]/T_g(0)$, d'après N. de Courtenay et al [98]. $h = g\mu_B[S(S+1)/3]^{1/2}H/k_B T_g(0)$, $g = 2$, $S = 5/2$.

partie des résultats sont présentés sur la figure 5.13. Sur cette figure sont représentés les diagrammes de phase de plusieurs échantillons de CuMn 1% dopés en or (l'ajout d' Au ou de Pt dans les alliages binaires est connu pour augmenter la force de l'anisotropie DM). Ces résultats ont été interprétés dans le cadre du modèle de champ moyen pour les verres de spin avec anisotropie aléatoire (cf section (2.3.5) page 50), et la température τ^* à laquelle la ligne de transition devient verticale a pu être reliée à la valeur du rapport $D/J = d$ calculé pour ces systèmes. Nos résultats vont qualitativement dans le même sens: cette température τ^* diminue quand l'anisotropie augmente. Une com-

paraison plus quantitative sera faite dans la section suivante (cf figure 5.16), entre les résultats que nous avons obtenus pour le CuMn 3% et leurs résultats dans le cas CuMn 1% pur.

5.4.4 Comparaison avec la ligne d'irréversibilité longitudinale

La plupart des lignes de transition qui ont été déterminées dans le cas des verres de spin ont été déduites de mesures d'irréversibilité longitudinale. Ces lignes représentent la température T à laquelle l'aimantation FC devient différente de l'aimantation ZFC sous champ magnétique H . Il convient ici aussi de choisir un critère bien précis pour définir T_g , et nous avons réalisé ce type de mesures pour chacun de nos échantillons en définissant T_g en extrapolant $M_{FC} - M_{ZFC}$ à zéro. Cette définition de T_g est la même que la définition de la faible irréversibilité T_w utilisée par Kenning *et. al* [27] ou Lefloch *et. al* [28]. Sur

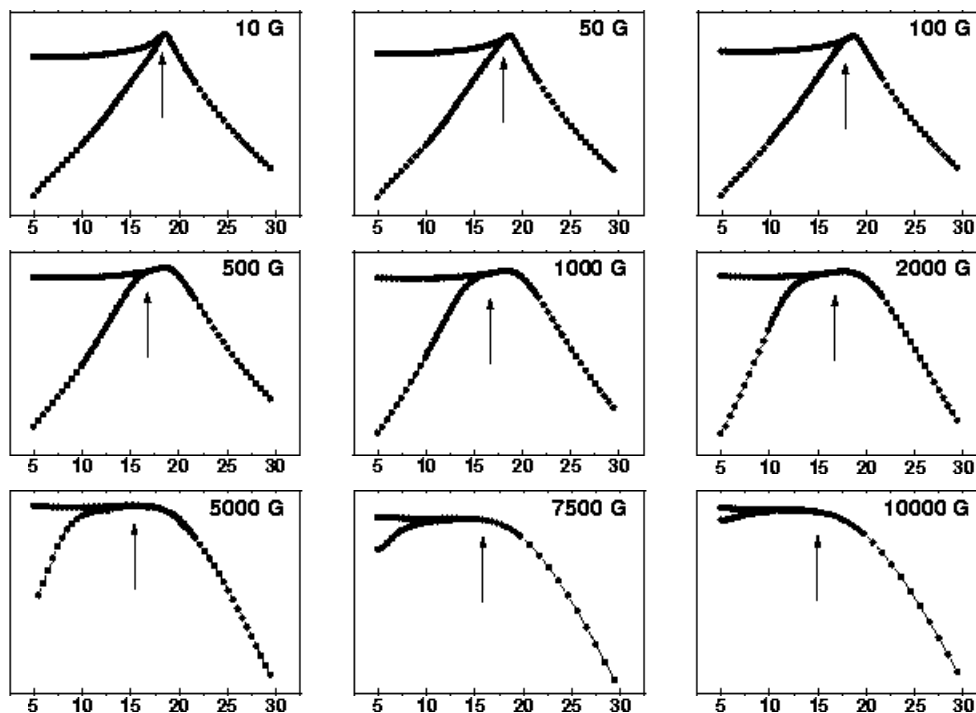


FIG. 5.14 – Aimantations FC et ZFC du CuMn 3% sous différents champs dc. La flèche indique la température d'apparition d'irréversibilité longitudinale selon le critère défini dans le texte.

la figure (5.14) sont représentées pour différents champs DC les aimantations

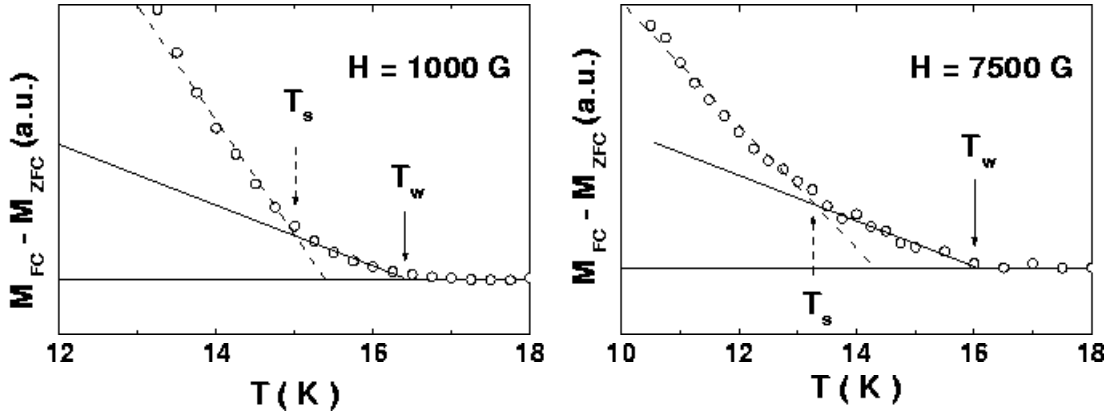


FIG. 5.15 – $M_{FC} - M_{ZFC}$ en fonction de la température pour le CuMn 3% sous 1000 G et 7500 G. Les lignes continues sont des fits linéaires des données à faible irréversibilité dont l'intersection avec l'axe permet de définir $T_g = T_w$. Les lignes en pointillés sont des fits linéaires des données à plus basse température dont l'intersection avec la ligne de faible irréversibilité permet de définir T_s , température d'apparition de forte irréversibilité. D'après les critères des références [27] et [28].

FC et ZFC du CuMn 3% ainsi que les températures d'apparition d'irréversibilité déterminées selon ce critère (flèches). Sur la figure (5.15) est représenté $M_{FC} - M_{ZFC}$ en fonction de la température pour le CuMn 3% sous 1000 G et 7500 G. On voit plus aisément sur cette figure la température d'apparition de faible irréversibilité $T_w = T_g$ déterminée comme l'extrapolation à zéro de la différence entre M_{FC} et M_{ZFC} , ainsi que la rupture de pente dans $M_{FC} - M_{ZFC}$ qui a permis à Kenning *et. al* [27] ou Lefloch *et. al* [28] de définir la température d'apparition de forte irréversibilité T_s .

La ligne de transition $T_g = T_w = f(H)$ obtenue par ce type de mesures est représenté par des triangles sur la figure (5.16).

Sur cette même figure est représentée la ligne de transition obtenue par les mesures de couple (ligne verticale pointillée la plus longue). La ligne de transition obtenue par des mesures de couple sur un CuMn 1% par Fert *et. al* [99] est indiquée sur cette même figure par une ligne continue : ces résultats sont en excellent accord avec les nôtres. Les lignes de transition obtenues par Kenning *et. al* [27] sur un échantillon plus concentré (6%) par des mesures d'irréversibilité longitudinale sont représentées par des cercles : les cercles pleins représentent l'apparition de forte irréversibilité T_s , les cercles vides l'apparition de faible irréversibilité T_w .

Nos mesures d'irréversibilité longitudinale, qui utilisent le même critère pour

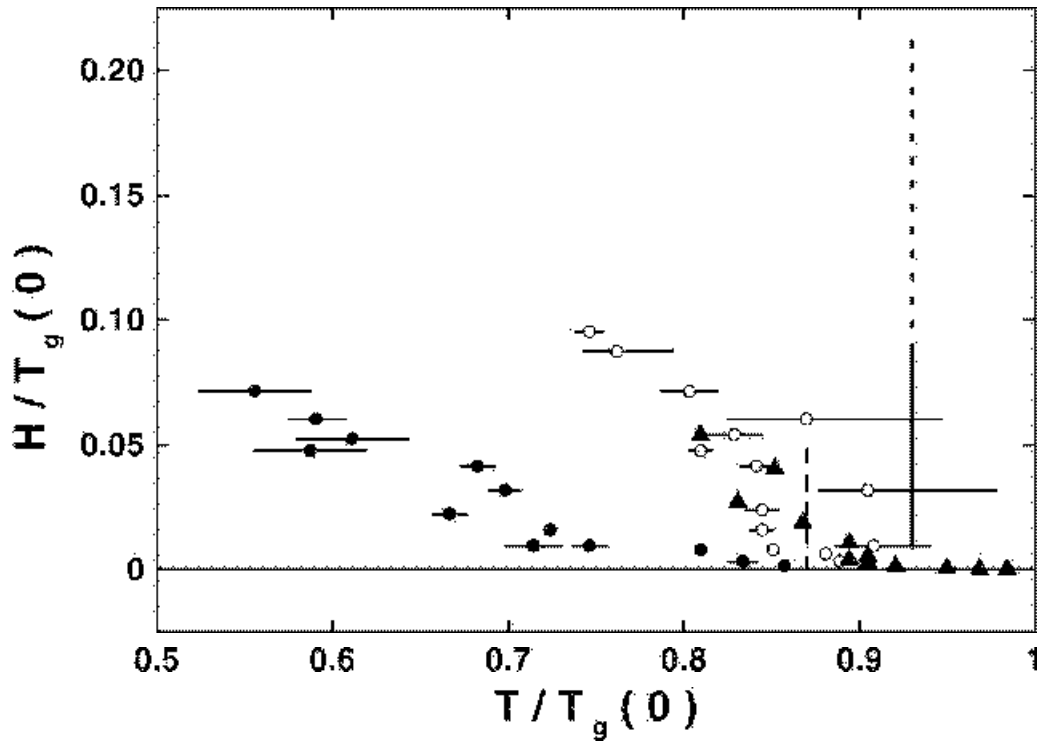


FIG. 5.16 – Lignes de transition du CuMn : les triangles indiquent les températures d'apparition d'irréversibilité longitudinale sous champ que nous avons mesurées pour le CuMn 3% (avec le même critère que [27] pour l'apparition de faible irréversibilité); pour ce même échantillon, le diagramme de phase obtenu par les mesures de couple est représenté par la ligne pointillée. La ligne en trait plein représente les résultats de Fert et. al [99] obtenus par des mesures de couple sur un CuMn 1% et les cercles représentent les données de Kenning et. al [27] obtenues sur un CuMn 6% par des mesures d'irréversibilité longitudinale (cercles ouverts : faible irréversibilité; cercles pleins : forte irréversibilité).

déterminer T_g , sont en très bon accord avec celles de la référence [27]. Il semble cependant évident que les limites de la phase verre de spin déterminées par des mesures de couple autorisent l'existence de la phase ordonnée pour des champs et des températures bien plus élevées.

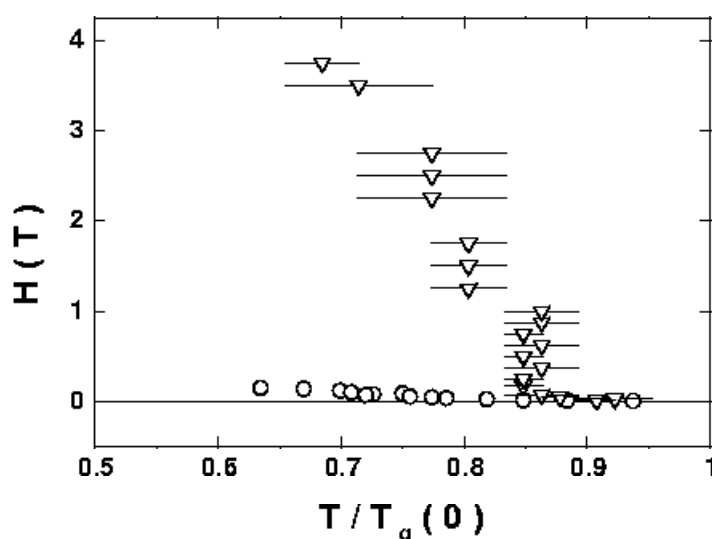


FIG. 5.17 – Triangles : diagramme de phase du $\text{CdCr}_{1.7}\text{In}_{0.3}\text{S}_4$ obtenu par les mesures de couple. Cercles : diagramme de phase obtenu par Lefloch *et. al* [28] par des mesures d'irréversibilité longitudinale (faible irréversibilité).

Ce constat est valable aussi pour le $\text{CdCr}_{1.7}\text{In}_{0.3}\text{S}_4$: nous avons reporté sur la figure (5.17) le diagramme de phase que nous avons obtenu par des mesures de couple et la ligne de faible irréversibilité de Lefloch *et. al* [28] obtenue par des mesures d'irréversibilité longitudinale. La phase ordonnée subsiste jusqu'à des températures bien supérieures aux températures auxquelles aucune irréversibilité n'est visible par des mesures d'aimantation longitudinale.

Ceci a été vérifié pour presque tous nos échantillons : la ligne de transition déterminée par les mesures de couple est à partir d'un champ seuil, systématiquement au-dessus de la ligne d'apparition d'irréversibilité longitudinale. La seule exception concerne le système le plus anisotrope : le $(\text{Fe}_{0.1}\text{Ni}_{0.9})_{75}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$. Pour ce système et sur la gamme de température étudiée, il n'est pas possible de distinguer les deux lignes (cf figure (5.18)).

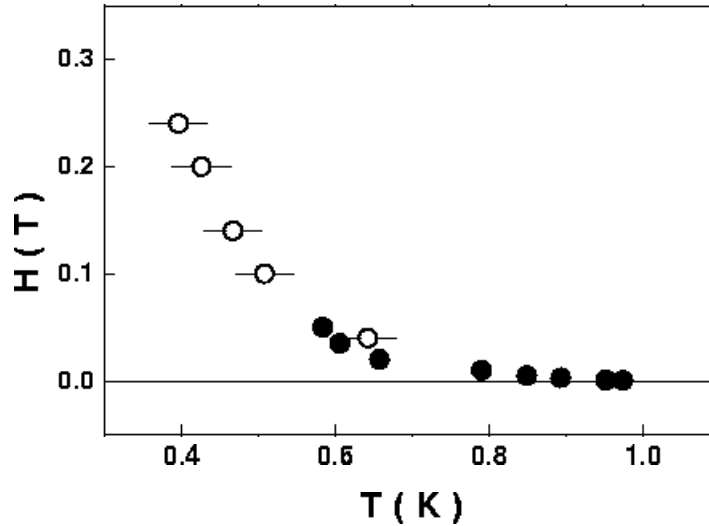


FIG. 5.18 – Diagramme de phase du $(\text{Fe}_{0.1}\text{Ni}_{0.9})_{75}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$ obtenu par : \bullet , mesures d'irréversibilité longitudinale et \circ , mesures de couple. Les deux lignes ne peuvent pas être distinguées.

5.4.5 Détermination de $T_g(0)$

La présentation de la mesure de la température de gel en champ nul $T_g(0)$ de nos échantillons n'est présentée qu'à ce stade de l'exposé, ce sont pourtant les résultats de ces mesures qui ont été utilisés jusqu'ici par exemple dans le tableau (5.1) où elle a alors plus simplement été notée T_g ou dans la normalisation de la température dans les diagrammes de phase déjà présentés.

La température de gel en champ nul $T_g(0)$ de nos échantillons a été déterminée en extrapolant à $H = 0$ la température d'apparition d'irréversibilité longitudinale. Quand H est faible, la ligne de transition sous champ des verres de spin est de la forme AT : $(T - T_g(0))/T_g(0) \propto h^{2/3}$. $T_g(0)$ a donc été déterminée par un fit linéaire de $H_c^{2/3}$ en fonction de T dans le domaine de champ où cette loi était effectivement observée. Sur la figure (5.19) est représenté $H_c^{2/3}$ en fonction de T pour le CuMn, l'AgMn, l'AuFe et le $(\text{Fe}_{0.1}\text{Ni}_{0.9})_{75}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$, où $H_c(T)$ a été déterminé par des mesures d'irréversibilité longitudinale. Les données suivent bien une droite à bas champ qui coupe l'axe des températures en $T_g(0)$; quand le champ augmente, les données s'écartent progressivement de cette loi, en accord avec le fait que l'équation (2.49) est une approximation pour h petit de la ligne de transition.

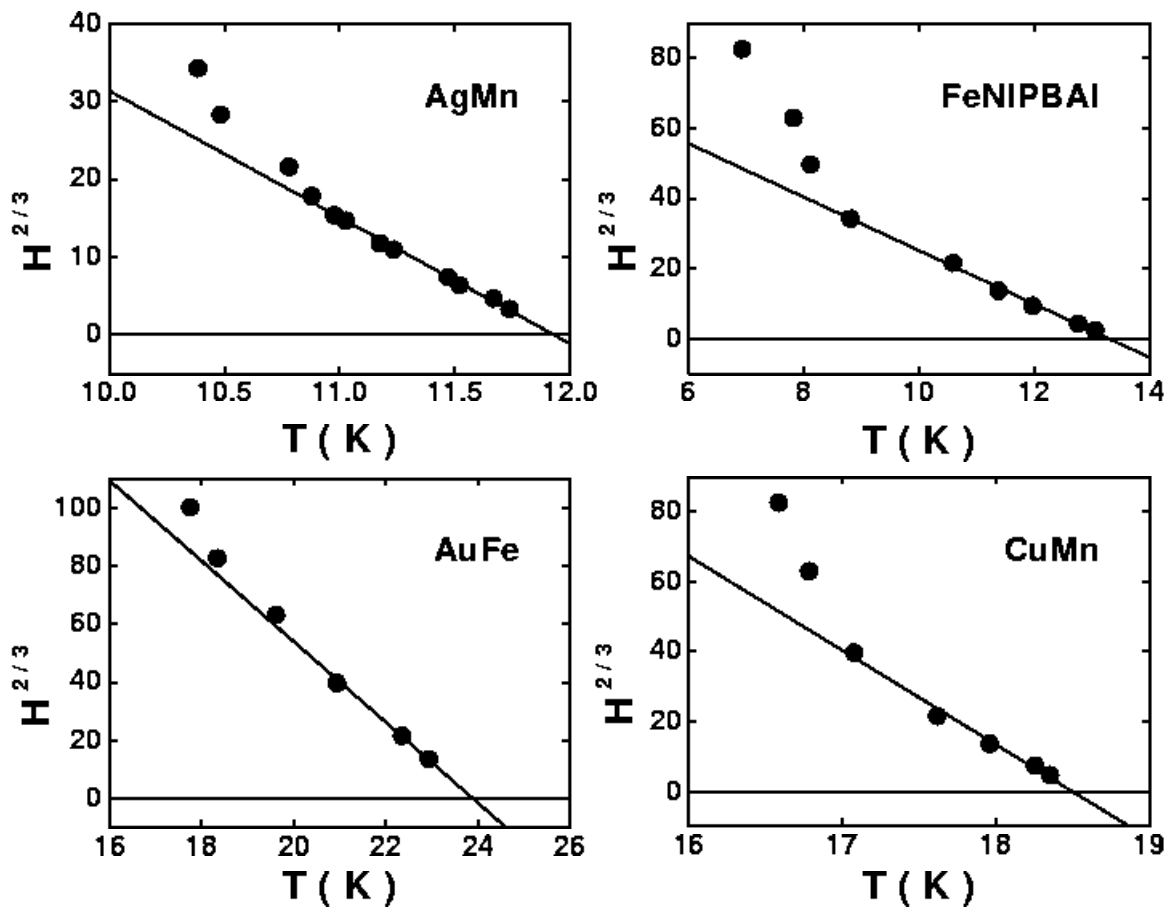


FIG. 5.19 – $H_c^{2/3}$ en fonction de T . En champ faible, un fit linéaire des données permet de déterminer $T_g(0)$.

Dans le chapitre 6 nous présentons les mesures des exposants critiques de ces échantillons. Ce point sera discuté plus en détail dans ce chapitre, mais une comparaison valable des valeurs des exposants critiques de plusieurs échantillons nécessite une détermination cohérente de T_g , et c'est de cette manière que nous avons déterminé T_g pour les quatre échantillons précédemment cités. Pour le $\text{CdCr}_{1.7}\text{In}_{0.3}\text{S}_4$, nous avons repris les résultats de Vincent *et. al* [1]. Leur détermination de T_g est un compromis entre la position du pic de susceptibilité alternative en champ très faible et l'extrapolation à champ nul de la ligne d'irréversibilité. La méthode que nous avons choisi donnerait une température de gel correspondant à leur limite inférieure, mais avec les barres d'erreur, notre choix de T_g pour les autres échantillons et la leur sont comparables.

5.4.6 Analyse quantitative

5.4.6.1 Analyse suivant le modèle chiral

Ce modèle prévoit que lorsque l'anisotropie est faible, une transition chirale prend place sous champ magnétique le long d'une ligne dont la forme fonctionnelle est la même que celle prévue par les théories de champ moyen pour des spins Heisenberg sans anisotropie :

$$H \propto (T_g(0) - T)^{1/2}. \quad (5.8)$$

La forme des diagrammes de phase obtenus pour les trois systèmes à plus faible anisotropie est totalement compatible avec ce modèle : pour des champs suffisamment élevés pour dominer l'anisotropie (et ainsi être dans les conditions de la transition chirale) la ligne de transition est quasiment indépendante du champ. Pour des champs plus élevés, elle s'infléchit légèrement et sa forme générale au dessus de ce champ seuil nécessaire pour dominer l'anisotropie peut très bien être décrite par l'équation (5.8). Le diagramme de phase obtenu pour l'AuFe est lui aussi compatible avec ce modèle, le champ minimal qu'il faut appliquer pour que l'anisotropie devienne faible devant le champ appliqué est seulement beaucoup plus élevé. Comme dans le modèle de champ moyen, la ligne de transition dans le régime forte anisotropie est de type Ising et la gamme de température sur laquelle s'étend ce régime augmente avec l'anisotropie du système.

Il est difficile à ce stade d'avancée théorique du modèle chiral sous champ magnétique d'effectuer une comparaison théorie (simulations) / expériences, et ceci pour deux raisons. La première raison est que l'anisotropie aléatoire n'a pas encore été incluse dans les simulations numériques sous champ, l'évolution du diagramme de phase avec l'anisotropie n'est donc pas connue. La

seule spéculation qui paraisse justifiée est que le champ nécessaire pour dominer l'anisotropie, et ainsi passer d'un régime de type Ising à une situation où la transition chirale est observée, augmente quand l'anisotropie augmente. La seconde raison est que la façon dont le champ magnétique doit être normalisé n'est pas évidente, et une directe comparaison avec les simulations en dépend cruciallement. Dans leurs travaux sur le $\text{CdCr}_{1.7}\text{In}_{0.3}\text{S}_4$, Lefloch *et. al* [28] ont normalisé leurs données de la façon suivante :

$$h = \frac{\mu H}{\sqrt{3}k_B T_g}, \quad (5.9)$$

où $\mu = \bar{n}p_0\mu_B$, p_0 étant le nombre effectif de magnétons de Bohr, déduit de la loi de Curie à laquelle obéit la susceptibilité dans le régime paramagnétique loin de T_g et \bar{n} la taille moyenne des amas de spins corrélés à T_g . Si p_0 est connu assez précisément pour tous nos échantillons [8, 7], il a déjà été exposé dans la section 1.2.1.1 page 15 la façon dont la susceptibilité dévie de la loi de Curie à des température pourtant assez hautes. Lefloch *et. al.* [28] ont mesuré pour le $\text{CdCr}_{1.7}\text{In}_{0.3}\text{S}_4$ que la constante de Curie de ce composé mesurée au voisinage immédiat de T_g correspondait à des amas d'environ $\bar{n} = 55 \text{ Cr}^{3+}$ corrélés. Cette valeur de \bar{n} n'est malheureusement pas connue aussi précisément pour les autres échantillons. Majumdar *et. al.* [8] ont montré que la valeur de p_0 déduite des données à haute température dépendait très peu de la concentration pour un même type d'alliage et de la nature du métal hôte pour CuMn, AgMn et AuMn, et que la valeur de p_{eff} à T_g est multipliée par 4, indiquant que la constante de Curie est elle multipliée par 16, i.e $\bar{n} \approx 16$. Ceci a été seulement montré pour un échantillon d'AuMn 4.6%, mais on va supposer, faute de résultats plus adaptés, que l'équivalence entre tous ces échantillons à base de Mn est vraie aussi à l'approche de T_g et que $\bar{n} \approx 16$ aussi pour CuMn et AgMn.

Il faut maintenant trouver l'équivalent dans les systèmes réels de ce paramètre J qui intervient dans les simulations et qui permet la renormalisation de la température et du champ. J est tel que la transition chirale en champ nul intervient à $T/J = 0.21(2)$. On estime alors pour les échantillons à plus faible anisotropie (CuMn, AgMn et $\text{CdCr}_{1.7}\text{In}_{0.3}\text{S}_4$) la valeur de J_{eff} comme $\tilde{T}_g(0)/0.21$, où $\tilde{T}_g(0)$ est la température à laquelle la ligne de transition sous champ est verticale, et on normalise la température et le champ à l'aide de cette température.

En résumé, nous proposons la correspondance suivante entre théorie et simulations :

$$\frac{T}{J} = \frac{T}{J_{\text{eff}}}, \quad \text{où } J_{\text{eff}} = \tilde{T}_g(0)/0.21 \quad (5.10)$$

et

$$\frac{H}{J} = \frac{\bar{n}p_0\mu_B}{\sqrt{3}k_B J_{\text{eff}}} H, \quad (5.11)$$

avec $\bar{n} = 55$ et $p_0 = 3.87$ pour le $\text{CdCr}_{1.7}\text{In}_{0.3}\text{S}_4$, $\bar{n} = 16$ et $p_0 = 5.2$ [7] pour le CuMn , $\bar{n} = 16$ et $p_0 = 5.5$ [8] pour l' AgMn .

La figure (5.20) représente le diagramme de phase chiral mesuré par Kawamura et Imagawa [96, 100], en simultanément avec les diagrammes de phase que nous avons obtenus pour nos trois échantillons à plus faible anisotropie. Les unités de température et de champ sont celles précédemment décrites. Dans ces unités, les trois diagrammes de phase expérimentaux se superposent bien, il a seulement fallu diviser le champ pour tous nos échantillons par un même facteur (2 : H a dû être remplacé par $H/2$ dans l'équation (5.11)) pour que les données expérimentales se superposent avec les données des simulations. Compte tenu de l'ensemble des différences microscopiques entre le modèle et des systèmes réels eux-même aussi différents entre eux que le $\text{CdCr}_{1.7}\text{In}_{0.3}\text{S}_4$ et les alliages binaires AgMn et CuMn , un facteur 2 constitue un excellent accord avec la théorie.

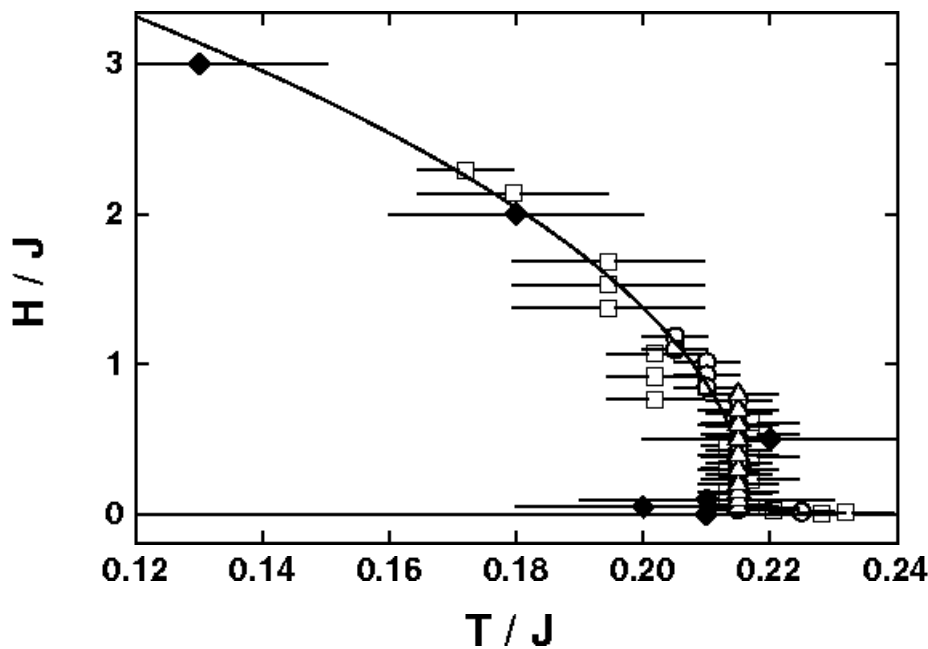


FIG. 5.20 – Symboles ouverts : diagrammes de phase du CuMn (Δ), de l' AgMn (\circ) et du $\text{CdCr}_{1.7}\text{In}_{0.3}\text{S}_4$ (\square). Voir le texte pour la normalisation des données expérimentales. Symboles pleins : Diagramme de phase de la transition chiral, d'après Kawamura et al. [96]. Il a fallu diviser les données expérimentales par 2 pour obtenir cet ajustement avec le modèle.

5.4.6.2 Analyse champ moyen

Nous avons donné dans la section précédente une estimation de l'énergie d'anisotropie de ces composés (cf tableau (5.1) page 89). Les trois systèmes les moins anisotropes sont le CuMn, puis l'AgMn et enfin le $\text{CdCr}_{1.7}\text{In}_{0.3}\text{S}_4$. Ensuite vient l'AuFe puis le $(\text{Fe}_{0.1}\text{Ni}_{0.9})_{75}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$.

Le diagramme de phase du $\text{CdCr}_{1.7}\text{In}_{0.3}\text{S}_4$ et de l'AgMn se ressemblent beaucoup : ce sont les seuls pour lesquels on distingue les trois régimes attendus dans les modèles de champ moyen pour des systèmes Heisenberg avec anisotropie aléatoire. Le premier régime que nous appellerons Ising, prend place à bas champ, là où l'anisotropie domine. Dans ce régime, le champ magnétique supprime très rapidement la phase verre de spin et la ligne de transition est de la forme prévue par Almeida et Thouless pour des spins Ising. Quand le champ augmente, il existe un champ seuil au-delà duquel celui-ci a très peu d'effet sur la ligne de transition : elle est quasiment verticale. Dans une analyse de type champ moyen, c'est ce que l'on appelle le régime intermédiaire. Si le champ augmente encore jusqu'à un second champ seuil, la ligne de transition commence à se déplacer à nouveau vers les plus basses températures. Dans ce régime où le champ magnétique domine l'anisotropie, la ligne de transition prévue par les modèles de type champ moyen est du type prévu par Gabay et Toulouse pour des spins Heisenberg sans anisotropie.

Le cas du CuMn est un peu différent mais s'inscrit lui aussi dans une telle analyse. La ligne de transition de ce composé est verticale sur toute la gamme de champ accessible expérimentalement, le seul régime qui a pu être étudié est le régime intermédiaire. L'anisotropie de ce système est très faible, et le régime Ising s'étend sur une très faible gamme de champ, sans doute en dessous du champ minimal pour lequel on a pu obtenir une précision suffisante pour ce composé (0.25 T).

La forme du diagramme de phase de l'AuFe et du $(\text{Fe}_{0.1}\text{Ni}_{0.9})_{75}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$ s'inscrit elle aussi dans le cadre d'une analyse de type champ moyen : pour ces deux systèmes à très forte anisotropie, seul le régime Ising (bas champ, forte anisotropie) est observable. Pour l'AuFe, on pressent aux champs les plus élevés l'entrée dans le régime intermédiaire où la ligne de transition devient verticale, mais il aurait fallu pouvoir appliquer des champs beaucoup plus élevés pour observer ce second régime. Pour le $(\text{Fe}_{0.1}\text{Ni}_{0.9})_{75}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$, rien ne laisse supposer que ce régime approche. Ce n'est pas le champ qui a été le facteur limitant dans ce cas mais la température : le régime intermédiaire, s'il existe pour ce composé, doit prendre place à des températures bien inférieures à 4.2 K.

Qualitativement, les diagrammes de phase expérimentaux semblent bien s'accorder avec les prédictions du champ moyen pour des systèmes Heisenberg

avec anisotropie aléatoire D . Il semble donc justifié d'effectuer une analyse plus quantitative des résultats. Les principales implications de ce modèle ont été rappelées dans la section 2.3.5 page 50, mais nous allons en faire un court résumé.

Les spins subissent tout d'abord à bas champ un gel de leurs composantes longitudinales le long d'une ligne de type AT. Quand le champ augmente, les composantes transverses des spins gèlent le long d'une ligne GT dont l'équation est :

$$1 - \frac{T_g(H)}{T'_g(0)} = \frac{m^2 + 4m + 2}{4(m + 2)^2} h^2, \quad (5.12)$$

où m est le nombre de composantes des spins. Dans le cas $m = 3$:

$$1 - \frac{T_g(H)}{T'_g(0)} = 0.23h^2. \quad (5.13)$$

D'après Fischer [101], la température $T'_g(0)$ qui intervient dans l'équation (5.12) n'est pas la température de transition en champ nul $T_g(0)$, mais une température qui varie avec l'anisotropie du système :

$$T'_g(0) = T_g(0) - \frac{m + 2}{2(m + 1)^{1/2}} D. \quad (5.14)$$

Celui des échantillons que nous avons étudiés qui se prête le mieux à une analyse champ moyen est l'AgMn, à condition de normaliser le champ de façon différente de ce qui a été fait dans la section précédente : sur la figure (5.21) est représenté $\mu H / \sqrt{3} k_B T_g(0)$ avec $\mu = \mu_B * p_0$, $p_0 = 5.5$. Cette normalisation, plus classique, ne tient donc pas compte des corrélations qui s'établissent à l'approche de T_g . La ligne continue sur cette même figure et qui décrit très bien les données à haut champ a pour équation :

$$h = \left(\frac{11.2 - T}{T_g(0)} / 0.23 \right)^{1/2} \quad (5.15)$$

définissant ainsi $T'_g(0) = 11.2$ K. Alors, d'après l'équation (5.14) D vaut 0.56 K et $d = D/T_g(0)$ vaut 0.05. Le champ h^* à partir duquel la ligne de transition quitte le régime intermédiaire vertical pour rejoindre la ligne GT peut alors être estimé par :

$$h^* \sim d^{2/5} \simeq 0.3 \quad (5.16)$$

en bon accord avec les mesures.

Pour le $\text{CdCr}_{1.7}\text{In}_{0.3}\text{S}_4$, un assez bon accord est obtenu si on normalise les données de champ de la même manière que pour l'AgMn, i. e. sans tenir compte des corrélations près de T_g . Pour $h = \mu H / \sqrt{3} k_B T_g(0)$ avec $\mu = \mu_B * p_0$, $p_0 = 3.87$,

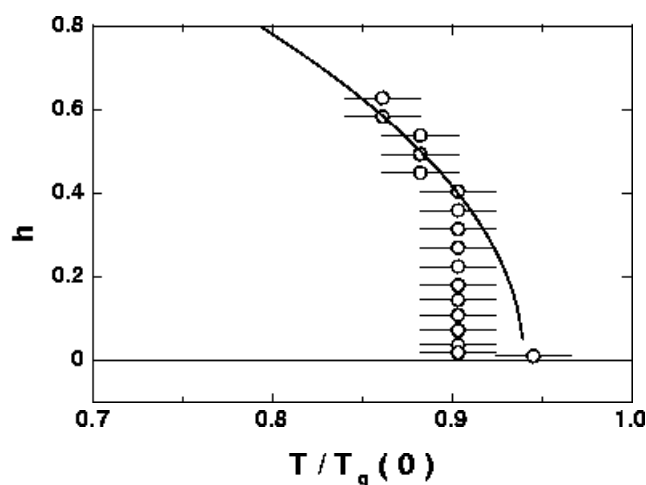


FIG. 5.21 – Diagramme de phase de l'AgMn obtenu par les mesures de couple. La ligne a pour équation celle prévue par les théories de champ moyen (équation (5.12)).

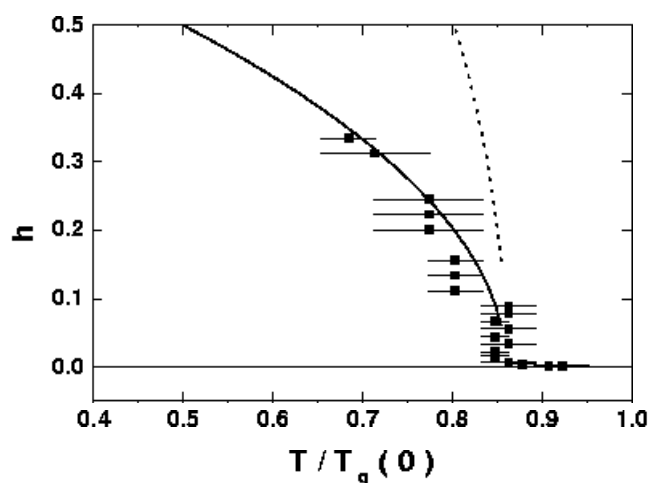


FIG. 5.22 – Diagramme de phase du $\text{CdCr}_{1.7}\text{In}_{0.3}\text{S}_4$ obtenu par les mesures de couple. La ligne pointillée a pour équation celle prévue par les théories de champ moyen (équation (5.12)), pour ajuster cette ligne aux données expérimentales (ligne continue), une division par 2.5 est nécessaire.

la ligne continue de la figure (5.22) a pour équation :

$$h = \left(\frac{14.5 - T}{T_g(0)} / 0.23 \right)^{1/2} / 2.5, \quad (5.17)$$

les données expérimentales sont en accord avec les prédictions du champ moyen à un facteur 2.5 près.

Il est plus difficile d'effectuer la même analyse pour les autres échantillons, le diagramme de phase étant trop incomplet. Pour AuFe, il est possible d'estimer le champ h^{**} à partir duquel la ligne de transition quitte le régime Ising AT : $h^{**} \sim 0.2$. Ce champ seuil est relié au paramètre d par $d^{3/2} \sim h^{**}$. On

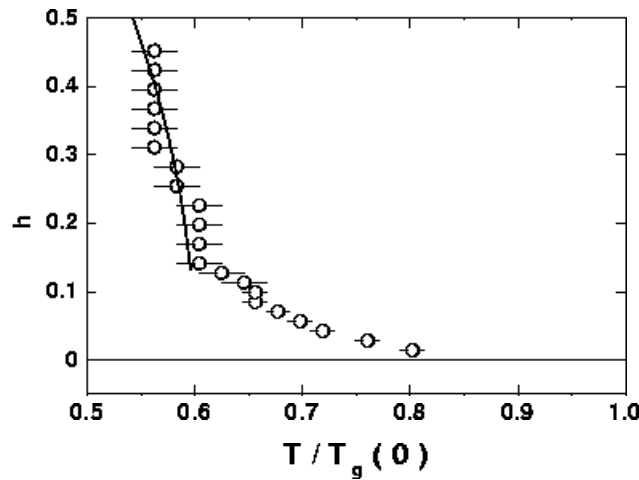


FIG. 5.23 – Diagramme de phase de l'AuFe obtenu par les mesures de couple. La ligne a pour équation celle prévue par les théories de champ moyen (équation (5.12)).

estime alors à l'aide de la relation (5.14) la valeur de $T'_g(0)$ à environ 13.9 K. sur la figure (5.23) sont représentées les données pour cet échantillon avec $h = \mu H / \sqrt{3} k_B T_g(0)$, $\mu = \mu_B * p_0$, $p_0 = 7$ [102]. La ligne a pour équation :

$$h = \left(\frac{13.9 - T}{T'_g(0)} / 0.23 \right)^{1/2}, \quad (5.18)$$

en bon accord avec les données jusqu'à 4 T. Le diagramme de phase du CuMn est représenté sur la figure (5.24), avec $h = \mu H / \sqrt{3} k_B T_g(0)$, $\mu = \mu_B * p_0$, $p_0 = 5.2$. En estimant que $h^{**} < 0.03$ (champ minimal que nous avons appliqué), on trouve par le même raisonnement, que $T'_g(0) > 16.3$ K. La ligne représentée sur cette même figure a pour équation :

$$h = \left(\frac{17.7 - T}{T'_g(0)} / 0.23 \right)^{1/2}, \quad (5.19)$$

elle est aussi en bon accord avec les résultats expérimentaux jusqu'à 4 T.

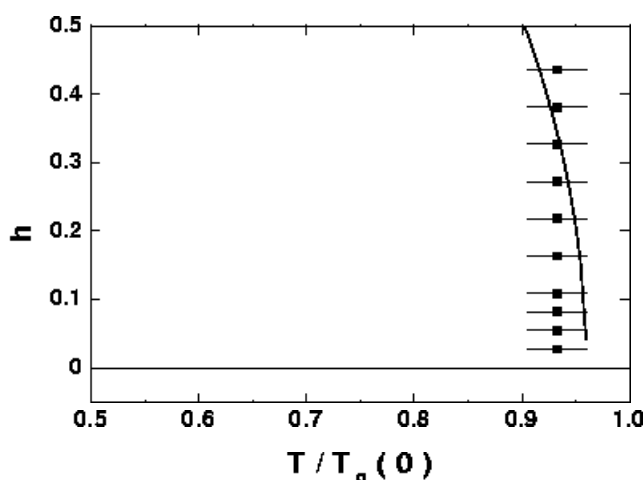


FIG. 5.24 – Diagramme de phase du CuMn obtenu par les mesures de couple. La ligne a pour équation celle prévue par les théories de champ moyen (équation (5.12)).

5.5 Etude de la relaxation du couple

Les rotations du système de spins ne sont pas rigides et des réarrangements se produisent lors des rotations : aux températures pour lesquelles les échantillons ont été étudiés (supérieures à 4.2 K), le couple relaxe en fonction du temps. La variation du couple avec le temps a été mesurée systématiquement jusqu'à 1000 s après avoir tourné le champ : je vais dans la première partie de cette section décrire comment nous avons décidé de paramétrer ces courbes, une analyse plus quantitative sera faite dans la seconde partie de cette section.

5.5.1 Une relaxation lente, non exponentielle

La figure (5.25) montre le couple en fonction du temps pour le $\text{CdCr}_{1.7}\text{In}_{0.3}\text{S}_4$ sous 2.5 T pour différentes températures allant de 5 K à 12 K. Sur les figures (a) et (b), les données sont représentées en échelle semi-logarithmique, sur les figures (c) et (d), les mêmes données sont cette fois représentées en double échelle logarithmique. Pour toutes ces courbes, les fits linéaires des données entre 100 s et 1000 s ont aussi été représentés. Il est difficile sur cette fenêtre de temps de trancher entre un caractère logarithmique pour la relaxation (une droite en échelle semi-logarithmique) et un caractère algébrique (une droite en double échelle logarithmique) : les données, en tout cas entre 100 s et 1000 s et pour les températures les plus basses, peuvent être aussi bien décrites par ces

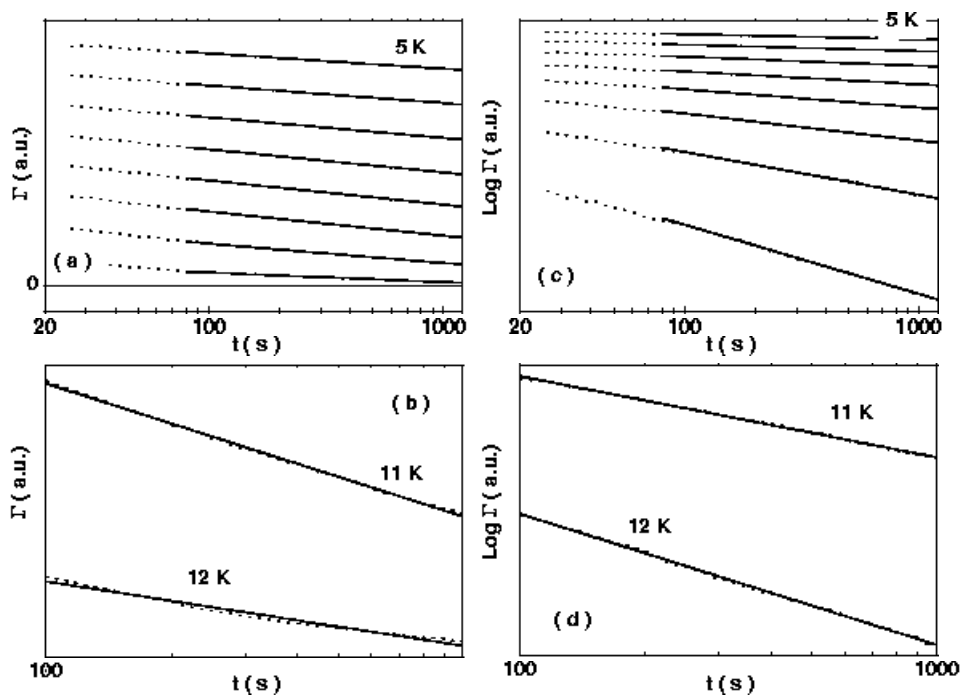


FIG. 5.25 – Relaxation du couple pour le $\text{CdCr}_{1.7}\text{In}_{0.3}\text{S}_4$ sous 2.5 T pour différentes températures allant de 5 K à 12 K (on rappelle que pour cet échantillon, $T_g(0) = 16.8$ K). A gauche, les données sont représentées en échelle semi-logarithmique ; à droite, en double échelle logarithmique. Les deux figures du bas sont un zoom des courbes de relaxation aux deux plus basses températures. Les lignes continues sont des fits linéaires des données entre 100 s et 1000 s.

deux lois. A plus haute température (figures (b) et (d)), il semble tout de même que la relaxation soit plutôt algébrique.

Pour des raisons évidentes, il ne nous a pas été possible d'étudier systématiquement pour tous les échantillons la relaxation pour des temps plus longs (gagner une décade de temps prend 2h30 de plus par courbe...). Nous avons néanmoins effectué ce travail pour l'AuFe: les figures (5.26) et (5.27) montrent les différentes courbes de relaxation du couple à $T = 12K$ sous différents champs magnétiques (0.5, 1, 2 et 3 T) normalisées à leur valeur à 100 s entre 100 s et 10^4 s. Sur la figure (5.26), les données sont représentées en double échelle logarithmique, sur la figure (5.27), les mêmes données sont représentées en échelle semi-logarithmique. Il semble alors clair au vu de ces deux figures qu'une description algébrique de la relaxation est plus adaptée. Sur la figure (5.26) ont été représentés les fits linéaires des données entre 100 s et 10^4 s: la relaxation est très bien décrite sur cet intervalle de temps plus étendu par une loi du type:

$$\Gamma \propto t^{-\alpha}. \quad (5.20)$$

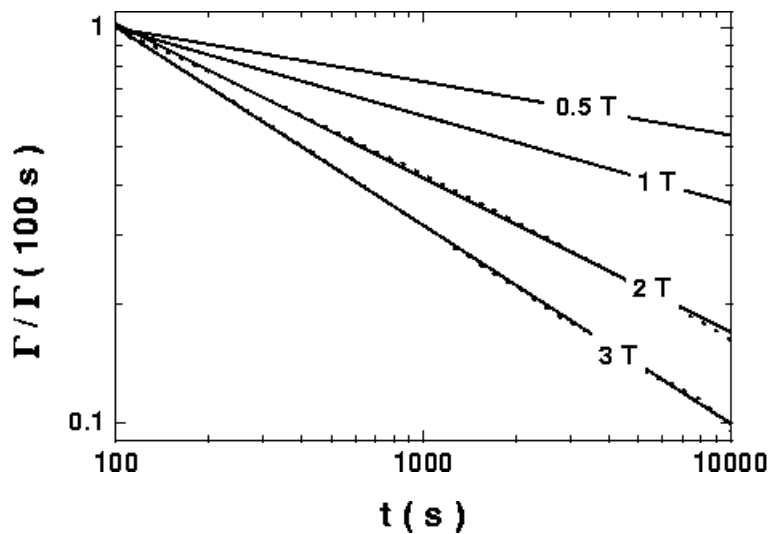


FIG. 5.26 – En pointillés : courbes de relaxation pour l'AuFe entre 100 s et 10^4 s sous différents champs magnétiques à $T = 12 K$ représentées en double échelle logarithmique. Les fits linéaires des données entre 100 s et 10^4 s sont représentés en traits continus.

Ce caractère algébrique n'a dans la suite été vérifié que sur un intervalle de temps réduit (jusqu'à 1000 s).

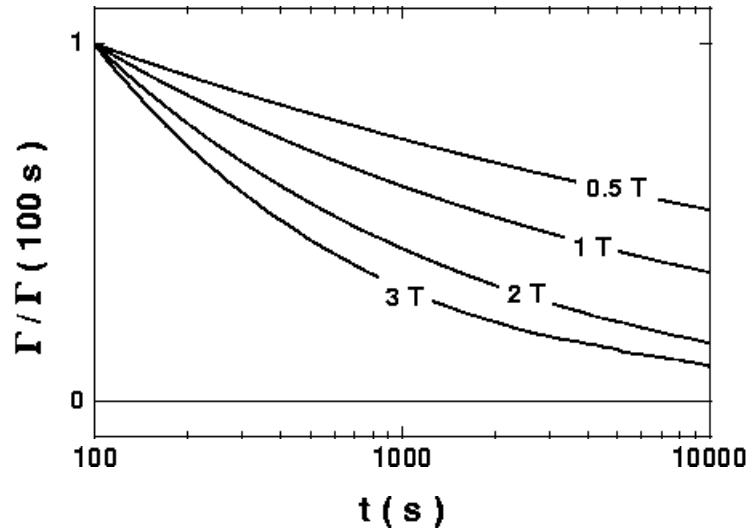


FIG. 5.27 – Mêmes données que celles de la figure (5.26) représentées cette fois en échelle semi-logarithmique. Il semble évident que sur cet intervalle de temps étendu la relaxation n'est pas logarithmique.

5.5.2 Choix de l'origine des temps

Cela a déjà été mentionné auparavant, la rotation du champ magnétique prend un certain temps, de l'ordre de 20 s pour une rotation de 5° . Le temps t_0 qui est choisi comme origine pour étudier la relaxation influence bien entendu la forme des courbes de relaxation. Sur la figure (5.28) est représenté le couple en fonction du temps pour l'AuFe 8% pour trois origines différentes : en fonction du temps t_1 écoulé depuis la fin de la rotation du champ (cf figure (5.4)), en fonction du temps t_2 écoulé depuis le début de la rotation du champ et en fonction de t intermédiaire. Dans le cas de l'AuFe où la rotation du champ est de 5° , ces temps initiaux sont décalés de 10 s. Comme on peut le constater sur la figure (5.28a), le choix de t_0 influence beaucoup la relaxation aux temps courts, mais entre 100 s et 1000 s on peut constater sur la figure (5.28b) que quel que soit t_0 , les courbes de relaxation sont toujours linéaires en double échelle logarithmique. Le choix de $t = 0$ ne change pas le caractère algébrique de la relaxation entre 100 s et 1000 s :

$$\Gamma(t) \propto t^{-\alpha}. \quad (5.21)$$

La valeur de ce paramètre α mesuré par un fit linéaire des données entre 100 s

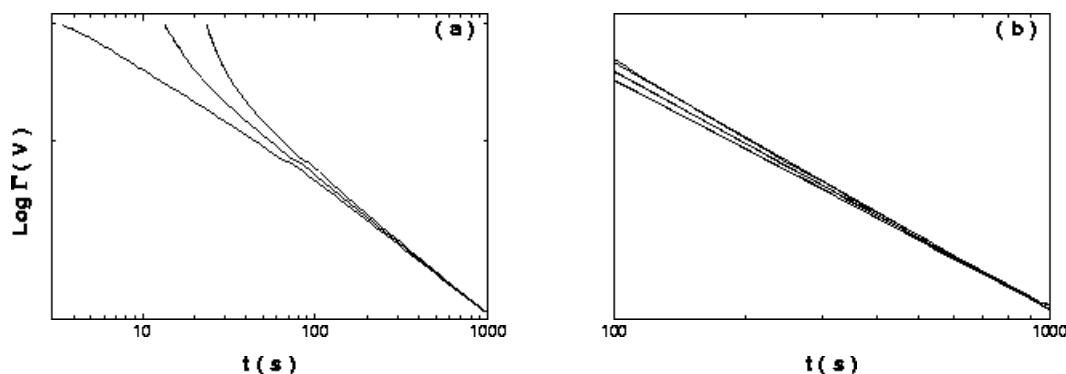


FIG. 5.28 – (a) : Couple en fonction du temps pour l’AuFe 8% à $T = 10$ K et sous $H = 3$ T. Les mêmes données sont représentées en fonction du temps t_1 écoulé depuis la fin de la rotation du champ (courbe du bas), en fonction du temps t_2 écoulé depuis le début de la rotation du champ (courbe du haut) et en fonction de t intermédiaire. (b) Zoom de la figure (a) entre 100 s et 1000 s et fits linéaires des trois courbes dans cet intervalle de temps.

et 1000 s varie de $\pm 5\%$ selon l’origine des temps choisie. Nous n’avons aucune raison valable de choisir cette origine des temps d’une façon plutôt que d’une autre, mais pour pouvoir analyser de façon cohérente l’ensemble de nos résultats, nous avons arbitrairement décidé de prendre comme origine des temps ce temps t intermédiaire.

La figure (5.29) représente les courbes de relaxation pour l’AuFe sous $H = 3$ T toujours mais pour différentes températures entre 5 K et 12 K, ainsi que les fits linéaires de ces courbes en double échelle logarithmique effectués entre 100 s et 1000 s qui permettent la détermination du paramètre α de l’équation (5.21).

Pour les systèmes à faible anisotropie (CuMn et AgMn), nous avons été contraints de tourner le champ d’un angle plus grand (10°) à la même vitesse que lorsque la rotation n’est que de 5° . La durée de la rotation est donc dans ce cas de 40 s. La définition de l’origine des temps est la même : sur la figure (5.30) est représenté pour l’AgMn sous 3 T et à 8 K l’équivalent de ce qui a été représenté pour l’AuFe sur la figure (5.29a), mais cette fois les trois origines choisies dans cette figure sont décalées de 20 s. La relaxation est algébrique entre 100 s et 1000 s et le décalage de 20 s conduit dans ce cas aussi à une variation relative du paramètre α de l’équation (5.21) de quelques pourcents. Qualitativement, la forme des courbes de relaxation aux temps courts ressemble de près à celle obtenue dans le cas d’une rotation de 5° seulement, indiquant que le choix de prendre comme origine des temps le temps intermédiaire entre le début

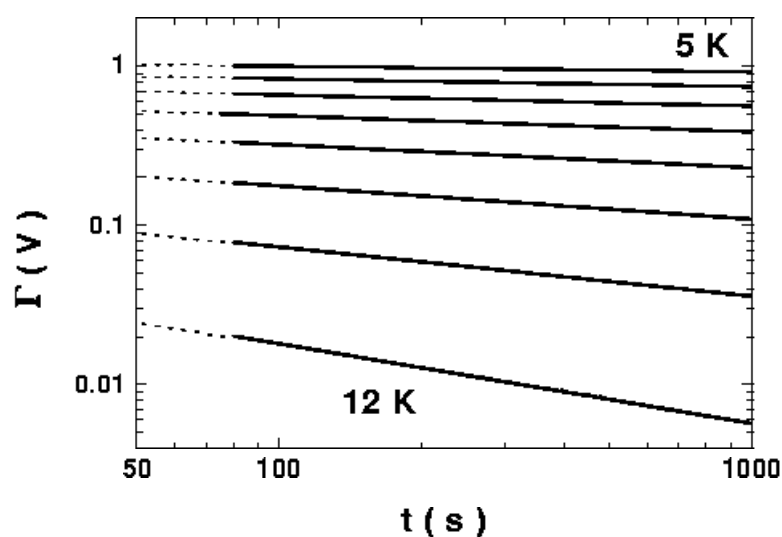


FIG. 5.29 – En pointillés : relaxation du couple pour l' AuFe 8% en fonction de t (temps écoulé depuis l'instant intermédiaire entre le début et la fin de la rotation du champ) sous $H = 3$ T et pour différentes températures comprises entre 5 K et 12 K par pas de 1 K. En traits pleins : fits linéaires des données entre 100 s et 1000 s où la relaxation est purement algébrique.

et la fin de la rotation du champ est un bon choix. Sur la figure (5.31) sont

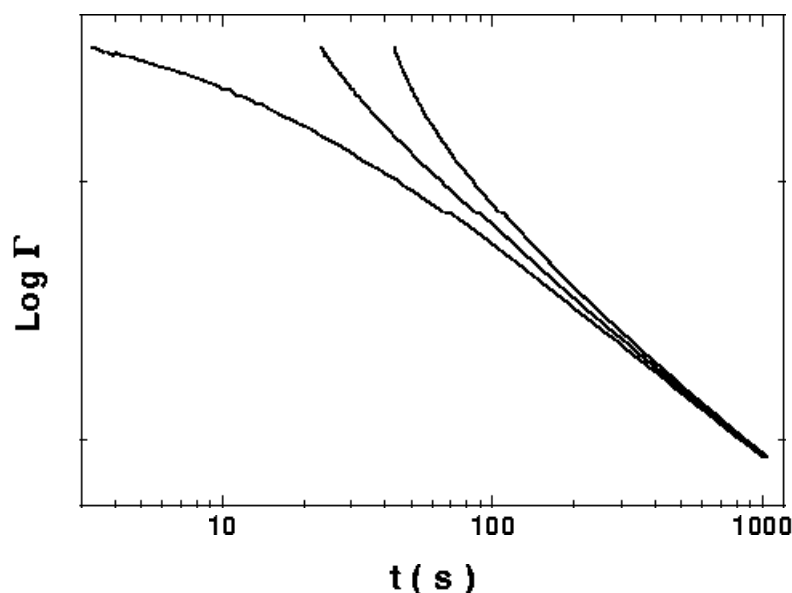


FIG. 5.30 – Couple en fonction du temps pour l'AgMn 3% à $T = 8$ K et sous $H = 3$ T. Les mêmes données sont représentées en fonction du temps t_1 écoulé depuis la fin de la rotation du champ (courbe du bas), en fonction du temps t_2 écoulé depuis le début de la rotation du champ (courbe du haut) et en fonction de t intermédiaire.

représentées pour $H = 3$ T les courbes de relaxation pour l'AgMn sous $H = 3$ T et pour différentes températures en fonction du temps t_1 écoulé depuis que le champ a atteint la moitié de sa valeur finale (10°), ainsi que les fits linéaires des données entre 100 s et 1000 s qui permettent la détermination du paramètre α de l'équation (5.21).

Le caractère algébrique de la relaxation empêche la définition de tout temps caractéristique pour cette relaxation. Une façon d'apprécier l'effet du champ magnétique et de la température sur l'état verre de spin est alors d'étudier la façon dont ce paramètre α varie avec H et T : c'est ce que nous allons faire dans la section suivante.

5.5.3 Taux de relaxation

Sur la figure (5.32) est représentée la variation du paramètre α de l'équation (5.21) pour l'AgMn en fonction du champ et pour différentes températures : 4,5, 6, 7, 8 et 9 K (on rappelle que $T_g(0) = 11.9$ K pour cet échantillon). α

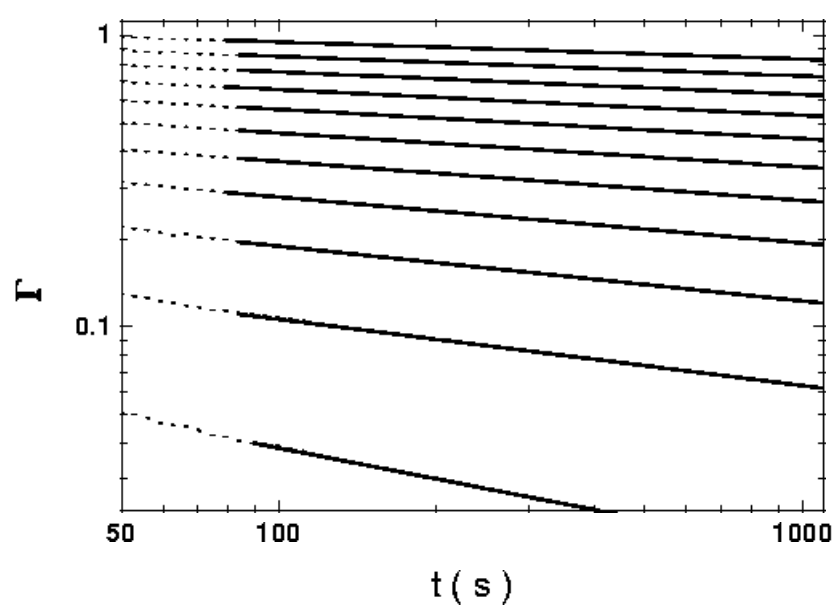


FIG. 5.31 – En pointillés : relaxation du couple pour l'AgMn 3% en fonction de t (voir le texte pour la définition) sous $H = 3$ T et pour différentes températures comprises entre 4.5 K et 9.5 K par pas de 0.5 K. En traits pleins : fits linéaires des données entre 100 s et 1000 s où la relaxation est purement algébrique.

augmente quand la température augmente, mais ce qui est plus surprenant est l'effet du champ magnétique à température constante : pour chacune des températures considérées, le champ commence par faire augmenter le taux de relaxation, mais il existe un grand intervalle de champ à l'intérieur duquel le champ n'a aucun effet sur α , indiquant que dans cet intervalle de champ, l'état verre de spin reste parfaitement rigide. A 4.5 K, des champs jusqu'à 4 T ne perturbent en rien le système. Quand la température augmente, l'approche du champ critique se fait sentir sur ces courbes de relaxation où, après ce palier, une augmentation du champ provoque à nouveau une augmentation de α .

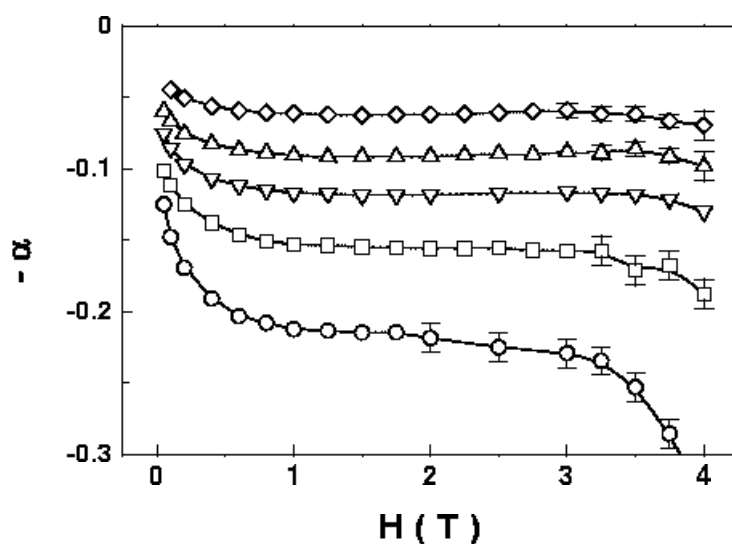


FIG. 5.32 – α en fonction du champ magnétique pour différentes températures pour l'AgMn 3%. Les températures sont de haut en bas : 4.5, 6, 7, 8 et 9 K.

Ce comportement se retrouve aussi pour le CuMn et le $\text{CdCr}_{1.7}\text{In}_{0.3}\text{S}_4$ pour lesquels on observe le même plateau dans la valeur de α quand le champ augmente.

α est représenté en fonction du champ dans le cas de l'AuFe sur la figure (5.33). Dans le cas de cet échantillon à plus forte anisotropie, on observe une tendance au même type de comportement (saturation de la valeur de α) seulement aux plus faibles températures et pour les champs les plus élevés.

De façon à pouvoir comparer les résultats obtenus sur tous les échantillons, nous avons reporté sur la figure (5.34a) les valeurs de saturation de α en fonction de la température réduite $\tau_1 = T/T_g(0)$ où $T_g(0)$ est la température de

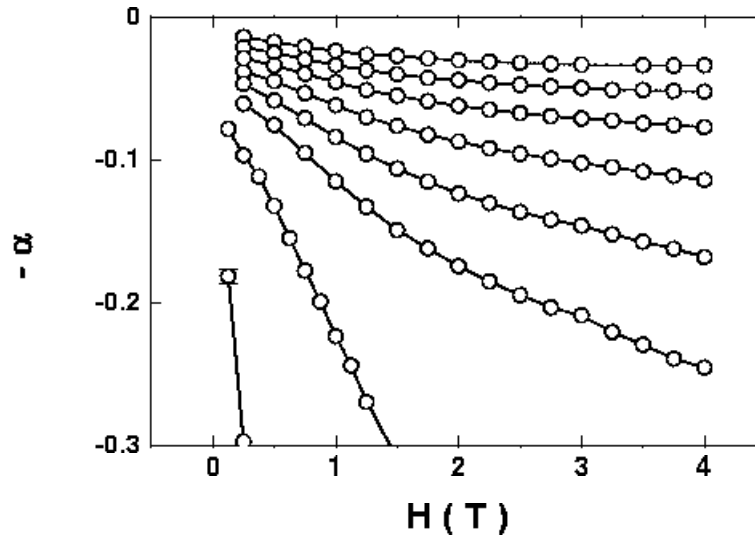


FIG. 5.33 – α en fonction du champ magnétique pour différentes températures pour l'AuFe 8%. Les températures sont de haut en bas : 5, 6, 7, 8, 9, 10, 12 et 16 K.

transition verre de spin en champ nul. Sur la figure (5.34b) sont représentées les mêmes données cette fois en fonction de $\tau_2 = (T - \tilde{T}_g(0))/\tilde{T}_g(0)$ où $\tilde{T}_g(0)$ est la température où la ligne de transition sous champ est verticale. Avant de commenter ces figures, il convient de remarquer que seulement deux groupes de résultats peuvent être comparés objectivement : un premier groupe pour lequel l'angle de rotation du champ est de 5° (CdCr_{1.7}In_{0.3}S₄ et AuFe en symboles pleins sur les figures (5.34a) et (5.34b)) et un second groupe pour lequel $\theta_H = 10^\circ$ (AgMn, CuMn, en symboles ouverts sur les figures (5.34a) et (5.34b)). Il a été effectivement montré que plus l'angle de rotation est grand et plus les réarrangements sont importants [103], conduisant à une relaxation plus importante. Cet effet est probablement négligeable pour des angles aussi faibles, mais nous ne l'avons pas vérifié. Dans [103], il a été montré que pour le CuMn 20 %, ces effets de réarrangements ne se produisaient que pour des angles θ_H supérieurs à 60° , mais ceci sous des champs plus faibles que les nôtres (6 kG) et à des températures beaucoup plus faibles (~ 1.5 K). L'autre effet qui peut entrer en jeu dans la comparaison des paramètres α entre ces deux groupes de données est le fait que le temps t_0 qui définit l'origine des temps pour les courbes de relaxation n'est pas défini de la même manière dans les deux cas. Quand $\theta = 5^\circ$, t_0 commence 10 s après le début de la rotation du champ, quand $\theta = 10^\circ$, t_0 commence 20 s après le début de la rotation du champ. Si, comme il a déjà été mentionné, le choix de t_0 n'affecte la valeur absolue de α que de

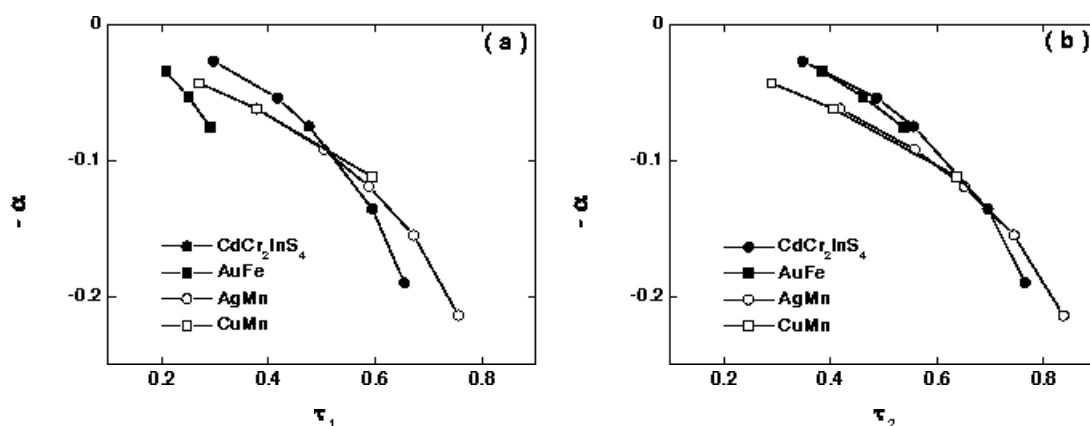


FIG. 5.34 – Paramètre α de l'équation (5.21) sur le palier en fonction de (a) : $\tau_1 = (T - T_g(0))/T_g(0)$ où $T_g(0)$ est la température de transition en champ nul, et (b) : $\tau_2 = (T - \tilde{T}_g(0))/\tilde{T}_g(0)$ où $\tilde{T}_g(0)$ est la température pour laquelle la ligne de transition est indépendante du champ magnétique. Pour les deux figures, en symboles pleins sont représentées les données pour lesquelles l'angle de rotation du champ est de 5° ; en symboles ouverts, $\theta_H = 10^\circ$.

quelques pourcents, une étude plus approfondie de l'effet de ces différents paramètres est nécessaire avant de pouvoir objectivement comparer ces deux ensembles de mesures.

La principale conclusion de cette partie est que, comme on le voit sur la figure (5.34b) où les données semblent se superposer sur deux courbes uniques, l'échelle de température qui semble pertinente pour décrire la dynamique de la phase basse température des verres de spin sous champ dans la gamme de champ où $\alpha(T, H) = \alpha(T)$ est celle définie par la distance à la ligne d'irréversibilité verticale. L'existence de deux courbes maîtresses pour $\alpha(\tau_2)$ est sans doute due au fait que deux protocoles différents ont été utilisés pour mesurer α , mais ce point reste encore à vérifier.

Pour l'AuFe, $\tilde{T}_g(0)$ a été estimée à environ 13 K (cf figure (5.12)), mais le régime de champ où la ligne de transition est verticale n'a pas pu être atteint. Une bonne superposition des données pour l'AuFe avec celles du $\text{CdCr}_{1.7}\text{In}_{0.3}\text{S}_4$ est possible pour $\tilde{T}_g(0)$ compris entre 12 K et 13.5 K, ce qui semble au vu du diagramme de phase de ce composé être un intervalle de température pour $\tilde{T}_g(0)$ tout à fait valable, mais cela non plus n'a pu être rigoureusement vérifié.

5.5.4 Comparaison avec un système Ising

L'ensemble de ces résultats est en totale opposition avec les résultats obtenus sur un système Ising: le $\text{Fe}_{0.5}\text{Mn}_{0.5}\text{TiO}_3$. Mattsson *et. al* [12] ont étudié la susceptibilité alternative de ce composé à différentes fréquences et sous différents champs DC superposés, de façon à extraire $T_g(\omega, H)$. La principale observation directement comparable et en contraste avec nos résultats est que le temps caractéristique $\tau(H)$ à température constante diminue très rapidement quand le champ augmente: pour $T \sim T_g/2$, passer de 1.5 T à 3 T fait passer $\tau(H)$ de 300 s à 3 ms. Dans ce cas Ising, les résultats ont été interprétés dans le cadre du modèle des gouttelettes pour montrer qu'il n'y a pas de véritable transition à température finie sous champ magnétique.

Il convient ici de citer les travaux de Katori et Ito [104] qui ont effectué sur le même système Ising $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}\text{TiO}_3$ ($x = 0.41, 0.5, 0.55$ et 0.57) des mesures d'irréversibilité DC. Ils ont montré que pour toutes les concentrations étudiées les diagrammes de phase ainsi obtenus sont en très bon accord avec les prédictions du modèle SK: la ligne de transition a la forme AT sur une grande gamme de champ, et le préfacteur de l'équation (2.49) page 42 est en bon accord avec les résultats expérimentaux.

Si une ambiguïté subsiste pour le cas Ising, le cas Heisenberg est totalement différent: dans le cas de nos systèmes Heisenberg avec anisotropie aléatoire, la relaxation n'a pas de temps caractéristique et la dynamique n'est pas affectée par le champ magnétique sur une très large gamme de champ. Ces observations vont en faveur de l'existence d'une réelle transition sous champ magnétique mieux définie et plus robuste dans ce type de systèmes.

5.6 Conclusion

Nous avons passé en revue plusieurs points dans ce chapitre, l'objet de ce paragraphe est d'en faire un court résumé. Tout d'abord, nous avons donné une estimation de la force de l'anisotropie aléatoire de tous les systèmes étudiés (cf tableau (5.1) page 89) en mesurant leur constante d'anisotropie à $T = 0$. Ces estimations de K/T_g sont en bon accord qualitatif avec les résultats obtenus sur le diagramme de phase sous champ: le régime où la ligne d'irréversibilité devient verticale prend place à une température $\tilde{T}_g(0)$ telle que le rapport $\tilde{T}_g(0)/T_g(0)$ diminue quand $K/T_g(0)$ augmente.

Ensuite, le diagramme de phase obtenu pour les systèmes à plus faible anisotropie (CuMn , AgMn , $\text{CdCr}_{1.7}\text{In}_{0.3}\text{S}_4$) est en très bon accord qualitatif avec les prédictions du modèle chiral: la ligne de transition est de la forme $h \propto \tau^{1/2}$ et lorsque les données sont ajustées en supposant l'existence d'une transition

chirale à $\tilde{T}_g(\rho) = 0.2J$, les données pour ces trois échantillons se superposent (à un facteur 2 près) à la ligne de transition chirale.

Il est à noter ici aussi que les diagrammes de phase obtenus pour tous les échantillons sont en très bon accord quantitatif aussi avec les prédictions du modèle de champ moyen pour des verres de spin Heisenberg avec anisotropie aléatoire lorsque les données sont normalisées de façon un peu plus classique.

Le troisième point que nous avons abordé concerne la relaxation du couple dans la phase gelée. Cette relaxation est lente, non exponentielle, et peut être décrite pour des temps allant de 100 s à 1000 s par $\Gamma(t) \propto t^{-\alpha}$. Une relaxation algébrique n'a pas de temps caractéristique. Nous avons alors décrit à l'aide du paramètre α la façon dont le champ magnétique et la température modifient la rigidité de la phase verre de spin : à champ fixe comme attendu, α augmente avec la température, mais à température fixe, il a été trouvé que le champ magnétique n'accélère en rien la vitesse de la relaxation sur une large gamme de champ. Ce dernier résultat est en désaccord total avec les prédictions du modèle des gouttelettes : l'état verre de spin semble très bien résister à l'application de champs magnétiques assez élevés.

Il a enfin été montré que ce paramètre α à saturation mesuré sur plusieurs échantillons et pour différentes températures se place sur une courbe universelle quand il est représenté en fonction de l'écart réduit à la température. Il semble donc que la dynamique sous champ magnétique de ces systèmes verre de spin très différents les uns des autres (métalliques et isolants) ait un caractère universel et que l'échelle de température pertinente pour décrire cette dynamique soit l'écart à $\tilde{T}_g(0)$.

Chapitre 6

Les exposants critiques

Si un point ne fait maintenant plus l'objet de controverses, c'est celui de l'existence d'une transition dans les verres de spin Ising à trois dimensions. Ce point a été très largement vérifié aussi bien par des simulations numériques [105, 106, 107, 108] que par des expériences réalisées sur des systèmes réels [47], avec comme nous le verrons, un bon accord entre simulations et expériences sur la valeur des exposants mesurés. Le cas des verres de spin Heisenberg à trois dimensions pose par contre toujours un problème : la dimension critique inférieure pour ces systèmes est supérieure à trois. Expérimentalement, l'existence d'une transition pour des systèmes Heisenberg est bien établie, mais avec une grande dispersion dans la valeur des exposants critiques mesurés. L'anisotropie aléatoire présente dans tous les systèmes réels est tenue pour responsable de l'existence même de cette transition : dans le modèle des gouttelettes, c'est cette anisotropie qui en couplant les spins au réseau atomique, même aléatoirement, restitue au système un caractère Ising et autorise une transition de ce type en dimension trois. La théorie de champ moyen prévoit quant-à-elle qu'à bas champ (là où l'anisotropie domine) la transition sous champ magnétique a un caractère Ising. Aucune des deux n'explique la violation des règles d'universalité dans les verres de spin.

6.1 Les simulations numériques : Ising 3D EA

Les verres de spin Ising en dimension 3 avec interactions à courte portée ont été très largement étudiés par des simulations numériques, le tableau (6.1) résume les estimations les plus récentes des exposants ν , η et γ relevées dans la littérature. Les exposants ν et η ont été mesurés directement, γ a été déduit des valeurs de η et ν par la relation d'échelle $\gamma = \nu(2 - \eta)$.

Ref.	distribution	ν	η	γ
[105]	$\pm J$	1.7 ± 0.3	-0.35 ± 0.05	4
[107]	$\pm J$	2.15 ± 0.15	-0.337 ± 0.015	5
[108]	$\pm J$	1.8 ± 0.2	-0.26 ± 0.04	4
[106]	Gaussienne	2 ± 0.15	-0.36 ± 0.06	4.7
[109]	$\pm J$	-	-0.37 ± 0.04	
[110]	$\pm J$	-	-0.2 ± 0.02	-
[110]	Gaussienne	2 ± 0.15	-0.42 ± 0.06	-
[110]	Exp. dec.	-	-0.54 ± 0.04	

TAB. 6.1 – Valeurs numériques des exposants critiques des systèmes Ising en dimension 3. Dans la colonne de gauche est indiquée la distribution des interactions.

Les résultats sont en assez bon accord les uns avec les autres : pour des interactions binômiales, $\nu \sim 1.9$, $\eta \sim -0.3$, $\gamma \sim 4.4$, $\delta \sim 7.5$, $\beta \sim 0.7$ et $\alpha \sim -3.8$. Les résultats de Mari et Campbell [110] montrent tout de même un fait très particulier : les exposants critiques varient avec la forme des interactions, en contradiction avec les principes du groupe de renormalisation qui posent qu'à l'approche d'un point critique les détails microscopiques caractéristiques du système étudié ne sont pas des paramètres pertinents. La transition verre de spin semble posséder une bien plus grande richesse que les transitions standard du second ordre.

6.2 Détermination expérimentale des exposants

6.2.1 Procédure générale

Expérimentalement, nous avons vu rapidement dans la section 2.3.1.2 du chapitre 2 que le comportement singulier du paramètre d'ordre à l'approche de T_g se traduisait de la même manière sur la susceptibilité non linéaire χ_{nl} . Plus formellement, l'aimantation dans un verre de spin peut être développée au dessus de T_g en puissances impaires du champ magnétique :

$$M = \chi_0 H - \chi_1 H^3 + \chi_3 H^5 - \chi_5 H^7 + \dots \quad (6.1)$$

Si une transition de phase a lieu à T_g finie, la susceptibilité linéaire χ_0 reste finie tandis que χ_1 et les termes d'ordre supérieur divergent. C'est donc la quantité

$$\chi_{nl} = \chi_0 - \frac{M}{H} = -\chi_1 H^2 + \chi_3 H^4 - \chi_5 H^6 + \dots \quad (6.2)$$

qu'il s'agit d'étudier expérimentalement au dessus de T_g . χ_0 est la susceptibilité linéaire définie par :

$$\chi_0 = \lim_{H \rightarrow 0} \frac{M}{H}. \quad (6.3)$$

A T_g , χ_{nl} varie comme $H^{2/\delta}$. Suzuki [111] a proposé l'équation d'état suivante :

$$\chi_{nl} \propto \tau^\beta f(H^2/\tau^{\beta+\gamma}), \quad (6.4)$$

avec $\lim_{x \rightarrow \infty} f(x) = x^{1/\delta}$.

Pour $x \rightarrow 0$, on peut développer cette fonction f en puissances de x . En comparant le résultat obtenu avec le développement (6.2), on trouve :

$$\chi_1 \sim 1/\tau^\gamma \quad \chi_3 \sim 1/\tau^{2\gamma+\beta} \quad \dots \quad (6.5)$$

et à T_g , avec la limite asymptotique de f et la relation d'échelle $\beta\delta = \beta + \gamma$, on a bien :

$$\chi_{nl} \sim H^{2/\delta}. \quad (6.6)$$

Il a été proposé par Geschwind [112] d'utiliser une loi d'échelle un peu modifiée :

$$\chi_{nl} \propto H^{2\beta/(\beta+\gamma)} g(\tau/H^{2/(\gamma+\beta)}) \quad (6.7)$$

totalelement équivalente à la loi d'échelle (6.4) mais qui permet un plot linéaire des données, évitant ainsi que les données les plus précises (χ_{nl} grand) ne soient compressées par l'utilisation obligatoire de l'échelle logarithmique, et que les déviations par rapport au bon scaling ne soient ainsi cachées.

Traditionnellement, la détermination des exposants critiques se fait de la façon suivante :

- Détermination de T_g de façon indépendante de l'étude de la région critique : position du pic de susceptibilité en champ DC faible, position du pic de susceptibilité AC à basse fréquence ou bien apparition d'irréversibilité à bas champ entre l'aimantation FC et l'aimantation ZFC.
- Détermination de la susceptibilité linéaire χ_0 . Cette étape est cruciale, une erreur dans la partie linéaire dominante peut affecter la partie non linéaire.
- La pente initiale des courbes de χ_{nl} en fonction du carré du champ magnétique permet de déterminer χ_1 pour chaque température. Les valeurs de

χ_1 ainsi déterminées sont ensuite représentées sur une double échelle logarithmique en fonction de la température réduite τ . Si T_g a été correctement choisie, on obtient une droite de pente $-\gamma$.

- En suivant la méthode proposée par Bouchiat [37], il est possible de déterminer l'exposant $\psi = (\gamma - \beta)/2$: comme nous le verrons, les courbes de χ_{nl} en fonction du champ magnétique présentent un point d'inflexion. Si la susceptibilité non linéaire est décrite par la loi d'échelle (6.4), alors

$$\frac{d}{dH}\chi_{nl} = \tau^\beta \frac{2H}{\tau^{\beta+\gamma}} f'(H^2/\tau^{\beta+\gamma}) = 2x^{1/2}\tau^{(\beta-\gamma)/2} f'(x) \quad (6.8)$$

et

$$\frac{d^2}{dH^2}\chi_{nl} = \frac{2\tau^\beta}{\tau^{\beta+\gamma}} \left(f'(x) + \frac{2H^2}{\tau^{\beta+\gamma}} f''(x) \right). \quad (6.9)$$

Au point d'inflexion x_0 , cette dérivée seconde s'annule, i.e.:

$$f'(x_0) + 2x_0 f''(x_0) = 0 \quad (6.10)$$

et en ce point particulier x_0 , la pente p à la courbe χ_{nl} vérifie:

$$p = \frac{d}{dH}\chi_{nl}|_{x=x_0} = 2x_0^{1/2} f'(x_0) \tau^{(\beta-\gamma)/2} \quad (6.11)$$

i.e.:

$$p \propto \tau^{(\gamma-\beta)/2}. \quad (6.12)$$

Les valeurs de p déterminées pour différentes températures représentées en fonction de τ donneront une droite de pente $(\gamma - \beta)/2$ en double échelle logarithmique.

- Si les données le permettent, il est possible d'extraire le coefficient $\chi_3(T)$ en mesurant la pente initiale de $\chi_{nl} - \chi_0 + \chi_1 H^2$ en fonction de H^4 . A l'approche de T_g , ce terme diverge comme $\tau^{-2\gamma-\beta}$. Il est donc possible d'obtenir confirmation de la valeur des exposants γ et β en mesurant la pente de $\chi_4(\tau)$ sur une double échelle logarithmique.

- A $T = T_g$, χ_{nl} varie comme $H^{2/\delta}$. Il est donc possible d'extraire l'exposant δ de la pente de χ_{nl} en fonction de H sur une double échelle logarithmique.

La consistance des résultats obtenus peut être vérifiée grâce à la loi d'échelle $\beta\delta = \beta + \gamma$ et par le regroupement des données de susceptibilité non linéaire sur une courbe universelle lorsqu'elles sont représentées à l'aide de la relation de scaling (6.4), i.e les données de χ_{nl}/τ^β se placent sur une courbe universelle quand elles sont représentées en fonction de $H^2/\tau^{\beta+\gamma}$, courbe universelle dont les limites asymptotiques sont $y = x$ quand $x \rightarrow 0$ et $y = x^{1/\delta}$ quand $x \rightarrow \infty$.

6.2.2 Influence de la taille de la région critique considérée

Bouchiat [37] a montré en analysant les équations de champ moyen SK que la taille considérée pour la région critique était très importante pour la détermination correcte des exposants critiques. Lorsque les données sont prises dans un intervalle de température réduite $\tau < 0.1$ et de champ tel que $\chi_{ni}/\chi_0 < 0.1$, un ensemble consistant d'exposants critiques peut être défini, exposants qui ne décrivent plus les données pour $\tau > 0.1$ et $\chi_{ni}/\chi_0 > 0.1$. Dans cette région, un autre ensemble d'exposants, différent, doit être utilisé pour décrire les données : à bas champ et près de T_g ,

$$\begin{aligned}\delta &= 2 \\ \gamma &= 1 \\ \beta &= 1,\end{aligned}\tag{6.13}$$

et à haut champ et plus loin de T_g

$$\begin{aligned}\delta_{\text{eff}} &= 2.7 \\ \gamma_{\text{eff}} &= 1.3 \\ \beta_{\text{eff}} &= 0.76.\end{aligned}\tag{6.14}$$

En étudiant la susceptibilité non linéaire de plusieurs verres de spin AgMn (%Mn compris entre 0.4% et 24%) dans ces différentes gammes de température et de champ, elle a pu mettre en évidence l'existence de ces deux ensembles d'exposants, qu'elle a appelé Ising (bas champ près de T_g) et Heisenberg (haut champ, loin de T_g):

$$\begin{aligned}\delta_I &\simeq 3.1 & \delta_H &\simeq 4.5 \\ \gamma_I &\simeq 2.4 & \gamma_H &\simeq 3.\end{aligned}$$

Une détermination correcte des exposants critiques nécessite donc de respecter ce critère pour le choix de la taille de la région critique :

$$\tau = \frac{T - T_g}{T_g} < 0.1\tag{6.15}$$

et H tel que

$$\frac{M_{ni}}{M} < 0.1.\tag{6.16}$$

6.3 Quelques exemples

Nous allons dans cette section passer en revue quelques exemples trouvés dans la littérature de mesures des exposants critiques sur différents composés verre de spin.

6.3.1 Cas d'un système Ising : $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}\text{TiO}_3$

FeTiO_3 et MnTiO_3 sont des composés de type Ising : ils ont tous deux un axe c de facile aimantation. Dans FeTiO_3 , les spins à l'intérieur d'une même couche sont couplés ferromagnétiquement, ils sont couplés antiferromagnétiquement dans MnTiO_3 , et le couplage antiferromagnétique entre différentes couches dans les deux composés est beaucoup plus faible qu'à l'intérieur d'une même couche. Le comportement verre de spin du composé mixte $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}\text{TiO}_3$ obtenu pour certaines concentrations x est dû au mélange aléatoire de ces deux types d'interactions à l'intérieur d'une même couche, ces interactions intracouches étant prédominantes. Ce composé est reconnu comme étant une bonne réalisation expérimentale d'un verre de spin de type Ising [113].

Gunnarsson *et. al* [47] ont étudié la partie réelle de la susceptibilité non linéaire sous champ alternatif χ'_{nl} de ce composé à l'approche de T_g et ont mesuré les exposants γ et β . L'exposant δ en a été ensuite déduit par la relation $\beta\delta = \beta + \gamma$. Les résultats sont les suivants :

$$\begin{aligned} T_g &= 20.7 \text{ K} \\ \gamma &= 4 \\ \beta &= 0.54 \\ \Rightarrow \delta &= 8.4. \end{aligned} \tag{6.17}$$

Ils ont suivi la méthode exposée dans la section 6.2.1 page 124 : ils ont mesuré χ'_{nl} pour des températures comprises entre 20.6 et 23.4 K et pour différents champs dc H_0 superposés ($0 < H_0 < 100$ G). A bas champ, la susceptibilité non linéaire est quadratique en champ, et le champ à partir duquel on observe une déviation par rapport à ce comportement diminue quand on s'approche de T_g . Ils ont alors déterminé la pente initiale $\chi_1(T)$ de χ_{nl} en fonction du carré du champ pour différentes températures, et l'exposant γ a été déduit de la pente de la droite χ_1 en fonction de τ en double échelle logarithmique. S'il n'y a aucun doute sur la valeur de χ_1 pour chaque température, la valeur de γ varie en fonction de la valeur de T_g utilisée pour calculer $\tau = (T - T_g)/T_g$. T_g a été choisie comme la température pour laquelle les données de χ_1 en fonction de τ donnaient la meilleure droite.

La valeur de β a ensuite été déterminée comme celle qui permettait la meilleure superposition des données avec $\gamma = 4$ et $T_g = 20.7$ K à l'aide des lois d'échelle (6.4) et (6.7). Comme ils l'ont signalé, la superposition des données à l'aide des deux types de lois d'échelle est aussi bonne si on utilise des valeurs de T_g légèrement différentes et les valeurs de β et γ associées :

$$\begin{array}{lll} T_g = 20.5 & \gamma = 4.3 & \beta = 0.56 \\ T_g = 20.95 & \gamma = 3.6 & \beta = 0.7. \end{array}$$

Le fait qu'il n'existe pas un unique ensemble de valeurs (T_g, γ, β) qui permette la superposition des données selon les lois d'échelle (6.4) et (6.7) est un problème au moins aussi fondamental dans la pertinence d'une comparaison entre les exposants critiques de systèmes différents, que le problème du choix de la taille de la région critique. Pour que cette comparaison soit objectivement possible, il est nécessaire d'utiliser un critère indépendant pour l'estimation de T_g , et d'utiliser toujours ce même critère. Plusieurs sont possibles, et si le critère utilisé a tendance à sous- ou surestimer T_g , cette sous- ou surestimation sera la même pour tous.

6.3.2 Cas des systèmes Heisenberg

6.3.2.1 L'AgMn et le CuMn

Ces deux verres de spin sont sans doute les systèmes les plus étudiés expérimentalement. Bouchiat [37] a mesuré les exposants critiques d'une série d'échantillons d'AgMn à différentes concentrations (0.4 - 20.5 %) en appliquant la méthode décrite dans la section 6.2.1 page 124: pour $\tau < 0.1$ et H tel que $M_{ni}/M < 0.1$ les exposants critiques valent :

$$\begin{aligned}\delta &= 3.1 \pm 0.2 \\ \gamma &= 2.2 \pm 0.2 \\ \beta &= 1 \pm 0.1,\end{aligned}\tag{6.18}$$

d'où, d'après les relations d'échelle du tableau (1.2):

$$\eta = \frac{d + 2 - \delta}{d - 2 + \delta} = 0.46 \pm 0.07\tag{6.19}$$

$$\alpha = 2 - \gamma - 2\beta = -2.2 \pm 0.4\tag{6.20}$$

$$\nu = \frac{2 - \alpha}{d} = 1.4 \pm 0.16.\tag{6.21}$$

en accord avec les résultats de Lévy et Ogielski [38] sur le même système et dans les mêmes conditions de température et de champ :

$$\begin{aligned}\delta &= 3.3 \pm 0.3 \\ \gamma &= 2.3 \pm 0.2 \\ \beta &= 0.9 \pm 0.2\end{aligned}\tag{6.22}$$

et

$$\begin{aligned}\eta &= 0.4 \pm 0.1 \\ \alpha &= -2.1 \pm 0.6 \\ \nu &= 1.3 \pm 0.2.\end{aligned}\tag{6.23}$$

Les exposants critiques du CuMn 0.2 % ont été mesurés par de Courtenay *et al* [30] par la même méthode que [37]. Dans les mêmes conditions de température et de champ, ils valent :

$$\begin{aligned}\delta &= 3.1 \pm 0.2 \\ \gamma &= 2.2 \pm 0.1 \\ \beta &= 1 \pm 0.1.\end{aligned}\tag{6.24}$$

d'où

$$\begin{aligned}\eta &= 0.46 \pm 0.07 \\ \alpha &= -2.2 \pm 0.3 \\ \nu &= 1.4 \pm 0.1.\end{aligned}\tag{6.25}$$

6.3.2.2 Le CdCr_{1.7}In_{0.3}S₄

E. Vincent et J. Hammann [1] ont extrait les exposants critiques statiques du CdCr_{1.7}In_{0.3}S₄ de mesures de susceptibilité FC sous divers champs magnétiques de 5 à 110 G et de 0.7 T_g à 2 T_g . L'extrapolation à champ nul de la température du maximum de susceptibilité FC donne $T_g \simeq 16.9$, et la différence entre l'aimantation FC et ZFC sous très faible champ (0.3 G) apparaît à 16.7 K. La température de gel de ce composé a donc été estimée à 16.8 K ± 0.1 . A cette température, la susceptibilité non linéaire varie entre 5 et 110 G comme $H^{2/\delta}$, avec $\delta = 4.1$. Le comportement de $\log \chi_{nl}$ avec $\log H$ est toujours linéaire pour $T = 16.7$ K et $T = 16.9$ K, et l'incertitude sur la valeur de χ_0 à retrancher de la susceptibilité totale est de 0.5 %. Les barres d'erreur sont obtenues en considérant l'effet de ces deux incertitudes, sur la valeur de T_g et de χ_0 :

$$\delta = 4.1 \pm 0.4.\tag{6.26}$$

Il ne leur a pas été possible d'extraire le coefficient χ_1 du développement (6.2), et donc de déterminer l'exposant γ de la façon traditionnelle décrite dans la section 6.2.1. Les exposants γ et β ont été déterminés comme les paramètres qui permettaient la meilleure superposition des données de $\chi_{nl} = C/(T-\theta) - M/H$, au dessus et en dessous de T_g ($C/(T-\theta)$ est la loi de Curie à laquelle obéit χ_0 à haute température, extrapolée à la région critique) à l'aide de la loi d'échelle (6.7). Leurs résultats sont :

$$\beta = 0.75 \pm 0.1\tag{6.27}$$

et

$$\beta + \gamma = 3.1 \pm 0.5,\tag{6.28}$$

i.e

$$\gamma = 2.3 \pm 0.4,\tag{6.29}$$

en accord avec la valeur de $\delta = (\beta + \gamma)/\beta = 4.1$ mesurée directement.

Les autres exposants critiques sont calculés grâce aux relations d'échelle du tableau (1.2):

$$\begin{aligned}\eta &= \frac{d + 2 - \delta}{d - 2 + \delta} = 0.17 \pm 0.1 \\ \alpha &= 2 - \gamma - 2\beta = -1.8 \pm 0.6 \\ \nu &= \frac{2 - \alpha}{d} = 1.3 \pm 0.3.\end{aligned}\tag{6.30}$$

6.4 Nos résultats

Nous avons mesuré les exposants critiques de nos échantillons CuMn, AgMn, AuFe et $(\text{Fe}_{0.1}\text{Ni}_{0.9})_{75}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$ de façon à pouvoir comparer leurs valeurs respectives. Nous avons dû pour cela prendre un certain nombre de précautions :

- La température de gel a été estimée de la même manière pour tous les échantillons (voire la section 5.4.5 page 101). La valeur de T_g choisie, même si elle varie dans un intervalle restreint selon les différents critères utilisés, influe beaucoup sur la valeur des exposants : une surestimation de T_g conduit à une sous estimation de γ et de δ . Si notre estimation de la valeur de la température de gel ne donne pas rigoureusement la *vraie* valeur de T_g , elle a le mérite de conduire à une même sous- (ou sur-) estimation des exposants pour tous.
- La taille de la région critique considérée a été réduite de la même manière pour tous les échantillons (sauf $(\text{Fe}_{0.1}\text{Ni}_{0.9})_{75}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$, cf annexe (C)). Elle a été réduite à un intervalle de température tel que

$$\tau = \left| \frac{T - T_g}{T_g} \right| < 0.1,\tag{6.31}$$

et à un intervalle de champ tel que

$$\frac{M_{ni}}{M} < 0.1.\tag{6.32}$$

La méthode utilisée a été validée par la mesure des exposants critiques du CuMn et de l'AgMn : nos résultats sont en accord avec les mesures antérieures réalisées sur ces deux systèmes.

6.4.1 CuMn 3%, AgMn 3%

La mesure des exposants critiques de ces deux échantillons est décrite plus en détail dans les annexes (A) et (B). Les résultats sont :

$$\begin{aligned}\delta &= 3.3 \pm 0.4 \\ \gamma &= 2.2 \\ \beta &= 0.95\end{aligned}\tag{6.33}$$

pour le CuMn 3%, et

$$\begin{aligned}\delta &= 3.2 \pm 0.3 \\ \gamma &= 2.1 \\ \beta &= 1\end{aligned}\tag{6.34}$$

pour l'AgMn 3%.

Ces résultats sont en très bon accord avec les résultats présentés précédemment sur ces mêmes systèmes dans la section 6.3.2.1.

6.4.2 AuFe 8%

Pour cet échantillon, l'extrapolation à champ nul de $T_g(H)$ déterminée par l'apparition d'irréversibilité longitudinale donne $T_g(0) = 23.9 \pm 0.1$ K (cf section 5.4.5). Pour T comprise entre 27 et 22 K, nous avons effectué une mesure de l'aimantation en fonction du champ magnétique. La valeur de χ_0 pour chaque température a été déterminée par un fit linéaire en champ faible de ces courbes $M(H)$. Les différentes valeurs de χ_0 sont représentées sur la figure (6.1). La ligne représente la loi de Curie obtenue par un fit linéaire de $1/\chi_0$: χ_0 suit une loi de Curie en $C/(T - \theta)$ quasiment jusqu'à T_g .

La pente à l'origine des courbes M/H en fonction du carré du champ pour chaque température permet de déterminer le coefficient χ_1 du développement (6.2). Les valeurs de χ_1 ainsi obtenues sont représentées en fonction de la température réduite sur la figure (6.2). Un fit linéaire de ces données donne pour $T_g = 23.9$ K :

$$\gamma = 3.2 \pm 0.3.\tag{6.35}$$

Les barres d'erreur pour γ prennent en compte l'incertitude sur $T_g = 23.9 \pm 0.1$.

A $T = T_g$, $\chi_{nd} \propto H^{2/\delta}$. Comme il a déjà été mentionné plus haut, une incertitude sur la valeur du terme dominant χ_0 a de grandes répercussions sur la détermination des exposants. Ce problème ne s'est pas posé pour la détermination de γ , mais il devient gênant dans la détermination de l'exposant δ . Sur

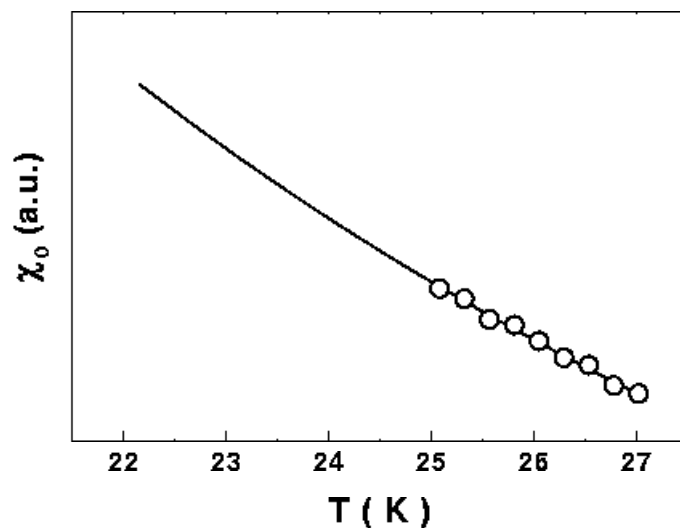


FIG. 6.1 – Susceptibilité linéaire $\chi_0(T)$ déduite de la pente en champ faible des courbes $M(H)$. La ligne représente la loi de Curie correspondante.

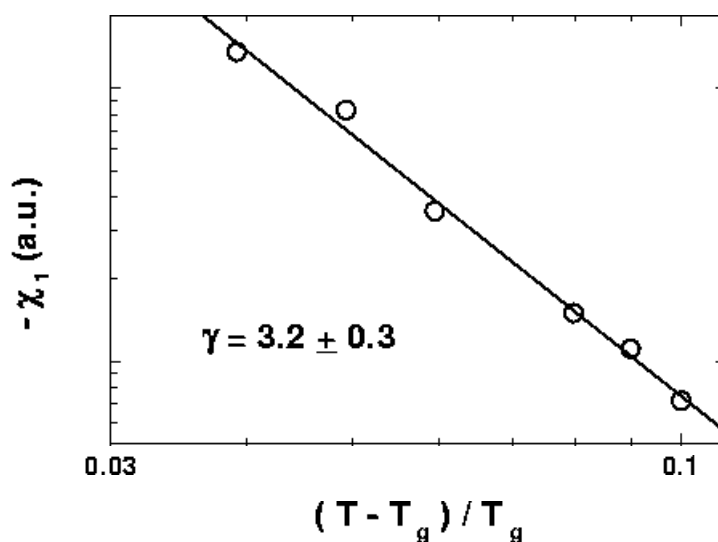


FIG. 6.2 – Pentes initiales des courbes M/H en fonction du carré du champ dessinées en fonction de la température réduite, avec $T_g = 23.9$ K. La pente de cette droite en double échelle logarithmique donne $\gamma = 3.2 \pm 0.3$.

la figure (6.3) est représenté à $T = T_g = 23.9 \text{ K}$ $M/H - \chi_0^{\text{Curie}}$ où χ_0^{Curie} est l'extrapolation à T_g de la loi de Curie représentée sur la figure (6.1). Le fit linéaire de ces données en double échelle logarithmique donne $2/\delta = 0.4$, i.e. $\delta = 5$. Une variation de 0.5% de la valeur de χ_0 conduit à une incertitude sur

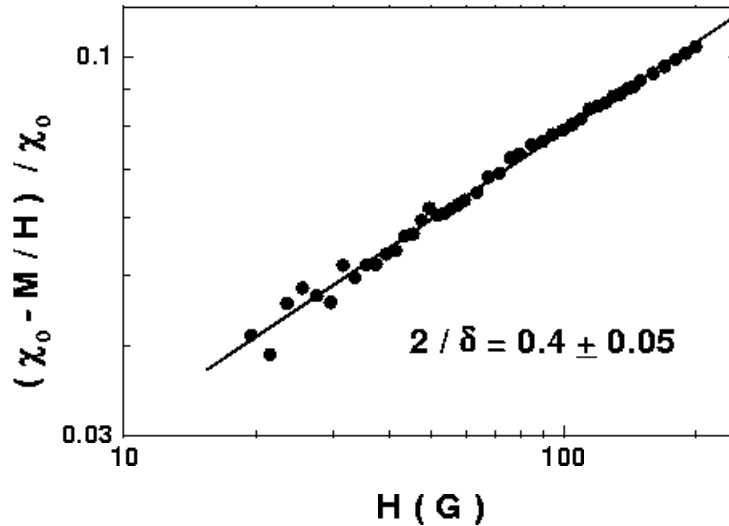


FIG. 6.3 – $\chi_0 - M/H$ en fonction de H en double échelle logarithmique à $T = T_g = 23.9 \text{ K}$. La pente de cette droite vaut $2/\delta = 0.4 \pm 0.05$.

la valeur de $2/\delta$ de 0.05, autrement dit à une incertitude sur δ de 0.7.

L'incertitude sur la valeur de T_g a aussi un effet sur la valeur de δ mesurée. Pour $T = 24 \text{ K}$ et $T = 23.8 \text{ K}$, avec la valeur de χ_0 correspondant à la loi de Curie, un apparent bon fit linéaire peut être obtenu pour $M/H - \chi_0$ en fonction de H en double échelle logarithmique avec $2/\delta$ valant respectivement 0.45 et 0.36, donc

$$2/\delta = 0.4 \pm 0.05, \quad (6.36)$$

i.e.

$$\delta = 5 \pm 0.7. \quad (6.37)$$

Par la loi d'échelle $\beta\delta = \beta + \gamma$, on en déduit :

$$\beta = 0.85 \pm 0.2. \quad (6.38)$$

Sur la figure (6.4) est représenté en double échelle logarithmique la variation de la pente à la courbe M/H vs H au point d'inflexion en fonction de la température réduite. Cette pente au point d'inflexion diverge comme $\tau^{(\beta-\gamma)/2}$.

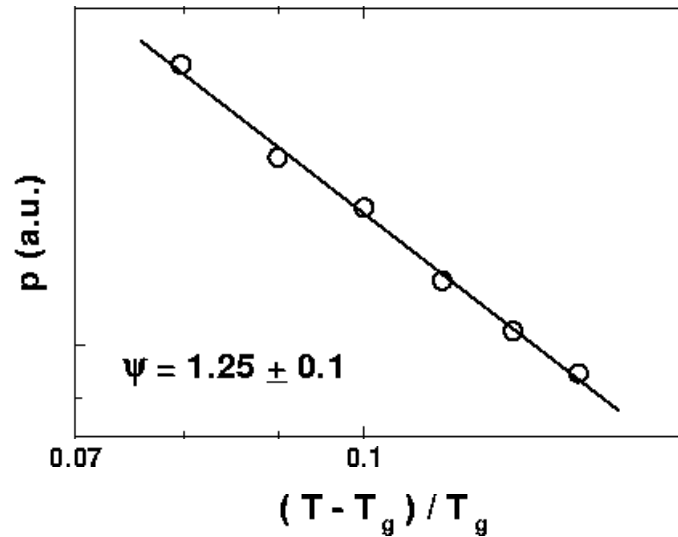


FIG. 6.4 – Pentés p aux courbes M/H vs H au point d'inflexion en fonction de la température réduite. En double échelle logarithmique, cette droite a pour pente $\psi = (\gamma - \beta)/2 = 1.25 \pm 0.1$.

L'exposant $\psi = (\gamma - \beta)/2$ déterminé par un fit linéaire vaut :

$$\psi = 1.25 \pm 0.1. \quad (6.39)$$

L'incertitude sur la valeur de ψ prend en compte l'incertitude sur la valeur de T_g .

Le calcul de la valeur de ψ à l'aide des valeurs de β et γ précédentes donne $\psi = 1.2 \pm 0.5$, compatible avec la valeur mesurée.

Avec $T_g = 23.9$ K et $\gamma = 3.2$, la meilleure superposition des données à l'aide des lois d'échelle (6.4) et (6.7) est obtenue pour $\beta = 0.8$ (cf figures (6.5) et (6.6)). Sont aussi représentés sur la figure (6.5) les comportements asymptotiques attendus pour la fonction f de la loi d'échelle (6.4) : quand $x \rightarrow 0$, $f(x) \sim x$ et quand $x \rightarrow \infty$, $f(x) \rightarrow x^{1/\delta}$ avec $\delta = 5$.

Les valeurs des exposants qui ont ici été déterminées pour $(T - T_g)/T_g < 0.1$ et H tel que $M_{nl}/M < 0.1$ sont :

$$\begin{aligned} \gamma &= 3.2 \pm 0.3 \\ \beta &= 0.8 \pm 0.2 \\ \delta &= 5 \pm 0.7. \end{aligned} \quad (6.40)$$

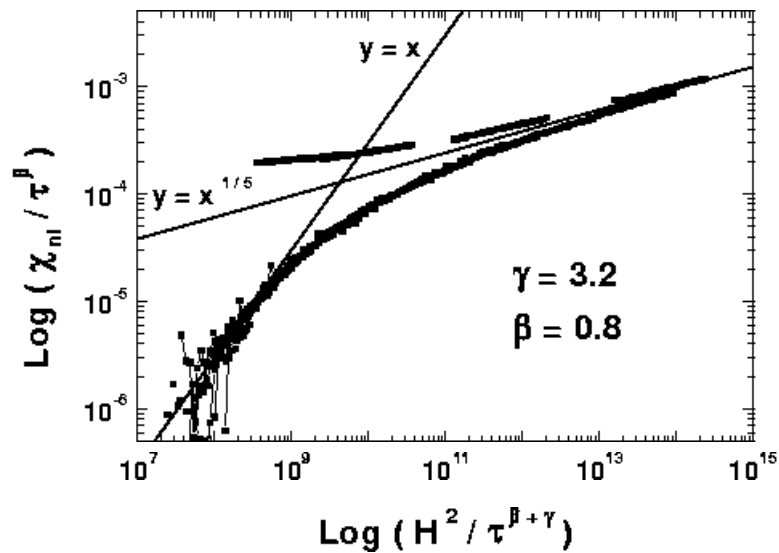


FIG. 6.5 – *Scaling à l'aide de la loi d'échelle (6.4) pour l'AuFe, avec $T_g = 23.9$ K, $\gamma = 3.2$ et $\beta = 0.8$.*

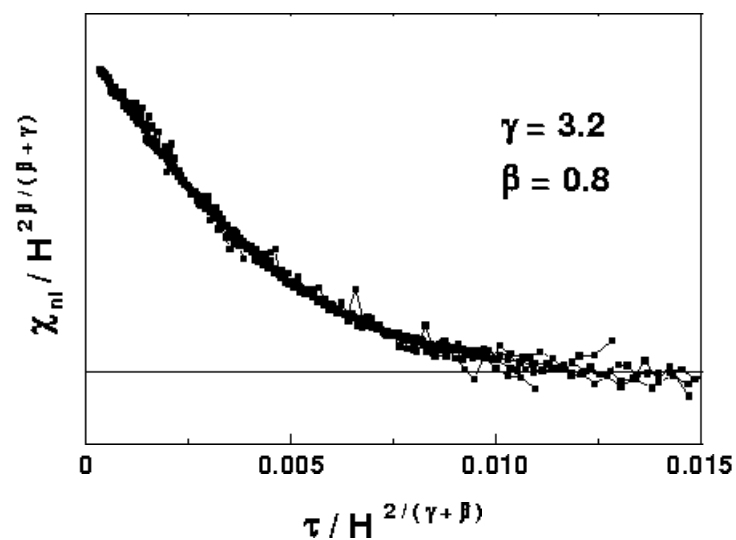


FIG. 6.6 – *Scaling à l'aide de la loi d'échelle (6.7) pour l'AuFe, avec $T_g = 23.9$ K, $\gamma = 3.2$ et $\beta = 0.8$.*

Les autres exposants en découlent grâce aux relations d'échelle du tableau (1.2) (d est la dimension d'espace). Avec nos résultats :

$$\eta = \frac{d + 2 - \delta}{d - 2 + \delta} = 0 \pm 0.1 \quad (6.41)$$

$$\alpha = 2 - \gamma - 2\beta = -2.8 \pm 0.7 \quad (6.42)$$

$$\nu = \frac{2 - \alpha}{d} = 1.6 \pm 0.2. \quad (6.43)$$

De plus :

$$\nu(2 - \eta) = 3.2, \quad (6.44)$$

en très bon accord avec la valeur de γ mesurée directement.

6.4.3 $(\text{Fe}_{0.1}\text{Ni}_{0.9})_{75}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$

La température de gel du $(\text{Fe}_{0.1}\text{Ni}_{0.9})_{75}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$ a été estimée à $13.4 \text{ K} \pm 0.1$. Nous avons effectué les mêmes mesures que celles décrites en détail dans le cas du CuMn (le détail des mesures pour cet échantillon est donné en annexe (C)), les résultats sont les suivants :

$$\gamma = 3.5 \pm 0.35 \quad (6.45)$$

$$\beta = 0.75 \pm 0.15 \quad (6.46)$$

$$\delta = 5.7 \pm 0.8. \quad (6.47)$$

On peut alors en tirer grâce aux lois d'échelle du tableau (1.2) (d est la dimension d'espace) :

$$\eta = \frac{d + 2 - \delta}{d - 2 + \delta} = -0.1 \pm 0.1 \quad (6.48)$$

$$\alpha = 2 - \gamma - 2\beta = -3 \pm 0.65 \quad (6.49)$$

$$\nu = \frac{2 - \alpha}{d} = 1.7 \pm 0.2. \quad (6.50)$$

De plus :

$$\nu(2 - \eta) = 3.6, \quad (6.51)$$

très proche de la valeur de γ mesurée (3.5 ± 0.35), vérifiant ainsi la dernière relation d'échelle.

Il est à noter ici que pour le même un peu moins dilué $(\text{Fe}_{0.15}\text{Ni}_{0.85})_{75}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$, Svedlindh *et. al* [46] ont aussi mesuré les valeurs de γ et δ assez élevées :

$$\gamma = 3.4 \pm 0.1 \quad (6.52)$$

$$\delta = 10 \pm 1. \quad (6.53)$$

6.5 Résumé

Nous avons présenté dans la section précédente comment nous avons mesuré les exposants critiques de tous nos échantillons : CuMn 3%, AgMn 3%, AuFe 8% et $(\text{Fe}_{0.1}\text{Ni}_{0.9})_{75}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$. Cette détermination des exposants a été effectuée de la même manière dans tous les cas, et en respectant le même critère pour définir $T_g(0)$ ainsi que la taille de la région critique : la susceptibilité non-linéaire $\chi_{nl}(T, H)$ a été mesurée dans un intervalle de température tel que

$$\tau = \frac{T - T_g}{T_g} \leq 0.1 \quad (6.54)$$

et le champ magnétique a été restreint à des valeurs telles que l'aimantation non-linéaire n'excède pas 10 % de l'aimantation totale (sauf pour $(\text{Fe}_{0.1}\text{Ni}_{0.9})_{75}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$, cf annexe C)

$$\frac{M_{nl}}{M} \leq 0.1. \quad (6.55)$$

Les résultats sont résumés dans le tableau (6.2) et sur la figure (6.7) où les valeurs des exposants δ, η, ν et γ de nos échantillons ont été reportées, en même temps que les valeurs de ces mêmes exposants obtenues numériquement dans le cas de la transition chirale et dans le cas Ising 3D et expérimentalement sur un système Ising.

	γ	β	δ	α	η	ν
Transition Chirale [114]	1.5	1.1	2.3	-1.7	0.8	1.2
CuMn 3%	2.2	0.95	3.3	-2.1	0.4	1.3
AgMn 3%	2.1	1	3.2	-2.1	0.4	1.3
CdCr _{1.7} In _{0.3} S ₄ [1]	2.3	0.75	4.1	-1.8	0.17	1.3
AuFe 8%	3.2	0.8	5	-2.8	0	1.6
$(\text{Fe}_{0.1}\text{Ni}_{0.9})_{75}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$	3.5	0.75	5.7	-3	-0.1	1.7

TAB. 6.2 – Valeurs expérimentales des exposants critiques pour les échantillons étudiés.

Sur la figure (6.7), les échantillons sont rangés en fonction de la force de leur anisotropie aléatoire : des moins anisotropes (CuMn, AgMn) à gauche aux plus anisotropes en allant vers la droite. Les barres d'erreur sont assez importantes,

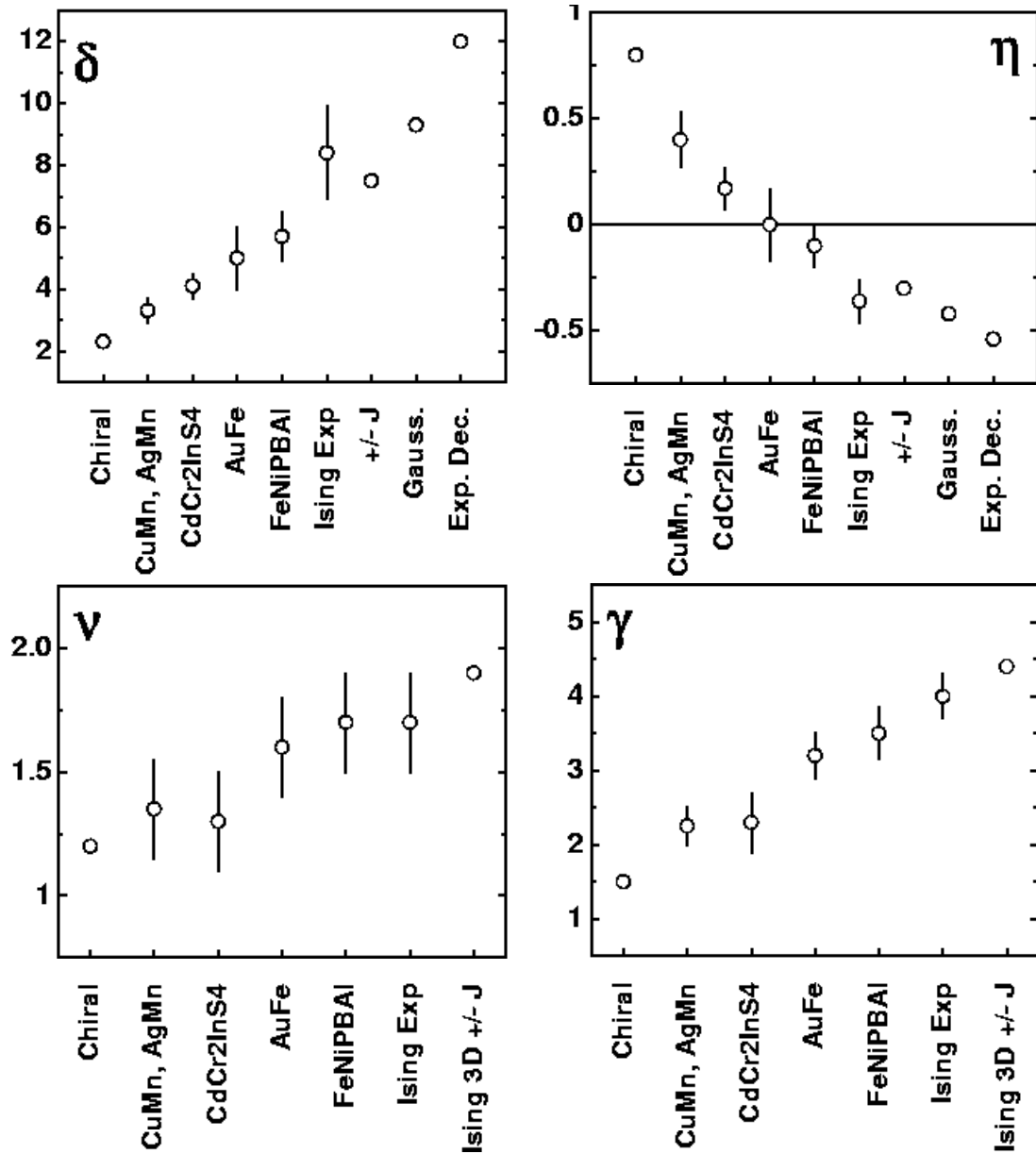


FIG. 6.7 – Valeurs des exposants δ , η , ν et γ de nos échantillons. Pour CuMn et AgMn est représenté une moyenne des valeurs de [37, 38] et des nôtres. Les valeurs de ces mêmes exposants pour la transition chirale viennent de [94], pour la détermination expérimentale des exposants Ising les résultats de [47] ont été reportés, et les résultats numériques sur les systèmes Ising 3D $\pm J$ sont une moyenne des valeurs reportées dans le tableau (6.1), les résultats numériques pour les interactions gaussiennes et exponentielle décroissante ont été tirées de [110].

mais il est clair qu'il existe une variation continue des valeurs des exposants avec l'anisotropie : la valeur de δ augmente d'une valeur proche de la valeur chirale (2.3) à des valeurs très proches des valeurs Ising (~ 8) quand on augmente l'anisotropie du système. La variation de l'exposant $\eta = (d+2-\delta)/(d-2+\delta)$ avec la force de l'anisotropie ne fait que refléter la variation de δ et diminue quand l'anisotropie augmente. L'exposant γ varie lui aussi de façon continue avec l'anisotropie, et passe de valeurs proches de celles de la transition chirale (~ 1.5) quand l'anisotropie est faible à des valeurs proches de la transition purement Ising ($\sim 4 - 4.5$) quand l'anisotropie est forte. Il est difficile de conclure au même phénomène pour l'exposant ν car les barres d'erreur sont assez larges et l'intervalle dans lequel cet exposant est susceptible de varier est beaucoup plus faible (entre 1.2 pour la transition chirale et 1.7 - 1.9 pour la transition Ising). Il semble néanmoins que ν augmente lui aussi de façon continue quand l'anisotropie augmente.

Les mêmes figures ont été dessinées pour les exposants α et β sur la figure (6.8). Là aussi, les barres d'erreur sont larges et s'il est possible de considérer que $\beta \sim 0.8$ pour tous les échantillons, rien ne permet d'exclure une diminution de β quand l'anisotropie augmente. α a été déduit des mesures de β et γ par la relation $\alpha = 2 - \gamma - 2\beta$. Les barres d'erreur sont grandes (celles sur β et γ s'ajoutent) mais on retrouve l'augmentation de γ avec l'anisotropie dans la diminution de α , β restant pratiquement constant.

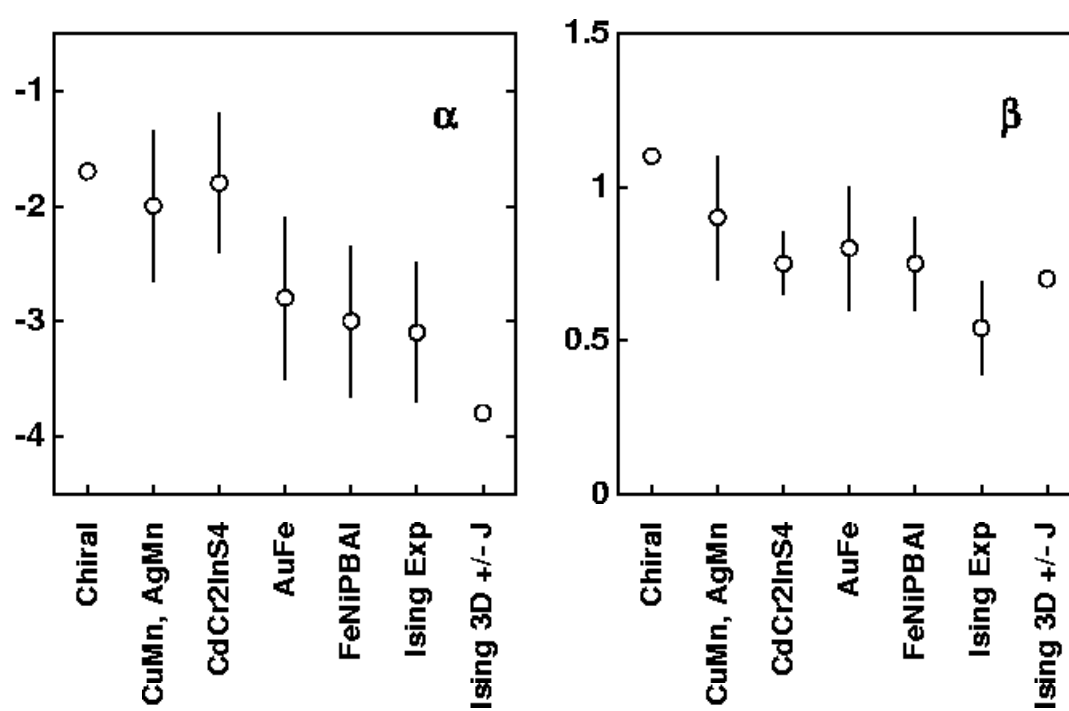


FIG. 6.8 – Valeurs des exposants α et β de nos échantillons. Les références sont les mêmes que celles de la figure (6.7).

Conclusion

Le but de ce travail de thèse était de tenter de clarifier certains des points non encore expliqués de façon satisfaisante par les théories standard (champ moyen et gouttelettes): l'existence d'une transition dans les verres de spin Heisenberg à 3 dimensions, la non universalité des exposants critiques de la transition verre de spin, et l'existence de la phase verre de spin sous champ magnétique. La récente théorie de la transition chirale permet d'expliquer ces phénomènes, le second but de ce travail était de confronter les principales prédictions de ce modèle aux résultats expérimentaux.

Nous avons dans un premier temps étudié par des mesures de couple magnétique jusqu'à des champs assez élevés (4 Tesla) la nature de la phase basse température de plusieurs verres de spin Heisenberg avec anisotropie aléatoire d'amplitude variable: le CuMn 3%, l'AgMn 3%, le $\text{CdCr}_{1.7}\text{In}_{0.3}\text{S}_4$, l'AuFe 8% et le $(\text{Fe}_{0.1}\text{Ni}_{0.9})_{75}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$. Ces mesures nous ont tout d'abord permis d'estimer la force de l'anisotropie aléatoire de chacun de ces échantillons.

Nous avons ensuite déterminé les diagrammes de phase sous champ magnétique de ces mêmes composés en détectant l'apparition d'un couple en fonction de la température. Les lignes de transition ainsi obtenues varient de façon continue avec l'anisotropie des systèmes considérés, comme prévu par la théorie de champ moyen. Il est à noter que l'accord quantitatif entre les résultats expérimentaux et cette théorie est très bon, alors que la dimension critique inférieure pour ces systèmes Heisenberg se situe entre 3 et 4. Pour les systèmes dont l'anisotropie est la plus faible, les lignes de transition une fois normalisées de façon particulière, sont en très bon accord avec les prédictions du modèle chirale (effectuées jusqu'ici seulement dans le cas où la force de l'anisotropie aléatoire est faible devant l'interaction d'échange entre les spins).

Nous avons ensuite étudié de façon systématique la relaxation du couple à basse température et pour différents champs magnétiques. Nous avons montré que celle-ci est lente, algébrique sur la gamme de temps étudiée (entre 30 secondes et 1000 secondes et parfois jusqu'à 10^4 secondes), et que la dynamique à basse température n'est pas affectée par l'augmentation du champ magnétique dans une très large gamme de champ. Ces résultats mettent ainsi en défaut pour ces systèmes Heisenberg, les modèles de type gouttelettes qui

prévoient que l'ordre verre de spin est systématiquement détruit par l'application d'un champ, et que toute transition sous champ observée expérimentalement n'est qu'un artifice dynamique.

Nous avons enfin tenté de clarifier le problème de la non universalité des exposants critiques de la transition verre de spin. Nous avons pour cela déterminé par des mesures de susceptibilité non linéaire les exposants critiques de tous ces systèmes, en utilisant le même protocole expérimental, la même détermination de la température de gel à laquelle l'estimation des exposants est effectuée ainsi que le même critère d'extension de la taille de la région critique en champ et température, la prise en compte de l'influence de ces différents paramètres étant très importante pour une détermination correcte des exposants dans le cas des verres de spin. Nous avons alors montré que les valeurs des exposants critiques varient de façon continue entre des valeurs proches des valeurs mesurées pour la transition chirale pure par des simulations numériques pour les systèmes à plus faible anisotropie, et des valeurs de plus en plus proches des valeurs de type Ising à mesure que la force de l'anisotropie aléatoire augmente.

L'ensemble de ces résultats (existence d'une transition à température finie pour les verres de spin Heisenberg réels en dimension 3, existence d'un état verre de spin sous champ magnétique, variation des valeurs des exposants critiques en fonction de la force de l'anisotropie aléatoire) s'explique de façon cohérente si l'on considère que la mise en ordre verre de spin est une mise en ordre essentiellement chirale, révélée par l'anisotropie aléatoire présente avec une amplitude plus ou moins importante dans tous les systèmes réels.

Annexes

Annexe A

Les exposants critiques dans le cas de l'AgMn 3%

La température de gel $T_g(0)$ a été estimée pour cet échantillon à $11.95 \text{ K} \pm 0.05$. Pour T comprise entre 13.4 K et 10.9 K, nous avons mesuré l'aimantation en fonction du champ magnétique. La susceptibilité linéaire χ_0 a été déduite d'un fit linéaire des données à bas champ pour les plus hautes températures. Les valeurs de χ_0 ainsi déterminées obéissent à une loi de Curie que nous avons extrapolée à plus basse température. Les points expérimentaux ainsi que la loi de Curie correspondante sont représentés sur la figure (A.1).

A $T = T_g$, la susceptibilité non linéaire varie comme $H^{2/\delta}$. La figure (A.2) représente la susceptibilité non linéaire $\chi_0 = \chi_0^{\text{Curie}} - M/H$ en fonction du champ magnétique à $T = 11.95 \text{ K}$ en double échelle logarithmique. L'exposant $2/\delta$ déterminé par un fit linéaire vaut 0.63. Une variation de $\pm 0.5\%$ de χ_0^{Curie} autour de sa valeur à T_g donne une variation de 0.05 de la valeur de $2/\delta$. L'exposant δ vaut donc :

$$\delta = 3.2 \pm 0.3. \quad (\text{A.1})$$

Les données à bas champ n'ont pas permis la détermination indépendante des exposants γ et β . Ces exposants ont été déterminés comme ceux qui permettraient la meilleure superposition des données au dessus et en dessous de T_g et pour H compris entre 50 et 400 G à l'aide des lois d'échelle (6.4) et (6.7) (cf figures (A.3) et (A.4)). Ces exposants ainsi déterminés valent :

$$\gamma = 2.1 \quad (\text{A.2})$$

$$\beta = 1 \quad (\text{A.3})$$

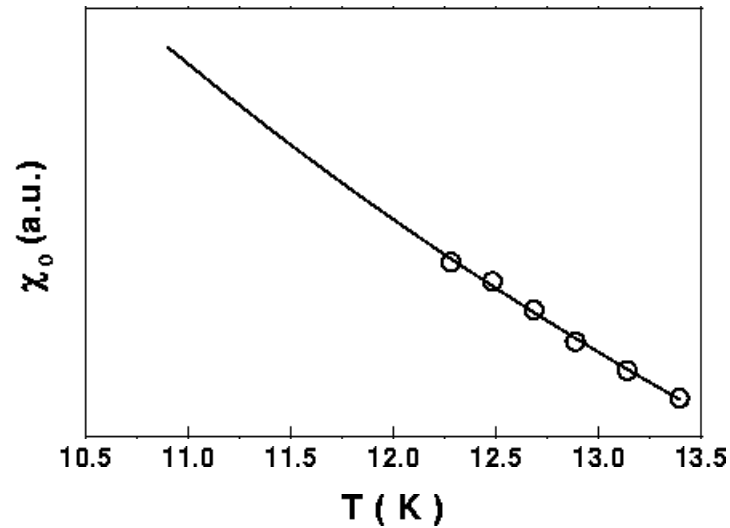


FIG. A.1 – Susceptibilité linéaire χ_0 en fonction de la température. Pour les hautes températures, χ_0 suit une loi de Curie dont l'extrapolation à basse température est dessinée (courbe en trait plein), définissant ainsi $\chi_0^{Curie}(T)$.

On peut alors calculer la valeur de l'exposant δ à l'aide de la relation d'échelle $\beta\delta = \beta + \gamma$, on trouve $\delta = 3.1$, en bon accord avec la valeur de δ mesurée directement.

Sur la figure (A.3) sont aussi représentés les comportements asymptotiques attendus pour la fonction f de la loi d'échelle (6.4): quand $x \rightarrow 0$, $f(x) \sim x$ et quand $x \rightarrow \infty$, $f(x) \rightarrow x^{1/\delta}$ avec $\delta = 3.2$.

Les valeurs des exposants critiques pour cet échantillon sont donc :

$$\begin{aligned} \gamma &= 2.1 \\ \beta &= 1 \\ \delta &= 3.2 \pm 0.3. \end{aligned} \tag{A.4}$$

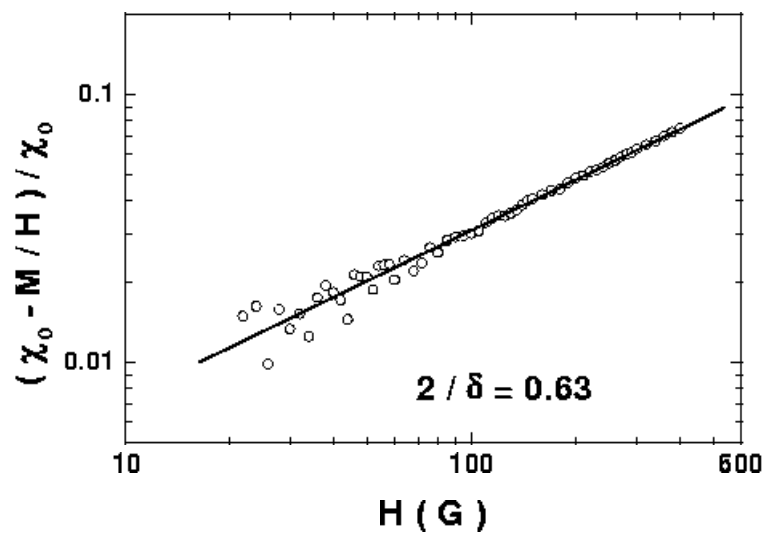


FIG. A.2 - $\chi_{nl} = \chi_0 - M/H$ en fonction du champ magnétique à $T = T_g = 11.9$ K. Une variation de $\pm 0.5\%$ de χ_0 par rapport à l'extrapolation de la loi de Curie donne les barres d'erreur : $2/\delta = 0.63 \pm 0.1$.

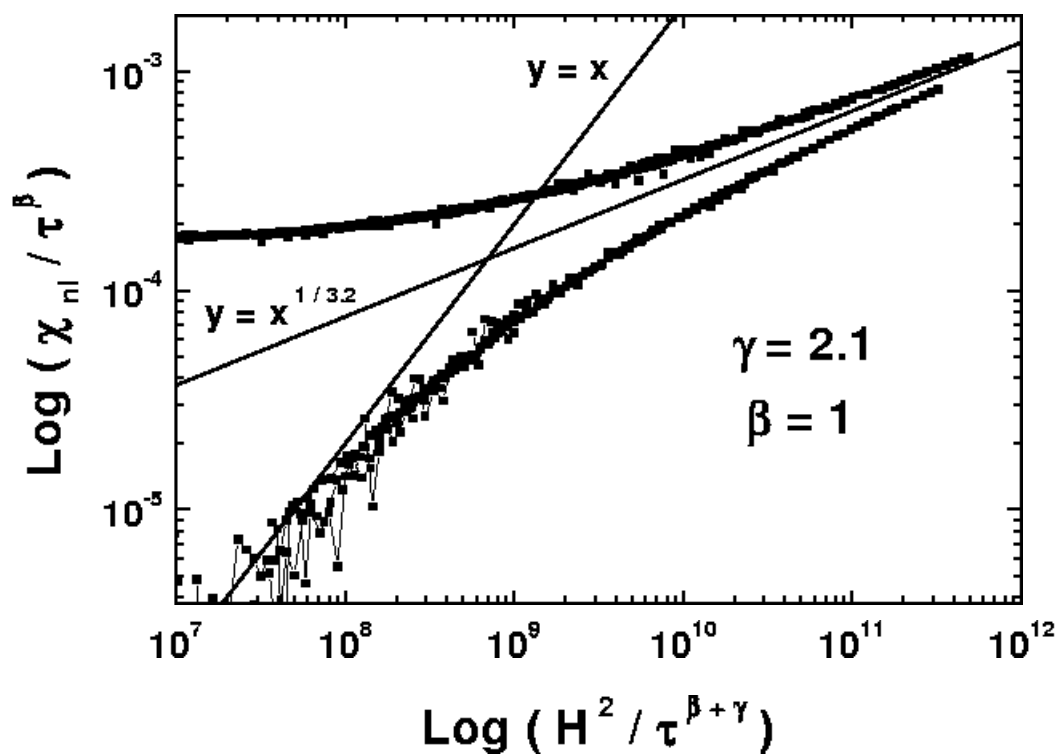


FIG. A.3 – Données de susceptibilité non linéaire pour T comprise entre 12.9 K et 10.9 K et H compris entre 50 G et 400 G ($T > T_g$) représentées à l'aide de la loi d'échelle (6.7), avec $T_g = 11.95$ K, $\gamma = 2.1$ et $\beta = 1$. Les comportements asymptotiques de la fonction f sont aussi représentés.

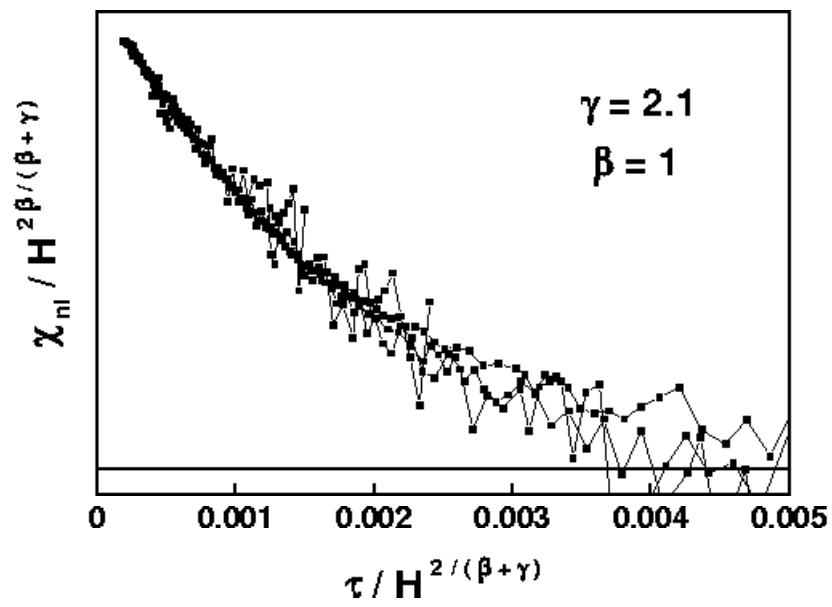


FIG. A.4 – Données de susceptibilité non linéaire représentées à l'aide de la loi d'échelle (6.7), avec $T_g = 11.95$ K, $\gamma = 2.1$ et $\beta = 1$.

Annexe B

Les exposants critiques dans le cas du CuMn 3%

La température de gel $T_g(0)$ a été estimée pour cet échantillon à $18.55 \text{ K} \pm 0.1$. Pour T comprise entre 21.2 K et 17 K, nous avons mesuré l'aimantation en fonction du champ magnétique. La susceptibilité linéaire χ_0 a été déduite d'un fit linéaire des données à bas champ pour les plus hautes températures. Les valeurs de χ_0 ainsi déterminées obéissent à une loi de Curie que nous avons extrapolée à plus basse température. Les points expérimentaux ainsi que la loi de Curie correspondante sont représentés sur la figure (B.1).

A $T = T_g$, la susceptibilité non linéaire varie comme $H^{2/\delta}$. La figure (B.2) représente la susceptibilité non linéaire $\chi_0 = \chi_0^{\text{Curie}} - M/H$ en fonction du champ magnétique à $T = 18.55 \text{ K}$ en double échelle logarithmique. L'exposant $2/\delta$ déterminé par un fit linéaire vaut 0.61. Une variation de $\pm 0.5\%$ de χ_0^{Curie} autour de sa valeur à T_g donne une variation de 0.08 de la valeur de $2/\delta$. L'exposant δ vaut donc :

$$\delta = 3.3 \pm 0.4. \quad (\text{B.1})$$

Les données à bas champ n'ont pas permis la détermination indépendante des exposants γ et β . Ces exposants ont été déterminés comme ceux qui permettaient la meilleure superposition des données au dessus et en dessous de T_g et pour H compris entre 50 et 400 G à l'aide des lois d'échelle (6.4) et (6.7) (cf figures (B.3) et (B.4)). Ces exposants ainsi déterminés valent :

$$\gamma = 2.2 \quad (\text{B.2})$$

$$\beta = 0.95 \quad (\text{B.3})$$

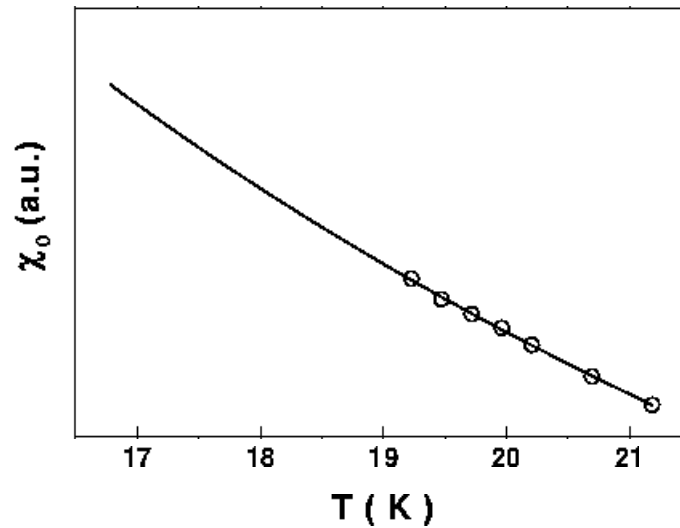


FIG. B.1 – Susceptibilité linéaire χ_0 en fonction de la température. Pour les hautes températures, χ_0 suit une loi de Curie dont l'extrapolation à basse température est dessinée (courbe en trait plein), définissant ainsi $\chi_0^{\text{Curie}}(T)$.

On peut alors calculer la valeur de l'exposant δ à l'aide de la relation d'échelle $\beta\delta = \beta + \gamma$, on trouve $\delta = 3.1$, en accord avec la valeur de δ mesurée directement.

Sur la figure (A.3) sont aussi représentés les comportements asymptotiques attendus pour la fonction f de la loi d'échelle (6.4): quand $x \rightarrow 0$, $f(x) \sim x$ et quand $x \rightarrow \infty$, $f(x) \rightarrow x^{1/\delta}$ avec $\delta = 3.3$.

Les valeurs des exposants critiques pour cet échantillon sont donc :

$$\begin{aligned} \gamma &= 2.2 \\ \beta &= 0.95 \\ \delta &= 3.3 \pm 0.4 \end{aligned} \tag{B.4}$$

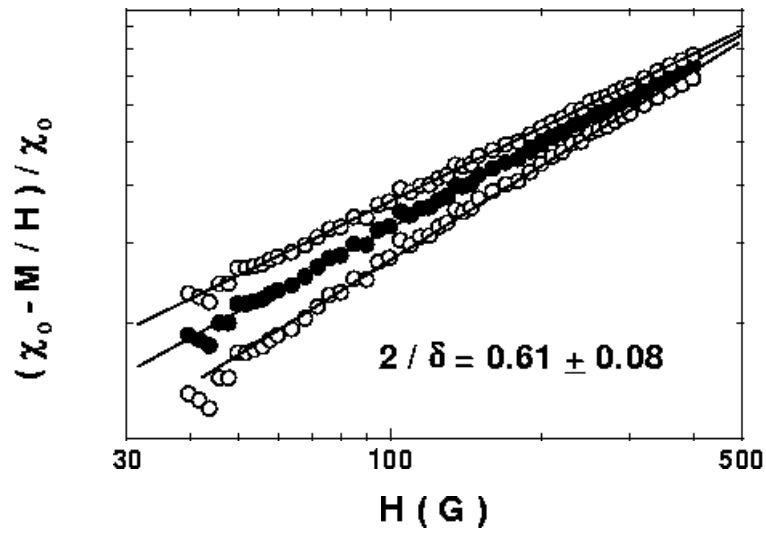


FIG. B.2 - $\chi_{nl} = \chi_0 - M/H$ en fonction du champ magnétique à $T = T_g = 18.55$ K pour trois valeurs de χ_0 : χ_0^{Curie} (courbe du centre) correspondant à l'extrapolation de la loi de Curie à basse température et $\chi_0^{Curie} \pm 0.5\%$. Les origines sont arbitrairement décalées. L'exposant $2/\delta$ vaut 0.61 ± 0.08 .

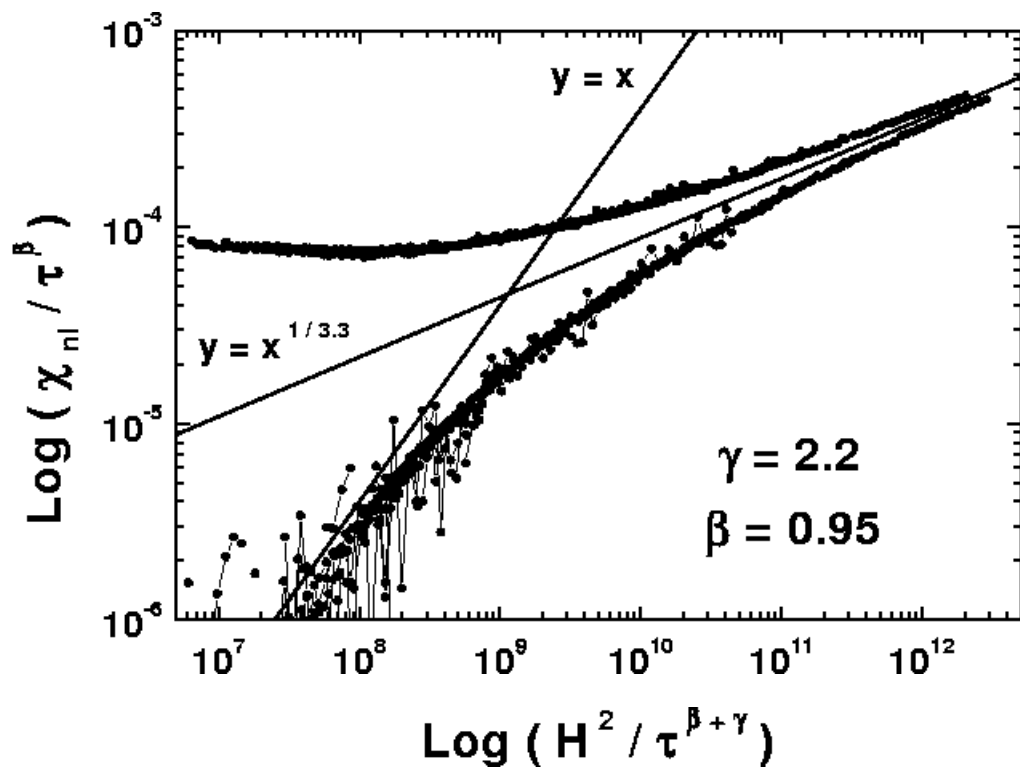


FIG. B.3 – Données de susceptibilité non linéaire pour T comprise entre 20.2 K et 17 K et H compris entre 30 G et 400 G ($T > T_g$) représentées à l'aide de la loi d'échelle (6.4), avec $T_g = 18.55$ K, $\gamma = 2.2$ et $\beta = 0.95$. Les comportements asymptotiques de la fonction f sont aussi représentés.

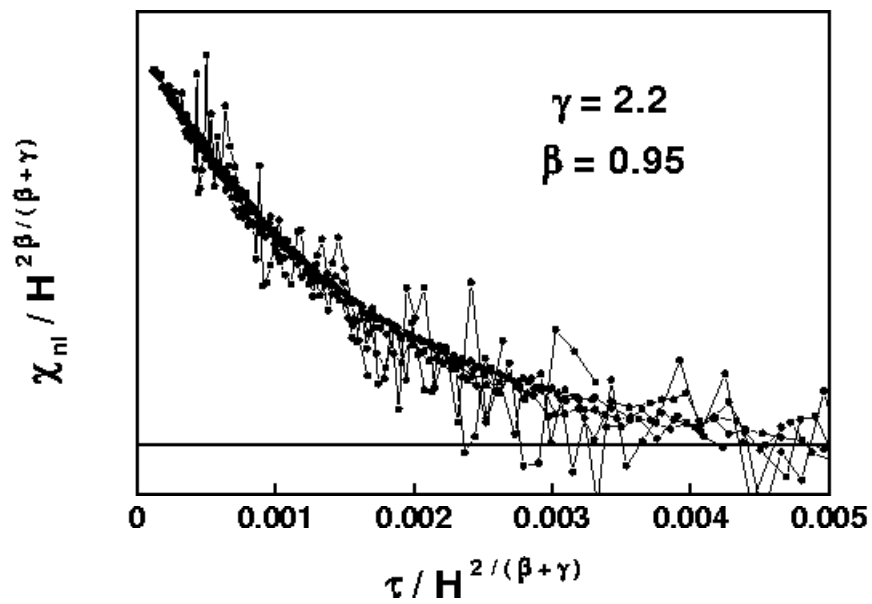


FIG. B.4 – Mêmes données de susceptibilité non linéaire pour $T > T_g$ représentées à l'aide de la loi d'échelle (6.7), avec $T_g = 18.55$ K, $\gamma = 2.2$ et $\beta = 0.95$.

Annexe C

Les exposants critiques dans le cas du $(\text{Fe}_{0.1}\text{Ni}_{0.9})_{75}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$

La température de gel $T_g(0)$ a été estimée pour cet échantillon à $13.4 \text{ K} \pm 0.1$. La figure (C.1) représente les courbes de susceptibilité non linéaire en fonction du carré du champ magnétique qui permettent la mesure de χ_1 en fonction de la température réduite. En raison de l'augmentation très importante de la pente à l'approche de T_g , la détermination de $\chi_1(\tau)$ a dû être limitée à des températures supérieures à $0.047T_g$.

La figure (C.2) représente en double échelle logarithmique la variation de χ_1 en fonction de la température réduite pour $T_g = 13.4 \pm 0.1$. L'exposant γ tiré de la pente de cette droite vaut :

$$\gamma = 3.5 \pm 0.35. \quad (\text{C.1})$$

La figure (C.3) représente la susceptibilité linéaire χ_0 extraite des pentes en champ faible de $M(H)$ en fonction de la température. Ceci a pu être fait avec précision pour les températures les plus élevées, et la courbe en traits pleins représente la loi de Curie qui en a été extraite. Ce sont ces valeurs de χ_0 extrapolées à plus basses températures qui ont été utilisées dans l'analyse qui précède, elles sont notées χ_0^{Curie} dans la suite.

A $T = T_g$, la susceptibilité non linéaire varie comme $H^{2/\delta}$. La figure (C.4) représente la susceptibilité non linéaire normalisée par χ_0 en fonction du champ magnétique à $T = 13.4 \text{ K}$ en double échelle logarithmique pour trois valeurs de χ_0 centrées autour de la valeur déterminée par l'extrapolation de la loi de

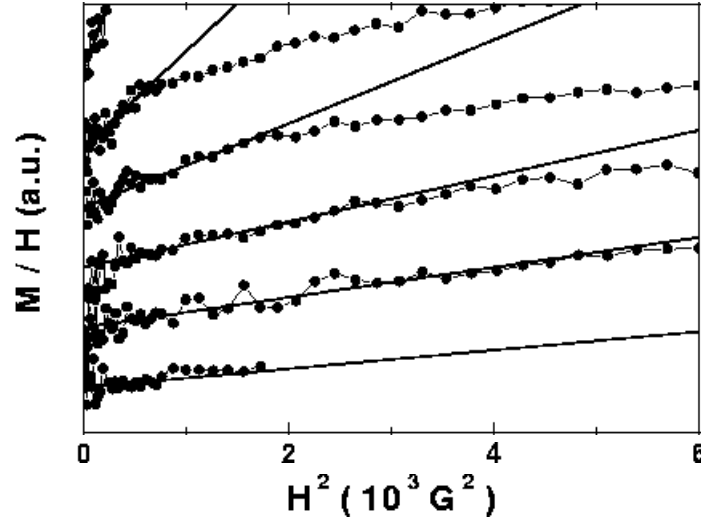


FIG. C.1 – Susceptibilité non linéaire en fonction de H^2 pour, de haut en bas : $T = 14, 14.2, 14.4, 14.6, 14.8$ et 15 K. La pente à l'origine de ces courbes donne $\chi_1(\tau)$. Pour plus de visibilité, les origines ont été décalés.

Curie à T_g : $\chi_0 = \chi_0^{\text{Curie}} \pm 0.5\%$. Dans tous les cas, χ_{nl} dessine une droite dont la pente vaut :

$$2/\delta = 0.35 \pm 0.05, \quad (\text{C.2})$$

i.e :

$$\delta = 5.7 \pm 0.8. \quad (\text{C.3})$$

Pour limiter les données à H tel que $M_{nl}/M < 0.1$, il aurait fallu limiter le champ à 30 G. Les données sont très dispersées à ces faibles champs, mais la pente mesurée entre 10 et 30 G vaut 0.33, tandis que les données à plus haut champ favorisent une pente de 0.36. La mesure de cette pente dans un intervalle de champ trop large est supposée conduire à une sous-estimation de sa valeur (i.e à une surestimation de δ) [37]. C'est l'inverse qui se produit ici et c'est pourquoi nous avons décidé de conserver les données avec H tel que $0.1 < M_{nl}/M < 0.2$.

La pente p aux courbes M/H en fonction du champ magnétique en leur point d'inflexion a été représentée sur la figure C.6 en fonction de la température réduite. En double échelle logarithmique on obtient une droite de pente $\psi = (\gamma - \beta)/2$. L'exposant ψ vaut :

$$\psi = 1.8 \pm 0.2. \quad (\text{C.4})$$

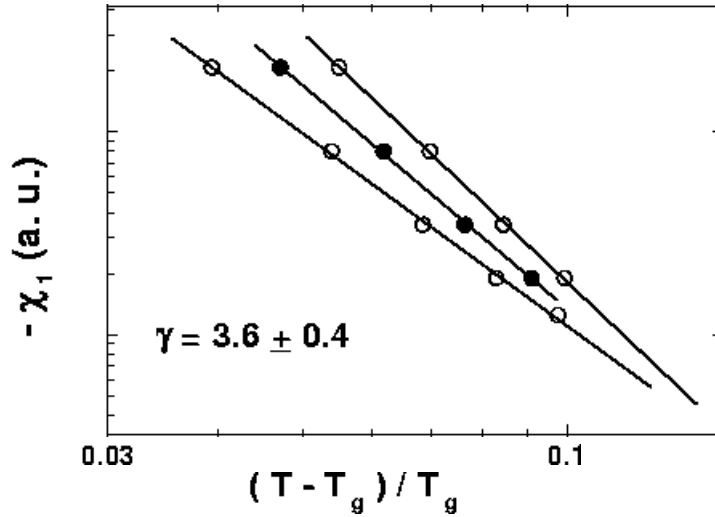


FIG. C.2 – χ_1 en fonction de la température réduite pour $T_g = 13.5$ K (courbe du centre), $T_g = 13.3$ K et $T_g = 13.5$ K. La pente de cette courbe donne l'exposant $\gamma = 3.5 \pm 0.35$.

Comme dans le cas de γ et pour les mêmes raisons, la détermination de p n'a pu être effectuée trop près de T_g .

Le coefficient χ_3 a pu être extrait de la pente à l'origine de $M/H - \chi_0 + \chi_1 H^2$ en fonction de H^4 . χ_3 est représenté sur la figure (C.7) en fonction de la température réduite. La pente de cette droite en double échelle logarithmique donne l'exposant ϕ , il vaut ici :

$$\phi = 8 \pm 1. \quad (\text{C.5})$$

A l'aide de la loi d'échelle $\beta\delta = \beta + \gamma$ et des valeurs de γ et δ mesurées, on en déduit la valeur de β :

$$\beta = 0.75 \pm 0.15. \quad (\text{C.6})$$

L'exposant $\psi = (\gamma - \beta)/2$ peut alors être calculé, on trouve :

$$\psi = 1.4 \pm 0.25 \quad (\text{C.7})$$

compatible avec la valeur mesurée directement : $\psi = 1.8 \pm 0.2$.

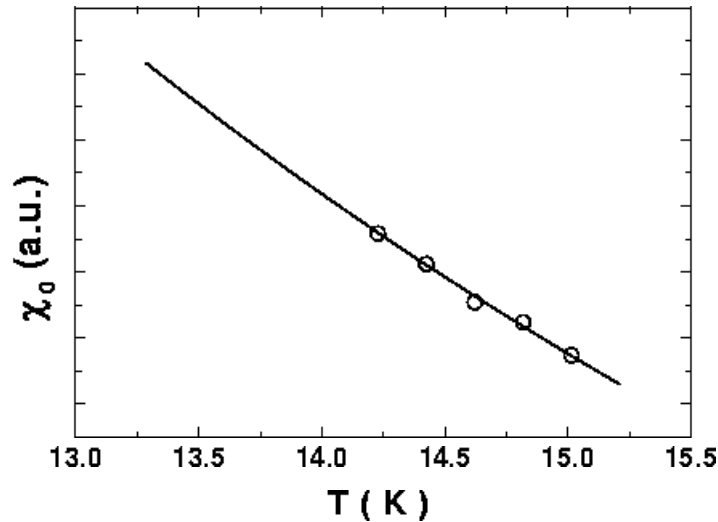


FIG. C.3 – Susceptibilité linéaire χ_0 en fonction de la température. Pour les hautes températures, χ_0 suit une loi de Curie dont l'extrapolation à basse température est dessinée (courbe en trait plein), définissant ainsi $\chi_0^{\text{Curie}}(T)$.

L'exposant $\phi = \beta + 2\gamma$ calculé vaut:

$$\phi = 7.75 \pm 0.85 \quad (\text{C.8})$$

compatible et même très proche de la valeur mesurée directement : $\phi = 8 \pm 1$.

Avec $T_g = 13.4$ K et $\gamma = 3.5$, la meilleure superposition des données à l'aide des lois d'échelle (6.4) et (6.7) est obtenue pour $\beta = 0.75$ (cf figures (C.8), (C.9) et (C.10)). Sont aussi représentés sur la figure (C.8) les comportements asymptotiques attendus pour la fonction f de la loi d'échelle (6.7): quand $x \rightarrow 0$, $f(x) \sim x$ et quand $x \rightarrow \infty$, $f(x) \rightarrow x^{1/\delta}$ avec $\delta = 5.7$.

Les valeurs des exposants critiques pour cet échantillon sont donc :

$$\begin{aligned} \gamma &= 3.5 \pm 0.35 \\ \beta &= 0.75 \pm 0.15 \\ \delta &= 5.7 \pm 0.8. \end{aligned} \quad (\text{C.9})$$

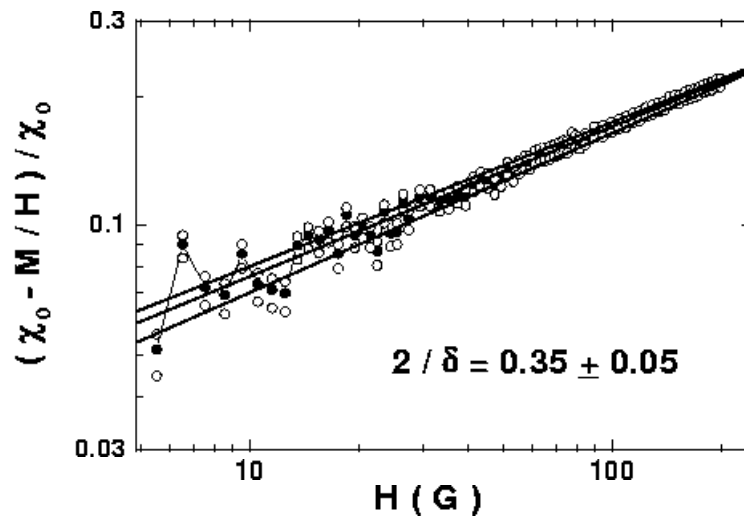


FIG. C.4 - $\chi_{nl} = \chi_0 - M/H$ en fonction du champ magnétique à $T = T_g = 13.4$ K pour trois valeurs de χ_0 : χ_0^{Curie} (courbe du centre) correspondant à l'extrapolation de la loi de Curie à basse température et $\chi_0^{Curie} \pm 0.5\%$. Les origines sont arbitrairement décalées. L'exposant $2/\delta$ vaut 0.35 ± 0.05 .

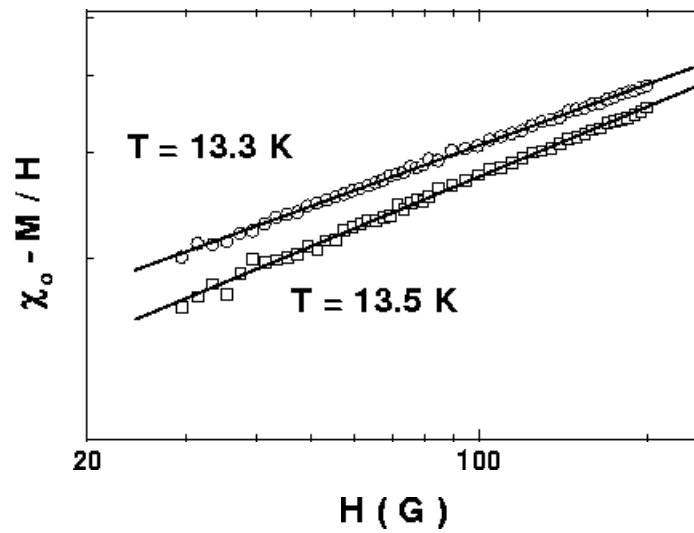


FIG. C.5 - $\chi_{nl} = \chi_0^{Curie} - M/H$ à $T = 13.3 \text{ K}$ et $T = 13.5 \text{ K}$ en fonction du champ magnétique. χ_{nl} est encore une droite, mais sur un intervalle de champ plus restreint. Les valeurs apparentes de $2/\delta$ sont compatibles avec $2/\delta = 0.35 \pm 0.05$ mesuré à T_g .

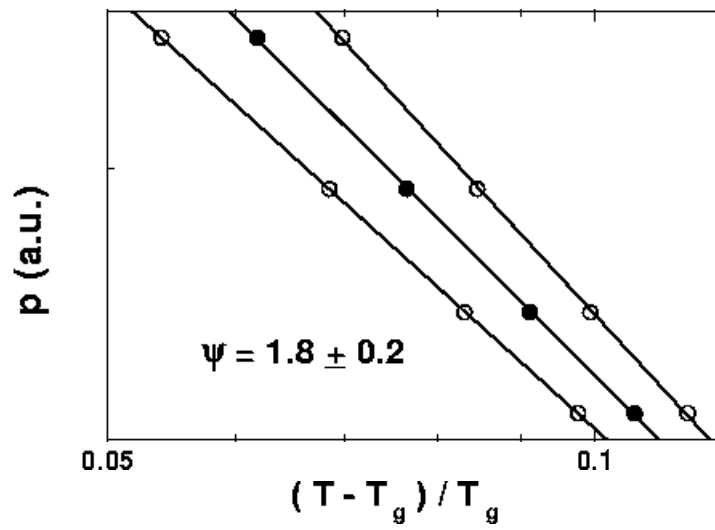


FIG. C.6 – Pente p aux courbes $M/H = f(H)$ au point d’inflexion en fonction de la température réduite, pour $T_g = 13.4$ K (courbe du centre), $T_g = 13.3$ K et $T_g = 13.5$ K. La pente de cette courbe donne l’exposant $\psi = (\gamma - \beta)/2 = 1.8 \pm 0.2$.

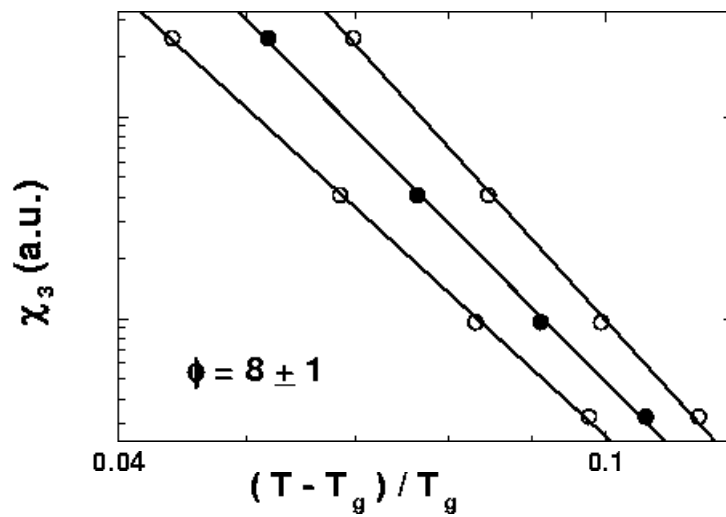


FIG. C.7 - χ_3 en fonction de la température réduite pour $T_g = 13.4$ K (courbe du centre), $T_g = 13.3$ K et $T_g = 13.5$ K. La pente de cette courbe donne l'exposant $\phi = \beta + 2\gamma = 8 \pm 1$.

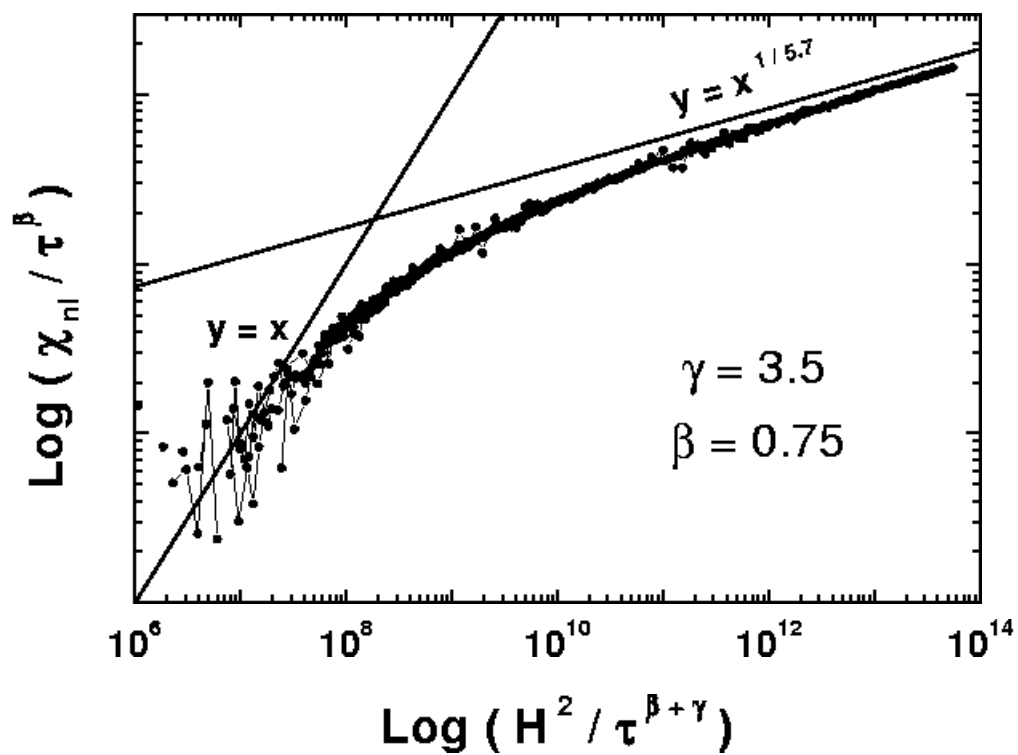


FIG. C.8 – Données de susceptibilité non linéaire représentées à l'aide de la loi d'échelle (6.4), avec $T_g = 13.4$ K, $\gamma = 3.5$ et $\beta = 0.75$. Les comportements asymptotiques de la fonction f sont aussi représentés.

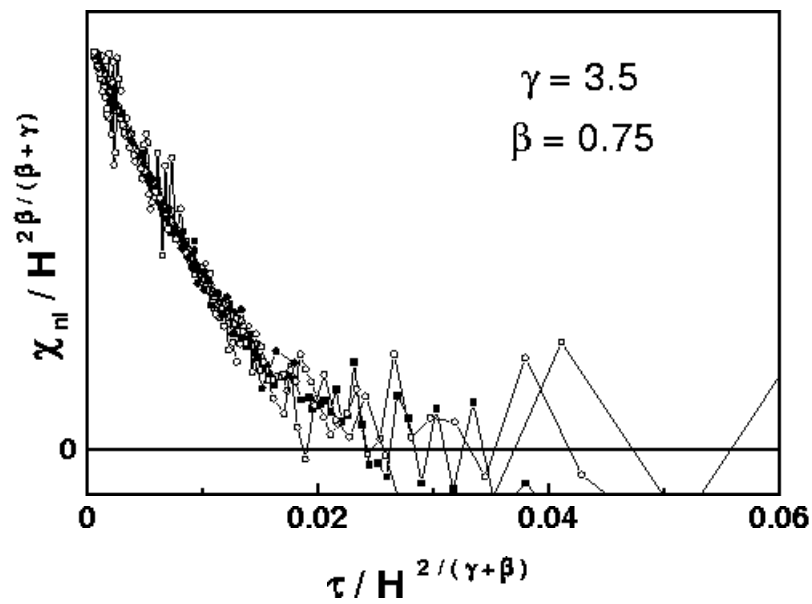


FIG. C.9 – Données de susceptibilité non linéaire représentées à l'aide de la loi d'échelle (6.7), avec $T_g = 13.4$ K, $\gamma = 3.5$ et $\beta = 0.75$.

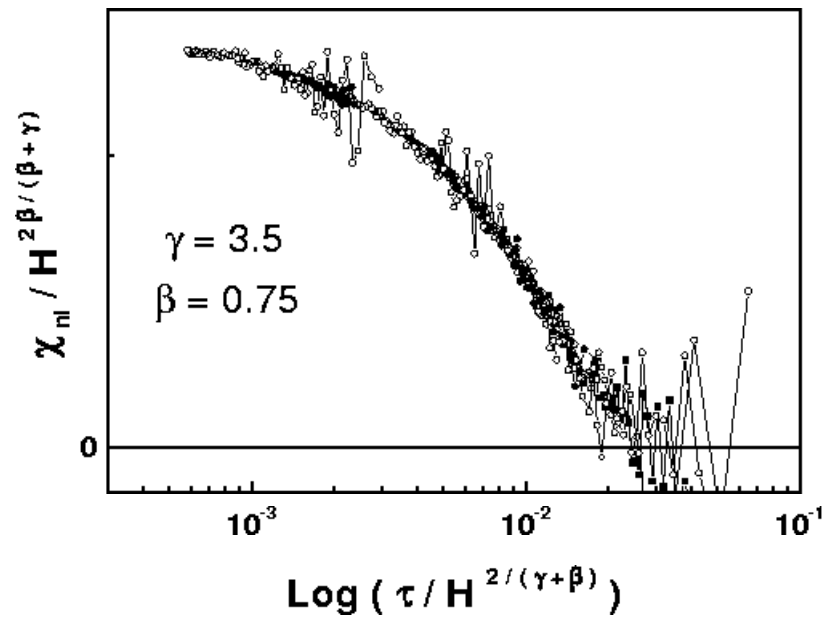


FIG. C.10 – Mêmes données représentées à l'aide de la même loi d'échelle que la figure (C.9) et avec les mêmes paramètres, mais en échelle semi-logarithmique. Les données pour x sont ainsi plus visibles.

Bibliographie

- [1] E. Vincent and J. Hammann, *J. Phys. C* **20**, 2659 (1987).
- [2] G. Toulouse, *Comm. Phys.* **2**, 115 (1977).
- [3] S. F. Edwards and P. W. Anderson, *J. Phys. F* **5**, 965 (1975).
- [4] J. A. Mydosh, *Spin Glasses - An Experimental Introduction* (Taylor and Francis, London, 1993).
- [5] K. H. Fischer and J. A. Hertz, *Spin Glasses* (Cambridge University Press, Cambridge, 1991).
- [6] K. Binder and A. P. Young, *Rev. Mod. Phys.* **58**, 801 (1986).
- [7] A. F. J. Morgownik and J. A. Mydosh, *Phys. Rev. B* **24**, 5277 (1981).
- [8] A. K. Majumdar, V. Oestreich, and D. Weschenfelder, *Solid State Comm.* **45**, 907 (1983).
- [9] C. A. M. Mulder, A. J. Duynveldt, and J. A. Mydosh, *Phys. Rev. B* **23**, 1384 (1981).
- [10] D. Hüser, L. E. Wenger, A. J. V. Duynveldt, and J. A. Mydosh, *Phys. Rev. B* **27**, 3100 (1983).
- [11] J. Ferré, J. Rajchenbach, and H. Maletta, *J. Appl. Phys.* **52**, 1697 (1981).
- [12] J. Mattsson *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 4305 (1995).
- [13] P. Svedlindh, L. Lundgren, P. Nordblad, and H. S. Chen, *Europhys. Lett.* **3**, 243 (1987).
- [14] E. Vincent, J. Hammann, and M. Alba, *Solid State Commun.* **58**, 57 (1986).
- [15] J. L. Tholence and R. Tournier, *J. Physique* **35**, C4 (1974).
- [16] H. Bouchiat and P. Monod, *J. Mag. Mag. Mat.* **30**, 175 (1982).
- [17] E. Vincent *et al.*, Complex behaviour of glassy systems. Proceedings. Springer, Berlin, Germany 476, 184 (1997), cond-mat / 9607224.
- [18] J. Hammann *et al.*, *J. Phys. Soc. Jap.* **69**, 206 (2000).
- [19] F. Lefloch, J. Hammann, M. Ocio, and E. Vincent, *Europhys. Lett.* **18**, 647 (1992).
- [20] K. Jonason, E. Vincent, J. H. J. P. Bouchaud, and P. Nordblad, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3243 (1998).
- [21] V. Dupuis *et al.*, *Phys. Rev. B* **64**, 174204 (2001).

- [22] H. Alloul and F. Hippert, *J. Physique* 41, L201 (1980).
- [23] F. Hippert and H. Alloul, *J. Physique* 43, 691 (1982).
- [24] E. Fert and P. M. Levy, *Phys. Rev. Lett.* 44, 1538 (1980).
- [25] P. M. Levy and A. Fert, *J. App. Phys.* 52, 1718 (1981).
- [26] P. M. Levy and C. Morgan-Pond, *J. App. Phys.* 53, 2168 (1982).
- [27] G. G. Kenning, D. Chu, and R. Orbach, *Phys. Rev. Lett.* 66, 2923 (1991).
- [28] F. Lefloch, J. Hammann, M. Ocio, and E. Vincent, *Physica B* 203, 63 (1994).
- [29] F. Krzakala *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 87, 197204 (2001).
- [30] N. de Courtenay, H. Bouchiat, H. Hurdequint, and A. Fert, *J. Physique* 47, 1507 (1986).
- [31] M. Simpson, *J. Phys. F* 9, 1377 (1979).
- [32] S. Chikazawa, Y. G. Yochunas, and Y. Miyako, *J. Phys. Soc. Jap.* 49, 1276 (1980).
- [33] B. Barbara, A. P. Malozemoff, and Y. Imry, *Phys. Rev. Lett.* 47, 1852 (1981).
- [34] A. Berton *et al.*, *J. Physique Lett.* 43, L 153 (1982).
- [35] R. Omari, J. J. Préjean, and J. Souletie, *J. Physique* 44, 1069 (1983).
- [36] P. Monod and H. Bouchiat, *J. Physique Lett.* 43, L 45 (1982).
- [37] H. Bouchiat, *J. Physique* 47, 71 (1986).
- [38] L. P. Lévy, *Phys. Rev. B* 38, 4963 (1988).
- [39] T. Taniguchi, H. Matsuyama, S. Chikazawa, and Y. Miyako, *J. Phys. Soc. Jap.* 52, 4323 (1983).
- [40] B. Barbara, A. P. Malozemoff, and Y. Imry, *J. App. Phys.* 53, 7662 (1982).
- [41] T. Taniguchi, Y. Miyako, and J. L. Tholence, *J. Phys. Soc. Jap.* 54, 220 (1985).
- [42] P. Beauvillain, C. Chappert, and J. P. Renard, *J. Physique Lett.* 45, L 665 (1984).
- [43] P. Beauvillain, C. Dupas, J. P. Renard, and P. Veillet, *Phys. Rev. B* 29, 4086 (1984).
- [44] C. Pappa and J. Hammann, *J. Physique* 46, 637 (1985).
- [45] A. Labarta, X. Batlle, B. Martinez, and X. Obradors, *Phys. Rev. B* 46, 8994 (1992).
- [46] P. Svedlindh, L. Lundgren, P. Nordblad, and H. S. Chen, *Europhys. Lett.* 2, 805 (1986).
- [47] K. Gunnarsson, P. Svedlindh, P. Nordblad, and L. Lundgren, *Phys. Rev. B* 43, 8199 (1991).
- [48] L. P. Levy and A. T. Ogielski, *Phys. Rev. Lett.* 57, 3288 (1986).
- [49] D. Sherrington and D. Kirkpatrick, *Phys. Rev. Lett.* 35, 1792 (1975).
- [50] D. Sherrington and B. W. Southern, *J. Phys. F* 5, L49 (1975).

- [51] D. J. Thouless, P. W. Anderson, and R. G. Palmer, *Phil. Mag.* **35**, 593 (1977).
- [52] J. R. L. de Almeida and D. J. Thouless, *J. Phys. A* **11**, 983 (1978).
- [53] G. Parisi, *Phys. Lett. A* **73A**, 203 (1979).
- [54] G. Parisi, *J. Phys. A* **13**, L115 (1980).
- [55] G. Parisi, *J. Phys. A* **13**, 1101 (1980).
- [56] G. Parisi, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 1946 (1983).
- [57] D. M. Cragg, D. Sherrington, and M. Gabay, *Phys. Rev. Lett.* **49**, 158 (1982).
- [58] G. Kotliar and H. Sompolinsky, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 1751 (1984).
- [59] J. E. Green, M. A. Moore, and A. J. Bray, *J. Phys. C* **16**, L815 (1983).
- [60] D. S. Fisher and H. Sompolinsky, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 1063 (1985).
- [61] A. J. Bray and M. A. Moore, *J. Phys. C* **17**, L463 (1984).
- [62] A. J. Bray and M. A. Moore, *Phys. Rev. B Rapid. Com.* **31**, 631 (1985).
- [63] W. L. McMillan, *Phys. Rev. B* **31**, 340 (1985).
- [64] A. K. Hartmann and A. P. Young, *Cond-Mat. / 0107308* (2001).
- [65] J. Houdayer, *Cond-Mat. / 0101116* (2001).
- [66] M. Cieplak and J. R. Banavar, *Phys. Rev. B* **29**, 469 (1984).
- [67] D. S. Fisher and D. Huse, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 1601 (1986).
- [68] D. S. Fisher and D. A. Huse, *Phys. Rev. B* **38**, 386 (1988).
- [69] W. L. McMillan, *J. Phys. C* **17**, 3179 (1984).
- [70] D. S. Fisher and D. A. Huse, *Phys. Rev. B* **38**, 373 (1988).
- [71] B. W. Morris *et al.*, *J. Phys. C* **19**, 1157 (1986).
- [72] A. J. Bray, M. A. Moore, and A. P. Young, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 2641 (1986).
- [73] J. Houdayer, F. Krzakala, and O. C. Martin, *Eur. Phys. J. B* **18**, 467 (2000).
- [74] F. Krzakala and O. C. Martin, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3013 (2000).
- [75] J. Villain, *J. Phys. C* **10**, 4793 (1977).
- [76] M. Ney-Nifle and H. J. Hilhorst, *Phys. Rev. B* **51**, 8357 (1995).
- [77] M. J. Thill, M. Ney-Nifle, and H. J. Hilhorst, *J. Phys. A* **28**, 4285 (1995).
- [78] J. M. Kosterlitz and N. Akino, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 4094 (1999).
- [79] H. Kawamura and M. Tanemura, *J. Phys. Soc. Jap.* **60**, 1092 (1991).
- [80] P. Ray and M. A. Moore, *Phys. Rev. B* **45**, 5361 (1992).
- [81] J. Maucourt and D. R. Grempel, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 770 (1998).
- [82] H. S. Bokil and A. P. Young, *J. Phys. A* **29**, L89 (1996).
- [83] R. N. Bhatt and A. P. Young, *Phys. Rev. B* **37**, 5606 (1988).
- [84] H. Kawamura and M. Tanemura, *J. Phys. Soc. Japan* **54**, 4479 (1985).
- [85] H. Kawamura and M. Tanemura, *Phys. Rev. B* **36**, 7177 (1987).
- [86] H. Kawamura and M. Tanemura, *J. App. Phys.* **63**, 3997 (1988).

- [87] G. G. Batrouni and E. Dagotto, *Phys.Rev. B* **37**, 9875 (1988).
- [88] H. Kawamura, *J. Phys. Soc. Jap.* **9**, 3062 (1992).
- [89] H. Kawamura, *Phys. Rev. B* **51**, 12398 (1995).
- [90] H. Kawamura and M. S. Li, *cond-mat.* / 0106551 (2001).
- [91] J. A. Olive, A. P. Young, and D. Sherrington, *Phys.Rev. B* **34**, 6341 (1986).
- [92] H. Kawamura, *Phys. Rev. Lett.* **25**, 3785 (1992).
- [93] H. Kawamura, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 5421 (1998).
- [94] K. Hukushima and H. Kawamura, *Phys. Rev. E* **61**, R1008 (2000).
- [95] F. Matsubara, T. Iyota, and S. Inawashiro, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 1458 (1991).
- [96] H. Kawamura and D. Imagawa, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 207203 (2001).
- [97] D. Petit, L. Fruchter, and I. A. Campbell, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 5130 (1999).
- [98] N. de Courtenay, A. Fert, and I. A. Campbell, *Phys. Rev. B* **30**, 6791 (1984).
- [99] A. Fert, N. de Courtenay, and I. A. Campbell, *J. App. Phys.* **57**, 3398 (1985).
- [100] D. Imagawa and H. Kawamura, *Cond-Mat.* / 0110219 (2001).
- [101] K. H. Fischer, *Z. Phys. B* **60**, 151 (1985).
- [102] V. Cannella and J. A. Mydosh, *Phys. Rev. B* **6**, 4220 (1972).
- [103] A. Fert and F. Hippert, *Phys. Rev. Lett.* **49**, 1508 (1982).
- [104] H. A. Katori and A. Ito, *J. Phys. Soc. Jap.* **63**, 3122 (1994).
- [105] N. Kawashima and A. P. Young, *Phys. Rev. B* **53**, 484 (1996).
- [106] E. Marinari, G. Parisi, and J. J. Ruiz-Lorenzo, *Phys. Rev. B* **58**, 14852 (1998).
- [107] H. G. Ballesteros *et al.*, *Phys. Rev. B* **62**, 14237 (2000).
- [108] M. Palassini and S. Caracciolo, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 5128 (1999).
- [109] B. A. Berg and W. Janke, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4771 (1998).
- [110] P. O. Mari and I. A. Campbell, unpublished .
- [111] M. Suzuki, *Prog. Th. Phys.* **58**, 1151 (1977).
- [112] S. Geschwind, D. A. Huse, and G. E. Devlin, *Phys. Rev. B Rapid comm.* **41**, 2650 (1990).
- [113] A. Ito *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 483 (1986).
- [114] K. Hukushima and H. Kawamura, *Phys. Rev. E* **62**, 3360 (2000).