

THÈSE

présentée par

Pierre-Antoine PETIT

pour obtenir le titre de

Docteur de l'Université Joseph Fourier - Grenoble I
(arrêtés ministériels du 5 juillet 1984 et du 23 novembre 1988)

(Spécialité : Physique)

Structures macro-organisées et processus irréversibles :

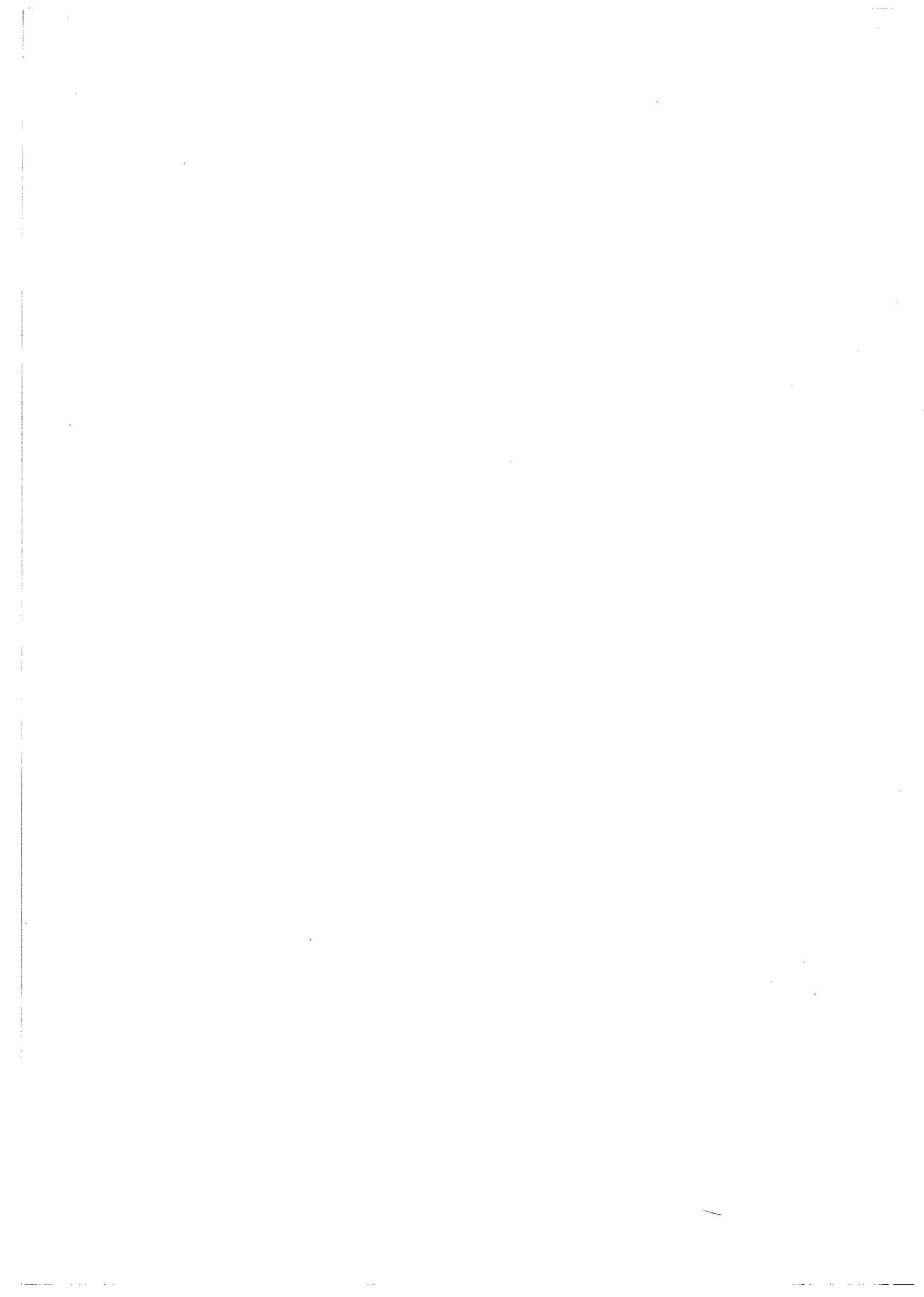
- Modulations de surface d'un film de ferrofluide**
 - États de paroi dans les mémoires à lignes de Bloch**
-

Soutenue le : 10 Juin 1993

Composition du Jury :

Président :	J. Miltat
Examineurs :	J. C. Bacri
	J. M. Fedeli
	J. L. Porteseil
	M. Vallade
	P. Molho

Thèse préparée au sein du Laboratoire Louis Néel
— CNRS - Grenoble —



Remerciements

Cette thèse a été effectuée au laboratoire de magnétisme Louis Néel du C.N.R.S. de Grenoble. Je tiens à remercier les deux directeurs successifs, feu Remy Lemaire et Dominique Givord pour m'avoir accueilli dans leur laboratoire.

Je remercie plus particulièrement Pierre Molho "Le chef", pour avoir accepté de m'encadrer sur ces deux sujets. Je le remercie surtout pour sa patience et pour les longues et très intéressantes discussions que l'on a pu avoir pendant ces trois ans.

Je tiens également à exprimer mes remerciements :

A Jacques Miltat pour avoir accepté d'être rapporteur de cette thèse et Président du jury, et pour l'intérêt qu'il a porté à mes résultats sur les Mémoires à lignes de Bloch.

A Jean-Claude Bacri pour avoir accepté de rapporter et pour m'avoir initié au ferrofluide.

A Jean-Marc Fedeli pour m'avoir permis de poursuivre mes études au L.E.T.I. de Grenoble.

A Marcel Vallade pour l'intérêt qu'il a pu porter à cette thèse.

Et à Jean-Louis Porteseil pour sa grande disponibilité et pour son enthousiasme à faire vivre la physique.

Je remercie Marcio, l'homme tranquille et Monsieur Traitement d'images, pour avoir apporté un formidable esprit d'équipe dans le groupe Macroscopique. Je tiens également à signaler le concours d'Antoine Clément, stagiaire E.N.S.P.S., à certaines mesures sur les ferrofluides.

Un petit mot court (pour une fois) : "Encore Merci" à Claire, ma petite cuillère, et à Philippe, Monsieur Mac.

Mes remerciements à Yves Souche pour m'avoir appris à emprunter le matériel, mais également pour ses grandes compétences en magnéto-optique, à Rafik Ballou pour sa présence précieuse pendant les nombreux week-ends passés au laboratoire.

Merci à tous les membres du laboratoire, aux électroniciens, aux techniciens, aux post "docs", aux "retraités", aux thésards et aux petits "jeunes", pour leur aide et pour la bonne ambiance qui règne au laboratoire. Merci à Andrew et à Yun, à Olivier le petit chef, à Benjamin, sur qui on peut compter (à chaque instant), à Ken et à Oran "les Englishs", et aux anciens du laboratoire.

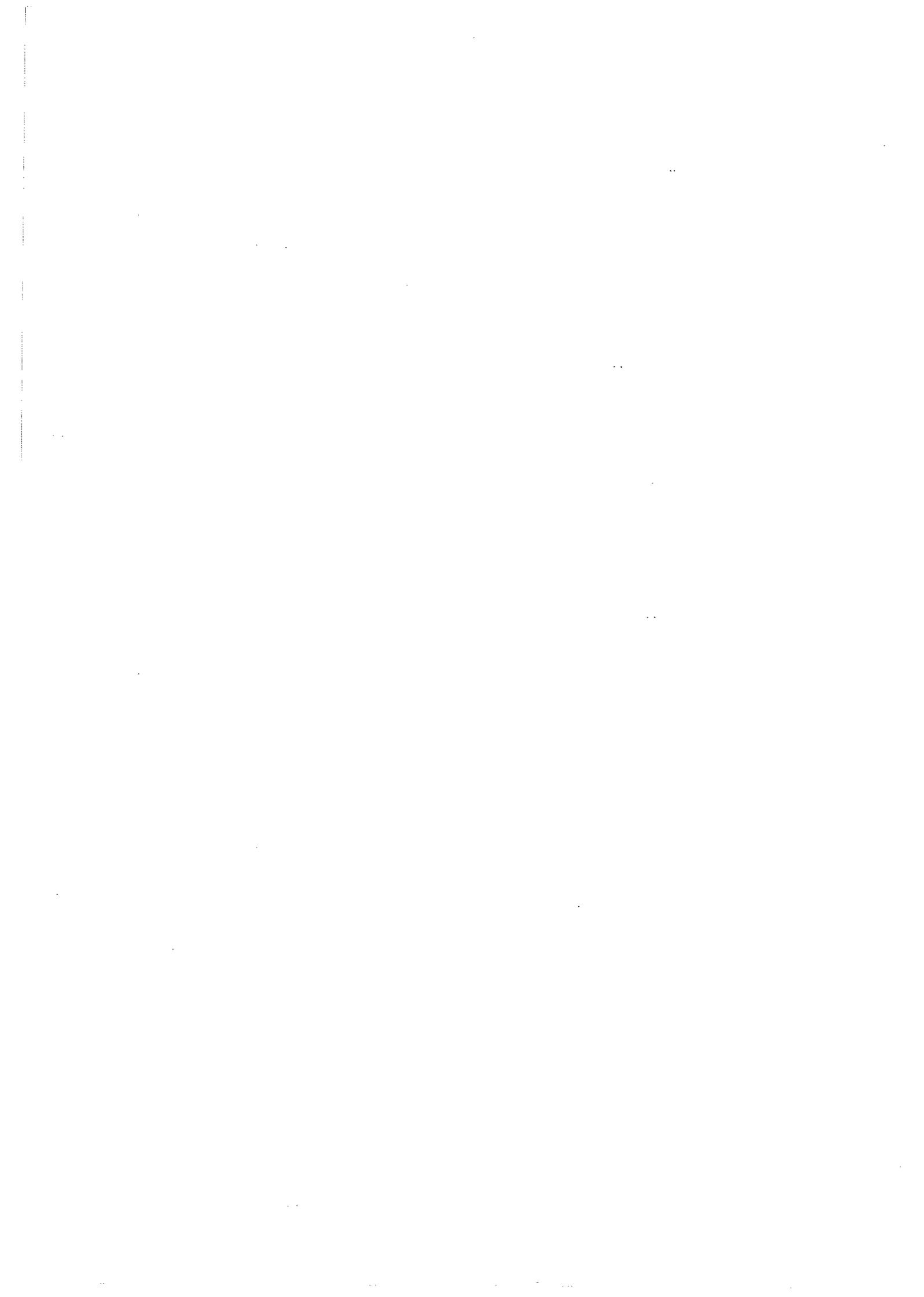
Je remercie toutes les personnes du Sappey pour les nombreuses fêtes dont on gardera un très grand souvenir ! (Avec moins de péripéties, cela aurait été encore mieux).

Et enfin je remercie tous les amis et amies de Grenoble et des quatre autres coins de l'hexagone, pour leur soutien moral.



Table des matières générale

Introduction générale	5
PREMIERE PARTIE :	
Table des matières.....	11
Modulations de surface d'un film de ferrofluide	13
DEUXIEME PARTIE :	
Table des matières	97
États de paroi dans les mémoires à lignes de Bloch	99
Conclusion générale	181



Introduction générale

Les structures macro-organisées sont des structures spatiales que l'on peut observer dans la nature à l'échelle macroscopique. Ces structures apparaissent lors de phénomènes de croissances sur des systèmes initialement homogènes, sur lesquels intervient une perturbation uniforme.

Les rouleaux de convection qui se créent dans les systèmes hydrodynamiques sous l'effet d'un gradient de température, est un exemple de ce type de structures. Cette grande diversité de structures peut également être mise en évidence dans la formation des galaxies et dans la différenciation cellulaire lors de la croissance embryonnaire.

Ces différentes structures peuvent être analysées en terme dynamique pour définir l'origine de leur apparition ou en terme statique de façon à les décrire et les comparer entre elles.

Ces structures spatiales organisées ou "patterns" peuvent être étudiées dans les matériaux magnétiques, dans lesquels le paramètre de contrôle (champ magnétique) est très facilement mis en œuvre et ajustable. Nous allons donner des exemples de ces "patterns" dans deux matériaux magnétiques, respectivement solide et liquide : Les couches de grenat épitaxié et les films de ferrofluide, sur lesquels les deux études de cette thèse ont été réalisées.

Pour les grenats épitaxiés à anisotropie perpendiculaire à la couche, il existe divers "patterns", tels que des réseaux hexagonaux de "bulles" et des labyrinthes, qui correspondent à des structures en domaines magnétiques (figure 1).

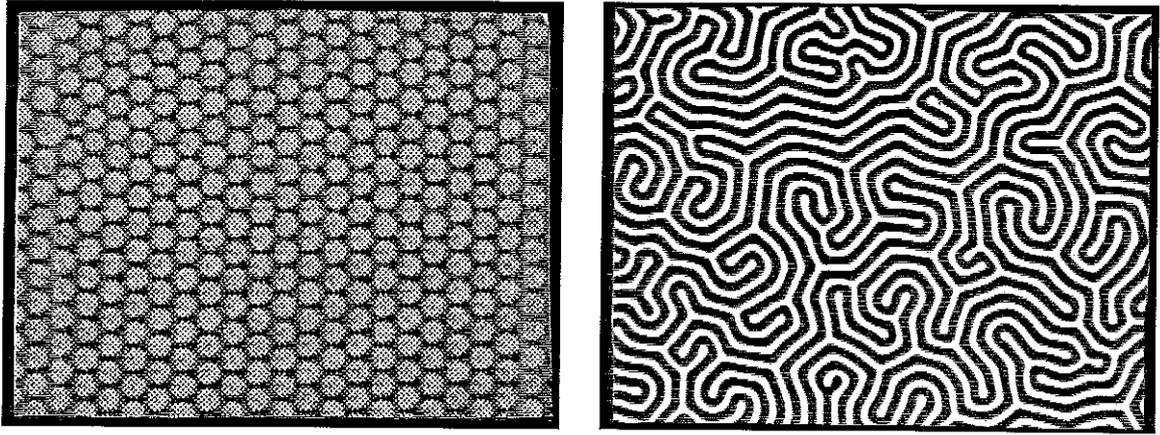


Figure 1 : “Patterns” du grenat

a) Réseaux de bulles

b) Labyrinthe

Les réseaux de “bulles” peuvent être réalisés en présence d'un champ normal à la couche, lors de la décroissance de la température à partir de T_c (température de Curie). Le labyrinthe pour sa part est la structure macro-organisée que l'on peut observer en champ nul à température ambiante, après un passage par l'état saturé en aimantation. Ces structures dépendent de l'histoire thermique et magnétique du matériau. Les bandes parallèles sont un troisième type de “pattern” qui peut apparaître dans ce système. En champ extérieur nul, celles-ci traduisent une répartition régulière de domaines d'aimantations opposées.

Une approche statique de ces systèmes permet de définir la longueur caractéristique : la période des bandes, la distance entre les centres des “bulles”. Cette longueur provient de la compétition entre les termes d'énergies du système, qui sont l'énergie de paroi (anisotropie et échange) et l'énergie magnétique (Zeeman et énergie de pôles). D'une façon générale, lorsque l'on force la longueur caractéristique à évoluer en augmentant le champ, dans une première étape cette longueur reste identique et la taille des bandes ou des bulles s'ajuste ; dans une deuxième étape, la longueur caractéristique augmente par “collapse” de bandes ou de bulles de façon à diminuer le nombre de parois [Kooy & Enz 60][Molho 87]. Ce processus de “collapse” est irréversible et conduit à l'existence d'états métastables, structures en zigzag et labyrinthes par transformation respectivement des bandes et des bulles, lorsque l'on fait décroître le champ. Ces états métastables mettent en évidence l'hystérésis du système.

Des “patterns”, analogues à ceux du grenat, peuvent être également observés sur une couche de ferrofluide, en présence d'un champ normal à sa surface (figure 2).

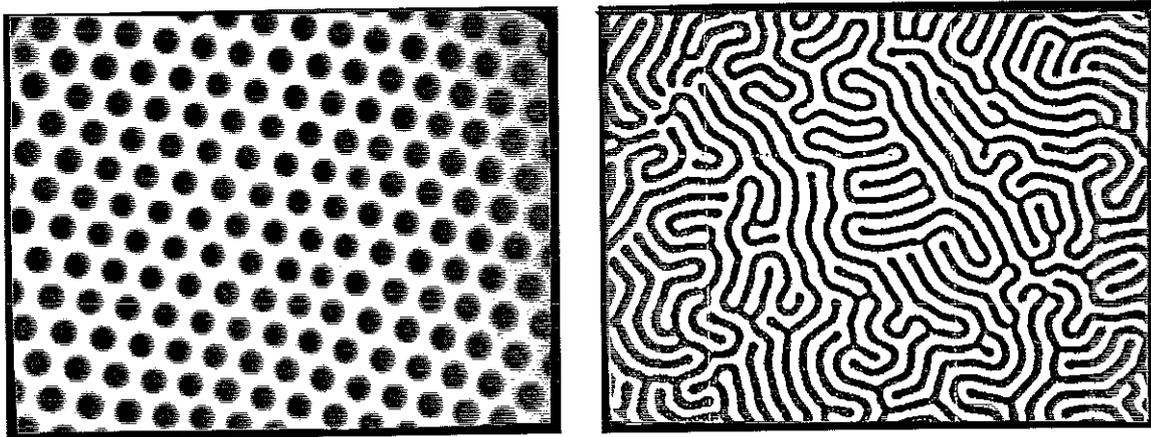


Figure 2 : "Patterns" du ferrofluide

a) Réseaux de bulles

b) Labyrinthe

Ces réseaux de "bulles" sont réalisés à partir d'une couche de ferrofluide, initialement homogène en champ nul, sur laquelle on applique un champ magnétique d'amplitude supérieure à un champ seuil. Ces "bulles" que l'on observe sont en réalité des modulations d'épaisseur, obtenues à partir d'une instabilité de la surface libre. L'image du labyrinthe quant à elle provient d'une répartition d'espace entre un ferrofluide et un liquide non magnétique non miscible avec le ferrofluide, après l'application du champ magnétique. Expérimentalement, ces deux liquides sont déposés initialement l'un à côté de l'autre dans un support horizontal et remplissent complètement le porte échantillon ; le champ magnétique est orienté perpendiculairement à la couche.

En plus de ces aspects semblables, les "patterns" du grenat et du ferrofluide peuvent être décrits par une longueur caractéristique liée aux interactions dipolaires. Dans le cas des structures en "bulles" du ferrofluide, la distance entre les centres des modulations d'épaisseur définit la longueur caractéristique du système. Et les énergies qui interviennent dans ce système sont l'énergie de gravité, l'énergie de surface et les différents termes d'énergies magnétiques.

Malgré la forte similitude entre ces deux matériaux, il existe des différences puisque le ferrofluide, contrairement au grenat, est liquide et donc sans anisotropie. Le ferrofluide présente par conséquent des degrés de liberté différents, car il peut se déformer. Si l'on force la longueur caractéristique à évoluer, on pourrait s'attendre en effet à un ajustement de la période, puisque le système peut plus facilement se réorganiser. Dans la réalité, ce n'est pas le cas, et on observe également l'existence d'un processus irréversible (la "fusion" des modulations d'épaisseurs) qui conduit à l'existence d'états métastables.

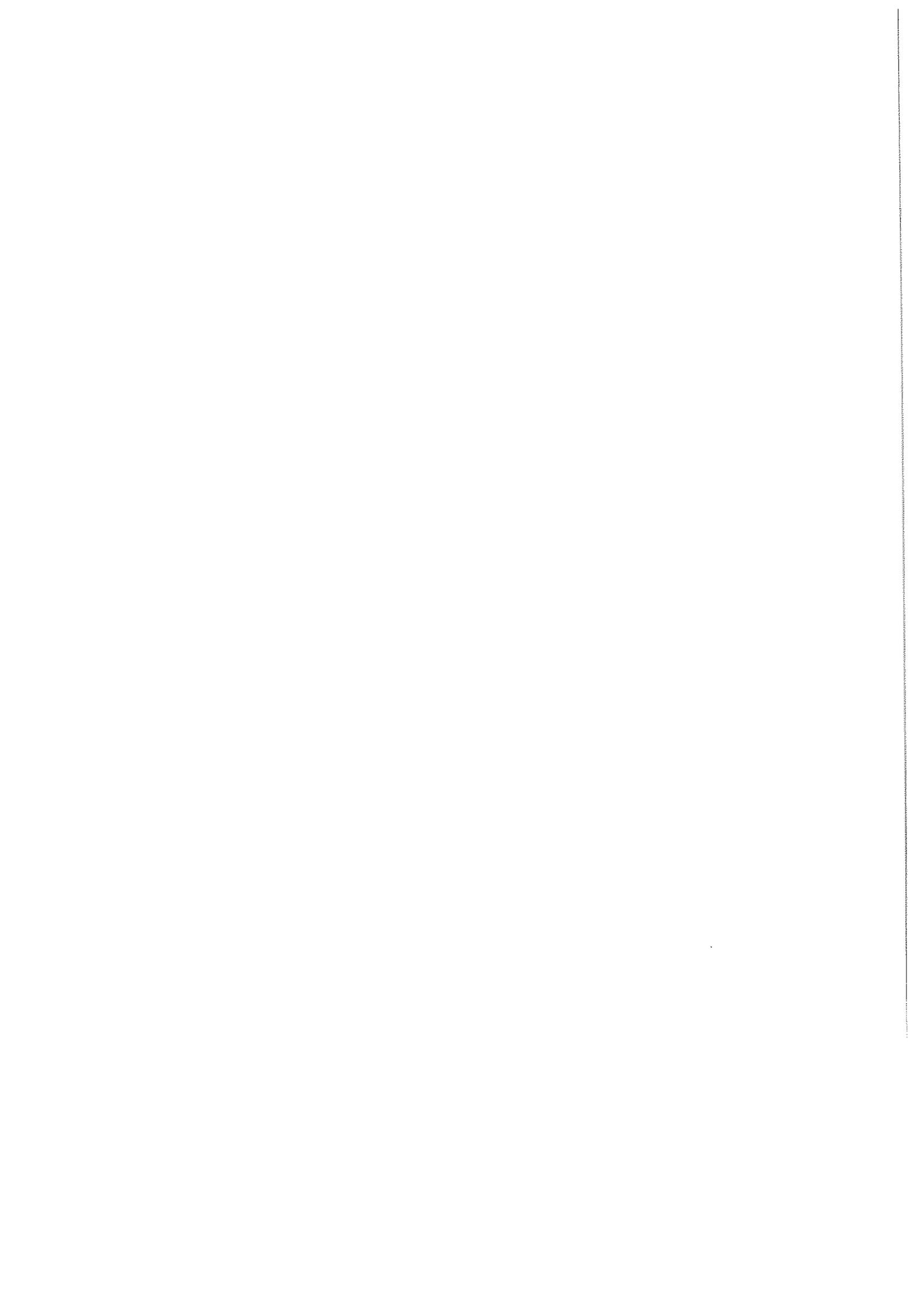
Dans la première partie de cette thèse, nous allons étudier la formation et l'évolution des "patterns" qui apparaissent à la surface des films de ferrofluide, afin d'étendre la comparaison avec les études déjà réalisées sur le grenat.

Dans un premier temps, nous allons définir ce qu'est un ferrofluide et nous allons donner une analyse des modulations d'épaisseur en terme d'instabilité de surface.

Par la suite, on s'attachera à définir les états métastables qui apparaissent dans le système, et à déterminer les grandeurs caractéristiques qui décrivent ces états. On mettra en évidence le processus irréversible de "fusion" qui conduit à l'existence d'hystérésis dans l'évolution du système [Petit 92].

On montrera également que les études de formes et d'énergies (surface et gravité) de ces "patterns" apportent de nombreuses informations sur le système [Petit 93]. Enfin, une modélisation permettra une meilleure compréhension du rôle de l'interaction dipolaire dans ces modulations d'épaisseur.

Dans la deuxième partie de cette thèse, nous allons étudier les états de parois des domaines en "bulles" dans le grenat épitaxié. Cette étude a été plus spécifiquement consacrée aux différents états de parois qui apparaissent lors du processus irréversible de coupe locale de domaines, et a été réalisée dans le cadre d'une application aux mémoires à lignes de Bloch. Ces mémoires magnétiques sont la continuité des mémoires à "bulles", mais n'utilisent plus les bulles comme "bit" d'information, mais les "défauts" dans les parois des bulles que sont les lignes de Bloch.



Première

Partie

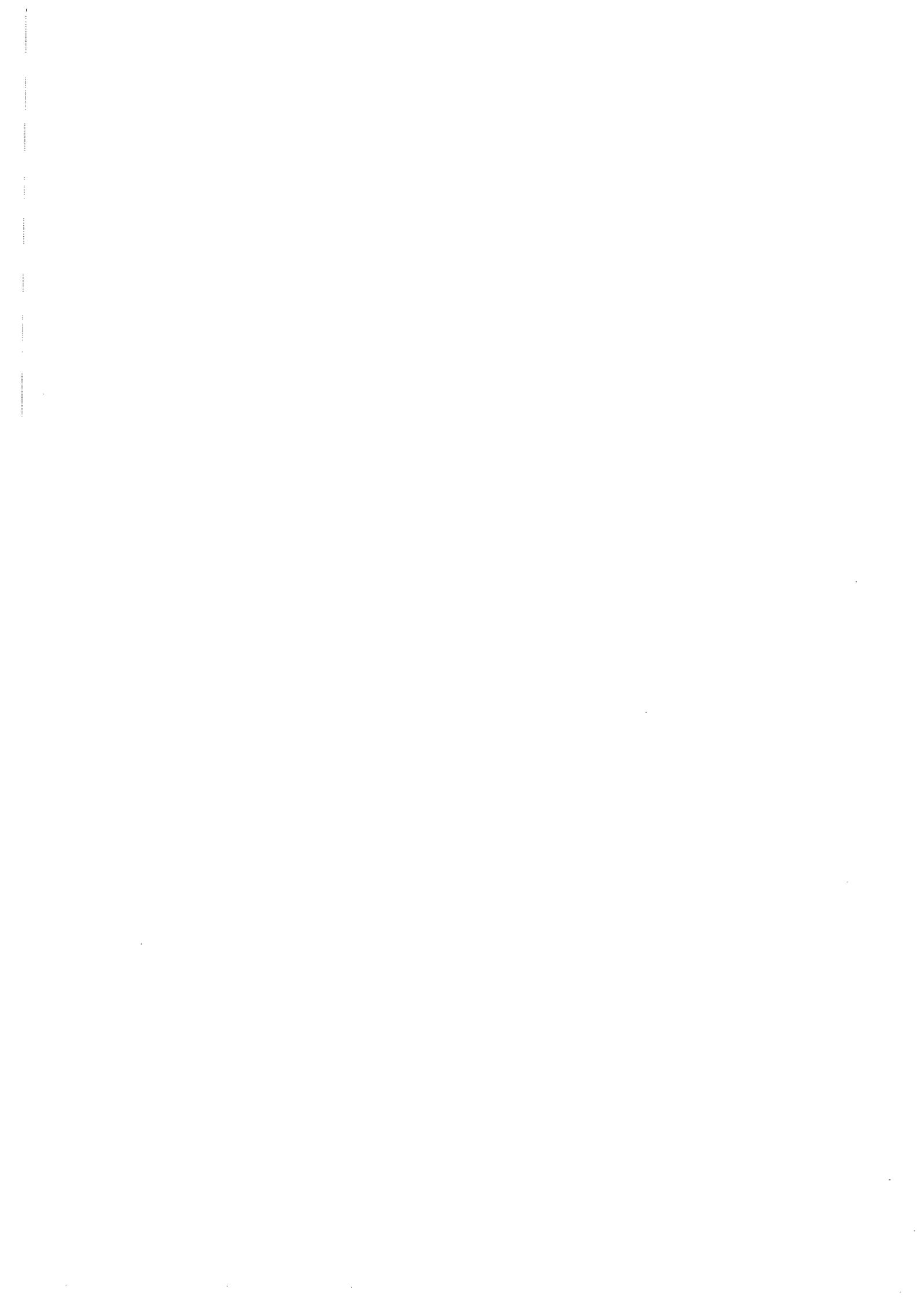


Table des matières

de la première partie

Chapitre I

Le ferrofluide

I. Principe du ferrofluide.....	13
II. Instabilités d'une surface libre.....	16
III. Instabilités péristaltiques.....	19
III.1. Approche dynamique.....	19
III.2. Approche statique.....	20

Chapitre II

Structures et évolution

I. Mode opératoire.....	23
I.1 Préparation des films.....	23
I.2 Montage expérimental.....	25
II. Structures homogènes.....	27
II.1. Procédure expérimentale.....	27
II.2. Résultats.....	29
III. Structures inhomogènes.....	30
III.1. Procédure expérimentale.....	30
III.2. Procédure de traitement d'images.....	32
III.3. Analyse.....	33
III.4. Structures originales.....	34

Chapitre III

Formes et énergies

I. Mesure du profil.....	39
I.1. Contraintes expérimentales.....	39
I.2. Correction de réflexion.....	41
I.3. Division de l'image.....	42
I.4. Analyse du profil.....	44
I.5. Détermination des paramètres de forme.....	46
II. Analyse des résultats.....	47
II.1. Patterns homogènes.....	47
II.2. Énergies stabilisantes.....	52
II.3. Complément d'interprétation.....	54
II.4. Patterns inhomogènes.....	57

Chapitre IV

Origine de la modulation

I. Description	61
II. Modélisation.....	62
II.1. Énergies de rappel	62
II.2. Énergies magnétiques	63
III. Simplification	64
III.1. Calcul de l'amplitude du moment.....	64
III.2. Cohérence des positions	66
IV. Résolution	68
IV.1. Mise en forme.....	68
IV.2. Approche qualitative.....	69
IV.3. Détermination des paramètres physiques.....	73
V. Résultats	75
V.1. Variation de λ	76
V.2. Variation de z_A	81
VI. Interprétations générales	84
VI.1 Comparaison avec l'expérience	84
VI.2 Les paramètres physiques du modèle.....	86
Conclusion	89
Références	91

Chapitre I

Le ferrofluide

I. Principe du ferrofluide

Le ferrofluide est une suspension de petites particules colloïdales, nanoscopiques et monodomaines dans un liquide de transport. A l'origine, ces suspensions étaient préparées pour l'observation des domaines magnétiques dans la continuité des poudres de Bitter [Elmore 38]. Depuis, le principe n'a pas cessé d'être amélioré. Deux méthodes peuvent être utilisées pour préparer les ferrofluides : une première méthode consiste à mélanger des petits grains de magnétite avec un solvant ; l'autre consiste à faire précipiter des solutions à base de fer. La première méthode présente l'inconvénient d'introduire des particules de tailles importantes, avec une large distribution de tailles, et pas forcément monodomaines (même si des procédés de réduction de taille existent).

Pour la deuxième méthode, il existe également deux types essentiels de préparation chimique, les solutions ioniques et les solutions surfactées ; ces deux préparations permettent d'éviter l'agglomération des particules. D'autres sophistications peuvent être apportées à la préparation ionique pour permettre par exemple la réalisation de ferrofluides aqueux [Massart 81]. Maintenant, les diverses préparations et les différents solvants permettent de fabriquer des ferrofluides adaptés aux différentes utilisations. On peut même envisager dans un proche avenir, d'utiliser certain type de ferrofluide comme produit de contraste pour les diagnostics médicaux des tumeurs du foie et de la moelle osseuse, en imagerie par résonance magnétique nucléaire.

Dans la figure suivante, nous présentons les étapes d'une préparation chimique typique de ferrofluides surfactés, du type de ceux que nous avons utilisés.

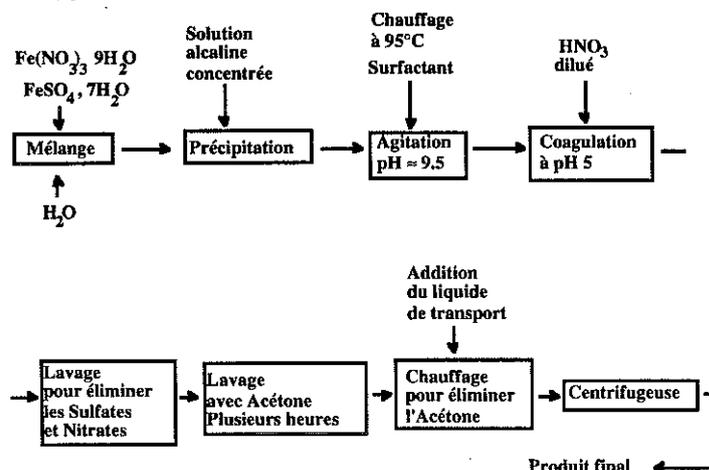


Figure I.1 : Préparation du ferrofluide (D'après Charles 91).

La principale qualité d'un ferrofluide est sa stabilité dans le temps. Pour cette raison, il se différencie d'une simple suspension de particules. Les particules se répartissent de manière uniforme dans le liquide de transport. On désire que cet arrangement des particules soit stable en champ nul, et que les effets d'un champ magnétique soient réversibles [Rosensweig 85].

La stabilité dans le temps signifie que les particules ne doivent ni se déposer, ni s'agglomérer, dans une certaine gamme de température autour de l'ambiante. Pour réaliser ces deux conditions, il est nécessaire que le mouvement brownien des particules ou l'agitation thermique compense la gravité et l'attraction magnétique agissant sur ces particules. Leur volume, déterminé par les compétitions énergétiques, conduit à une taille de particule de l'ordre de la dizaine de nanomètres.

Pour ces raisons, on comprend que la solution par dilution de grains avec le solvant ne soit pas satisfaisante, lorsque les grains sont trop gros. La détermination et le contrôle de la distribution de taille des particules sont donc très importants pour caractériser le ferrofluide et peuvent être réalisées par des études de biréfringence ou par des mesures aux neutrons [Bacri 87a][Itoh 92].

Par ailleurs, on désire souvent une forte aimantation de ce ferrofluide. Celle-ci est permise, d'une part en s'assurant que les particules sont monodomaines (de manière à éviter la désaimantation du grain), d'autre part en augmentant l'aimantation de ces particules (le choix de solutions à base de fer le favorise), et également en augmentant la densité des particules dans le solvant. Cette dernière condition explique l'existence de ferrofluides ioniques et surfactés. Les premiers permettent une répulsion électrostatique des particules entre elles, mais nécessitent la présence d'ions supplémentaires de manière à obtenir une solution globalement neutre électriquement. Mais la présence de ces ions ne permet pas d'obtenir une densité importante.

Lorsque la densité devient plus importante (10^{23} particules par m^3 dans les ferrofluides préparés actuellement), les collisions entre particules deviennent fréquentes et leur proximité, malgré la répulsion coulombienne, ne permet plus de négliger l'interaction dipolaire et l'attraction moléculaire. La taille maximum est alors définie en prenant en compte l'énergie dipolaire en $1/r^3$ et l'énergie de Van der Waals en $1/r^6$.

Le critère de stabilité devient plus difficile à satisfaire et la valeur du diamètre de la particule devient alors très spécifique (8 nm). Néanmoins, afin d'éviter tout contact entre particules lorsque celles-ci existent en quantité importante, on introduit lors de la préparation un surfactant qui enrobe la particule.

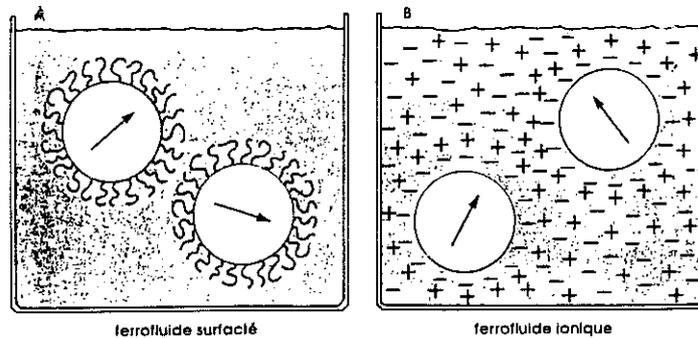


Figure I.2 : Schématisation d'un ferrofluide surfacté et d'un ferrofluide ionique
(D'après Bacri 87b)

Le ferrofluide a une autre spécificité, car c'est un liquide superparamagnétique à température ambiante : dans chaque grain, le moment magnétique s'oriente suivant un axe de facile aimantation.

L'orientation de chaque particule fluctue dans toutes les directions au cours du temps, en raison de son mouvement brownien. Cette fluctuation est plus ou moins facile selon la viscosité du liquide de transport. D'autre part, l'activation thermique peut permettre que la direction du moment passe d'un axe facile à l'autre dans le grain (mécanismes de Néel). Ces deux phénomènes conduisent à l'existence de temps de relaxation définis par les relations suivantes:

$\tau_B = 3V\eta_0/kT$ correspondant au mouvement Brownien, où V le volume de la particule et η_0 la viscosité du liquide de transport.

$\tau_N = \frac{1}{f_0} \exp\left(\frac{KV}{kT}\right)$ correspondant au mécanisme de Néel, où $f_0 = 10^9$ Hz et K est la constante d'anisotropie de la particule.

(f_0 traduit la fréquence d'essai de franchissement de la barrière d'énergie, par activation thermique).

Ces deux mécanismes existent à température ambiante. Dans notre cas, on a $\tau_B = 3.9 \cdot 10^{-7}$ s et $\tau_N \approx 10^{-9}$ s. Cela implique également que l'on a plus spécifiquement un superparamagnétisme intrinsèque, c'est à dire que si l'on baisse la température, on bloque le mécanisme Brownien avant de bloquer le mécanisme de Néel.

II. Instabilités d'une surface libre

L'observation à l'échelle macroscopique d'une couche de ferrofluide, présentant une surface libre et soumise à l'application d'un champ magnétique normal à la couche (initialement plate en champ nul), montre l'apparition de modulations de surface ou de pics [Melcher 63][Zelazo 69]. Ces pics peuvent atteindre quelques centimètres selon l'amplitude du champ fourni.

L'obtention de ces modulations peut être décrite en terme d'instabilités de surface, qui apparaissent lorsque la densité du milieu environnant l'autorise et pour des amplitudes de champ supérieur à une valeur seuil. Ces modulations, très stables à l'équilibre, sont le résultat de la compétition entre l'aimantation du matériau, la tension de surface entre les deux milieux, et la gravité à laquelle est soumise la couche de ferrofluide.

Selon l'ordre de grandeur des champs appliqués, il peut apparaître des modulations d'amplitudes plus faibles, de l'ordre de la centaine de microns, et organisées en structure hexagonale [Cowley 67]. Il est possible de définir de façon approchée l'orientation des lignes de champ \vec{B} dans ces modulations, en considérant les conditions aux limites entre les deux milieux (voir figure I.3).

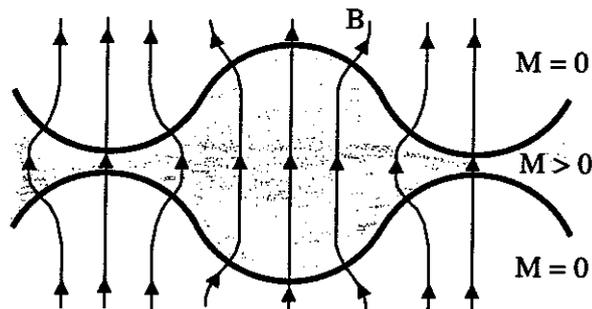


Figure I.3 : Lignes d'induction dans la modulation d'épaisseur

Une première analyse de ces modulations peut être faite, si on considère que le phénomène correspond à une petite déflexion de la surface, que l'on représente comme la superposition de termes harmoniques. Cette analyse repose sur une approche en terme d'instabilité [Rosensweig 85].

Cette déflexion de la surface crée un mouvement du fluide qui vérifie l'équation du mouvement d'un fluide magnétique incompressible :

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla \mathbf{v} \right) = - \nabla (p_0 + p_{\text{Mag}} + \rho g z)$$

, où \mathbf{v} est la vitesse de déplacement du fluide, p_0 la pression atmosphérique, p_{Mag} la pression "magnétique", $\rho g z$ la pression de gravité et z la position dans le liquide.

La pression "magnétique" traduit les relations entre les variations de volume, de l'aimantation et du champ magnétique.

La condition d'équilibre à l'interface entre l'air et le ferrofluide entraîne une relation entre ces termes de pressions. La somme des forces, dans une projection sur la normale à l'interface, s'écrit alors :

$$P_n + P_{n(\text{Mag})} - 2\mathcal{H}\sigma = 0$$

, où P_n est la pression thermodynamique normale à l'interface et $(-2\mathcal{H}\sigma)$ la pression capillaire, \mathcal{H} étant la courbure moyenne.

Dans ce cas
$$P_{\text{Mag}} = P_s + p_m + \frac{1}{2}\mu_0 M_n^2$$

, où p_s est la pression magnétostrictive, p_m la pression du fluide magnétique et $(\frac{1}{2}\mu_0 M_n^2)$ la composante normale de la pression exercée par la variation du champ.

Si on fait une analyse linéaire du phénomène que l'on traite en terme de perturbation, on peut alors considérer chaque harmonique séparément et la position de l'interface est décrite par l'expression :

$$z_0 = \hat{z}_0 \exp [i(\omega t - k_x x - k_y y)]$$

, où \hat{z}_0 est l'amplitude de la modulation, ω la pulsation complexe et k le vecteur d'onde.

A l'aide des équations précédentes, on peut relier ω et k par une relation de dispersion.

$$(\rho_1 + \rho_2)\omega^2 = (\rho_1 - \rho_2)gk + \sigma k^3 - \frac{k^2 \mu_0 M_0^2}{1 + \mu_0/\mu}$$

Relation dans laquelle les indices 1 et 2 correspondent aux milieux de chaque côté de l'interface, le premier terme de droite correspond à la variation de gravité, le deuxième à la variation d'énergie de surface, et enfin le dernier à la variation d'énergie magnétique (μ est la perméabilité du liquide magnétique et μ_0 la perméabilité du vide).

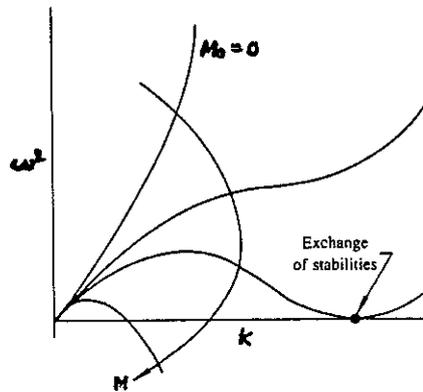


Figure I.4 : Variation de ω^2 en fonction du vecteur d'onde pour différentes valeurs d'aimantation M_0 du liquide magnétique.

La solution du quadrant supérieur de la figure I.4 correspond à une onde qui se propage à amplitude constante. Dans le quadrant inférieur ω^2 est négatif donc ω est imaginaire pur, la solution correspond ; soit à une onde qui s'amortit, soit à une onde dont l'amplitude augmente.

Sur les courbes de la figure I.4 on peut voir, que pour une certaine valeur de M_0 , il existe un vecteur d'onde correspondant à $\omega^2 = 0$. Ce point correspond à un changement de stabilité. Au-delà de cette valeur M_0 , le système devient instable ($\omega^2 < 0$) pour une bande de vecteurs d'onde. La courbe de dispersion présente alors un minimum qui correspond au vecteur d'onde le plus instable qui va être amplifié.

Le seuil de déclenchement de l'instabilité a lieu pour une aimantation critique M_C et un vecteur d'onde critique k_C . En dessous de ce seuil, aucune onde est amplifiée et donc la couche reste plate.

$k_C = \sqrt{\rho g / \sigma}$, qui est également le nombre critique de Rayleigh Taylor.

$$M_C^2 = \frac{2}{\mu_0} \left(1 + \frac{\mu_0}{\mu}\right) \sqrt{\rho g \sigma}$$

Cette description faite par Rosensweig permet d'expliquer le cas d'une seule interface libre. Des résultats semblables ont pu être mis en évidence expérimentalement lorsque l'épaisseur est réduite, montrant ainsi que ce phénomène existe dans une certaine gamme d'épaisseur [Basthovoï 91][Tsebers 80].

Cette approche linéaire permet seulement de déterminer le vecteur d'onde le plus instable, mais elle ne peut pas prédire l'amplitude de déflexion de la surface. Pour cela, il est nécessaire de considérer les termes non linéaires des équations décrivant le système. Cette approche théorique a été réalisée par Zaitsev et Shliomis, et Gailitis [Zaitsev 70] [Gailitis 69,77] [Shliomis 80].

Gailitis a utilisé une méthode d'énergie variationnelle à partir d'un état d'équilibre, dans lequel l'énergie totale de la surface perturbée est exprimée comme la somme de l'énergie de gravité, de l'énergie de surface, et de l'énergie magnétique. La forme de la modulation est représentée comme une superposition d'ondes unidimensionnelles de directions différentes. L'auteur a mis en évidence une hystérésis du système au niveau du seuil d'instabilité.

III. Instabilités péristaltiques

Si on considère maintenant deux surfaces libres au lieu d'une, la modulation qui apparaît, présente différents modes possibles selon le couplage entre les deux interfaces [Lucassen 70] :

- Symétrique
- Déphasé
- Sans corrélation entre les interfaces.

III.1. Approche dynamique

On s'intéresse au cas particulier d'une couche "fine" avec deux interfaces libres ; On va alors mettre en évidence l'apparition de modes péristaltiques.

Ces modes sont définis par De Gennes dans le cas de film fin d'eau, bordé sur les deux faces par une couche monomoléculaire de surfactant ionique. Les forces agissant sur les faces sont la répulsion électrostatique, due à la concentration en sels, et l'attraction entre les faces, due aux forces de Van der Waals [De Gennes 69].

Ces modes péristaltiques correspondent à des modes symétriques vérifiant la condition supplémentaire ($qd \ll 1$), où q est le vecteur d'onde de la modulation d'épaisseur et d l'épaisseur du film.

Cette condition traduit le fait que les longueurs d'ondes instables aux deux interfaces ont une longueur de pénétration dans l'épaisseur du film. Les deux interfaces sont donc couplées lorsque l'épaisseur n'est pas trop importante. Par ce couplage, la longueur d'onde la plus instable sera la même aux deux interfaces, conduisant à une modulation symétrique.

Cette description de l'instabilité de surface introduit également un temps caractéristique τ_q définissant un temps d'amplification.

Il existe néanmoins une limite de validité des modes péristaltiques pour les très faibles épaisseurs. Lorsque les modulations se créent, le volume du film initial est conservé. Par conséquent, l'épaisseur initiale ne doit pas être trop faible pour ne pas entraîner une rupture du film modulé. Des calculs ont donné lieu à la détermination de cette limite de rupture en mode symétrique [Vrij 70].

La limite d'épaisseur dans le cas d'un film mince de ferrofluide est de l'ordre du micron. Au-dessus de cette épaisseur, les modes d'instabilités péristaltiques permettent de décrire les différentes modulations d'épaisseur qui apparaissent aux interfaces de ce film mince déposé sur un substrat liquide plus dense et au contact de l'air sur la face supérieure [Bacri 88a]. La densité du substrat est ajustée de manière à rendre les modulations symétriques aux deux interfaces et l'épaisseur initiale de ferrofluide vérifie la condition ($qd \ll 1$).

L'application rapide de champs magnétiques, d'amplitudes variables, en partant d'un champ nul met en évidence des réseaux triangulaires de longueurs d'onde différentes.

Cette approche en terme d'instabilités permet de définir l'amplitude de déformation de la modulation par :

$$u = u_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau(q)}\right) \quad , \text{ où } u_0 \text{ doit être petit et décrit la perturbation initiale.}$$

Par convention, $\tau(q)$ positif est un temps d'amortissement de l'amplitude de déformation de la surface et $\tau(q)$ négatif correspond à une amplification exponentielle des déformations de la surface, c'est à dire à une instabilité du film.

Dans le cas où une modulation apparaît, c'est à dire au-dessus d'un champ seuil, les auteurs déterminent un taux d'amplification $\frac{1}{\tau_m}$, où τ_m est négatif et peut être traduit comme le temps d'établissement de la modulation.

$$\frac{1}{\tau_m} = -\frac{d^3 q_m^4 \sigma}{72 \eta} (1 - q_c^2 q_m^{-2}) \quad \text{où } q_m \text{ est le vecteur d'onde de la modulation,}$$

q_c le vecteur d'onde correspondant au seuil d'instabilité
 η est la viscosité du ferrofluide et σ la tension de surface.

Ce temps caractéristique dépend de l'aimantation et de la densité par l'intermédiaire du vecteur d'onde de la modulation.

Cette description des modulations repose sur une approche dynamique, mais une autre approche, cette fois-ci statique qui consiste à s'intéresser uniquement à l'état final de cette instabilité dynamique, peut être envisagée pour expliquer les modulations d'épaisseur.

III.2. Approche statique

Comme on l'a expliqué dans l'introduction, l'approche en terme d'états d'équilibre repose sur la détermination des longueurs caractéristiques décrivant les structures observées.

On peut appliquer cette approche décrite dans le cas des grenats, au cas d'un film mince présentant deux interfaces libres.

On peut considérer que la distance moyenne entre chaque centre de bulles, correspondant à des modulations d'épaisseur du ferrofluide, définit la longueur caractéristique du système. Cette longueur est déterminée par la compétition entre les termes d'énergie de gravité et de surface d'une part, et les termes d'énergies magnétiques d'autre part.

Le but de notre étude sera donc de décrire la formation et l'évolution des diverses structures macro-organisées apparaissant sur les films de ferrofluide après l'application rapide d'un champ magnétique. On mettra également en évidence l'hystérésis du système par l'apparition de différents états métastables.

Dans les chapitres suivants, on définira les paramètres pouvant décrire ces structures et on interprétera les processus mis en jeu. On déterminera également, expérimentalement et par un modèle, les variations des énergies présentes dans ces processus.

Chapitre II

Structures et évolution

I. Mode opératoire

Nous nous proposons dans ce chapitre d'étudier la formation et l'évolution des structures qui apparaissent sur les films de ferrofluide sous l'effet d'un champ magnétique normal à la surface.

I.1 Préparation des films

L'essentiel des études a été réalisé sur un ferrofluide huileux préparé par V. Cabuil*. Ce ferrofluide est composé de particules monodomaines de magnétite ($\gamma\text{Fe}_2\text{O}_3$) dans du nonane utilisé comme liquide de transport. Le diamètre de ces particules est de l'ordre de 8 nm et vérifie parfaitement les conditions de stabilité pour cette préparation de forte concentration ($3.7 \cdot 10^{23}$ particules/m³). L'acide oléique est utilisé comme surfactant pour éviter l'agglomération de ces particules. Il joue un double rôle dans notre ferrofluide, puisque ce surfactant a une concentration en excès pour permettre de favoriser l'étalement du fluide. La densité du ferrofluide est de 1.15 g/cm³, qu'il faudra comparer à la densité de l'air et du substrat.

La fraction solide de cette préparation est de 10%, ce qui entraîne une aimantation à saturation du ferrofluide de 322 Gauss. Il est superparamagnétique à la température ambiante et son aimantation en fonction du champ est donnée par la courbe II.1.

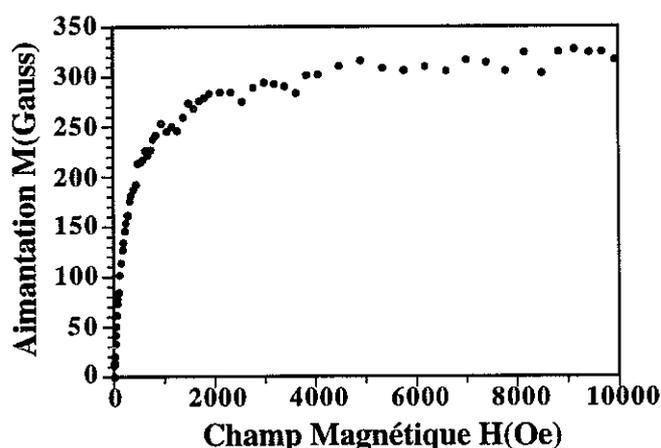


Figure II.1 : Courbe d'aimantation du ferrofluide à température ambiante
(D'après les mesures de V. Cabuil)

* Laboratoire de physico-chimie inorganique de l'université Paris 7

4 Pl Jussieu - 75252 PARIS - CEDEX, FRANCE.

On utilise un substrat liquide transparent, qui permet d'obtenir un film de ferrofluide parfaitement horizontal et d'épaisseur uniforme. Ce substrat est une solution de Chlorure de Cadmium (CdCl_2), dont on peut ajuster la densité de façon à favoriser la symétrie des modulations sur les deux interfaces. Sa valeur est limitée par la concentration à saturation de 1.84 g/cm^3 du CdCl_2 à température ambiante. La densité utilisée pour l'essentiel des études est de 1.75 g/cm^3 : celle-ci donne une solution suffisamment stable aux variations de température éventuelles. Le choix de cette solution à base de Cadmium permet d'obtenir une forte densité, mais également un liquide homogène favorisant des nucléations homogènes, lors de l'apparition des modulations à l'interface avec le ferrofluide.

La tension de surface (déterminée à partir de la période seuil) est à peu près de 24 erg/cm^2 , et elle est considérée du même ordre aux deux interfaces.

La taille du porte-échantillon, en plastique transparent, permet d'obtenir des films sur un diamètre de 53 mm, mais les observations s'effectueront toutes sur un diamètre de 45 mm. L'épaisseur du substrat doit être suffisante pour ne pas intervenir sur l'amplitude de la modulation sur l'interface inférieure : elle est prise de l'ordre de quelques millimètres.

Le film de ferrofluide est réalisé par le dépôt (par micro pipette) d'une première goutte pour créer un film précurseur qui s'étale parfaitement sur toute la surface du substrat, puis par dépôt de 20 gouttes supplémentaires pour atteindre une épaisseur fixée du film de l'ordre de $60 \mu\text{m}$. L'angle de mouillage du ferrofluide avec le porte-échantillon et la forme du ménisque de la solution de CdCl_2 permettent un accrochage du film à la périphérie de sa surface d'étalement. On obtient l'équivalent d'une peau de tambour.

Quelques mesures ont été réalisées pour des épaisseurs de film et pour des densités de substrat différentes, afin de vérifier l'influence de ces différents paramètres que l'on vient de fixer.

Il faut mentionner que toutes les études ont été réalisées en éliminant les films présentant, après une application de champ, des débuts d'agglomérats (liés à la présence d'impuretés lors du dépôt du film), ou un "vieillessement" prématuré du film se traduisant par une inhomogénéité de l'épaisseur.

I.2 Montage expérimental

Les modulations d'épaisseur du film de ferrofluide sont observées par transmission de la lumière à travers l'échantillon. Cette méthode d'observation est originale, et est seulement adaptée pour les couches fines.

A cet effet, nous avons conçu et réalisé le montage expérimental présenté sur la figure suivante et nous l'avons intégré dans une chaîne d'acquisition et de traitement d'images permettant d'obtenir une analyse quantitative des structures observées.

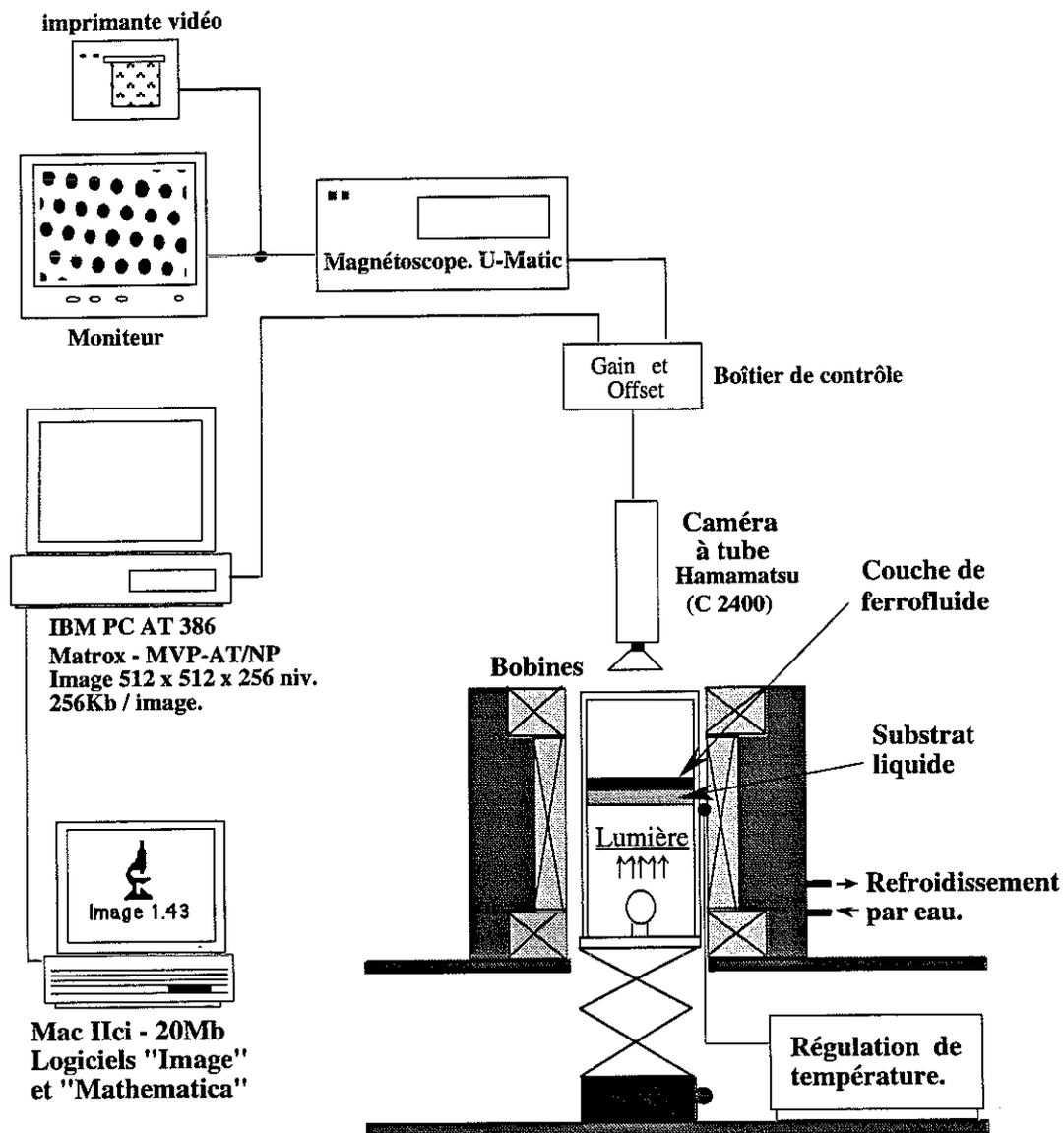


Figure II.2 : Le montage expérimental, la chaîne d'acquisition et de traitement d'images.

La caméra à tube et son boîtier de contrôle permettent respectivement, l'observation et le prétraitement du signal composite vidéo (gain et offset).

L'acquisition et l'analyse des images sont réalisées par une carte de traitement d'images, placée dans un micro-ordinateur. Cette carte permet la conversion analogique-digital du signal vidéo, et l'analyse des images est réalisée à l'aide de programmes développés spécifiquement à cet effet. L'étude des profils des modulations a été réalisée à l'aide du logiciel 'Image' sur le Macintosh.

Le film de ferrofluide dans son porte-échantillon est placé au centre d'une bobine, pouvant fournir un champ maximum de 800 Oe, normal à la couche, uniforme à moins de 0.5% sur toute la hauteur du porte-échantillon. On peut signaler que dans cette gamme de champ, l'aimantation du ferrofluide varie linéairement avec le champ appliqué (voir figure II.1).

Par ailleurs, les conditions expérimentales sont contrôlées :

- L'éclairage est fourni par une lumière blanche, et est rendu indirect par la présence d'un écran de téflon entre la source lumineuse et le plan du film.
- L'intensité de la lumière est fournie par une alimentation stabilisée.
- La température du porte-échantillon est réglée à 20 °C, et permet de contrôler les gradients de température provenant du système de refroidissement de la bobine et de l'échauffement apporté par la lampe.
- On a également la possibilité de s'affranchir des lumières parasites à notre éclairage de la couche (isolement du montage par rideaux noirs).

II. Structures homogènes

Nous avons étudié les structures formées à la surface du film de ferrofluide en partant d'un champ nul et en appliquant brusquement un champ donné, cela pour diverses valeurs de champs.

II.1. Procédure expérimentale

Avant de réaliser des modulations d'épaisseur pour un champ magnétique donné, on crée une couche initiale parfaitement uniforme. Pour cela, on favorise l'étalement complet de la couche et son accrochage sur les bords du porte-échantillon par des impulsions d'amplitude de 800 Oe. Cette opération est réalisée plusieurs fois si nécessaire, de manière à obtenir lors du retour en champ magnétique nul, une couche plate étalée sur la totalité de la zone d'observation.

Le champ est alors appliqué brusquement à partir de zéro, sur le film initialement plat. Il apparaît un réseau hexagonal de modulation d'épaisseur de la couche. Le temps caractéristique d'apparition est très rapide en champ fort mais long, jusqu'à quelques minutes, en champ faible. Puis on réalise l'acquisition de l'image correspondant à l'état d'équilibre, c'est à dire que l'on attend que les modulations d'épaisseur soient stables et que la structure soit définitivement établie après réorganisation des bulles les unes par rapport aux autres, par fusion ou décalage.

Après l'acquisition, le champ est ramené à zéro, puis on attend un peu avant de renouveler l'opération pour une autre amplitude de champ, de manière à laisser la couche relaxer.

Cette opération, d'application du champ et de retour en champ nul, est réalisée sur toute la gamme de champ utilisable. On fait varier l'amplitude du courant dans les bobines par pas d'intensité variable (≤ 0.1 A), de manière à décrire le plus correctement possible l'évolution des modulations en fonction du champ (un courant de 1.8 A dans les bobines correspond à l'application d'un champ de 800 Oe). On observe bien expérimentalement l'existence d'un champ seuil pour les faibles amplitudes de champ, en dessous duquel aucune modulation d'épaisseur n'apparaît.

La notion de temps d'établissement intervient à deux niveaux pour l'obtention des modulations. D'une part ce temps devient long pour les champs faibles, la couche tend alors à "vieillir" lorsque le champ est appliqué trop longtemps et les opérations qui suivent deviennent dépendantes de ce "mauvais" état de la couche. Pour cette raison et pour ne pas avoir à changer la couche à chaque champ, on crée les modulations d'apparition rapide correspondant aux champs forts, au début de la séquence. La structure hexagonale correspondant au seuil est difficile à obtenir car la réorganisation des bulles devient alors très lente et imparfaite. Pour ces mêmes raisons, les structures hexagonales correspondant à des amplitudes de champ proche du seuil sont mal définies.

Dans ces conditions, les diverses amplitudes de champ magnétique permettent d'obtenir des structures hexagonales de périodes différentes, les petites périodes correspondant aux fortes amplitudes de champs et réciproquement.

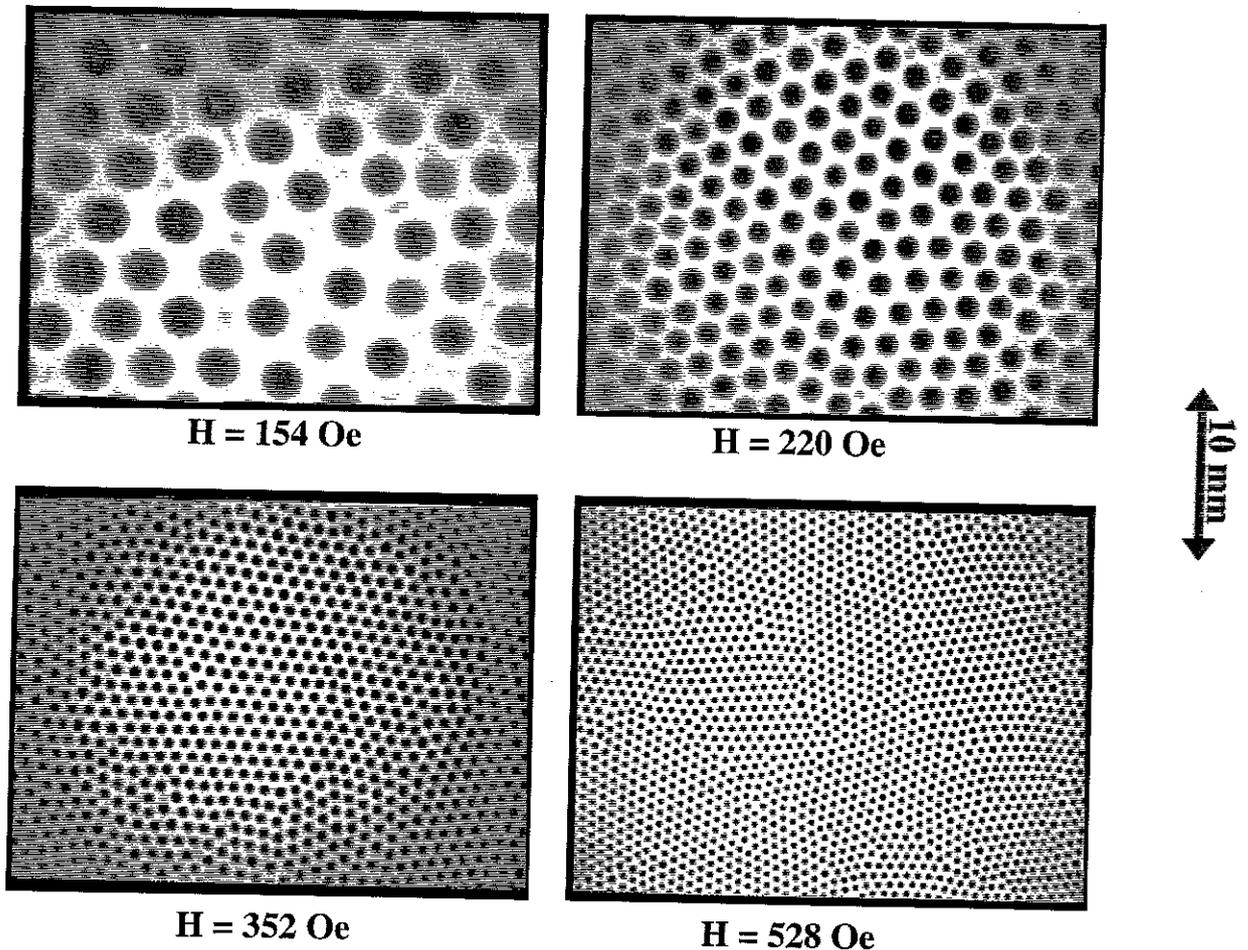


Figure II.3 : Structures homogènes à différents champs.

Comme on peut le voir sur les photos de la figure II.3, la structure est une structure triangulaire, ou hexagonale centrée, que l'on appellera par la suite structure hexagonale. On parlera de réseau homogène de "bulles", pour ces structures ne présentant qu'une seule taille de bulles.

Des structures identiques sont obtenues lorsque l'on fait décroître le champ à partir d'une structure établie selon la méthode décrite ci dessus. Ces réseaux de bulles homogènes sont alors obtenus par "fusion" des modulations. Afin de supprimer les contraintes liées au temps d'établissement ; pour les faibles amplitudes de champs (inférieures à 308 Oe), on réalise ces structures selon la procédure de décroissance de champ. Les deux procédures donnent des structures équivalentes, mais plus ordonnées dans le cas de la procédure de décroissance du champ.

Néanmoins, quelque soit la procédure, toutes les structures présentent des défauts par rapport à la structure hexagonale. Ces défauts sont dus, au temps d'établissement de la modulation et au fait que la structure ne s'établit pas partout en même temps, mais également à l'interaction magnétique entre les bulles, qui peut être faible.

Dans un réseau hexagonal parfait, chaque bulle a exactement six voisins. Un défaut est une paire de bulles ayant respectivement 5 et 7 voisins. Ces défauts créent l'équivalent d'une dislocation dans un cristal, et donnent des structures en moyenne à 6 voisins. Selon la procédure de champ suivie et l'origine d'apparition de ces défauts, on peut observer l'équivalent de structures polycristallines ou amorphes.

On peut améliorer l'ordre de ces structures en superposant au champ présent un champ alternatif de faible amplitude, permettant ainsi une réorganisation locale du réseau. Néanmoins les défauts sont très difficiles à éliminer, car cela nécessite une réorganisation à grande échelle, et une élimination par les bords de l'échantillon. Ce champ alternatif peut également permettre à une bulle de plus petite taille de croître de manière à uniformiser sa taille par rapport aux autres bulles, et ainsi établir localement une structure hexagonale plus symétrique.

II.2. Résultats

Après avoir défini la période λ comme la distance moyenne entre 1^{ers} voisins, on peut tracer la courbe de ces différents λ pour les amplitudes de champ correspondant (voir figure II.4).

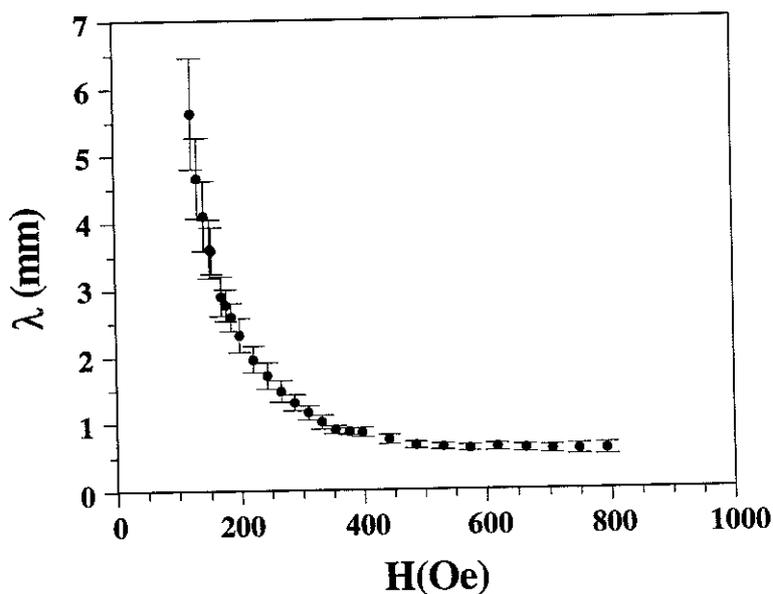


Figure II.4 : Courbe de la période du réseau hexagonal, pour différents champs.

Une mesure précise de la période du réseau est obtenue en déterminant la distance moyenne entre bulles 1^{ers} voisins, à partir de la mesure de toutes les distances entre bulles et par leur représentation dans un histogramme des distances. Lorsque la topologie du réseau est bien définie. C'est à dire que les distances 1^{ers} et 2^{èmes} voisins sont bien distinctes. Le pic correspondant aux distances 1^{ers} voisins est isolé dans l'histogramme des distances, et permet ainsi la détermination de cette distance moyenne. La distribution des distances autour de cette valeur moyenne reflète l'existence des défauts et l'incertitude liée à la mesure. Cette dernière est cependant négligeable par rapport au désordre créé par les défauts.

Sur la courbe précédente (figure II.4), on a donc porté la mesure des différentes valeurs moyennes, définissant la période λ du réseau, ainsi que la variance sur λ correspondant à la largeur à mi-hauteur de la courbe de distribution. Cette variance donne donc une information sur l'ordre du réseau et sur l'inhomogénéité de la "compacité", puisque la structure hexagonale parfaite correspond à la structure la plus compacte à 2 dimensions pour une seule taille de bulles. On peut ainsi voir sur la courbe II.4 que l'incertitude est plus importante pour les champs faibles et croît avec λ : ainsi, on comprend mieux la difficulté de définir la période seuil.

Par ailleurs, on a vérifié que pour une épaisseur de couche d'environ 35 μm et pour des champs $\in [220 ; 528 \text{ Oe}]$, la période était indépendante de l'épaisseur de la couche initiale. Cette remarque confirme bien les résultats déjà obtenus [Bacri 88a].

III. Structures inhomogènes

III.1. Procédure expérimentale

Dans les mêmes conditions expérimentales, et sur des films identiques (60 μm), si on fait croître brusquement le champ à partir d'une structure homogène établie pour un champ H_i (période λ_i) jusqu'au champ H_j ($H_j > H_i$), il apparaît une structure inhomogène présentant deux tailles de bulles. Selon la valeur de H_i et H_j , ces structures peuvent être variées. Sur les photos suivantes (voir figure II.5), on montre quelques unes de ces structures obtenues pour un même champ initial H_i et trois H_j différents.

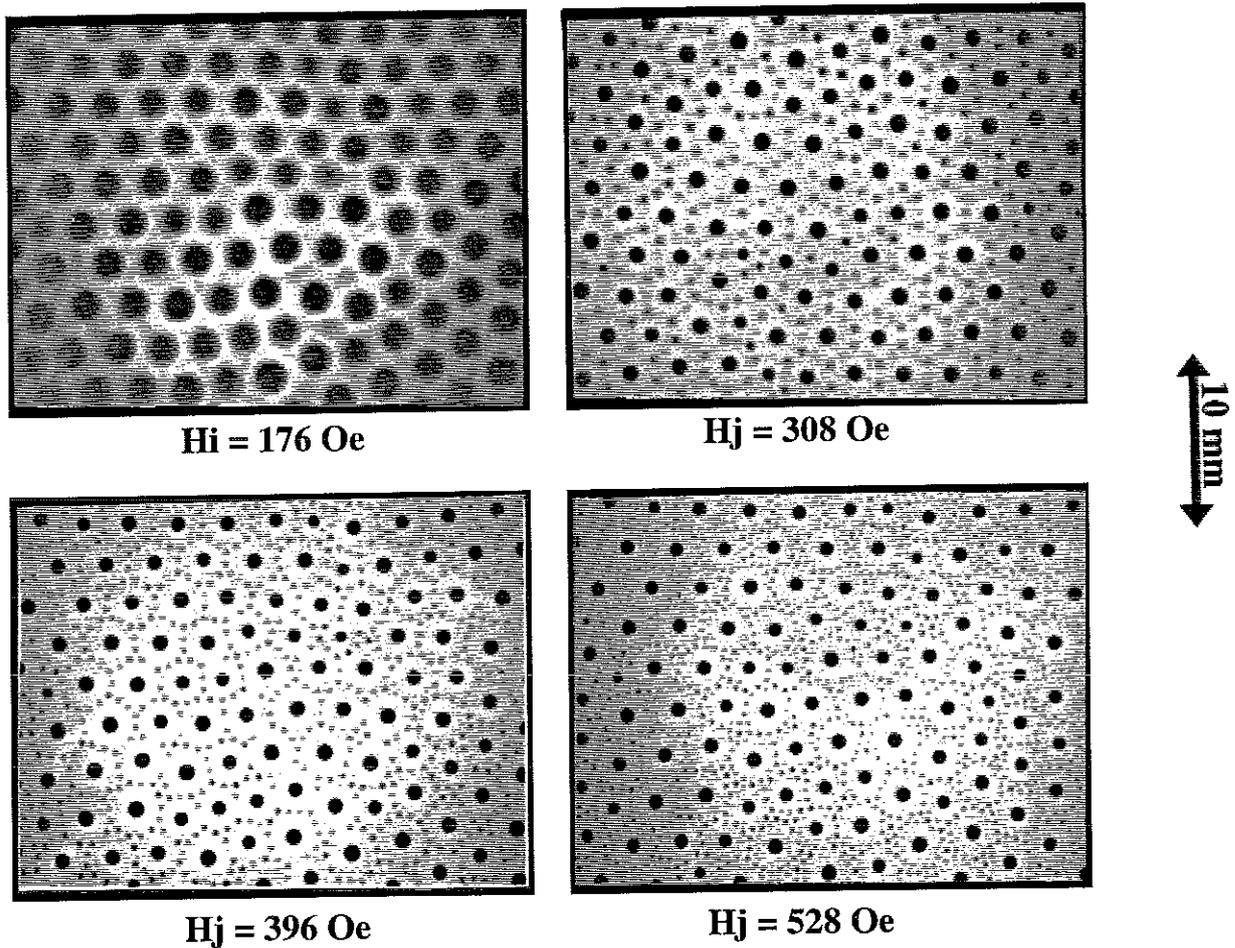


Figure II.5 : Structures inhomogènes à différents champs, obtenues à partir du même champ initial $H_i = 176$ Oe.

Ces structures résultent d'une contraction des bulles formant le réseau homogène initial, par augmentation du champ. La période des grosses bulles (de taille maximum sur chaque photo de la figure II.5) reste identique à la période de la structure homogène initiale. Cette contraction laisse un espace libre, où apparaissent les petites modulations ou petites bulles. On peut également remarquer sur ces photos, que le nombre et la position des petites bulles qui apparaissent, dépendent de l'amplitude du champ H_j pour une même structure initiale réalisée en champ H_i .

Une façon de caractériser ces structures inhomogènes, est d'étudier le nombre de petites bulles par cellule élémentaire, ce qui équivaut à étudier le nombre de petites bulles par rapport au nombre de grosses bulles. Cette quantité peut être mesurée par traitement d'images, mais elle nécessite une opération préliminaire d'optimisation de la qualité de l'image.

III.2. Procédure de traitement d'images

L'acquisition de l'image de ces structures s'effectue par l'intermédiaire d'une carte de traitement d'images qui comporte un convertisseur analogique-digital. La résolution de l'image est telle que l'on ait 512×512 pixels pour définir une surface d'environ 14 cm^2 dans notre cas. L'intensité de cette image est codée sur 8 bits, ce qui correspond à une gamme de niveaux de gris entre 0 et 255. Avant l'acquisition, on a la possibilité de vérifier l'histogramme des niveaux de gris de l'image.

Par ailleurs on règle le gain du boîtier de la caméra pour utiliser la plus grande gamme de niveaux de gris pour l'image, et pour obtenir aussi une image de bonne qualité. Ce réglage peut être équivalent à augmenter la lumière source, dans le cas où la puissance de la lampe ne donne pas de limitation.

A la suite de l'acquisition, il est nécessaire de corriger la non-uniformité de l'illumination sur l'image afin d'égaliser les niveaux de gris d'objets identiques de l'image. Cette correction est faite en soustrayant à chaque image, une image de référence comprenant l'information de l'illumination.

Cette image de référence est obtenue par convolution discrète d'une image de bulles homogènes de petites périodes. Cela revient à faire passer cette image dans un filtre passe-bas. L'image résultante est alors équivalente à une couche très homogène non-déformée, qui a gardé l'information de la non-uniformité de l'illumination entre les bords et le centre (la non-uniformité de l'épaisseur du film qui existe également, est négligeable par rapport à cette dernière).

A la place de la soustraction, on devrait faire une division de chaque image par cette image de référence, pour conserver l'information contenue dans les intensités. Mais la soustraction des niveaux de gris, pixels par pixels, est suffisante dans ce cas précis et plus rapide (temps réel) que la division réelle pixels par pixels (de l'ordre de la dizaine de secondes) ; Cette dernière opération est aussi plus compliquée à mettre en oeuvre, car elle n'est pas une fonction préprogrammée de la carte.

A cette étape du traitement, on dispose d'une image "exploitable", que l'on peut binariser afin de faire ressortir l'information désirée, c'est à dire séparer les bulles du fond, ce dernier correspondant au creux des modulations. Cette binarisation (segmentation de l'image) est réalisée par le choix d'un seuil de niveaux de gris sur l'image globale, satisfaisant cette séparation de l'information de manière à ne perdre aucune bulle.

L'étape suivante consiste en une reconnaissance des bulles (zone fermée de l'image binaire) dans une fenêtre de l'image permettant la meilleure statistique possible avec un nombre de bulles n'excédant pas 1200. On peut alors calculer l'aire et la position de chaque bulle, ainsi que la distance entre chaque centre de bulles. On peut remarquer que l'aire des bulles ainsi déterminée est dépendante du choix du seuil, mais ceci n'a aucune influence sur la position des centres et sur l'opération de séparation des 2 populations dans le cas des structures inhomogènes.

Il faut signaler, que pour calculer correctement les distances sur l'image, il a été nécessaire de faire une correction de distorsion de l'image d'un coefficient de 1.5 entre les x et y. Cette distorsion est due à un décalage entre la fréquence d'acquisition selon x dans le convertisseur de la carte et la vitesse de balayage de la caméra à tube ; Cela conduit à des pixels "non carrés".

Toutes ces procédures sont identiques pour la détermination des paramètres caractéristiques des structures homogènes et inhomogènes. Par la suite, une analyse spécifique est faite pour chaque cas.

Pour les structures homogènes, comme on l'a vu, on réalise un histogramme des distances entre chaque centre de bulles. Le premier pic de l'histogramme correspond à la distance moyenne entre 1^{ers} voisins et définit la période λ du réseau.

Pour les structures inhomogènes, on détermine le nombre de petites et de grosses bulles en séparant les deux catégories sur l'histogramme de distribution de taille (aire) par un seuil défini manuellement en regard de l'image correspondante. Cette distinction est réalisable en raison de l'existence d'un minimum sur cet histogramme, à condition que l'image avant la binarisation soit de bonne qualité.

III.3. Analyse

Pour étudier l'évolution des structures inhomogènes, on analyse l'évolution du nombre de bulles pour différents champs appliqués. On cherche à relier les deux grandeurs caractéristiques du système, nombre de bulles et période, cette dernière grandeur étant caractéristique des structures homogènes. On est donc amené à considérer :

- La période initiale λ_j , qui caractérise l'état homogène initial au champ H_j .
- Et la période de l'état final λ_j , qu'il aurait pour une structure homogène au champ H_j .

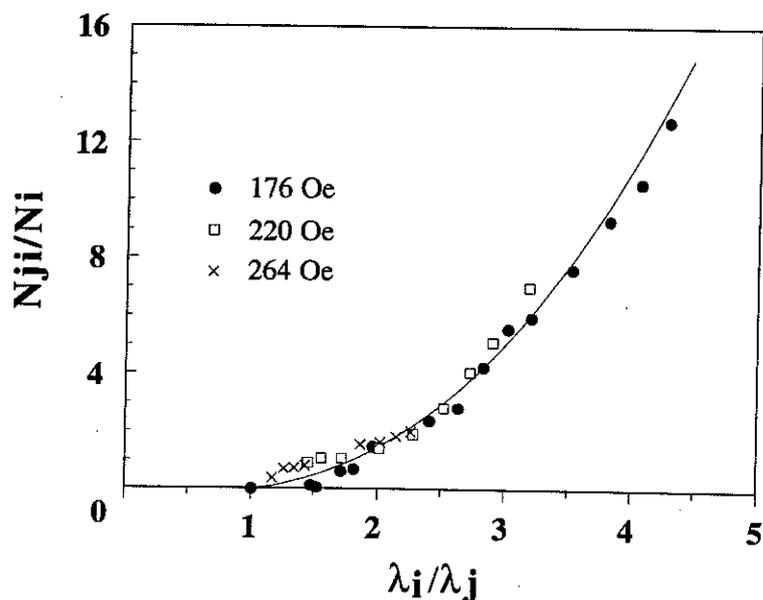


Figure II.6 : Évolution du nombre de petites bulles par maille élémentaire, en fonction du rapport des périodes λ_i/λ_j , pour trois valeurs différentes de champ initial. Le trait continu est un "fit" indicatif.

Sur cette courbe II.6, N_{ji} est le nombre de petites bulles en champ H_j venant d'un champ H_i , et N_i est le nombre de grosses bulles correspondant à ce champ H_j ; Ces valeurs sont déterminées expérimentalement par traitement d'image. λ_j pour sa part est déterminé à partir de la courbe $\lambda = f(H)$ (voir figure II.4).

On obtient donc une courbe unique décrivant l'évolution du rapport de nombre de bulles pour des champs initiaux différents, montrant que le nombre de petites bulles par maille dépend uniquement du rapport des périodes d'équilibre du système pour les deux champs considérés (initial et final).

III.4. Structures originales

L'analyse précédente a reposé sur une description continue de la variation du rapport N_{ji}/N_i , ce rapport correspondant au nombre moyen de petites bulles par cellule élémentaire. Pour certaines valeurs de λ_i/λ_j sur la figure II.6, on peut obtenir des valeurs entières du nombre de petites bulles par cellule élémentaire, correspondant à des structures particulières et des positions bien définies des petites bulles dans les cellules du réseau hexagonal.

Expérimentalement, ces structures particulières sont assez difficiles à mettre en évidence pour trois raisons :

- Il est nécessaire d'évaluer très précisément le champ final à fournir, d'abord à partir de la courbe $\lambda = f(H)$ (voir figure II.4), et puis par des essais successifs. De plus on cherche à obtenir un rapport de périodes ; celui-ci est très sensible aux incertitudes, lesquelles peuvent être importantes pour les grandes périodes initiales.
- Le réseau initial n'est pas parfait et comporte des défauts.
- La nucléation des petites bulles ne se réalise pas partout en même temps, par conséquent leurs positions initiales peuvent avoir une influence sur la nucléation dans les cellules voisines et créer ainsi des différences d'une cellule à l'autre.

Néanmoins, les photos de ces structures pour des rapports de N_{ji} / N_i égaux à 2 et 6 montrent bien une organisation symétrique des petites bulles dans la cellule élémentaire, qui vérifie les représentations schématiques que l'on peut en faire (voir figure II.7). Pour les autres rapports N_{ji} / N_i , on a également observé dans quelques cellules, les organisations symétriques définies par les représentations schématiques correspondantes.

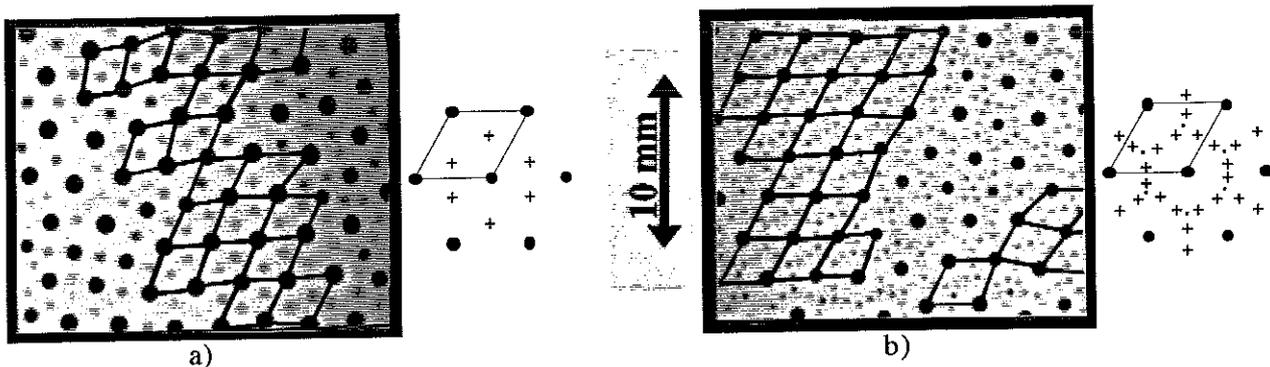


Figure II.7 : Structures inhomogènes particulières réalisées à partir de $H_{\text{initial}} = 220$ Oe et leur représentation schématique correspondante.

- a) Deux petites bulles par maille élémentaire à $H_{\text{final}} = 264$ Oe.
- b) Six petites bulles par maille élémentaire à $H_{\text{final}} = 386$ Oe.

D'autre part, comme on peut le voir sur les exemples de structures inhomogènes de la figure II.5 ($H=528$ Oe), au-delà d'un certain nombre de petites bulles par cellule, celles-ci peuvent occuper l'espace libre un peu aléatoirement, mais en se positionnant sur deux lignes, trois lignes et plus à la périphérie de la grosse bulle centrale.

Parmi les petits rapports de nombre, le cas d'une petite bulle par cellule élémentaire, est une structure encore plus particulière (voir figure II.8a). Pour des raisons de symétrie, le réseau hexagonal initial devient alors instable et s'arrange en réseau carré. Ce nouvel arrangement permet à la petite bulle d'être à égale distance des quatre grosses bulles voisines, comme on peut le voir dans certaines cellules.

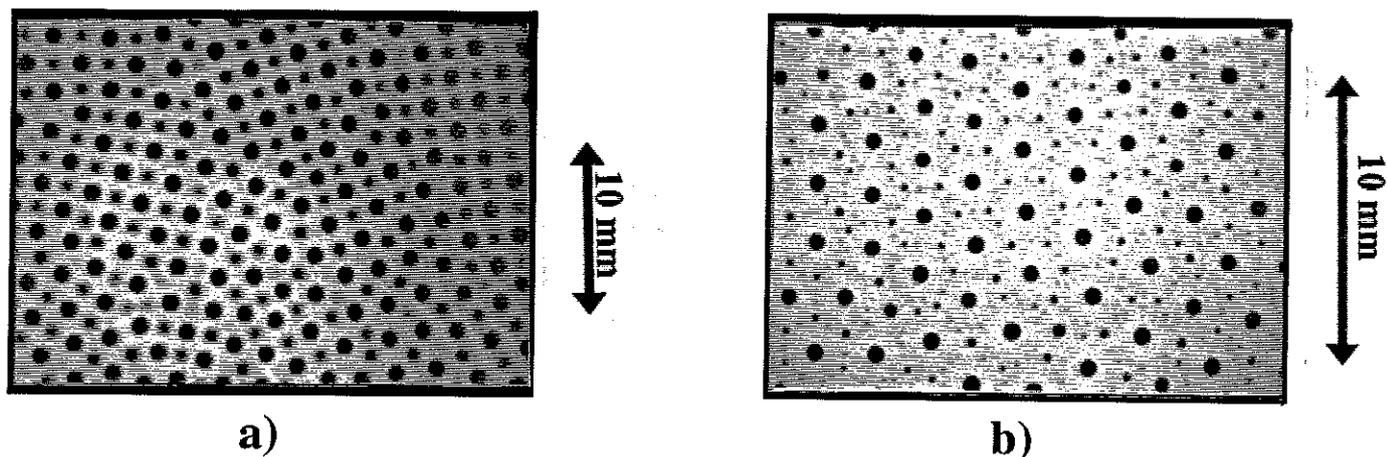


Figure II.8 : Structures originales

a) Réseau carré.

b) Début d'un réseau "fractal"
après trois itérations de champ.

La photo de la figure II.8b présente également une structure originale. En effet, si on itère le processus de H_1 à H_2 , puis de H_2 à H_3 , avec des amplitudes de champs bien choisies, on peut s'attendre à mettre en évidence le début d'une structure fractale. Dans l'expérience, à partir d'un réseau hexagonal de bulles moyennes entourant les grosses bulles (rapport 2) (voir figure II.7a), on a créé un hexagone de petites bulles autour des bulles moyennes (rapport 3). La différence de rapport provient du fait, que le premier réseau est en fait un réseau triangulaire. Comme on peut le voir sur la photo, cette structure est très difficile à mettre en évidence, car elle est très sensible au désordre. Ce désordre, qui se multiplie au fur et à mesure des itérations, explique la difficulté de poursuivre l'itération. De plus, le nombre d'itération est limité par la taille des bulles exploitable à l'analyse. Ces observations ne permettent donc malheureusement pas de conclure sur l'existence de structures fractales.

On a donc observé différents états métastables pour une même valeur de champ, et une évolution avec hystérésis du système entre ces états. Cette hystérésis est liée au fait que la fusion des bulles lorsque le champ décroît est un phénomène irréversible, dans le sens où une augmentation du champ ne conduit pas à une "fission" des bulles, mais à un piégeage des bulles et donc de la période du réseau.

Nous avons essayé de mettre en évidence des conditions où l'hystérésis pouvait disparaître. Ces études ont été réalisées sur un système unidimensionnel (permettant l'existence d'une seule rangée de bulles), et également sur un ferrofluide de viscosité et d'aimantation à saturation différentes. Mais les résultats n'ont pas été suffisamment concluants.

Cette hystérésis dans le comportement avait été démontrée par l'observation d'un réseau homogène carré, et par des calculs énergétiques par méthode variationnelle montrant que ce réseau carré minimisait l'énergie du système [Cowley 67] [Gailitis 77]. Cette structure carrée a été obtenue en faisant varier le champ progressivement au-dessus du seuil et observée par réflexion de la lumière. Les résultats peuvent s'interpréter par le piégeage de la période seuil et le passage à la structure carrée précurseur de notre structure inhomogène correspondant au rapport de nombre égal à 1. En effet, notre structure carrée est la première structure particulière qui apparaît pour un champ supérieur à la période initiale et on observe que l'apparition des petites modulations se réalise au-dessus d'un seuil de champ appliqué.

Dans ce chapitre, nous avons mis en évidence divers états métastables dépendant des variations d'amplitudes de champ et de l'histoire magnétique. Pour aller plus loin dans l'interprétation de la courbe $N_{ji} / N_i = f(\lambda_i / \lambda_j)$ (voir Figure II.6), il convient de considérer que ces grandeurs caractéristiques sont le résultat d'une compétition entre l'énergie de surface et de gravité, qui jouent le rôle d'énergie stabilisante, et l'énergie magnétique, qui joue un rôle déstabilisant. Les degrés de liberté du système sont la période du réseau et la forme de la modulation d'épaisseur. Nous avons analysé les périodes, mais la forme de la modulation nécessite une analyse un peu différente qui repose sur la détermination du profil de la modulation. De même, la détermination des énergies stabilisantes nécessitent la mesure de surface et de volume de la modulation d'épaisseur : c'est ce que nous allons présenter dans le chapitre III.

Chapitre III

Formes et énergies

I. Mesure du profil

I.1. Contraintes expérimentales

Cette mesure du profil des modulations d'épaisseur du film est possible dans notre montage expérimental, car ces modulations sont observées par transmission de la lumière à travers la couche, à l'aide d'une caméra. Le boîtier de contrôle de la caméra permet un prétraitement du signal composite vidéo, et la carte de traitement d'images donne un signal digital utilisable. Les autres éléments de la chaîne d'analyse, tels que les fonctions de la carte, les logiciels "Image" et "Mathematica" vont nous permettre de définir les surfaces et volumes des modulations à partir des niveaux de gris de l'image acquise.

Une analyse du profil à partir des variations de la lumière transmise, et reposant sur la mesure de niveaux de gris de l'image, nécessite de contrôler parfaitement cette information à chaque étape de l'acquisition.

Pour cette raison, on a éliminé tous les éléments intermédiaires de la chaîne pouvant modifier l'information comme le magnétoscope ou le moniteur (cela explique le montage expérimental présenté au chapitre II, figure II.2). En effet, ces éléments séparent à l'entrée le signal vidéo et le signal de synchronisation formant le signal composite vidéo, et reconstituent ce signal à la sortie, à l'aide d'un signal de synchronisation d'amplitude différente.

On a pris soin d'utiliser des câbles coaxiaux d'impédance identique à l'impédance de 75 Ohms de la carte.

On a également fixé deux paramètres ajustables de la carte, de manière à convertir linéairement, les tensions du signal composite en valeurs numériques, et ces dernières en niveaux de gris entre 0 et 255. Cette opération consiste à régler la fenêtre d'acquisition et de conversion de l'image dans la gamme des intensités étudiées et à s'assurer que l'observation d'un objet parfaitement noir (le cache de l'objectif) donne bien un niveau 0 dans l'histogramme des niveaux de gris.

Par ailleurs, l'intensité de la lumière source doit rester constante pendant toute la durée de l'étude d'un film et permettre d'observer en même temps les extrêmes de la modulation d'épaisseur, correspondant au sommet et au pied de la bulle (variation importante liée au coefficient d'absorption du ferrofluide). La lumière doit être assez intense pour traverser les grandes épaisseurs de modulation mais pas trop pour ne pas créer une saturation du signal dans les plus faibles épaisseurs.

Le diaphragme et la distance focale de l'objectif de la caméra à tube sont fixés de manière à :

- visualiser le diamètre intérieur du circuit de régulation de température, correspondant à 45 mm, pour étalonner les observations (ce réglage est également intervenu lors des mesures du chapitre II).
- obtenir une profondeur de champ suffisante pour cette étude des profils,
- mais compatible, avec une ouverture suffisante pour laisser passer la lumière transmise.

Ces contraintes peuvent être ajustées sans trop de difficultés sachant que l'on peut utiliser un réglage continu du gain sur le boîtier de la caméra. Celui-ci est équivalent à l'ouverture de l'objectif, qui permet seulement un réglage discontinu.

Cette équivalence est réalisée en ayant au préalable fixé les autres paramètres du boîtier, de façon à travailler dans un régime de réponse linéaire entre la luminance et le signal analogique en sortie de la caméra. En effet, ce boîtier donne la possibilité de travailler avec une réponse non linéaire pour augmenter le contraste.

Le gain permet donc de ne pas endommager la lampe avec des tensions trop fortes, et de diminuer l'ouverture de l'objectif pour avoir une profondeur de champ adaptée à l'étude des modulations.

Il est réglé à partir de la lumière transmise à travers le substrat, pour obtenir une optimisation de l'information reçue (vérification par l'histogramme des niveaux de gris de l'image). Ce qui signifie, que même si le bas des bulles sur les images du film modulé est lumineux, il atteint le maximum l'intensité de la lumière transmise à travers le substrat, seulement s'il y a rupture du film. On a par conséquent une marge de manoeuvre dans le blanc. Le gain est réglé pour éviter la saturation du signal au niveau de la carte et en sortie du boîtier.

Toutes ces contraintes expérimentales permettent d'analyser les niveaux de gris de l'image comme l'intensité réelle de la lumière. Le traitement d'image peut alors être utilisé pour une analyse de densitométrie à partir de la lumière transmise à travers la couche de ferrofluide.

I.2. Correction de réflexion

Avant de traiter réellement les images, qui correspondent aux différents états métastables du film de ferrofluide sous champ (voir chapitre II), il a été nécessaire de corriger les effets de réflexion de la lumière sur la modulation du film. Ces effets peuvent prendre une importance considérable lors de l'analyse de densitométrie sur le haut de la modulation.

Pour cette raison, on a tout d'abord éliminé toutes les sources évidentes de réflexion (réalisation d'un environnement noir et absorbant pour la lumière transmise). Puis on a pris soin d'éviter la "rémanence" éventuelle de la caméra à tube, en évitant toutes les surexpositions sur la partie réceptionnant la lumière.

Enfin on a corrigé chaque image par une intensité traduisant les réflexions successives créées dans le tube au-dessus du porte-échantillon. Pour estimer la correction à faire, nous avons étudié des images qui présentent localement une absorption complète de la lumière et qui par conséquent donnent un échantillonnage de la réflexion sur toute la couche. Cette étude a montré que l'intensité de réflexion était proportionnelle à la lumière incidente et pouvait se traduire sous la forme d'une expression simple :

$$I_R(x,y) = K I_0(x,y) \quad , \text{ où } I_R \text{ est l'intensité de réflexion, } I_0 \text{ l'intensité ayant traversé le substrat transparent, } x \text{ et } y \text{ les coordonnées dans le plan du film.}$$

Pour corriger la réflexion, on a donc réalisé une image traduisant ces diverses réflexions en prenant en compte l'intensité et la non-uniformité de la lumière transmise.

Cette amplitude et cette non-uniformité de l'éclairement sont par ailleurs bien définies dans l'image de référence. Celle-ci est obtenue après une opération de convolution discrète [13 x 13] d'une image de petites bulles. Cette opération a l'avantage de ne pas modifier le niveau d'intensité moyenne de l'image, qui donne l'information sur l'amplitude de l'éclairement.

Cette opération consiste à éliminer la fréquence correspondant aux petites bulles et à garder seulement la fréquence (proche de 0) du fond de l'image. Deux passages sont nécessaires pour obtenir un résultat satisfaisant correspondant à une couche non modulée. La valeur 13, prise comme exemple, signifie que l'on utilise une matrice de Kernel (13 x 13) pour remplacer la valeur d'un pixel par la moyenne des pixels du carré 13 x 13, dont il est le centre [Gonzales 87].

L'image de réflexion que l'on construit, correspond à :

$$K I_0(x, y) = \frac{\text{Max}_R - \text{Min}_R}{\text{Max}_{\text{Réf}} - \text{Min}_{\text{Réf}}} [I_{\text{Réf}}(x, y) - \text{Min}_{\text{Réf}}] \quad , \text{ où l'indice Réf signifie référence et } R \text{ réflexion.}$$

Cette expression de la réflexion revient à abaisser à zéro le minimum du signal de référence, à ne garder que sa forme normalisée, puis à la multiplier par l'amplitude de réflexion correspondant à $(\text{Max}_R - \text{Min}_R)$ déterminée sur les images présentant des absorptions complètes de la lumière. Les niveaux de gris correspondant à $\text{Max}_{\text{Réf}}$ et $\text{Min}_{\text{Réf}}$ sont déterminés directement sur l'image de référence.

On a la chance dans notre système expérimental de pouvoir réaliser sur le film de ferrofluide étudié ;

- une modulation du film pour l'image de référence.
- une modulation d'épaisseur très importante, qui absorbe complètement la lumière dans certaines régions, et qui permet de déterminer l'amplitude de réflexion $(\text{Max}_R - \text{Min}_R)$ en fonction de l'intensité et de la non-uniformité de la lumière transmise. Cette modulation particulière est donnée par une structure inhomogène réalisée par l'application d'un champ de forte amplitude, sur une structure homogène de grande période initiale.

Il est nécessaire cependant de réaliser cette image traduisant la réflexion pour chaque nouvelle couche étudiée.

I.3. Division de l'image

Après correction de la réflexion sur chaque image et sur l'image de référence, on peut considérer en première approximation que l'intensité des niveaux de gris de l'image vérifie une loi simple d'absorption s'écrivant :

$$I(x, y) = I_0(x, y) \exp[-\gamma d(x, y)] \quad , \text{ où } I \text{ est l'intensité transmise et } I_0 \text{ l'intensité ayant traversé le substrat.}$$

d est l'épaisseur au point (x, y) du film de ferrofluide et γ est le coefficient d'absorption de ce milieu.

Chaque image est alors divisée par l'image de référence pour éliminer la lumière incidente. Cette division corrige la non-uniformité de la lumière incidente, comme nous l'avons déjà précisé.

Pour ce type d'analyse, on ne peut pas se contenter d'une division entière des valeurs des pixels de l'image. Par conséquent, on réalise une division réelle pixel par pixel. Mais cette division donne 512 x 512 réels compris entre 0 et 1, à stocker et à manipuler. Pour cela, on transforme ce fichier en image, en remplaçant ces réels par des entiers entre 0 et 255. Cette dernière opération entraîne malheureusement une petite perte de l'information, puisque l'on réalise une troncature pour obtenir des nombres entiers.

Mais on a alors des images correspondant à l'expression suivante :

$$i(x,y) = k \frac{I(x,y)}{I_{\text{Réf}}(x,y)} = k \exp\{-\gamma[d(x,y) - d_{\text{Réf}}]\} \text{ où } k \text{ est le coefficient de renormalisation, et } d_{\text{Réf}} \text{ est l'épaisseur du film non modulé résultant de la convolution.}$$

Les opérations, que nous venons de décrire sont réalisées sur le PC, dans lequel est placée la carte de traitement. Les analyses suivantes sont effectuées sur le Macintosh, à l'aide d'un programme utilisant le logiciel "Image".

Le logarithme de cette intensité donne les variations d'épaisseur du film à une constante près.

$$\gamma d(x,y) = -\text{Ln } i(x,y) + \text{cste}$$

Une image 3 D d'un pattern inhomogène permet de visualiser ces modulations d'épaisseurs.

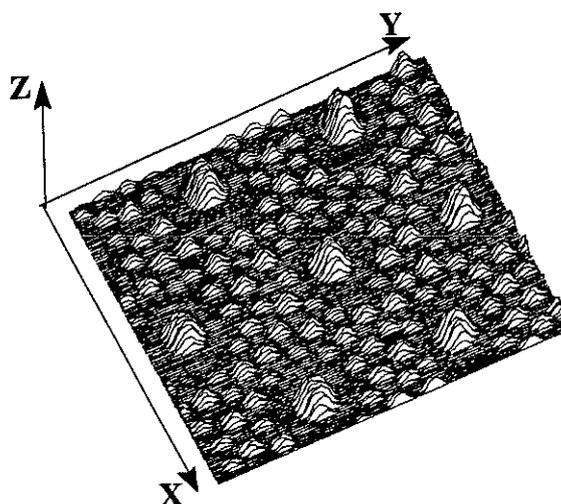


Figure III.1 : Image 3D d'un pattern inhomogène obtenue à partir de l'intensité de la lumière transmise.

On a confirmé la validité de toute cette méthode de mesure d'épaisseur par l'étude d'un objet présentant des variations connues d'épaisseur (négatifs photos superposés) dans des conditions expérimentales identiques (éclairage et linéarité de la luminance). On a déterminé des rapports d'épaisseur de 1.88 et 2.67 correspondant respectivement à un doublement et un triplement d'épaisseur. Il est à signaler, que cette étude a été réalisée avec des faibles intensités de lumière transmise, n'utilisant pas toute la gamme des niveaux de gris possible et par conséquent ne donnant pas la meilleure précision de mesure.

On a également obtenu des résultats de 1.9 et 2.76 après une correction de réflexion. Par conséquent, on peut dire que cette méthode de mesure est satisfaisante pour l'étude de la forme de la modulation et que la correction de réflexion permet d'améliorer substantiellement les résultats.

Ces résultats sont dépendants de l'épaisseur du film étudié et également de la position de l'objet dans le porte échantillon. Ces résultats sont en effet des moyennes calculées à partir de deux objets identiques placés dans le porte échantillon. Une des mesures a donné un résultat de 1.94 pour deux épaisseurs de couche, et après correction de réflexion.

I.4. Analyse du profil

Cette mesure de la lumière transmise à travers le film conduit à étudier les deux interfaces en même temps. Si on a une modulation symétrique, l'analyse donne la forme exacte de la modulation. Dans la réalité, ces interfaces ne sont probablement pas symétriques, même si la densité de substrat choisie est la plus grande possible pour optimiser cette symétrie. Cette remarque ne tient pas compte d'une éventuelle différence de tension de surface ferrofluide-air et ferrofluide-CdCl₂, qui peut compenser ou augmenter la dissymétrie.

Les résultats que nous présenterons, porteront sur la détermination d'un profil moyen des deux interfaces. Une représentation schématique de la modulation va nous permettre de mieux définir les grandeurs qui vont intervenir par la suite.

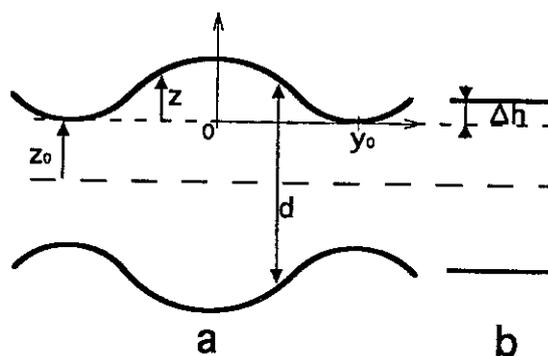


Figure III.2 : Forme schématique de la modulation d'épaisseur. a) profil modulé.
b) état non modulé équivalent, Δh est la différence de niveau entre les interfaces plate et modulée.

Dans cette représentation, on peut écrire :
$$z(x, y) = \frac{1}{2} d(x, y) - z_0$$

L'analyse du profil d'une modulation est réalisée dans une direction, étant donnée la symétrie de révolution des bulles. La structure de la "bulle" aurait pu être de géométrie hexagonale, si l'interaction dipolaire entre bulles avait été très forte. Nous avons vérifié que cela n'était pas le cas et que la structure de la bulle présentait une parfaite symétrie de révolution.

On peut ainsi écrire :
$$\gamma z(y) + \text{cste} = -\frac{1}{2} \text{Ln } i(y)$$

L'origine de l'axe y étant le centre de la bulle.

Nous pouvons alors à cette étape déterminer un "fit" de $-\frac{1}{2} \text{Ln } i(y)$ pour chaque bulle du pattern considéré et également un "fit" moyen correspondant à un certain nombre de bulles sur l'image. On rappelle que le mot pattern définit globalement la structure et la modulation correspondante.

On utilisera en général le "fit" moyen, car la structure présente du désordre comme il a été mentionné dans le chapitre précédent. Ce désordre entraîne des hauteurs de modulations variables.

Dans l'analyse, tous les profils sont "fités" par un polynôme pair en raison de la symétrie de révolution. Le degré de ce polynôme est choisi minimum, de manière à satisfaire à la forme du profil. Tous les profils ont pu être "fités" par des polynômes pairs de degré 6. Il faut signaler que le profil de la modulation est "fité" par la forme de ce polynôme uniquement au voisinage de zéro.

L'origine de l'axe vertical est définie par y_0 , rayon de la bulle tel que $z(y_0) = 0$ (voir figure III.2), et y_0 est déterminé à partir des minima de la fonction $z(y)$.

Pour cette raison, on fait une mesure du profil sur une largeur plus grande que la période du réseau de manière à obtenir ces minima, et impaire en nombre de pixels pour bien centrer le profil.

On peut alors écrire :

$$z(y) = \frac{1}{\gamma} [c_1 (y^2 - y_0^2) + c_2 (y^4 - y_0^4) + c_3 (y^6 - y_0^6)]$$

I.5. Détermination des paramètres de forme

A l'aide des coefficients de ce polynôme, on détermine les grandeurs caractérisant la forme de la modulation, tels que le diamètre D , la hauteur h , la surface S et le volume V . Ces paramètres sont définis connaissant l'échelle (ech) et le coefficient d'absorption (γ) du ferrofluide.

L'échelle est déterminée en mm/pixel pour chaque film étudié à partir de l'étalonnage de la couche par rapport au diamètre d'observation de 45 mm, en tenant compte de la distorsion de l'image.

Pour sa part le coefficient d'absorption est un paramètre intrinsèque du ferrofluide. Il a été déterminé expérimentalement de l'ordre de $10^{-2} \mu\text{m}^{-1}$ par deux types de mesure, reposant sur une mesure de l'absorption de la lumière à travers une épaisseur connue :

- Une première par évaluation de l'épaisseur du film de ferrofluide connaissant le nombre de gouttes déposées et le volume de chaque goutte. La mesure de la lumière est réalisée par traitement d'images sur une couche plate de ferrofluide, après sa division par $I_0(x, y)$ correspondant à l'intensité transmise à travers le substrat liquide.

- Et par une autre méthode, où l'épaisseur est mesurée au microscope par variation de la mise au point, et la mesure d'absorption est faite par photodiode. On a mesuré l'intensité transmise à travers des films très minces d'épaisseurs différentes, placés entre deux plaques de verre. Pour les mesures d'épaisseur la variation de la mise au point a été étalonnée par des mesures de l'épaisseur des lames de verre à l'aide du décalage transverse du porte-objet du microscope et à l'aide d'un micromètre-objet.

Ces deux méthodes ont permis de déterminer cette valeur moyenne du coefficient d'absorption.

On a pu ainsi avoir accès aux paramètres de forme, à partir des relations suivantes :

$$D = ech * 2 y_0.$$

$$h = ech * z(0).$$

$$S = ech^2 * 2 \pi \int_0^{y_0} y \sqrt{1 + z'(y)^2} dy.$$

$$V = ech^3 * 2 \pi \int_0^{y_0} y z(y) dy.$$

On peut également déterminer l'énergie de surface et l'énergie de gravité pour chacun de ces patterns.

II. Analyse des résultats

Les résultats qui suivent, ont été déterminés sur un ou plusieurs films identiques de ferrofluide. Par la suite, on précisera seulement lorsque les résultats sont obtenus sur un seul film initial.

II.1. Patterns homogènes

II.1.1. *Diamètre*

Dans le cas des patterns homogènes, le diamètre de la bulle varie linéairement avec la période, tel que $D \approx \frac{\sqrt{3}}{2} \lambda$ et l'aire de la bulle varie comme λ^2 .

On a déterminé que cette aire de la bulle était proportionnelle à l'aire de la cellule élémentaire, telle que :

$$\pi y_0^2 = 0.77 \left(\frac{\sqrt{3}}{2} \lambda^2 \right)$$

Pour les patterns étudiés à l'équilibre, la structure forme un réseau hexagonal, qui présente des défauts, mais chaque bulle a en moyenne six voisins et la cellule élémentaire a une aire de $\frac{\sqrt{3}}{2} \lambda^2$.

La proportion de la bulle dans cette cellule élémentaire est donc constante, pour les patterns homogènes, quel que soit le champ appliqué.

On a donc des réseaux homothétiques, en ce qui concerne l'occupation des cellules.

II.1.2. *Hauteur*

Pour sa part, la hauteur n'a pas une variation bien définie en fonction de la période λ . La hauteur moyenne de ces patterns est sensiblement indépendante de la période λ , et vaut de l'ordre de 55 μm , et augmente un peu pour les petites périodes.

La hauteur des bulles dans un pattern présente une large distribution, qui peut avoir plusieurs origines ; Imprécision de mesure, incertitude sur la correction de réflexion, mais aussi désordre de la structure en particulier aux grandes périodes. En effet, une bulle avec 5 voisins sera plus petite et plus basse, une bulle avec 7 voisins plus grosse et plus haute, que la bulle "moyenne" avec 6 voisins. Ces valeurs extrêmes donnent une incertitude importante de $\pm 15 \mu\text{m}$, qui explique le choix du profil moyen.

L'incertitude liée à la réflexion est très faible dans le bas de la modulation, mais croît lorsque l'absorption augmente, ce qui signifie qu'elle n'est pas négligeable pour la détermination du haut de la modulation (voir figure III.3).

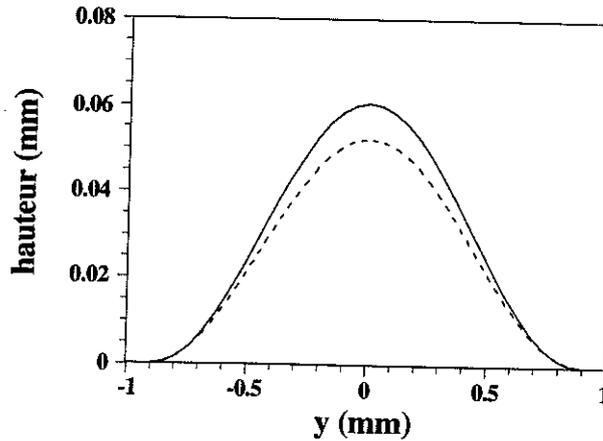


Figure III.3 : Profil de bulle homogène pour une amplitude de champ "faible" ($H = 220$ Oe).

-- Profil sans correction de la réflexion.

— Profil avec correction de réflexion.

On peut tout de même montrer l'évolution des hauteurs dans le cas d'un seul film, sur lequel la correction de réflexion est identique. Ces hauteurs ont été déterminées à partir des profils moyens. Dans ce cas, on met plus facilement en évidence la remontée des hauteurs pour les petites périodes, et on observe que la hauteur "moyenne" correspond alors à $52 \mu\text{m}$.

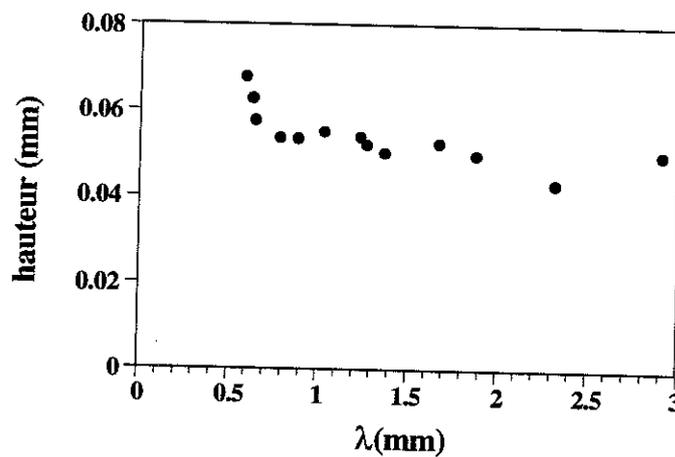


Figure III.4 : Hauteur moyenne des modulations pour différentes périodes du réseau hexagonal.

La hauteur "moyenne" est indépendante de l'épaisseur de la couche, en tout cas dans une certaine gamme d'épaisseur vérifiant la condition des instabilités péristaltiques. Ce résultat a été vérifié pour une couche d'épaisseur deux fois plus fine.

II.1.3. Forme

Entre différents films initiaux, il existe une fluctuation de la hauteur. En raison de ces fluctuations, nous présenterons donc les profils pour un seul film.

Comme on vient de le dire, l'incertitude liée au désordre est très importante. Mais lorsque l'on considère le profil moyen de la modulation pour différentes amplitudes de champ, il est possible de comparer les évolutions de profil.

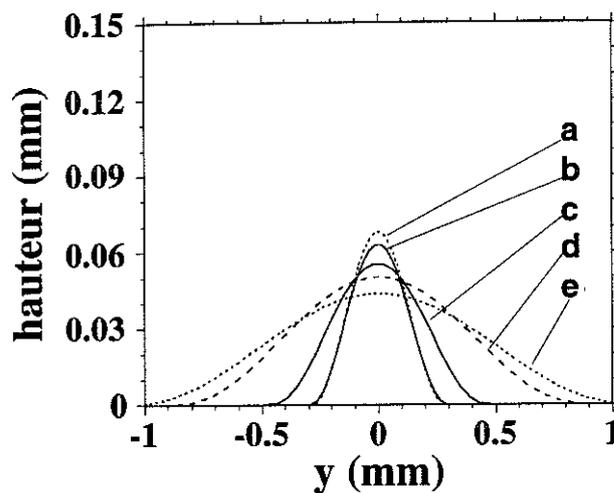


Figure III.5 : Évolution du profil des modulations des patterns homogènes pour cinq périodes.

a) $\lambda = 0.59$; b) $\lambda = 0.63$; c) $\lambda = 1.03$; d) $\lambda = 1.88$; e) $\lambda = 2.32$ mm.

Dans les cas choisis (figure III.5), on peut observer nettement une augmentation des diamètres et une sensible diminution des hauteurs, lorsque la période augmente.

La forme de la modulation reste semblable, quelle que soit l'amplitude de champ. Si on normalise l'axe des abscisses en y/λ , on peut représenter toutes ces modulations par des profils presque identiques.

Sur ces courbes normalisées, on remarque encore la fluctuation des hauteurs pour les différentes périodes, surtout pour la plus petite période.

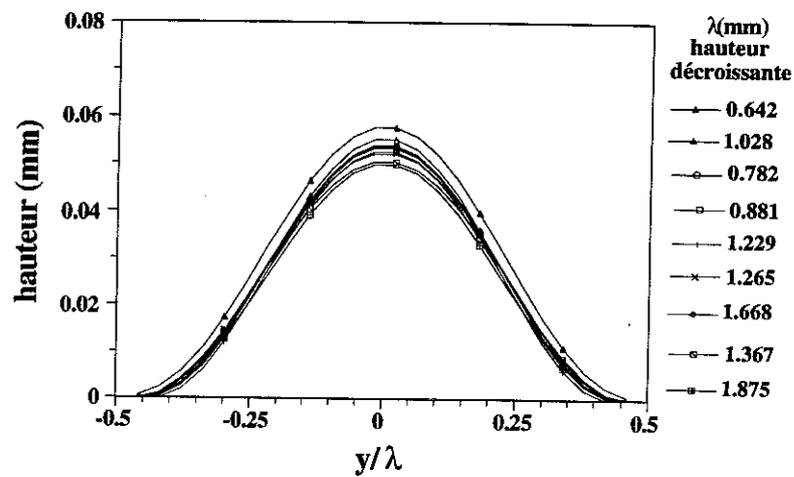


Figure III.6 : Profils moyens normalisés en y/λ des patterns homogènes pour neuf périodes, classées par hauteur décroissante (Profils presque identiques sauf pour la plus petite période).

Ces courbes sont obtenues à partir d'un "fit" par un polynôme de degré 6.

On peut également "fiter" ces profils par une fonction sinusoïdale, mais de périodicité sur D :

$$z(y) = h/2 [1 + \cos (2\pi (y/D))] \quad , \text{ où } D \approx \frac{\sqrt{3}}{2} \lambda .$$

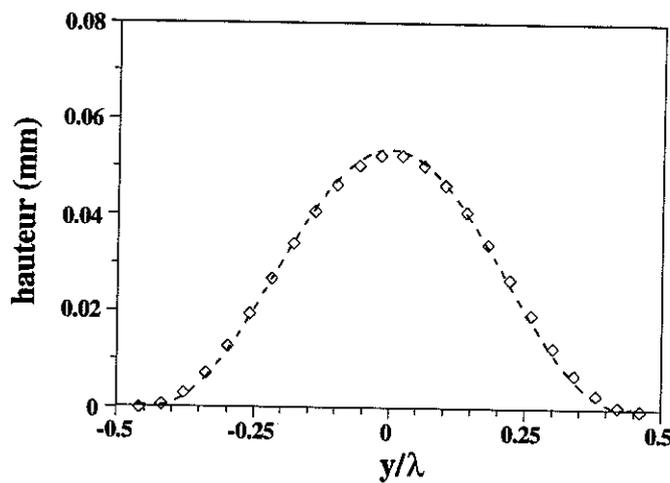


Figure III.7 : "Fit" d'un profil moyen par une fonction sinusoïdale (en trait pointillé).

La fonction sinusoïdale de la figure III.7 décrit uniquement la bulle. Elle ne présente pas la périodicité sur λ des bulles, dans les trois directions correspondant aux axes de la maille du réseau. D'autre part ce "fit" ne tient pas compte de l'espace libre autour de la bulle.

Par contre, à la différence du polynôme pair de degré 6, celui-ci permet de définir les degrés de liberté du système, que sont la période et la hauteur. A cette étape de l'analyse, on a ramené le nombre de degré de liberté pour décrire le profil de 4 à 2.

Pour des films de ferrofluide préparés dans des conditions expérimentales identiques, on montre que le profil est identique, à ces fluctuations de hauteur près.

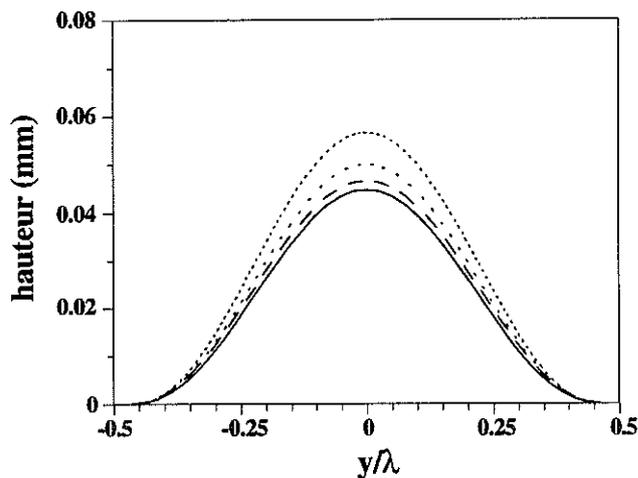


Figure III.8 : Fluctuation du profil moyen pour différents films d'épaisseur $60 \mu\text{m}$, à une même amplitude de champ ($H = 220 \text{ Oe}$).

II.2. Énergies stabilisantes

Dans les résultats précédents, on a vu que le diamètre des bulles était d'environ quelques millimètres, et que la hauteur de ces bulles correspondait à quelques dizaines de microns. Cela signifie que la surface des bulles varie essentiellement comme λ^2 , car le terme principal de la surface provient de l'aire de la bulle.

Pour regarder l'influence de l'énergie de surface pour les différentes périodes du système, on s'intéresse au terme correctif dû à la modulation. Celui-ci est de 2 ordres de grandeur plus petit que le terme principal provenant de la surface non modulée. On est donc amené à considérer la différence entre l'énergie de surface de l'interface modulée et de l'état plat.

L'énergie de surface par unité d'aire pour une interface plate est σ .

Pour une interface modulée, on a :
$$E_s = \sigma \left(\frac{\sqrt{3}}{2} \lambda^2 + S - \pi y_0^2 \right) / \left(\frac{\sqrt{3}}{2} \lambda^2 \right)$$

où S est la surface de la bulle et πy_0^2 l'aire de la bulle.

L'accroissement d'énergie de surface par unité d'aire due à la modulation est :

$$\Delta E_s = \sigma (S - \pi y_0^2) / \left(\frac{\sqrt{3}}{2} \lambda^2 \right)$$

On peut également exprimer de la même façon la variation d'énergie de gravité. Pour une surface modulée, l'énergie de gravité par unité d'aire est donnée par :

$$E_g = \frac{1}{2} \Delta \rho g 2\pi \int_0^{y_0} y z^2(y) dy / \left(\frac{\sqrt{3}}{2} \lambda^2 \right)$$

$\Delta \rho$ est la différence de densité moyenne entre ferrofluide-air d'une part, et CdCl_2 -ferrofluide d'autre part. La référence de l'énergie de gravité est prise à $z = 0$. L'énergie de gravité correspondante par unité d'aire pour une interface plate est :

$$E_{g(\text{plat})} = \frac{1}{2} \Delta \rho g \left(\frac{\sqrt{3}}{2} \lambda^2 \right) (\Delta h)^2 / \left(\frac{\sqrt{3}}{2} \lambda^2 \right),$$

où Δh est la différence de hauteur entre l'interface plate et l'interface modulée (voir figure III.2). Puisque le volume total du ferrofluide est conservé, $\Delta h = V / \left(\frac{\sqrt{3}}{2} \lambda^2 \right)$, où V est le volume de la bulle.

L'accroissement de l'énergie de gravité par unité d'aire due à la modulation est alors :

$$\Delta E_g = \frac{1}{2} \Delta \rho g \left[2\pi \int_0^{y_0} y z^2(y) dy - V^2 / \left(\frac{\sqrt{3}}{2} \lambda^2 \right) \right] / \left(\frac{\sqrt{3}}{2} \lambda^2 \right)$$

Les résultats présentés ci-dessous sont obtenus à partir de deux films initiaux.

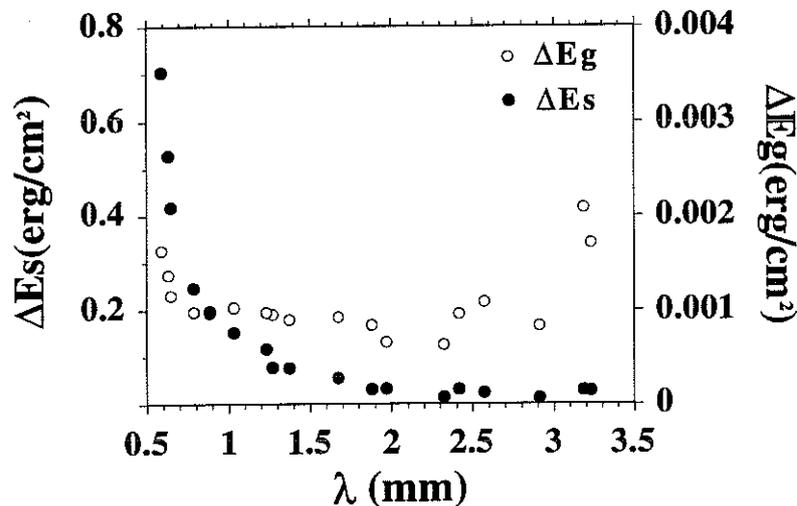


Figure III.9 : Variations de l'énergie de surface ΔE_s et de l'énergie de gravité ΔE_g dues à la modulation, pour différentes périodes du réseau hexagonal (états homogènes).

Sur la figure III.9, on peut voir que la variation de ΔE_g est de 2 ordres de grandeur plus petite que ΔE_s , sauf au voisinage du seuil, où on obtient un facteur 20. Ces deux termes d'énergies doivent être sensiblement identiques pour la période seuil.

Sur cette courbe, on observe une décroissance de ΔE_s quand λ croît, ce qui signifie que l'énergie de surface joue davantage sur les modulations aux petites périodes en dessous d'une période de 2 mm.

La courbe ΔE_g montre une augmentation de la variation d'énergie de gravité pour les grandes périodes proche du seuil ($\lambda > 3$ mm), et également pour les petites périodes ($\lambda < 0.6$ mm).

L'évolution de ΔE_g , est liée pour une part au comportement de la variation de hauteur, ce qui explique la remontée de cette variation d'énergie de gravité pour les petites périodes.

On a obtenu des variations d'énergies de surface et de gravité en fonction de la période. On peut se poser la question de l'influence de l'épaisseur initiale du film et de la dissymétrie éventuelle des deux interfaces que l'on a mentionnée précédemment.

Les expressions des énergies sont indépendantes de cette épaisseur initiale, car elles sont calculées à partir du minimum de la modulation ($z=0$). Expérimentalement, on a vérifié que la forme du profil était indépendante de l'épaisseur de la couche initiale, à partir du moment où il existe assez de ferrofluide pour créer la modulation.

Une dissymétrie des interfaces entraîne pour sa part une modification de la forme par modification de la hauteur, mais peu de modification des variations ΔE_s et ΔE_g . Celles-ci dépendent de la hauteur h mais aussi de la période λ , qui elle, est peu affectée par cette dissymétrie (voir figure III.10).

Expérimentalement on a observé, en raison de la dissymétrie des deux interfaces, une augmentation de la hauteur et donc une modification de la forme pour une variation de densité de substrat de 1.83 g/cm^3 au lieu de 1.75 g/cm^3 .

II.3. Complément d'interprétation

Cette détermination de l'évolution des termes "stabilisants" en fonction de la période, permet de mieux analyser la courbe $\lambda = f(H)$. Nous présentons dans la figure suivante cette évolution de la période correspondant à différentes amplitudes de champ, toujours en partant d'un état plat en champ nul, mais pour 3 densités de 1.2 , 1.65 et 1.84 g/cm^3 du même substrat.

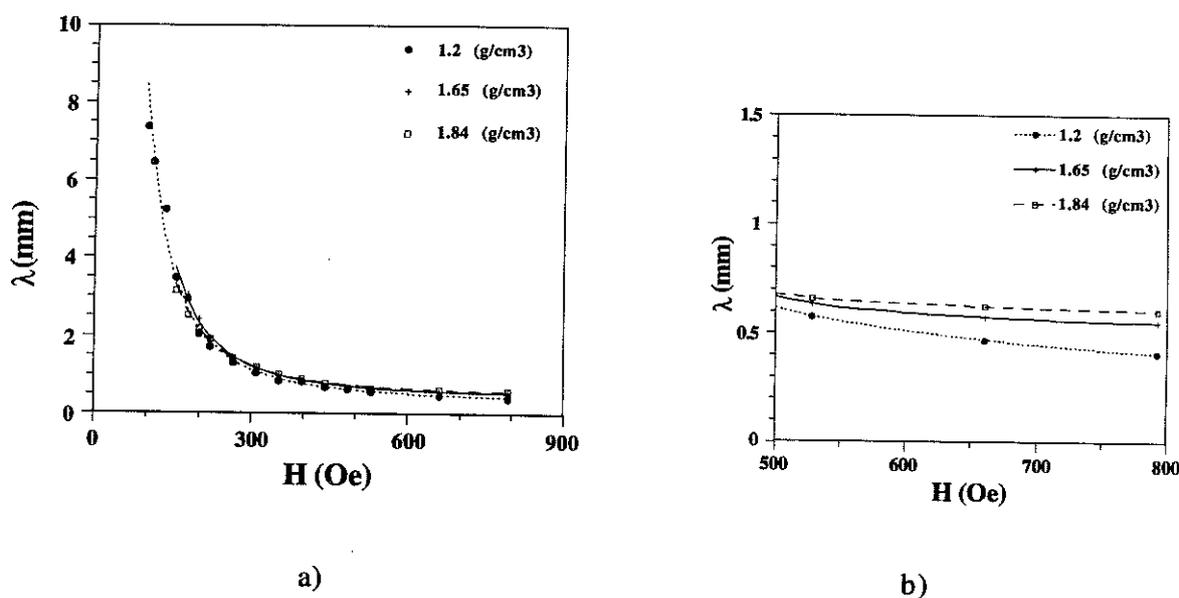


Figure III.10 : Période de la structure homogène pour différents champs et pour trois densités du même substrat. a) Courbes générales. b) Agrandissement de la région des "petites" périodes. (le trait plein et les traits en pointillés sont des "fits" indicatifs).

La courbe de la figure III.10a, montre que la variation de densité a peu d'effet et les courbes sont similaires. Sur la courbe b, les courbes des trois densités sont bien distinctes et ordonnées. On met ainsi en évidence des asymptotes sur les périodes apparaissant aux champs "forts". Cette asymptote devient même un "palier" pour la densité maximum utilisée (1.84 g/cm^3).

Le changement de densité du substrat modifie cette asymptote, et également la courbure aux périodes intermédiaires, mais ne donne pas une modification significative aux grandes périodes. Pourtant, on s'attendrait à une modification de la période seuil, comme peuvent le laisser supposer les expressions en terme d'instabilité.

Nous avons utilisé une densité de substrat de 1.2 g/cm^3 , très proche de la densité du ferrofluide (1.15 g/cm^3). Dans ces conditions, on s'attendrait à voir les modulations se créer plus facilement à l'interface avec le substrat. Mais cela ne fût pas le cas.

Par conséquent pour expliquer ces résultats, on doit faire intervenir la densité et la tension de surface comme une moyenne sur les deux interfaces. Le fait de faire intervenir des valeurs moyennes implique, que $\Delta\rho_{\text{Moy}} \in [0.6 ; 0.95]$ pour les densités de substrat utilisées.

Ces variations sont faibles par rapport à la variation de la densité du substrat, et ne peuvent faire intervenir que des plus faibles différences sur λ_{seuil} , car $\lambda_{\text{Seuil}} \propto \sqrt{\sigma/\Delta\rho g}$.

Pour un σ identique, on a calculé que le $\Delta\rho_{\text{Moy}}$ pour la densité de 1.2 g/cm^3 , entraîne une variation de 1.3 mm par rapport à une période seuil estimée de l'ordre de 6.5 mm sur les mesures à la densité 1.75 g/cm^3 , utilisée dans les autres études. Ce calcul est en accord avec la courbe III.10. mais expérimentalement on est dans une gamme de période, où les incertitudes sont de l'ordre du millimètre, par conséquent cette variation n'est pas facile à mettre en évidence.

D'autre part pour une diminution de la densité, on a montré une faible diminution de l'amplitude de champ, qui détermine la période seuil. Mais, on ne peut pas mettre en évidence des différences significatives sur ces amplitudes de champ, car l'aimantation qui détermine le seuil est particulièrement peu sensible à cette variation de densité moyenne $M_{\text{Seuil}} \propto \sqrt[4]{\sigma \Delta\rho g}$.

Par contre, on observe une différence aux petites périodes, où seule la tension de surface devrait intervenir (voir figure III.10b). Une première explication tend à introduire un changement de tension de surface à l'interface ferrofluide- CdCl_2 . Mais cela n'explique pas l'existence même du palier.

Deux sources pourraient créer ce palier :

- L'aimantation à saturation, mais la gamme d'amplitude de champ appliqué est bien inférieure à la saturation.
- Le rayon de courbure de la modulation, mais la période correspondant à ce palier est bien supérieure à cette longueur capillaire.

On a envisagé une saturation introduite par le temps de montée du champ, qui limiterait l'apparition des petites périodes en interférant sur le temps d'établissement de la structure. Ce temps de montée est d'environ 50 ms, il correspond au régime transitoire imposé par la self de la bobine. Ce temps est du même ordre de grandeur que les temps d'apparition de la modulation aux forts champs.

Et par ailleurs, on a vérifié que le temps d'établissement de la structure dépendait de la densité du substrat, tel qu'une diminution de la densité moyenne correspondait à une diminution du temps d'établissement. Mais cette intervention du temps de montée du champ ne permet pas d'expliquer correctement que cette asymptote soit plus basse pour les densités faibles de substrat.

Cette asymptote traduit un piégeage dans une période, qui élimine ce degré de liberté pour le système, qui a alors une variation d'énergie de surface insuffisante pour compenser la variation d'énergie magnétique existante. Par conséquent, pour satisfaire à la compétition entre les deux termes d'énergies, la modulation augmente sa hauteur, ce qui explique les résultats de la figure III.4 et l'accroissement de ΔE_s et surtout de ΔE_g pour $\lambda < 0.6$ mm (figure III.9).

On a confirmé expérimentalement des augmentations significatives de la hauteur des modulations dues à ce palier, et que l'on peut comparer pour deux densités différentes de substrat :

- Pour la densité de 1.75 g/cm^3 utilisée habituellement, on a une hauteur "moyenne" de $55 \mu\text{m}$ pour les champs faibles et de $65 \mu\text{m}$ pour les champs du palier.
- Pour la densité de 1.83 g/cm^3 , on a une hauteur "moyenne" de $60 \mu\text{m}$ pour les champs faibles et de $75 \mu\text{m}$ pour les champs du palier.

En effet lorsque la densité est plus grande, la période piégée est plus grande (voir figure III.10), et donc la modulation croît un peu plus.

Ce piégeage de la période et l'ajustement de la hauteur de la modulation est un phénomène, que l'on retrouve pour les patterns inhomogènes.

II.4. Patterns inhomogènes

Les profils des patterns inhomogènes sont obtenus de la même manière que les profils des homogènes, en séparant au préalable les deux populations (petites et grosses) à partir de l'aire de chaque bulle. On peut alors les comparer aux profils des patterns homogènes étudiés précédemment, pour mettre en évidence l'évolution de la forme de la modulation.

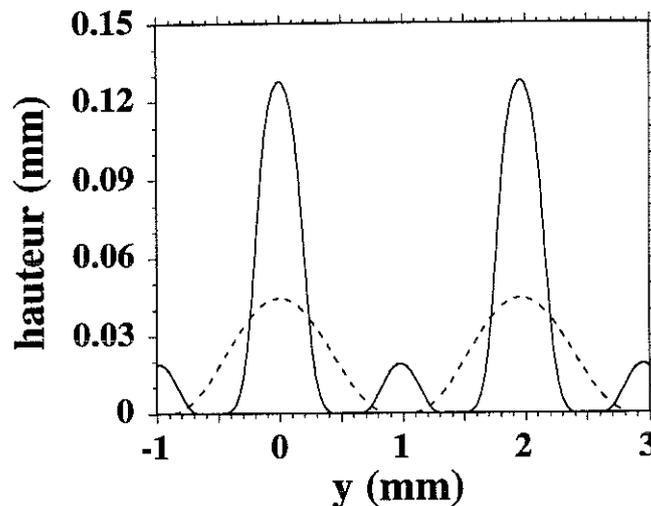


Figure III.11 : Évolution du profil de la modulation d'épaisseur d'un état homogène initial à $H = 220$ Oe (en trait pointillé), à un état inhomogène à $H = 405$ Oe (en trait plein).

Dans cet exemple de la figure III.11, obtenu par montée rapide du champ, la hauteur croît de $50 \mu\text{m}$ à $130 \mu\text{m}$. Cette hauteur des bulles croît lorsque les champs augmentent. Par contre les petites bulles, qui apparaissent, ont toujours une hauteur identique de l'ordre de $22 \mu\text{m}$.

L'évolution de ces petites bulles peut être comparée à l'évolution des bulles homogènes, puisque leur diamètre diminue et la hauteur reste constante, pour des champs croissants. D'autre part, celles-ci se créent dans l'espace laissé libre par la contraction de la bulle initiale et occupent des positions symétriques dans la cellule élémentaire formée par les grosses bulles. Le nombre de ces petites bulles est lié à l'espace laissé libre.

L'augmentation de hauteur des bulles piégées en fonction de l'amplitude de champ, conduit à un problème expérimental. En effet, au-dessus d'une hauteur de modulation de $150 \mu\text{m}$, la lumière source ne traverse plus la modulation d'épaisseur en raison du fort coefficient d'absorption (γ) du ferrofluide. Ce problème a au moins l'avantage de pouvoir permettre de mesurer la réflexion sur la couche. On ne peut pas remédier à cette forte absorption en augmentant l'intensité de la lumière, car en même temps l'épaisseur du film entre bulles devient plus fine et conduit dans ces conditions à une saturation de la caméra.

Cette évolution de la hauteur a été étudiée dans la littérature pour des amplitudes de champ proches du seuil "d'instabilité", dans le cas d'une seule interface libre et pour des montées lentes du champ. Des résultats expérimentaux ont montré que la hauteur variait en fonction du champ [Bacri 84]. Des simulations d'une gouttelette magnétique ont montré l'existence d'une hystérésis de forme par diminution du diamètre et augmentation de la hauteur [Boudouvis 92].

Dans nos conditions expérimentales, pour des champs pas trop forts permettant la détermination de la hauteur de la modulation, il est possible de comparer les profils des modulations de ces patterns inhomogènes entre eux.

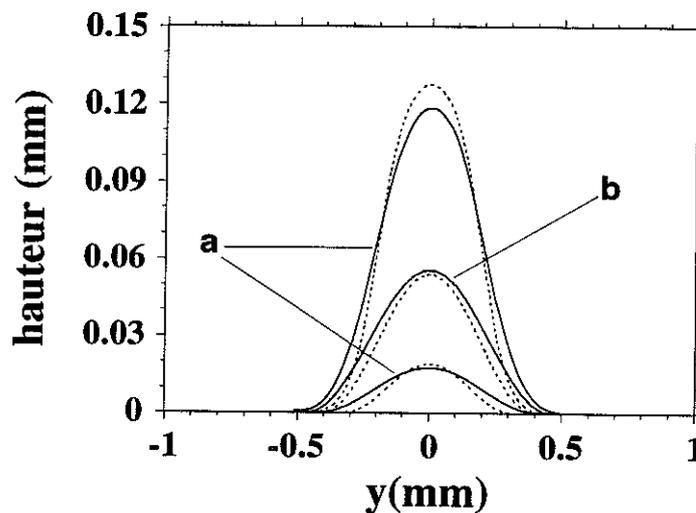


Figure III.12 : Comparaison des profils pour deux valeurs de champs : 330 Oe (trait plein) et 405 Oe (trait pointillé). a) États inhomogènes, petites et grosses "bulles".
b) États homogènes aux mêmes champs.

La figure III.12 montre que les diamètres des modulations sont plus petits pour le champ le plus élevé. La hauteur des petites bulles et des bulles initiales est à peu près constante, alors que la hauteur des grosses bulles augmente. A ce stade, il semble apparaître une corrélation entre la hauteur et le diamètre de la bulle pour un champ donné.

Ces profils de patterns homogènes et inhomogènes, permettent d'accéder à la détermination des variations d'énergie de surface et de gravité de ces états. Ils nous donnent une information sur les niveaux d'énergies de ces divers états métastables les uns par rapport aux autres.

Dans le tableau III.13, on présente les résultats de ces variations d'énergie, pour des patterns inhomogènes obtenus pour une amplitude de champ initial de 220 Oe. Les résultats sur les patterns homogènes sont donnés pour les amplitudes de champ correspondantes.

H(Oe)	λ (mm)	Patterns homogènes		Patterns inhomogènes	
		ΔE_s (erg/cm ²)	ΔE_g (erg/cm ²)	ΔE_s (erg/cm ²)	ΔE_g (erg/cm ²)
220	1.9	0.35 10 ⁻¹	0.07 10 ⁻¹		
330	1.12	1.31 10 ⁻¹	0.10 10 ⁻¹	2.81 10 ⁻¹	0.17 10 ⁻¹
405	0.85	2.09 10 ⁻¹	0.10 10 ⁻¹	7.80 10 ⁻¹	0.17 10 ⁻¹

Tableau III.13 : Périodes (λ), variations d'énergie de surface ΔE_s et de gravité ΔE_g pour trois champs. Les états inhomogènes sont obtenus à partir d'un état homogène à H = 220 Oe.

Ce tableau indique, que la variation d'énergies "stabilisantes" est plus importante dans les états inhomogènes. La variation entre ces états inhomogènes et homogènes pour un même champ, peut être écrite par la relation ;

$$\Delta E_{s_{inh}} - \Delta E_{s_{hom}} = \Delta E_s(\text{grosses}, \lambda_i) + \frac{N_{ji}}{N_i} \cdot \Delta E_s(\text{petites}, \lambda_i) - \Delta E_s(\text{hom}, \lambda_j)$$

Dans cette expression, ΔE_s est définie par cellule élémentaire. Si on avait eu assez de points expérimentaux sur les patterns inhomogènes, on aurait pu déterminer les variations d'énergie de surface, $\Delta E_s(\text{grosses})$ et $\Delta E_s(\text{petites})$ en fonction de λ , et vérifier que la différence de variation d'énergie, $\Delta E_{s_{inh}} - \Delta E_{s_{hom}}$, liée au piégeage de la période, s'exprime en fonction de la période initiale λ_i et de la période correspondant au champ final, λ_j (grandeur caractéristique du système).

Car d'autre part on a montré dans la figure II.6 que ;

$$\frac{N_{ji}}{N_i} \text{ ou le nombre de petites bulles par cellule élémentaire, est donné par la courbe } \frac{N_{ji}}{N_i} = f \left(\frac{\lambda_j}{\lambda_i} \right).$$

Tous les résultats de ce chapitre ont permis de définir la forme de la modulation d'épaisseur du film de ferrofluide, soumis à un champ magnétique normal à la surface et appliqué rapidement sur l'état non modulé ou modulé déjà existant. Ces résultats ont été donnés pour différents champs appliqués et pour différents états métastables observés. Ils ont permis de définir l'évolution des énergies "stabilisantes", et de montrer la différence d'ordre de grandeur entre les variations d'énergies provenant de la gravité et de la tension de surface, à l'exception de la région seuil.

Les valeurs de variation d'énergie de surface ont montré également, que si on trace les courbes $\lambda(\Delta E_s)$ et $\lambda(H^2)$, déterminé à partir de $\lambda(H)$, on obtient des évolutions similaires. Ce qui revient à dire que la variation d'énergie de surface est proportionnelle à H^2 , comme on peut le voir sur la figure III.14.

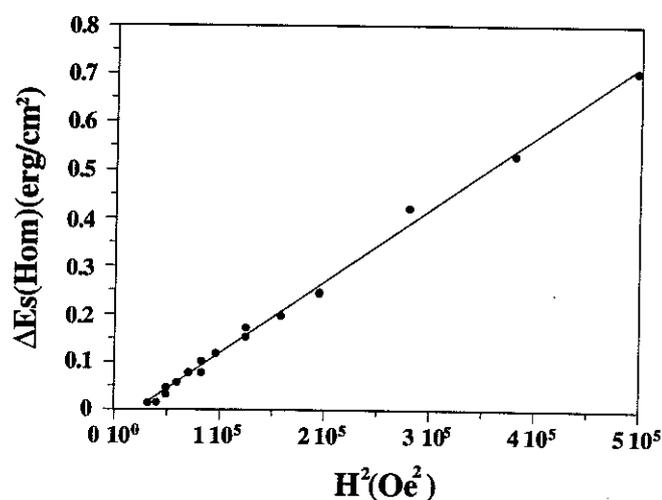


Figure III.14 : Variation d'énergie de surface des états homogènes en fonction de H^2 (Proportionnalité au-dessus du seuil).

A partir de ce graphe, on peut dire que si on admet que, le terme d'énergie magnétique ΔE_M et le terme d'énergie de surface ΔE_s varient de la même façon quand le champ augmente. Cela sous-entend que les variations des énergies magnétiques varient sensiblement comme H^2 .

Donc cette mesure de variation d'énergie de surface apporte des informations sur les termes magnétiques.

Mais pour plus d'informations sur l'énergie magnétique dans ce système, qui est à l'origine de la "déstabilisation" de la surface, il nous reste à déterminer la distribution d'aimantation dans le film et les effets des interactions dipolaires.

Chapitre IV

Origine de la modulation

I. Description

L'étude de la distribution d'aimantation dans le film de ferrofluide peut être envisagée par deux approches complémentaires.

La première, expérimentale, consisterait à placer un polariseur et un analyseur dans notre montage, et à remplacer la lumière blanche par un laser et la caméra par une photodiode. Des premiers essais d'éclairage monochromatique ont pu mettre en évidence une forte absorption de la lumière par la couche. Des observations magnéto-optiques (Kerr et Faraday) au microscope, sur le liquide placé entre deux plaques de verre, ont mis uniquement en évidence des variations de biréfringence en fonction du champ appliqué, comme cela avait déjà été signalé dans la littérature [Bacri 87a]. Mais une étude expérimentale plus complète nécessite un investissement en temps important. Pour cette raison, nous nous sommes orientés prioritairement vers une approche numérique, pour cette étude de l'influence des termes magnétiques sur la modulation de surface.

Pour cela, nous avons envisagé un modèle simple, consistant en une chaîne unidimensionnelle de moments alignés selon une direction (Oz), d'amplitude variable et se déplaçant selon l'axe vertical z . Ces moments sont en interaction dipolaire, et soumis à des forces de rappel.

Ce système est discret et comporte $(N+1)$ moments numérotés de 0 à N , disposés sur une longueur L , et espacés régulièrement selon l'axe horizontal d'une distance (a) . Les valeurs de (a) ou de L permettent de fixer l'échelle du système que l'on cherche à étudier.

On impose que l'aimantation "locale" soit nulle en champ nul et proportionnelle au champ magnétique résultant, pour décrire le comportement de l'aimantation d'un système paramagnétique.

De plus, on va supposer que le sens des moments décrivant la distribution d'aimantation ne peut pas être opposé au champ appliqué.

Les énergies de rappel agissent sur la position de ces moments selon z et sur l'éloignement du moment par rapport à ses voisins ; on les appellera énergies de surface et de gravité du système par abus de langage.

Cette modélisation repose sur la recherche du minimum d'énergie du système pour différents champs appliqués, avec deux degrés de libertés laissés à chaque moment, son amplitude (m) et sa position selon l'axe z .

Un schéma de trois moments va permettre de fixer la définition des paramètres et indices que l'on utilisera par la suite.

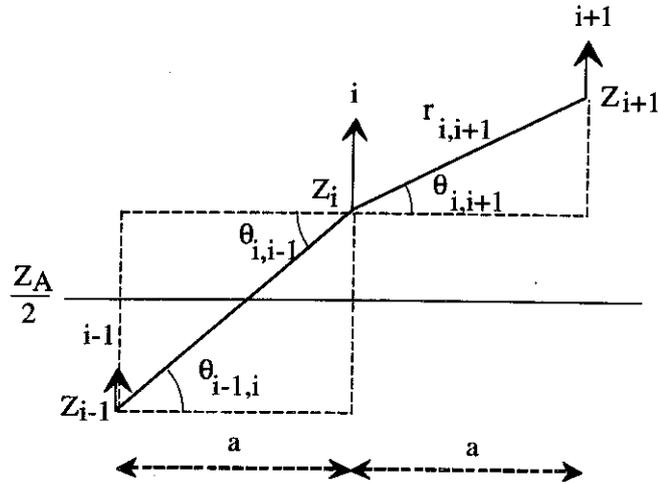


Figure IV.1 : Schéma de trois moments, d'amplitude et de position selon l'axe z, variables.

II. Modélisation

II.1. Énergies de rappel

On désire que l'énergie de surface favorise un état localement plat. On exprime l'énergie de surface par une énergie de rappel de type "ressort" entre moments voisins. La force de rappel correspondante s'écrit :

$$F = -k r_{ij} \quad \text{où } r_{ij} \text{ est la distance entre les positions des moments } i \text{ et } j \text{ voisins.}$$

On peut alors écrire l'énergie de rappel E_s , pour nos $(N+1)$ moments, telle que :

$$E_s = \sum_{i=1}^{N-1} \frac{1}{2} k [r_{i,i-1}^2 + r_{i,i+1}^2] + \frac{1}{2} k [r_{0,1}^2 + r_{N,N-1}^2]$$

En considérant que seule la position selon l'axe z varie, on obtient après simplification la relation suivante :

$$E_s = \sum_{i=1}^N k [(z_i - z_{i-1})^2 + a^2]$$

Par cette relation, on écrit donc que le minimum d'énergie correspond à un état plat. Ce minimum d'énergie est égal à Nka^2 . En considérant que l'énergie de "surface" de l'état plat peut s'écrire σL , où σ est une "tension de surface" et $L = Na$ est la longueur de l'échantillon. On a :

$$E_s = \sigma \left[L + \frac{1}{a} \sum_{i=1}^N (z_i - z_{i-1})^2 \right]$$

Par ailleurs, on désire que “l'énergie de gravité” pour sa part favorise un état globalement plat. On l'exprime également à l'aide d'une force de rappel agissant directement sur chaque moment, et tendant à ramener les moments sur l'état plat de référence, correspondant à $z = z_A/2$. On écrit ;

$$E_G = \sum_{i=0}^N g \left(z_i - \frac{z_A}{2} \right)^2$$

, où g est la constante traduisant l'amplitude de la “gravité”.

La force de rappel traduisant la gravité agit de manière identique à la force de rappel de surface. La différence entre les deux, est que l'une agit directement sur la position du moment, et que l'autre agit sur la distance entre la position de ces moments. Il faut remarquer, que ces deux termes d'énergies, qui tendent à stabiliser la chaîne des moments dans sa position plate, ont des comportements symétriques par rapport au niveau de référence $z = z_A/2$.

II.2. Énergies magnétiques

On définit l'aimantation du système par $M = \sum_i \frac{m_i}{V}$; où m_i est l'amplitude du moment i et $\frac{m_i}{V}$ correspond à une aimantation discrète dans le système. On introduit un volume de matière, identique pour chaque moment, de manière à définir une aimantation correspondant au moment.

De plus, comme on l'a écrit, on désire que l'aimantation ($\frac{m_i}{V}$) du moment i soit proportionnelle au champ magnétique résultant H_i sur ce moment, telle que :

$$\frac{m_i}{V} = \chi H_i \quad , \text{ où } \chi \text{ est la susceptibilité, et est définie sans unité.}$$

Dans cette expression, l'introduction du volume V permet de définir $\frac{m_i}{V}$ et H_i dans la même unité.

Le champ résultant dépend du champ appliqué H_{app} , du champ dipolaire h_i créé par les autres moments et d'un troisième terme proportionnel à m_i , que nous allons expliquer. H_i s'écrit alors :

$$H_i = H_{app} - h_i - \frac{\mathcal{N}}{2} \frac{m_i}{V}$$

Le troisième terme de l'expression s'exprime comme un champ démagnétisant du moment sur lui-même, il est introduit à partir de la décomposition de l'énergie magnétique, et intervient comme un terme de rappel.

On peut écrire :
$$E_M = -\sum_i \frac{m_i}{V} H_i = -\sum_i \frac{m_i}{V} H_{app} + \sum_i \frac{m_i}{V} h_i + \frac{\mathcal{N}}{2} \sum_i \left(\frac{m_i}{V}\right)^2 = E_Z + E_D + E_P$$

Les deux premiers termes de la décomposition, sont l'énergie Zeeman et l'énergie dipolaire. Le dernier est un terme de self-énergie, et correspond à l'énergie nécessaire pour créer le moment dans le volume V . Il permet d'avoir des moments nuls en champ nul, car l'interaction dipolaire entre moments peut introduire une situation de moments antiparallèles et d'auto-entretien du moment, si l'amplitude de ce moment n'est pas contrôlée.

On a eu confirmation lors de la résolution de notre modèle, que pour des moments fixés à la même origine, l'application du champ montre une configuration de moments parallèles, et le terme de self-énergie permet d'éviter la situation antiparallèle en champ nul. On aura donc toujours dans notre cas, un moment orienté dans la direction du champ et positif, vérifiant l'hypothèse posée au départ.

On a donc décrit l'énergie magnétique du système, par une énergie Zeeman E_Z , une énergie dipolaire E_D et une self-énergie E_P . Cette dernière énergie peut également se traduire comme une énergie de pôles.

III. Simplification

III.1. Calcul de l'amplitude du moment

Les expressions des termes d'énergies, qui interviennent dans notre modèle, sont donc :

$$E_S = \sigma \left[L + \frac{1}{a} \sum_{i=1}^N (z_i - z_{i-1})^2 \right] \quad \text{pour le terme de surface,}$$

$$E_G = \sum_{i=0}^N g \left(z_i - \frac{z_A}{2} \right)^2 \quad \text{pour le terme de gravité,}$$

$$E_Z = -\sum_{i=0}^N \frac{m_i}{V} H_{app} \quad \text{pour l'énergie Zeeman,}$$

$$E_D = \sum_{i=0}^N \frac{m_i}{V} h_i \quad \text{pour l'énergie dipolaire, et}$$

$$E_P = \frac{\mathcal{N}}{2} \sum_{i=0}^N \left(\frac{m_i}{V} \right)^2 \quad \text{pour la self-énergie ou l'énergie de pôles.}$$

L'expression de l'énergie totale du système est alors définie par la somme de ces différents termes d'énergies :

$$E_T = E_S + E_G + E_Z + E_D + E_P$$

Il n'est pas possible à cette étape de résoudre directement cette équation du système, comprenant des variables couplées et des paramètres non définis. La recherche du minimum d'énergie de ce système, ainsi que le calcul de l'énergie totale, nécessitent la détermination des divers paramètres qui ont été introduit dans les expressions des énergies. Cette détermination se fera selon 2 approches : qualitative et quantitative. L'objet du calcul du minimum d'énergie est de déterminer les valeurs de la position (z) et de l'amplitude (m) de chaque moment. Et un jeu quelconque de variables (m_i, z_i) ne satisfait pas en général les équations du système.

Il apparaît que les amplitudes des moments sont couplées les unes aux autres par l'interaction dipolaire. En effet, l'amplitude du moment est définie par l'expression suivante :

$$\frac{m_i}{V} = \chi \left(H_{\text{app}} - h_i - \frac{\chi}{2} \frac{m_i}{V} \right), \quad \text{où } h_i \text{ est fonction de } (m_j, z_i, z_j, i, j, j \neq i).$$

On peut se rendre compte également, que l'interaction dipolaire introduit un couplage entre les positions z et les amplitudes m des moments.

On pose, $h_i = \sum_{j \neq i}^N B_{ij} m_j$, où B_{ij} est le "poids" correspondant à l'amplitude de chaque moment

dans l'expression du champ dipolaire, ce poids traduit l'influence de chaque moment dans le champ dipolaire appliqué sur le moment m_i .

Si on reporte cette écriture de h_i dans l'expression du moment, on peut écrire l'expression suivante, dans laquelle les amplitudes (m) sont les variables ;

$$A m_i + \sum_{j \neq i}^N B_{ij} m_j = H_{\text{app}}, \quad \text{où } A = \frac{1}{V} \left(\frac{1}{\chi} + \frac{\chi}{2} \right).$$

La détermination de l'amplitude des moments correspond à la résolution d'un système de $(N+1)$ équations à $(N+1)$ inconnues. On vient également de montrer que l'amplitude (m) de chaque moment se calcule à partir de la position (z) des moments. L'amplitude du moment correspond donc à un paramètre, qui s'ajuste selon la configuration du système considéré.

Afin de diminuer le temps de calcul lors de la résolution, sachant que la détermination de l'amplitude de chaque moment a lieu un grand nombre de fois, on se ramène à considérer en première approximation le champ dipolaire créé seulement par les premiers voisins. Il faut noter que leur influence est prédominante puisque le champ dipolaire décroît en $1/r^3$.

On se ramène donc à la résolution d'une matrice tridiagonale symétrique, puisque l'influence mutuelle d'un moment sur un autre est identique, c'est à dire $B_{ij} = B_{ji}$. De plus, cette matrice comporte des éléments diagonaux identiques et égaux à A .

Il faut signaler que le calcul de l'amplitude des moments à chaque extrémité de la chaîne se fera en considérant seulement l'influence de leur unique voisin.

A cette étape, on vient de montrer, que l'amplitude de chaque moment m_i était déterminée lorsque l'on connaît la position z_i de chaque moment.

III.2. Cohérence des positions

Différentes méthodes de simulation peuvent être envisagées pour rechercher le minimum d'énergie totale de ce système discret, décrivant une distribution de moments sur une ligne soumise à une "tension de surface" et à une "gravité". Ces moments sont pour leur part soumis, à un champ extérieur, au champ dipolaire des voisins, ainsi qu'à leur champ démagnétisant, et ils se comportent comme des moments paramagnétiques.

On a donc $(N+1)$ moments alignés dans une direction :

- d'amplitude (m) calculée et de position (z) variable,
- représentant une distribution d'aimantation, telle que la distance entre moments soit (a).
- contrôlé par des énergies "stabilisantes" et "déstabilisantes", telles que :
 - L'énergie de surface agisse localement sur la position des moments par rapport à ses voisins.
 - L'énergie de gravité agisse sur cette position par rapport à la référence (état plat), et donc sur les grandes longueurs d'onde.
 - L'énergie Zeeman agisse sur l'amplitude du moment.
 - L'énergie dipolaire agisse sur l'amplitude et la position des moments, en accord avec ses voisins.
 - L'énergie de pôles agisse comme un contrôle de l'amplitude de ces moments.

Pour résoudre ce problème, on peut faire le choix de laisser relaxer le système, pour qu'il recherche son minimum d'énergie pour un champ appliqué donné, en choisissant aléatoirement la position de chaque moment et en calculant l'amplitude des moments et les énergies correspondantes à ces différentes configurations. On peut éventuellement rajouter un effet de température pour éviter que le système se piège trop facilement dans des configurations de minima d'énergie relatifs. Cette méthode de résolution est de type Monte-Carlo. Mais dans notre cas, où il existe de nombreux minima relatifs, le système va avoir beaucoup de difficultés à trouver le minimum absolu d'énergie totale et va mettre beaucoup de temps.

Par conséquent, il peut être nécessaire de guider le système par une autre méthode, qui consiste à introduire des périodes, et à déterminer s'il existe une longueur caractéristique qui minimise l'énergie totale du système. Le but de ce modèle est de montrer l'existence d'une longueur caractéristique, et de déterminer la distribution de moments et l'influence de chaque terme d'énergie, correspondant à ce minimum.

Pour introduire ces périodes dans le modèle et rendre les positions z cohérentes entre elles, on fait le choix d'une fonction sinusoïdale, telle que ;

$$z_i = \frac{z_A}{2} [1 + \sin(k i)], \quad \text{où } i \text{ est l'indice de chaque moment, et } k \text{ le vecteur d'onde}$$

permettant d'introduire les différentes périodes.

On rappelle, que l'on ne cherche pas à montrer que la modulation qui peut apparaître est sinusoïdale, mais seulement qu'il peut exister une longueur caractéristique correspondant à un minimum d'énergie.

Désormais, la hauteur de la modulation est déterminée par l'amplitude z_A de cette fonction sinusoïdale, telle que l'on ait :

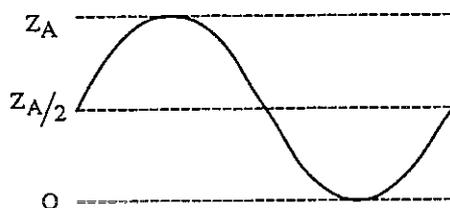


Figure IV.2 : Forme de la modulation par rapport à l'état plat de référence $z_A/2$ (avec les deux bords de la modulation fixés).

A partir de maintenant, le système est défini par les deux variables suivantes :

- La période λ de la modulation.
- L'amplitude z_A de cette modulation sinusoïdale.

Il sera donc possible dans notre modèle de faire une recherche de minimum d'énergie à partir de différentes périodes ou de différentes amplitudes de la modulation. Le champ appliqué H_{app} a été choisi comme paramètre de contrôle dans notre résolution. On recherche donc le couple de variables qui minimise l'énergie du système, pour un champ donné. On fait le choix de ne pas laisser libre ces deux variables en même temps, c'est à dire que :

- pour une hauteur fixée, on recherche le minimum pour différentes périodes de modulation.
- ou pour une période de modulation fixée, on fait varier la hauteur.

Des remarques supplémentaires peuvent être apportées sur le choix de cette fonction sinusoïdale. Elle permet de décrire de manière simple des modulations, et correspond à la première approximation des différentes harmoniques.

Cette fonction permet d'introduire une cohérence entre les positions des différents moments. Il est possible par ailleurs que l'approximation premier voisin dans l'interaction dipolaire, sans tenir compte des deuxièmes et troisièmes voisins, nous ait fait perdre une cohérence locale entre les moments. Mais à une dimension, l'interaction dipolaire décroît suffisamment vite pour que cette approximation 1^{ers} voisins soit justifiée.

IV. Résolution

IV.1. Mise en forme

Pour la résolution de ce système, on a fait le choix d'imposer des conditions de bords fixes. C'est à dire de bloquer la position des moments aux deux extrémités de la chaîne dans la position correspondant au niveau de référence $z_A/2$.

$$z_0 = z_N = \frac{z_A}{2}$$

Cette condition de bords fixes implique de faire un choix de vecteurs d'onde, tels que l'on ait un nombre entier de demi-périodes entre ces deux extrémités, de manière à pouvoir comparer les énergies entre les différentes périodes.

Le choix discret des longueurs d'onde nous oblige à travailler sur un nombre de moments importants, afin de ne pas trop réduire la gamme des périodes possibles.

On a donc un vecteur d'onde $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ où λ est la période définie par la relation : $N\lambda = n \frac{\lambda}{2}$, avec n entier et $N\lambda$ la longueur de l'échantillon.

Le nombre limité de périodes permet par contre de réaliser un échantillonnage rapide sur les deux variables du problème.

D'autre part comme on a pu le définir dans le chapitre précédent, ce sont les variations d'énergies qui sont significatives dans ces systèmes. Par conséquent, on va calculer des variations de termes d'énergies, pour un même champ appliqué, entre une situation modulée et une situation non modulée initiale (état plat de référence), dans laquelle tous les z sont égaux à la valeur $z_A/2$. On pourra étendre ce principe de variations d'énergies à la différence entre deux surfaces modulées, lorsque la surface modulée initiale est une modulation inadaptée au champ appliqué.

Il faut également mentionner que chaque terme de variation d'énergie est normalisé par le nombre de moments du système, ce qui revient à étudier des variations d'énergies moyennes par moments.

IV.2. Approche qualitative

Malgré les simplifications apportées à notre modèle, celui-ci reste encore très général et montre une grande diversité de comportements selon le choix des paramètres physiques introduit dans le problème. On va par conséquent fixer ces paramètres de deux façons ; A partir de considérations expérimentales de manière à faciliter la comparaison entre les deux systèmes ou à partir d'essais de calcul. Ce choix des paramètres a été guidé au préalable par une approche qualitative des divers termes d'énergies de l'équation générale du système, sur des configurations particulières. Cette approche permet de comprendre le comportement de certains termes d'énergies, que l'on a introduit dans notre modèle.

IV.2.1. Termes de rappel

On a défini le terme de "surface" de la manière suivante :

$$E_s = \sigma \left[L + \frac{1}{a} \sum_{i=1}^N (z_i - z_{i-1})^2 \right]$$

De cette relation, on peut remarquer que l'énergie de "surface" ne fait pas la distinction entre les trois configurations suivantes.

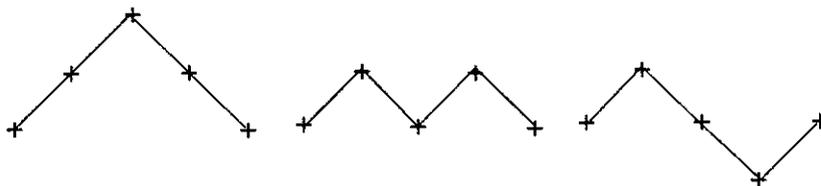


Figure IV.3 : Trois configurations possibles de position des moments selon l'axe z.

En effet, l'énergie de surface tient uniquement compte de la variation de distance $r_{i,i+1}$ entre deux moments voisins. Cette variation de la position des moments, l'un par rapport à l'autre, peut se traduire par la variation de l'angle $\theta_{i,i+1}$ entre $r_{i,i+1}$ et l'axe horizontal (voir figure IV.1). L'énergie de surface sera minimum lorsque tous ces angles seront égaux à 0° , situation qui correspond à un état plat.

Dans le cas de notre modèle, où la résolution du système se fait en étudiant séparément les deux variables z_A et λ , le problème de distinction des 3 configurations de la figure IV.3 ne se pose plus puisque l'on fixe la hauteur ou la période.

Il faut mentionner que la première configuration de la figure IV.3, se distingue des deux autres par l'existence du terme de "gravité".

IV.2.2. Interaction dipolaire

On a défini l'expression de l'énergie dipolaire dans notre modèle comme :

$$ED = \sum_{i=0}^N \frac{m_i}{V} h_i,$$

où l'expression générale du champ dipolaire h_i s'écrit, dans le cas discret ;

$$h_i = \sum_{j \neq i}^N \frac{m_j}{2 r_{ij}^3} [1 - 3 \sin^2 \theta_{ij}]$$

θ_{ij} est l'angle entre r_{ij} et l'axe horizontal.

D'une manière générale, le terme d'énergie dipolaire intervient sur le positionnement des moments les uns par rapport aux autres et permet de moduler l'amplitude de ces moments.

Le champ dipolaire est dépendant de l'amplitude (m) de tous les moments (sauf celui sur lequel elle agit), et leur influence décroît en $(1/r^3)$ avec la distance.

Si on regarde l'amplitude de l'énergie dipolaire sur seulement deux moments d'amplitude identique orientés suivant l'axe Oz, dans le cas général, puis dans le cas de notre modèle, on peut faire les remarques suivantes :

Si la distance entre ces moments est constante et on leur laisse la liberté de se positionner l'un par rapport à l'autre, ils vont s'orienter dans le même sens, l'un au-dessus de l'autre pour minimiser l'énergie dipolaire. Cette situation correspond à un angle θ de $\pm 90^\circ$ entre les deux moments. Si on regarde les autres situations, on remarque deux positions particulières correspondant d'une part à $\theta = 0^\circ$, pour laquelle les moments vont se placer dans une situation de type antiparallèle et d'autre part une position à $\theta = \pm 35.26^\circ$, où l'interaction dipolaire entre ces deux moments est nulle.

Dans notre modèle, où l'on a seulement autorisé les moments à se déplacer selon l'axe vertical, le champ dipolaire s'exprime de la manière suivante ;

$$h_i = \sum_{j \neq i}^N \frac{m_j}{2 |j-i|^3 a^3} \frac{\left[-\frac{2(z_i - z_j)^2}{(j-i)^2 a^2} + 1 \right]}{\left[\frac{(z_i - z_j)^2}{(j-i)^2 a^2} + 1 \right]^{\frac{5}{2}}}$$

, où $\{(j-i)a\}$ correspond à la projection de la distance r_{ij} sur l'axe horizontal. Dans cette expression, on a traduit le $\sin^2 \theta_{ij}$, en fonction de la variable z de notre problème.

De la même manière que précédemment, on peut étudier les positions particulières que prennent les moments, si on les laisse se déplacer librement. A la différence du cas précédent, ils peuvent seulement se déplacer selon l'axe vertical.

Cette analyse montre, que l'énergie dipolaire sera minimisée ($E_D < 0$) pour un angle de $\theta \approx 56^\circ$, entre les moments orientés dans le même sens. Par conséquent, dans notre modèle l'énergie dipolaire déplacera les moments de manière à obtenir cet angle, si ces moments sont d'amplitude identique.

Par ailleurs, cette approche qualitative de l'énergie dipolaire montre, que si on ne limite pas la hauteur de la modulation, le dipolaire en prenant en compte seulement les 1^{ers} voisins n'introduit pas non plus de distinction entre les configurations représentées dans la figure IV.3, si l'angle est identique, et dans le cas où les moments ont une amplitude identique.

Cependant dans toutes ces situations, le système peut choisir de moduler l'amplitude de ces moments pour minimiser son énergie dipolaire. On peut néanmoins retenir de cette approche qualitative, que la compétition entre l'énergie de surface, comme on l'a défini, et l'énergie magnétique, peut permettre d'introduire un angle caractéristique.

IV.2.3. Terme de self-énergie

Ce terme de self-énergie a donc été introduit pour contrôler l'amplitude du moment, il s'écrit :

$$E_P = \frac{\mathcal{N}}{2} \sum_{i=0}^N \left(\frac{m_i}{V} \right)^2$$

Ce terme d'énergie traduit l'énergie nécessaire pour aimanter le volume V .

Il s'exprime comme une énergie de pôles, qui tend à désaimanter le volume V , où \mathcal{N} est le coefficient démagnétisant correspondant à la forme du volume V . Ce coefficient est compris dans l'intervalle $[0 ; 1]$. La valeur 0 signifie, que ce volume est en forme de tube infiniment long et donc il ne se désaimante pas. La valeur 1 correspond à un volume plat, dans lequel la désaimantation est complète.

Cette description de la self-énergie en terme d'énergie de pôles permet de préciser la gamme de valeurs, dans laquelle on peut définir \mathcal{N}

IV.2.4. Variation des termes d'énergies

A partir des expressions énergétiques du modèle, on peut écrire de manière schématique la variation des différents termes d'énergie en fonction des paramètres physiques qui les composent ; on obtient :

$$DE_s = \sigma \frac{(\Delta z)^2}{a} ; DE_g = g(\Delta z)^2 ; DE_M = \frac{\Delta m}{V} H \propto f(\chi, H_{app}, \dots) ;$$

et

$$DE_D = \frac{(\Delta m)^2}{V a^3} ; DE_Z = \frac{\Delta m}{V} H_{app} ; DE_P = \frac{\mathcal{X} (\Delta m)^2}{2 V^2} .$$

Dans ces expressions, Δz correspond d'une part à une différence de position entre deux moments voisins pour la variation d'énergie de surface, et d'autre part à une variation de la position de chaque moment par rapport à l'état plat pour la variation d'énergie de gravité. Δm est une variation de l'amplitude du moment entre un état modulé et un état plat, au même champ.

Ces expressions peuvent aider à préciser l'influence des paramètres physiques sur les variations d'énergie. On peut ainsi dire que ;

- Lorsque la tension de surface (σ) augmente, le système a de plus en plus de difficulté à se déformer. Le milieu dans lequel doit se former la modulation, devient rigide.
- Lorsque la constante de gravité (g) augmente, le système ne souhaite pas se déformer, car tout déplacement lui coûte de plus en plus d'énergie.
- Lorsque le champ magnétique (H_{app}) augmente, le système a un gain d'énergie en augmentant son aimantation.
- Lorsque la susceptibilité (χ) augmente, elle facilite le gain d'énergie magnétique du système.
- Lorsque le coefficient démagnétisant (\mathcal{X}) augmente, comme nous l'avons dit, le volume V devient difficile à aimanter.
- Lorsque le volume attaché au moment augmente, il acquiert plus facilement une aimantation, si la susceptibilité est fixée.
- Et Lorsque la distance entre les moments augmente, ceux-ci deviennent de plus en plus insensibles à la présence de leurs voisins.

L'influence de ces paramètres a permis de montrer deux catégories de paramètres que l'on peut distinguer comme "intrinsèque" et "extrinsèque" au système. Les trois paramètres extrinsèques (σ , g et H_{app}) permettent de séparer l'influence respective des termes magnétiques et non magnétiques, on les traitera par conséquent un peu différemment des autres paramètres.

IV.3. Détermination des paramètres physiques

On va fixer la valeur des paramètres (N , a , L , χ , \mathcal{N} , V) en expliquant à chaque fois l'origine de ce choix.

On fait tout d'abord le choix d'un nombre de moments suffisamment important, pour avoir une distribution significative de l'aimantation ; $N = 300$.

Puis on fixe (a) la distance horizontale entre les positions de deux moments successifs, telle que $a = 0.1 \text{ mm}$. Cette valeur doit permettre de mettre en évidence des longueurs caractéristiques de l'ordre du centimètre comme dans les études expérimentales des modulations du film de ferrofluide, et doit également permettre d'avoir une bonne résolution spatiale de la modulation.

La longueur de l'échantillon est alors imposée par la condition $L = N a = 3 \text{ cm}$.

On choisit de prendre $\chi = 0.75$ (sans unité), pour la susceptibilité du système. Cette valeur correspond à la susceptibilité du ferrofluide.

\mathcal{N} est le coefficient démagnétisant correspondant à la forme du volume V . Cette forme du volume est a priori quelconque dans notre modèle, car le terme de pôles a été introduit pour décrire une self-énergie ; nous avons pris $\mathcal{N} = 0.004$ (sans unité), et nous reviendrons par la suite sur le choix de cette valeur.

Pour sa part, le volume V a été déterminé par des essais de calcul, en ayant au préalable fixé χ et \mathcal{N} . Pour déterminer cette valeur, on a utilisé une méthode de relaxation de la position z des moments, sans imposer de période au système, donc de cohérence entre les z . Cette relaxation a été étudiée pour un faible champ appliqué et un champ nul. On a déterminé la valeur de V et son influence en observant l'arrangement des moments sur la chaîne et en vérifiant les ordres de grandeur des diverses variations d'énergies.

On a d'abord déterminé la gamme de valeur de V , satisfaisant les hypothèses du modèle. Les limites de cet intervalle montre que :

* Si $V > 10^{-6} \text{ cm}^3$, on observe une auto-induction du moment en champ nul et un passage à la situation antiparallèle, incompatible avec le souhait d'un système paramagnétique, dans lequel les moments restent alignés dans la direction du champ appliqué et d'amplitude nulle en champ nul. Cette situation implique que l'interaction dipolaire est trop forte, et que la variation de self-énergie ne joue plus son rôle.

* Si $V < 10^{-15} \text{ cm}^3$, l'interaction dipolaire n'a plus d'effet, ce qui signifie, que l'amplitude du moment est seulement déterminée par l'amplitude du champ appliqué (le produit \mathcal{M} est faible). Dans ce cas là, le déplacement de la position des moments n'entraîne plus de minimisation significative de l'énergie totale. Le système se comporte alors comme un solide paramagnétique.

Comme on vient de le montrer, la valeur de V dans la résolution peut introduire des comportements tout à fait différents du système, et montre donc la richesse du modèle. La valeur de V intervient sur l'influence de l'énergie dipolaire dans le système par rapport aux deux autres termes magnétiques.

Dans notre cas, on a fait le choix de $V = 10^{-10} \text{ cm}^3$, de manière à garder l'influence de la self-énergie et à avoir une énergie dipolaire qui ne soit pas trop négligeable devant le terme Zeeman. Ce choix entraîne que la modulation de l'amplitude (m) des moments devient presque négligeable (on a déterminé $\frac{\Delta m}{m} \approx 10^{-2} \%$). On a ainsi favorisé l'influence de la modulation des positions (z) des moments, les uns par rapport aux autres.

Désormais, on rétablit définitivement la cohérence des z et l'introduction des périodes. Il est alors nécessaire de définir l'ordre de grandeur de l'amplitude de la modulation pour déterminer les valeurs des paramètres (σ , g et H_{app}). On rappelle que la valeur de z_A définit la variation maximum de la position des moments par rapport à une situation sans modulation et que ces positions sont déterminées à l'aide de la fonction sinusoïdale suivante :
$$z_i = z_A/2 [1 + \sin(k i)]$$

On a posé $z_A = 60 \mu\text{m}$, valeur qui correspond à l'ordre de grandeur des modulations observées expérimentalement sur le ferrofluide. Ce paramètre a été modifié en gardant l'ordre de grandeur, lorsque l'on a étudié son influence en tant que variable.

Les paramètres physiques (σ , g et H_{app}) interviennent dans la résolution pour donner l'importance des différents termes d'énergies dans ce système, sachant que les autres paramètres sont fixés. Ces paramètres (σ , g et H_{app}) ont été choisis sans cohérence avec l'expérience, seulement pour les "poids" respectifs donnés aux termes d'énergies "stabilisantes" et "déstabilisantes", afin de permettre l'existence des modulations dans notre système.

On précise que les termes d'énergies sont exprimés en erg, V étant exprimé en cm^3 , cela conduit à définir l'unité de champ magnétique en $(\text{erg})^{1/2}$, et l'amplitude du moment en $(\text{erg})^{1/2} \text{ cm}^3$.

On pose la tension de “surface” $\sigma = 1 \text{ erg/cm}$.

La valeur de H_{app} définit l'ordre de grandeur de l'amplitude du moment, sachant que l'on a écrit :

$$\frac{m_i}{V} \left(\frac{1}{\chi} + \frac{\mathcal{N}}{2} \right) = H_{\text{app}} - h_i$$

H_{app} est le paramètre de contrôle du système. Par conséquent, on détermine la gamme de champ à explorer ($0 < H_{\text{app}} < 10 \text{ (erg)}^{1/2}$), dans laquelle la variation d'énergie magnétique est du même ordre que la variation d'énergie de surface. Le choix de ces amplitudes de champ permet également de satisfaire les différentes périodes introduites dans le modèle.

g a été déterminé de l'ordre de $3 \cdot 10^{-5} \text{ erg/cm}^2$ pour obtenir un seuil. Sa valeur rend compte de l'effet négligeable de la variation d'énergie de gravité par rapport à la variation d'énergie de surface.

A cette étape, on a décrit tous les éléments permettant la résolution de notre modèle et on a créé une compatibilité énergétique des termes “stabilisant” et “déstabilisant”, de manière à se rapprocher d'un système dans lequel la compétition entre des termes d'énergies antagonistes, entraînait l'existence d'une longueur caractéristique.

V. Résultats

On rappelle que la résolution de notre modèle s'effectue, pour une gamme de paramètres physiques fixés et pour un champ magnétique donné, en recherchant un minimum de la variation d'énergie totale du système ;

- Soit pour une amplitude de la modulation ($z_A = 60 \mu\text{m}$) fixée, et parmi le nombre limité de périodes (elles sont au nombre de 24).
- Soit pour des amplitudes de la modulation z_A variables et une modulation fixée.
- Soit parmi ce nombre limité de périodes et pour différentes amplitudes de la modulation z_A fixées.

L'approche qualitative de l'énergie de surface et de l'énergie dipolaire a montré qu'il pouvait être nécessaire d'étudier les variations de λ et z_A séparément dans la résolution, pour distinguer certaines configurations de moments et permettre au système de se comporter de manière cohérente avec l'expérience.

V.1. Variation de λ

On calcule la variation d'énergie, pour différentes périodes, entre l'état modulé et l'état plat. Entre ces deux situations, le champ appliqué est le même et l'amplitude des moments s'ajuste.

On a montré qu'il existe un minimum dans ces variations d'énergie totale. Au-dessus d'une certaine valeur de champ, ce minimum correspond à une des périodes introduites dans le modèle.

La période choisie correspond à la longueur caractéristique du système. Dans la figure suivante, on montre la modulation correspondant à ce minimum.

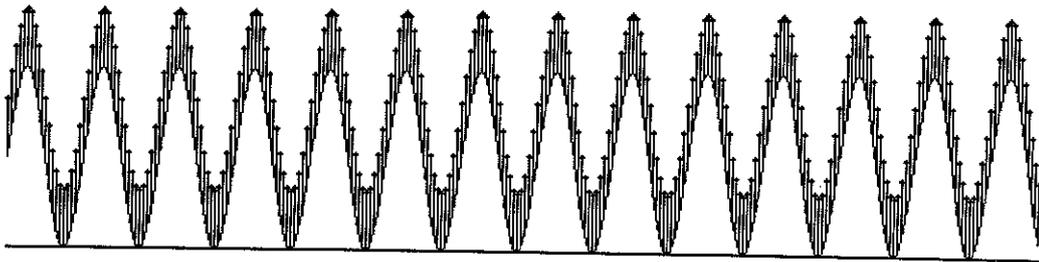


Figure IV.4 : Exemple d'une modulation des moments (période 20a).

Sur la figure IV.4, on peut voir que les modulations d'amplitude (m) des moments sont négligeables, bien que le système puisse les ajuster librement. Cette configuration a été introduite par le choix du volume V. Ce résultat montre que même si la modulation du moment est négligeable, il existe une longueur caractéristique. D'autre part, le modèle nous donne la forme de la distribution de moments, que l'on cherchait à définir.

Si on trace maintenant les variations d'énergie totale du système, pour un même champ, en fonction de toutes les périodes introduites, on met en évidence l'existence de ce minimum d'énergie.

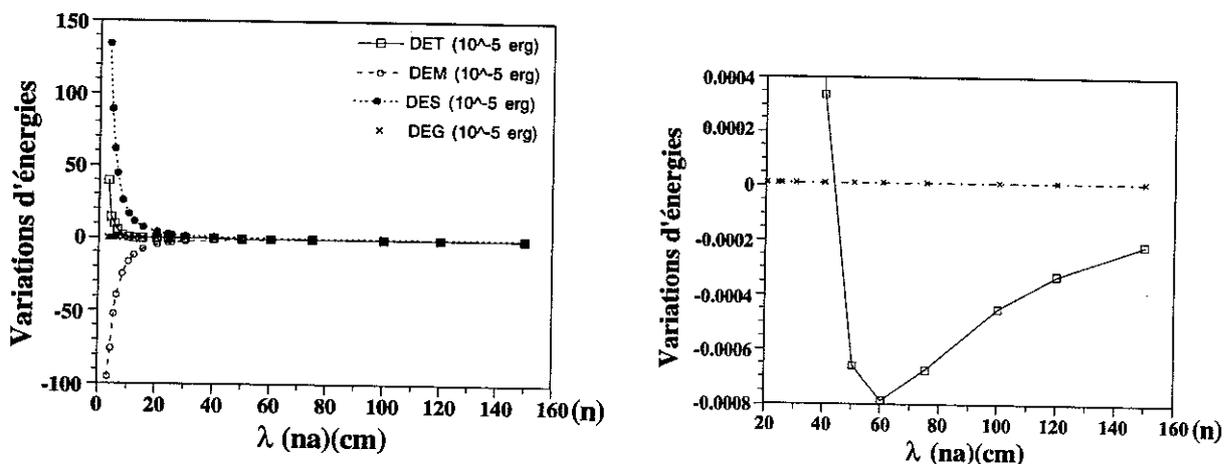


Figure IV.5 : a) Variations des différentes énergies pour les différentes périodes introduites ($H_{app} = 4.46 \text{ erg}^{1/2}$). b) Mise en évidence du minimum d'énergie totale pour la période $\lambda = 60 \text{ a}$.

Sur la figure IV.5a, on a représenté les variations d'énergies magnétiques, de surface et de gravité. On peut voir que les variations DEM et DES sont du même ordre, et que la variation de DEG est presque nulle.

Sur la figure IV.5b, la variation d'énergie totale DET est de 3 ordres de grandeur inférieure à DEM et DES pour le minimum. DEM et DES sont pratiquement du même ordre, mais leur différence conduit néanmoins à l'existence d'une longueur caractéristique.

On répète cette opération pour différents champs appliqués dans toute la gamme disponible et on relève, pour chaque champ, la période λ correspondant au minimum de variation d'énergie totale, ainsi que les variations d'énergies associées DEM, DES, et DEG. On peut alors représenter l'évolution de ces périodes λ en fonction du champ appliqué.

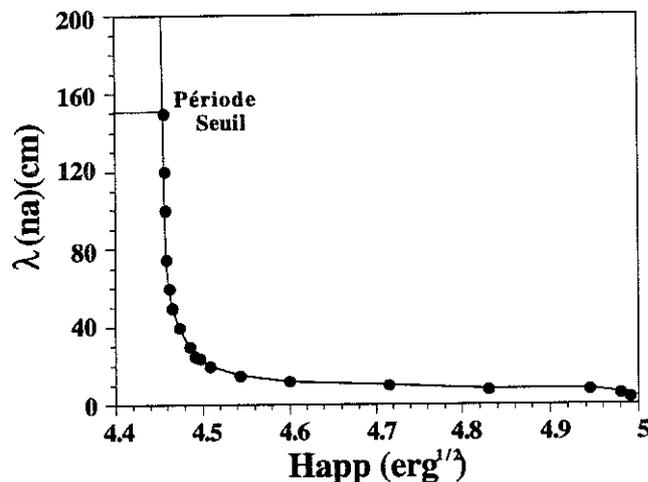


Figure IV.6 : Période λ en fonction du champ appliqué.

Cette courbe montre une grande similitude avec les résultats expérimentaux obtenus sur l'évolution des structures homogènes en fonction du champ et donnés dans le chapitre II (Figure II.4). Cette courbe montre également la forte croissance des périodes pour les champs faibles et indique l'existence d'un seuil correspondant à $\lambda = 150$ a.

On peut noter que la gamme de champ, dans laquelle on peut observer ces changements de période, est très petite. Une modification des paramètres physiques, telles que χ ou σ , auraient pu permettre de modifier cette fenêtre de champ, afin de mettre en évidence ce phénomène pour des amplitudes de champ, plus distinctes et plus proches de zéro. Mais le but de ce modèle est uniquement de comprendre les mécanismes mis en jeu, et non de retrouver les valeurs du système expérimental.

Dans la courbe suivante, on donne les variations d'énergies DEM, DES, et DEG correspondant à ces minima en fonction des périodes λ déterminées.

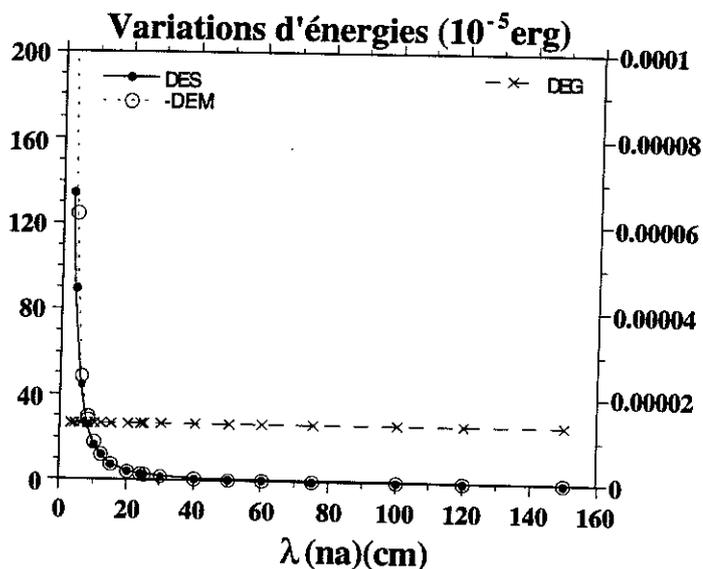


Figure IV.7 : Variations d'énergies de "surface" DES, magnétique (-DEM) et de "gravité" DEG en fonction de la longueur caractéristique λ .

Sur ce graphique, la description de DES en fonction de λ est tout à fait cohérente avec l'expérience, alors que la variation de DEG ne l'est pas (voir figure III.7). En effet, cette dernière variation d'énergie ne permet pas de décrire correctement l'influence aux grandes périodes, car elle ne montre pas de remontée significative pour ces grandes périodes.

Dans les résultats expérimentaux, on a obtenu un facteur 20 entre la variation de DES et DEG pour ces grandes périodes, montrant que ces variations d'énergie peuvent être du même ordre pour la période seuil.

Dans notre modèle, DEG crée un seuil par l'apport d'une constante dans le calcul de l'énergie totale. Donc les modulations peuvent uniquement exister si la différence entre la variation d'énergie magnétique et la variation d'énergie de surface est supérieure à cette constante.

Il faut également mentionner, que dans notre modèle il existe un autre seuil lié à la taille de l'échantillon. En effet, les contraintes de bords et la condition de demi-périodes entières ne permettent pas d'introduire des périodes supérieures à 600 a.

Sur la figure IV.7, on peut également remarquer que le module de DEM et DES varie de manière similaire en fonction des différentes périodes, sauf aux petites périodes où DEM devient plus important que DES.

La décomposition du terme magnétique est donnée dans la figure suivante.

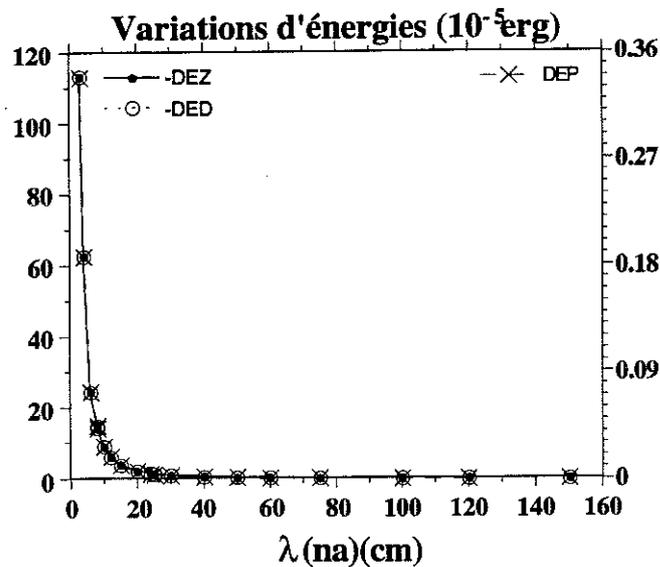


Figure IV.8 : Contribution de la variation d'énergie Zeeman (-DEZ), dipolaire (-DED) et de pôles DEP à la variation d'énergie magnétique DEM.

La figure IV.8 montre que les variations d'énergies Zeeman DEZ et dipolaire DED sont identiques. Ce qui signifie que pour la modulation choisie, connaissant la position du moment, l'ajustement de l'amplitude se fait de manière à rendre ces deux variations d'énergies du même ordre. On montre également, que la variation de self-énergie DEP est très faible (facteur 300 par rapport aux deux autres termes), mais suit une évolution identique. Cette variation d'énergie DEP ne joue pas pour la modulation, mais joue un rôle en champ nul ou "presque" nul pour maintenir le moment nul. Ces résultats sont cohérents avec le choix de la valeur de V.

On peut également montrer, que l'évolution de ces trois variations d'énergies magnétiques est proportionnelle au carré du champ appliqué.

Par conséquent on en déduit, que lorsque le système est libre d'ajuster l'amplitude du moment, son évolution Δm est proportionnelle à H_{app} et les termes magnétiques varient en H_{app}^2 . Il faut néanmoins signaler, que cette analyse est seulement valable au-dessus du seuil, car en dessous cela n'a pas de sens de "parler" de variations d'énergie par rapport à l'état plat.

Lorsque cette condition est vérifiée, on a la proportionnalité suivante pour chacun d'eux :

$$\begin{aligned} DEZ &\approx -4.1865 H_{app}^2 \\ DED &\approx -4.186 H_{app}^2 \\ DEP &\approx 0.01254 H_{app}^2 \end{aligned}$$

Ces lois de proportionnalité démontrent que quelle que soit la période λ , toutes les configurations magnétiques sont du même "type". Par ailleurs, on peut remarquer que la différence entre DEz et DED, suit également une loi en H_{app}^2 .

Toutes ces lois de proportionnalité pour les variations des termes magnétiques entraînent que la variation d'énergie magnétique globale DEM varie en H_{app}^2 , comme on le montre dans la figure IV.9. Cette variation est réalisée par la proportionnalité entre Δm et H_{app} .

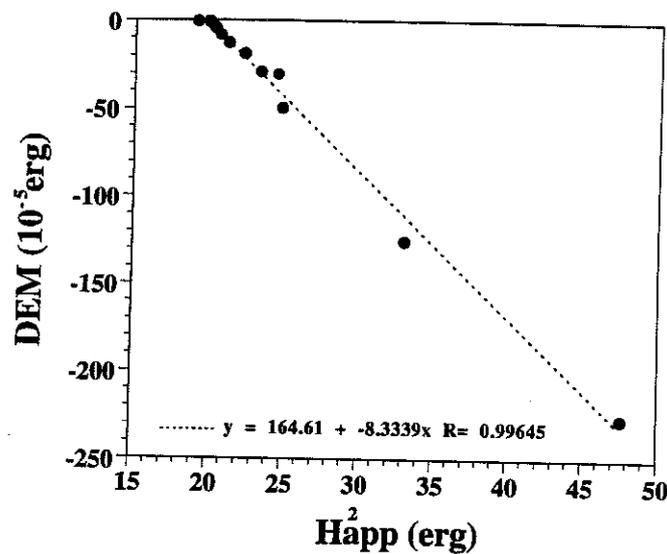


Figure IV.9 : Proportionnalité de la variation d'énergie magnétique en fonction du carré du champ (H_{app}^2).

Sur ce graphe, on peut voir que la linéarité n'est pas tout à fait satisfaite pour tous les points. Ces décalages proviennent du choix des amplitudes de champ. En effet, dans notre modèle la discrétisation des périodes entraîne que la longueur caractéristique est valable sur une gamme importante de champ pour les petites périodes. Dans notre modèle, il faut donc réaliser des pas de champ suffisants pour que l'énergie magnétique contraigne le système à changer de période.

Tous ces résultats confirment les hypothèses posées au chapitre III sur l'évolution de la période en fonction de H_{app}^2 , et sur la variation d'énergie magnétique. Celle-ci est très similaire à la variation d'énergie de surface et proportionnelle à H_{app}^2 pour les périodes apparaissant au-dessus du seuil.

Dans ce modèle, la variation d'énergie de surface ne suit pas une loi en H_{app}^2 (alors que DEs est proportionnelle à H^2 expérimentalement (voir figure III.14). Donc la variation d'énergie totale ne suit pas une loi en H_{app}^2 .

V.2. Variation de z_A

Les résultats précédents sont donnés pour une amplitude fixée de la modulation, telle que $z_A = 60 \mu\text{m}$, et en comparant l'énergie de la modulation à l'énergie de l'état non modulé au même champ.

Dans cette partie, on va dans une première étape poursuivre la démarche précédente en modifiant l'amplitude fixée de la modulation. Dans une deuxième étape, on laissera s'ajuster la hauteur à partir d'une modulation déjà existante, pour observer son évolution avec le champ appliqué.

On fixe z_A à différentes valeurs, en recherchant la période correspondant au minimum de variation d'énergie totale, toujours en comparant l'énergie de la modulation à l'énergie de l'état non modulé au même champ, et cela pour différents champs. On montre que la période déterminée par le système suit linéairement la variation de z_A pour un champ donné, comme on le montre dans la figure IV.10.

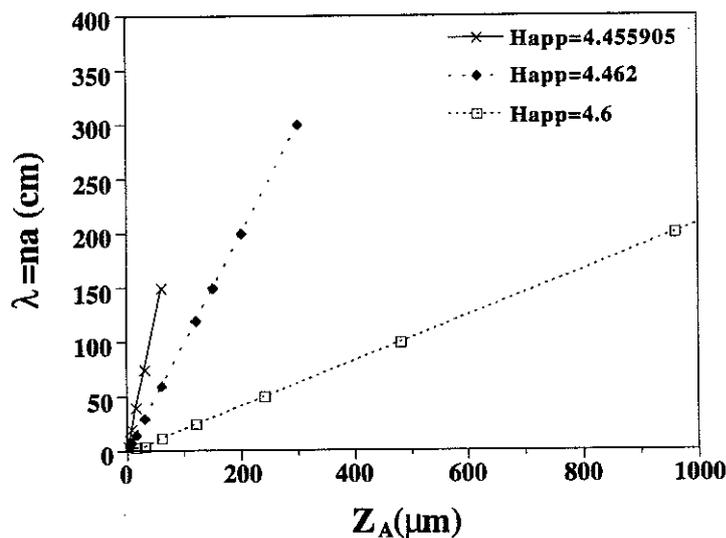


Figure IV.10 : Variation de la période en fonction de l'amplitude de la modulation (pour trois champs différents).

Cette parfaite proportionnalité entre la période λ et l'amplitude de la modulation z_A implique dans le cas de ces modulations, qu'il existe un angle θ définissant la forme de la modulation pour un champ donné, déterminé par la relation $\tan \theta = \frac{2 z_A}{\lambda}$. Cet angle est donc une grandeur caractéristique du système.

A partir d'une modulation déjà existante, définie en ayant initialement fixé la hauteur à $z_A = 60 \mu\text{m}$, et pour un champ donné correspondant à la période de la modulation, on laisse s'ajuster la hauteur. L'ajustement de la hauteur confirme la valeur de $60 \mu\text{m}$ et montre que l'angle θ est bien défini pour un champ donné. Ces déterminations de hauteur ont également permis d'observer des petites fluctuations autour de cette valeur de $60 \mu\text{m}$, qui proviennent de la discontinuité des périodes et du choix de l'amplitude du champ appliqué.

Si on considère que θ est bien une grandeur caractéristique du problème, il est intéressant de représenter l'évolution des minima de variation d'énergie totale DET, en fonction de cet angle θ .

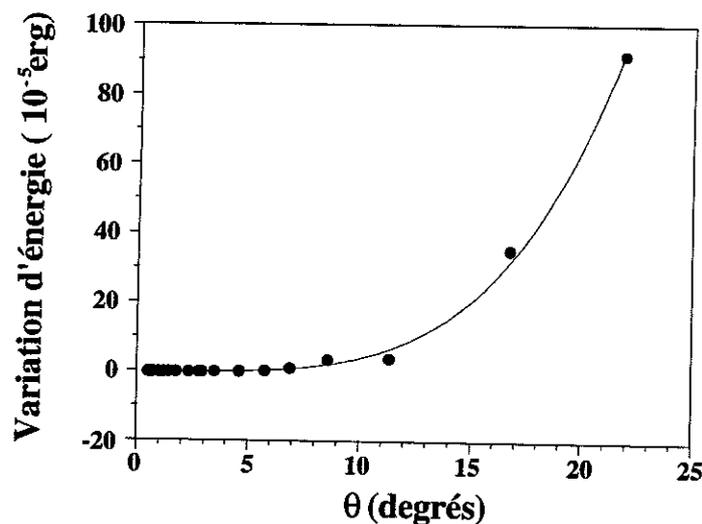


Figure IV.11 : Évolution de la variation d'énergie totale en fonction de l'angle caractéristique θ ("fit" par une puissance 4 de θ représenté en trait plein).

Cette courbe aurait pu être tracée en fonction de $1/\lambda$, car la hauteur de la modulation est constante pour toutes les modulations. Cette évolution traduit que la variation d'énergie totale croît quand λ diminue et confirme les résultats de l'augmentation de la variation d'énergie magnétique DEM par rapport à la variation d'énergie de surface DES.

Maintenant, dans le modèle, on laisse s'ajuster la hauteur à partir d'une modulation déjà existante, et on regarde son évolution en fonction du champ. On va donc rechercher l'évolution d'une modulation dans le cas d'une augmentation ou d'une diminution du champ. On calcule dans ces cas là, les variations d'énergie entre l'état modulé final et initial.

On a montré que lorsque le système a une période trop grande pour le champ appliqué, la hauteur croît. Cela revient à traduire une augmentation de la hauteur après piégeage de la période.

A partir d'un état d'équilibre (période, hauteur pour un champ donné), si on fait décroître le champ : premièrement en fixant la période, le système diminue sa hauteur, deuxièmement à hauteur fixée, le système augmente sa période. En comparant les niveaux d'énergie totale de ces deux cas, on a remarqué que le système préférerait diminuer sa hauteur plutôt que de diminuer sa période.

Ces résultats tendent à confirmer, que la hauteur z_A de la modulation et la période λ sont couplées par l'existence de cet angle θ caractéristique parfaitement défini pour un champ donné.

On peut alors tracer l'évolution de cet angle caractéristique en fonction du champ appliqué normalisé par le champ correspondant à la période seuil. Cette courbe est valable d'après nos hypothèses, quelle que soit l'évolution du champ et quel que soit l'état initial. Par exemple si la période est bloquée, la hauteur augmente de façon à satisfaire à l'angle défini pour un champ donné.

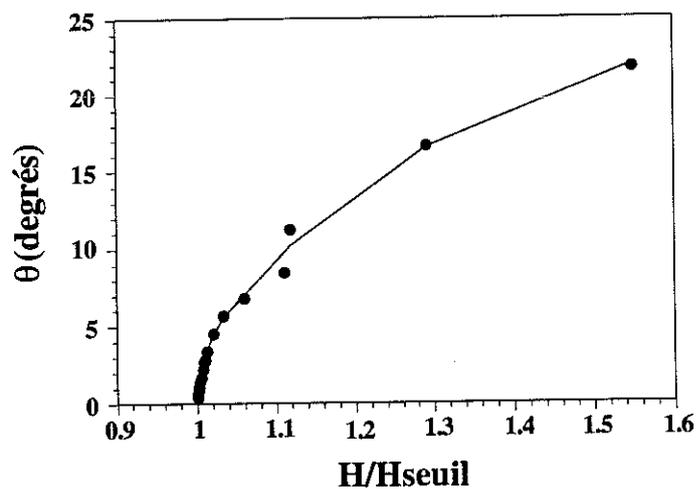


Figure IV.12 : Évolution de l'angle caractéristique θ de la modulation en fonction du champ appliqué normalisé (le "fit" permet de donner l'allure de la courbe).

Cette courbe de l'angle caractéristique θ en fonction du rapport du champ appliqué sur le champ seuil confirme les analyses qualitatives du modèle. Cet angle est introduit par notre modèle et correspond à un angle de compromis entre les deux angles définis par l'énergie de surface et l'énergie dipolaire, dans le cas où la modulation d'amplitude des moments est négligeable. En effet, l'angle est de 0° en dessous du champ seuil correspondant à un état plat souhaité par l'énergie de surface, cet angle croît avec le champ, et tendrait vers une asymptote à 56° satisfaisant pleinement l'énergie dipolaire.

VI. Interprétations générales

VI.1 Comparaison avec l'expérience

Les résultats de ce modèle ont montré l'existence d'une longueur caractéristique provenant de la compétition entre les variations d'énergie de surface et d'énergie magnétique. Le modèle et l'expérience conduisent à des évolutions analogues pour la période en fonction du champ et pour la variation d'énergie de surface en fonction de la période, ainsi qu'une proportionnalité entre la variation d'énergie magnétique et H_{app}^2 .

On peut donc dire qu'une représentation du système, telle que les positions des moments soient modulées, avec des amplitudes de moments sensiblement identiques, permet de décrire une situation possible de la distribution d'aimantation dans la modulation de surface observée expérimentalement.

Tous ces calculs de variations d'énergies, à un champ donné, entre un état modulé et un état plat peuvent être comparés à des modulations créées par un saut de champ, à partir d'un état non modulé initial en champ nul, et correspondant à l'observation expérimentale des patterns homogènes.

La résolution du modèle montre également, que :

Si on considère une amplitude z_A donnée de la modulation, la période qui sera choisie est parfaitement définie pour un champ donné, supérieur à un seuil.

On peut également dire que la forme de la modulation est connue pour un champ donné. Cette forme est définie par l'angle caractéristique, et doit correspondre expérimentalement au rapport de la hauteur sur le rayon de la bulle au lieu de la demi-période dans le modèle. On a montré expérimentalement, dans le paragraphe II.1.1, la proportionnalité entre ces deux termes ($D \approx \frac{\sqrt{3}}{2} \lambda$).

D'autre part dans le modèle, les calculs de variations d'énergies à partir d'une modulation déjà existante, peuvent se rapporter aux évolutions de forme observées expérimentalement pour des variations croissantes (patterns inhomogènes) ou décroissantes de champs (fusion des bulles) en raison du couplage entre z et λ .

Les résultats du modèle sont cohérents avec les résultats expérimentaux, si on considère que z et λ , ou le rayon de la bulle, sont couplées par l'existence d'un angle caractéristique θ . Et donc la forme de la modulation est également déterminée, dans ces cas là.

En effet, les résultats de ce modèle nous amènent à considérer, que la courbe de l'évolution de l'angle caractéristique θ en fonction du champ appliqué, décrit l'évolution du système quel que soit l'état initial.

Néanmoins, il est nécessaire de préciser, que dans notre modèle, on a seulement introduit une modulation. Par conséquent, l'analogie avec les patterns homogènes et inhomogènes doit être limitée par le fait que l'on n'a pas considéré l'existence de petites modulations supplémentaires.

Une courbe identique expérimentale nécessiterait d'être corrigée dans le cas où les modulations aux deux interfaces ne sont pas symétriques. Expérimentalement, cette dissymétrie de forme est sensible aux différences de densités définies par les milieux environnants. Ces hypothèses nécessiteraient d'être confirmées par des mesures de profil pour des densités de substrat variables et des observations transverses du film modulé, de manière à mettre en évidence l'influence de ces variations de densités et les variations éventuelles de la tension de surface sur les deux interfaces.

Par ailleurs, l'introduction de la fonction sinusoïdale dans le modèle a permis de rendre cohérent la position des moments entre eux et d'introduire des périodes, mais n'avait pas pour objet de décrire des profils de modulation.

Dans l'expérience, le "fit" des points expérimentaux du profil par une fonction sinusoïdale n'a de sens que sur la bulle. De plus, ce "fit" perd sa validité lorsque l'on fait croître le champ à partir d'une modulation déjà existante, et la présence des petites modulations ne peut pas être intégrée dans ce "fit".

Mais on peut tout de même dire, que ces fonctions sinusoïdales ont permis dans les deux cas de mettre en évidence les principaux degrés de liberté du système (l'amplitude de la modulation et la période) et ont conduit à introduire l'existence d'un angle θ , comme autre grandeur caractéristique.

Si on regarde les publications existantes sur les modulations d'épaisseur, essentiellement décrites près du seuil par montée lente du champ appliqué et sur une seule interface libre, on peut confirmer cette hypothèse d'un angle caractéristique décrivant le système [Cowley 67][Bacri 84]. Les auteurs ont mis en évidence expérimentalement une hauteur inchangée pour des modulations de périodes différentes ou des hauteurs variables par piégeage de la modulation. De plus les hauteurs de ces modulations même pour une seule interface libre semblent du même ordre que nos propres résultats expérimentaux obtenus pour deux interfaces libres.

D'autre part des simulations ont mis en évidence une hystérésis de forme pour une gouttelette de liquide magnétique. Les calculs reposent sur l'angle défini par la base de cette gouttelette déposée sur un support solide, en tenant compte de l'angle de mouillage [Boudouvis 93].

Par ailleurs, ces évolutions de forme entre les états homogènes et les états inhomogènes dans notre système expérimental peuvent être comparées aux instabilités de surface observées sur une couche de ferrofluide déposée sur un fil conducteur [Basthovoï 87][Berkovsky 80]. Il n'est pas "abusif" d'envisager cette comparaison, malgré les conditions expérimentales différentes et le fait qu'un fort accroissement du champ conduise dans leur cas à une rupture du film.

VI.2 Les paramètres physiques du modèle

On vient de donner les comparaisons possibles entre le modèle et l'expérience, ainsi que les informations supplémentaires sur les termes magnétiques qui permettent de comprendre cette modulation de surface. Maintenant, on se doit de comprendre certaines valeurs choisies pour développer ce modèle.

Pour pouvoir parler de compétition de termes d'énergies dans le modèle, on a introduit une grandeur de 10^{-10} cm^3 , pour le volume V . Ce volume nous a permis de décrire une aimantation pour chaque moment, et sa valeur a défini l'influence de l'énergie dipolaire dans le système tout en gardant un terme de self-énergie non négligeable, lorsque le système n'est pas modulé.

La valeur de ce volume ne permet pas de considérer des moments ponctuels en interaction. Étant donné la distance (a) fixée entre les moments, il convient de considérer que ce volume ne correspond pas non plus au volume des particules de magnétite monodomaines du ferrofluide expérimental ($3 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^3$). On a donc introduit dans notre modèle un volume mésoscopique.

La littérature mentionne l'existence de tels volumes apparaissant en présence de champs magnétiques appliqués sur une couche de ferrofluide (de faible susceptibilité) à base d'huile ou d'eau placée entre deux plaques [Popplewell 80] [Bacri 82] [Jones 88] [Bacri 88b] [Jones 90] [Cernak 93]. Ces volumes correspondent à des agglomérats de petites particules. Les auteurs n'observent pas de présence d'agglomérat en champ nul, mais au-dessus d'un seuil, ils montrent expérimentalement le début d'une agglomération.

En effet, les petites particules de diamètre 8 nm, ont une direction de leur moment qui fluctue en fonction de la température (amplitude du moment en moyenne nulle), mais qui s'oriente sous l'effet du champ. Par la suite, en raison de leur interaction dipolaire qui augmente, les particules se placent les unes au-dessus des autres pour minimiser l'énergie du système. On peut comparer cet arrangement des particules à l'arrangement observé pour des sphères monodisperses dans du ferrofluide dans un système bidimensionnel [Skjeltorp 83].

Ces particules forment alors des agglomérats qui disparaissent lors d'un retour en champ nul. On peut donc dire que le ferrofluide est stable en champ nul et que les effets d'un champ magnétique sont réversibles.

Expérimentalement, les auteurs ont observé que la hauteur de ces empilements était limitée par l'épaisseur de la couche, et que le diamètre de ces empilements évoluait peu en fonction du champ à partir du moment où ils étaient formés. Par contre, le nombre d'agglomérats augmente avec l'accroissement du champ. Ces empilements ont approximativement la forme d'ellipsoïde de diamètre $1.5 \mu\text{m}$ et de hauteur à peu près équivalente à l'épaisseur de la couche. Dans notre cas, pour une épaisseur de $60 \mu\text{m}$, le volume de l'agglomérat correspond approximativement à $V = 10^{-10} \text{ cm}^3$ et donne un coefficient démagnétisant $\mathcal{N} = 0.004$. Ces résultats expliquent le choix des valeurs des paramètres physiques que nous avons pris dans le modèle.

On n'a pas pu vérifier l'existence de ces agglomérats dans notre échantillon de ferrofluide, car il est très absorbant, mais cela nécessiterait une réelle confirmation pour la gamme de champ utilisée. Ces agglomérats ont été observés dans des solutions présentant des densités de particules 10 à 100 fois plus faibles, et donc d'aimantation à saturation plus faible. Les champs appliqués pour observer ces phénomènes étaient de l'ordre ou inférieur au champ de 150 Oe que l'on applique expérimentalement pour obtenir nos premières modulations. Par conséquent, les agglomérats devraient exister dans notre film, pour des champs inférieurs à notre champ seuil.

Il faut également remarquer que ces résultats expérimentaux mettent en évidence l'augmentation du nombre d'agglomérats en fonction du champ. Par conséquent dans notre modèle, cela correspondrait à faire varier le volume jusqu'à une certaine valeur de champ (inférieur au champ seuil), puis à diminuer la distance (a) entre moments. La diminution de la valeur de (a) dans notre modèle revient à augmenter l'interaction dipolaire du système, donc l'énergie correspondante.

On va alors dans ce cas là, déplacer la valeur du seuil et réduire la gamme de champ dans laquelle on observe les changements de période. Cette correction ne doit pas trop affecter les comportements obtenus par la résolution de notre modèle. Ce point nécessiterait néanmoins d'être approfondi expérimentalement, et dans le modèle, afin d'aller plus loin dans la compréhension complète de ces modulations d'épaisseur.

Cette interprétation expérimentale du volume défini dans le modèle, nous amène à considérer des exemples expérimentaux correspondants aux limites que l'on s'est fixées pour la valeur de ce volume.

Pour $V < 10^{-15} \text{ cm}^3$, l'interaction dipolaire est négligeable et l'on peut considérer le système identique à un solide paramagnétique.

Pour $V > 10^{-6} \text{ cm}^3$, l'interaction dipolaire est alors très forte et on observe une situation de moments antiparallèles. Cette situation peut être comparée à une coupe 1 D dans une configuration en bandes parallèles dans le grenat (proche de T_C). Dans ce cas, (a) serait la demi-période des bandes.

Cette situation revient à considérer l'aimantation d'un domaine comme l'aimantation de notre moment. On a montré dans cette configuration antiparallèle, que la variation d'énergie dipolaire provenait uniquement de la modulation d'amplitude de ces moments, et que la modulation spatiale de ces moments était inutile. Dans ce cas là, la compétition entre les énergies du système introduit également une longueur caractéristique, même si la modulation spatiale est inexistante.

On ne peut néanmoins pas faire une analogie trop importante entre le modèle et ce matériau ferrimagnétique, car le grenat est un système solide dans lequel la variation spatiale du moment n'est pas un degré de liberté du système.

Conclusion

de la première partie

Cette étude des structures macro-organisées sur un film fin de ferrofluide présentant deux interfaces libres, nous a permis tout d'abord de mettre en évidence les nombreuses similitudes existant avec la couche de grenat épitaxié. En effet dans ces deux systèmes, on observe de nombreux états métastables pouvant apparaître selon l'amplitude du champ et l'histoire magnétique du matériau, ceux-ci mettent en évidence l'hystérésis de l'évolution entre ces états. Les patterns dans le ferrofluide comme les structures en domaines dans le grenat peuvent être analysés par une approche en termes d'états d'équilibre, et l'évolution entre ces états peut être déterminée à partir des longueurs caractéristiques λ .

Notre étude des patterns du ferrofluide a montré que la forme des modulations est décrite par un angle caractéristique θ , qui est l'angle entre la hauteur et le rayon de la modulation.

La période du réseau reste cependant la longueur caractéristique qui détermine les diverses grandeurs physiques du système. Les nombreux résultats sur les patterns homogènes confirment que les structures sont homothétiques en ce qui concerne l'occupation des cellules, quel que soit le champ appliqué. Ces résultats sont également en parfait accord avec une expression décrivant la forme fixée de la modulation dans une cellule hexagonale en fonction, de la période λ , de cet angle θ et faisant intervenir une fonction sinusoïdale. Cette expression a été introduite initialement pour décrire les amplitudes de vibration d'une membrane hexagonale [Christopherson 40]. Par la suite, elle a été reprise pour définir l'origine des espacements et des hauteurs de pics observés sur une couche de ferrofluide d'épaisseur importante et présentant une seule interface libre [Cowley 67].

Par ailleurs, nous avons montré que les énergies permettant l'existence des modulations de surface correspondaient à des termes correctifs par rapport aux énergies intervenant sur le film. On a donc mis en évidence le fait que des petites variations d'énergies dans le système pouvaient entraîner l'existence de patterns macroscopiques, lorsque le système a des degrés de liberté qui permettent d'exprimer ces petites fluctuations.

Nous avons réussi à obtenir une bonne description des diverses variations d'énergies magnétiques et non magnétiques dans les patterns homogènes, à partir de l'expérience et du modèle. Nous avons également obtenu une bonne description de la forme de la modulation, qui nécessiterait cependant d'être étudiée en fonction de la dissymétrie des deux interfaces en faisant varier la densité du substrat. Ce dernier paramètre n'a pas une influence vraiment significative sur la période, mais doit avoir une influence plus marquée sur la hauteur de la modulation.

Le modèle nous a permis de préciser que la distribution d'aimantation est presque uniforme dans la modulation, et il a montré la forte influence de l'interaction dipolaire dans de tels systèmes.

A la différence des patterns homogènes, nous manquons d'informations expérimentales sur les profils des patterns inhomogènes en raison de la forte absorption de la lumière par la couche. Il pourra être intéressant d'étudier ces patterns à partir d'une épaisseur de film initiale plus fine, mais en utilisant une autre méthode, consistant à "scanner" les modulations à l'aide d'un laser et d'une photodiode.

Nous avons tout de même pu mettre en évidence de nombreuses structures originales liées au nombre et à la position de symétrie des petites modulations dans la cellule élémentaire formée par le piégeage de la période initiale. Il est fort probable que l'espace laissé libre dans la cellule élémentaire des structures homogènes et inhomogènes soit comparable.

Pour poursuivre la description des patterns inhomogènes dans le modèle, il sera nécessaire d'introduire des harmoniques supplémentaires, afin de pouvoir étudier l'influence de l'apparition des petites modulations.

Enfin pour permettre une description complémentaire de ces modulations dans les divers patterns, il serait intéressant de mieux comprendre l'origine de cette hauteur constante dans le cas des modulations homogènes. Et il serait nécessaire de confirmer expérimentalement la présence d'éventuels agglomérats dans les films de ferrofluide sous champ.

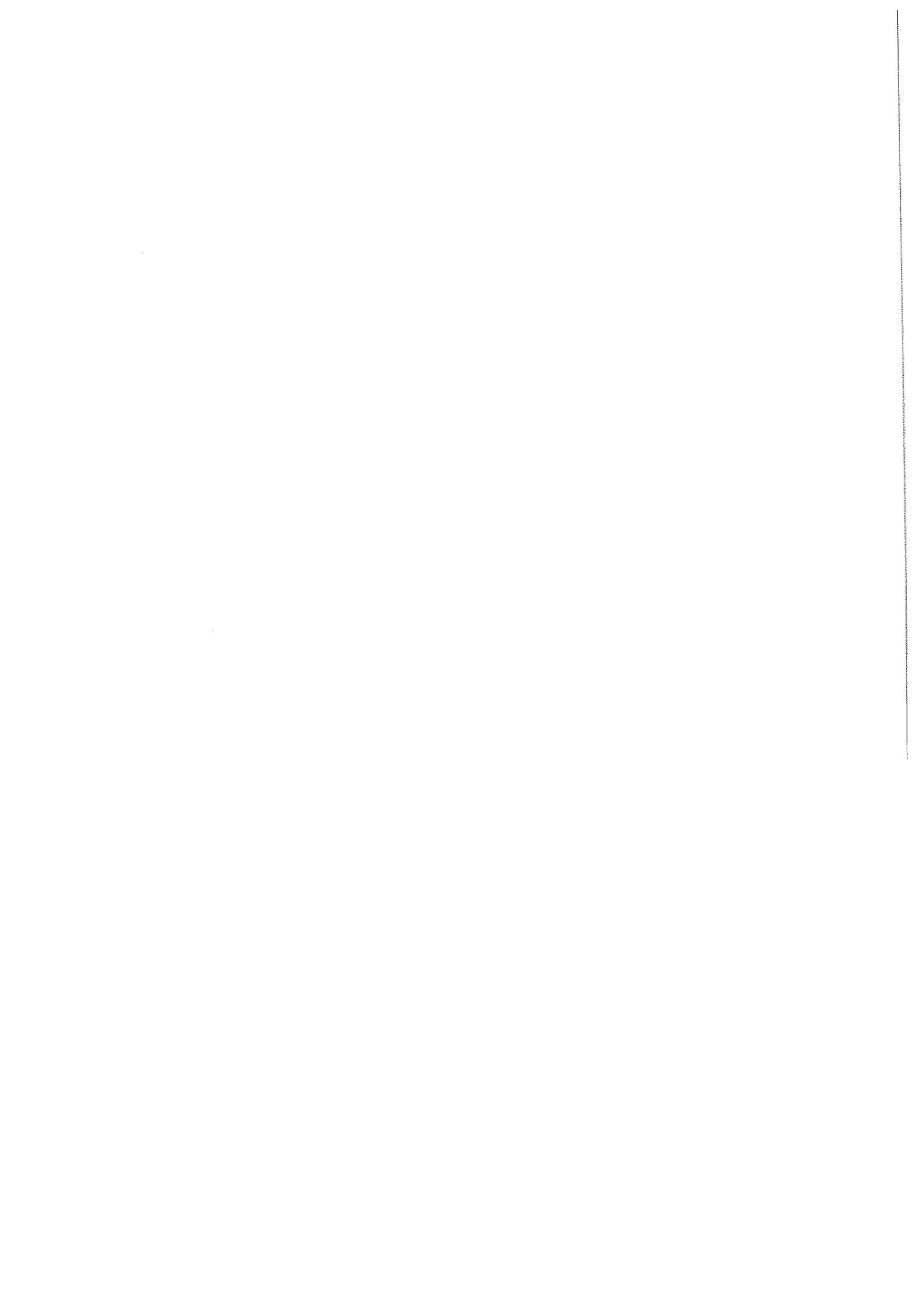
Références

de la première partie

- [Bacri 82] J. C. Bacri and D. Salin, *J. Physique Lettres*, 43 (1982) p 771
- [Bacri 84] J. C. Bacri and D. Salin, *J. Physique Lettres*, 45 (1984) p 559
- [Bacri 87a] J. C. Bacri, R. Perzynski, D. Salin and J. Servais, *J. Physique*, 48 (1987) p 1385
- [Bacri 87b] J. C. Bacri et D. Salin, *La recherche*, n° 192 (oct 1987) p 1150
- [Bacri 88a] J. C. Bacri, R. Perzynski and D. Salin, *C. R. Acad. Sci. Paris*, t 307 série II (1988) p 699
- [Bacri 88b] J. C. Bacri, A. Levelut, R. Perzynski and D. Salin, *Chem. Eng. Comm.*, vol 67 (1988) p 205
- [Bashtovoï 87] V. G. Bashtovoï, A. Rex, E. Tait, and R. Foiguel, *J. M. M. M.*, 65 (1987) p 321
- [Bashtovoï 91] V. G. Bashtovoï, *Magnetic Fluids and Powders*, E. C. M. F., European Advanced Short Course (1991), Minsk, Biélorussie
- [Berkovsky 80] B. Berkovsky and V. G. Bashtovoï, *I. E. E. E. Trans. Mag.*, MAG 16 n° 2 (1980) p 288
- [Boudouvis 93] A. G. Boudouvis, *Proceedings of the six International Conference on Magnetic Fluids*, Paris (1992), *J. M. M. M.*, 122 (1993) p 254
- [Cernak 93] J. Cernak and P. Macko, *J. M. M. M.*, 123 (1993) p 107
- [Charles 91] S. W. Charles, *Magnetic Fluids and Powders*, E. C. M. F., European Advanced Short Course (1991), Minsk, Biélorussie
- [Christopherson 40] D. G. Christopherson, *Quart. J. Math.*, 11 (1940) p 63
- [Cowley 67] M. D. Cowley and R. E. Rosensweig, *J. Fluids. Mech.*, 30 (4) (1967) p 671

- [De Gennes 69] P. G. De Gennes, C. R. Acad.Sci. Paris, 268 série B (1969) p 1207
- [Elmore 38] W. C. Elmore, Phys. Rev., 54 (1938) p 309
- [Gailitis 69] A. Gailitis, Magnetohydrodynamics, 5 (1) (1969) p 44
- [Gailitis 77] A. Gailitis, J. Fluids. Mech., 82 (3) (1977) p 401
- [Gonzales 87] R. C. Gonzales and P. Wintz, Digital Image Processing, Addison Wesley (1987)
- [Itoh 92] S. Itoh, Y. Endoh and S. W. Charles, J. M. M. M., 111 (1992) p 56
- [Jones 88] G. A. Jones and H. Niedoba, J. M. M. M., 73 (1988) p 33
- [Jones 90] G. A. Jones and D. G. Belfield, J. M. M. M., 85 (1990) p 37
- [Kooy & Enz 60] C. Kooy and U. Enz, Philips Research Report, 15, n° 1 (1960) p 7
- [Lucassen 70] J. Lucassen, M. Van den Tempel, A. Vrij and F. Th. Hesselink, Proc. K. Akad. Weterish (Netherlands) vol 73 n°2 (1970) p 109
- [Massart 81] R. Massart, I. E. E. E. Trans. Mag., MAG 17 n° 2 (1981) p 1247
- [Melcher 63] J. R. Melcher, Field Coupled Surface Waves, MIT Press (1963)
- [Molho 87] P. Molho, J. L. Porteseil, Y. Souche, J. Gouzerch, J. C. Levy, J. Appl. Phys., 61 (1987) p 4188
- [Petit 92] P. A. Petit, M. P. de Albuquerque, V. Cabuil and P. Molho, J. M. M. M., 113 (1992) p 127
- [Petit 93] P. A. Petit, M. P. de Albuquerque, V. Cabuil and P. Molho, Proceedings of the six International Conference on Magnetic Fluids, Paris (1992), J. M. M. M., 122 (1993) p 271

- [Popplewell 80] J. Popplewell, S. W. Charles and S. R. Moon, I. E. E. E. Trans. Mag., MAG 16 n° 2 (1980) p 191
- [Romankiw 75] L. T. Romankiw, M. M. G. Slusarczuk and D. A. Thompson, I. E. E. E. Trans. Mag., MAG 11 n° 1 (1975) p 25
- [[Rosensweig 85] R. E. Rosensweig, Ferrohydrodynamics, Cambridge University Press (1985)
- [Shliomis 80] M. I. Shliomis and Yu. L. Raikher, I. E. E. E. Trans. Mag., MAG 16 n° 2 (1980) p 237
- [Skjeltorp 83] A. T. Skjeltorp, Phys. Review Letters, vol 51 n° 25 (1983) p 2306
- [Taketomi 93] S. Taketomi, Y. Osaki, K. Kawasaki and H. Miyajima, Proceedings of the six International Conference on Magnetic Fluids, Paris (1992), J. M. M. M., 122 (1993) p 301
- [Tsebers 80] A. O. Tsebers and M. M. Mairov, Sov. Tech. Phys. Lett., 6 (1) (1980) p 50
- [Vrij 70] A. Vrij, F. Th. Hesselink, J. Lucassen and M. Van den Tempel, Proc. K. Akad. Weterish (Netherlands) vol 73 n°2 (1970) p 124
- [Zaitzev 70] V. M. Zaitzev and M. Shliomis, Soviet. Phys. Dokl., 14 (10), p 1001
- [Zelazo 69] R. E. Zelazo and J. R. Melcher, J. Fluid. Mech., 39, n°1 (1969) p 1



Deuxième

Partie



Table des matières

de la deuxième partie

Introduction	99
---------------------------	----

Chapitre I

Le Grenat

I. Le matériau	101
I.1. Propriétés cristallines.....	101
I.2. Préparation.....	102
I.3. Propriétés optiques.....	103
II. Magnétisme du grenat	104
III. Configuration en lignes.....	107
III.1. Les lignes.....	107
III.2. Les points.....	110
III.3. Interaction entre lignes verticales.....	111
III.4. Nombre d'enroulement	112
IV. Applications aux mémoires à lignes de Bloch	114
IV.1. Caractéristiques de la mémoire	114
IV.2. Principes de fonctionnement.....	115

Chapitre II

Étude expérimentale

I. Coupe appliquée à la lecture.....	119
I.1. Critères de lecture.....	119
I.2. Dispositif modèle	120
I.3. Synthèses des résultats existants sur la lecture	123
II. Dynamique et méthodes d'identification.....	126
II.1. Dynamique des parois.....	126
II.2. Techniques d'identification.....	130
II.3. Identification des états de paroi.....	133
II.4. Préparation et Conversion d'états.....	138

Chapitre III

Résultats et interprétations

I. Recherche de la réplication	139
I.1. Séquence de préparation	139
I.2. Séquence de lecture.....	139
I.3. Allongement de la bulle.....	141
I.4. Les champs plans à la coupe	142
II. Lecture et double réplication	149
II.1. Marge de lecture.....	149
II.2. Effets de paramètres autres.....	151
II.3. Distinction des états de paroi finaux.....	153
III. Origine des différents états de paroi	157
III.1. La coupe topologique.....	157
III.2. Nucléation de paires (+ -) :	
Mécanisme conservatif.....	158
III.3. Nucléation de paires (- -) ou (+ +) :	
Mécanisme non-conservatif	162
III.4. Effets des champs plans.....	164
III.5 Nucléation d'un point et recombinaison	
de lignes après la coupe	167
Conclusion	171
Annexe	173
1. Fabrication et montage des puces	173
2. Caractéristiques des impulsions de courant.....	175
3. Caractéristiques physiques du matériau	176
Références	177

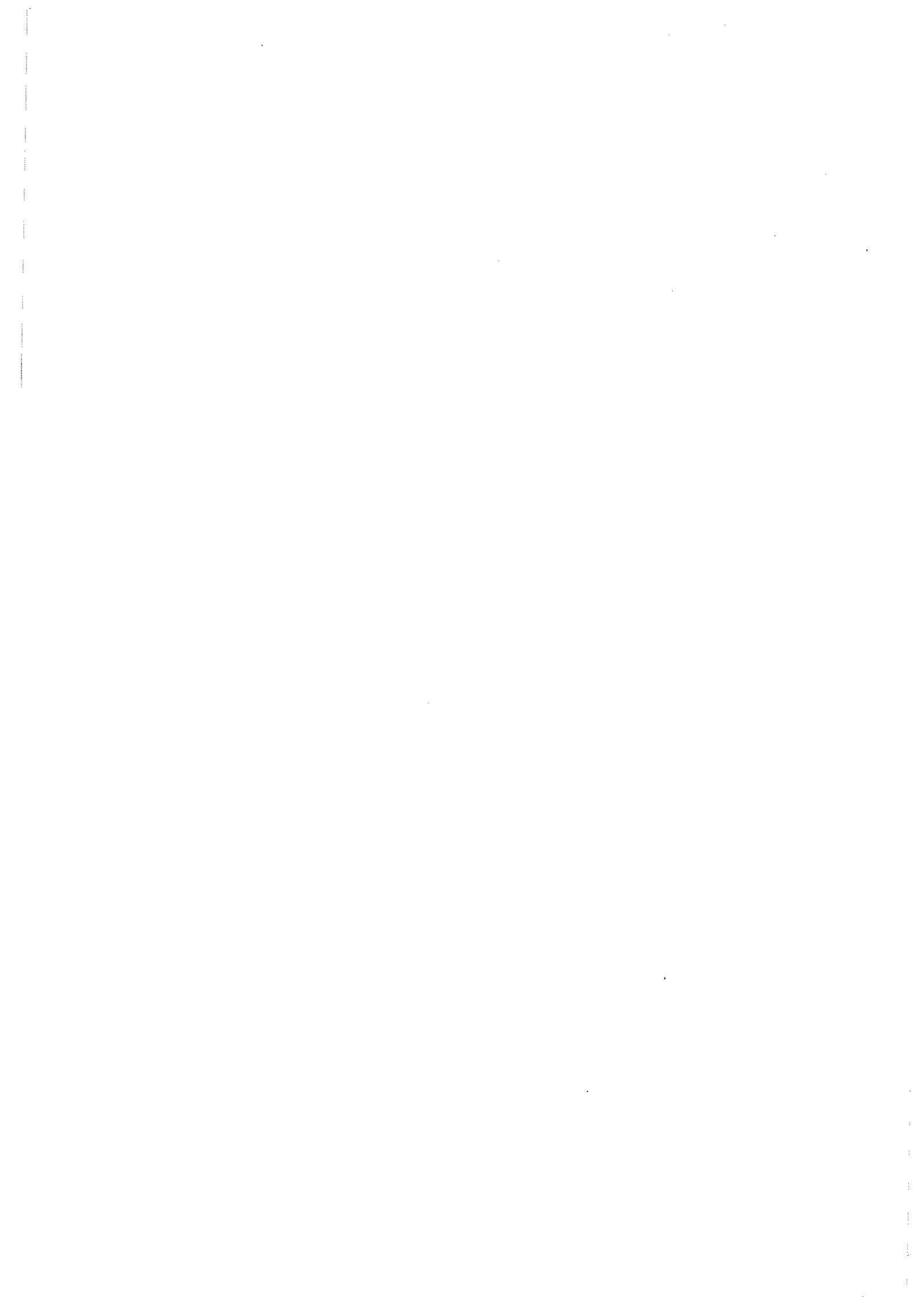
Introduction

La couche de grenat épitaxié à anisotropie perpendiculaire présente divers “patterns” correspondant à la répartition spatiale des domaines. Ce matériau présente également une grande richesse de configurations magnétiques dans la structure fine des parois séparant les domaines ; Les lignes, les paires de lignes et les points. Pour ces raisons, il existe de nombreux états de parois pour les “bulles” magnétiques.

Dans cette partie, nous avons étudié l'effet de champs plans sur des états particuliers lors de la coupe locale de domaines. Ce processus de coupe correspond à la méthode de lecture utilisée dans les mémoires magnétiques à lignes de Bloch. Nous décrirons le dispositif modèle qui permet d'étudier cette opération dans un cadre plus fondamental, et nous préciserons les techniques expérimentales mises en oeuvre pour observer la grande diversité des états de parois.

Nous donnerons les paramètres de fonctionnement qui permettent de satisfaire cette opération de lecture, ainsi que les couples d'états de parois obtenus après la coupe du domaine.

Enfin, nous interpréterons les effets des champs plans sur les mécanismes de nucléation de lignes qui interviennent lors de ce processus de coupe.



Chapitre I

Le Grenat

I. Le matériau

I.1. Propriétés cristallines

Le nom de grenat a été donné originellement à certains silicates qui apparaissent à l'état naturel et dont la formule générale est : $\{A_3^{2+}\} [B_2^{3+}] (Si_3^{4+}) O_{12}$. Le grenat possède une maille cubique comprenant 24 dodécaèdres, 16 octaèdres et 24 tétraèdres formés par l'arrangement des ions oxygène, au centre desquelles se placent respectivement les cations A^{2+} , B^{3+} et Si^{4+} [Geller 78]. Les types d'atomes et leurs arrangements spécifiques dans le cristal sont à l'origine des diverses propriétés physiques des grenats. Bertaut et Pauthenet ont étudié respectivement la cristallographie et les propriétés magnétiques des composés grenats magnétiques, dans lesquelles le fer occupe les sites octaédriques et tétraédriques. Ils confirmèrent la prédiction de Néel de l'existence du ferrimagnétisme de ces composés [Bertaut 56]. La formule générale d'un grenat ferrimagnétique est $\{TR_3^{3+}\} [Fe_2^{3+}] (Fe_3^{3+}) O_{12}$ où TR désigne une terre rare ou l'Yttrium.

Ces ions forment trois types de sous réseaux magnétiques en interaction entre eux par un mécanisme de superéchange via les ions d'oxygène. Les interactions sont négatives entre sous réseaux. Il existe une interaction forte entre les sous réseaux de fer et la terre rare se couple antiparallèlement avec la résultante des ions fer [Eschenfelder 81]. On peut représenter schématiquement ces couplages (voir figure I.1).

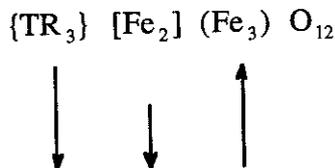


Figure I.1 : Le couplage entre les sous réseaux magnétiques (D'après Eschenfelder 81).

De nombreuses substitutions peuvent être apportées à cette composition générale dans le but d'obtenir une aimantation et une température de Curie particulières ainsi qu'une valeur d'anisotropie adaptée par le choix de la terre rare. Le grenat le plus connu est le YIG ($Y_3Fe_5O_{12}$). Notre étude a été faite sur un matériau de type SMYG dont la formule chimique est : $(Y_{2.6}Sm_{0.14}Bi_{0.29})(Fe_{3.64}Ga_{1.34})O_{12}$. En général, on substitue au Fer du Gallium, principalement sur le site tétraédrique, afin de réduire l'aimantation et de baisser le Tc.

Dans le cas de grenats épitaxiés, la présence du Samarium permet d'avoir une anisotropie de croissance forte. Son taux de substitution permet d'avoir une anisotropie de contrainte homogène dans tout le matériau. En effet sa dilution avec l'Yttrium influence la distribution sur les sites dodécaédriques du réseau et rend le paramètre de maille compatible avec le substrat pour la préparation [Navarro 91]. Enfin la présence du Bismuth amplifie la qualité de l'observation. Celui-ci renforcerait le superéchange entre sous réseaux (il augmente la température de Curie) [Thiaville 88][Ben Youssef 91].

I.2. Préparation

Le grenat peut être préparé par méthode Czochralski ou par différentes méthodes d'épitanie, et selon la technique utilisée, les propriétés varient substantiellement [Tolksdorf 78]. L'épitanie permet l'élaboration de films minces (qq. μm) monocristallins présentant peu de défauts. D'autre part cette technique favorise un bon contrôle de l'épaisseur de croissance. Le procédé utilisé est l'épitanie en phase liquide (L.P.E) selon la méthode des flux et avec la technique du "Dipping". Cette technique consiste à plonger un germe, en l'occurrence le substrat, dans une solution sursaturée. Elle a l'avantage d'être simple et relativement rapide, ce qui rend le procédé plus applicable. Le flux le plus couramment utilisé est un mélange $\text{PbO-B}_2\text{O}_3$. En effet le diagramme de phase du YIG montre que ce matériau possède un point de fusion non congruent vers 1555°C . L'oxyde de Plomb est un solvant nécessaire permettant la croissance du monocristal à température plus basse et l'oxyde de Bore élargit la gamme de concentration permettant d'obtenir seulement le grenat. Les substrats utilisés sont constitués par des disques ou des plaquettes de grenat paramagnétique $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ ou "GGG", orientés suivant une direction [111]. L'ordonnement des ions magnétiques se fait selon cette direction de croissance et provoque une faible réduction de symétrie par rapport à la symétrie cubique. On parle de pseudo-maille cubique [Navarro 91]. Cet effet conduit à une forte anisotropie uniaxiale.

L'anisotropie dans les solides est généralement d'origine magnétocristalline. Dans le cas du grenat épitanié, cette contribution est faible, les termes essentiels proviennent d'une anisotropie de croissance, qui tient son origine comme son nom l'indique dans l'arrangement des ions de terres rares pendant le processus de dépôt, et d'une anisotropie de contrainte liée au désaccord de paramètre de maille entre substrat et film. La constante K de cette anisotropie uniaxiale est positive dans ces matériaux et par conséquent l'axe de croissance [111] constitue la direction de facile aimantation (perpendiculaire au film).

I.3. Propriétés optiques

Dans les solides, les effets magnéto-optiques traduisent l'influence de l'aimantation sur l'état de polarisation et sur l'intensité d'un faisceau de lumière. En transmission, les plus courants sont dénommés effet Faraday et effet Voigt ; en réflexion, ce sont les effets Kerr magnéto-optiques [Freiser 68][Cugat 91]. De façon générale, ces effets optiques résultent de l'interaction entre les électrons dans la matière et le champ électromagnétique d'une lumière polarisée incidente. Le champ électrique de la radiation interagit avec les charges électriques des électrons, dont la trajectoire est influencée par le champ magnétique local intrinsèque. Les propriétés magnéto-optiques sont principalement dues aux ions qui possèdent un fort couplage spin-orbite.

Le grenat autorise l'observation par transmission en raison de sa bonne transparence pour les faibles épaisseurs (1 à 5 microns) dans le visible jusqu'au bleu et également par la parfaite transparence du substrat dans ces longueurs d'ondes.

L'effet Faraday est le mieux adapté pour le grenat car ce dernier présente une aimantation perpendiculaire à la couche liée à son anisotropie. L'effet se traduit par la rotation du plan de polarisation de la lumière (plan contenant le champ électrique "lumineux" \vec{E}) après traversée de l'échantillon (voir figure I.2).

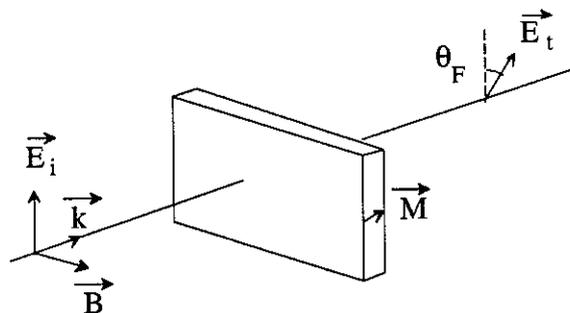


Figure I.2 : Schéma de principe de l'effet Faraday.

Cet effet est caractérisé par un angle proportionnel à l'épaisseur, qui provient du fait que la direction du champ électrique lumineux est modifiée progressivement dans la traversée du matériau. Cela définit la rotation Faraday θ_F ($^\circ/\mu\text{m}$), qui dépend de la valeur de l'aimantation. L'existence de domaines "up" et "down" conduit à l'existence d'angles de rotation différenciés, qui permettent l'obtention d'images fortement contrastées (voir photographie de la figure I.3).

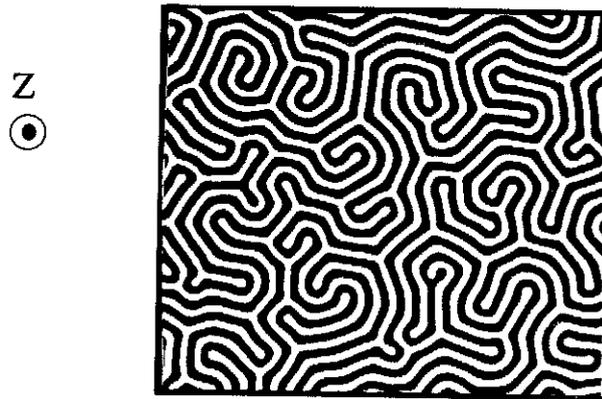


Figure I.3 : Mise en évidence des forts contrastes entre les domaines d'aimantations opposées (présence de bismuth).

La rotation Faraday peut être augmentée par incorporation de Bismuth dans la composition du matériau. Pour le YIG, le pouvoir rotatoire est de $0.025 \text{ }^\circ/\mu\text{m}$ et provient du Fer sur les sites octaédriques et surtout de l'Yttrium placé sur les sites dodécaédriques. La substitution du Bismuth à un pourcentage d'Yttrium dans le SMYG amplifie de 3 à 60 fois ce pouvoir rotatoire selon la longueur d'onde utilisée (maximum dans le jaune) [Dillon 78]. Le choix de la composition chimique et la sophistication des méthodes de visualisation ont même permis d'observer plus en détail la structure de paroi du grenat [Thiaville 88]. Ces effets magnéto-optiques spectaculaires ont souvent engendré les nombreuses études qui ont été réalisées sur le grenat.

II. Magnétisme du grenat

A l'échelle des domaines et des parois qui nous concernent, le grenat se comporte comme un ferromagnétique où le moment, qui est la résultante des divers sous-réseaux, est d'amplitude constante. Cela conduit à une aimantation spontanée \mathbf{M}_S par unité de volume, en tout point l'aimantation a un module défini (\mathbf{M}), seule la direction de cette aimantation peut varier.

Dans le cas d'une couche de grenat à forte anisotropie \mathbf{K} perpendiculaire au plan du film, l'aimantation peut être orientée dans cette seule direction et donner un état saturé (voir figure I.4.a).

Néanmoins cette solution saturée conduit à l'existence de pôles identiques sur chaque surface, ce qui crée une forte densité d'énergie de pôles en volume ($2\pi\mathbf{M}^2$). La réduction de cette énergie de pôles peut se faire par l'existence de domaines d'aimantation opposée ou domaines de Weiss (figure I.4.b).

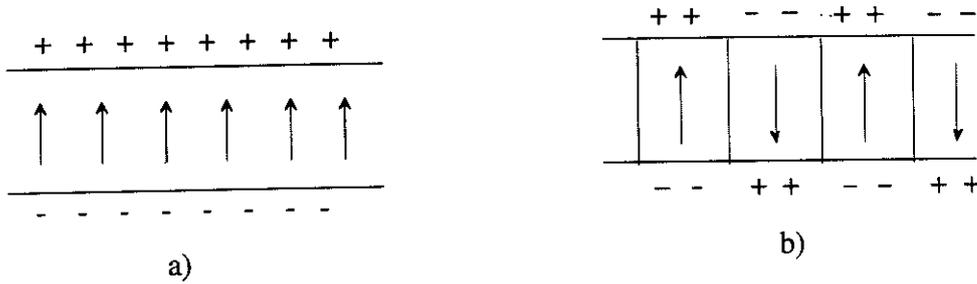


Figure I.4 : Apparition de parois

a) État saturé.

b) Domaines de Weiss séparés par des parois.

La création de ces domaines introduit la présence de parois de séparation, où l'aimantation tourne de la direction d'un domaine à la direction opposée. Cette rotation se fait dans un plan vertical perpendiculaire au plan du film. Le plan de rotation est confondu avec le plan de la paroi dans le cas de la paroi de Bloch et cette structure ne crée pas de pôle sur les parois. Dans ces parois intervient une énergie d'anisotropie lorsque la direction de l'aimantation s'écarte de l'axe z, et une énergie d'échange correspondant à la non-uniformité de l'aimantation.

La structure des parois, la taille des domaines, et de manière générale la distribution statique de l'aimantation \mathbf{M} , sont déterminées en minimisant l'énergie totale.

La densité volumique d'énergie du système ω est donnée par l'expression suivante dans le cas d'un film à anisotropie perpendiculaire (z désigne la normale à la couche) [Slonczewski & Malozemoff 78].

$$\omega = K\left(1 - \frac{M_z^2}{M_s^2}\right) + \frac{A}{M_s^2}(\nabla M)^2 - \frac{1}{2}MH_d$$

Dans cette expression, M_z est la composante de l'aimantation selon z, l'anisotropie K est en erg/cm³ et l'échange A en erg/cm. Dans le cas où l'on a une aimantation perpendiculaire au plan du film la densité d'énergie démagnétisante ($-\frac{1}{2}MH_d$), qui s'exprime en erg/cm³, est égale à $2\pi M_s^2$.

Cette densité est nulle au "cœur" de la paroi. Par contre, les termes d'énergies d'échange et d'anisotropie sont uniquement localisés dans les parois. L'anisotropie tend à réduire le nombre de moments inclinés par rapport à la direction de facile aimantation, et l'échange à l'opposé favorise une rotation douce et progressive.

La rotation des moments se fait sur une distance $\pi\Delta_0$ appelée largeur effective de paroi. La minimisation entre l'énergie d'échange et l'énergie d'anisotropie conduit à l'expression de cette largeur de paroi.

$$\pi\Delta_0 = \pi \sqrt{\frac{A}{K}}$$

L'énergie de paroi correspondante σ_0 par unité de surface s'écrit :

$$\sigma_0 = 4 \sqrt{AK}$$

Les énergies d'échange et d'anisotropie sont comprises dans l'énergie de paroi. L'énergie du système s'exprime désormais sous forme de deux termes d'énergies, paroi et pôles. Le compromis entre ces deux énergies antagonistes détermine la taille d des domaines.

Par exemple dans le cas de domaines en "bandes parallèles", dans un échantillon d'épaisseur h , de longueur L et de largeur unité, le nombre de domaines est égal à L/d . L'énergie de paroi par unité de volume s'écrit σ_0/d , l'énergie de pôles est proportionnelle à d et s'écrit par unité de volume dM_s^2/h . La minimisation de ces deux termes d'énergies donne la taille des domaines :

$$d \propto \sqrt{\frac{\sigma_0 h}{4\pi M_s^2}}$$

Dans cette expression apparaît la longueur caractéristique ℓ , qui reflète les grandeurs énergétiques intrinsèques.

$$\ell = \frac{\sigma_0}{4\pi M_s^2}$$

Si on applique un champ magnétique à l'échantillon, on doit rajouter un terme d'énergie Zeeman à la fonctionnelle d'énergie. Ce dernier permet de faire évoluer la distribution d'aimantation dans le système. Dans le cas d'une configuration en bandes parallèles qui se présente en domaines "up" et "down" de largeur identique en champ nul, l'application d'un champ introduit une dissymétrie entre les largeurs d^- et d^+ de ces domaines d'aimantation opposée et il est possible de calculer l'évolution de ces largeurs en fonction du champ [Kooy & Enz 60].

Selon les amplitudes des champs extérieurs, de la température et de l'histoire magnétique de l'échantillon, on peut mettre en évidence divers types de géométrie possible, adoptées par les domaines ; bulles, bandes parallèles, labyrinthes,...[Molho 87][Szymczak 82].

En particulier, l'existence de domaines en bulles, qui sont des cylindres d'une aimantation dans une mer d'aimantation opposée, a donné le nom de matériau à bulles au grenat et a ouvert la voie à des applications en vue de mémoire. Il a été choisi parmi d'autres matériaux car il permettait l'obtention de ces matériaux à bulles, dans lesquelles les domaines sont bien définis, c'est à dire que la taille des domaines est très supérieure à la taille de paroi. Ces critères sont regroupés dans la notion de facteur de qualité Q , qui doit être supérieur à 1.

$$Q = \frac{\ell}{\Delta_0} = \frac{K}{2\pi M_S^2}$$

Le choix de M_S impose une gamme de valeur à l'anisotropie afin de satisfaire le facteur de qualité. Un critère supplémentaire de forte mobilité des bulles intervient également pour l'application et nécessite la présence de terres rares particulières comme le Samarium dans notre SMYG. Ce dernier critère contraint le choix des pourcentages de substitution des terres rares déterminant la valeur de l'anisotropie.

III. Configuration en lignes

III.1. Les lignes

Dans le paragraphe précédent, on a mentionné le cas d'une paroi idéale type Bloch mais la structure de parois peut être en réalité plus complexe.

Si le plan de rotation de l'aimantation est perpendiculaire au plan de la paroi, la paroi est dite de Néel, celle-ci crée en plus des charges π sur les parois. Dans le cas d'une forte anisotropie perpendiculaire au plan du film, une configuration de paroi de type Néel n'est pas favorable. Mais si on admet que l'aimantation dans la paroi peut ne pas être homogène dans l'épaisseur, on va avoir des effets de surface, les parois devenant de type Néel près des surfaces de l'échantillon et de type Bloch dans l'intérieur. Cette distribution inhomogène de l'aimantation dans la paroi permet de minimiser l'énergie.

Par analogie avec les parois séparant les domaines, des lignes peuvent séparer deux segments de paroi de Bloch. En effet, il est possible d'avoir deux sens de rotation dans la paroi. Pour "parler" de ces sens de rotation, on introduit par abus de langage afin d'alléger l'écriture la notion de "chiralité" de paroi.

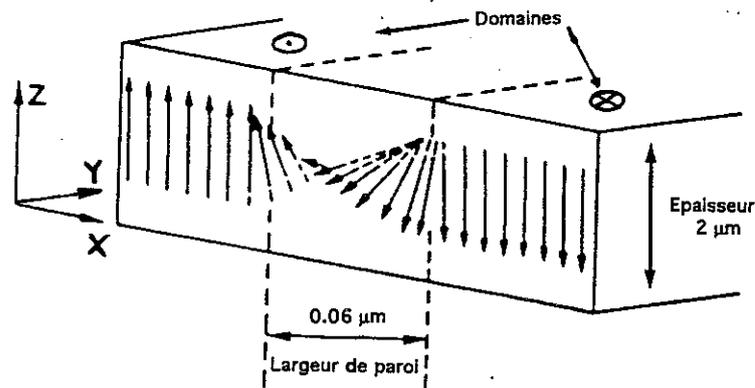


Figure I.5 : Rotation d'aimantation dans la paroi.

La ligne permet la jonction entre deux morceaux de paroi de "chiralité" opposée. De la même manière que pour les parois, on pourra définir deux sens de rotation possibles dans la ligne, ce qui introduit également la "chiralité" des lignes.

Une ligne est de "type Néel", bien que communément on l'appelle ligne de Bloch. Le plan de rotation de l'aimantation de la ligne est perpendiculaire au plan de la paroi. La direction de l'aimantation dans la paroi crée des pôles de part et d'autre de cette zone de jonction et il existe toujours une non-uniformité liée à la rotation de l'aimantation.

La structure des lignes provient d'une compétition entre deux termes d'énergies antagonistes, l'énergie locale des pôles, qui joue le rôle de l'énergie d'anisotropie dans le cas de la paroi, et l'énergie d'échange. L'anisotropie n'intervient pas dans la minimisation des termes d'énergies, car elle est uniforme dans tout plan de la paroi. Dans le plan médian de la paroi par exemple l'énergie d'anisotropie est maximum quel que soit le niveau dans l'épaisseur de la couche (dans cas d'une paroi purement Bloch). La minimisation des deux autres termes d'énergies détermine la largeur de la ligne $\pi\Lambda_0$:

$$\pi\Lambda_0 = \pi \sqrt{\frac{A}{2\pi M_s^2}}$$

L'expression de l'énergie associée à cette ligne s'écrit :

$$E_L = 8A Q^{-\frac{1}{2}}$$

Ce que l'on vient de décrire correspond à une ligne verticale, qui permet le passage d'une "chiralité" de paroi, uniforme sur toute l'épaisseur du film, à la "chiralité" opposée. Mais un deuxième cas peut éventuellement exister selon la configuration de l'aimantation dans la paroi comme on peut le voir sur le schéma suivant.

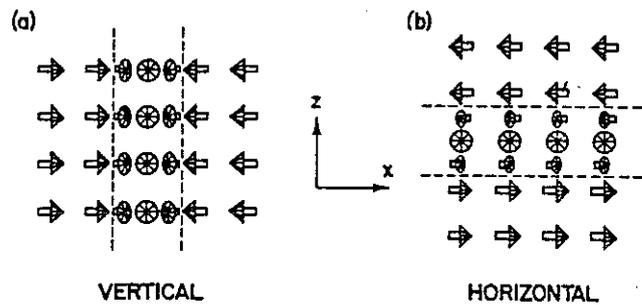


Figure I.6 : Rotation d'aimantation (D'après Slonczewski & Malozemoff 79).

a) dans une ligne verticale.

b) dans une ligne horizontale.

Le schéma de la figure I.6b correspond à la ligne horizontale, lorsque le changement de "chiralité" de paroi s'effectue dans l'épaisseur du film. Là encore, deux "chiralités" de ligne sont possibles.

Il est important de signaler que l'existence des lignes n'est pas obligatoire au sein de la paroi. Il existe des structures sans ligne. En effet à la différence des domaines et parois, qui sont énergétiquement très stables dans les matériaux étudiés, et dont l'existence est liée aux charges à la surface de l'échantillon, c'est la topologie de l'aimantation dans la paroi qui est à l'origine de la présence des lignes, et qui définit leur stabilité ; mais l'existence de ces lignes coûte une énergie supplémentaire définie plus haut.

On parlera plus particulièrement d'instabilité dans le cas des lignes horizontales, car l'amorce de ces lignes est facilitée ainsi que leur annihilation à la surface de l'échantillon. En effet comme nous l'avons mentionné plus haut, l'aimantation à la surface est couchée dans le plan et son orientation est sensible à la présence de champ plan.

III.2. Les points

En gardant à l'esprit cette notion de stabilité en raison de conditions énergétiques, on se doit de prolonger le raisonnement topologique qui nous a permis d'introduire l'existence de parois entre domaines, de lignes dans la paroi présentant deux "chiralités" opposées et donc de points de Bloch sur les lignes pour passer d'une "chiralité" à l'autre. Ces points peuvent apparaître lorsque deux lignes horizontales de "chiralité" opposée se rencontrent au coeur de la paroi (ces lignes horizontales étant nucléées à la surface et à l'interface) (schéma figure I.7.a). La présence des points est également favorisée à la surface ou à l'interface en raison du champ de fuite des domaines qui peut être opposé à l'aimantation dans la ligne (figure I.7.b).

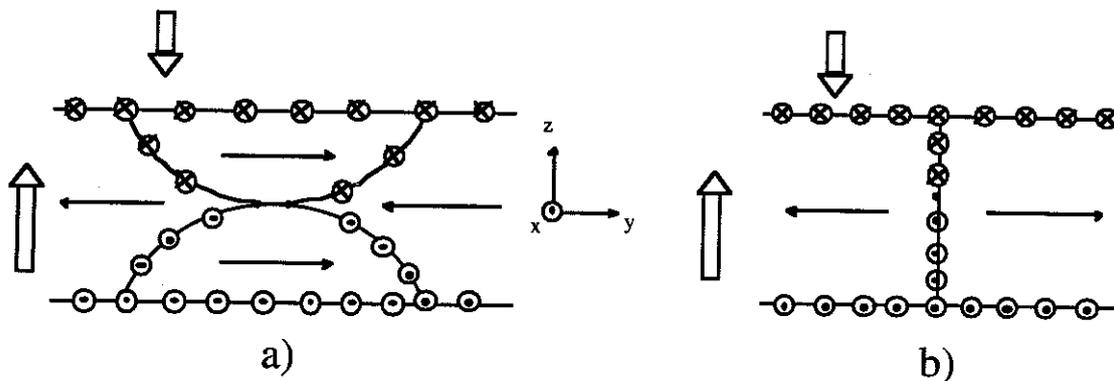


Figure I.7 : Apparition de points de Bloch.

a) sur les lignes horizontales.

b) sur la ligne verticale.

La structure magnétique au niveau des points peut être représentée de la manière suivante.

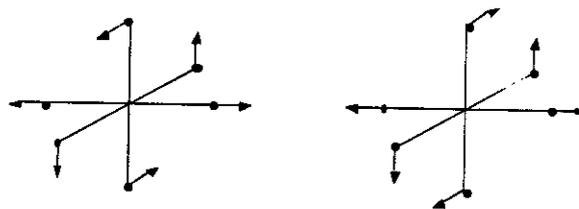


Figure I.8 : Les points de Bloch.

La présence de ces points introduit une énergie de point de Bloch E_{PB} :

$$E_{PB} \cong 4\pi A^{\frac{3}{2}} K^{-\frac{1}{2}}$$

Nous reviendrons plus en détail sur la nucléation et la stabilité de ces points de Bloch dans le chapitre III.

III.3. Interaction entre lignes verticales

Cette interaction fait intervenir principalement l'énergie magnétostatique et l'énergie d'échange qui interviennent dans la taille même des lignes. Sur la figure I.9 sont présentées les deux situations qui peuvent intervenir en présence d'une paire de lignes.

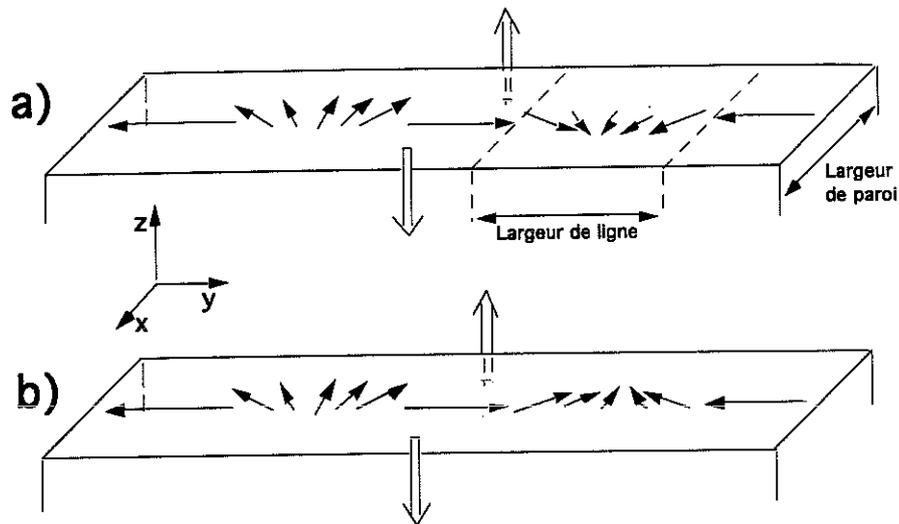


Figure I.9 : Les paires de lignes
a) paire enroulante. b) paire déroulante.

Si on comprime la paire de lignes, à courte distance, lorsque la "chiralité" des lignes est identique (a), celles-ci se repoussent en raison de l'interaction d'échange. Il existe comme un "noeud" dans la rotation de l'aimantation. Cette paire est appelée paire enroulante car la rotation de l'aimantation dans la deuxième ligne s'effectue dans le même sens que la première. Au total la paire de lignes a conduit à une rotation de 2π de l'aimantation dans la paroi.

Par contre, lorsque la "chiralité" des lignes est opposée (b), la paire peut s'annihiler et est appelée paire déroulante. En effet l'aimantation dans la paroi et les lignes tournent de π puis de $-\pi$ si on suit l'aimantation de gauche à droite. Dans ces conditions, l'aimantation peut se "débobiner", cela traduit la disparition de la rotation de l'aimantation et par conséquent la disparition des lignes.

L'existence de paires de lignes enroulantes stables au sein même des parois fermées autour des domaines en bulles a suscité un grand intérêt, en particulier pour les utiliser comme bit d'information dans des mémoires.

III.4. Nombre d'enroulement

Par convention, on représente les bulles dans le plan de la couche par des cercles ou des ellipses avec la notation de l'aimantation "down" en leur milieu, la paroi étant fermée, les lignes ne peuvent exister que par paires. On attribue une polarité à la ligne déduite de son sens de rotation par rapport au sens de rotation de l'aimantation dans la paroi (+ lorsque la rotation se fait dans le même sens. - dans le cas inverse).

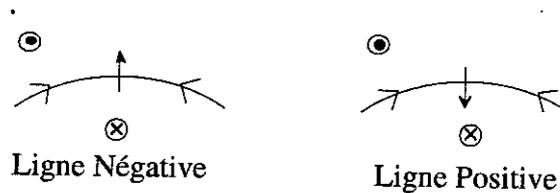


Figure I.10 : Représentations des deux polarités de lignes.

Le nombre d'enroulement S est défini par le nombre de tours effectué par l'aimantation le long d'une paroi fermée. Dans le cas où l'on n'envisage pas l'existence de points de Bloch stables, ce nombre d'enroulement est un nombre entier pour une bulle. Il est défini par l'expression :

$$S = 1 + \frac{1}{2} \sum_i n_i$$

où $n_i = \pm 1$ est la polarité de la ligne rencontrée sur la paroi et i l'indice de la ligne.

Lorsque l'on calcule ce nombre en choisissant la rotation dans le sens trigonométrique par exemple, on comptabilise un nombre d'enroulement dans le cas d'une paroi fermée même sans existence de ligne, d'où le nombre 1 dans l'expression (voir schéma figure I.11). Il est facile de montrer que S ne dépend pas de l'orientation du plan choisie.

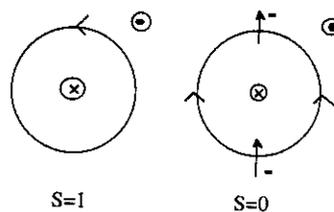


Figure I.11 : Représentation de "bulles" pour deux exemples de nombres d'enroulement.

On définit également le nombre total de lignes tel que :

$$l = \sum_i |n_i|$$

Pour définir un état de paroi, on écrira désormais le couple (S, l) . Néanmoins, il existe certains cas représentés sur la figure I.12 pour lesquels l'état de paroi n'est pas complètement caractérisé par ce couple (S, l) . Pour ces états de paroi ($S=1, l=0$ ou 2), on utilisera les notations particulières χ^+, χ^-, σ^+ et σ^- . Les autres cas, présentés sur cette figure, sont des états de paroi de bulles magnétiques qui pourront être rencontrés par la suite.

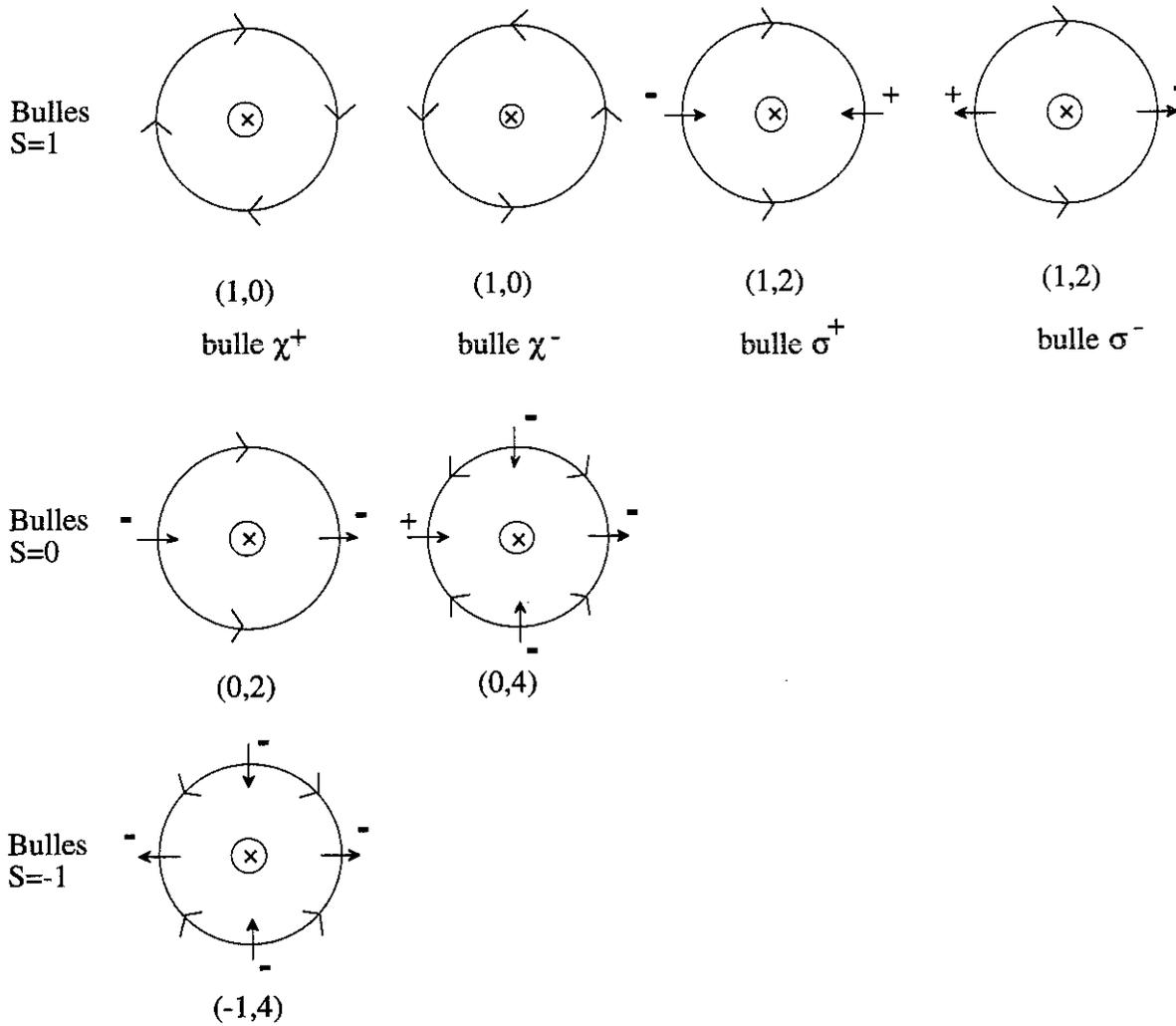


Figure I.12 : États de paroi.

IV. Applications aux mémoires à lignes de Bloch

IV.1. Caractéristiques de la mémoire

Bobeck en 1967 a mis en évidence dans un cadre appliqué le déplacement de bulles dans un gradient de champ et leur détection [Bobeck 67]. Cette découverte est la base de la partie commune des mémoires magnétiques que nous allons présenter. Leur principe de fonctionnement est la détection de la présence ou de l'absence d'une bulle qui traduit respectivement le bit 1 ou le bit 0. La première génération de ces mémoires est la mémoire à bulles.

Les divers éléments constituant la mémoire sont les suivants :

- _ Le nucléateur permet la préparation des bulles par l'application d'un champ local perpendiculaire au film.
- _ Le propageur permet le déplacement de ces bulles.
- _ Les registres de stockage gardent l'information.
- _ Les portes d'entrée-sortie permettent l'écriture et la lecture sur un principe de coupe de domaines (séparation d'un domaine en deux).
- _ Le détecteur traduit l'information de la présence ou de l'absence de bulles qui lui arrivent par le propageur (détection magnétorésistive).

Les diverses opérations s'effectuent électriquement à l'aide de conducteurs déposés sur le matériau. Le "stockage" est réalisé par des champs permanents fournis par des aimants, ce qui rend la mémoire non volatile et performante par rapport à d'autres mémoires.

Deux autres avantages en font son intérêt. D'une part le déplacement du bit d'information ne correspond pas à un déplacement de matière et les bulles sont très stables, on obtient donc une grande "robustesse" de la mémoire. D'autre part l'accès à l'information ne se fait pas de façon mécanique, ce qui permet une vitesse d'accès rapide ($< 1\text{ms}$). Néanmoins la densité reste faible (2Mbit/cm^2), limitée par la taille minimum des bulles (μm). En 1983, Konishi introduit la notion de paire enroulante de lignes négatives comme bit 1 d'information dans les registres de stockage [Konishi 83].

C'est le début de la deuxième génération, les mémoires à lignes de Bloch verticales. La taille limite est désormais la distance minimale entre paires de lignes, qui pourrait théoriquement être de l'ordre de la largeur de ligne ($0.16\ \mu\text{m}$). Pratiquement, on peut espérer de ces mémoires une densité d'informations de 1Gbit/cm^2 . Dans ce type de mémoire, les registres sont des parois enroulées autour de gravures dans le grenat, le long desquelles sont stabilisées, par des aimants, des paires de lignes [Suzuki 86]. Et les têtes de bande sont les parties actives pour la lecture et l'écriture.

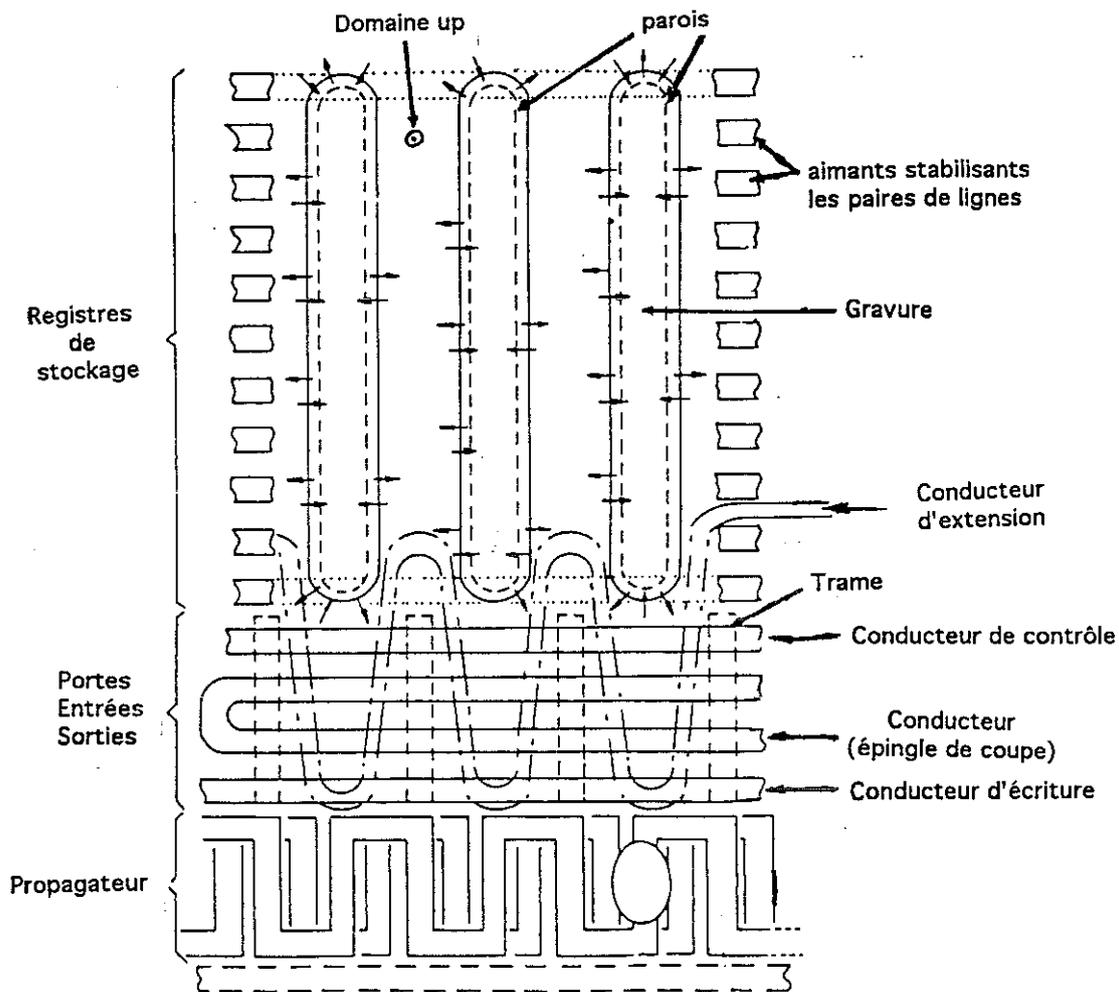


Figure I.13 : Schéma de principe d'une mémoire à lignes de Bloch
(d'après Brevet Français 90).

Les bits d'informations sont les paires de lignes, mais l'accès à ces bits se fait par l'intermédiaire des bulles : Pour l'écriture une séquence de bulles est traduite en séquence de paires de lignes. Inversement, la lecture crée une séquence de bulles à partir de la séquence de paires de lignes désirée. Un certain nombre d'éléments sont communs aux mémoires à bulles et aux mémoires à lignes de Bloch (nucléateur, propagateur, détecteur), mais désormais les portes d'entrée-sortie doivent distinguer lors de la coupe sur la tête de bande la présence de lignes.

IV.2. Principes de fonctionnement

Il existe des variantes entre les dispositifs des quelques équipes internationales travaillant sur ce projet (comme le choix de la forme du conducteur de coupe et les méthodes de stabilisation des parois et des lignes). Mais fondamentalement les systèmes envisagés tendent vers un système unique [Wu 86][Brevet Français 90].

Dans ce paragraphe, nous présentons les principaux mécanismes physiques qui interviennent, en précisant que certaines fonctions sont encore en cours d'étude.

La procédure d'initialisation qui a lieu dans les registres de stockage, s'effectue une seule fois dans la vie de la mémoire. Elle consiste à créer des parois enroulées autour des gravures, par nucléation et coupe de domaines dans cette partie de la puce réservée aux registres.

Avant l'opération de lecture, il est nécessaire d'effacer le registre. Cette opération s'effectue par déplacement des lignes (créées malencontreusement lors de l'initialisation) aux extrémités des bandes à l'aide de pulses de propagation en présence de champ plan et par remplacement de ces têtes de bandes multilignes par une tête de bande monoligne (ligne -). L'opération de coupe intervient dans ce mécanisme d'effacement.

Le principe d'écriture repose sur la traduction d'une bulle en paire de lignes.

L'écriture consiste à créer des bulles dans le nucléateur puis à acheminer la séquence des bulles dans le propagateur en face des registres correspondants. La répulsion magnétostatique entre ces bulles et les têtes de bandes allongées sous les portes d'entrée-sortie permet l'écriture d'une paire (+ -) seulement sur les registres correspondants à une absence de bulles dans le propagateur.

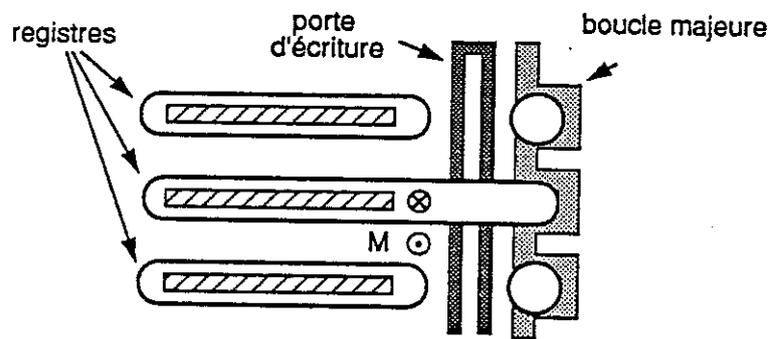


Figure I.14 : Allongement des têtes de bandes avant l'opération d'écriture
(D'après Zimmermann 91).

L'opération de coupe intervient dans le procédé d'écriture pour remplacer la ligne (+) par une ligne (-).

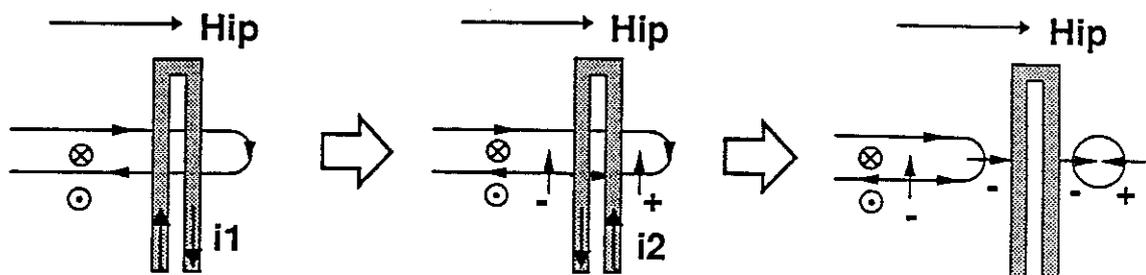


Figure I.15 : Principe d'écriture d'une paire de lignes (D'après Zimmermann 91).

On a ainsi une paire de lignes négatives dans le registre. L. Zimmermann a bien décrit et analysé cette étape d'écriture, qui correspond donc à la traduction de l'absence d'une bulle en une paire de lignes (-).

La fonction de propagation est encore très étudiée [Vitali 91][Hayashi 91]. Cette fonction, qui intervient pour l'effacement initial, pour l'écriture et la lecture, consiste à décaler le bit d'information (la paire enroulante (- -)) dans la position voisine par l'application d'un pulse de champ de polarisation (perpendiculaire à la couche), qui déplace la paroi et donc les lignes (voir Chapitre II, partie dynamique). Dans le cas de la mémoire, les paires de lignes se déplacent d'un puits de confinement à l'autre, puits créés par les aimants permanents. L'opération de propagation du réseau de lignes est cruciale pour le bon fonctionnement de la mémoire au même titre que l'opération de coupe. Afin d'en mieux comprendre les mécanismes, A. Thiaville a étudié la dynamique de paires de lignes dans une paroi unique en utilisant une technique d'observation directe de lignes [Thiaville 88].

Lorsque l'information totale est inscrite dans les différents registres, la mémoire est prête pour la lecture.

La fonction de lecture repose sur la traduction d'une paire de lignes en bulle. Elle est liée très spécifiquement à l'opération de coupe. Tout d'abord les bits (paires de lignes) de la séquence désirée sont amenés, par l'opération de propagation, en tête de bande. Le bit 1 implique 3 lignes (-) en tête de bande et le bit 0, une seule ligne (-) sachant qu'il existe constamment une ligne (-) en tête de bande. L'opération de lecture que nous développerons plus en détail dans le début du chapitre II, combine une opération de contrôle (positionnement des lignes) (figure I.16) et une opération de coupe sélective (figure I.17).

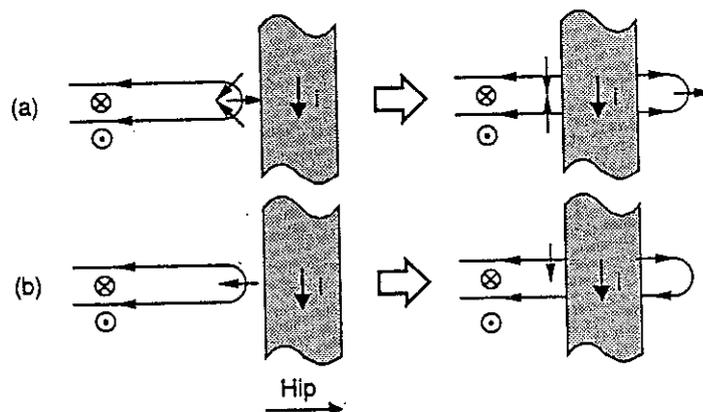


Figure I.16 : Opération de contrôle des lignes avant la lecture (D'après Zimmermann 91).

L'opération de contrôle consiste à positionner les lignes et à orienter correctement l'aimantation dans la paroi à l'aide d'un champ plan créé par un conducteur simple, comme on peut l'observer sur la figure I.16. Cette opération préalable à la coupe permet de créer une configuration parallèle ou antiparallèle d'aimantation de paroi en tête de bande. La parallèle permet à l'aimantation de se débobiner lors du rapprochement des parois, l'antiparallèle pas. Donc la première est plus facile à couper que la seconde.

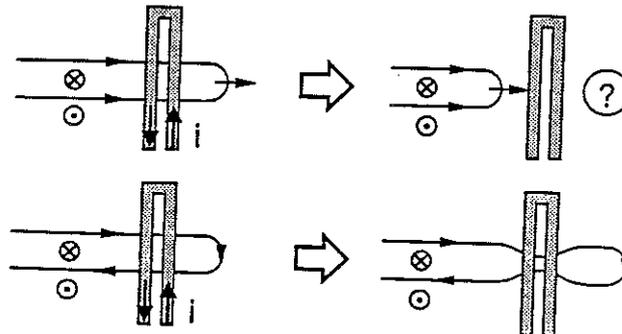


Figure I.17 : Opération de coupe sélective (D'après Zimmermann 91).

Cette différence entre ces deux configurations autorise une coupe sélective sous le conducteur en épingle. On peut remarquer l'analogie avec la compression des paires enroulante et déroulante pour laquelle on a introduit la notion de "noeud" dans la rotation de l'aimantation dans la paroi. Pour la coupe sélective, on peut parler d'existence ou non d'un "noeud" dans la rotation de l'aimantation entre les deux parois lors de leur rapprochement [Konishi 83].

La coupe effectuée, l'état de paroi de la bulle résultant est indifférent mais cette opération doit néanmoins conserver l'information du registre.

Dés lors, il reste à déplacer la séquence des bulles résultant de la coupe à l'aide du propageur jusqu'au détecteur magnétorésistif.

En résumé, le fonctionnement de la mémoire est le suivant :

- Préparation de domaines en bande dans les registres.
- Nucléation de séquences de bulles et positionnement en face des registres.
- Écriture de paires de lignes traduisant la séquence et décalage de cette information.

Puis :

- Positionnement (par propagation) du bit désiré sur la tête de bande.
- Lecture de l'information et détection magnétorésistif des bulles résultant de la coupe.

Chapitre II

Étude expérimentale

I. Coupe appliquée à la lecture

La mémoire à lignes de Bloch comporte plusieurs opérations permettant son fonctionnement. Dans le cadre de cette thèse, notre étude expérimentale a porté sur la fonction lecture qui restait mal comprise du point de vue fondamental. Plus précisément, on a regardé l'influence de certains paramètres sur la coupe et les états obtenus après coupe.

I.1. Critères de lecture

La lecture s'effectue sous les portes d'entrée-sortie. Ces portes sont constituées comme nous l'avons vu d'un conducteur de contrôle et d'un conducteur en épingle pour la coupe.

L'allongement correct de la bande sous le conducteur et la bonne orientation de l'aimantation dans les parois sont effectués par pulses de champ de polarisation en présence d'un champ plan H_y , orienté parallèlement à l'axe de la bande, et créé par le conducteur de contrôle. Par conséquent, celui-ci oriente l'aimantation dans la paroi, il retient 2 lignes sur 3 (cas du bit 1) et la ligne (cas du bit 0). Il permet de créer la configuration parallèle ou antiparallèle de l'aimantation dans la paroi sous le conducteur à partir respectivement de la présence ou de l'absence d'une paire enroulante (- -) supplémentaire en tête de bande.

Sur les extrémités des bandes allongées, les configurations parallèle et antiparallèle correspondent alors respectivement à l'existence ou l'absence d'une ligne (-) en tête de bande.

Puis on effectue la coupe qui doit être sélective des états de parois et non destructive, c'est à dire ne modifiant pas l'état de paroi initial.

La lecture discriminante (coupe sélective) consiste à faire la distinction entre une configuration parallèle et antiparallèle de l'aimantation dans la paroi au moyen d'une impulsion d'amplitude i dans un conducteur en épingle. L'impulsion doit seulement couper la configuration parallèle. On l'appellera coupe facile, en raison de l'absence du "noeud" de l'aimantation lors du rapprochement des parois, et à l'inverse coupe difficile pour la configuration antiparallèle présentant ce "noeud".

Cette discrimination des états de parois est autorisée par l'existence d'une marge d'intensité. Cela signifie que lorsqu'on augmente l'amplitude i du pulse à partir de zéro, on va passer d'une situation où on ne coupe pas la bande (ni la configuration d'aimantation parallèle dans les parois, ni antiparallèle) à une situation où on coupe ces deux configurations de parois. Il existe une marge s'il existe un intervalle $[i_1, i_2]$ d'intensité à l'intérieur duquel, on coupe 100% des états parallèles et 0% des états antiparallèles.

L'existence de cette marge est liée aux propriétés du matériau. Un critère semi-empirique d'existence de marge de lecture a été établi par J. Miltat et L. Arnaud en 1991, en confrontant les résultats expérimentaux à des calculs de profils de paroi bidimensionnels [Miltat 93] :

$$\frac{h}{\Lambda_0} \leq 3\pi \quad \text{avec } h, \text{ épaisseur du film épitaxié, et } \pi\Lambda_0, \text{ largeur de ligne.}$$

Pour envisager un produit industriel, la marge doit être au minimum de 10% et doit satisfaire certaines exigences de bonne reproductibilité [Boileau 90].

La coupe non destructive correspond à la sauvegarde de l'information dans le registre de stockage, cela signifie que l'on doit obtenir le même état d'aimantation dans la paroi après l'opération de coupe. L'impulsion de lecture doit laisser inchangé l'état de la paroi lorsque la coupe ne se produit pas sur la configuration antiparallèle. Et une ligne négative doit remplacer la ligne (-) préexistante sur la tête de bande lorsque la coupe se produit sur la configuration parallèle. On rappelle que l'état de la bulle résultant est indifférent.

On définit la réplique comme une coupe non destructive de configuration parallèle. Il peut être également intéressant de définir la double réplique qui n'est pas nécessaire pour le produit industriel mais qui est plus significative d'un point de vue fondamental. Celle-ci signifie que l'état de la bulle résultant n'est plus indifférent. On ne fait plus la distinction entre bande d'un côté et bulle de l'autre. Les deux têtes de bandes issues de la coupe portent une ligne négative. On parle aussi de réplique symétrique par rapport au conducteur de coupe.

I.2. Dispositif modèle

Afin de pouvoir étudier l'opération de lecture et les autres fonctions de la mémoire plus en détail, il a été nécessaire de concevoir un système expérimental plus adapté à l'observation et qui pouvait permettre l'identification correcte des états de paroi avant et après la coupe [Hidaka 83]. Le dispositif expérimental que nous avons utilisé, conçu par L. Zimmermann dans le cadre de sa thèse (voir annexe), repose sur une simplification du dispositif réel permettant néanmoins l'analogie ; il est représenté sur la figure II.1.

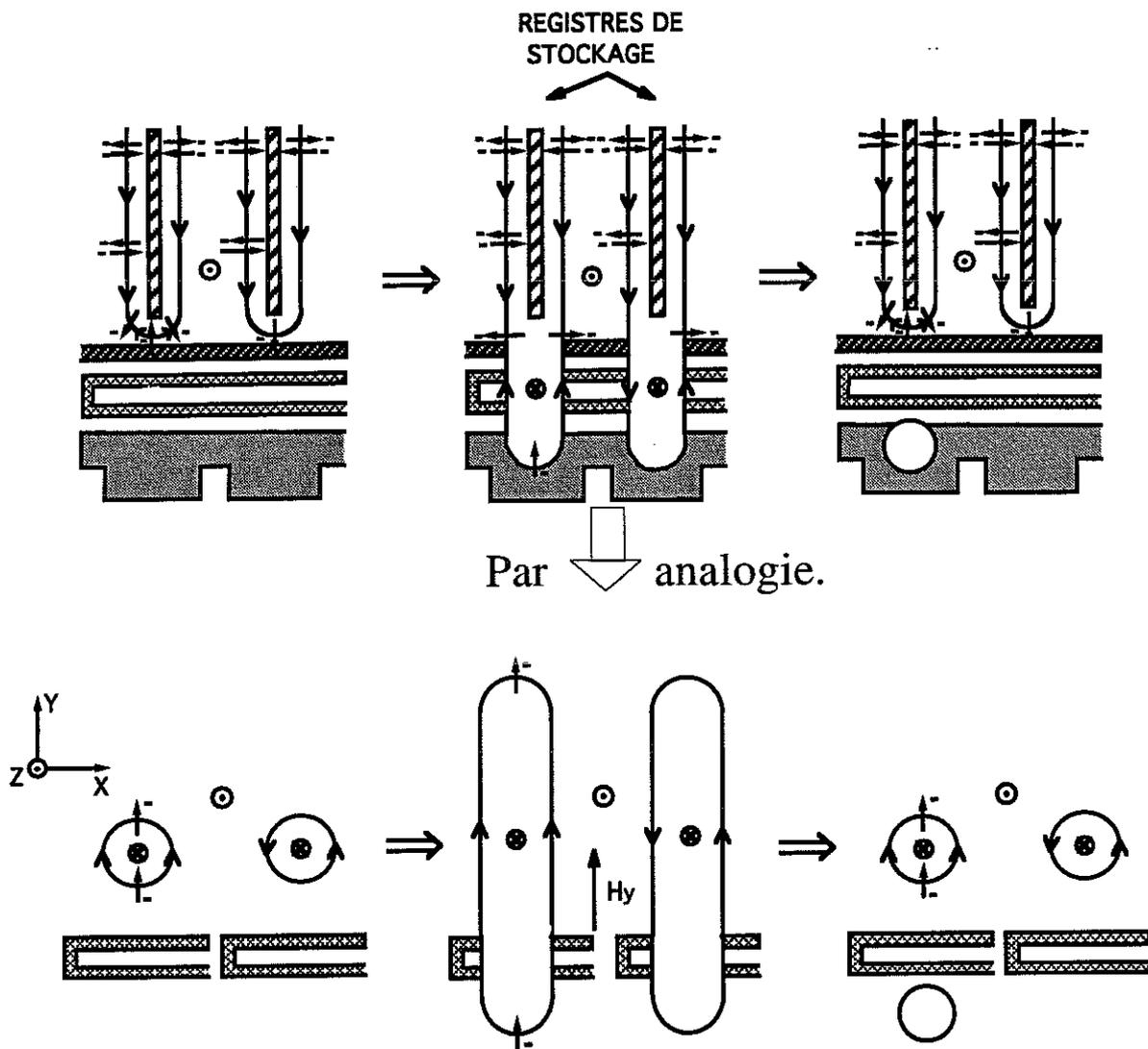


Figure II.1 : Dispositif modèle (simplification du dispositif réel).

Comme on peut le voir sur ce schéma, on ne travaille que sur l'équivalent d'un seul registre. La première étape du dispositif modèle est de remplacer la paroi enroulée autour de la gravure par une bulle allongée. L'étude des configurations parallèles et antiparallèles revient à considérer respectivement les états de paroi ($S=0, l=2$) et ($S=1, l=0$) définis dans le chapitre précédent. En effet l'état ($S=0, l=2$) représenté sur la gauche du schéma comporte une configuration parallèle et deux lignes négatives (positionnées par des champs extérieurs). La configuration antiparallèle correspond à l'état de bulles χ^+ ou χ^- (sur le schéma χ^-). Cette figure permet de mieux comprendre l'opération de lecture avec ces notions de coupe discriminante et coupe non destructive.

L'étude d'une seule bulle allongée est permise par l'existence d'un conducteur de confinement, déposé sur le matériau par pulvérisation (voir annexe) (non représenté sur la figure II.1). Il est choisi de dimension suffisante pour ne pas craindre les perturbations magnétostatiques des domaines identiques situés en dehors de cette boucle.

La différence de champ Hz entre l'extérieur du confinement et le centre autorise donc l'isolement d'un domaine. La configuration en champ Hz du confinement est représentée ci-dessous :

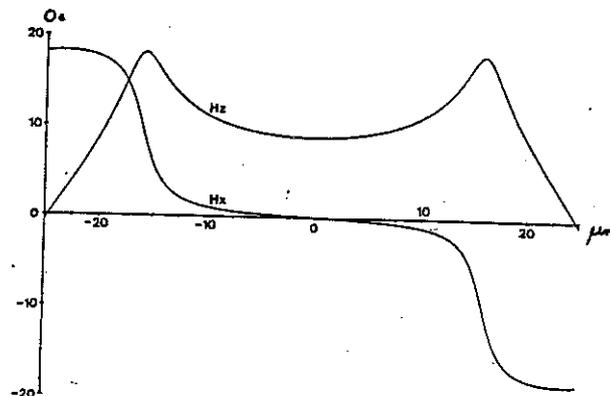


Figure II.2 : Configuration en champ Hz et Hx du confinement (D'après Zimmermann 91).

La puce est placée exactement au centre d'un jeu de bobines (H_x , H_y , H_z) fournissant les champs magnétiques globaux.

Il est important de définir correctement l'aimantation au "cœur" de la bulle, et également l'orientation du repère (x , y , z) qui permet de donner un sens aux termes utilisés pour traduire les effets des champs appliqués.

- H_z ou champ de polarisation est perpendiculaire à la couche. Il contrôle l'allongement de la bulle en bande lorsqu'il décroît et inversement pour le retour à l'état de bulle. Il s'additionne au champ créé par la boucle de confinement.
- H_y est la composante longitudinale du champ. Il est orienté dans la direction de la bande allongée. Il agit sur le sens de l'aimantation dans la paroi et sur la position des lignes.
- H_x est la composante transverse de ce champ. Sa direction et son sens sont déduits des deux autres dans le repère orthonormé. Il est perpendiculaire à la bande.

L'opération de lecture s'effectue ainsi :

- On part d'une bulle au centre du confinement.
- On l'allonge en bande en diminuant H_z en accord avec le champ de confinement fixé.
- Cet allongement a lieu en présence d'un champ H_y d'extension qui oriente l'aimantation dans la paroi selon son sens et sa direction, et positionne les lignes (-) en bout de bande.
- La tête de bande passe sous l'épingle de coupe.
- On applique dans l'épingle un pulse de courant qui crée un champ de polarisation local permettant le rapprochement des parois et éventuellement la coupe.
- On obtient une ou deux bulles selon l'état de paroi initial. On appellera bulle mère, la bulle représentant le registre, et bulle fille, celle représentant la bulle résultant de la coupe.

On étudie, en fonction de l'état de la bulle initiale, les états de la ou des bulles finales. En ce qui concerne l'étude du fonctionnement de la mémoire, on présentera les résultats sous la forme d'une statistique des états obtenus, sur des séries de 25 à 30 événements.

On parlera de pourcentage de coupe dans le cas de la marge de lecture et de pourcentage d'erreurs par rapport à l'état de bulle mère ($S=0, l=2$) ou ($S=0, l=4$) pour l'étude de la réplication.

Ces études peuvent être faites en fonction de certains paramètres intervenant pour l'opération de coupe tels que : H_z , H_y , H_x , la séquence d'applications des divers champs, la forme et l'amplitude de l'impulsion de coupe. Le but est de trouver des jeux de paramètres permettant la coupe discriminante (marge de courant) et non destructive (aucune modification de l'état de la bulle mère).

I.3. Synthèses des résultats existants sur la lecture

Le grand nombre de paramètres, qui interviennent lors de la lecture, implique la nécessité d'en fixer correctement certains pour étudier les autres.

L'existence du phénomène physique de coupe discriminante est à la base du principe de lecture dans les mémoires à lignes de Bloch. Dans le cas où les paramètres physiques du matériau l'autorisent, les bornes de l'intervalle de lecture $[i_1, i_2]$ sont définies de la manière suivante ; i_1 est la valeur de courant à partir de laquelle 100% des états de paroi ($S=0, l=2$) sont coupés, alors qu'aucun état ($S=1, l=0$) ne l'est ; i_2 est la dernière valeur de courant pour laquelle aucune bulle ($S=1, l=0$) n'est coupée.

Différents paramètres interviennent dans l'existence et la largeur de cette marge en courants, et tout d'abord la géométrie du conducteur. La géométrie en épingle est la plus répandue pour l'opération de lecture car elle permet une configuration de champs adaptée et, par rapport à un conducteur simple, diminue de moitié l'intensité dans le conducteur pour un champ perpendiculaire identique. Cette géométrie permet donc de réduire les échauffements liés à la résistance des conducteurs. On représente sur le schéma suivant la configuration en champ H_z et H_y d'un tel conducteur en épingle.

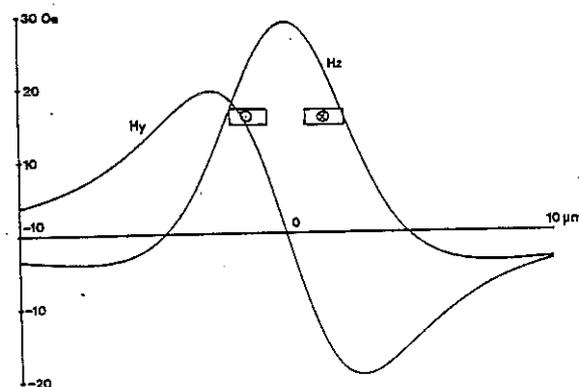


Figure II.3 : Configuration en champ H_z et H_y d'un conducteur en épingle (D'après Zimmermann 91).

On peut envisager une géométrie asymétrique de l'épingle, avec une largeur différente des deux conducteurs [Nakada 88].

Dans une géométrie symétrique, la largeur l des conducteurs, leur espacement a , la position à l'interface ou à la surface de cette épingle et sa distance d par rapport au centre du matériau interviennent dans l'optimisation des résultats [Hidaka 83][Arnaud 88][Boileau 90]. En particulier, par l'influence qu'ils ont sur l'amplitude des champs.

La performance du conducteur est donnée par sa capacité à limiter l'amplitude du champ plan. L. Zimmermann a montré que ce champ plan ne doit pas dépasser 65% du champ vertical et il a obtenu des critères numériques concernant les paramètres de l'épingle, $0.3 < \frac{l}{d} < 1$ et $\frac{a}{d}$ minimum, qui tiennent également compte de contraintes technologiques (échauffement, réalisation,...).

Notre étude de l'opération de lecture a été réalisée uniquement avec une géométrie symétrique d'épingle où $l = 1.5 \mu\text{m}$, $a = 1.5 \mu\text{m}$ et $d = 4 \mu\text{m}$ (épaisseur du matériau $2 \mu\text{m}$), valeurs pour lesquelles les rapports $\frac{l}{d}$ et $\frac{a}{d}$ sont en bon accord avec les deux conditions définies plus haut.

Outre la géométrie du conducteur, la forme de l'impulsion de coupe constitue un élément important de l'optimisation. La forme et les temps de montée interviennent dans la nucléation de paires de lignes au moment de la coupe [Matsuyama 90][Zimmermann 91]. Le temps caractéristique du pulse est d'environ la centaine de nanosecondes pour que l'opération s'effectue rapidement dans le dispositif réel. La forme de l'impulsion doit être adaptée pour satisfaire pleinement la lecture non destructive. On peut envisager le choix d'une forme asymétrique [Nakada 88], ou comme il a été montré très récemment une forme à base trapézoïdale large associée à un pic triangulaire d'amplitude forte [Fujimoto 91].

L'étude de la coupe difficile s'effectue en pratique sur des bulles χ ($S=1, l=0$). Comme il a été précisé au chapitre I, il existe deux "chiralités" possibles notées χ^- et χ^+ , la première tournant dans le sens trigonométrique et la deuxième dans le sens opposé. Pour ces deux "chiralités", on observe une légère différence de seuil de coupe [Boileau 90].

Nous avons retrouvé ce résultat expérimental (Chapitre III, marge de lecture). Son origine est liée au fait que le conducteur de coupe est déposé sur l'interface du matériau. Il existe donc une dissymétrie entre l'interface et la surface au moment de l'impulsion de coupe. χ^+ permet d'obtenir une marge de lecture plus importante. On parlera de "bonne" ou de "mauvaise" "chiralité" pour la lecture comme pour l'écriture pour laquelle les bulles χ^+ sont également mieux adaptées.

La nucléation d'une paire déroulante (+ -) est facilitée à l'interface par la présence du champ plan du conducteur et peut entraîner la coupe pendant l'opération de lecture. Nous reviendrons au chapitre III sur l'existence de ce phénomène néanmoins les conditions suivantes permettent d'éviter la nucléation de cette paire.

- Utiliser un temps de montée de l'impulsion de coupe long.
- Réduire au minimum le champ plan dans l'axe du domaine.

Il est intéressant de noter que des conditions opposées sont requises pour l'écriture pour laquelle on désire la nucléation de cette paire déroulante (+ -). Nous avons fait le choix d'un temps de montée suffisamment long pour une forme d'impulsion trapézoïdale symétrique (temps de montée = temps de descente = 460 ns et largeur à mi-hauteur = 575 ns), afin d'éviter la nucléation de paires déroulantes pendant la coupe, et pour permettre une phase de rapprochement "douce" des parois avant la fusion. D'après les résultats récents d'autres équipes, cette forme ne semble pas optimale, par conséquent on peut espérer l'amélioration des résultats obtenus par l'optimisation de la forme du pulse.

La coupe facile s'effectue sur des bulles ($S=0$, $l=2$) que nous noterons $S=0$ pour simplifier la notation sauf lorsque la présence d'une paire (+ -) supplémentaire nécessite de revenir à la notation habituelle.

Expérimentalement les résultats antérieurs à notre étude ont mis en évidence la nécessité d'un champ plan lors du processus de lecture [Nakada 88][Arnaud 89]. Ce champ plan permet à l'aimantation dans la paroi de s'orienter correctement sous le conducteur. Son sens est primordial puisqu'il doit être en cohérence avec le champ plan créé par le conducteur au moment de la coupe, afin que ce dernier ne modifie pas le sens de l'aimantation dans la paroi sur la partie mère qui représente le registre de stockage.

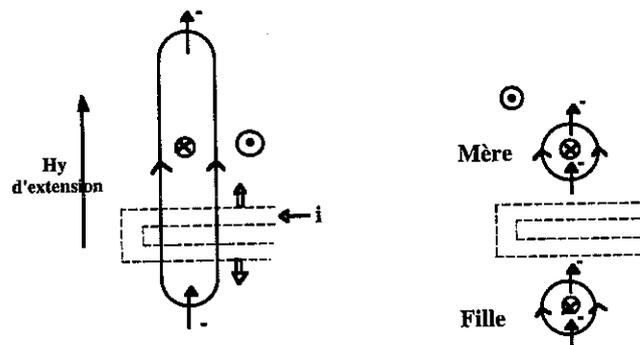


Figure II.4 : Définition des bulles "mère" et "fille", après la coupe des parois orientées (le conducteur en épingle, tracé en pointillé, est situé en dessous des domaines).

Sur la figure II.4 les notions de bulles, mère et fille, correspondent respectivement à la bande initiale dont la tête de bande a été coupée et à la bulle résultante de cette coupe. La structure de parois des états finaux schématise la double réplication.

L. Zimmermann a étudié la coupe de bande $S=0$ en présence de champ plan H_y et a confirmé l'existence d'une parfaite réplication (bulle mère $S=0$) pour des fortes amplitudes de champ plan. Mais cette condition est incompatible avec l'existence d'une marge de lecture. On peut tout de même signaler que ce fort champ plan peut être utilisé dans les procédures d'écriture et d'initialisation car ces deux opérations ne comportent pas de contrainte du type coupe discriminante. Les résultats de L. Zimmermann et cette incompatibilité pour la fonction lecture nous ont amenés à étudier et interpréter les effets de champs plans (amplitude et séquence) pour la fonction lecture et pour la coupe en général. Pour la compréhension du phénomène de coupe non destructive, il devenait nécessaire d'identifier les états de bulles résultants de la coupe et de les comparer à une situation idéale de double réplication (états de parois $S=0$ pour la bulle mère et la bulle fille).

II. Dynamique et méthodes d'identification

II.1. Dynamique des parois

Dans ce paragraphe, un bref rappel de la dynamique des parois sous l'effet de champs magnétiques facilitera la compréhension des phénomènes pouvant intervenir pour l'identification des états de parois et lors du déplacement de la bulle.

L'espace est rapporté à un repère direct $(Oxyz)$. L'échantillon est dans le plan Oxy . La paroi est orientée selon l'axe y . L'application d'un champ magnétique perpendiculaire à la couche déplace la paroi. On repère l'orientation du moment au centre de la paroi par son angle polaire θ par rapport à l'axe z et l'angle azimutal ϕ dans le plan Oxy .

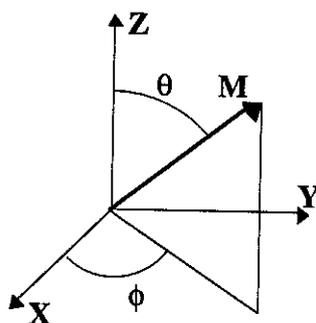


Figure II.5 : Représentation du moment au centre de la paroi (dans des coordonnées polaires).

La dynamique de ce moment est contrôlée par l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG). Sous l'action du champ le moment précesse avec un temps de relaxation associé. On écrit :

$$\dot{\mathbf{M}} = \gamma \mathbf{M} \wedge \frac{\delta \mathcal{W}}{\delta \mathbf{M}} + \alpha \frac{\mathbf{M} \wedge \dot{\mathbf{M}}}{M}$$

où \mathcal{W} est la fonctionnelle d'énergie du système donnée au chapitre I, comprenant des termes d'anisotropie, d'échange, de pôles et d'énergie Zeeman.

- $\frac{\delta \mathcal{W}}{\delta \mathbf{M}}$ est le champ effectif agissant sur le moment magnétique.
- γ est le rapport gyromagnétique.
- α est le coefficient d'amortissement de Gilbert.

La résolution de cette équation dans des cas particuliers permet d'obtenir des résultats quantitatifs, entre autres sur les vitesses de paroi, que l'on peut résumer de la manière suivante [Eschenfelder 81].

Dans le cas des matériaux à bulles ($\alpha \ll 1$), par conséquent lorsque le moment précesse, il est fortement influencé par l'anisotropie et l'échange entre voisins. L'application d'un champ Hz tend à orienter le moment selon z. L'effet de Hz sur l'aimantation au centre de la paroi se traduit par une variation du θ définissant ce moment et conduit à une translation de la paroi.

L'expression de la vitesse de la paroi est donnée par :

$$v_{\text{paroi}} = \mu_w (H_z - H_C) \text{ où } \mu_w \text{ est la mobilité de la paroi et } H_C \text{ le champ coercitif qui entraîne une faible atténuation de l'effet de Hz.}$$

Pour de faibles champs appliqués Hz, $\mu_w = \mu_w^0 = \frac{\gamma \Delta}{\alpha}$ (Δ largeur effective de paroi), la vitesse de paroi est alors dans un régime linéaire. La limite de champ est donnée par la valeur $H_z = \alpha 2\pi M_s$ dans le cas de film épais à laquelle correspond la vitesse de cassure de Walker [Walker 56]. Au-delà de cette limite $\mu_w = \mu_w^0 \frac{\alpha^2}{(1 + \alpha^2)}$. Dans le cas d'un film fin, la limite du régime linéaire est $H_z = 24\alpha\sqrt{A}/h$ et au-dessus de cette limite, la vitesse de paroi atteint une saturation qui provient de la nucléation de lignes horizontales [Slonczewski 71].

Afin de comprendre les phénomènes observés pour un déplacement quasi-statique de bulle, Thiele a introduit la notion de gyrovecteur dans l'équation de la dynamique, ce qui a permis une formulation globale et simplifiée [Thiele 73][Thiele 74].

Un moment individuel, qui se déplace à une vitesse \vec{v} , est soumis à une force gyrotropique :

$$\vec{f}_g = \vec{g} \wedge \vec{v} \quad \text{où } \vec{g} \text{ est le gyrovecteur.}$$

Pour un ensemble de moments, on définit un gyrovecteur global \vec{G} , en intégrant sur les moments, qui constituent cet ensemble :

$$\vec{G} = \frac{M}{\gamma} \int (\vec{\nabla}\phi) \wedge (\vec{\nabla}\theta) \sin \theta dV$$

Dans le cas, où l'on considère une paroi rectiligne avec une ligne verticale, soumis à un champ Hz, l'intégration de l'expression précédente donne :

$$\vec{G} = \pm \frac{2\pi M_s h}{\gamma} \vec{e}_z \quad \text{où } h \text{ est l'épaisseur du film, } \vec{e}_z \text{ un vecteur unitaire et}$$

où le signe dépend de la polarité de la ligne.

L'illustration de l'effet de la force gyrotropique globale sur la ligne (\vec{F}_G) est donnée sur le schéma suivant :

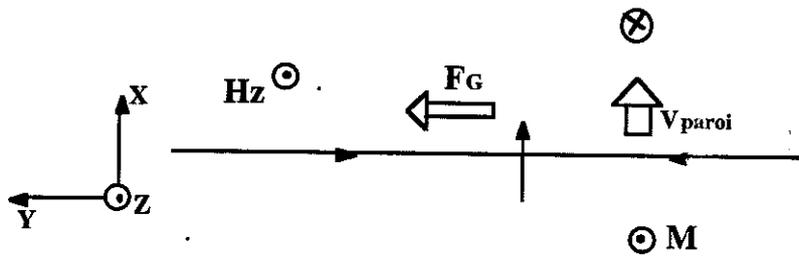


Figure II.6 : Effet de la force gyrotropique \vec{F}_G , agissant sur la ligne par déplacement de la paroi.

La vitesse de la ligne v_{ligne} , est telle que :

$$\frac{v_{\text{ligne}}}{v_{\text{paroi}}} = \frac{\pi \Lambda}{2\alpha \Delta} \quad \text{où } \Lambda \text{ est la largeur effective de la ligne.}$$

Pour le matériau utilisé (SMYG 173), on a $v_{\text{lignes}} \approx 45 v_{\text{paroi}}$ où v_{paroi} est de l'ordre de qq ms^{-1} .

Cette formulation permet d'expliquer la déflexion d'une bulle dans un gradient de champ en raison de la précession des moments autour du champ effectif à l'origine des effets gyroscopiques.

La force gyrotropique sur les lignes permet de comprendre le sens de déplacement des lignes et les différentes formes de bulle obtenues en présence de pulses de champ Hz favorisant l'expansion dynamique de la bulle.

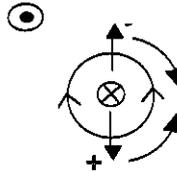


Figure II.7 : Forces gyrotropiques agissant sur des lignes de polarité opposée, lors de l'expansion dynamique de la bulle.

Sur ce schéma, le déplacement de la paroi entraîne le déplacement de la ligne (+) dans le sens trigonométrique et la ligne (-) dans le sens horaire. Ce sens de déplacement est inversé lorsque le domaine est en contraction. On peut noter que le sens de déplacement opposé des lignes de polarité opposée peut entraîner l'annihilation de celles-ci lors d'un déplacement de la paroi. Cette annihilation peut être évitée par la présence d'un champ plan favorable à l'aimantation dans la paroi entre les deux lignes.

La résolution de l'équation de LLG a permis l'obtention des résultats présentés ci-dessus. Pour aller au-delà de ces résultats, il peut être nécessaire de prendre en compte une déformation du profil de paroi, mais surtout il faut envisager des méthodes de calculs numériques [Thiaville 91][Bagnérés 91]. Par ailleurs, ces méthodes de calcul peuvent permettre de simuler la coupe d'un domaine par fusion [Konishi 88][Matsuyama 90][Patterson 92].

II.2. Techniques d'identification

Dans cette partie, nous allons détailler les trois techniques d'identification, que nous avons utilisées en mode opératoire (expansion dynamique, gradient de champ alternatif et automouvement) et nous mentionnerons d'autres méthodes qui peuvent être utilisées pour mettre en évidence les lignes dans les parois. La partie suivante sera consacrée à l'application de ces techniques dans des cas concrets rencontrés au cours de l'étude de réplique, montrant leur complémentarité.

II.2.a. Expansion dynamique

Lorsque la bulle est située au centre du confinement, l'application d'un train d'impulsions d'amplitude négative dans la boucle de confinement en présence d'un éclairage stroboscopique, permet de différencier les différents états de paroi. En effet ce phénomène d'expansion du domaine formant la bulle est réversible et donc reproductible.

L'éclairage stroboscopique est fourni par la cellule de pockels d'un laser qui permet une fréquence de flash de 50 Hertz. Le train d'impulsions est généré à une fréquence identique. Cette impulsion courte d'expansion, dont les caractéristiques sont données en annexe, est choisie d'amplitude telle que l'expansion soit significative pour l'observation mais n'introduise pas de modification de l'état de paroi. Cette impulsion modifie la forme du puits de confinement et diminue le champ de polarisation en son centre.

D'un point de vue expérimental, il est nécessaire de synchroniser le signal laser avec l'impulsion d'expansion dynamique de la bulle (voir photo en annexe). Le sommet de l'impulsion correspond à l'expansion maximum du domaine. La coïncidence du signal laser avec le maximum de l'expansion permet de bien définir l'état de paroi observé. En effet la bulle présente des formes très spécifiques liées à la présence et au sens de déplacement des lignes dans la paroi en mouvement. On peut également observer les formes intermédiaires en déphasant le laser et les pulses de champs.

D'autre part dans cette méthode d'identification, on utilisera la présence d'un champ plan statique H_y pour stabiliser les lignes existantes. Le déplacement de la paroi entraîne le déplacement des lignes et peut créer un mouvement erratique de la paroi. La présence du champ plan positionne les lignes et permet d'observer la forme particulière de la bulle, car il agit sur l'orientation de l'aimantation dans la paroi qui tend à s'aligner selon le sens de ce champ. Ce champ plan peut également permettre d'éviter l'annihilation de paires déroulantes (+ -), liée à la dynamique de la bulle.

II.2.b. Méthode de rocking

La méthode de gradient de champ de polarisation a été introduit par Cape en 1972. Il a également décrit la théorie liée à cette technique [Cape 72]. Cette méthode consiste en pratique à faire passer un courant identique dans deux conducteurs parallèles (situés de part et d'autre des conducteurs de confinement dans notre cas). Le sens identique des courants, la position et l'espacement de ces conducteurs introduisent un gradient de champ de polarisation (de l'ordre de 2 Oe/ μm dans notre cas) dans le confinement où est placée la bulle à identifier. La pression exercée par le champ de polarisation n'est pas la même de chaque côté de la bulle, il en résulte une force motrice perpendiculaire à l'axe des conducteurs. En raison du nombre et de la polarité des lignes existant dans la paroi, dont rend compte le nombre d'enroulement, la bulle a une trajectoire qui dévie par rapport à la direction du gradient. Le nombre d'enroulement définit un angle ρ entre le déplacement de la bulle et la normale aux conducteurs, que l'on appelle angle de déflexion. La mesure de cet angle donne accès à la valeur du nombre d'enroulement par la relation :

$$S = \gamma r^2 |\nabla H_z| \sin \rho / 2v \quad \text{où } r \text{ est le diamètre de la bulle et } v \text{ sa vitesse.}$$

Dans notre cas les bulles sont définies par des petits nombres d'enroulement, la variation d'angle entre diverses situations est donc significative. La détermination du nombre d'enroulement peut se faire de manière qualitative pour ces états de parois étudiés.

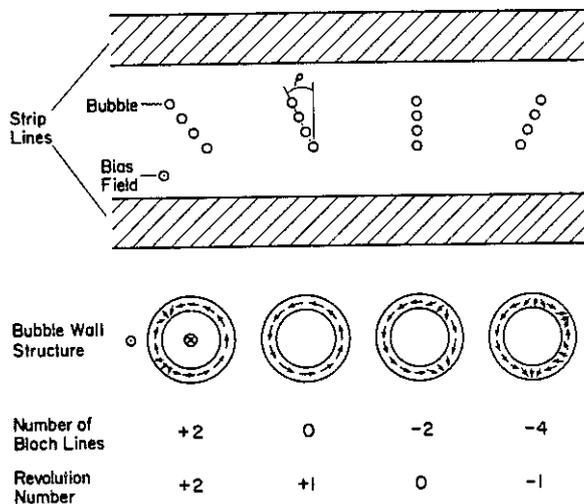


Figure II.8 : Variation d'angle de déflexion pour des bulles de nombres d'enroulement différents, dans un gradient de champ de polarisation (D'après Slonczewski & Malozemoff 79).

Il est à noter que la présence d'un champ plan H_y statique n'a pas d'effet sur l'angle de déflexion.

Dans notre cas, nous avons utilisé la méthode du rocking ou méthode du gradient alternatif qui permet d'augmenter le déplacement de la bulle mais surtout le temps d'identification. L'angle de déflexion (ρ ou $\rho+\pi$) permet d'observer le déplacement de la bulle sur un axe bien défini.

Cette alternance du gradient est donnée par des impulsions de 700 ns, d'amplitude négative puis positive, décalées de 10 ms. Pour permettre une observation rapide et correcte, cette alternance s'effectue un certain nombre de fois. Le déplacement est bien reproductible. L'observation est faite sous lumière blanche et montre une bulle dédoublée (voir photos dans la partie identification des états de paroi).

II.2.c. Automouvement

Le principe général utilise des pulses de champs plans. Dans notre cas, nous avons utilisé cette technique de manière très simplifiée mais plus de détails sur cette méthode sont donnés dans les références suivantes : [Slonczewski & Malozemoff 74] [Slonczewski & Malozemoff 79]. On applique un champ statique H_y et on l'inverse manuellement. Cette inversion du sens de champ plan entraîne un déplacement de la bulle. Ce déplacement est lié à la "chiralité" de paroi des bulles et se fait à peu près perpendiculairement à la direction du champ appliqué. La bulle se déplace le long de l'axe pour que le sens de l'aimantation dans la paroi soit en accord avec le sens du champ plan au centre du confinement.

Nous l'utiliserons (sous lumière blanche) pour différencier les bulles χ^+ et χ^- , celles-ci ayant des déplacements dans des directions diamétralement opposées. Il est tout de même à signaler que ce déplacement est faible et difficile à observer. En effet les pressions effectives agissant sur la bulle sont de l'ordre de grandeur de la coercitivité et par conséquent les déplacements ne sont pas toujours significatifs. Cette dernière technique sera uniquement utilisée pour compléter nos identifications par expansion dynamique et par gradient de champ.

II.2.d. Autres méthodes

Une technique d'identification par imagerie ultra rapide utilisant un laser azote pulsé combiné à un champ plan statique et à des impulsions de champ de polarisation, a permis d'observer le déplacement détaillé d'une paroi [Humphrey 75]. Cette méthode repose sur le même principe que la méthode d'expansion dynamique, néanmoins la périodicité est de 10 ns au lieu de 20 ms, mais n'est pas stroboscopique. On observe une superposition des formes intermédiaires provenant de l'évolution de la bulle pendant l'expansion.

L'observation des états de paroi peut également se faire par vibration H.F (3 MHz) d'amplitude faible de la paroi [Suzuki 86]. La paroi vibre sauf aux endroits où se situent les lignes.

Une méthode de gradient rotatif en l'absence de champ plan extérieur permet la détermination de la structure de la paroi en lignes verticales et surtout horizontales, ainsi qu'en points de Bloch comme décrit théoriquement [Slonczewski 79].

La dernière méthode d'identification est l'observation directe des lignes de Bloch (méthode PADO) qui utilise la diffraction de la lumière par les parois, mais elle ne peut pas être utilisée sur les puces en raison de la présence des conducteurs [Thiaville 88][Fedyumin 90].

II.3. Identification des états de paroi

L'application de ces méthodes à des cas concrets n'est pas toujours évidente. Les formes ne sont pas toujours bien définies, mais l'observation réelle reste néanmoins beaucoup plus significative que les photographies que nous pourrions présenter.

La complémentarité de la méthode d'expansion dynamique et de la méthode de gradient alternatif est évidente sur les couples de photos 1, 2 et 3 de la figure II.9. On montre des bulles identifiées par les deux méthodes.

La photo 1 montre la faible différence d'angle de déflexion observée entre l'état ($S=2, l=2$) et ($S=1, l=0$) par la méthode de gradient, mais le doute est levé par la méthode d'expansion. La forme circulaire est caractéristique de l'absence de ligne, et la forme elliptique de la présence de deux lignes.

La photo 2 met en évidence la présence d'une paire déroulante supplémentaire, sur la bulle ($S=0, l=4$) par rapport à l'état ($S=0, l=2$), non observée par la méthode de gradient. Le fait que la différence entre ces deux bulles provienne d'une paire déroulante est déduit de son annihilation après un passage en champ nul : Les deux bulles prennent alors la même forme.

Sur la photo 3, l'expansion dynamique peut ne pas suffire à différencier les états ($S=-1, l=4$) en haut et ($S=0, l=2$) en bas, mais la méthode de gradient donne la distinction du nombre d'enroulement.

L'effet du gradient alternatif ne se traduit pas uniquement en terme d'angle de déflexion. L'amplitude d'excursion dans le gradient est liée à la présence de lignes ; celles-ci introduisent un effet de "masse" supplémentaire dans la paroi qui se traduit par un recouvrement des deux taches.

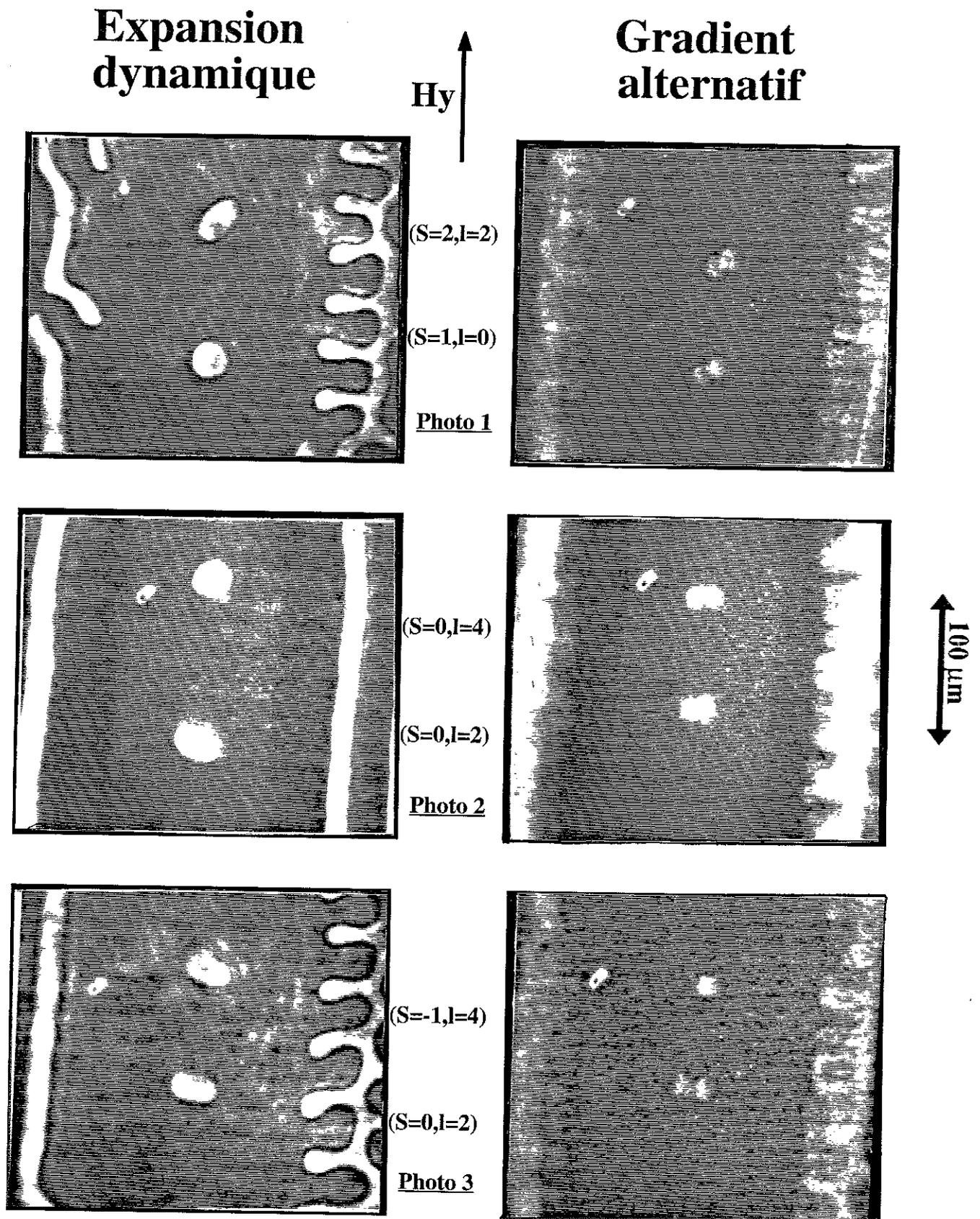
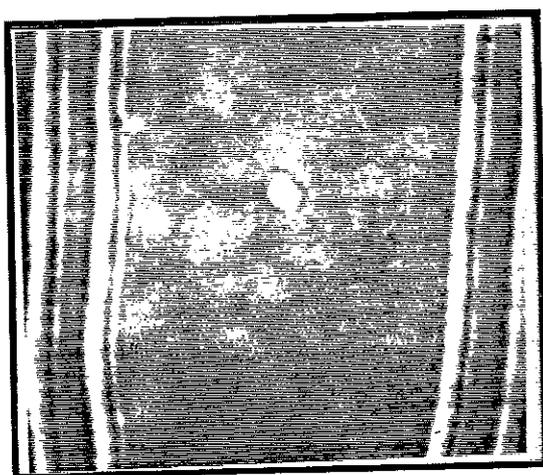


Figure II.9 : Identification des états de paroi.

De la même manière l'amplitude du champ plan H_y lors de l'expansion dynamique permet également de "discriminer" le nombre de lignes présentes. En effet les bulles comprenant un certain nombre de lignes se comportent de manière instable en champ plan H_y nul. Lorsqu'on augmente progressivement l'amplitude de ce champ, on stabilise tout d'abord la paroi, ensuite les lignes car leur mobilité (par rapport à la paroi) est plus importante.

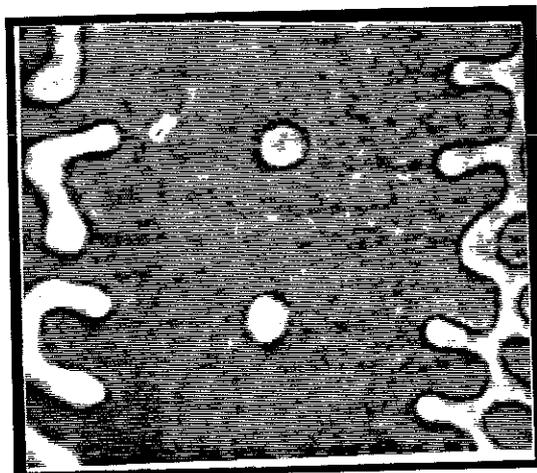
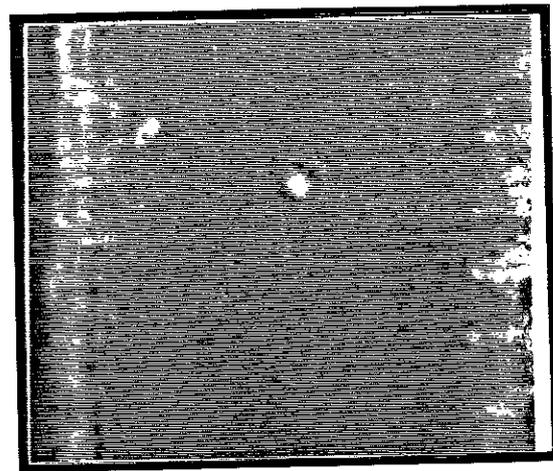
Le choix d'une amplitude de champ plan H_y stabilisant juste un nombre faible de lignes permet de dire que la paroi présente un nombre supérieur de lignes lorsque celle-ci est instable. Un exemple d'une telle identification est présenté sur la photo 3. On a défini la valeur de H_y de manière à stabiliser une seule paire de lignes. On peut observer un contour net de la bulle ($S=0, l=2$), par contre l'autre bulle ($S=-1, l=4$) présente encore un petit mouvement erratique de paroi. De même sur la photo 2, la bulle ($S=0, l=4$) est plus instable que la bulle ($S=0, l=2$).

La photo 4 de la figure II.10, montre une illustration de ces deux remarques, par la mise en évidence des effets du nombre de lignes dans une bulle présentant un grand nombre de lignes (bulle "dure").



**Bulle
dure**

Photo 4



χ^-

χ^+

Photo 5

100 μm

Figure II.10 : Identification des états de paroi.

La technique du gradient sur la photo 4 de la figure II.10, montre un recouvrement complet des deux taches. Avec l'expansion dynamique la bulle reste petite car il existe un nombre important de lignes et leur existence crée un mouvement erratique de la paroi.

Malheureusement, ces deux techniques principales peuvent ne pas être suffisantes pour différencier les états de paroi. Sur la photo 5, on peut observer les deux états de "chiralité" χ^- en haut et χ^+ en bas correspondant à un état de paroi ($S=1, l=0$). Dans ce cas précis, seule la méthode de l'automouvement peut lever le doute, car les deux bulles vont se déplacer dans des directions opposées (ce sens de déplacement est défini par le sens du champ plan initial) [Zimmermann 91].

D'autres états peuvent être observés tels que σ^+ et σ^- ($S=1, l=2$), les bulles se présentant sous forme de "poire" à l'expansion dynamique, en raison de la présence d'une paire déroulante (+ -).

Dans la figure II.11, nous décrivons grossièrement les formes et les déplacements de paroi des différents états de bulle rencontrés. La position des lignes est bien définie par rapport à la direction du champ plan H_y , en raison du sens de déplacement des lignes et de la déflexion des régions de paroi sans ligne où l'aimantation est sensible à la présence du champ plan. Il est à signaler que l'état ($S=0, l=4$) présente deux configurations de lignes possibles qui conduisent à deux formes différentes.

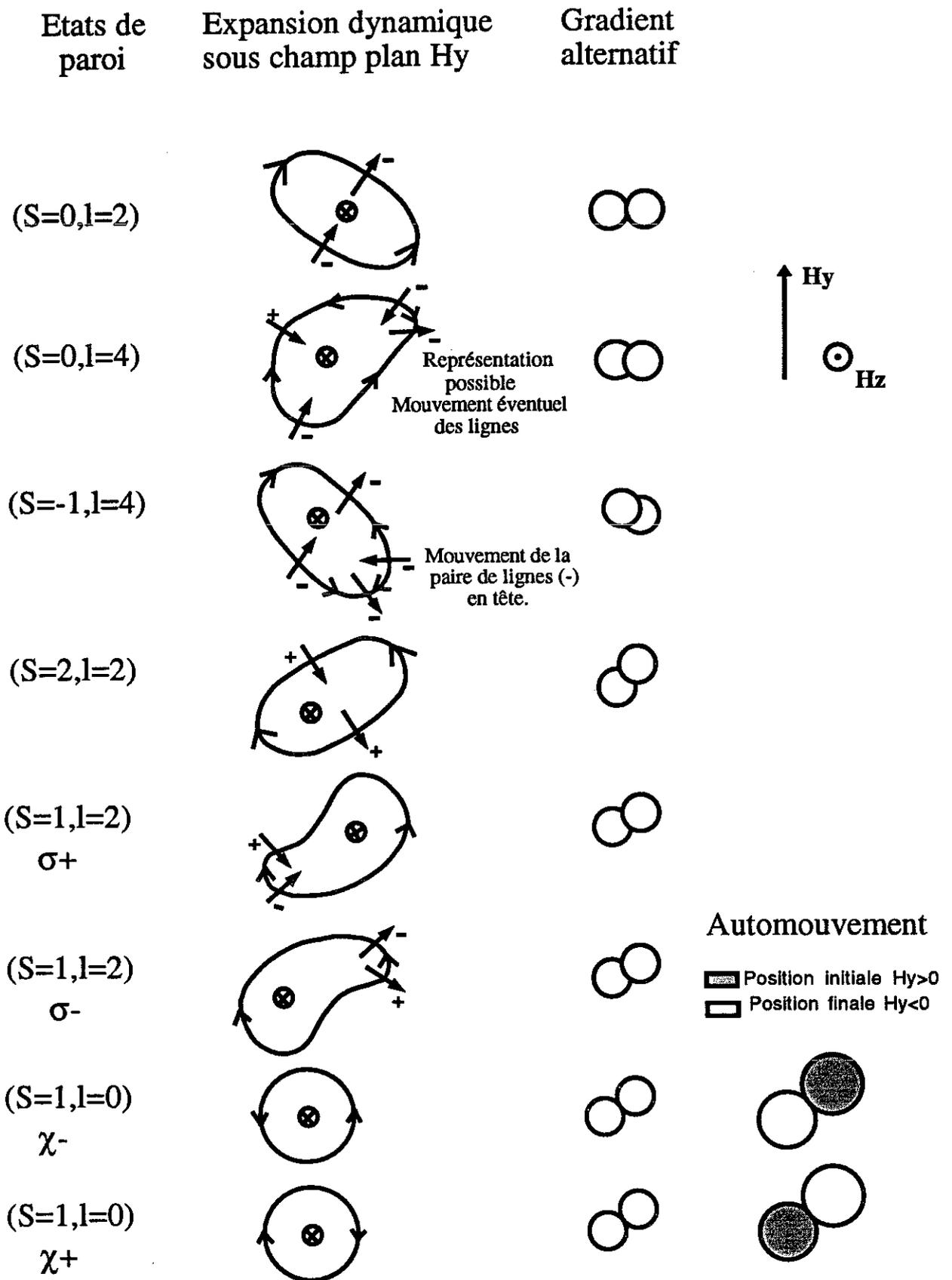


Figure II.11 : Représentations des états de paroi pour l'identification.

II.4. Préparation et Conversion d'états

La conversion va permettre d'augmenter le nombre d'état désiré en transformant des états de paroi, pendant l'étape de préparation des bulles. La nucléation des bulles ayant lieu en présence d'un fort champ plan, la nucléation des lignes (-) est favorisée [Thiaville 88]. Et on obtient principalement, avant conversion, des états ($S=0, l=2$), ($S=-1, l=4$), ($S=1, l=2$) et quelques états $S=2$ et $S=3$.

La conversion consiste à faire circuler dans la boucle de confinement un nombre limité de pulses d'expansion de forte amplitude et de temps de montée très court. Ceux-ci permettent le perçage sur les deux faces de lignes horizontales ou de paires enroulantes ou peut être même de points de Bloch, comme suggérés par Josephs et Stein, lors de conversions sur des matériaux implantés [Josephs 76]. Du fait des processus mis en jeu, cette étape de conversion peut apporter des résultats complémentaires concernant :

- le processus d'écriture d'une paire de lignes en raison de la nucléation ou de la destruction de lignes de Bloch déroulantes.
- la stabilité de l'information au sein du registre de stockage en raison de la nucléation ou de l'annihilation de paires enroulantes.

Nous obtenons après conversion en champ plan H_y nul, principalement des états ($S=1, l=0$), quelques états $S=0$ et un nombre négligeable d'états $S=-1$.

En présence d'un champ plan H_y faible (6 Oe), on obtient essentiellement des états $S=0$ et quelques états $S=-1$. La présence des états $S=1$ est quasiment nulle. Cette conversion sera utilisée pour l'étude de la réplication.

Pour une valeur de champ intermédiaire (3 Oe), que nous utiliserons dans le cas de l'étude de la marge de lecture, la probabilité d'obtention des états de paroi $S=1$ et $S=0$ est équivalente, et les états $S=-1$ n'apparaissent que très rarement.

Ces résultats mettent déjà en évidence les effets d'un champ plan même faible sur la structure de la paroi.

Chapitre III

Résultats et interprétations

I. Recherche de la réplication

I.1. Séquence de préparation

Notre étude repose surtout sur la recherche de régions de champs plans permettant la réplication des états $S=0$, et n'affectant pas les états ($S=1, l=0$). La séquence de préparation des bulles se déroule comme suit :

- Saturation de l'aimantation du matériau.
- Application d'un fort champ plan H_y favorisant la présence de lignes (-).
- Nucléation de domaines "down".
- Adaptation du champ de polarisation et du champ plan pour permettre l'existence d'un seul domaine au sein du confinement, stabilisé sous les conducteurs de coupe (aux deux extrémités du confinement).
- Coupe du domaine et passage de bande en bulle.
- Conversion d'états en présence d'un champ plan (variable) pour obtenir des états $S=0$ ou ($S=1, l=0$).

A cette étape, la bulle "préparée" doit être identifiée par les techniques décrites au chapitre précédent. Il est important de rappeler que les méthodes d'identification ne détruisent pas les états de paroi sauf si l'on effectue un passage en champ plan nul lors de l'expansion dynamique pour éliminer d'éventuelles paires (+ -) encore présentes.

Après la préparation et l'identification de l'état de paroi de la bulle, l'étude de la lecture en fonction des différents paramètres peut s'effectuer. La séquence expérimentale totale est pilotée en partie par un ordinateur HP et dure en moyenne une minute en prenant en compte les temps d'identifications initiaux et finaux.

I.2. Séquence de lecture

Comme on l'a vu, la lecture consiste à couper la bande allongée lorsque la configuration de l'aimantation est parallèle, sans en modifier l'état de lignes (bulle mère). Pour une bulle initiale $S=0$, on parlera de réplication lorsque l'on obtient une bulle mère $S=0$, et de double réplication lorsque l'état de la bulle fille est identique à celui de la bulle mère. Par ailleurs la lecture ne doit pas couper la bulle χ , configuration de l'aimantation antiparallèle, ni modifier sa structure de paroi.

L'expérience montre que l'opération de lecture peut se décomposer en 5 phases essentielles, qui apparaîtront clairement dans la séquence expérimentale :

- L'allongement de la bulle.
 - Le rapprochement des parois sous le conducteur.
 - La "fusion" des parois.
 - La répulsion des têtes de bande (si la coupe a eu lieu).
 - Le retour à l'état de bulle.
- } opération de coupe

Ces différentes phases font intervenir un certain nombre de paramètres ajustables :

- **Le champ de confinement** est fixé pour toute la séquence expérimentale.
- **Hz et sa variation** sont ajustés en accord avec le champ de confinement pour permettre un allongement lent et un retour à l'état de bulle.
- **Hy d'extension** est un paramètre variable.
- **La géométrie du conducteur** de coupe est fixée par le montage (épingle).
- **La forme du pulse** est ajustée pour permettre un rapprochement "lent" des parois.
- **L'amplitude du pulse** est un paramètre variable.
- **Les champs plans à la coupe** sont des paramètres variables.

Ces paramètres sont très corrélés les uns des autres, et il est nécessaire d'en fixer a priori un certain nombre pour limiter le champ de l'étude, et pour mettre en évidence l'influence des autres. La valeur des paramètres fixés a pu être définie d'après les études précédentes réalisées sur ce même matériau.

L'étude a lieu en deux temps : D'abord, pour une amplitude de pulse fixée pour satisfaire la coupe discriminante entre $S=0$ et χ , on étudie l'influence des champs plans pendant la coupe sur les états obtenus. On a choisi un matériau où l'on sait qu'il existe une marge de courant (voir tableau des caractéristiques du matériau en annexe).

Ensuite, pour des valeurs de champs plans ainsi déterminées, on vérifie l'existence d'une marge de lecture, en faisant varier l'amplitude du pulse de coupe.

Les résultats de lecture de L. Zimmermann ont été obtenus en présence d'un champ plan H_y pendant toute l'opération de lecture. A la suite de ses conclusions, il nous est apparu nécessaire de dissocier le champ plan lors de l'allongement de la bulle et le champ plan lors de la coupe. Cette distinction avait déjà été faite, mettant en évidence le rôle important de la direction du champ plan créé par le conducteur de coupe [Nakada 88].

I.3. Allongement de la bulle

Cette étape, que nous pouvons appeler étape de préparation de l'aimantation dans le domaine en bande et sa paroi avant la coupe, est essentielle dans la notion de coupe discriminante.

La bulle doit s'allonger dans la bonne direction de manière à obtenir une bande dont l'extrémité est correctement positionnée au-dessus du conducteur de coupe. Cet allongement est très lié à la forme du confinement et à la diminution par étape du champ de polarisation. En pratique on fait grossir la bulle jusqu'aux limites du confinement puis le domaine s'oriente en bande dans le puits créé par la forme du confinement (voir schéma des conducteurs de la puce en annexe).

Pendant l'allongement on utilise un champ plan (champ d'extension) qui agit directement sur l'orientation de l'aimantation dans la paroi et indirectement sur les lignes. Les bulles $S=0$ et χ ne présentent pas la même distribution d'aimantation dans leur paroi, en raison de la présence de la paire de lignes sur la bulle $S=0$. Ces deux bulles réagissent différemment à la présence du champ plan. Il faut donc contrôler l'allongement avec H_z pour que la bande se positionne correctement sous le conducteur de coupe quel que soit l'état de la bulle considéré ($S=0$ ou χ).

D'autre part, ces déplacements de parois ne doivent surtout pas introduire de nucléation dynamique de lignes et donc ne doivent pas se produire trop rapidement.

Le rôle du champ d'extension revient à positionner les deux lignes (-) aux têtes de bande dans le cas de la bulle $S=0$, et son sens doit tenir compte des champs plans qui seront créés par l'épingle de coupe. Le champ H_z créé par le conducteur en épingle est tel qu'il permette une contraction de la largeur de la bande. L'existence de ce champ H_z implique la présence d'un champ plan. Comme on peut le voir sur la figure III.1, le sens de ce champ plan créé par le conducteur du côté de la future bulle mère impose le choix du sens de champ plan d'extension ($H_y > 0$) pour satisfaire l'aimantation dans la paroi de la mère au moment de la coupe.

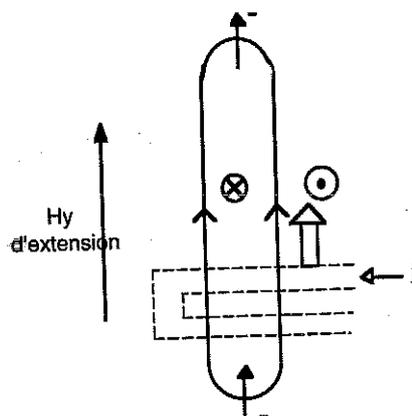


Figure III.1 : Orientation de l'aimantation dans les parois avant la coupe, de façon à favoriser la réplique de la bulle "mère".

La valeur du champ plan d'extension est choisie pour satisfaire les conditions suivantes :

- Une amplitude suffisante pour positionner les lignes en bout de bande..
- Une amplitude pas trop forte (<15 Oe) pour ne pas nucléer de lignes horizontales sur les bulles χ , nucléation qui transformerait la bulle χ en bulle σ susceptible d'être coupée.

Nous avons choisi la valeur de 8 Oe dans cette gamme, qui se trouve être la valeur définie pour l'opération d'identification (bonne orientation de l'aimantation dans la paroi et stabilisation des lignes). Cette valeur identique permet également de simplifier la séquence de variation de champ.

I.4. Les champs plans à la coupe

I.4.a. Descriptif.

L'étape d'allongement en présence de champ plan a permis d'orienter correctement l'aimantation dans les parois, désormais la coupe peut être effectuée.

La phase de rapprochement des parois au-dessus du conducteur s'effectue à l'aide du pulse de courant dans l'épingle. Le sens de circulation de ce courant permet de créer un champ Hz local de contraction comme on peut l'observer sur la figure III.2.

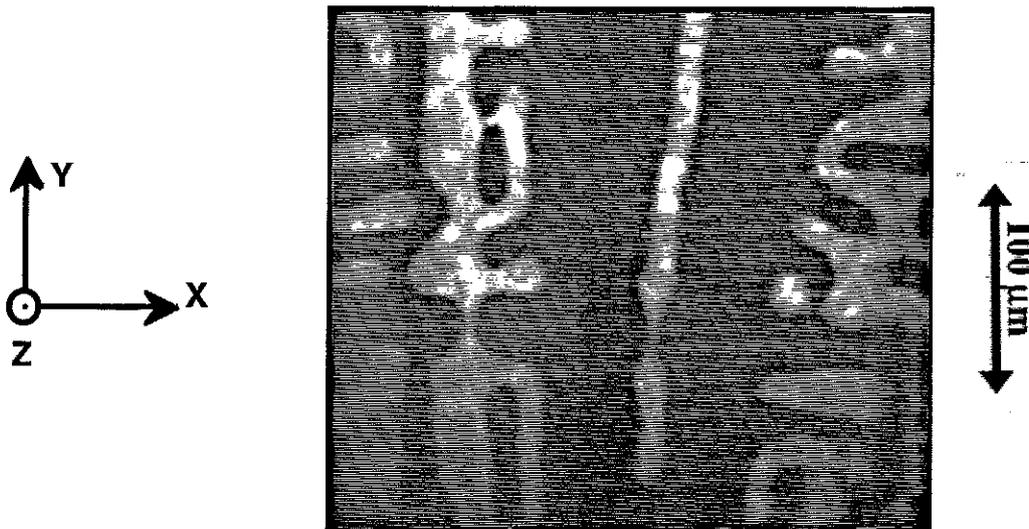


Figure III.2 : Contraction de la paroi au-dessus du conducteur en épingle, juste avant la coupe.

Si le processus de "fusion" s'effectue correctement, on crée uniquement deux lignes lors de la rupture de la bande. Cette étape de rupture est très rapide, et ne peut pas être observée dans le détail.

D'autre part la rapidité de la phase de coupe peut également introduire un déplacement de lignes et une nucléation dynamique de lignes. On a donc choisi une forme de pulse permettant un rapprochement "doux". Mais malgré cela, ce phénomène dynamique est à l'origine d'erreurs comme nous le verrons, car le sens et l'amplitude du champ plan créé par le conducteur jouent un rôle dans la nucléation de lignes.

Pour étudier les effets de champs plans (H_x et H_y) dans les phases de rapprochement et de fusion, sachant que le champ d'extension H_y a positionné les lignes (-) préalablement, nous avons introduit un ordre d'établissement de ces champs dans la séquence expérimentale :

H_y d'extension (déterminé par ailleurs)
 H_z d'allongement (fixé)
 H_x champs
 H_y (variables), présents lors de la coupe.
 Instant de coupe --->
 H_z de contraction (fixé)
 H_y d'identification (fixé)
 $H_x = 0$ Annulation du champ transverse

Dans la séquence expérimentale les champs agissent, tant qu'ils ne sont pas annulés ou modifiés.

Les lignes stabilisées par le champ plan d'extension restent toujours, a priori, stables lors de l'application d'un champ plan statique. Néanmoins on verra qu'un fort champ plan ($H_y < 0$) opposé au sens du champ plan d'extension peut être à l'origine d'un retournement complet de l'aimantation par déplacement des lignes.

Le couple (H_x, H_y) variable correspond aux champs présents pendant la coupe.

La modification des amplitudes de champs après la coupe permet d'annuler les champs plans présents pendant la coupe, tout en gardant une composante non nulle jusqu'à l'identification. L'existence de cette composante non nulle permet de garder une information des diverses nucléations effectuées pendant la coupe et rend l'identification des états de paroi plus significative. En effet la présence d'un champ plan peut éviter dans certaines conditions la disparition des paires déroulantes (+ -).

A partir du moment où on a sauvegardé une certaine richesse d'informations sur les états de bulles finales, l'utilisation des différentes méthodes d'identification et la subtilité pratique du choix de l'amplitude du champ plan d'identification, prennent alors une réelle signification pour différencier ces diverses bulles.

Le champ plan d'identification ne modifie pas les états obtenus. Expérimentalement on a observé que les résultats sont indépendants du sens du champ plan à l'identification finale. Par ailleurs ce sens opposé impose des formes de bulles différentes pour l'identification par expansion dynamique, les formes obtenues en champ $H_y > 0$ ou $H_y < 0$, sont néanmoins identiques par une rotation de π de l'image observée. Pour une reconnaissance systématique des états de bulles résultants, on fixe l'amplitude et le sens du champ plan d'identification finale à $H_y = 8$ Oe.

I.4.b. Résultats

Nous avons étudié les effets des champs plans (H_x et H_y) sur la coupe d'états $S=0$, préparés sous champ plan d'extension $H_y > 0$. Et on a représenté les résultats sur les figures III.3 et III.4, où les ordonnées représentent le taux d'erreur par rapport à l'état désiré ($S=0, l=2$) sur la mère.

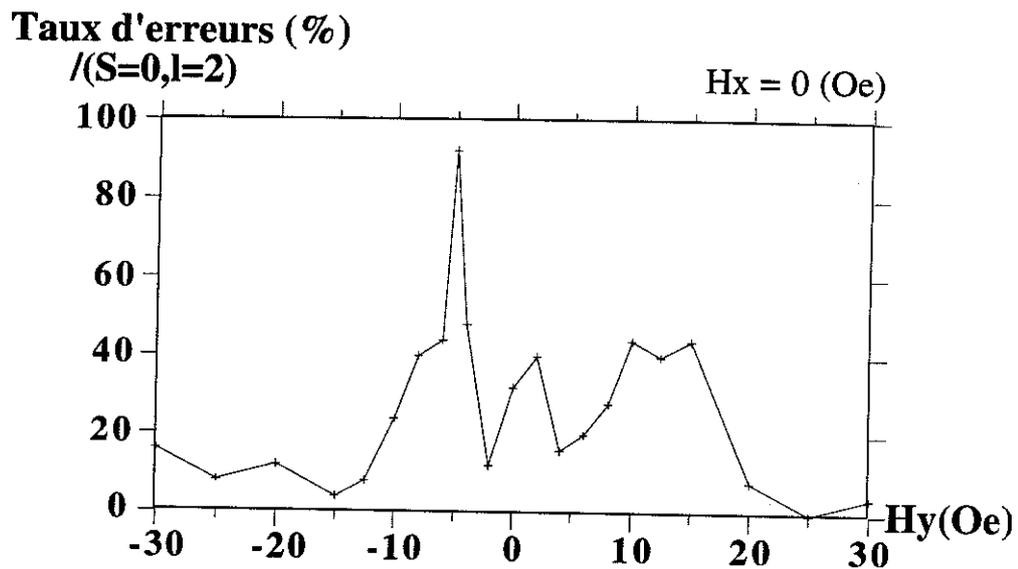


Figure III.3 : Pourcentage de bulles "mère" obtenues, autres que ($S=0, l=2$), en fonction du champ H_y appliqué ($H_x = 0$) au moment de la coupe ("fit" indicatif en trait plein).

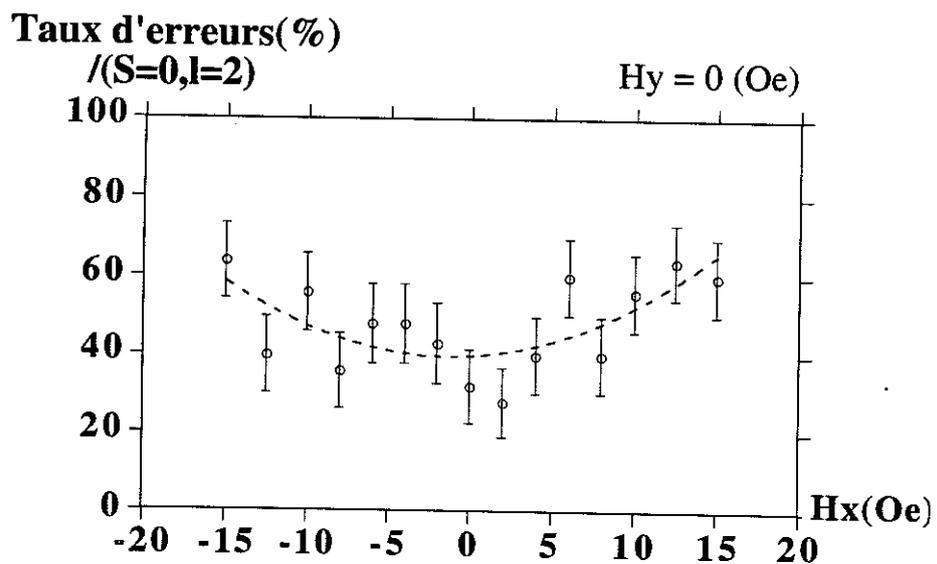


Figure III.4 : Pourcentage de bulles "mère" obtenues, autres que ($S=0, l=2$), en fonction du champ H_x appliqué ($H_y = 0$) au moment de la coupe ("fit" indicatif en trait pointillé).

L'incertitude sur les points de mesure est calculée en supposant une distribution Binomiale, elle est donnée par la relation $\left[\frac{P(N-P)}{N^3} \right]^{\frac{1}{2}}$, où P est le nombre d'événements désirés et N le nombre total d'événements. De plus, lorsque P est égal à zéro ou N, on calcule une incertitude correspondant respectivement à 1 événement ou à (N-1) événements désirés.

Différentes remarques peuvent être déduites de ces figures :

- Les deux directions ne sont pas équivalentes ($H_x \neq H_y$). La direction de la bande allongée, et dans cette direction, le sens de l'aimantation dans la paroi jouent des rôles particuliers (différence entre $H_y > 0$ et $H_y < 0$).

- La figure III.3 montre l'existence de la réplication en champ fort $H_y \approx 25$ Oe et confirme les résultats de L. Zimmermann qui furent obtenus pour un champ d'extension et de coupe identique. Cette courbe présente deux creux sensiblement symétriques pour $|H_y| \approx 20$ Oe.

Au-delà de ces minima le champ plan peut favoriser la nucléation de lignes horizontales au-dessus du conducteur de coupe, lorsqu'il s'ajoute au champ plan créé par le conducteur de coupe. On peut signaler que l'amplitude de ce dernier est également d'environ 20 Oe, pour un courant de 100 mA.

Une certaine proportion d'erreurs sont des états ($S=0, l=4$), caractérisés par la présence d'une paire déroulante (+ -) supplémentaire par rapport à l'état ($S=0, l=2$). Une telle paire peut être aisément annihilée en faisant vibrer la paroi en champ plan nul, car en déplaçant les parois, les lignes de polarité opposée se déplacent dans un sens opposé (voir figure II.7). Si on considère la fonction lecture dans les mémoires à lignes de Bloch, on peut donc s'affranchir facilement de ce type d'erreur.

Nous considérons dorénavant que ces états ($S=0, l=4$) ne sont plus des erreurs ce qui nous conduit aux figures suivantes qui sont plus représentatives de la réplication (l'axe des ordonnées traduit le taux d'erreur par rapport aux états ($S=0, l=2$) et ($S=0, l=4$) sur la mère).

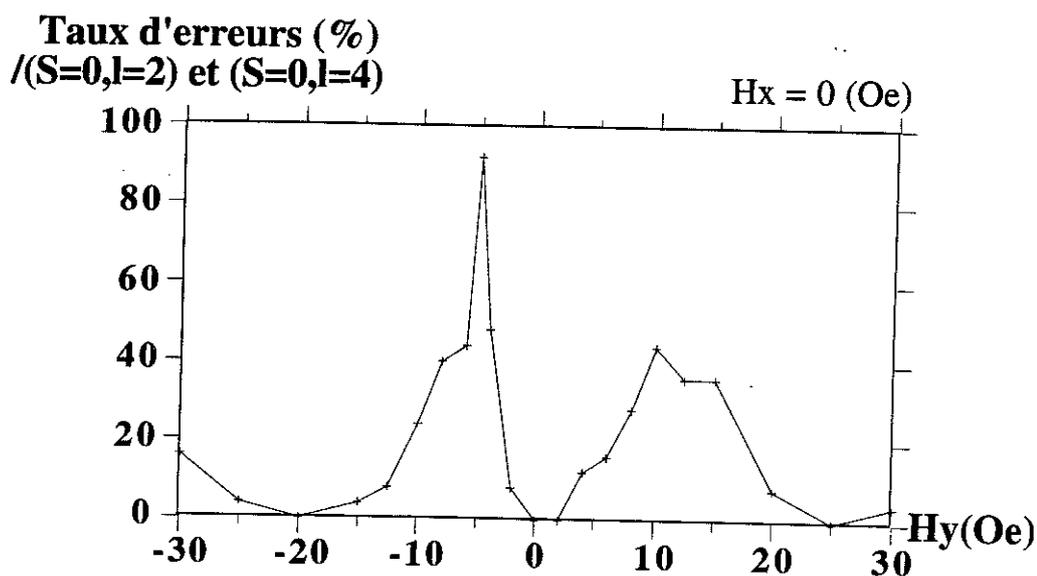


Figure III.5 : Pourcentage de bulles "mère" obtenues, autres que ($S=0, l=2$) et ($S=0, l=4$), en fonction du champ H_y appliqué ($H_x = 0$) au moment de la coupe ("fit" indicatif en trait plein).

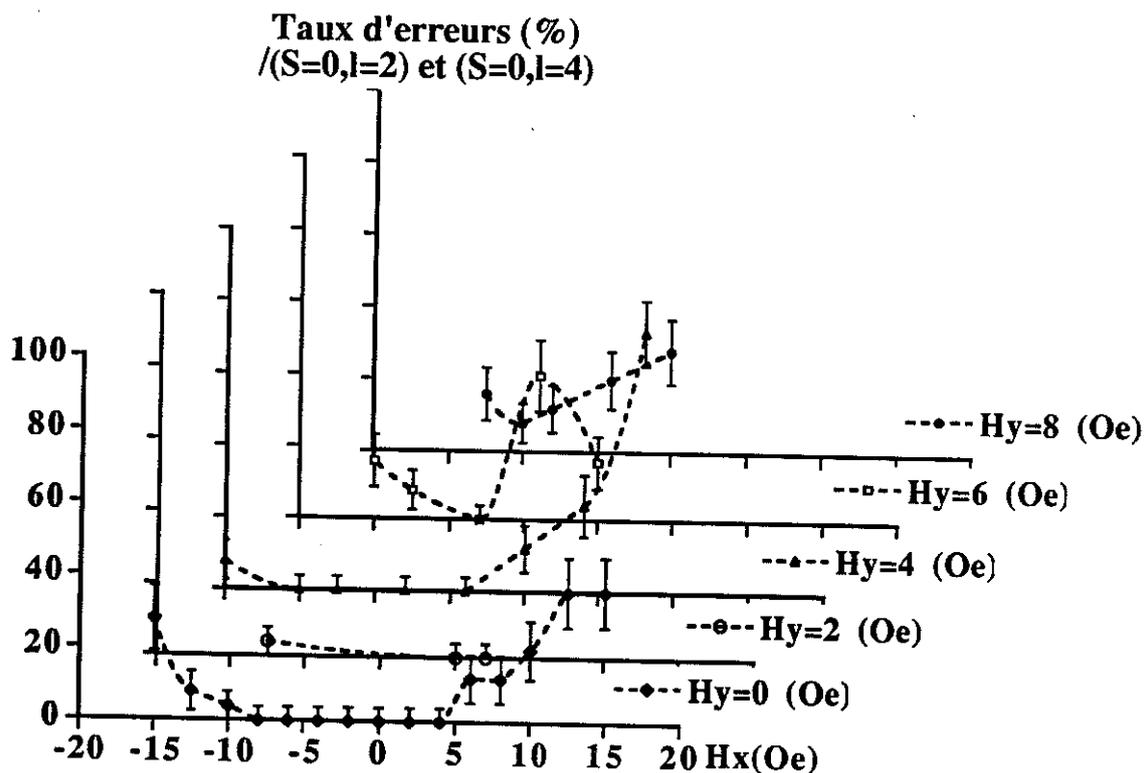


Figure III.6 : Pourcentage de bulles "mère" obtenues, autres que ($S=0, l=2$) et ($S=0, l=4$), en fonction du champ H_x appliqué au moment de la coupe, et pour différentes valeurs de H_y .

Dès lors, on discerne sur les deux figures III.5 et III.6, trois zones supplémentaires satisfaisant la réplication, dont deux sur la courbe en fonction de H_y avec $H_x = 0$.

La première en champ plan négatif pour $H_y \approx -20$ Oe.

La deuxième apparaît pour une coupe en champ plan nul ou très faible. On note également une dissymétrie entre $H_y > 0$ et $H_y < 0$ liée au fait que l'extension a lieu en champ positif.

La dernière zone, et assez vaste, est définie par $H_y > 0$ faible et $H_x < 0$ (figure III.6). Cette zone est limitée car H_y ne peut pas être d'amplitude forte, par contre H_x peut l'être, H_x et H_y ne jouant pas le même rôle au sein de la paroi [Slonczewski & Malozemoff 79][Bagnères 91]. Cette courbe met en évidence une dissymétrie par rapport au sens du champ plan H_x qui n'apparaissait pas sur la figure III.4 et qui est a priori inattendue. Le rôle différent de la surface et de l'interface dans le processus de nucléation des lignes permet de "comprendre" l'origine de cette dissymétrie.

En champ plan $H_y < 0$ à la coupe, on note des effets particuliers, liés au fait que l'aimantation dans la paroi a été orientée, lors de l'extension, par un champ $H_y > 0$. Cette orientation acquise reste stable, même lorsque le champ d'extension est ramené à 0 avant la coupe.

On observe un pic important d'erreurs en champ $H_y \in [0, -8$ Oe] (faible). En plus du taux d'erreurs qui augmente dans cet intervalle, il faut mentionner que le taux d'erreurs est calculé à partir des coupes effectuées, et dans cette zone, il existe un nombre important de bandes non coupées. On peut essayer d'interpréter ces résultats de la façon suivante :

Le champ négatif à la coupe favorise la nucléation de paires de lignes sous le conducteur qui peuvent permettre le retournement local de l'aimantation dans la paroi. Entre $[0, -8$ Oe], ce retournement de l'aimantation ne s'effectue pas complètement sur les deux parois sous le conducteur et cela peut même conduire à empêcher la coupe (configuration antiparallèle de l'aimantation dans les deux parois). Le taux d'erreurs important provient de ces lignes à l'origine du retournement. Au-delà de -8 Oe, on peut considérer que l'amplitude du champ plan est suffisante pour inverser localement l'aimantation dans les deux parois et on retrouve une configuration parallèle des deux parois et donc une coupe systématique.

Pour un champ H_y fort d'environ -20 Oe et supérieur, le taux d'erreurs redevient très faible ; ce champ doit pouvoir retourner l'aimantation sur la bande avant la coupe. L'aimantation dans les parois se retrouve dans le même sens que le champ plan, situation équivalente à la coupe en $H_y > 0$ fort.

1.4.c. Résultats complémentaires

Pour vérifier l'efficacité du champ plan à l'allongement, le moyen est de regarder les résultats de coupe en champ plan nul. On détermine ainsi l'amplitude de champ plan H_y à l'extension nécessaire pour orienter correctement l'aimantation dans les parois avant une coupe. L'axe des ordonnées de la figure III.7 représente un taux de coupe.

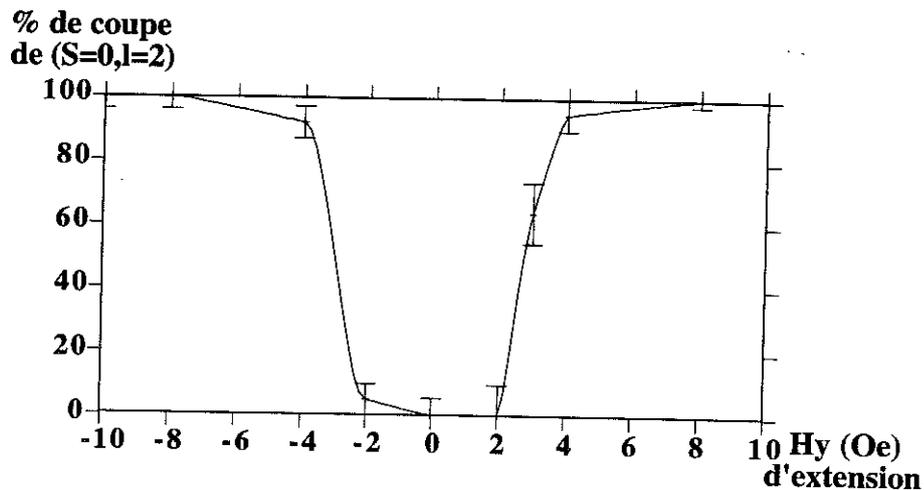


Figure III.7 : Pourcentage de coupe de bandes ($S=0, l=2$) en champ plan nul, en fonction du champ plan d'extension.

Cette courbe montre que seul un champ plan d'amplitude $|H_y| > 6$ Oe oriente correctement l'aimantation dans la paroi, il confirme la valeur déterminée de 8 Oe pour l'identification. Cette valeur est comparable à celle obtenue par des études faites en champ d'extension et de coupe non distincts [Arnaud 89]. Cette courbe montre également la parfaite symétrie de H_y d'extension par rapport à l'origine des abscisses.

Par ailleurs, on a vérifié qu'un allongement, avec $H_y < 0$ à l'extension, fournit des résultats similaires de taux d'erreurs en observant la réplcation cette fois sur la bulle fille, et en remplaçant H_y par $-H_y$ et H_x par $-H_x$ à la coupe.

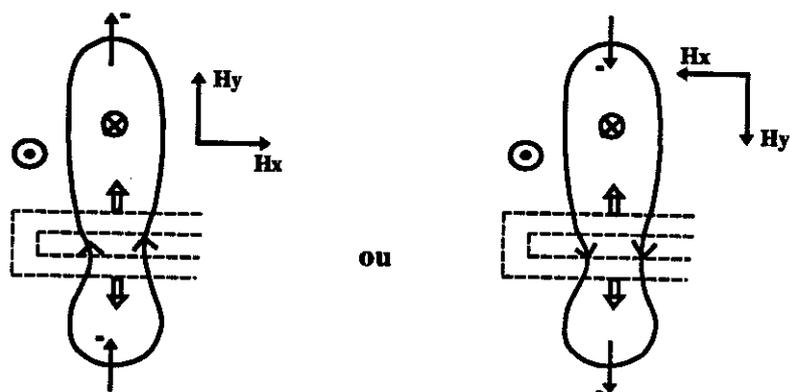


Figure III.8 : Configurations identiques.

En effet, comme on le voit sur la figure III.8, lorsqu'on inverse H_x , H_y et l'aimantation dans les parois, c'est la fille qui joue le rôle de la mère, le champ plan créé par le conducteur de coupe étant dans le même sens que l'aimantation dans les parois de cette bulle.

II. Lecture et double réplication

II.1. Marge de lecture

Cette seule étude de réplication ne suffit pas pour satisfaire la fonction lecture, il est nécessaire de vérifier si ces quatre zones de réplication autorisent la coupe discriminante entre l'état ($S=0, l=2$) et χ . La courbe suivante donne la marge de courant pour une coupe effectuée en champs plans (H_y et H_x) nuls avec une valeur d'extension inchangée telle que $H_y = 8$ Oe.

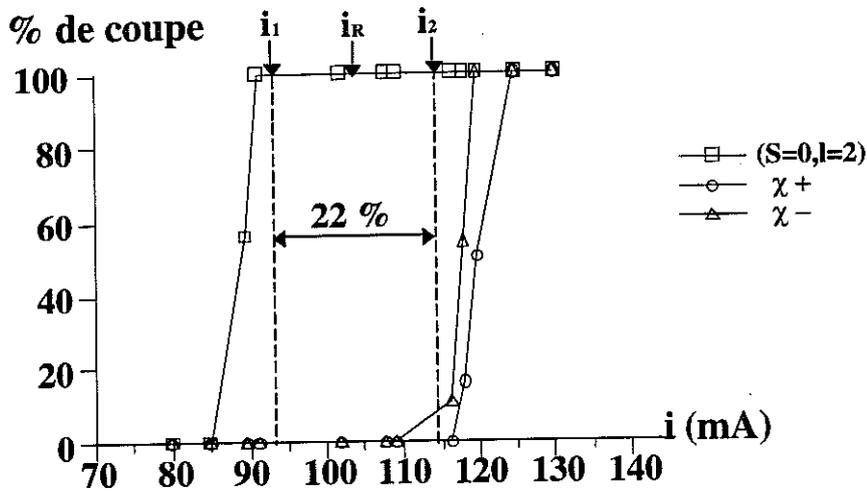


Figure III.9 : Marge de lecture en champ plan nul au moment de la coupe.

Cette courbe de la figure III.9 permet de définir la marge relative de courant $(i_2 - i_1) / \frac{(i_2 + i_1)}{2}$,

satisfaisant l'opération de lecture. La coupe en champ plan nul est donc un bon candidat pour la fonction lecture puisque la marge est importante. On rappelle que cette région satisfait la réplication, si on ne considère pas les états ($S=0, l=4$) comme des erreurs. Par contre, le nombre de ($S=0, l=4$) varie en fonction de l'amplitude du pulse.

Sur ce schéma, on a indiqué l'intensité i_R correspondant à l'intensité utilisée pour la recherche de la réplication. Cette courbe met également en évidence la différence entre l'état χ^+ et χ^- . Cela confirme que le choix de la "chiralité" définie par χ^+ permet une augmentation de la marge de courant et une bonne lecture.

Pour vérifier la marge de courant dans les trois autres zones, on a étudié la coupe des états de parois χ^+ et χ^- en fonction des champs plans de coupe. Cette étude a pu être réalisée en s'appuyant sur les résultats antérieurs de L. Arnaud sur l'évolution de la marge en fonction d'un champ plan H_y . Elle a montré que la borne inférieure i_1 de la marge n'était pas modifiée par le champ plan durant la coupe (champ d'extension et de coupe identique et d'amplitude inférieure à 10 Oe).

Cela signifie que l'état $S=0$ est toujours coupé à 100% par l'intensité de courant i_1 lorsque l'on fait varier le champ plan à la coupe (ce résultat est valable dans notre cas lorsque H_y d'extension et H_y de coupe sont de sens identique). Par contre la valeur i_2 diminue par l'application de ce champ plan H_y et correspond à une perte complète de marge pour $H_y \geq 10$ Oe [Arnaud 88].

Nous avons vérifié que l'intensité i_1 n'était pas modifiée par l'application d'un champ transverse H_x . Son amplitude a seulement pour effet de diminuer l'incertitude sur cette valeur.

Sachant que i_1 ne varie pas avec les champs plans et que i_2 décroît avec ce champ (perte de marge en fort champ plan), nous avons étudié les valeurs extrêmes de champ plan permettant une marge. Nous nous sommes autorisé une marge relative d'au moins 10% correspondant à la demande industrielle. Pour ce faire, on se place au milieu de la marge initiale de 22% en champ nul et on fait varier les paramètres de champ pour voir quand disparaît la coupe discriminante. La figure III.10, montre deux zones de champ plan pour lesquelles les bulles χ ne sont pas coupées dans ces conditions, en distinguant le cas χ^+ et χ^- .

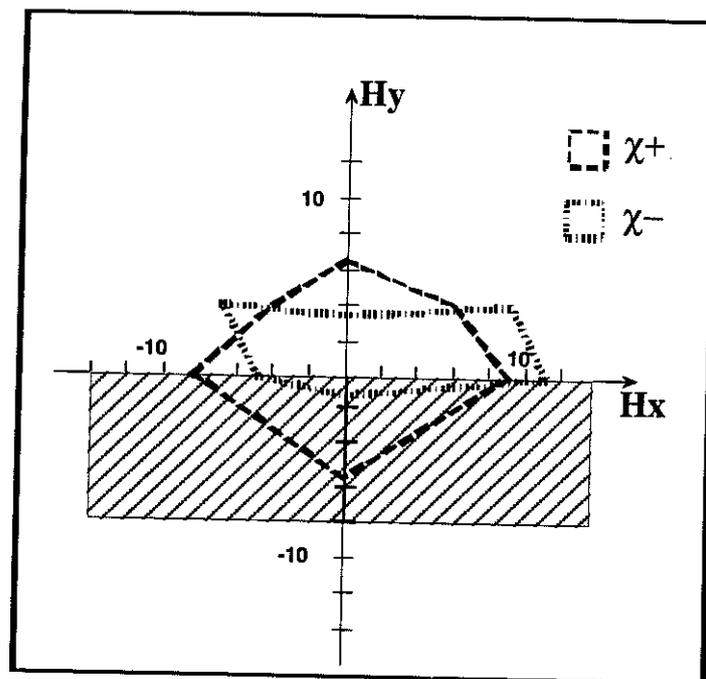


Figure III.10 : Représentations en pointillé des limites de champ permettant d'éviter la coupe d'états ($S=1, l=0$), χ^+ et χ^- .

Sur la figure III.10, la zone hachurée est la zone $H_y < 0$ faible. Elle est donc interdite car cette région ne permet pas la coupe d'état ($S=0, l=2$) comme nous l'avons mentionné dans le paragraphe précédent, et par conséquent ne permet pas la coupe discriminante désirée.

Le résultat essentiel de cette figure est l'élimination de 3 des 4 zones de champ plan pour lesquelles le taux d'erreurs était nul (les deux zones de champ fort et une grande partie de la zone en $H_y > 0, H_x < 0$).

On en déduit que la fonction lecture doit être effectuée en présence de champ plan nul ou très faible avec une tendance néanmoins pour des $H_x < 0$.

La gamme de champs plans $H_y > 0$, $H_x < 0$ faibles peut présenter l'intérêt par rapport à la zone de fonctionnement champ plan nul d'être moins sensible à des incertitudes sur les valeurs de champ. Par contre, elle peut présenter l'inconvénient d'entraîner une complication du dispositif réel (le champ plan H_y est réalisé à l'aide du conducteur de contrôle mais le champ transverse H_x est inexistant à l'heure actuelle sur les dispositifs).

II.2. Effets de paramètres autres

Les résultats qui viennent d'être présentés, ont été obtenus sur une même puce prise au hasard parmi les nombreuses puces identiques technologiquement de la tranche (matériau SMYG 173).

Pour vérifier la reproductibilité de nos résultats, nous avons étudié quatre autres puces.

Une première étape consiste à vérifier la marge de courant en champ plan nul avec une extension de 8 Oe. Trois puces ont confirmé les bornes i_1 et i_2 de la marge.

Néanmoins il a été nécessaire de modifier la valeur du champ de polarisation sur toute la séquence expérimentale jusqu'à un maximum de 2.5 Oe. Les puces sont découpées dans une tranche circulaire de grenat, et on peut noter qu'il existe une corrélation entre la distance de la puce considérée par rapport au centre de la tranche, et la variation nécessaire du champ de polarisation. Il est donc nécessaire d'étudier la valeur des champs de collapse des bulles ($S=0$ et χ) sur différentes régions de la tranche pour essayer de comprendre l'origine de cette dispersion des résultats.

Une de ces 3 puces a donné néanmoins un petit décalage dans les valeurs de i_1 et i_2 qui peut provenir d'un ajustement pas tout à fait correct du champ de polarisation ou d'une différence d'épaisseur du conducteur.

Cet autre paramètre est lié à la reproductibilité des dépôts des conducteurs d'or au stade de la technologie. On a observé sur la quatrième puce, qui n'a pas donné de marge de courant, que l'espacement entre les conducteurs ne correspondait pas à la valeur définie pour le conducteur en épingle.

Ces trois puces ont permis de confirmer les résultats de la réplique en champs plans nuls ou faibles, ainsi que les valeurs extrêmes de champ autorisant la coupe discriminante. Néanmoins, les taux d'erreurs n'étaient pas toujours identiques en raison de la statistique sur les résultats mais également en raison de zones de champs plans où le taux d'erreurs est très sensible à une petite variation de ces champs (comme on l'a vu la zone de champs plans nuls est une de ces régions).

En particulier le paramètre température peut avoir une influence considérable sur les effets des champs et sur ces zones sensibles. Avant de commencer l'étude des champs plans sur la fonction lecture, nous avons pris soin de vérifier l'influence de la température du matériau étudié sur certains résultats. Dans notre cas, l'échauffement de la puce a deux origines, l'éclairage du matériau par le laser (longueur d'onde dans le vert) et le courant continu circulant dans la boucle de confinement. Il est à noter que le jeu de bobines (H_x , H_y , H_z) entourant la puce est réglé à 15°C.

Dans le cas de l'éclairage laser, le grenat, qui absorbe complètement les longueurs d'onde à partir du bleu, a tendance à absorber une partie de l'intensité laser. Cet apport d'énergie, ainsi que sa dissipation ne sont pas du tout contrôlés.

Pour sa part le confinement peut procurer une certaine élévation de température. L. Zimmermann a mesuré une élévation de température de 17.4°C pour un courant de confinement de 50 mA [Zimmermann 91]. Mais cette dernière reste négligeable par rapport à l'échauffement dû au laser.

L'échauffement intervient sur la préparation des bulles, sur la coupe discriminante, et sur les états créés pendant la coupe. La marge d'intensité peut être modifiée [Arnaud 89]. D'autre part, il peut même avoir un effet sur les lignes. Des bulles "dures" peuvent se transformer en bulles "douces" (avec peu de lignes) par l'effet de la température [Dahlbeck 90].

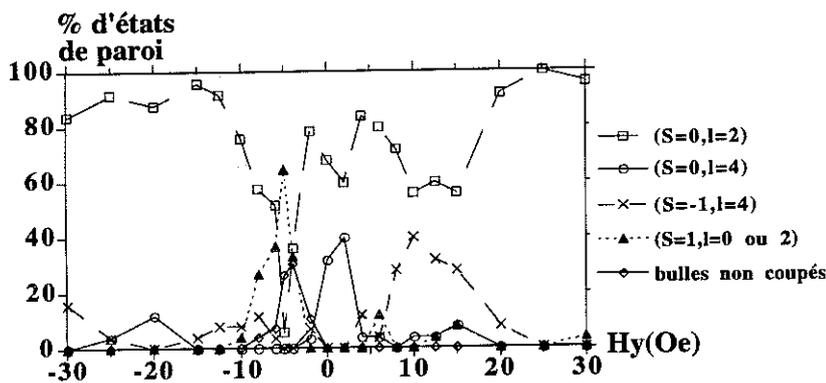
Il est nécessaire de travailler dans des conditions identiques de température. Les paramètres de coupe que nous avons déterminés, sont définis pour une température stationnaire. Le confinement est présent en permanence pendant l'étude, c'est lui qui détermine la température de fonctionnement. Il faut attendre un certain temps pour atteindre cette température de fonctionnement lors de la mise en route. Pour sa part le laser ne sera utilisé que ponctuellement pour l'identification.

Les apports incontrôlés de chaleur ont montré la grande sensibilité des paramètres à la température. En ce qui concerne le dispositif réel, il sera nécessaire de travailler sur des matériaux à température de Curie plus élevée ($T_c=118^\circ\text{C}$ pour le SMYG 173) avec une sensibilité moins importante à la variation de température.

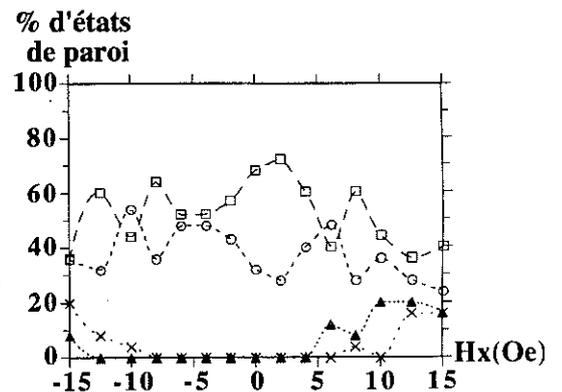
La procédure expérimentale étant dès lors bien spécifiée, on va s'intéresser aux différents états observés après la coupe.

II.3. Distinction des états de paroi finaux

Les deux figures suivantes présentent les différents états de paroi de la bulle mère résultant de la coupe d'état ($S=0, l=2$). On s'est volontairement limité à une présentation des états en fonction de H_y ($H_x = 0$) et de H_x ($H_y = 0$) à la coupe et on a regroupé tous les états $S = 1$ ($\sigma^-, \sigma^+, \chi^+, \chi^-$).



Pourcentage d'états de bulles "mère" obtenues, en fonction des champs plans présents à la coupe.
Figure III.11 : En fonction de H_y , ($H_x = 0$). **Figure III.12** : En fonction de H_x , ($H_y = 0$).



Il peut sembler que ces répartitions d'états ne soient pas significatives, néanmoins des grandes lignes peuvent être mis en évidence.

D'une part sur la courbe en fonction de H_y , les états ($S=0, l=2$) représentent environ 70 % des états en champ moyen $H_y > 0$. Ceux-ci atteignent plus de 80 % pour les forts champs plans (positif ou négatif), cependant il existe un creux important en champ faible $H_y < 0$.

Les états ($S=0, l=4$) sont favorisés lorsque le champ plan est inférieur au champ plan d'extension (8 Oe), représentant environ 40 % des états autour de $H_y = 0$. Deux bosses apparaissent également à $H_y = 15$ Oe et $H_y = -20$ Oe.

L'état ($S=-1, l=4$) est favorisé pour des champs plans supérieurs au champ d'extension et également pour un champ $H_y < -25$ Oe.

Les états $S = 1$ ($\sigma^-, \sigma^+, \chi^+, \chi^-$) apparaissent lorsque l'on coupe en présence d'un champ plan $H_y < 0$ opposé au sens du champ plan d'extension (région de champ où il se peut aussi que des états $S = 0$ ne soient pas coupés).

D'autre part pour l'étude en fonction de H_x , l'état ($S=0, l=2$) oscille autour de 50 %, et atteint 70 % autour de $H_x = 0$.

Pour sa part l'état ($S=0, l=4$) oscille autour d'un pourcentage élevé (par rapport à la courbe en fonction de H_y) de l'ordre de 40 %. Il se comporte de manière symétrique à l'état ($S=0, l=2$) par rapport à une ligne de 50 %.

Les états, $S = -1$ et $S = 1$, donnent la limitation de la zone de réplication définie au paragraphe précédent. Il apparaît néanmoins que la distribution d'état $S = -1$ est symétrique par rapport à l'origine de l'axe des abscisses, alors que celle de $S = 1$ présente un décalage de 5 Oe vers les $H_x < 0$.

Plusieurs remarques peuvent être faites à partir des états observés :

- L'observation d'état χ ($S=1, l=0$) démontre l'existence de processus de recombinaison des lignes lors de la contraction. Cet état est formé à partir de la ligne (-) de bout de bande toujours existante et d'une ligne (+) nucléée au moment de la coupe.
- L'observation d'états ($S=0, l=4$) et ($S=-1, l=4$), comportant 4 lignes, montre qu'une paire au moins de lignes est nucléée au moment de la coupe en plus de la ligne de fermeture, qui se crée lors de la séparation du domaine.
- Les divers états observés peuvent se décrire à partir de la création de 1 ou 3 lignes sur la mère et d'une ligne sur la fille à la coupe.
- On n'a pas observé les états ($S=2, l=2$) ou ($S=2, l=4$) qui nécessitent 3 lignes (+).
- En plus de ces paires de lignes stables, une paire déroulante (+ -) supplémentaire a pu également être nucléée et se recombinaison.

Les différents types d'états obtenus permettent de dire que la coupe a introduit un certain nombre de lignes des deux polarités en plus de la ligne (-) inchangée du bout de bande, loin du conducteur de coupe. On peut faire une description schématique des différents états, en signalant que cette description n'est pas "rigoureuse", puisqu'elle ne tient pas compte de la ou les lignes nucléées sur la fille, sachant que les lignes sont toujours nucléées par paires.

Lignes nucléées

$(S=0, l=2)$ ou $(S=0, l=4)$	====>	2 lignes (-) et 1 ligne (+)
$(S=1, l=0)$ ou $(S=1, l=2)$ ou $(S=1, l=4)$	====>	2 lignes (+) et 1 ligne (-)
$(S=-1, l=4)$	====>	3 lignes (-)

A ce stade une interprétation des résultats, seulement sur la bulle mère, ne permet pas de comprendre l'origine des états observés. Il apparaît donc nécessaire de prendre en compte les états de paroi de la bulle fille correspondante, pour comprendre l'origine de ces lignes.

On présente donc les résultats sous forme de couples d'états (mère et fille) observés après la coupe d'état ($S=0, l=2$) allongé sous champ plan $H_y > 0$ (voir tableau III.13). Pour tous ces couples, on a donné l'importance de leur existence ainsi que les régions principales de champs plans où on les observe.

Bulle Mère	(S=0, l=2)	(S=0, l=4)	(S=0, l=2)	(S=0, l=4)	(S=1, l=0)	(S=1, l=2)	(S=-1, l=4)	} Conservation du nombre d'enroulement
Bulle Fille	(S=0, l=2)	(S=0, l=2)	(S=0, l=4)	(S=0, l=4)	(S=-1, l=4)	(S=-1, l=4)	(S=1, l=0)	
Importance d'existence	% important	% important	% très faible	% très faible	% moyen	% très faible	% faible	
Région principale d'existence	partout sauf $H_y < 0$ très faible	$H_y \in [-2,2]$	H_y faible et H_x	$H_y > 0$ et $H_x < 0$ moyen $H_y, H_x > 0$ faible	$H_y < 0$ $H_x \leq 0$	$H_y < 0$ et $H_x = 0$ ou $H_y = 0$ et $H_x > 0$	H_y faible et $H_x = 0$ $H_y, H_x > 0$ faible	
	(S=0, l=2)	(S=0, l=4)	(S=-1, l=4)	(S=-1, l=4)	(S=0, l=2)	(S=0, l=4)		} Non Conservation du nombre d'enroulement
	(S=1, l=0)	(S=1, l=0)	(S=0, l=2)	(S=0, l=4)	(S=-1, l=4)	(S=-1, l=4)		
	% important	% faible	% moyen	% très faible	% important	% moyen		
	$H_y \in [-2,6]$ et $H_x = 0$	$H_y \in [-2,6]$ $H_x < 0$ ou $H_x > 0$	$H_y \in [4,20]$ H_y faible et H_x fort $H_y < 0$	$H_y > 0$ et $H_x \leq 0$	$H_y \in [-20,5]$	$H_y < 0$ $H_x > 0$ fort		
	(S=1, l=0)	(S=1, l=2)	(S=1, l=0)	(S=1, l=2)	(S=1, l=0)	(S=1, l=2)	(S=-1, l=4)	} Conservation du nombre d'enroulement
	(S=0, l=2)	(S=0, l=2)	(S=0, l=4)	(S=0, l=4)	(S=1, l=0)	(S=1, l=0)	(S=-1, l=4)	
	% faible	% faible	% très faible	% très faible	% très faible	% faible	% très faible	
	$H_y < 0$, faible $\neq \chi_+$ et χ_- ou $H_y = 0$ $H_x < 0$ fort, $H_y > 0$ fort	$H_x \geq 0$ ou H_y faible Zone $\neq \sigma_+, \sigma_-$	Uniquement χ_+ $H_x = 0$ et $H_y < 0$	Uniquement σ_+ $H_x = 0$ et $H_y < 0$ faible	Zone \neq χ_+, χ_-	$H_y = 0$ et $H_x > 0$ fort ou $H_y, H_x > 0$ faibles	$H_y > 0$ faible et $H_x < 0$ fort	

Tableau III.13 : Couples d'états obtenus après la coupe d'état ($S=0, l=2$), en présence de champs plans.

Dans ce tableau III.13, les couples d'états sont séparés en deux catégories : Conservation du nombre d'enroulement S global (avant et après la coupe) et non-conservation de ce nombre d'enroulement. On peut faire quelques remarques concernant la classification de ces couples d'états.

Parmi les 20 couples d'états du tableau, on discerne 9 états irréductibles (en gras dans le tableau) et 11 états réductibles. Ces derniers se particularisent des états irréductibles par l'existence d'une ou plusieurs paires déroulantes (+ -) supplémentaires sur leur paroi. On peut néanmoins regrouper les états réductibles et l'état irréductible, qui s'en déduit, en famille d'états. On obtient ainsi 9 familles d'états.

Dans toute la gamme de champs plans utilisée, les fréquences d'apparition de ces 9 familles d'états peuvent être classées comme suit :

$$\left| \begin{array}{cccccccccccc} (S=0, l=2) & (S=0, l=2) & (S=0, l=2) & (S=-1, l=4) & (S=1, l=0) & (S=1, l=0) & (S=1, l=0) & (S=-1, l=4) & (S=-1, l=4) & \\ (S=0, l=2) & (S=1, l=0) & (S=-1, l=4) & (S=0, l=2) & (S=0, l=2) & (S=-1, l=4) & (S=1, l=0) & (S=1, l=0) & (S=-1, l=4) & \end{array} \right|$$

Parmi les 20 couples, certains apparaissent dans une seule région de champs plans, d'autres apparaissent dans plusieurs régions de champs plans. Les états de paroi de ces derniers couples ont pu être formés de différentes façons, et ont donc une origine différente. Mais de manière générale, les couples sont formés principalement à partir d'un mécanisme de nucléation de lignes particulier, mais peuvent également provenir d'une combinaison de mécanismes de nucléation et d'annihilation de paires de lignes.

Parmi les 3 familles vérifiant la conservation du nombre d'enroulement S global, il existe des états $\{(S=-1, l=4), (S=1, l=0)\}$ formés à partir d'un mécanisme de nucléation de paires de lignes non-conservatif. On peut dire que ces états ne conservent pas le nombre d'enroulement "local", que l'on définit comme le nombre d'enroulement du domaine initial et des domaines résultants de la coupe (considérés individuellement).

Une combinaison de mécanismes non-conservatifs peut donc entraîner une conservation de l'invariant topologique global, mais peut être décelée par une brisure de l'invariant topologique "local". Cette dernière remarque montre que le nombre d'enroulement S global ne suffit pas toujours à définir les mécanismes de nucléation, conservatifs ou non-conservatifs, qui ont pu intervenir pendant la coupe.

Dans le paragraphe suivant, nous allons présenter les origines des couples d'états de paroi observés. Pour cela, nous expliciterons les mécanismes de nucléation de paires, conservatif (paire (+ -)) et non-conservatif (paires (- -) et (+ +)), qui interviennent avant la coupe. Nous présenterons l'influence des champs plans sur ces mécanismes et sur l'évolution des paires de lignes. Puis nous introduirons des mécanismes post-coupe, de nucléation d'un point de bloch et de recombinaisons de lignes.

III. Origines des différents états de paroi

Les couples d'états obtenus expérimentalement après la coupe d'état ($S=0, l=2$) (extension sous champ plan $H_y > 0$) peuvent s'expliquer par différents mécanismes de nucléation de paires de lignes ou de points. Nous allons tout d'abord faire un bref rappel historique et une présentation du mécanisme de nucléation qui devrait apparaître systématiquement lors de la coupe.

III.1. La coupe topologique

La première étude topologique de la coupe de domaines magnétiques, en configuration parallèle ou antiparallèle, a prouvé expérimentalement et théoriquement l'existence de la double réplique $S=0 \implies S=0$ et $S=0$ [Voegeli 73]. Cette étude a également montré que l'on pouvait obtenir $S=0 \implies S=-1$ et $S=1$, ainsi que $S=1 \implies S=1$ et $S=0$ pour la coupe difficile. Les auteurs ont alors énoncé un principe de continuité reposant sur la conservation du nombre d'enroulement global dans l'opération de coupe. Nos propres résultats permettent de confirmer cette étude, mais ils ont montré que cette conservation du nombre d'enroulement n'est pas toujours vérifiée.

Lors de la fusion des deux parois de configuration parallèle (voir figure III.14.a), l'aimantation "down" dans le domaine disparaît progressivement par diminution de la largeur du domaine. Les moments au centre du domaine s'alignent selon l'orientation de l'aimantation dans les parois. Ce mécanisme est favorisé par l'interaction "d'échange" entre les moments, et il est parfaitement continu topologiquement pour une configuration parallèle.

La phase finale de la fusion des parois donne lieu à la coupure du domaine, qui est un processus irréversible et très brutal (non continu énergétiquement). La répulsion magnétostatique éloigne brusquement les deux domaines "down" créés. Celle-ci est plus importante que la répulsion des parois créées, et semble difficile à contrôler. Il est nécessaire de fournir une énergie pour rapprocher les parois et vaincre la répulsion des domaines "up", ce qui correspond à franchir une barrière d'énergie.

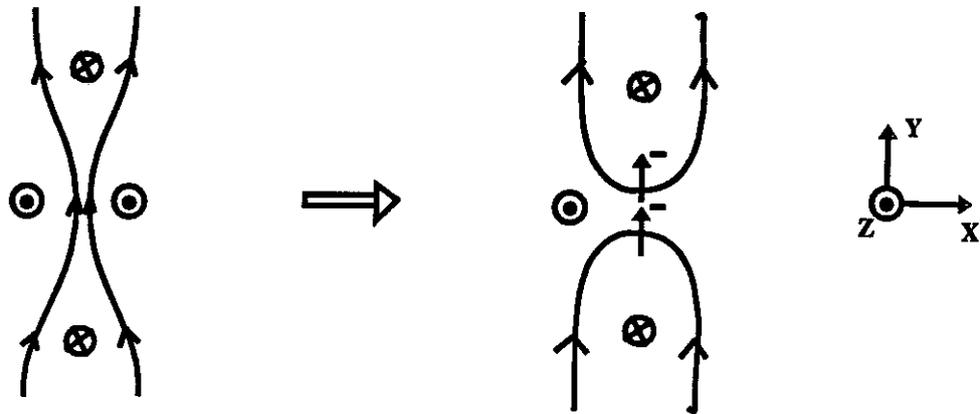


Figure III.14 : Une coupe "idéale" de domaine.

La "chiralité" des deux lignes ainsi créées, que nous noterons lignes de fermeture, est fortement corrélée à l'orientation de l'aimantation dans la paroi avant la coupe. Lorsque cette coupe s'effectue en absence de champ plan, on doit obtenir deux lignes (-) de fermeture (voir figure III.14.b). Cette coupe "idéale" correspond à la double réplication et permet d'obtenir deux états ($S=0$, $l=2$).

III.2. Nucléation de paires (+ -) : Mécanisme conservatif

Avant la coupure du domaine initial, il peut intervenir diverses nucléations de paires de lignes. On peut considérer que l'aimantation dans un domaine est uniforme dans l'épaisseur du film. Par contre, l'aimantation dans la paroi varie entre le centre et les interfaces du matériau. En effet, les domaines créent des champs de fuites aux interfaces de l'échantillon, et ces champs orientent l'aimantation perpendiculairement au plan de la paroi à la surface et à l'interface dans un sens opposé. On a donc en réalité une paroi de type Bloch dans l'épaisseur de l'échantillon et des parois de type Néel sur les faces, ce qui rend les parois labiles dans ces régions.

Ces régions permettent la préexistence de lignes horizontales, qui vont évoluer lors du déplacement de la paroi.

Comme on l'a mentionné au chapitre II, le déplacement des parois entraîne un déplacement des lignes verticales mais également des lignes horizontales. Ce mouvement est régi par la force gyrotropique qui tient son origine dans le couplage entre le sens de déplacement de la paroi et le gyrovecteur agissant sur cette paroi.

Le gyrovecteur local est défini par la variation de l'angle polaire et l'angle azimutal correspondant à l'aimantation à la surface et à l'interface (orientée selon les champs de fuite).

$$\vec{g} = \vec{\nabla} \cos \theta \wedge \vec{\nabla} \phi \quad \theta = (M, z) \text{ et } \phi = (M, x)$$

et on pose $\vec{f}_g = \vec{g} \wedge \vec{v}$ où \vec{v} : vitesse de paroi.
 \vec{g} : gyrovecteur.

ce qui permet de définir les forces gyrotropiques \vec{F}_G agissant sur les parois à la surface et à l'interface, créées par les champs de fuite (voir figure III.15).

Sur cette figure, les deux parois délimitent le domaine "down". On a représenté le cas de la contraction de ce domaine "down".

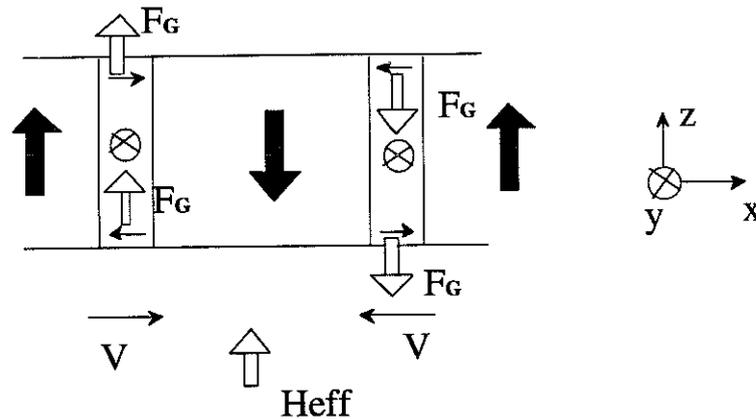


Figure III.15 : Forces gyrotropiques agissant sur l'aimantation dans les parois à la surface et à l'interface, pour une contraction du domaine.

Cette force gyrotropique déplace les lignes horizontales d'une face à l'autre dans les parois. Il est important de noter que l'action de cette force gyrotropique est opposée dans les deux parois. Dans cette configuration, où les parois se rapprochent l'une de l'autre, la force gyrotropique tend à déplacer toute ligne horizontale nucléée sur la paroi de "gauche" de la figure III.15, de l'interface vers la surface, et inversement pour une ligne nucléée sur la paroi de "droite".

Lorsque l'on applique le pulse de courant, les parois sont fortement rapprochées au-dessus des conducteurs et on obtient la configuration de la figure III.15. Par contre les parois, qui se situent de chaque côté du conducteur en épingle, s'écartent en raison du champ H_z créé par ce conducteur. Dans ces régions, où le domaine est en expansion, les forces gyrotropiques agissent de façon opposée sur l'aimantation dans les parois à la surface et à l'interface par rapport à un domaine en contraction.

Sur l'exemple de la figure III.16, on a schématisé le domaine au-dessus du conducteur, qui est en contraction, et on a représenté le sens de déplacement de la ligne horizontale. Les flèches verticales schématisent l'aimantation des domaines. L'aimantation dans la paroi est orientée initialement afin de satisfaire au sens du champ plan créé par le conducteur de coupe du côté de la partie mère du domaine (qui donnera la bulle mère). La nécessité de rapprocher les parois impose le sens du courant dans le conducteur en épingle et par conséquent le "bon" sens à choisir pour l'aimantation de la paroi.

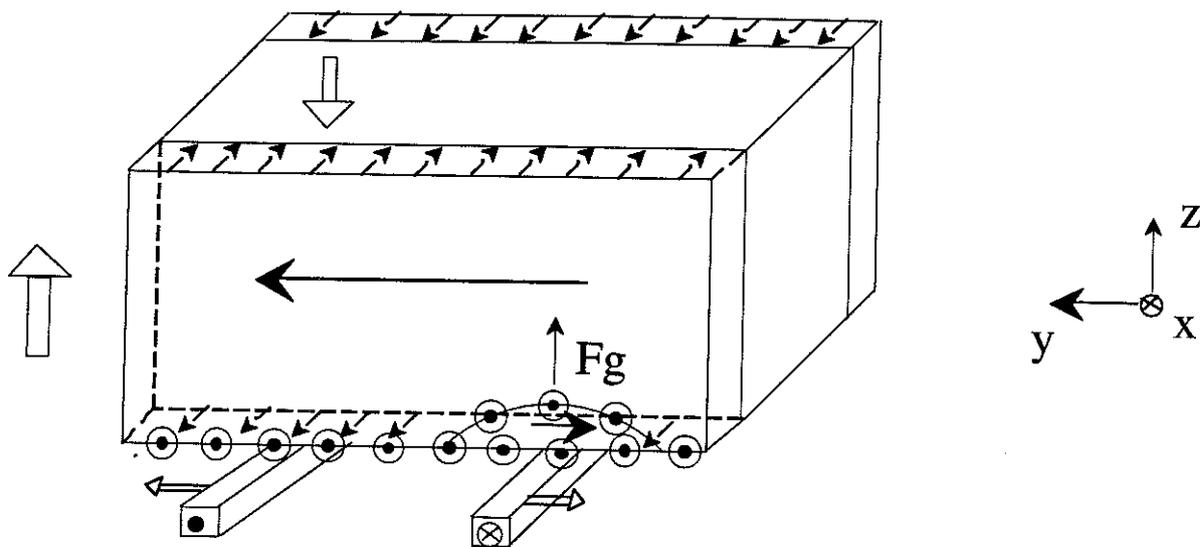


Figure III.16 : Sens de déplacement de la ligne horizontale, favorisée par les champs plans des conducteurs et sous l'effet de la force gyrotropique, lors de la contraction de la bande avant la coupe.

Pour sa part, la nucléation de la ligne horizontale à l'interface est favorisée au-dessus du conducteur dont le champ plan s'oppose localement au sens de l'aimantation dans la paroi. Cette ligne horizontale, qui délimite une région d'aimantation opposée dans la paroi, reste accrochée à l'interface car l'absence de champ plan favorable dans le reste de la paroi ne permet pas sa progression (surtout au-dessus de l'autre conducteur). La position de l'épingle de coupe crée une dissymétrie entre les deux faces de l'échantillon.

Si les lignes horizontales percent, lors de leur progression dans la paroi, sur la face opposée où elles ont été nucléées, elles créent des paires déroulantes (+ -). La "chiralité" de ces lignes verticales est donnée par le sens des champs de fuite à l'endroit de la nucléation. L'existence de cette paire déroulante (+ -) supplémentaire avant la coupe permet d'expliquer la présence de l'état ($S=0, I=4$) lors de l'identification des états de paroi après la coupe.

Ce processus de nucléation d'une paire déroulante (+ -) est à la base de l'opération d'écriture, mais également à l'origine de la perte de marge de lecture [Zimmermann 91]. En effet la nucléation de cette paire déroulante sur une bulle χ peut entraîner une coupe du domaine, car la présence d'une portion de paroi opposée crée localement une configuration parallèle (voir figure III.17).

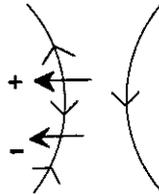


Figure III.17 : Création d'une paire déroulante (+ -), sur une configuration de paroi initialement antiparallèle.

Par ailleurs, l'influence d'un champ plan extérieur supplémentaire, parallèle aux parois, est très importante lors du processus de coupe. Celui-ci agit globalement sur l'épaisseur de l'échantillon. Cette influence de champ plan sur les états $S=0$ et χ a donné lieu à des simulations qui confirment la facilité de nucléer la ligne horizontale [Konishi 88]. Le perçage, pour sa part, de ces lignes horizontales à la surface ou à l'interface peut être favorisé, ou au contraire évité, par la présence de ce champ plan extérieur.

En résumé, dans ce paragraphe on a présenté le mécanisme conservatif qui est l'origine de paires déroulantes (+ -) sur la paroi, "droite" ou "gauche", du domaine avant la coupe. Ces lignes verticales sont créées par des lignes horizontales. Ces dernières peuvent préexister et évoluer vers la face opposée ;

- soit de l'interface vers la surface dans la zone en contraction sur la paroi de "gauche",
- soit de la surface vers l'interface dans la zone en expansion sur la paroi de "gauche",
- soit de la surface vers l'interface dans la zone en contraction sur la paroi de "droite",
- soit de l'interface vers la surface dans la zone en expansion sur la paroi de "droite".

Ces quatre possibilités sont favorisées lorsqu'il existe un champ plan, local ou global, opposé au sens de l'aimantation dans la paroi, comme schématisé sur la figure III.18 dans le cas de la paroi de "droite". Dans ces quatre cas, le perçage individuel de ces lignes horizontales donne des paires déroulantes (+ -).

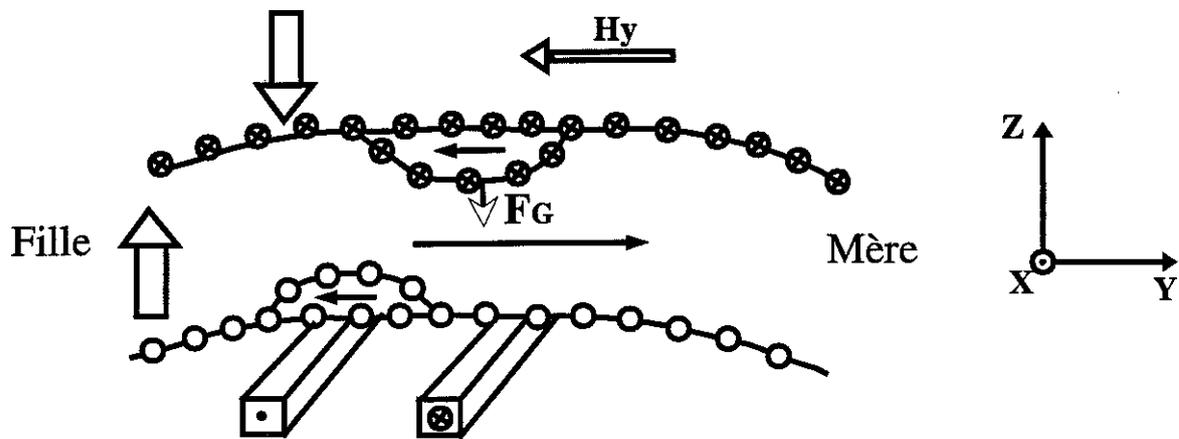


Figure III.18 : Création des lignes horizontales sur la paroi de “droite” lors de la contraction, favorisée par la présence de champ plan extérieur.

III.3. Nucléation de paires (- -) ou (+ +) : Mécanisme non-conservatif

Sur la figure III.18, on peut observer que le champ plan du conducteur de la partie mère “interdit” au-dessus de lui une aimantation de sens opposé dans la paroi. Par conséquent, pour de faibles amplitudes de champs plans extérieurs, l'évolution de la ligne horizontale créée à la surface est difficile.

Néanmoins, si le champ plan H_y extérieur est de forte amplitude, cette ligne horizontale peut évoluer vers l'interface et rencontrer au centre de la paroi l'autre ligne horizontale, créée par le conducteur de coupe à l'interface. La compression de ces deux lignes horizontales peut former une paire enroulante. Ce processus n'est pas très favorable car les lignes sont de “chiralité” identique, et elles gardent donc une distance entre elles en raison d'un “noeud” de l'aimantation (voir interaction entre lignes verticales au chapitre I). Ce processus de compression peut néanmoins être facilité par l'injection de points de Bloch entre les deux lignes horizontales [Slonczewski & Malozemoff 79]. Les deux points de Bloch favorisent alors le déroulement des deux lignes mises en contact.

L'énergie supplémentaire liée à l'existence du point de Bloch sur la ligne, que l'on appelle énergie d'insertion, est donnée par Hubert [Hubert 76]. Leur existence a été mise en évidence récemment par une observation directe des lignes [Thiaville 92]. Dans notre cas, nous supposons la possibilité de les créer pour la nucléation de ces paires enroulantes avant la coupe.

La création de ces lignes enroulantes peut tout de même se réaliser en présence de champ plan extérieur d'amplitude faible. En effet lors de l'application du pulse de courant, le domaine est en contraction au-dessus des conducteurs, et en expansion à l'extérieur de ce conducteur en épingle, comme nous l'avons mentionné préalablement. Il est donc possible que les deux lignes horizontales, créées à la surface et à l'interface, évoluent et se rencontrent dans la paroi. La compression de ces deux lignes permet l'obtention d'une paire enroulante (- -) sur la paroi de "droite", par l'injection de deux points de Bloch (voir figure III.19). Cette paire (- -) permet d'expliquer l'existence de l'état ($S = -1, l = 4$).

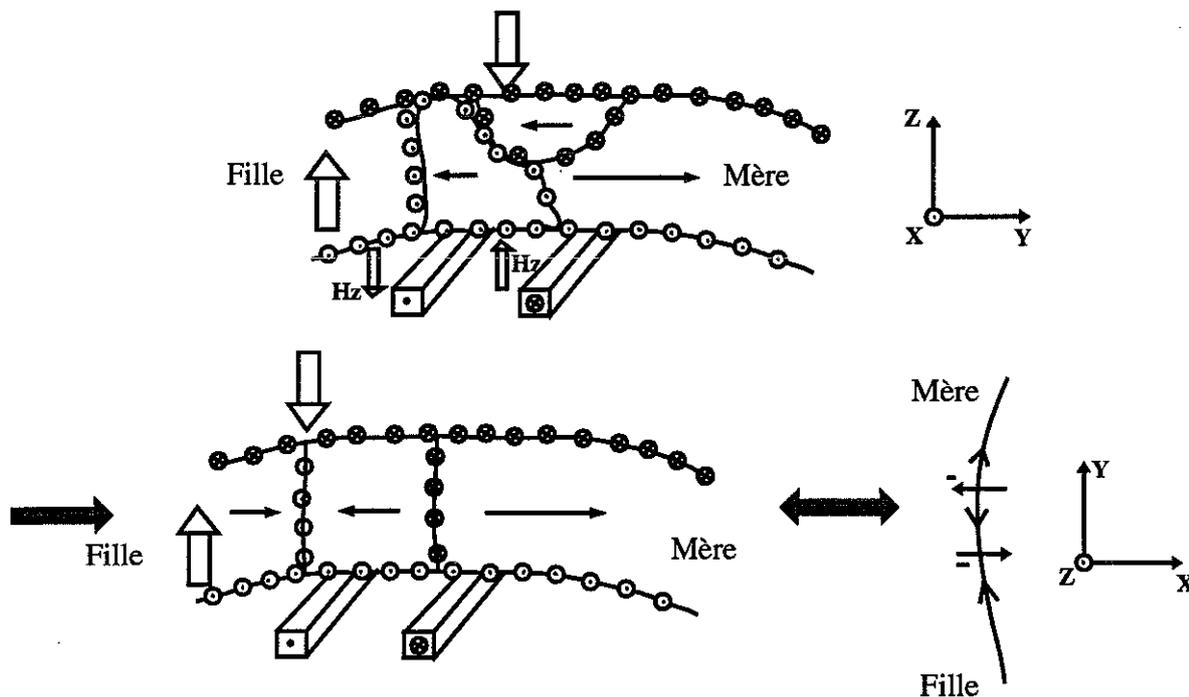


Figure III.19 : Nucléation d'une paire de lignes enroulante (- -) sur la paroi de "droite", par présence de points de Bloch.

L'existence de ce processus a été invoquée pour expliquer certaines erreurs dans l'opération d'écriture [Zimmermann 91]. Il correspond à la nucléation d'une paire enroulante et se rapproche fortement du mécanisme d'écriture par point de Bloch [Suzuki 87].

L'introduction de ce mécanisme de nucléation d'une paire enroulante pour la lecture comme pour l'écriture repose sur la forte similitude entre ces deux opérations. Pour l'écriture, l'amplitude de courant ne permet pas de couper le domaine, mais elle crée néanmoins un rapprochement des parois semblable à l'opération de lecture avant la coupe.

Ce mécanisme de nucléation non-conservatif provient du même mécanisme conservatif qui conduit à la nucléation de deux paires (+ -) associé à l'injection de deux points de Bloch lors de la compression des lignes horizontales.

Lorsque l'on applique ce mécanisme non-conservatif à la paroi de "gauche", on obtient de la même façon une paire enroulante, mais (+ +) dans ce cas en raison de l'origine de nucléation des deux lignes horizontales. Cette nouvelle paire enroulante (+ +) permet l'obtention de l'état ($S=1$, $l=4$). Celui-ci peut devenir l'état irréductible ($S=1$, $l=0$) lors de l'identification, après l'annihilation des deux paires (+ -) qui proviennent de cette paire (+ +) et de la paire enroulante (- -) de la coupe idéale.

III.4. Effets des champs plans

Dans la description des mécanismes conservatifs et non-conservatifs est intervenu de manière concrète le rôle des zones en extension et des champs plans extérieurs, dans l'existence des paires déroulantes et enroulantes. La courbure de la paroi a introduit une orientation privilégiée de champ plan H_p (H_y , H_x). En effet la nucléation et le perçage des lignes horizontales, sur les parties en extension, sont sensibles à la présence d'un champ transverse H_x associé au champ plan longitudinal H_y . La progression des lignes horizontales est liée au déplacement que subissent ces parois par la présence du champ H_z à l'extérieur des conducteurs. Et seul un fort champ plan $H_y > 0$ interdit la forte "mobilité" de ces parois et le perçage des lignes horizontales dans ces régions ou au-dessus du conducteur.

La présence d'un fort champ plan $H_y > 0$ (dans le sens de l'aimantation initiale) oblige l'aimantation dans la paroi à s'orienter correctement. L'aimantation perd ainsi tout degré de liberté pour s'orienter différemment, ce qui peut empêcher la nucléation de lignes horizontales. On peut appuyer cette remarque par l'observation de parois stables lors de l'identification des bulles en présence de champ plan d'amplitude variable.

On rappelle que les champs plans à la coupe interviennent sur une configuration d'aimantation particulière. En effet, le sens et l'amplitude du champ d'extension ont stabilisé les lignes en bout de bande et ont orienté l'aimantation dans la paroi pour satisfaire le sens du champ plan du conducteur pour la partie mère. Cela signifie que les évolutions complètes de lignes horizontales se situent principalement sur la partie fille.

Mais lorsqu'une paire de lignes verticales a été créée à la suite du perçage des lignes horizontales, celle-ci peut évoluer dynamiquement le long de la paroi.

Le sens de déplacement d'une ligne verticale dépend de sa polarité (définie par rapport au centre de la bulle) et du sens de déplacement de la paroi. La vitesse de déplacement de ces lignes est d'environ 100 ms^{-1} , c'est à dire très rapide. Pendant la durée effective de coupe ($\approx 500 \text{ ns}$), la ligne peut se déplacer de presque $50 \mu\text{m}$, si elle a été nucléée au début du pulse et si le champ plan est favorable à son déplacement le long de la paroi.

$$\begin{aligned} \text{Ligne } (-) &: \begin{cases} \text{vers la droite (en extension)} \\ \text{vers la gauche (en contraction)} \end{cases} \\ \text{Ligne } (+) &: \begin{cases} \text{vers la gauche (en extension)} \\ \text{vers la droite (en contraction)} \end{cases} \end{aligned}$$

Sur le schéma suivant, on présente un exemple de configuration possible de parois, après perçage de 3 lignes horizontales, conduisant à une paire déroulante et à une paire enroulante. On a indiqué sur le schéma le sens de déplacement de ces lignes verticales.

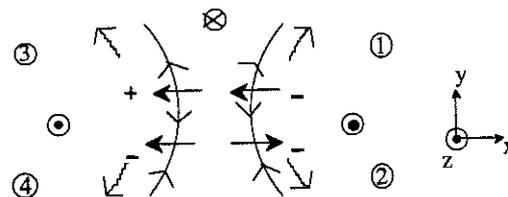


Figure III.20 : Sens de déplacement des lignes nucléées.

1. La ligne (-) provient du perçage à l'interface dans la région de contraction.
2. La ligne (-) provient du perçage à la surface dans la région d'extension.
3. La ligne (+) provient du perçage à la surface dans la région de contraction.
4. La ligne (-) provient du perçage à la surface dans la région de contraction.

Cet exemple de la figure III.20 permet également de montrer une nouvelle configuration parallèle de parois, ou plus exactement trois zones de configuration parallèle. Dans cette nouvelle configuration de parois intervient la séparation éventuelle des lignes formant la paire, favorisée par la présence d'un champ plan $H_y < 0$.

Dans le paragraphe III.2 et III.3, on a montré que la présence d'un champ plan $H_y < 0$ pendant la coupe pouvait favoriser la nucléation et le perçage des lignes horizontales. En plus le sens du champ plan favorise l'écartement des lignes et contribue à l'absence de coupe, observée en champ $H_y < 0$ faible, en raison d'une configuration d'aimantation dans les parois rendue antiparallèle (voir p 147).

Les résultats de la coupe de la bande ($S=0, l=2$) indiquent également que l'aimantation dans la paroi, lorsqu'elle est orientée préalablement par un champ d'extension, ne change pas de sens avant la coupe sauf lorsque le champ plan appliqué est négatif et d'amplitude très forte. Dans ce cas seulement, on peut obtenir de nouveau la double réplication $S=0 \implies S=0$ et $S=0$.

Une interprétation plus approfondie des mécanismes conservatifs et non-conservatifs en comparaison avec les résultats expérimentaux tend à définir les trois schémas de la figure III.21 comme les configurations d'aimantation à l'origine des couples observés. Les amplitudes de champs plans avec lesquelles on peut obtenir ces configurations restent néanmoins indicatives.

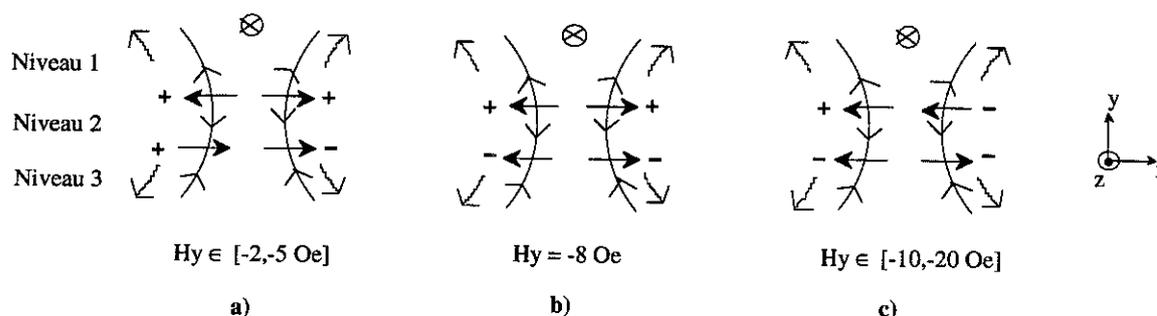


Figure III.21 : Nucléation des paires de lignes pour $H_y < 0$ au moment de la coupe.

La coupe discriminante peut s'effectuer à différents niveaux (1, 2, 3) selon la position des paires de lignes au-dessus du conducteur. Et l'augmentation de l'amplitude du champ plan ($H_y < 0$) tend à compenser le champ plan du conducteur sur la partie mère, autorisant ainsi le passage des lignes sur le domaine initial (mère).

En résumé, lorsque l'on parle d'effets de champ plan extérieur avant la coupe, il faut considérer :

- son sens par rapport à l'aimantation initiale dans les parois (nucléation de lignes horizontales à la surface ou à l'interface),
- son amplitude propre pour la nucléation à la surface, et l'amplitude résultante avec le champ plan des conducteurs pour la nucléation à l'interface,
- son effet sur le perçage des lignes horizontales à la surface et à l'interface, sur la paroi de "gauche" ou la paroi de "droite", lié au sens de la force gyrotropique dans la paroi,
- et son influence sur la séparation des lignes verticales, après perçage, sachant que ces lignes ont un sens de déplacement lié à leur polarité et au sens de déplacement de la paroi dans la région de perçage.

Toutes ces notions montrent que le champ plan extérieur peut intervenir de différentes façons dans le processus de nucléation des lignes verticales au moment de la coupe. La combinaison du champ plan extérieur et des champs plans du conducteur de coupe, qui sont opposés sur la partie "mère" et "fille" du domaine, donne une grande variété de couples résultants de la coupe. Ces divers paramètres expliquent les nombreux couples obtenus malgré l'orientation initiale de l'aimantation dans la paroi avant la coupe.

III.5 Nucléation d'un point et recombinaison de lignes après la coupe

En plus des différentes configurations possibles de lignes avant la coupe, il peut intervenir l'injection de points de Bloch sur les lignes de fermeture lors de la coupe. Ce phénomène modifie les configurations de lignes établies avant la coupe.

Comme le rapprochement des parois et leur fusion sont effectués au-dessus des conducteurs en épingle, le sens du champ plan créé par le conducteur (du côté de la fille) intervient sur l'orientation de la ligne de fermeture se situant au-dessus de ce conducteur (voir figure III.22).

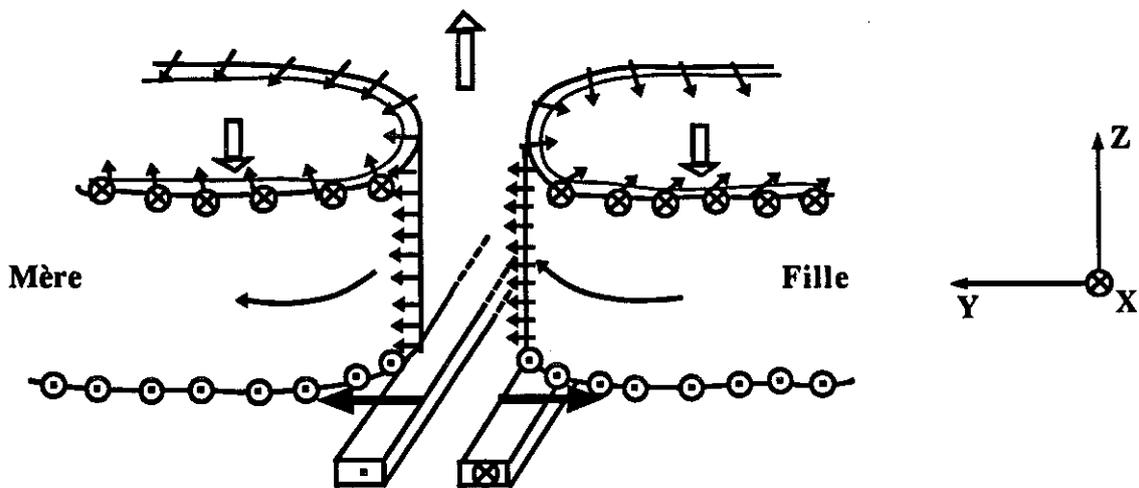


Figure III.22 : Les deux domaines après la coupe.

La présence des champs plans des conducteurs favorise l'accrochage de la ligne (-) sur la bulle mère puisque celui-ci s'oppose au champ de fuite. Mais il s'oppose à l'orientation souhaitée de la ligne de fermeture sur la bulle fille. Par conséquent, il est possible dans certains cas que l'amplitude du champ plan résultant retourne localement l'aimantation de cette ligne par nucléation d'un point de Bloch à l'interface. Et le déplacement de ce point le long de la ligne change la "chiralité" complète de cette ligne par rotation continue jusqu'à la surface. L'orientation de la ligne (+) ainsi créée satisfait alors la direction du champ de fuite à la surface de la bulle fille.

Le schéma de fusion des parois, de la figure III.22, est donné pour la configuration d'aimantation la plus probable à la coupe ($H_y > 0$ à l'extension). La configuration d'aimantation parallèle opposée, de la figure III.21, peut néanmoins apparaître lors de la nucléation de paires sur les deux parois en même temps. Dans ce cas le point de Bloch peut être nucléé sur la ligne de fermeture de la mère.

La présence des champs plans extérieurs peut également intervenir directement sur la nucléation et la "chiralité" de ces deux lignes verticales. L'effet des champs sur la bulle peut se décrire en terme d'énergie de la manière suivante :

H_z : Gain d'énergie de domaines par déplacement de parois.

H_y : Gain d'énergie de paroi par déplacement de lignes.

H_x : Gain d'énergie de la ligne par déplacement du point de Bloch.

Après la coupe, les deux domaines se contractent en bulle avant l'identification. A cette dernière étape, intervient la recombinaison des lignes verticales nucléées avec les lignes déjà existantes. Les lignes sont réparties sur la bulle mère ou sur la bulle fille, selon l'endroit de la coupe et le sens de déplacement des lignes. Les paires déroulantes formées dans les zones du domaine en expansion, ou créées par combinaison, peuvent s'annihiler sauf si un champ plan extérieur favorise leurs écartements.

Les lignes qui présentent des points de Bloch sont instables (polarité indéterminée) lors de la propagation des lignes le long de la paroi, en absence de champ plan extérieur. Dans ce cas les points se déplacent au centre de la ligne afin de minimiser l'énergie d'interaction entre l'aimantation de la ligne et les champs de fuite sur les deux faces. Par contre en présence de champ plan, les points disparaissent à la surface ou à l'interface et les lignes deviennent stables [Slonczewski 75]. Les lignes présentant des points de Bloch peuvent donc changer de polarité lors de la contraction du domaine et se recombinaison avec les autres lignes verticales présentes.

Ces remarques peuvent être appuyées par l'absence de modification d'états lors de l'identification, ce qui signifie que les points de Bloch ont disparu par annihilation des paires de lignes ou par élimination des points aux interfaces. Ce mécanisme de recombinaison et d'élimination des points permet d'expliquer l'absence des états ($S=2, l=4$) et ($S=2, l=2$) lors de l'identification, quelle que soit la région de champs plans. Ces états sont obtenus à l'aide d'une paire enroulante (+ +) ou de deux lignes (+) indépendantes, et d'une ligne de fermeture (+) (présentant un point de Bloch).

L'ensemble des mécanismes présentés dans ces paragraphes permet d'expliquer l'origine des résultats expérimentaux. Mais il démontre la complexité des phénomènes qui interviennent pendant la coupe. En résumé, la grande variété des états de paroi et par conséquent les erreurs par rapport à la double réplication attendue proviennent de :

- L'existence d'un champ plan de conducteur opposé à l'orientation de l'aimantation dans la paroi. Cette composante peut difficilement être éliminée car le choix d'un conducteur en épingle, qui satisfait à l'application d'un champ Hz localisé pour la coupe en contraction, impose l'existence de cette composante de champ plan.
- L'existence de la composante de champ Hz de ce même conducteur dans la partie extérieure du conducteur en épingle.
- La forte mobilité des parois dans les régions extérieures aux conducteurs.
- La nucléation aisée des lignes horizontales (liée à la labilité des parois mais aussi à la forme du pulse de coupe).
- La nucléation aisée des points de Bloch pour la création des paires enroulantes et le retournement des lignes de fermeture (également liée à la labilité des parois).
- La forte contraction des domaines après la coupe (effet magnétostatique).

Conclusion

de la deuxième partie

Cette étude a permis d'approfondir la compréhension de l'opération irréversible de coupe de domaines dans les grenats, et d'en décrire les étapes successives. Elle a également montré que la fonction lecture pouvait désormais être réalisable dans les mémoires à lignes de Bloch.

Cette étude de la coupe de domaines a permis d'établir la diversité des couples d'états réductibles et non réductibles, que l'on peut identifier. Ces résultats ont démontré la non-conservation du nombre d'enroulement S lors de la coupe. Ils ont mis en évidence la brisure "locale" de cet invariant topologique dans les mécanismes non-conservatifs à l'origine des transformations d'états. Enfin cette étude a montré l'influence directe ou indirecte des champs plans sur les états de paroi, sur la nucléation de paires de lignes, et sur le changement de polarité d'une ligne en présence d'un point de Bloch.

Néanmoins, l'interprétation des résultats de lecture en fonction des champs plans à la coupe a mis en évidence la nécessité d'améliorer l'impulsion de coupe pour permettre l'élargissement de la zone de champs plans utilisables, et d'augmenter la température de Curie du matériau afin que les limites de ces zones soient moins "sensibles".

Une forme de "pulse" identique à celle présentée par le groupe d'Hitachi semble convenir [Fujimoto 91]. En effet une base d'impulsion large permet un rapprochement lent des parois, et l'amplitude faible permet peut être d'éviter le perçage des lignes horizontales. Le "pulse" de montée rapide qui lui est associé autorise la séparation des domaines et permet la coupe discriminante sur des parois d'aimantation inchangée lors du rapprochement. Cette variation brutale du champ de polarisation en fonction du temps induit également une variation brutale du champ H_y créé par le conducteur. Cette dernière variation peut éviter le déplacement du point de Bloch d'une surface à l'autre, sur la ligne de fermeture lorsque celui-ci est nucléé. Si ces hypothèses sont confirmées, l'opération de lecture en champ plan nul devient alors pleinement satisfaisante (disparition des états ($S=0, l=4$)).

Par ailleurs, l'interprétation des erreurs de lecture a montré la complexité des mécanismes mis en jeu lors de l'opération de coupe. Elle reste cependant indicative vis à vis des phénomènes qui peuvent intervenir. Une étude complémentaire de la séparation brutale des domaines peut être envisagée, mais il sera nécessaire d'utiliser la forme de "pulse" définie ci-dessus pour éviter l'existence de lignes horizontales avant la coupe.

D'autre part, une réduction de l'épaisseur du film permettra de satisfaire l'augmentation de la densité dans les mémoires à lignes de Bloch, mais devrait aussi permettre une augmentation de la marge de lecture en augmentant la rigidité du profil de l'aimantation de la paroi ($\frac{h}{\Lambda_0} \leq 3\pi$). Celle-ci devient ainsi plus difficile à déformer en raison des contraintes liées à l'interaction d'échange dans l'épaisseur [Thiaville 92][Miltat 93]. La limite inférieure de l'épaisseur est telle que la hauteur doit être suffisante pour que l'aimantation dans la paroi puisse changer de sens d'une surface à l'autre. Cela correspond à la largeur de ligne horizontale $\frac{h}{\Lambda_0} \geq \pi$.

La présence de structure de paroi de type Néel aux surfaces ne doit pas être prédominante par rapport à la structure de type Bloch au coeur de la paroi. La structure de la paroi doit toujours favoriser l'existence des lignes de Bloch qui sont à l'origine du principe de la mémoire.

Une réduction de l'épaisseur peut également permettre d'éviter la présence éventuelle des points de Bloch lors de l'opération de coupe. Hubert définit une épaisseur critique au-dessous de laquelle l'énergie de la ligne avec un point de Bloch est supérieure à l'énergie de la ligne sans point, ($h_{\text{crit}} \approx 7.3 \Lambda_0$) [Hubert 76].

Des conditions défavorables à l'existence de ces points de Bloch permettraient d'éliminer des erreurs lors de la réplique des états $S=0$, en évitant la nucléation de paires enroulantes très stables avant la coupe et en éliminant la nucléation de ligne de fermeture de "chiralité" opposée à la topologie initiale de l'aimantation dans la paroi. L'élimination des points de Bloch permettrait un fort élargissement de la zone de champ plan, où peut s'effectuer la réplique.

Néanmoins toutes ces conditions ne doivent pas être incompatibles avec l'existence des paires enroulantes pour le fonctionnement de la mémoire.

Une confirmation expérimentale de ces améliorations (modification de la forme de l'impulsion de coupe, réduction de l'épaisseur du matériau, augmentation de sa température de Curie) peut permettre d'envisager un fonctionnement très satisfaisant de l'opération de lecture en champ plan nul après allongement en présence d'un champ longitudinal faible (8 Oe) dans un sens compatible avec le champ plan créé par le conducteur en épingle.

Annexe

1. Fabrication et montage des puces

Une étape de fabrication de la puce est nécessaire avant son utilisation pour les différentes études expérimentales. Cette étape consiste à déposer le circuit des conducteurs (masque) sur la couche de grenat épitaxié. Cette opération s'effectue de manière reproductible sur une tranche de grenat (correspondant au disque initial de substrat), qui comprendra 66 puces à la fin de la fabrication.

Les puces (5 mm de côté) sont fabriquées en salle blanche à l'aide de techniques de micro-électronique. Les dépôts des conducteurs d'or sont réalisés par pulvérisation. Ils se font sur trois niveaux et permettent ainsi une sophistication du circuit des conducteurs. Ces niveaux sont isolés les uns des autres par du dioxyde de silicium (SiO_2) déposés par la technique P.E.C.V.D. (Plasma Enhance Chemical Vapor Deposition).

Cette préparation permet d'obtenir le schéma suivant des conducteurs utilisés pour notre étude. Chaque puce peut comprendre 3 schémas semblables à celui ci.

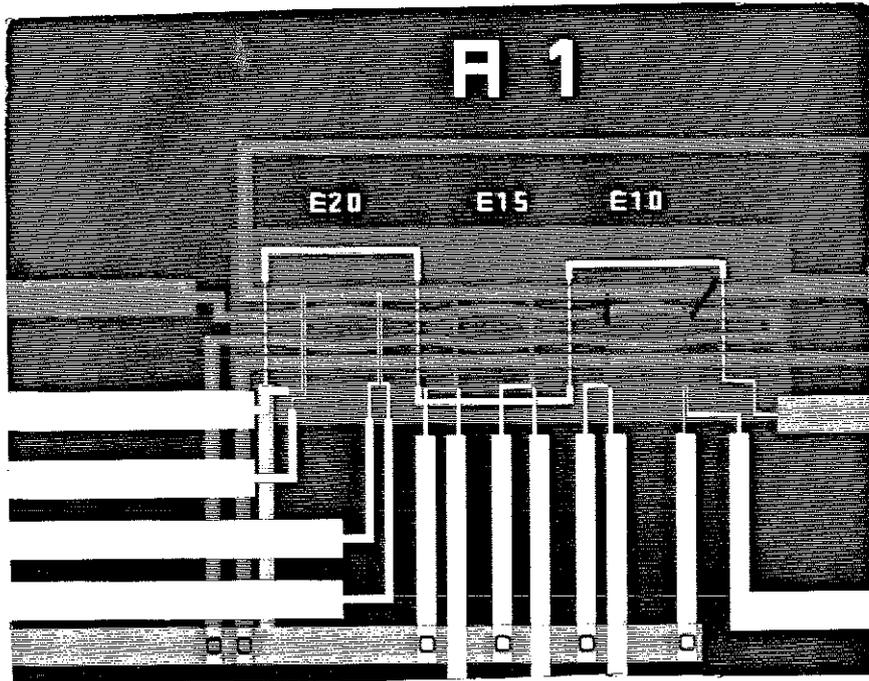


Photo 1 : Circuits des conducteurs.

La puce est ensuite collée à l'aide de baume du canada sur une plaquette de verre percée en son centre. Cette plaquette de verre fait partie d'une "limande" comprenant également un film souple en kapton, comportant des pistes électriques, terminé à son extrémité par un connecteur électrique.

La connexion électrique entre la puce et la limande est réalisée à l'aide de fils d'or ($\phi = 25 \mu\text{m}$) soudés par ultrasons.

L'ensemble est placé dans un porte-échantillon en P.V.C. qui permet d'introduire et de déplacer facilement la puce dans le jeu de bobines (Hx, Hy, Hz).

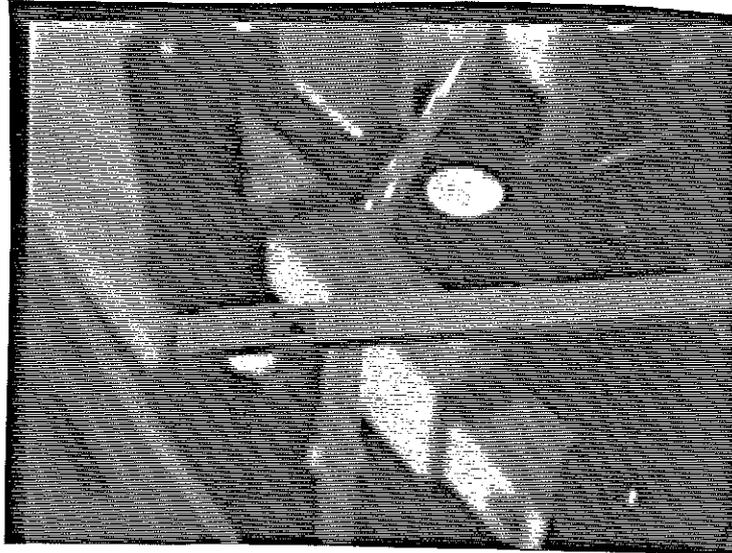


Photo 2 : La puce dans son porte-échantillon.

La limande est reliée électriquement à des amplis de courant alimentés par des générateurs HP, qui délivrent les impulsions de courant souhaitées pour certaines opérations spécifiques de la séquence expérimentale.

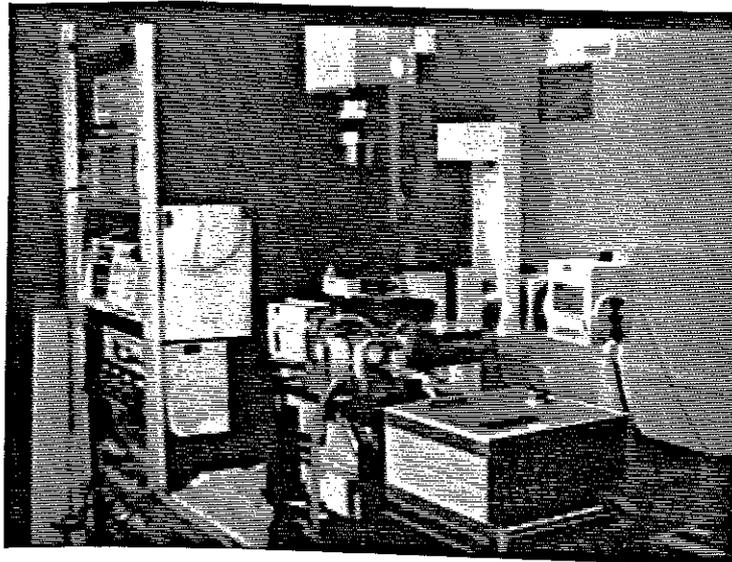


Photo 3 : Appareillage expérimental.

Les générateurs HP, ainsi que les alimentations des bobines (Hx, Hy, Hz), sont pilotés par un calculateur HP. Sur la photo 3, on peut apercevoir l'ensemble de l'appareillage expérimental nécessaire à cette étude. La puce étudiée est située dans le jeu de bobines sous le microscope, éclairé sous lumière blanche ou lumière monochromatique.

L'éclairage monochromatique est fourni par un laser YAG relié au montage expérimental par fibre optique. L'observation de la puce est réalisée à l'aide d'une caméra placée sur le microscope. Cette observation indirecte permet de porter une attention plus soutenue sur les phénomènes.

2. Caractéristiques des impulsions de courant

- Le confinement de la bulle ou de la bande est réalisée à l'aide d'un courant de 46 mA (la largeur maximum entre les conducteurs est de 32 μm , pour des conducteurs de 15 μm de largeur).
- Le champ de polarisation appliqué est de $H_z=16$ Oe pour l'obtention d'une bulle dans ce confinement.
- Le champ de collapse des bulles dans ces conditions est $H_z \in [22, 23$ Oe] (sans le confinement, le champ de collapse est $H_z = 30$ Oe).
- On applique un champ de $H_z = 8.5$ Oe pour l'obtention d'une bande sous le conducteur.
- Le champ H_y fourni à la préparation des bulles, pour faciliter la nucléation des lignes (-), est de $H_y = 90$ Oe.
- L'identification par expansion dynamique s'effectue avec un pulse, d'amplitude 38 mA, de forme trapézoïdale non symétrique ($T_M = 70$ ns, $T_D = 140$ ns, $T_W = 110$ ns), où T_M et T_D sont respectivement les temps de montée et de descente de l'impulsion, et T_W sa largeur à mi-hauteur. Le pulse de courant dans le confinement crée une modification du puits de confinement (diminution de 3 Oe au centre). La photo suivante présente la synchronisation correcte entre ce pulse d'expansion et le signal photo diode du laser (en haut).

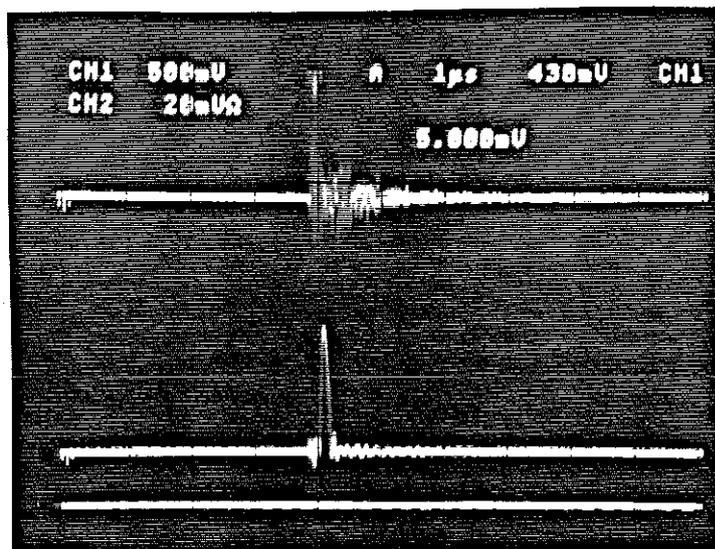


Photo 4 : Synchronisation du signal laser et de l'impulsion d'expansion.

- L'identification par méthode de rocking s'effectue par la répétition d'impulsions d'amplitude 325 mA alternées, de 700 ns, décalés de 10 ms, dans le conducteur de largeur 20 μm placés de chaque côté du conducteur de confinement (voir photo 1).

- L'opération de conversion est réalisée par un train de 200 pulses de période 20 ms dans le conducteur de confinement. L'amplitude de chaque pulse est de 140 mA, leur forme est trapézoïdale symétrique ($T_M = T_D = 4.5$ ns, $T_W = 22$ ns).

- l'opération de coupe pour préparer la bulle et pour l'étude de la lecture s'effectue à l'aide d'une impulsion symétrique d'amplitude 100 mA, de forme ($T_M = T_D = 460$ ns, $T_W = 575$ ns) dans le conducteur en épingle. Notons que l'amplitude de ce pulse est modifiée pour l'étude de la marge de lecture.

3. Caractéristiques physiques du matériau

épaisseur	$h(\mu\text{m})$	2.0
aimantation	$4\pi M(\text{G})$	114
anisotropie	$K(\text{erg.cm}^{-3})$	3000
échange	$A(\text{erg.cm}^{-1})$	$1.1 \cdot 10^{-7}$
facteur de qualité	Q	5.8
t° de Curie	$T_c(^{\circ}\text{C})$	118
champ coercitif	$H_c(\text{Oe})$	0.3
mobilité	$\mu(\text{cm.s}^{-1}\text{Oe}^{-1})$	1100
amortissement	α	0.1
longueur caractéristique	$l(\mu\text{m})$	0.7
largeur de paroi	$\pi\Delta_0(\mu\text{m})$	0.19
largeur de ligne	$\pi\Lambda_0(\mu\text{m})$	0.16

Tableau 5 : Caractéristiques du matériau.

Des informations complémentaires sur l'appareillage expérimental, ainsi que sur les paramètres du matériau SMYG 173 peuvent être trouvés dans la thèse de L. Zimmermann.

Références

de la deuxième partie

- [Arnaud 88] L. Arnaud, Rapport interne du C. E. A. (Grenoble)
L. E. T. I. (1988)
- [Arnaud 89] L. Arnaud, Rapport interne du C. E. A. (Grenoble)
L. E. T. I. (1989)
- [Bagnérés 91] A. Bagnères, G. N. Patterson, F. B. Humphrey, R. Giles,
Proceedings of the "6 th Vertical Bloch Lines Workshop",
Les Vaulx de Cernay, France (1991)
- [Ben Youssef 91] J. Ben Youssef, O. Navarro, J. M. Desvignes, H. Le Gall,
Proceedings of the "6 th Vertical Bloch Lines Workshop",
Les Vaulx de Cernay, France (1991)
- [Bertaut 56] F. Bertaut et F. Forrat, C. R. Acad. Sci., 242 (1956) p 382
- [Bobbeck 67] A. H. Bobeck, Bell System Tech., J. 46 (1967) p 1901
- [Boileau 90] F. Boileau, L. Arnaud, D. Challeton, P. Gaud, MM. Vaudaine
and L. Zimmermann, papier GB 04 Intermap (1990)
- [Brevet Français 90] Brevet Français pour Mémoire Magnétique à Lignes de Bloch
L. Arnaud, J. Ben Youssef, D. Challeton et J. Miltat (1990)
- [Cape 72] J. C. Cape, J. Appl. Phys., vol 43 (1972) p 3551
- [Cugat 91] G. Cugat, Thèse de l'Université Joseph Fourier Grenoble I (1991)
- [Dahlbeck 90] R. Dahlbeck, B. S. Han, Proceedings of the "5 th Vertical Bloch
Lines Workshop", Tokyo (1990)
- [Dillon 78] J. F. Dillon, Physics of Magnetic Garnets, Ecole Internationale de
Physique "Enrico Fermi" (1978) p 379
- [Eschenfelder 81] A. H. Eschenfelder, Magnetic Bubble Technology, Springer Verlag
(1981)
- [Fedyunin 90] Y. Fedyunin, F. J. Friedlaender and J. A. Nyenhuis, I. E. E. E.
Trans. Magn., MAG 26 n°5 (1990) p 2523
- [Freiser 68] M. J. Freiser, I. E. E. E. Trans. Magn., MAG 4 (1968) p 152
- [Fujimoto 91] K. Fujimoto, Y. Maruyama and R. Imura, Proceedings of the
"6 th Vertical Bloch Lines Workshop", Les Vaulx de Cernay,
France (1991)
- [Geller 78] S. Geller, Physics of Magnetic Garnets, Ecole Internationale de
Physique "Enrico Fermi" (1978) p 1

- [Hayashi 91] N. Hayashi and Y. Nakatani, Proceedings of the "6 th Vertical Bloch Lines Workshop", Les Vaulx de Cernay, France (1991)
- [Hidaka 83] Y. Hidaka, K. Matsuyama and S. Konishi, I. E. E. E. Trans. Magn., vol 2, MAG 19 n°5 (1983) p 1841
- [Hubert 76] A. Hubert, J. M. M. M., 2 (1976) p 25
- [Humphrey 75] F. B. Humphrey, I. E. E. E. Trans. Magn., MAG 11 (1975) p 1679
- [Josephs 73] R. M. Josephs and B. F. Stein, A. I. P. Conference proceedings, n° 1, Part 1 (1973) p 227
- [Josephs 76] R. M. Josephs and B. F. Stein, A. I. P. Conference proceedings, n° 29, (1976) p 65
- [Konishi 83] S. Konishi, I. E. E. E. Trans. Magn., MAG 19 (1983) p 1838
- [Konishi 88] S. Konishi, I. E. E. E. Trans. Magn., MAG 24, n° 6 (1988) p 3036
- [Kooy & Enz 60] C. Kooy and U. Enz, Philips Research Report, 15, n° 1 (1960) p 7
- [Matsuyama 90] K. Matsuyama, K. Chikamatsu and H. Asada, I. E. E. E. Trans. Magn., MAG 26, n° 5 (1990) p 2517
- [Miltat 93] J. Miltat and A. Thiaville, To be published in Nanomagnetic devices, A. Hernando Ed., Kluwer Press, (Proceedings of the N. A. T. O. Advanced Research Workshop "Nanomagnetic Devices")
- [Molho 87] P. Molho, J. L. Porteseil, Y. Souche, J. Gouzerch, J. C. Levy, J. Appl. Phys., 61 (1987) p 4188
- [Nakada 88] S. Nakada, M. Kohno and K. Watanabe, I. E. E. E. Trans. Magn., MAG 24, n° 6 (1988) p 3042
- [Navarro 91] O. Navarro, Thèse de l'Université Paris VI (1991)
- [Patterson 92] G. N. Patterson, F. B. Humphrey, R. Giles, I. E. E. E. Trans. Magn., MAG 28 (1992) p 2341
- [Szymczak 82] R. Szymczak, K. Piotrowski and A. Szewczyk, Physica B, 113 (1982) p 113
- [Slonczewski 71] J. C. Slonczewski, A. I. P. Conference Proceedings, 5 (1971) p 170
- [Slonczewski 75] J. C. Slonczewski, A. I. P. Conference Proceedings, 24 (1975) p 613
- [Slonczewski 79] J. C. Slonczewski, J. Appl. Phys., vol 50 (1979) p 7850

- [Slonczewski&Malozemoff 74] J. C. Slonczewski and A. P. Malozemoff, A. I. P. Conference Proceedings, 24 (1974) p 603
- [Slonczewski&Malozemoff 78] J. C. Slonczewski and A. P. Malozemoff, Physics of Magnetic Garnets, Ecole Internationale de Physique "Enrico Fermi" (1978) p 134
- [Slonczewski&Malozemoff 79] J. C. Slonczewski and A. P. Malozemoff, Magnetic Domain walls in bubble materials, Academic Press (1979)
- [Suzuki 86] T. Suzuki, H. Asada, K. Matsuyama, E. Fujita, Y. Saegusa, K. Morikawa, K. Fujimoto, M. Shigenobu, K. Nakaski, H. Takamatsu, Y. Hidaka and S. Konishi, I. E. E. E. Trans. Magn., MAG 22 (1986) p 784
- [Suzuki 87] R. Suzuki, 2nd Workshop on Micromagnetic Memories, Purdue University, West Lafayette (1987)
- [Thiaville 88] A. Thiaville, Thèse de l'Université Paris Sud, Orsay (1988)
- [Thiaville 91] A. Thiaville, J. Ben Youssef, Y. Nakatani, J. Miltat, J. Appl. Phys., vol 69 (1991) p 6090
- [Thiaville 92] A. Thiaville and J. Miltat, J. M. M. M., 102-104 (1992) p 335
- [Thiele 73] A. A. Thiele, Phys. Rev. Lett., 30 (1973) p 230
- [Thiele 74] A. A. Thiele, J. Appl. Phys., vol 45 (1974) p 377
- [Tolksdorf 78] W. Tolksdorf, Physics of Magnetic Garnets, Ecole Internationale de Physique "Enrico Fermi" (1978) p 521
- [Vitali 91] A. Vitali, E. Boyard and L. Zimmermann, Proceedings of the "6th Vertical Bloch Lines Workshop", Les Vaux de Cernay, France (1991)
- [Voegeli 73] O. Voegelli and B. A. Calhoun, I. E. E. E. Trans. Magn., MAG 9, n° 4 December (1973)
- [Walker 56] L. R. Walker, in J. F. Dillon, Jr Magnetism, vol III, edited by G. T. Rado and H. Suhl, Academic Press, New York (1963)
- [Wu 86] J. C. Wu and F. B. Humphrey, I. E. E. E. Trans. Magn., MAG 22, n° 5 (1986) p 790
- [Zimmermann 90] L. Zimmermann, J. Miltat, L. Arnaud, F. Boileau, M. H. Vaudaine, papier GB 03 Intermag (1990)
- [Zimmermann 91] L. Zimmermann, Thèse de l'Université Paris Sud, Orsay (1991)

Conclusion générale

La première partie de cette thèse a été consacrée à l'étude statique des patterns qui apparaissent à la surface des films de ferrofluide, en présence d'un champ magnétique normal à sa surface. Cette étude a confirmé les nombreuses analogies (patterns, hystérésis) qui existent entre le ferrofluide et le grenat, et a montré que l'interaction dipolaire jouait un rôle prépondérant dans de tels systèmes.

La deuxième partie a été consacrée aux différents états de parois qui apparaissent lors de la coupe locale de domaines magnétiques dans un grenat épitaxié à anisotropie perpendiculaire, et aux effets de champs plans sur les mécanismes de nucléation de lignes. Cette étude a été réalisée dans le cadre du projet de mémoires à lignes de Bloch.

Bien que le ferrofluide et le grenat aient été très étudiés pendant ces 20 dernières années les nombreuses similitudes qui les caractérisent n'avaient jamais été réellement mises en avant. C'est sans doute un des intérêts de cette thèse.

Maintenant si on cherche enfin à trouver des points communs aux deux parties de cette thèse hormis la diversité des structures et les processus irréversibles, ainsi que l'intérêt de ces deux matériaux magnétiques, on peut mentionner que leur attrait respectif a conduit : D'une part à concevoir une mémoire à "bulles" de ferrofluide selon le principe des mémoires à "bulles" du grenat [Romankiw 75], et d'autre part à envisager la fabrication d'un ferrofluide composé de petits grains de grenat afin d'obtenir un ferrofluide transparent reposant sur les propriétés optiques spécifiques du grenat [Taketomi 93].

En raison des études nombreuses et variées qui ont déjà été réalisées sur ces deux matériaux, cette thèse ne prétend pas répondre à tout ce que vous avez voulu savoir sur le ferrofluide et le grenat sans jamais avoir osé le demander [Woody Allen 80].



RÉSUMÉ

Le contenu de cette thèse repose sur l'étude de structures spatiales macroscopiques créées suite de processus irréversibles. Cette étude très générale a été réalisée très spécifiquement sur deux matériaux magnétiques respectivement liquide et solide : Le ferrofluide et le grenat.

La première partie de cette thèse est consacrée à l'étude statique des patterns qui apparaissent sur la surface des films de ferrofluide, en présence d'un champ magnétique normal à sa surface. Ces patterns sont des réseaux de modulation d'épaisseur du film, et leur étude a été réalisée par traitement d'images. Nous présentons la structure et la forme de ces différents patterns, ainsi que les grandeurs caractéristiques qui les décrivent. Nous avons déterminé expérimentalement et par un modèle, les énergies (de surface, de gravité et dipolaire...) et leur évolution dans ce système.

La deuxième partie est consacrée aux différents états de parois qui apparaissent lors de la coupe "locale" de domaines magnétiques dans un grenat épitaxié à anisotropie perpendiculaire. Cette étude est réalisée dans le but de déterminer des paramètres de fonctionnement pour l'opération de lecture dans les mémoires magnétiques à lignes de Bloch. Nous avons déterminé les conditions satisfaisantes pour cette opération, et nous avons interprété les effets de champs plans sur les mécanismes de nucléation et de lignes qui interviennent lors de ce processus de coupe.

Mots clés :

Film de ferrofluide - Patterns - Hystérésis - Interaction dipolaire.
Mémoires à lignes de Bloch - États de paroi - Mécanismes de nucléation.

ABSTRACT

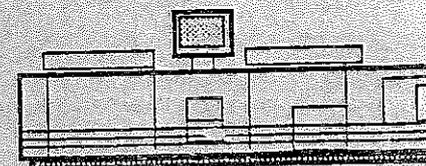
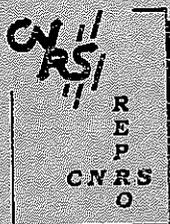
The contents of this thesis is based on the spatially macroscopic structures created by irreversible processes. This very general study has been carried out specifically on two types of magnetic materials both solid and liquid: the garnets and the ferrofluids.

The first part of this thesis is dedicated to the static study of patterns which appear at the surface of ferrofluid films in the presence of a magnetic field perpendicular to the surface. These patterns are lattices of thickness modulation of the film, and they were studied by image processing. We present the structure and form of these different patterns as well as their relevant characteristic parameters. We have determined, experimentally and by modelling, the surface, gravity and dipolar energies and their evolution in this system.

The second part is dedicated to the different states of domain walls which appear when magnetic domains in epitaxial garnets with perpendicular anisotropy are "locally" cut. This study is carried out with a view to determining the effective parameters involved in the reading process in vertical Bloch lines memories. We have determined satisfactory conditions for this operation and we have interpreted the effects of in-plane fields on the mechanisms of nucleation of Bloch lines which are involved during cutting.

Key- Words :

Ferrofluid films - Patterns - Hysteresis - Dipolar interaction.
Bloch lines memories - States of domain walls - Nucleation mechanisms.



Impression réalisée sur Rank Xerox 5090
au Service Reprographie du CNRS.

