



HAL
open science

Complexité, désordre et frustration

Hung The Diep

► **To cite this version:**

| Hung The Diep. Complexité, désordre et frustration. 2016. hal-01422840

HAL Id: hal-01422840

<https://hal.science/hal-01422840>

Preprint submitted on 27 Dec 2016

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.

Complexité, désordre et frustration

H. T. Diep¹

Laboratoire de Physique Théorique et Modélisation, Université de Cergy-Pontoise, CNRS,
UMR 8089, 2 Avenue Adolphe Chauvin, F-95302 Cergy-Pontoise Cedex, France

Résumé :

Dans cet article, j'aborde la question de la coexistence de l'ordre et du désordre due à la compétition des interactions entre les particules d'un système. Ces particules peuvent être des particules microscopiques constituant de la matière telles que les électrons, les atomes ou molécules, mais elles peuvent aussi être des personnes humaines dans les sociétés. Pour simplifier la présentation, j'utilise les spins comme particules, mais le lecteur peut les transcrire en d'autres types d'individu. La nature est riche de secrets et de règles que les langages simples ne peuvent pas dévoiler. Des méthodes mathématiques et physiques permettent de découvrir une partie de ces mystères. Une fois dévoilé, un phénomène peut être expliqué d'une manière simple. C'est ce que je m'efforce de faire dans cet article sur des notions telles que le désordre partiel, la réentrance, les lignes de désordre, ... en examinant des régions autour des frontières des phases des systèmes frustrés et des films minces.

Abstract :

In this paper, we show and discuss the coexistence of order and disorder at equilibrium in systems with competing interactions between particles. These particles can be electrons, atoms or molecules constituting materials, but they can be human individuals of a society. To simplify the presentation, we shall use a spin language borrowed from statistical physics. A spin represents an individual which can be a particle or a human being. The nature is rich of secrets and rules that a description using simple languages and tools cannot reveal. We have to recourse to sophisticated mathematics and theories of physics to discover a part of these mysteries. Once uncovered, a phenomenon can be explained by a simpler manner. This is what we try to do in this paper on recent phenomena discovered in frustrated systems and thin films such as partial disorder, reentrance and disorder lines by examining regions around the phase frontiers. A parallel description between physical phenomena and social issues is given.

I. Introduction: terminologie pour les non spécialistes

Pour une description précise, j'utilise les spins pour représenter les individus du système. C'est un langage fréquemment utilisé par des collègues travaillant en socio-physique². J'essaie de faire le parallèle entre la physique statistique des spins et des sujets en socio-physique au début

¹ diep@u-cergy.fr

² Galam S., *Sociophysics: A Physicist's Modeling of Psycho-Political Phenomena (Understanding Complex Systems)*, Berlin, Springer-Verlag (2012); Galam S., *Sociophysics: A review of Galam models*, arXiv:0803.1800 (2008).

de cet article, puis je laisserai au lecteur la liberté d'interpréter les phénomènes physiques évoqués en faisant allusion à des systèmes complexes et/ou des phénomènes socio-physiques. Après un passage quelque peu technique avec un vocabulaire emprunté de la physique statistique, le lecteur peut lire la conclusion en imaginant des situations socio-politico-économiques dans lesquelles les effets évoqués peuvent avoir une analogie. Personnellement, je pense que nous ne sommes pas à l'heure actuelle à un stade où on puisse trouver avec rigueur scientifique la correspondance entre la physique statistique et les phénomènes sociétaux, même si on trouve une certaine analogie entre ces deux domaines.

On prend le modèle de spin d'Ising: c'est un vecteur de module 1 orienté vers le haut ou vers le bas. Les interactions entre les spins sont de différentes natures. Lorsque les deux spins sont en interaction dite "ferromagnétique", l'état le plus stable entre eux est l'état dans lequel ils ont la même orientation. On associe cet état à la situation dans laquelle deux individus partagent la même opinion. Lorsque deux spins sont en interaction "antiferromagnétique", l'état stable est l'état dans lequel les spins sont antiparallèles: les deux individus coexistent avec des opinions opposées. Dans ce cas, on voit tout de suite qu'un troisième individu ne peut partager la même opinion qu'avec l'un de deux premiers, situation qui n'existe pas dans le cas ferromagnétique. Le troisième individu peut changer d'opinion mais il est forcément en conflit avec l'un de ses deux voisins. Cet individu est "frustré". Un système comportant des spins frustrés est très instable. Un ordre à longue distance est peu probable. Les systèmes frustrés ont fait l'objet de recherches intensives depuis plus de 30 ans³. L'intérêt porté sur les systèmes frustrés vient du fait que la frustration se trouve dans de nombreux matériaux et que ses effets ont été bien expérimentalement observés. Il est à souligner que la frustration et le désordre sont les deux ingrédients principaux dans les verres de spin. La notion de frustration est utilisée aussi dans des systèmes autres que des systèmes physiques tels qu'en chimie et biologie: peu importe la nature du système étudié, quand il y a une compétition entre des interactions antagonistes, la frustration peut y engendrer des instabilités imprévisibles. La frustration, dans cet esprit, peut être utilisée pour essayer d'expliquer des phénomènes sociaux. Tel est l'objectif de cet article.

Un système de spins en interaction change sa structure ou son organisation lorsque les paramètres d'interaction changent. Ces paramètres peuvent être intrinsèques au système ou des paramètres extérieurs. Une phase est définie comme une organisation collective caractérisée par un paramètre qui exprime le degré d'ordre du système. Le paramètre d'ordre reflète la symétrie de la structure du système. Lorsque le système change son organisation, sa symétrie est brisée, le paramètre d'ordre de l'ancien état devient nul et un nouveau paramètre d'ordre est défini pour le nouvel état. Les caractéristiques du point de passage entre les deux phases sont très diverses. Ce passage peut être brutal avec la discontinuité des grandeurs physiques, on a alors une transition de premier ordre. Quand le passage a lieu d'une manière continue, on a alors une transition de second ordre.

Dans un espace de plusieurs degrés de liberté représentant les paramètres d'interaction du système, les phases sont séparées par des surfaces qui représentent les "frontières des phases".

Je montrerai ci-dessous qu'au voisinage des frontières des phases il y a des phénomènes remarquables que l'on ne trouve pas ailleurs. La physique y est très riche.

³ Diep H. T. (Ed), Frustrated Spin Systems, 2nd edition, World Scientific, Singapore (2013).

En physique statistique, la température (T) joue un rôle très important : elle représente le degré d'agitation des particules. Plus T est élevée, plus les particules s'agitent. La température peut être associée à une perturbation sociale en socio-physique. En général, quand il existe entre les spins plusieurs types d'interaction dont chacun favorise une symétrie différente, le système choisit l'état d'énergie la plus basse à la température $T=0$ (état fondamental), ou l'état d'énergie libre minimale si $T \neq 0$.

Prenons le cas simple d'un système unidimensionnel de spins d'Ising où les interactions sont incompatibles: les spins s'interagissent par une interaction J_1 entre les voisins les plus proches (premiers voisins) et une interaction J_2 entre les deuxièmes voisins. Si J_1 est ferromagnétique ($J_1 > 0$) et $J_2 = 0$ alors l'état fondamental est ferromagnétique (tous les spins sont parallèles). En revanche, si J_2 est antiferromagnétique ($J_2 < 0$), on ne peut pas trouver un "ordre" dans lequel chacun des spins a deux interactions J_1 et J_2 complètement satisfaites: si $|J_2| \ll J_1$ alors le système choisit à satisfaire J_1 en prenant la configuration ferromagnétique, obligeant ainsi les deuxièmes voisins d'accepter la contrainte. Dans le cas contraire $|J_2| \gg J_1$, les deuxièmes voisins s'arrangent dans une configuration antiferromagnétique en négligeant l'ordre avec les premiers voisins. Cette situation est présentée en Fig. 1 où on voit que le système comprend deux sous-réseaux antiferromagnétiques intercalés. Si on regarde la chaîne d'une autre manière, on voit qu'elle est constituée des paires de spins parallèles placées antiparallèlement côte à côte : c'est une configuration de « dimères ». Il est à noter que chaque spin a un voisin parallèle et un voisin antiparallèle. De ce fait, l'énergie d'interaction avec ses premiers voisins via J_1 est nulle. Ceci signifie que les deux sous-réseaux intercalés mentionnée plus haut sont « indépendants » (l'énergie d'interaction inter-sous-réseaux est nulle). Il existe une valeur critique η_c de $|J_2|/J_1$ au-delà de laquelle le système change de la configuration ferromagnétique à la configuration de dimères. La valeur critique de η_c pour cet exemple est $\eta_c = 1/2$ qui fixe la frontière entre ces deux phases de symétrie distincte.

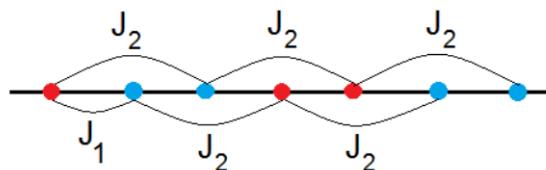


Fig. 1: Une chaîne de spins avec les interactions J_1 et J_2 entre premiers et entre deuxièmes voisins. Les cercles rouge et bleu représentent les spins vers le haut et vers le bas, respectivement. Le schéma présente la configuration des spins dans le cas où l'interaction J_2 est antiferromagnétique avec $\eta = |J_2|/J_1 > 1/2$.

On voit dans l'exemple ci-dessus que la compétition entre les interactions "incompatibles" crée la frontière. Ceci n'est pas limité aux systèmes en physique, mais bien au-delà. Les

comportements du système sont très différents de deux côtés de la frontière à cause des symétries différentes. Quand on introduit une perturbation, la frontière se déplace en faveur de l'une des phases. Les diagrammes de phase autour des frontières sont très riches. On verra quelques exemples dans ce qui suit.

Les premiers exemples sont pris dans des systèmes frustrés qui possèdent des propriétés spectaculaires⁴. Je montre dans le paragraphe II le phénomène de réentrance, des lignes de désordre, la coexistence de l'ordre et du désordre à l'équilibre, ... découverts dans des modèles exactement solubles^{5,6,7,8,9}.

Les exemples concernant des films minces magnétiques sont présentés dans le paragraphe III. Le domaine du magnétisme des surfaces a été largement développé depuis plus de 30 ans avec des applications industrielles massives dans des secteurs électroniques (stockage d'information, détecteurs magnétiques, ...). L'existence d'une surface (ou d'une interface) donne naissance à des modes d'ondes de spin localisées à la surface (ou à l'interface) des films minces. Il a été montré que¹⁰ les ondes de spin localisées à basse énergie sont à l'origine d'une aimantation de surface très faible par rapport à celle de l'état massif. On discutera en particulier des effets de surface dans des films frustrés et dans des films avec l'interaction dipolaire. L'accent sera mis sur les frontières des phases.

II. Ordre - désordre aux frontières des phases dans des systèmes frustrés

On a vu dans l'Introduction que dans un système frustré toutes les interactions ne peuvent pas être pleinement satisfaites dans l'état fondamental: l'exemple des interactions compétitives J_1 et J_2 illustre bien cette situation.

Prenons le cas concret du réseau Kagomé de spins d'Ising montré dans Fig. 2 avec des interactions entre premiers voisins et entre seconds voisins, J_1 et J_2 , respectivement. Supposons que $J_1 > 0$ (ferromagnétique).

L'état fondamental ($T=0$) se détermine comme suit. Pour $\alpha = J_2 / J_1 > -1$, les spins aux centres des rectangles (sous-réseau 1) imposent l'ordre ferromagnétique aux spins du sous-réseau 2 (spins aux sommets des rectangles) (Fig. 2). Le système s'ordonne ferromagnétiquement (J_1 impose son ordre). Pour $\alpha < -1$ les spins du sous-réseau 2 s'ordonnent antiferromagnétiquement: J_2 impose son ordre. L'orientation de chacun des spins centraux est alors indéterminée car le champ local total venant des 4 voisins est nul du fait qu'il y a deux spins vers le haut et deux

⁴ Voir les revues dans la référence 3.

⁵ Azaria P., Diep H. T. and Giacomini H., Phys. Rev. Lett. **59**, 1629 (1987).

⁶ Diep H. T., Debauche M. and Giacomini H., Phys. Rev. B **43**, 8759 (1991).

⁷ Debauche M., Diep H. T., Azaria P. and Giacomini H., Phys. Rev. B **44**, 2369 (1991).

⁸ Debauche M. and Diep H. T., Phys. Rev. B **46**, 8214 (1992).

⁹ Diep H. T., Debauche M. and Giacomini H., J. of Mag. and Mag. Mater. **104**, 184 (1992).

¹⁰ Diep-The-Hung, Levy J. C. S. and Nagai O., Phys. Stat. Sol. (b) **93**, 351 (1979); Diep-The-Hung, Phys. Stat. Sol. (b) **103**, 809 (1981).

vers le bas. Cet état fondamental est remarquable: c'est une superposition de deux sous-systèmes dont l'un est ordonné (sous-réseau 2) et l'autre désordonné.

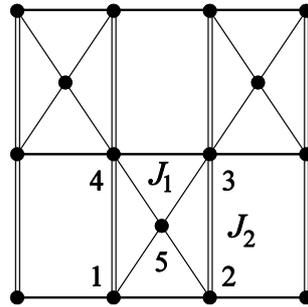


Fig. 2 : Réseau Kagomé avec les interactions entre premiers voisins, J_1 and J_2 , représentées par les lignes simples et les lignes doubles, respectivement.

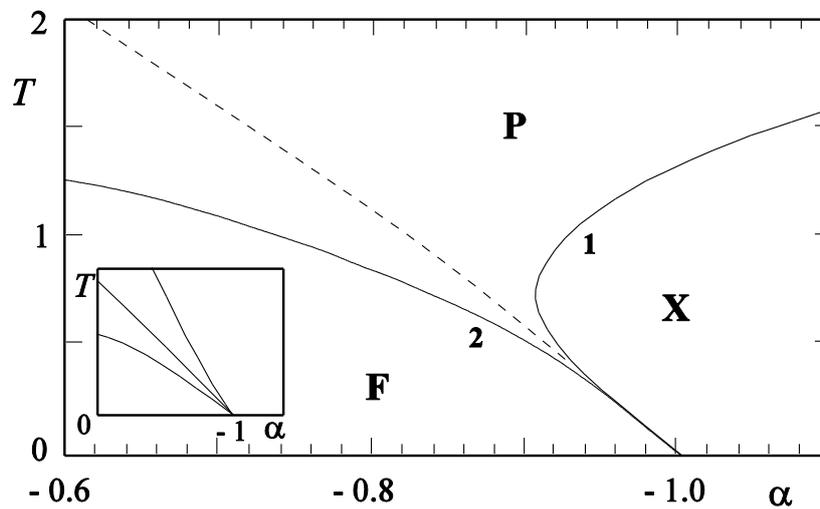


Fig. 3 : Diagramme de phase du réseau Kagomé dans l'espace $(\alpha=J_2/J_1, T)$ avec $J_1 > 0$. T est en unité de J_1/k_B . Les lignes continues sont des lignes de transition, la ligne discontinue est la ligne de désordre. P, F et X indiquent les phases paramagnétique, ferromagnétique et la phase partiellement désordonnée. L'insert montre la région réentrante schématiquement élargie.

Sans aller dans les détails techniques de la méthode, je montre dans Fig. 3 les résultats exacts du diagramme de phase calculés par Azaria et al.¹¹ autour de la "frontière" $\alpha = -1$. Loin de cette frontière il y a une seule transition de la phase ordonnée vers la phase désordonnée, pour chaque valeur de α .

Mais quand α est dans une petite région près de la frontière -1 (entre -0.91 et -1), le système passe successivement, avec la température décroissante, de la phase paramagnétique P à la phase antiferromagnétique partiellement désordonnée (X), puis à la phase paramagnétique dite "réentrante" avant d'entrer dans la phase ferromagnétique (F) à basses températures. La phase

¹¹ Azaria P., Diep H. T. and Giacomini H., Phys. Rev. Lett. 59, 1629 (1987).

paramagnétique réentrante est une phase désordonnée qui se trouve entre deux phases ordonnées X et F dans une région étroite entre les lignes des phases X et F.

La coexistence de l'ordre et du désordre dans la phase X est très intéressante au point de vue thermodynamique (cf. référence 11). Ce phénomène a été également découvert dans d'autres systèmes frustrés en deux et trois dimensions¹².

Il est important de souligner que dans la phase paramagnétique, il existe la ligne de désordre de Stephenson¹³ (ligne discontinue dans Fig. 3). Qu'est-ce que c'est une ligne de désordre ? En général, sur la ligne de désordre il y a une réduction de dimension de sorte que le changement de comportement de la fonction de corrélation puisse s'opérer par la réduction d'une dimension en traversant cette ligne. La ligne de désordre sépare donc deux régions de fluctuations de nature différente: pour pouvoir changer la nature des fluctuations en passant d'un côté à l'autre de la ligne, le système "perd la mémoire" en perdant une dimension dans son comportement sur la ligne. Cette diminution de dimension permet de simplifier énormément le calcul¹⁴. La ligne de désordre de Stephenson est nécessaire pour séparer les zones des fluctuations différentes entre les phases X et F dans la phase réentrante montrée dans Fig. 3.

Les applications des lignes de désordre se trouvent dans les divers domaines tels que le domaine d'automates cellulaires¹⁵.

Un autre exemple est le réseau Kagomé généralisé montré dans la figure 2 dans laquelle l'interaction horizontale, notée J_3 dans ce qui suit, est différente de J_1 . A la température $T=0$, dans l'espace ($\alpha = J_2 / J_1$, $\beta = J_3 / J_1$), il y a trois phases partiellement désordonnées où les spins centraux sont libres¹⁶.

On a vu plus haut que le désordre partiel dans l'état fondamental donne naissance au phénomène de réentrance. On attend à ce que ce phénomène ait lieu dans ce modèle.

Le diagramme de phase à $T \neq 0$ a été obtenu par la méthode exacte¹⁷. La partie près de la frontière des phases est présentée dans Fig. 4 avec deux lignes de désordre de Stephenson dans la phase paramagnétique. On remarque que la phase réentrante s'étend horizontalement jusqu'à la limite infinie du paramètre β .

¹² Vaks V., Larkin A. and Ovchinnikov Y., Sov. Phys. JEPT 22, 820 (1966).

Azaria P., Diep H. T. and Giacomini H., Phys. Rev. B 39, 740 (1989).

Blankschtein D., Ma M. and Berker A. N., Phys. Rev. B 30, 1362 (1984).

Diep H. T., Lallemand P. and Nagai O., J. Phys. C 18, 1067 (1985).

Quartu R. and Diep H. T., Phys. Rev. B 55, 2975 (1997).

Santamaria C. and Diep H. T., J. Appl. Phys. 81, 5276 (1997).

¹³ Stephenson J., J. Math. Phys. 11, 420 (1970); Can. J. Phys. 48, 2118 (1970); Phys. Rev. B 1, 4405 (1970).

¹⁴ Maillard J. M., Second Conference on Statistical Mechanics, California, Davies (1986).

¹⁵ Rujan P., J. Stat. Phys. 49, 139 (1987).

¹⁶ Debauche M., Diep H. T., Azaria P. and Giacomini H., Phys. Rev. B 44, 2369 (1991).

¹⁷ Debauche M., Diep H. T., Azaria P. and Giacomini H., Phys. Rev. B 44, 2369 (1991).

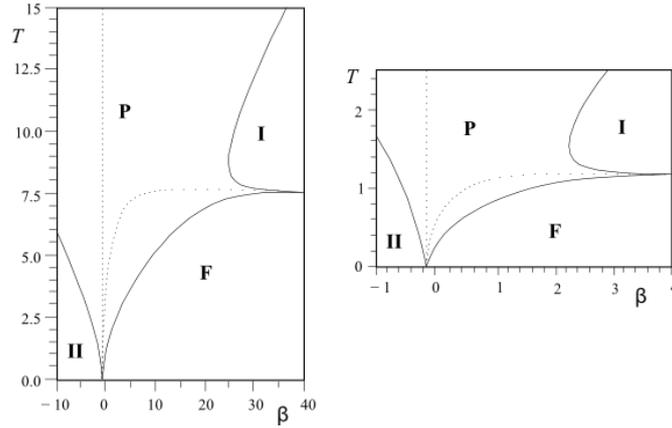


Fig. 4 : Diagramme de phase dans le plan ($\beta=J_3/J_1$, T) pour les valeurs négatives de $\alpha = J_2 / J_1$. Gauche: $\alpha = -0.25$, Droite: $\alpha = -0.8$. Les lignes continues sont des lignes critiques (transition) qui séparent les phases: paramagnétique (P), ferromagnétique (F), partiellement désordonnées de type I et III. Les lignes discontinues sont des lignes de désordre.

Les deux lignes de désordre obéissent aux équations suivantes

$$\exp(4K_3) = 2 \cosh(2K_2) / [\cosh(4K_1) \exp(2K_2) + \exp(-2K_2)] \quad (1)$$

$$\exp(4K_3) = 2 \sinh(2K_2) / [-\cosh(4K_1) \exp(2K_2) + \exp(-2K_2)] \quad (2)$$

où $K_i = J_i / k_B T$ ($i=1, 2, 3$). Le comportement remarquable de ces deux lignes de désordre est qu'elles se croisent à basses T formant ainsi des zones de fluctuations différentes dans la phase P pour $0 > \alpha > -0.5$ (Fig. 5a). Pour $-0.5 > \alpha > -1$, ces lignes sont distinctes (Fig. 5b). Notons que la ligne donnée par Eq. (1) a un aspect "réentrant": dans un petit intervalle de β , on traverse trois fois cette ligne "ondulée" dans la phase P avec T décroissante (figures 5a, b et c).

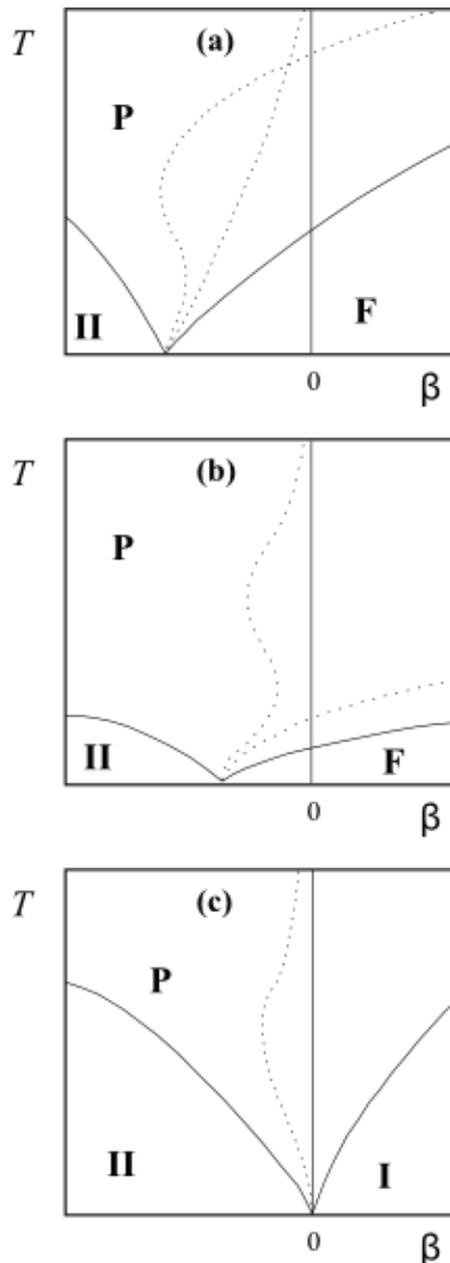


Fig. 5 : Comportement des lignes de désordre (pointillées) dans les cas (a) $\alpha=-0.25$, (b) $\alpha=-0.8$, (c) $\alpha=-1.5$.

On voit dans les figures 4 et 5 que les lignes de désordre sont des lignes de partage qui séparent les zones de fluctuations de "pré-ordre" de nature incompatible des phases I, II (antiferromagnétiques partiellement désordonnées) et F (ferromagnétique). Ces lignes avec réduction de dimension permettent au système de changer la nature de ses corrélations en la traversant.

Il est à noter que, pour qu'un système puisse changer la symétrie de son état ordonné pour une autre symétrie incompatible avec la première (c'est-à-dire l'une n'est pas un sous-groupe de l'autre, en termes de la théorie de groupe), il y a deux chemins: i) soit par une transition de

premier ordre (cf. définition dans l'Introduction) avec discontinuité des grandeurs physiques (cf. un exemple montré dans Fig. 10 plus loin), ii) soit par un passage dans une phase intermédiaire désordonnée étroite (phase réentrante) avec deux transitions de second ordre (sortante et entrante) et souvent une ligne de désordre comme ligne de partage comme on le montre dans les figures 3 et 4.

Des diagrammes de phase très riches ont été trouvés dans les références 5-9 pour le réseau nid d'abeille et les réseaux carrés centrés dilués. Dans quelques cas, pour un jeu de paramètres donné, on observe jusqu'à cinq transitions de phase successives et plusieurs lignes de désordre dans la phase paramagnétique.

III. Films minces magnétiques aux frontières des phases

Prenons dans ce paragraphe un autre modèle de spin: chaque spin (non quantique) est assimilé à un vecteur de trois composantes avec une infinité d'orientations dans l'espace. C'est le modèle de Heisenberg. Si le spin n'a que deux composantes, on a le modèle XY. Le théorème de Mermin-Wagner¹⁸ stipule que pour les systèmes dans la dimension d'espace inférieure ou égale à deux, il ne peut y avoir d'ordre à longue portée à température non nulle pour des spins "continus", tels que les spins de Heisenberg et XY, en interaction à courte portée. Notons que malgré l'absence de l'ordre à longue portée, le système bidimensionnel de spins XY subit une transition de la phase de "vortex liés" à basses températures à la phase de "vortex libres" à hautes températures (transition de Kosterlitz-Thouless)¹⁹.

Un film très mince est un système quasi-bidimensionnel. L'ordre, s'il existe, est "fragile".

En général, la présence d'une surface perturbe les propriétés du cristal. Ces perturbations sont d'autant plus importantes que le rapport "le nombre d'atomes de surface sur le nombre d'atomes du cristal" est important. Parmi les effets de surface, je montre ici un exemple où le désordre de la surface coexiste avec l'ordre à l'intérieur d'un cristal dans une large région de température.

On considère le cas d'un film très mince composé des plans de réseau triangulaire empilés dans la direction z , avec les spins de Heisenberg²⁰. Pour accentuer l'effet de surface, on suppose que la surface est frustrée avec l'interaction antiferromagnétique J_s entre premiers voisins. Les spins de la surface font un angle de 120 degrés entre voisins pour répartir la frustration sur tous les liens. L'interaction ferromagnétique J avec la deuxième couche fait que la structure de 120 degrés "se referme" sur l'axe z , faisant la forme d'un parapluie (cf. Fig. 6). Mais cette structure dépend de $\eta=|J_s|/J$. Quand η est plus grand qu'une valeur critique, l'état fondamental est montré dans Fig. 6, mais au-dessous de la valeur critique l'état fondamental est colinéaire. Ceci est

¹⁸ Mermin N. D. and Wagner H., Phys. Rev. Lett. 17, 1133 (1966).

¹⁹ Kosterlitz J. M. and D. J. Thouless D. J., J. Phys. C: Solid State Phys. 5 L124–6 (1972); J. Phys. C: Solid State Phys. 6 1181–203 (1973). Ces travaux ont été couronnés par le prix Nobel de 2016.

²⁰ Ngo V. T. and Diep H. T., Phys. Rev. B 75, 035412 (2007).

montré dans Fig. 7. La valeur critique est déterminée par une minimisation de l'énergie en fonction de J_s / J (référence 20).

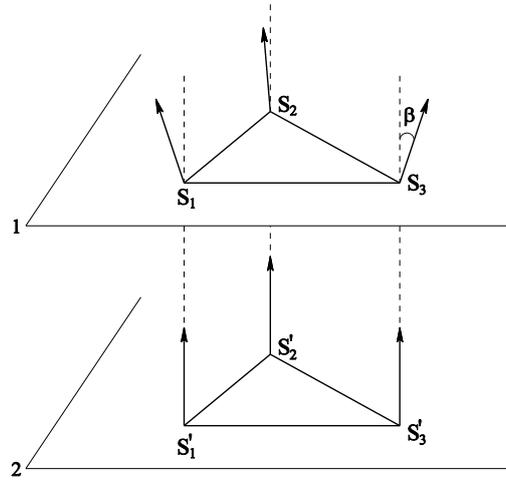


Fig. 6 : La configuration de spin non colinéaire à la surface. Les angles entre les spins premiers voisins de la couche 1 sont tous égaux à α , tandis que les angles entre les spins sur l'axe vertical sont β .

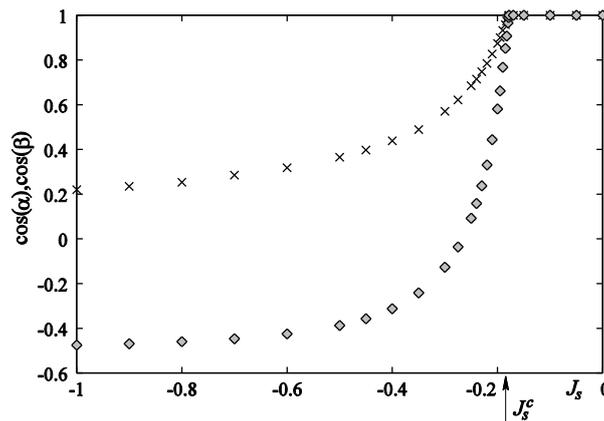


Fig. 7 : $\cos\alpha$ (losanges) et $\cos\beta$ (croix) versus J_s . La valeur critique J_s^c est indiquée par la flèche.

Nous avons calculé, par la méthode de fonction de Green (référence 10) adaptée à une configuration de spin non colinéaire, les aimantations de surface et de volume ainsi que la température de transition. Les résultats sont présentés dans Fig. 8 (cf. détails techniques dans la référence 20).

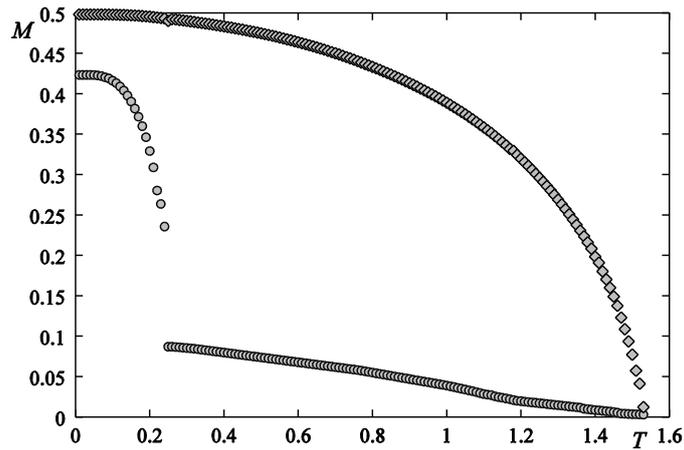


Fig. 8 : Aimantations des deux premières couches vs. T pour $J_s / J = -0.5$. L'aimantation de surface (courbe inférieure) est très basse par rapport à celle de la deuxième couche. La surface devient désordonnée à une température très basse.

Le diagramme de phase près de la valeur critique J_s^c est montré dans Fig. 9. Il est à noter que la transition de surface a lieu seulement pour les valeurs de J_s au-dessous de la frontière J_s^c .

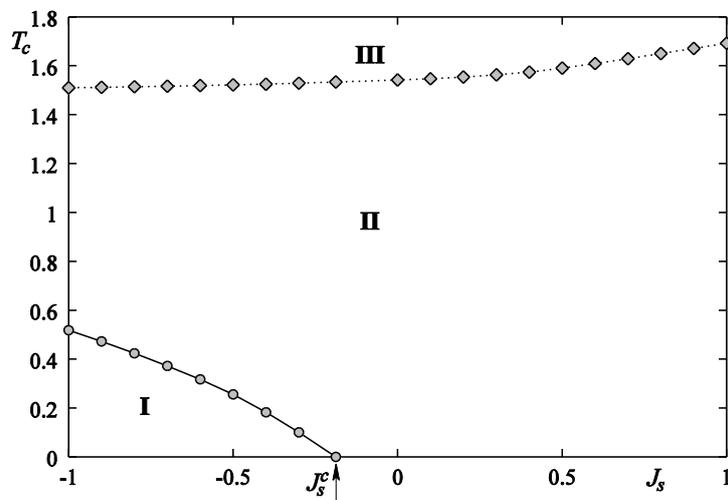


Fig. 9: Diagramme de phase dans l'espace (J_s, T) du modèle de Heisenberg quantique dans un film de 4 couches atomiques. Phase I: tous les spins sont ordonnés, phase II: pour $J_s < J_s^c$ les spins à la surface sont désordonnés mais les spins intérieurs restent ordonnés, pour $J_s > J_s^c$ tous les spins sont ordonnés, phase III: phase désordonnée.

Les simulations Monte Carlo donnent des résultats similaires (référence 20). Je souligne néanmoins qu'à $T=0$ les fluctuations quantiques donnent une très forte contraction de spin: on observe dans Fig. 8 que les spins de surface spin n'ont pas la longueur $1/2$.

Un autre exemple remarquable est une couche bidimensionnelle avec le modèle de Potts à six états: le spin de Potts peut s'aligner dans une des trois directions principales, positives et

négatives, du cristal. Nous avons introduit, outre l'interaction d'échange entre premiers voisins, l'interaction dipolaire à longue portée D et une anisotropie perpendiculaire A^{21} . La compétition est entre le terme dipolaire qui favorise l'alignement des spins dans le plan et l'anisotropie A qui favorise la configuration perpendiculaire.

Il y a une valeur critique de D/A au-delà de laquelle la configuration perpendiculaire devient la configuration planaire. Près de cette frontière, nous avons trouvé par simulations Monte Carlo que le système subit une transition de réorientation montrée dans Fig. 10: par exemple, si nous suivons la ligne verticale de la figure à gauche, nous constatons qu'à basses T le système est dans la phase planaire (phase II), mais quand T augmente, il passe dans la phase perpendiculaire (phase I) avant de devenir désordonné dans la phase paramagnétique (phase P). Une telle réorientation à une température non nulle est spectaculaire: nous avons montré que cette transition entre phases I et II est du premier ordre (référence 21): il n'y a pas de phase réentrante ici, contrairement aux exemples montrés dans Fig. 3 et Fig. 4. Il est à noter que la transition de réorientation a été aussi observée avec le modèle de Heisenberg²².

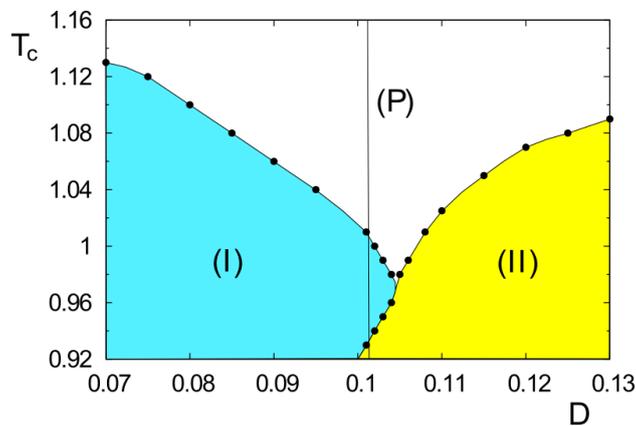


Fig. 10 : Diagramme de phase dans un système 2D: Température de transition T_c versus l'amplitude de l'interaction dipolaire D , pour l'anisotropie perpendiculaire fixée à $A=0.5$, et pour la distance de coupure dipolaire: $r_c=\sqrt{6}$. La zone bleue (I) est la phase perpendiculaire, la zone jaune (II) la phase planaire et la zone blanche (P) la phase paramagnétique. Voir texte pour la description de la ligne verticale dans la figure.

IV. En guise de conclusion: physique statistique et socio-physique

J'ai montré dans cet article un certain nombre de phénomènes qui ont lieu autour des frontières des phases. Ces phénomènes bien cachés ne peuvent être découverts que par des méthodes mathématiques et physiques avancées. Les points suivants sont à retenir:

i) L'ordre et le désordre peuvent coexister même dans l'état fondamental. Ceci est possible quand il y a au moins deux interactions en compétition.

²¹ Hoang D.-T., Kasperski M., Puzkarski H. and Diep H. T., J. Phys.: Cond. Matter 25, 056006 (2013).

²² Santamaria C. and Diep H. T., J. Mag. Mater. 212, 23 (2000).

ii) La frontière des phases est déterminée par un compromis entre les forces compétitives. La frontière est donc très instable.

iii) Près d'une frontière, une perturbation minimale peut engendrer des modifications complexes de la surface séparant les phases. Des phénomènes remarquables sont observés: réentrance (une zone désordonnée séparant deux zones ordonnées), ligne de désordre (ligne de partage des fluctuations de nature différente).

iv) Il existe des transitions multiples dues aux agitations (thermiques).

v) La stabilité ou l'ordre du système, contrairement à l'intuition, peut être due au désordre. Ce phénomène est appelé "ordre par le désordre": à une température non nulle (assimilée aux agitations), le système choisit l'état où l'entropie est maximale. Or l'entropie maximale signifie le désordre maximal (thermodynamique). Dans certains systèmes, l'ordre global dépend de la flexibilité des excitations collectives dues aux degrés de liberté des spins (individus): par exemple, les spins de Heisenberg ont plus de possibilités de changer leurs orientations que les spins d'Ising. Par conséquent, les ondes de spin peuvent être excitées, ce qui augmente l'entropie du système. Or ces ondes ne sont possibles que pour des configurations ordonnées avec un ordre à longue portée. Du coup, lorsqu'un système possède beaucoup d'états fondamentaux dégénérés à $T=0$ (états d'énergie équivalente) dont la plupart sont des états aléatoires (comme dans le cas d'un réseau cubique à faces centrées des spins de Heisenberg), le système choisit un petit nombre d'états avec un ordre à longue distance lorsque T part de zéro, parce que ces états ont une entropie plus grande due aux ondes de spin: l'ordre est établi par la sélection du désordre maximal (entropie).

Sur ce point, je voudrais ajouter l'observation suivante: lorsque les individus dans un ensemble (système, société) ont un seul degré de liberté (spin d'Ising, pensée unique), il est impossible de répartir l'énergie des agitations thermiques (mécontentements) sur l'ensemble des individus par des excitations collectives (ondes de spin). Le système d'individus de peu de degrés de liberté comporte des "défauts" locaux, peu nombreux à basses T où l'ordre règne, mais ces défauts deviennent de plus en plus nombreux, s'interagissent entre eux et brisent l'ordre à T élevées. Lorsque les individus (spins) ont de nombreux degrés de liberté (pensées multiples, flexibilité, échelle de valeurs étendue, ...), un compromis peut être trouvé pour résorber des agitations d'une manière collective sur l'ensemble du système. Une société composée majoritairement de tels individus possède certainement une stabilité sociale plus grande, un socle de valeurs communes plus riches et plus homogènes.

Une transition d'un ordre social vers un autre ordre social est toujours possible lorsque la majorité des gens prennent une même option dans une corrélation infinie (transition de second ordre, percolation).

En physique statistique, un système de particules en interaction peut subir une transition de phase sous l'action d'une force extérieure (température, champ appliqué, ...). En général, si on connaît la nature des interactions entre les particules, on peut prévoir quand a lieu la transition d'une phase à une autre, et on peut déterminer ses caractéristiques. En socio-physique, peut-on prévoir avec précision les conditions sous lesquelles une corrélation à l'échelle d'un pays a lieu (révolution, changement de régime,...)? Je ne le pense pas, au moins à l'heure actuelle, car il nous manque un facteur essentiel: l'interaction d'un individu avec sa société n'est pas fixée mais varie avec l'évolution de son environnement.

Et pourtant, il y a plusieurs aspects qui sont analogues: prenons la phase de réentrance qui est une phase désordonnée entre deux phases ordonnées. On a dit plus haut que cette phase désordonnée est nécessaire comme phase intermédiaire (voir Fig. 3). On observe en effet cet état de "chaos" après chaque révolution ou après chaque changement d'ordre social. L'existence d'une ligne de désordre dans cette phase désordonnée permet aux individus (particules) "d'oublier" des règles de la phase précédente ("perte de dimension") avant d'accéder aux nouvelles règles (nouvelle symétrie).

Si la phase réentrante est réduite à zéro, le passage entre deux phases ordonnées est une transition de premier ordre avec discontinuité des grandeurs physiques entre deux phases (brutalité, rupture). La ressemblance entre une société d'individus et un système de particules physiques sur l'échelle globale est frappante. En physique, l'hypothèse des particules identiques et indiscernables simplifie les calculs: chaque particule prend son état sur la liste d'états commune. Peut-on utiliser la même hypothèse pour les humains d'une même société? La réponse est oui et non. Oui, parce qu'on trouve toujours dans des millions des gens un grand nombre qui se ressemblent dans leur pensée, dans leur psychologie, dans leur philosophie, dans leur opinion politique, ... car ce n'est pas possible que chacun soit complètement différent de tous les autres. La réponse non est justifiée par le fait qu'il doit y avoir plusieurs groupes différents par critères (opinion politique, profil philosophique, ...). A partir du moment qu'il y a un nombre fini de groupes, les analyses par la physique statistique sont possibles. Les sondages utilisant des groupes choisis par des critères ciblés donnent souvent des résultats assez précis.

Un certain nombre de collègues physiciens utilisent des outils de la physique statistique pour décrire des phénomènes sociaux (référence 1). Cet article est un essai dans ce sens. Il est certain que pour les physiciens je ne suis pas allé assez loin dans la finesse des phénomènes autour des frontières des phases, et pour les non physiciens je ne suis pas assez clair dans la description de la correspondance et de l'analogie de ces phénomènes avec la socio-physique.

Remerciements

L'auteur remercie ses anciens doctorants et ses amis pour les fructueuses collaborations au fil des ans. Certains de nos travaux sont cités dans cet article pour illustration.

Biographie

Hung T. Diep a obtenu le Doctorat d'Etat de Physique à l'Université Paris 7 Denis Diderot en 1979. Il a été successivement Assistant, Maître-Assistant et Maître de Conférences à cette université avant d'être nommé Professeur des Universités à l'Université de Cergy-Pontoise en 1991. Hung T. Diep travaille sur la théorie de la matière condensée et la physique statistique des systèmes de spin en utilisant des méthodes analytiques et des simulations numériques. Il a publié plus de 150 articles dans des revues internationales et plusieurs livres. En savoir plus <http://diep.u-cergy.fr>