



HAL
open science

Du renversement sous champ de l'aimantation d'un nano-plot au déplacement sous courant d'une paroi de domaines dans une nano-piste par microscopie Kerr polaire

Jean-Paul Adam

► **To cite this version:**

Jean-Paul Adam. Du renversement sous champ de l'aimantation d'un nano-plot au déplacement sous courant d'une paroi de domaines dans une nano-piste par microscopie Kerr polaire. Matière Condensée [cond-mat]. Université Paris Sud - Paris XI, 2008. Français. NNT : . tel-00439280

HAL Id: tel-00439280

<https://theses.hal.science/tel-00439280>

Submitted on 7 Dec 2009

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

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

n° d'ordre : 9306

UNIVERSITÉ PARIS-SUD XI
ÉCOLE DOCTORALE DE PHYSIQUE DE LA RÉGION PARISIENNE – ED 107

THÈSE DE DOCTORAT
présentée pour obtenir le GRADE de

DOCTEUR EN SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ PARIS-SUD XI
SPÉCIALITÉ PHYSIQUE

par

Jean-Paul ADAM

**DU RENVERSEMENT SOUS CHAMP
DE L'AIMANTATION D'UN NANO-PLOT
AU DÉPLACEMENT SOUS COURANT
D'UNE PAROI DE DOMAINES DANS UNE NANO-PISTE
PAR MICROSCOPIE KERR POLAIRE.**

Thèse dirigée par Jacques FERRÉ et Alexandra MOUGIN.

Soutenue le 8 décembre 2008 devant le jury composé de :

M	VIRET Michel	Président du jury
M	FRUCHART Olivier	Rapporteur
M	KIRILYUK Andreï	Rapporteur
M	JEUDY Vincent	Examineur
M	REPAIN Vincent	Examineur
M	FERRÉ Jacques	Directeur de thèse
Mme	MOUGIN Alexandra	Co-directrice de thèse

LABORATOIRE DE PHYSIQUE DES SOLIDES — UMR 8502

On fait la science avec des faits, comme on fait une maison avec des pierres : mais une accumulation de faits n'est pas plus une science qu'un tas de pierres n'est une maison.

Henri Poincaré

Remerciements

Cela fait maintenant quelques années que j'ai choisi de m'aventurer sur le chemin de la recherche ; et le premier chapitre de cette aventure s'achève par la rédaction de mes remerciements aux personnes qui ont participé à la réussite de ce travail.

En premier lieu, je tiens à remercier Olivier Fruchart et Andreï Kirilyuk d'avoir accepté de rapporter mon manuscrit et pour tout le temps qu'ils y ont consacré dans un si court délai. Merci pour tous vos commentaires et toutes vos questions qui m'ont permis d'en améliorer la qualité. Je remercie également Vincent Repain et Vincent Jeudy d'avoir participé à mon jury de thèse et Michel Viret de l'avoir présidé. Merci pour toutes les critiques constructives que vous avez apportées avec vos cultures de spécialistes si différentes et si riches.

Revenons quelques années en arrière, pour savoir comment suis-je donc arrivé jusqu'à ce 8 décembre 2008, 14h00, date et heure annoncées de ma soutenance dans l'amphi Blandin du LPS. . .

Juillet 2003, aller-retour exprès Washington - Orsay pendant mon stage de maîtrise pour rencontrer Michel Héritier, Directeur du DEA de Physique des Solides et Milieux Denses. À cette époque, mon cœur balançait entre la Physique des Plasmas et la Physique des Solides. Au cours de notre rendez-vous, vous m'avez présenté le programme du DEA, offrant une incroyable richesse dans la découverte de la compréhension de la Physique des Solides. M. Héritier, je vous remercie de m'avoir convaincu de choisir votre DEA, pour la qualité de ses enseignements, pour toute l'attention portée à vos étudiants, pour vos conseils dans le choix des sujets de thèse et pour votre soutien pendant les mois de juin et juillet, âpre période de la bataille des bourses de thèse.

Janvier 2004, fin des premiers examens et début du, trop court, stage de DEA à l'UMR CNRS-Thalès. Merci tout particulièrement à Marc Elsen, Henri Jaffrès et Jean-Marie George de s'être occupé de moi quotidiennement pendant ces quelques semaines de stage et de m'avoir initié et converti à l'électronique de spin dans le GaMnAs.

Au cours du mois de mai 2004, j'ai rencontré Alexandra Mougin et Jacques Ferré qui m'ont fait visiter les salles de manips de l'équipe OPTSOL au LPS. Après ce court

après-midi, pendant lequel j'ai découvert, tel un enfant sa nouvelle chambre remplie de nouveaux jouets, de grandes pièces remplies d'instruments « magiques », mon cœur avait choisi son sujet de thèse, intitulée à l'époque « Étude de la dynamique rapide de l'aimantation résolue temporellement et spatialement par microscopie magnéto-optique Kerr. » Un premier merci à tous les deux pour m'avoir proposé ce sujet de thèse et fait en sorte que toute la suite se déroule bien.

Septembre 2004, il est grand temps d'aller affronter la montagne dont je n'avais alors aucune idée, la thèse... Je remercie M. Pouget de m'avoir accueilli au LPS. Au cours de cette période, j'ai également eu l'opportunité d'enseigner à l'Université de Versailles Saint-Quentin dans des conditions si privilégiées, notamment durant mon demi-ATER. Je tiens particulièrement à remercier Julien Bargeon, Kamel Boukheddaden et Pierre Galtier de m'avoir accueilli dans leurs équipes d'enseignement : ce fut une expérience particulièrement riche qui m'a fait découvrir le plaisir d'être « de l'autre côté du bureau ».

Cette route a été pavée de riches rencontres. Les premières furent celles des autres membres du groupe OPTSOL : Sabine, post-doc partie depuis profiter de l'air et de la montagne à Grenoble, Mathieu thésard ayant entamé l'aventure en même temps que moi, Jean-Pierre et Nicolas, suivies de peu par celles des membres du groupe MMAG : Carole, Benoît, François, André, Hervé et Jacques — nommé quelques années plus tard « le groupe de l'Est » par un certain J.-Y.. Au cours des années, certains sont partis et de nouvelles têtes sont arrivées : les thésards Marie-Curie dans un premier temps avec Andreas, Jerzy et Peter, puis, dans le désordre, les post-docs Amandine, Delphine et Natalia, et Stanislas, nouveau CR, qui s'est tout de suite intéressé à mes résultats et m'a aidé avec enthousiasme dans leur interprétation, et enfin les deux nouveaux thésards du tout jeune groupe IDMAG, Jean-Yves et Nicolas. J'anticipe quelque peu, mais il vaut mieux se répéter que de ne pas le dire assez : « Merci à tous pour votre accueil, vos conseils, vos coups de main, les toujours joyeuses discussions, scientifiques ou non, et les cafés gourmands tout au long de cet agréable chemin ! »

Tout s'est alors enchaîné très vite, avec la fabrication d'échantillons, tout du moins la lithographie électronique au bâtiment de Géologie dans un premier temps. Merci donc à Bernard Rodmacq pour tous les échantillons envoyés de Spintec au LPS et à Raphaël d'avoir eu la très riche idée de me rattraper en cours de route pour la fabrication d'échantillons. Bien plus que cela, tu m'as toujours donné de bons conseils dans la conception des masques de litho, l'élaboration de soupes miracles et le dépôt des couches. Merci aussi pour tes avis et ton aide dans la conception du nouveau porte-échantillon de la manip rapide, le montage de son nouveau système d'illumination parallèle, les nombreuses réparations des moteurs de déplacement et tant d'autres... Cette nano-structuration d'échantillons nécessitait également une ou plusieurs étapes d'irradiation aux ions Hélium. Qu'ils s'agissent des équipes d'Orsay (Hervé Krugel, Olivier Plantevin, Harry Bernas), de Grenoble (Cyrille Beigne, Yves Samson) et de Dresden (Jürgen Faßbender), merci pour toutes les irradiations que vous m'avez permis de réa-

liser avec tant de disponibilité et de réactivité.

Il y a également eu les périodes de mesures. J'ai alors eu l'opportunité d'étudier un échantillon de Pt/Co/Pt, dit « test », nano-structuré par Giancarlo Faini, qui s'est révélé être bien plus que cela. Chapeau bas Giancarlo pour cet échantillon ! Et merci pour tout l'intérêt que tu as porté à mon travail malgré toutes tes occupations. Jean-Pierre, je tiens ici à te remercier pour ton enseignement de la microscopie magnéto-optique, toujours dans la bonne humeur. Tu as tout le temps été là pour répondre à mes questions naïves et m'aider dans la réalisation des manips, malgré ta retraite, qui ont pris un temps que nous ne comptons plus...

J'ai également eu l'occasion de travailler avec Laura Thevenard, Frank Glas et Aristide Lemaître sur les échantillons de GaMnAs. Merci à tous de m'avoir donné l'opportunité de travailler à nouveau sur des échantillons de GaMnAs et de réaliser de jolies manips. Ce fut un réel plaisir enrichissant que de travailler sur cette nouvelle thématique avec vous pendant ma dernière année de thèse. Jacques et Nicolas, ce fut un vrai plaisir de faire ces manips à basse température : bonne continuation sur cette thématique très riche où tout reste à faire.

Il y a aussi eu les manips AFM, MFM auxquelles André et Olivier Klein m'ont initié. Pour toutes vos explications et le temps que vous avez consacré à me « former », je vous remercie très sincèrement. Jean-Yves, je te remercie également pour les manips de dernières minutes pendant ma rédaction.

Enfin, après les manips, vient le temps de l'analyse des données et de la confrontation aux modèles. Merci Jacques et Stanislas pour les aiguillages sur les bonnes voies et pour l'intérêt que vous avez porté aux résultats des nano-plots et nano-plaquettes. En ce qui concerne les pistes de GaMnAs, André, Jacques, Nicolas et Vincent, quel plaisir d'avoir discuté des résultats avec vous à chaque instant et d'avoir ainsi évolué dans notre interprétation des résultats.

Et oui... car toutes les bonnes choses ont une fin, en juin 2008 commence la rédaction de mon manuscrit de thèse avec, en premier lieu, la discussion des résultats à présenter et du plan. Passer cette étape, il y a eu le laborieux travail de rédaction. Si cette étape a été longue et difficile, elle n'en fut pas moins riche pour autant. Merci à tous les membres de l'équipe pour les petites pauses lors de votre réapprovisionnement en caféine et aux trois jours de pause au soleil à la Grande Motte, lors du colloque Louis Néel 2008.

Alexandra et Jacques, pour votre patience, votre disponibilité, votre relecture plus que détaillée du manuscrit, vos corrections toujours avisées, vos questions affûtées : merci. Il ne s'agit pas seulement de la rédaction du manuscrit et de la préparation de la soutenance, mais il s'agit de l'intégralité de ma thèse. Depuis le début, vous avez su me diriger dans ce difficile sujet, veiller à ce que je suive la bonne voie, et ce, tout en me laissant une grande liberté dans la façon de mener à bien les expériences et en me faisant confiance pour leur analyse. Votre patience a dépassé le stade de la vertu, tout particulièrement Alexandra qui a supporté le stressant son des touches « 0 » et « 1 » de mon clavier, lors du dépouillement des images magnéto-optiques des nano-plaquettes de Pt/Co/Pt, et surtout ma façon – toute personnelle et particulière – de ranger mon

bureau.

Les autres personnes du laboratoire que je ne saurais oublier sont ceux qui sont là au quotidien pour rendre la vie plus simple. Il s'agit des secrétaires scientifiques, Hélène en tête pour son infaillible sourire, des gestionnaires Brigitte, Marie-France et Bruno avec les ordres de mission éclairs afin de pouvoir aller irradier mes échantillons à Grenoble ou à Dresden. . . Il y a bien évidemment le service Patrimoine et Logistique, le service Mécanique et le service Informatique qui ont toujours eu la porte grande ouverte pour me donner un coup de main, et souvent bien plus. . .

Je tiens finalement à remercier mes parents, ma petite sœur, Stéphanie, Marité, Jacqueline qui m'ont toujours encouragé au long de mes longues années d'étude et m'ont toujours soutenu dans mes décisions. Merci pour toute votre patience et votre confiance. Depuis quelques années, Joëlle, Éric, Yoann, Dixy, les quatre Papy Mamy des PO, vous m'avez également soutenu ; je vous remercie de m'avoir si gentiment accueilli parmi vous.

Le mot de la fin sera pour celle qui m'a soutenu tous les jours, et ce, qu'ils soient bons ou mauvais. Katia, tu es celle qui m'a accompagné en haut de cette montagne. Il nous reste maintenant à franchir notre Chomolangma, séparés de « quelques » kilomètres l'un de l'autre. Combien ? L'avenir nous le dira. . . Mais, ce sera toujours main dans la main, pour au final pouvoir profiter ensemble du joli paysage que la vie nous réserve. . .

SINCÈREMENT, MERCI POUR TOUTES CES RENCONTRES AU COURS DE CE VOYAGE.

À très bientôt. . .

Résumé

Ce travail de thèse a pour objectif l'étude de la dynamique de l'aimantation dans des nano-objets à anisotropie magnétique perpendiculaire, métalliques Pt/Co(5 Å)/Pt ou semiconducteurs ferromagnétiques dilués $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$. Le renversement de l'aimantation, sous l'action d'un champ magnétique dans des nano-plots ou sous l'action d'un courant polarisé en spins sur une paroi de domaines dans une piste, a été étudié par magnéto-optique Kerr polaire. La nano-structuration a été réalisée par un procédé classique dans le cas du $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ et par un procédé élégant dans le cas de la couche ultra-mince de cobalt : l'irradiation aux ions hélium qui permet d'obtenir des nano-plots dans un environnement planaire paramagnétique.

Dans ces deux systèmes, différents de par l'origine du ferromagnétisme et de l'anisotropie, la réduction des dimensions latérales joue un rôle important en impliquant une transition d'un renversement à plusieurs mécanismes à un renversement à un seul mécanisme. Si le mode de renversement de Néel-Brown permet d'expliquer les résultats obtenus pour les nano-plots de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ de diamètre 33 nm, il ne peut pas rendre compte des résultats expérimentaux obtenus sur les nano-disques de Pt/Co(5 Å)/Pt de diamètre 130 nm. L'étude du comportement magnétique individuel de ces nano-disques conduit à la mise en évidence d'une nucléation d'une gouttelette en périphérie, confortée par un modèle micromagnétique.

Contrairement au cas des métaux, le déplacement de paroi induit par un courant polarisé en spins se révèle aisé dans une piste de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$. Les mesures réalisées à température effective constante ont montré la nécessité de considérer un mécanisme non-adiabatique de transfert de spin.

Abstract

The goal of this PhD was to study magnetisation dynamics in two perpendicularly magnetised nano-systems; metallic Pt/Co(5 Å)/Pt and the diluted ferromagnetic semiconductor $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$. Magnetisation reversal, under the action of a magnetic field in nano-dots or the spin-polarised current induced domain wall motion in a track, has been studied using polar Kerr magneto-optics. Nano-structuration was realised by classical etching to obtain $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ nano-dots and tracks and by an elegant process in the ultrathin cobalt layer case: helium ion irradiation which yields nano-dots in a planar and paramagnetic environment.

For these two systems, with different ferromagnetism and anisotropy origins, the lateral confinement implies a transition from a multi-mode reversal to a single-mode reversal. When the nano-dot diameter is close to the exchange length, as is the case in the smallest $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ nano-dots, the Néel-Brown reversal allows to interpret experimental results. However, it is shown that the single magnetisation reversal of a 130 nm diameter Pt/Co(5 Å)/Pt nano-disk can not be coherent and individual investigations on these nano-disks as well as a micromagnetic model show that the magnetisation reversal is governed by the nucleation of a droplet at the periphery.

In contrast with the metallic case, spin-polarised current induced domain wall motion is easy in the $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$. Measurements performed at a constant effective temperature show that it is mandatory to consider a non-adiabatic spin transfer mechanism.

Table des matières

Remerciements	iii
Résumé	ix
Abstract	xi
Introduction	3
Partie - A Réduction des dimensions latérales d'un nano-objet ferromagnétique — Systèmes ferromagnétiques étudiés	7
Chapitre - I Magnétisme aux dimensions réduites — Aspects statique et dynamique	9
I.1 Introduction	10
I.2 Les systèmes à anisotropie perpendiculaire Pt/Co/Pt et GaMnAs	11
I.2.1 Origine du ferromagnétisme	11
I.2.2 Origine de l'anisotropie uniaxiale perpendiculaire	17
I.3 Magnétisme des couches minces à anisotropie perpendiculaire	23
I.3.1 Paroi de domaines à 180° dans une couche mince	23
I.3.2 Énergie dipolaire et structure en domaines magnétiques	25
I.3.3 Dynamique de l'aimantation sous champ magnétique	30
I.4 Renversement de l'aimantation dans des nano-éléments	35
I.4.1 Renversement thermiquement activé	36
I.4.2 Renversement cohérent de l'aimantation – Modèles de Stoner - Wohlfarth et de Néel - Brown	38
I.4.3 Limite de validité du renversement cohérent — Non uniformité du renversement de l'aimantation	43
I.5 Objectifs de l'étude d'objets nanométriques à anisotropie magnétique perpendiculaire	47
Bibliographie	49
Chapitre - II De la couche vierge aux nano-éléments — Mesure de l'aimantation	55
II.1 Introduction	56

II.2	Propriétés des films minces vierges	57
II.2.1	Films ultra-minces de Pt/Co(5 Å)/Pt	57
II.2.2	Couches minces de (Ga _{1-x} Mn _x)As (50 nm)	65
II.3	Nano-structuration des films magnétiques étudiés	68
II.3.1	Nano-structuration douce du système Pt/Co(5 Å)/Pt	69
II.3.2	Nano-structuration du (Ga _{0,93} Mn _{0,07})As	72
II.4	Magnétométrie et microscopie magnéto-optique Kerr	74
II.4.1	Principe de l'effet Kerr magnéto-optique	74
II.4.2	Montages expérimentaux	76
	Bibliographie	85
 Partie - B Renversement thermiquement activé de l'aimantation sous champ — Renversements cohérent et non-cohérent		89
 Chapitre - III Renversement de l'aimantation sous champ de nano-plots de (Ga_{0,93}Mn_{0,07})As		91
III.1	Introduction	92
III.2	Effets de la gravure de (Ga _{0,93} Mn _{0,07})As	93
III.2.1	Épaisseur des plots	93
III.2.2	Dimensions latérales des plots	95
III.2.3	Propriétés magnétiques du film après nano-structuration	97
III.3	Taille latérale des nano-plots et renversement de l'aimantation	98
III.3.1	Mécanisme de renversement de l'aimantation	99
III.3.2	Nano-plots de 33 nm : régime superparamagnétique	105
III.4	Conclusion	111
	Bibliographie	113
 Chapitre - IV Renversement de l'aimantation sous champ magnétique dans des nano-plaquettes de Pt/Co(5 Å)/Pt		115
IV.1	Introduction	116
IV.2	Caractérisation des réseaux de nano-plaquettes	117
IV.2.1	Microscopies à haute résolution	117
IV.2.2	Vitesse de déplacement de paroi après nano-structuration	121
IV.2.3	Valeur des grandeurs magnétiques dans les nano-plaquettes	124
IV.2.4	Microscopie magnéto-optique	127
IV.2.5	Discussion	131
IV.3	Renversement de l'aimantation dans les nano-plaquettes de 420 nm	133
IV.3.1	Loi de probabilité de non-renversement de l'aimantation	133
IV.3.2	Discussion	137
IV.4	Renversement de l'aimantation dans les nano-disques de 130 nm	140
IV.4.1	Écart au comportement macrospin	141
IV.4.2	Régime superparamagnétique et bruit télégraphique	156
IV.5	Conclusion	161

Bibliographie	163
Partie - C Déplacement de parois de domaines sous un courant polarisé en spin	167
Chapitre - V Déplacement de parois de domaines sous courant et champ magnétique dans des pistes de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$	169
V.1 Introduction	170
V.2 Déplacement d'une paroi de domaines par un courant	170
V.2.1 Mécanisme de transfert de spin	170
V.2.2 Vitesse de déplacement d'une paroi de domaines	173
V.2.3 État de l'art	176
V.3 Déplacement d'une paroi de domaines sous courant dans une piste de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$	177
V.3.1 L'échantillon	178
V.3.2 Principe de la mesure	179
V.3.3 Courbes de vitesse et discussion	182
V.4 Effets combinés d'un courant et d'un champ sur le déplacement d'un domaine	185
V.4.1 Allongement et contraction d'un domaine	185
V.4.2 Dépiégeage de la paroi par un courant	186
V.5 Conclusion	190
Bibliographie	192
Conclusions et perspectives	197

Introduction

Introduction

Si les matériaux ferromagnétiques sont utilisés depuis l'antiquité chinoise dans les boussoles, il a fallu attendre les 19^{ème} et 20^{ème} siècles pour comprendre les propriétés des matériaux ferromagnétiques massifs telles que l'interaction d'échange intuitée par P. Weiss puis démontrée par W. Heisenberg.

Dès les années 1980, avec le développement de méthodes de croissance de films minces, un des principaux thèmes de recherche en magnétisme a été la compréhension de l'effet de la réduction de la dimensionnalité sur les propriétés ferromagnétiques. En particulier, il a été possible d'obtenir des films ultra-minces à anisotropie magnétique perpendiculaire. Ces systèmes ont été largement étudiés ; notamment par S. Lemerle, T. Devolder et F. Cayssol, pour le système Pt/Co/Pt, et par L. Thevenard et A. Dourlat, pour le $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$, qui ont étudiés les mêmes échantillons que ceux étudiés ici.

Récemment utilisés comme support de stockage de l'information dans les disques durs, les systèmes à anisotropie perpendiculaire présentent l'avantage de minimiser les effets magnétostatiques par rapport aux films à aimantation planaire : le champ dipolaire rayonné par un grain sur les autres grains est à plus courte portée, ce qui permet une densification de l'information.

Toutefois, cette densification se heurte au problème de la réduction des dimensions latérales des grains ou des nano-objets réalisés artificiellement. Plus particulièrement, la limite superparamagnétique, au-delà de laquelle l'aimantation n'est plus stable à long terme, limite considérablement les applications potentielles pour le stockage de l'information.

Plus récemment, est apparue la possibilité de modifier l'état d'aimantation d'un nano-système par injection de courant polarisé en spins, pouvant conduire à une nouvelle génération de mémoires. De nombreuses équipes travaillent actuellement sur le déplacement de parois de domaines induit par un courant afin de mieux comprendre les mécanismes de transfert de spin. Cette problématique est étudiée ici dans des pistes de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$.

Ce manuscrit de thèse s'organise en trois parties.

La **première partie** est divisée en deux chapitres et a pour objectif de présenter les caractéristiques des deux systèmes étudiés par la suite sous forme de nano-éléments : les films Pt/Co(5 Å)/Pt et les films de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$.

Dans le **Chapitre I**, sont présentées les différences fondamentales qui existent entre ces deux systèmes, tant l'origine du ferromagnétisme que celle de l'anisotropie magnétique perpendiculaire. En fin de ce chapitre, la première problématique de ma thèse est alors posée : « Quels sont les mécanismes de renversement de l'aimantation lorsque les dimensions des objets étudiés sont réduites ? ».

Le **Chapitre II** est, quant à lui, consacré au comportement sous champ des films continus à partir desquels sont fabriqués les nano-éléments étudiés. Les deux systèmes vierges, bien que fondamentalement très différents, sont caractérisés par des processus de renversement de l'aimantation similaires : la nucléation de quelques domaines suivie de la propagation de leur paroi. L'état de l'art des techniques de nano-structuration de ces films, préservant les propriétés intrinsèques du matériau, est présenté par la suite. En point d'orgue, un procédé particulièrement élégant est celui de la nano-structuration par irradiation aux ions hélium, permettant de contrôler finement les grandeurs micromagnétiques dans les films de Pt/Co(5 Å)/Pt.

Les **deuxième et troisième parties** sont quant à elles consacrées aux résultats expérimentaux que j'ai obtenus au cours de ma thèse.

La **deuxième partie**, divisée en deux chapitres, est focalisée sur le renversement de l'aimantation thermiquement activé sous champ magnétique dans des nano-plots de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ pour le **Chapitre III** et dans des nano-plaquettes de Pt/Co(5 Å)/Pt pour le **Chapitre IV**. La magnétométrie Kerr polaire a été utilisée pour étudier le renversement de l'aimantation d'assemblées de nano-plots de différentes tailles latérales.

Dans le **Chapitre III**, sont testées les différentes prédictions de la théorie micro-magnétique, largement étudiée dans les systèmes métalliques, sur un semiconducteur ferromagnétique dilué : le $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$. Ainsi, y sont analysées l'influence des dimensions latérales sur le mode de renversement et la transition du régime bloqué de l'aimantation vers le régime superparamagnétique dans le cadre du modèle de Néel-Brown.

Le **Chapitre IV** constitue la partie centrale de mon manuscrit et est consacré à l'étude individuelle de nano-plaquettes de Pt/Co(5 Å)/Pt, à température ambiante, par microscopie magnéto-optique. Dans un premier temps, la qualité de la méthode de nano-structuration aux ions hélium ainsi que ses avantages par rapport aux autres techniques sont mis en évidence. Puis, une étude détaillée du renversement de l'aimantation est présentée pour des nano-plaquettes de différentes tailles, irradiées à différentes doses d'ions hélium pour en diminuer la température de blocage à des valeurs proches de la température ambiante.

La troisième et dernière partie est organisée autour d'une problématique totalement différente. Abordée durant la dernière année de ma thèse, l'objectif était d'étudier la propagation de paroi de domaines sous courant polarisé en spins dans une piste de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ (**Chapitre V**). Tout d'abord, sont introduits les différents types de mécanismes actuellement proposés pour expliquer l'interaction entre une paroi de domaines et un courant polarisé en spins. Je présente ensuite les différents résultats expérimentaux obtenus en analysant l'effet du courant sur une paroi unique puis les effets combinés d'un champ magnétique et d'un courant sur le déplacement d'un domaine.

Première partie

**Réduction des dimensions latérales
d'un nano-objet ferromagnétique**

—

Systemes ferromagnétiques étudiés

Chapitre I

Magnétisme aux dimensions réduites

— Aspects statiques et dynamiques

Sommaire

I.1	Introduction	10
I.2	Les systèmes à anisotropie perpendiculaire Pt/Co/Pt et GaMnAs	11
I.2.1	Origine du ferromagnétisme	11
I.2.2	Origine de l'anisotropie uniaxiale perpendiculaire	17
I.3	Magnétisme des couches minces à anisotropie perpendiculaire	23
I.3.1	Paroi de domaines à 180° dans une couche mince	23
I.3.2	Énergie dipolaire et structure en domaines magnétiques	25
I.3.3	Dynamique de l'aimantation sous champ magnétique	30
I.4	Renversement de l'aimantation dans des nano-éléments	35
I.4.1	Renversement thermiquement activé	36
I.4.2	Renversement cohérent de l'aimantation – Modèles de Stoner - Wohlfarth et de Néel - Brown	38
I.4.3	Limite de validité du renversement cohérent — Non uniformité du renversement de l'aimantation	43
I.5	Objectifs de l'étude d'objets nanométriques à anisotropie magnétique perpendiculaire	47
	Bibliographie	49

I.1 Introduction

L'objet de ce travail est l'étude du renversement de l'aimantation dans des nano-éléments magnétiques à anisotropie perpendiculaire : des nano-plots de Pt/Co(5 Å)/Pt et de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ ou des pistes $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$. Ce premier chapitre a pour objectif de rappeler les facteurs qui contrôlent les propriétés magnétiques statiques et dynamiques des couches minces initiales après croissance. J'insisterai sur les différences entre les propriétés magnétiques d'un métal de transition, le cobalt impliqué dans la structure Pt/Co/Pt, et celles du semiconducteur magnétique dilué $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$, notamment l'origine du ferromagnétisme et de l'anisotropie uniaxiale perpendiculaire au plan des couches ([Section I.2](#)).

Après avoir présenté les différentes énergies magnétiques mises en jeu dans ces systèmes, je rappellerai d'abord les éléments indispensables à la compréhension du renversement de l'aimantation sous champ de couches magnétiques uniformes ou de nano-pistes, systèmes pour lesquels au moins une dimension est très supérieure aux longueurs caractéristiques du micromagnétisme ([Section I.3](#)). Comme pour les ferromagnétiques massifs [WEISS 05], la structure en domaines magnétiques du film résulte de la minimisation de l'énergie magnétique en tenant compte des effets démagnétisants. Pour les films minces Pt/Co(5 Å)/Pt ou de $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$, cela conduit à une structure magnétique simple, constituée de domaines dont l'aimantation est orientée selon la direction perpendiculaire au plan du film, alternativement vers le haut (\uparrow) ou vers le bas (\downarrow). Dans ces deux échantillons, les parois magnétiques séparant les domaines sont de type Bloch. Après avoir explicité leurs caractéristiques, telles que leur largeur δ_0 et leur énergie, je présenterai leur dynamique sous l'application d'un champ magnétique appliqué perpendiculairement au plan du film.

Dans la [Section I.4](#), se poseront des questions fondamentales sur le renversement de l'aimantation dans un nano-élément dont toutes les dimensions géométriques sont réduites pour devenir de l'ordre de grandeur ou inférieures aux longueurs micromagnétiques caractéristiques : longueur d'échange, longueur dipolaire, largeur de paroi. L'introduction d'une paroi de domaines devient alors énergétiquement défavorable et l'état monodomaine est favorisé en champ nul. L'application d'un champ magnétique opposé à la direction d'aimantation permet alors d'abaisser la hauteur de la barrière d'énergie entre les deux configurations magnétiques (\uparrow) et (\downarrow) et favorise le renversement de l'aimantation. Il restera alors à caractériser le mécanisme responsable de ce phénomène, qui peut s'effectuer soit par un renversement cohérent soit par un ou plusieurs mécanismes plus complexes, telle que la propagation d'une paroi de domaines.

I.2 Ferromagnétisme et anisotropie magnétique uniaxiale perpendiculaire des films minces de Pt/Co/Pt et de GaMnAs

L'origine du ferromagnétisme du cobalt diffère notablement de celle du ferromagnétisme dans le $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$ (Section I.2.1). Le cobalt est un métal de transition ferromagnétique à température ambiante tandis que le $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$ est un semi-conducteur ferromagnétique dilué, dopé en ions manganèse et dont la température de Curie n'excède pas 170 K, pour $x \sim 10\%$. Bien que certaines propriétés magnétiques du cobalt ne peuvent être décrites qu'en considérant le caractère itinérant des électrons $3d$, il est possible d'en décrire correctement les excitations pertinentes en micromagnétisme par le Hamiltonien de Heisenberg. Dans le cas du $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$, dopé avec une concentration $x \geq 3\%$, la phase ferromagnétique est expliquée par l'interaction antiferromagnétique entre les trous p délocalisés et les électrons d des ions manganèse et le Hamiltonien de Heisenberg est alors également justifié.

L'origine de l'anisotropie magnétocristalline dans ces deux systèmes est également fortement différente (Section I.2.2). Dans le cas des empilements de couches minces Pt/Co/Pt, ce sont les propriétés liées aux interfaces Pt/Co et Co/Pt, notamment l'hybridation des orbitales du cobalt avec celles du Pt, qui régissent la direction d'anisotropie de l'aimantation liée à l'anisotropie du moment orbital aux interfaces. Dans le $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$, l'anisotropie magnétique est liée à l'anisotropie des bandes de trous de valence, contrôlée par les contraintes : des contraintes en tension induisent une direction d'aimantation privilégiée perpendiculaire au plan des couches.

Nous verrons plus tard que le confinement dans des nano-pistes et nano-plots conduit à des modifications substantielles de ces propriétés magnétiques.

I.2.1 Origine du ferromagnétisme

Ferromagnétisme itinérant dans le cobalt

D'après le principe d'exclusion de Pauli, résultat du postulat d'antisymétrie des fonctions d'ondes de deux fermions, deux électrons dans le même état quantique ne peuvent être dans la même position. Les trajectoires de deux électrons de même spin étant corrélées, ils ne peuvent se rapprocher indéfiniment. Ceci conduit à une diminution de l'énergie électrostatique coulombienne de l'état triplet – état de deux spins parallèles – par rapport à l'état singulet – état de deux spins antiparallèles. Cette différence d'énergie traduit l'énergie d'échange.

Pour rendre compte de cette interaction d'échange et ainsi expliquer le ferromagnétisme, Heisenberg proposa un Hamiltonien adapté au cas de spins localisés sur des sites atomiques [HEISENBERG 28] :

$$H_{\text{Hei}} = - \sum_{i,j} J_{ij} \vec{S}_i \vec{S}_j \quad (\text{I.1})$$

où J_{ij} est l'intégrale d'échange entre les sites i et j et où la sommation s'effectue uniquement sur les sites plus proches voisins du fait de la décroissance rapide de J_{ij} avec la distance r_{ij} . Une valeur positive de J_{ij} correspond alors à une interaction ferromagnétique entre les deux spins \vec{S}_i et \vec{S}_j .

Un traitement en champ moyen, dans lequel l'effet des fluctuations est négligé, montre que, au premier ordre, cet Hamiltonien justifie le modèle du champ moléculaire de Weiss [WEISS 07]. Ainsi, en supposant $J_{ij} = J$, le champ d'échange ressenti par le spin \vec{S}_i au site i résulte de la somme des contributions des z sites plus proches voisins :

$$H_{\text{Hei}} = - \sum_i \vec{S}_i \vec{H}_m \quad \text{et} \quad \vec{H}_m = \frac{J}{g\mu_B} \sum_{j \neq i} \langle \vec{S}_j \rangle = \lambda M \quad (\text{I.2})$$

avec $\lambda = zJ/Ng\mu_B$ et N le nombre total de sites dans le système.

Toutefois, les électrons à l'origine du magnétisme dans les métaux de transition, tels que le fer, le cobalt ou le nickel, occupent la bande $3d$ incomplète qui présente une largeur de quelques eV autour du niveau de Fermi. Cette bande $3d$ est fortement hybridée avec la bande $4s$ dont la largeur est d'une dizaine d'eV. Cette hybridation $s - d$ est à l'origine du caractère fortement délocalisé des électrons $3d$. Le modèle de Hubbard est le plus simple pour rendre compte des corrélations électroniques et de l'énergie cinétique due à la formation de bandes dans les métaux [HUBBARD 63] :

$$H_{\text{Hub}} = \sum_{i,j,\sigma} t_{ij} c_{i,\sigma}^+ c_{j,\sigma} + U \sum_i n_{i,\uparrow} n_{i,\downarrow}. \quad (\text{I.3})$$

Le premier terme correspond à l'énergie cinétique d'un électron de spin σ délocalisé du site j sur le site i , caractérisée par l'intégrale de saut t_{ij} . Le second terme correspond, quant à lui, à la répulsion coulombienne U intra-atomique entre les électrons d'un même site i de spin opposé¹.

Le critère de Stoner [STONER 39] permet alors de prédire que l'état fondamental est ferromagnétique lorsque l'énergie d'interaction :

$$U\rho(E_F) > 1, \quad (\text{I.4})$$

avec $\rho(E_F)$ est la densité d'état au niveau de Fermi en l'absence de magnétisme. Le ferromagnétisme se traduit par un décalage relatif des deux bandes $3d$ associées aux deux directions de spin \uparrow ou \downarrow . Ce décalage, signature de l'interaction d'échange, de l'ordre de 1 eV, est présenté en [Figure I.1](#) dans le cas du cobalt.

La minimisation de l'énergie du système, somme des énergies cinétique et coulombienne, permet de déterminer l'état fondamental magnétique. Cette description en bandes du magnétisme est indispensable pour comprendre certaines propriétés expérimentales observées pour le cobalt ferromagnétique itinérant – par exemple la valeur non-entière du moment magnétique de spin – dont la structure cristalline stable est *hcp* en dessous de sa température de Curie.

1. La répulsion coulombienne entre les électrons de même spin est négligeable du fait de l'interaction d'échange.

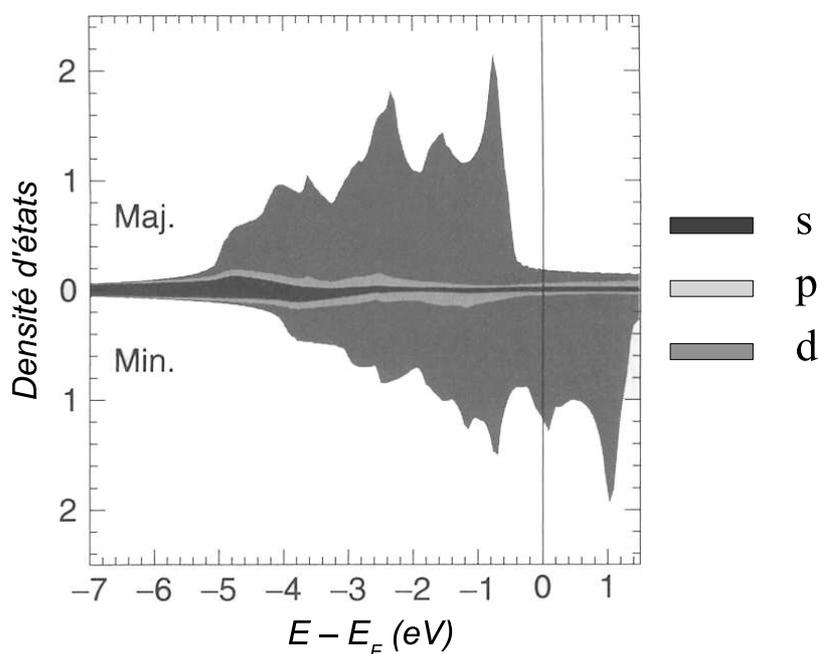


FIGURE I.1 – Densité d'états selon les symétries s , p et d des électrons du cobalt. La différence de population entre les états de spin \uparrow et \downarrow des électrons d itinérants est à l'origine des propriétés magnétiques du cobalt.

Ferromagnétisme du semiconducteur magnétique dilué $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$

Le $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$ est obtenu idéalement par la substitution d'atomes de gallium par des atomes de manganèse dans une matrice de GaAs de structure blende de zinc (Figure I.2). La configuration électronique alors adoptée par ces ions manganèse est préférentiellement $d^5 + h$ où les électrons d sont fortement localisés alors que le transport est assuré par les trous h faiblement liés aux atomes de manganèse dans la bande de valence². La présence de défauts, dans les échantillons fortement dopés, tels que des atomes d'arsenic en anti-site de gallium ou des atomes de manganèse en position interstitielle, doublement donneurs, perturbent notablement les propriétés de transport et le magnétisme du $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$ idéal en diminuant la concentration effective de porteurs apportés par le dopage.

La concentration en ions magnétiques est telle que l'échange direct entre ces ions (distance entre ions $\text{Mn}^{2+} \sim 7 \text{ \AA}$) est inefficace dans ce matériau dilué. Le ferromagnétisme est dû à deux autres sources d'interaction d'échange. Les moments $3d$ localisés sur les atomes de manganèse interagissent avec les deux types de porteurs :

2. Les trous seront notés p par la suite, compte tenu de leur symétrie.

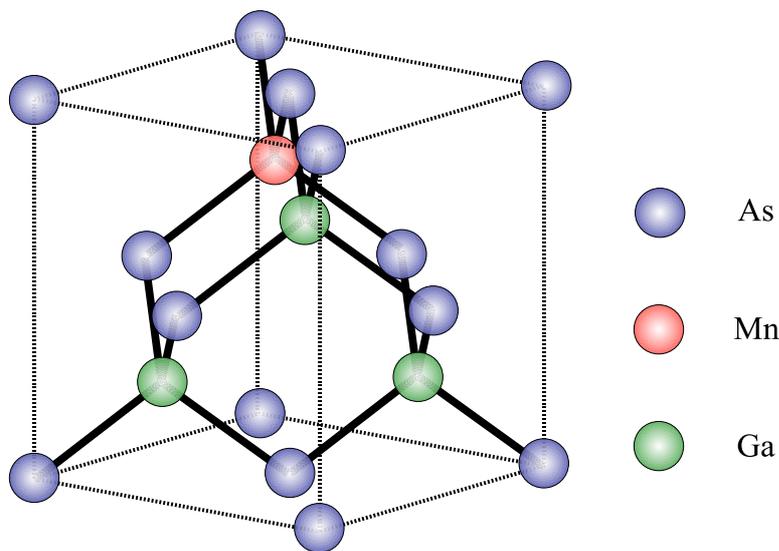


FIGURE I.2 – Représentation de la maille de type blende de zinc du $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$ avec un exemple de substitution d'un atome de gallium par un atome de manganèse.

- (i) d'une part avec les électrons de symétrie s de conduction et
- (ii) d'autre part avec les trous de symétrie p dans la bande de valence.

Ces interactions peuvent être décrites par un Hamiltonien de type Heisenberg :

$$H_{\text{Hei}} = \sum_i J(\vec{r} - \vec{R}_i) \vec{S}_i \vec{\sigma}, \quad (\text{I.5})$$

où $J(\vec{r} - \vec{R}_i)$ est l'interaction d'échange entre les électrons de spin \vec{S}_i localisés en \vec{R}_i et les porteurs de spin $\vec{\sigma}$ délocalisés en \vec{r} .

Dans une approche de champ moyen, les opérateurs \vec{S}_i sont remplacés par leurs valeurs moyennes et tout type de fluctuation est alors négligé. L'approximation du cristal virtuel – permettant de s'affranchir de la difficulté rencontrée pour décrire le caractère aléatoire de la position des atomes de manganèse dans la structure blende de zinc – consiste à remplacer la somme sur les sites de manganèse par sa moyenne multipliée par leur concentration x . En notant respectivement α et β les constantes d'échanges $s - d$ et $p - d$, les deux Hamiltoniens d'échange sont selon la nature des porteurs :

$$\begin{cases} H_{s-d} = -xN_0\alpha \langle \vec{S} \rangle \vec{\sigma} & \text{pour les électrons de conduction et} \\ H_{p-d} = -xN_0\beta \langle \vec{S} \rangle \vec{\sigma} & \text{pour les trous de valence,} \end{cases} \quad (\text{I.6})$$

N_0 étant le nombre de cations par unité de volume. L'intégrale d'échange α est positive et de l'ordre de 0,2 eV ; le spin des électrons s est donc couplé ferromagnétiquement au

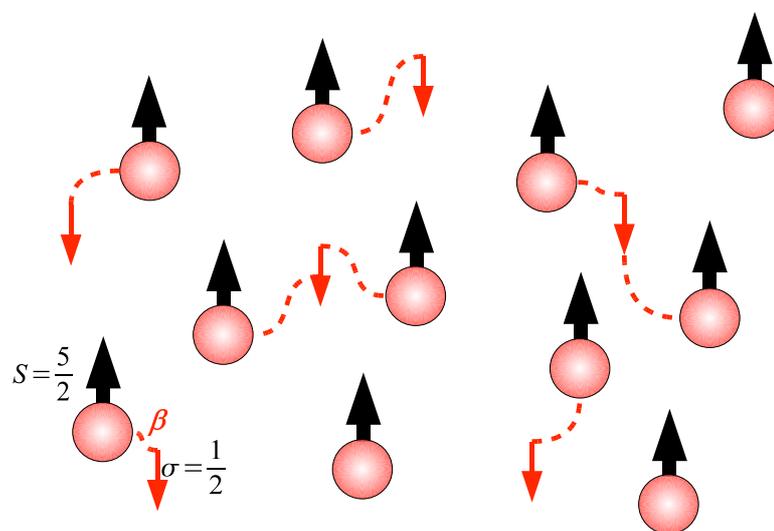


FIGURE I.3 – Mécanisme d'« échange de Zener » à l'origine de la phase ferromagnétique dans $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$. Les trous de symétrie p de la bande de valence sont couplés antiferromagnétiquement aux moments localisés : ils induisent alors un couplage effectif ferromagnétique entre les moments de spin $S = 5/2$ des atomes de manganèse.

spin $S = 5/2$ des atomes de manganèse. Ceci étant, α est plus faible en valeur absolue que l'intégrale d'échange antiferromagnétique $\beta \sim -1,2$ eV [OKABAYASHI 98] entre les spins des trous de la bande de valence et les électrons localisés d de spin $S = 5/2$. C'est donc essentiellement l'interaction antiferromagnétique entre les trous p et les électrons d qui contribue à l'apparition d'une phase ferromagnétique.

Un mécanisme du type « échange de Zener » [ZENER 51] a été proposé pour expliquer comment les porteurs délocalisés couplés antiferromagnétiquement aux moments localisés peuvent être les vecteurs de l'interaction ferromagnétique dans le système $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$ fortement dopé ($x > 3\%$) (Figure I.3) [DIETL 00, ABOLFATH 01, DIETL 01b].

Zener a initialement proposé ce mécanisme pour interpréter l'ordre antiferromagnétique ou ferromagnétique dans les métaux de transition [ZENER 51]. Toutefois, ce mécanisme ne tient compte ni du caractère itinérant des électrons $3d$ dans les métaux de transition, ni de l'existence des oscillations de Friedel, oscillations de la polarisation en spin des porteurs autour des spins localisés. Pour le $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$, tout du moins dans la gamme de dopage de l'échantillon étudié ($x = 7\%$), ce modèle d'échange indirect de Zener est applicable car les électrons $3d$ sont parfaitement localisés sur les sites du manganèse et la distance entre porteurs, r_p , est supérieure à celle entre les moments localisés, r_m . Les trous de la bande de valence créés par dopage sont donc couplés an-

tiferromagnétiquement par échange avec les spins localisés des ions manganèse, ce qui induit une phase ferromagnétique.

Dietl *et al.* ont montré que lorsque $r_p > r_m$, le modèle de Zener donne lieu à une interaction équivalente au couplage RKKY [DIETL 01b]. L'interaction d'échange est alors décrite par un Hamiltonien de type Heisenberg avec l'intégrale d'échange $J_{i,j}(r)$ qui est une fonction oscillante de la distance r entre les moments localisés \vec{S}_i et \vec{S}_j :

$$J_{i,j}(r) \propto \frac{2k_F r \cos(2k_F r) - \sin(2k_F r)}{(2k_F r)^4} \quad (\text{I.7})$$

avec k_F le vecteur d'onde de Fermi. Le premier zéro de l'interaction d'échange RKKY est atteint pour $r = 1,17 r_p$. Cette valeur, supérieure à la distance entre moments localisés, permet d'induire un ferromagnétisme à longue portée.

La température de Curie est alors donnée par :

$$T_c \propto m_{\text{eff}} \beta^2 N_0 x_{\text{eff}} p^{1/3} \quad (\text{I.8})$$

où m_{eff} est la masse effective des porteurs en concentration p et x_{eff} est la concentration effective d'ions manganèse prenant en compte la concentration d'ions manganèse en positions interstitielle et anti-site. Contrairement aux prédictions de ce modèle de champ moyen – $T_c > 300$ K pour $x = 10$ % et $p = 7.10^{20} \text{ cm}^{-3}$ – les températures de Curie actuellement atteintes sont de l'ordre de 170 K pour des concentrations nominales $x = 10$ % [WANG 04]. La principale raison pour expliquer cet écart est la grande différence qui existe entre les concentrations nominales et effectives, tant celles des ions manganèse que celles des trous p [THEVENARD 07].

L'énergie d'échange

Les excitations dans les matériaux ferromagnétiques sont de deux types :

- Les premières sont les excitations de Stoner, ou de « spin-flip », qui rendent compte du retournement d'un spin dans l'état minoritaire au sein d'une mer de spins majoritaires. Ces excitations correspondent aux fluctuations longitudinales de l'aimantation, leur énergie est de l'ordre de l'électron-Volt, égale à la largeur du décalage d'échange entre les bandes $3d \uparrow$ et $3d \downarrow$. Ces excitations, d'énergie élevée, sont prises en compte en micromagnétisme par le biais de paramètres phénoménologiques décrivant les phénomènes de relaxation de l'aimantation tels que l'amortissement de Gilbert (Section I.3.3) ou le paramètre de non-adiabaticité introduit dans le déplacement de paroi sous courant (Troisième Partie).
- Les secondes sont les excitations transverses à la direction d'aimantation ; elles conduisent à l'apparition d'ondes de spins qui sont les modes propres d'un Hamiltonien de Heisenberg. L'énergie des ondes de spins est proportionnelle au carré du vecteur d'onde k de l'onde de spins :

$$E = \hbar\omega = Dk^2. \quad (\text{I.9})$$

Les ondes de spins ont une énergie qui tend vers zéro aux grandes longueurs d'onde et représentent les excitations prédominantes à basse température et ce, d'autant plus que le décalage dû à l'échange est important.

Même s'il est indispensable de décrire le ferromagnétisme des métaux de transition par un modèle d'électrons d itinérants, Pajda *et al.* [PAJDA 01] ont montré, pour le fer et le cobalt, qu'il est possible de faire correspondre les résultats de calculs *ab initio* à un Hamiltonien de Heisenberg et de rendre ainsi compte des valeurs expérimentales des températures de Curie T_c et de la constante d'onde de spins D . Dans le cas du $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$, Dietl *et al.* [DIETL 01a] ont également montré que, malgré les faibles densités en ions magnétiques et en porteurs, les largeurs des domaines en rubans calculées par la théorie des domaines basée sur la description de l'échange par le Hamiltonien de Heisenberg sont en accord avec les valeurs mesurées expérimentalement.

Pour décrire les excitations auxquelles s'intéresse le micromagnétisme, les hypothèses du Hamiltonien de Heisenberg (**Équation I.1**) sont parfaitement justifiées dans les deux systèmes étudiés. En développant au premier ordre les moments portés sur le site i et les z premiers voisins, \vec{S}_j , et en passant à la limite continue, le terme d'énergie d'échange se réécrit :

$$E_{\text{exc}} = \frac{JS^2}{12a} \int_{\mathcal{V}} (\vec{\nabla} \vec{m})^2 dV, \quad (\text{I.10})$$

en omettant les termes constants. a est la distance entre plus proches voisins et \vec{m} est défini comme le vecteur aimantation normalisé $\vec{m} = \vec{M}/M_s$ avec $\vec{M} = \sum_i \mu_i/\mathcal{V}$ la moyenne thermodynamique des moments et M_s sa norme, l'aimantation spontanée du système. Le préfacteur devant l'intégrale est appelé la constante d'échange notée $A = \frac{JS^2}{12a}$, pour un système cubique, et a pour dimension J.m^{-1} [LANDAU 35].

L'énergie d'échange est invariante par la rotation globale des moments magnétiques dans le volume total \mathcal{V} ; elle est donc totalement isotrope et ne peut expliquer l'existence d'une direction d'aimantation privilégiée telle que celle des échantillons étudiés ici.

I.2.2 Origine de l'anisotropie uniaxiale perpendiculaire

Dans un monocristal massif, la direction de facile aimantation est naturellement reliée aux directions cristallographiques. En revanche, dans une couche magnétique ultra-mince, de nouveaux termes apparaissent dans l'expression de l'énergie d'anisotropie magnétique du fait de la brisure de symétrie aux interfaces de l'empilement Pt/Co(5 Å)/Pt, ou des contraintes interfaciales créées entre la couche tampon et la couche de $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$.

Pour les deux systèmes en couches minces étudiés ici, bien que les mécanismes à l'origine de l'anisotropie soient différents, une direction uniaxiale de facile aimantation, dirigée selon la normale au plan du film, est privilégiée (**Figure I.4**).

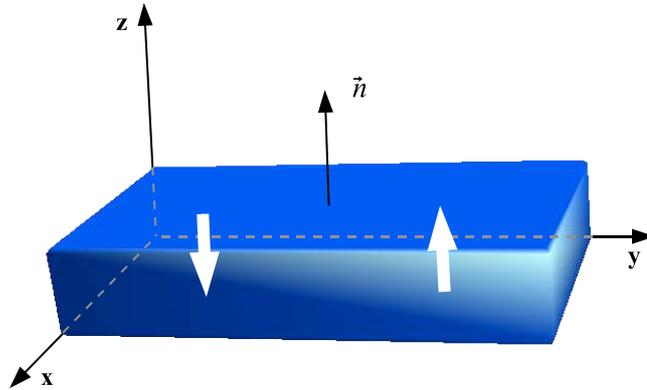


FIGURE I.4 – Représentation schématique de l'aimantation dans un système à anisotropie perpendiculaire. L'aimantation est alignée selon la normale au plan des couches : \vec{n}/\vec{u}_z .

Anisotropie du moment orbital du cobalt et de la direction d'aimantation

Dès 1937, van Vleck [VAN VLECK 37] suggère que l'interaction spin-orbite peut expliquer l'origine du couplage entre les moments magnétiques de spin et le réseau cristallin.

L. Néel fut alors le premier à prédire l'anisotropie de surface pour une couche mince [NÉEL 53, NÉEL 54]. Le modèle de Néel considère que l'énergie d'anisotropie, dans les systèmes $3d$ au moins, est la somme d'énergies de paires d'atomes qui dépendent de la distance entre les deux atomes et de l'orientation de cette paire par rapport à la normale du plan des couches. Les déformations du réseau cristallin influençant l'aimantation du fait de la magnétostriction, ce modèle permet de donner une interprétation simple de l'origine de l'anisotropie d'interface : les atomes de surface ou d'interface se trouvant dans un environnement non symétrique présentent une plus faible coordinence que les atomes de volume et donc une anisotropie exacerbée. En outre, leurs orbitales peuvent s'hybrider avec celles des ions des couches adjacentes.

Afin d'introduire correctement le magnétisme itinérant du cobalt, P. Bruno part d'un modèle de liaisons fortes pour décrire les bandes métalliques et traite le Hamiltonien spin-orbite au deuxième ordre en perturbation³ [BRUNO 89b, BRUNO 89a]. Il montre alors que l'énergie d'anisotropie magnétocristalline est proportionnelle à l'anisotropie du moment orbital. Pour une valeur élevée du moment orbital hors du plan du film, l'axe de facile aimantation est orienté suivant la même direction.

3. L'énergie du couplage spin-orbite qui vaut environ 50 meV est très faible devant les énergies de champ cristallin (~ 1 eV).

Dans le cobalt métallique, le moment orbital n'est pas complètement bloqué et vaut environ $0,1 \mu_B$. Il est alors environ dix fois plus faible que le moment de spin qui, lui, est isotrope. Le couplage spin-orbite impose que moment orbital et moment de spin soient parallèles : l'anisotropie du moment orbital conduit alors à une anisotropie d'énergie pour les moments de spin.

L'apparition d'une anisotropie orbitale a été clairement démontrée par des mesures de dichroïsme circulaire magnétique de rayons X sur des couches ultra-minces Au/Co/Au à anisotropie perpendiculaire [WELLER 95] (Figure I.5). Pour tous les systèmes M/Co/M, avec $M = \{\text{Au, Pt, Pd}\}$, l'hybridation $d-d$ aux interfaces entre les atomes de cobalt et de métal M favorise aussi une forte anisotropie perpendiculaire [CHAPPERT 86].

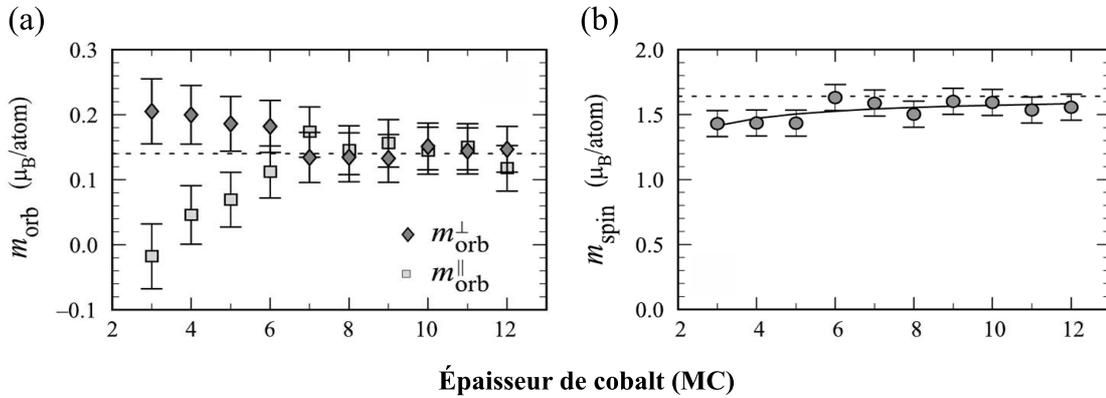


FIGURE I.5 – (D'après [WELLER 95]) Évolution (a) du moment orbital perpendiculaire et parallèle au plan des couches et (b) du moment de spin dans une structure Au/Co/Au pour différentes épaisseurs de cobalt (les traits pointillés correspondent aux valeurs obtenues dans l'échantillon massif). L'anisotropie d'interface due à l'hybridation avec les électrons $5d$ de l'or est telle que, jusqu'à une épaisseur de six couches atomiques (MC) de cobalt, le moment orbital est plus élevé selon la direction perpendiculaire au plan des couches induisant une anisotropie du moment orbital.

Anisotropie de la bande de valence du $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$

L'anisotropie magnétique du $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$ est également contrôlée par l'interface substrat / $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$, mais l'analogie avec les couches ultra-minces de cobalt s'arrête là. En effet, les ions manganèse ont idéalement un moment orbital strictement nul si bien que le couplage spin-orbite n'a aucun effet sur leurs moments magnétiques et ne peut induire une direction privilégiée du moment de spin des électrons d . En revanche, les trous p de la bande de valence ont un moment orbital non nul. Ils induisent une structure de bandes fortement anisotrope, en particulier celle des bandes

de valence. L'anisotropie magnétique du $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$ est ainsi le reflet de celle de la bande de valence qui, par couplage d'échange, impose la direction d'aimantation.

Comme l'ont montré expérimentalement Ohno *et al.* [OHNO 96] puis Shono *et al.* [SHONO 00], la direction de l'aimantation peut être contrôlée par les déformations induites dans la couche de $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$ par la couche tampon ou le substrat. Elle est en compression lorsque $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$ est directement déposé sur un substrat de GaAs, et l'aimantation est planaire. En revanche, elle est en tension lorsqu'elle est déposée sur une couche tampon de GaInAs, et la direction de facile aimantation devient alors perpendiculaire au plan.

La structure de bandes au centre de la zone de Brillouin, en l'absence de déformations, est représentée en [Figure I.6-\(a\) et \(b\)](#). L'axe d'anisotropie reste dans le plan des couches en variant entre la direction [100] et la direction [110] selon la concentration en trous ([Figure I.6-\(c\)](#)).

Pour rendre compte du changement de direction de l'anisotropie magnétique observé selon la nature du substrat sur lequel est déposé $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$, Dietl *et al.* [DIETL 01b] et Abolfath *et al.* [ABOLFATH 01] ont introduit un Hamiltonien prenant en compte les contraintes biaxiales, modifiant la structure des bandes de valence.

Des contraintes en tension ou en compression dans le plan des couches brise la symétrie cubique du cristal : les bandes des trous lourds et des trous légers sont décalées en énergie. Ce décalage est proportionnel au désaccord paramétrique entre la couche et le substrat : les positions relatives des trous lourds et des trous légers sont inversées selon que la couche de $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$ est en tension ou en compression. La direction d'aimantation privilégiée selon la nature des trous et l'inversion de la position des bandes sont à l'origine de la variation de l'anisotropie en fonction des contraintes imposées par la couche tampon.

Pour des contraintes extensives, les calculs de champ moyen montrent que seule la bande de trous légers est peuplée à faible dopage en porteurs : la direction d'aimantation privilégiée est alors parallèle au plan des couches. En augmentant la densité de porteurs jusqu'à des valeurs comparables à celles obtenues expérimentalement (typiquement quelques 10^{20} cm^{-3}), les bandes de trous lourds se peuplent : la direction de facile aimantation devient cette fois perpendiculaire au plan de $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$ ([Figure I.7](#)).

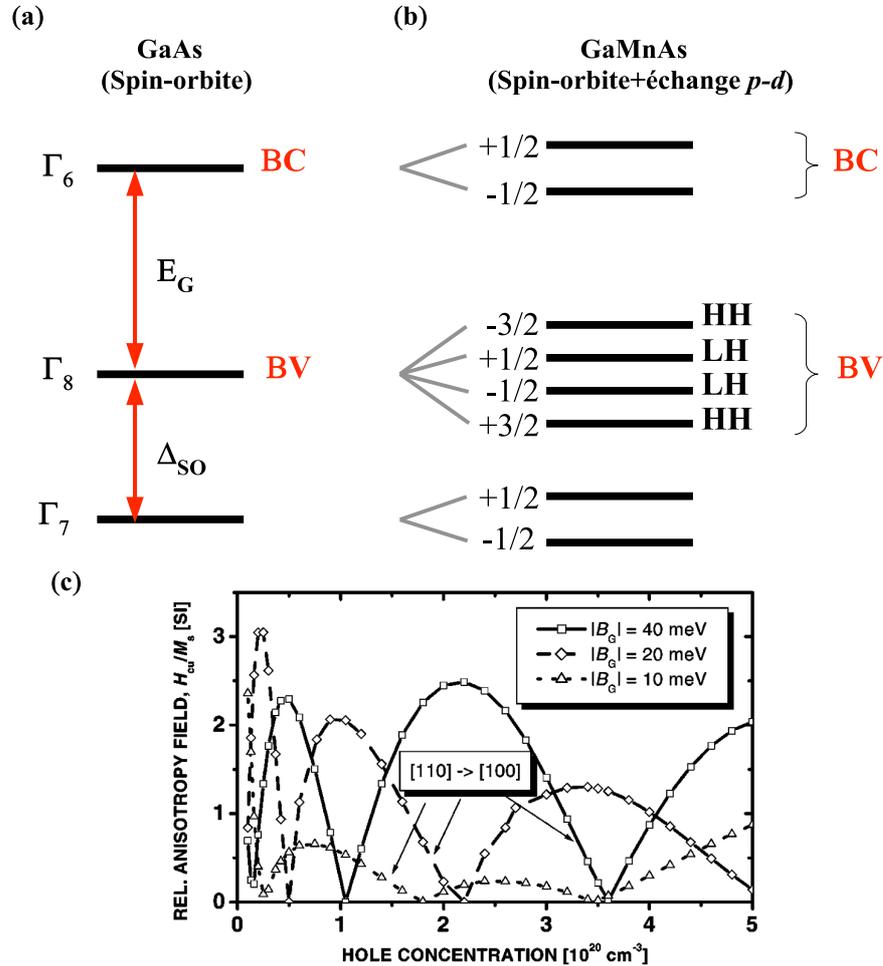


FIGURE I.6 – Structure des bandes de valence (BV) et de conduction (BC) en fonction des termes pris en compte pour décrire les états d'énergie de $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$. (a) Dans le GaAs, en présence de couplage spin-orbite, les bandes Γ_8 et Γ_7 sont séparées d'une énergie Δ_{SO} . (b) Dans le $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$, en tenant compte de l'échange entre les trous p et les électrons d des atomes de manganèse, la dégénérescence de spin est levée et la bande de valence se sépare en quatre sous-bandes : deux bandes de trous lourds (HH), correspondant à $S = \pm 3/2$, et deux bandes de trous légers (LH), correspondant à $S = \pm 1/2$. (c) (Tiré de [DIETL 01b]) Évolution, pour une couche de $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$ non contrainte, de la direction de facile aimantation dans le plan de la couche en fonction de la densité de porteurs et pour différentes valeurs de la constante d'échange p - d ($\beta \propto B_G$).

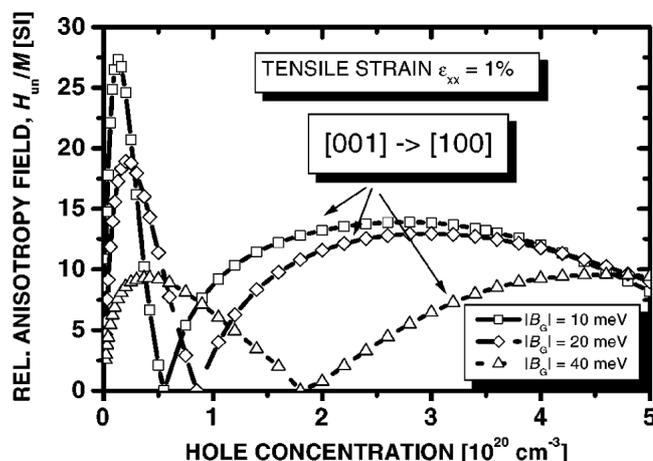


FIGURE I.7 – (Tiré de [DIETL 01b]) Variation du champ d’anisotropie et de son orientation en fonction de la densité de trous, pour une contrainte en tension de la couche de $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$ et pour différentes valeurs de la constante d’échange $p-d$ ($\beta \propto B_G$). Pour des densités de porteurs correspondant aux échantillons étudiés par la suite ($> 10^{20} \text{ cm}^{-3}$), la direction de facile aimantation est perpendiculaire au plan du film ([001]).

Forme générale de l’énergie d’anisotropie

Tant pour les films $\text{Pt}/\text{Co}(5 \text{ \AA})/\text{Pt}$ que pour les films de $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$, on peut rendre compte de l’anisotropie de volume à partir de l’expression phénoménologique suivante :

$$E_{\text{vol}} = \int_{\mathcal{V}} (K_1 \sin^2 \theta(r) + K_2 \sin^4 \theta(r)) dV \quad (\text{I.11})$$

où $\theta(r)$ est l’angle entre la direction de l’aimantation au point r et l’axe d’anisotropie, selon \vec{u}_z dans les échantillons à anisotropie perpendiculaire.

En plus de cette énergie d’anisotropie de volume, il faut également prendre en compte le terme d’énergie interfaciale pour chaque interface, dominant dans le cas des couches ultra-minces de cobalt :

$$E_{\text{surf}} = K_s \int_S \sin^2 \theta dS. \quad (\text{I.12})$$

L’énergie d’anisotropie structurale s’écrit finalement pour un film avec deux interfaces identiques :

$$E_{\text{ani}} = \int_{\mathcal{V}} (K_u \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta) dV \quad \text{avec} \quad K_u = K_1 + \frac{2K_s}{e}, \quad (\text{I.13})$$

e étant l’épaisseur de la couche magnétique. En étudiant la variation de l’anisotropie uniaxiale en fonction de l’épaisseur e de cobalt, S. Lemerle a déterminé les valeurs de

constantes d'anisotropie suivantes pour le système Pt/Co/Pt : $K_1 \simeq 4,6 \cdot 10^5 \text{ J}\cdot\text{m}^{-3}$ et $K_s \simeq 6,3 \cdot 10^{-4} \text{ J}\cdot\text{m}^{-2}$ [LEMERLE 98a].

I.3 Magnétisme des couches minces à anisotropie perpendiculaire

Bien que l'interaction d'échange et de l'anisotropie uniaxiale soient d'une origine fondamentalement différentes dans les deux systèmes Pt/Co(5 Å)/Pt et (Ga_{1-x}Mn_x)As à l'équilibre thermodynamique, ils présentent le même type de configurations macroscopiques en domaines magnétiques \uparrow et \downarrow , à l'intérieur desquels l'aimantation est uniforme.

Pour décrire correctement les configurations en domaines, il est nécessaire d'ajouter le terme d'énergie magnétostatique d'origine dipolaire à la fonctionnelle de l'énergie libre. Sous l'application d'un champ magnétique H , la structure en domaines est modifiée compte tenu de l'interaction Zeeman. Les domaines dans lesquels l'aimantation est alignée selon le champ croissent par déplacement des parois.

La largeur et l'énergie des parois de domaines peuvent être estimées à partir de la minimisation de l'énergie d'échange et d'anisotropie. Pour les deux systèmes étudiés, la même théorie micromagnétique peut être utilisée. L'hypothèse fondamentale du micromagnétisme suppose que l'aimantation \vec{M} est une fonction continue du temps et de l'espace : $\vec{M}(\vec{r}, t)$ varie lentement dans l'espace par rapport aux longueurs caractéristiques. En particulier, on considérera que l'aimantation locale $\vec{M}(\vec{r}, t)$ a une norme égale à M_s et s'écrit $\vec{M}(\vec{r}, t) = M_s \vec{m}(\vec{r}, t)$ en tout point \vec{r} du volume magnétique \mathcal{V} et à tout instant t .

I.3.1 Paroi de domaines à 180° dans une couche mince

La transition brutale d'un domaine dans lequel l'aimantation est dirigée selon la direction $+\vec{u}_z$ – direction d'aimantation notée par la suite \uparrow – à un domaine dans lequel l'aimantation est selon $-\vec{u}_z$ – \downarrow – (**Figure I.8**) demanderait un fort coût en énergie. Pour diminuer ce coût en énergie d'échange, et bien que cela induise un coût en énergie d'anisotropie supplémentaire, la rotation de 180° de l'aimantation entre le domaine \uparrow et le domaine \downarrow s'effectue progressivement. Une paroi de domaines est alors caractérisée par sa largeur et son énergie.

Une paroi de domaines résulte donc de la compétition entre les énergies d'échange et d'anisotropie. En se limitant aux termes d'anisotropie du premier ordre, K_u , la configuration d'aimantation dans la paroi de domaines est obtenue par la minimisation de la fonctionnelle :

$$\mathcal{F}[m(\vec{r})] = \int_{\mathcal{V}} \left(A(\vec{\nabla} \vec{m})^2 + K_u(1 - (\vec{m} \cdot \vec{u}_z)^2) \right) dV. \quad (\text{I.14})$$

En introduisant le système de coordonnées sphériques $(\theta(\vec{r}), \varphi(\vec{r}))$ (**Figure I.8 (a)**) et en considérant une paroi plane séparant deux domaines d'aimantation \uparrow et \downarrow , les condi-

tions aux limites du problème imposent **(Figure I.8 (b))** :

$$\theta(y = -\infty) = 0 \quad \text{et} \quad \theta(y = \infty) = \pi. \quad (\text{I.15})$$

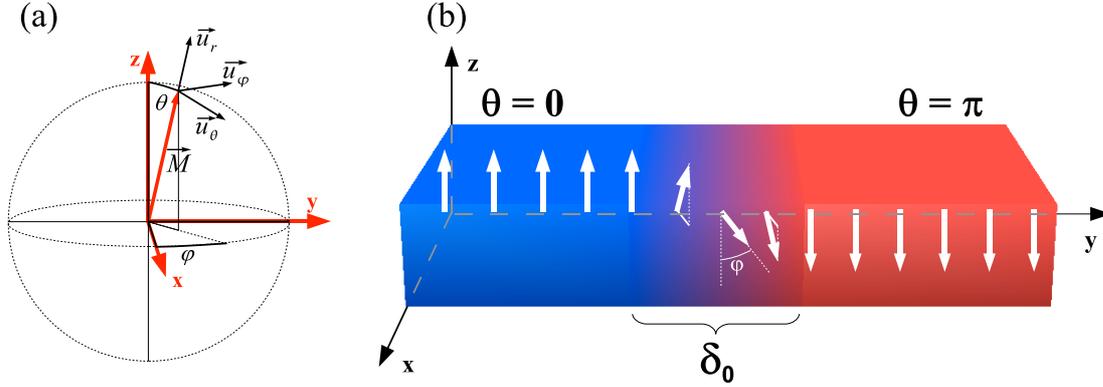


FIGURE I.8 – (a) Système de coordonnées sphériques utilisé pour repérer l'aimantation locale. (b) Cas d'une paroi de domaines à 180° dans une couche à aimantation perpendiculaire où l'angle φ , définissant le plan de rotation de l'aimantation dans la paroi par rapport au plan de la paroi, est uniforme sur la paroi de largeur δ_0 .

Dans ce simple modèle à une dimension, le profil de l'aimantation dans la paroi est alors donné par la minimisation de $\mathcal{F}[m(y)]$ par rapport à y , ce qui conduit à l'équation différentielle suivante⁴ :

$$-2A \frac{d^2\theta}{dy^2} + K_u \sin 2\theta = 0, \quad (\text{I.16})$$

ce qui donne le profil bien connu des parois de Bloch :

$$\theta(y) = 2 \arctan \left(\exp \left(\frac{y}{\delta_0} \right) \right) \quad (\text{I.17})$$

où $\delta_0 = \sqrt{\frac{A}{K_u}}$ est la largeur caractéristique de la paroi de domaines et $\pi\delta_0$ la largeur géométrique de la paroi de domaines.

Plus l'échange est fort, plus la rotation des moments s'étale spatialement et plus la paroi est large. Cet effet est contrebalancé par une énergie d'anisotropie élevée qui tend à réduire δ_0 . En outre, on montre que l'énergie d'échange et l'énergie d'anisotropie contribuent à parts égales à la densité surfacique d'énergie de la paroi qui s'exprime simplement en fonction de la constante d'échange et de l'anisotropie uniaxiale :

$$\sigma = 4\sqrt{AK_u}. \quad (\text{I.18})$$

4. Afin de minimiser l'échange, l'hypothèse d'un angle de précession φ constant sur toute la paroi est alors supposée. Dans cette description, toutes les valeurs de φ sont équivalentes. Cette dégénérescence est toutefois immédiatement levée lorsque le champ démagnétisant est pris en compte (voir I.3.2).

I.3.2 Énergie dipolaire et structure en domaines magnétiques

Le champ rayonné par le système lui-même est une source d'énergie qu'il est indispensable de prendre en compte en micromagnétisme. Ce champ dipolaire est par définition non local et, mis à part quelques cas spécifiques, il est très rare de pouvoir le déterminer simplement et exactement. Pour l'évaluer, la distribution spatiale de l'aimantation sur tout l'échantillon doit être rigoureusement prise en compte. Le champ dipolaire H_d est ainsi relié à l'aimantation du milieu par la relation de Maxwell :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H}_d = -\vec{\nabla} \cdot \vec{M} \quad (\text{I.19})$$

et il dérive du potentiel scalaire ϕ_d :

$$\vec{H}_d = -\vec{\nabla} \phi_d. \quad (\text{I.20})$$

Ce dernier peut être décrit par des charges magnétostatiques de surface et de volume, définies respectivement par $\sigma_s = \vec{m} \cdot \vec{n}$ et $\rho_v = -\vec{\nabla} \cdot \vec{m}$:

$$\phi_d(\vec{r}) = \frac{M_s}{4\pi} \left(\int \frac{\rho_v(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dV' + \int \frac{\sigma_s(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dS' \right). \quad (\text{I.21})$$

Un des cas où il est possible d'évaluer analytiquement et de façon exacte ce champ démagnétisant est celui d'un ellipsoïde. Il prend alors la forme simple :

$$\vec{H}_d = -N \cdot \vec{M} \quad (\text{I.22})$$

où N est un tenseur diagonal, dans la base des axes principaux de l'ellipsoïde, de trace égale à 1 et dont les termes $N_{i,i}$ sont positifs.

Dans le cas d'un film mince infini uniformément aimanté, on trouve $N_{xx} = N_{yy} = 0$ et $N_{zz} = 1$, et le champ démagnétisant et l'énergie associée s'écrivent respectivement :

$$\vec{H}_d = -M_s m_z \vec{u}_z \quad \text{et} \quad E_d = \frac{-\mu_0 M_s}{2} \int_V \vec{H}_d(\vec{m}) \cdot \vec{m} dV = \int_V \frac{\mu_0 M_s^2 m_z^2}{2} dV \quad (\text{I.23})$$

La composante m_z étant égale à $\cos \theta$, l'énergie démagnétisante apparaît comme un terme d'anisotropie caractérisé par la constante $K_d = \frac{\mu_0 M_s^2}{2}$ qui s'apparente à une constante d'anisotropie d'ordre 2 diminuant la constante d'anisotropie uniaxiale K_u (**Tableau I.1**). Les énergies d'anisotropie et démagnétisante peuvent alors s'exprimer :

$$E_{\text{ani}} + E_d = \int_V (K_{\text{eff}} \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta) dV. \quad (\text{I.24})$$

avec $K_{\text{eff}} = K_u - K_d$. Ainsi, lorsqu'au moins une des dimensions de l'échantillon magnétique est réduite, les charges magnétostatiques de surface jouent un rôle important.

Il en est de même dans les parois de domaines. En règle générale, une paroi de Bloch dans un film mince à anisotropie perpendiculaire présente une faible largeur.

Afin de minimiser l'énergie dipolaire de la paroi, l'aimantation s'alignera dans la paroi selon la plus grande dimension de la paroi pour éloigner au maximum les charges de surface⁵. Ainsi, on peut distinguer deux types de paroi dans les systèmes ultra-minces à anisotropie perpendiculaire : les parois de type Bloch (**Figure I.9 (a)**) ou les parois de type Néel (**Figure I.9 (b)**).

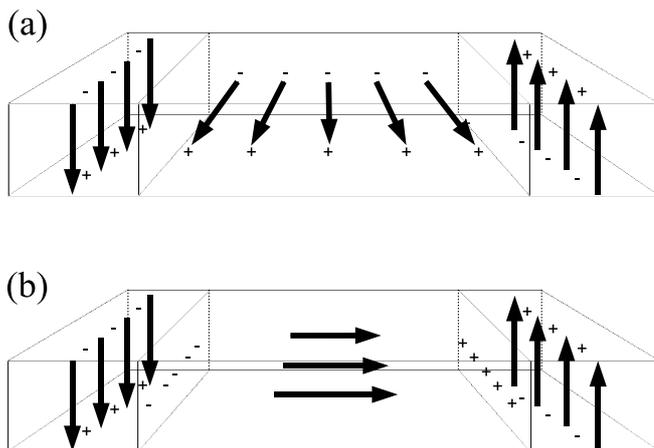


FIGURE I.9 – (a) Paroi de domaines dans une configuration de Bloch où l'aimantation tourne dans le plan de la paroi. (b) Configuration de Néel où l'aimantation tourne perpendiculairement au plan de la paroi.

Pour prendre en compte le champ dipolaire de la paroi, on peut approximer la paroi par un ellipsoïde. Dans le cas d'un film magnétique épais par rapport à $\delta_0 = \sqrt{\frac{A}{K_u}}$, tel que les films de $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$ étudiés ici, cet effet est négligeable, et les énergie et largeur de parois définies dans la **Section I.3.1** restent valables. Toutefois, dans le cas où la largeur de paroi est grande devant l'épaisseur du film magnétique, tel que dans le système $\text{Pt}/\text{Co}(5 \text{ \AA})/\text{Pt}$, l'effet du champ dipolaire est alors simplement de diminuer l'énergie d'anisotropie uniaxiale K_u de K_d . Les largeur et densité surfacique d'énergie de paroi de domaines ne sont alors plus liées à K_u mais à $K_{\text{eff}} = K_u - K_d$:

$$\delta_0 = \sqrt{\frac{A}{K_{\text{eff}}}} \quad \text{et} \quad \sigma = 4\sqrt{AK_{\text{eff}}} \quad (\text{I.25})$$

De façon analogue à la définition de la largeur d'une paroi de domaines, on peut définir une longueur d'échange :

$$\delta_{\text{éch}} = \sqrt{\frac{A}{K_d}} = \sqrt{\frac{2A}{\mu_0 M_s^2}} \quad (\text{I.26})$$

5. En champ nul, une paroi de domaines telle que d'écrite par l'Équation I.17 n'a pas de charge de volume.

qui spécifie la longueur $\pi\delta_{\text{éch}}$ sur laquelle l'interaction d'échange favorise un alignement ferromagnétique des moments magnétiques alors que le couplage dipolaire à longue portée s'oppose à celui-ci. On définit alors le facteur de qualité Q comme le rapport de l'anisotropie uniaxiale K_u et de l'anisotropie démagnétisante K_d :

$$Q = \frac{2K_u}{\mu_0 M_s^2} \quad (\text{I.27})$$

Les valeurs rapportées dans la littérature des paramètres magnétiques et micromagnétiques pour les deux systèmes étudiés sont rassemblées dans le [Tableau I.1](#).

Système	A	M_s	K_u	K_d	Q	δ_0	$\delta_{\text{éch}}$	σ
	[J.m ⁻¹]	[kA.m ⁻¹]	[J.m ⁻³]	[J.m ⁻³]		[nm]	[nm]	[J.m ⁻²]
(Ga _{0,93} Mn _{0,07})As	5 10 ⁻¹⁴	40	8,6 10 ³	1 10 ³	8,6	2,4	7,1	8,3 10 ⁻⁵
Pt/Co(5 Å)/Pt	1,4 10 ⁻¹¹	1430	1,7 10 ⁶	1,3 10 ⁶	1,3	3,8	3,3	1,4 10 ⁻²

TABLE I.1 – Valeurs expérimentales des différents paramètres magnétiques caractérisant les deux systèmes à anisotropie perpendiculaire : Si₃N₄/Pt(45Å)/Co(5Å)/Pt(35Å) à température ambiante [LEMERLE 98a], et GaAs/GaInAs/(Ga_{1-x}Mn_x)As avec $x = 7\%$ à 4 K [THEVENARD 07, DOURLAT 08a].

Différentes structures en domaines sont alors attendues selon la valeur de $Q > 1$ dans les systèmes à anisotropie perpendiculaire :

- une structure en réseaux de bulles magnétiques \uparrow dans un milieu aimanté \downarrow ($Q \sim 1$). En l'absence d'anisotropie planaire, la symétrie de ce réseau de bulles reflète celui du film (par exemple, réseau hexagonal) ([Figure I.10-\(a\)](#)) [DRUYVESTEIN 71, CAP 71],
- une structure de domaines en rubans ($Q \geq 1$) : alternance périodique de domaines d'aimantation \uparrow et \downarrow ([Figure I.10-\(b\)](#)) [KOOY 60],
- un monodomaine magnétique dont les dimensions latérales excèdent la taille de la zone de la couche mince étudiée ($Q \gg 1$).

Pour les deux premières situations, le cycle d'hystérésis macroscopique est caractérisé par une aimantation rémanente proche de zéro. Ceci est vrai dans les systèmes sans défaut, où bulles et rubans ne sont pas piégés. Ainsi, dans le système Pt/Co(5 Å)/Pt avec $Q \sim 1,3$, on pourrait s'attendre à un tel comportement. Or, à la rémanence, les configurations magnétiques observées y sont homogènes sur de grandes distances de l'ordre de 100 μm sous la forme de domaines circulaires. Cet apparent désaccord s'explique par le fait que le déplacement de parois dans le Pt/Co(5 Å)/Pt s'opère par des sauts de Barkhausen à bas champ dominés par le faible piégeage intrinsèque particulier à ce système 2D Ising [REPAIN 04]. De manière générale, les effets d'irréversibilité dus aux défauts intrinsèques ou extrinsèques [FERRÉ 01] et/ou de métastabilité empêchent le système d'atteindre aisément son état d'équilibre.

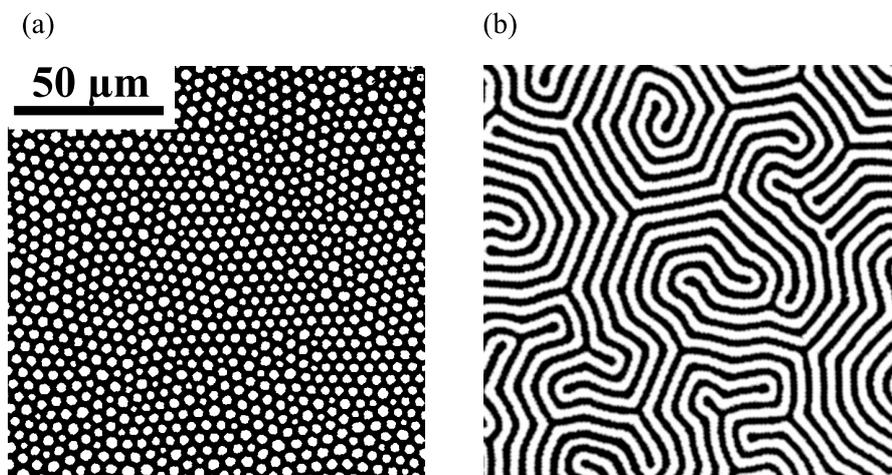


FIGURE I.10 – (Tirées de [HUBERT 98]) (a) Réseau de domaines en bulles avec une symétrie hexagonale. (b) Réseau de domaines en rubans.

Configurations magnétiques sous champ

Considérons maintenant des films à anisotropie perpendiculaire dans lesquels le renversement de l'aimantation est initié sous champ à partir de rares centres de nucléation, puis se développe par propagation de parois de domaines. Sous champ magnétique, la nouvelle contribution à la fonctionnelle de densité d'énergie est l'énergie Zeeman. Ainsi, sous l'effet d'un champ extérieur appliqué H , l'énergie du système est réduite lorsque l'aimantation locale s'aligne selon ce champ :

$$E_{\text{Zeeman}} = -\mu_0 M_s \int_{\mathcal{V}} \vec{H}_{\text{ext}} \cdot \vec{m} dV. \quad (\text{I.28})$$

En se limitant au terme d'anisotropie du premier ordre, la fonctionnelle de l'énergie pour le volume magnétique \mathcal{V} est égale à la somme des contributions (I.10), (I.13), (I.23) et (I.28) :

$$\mathcal{F}[m(\vec{r})] = \int_{\mathcal{V}} \left(A(\vec{\nabla} \vec{m})^2 + K_u(1 - (\vec{m} \cdot \vec{u}_z)^2) - \mu_0 M_s \vec{m} \left(\frac{1}{2} \vec{H}_d(\vec{m}) + \vec{H}_{\text{ext}} \right) \right) dV. \quad (\text{I.29})$$

À partir de la minimisation de cette fonctionnelle, il est en principe possible de déterminer la configuration sous champ de l'aimantation $m(\vec{r})$ en tout point de l'espace. Cette minimisation est toutefois non triviale compte tenu du terme démagnétisant.

À titre d'exemple, partons d'une configuration désaimantée en domaines organisés en labyrinthe dans un film de Pt/Co(5 Å)/Pt, réalisé par B. Rodmacq (SPINTEC, Grenoble), irradié par des ions He^+ sous une faible dose $8 \cdot 10^{15} \text{ He}^+ \cdot \text{cm}^{-2}$. L'irradiation a pour but de réduire notablement l'anisotropie de surface, la coercivité, l'aimantation

spontanée mais aussi la température de Curie (**Chapitre II**). Sous l'application d'un champ magnétique défavorisant l'état d'aimantation opposé au champ, on observe un renversement de l'aimantation quasiment continu par propagation des rubans (**Figure I.11-(a)**), ce qui induit une variation linéaire de l'aimantation $M(H)$.

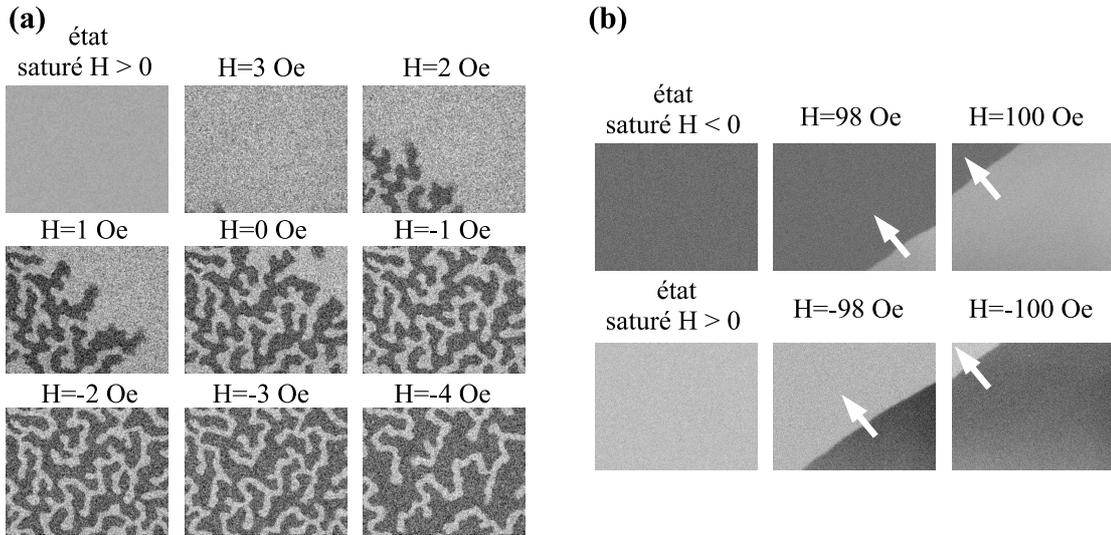


FIGURE I.11 – (a) Renversement de l'aimantation dans un film Pt/Co(5 Å)/Pt irradié à une dose de $8.10^{15} \text{ He}^+ \cdot \text{cm}^{-2}$, pour réduire notablement la valeur de K_u par rapport à K_d ($Q \sim 1$), dont la structure magnétique à la rémanence est formée de domaines en rubans. (b) Renversement de l'aimantation dans une structure Pt/Co(5 Å)/Pt par déplacement uniforme d'une paroi. L'aimantation rémanente est alors complètement saturée.

Dans les échantillons Pt/Co(5 Å)/Pt comme dans ceux de $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$, la structure monodomaine est conservée sous champ jusqu'à la nucléation d'un ou de quelques domaines d'aimantation opposée qui se développent rapidement par déplacement de paroi (**Figure I.11-(b)**). Dès lors, l'aimantation macroscopique de l'échantillon s'aligne rapidement selon la direction du champ magnétique. Ceci donne lieu à une variation abrupte de l'aimantation sur le cycle d'hystérésis dès que l'on atteint le champ de nucléation.

I.3.3 Dynamique de l'aimantation sous champ magnétique

Équation de Gilbert

Le champ magnétique appliqué H est un des moteurs du renversement de l'aimantation et de la dynamique dans un film ferromagnétique⁶. Chacun des termes de la fonctionnelle d'énergie (Équation I.29) permet de définir un champ effectif, H_α d'après la relation :

$$\vec{H}_\alpha = -\frac{1}{\mu_0 M_s} \frac{\delta \epsilon_\alpha}{\delta \vec{m}}, \quad (\text{I.30})$$

ϵ_α étant la densité volumique d'énergie correspondante.

Ainsi, c'est le champ total \vec{H}_{tot} , somme des champs d'échange, d'anisotropie, démagnétisant et appliqué (Tableau I.2) qui exerce un couple $\vec{\Gamma}$ sur l'aimantation locale \vec{M} en \vec{r} .

Nature de l'interaction	échange	anisotropie	dipolaire	Zeeman
Énergie [J.m ⁻³]	$A \left(\vec{\nabla} \vec{m} \right)^2$	$K_u \left(1 - (\vec{m} \cdot \vec{u}_z)^2 \right)$	$\frac{-\mu_0 M_s}{2} \left(\vec{m} \cdot \vec{H}_d(\vec{m}) \right)$	$-\mu_0 M_s \vec{m} \cdot \vec{H}$
Champ [A.m ⁻¹]	$\frac{2A \Delta \vec{m}}{\mu_0 M_s}$	$\frac{2K_u}{\mu_0 M_s} (\vec{m} \cdot \vec{u}_z) \vec{u}_z$	\vec{H}_d	\vec{H}

TABLE I.2 – Tableau donnant pour chaque type d'interaction l'énergie et le champ effectif associés.

C'est ce couple qui va être à l'origine de l'évolution temporelle de $\vec{m}(\vec{r}, t)$ selon l'équation du mouvement pour un moment magnétique classique qui s'écrit :

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = -\mu_0 |\gamma| \vec{\Gamma} = -\mu_0 |\gamma| \vec{m} \wedge \vec{H}_{\text{tot}}, \quad (\text{I.31})$$

où γ est le coefficient gyromagnétique. Ce couple a pour effet d'induire une précession de l'aimantation autour du champ \vec{H}_{tot} à la fréquence $\omega_{\text{Larmor}} = |\gamma| \mu_0 \vec{H}_{\text{tot}}$; l'angle entre \vec{m} et \vec{H}_{tot} reste constant.

Pourtant, la réalité expérimentale montre que l'aimantation s'aligne progressivement selon \vec{H}_{tot} . Pour cela, le système doit dissiper une partie de son énergie. Afin de rendre compte de cette dissipation d'énergie qui reflète les couplages de l'aimantation avec les autres degrés de liberté du système, il est nécessaire d'introduire un terme d'amortissement dans l'équation du mouvement qui tend à aligner le moment magnétique avec le champ \vec{H}_{tot} . Une possibilité est alors d'ajouter au champ effectif un champ supplémentaire proportionnel et opposé aux variations temporelles de \vec{m} .

6. L'effet d'un courant polarisé en spins est réservé à la dernière partie de ce manuscrit.

Le couple exercé par ce champ a bien pour effet d'aligner l'aimantation locale selon le champ effectif local :

$$\begin{aligned}\frac{d\vec{m}}{dt} &= -\mu_0|\gamma|\vec{m} \wedge \left(\vec{H}_{\text{tot}} - \frac{\alpha}{\mu_0|\gamma|} \frac{d\vec{m}}{dt} \right) \\ &= -\mu_0|\gamma|\vec{m} \wedge \vec{H}_{\text{tot}} + \alpha\vec{m} \wedge \frac{d\vec{m}}{dt}.\end{aligned}\quad (\text{I.32})$$

α est un paramètre phénoménologique, introduit par Gilbert [GILBERT 55] pour rendre compte des différents « canaux » de relaxation de l'énergie⁷. La variation d'énergie, nulle en l'absence de ce terme dissipatif, vaut alors :

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{\alpha M_s}{|\gamma|} \int_V \left(\frac{d\vec{m}}{dt} \right)^2 dV \quad (\text{I.33})$$

et est négative puisque α est positif.

L'évolution temporelle de \vec{m} correspond bien à l'évolution vers un état minimisant l'énergie totale du système.

Cas idéal du déplacement d'une paroi de domaines sous champ magnétique en l'absence de défauts

L'équation de la dynamique (I.32) étant établie, il est possible de déterminer le mouvement d'une paroi de domaines sous l'action d'un champ magnétique appliqué selon l'axe d'anisotropie uniaxiale. À l'origine, les modèles de paroi à une dimension furent développés pour les matériaux à bulles, envisagés dans les années 1970 comme moyen de stockage de l'information [MALOZEMOFF 79]. Dans ces modèles, l'aimantation est supposée ne varier que dans la direction de déplacement de la paroi, ici selon y .

L'application d'un champ magnétique selon l'axe d'anisotropie a pour effet d'induire une rotation des moments magnétiques de la paroi dans le plan de la couche (Figure I.12). Cette rotation génère des charges surfaciques sur la paroi qui sont à l'origine d'un champ démagnétisant perpendiculaire à la paroi. Contrairement à l'idée reçue, ce n'est pas le champ appliqué qui fait avancer la paroi mais bien le champ démagnétisant perpendiculaire à celle-ci qui, d'après l'Équation I.32, induit la précession des moments dans la paroi.

Afin de prendre en compte les effets du champ démagnétisant sur une paroi de Bloch, la paroi peut être approximée par un ellipsoïde. Le champ démagnétisant peut être alors évalué à partir du calcul des termes diagonaux du tenseur démagnétisant [NÉEL 55, MOUGIN 07]. Walker [WALKER 63] puis Slonczewski [SLONCZEWSKI 72] ont été les premiers à étudier le déplacement de paroi sous champ magnétique dans un

7. En acceptant de renormaliser le coefficient gyromagnétique, cette forme d'amortissement est équivalente à celle introduite par Landau et Lifshitz : $\frac{d\vec{m}}{dt} = -\frac{\mu_0|\gamma|}{1+\alpha^2}\vec{m} \wedge \vec{H}_{\text{tot}} - \frac{\mu_0|\gamma|\alpha}{1+\alpha^2}\vec{m} \wedge (\vec{m} \wedge \vec{H}_{\text{tot}})$ [LANDAU 35].

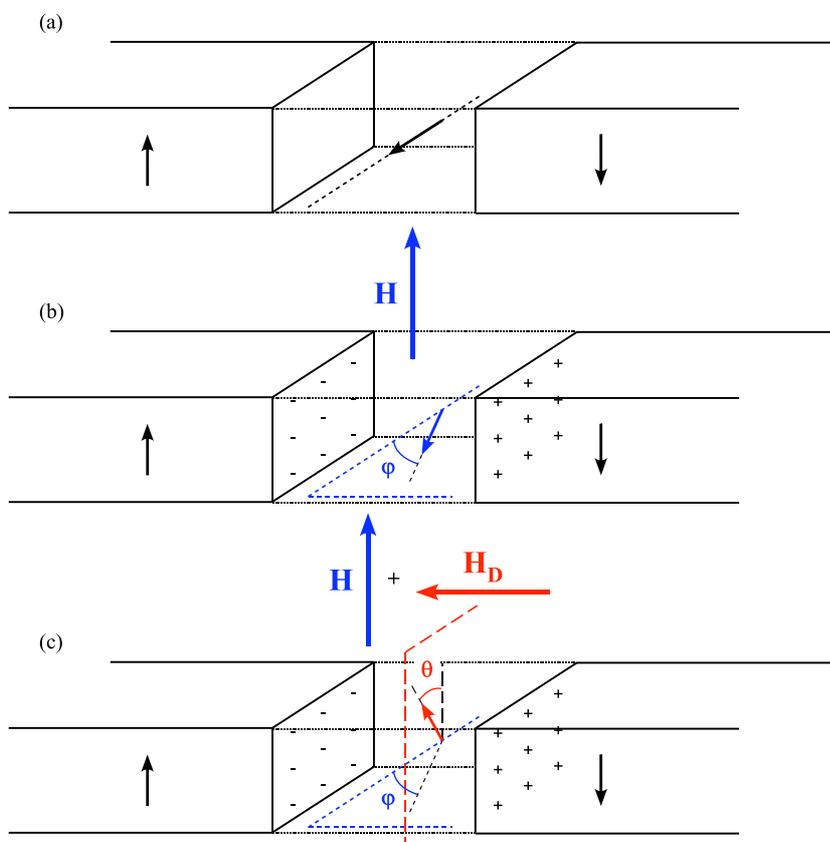


FIGURE I.12 – (a) Représentation schématique d’une paroi de Bloch au repos en l’absence de champ appliqué. (b) Le champ magnétique appliqué selon l’axe de facile aimantation provoque la rotation des moments magnétiques de la paroi dans le plan de la couche et génère un champ démagnétisant planaire. (c) Ce champ planaire entraîne une rotation des moments dans le plan de la paroi et induit le déplacement de la paroi.

film magnétique épais. Pour cela, ils supposent que le profil de la paroi en champ nul est conservé lorsqu’on applique un champ magnétique H .

Tant que le champ H est inférieur au champ seuil de Walker, $H_W = \frac{\alpha M_s}{2}$, la paroi atteint rapidement un régime d’équilibre stationnaire. L’angle de précession de la paroi ψ reste alors constant lors du déplacement de la paroi et est égal à ψ , tel que :

$$\sin 2\psi = \frac{H}{H_W}. \quad (\text{I.34})$$

La paroi se déplace alors à une vitesse constante proportionnelle à H :

$$v(H) = \frac{|\gamma| \mu_0 \delta_0}{\alpha} H \quad \text{si} \quad H < H_W. \quad (\text{I.35})$$

Lorsque $H > H_W$, la paroi ne se déplace plus à vitesse constante et l'angle φ varie de manière périodique au cours du temps : la paroi passe de façon continue d'une structure de Bloch $\psi = 0$ à une structure de Néel avec $\psi = \pi/2$ (Figure I.9). La vitesse au champ de Walker correspond à la vitesse maximale qu'une paroi peut acquérir en régime stationnaire. Il est alors indispensable de définir une vitesse moyenne sur la période de précession de la paroi :

$$\bar{v}(H) = \frac{|\gamma|\mu_0\delta_0}{\alpha} \left(H - \frac{\sqrt{H^2 - H_W^2}}{1 + \alpha^2} \right) \xrightarrow{H \gg H_W} |\gamma|\mu_0\delta_0 \frac{\alpha}{1 + \alpha^2} H \quad (\text{I.36})$$

La paroi est animée d'un mouvement de va-et-vient mais son déplacement moyen est toujours positif ce qui explique le ralentissement de la paroi pour $H > H_W$ (Figure I.13-(a)).

À fort champ, en régime précessionnel, on trouve une vitesse moyenne de déplacement de paroi linéaire en champ.

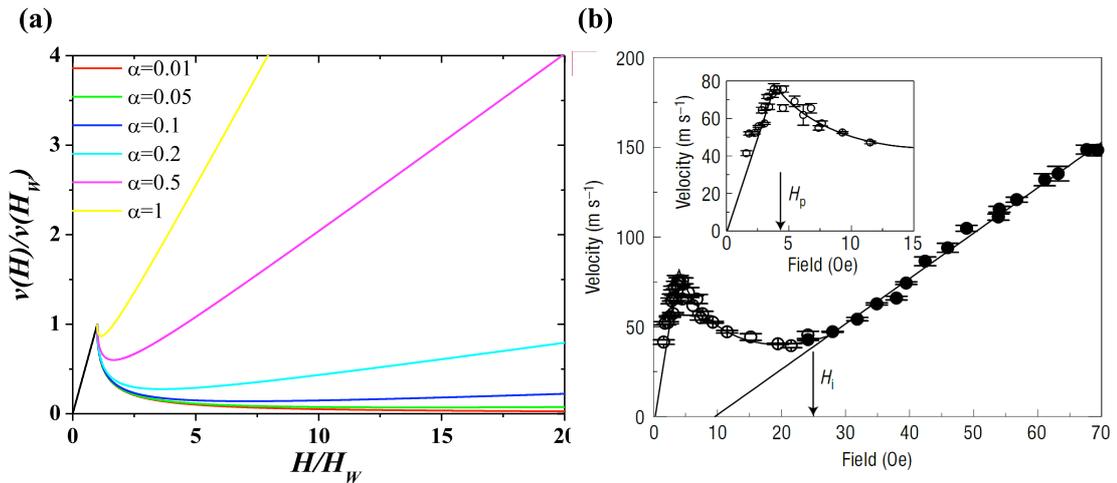


FIGURE I.13 – (a) Évolution de la vitesse d'une paroi de domaines sous champ, calculée en supposant une structure rigide du profil de la paroi, en fonction du champ magnétique pour différentes valeurs du paramètre d'amortissement de Gilbert α . (b) Mise en évidence expérimentale de trois régimes de déplacement de paroi sous champ dans une piste de Py de largeur 600 nm [BEACH 05] : (i) à faible champ $H < H_W$ ($\mu_0 H < 0,45 \text{ mT} = 4,5 \text{ Oe}$), la paroi se déplace à vitesse constante, (ii) en champ intermédiaire ($0,5 < \mu_0 H < 2,4 \text{ mT} = 24 \text{ Oe}$), la paroi précesse autour de l'axe d'anisotropie uniaxiale, induisant un mouvement de va-et-vient périodique de la paroi qui ralentit son déplacement et (iii) à fort champ ($\mu_0 H > 3,0 \text{ mT} = 30 \text{ Oe}$), on trouve un régime précessionnel où la vitesse moyenne de la paroi est linéaire en champ.

Un tel comportement a été récemment mis en évidence par Beach *et al.* [BEACH 05] dans des expériences de déplacement de parois sous champ dans une piste de Permalloy à anisotropie planaire d'une largeur de 600 nm (**Figure I.13-(b)**).

Jusqu'à très récemment, personne n'avait démontré expérimentalement l'existence de ces régimes de vitesse, avec une anomalie de Walker, dans un film magnétique à anisotropie perpendiculaire. Ce n'est qu'au cours de la rédaction de cette thèse qu'un article, en cours de soumission [DOURLAT 08b], démontre que ce comportement général peut aussi être mis en évidence dans une couche de $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$ à anisotropie perpendiculaire identique à celles étudiées par la suite (**Chapitres II, III et V**). Cette difficulté à révéler l'anomalie de Walker dans des systèmes à anisotropie perpendiculaire [METAXAS 07] contrairement aux systèmes à anisotropie planaire, tel que le Permalloy, est liée à l'existence de parois étroites qui sont extrêmement sensibles aux défauts intrinsèques, telles que les variations locales d'anisotropie, d'épaisseur, etc... [BRUNO 89a].

Dans des nano-éléments telles que des pistes de largeur et d'épaisseur réduites, le champ démagnétisant dans la paroi est fortement modifié par rapport à celui d'un film épais. Le champ seuil de Walker est alors fortement réduit à cause du confinement de la paroi [MOUGIN 07]. Le déplacement d'une paroi de domaines sous champ et sous courant sera précisé dans le **Chapitre V**.

Déplacement d'une paroi de domaines sous champ magnétique en présence de piégeage faible par des défauts

Par exemple, dans le système Pt/Co(5 Å à 8 Å)/Pt, à anisotropie perpendiculaire, le déplacement de paroi de domaines sous faible champ est fortement perturbé par rapport à l'image sans défaut présentée précédemment [METAXAS 07] (**Figure I.14**). Ainsi, aux faibles champs, le déplacement est thermiquement activé et dominé par le franchissement d'une barrière d'énergie liée à un faible piégeage collectif de la paroi par les défauts : c'est le phénomène de « reptation » ou de « creep » [LEMERLE 98b], où le déplacement de la paroi se fait par des sauts successifs de Barkhausen qui sont de plus en plus grands mais plus rares lorsque H tend vers zéro [REPAIN 04]. Dans ce régime bas champ, la vitesse de la paroi obéit à une loi thermiquement activée :

$$v(H) = v_0 \exp\left(-\frac{U_c}{k_B T} \left(\frac{H_{\text{dep}}}{H}\right)^{1/4}\right). \quad (\text{I.37})$$

Toutefois, aux fortes valeurs de champ magnétique, supérieur au champ de dépiégeage, H_{dep} , ce régime de reptation n'est plus pertinent et l'on retrouve un comportement en champ en accord avec les prédictions du modèle 1D sans défaut [METAXAS 07, DOURLAT 08b].

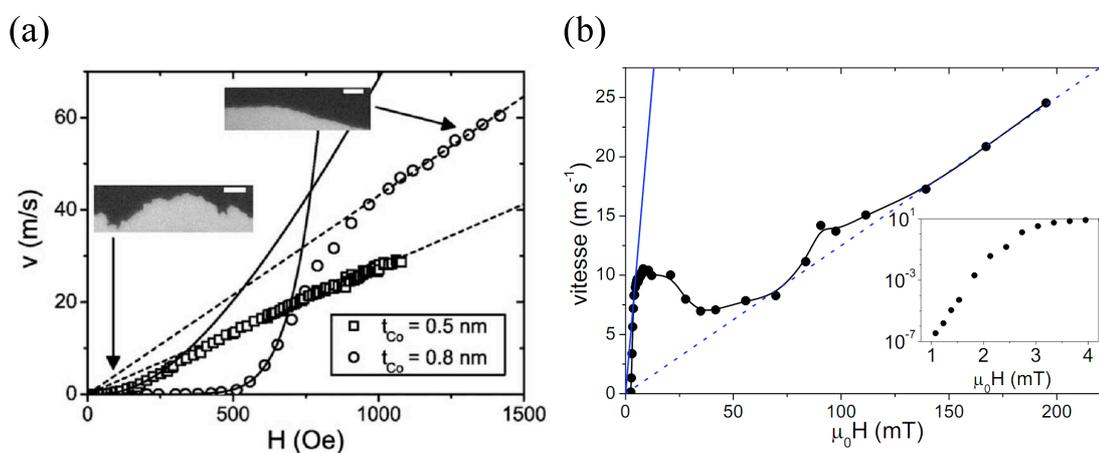


FIGURE I.14 – Vitesse de déplacement d’une paroi de domaines dans des films à anisotropie perpendiculaire (a) Pt/Co (5 et 8 Å)/Pt à température ambiante [METAXAS 07] et (b) de $(Ga_{0,93}Mn_{0,07})As$ à 80 K [DOURLAT 08b]. Dans les deux systèmes, le régime de vitesse observé à bas champ est thermiquement activé et suit une loi de « creep », tandis qu’aux valeurs de champ plus élevées, le déplacement de la paroi se rapproche de celui attendu dans un film sans défaut.

I.4 Renversement de l’aimantation dans des nano-éléments

Tant que l’une, au moins, des dimensions du système ferromagnétique étudié est nettement plus grande que les longueurs caractéristiques du magnétisme (longueur d’échange, largeur de paroi, ...), la propagation de paroi de domaines est souvent le mécanisme invoqué pour interpréter le renversement de l’aimantation. En revanche, lorsque toutes les dimensions du nano-élément tendent vers ou sont inférieures aux dimensions caractéristiques du magnétisme, il devient difficile de prédire la nature du mécanisme associé au renversement de l’aimantation. Parmi les différents modes de renversement de l’aimantation envisagés, le plus simple est le renversement cohérent des spins au cours duquel tous les moments se retournent à l’unisson (Section I.4.2).

Ce modèle largement étudié théoriquement a été uniquement mis en évidence dans des nano-éléments quasi-sphériques dont le diamètre reste de l’ordre ou est inférieur à la longueur d’échange [WERNSDORFER 97]. Ils restent magnétiquement monodomaines sous champ. Pour de plus grandes particules, les résultats peuvent être encore phénoménologiquement interprétés à l’aide d’un modèle de rotation quasi-cohérente, mais en ne faisant intervenir qu’une fraction du volume du nano-élément, ce qui ne permet pas de donner une interprétation simple du renversement de l’aimantation [FRUCHART 99]. Dès lors, la forme géométrique du nano-élément aussi bien que ses dimensions latérales s’avèrent cruciales, le renversement de l’aimantation pouvant impliquer des excitations inhomogènes, énergétiquement plus faibles, dans un monodomaine [BRAUN 93].

I.4.1 Renversement thermiquement activé

Avant de détailler les principaux mécanismes de renversement de l'aimantation dans des nano-éléments, il est bon de présenter les phénomènes ayant lieu quelle que soit la forme de la barrière d'énergie mise en jeu. Ainsi, on peut, dans un système à deux états, décrire l'effet de la température en étudiant la loi de probabilité pour que le système soit toujours dans le même état à un instant t . Ici, considérons un nano-élément tel que, en champ nul, son aimantation soit uniforme et alignée selon un axe d'anisotropie (\Downarrow). À température nulle, cet état est parfaitement stable. Toutefois, à température finie, les fluctuations thermiques apportent une énergie de l'ordre de $k_B T$ au système. La direction d'aimantation fluctue alors autour de l'axe d'anisotropie et peut même spontanément passer à l'état d'aimantation \Uparrow . Mis à part un renversement tunnel de l'aimantation que l'on peut négliger dans la majorité des cas, particulièrement à haute température, ce passage d'un état d'aimantation à un autre nécessite le franchissement d'une barrière d'énergie ΔE avec un temps caractéristique τ .

Loi de probabilité de non-renversement de l'aimantation dans un nano-élément ferromagnétique

Au renversement d'un état d'aimantation à l'autre, on associe la probabilité $P(t)$ de non-renversement à l'instant t . La probabilité que l'aimantation change d'état entre l'instant t et l'instant $t + dt$ est alors égale à $\frac{dt}{\tau}$, avec τ le temps caractéristique associé au mode de renversement de l'aimantation. Ainsi, lorsqu'un unique processus est mis en jeu, la probabilité de non-renversement à l'instant $t + dt$ s'écrit :

$$P(t + dt) = \left(1 - \frac{dt}{\tau}\right) P(t) \quad (\text{I.38})$$

et l'évolution de la probabilité de non-renversement de l'aimantation en fonction du temps de mesure t suit une loi exponentielle caractérisée par le temps τ de l'unique processus mis en jeu :

$$P(t) = \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right). \quad (\text{I.39})$$

Cette loi de probabilité n'a été vérifiée que très récemment et sur un nombre très limité de systèmes [WERNSDORFER 97, MYERS 02] (**Figure I.15**) à cause des dimensions latérales trop élevées des objets étudiés jusqu'alors, dans lesquels plusieurs mécanismes sont mis en jeu [LEDERMAN 94].

Le temps τ est relié à la hauteur de la barrière d'énergie ΔE associée au processus de renversement de l'aimantation et aux fluctuations thermiques par la loi d'Arrhenius-van't Hoff, caractéristique d'un processus classique de transition entre deux états thermiquement activés :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} \exp\left(\frac{-\Delta E}{k_B T}\right). \quad (\text{I.40})$$

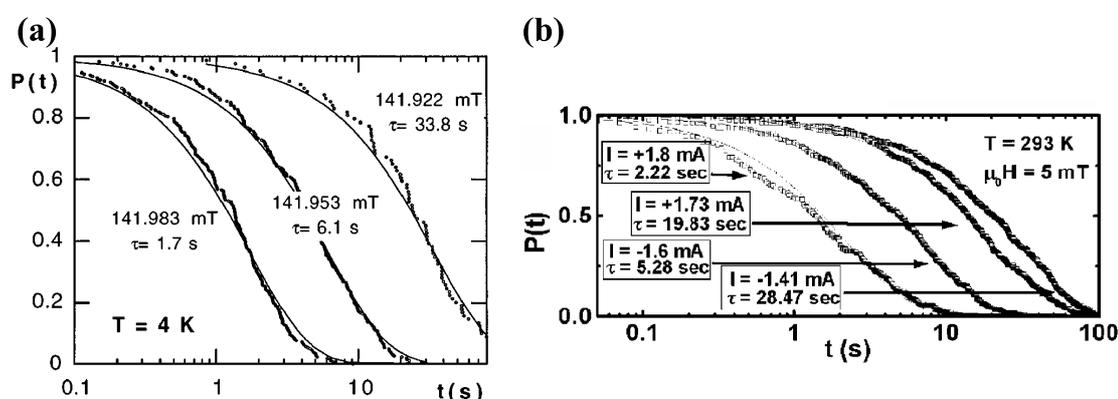


FIGURE I.15 – Exemples de renversements de l'aimantation thermiquement activé satisfaisant à une loi de probabilité purement exponentielle déterminée par un unique temps caractéristique τ . (a) Variation expérimentale (points) de la probabilité de non-renversement de l'aimantation d'une particule sphérique de cobalt de diamètre (25 ± 5 nm) en fonction du temps de mesure au micro-SQUID, et ajustement (ligne continue) par une loi exponentielle ne faisant intervenir qu'un seul temps caractéristique c'est-à-dire un seul processus de renversement de l'aimantation [WERNSDORFER 97]. (b) Résultats similaires obtenus par Myers *et al.* [MYERS 02] pour la couche « libre » d'une vanne de spins en fonction du courant injecté dans celle-ci.

où τ_0 est un temps caractéristique du mécanisme de renversement, de l'ordre de 10^{-9} - 10^{-12} s.

Bruit télégraphique de l'aimantation et superparamagnétisme

Une conséquence de ce régime thermiquement activé est l'instabilité temporelle de l'état d'aimantation lorsque l'énergie des fluctuations thermiques, $k_B T$, devient comparable à la hauteur de la barrière d'énergie ΔE . Le système fluctue alors sur une échelle de temps de l'ordre de τ .

- Lorsque le temps de mesure est nettement supérieur à τ , les fluctuations thermiques sont telles que l'état magnétique en champ nul apparaît désaimanté bien que $T < T_c$.
- Lorsque le temps de mesure est de l'ordre de grandeur ou plus court que le temps caractéristique des fluctuations, il est alors possible de suivre l'état d'aimantation du nano-élément ainsi que ses fluctuations entre les deux états; il s'agit du bruit télégraphique de l'aimantation (Figure I.16).

Le régime superparamagnétique se manifeste lorsque le temps de mesure est plus long que la période des fluctuations thermiques. Wernsdorfer *et al.* [WERNSDORFER 97] ont ainsi mis en évidence ce phénomène par des mesures micro-SQUID à basse température sur des ellipsoïdes de cobalt de 25 nm. De même, Bode *et al.* [BODE 04] ont

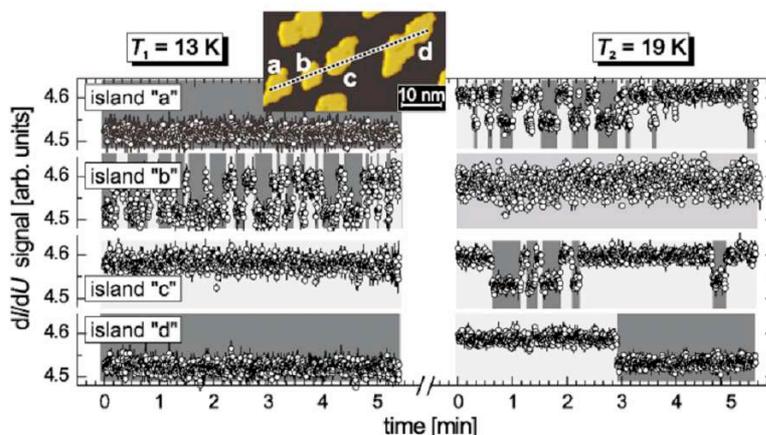


FIGURE I.16 – Bruit télégraphique observé à deux températures par SP-STM sur différents îlots d’une couche monoatomique de fer déposée sur du molybdène. Entre 13 K et 19 K, les fluctuations thermiques deviennent trop grandes pour maintenir l’aimantation de l’îlot « b » pendant 1 ms, contrairement aux autres îlots [BODE 04].

pu révéler l’apparition du superparamagnétisme en visualisant par SP-STM le bruit télégraphique dans plusieurs îlots individuels de fer déposés sur du molybdène (Figure I.16). Chacun de ces îlots est composé d’une couche monoatomique de fer d’une surface de l’ordre de quelques dizaines de nm^2 . En outre, ils ont pu mettre en évidence une dépendance marquée du temps de relaxation avec la forme et la surface de l’îlot, laissant entrevoir que le (ou les) mode(s) de renversement mis en jeu dépend(ent) fortement de ces paramètres géométriques.

I.4.2 Renversement cohérent de l’aimantation – Modèles de Stoner - Wohlfarth et de Néel - Brown

Dans un premier temps, intéressons-nous au modèle dit de renversement cohérent. Ce modèle, dans lequel tous les moments magnétiques sont supposés parallèles au cours du renversement de l’aimantation, permet de préciser clairement les concepts présentés précédemment tels que la barrière d’énergie ΔE et le temps de relaxation τ_0 . Diverses approches ont été proposées à ce modèle. Ainsi, en suivant le modèle de Stoner - Wohlfarth [STONER 48], on peut déterminer l’expression de l’énergie de barrière introduite dans l’Expression I.40. La démarche adoptée par Néel [NÉEL 49] puis, plus tard, par Brown [BROWN 63] est de calculer le temps de relaxation lié au mécanisme de renversement cohérent de l’aimantation (expression I.40).

Pour simplifier la prise en compte du champ démagnétisant, considérons un ellipsoïde tel que les coefficients N_{xx} et N_{yy} sont égaux à $N_{//}$, tandis que $N_{zz} = N_{\perp}$. En ne retenant que le terme d’anisotropie du premier ordre, l’énergie magnétique d’un tel

nano-élément soumis à un champ H faisant un angle α avec \vec{u}_z s'écrit :

$$E(\theta) = \underbrace{\left(K_u + \frac{\mu_0 M_s^2}{2} (N_{//} - N_{\perp}) \right)}_{\mathcal{K}} \mathcal{V} \sin^2(\theta) - \mu_0 M_s H \mathcal{V} \cos(\theta - \alpha) + cste. \quad (\text{I.41})$$

en supposant que l'aimantation tourne de façon cohérente durant son renversement sous champ. Ce nano-système est usuellement appelé **macrospin**, l'aimantation de la nano-particule étant assimilée à un moment magnétique « géant » $M_s \mathcal{V}$; dans ce cas, il n'y a pas de variation de l'énergie d'échange pendant le renversement de l'aimantation.

Barrière d'énergie — Influence du champ magnétique

En champ nul, l'aimantation est dirigée selon l'axe d'anisotropie, c'est-à-dire $\theta = 0$ ou π . Ces deux états sont alors dégénérés et séparés par une barrière d'énergie ΔE . Considérons que l'aimantation est initialement selon ($\theta = \pi$). Lorsqu'un champ magnétique est appliqué en faisant un angle α ($0 < \alpha < \pi/2$) avec la direction d'anisotropie, la dégénérescence des deux états $\theta = 0$ et π est levée et seul l'état $\theta = 0$ est un minimum d'énergie stable (Figure I.17). La barrière d'énergie $\Delta E(H)$ diminue alors lorsqu'on augmente la valeur du champ magnétique. À température nulle et pour une certaine valeur de H , l'énergie de barrière s'annule, et l'on peut accéder ainsi au champ de renversement H_α de l'aimantation à température nulle, pour lequel l'orientation $\theta = \pi$ devient instable.

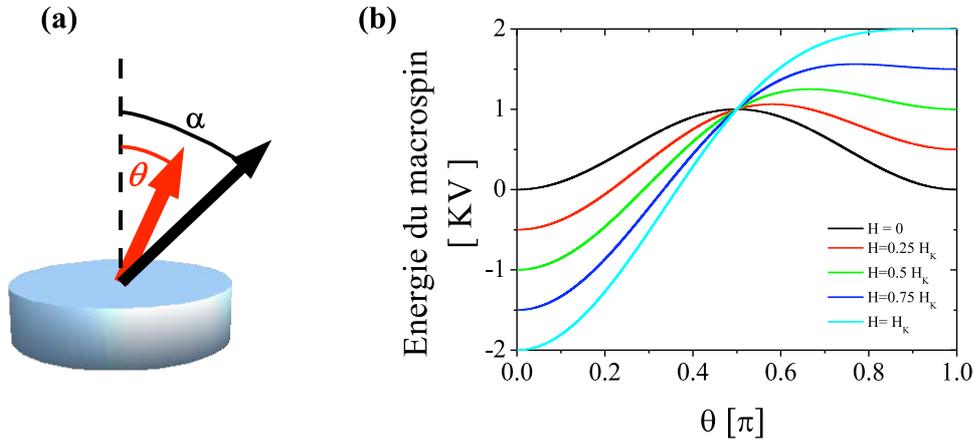


FIGURE I.17 – (a) Lorsqu'un champ magnétique est appliqué selon une direction faisant un angle α avec l'axe d'anisotropie, l'aimantation peut se renverser de façon cohérente ; elle est alors repérée par l'angle θ . (b) Évolution de l'énergie d'un macrospin lors du renversement de l'aimantation de $\theta = \pi$ à $\theta = 0$ pour différentes valeurs du champ appliqué selon la direction de l'axe d'anisotropie.

Dans le cas où le champ est appliqué selon l'axe d'anisotropie ($\alpha = 0$), la condition de minimisation de l'énergie du système par rapport à θ permet d'estimer l'énergie maximale E_{\max} du système pour l'angle $\theta_{\max} = \arccos\left(-\frac{\mu_0 M_s H}{2\mathcal{K}}\right)$. La barrière d'énergie en fonction du champ appliqué vaut donc :

$$\Delta E(H) = \mathcal{K}\mathcal{V} \left(1 - \frac{H}{H_{\mathcal{K}}}\right)^2 \quad (\text{I.42})$$

avec $H_{\mathcal{K}} = \frac{2\mathcal{K}}{\mu_0 M_s}$ le champ d'anisotropie (Figure I.17). Celui-ci correspond au champ de renversement de l'aimantation à température nulle lorsque le champ magnétique est strictement aligné selon l'axe d'anisotropie. La barrière d'énergie à franchir varie quadratiquement avec le champ appliqué, pour devenir nulle pour le champ $H_{\mathcal{K}}$.

Plus généralement, pour une direction α quelconque du champ magnétique appliqué, l'angle θ_{\max} auquel la barrière d'énergie est franchie est relié à α par l'expression $\tan(\theta_{\max}) = -\tan^{1/3}(\alpha)$, et le champ nécessaire au renversement cohérent de l'aimantation à température nulle s'exprime par [STONER 48] :

$$H_{\alpha} = \frac{H_{\mathcal{K}}}{\left(\sin^{2/3}(\alpha) + \cos^{2/3}(\alpha)\right)^{3/2}}. \quad (\text{I.43})$$

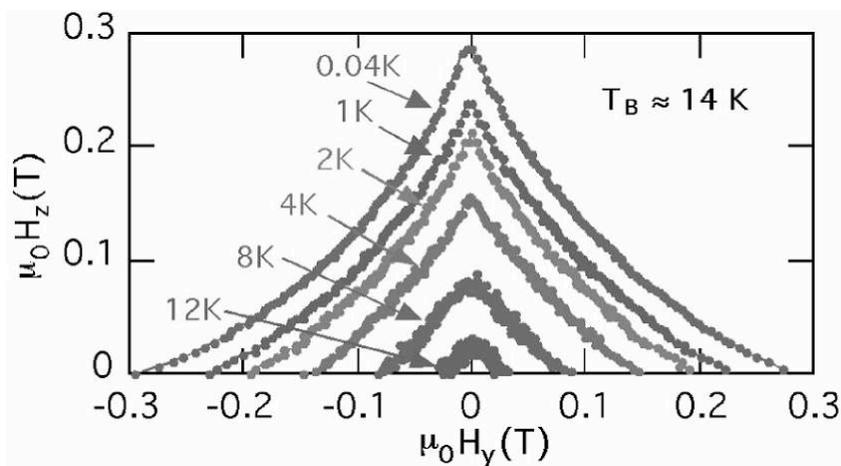


FIGURE I.18 – Détermination expérimentale de l'astroïde du champ de renversement à différentes températures pour un agrégat de cobalt unique par Jamet *et al.* [JAMET 01].

Une telle dépendance du champ de renversement de l'aimantation en fonction de l'angle entre le champ et l'axe d'anisotropie a été vérifiée par différents auteurs. Par exemple, Jamet *et al.* [JAMET 01] ont étudié le champ de renversement d'un agrégat de cobalt unique dans une matrice de nobium, et ce, jusqu'à des températures proches de

la température de blocage (**Figure I.18**). Ils ont pu démontrer que l'anisotropie d'un tel agrégat est dominée par l'anisotropie de surface telle que décrite par le modèle de paires de Néel.

Dès lors que le champ magnétique est incliné par rapport à l'axe d'anisotropie, Victora a montré que la barrière d'énergie à franchir ne varie plus comme le carré de $H_K - H$ [VICTORA 89]. En effet, la barrière d'énergie devient proportionnelle à la quantité ΔH définie comme $\Delta H = (H_\alpha - H)^{\frac{3}{2}}$, lorsque H tend vers H_α le champ de renversement de Stoner - Wohlfarth.

Temps de relaxation

La description donnée précédemment sur la dépendance en température du temps de renversement selon la loi **I.40** repose sur une approche purement statique de la description du renversement. À partir d'une approche dynamique du renversement de l'aimantation, Néel [NÉEL 49], puis Brown [BROWN 63] ont calculé le temps de relaxation d'un macrospin en fonction du champ H .

Ces deux modèles reposent sur la même hypothèse d'une barrière haute devant l'agitation thermique $k_B T$. L'aimantation est alors préférentiellement dirigée selon une des deux directions qu'impose l'anisotropie uniaxiale et elle fluctue autour de ces positions d'équilibre. Ainsi, Néel et Brown déterminent les temps caractéristiques de renversement en analysant les excursions de l'aimantation en dehors de ces deux puits de potentiels.

À cet effet, ils considèrent tous les deux une assemblée de N grains magnétiques identiques sans interaction obéissant à la statistique de Maxwell-Boltzmann. Si l'on se place dans l'approximation macrospin, il existe alors deux types de grains : P dont l'aimantation fluctue autour de $\theta = 0$ et $(N - P)$ dont l'aimantation fluctue autour de $\theta = \pi$. En l'absence de champ magnétique, les deux temps $\tau_{(0,\pi)}$ et $\tau_{(\pi,0)}$, caractérisant les fluctuations de l'aimantation respectivement de l'état $\theta = 0$ à l'état $\theta = \pi$ et de l'état $\theta = \pi$ à l'état $\theta = 0$, sont égaux. L'effet d'un champ magnétique H selon $\theta = 0$ dissymétrise le renversement : $\tau_{(0,\pi)}(H) > \tau_{(\pi,0)}(H)$. Le temps de relaxation de l'aimantation $\tau(H)$ du système est alors donné par :

$$\frac{1}{\tau(H)} = \frac{1}{\tau_{(0,\pi)}(H)} + \frac{1}{\tau_{(\pi,0)}(H)}. \quad (\text{I.44})$$

Le modèle de Néel repose sur une description des fluctuations des énergies magnéto-élastique et démagnétisante liées aux déformations du réseau par les phonons [NÉEL 49].

Le calcul du nombre de grains $\frac{P dt}{2\tau_{(0,\pi)}}$ dont l'aimantation franchit le plan $\theta = \pi/2$ avec une vitesse angulaire positive permet d'exprimer $\tau_{(0,\pi)}$:

$$\frac{1}{\tau_{(0,\pi)}} = 2g \left(\frac{\pi}{2} \right) \left| \frac{d\theta}{dt} \right| dt \quad (\text{I.45})$$

en fonction de la densité de probabilité $g(\theta = \pi/2)$, obtenue d'après la statistique de Boltzmann, et de la vitesse angulaire absolue moyenne $\overline{\left| \frac{d\theta}{dt} \right|}$.

Pour expliciter cette dernière, Néel souligne que seules des fluctuations des énergies magnéto-élastique et démagnétisante liées aux déformations du réseau par les phonons peuvent induire des fluctuations du macrospin selon θ . La vitesse angulaire absolue moyenne s'exprime alors en fonction des couples moyens $\overline{|\Gamma|}$ associés à ces deux énergies :

$$\overline{\left| \frac{d\theta}{dt} \right|} = \frac{q\overline{|\Gamma|}}{\mu_0 m_q M_s}, \quad (\text{I.46})$$

avec q et m_q les charges et masses des porteurs de charges. Le calcul de ces couples menés par Néel permet alors d'exprimer $\tau_{(0,\pi)}$ et, de la même façon, $\tau_{(\pi,0)}$ en remplaçant $H \rightarrow -H$. Pour de faibles valeurs de champ appliqué devant celle du champ d'anisotropie $H \ll H_{\mathcal{K}}$, le temps $\tau(H)$ s'écrit sous une forme simple, celle de la loi d'Arrhenius-van't Hoff :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{|q|H_{\mathcal{K}}}{m_q} |3G\lambda + \mu_0 D M_s^2| \sqrt{\frac{2\mathcal{V}}{\pi G k_B T}} \exp \frac{-\mathcal{K}\mathcal{V}}{k_B T}. \quad (\text{I.47})$$

où G et λ sont respectivement le module de Young et la constante de magnétostriction et D est relié aux fluctuations du champ démagnétisant.

Le modèle de Brown repose sur une approche complètement différente de celle de Néel. Brown décrit l'évolution de l'aimantation de l'ensemble des N grains par un courant d'aimantation $J(\theta, \phi)$, circulant sur la sphère d'aimantation et associé à la densité de probabilité d'aimantation $W(\theta, \phi)$. En ajoutant un terme de diffusion au courant d'aimantation, l'évolution de $W(\theta, \phi)$ obéit à une équation de Fokker-Planck, équivalente à l'équation de la dynamique de Gilbert en présence d'un champ effectif aléatoire. Celui-ci est alors déterminé par le théorème de fluctuation-dissipation en fonction de l'amortissement α [BROWN 63].

Pour déterminer $\tau(H)$, le modèle de Brown repose sur l'évaluation du nombre de grains se trouvant autour des positions d'équilibres $\theta = 0$ et $\theta = \pi$ et du nombre de grains qui franchissent la barrière d'énergie, d'après la méthode proposée par Kramers [KRAMERS 40]. Le nombre de grains dans chaque position d'équilibre est alors relié aux oscillations de l'aimantation dans les puits d'énergie E correspondant à ces deux positions : $\mathcal{E}''(0)$ et $\mathcal{E}''(\pi)$, tandis que le nombre de grains fluctuant d'une position d'équilibre à une autre est donné par les oscillations de l'aimantation autour du maximum de l'énergie $\mathcal{E}''(\theta_{\max})$ en $\theta = \theta_{\max}$.

En explicitant le courant d'aimantation total, traduisant le nombre de grains dont l'aimantation passe de la position $\theta = 0$ à $\theta = \pi$, et en supposant une forme de barrière d'énergie proposée par l'**Expression I.41**, Brown détermine τ en fonction de l'amortissement α . Pour $H \ll H_{\mathcal{K}}$:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{2\alpha|\gamma|\mu_0 H_{\mathcal{K}}}{1 + \alpha^2} \sqrt{\frac{\mu_0 M_s H_{\mathcal{K}} \mathcal{V}}{2\pi k_B T}} \exp \frac{-\mathcal{K}\mathcal{V}}{k_B T}. \quad (\text{I.48})$$

Les deux modèles proposés par Néel et Brown permettent tous deux de montrer que **dans le cas d'un renversement cohérent, le temps caractéristique obéit à une loi d'Arrhenius-van't Hoff**. Le temps de relaxation τ_0 est alors explicitement déterminé et ne peut être choisi de façon arbitraire. Le modèle développé par Brown, appliqué à différentes formes de barrière de potentiel, **donne une expression de τ_0 en fonction du paramètre d'amortissement de Gilbert** introduit dans l'équation de la dynamique de l'aimantation. En revanche, le temps τ_0 prévu par Néel s'exprime à partir des coefficients caractéristiques de la déformation du cristal influençant l'aimantation par magnétostriction.

La première mise en évidence de ce mécanisme de renversement cohérent, décrit par une loi d'Arrhenius-van't Hoff, est due à Wernsdorfer *et al.* sur des nano-particules de cobalt dont l'état d'aimantation a été mesuré par micro-SQUID [WERNSDORFER 97]. Ce fait expérimental marquant a permis de mettre en évidence que, **dans les petits volumes magnétiques dont les grandeurs caractéristiques sont inférieures ou comparables aux longueurs micromagnétiques, le renversement de l'aimantation se fait par un processus non seulement unique mais simple : celui d'un renversement cohérent de tous les moments magnétiques**.

I.4.3 Limite de validité du renversement cohérent — Non uniformité du renversement de l'aimantation

Le modèle de Néel-Brown pour un nano-élément magnétique représente donc le mécanisme de renversement de l'aimantation le plus simple à décrire. Ce processus de renversement ne peut être réaliste pour toutes les tailles et géométries des nano-éléments étudiés. Divers travaux théoriques ont montré, dans les systèmes à anisotropie planaire, une grande richesse et complexité des processus du renversement de l'aimantation en fonction du volume [SCHABES 88] et du rapport d'aspect épaisseur sur largeur [COWBURN 98] du nano-élément.

Ainsi, expérimentalement, de faibles déviations à ce mécanisme sont observées même pour des objets de dimensions de l'ordre de grandeur de la longueur d'échange. Par exemple, Ross *et al.* [ROSS 00] et Wirth *et al.* [WIRTH 00] ont montré respectivement pour des pyramides de nickel de taille latérale 30 nm et des cylindres de fer de diamètre 19 nm que le renversement de l'aimantation n'est pas compatible avec un renversement cohérent.

Dans le cas d'objets nettement plus grands que la longueur d'échange, des déviations au renversement cohérent sont bien sûr observées. Fruchart *et al.* [FRUCHART 99] ont montré que, pour des nano-plots de fer de différentes épaisseurs et de 200 nm de diamètre, la dépendance du champ de renversement avec la direction du champ appliqué par rapport à l'axe de facile aimantation suit encore la loi de Stoner-Wohlfarth. Toutefois, à partir de ce modèle, le rayon du volume magnétique mis en jeu est seulement de l'ordre de grandeur de la largeur de paroi. Ce résultat montre donc que le

renversement de l'aimantation de la totalité du nano-plot n'est pas un processus cohérent. Lederman *et al.* [LEDERMAN 94] ont pour leur part mis en évidence que la loi de probabilité de non-renversement de l'aimantation n'est pas exponentielle dans des ellipsoïdes de $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ ($65 \times 65 \times 300 \text{ nm}^3$). Le renversement de l'aimantation n'est pas aussi simple que le renversement cohérent et implique alors plusieurs processus complexes.

Mode de renversement de l'aimantation quasi uniforme

Divers auteurs ont déterminé les dimensions critiques précisant la limite de validité du mode de renversement cohérent de l'aimantation dans différents types de nano-éléments.

Ainsi, Néel montre que, pour un grain sphérique de fer, l'énergie d'échange domine l'énergie démagnétisante dès lors que le rayon de la sphère magnétique est inférieur à 16 nm ; dans ce cas un état d'aimantation uniforme est le plus stable [NÉEL 47].

Kondorskii [KONDORSKII 52] puis Brown [BROWN 57] ont confirmé ce résultat mais, cette fois, sans négliger l'énergie d'anisotropie. Brown compare pour cela l'énergie d'une configuration d'aimantation quelconque à l'ensemble des énergies des configurations proches de celle-ci. L'état d'aimantation uniforme est le plus stable tant que le rayon de la sphère est inférieur à une longueur proche $\pi\delta_{\text{ech}}$ sans que n'intervienne la valeur de l'anisotropie uniaxiale du matériau. Dans le fer, le cobalt et le nickel, ce rayon critique vaut respectivement 16,7 nm, 16,4 nm et 38,2 nm.

Dès que le rayon devient supérieur à cette valeur critique, le système développe des instabilités par rapport à la configuration d'aimantation uniforme. Si ce rayon critique est inférieur à $\pi\delta_0$, il est impossible de former une paroi de domaines. Les instabilités susceptibles de se développer sont alors de faibles déviations par rapport à l'état uniforme.

Dans le cas d'une géométrie cylindrique, Aharoni a déterminé le mode de renversement privilégié en fonction du diamètre du cylindre [AHARONI 58], en comparant la valeur du champ de renversement de chacun des modes. Ces instabilités sont de deux types selon la valeur du diamètre du nano-objet considéré.

- Pour les grands diamètres, le mode d'excitation est celui de « curling » (**Figure I.19-(a)**). L'aimantation tourne autour de l'axe du cylindre sans qu'il y ait création de charges magnétiques ; le coût en énergie est associé à l'échange.
- Pour de plus faibles valeurs du diamètre, le mode d'excitation de plus faible énergie est le mode dit de « buckling » où l'aimantation est uniforme dans un plan perpendiculaire à l'axe du cylindre et périodique le long de l'axe de ce cylindre (**Figure I.19-(b)**). Cette période augmente lorsque le diamètre diminue et l'on tend alors vers le mode de rotation uniforme.

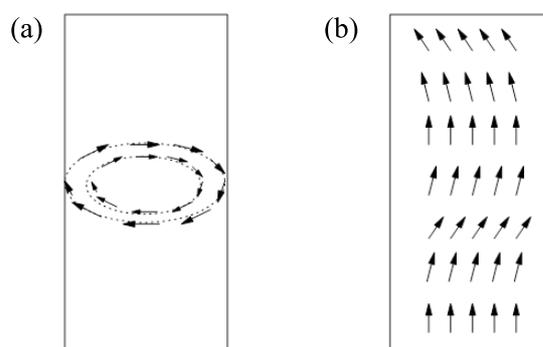


FIGURE I.19 – Mode de renversement non uniforme (a) de type « curling » et (b) de type « buckling ».

Nano-éléments à anisotropie perpendiculaire dont l'une des dimensions est nettement supérieure à la longueur d'échange

Bien que leur volume puisse être très faible, pour des nano-éléments dont l'une des dimensions excède la longueur d'échange, le renversement d'un noyau bien plus petit que le volume magnétique total devient probable, ce qui provoque la formation d'une ou plusieurs paroi(s) de domaines. Le renversement de l'aimantation de la totalité du plot implique alors le déplacement de paroi(s) de domaines.

Skomski *et al.* [SKOMSKI 98] ont ainsi déterminé un diagramme de phase du renversement de l'aimantation d'un disque à anisotropie perpendiculaire en fonction de son épaisseur et de son rayon rapportés à la longueur d'échange (Figure I.20). Ce diagramme montre que pour un disque initialement monodomaine magnétique, le renversement de l'aimantation peut être cohérent pour les faibles rayons ou incohérent dans le cas contraire par la formation d'une paroi de domaines de type Bloch.

Plus précisément, dans des films minces à anisotropie perpendiculaire, dans lesquels la largeur de paroi de domaines est faible (Tableau I.1), le système peut être décrit par un modèle de « gouttelette ». Ce comportement a été initialement développé pour comprendre le phénomène de nucléation/propagation dans un film Ising [EGAMI 73]. Dans un tel modèle à deux états, le renversement de l'aimantation est initié grâce aux fluctuations thermiques sous la forme de gouttelettes. Ces gouttelettes sont des domaines magnétiques hors d'équilibre qui se rétractent spontanément, s'ils ne dépassent pas une taille critique. Le coût en énergie d'une gouttelette circulaire de rayon r dans un film mince infini est donné par :

$$\Delta E = 2\pi r e \sigma - 2\pi \mu_0 r^2 e H M_s \quad (\text{I.49})$$

Le rayon critique r_c permettant le franchissement de la barrière d'énergie nécessaire au renversement de l'aimantation est alors obtenu en cherchant les extrema de

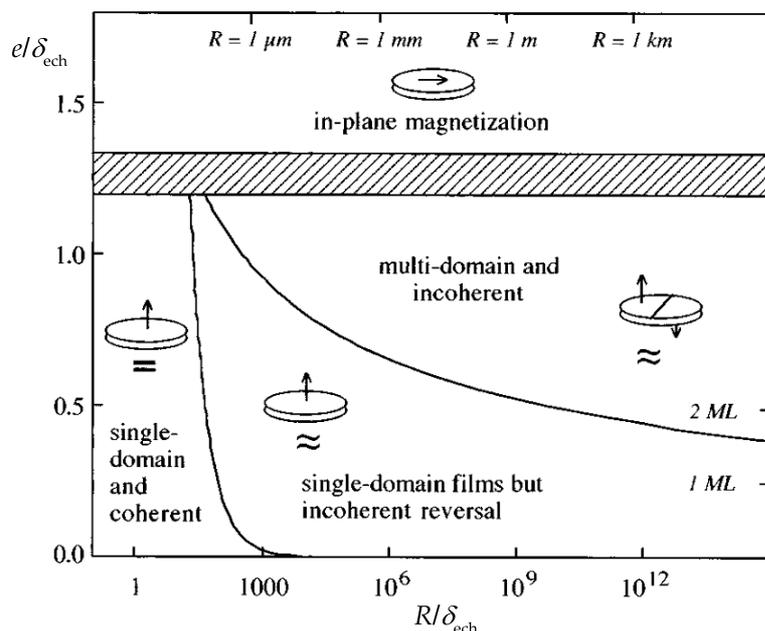


FIGURE I.20 – (D’après [SKOMSKI 98]) Diagramme de phase des modes de renversement en fonction du rayon R et de l’épaisseur e de disques magnétiques rapportés à la longueur d’échange δ_{ech} .

ΔE :

$$r_c = \frac{\sigma}{2\mu_0 H M_s}. \tag{I.50}$$

Ainsi, lorsque $r < r_c$, après sa formation, la gouttelette disparaît instantanément. Si un champ H est appliqué suffisamment longtemps, la gouttelette grossit jusqu’à atteindre un rayon supérieur au rayon critique ($r > r_c$); alors, elle croît spontanément sous l’effet du champ. Barbara a proposé un tel mode de renversement pour certains films à aimantation perpendiculaire [BARBARA 94]. En l’absence de défauts, la barrière d’énergie et le rayon critique de la gouttelette divergent en champ nul :

$$\Delta E(r_c) = \frac{\pi e \sigma^2}{2\mu_0 H M_s}, \tag{I.51}$$

et, lorsque le champ magnétique est coupé, la gouttelette doit s’effondrer.

Cependant, les défauts dans les systèmes à anisotropie perpendiculaire – variation locale de l’anisotropie en norme et en direction – jouent un rôle important. Ils peuvent ainsi piéger la paroi dans les régions qui abaissent son énergie. Les variations de l’énergie de la paroi sont principalement dues aux fluctuations d’épaisseur du film qui produisent soit une variation de surface de la paroi, soit une variation de la densité d’énergie de la paroi σ liée à celle de l’anisotropie. Moritz *et al.* [MORITZ 05] traduisent ces variations de σ par l’existence d’un champ magnétique s’opposant au déplacement

de la paroi, le champ de propagation H_p qui permet de stabiliser des domaines de taille finie en champ nul.

Très récemment, deux études de Microscopie à Force Magnétique (MFM), menées sur des nano-plots isolés à aimantation perpendiculaire, ont permis de mettre en évidence un renversement de l'aimantation initié par la nucléation d'un volume magnétique inférieur à celui des nano-plots. Dans des nano-plots circulaires de CoPt_3 et de FePt , Boukari *et al.* [BOUKARI 08] et Moutafis *et al.* [MOUTAFIS 07] mettent en évidence la stabilité d'états magnétiques non uniformes dans ces nano-plots. Ils en déduisent des volumes de nucléation dont le diamètre est de l'ordre de 6,5 nm, comparable au rayon critique prédit par le modèle de gouttelette (~ 9 nm). Toutefois ces valeurs sont également proches de la longueur d'échange (~ 7 nm) et il n'est pas possible de trancher sur la validité du modèle de gouttelette dans un système confiné dans le processus de nucléation. En outre, la probabilité de non-renversement de l'aimantation dans de tels nano-plots à aimantation perpendiculaire ne suit pas une loi exponentielle puisque le renversement de l'aimantation de tout le volume nécessite le franchissement successif de plusieurs barrières d'énergie : nucléation d'un domaine puis propagation de la paroi.

I.5 Objectifs de l'étude d'objets nanométriques à anisotropie magnétique perpendiculaire

Les deux types de nano-éléments étudiés ont été fabriqués à partir de films ferromagnétiques de $\text{Pt}/\text{Co}(5 \text{ \AA})/\text{Pt}$ ou de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$, tous deux à anisotropie perpendiculaire. Ils ont été choisis en partie pour valider ou invalider le modèle de renversement cohérent de Néel - Brown compte tenu de leurs particularités respectives, en particulier de leurs profondes différences concernant l'origine du ferromagnétisme et de l'anisotropie.

Dans le cas du $\text{Pt}/\text{Co}(5 \text{ \AA})/\text{Pt}$, les nano-éléments étudiés présentent un fort rapport d'aspect puisque l'épaisseur de la couche magnétique n'est que de 5 Å, soit deux plans atomiques alors que les nano-disques ou nano-plaquettes étudiés ont un diamètre de 130 nm et 420 nm respectivement. Les questions soulevées par le renversement thermiquement activé dans des nano-objets aussi étendus sont triples.

(i) La première est de déterminer le nombre de processus mis en jeu, qui n'a que peu de raisons d'être égal à un étant donné que leur diamètre est très supérieur à la longueur d'échange et à la largeur de paroi de domaines, toutes deux de l'ordre de 4-5 nm dans le système vierge. Cependant, les prédictions de Skomski *et al.* [SKOMSKI 98] semblent moins sévères pour révéler un comportement cohérent (Figure I.20).

(ii) La deuxième question est celle de la nature des processus impliqués. S'agit-il d'un renversement cohérent de l'aimantation, d'un renversement initié par la nucléation d'un ou plusieurs domaines suivie d'une propagation de paroi(s) ?

(iii) La troisième question concerne l'apparition du superparamagnétisme à température ambiante dans des nano-disques de diamètre 130 nm.

On profitera de la possibilité de contrôler la valeur de l'anisotropie et de la température de Curie, par irradiation des nano-plaquettes par des ions hélium à faibles doses, pour modifier la nature des processus attendus et faire varier la température de blocage.

Dans les échantillons de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$, des nano-éléments de formes différentes sont étudiés.

(i) D'épaisseur 28 nm, les premiers sont des plots ayant une taille latérale variant entre 33 nm et 230 nm. Dans cette étude, l'objectif sera de tester si le modèle de Néel-Brown, valable pour les systèmes métalliques, est également adapté aux semiconducteurs ferromagnétiques dilués comme le $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$. Dans cette perspective, les plus petits nano-plots, d'un diamètre égal à leur épaisseur, sont ceux qui présentent le plus d'intérêt. Bien que le volume de ces nano-plots soit assez grand, leur aimantation reste faible ($\simeq 40 \text{ kA.m}^{-1}$) et la longueur d'échange est assez grande ($\simeq 7 \text{ nm}$ à 4 K).

(ii) Les seconds nano-éléments sont des pistes de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$, destinées à étudier le mécanisme de propagation de paroi sous champ et/ou sous courant. Divers mécanismes ont été proposés pour expliquer les premiers résultats expérimentaux, en particulier ceux qui mettent en jeu un effet de courant polarisé en spins sur des parois de domaines. Une des problématiques majeures est alors de comprendre quels sont les couples mis en jeu dans la propagation de paroi de domaines sous courant. À partir de mesures de vitesses de paroi de domaines réalisées à basse température, je tenterai d'apporter un début de réponse à cette question cruciale pour le système $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$.

Bibliographie

- [ABOLFATH 01] M. ABOLFATH, T. JUNGWIRTH, J. BRUM & A. H. MACDONALD. *Theory of magnetic anisotropy in $III_{1-x}Mn_xV$ ferromagnets*. Physical Review B, vol. 63, page 054418, 2001.
- [AHARONI 58] A. AHARONI & S. SHTRIKMAN. *Magnetization Curve of the Infinite Cylinder*. Physical Review, vol. 109, page 1522, 1958.
- [BARBARA 94] B. BARBARA. *Magnetization processes in high anisotropy systems*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 129, page 79, 1994.
- [BEACH 05] G. S. D. BEACH, C. NISTOR, C. KNUTSON, M. TSOI & J. L. ERSKINE. *Dynamics of field-driven domain-wall propagation in ferromagnetic nanowires*. Nature Materials, vol. 4, page 741, 2005.
- [BODE 04] M. BODE, O. PIETZSCH, A. KUBETZKA & R. WIESENDANGER. *Shape-Dependent Thermal Switching Behavior of Superparamagnetic Nanoislands*. Physical Review Letters, vol. 92, page 067201, 2004.
- [BOUKARI 08] S. BOUKARI, J. VENUAT, A. CARVALHO, D. SPOR, J. ARABSKI & E. BEAUREPAIRE. *Dynamic magnetization reversal in $CoPt_3$ dots : Magnetic force microscopy measurements at remanence*. Physical Review B, vol. 77, page 054416, 2008.
- [BRAUN 93] H. B. BRAUN. *Thermally Activated Magnetization Reversal in Elongated Ferromagnetic Particles*. Physical Review Letters, vol. 71, page 3557, 1993.
- [BROWN 57] W. F. JR. BROWN. *Criterion for Uniform Micromagnetization*. Physical Review, vol. 105, page 1479, 1957.
- [BROWN 63] W. F. JR. BROWN. *Thermal Fluctuations of a Single-Domain Particle*. Physical Review, vol. 130, page 1677, 1963.
- [BRUNO 89a] P. BRUNO. *Anisotropie Magnétique et Hystérésis du Cobalt à l'Échelle du Plan Atomique : Théorie et Expérience*. PhD thesis, Université de Paris-Sud, 1989.
- [BRUNO 89b] P. BRUNO. *Tight-binding approach to the orbital magnetic moment and magnetocrystalline anisotropy of transition-metal monolayers*. Physical Review B, vol. 39, page 865, 1989.
- [CAP 71] J. A. CAP & D. A. LEHMAN. *Magnetic Domain Structure in Thin Uniaxial Plates with Perpendicular easy axis*. Journal of Applied Physics, vol. 42, page 5732, 1971.
- [CHAPPERT 86] C. CHAPPERT, K. L. DANG, P. BEAUVILLAIN, H. HURDEQUINT & D. RENARD. *Ferromagnetic Resonance Studies of Very Thin Cobalt Films on a Gold Substrate*. Physical Review B, vol. 34, page 3192, 1986.

- [COWBURN 98] R. P. COWBURN & M. E. WELLAND. *Micromagnetics of the single-domain state of square ferromagnetic nanostructures*. Physical Review B, vol. 58, page 9217, 1998.
- [DIETL 00] T. DIETL, H. OHNO, F. MATSUKURA, J. CIBERT & D. FERRAND. *Zener Model Description of Ferromagnetism in Zinc-Blende Magnetic Semiconductors*. Science, vol. 287, page 1019, 2000.
- [DIETL 01a] T. DIETL & A. H. KÖENIG J. and MACDONALD. *Magnetic domains in III-V magnetic semiconductors*. Physical Review B, vol. 64, page 241201, 2001.
- [DIETL 01b] T. DIETL, H. OHNO & F. MATSUKURA. *Hole-mediated ferromagnetism in tetrahedrally coordinated semiconductors*. Physical Review B, vol. 63, page 195205, 2001.
- [DOURLAT 08a] A. DOURLAT. *Propriétés Optiques et Magnétiques d'Hétérostructures à base de GaMnAs*. PhD thesis, Université de Jussieu - Paris, 2008.
- [DOURLAT 08b] A. DOURLAT, V. JEUDY, A. LEMAÎTRE & C. GOURDON. *Field-driven domain-wall dynamics in (Ga,Mn)As films with perpendicular anisotropy*. Physical Review B, vol. 78, page 161303, 2008.
- [DRUYVESTEIN 71] W. F. DRUYVESTEIN & J. W. F. DORLEIJN. *Calculations on some Periodic Magnetic Domain Structures ; Consequences for Bubble Devices*. Philips Research Reports, vol. 26, page 11, 1971.
- [EGAMI 73] T. EGAMI. *Theory of Intrinsic Magnetic After-Effect : Thermally activated Process*. Physica Status Solidi (a), vol. 19, page 747, 1973.
- [FERRÉ 01] J. FERRÉ. in *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures I*. Springer, Heidelberg, 2001.
- [FRUCHART 99] O. FRUCHART, J.-P. NOZIÈRES, W. WERNSDORFER, D. GIVORD, F. ROUSSEAU & D. DECANINI. *Enhanced Coercivity in Submicrometer-Sized Ultrathin Epitaxial Dots with In-Plane Magnetization*. Physical Review Letters, vol. 82, page 1305, 1999.
- [GILBERT 55] T. L. GILBERT. *A Lagrangian Formulation of the Gyromagnetic Equation of the Magnetization Field*. Physical Review, vol. 100, page 1243, 1955.
- [HEISENBERG 28] W. HEISENBERG. *Zur Theorie des Ferromagnetismus*. Zeitschrift für Physik, vol. 49, page 619, 1928.
- [HUBBARD 63] J. HUBBARD. *Electron Correlations in Narrow Energy Bands*. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences, vol. 276, page 238, 1963.
- [HUBERT 98] A. HUBERT & R. SCHÄFER. *Magnetic Domains : The Analysis of Magnetic Microstructures*. Springer, Berlin, 1998.
- [JAMET 01] M. JAMET, W. WERNSDORFER, C. THIRION, D. MAILLY, V. DUPUIS, P. MÉLINON & A. PÉREZ. *Magnetic Anisotropy of a Single*

- Cobalt Nanocluster*. Physical Review Letters, vol. 86, page 4676, 2001.
- [KONDORSKII 52] E. KONDORSKII. Doklady Akad. Nauk S.S.S.R., vol. 82, page 365, 1952.
- [KOOY 60] C. KOOY & U. ENZ. *Experimental and Theoretical Study of the Domain Configuration in thin Layers of BaFe₁₂O₁₉*. Philips Research Reports, vol. 15, page 7, 1960.
- [KRAMERS 40] H. A. KRAMERS. *Brownian Motion in a Field of Force and the Diffusion Model of Chemical Reactions*. Physica, vol. 7, page 284, 1940.
- [LANDAU 35] L. D. LANDAU & E. M. LIFSHITZ. *On the theory of the dispersion of magnetic permeability*. Physik. Z. der Sowjetunion, vol. 8, page 153, 1935.
- [LEDERMAN 94] M. LEDERMAN, S. SCHULTZ & M. OZAKI. *Measurement of the Dynamics of the Magnetization Reversal in Individual Single-Domain Ferromagnetic Particles*. Physical Review Letters, vol. 73, page 1986, 1994.
- [LEMERLE 98a] S. LEMERLE. *Étude de la dynamique de renversement de l'aimantation dans les couches ultra-minces à anisotropie perpendiculaire : rôle de la nanostructure*. PhD thesis, Université de Paris Sud, 1998.
- [LEMERLE 98b] S. LEMERLE, J. FERRÉ, C. CHAPPERT, V. MATHET, T. GIAMARCHI & P. LE DOUSSAL. *Domain Wall Creep in an Ising Ultrathin Magnetic Film*. Physical Review Letters, vol. 80, page 849, 1998.
- [MALOZEMOFF 79] A. P. MALOZEMOFF & J. C. SLONCZEWSKI. *Magnetic domain walls in bubble materials*. Academic Press, 1979.
- [METAXAS 07] P. J. METAXAS, J. P. JAMET, A. MOUGIN, M. CORMIER, J. FERRÉ, V. BALTZ, B. RODMACQ, B. DIENY & R. L. STAMPS. *Creep and Flow Regimes of Magnetic Domain-Wall Motion in Ultrathin Pt/Co/Pt Films with Perpendicular Anisotropy*. Physical Review Letters, vol. 99, page 217208, 2007.
- [MORITZ 05] J. MORITZ, B. DIENY, J. P. NOZIÈRES, Y. PENNEC, J. CAMARERO & S. PIZZINI. *Experimental evidence of a 1/H activation law in nanostructures with perpendicular magnetic anisotropy*. Physical Review B, vol. 71, page 100402, 2005.
- [MOUGIN 07] A. MOUGIN, M. CORMIER, J. P. ADAM, P. J. METAXAS & J. FERRÉ. *Domain wall mobility, stability and Walker breakdown in magnetic nanowires*. Europhysics Letters, vol. 78, page 57007, 2007.
- [MOUTAFIS 07] C. MOUTAFIS, S. KOMINEAS, C. A. F. VAZ, J. A. C. BLAND, T. SHIMA, T. SEKI & K. TAKANASHI. *Magnetic bubbles in FePt nanodots with perpendicular anisotropy*. Physical Review B, vol. 76, page 104426, 2007.

- [MYERS 02] E. B. MYERS, F. J. ALBERT, J. C. SANKEY, E. BONET, R. A. BUHRMAN & D. C. RALPH. *Thermally Activated Magnetic Reversal Induced by a Spin-Polarized Current*. *Physical Review Letters*, vol. 89, page 196801, 2002.
- [NÉEL 47] L. NÉEL. *Propriétés d'un ferromagnétique cubique à grains fins*. *Comptes Rendus Hebdomadaires des Séances de l'Académie des Sciences*, vol. 224, page 1488, 1947.
- [NÉEL 49] L. NÉEL. *Théorie du trainage magnétique des ferromagnétiques en grains fins avec applications aux terres cuites*. *Annales de Géophysique*, vol. 5, page 99, 1949.
- [NÉEL 53] L. NÉEL. *L'Anisotropie Superficielle des Substances Ferromagnétiques*. *Comptes Rendus Hebdomadaires des Séances de l'Académie des Sciences*, vol. 237, page 1468, 1953.
- [NÉEL 54] L. NÉEL. *Anisotropie Superficielle et Surstructures d'Orientation Magnétique*. *Journal de Physique et le Radium*, vol. 15, page 225, 1954.
- [NÉEL 55] L. NÉEL. *Énergie des parois de Bloch dans les couches minces*. *Comptes Rendus Hebdomadaires des Séances de l'Académie des Sciences*, vol. 241, page 2533, 1955.
- [OHNO 96] H. OHNO, A. SHEN, F. MATSUKURA, A. OIWA, A. ENDO, S. KATSUMOTO & Y. IYE. *(Ga,Mn)As : A new diluted magnetic semiconductor based on GaAs*. *Applied Physics Letters*, vol. 69, page 363, 1996.
- [OKABAYASHI 98] J. OKABAYASHI, A. KIMURA, O. RADER, T. MIZOKAWA, A. FUJIMORI, T. HAYASHI & M. TANAKA. *Core-level photoemission study of Ga_{1-x}Mn_xAs*. *Physical Review B*, vol. 58, page 4211, 1998.
- [PAJDA 01] M. PAJDA, J. KUDRNOVSKY, I. TUREK, V. DRCHAL & P. BRUNO. *Ab initio calculations of exchange interactions, spin-wave stiffness constants, and Curie temperatures of Fe, Co, and Ni*. *Physical Review B*, vol. 64, page 174402, 2001.
- [REPAIN 04] V. REPAIN, M. BAUER, J.-P. JAMET, J. FERRÉ, A. MOUGIN, C. CHAPPERT & H. BERNAS. *Creep motion of a magnetic wall : Avalanche size divergence*. *Europhysics Letters*, vol. 68, page 460, 2004.
- [ROSS 00] C. A. ROSS, R. CHANTRELL, M. HWANG, M. FARHOUD, T. A. SAVAS, Y. HAO, H. I. SMITH, F. M. ROSS, M. REDJDAL & F. B. HUMPHREY. *Incoherent magnetization reversal in 30-nm Ni particles*. *Physical Review B*, vol. 62, page 14252, 2000.
- [SCHABES 88] M. E. SCHABES & H. N. BERTRAM. *Magnetization processes in ferromagnetic cubes*. *Journal of Applied Physics*, vol. 64, page 1347, 1988.

- [SHONO 00] T. SHONO, T. HASEGAWA, T. FUKUMURA, F. MATSUKURA & H. OHNO. *Observation of magnetic domain structure in a ferromagnetic semiconductor (Ga, Mn)As with a scanning Hall probe microscope*. Applied Physics Letters, vol. 77, page 1363, 2000.
- [SKOMSKI 98] R. SKOMSKI, H.-P. OEPEN & J. KIRSCHNER. *Micromagnetics of ultrathin films with perpendicular magnetic anisotropy*. Physical Review B, vol. 58, page 3223, 1998.
- [SLONCZEWSKI 72] J. C. SLONCZEWSKI. *Dynamics of Magnetic Domain Walls*. International Journal of Magnetism, vol. 2, page 85, 1972.
- [STONER 39] E. C. STONER. *Collective Electron Ferromagnetism*. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences, vol. 169, page 339, 1939.
- [STONER 48] E. C. STONER & E. P. WOHLFARTH. *A Mechanism of Magnetic Hysteresis in Heterogeneous Alloys*. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences, vol. 240, page 599, 1948.
- [THEVENARD 07] L. THEVENARD. *Étude des propriétés ferromagnétiques de (Ga,Mn)As au moyen de l'hydrogénation*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, 2007.
- [VAN VLECK 37] J. H. VAN VLECK. *On the Anisotropy of Cubic Ferromagnetic Crystals*. Physical Review, vol. 52, page 1178, 1937.
- [VICTORA 89] R. H. VICTORA. *Predicted time dependence of the switching field for magnetic materials*. Physical Review Letters, vol. 63, page 457, 1989.
- [WALKER 63] J. R. WALKER. non publié. voir J.F. Dillon Jr., *Domains and Domain Walls, Magnetism*, Vol III, édité par G. T. Rado, H. Suhl, Academic Press, New York, page 450, 1963.
- [WANG 04] K. Y. WANG, K. W. EDMONDS, R. P. CAMPION, B. L. GALLAGHER, N. R. S. FARLEY, F. FOXON, M. SAWICKI, P. BOGUSLAWSKI & T. DIETL. *Influence of the Mn interstitial on the magnetic and transport properties of (Ga,Mn)As*. Journal of Applied Physics, vol. 95, page 6512, 2004.
- [WEISS 05] P. WEISS. *Les Propriétés Magnétiques de la Pyrrhotine*. Journal de Physique Théorique et Appliquée, vol. 4, page 469, 1905.
- [WEISS 07] P. WEISS. *L'Hypothèse du Champ Moléculaire et la Propriété Ferromagnétique*. Journal de Physique Théorique et Appliquée, vol. 6, page 661, 1907.
- [WELLER 95] D. WELLER, J. STÖHR, R. NAKAJIMA, A. CARL, M. G. SAMANT, C. CHAPPERT, R. MÉGY, P. BEAUVILLAIN, P. VEILLET & G. A. HELD. *Microscopic Origin of Magnetic Anisotropy in Au/Co/Au Probed with X-Ray Magnetic Circular Dichroism*. Physical Review Letters, vol. 75, page 3752, 1995.

- [WERNSDORFER 97] W. WERNSDORFER, E. BONET-OROZCO, K. HASSELBACH, A. BENOIT, B. BARBARA, N. DEMONCY, A. LOISEAU, H. PASCARD & D. MAILLY. *Experimental Evidence of the Néel-Brown Model of Magnetization Reversal*. *Physical Review Letters*, vol. 78, page 1791, 1997.
- [WIRTH 00] S. WIRTH, A. ANANE & S. VON MOLNÁR. *Thermally activated magnetization reversal in nanometer-size iron particles*. *Physical Review B*, vol. 63, page 012402, 2000.
- [ZENER 51] C. ZENER. *Interaction Between the d Shells in the Transition Metals*. *Physical Review*, vol. 81, page 440, 1951.

Chapitre II

De la couche vierge aux nano-éléments

Mesure de l'aimantation

Sommaire

II.1	Introduction	56
II.2	Propriétés des films minces vierges	57
II.2.1	Films ultra-minces de Pt/Co(5 Å)/Pt	57
II.2.2	Couches minces de (Ga _{1-x} Mn _x)As (50 nm)	65
II.3	Nano-structuration des films magnétiques étudiés	68
II.3.1	Nano-structuration douce du système Pt/Co(5 Å)/Pt	69
II.3.2	Nano-structuration du (Ga _{0,93} Mn _{0,07})As	72
II.4	Magnétométrie et microscopie magnéto-optique Kerr	74
II.4.1	Principe de l'effet Kerr magnéto-optique	74
II.4.2	Montages expérimentaux	76
	Bibliographie	85

II.1 Introduction

La détermination précise des propriétés magnétiques d'une petite assemblée de nano-objets (telles que l'anisotropie, la coercitivité, la température de Curie, l'aimantation spontanée, etc. . .) est une opération délicate compte tenu de la faible quantité de matière concernée. L'étude de nano-éléments individuels nécessite des méthodes expérimentales encore plus sophistiquées et des temps de mesure particulièrement longs. Pourtant, en amont, la fabrication contrôlée de nano-éléments reste la clef de mesures exploitables quantitativement.

Il existe deux grandes méthodes pour préparer des nano-structures : « bottom - up » ou « top - down ».

- **La méthode « bottom - up »** consiste à tirer profit de la grande sensibilité du mode de croissance des matériaux aux conditions d'élaboration pour obtenir des nano-éléments, auto-organisés ou non, de forme assez reproductible, sans avoir à intervenir a posteriori sur l'échantillon. La principale difficulté est la maîtrise des différents paramètres de croissance pour obtenir un ensemble de nano-éléments faiblement dispersés en taille et propriétés magnétiques. Les limitations majeures sont liées à la spécificité des conditions de croissance selon le matériau déposé, mais aussi à la gamme étroite de tailles accessibles pour les nano-objets, dont les dimensions latérales sont typiquement inférieures à une dizaine de nanomètres. En général, seules de grandes assemblées de ces nano-objets peuvent être étudiées par des méthodes globales (XMCD, magnétométrie SQUID ou magnéto-optique, . . .), principalement pour des raisons de sensibilité. Il faut avoir recours à des méthodes sophistiquées pour pouvoir étudier le comportement magnétique d'une seule de ces nano-particules (micro-SQUID [WERNSDORFER 96], microscopie à balayage à effet tunnel polarisé en spins (Spin Polarised - Scanning Tunnel Microscopy, SP-STM) [BODE 04]) et, plus récemment, les techniques de microscopie X et électroniques.
- **La méthode « top - down »**, par opposition à la première, consiste à « graver » des nano-éléments en plusieurs étapes dans un film mince dont on connaît déjà les propriétés, lesquelles devant être aussi peu affectées que possible par la structuration. Deux contraintes intrinsèques limitent l'utilisation de la méthode « top-down ». Les techniques de lithographie-gravure permettent de fabriquer des nano-éléments de façon usuelle et reproductible pour des dimensions latérales supérieures à 30 nm. Cette taille peut être un facteur limitant dans ces études visant à mettre en évidence et étudier le comportement macrospin dans de petits nano-objets magnétiques. La seconde difficulté est inhérente à la technique qui implique de « lithographier-graver » l'échantillon. À titre d'illustration, la lithographie requiert le dépôt d'une résine, souvent suivi d'un recuit dangereux à une température potentiellement élevée ; la gravure peut elle aussi introduire des défauts qui se concentrent souvent à la périphérie des nano-éléments et peuvent

ainsi modifier fortement les propriétés des nano-objets par rapport à celles du film initial. Par ailleurs, la gravure physique est défavorable pour certaines méthodes d'observation telles que les techniques en champ proche. L'atout majeur de la méthode « top - down » est d'offrir des possibilités de nano-structuration très souples vis-à-vis des formes et des tailles des nano-objets fabriqués et de permettre la superposition d'objets de tailles et de nature très différentes.

Ce chapitre passe d'abord en revue les propriétés des films minces vierges à partir desquels ont été fabriqués les nano-objets ([Section II.2](#)). Si, dans les deux cas, la méthode « top - down » a été privilégiée, les étapes de « gravure » diffèrent notablement. Afin de préparer des nano-plaquettes de Pt/Co(5 Å)/Pt par irradiation ionique, des masques épais ont été développés. L'irradiation ionique a pour but de modifier les propriétés magnétiques de l'espace inter-plaquettes et ce, de manière contrôlée [CHAPPERT 98]. De manière plus standard, les nano-plots de $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$ ont été réalisés par gravure physique directe. La deuxième partie du chapitre sera consacrée à la présentation détaillée de ces étapes de nano-structuration ([Section II.3](#)). Les méthodes magnéto-optiques utilisées pour étudier le renversement de l'aimantation dans ces systèmes seront décrites ensuite ([Section II.4](#)). Une discussion approfondie des propriétés des nano-éléments de $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$ et de Pt/Co(5 Å)/Pt réalisés sera présentée plus tard dans les [Chapitres III et IV](#), respectivement.

II.2 Propriétés des films minces vierges

II.2.1 Films ultra-minces de Pt/Co(5 Å)/Pt

Croissance et structure

Avec le développement des techniques modernes de croissance des couches minces et des multicouches en ultra-vide, les physiciens ont pu traiter de nouvelles problématiques. En particulier, les couches ultra-minces de cobalt prises en sandwich entre deux couches métalliques non magnétiques (Au, Pt, Pd, Cu, ...) ont été largement étudiées depuis les années 1980 [GRADMANN 68, CHAPPERT 86]. À température ambiante et à l'état massif, le cobalt possède une structure hexagonale compacte. En couche mince, la structure cristallographique obtenue dépend, entre autres, de la nature de la couche tampon sur laquelle le cobalt est déposé [PRINZ 85]. Les films Pt/Co(5 Å)/Pt, à partir desquels les nano-plaquettes ont été nano-structurées, ont fait l'objet d'études antérieures approfondies rapportées dans de nombreux travaux de thèse conduits au sein des groupes « Optique du Solide » au Laboratoire de Physique des Solides (LPS, Orsay) et « NanoSpinTronique » à l'Institut d'Électronique Fondamentale (IEF, Orsay). En conséquence, seuls les principaux résultats concernant ces films sont brièvement rappelés ici et figurent dans les thèses de S. Lemerle [LEMERLE 98], T. Devolder [DEVOLDER 00]

et F. Cayssol [CAYSSOL 03].

Les films de Pt/Co(5 Å)/Pt étudiés ici ont été préparés par A. Mougin sur l'ancien montage de pulvérisation cathodique de l'IEF, sous une pression résiduelle de 5.10^{-8} mbar et une pression de 5.10^{-3} mbar dans le plasma argon (Figure II.1). Une description de la croissance de ce système a été détaillée précédemment [MATHET 03].

La première étape de fabrication consiste à déposer une couche tampon de 40 Å de Pt (111) sur un substrat de saphir (0001) par pulvérisation magnétron. La température choisie est de 610°C et la vitesse de dépôt de 2 Å.s^{-1} . Cette couche tampon présente une forte texture avec la direction [111] comme direction de croissance. Sur cette couche tampon de platine, est déposée une fine couche de Pt (5 Å) par pulvérisation radio-fréquence à 300°C pour assurer une bonne qualité de surface et éviter toute dégradation interfaciale lors du changement de température nécessaire au dépôt de la couche de cobalt.

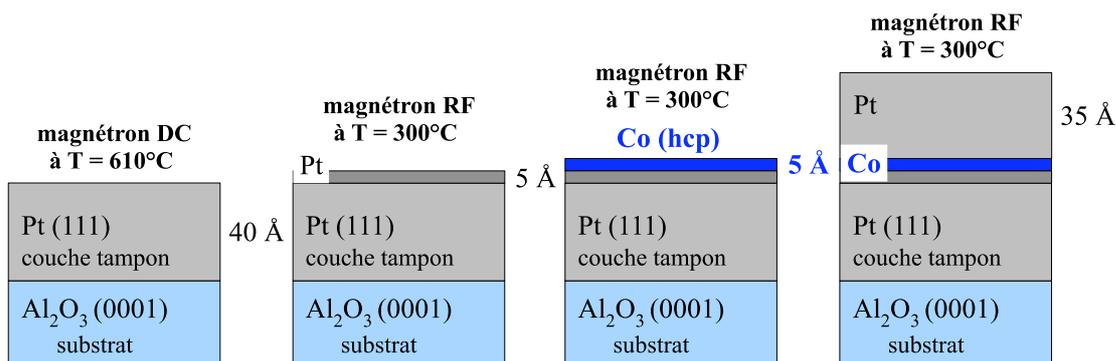


FIGURE II.1 – Étapes de croissance des films $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Pt}(45 \text{ Å})/\text{Co}(5 \text{ Å})/\text{Pt}(35 \text{ Å})$.

La couche de 5 Å de cobalt – soit environ 2,5 plans atomiques – est ensuite déposée par la même technique à une température de 300°C et à la vitesse de $0,1 \text{ Å.s}^{-1}$. Cette température, relativement basse, permet de limiter la diffusion des atomes de cobalt sur la surface de platine, et donc d'éviter une croissance 3D du cobalt. La faible vitesse de dépôt autorise un contrôle précis des épaisseurs déposées. On estime que la structure polycristalline adoptée par la couche de 5 Å de cobalt est hexagonale compacte (0002). Du fait du désaccord de maille, d'une dizaine de %, la couche de cobalt est contrainte sous tension dans le plan. Par ailleurs, la couche de cobalt, de par sa très faible épaisseur, n'est pas uniquement formée de plans denses purs de cobalt mais un alliage désordonné CoPt est présent au niveau des interfaces. Les cristallites constituant les couches ont une taille latérale de l'ordre d'une vingtaine de nanomètres et sont formées de terrasses de taille latérale comprise entre 5 et 10 nanomètres. La désorientation

entre les axes \vec{c} des cristallites n'excède pas $0,1^\circ$.

La couche de cobalt est ensuite recouverte d'une couche de protection de platine de 35 \AA d'épaisseur, déposée par pulvérisation radio-fréquence à 300°C à une vitesse de $0,2 \text{ \AA}\cdot\text{s}^{-1}$. Cette couche est déposée pour éviter l'oxydation ultérieure de la couche de cobalt mais l'interface supérieure Co/Pt contribue également à l'anisotropie magnétique. La rugosité RMS mesurée par AFM à la surface de la couche supérieure de platine vaut $2\text{-}3 \text{ \AA}$ [DEVOLDER 00, MATHET 03].

La structure du film vierge étudié peut être notée : $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Pt}(45 \text{ \AA})/\text{Co}(5 \text{ \AA})/\text{Pt}(35 \text{ \AA})$, ou $\text{Pt}/\text{Co}(5 \text{ \AA})/\text{Pt}$ sous une forme simplifiée.

Comportement magnétique sous champ

L'aimantation spontanée du cobalt massif vaut $M_s = 1446 \text{ kA}\cdot\text{m}^{-1}$ à température ambiante [KEFFER 66]. Du fait de la présence d'alliage CoPt aux interfaces, M_s diminue lorsque l'on réduit l'épaisseur de la couche de cobalt dans les films Pt/Co/Pt ultraminces. Cette réduction de M_s a bien été mise en évidence par magnétométrie SQUID [METAXAS 07] sur des films de Pt/Co/Pt préparés à SPINTEC (B. Rodmacq) par pulvérisation, à température ambiante et sur des substrats amorphisés en surface. Ils ont trouvé $M_s = 910 \text{ kA}\cdot\text{m}^{-1}$ pour une épaisseur de cobalt de 5 \AA . Compte tenu des caractéristiques structurales interfaciales sensiblement différentes des échantillons étudiés ici, une valeur intermédiaire, $M_s = 1200 \text{ kA}\cdot\text{m}^{-1}$, sera retenue par la suite.

Ces couches de cobalt présentent une forte anisotropie uniaxiale, K_{eff} , perpendiculaire au plan du film. En conséquence, en champ nul, l'aimantation rémanente s'oriente dans cette direction. Le cycle d'hystérésis magnéto-optique en configuration polaire d'un film de Pt/Co(5 \AA)/Pt, mesuré sous champ magnétique perpendiculaire, montre une forme très carrée (**Figure II.2-(a)**), caractéristique d'un renversement de l'aimantation dominé par la propagation d'une seule paroi de domaines intervenant après nucléation sur un défaut extrinsèque [FERRÉ 01]. Par microscopie magnéto-optique, on peut visualiser la structure en domaines et déterminer la vitesse de propagation d'une paroi à partir de son déplacement sous une impulsion de champ de durée donnée (**Figure II.2-(b)**). Notons également qu'un recuit à 160°C pendant 30 minutes diminue l'aimantation spontanée de 30 % et augmente le champ coercitif d'un facteur 2, ce qui reflète la grande sensibilité des interfaces Pt/Co et Co/Pt aux traitements thermiques tels que ceux susceptibles d'intervenir dans des procédés de nano-fabrication.

Pour des champs appliqués d'amplitude inférieure au champ dit de « dépiégeage », de l'ordre de 70 mT pour Pt/Co(5 \AA)/Pt, le déplacement de la paroi est thermiquement activé [LEMERLE 98, FERRÉ 04]. Le faible désordre, aux bords des cristallites et des terrasses atomiques, provoque un piégeage collectif de la paroi. Celle-ci peut alors être considérée comme une interface élastique unidimensionnelle se déplaçant dans un milieu désordonné à deux dimensions. Dans ce régime bas champ, dit de reptation, la

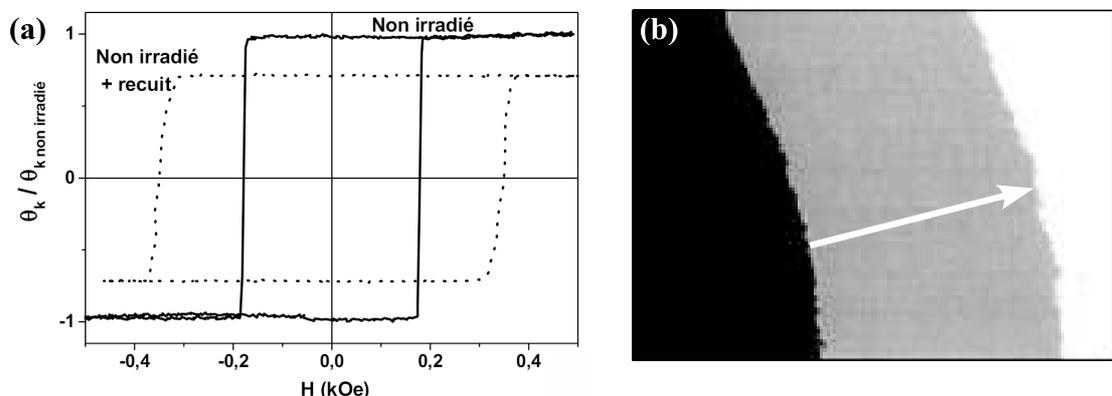


FIGURE II.2 – (a) Cycles d’hystérésis magnéto-optiques d’un film Pt/Co(5 Å)/Pt : en trait continu, non irradié et en traits pointillés, non irradié mais recuit à 160°C pendant 30 min [DEVOLDER 00]. (b) Illustration du déplacement d’une paroi de domaines dans un film non irradié sous champ magnétique, visualisé par microscopie magnéto-optique ($90 \times 72 \mu\text{m}^2$) [LEMERLE 98].

paroi s’adapte au paysage de défauts. Elle présente alors une certaine rugosité à grande échelle et est constituée de portions droites sur une longueur critique L_c , la longueur de Larkin [BLATTER 94, BRAZOVSKII 04], caractéristique du piégeage (de l’ordre de la taille des cristallites ~ 30 nm). La dépendance de la barrière d’énergie à franchir pour déplacer la paroi varie alors selon la puissance $\mu = -1/4$ du champ magnétique appliqué [LEMERLE 98]. À titre d’exemple, sous un champ appliqué de 30 mT, la vitesse moyenne de déplacement de paroi ne vaut que quelques 10^{-3} m.s^{-1} .

Pour des champs supérieurs au champ de dépiégeage, les barrières d’énergie dues aux défauts peuvent être franchies par la paroi de domaines, et le déplacement de la paroi retrouve un comportement identique à celui qui existe dans un film sans défaut. Dans ce régime dit visqueux, la vitesse de paroi devient proportionnelle au champ appliqué selon l’axe de facile aimantation [METAXAS 07]. Par des mesures de vitesse de paroi en fonction du champ, Metaxas *et al.* ont pu déterminer la valeur de l’amortissement de Gilbert α de l’ordre de 0,3 en utilisant la [relation I.35](#), et ceci pour des épaisseurs de cobalt comprises entre 5 Å et 8 Å.

Par ailleurs, les valeurs des champs d’anisotropie du premier et du second ordre, $H_{K_{\text{eff}}}$ et H_2 , ont été déterminées à partir de la mesure du cycle d’hystérésis PMOKE (voir [Section II.4](#)) en présence d’un champ faisant un angle faible¹ avec le plan du film [GROLIER 93, LEMERLE 98]. En négligeant la contribution du second ordre, l’ajustement de la variation réversible du cycle des films Pt/Co(5 Å)/Pt sous champ conduit à $\mu_0 H_{K_{\text{eff}}} = 1,29$ T. En conservant les notations introduites au [Chapitre I, Section I.3](#) et

1. Le champ n’est pas parfaitement appliqué dans le plan des couches afin de conserver un même état monodomaine au cours du cycle.

en prenant $M_s = 1200 \text{ kA.m}^{-1}$, les valeurs des différentes contributions à l'anisotropie sont :

$$\begin{aligned} K_d &= \frac{1}{2}\mu_0 M_s^2 &= 9,0.10^5 \text{ J.m}^{-3}, \\ K_{\text{eff}} &= \frac{1}{2}\mu_0 H_{K_{\text{eff}}} M_s &= 7,7.10^5 \text{ J.m}^{-3}, \\ K_u &= K_{\text{eff}} + K_d &= 1,67.10^6 \text{ J.m}^{-3}. \end{aligned} \quad (\text{II.1})$$

Modifications contrôlées des propriétés magnétiques par irradiation ionique

Dans le cadre d'une collaboration de notre équipe avec celles de C. Chappert à l'IEF [CHAPPERT 98, DEVOLDER 00] et de H. Bernas au Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse (CSNSM, Orsay), les modifications des propriétés structurales, morphologiques et magnétiques de films de Pt/Co/Pt après irradiation uniforme par des ions hélium à faible dose ont été mises en évidence et étudiées en détail. Par effet balistique, les ions légers déplacent les atomes de la cible sur quelques distances inter-atomiques. Ici, un faisceau uniforme d'ions He^+ ayant une énergie de 30 keV est projeté sous incidence normale sur un film de Pt/Co(5 Å)/Pt. Ces ions légers s'implantent majoritairement dans le substrat à une profondeur bien supérieure à 100 nm et non pas dans le film, dont l'épaisseur est inférieure à 10 nm.

Les atomes de cobalt et de platine sont parfaitement miscibles, comme l'atteste l'existence d'alliage $\text{Co}_x\text{Pt}_{1-x}$ pour toutes les valeurs de x . Ainsi, en sus des effets balistiques, l'irradiation peut ici facilement induire un mélange Co-Pt progressif au voisinage des interfaces supérieure – Pt/Co – et inférieure – Co/Pt – de la couche de cobalt (Figure II.3). Dès qu'un ion incident cède une énergie² supérieure à celle du seuil de déplacement d'un atome de la cible, de l'ordre de 25 eV, ce dernier est éjecté de sa position d'équilibre pour générer un atome interstitiel accompagné d'une lacune dans le réseau atomique. Dans le cas de l'hélium, la probabilité de créer durablement ce type d'entités est faible compte tenu de l'affinité chimique entre le cobalt et le platine. Le mécanisme à l'origine de ce mélange substitutionnel est la création de paires atome interstitiel / lacune, appelées paires de Frenkel, qui se recombinent selon la thermodynamique d'atomes proches. Dans le cas d'espèces chimiques non miscibles, un retour à la position initiale de l'atome interstitiel éjecté est favorisé par la thermodynamique des deux matériaux. Au contraire, dans le cas du cobalt et du platine, il n'y a pas de situation privilégiée et le mélange aux interfaces est plus efficace. Ainsi, il y a un déplacement des atomes cibles principalement vers les couches inférieures de l'empilement. Pour l'interface supérieure (respectivement inférieure), les atomes de platine (respectivement cobalt) s'implantent dans la couche de cobalt (respectivement platine). L'absence de cascades de collisions empêche la formation d'amas de lacunes qui sont communément responsables de phénomènes de gonflement du film ou de création de gros défauts observés pour une irradiation réalisée par des ions plus lourds, tels que le

2. La majorité de l'énergie déposée par l'ion incident se fait selon les degrés de liberté électroniques de la cible et seule une très faible partie est transférée aux degrés de liberté nucléaires, non seulement pour donner lieu au mélange substitutionnel mais aussi sous la forme de phonons.

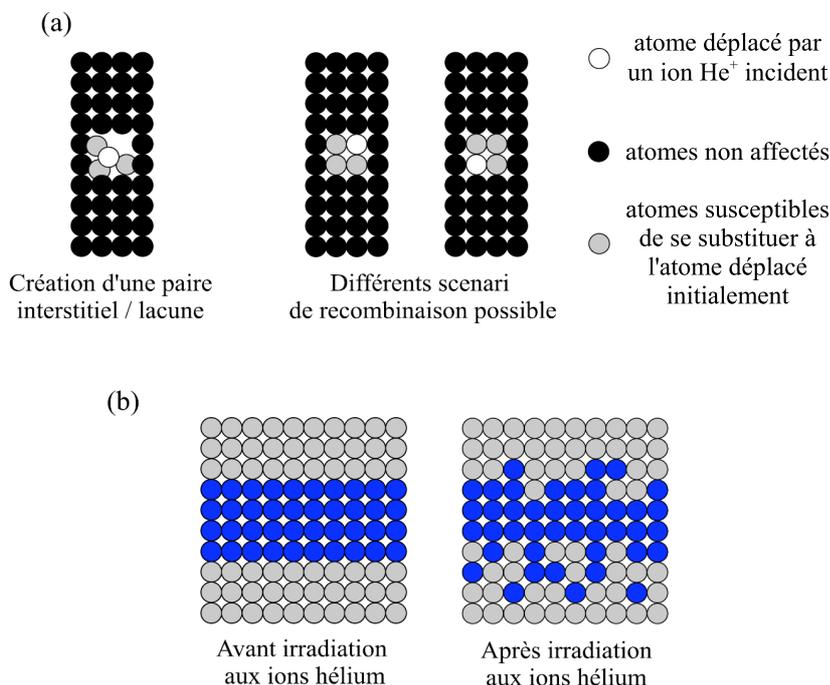


FIGURE II.3 – (a) Mécanismes de substitution sous l’effet d’une irradiation aux ions hélium par la création d’une paire atome interstitiel / lacune (paire de Frenkel). (b) Mélange des interfaces par la création de paires de Frenkel qui se recombinent, donnant lieu à des substitutions $\text{Co} \leftrightarrow \text{Pt}$.

gallium.

Après irradiation, l’environnement des atomes de cobalt, fortement modifié, révèle un enrichissement en atomes de platine. Des mesures EXAFS indiquent que les contraintes extensives³, existant initialement dans les plans denses de cobalt, sont relâchées par irradiation aux ions hélium sous une faible dose [DEVOLDER 01b]. L’association de substitutions d’ions $\text{Co} \leftrightarrow \text{Pt}$, essentiellement localisées au voisinage des interfaces, et de la réduction des contraintes extensives dans le réseau de cobalt entraînent de profondes modifications des propriétés magnétiques des films Pt/Co/Pt :

- une diminution de l’anisotropie uniaxiale [DEVOLDER 01a] (**Figure II.4-(c)**),
- une réduction de l’aimantation spontanée [DEVOLDER 00] (**Figure II.4-(d)**),
- une diminution de la température de Curie [FERRÉ 99, DEVOLDER 01a] et donc de la constante d’échange [BRUNO 92] (**Figures II.4-(a) et (b)**),
- une homogénéisation magnétique des interfaces à l’échelle de la largeur de paroi, ce qui favorise le déplacement de paroi par reptation [REPAIN 04].

3. Pour le film vierge, compte tenu de la valeur positive de la constante magnéto-élastique, les contraintes extensives favorisent un axe d’aimantation facile perpendiculaire.

Les propriétés magnétiques peuvent alors être finement contrôlées en ajustant la dose surfacique en ions hélium. La variation de grandeurs magnétiques caractéristiques dans des films de Pt/Co(5 Å)/Pt en fonction de la dose d'irradiation est représentée sur la **Figure II.4**.

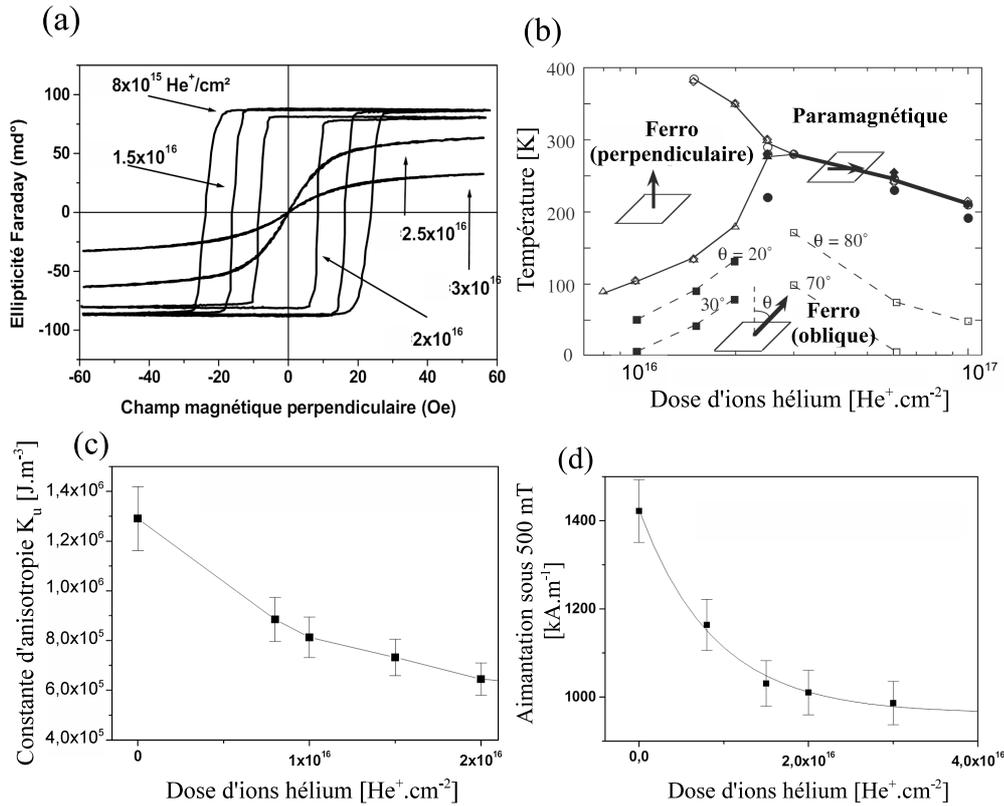


FIGURE II.4 – (a) Évolution du cycle d'hystérésis du film Pt/Co(5 Å)/Pt en fonction de la dose en ions hélium, à température ambiante. (b) Diagramme de phase montrant la modification du magnétisme du système Pt/Co(5 Å)/Pt en fonction de la dose [FERRÉ 03]. (c) Diminution de l'anisotropie uniaxiale par irradiation. (d) Diminution de l'aimantation spontanée en fonction de la dose. La valeur $M_s = 1420 \text{ kA.m}^{-1}$ est prise arbitrairement pour l'échantillon non irradié (égale à celle du cobalt massif) à température ambiante. Seule la variation de M_s est représentative [DEVOLDER 00].

L'irradiation aux ions hélium à faible dose ne modifie pas profondément le comportement magnétique du film Pt/Co(5 Å)/Pt sous champ à température ambiante. En augmentant la dose d'irradiation, les cycles d'hystérésis polaires restent carrés malgré une diminution rapide du champ coercitif : le renversement de l'aimantation est toujours initié par la nucléation d'un domaine sur un défaut, suivie de la propagation rapide d'une paroi de domaines (**Figure II.4-(a)**). Malgré la décroissance marquée du champ coercitif avec la dose d'irradiation, l'axe de facile aimantation reste perpen-

diculaire. Pour de plus fortes doses d'irradiation ($d > 3.10^{16} \text{ He}^+ \cdot \text{cm}^{-2}$), le mélange entre ions Co et Pt est tel que le film devient paramagnétique à température ambiante [CHAPPERT 98] (Figures II.4-(a) et (b)).

Une détermination précise de la vitesse de déplacement de paroi (Figure II.5) montre en particulier que le régime de reptation est toujours présent avec un champ de dépiégeage diminué de 70 mT pour le film vierge à une valeur de l'ordre de 14 mT pour le film irradié à $8.10^{15} \text{ He}^+ \cdot \text{cm}^{-2}$ [REPAIN 04]. La diminution du champ de dépiégeage s'explique en partie par une homogénéisation des défauts (en accord avec une augmentation la longueur de Larkin $L_c \simeq 40 \text{ nm}$) et par un abaissement de la barrière d'énergie à franchir (en accord avec la diminution de la température de Curie T_c et de l'anisotropie). Dans le régime de reptation et à très bas champ, le déplacement de paroi s'effectue par des avalanches de sauts de Barkhausen de la paroi. Paradoxalement, mais en accord avec la divergence de la barrière d'énergie à franchir en $H^{-1/4}$, le volume mis en jeu dans ces sauts diverge lorsque le champ magnétique tend vers 0.

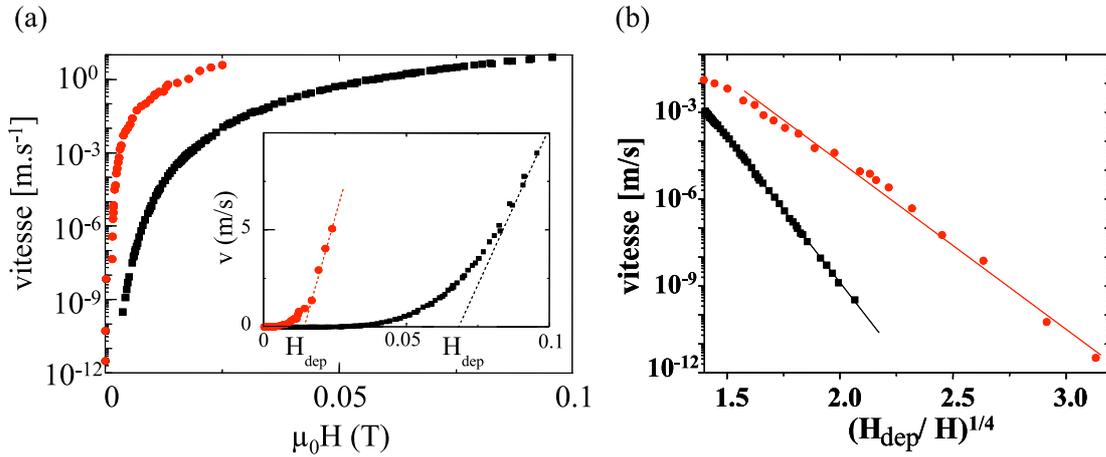


FIGURE II.5 – (a) Évolution de la vitesse de déplacement de paroi en fonction du champ magnétique appliqué pour un échantillon Pt/Co(5 Å)/Pt non irradié (■) et irradié (●) sous une dose de $8.10^{15} \text{ He}^+ \cdot \text{cm}^{-2}$. (b) Le régime thermiquement activé en champ faible obéit à la loi de vitesse en $H^{-1/4}$ prédite pour la reptation [REPAIN 04].

Les propriétés magnétiques du film vierge Pt/Co(5 Å)/Pt dépendent profondément de **la nature des interfaces Pt/Co et Co/Pt**. Il est constitué de cristallites d'une vingtaine de nanomètres de diamètre et les interfaces présentent des terrasses atomiquement planes, larges d'une dizaine de nanomètres. Ces défauts intrinsèques jouent un rôle essentiel sur le mécanisme de reptation associé au déplacement des parois de domaines sous champ magnétique en induisant un faible désordre aléatoire dans le cobalt. **Une irradiation aux ions hélium** permet de modifier finement les interfaces

et l'état de contraintes du réseau en ions cobalt, et ainsi d'en **contrôler les propriétés magnétiques** : anisotropie, aimantation spontanée, échange et température de Curie.

II.2.2 Couches minces de $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$ (50 nm) à aimantation perpendiculaire

Le second système étudié a été $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$, semiconducteur magnétique dilué archétype (Diluted Magnetic Semiconductor, DMS), la concentration en ions manganèse étant de l'ordre de 7 %. Les couches de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ ont été fabriquées par épitaxie par jets moléculaires (Molecular Beam Epitaxy, MBE) au Laboratoire de Photonique et des Nanostructures (LPN, Marcoussis) par A. Lemaître au cours de la thèse de L. Thevenard [THEVENARD 07a]. Le but recherché était de préparer des couches de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ à anisotropie perpendiculaire présentant un minimum de défauts structuraux. La maîtrise des couches tampons, qui induisent les contraintes, et du recuit, qui diminue les défauts, est essentielle pour induire une direction de facile aimantation perpendiculaire au plan des films et une bonne propagation de paroi. Les différentes étapes de préparation des échantillons et leurs propriétés magnétiques sont décrites ci-dessous.

Croissance des échantillons [THEVENARD 06]

Dans un premier temps, une couche de 500 nm de $(\text{Ga}_{1-y}\text{In}_y)\text{As}$ présentant un gradient vertical de concentration y en atomes indium, est déposée à 500 °C sur un substrat de GaAs (001). Une telle température permet d'assurer une croissance bidimensionnelle de la couche avec une faible densité de défauts cristallins, tels que des atomes d'arsenic en anti-site de gallium ou des lacunes de gallium. Le gradient de concentration y varie linéairement entre 0 et 9,8 % à la surface de cette couche. Cette technique, dite du « graduel », permet de générer un nombre limité de dislocations à l'interface GaAs/ $(\text{Ga}_{1-y}\text{In}_y)\text{As}$ qui se propagent ensuite selon les directions [110] et $[1\bar{1}0]$ (Figure II.6). Une couche de 3 μm de $(\text{Ga}_{0,902}\text{In}_{0,098})\text{As}$ est ensuite déposée à la même température. La concentration en indium (9,8 %) conduit à un paramètre de maille suffisant pour induire des contraintes en tension dans la couche de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ favorisant une direction d'anisotropie magnétique perpendiculaire⁴, comme prédit par la théorie de champ moyen [DIETL 00].

Enfin, la couche de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$, d'épaisseur 50 nm, est déposée à une température plus faible, égale à 250 °C. Cette température est un compromis visant à empêcher la formation d'agrégats de MnAs, favorisée à plus haute température, tout en minimisant l'apparition de défauts structuraux, principalement de l'arsenic en anti-site gallium et du manganèse en site interstitiel. Il apparaît, à la surface de la couche de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$, un quadrillage selon les directions [110] et $[1\bar{1}0]$, appelé « cross-hatch ». Ce « cross-hatch » s'explique par l'existence de marches atomiques dans la

4. $a_{(\text{Ga}_{0,902}\text{In}_{0,098})\text{As}} = 5,6946 \text{ \AA}$ et $a_{(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}} = 5,6726 \text{ \AA}$, soit une contrainte biaxiale $\epsilon_{xx} = (a_{(\text{Ga}_{0,902}\text{In}_{0,098})\text{As}} - a_{(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}}) / a_{(\text{Ga}_{0,902}\text{In}_{0,098})\text{As}} = 0,4 \%$.

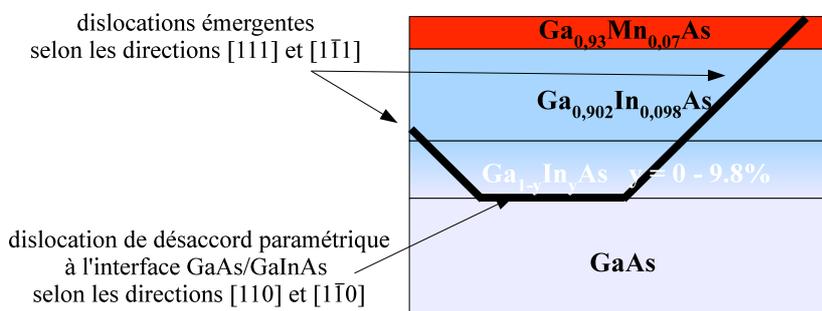


FIGURE II.6 – Schéma de l'empilement des couches tampon et de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$.

couche de $(\text{Ga}_{0,902}\text{In}_{0,098})\text{As}$ ayant pour origine les dislocations à l'interface entre le substrat de GaAs et la couche tampon de $(\text{Ga}_{1-y}\text{In}_y)\text{As}$. Ces dislocations se propagent par ailleurs selon les directions $[111]$ jusqu'à la surface de la couche de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ et perturbent localement, mais assez fortement, cette dernière. La densité de ces dislocations émergentes est de l'ordre de 4.10^4 cm^{-2} dans les couches étudiées.

Suite à ces étapes de croissance, les échantillons sont recuits pendant une heure à une température de $250 \text{ }^\circ\text{C}$ sous atmosphère d'azote. Le principal effet du recuit est de provoquer la diffusion des rares atomes de manganèse interstitiels vers la surface de l'échantillon. Il en résulte alors une densité plus élevée de trous p délocalisés, et donc une augmentation de la température de Curie, conformément à la théorie de champ moyen qui prédit $T_c \propto p^{1/3}$.

Propriétés magnétiques du $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ recuit

Les cycles d'hystérésis Kerr polaires présentent une forme très carrée à toute température, comprise entre $1,8 \text{ K}$ et 120 K (Figure II.7-(a)). Ceci prouve que l'axe de facile aimantation est perpendiculaire au plan de la couche sur toute la gamme de température pour laquelle le $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ est ferromagnétique. La variation thermique de l'aimantation rémanente, mesurée par magnétométrie Kerr polaire ou au SQUID, obéit à la loi de Brillouin B_S attendue pour un spin $S=5/2$ (Figure II.7-(b)). Les ajustements donnent $M_s = (40 \pm 1) \text{ kA.m}^{-1}$ à $T = 4 \text{ K}$ et $T_c = (130 \pm 1) \text{ K}$ [THEVENARD 06]. Les valeurs des différents termes de l'anisotropie ont été déterminées à partir des ajustements des mesures par magnétométrie magnéto-optique à 4 K sous champ quasi-planaire :

$$\begin{aligned} K_d &= \frac{1}{2}\mu_0 M_s^2 &= 1,0.10^3 \text{ J.m}^{-3} \\ K_{\text{eff}} &= \frac{1}{2}\mu_0 H_{K_{\text{eff}}} M_s &= 7,6.10^3 \text{ J.m}^{-3} \\ K_u &= K_{\text{eff}} + K_d &= 8,6.10^3 \text{ J.m}^{-3}. \end{aligned} \quad (\text{II.2})$$

Ces valeurs sont comparables à celles déduites d'expériences de résonance ferromagnétique [KHAZEN 08] sur le même échantillon : $K_{\text{eff}}^{\text{FMR}} = 7,4.10^3 \text{ J.m}^{-3}$. La forme carrée

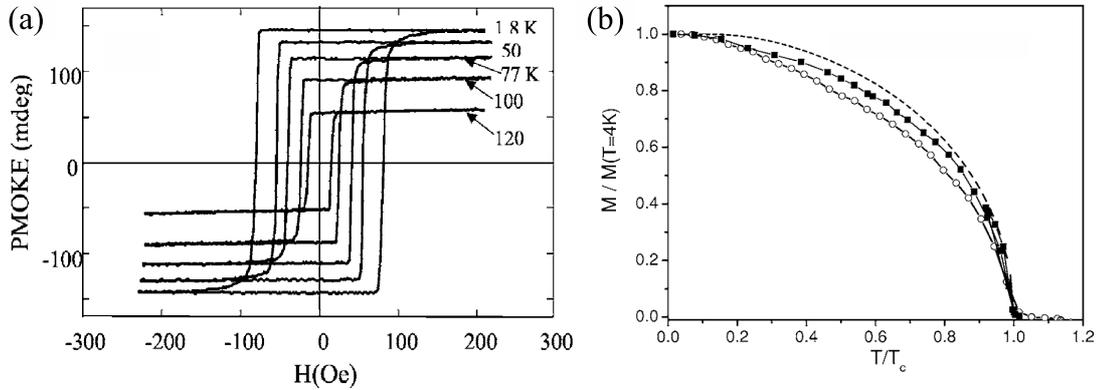


FIGURE II.7 – (D’après [THEVENARD 06].) (a) Cycles d’hystérésis mesurés en magnéto-métrie Kerr polaire à différentes températures. (b) Variation de l’aimantation rémanente en fonction de la température mesurée par magnéto-métrie Kerr polaire (■) ou par magnéto-métrie SQUID (○), comparée à la loi de Brillouin $B_{5/2}$ avec $T_c = (130 \pm 1)$ K (- -).

des cycles d’hystérésis indique également que le renversement de l’aimantation dans les films de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ est dominé par un mécanisme de déplacement de parois. Ceci a été directement confirmé par microscopie magnéto-optique [THEVENARD 06]. Les parois de Bloch à 180° se propagent facilement sur quelques dizaines de microns et sont seulement piégées par quelques défauts localisés, identifiés comme étant des dislocations émergentes (Figure II.8). La paroi s’enroule alors autour de ces défauts pour donner naissance à deux parois en vis-à-vis, ce qui permet de former des parois dites à 360° . Celles-ci induisent localement de la coercivité, ce qui se traduit sur le cycle d’hystérésis par une queue avant d’atteindre la saturation (Figure II.7-(a)). Dans la même couche de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ Dourlat *et al.* ont déterminé très récemment la vitesse de déplacement de paroi d’un domaine en fonction du champ magnétique appliqué [DOURLAT 08a, DOURLAT 08b]. Ils ont pu mettre en évidence les trois régimes attendus pour un film magnétique sans défaut (Figure I.14-(b)) : de reptation, stationnaire et précessionnel [WALKER 63]. Ces résultats attestent de la grande qualité des échantillons. La présence d’un très faible désordre est néanmoins révélée par l’existence d’un régime de reptation à très bas champ. De leurs résultats, ils ont pu déterminer une valeur assez élevée du paramètre d’amortissement de Gilbert $\alpha \simeq 0,3$, indépendante de la température.

Dans les échantillons recuits de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$, le renversement de l’aimantation sous champ est similaire à celui observé dans les films de $\text{Pt}/\text{Co}(5 \text{ \AA})/\text{Pt}$. Dans ces deux systèmes, **le renversement de l’aimantation est amorcé par la nucléation de**

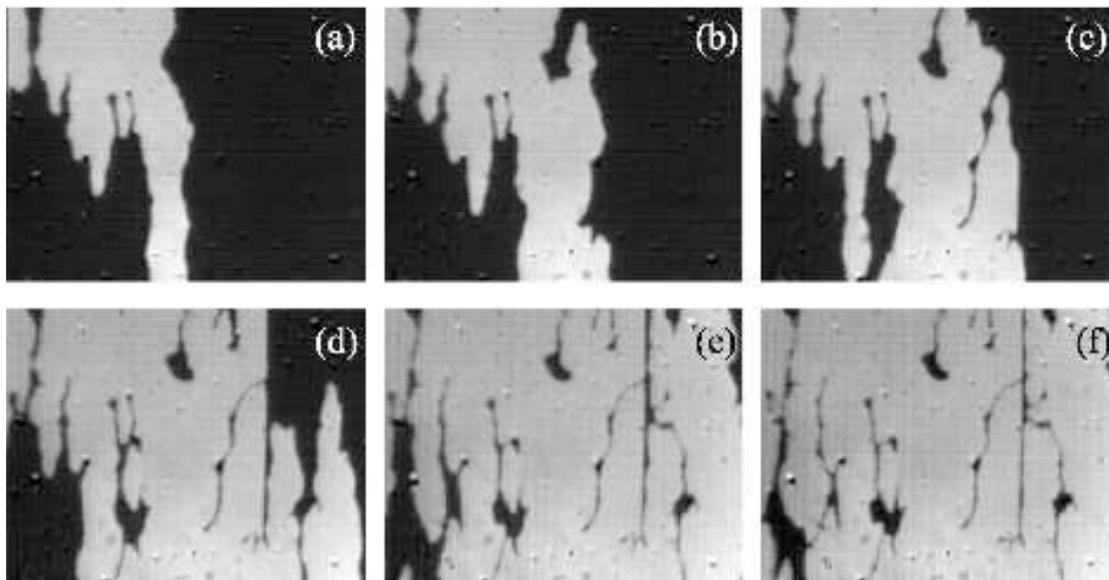


FIGURE II.8 – (D’après [THEVENARD 06].) Images ($176 \times 135 \mu\text{m}^2$) obtenues en microscopie Kerr polaire à 77 K montrant la propagation de parois de domaines dans la couche de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$. Ces images sont acquises successivement après l’application d’un champ de 2 mT après 1 min (a), 1 min 10 s (b), 1 min 20 s (c), 1 min 50 s (d), 3 min 50 s (e). Pour la dernière image (f), la durée totale d’application du champ est de 18 min et malgré tout, des parois de domaines à 360° restent encore piégées sur les défauts.

domaines sur quelques défauts extrinsèques. Ces domaines s’étendent alors sous l’effet du champ appliqué. Mis à part ces défauts extrinsèques, le désordre aléatoire local dans $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ est bien plus faible que dans les films de $\text{Pt}/\text{Co}(5 \text{ \AA})/\text{Pt}$, ce qui entraîne **un déplacement très homogène de la paroi** sous champ magnétique et un faible champ de dépiégeage de paroi.

Compte tenu de **la faible densité de défauts**, il existe des zones homogènes suffisamment étendues (plusieurs centaines de μm^2) qui permettent d’étudier, après nano-structuration, **le renversement de l’aimantation dans des nano-plots ou la propagation de paroi de domaines dans des pistes de largeur micrométrique sous champ magnétique et sous courant.**

II.3 Nano-structuration des films magnétiques étudiés

Si le principe de nano-structuration par la méthode « top-down » est simple :

« Réduire les dimensions latérales du système magnétique à des dimensions nanométriques »,

cette opération délicate demande un fort investissement du fait de la succession des étapes de fabrication nécessaires. Il faut, en outre, déterminer les conditions optimales permettant de préserver au mieux les propriétés intrinsèques du film vierge, ou du moins de limiter certains effets néfastes de la nano-structuration. Pour les deux types d'échantillons étudiés, des films de Pt/Co(5 Å)/Pt ou de (Ga_{0,93}Mn_{0,07})As, la lithographie électronique ainsi que la réalisation du masque ont été effectuées au LPN dans l'équipe de G. Faini. Des masques de très petite taille ont pu être réalisés, permettant d'étudier les comportements macrospin et superparamagnétique évoqués au [Chapitre I](#).

Dans le cas du système Pt/Co(5 Å)/Pt, le masque réalisé présente un fort rapport d'aspect hauteur sur largeur. En effet, l'épaisseur du masque doit être suffisamment importante pour arrêter les ions hélium avant d'atteindre le film Pt/Co(5 Å)/Pt durant la phase d'irradiation. Cette dernière phase a été réalisée dans le groupe de H. Bernas au CSNSM. Les échantillons de (Ga_{0,93}Mn_{0,07})As ont, quant à eux, été nano-structurés au LPN par une combinaison plus standard de lithographie et gravure physique permettant d'atteindre des dimensions latérales des nano-plots de l'ordre de 30 nm.

II.3.1 Nano-structuration douce du système Pt/Co(5 Å)/Pt

Critères sur le choix du masque pour l'irradiation

Le choix du masque au travers duquel la « gravure » est effectuée, ainsi que ses conditions de dépôt et de retrait pouvant nécessiter un chauffage, ne sont pas anodins. L'objectif est d'assurer une bonne résolution des motifs sans altérer les propriétés de la couche. La résolution d'un masque – définie ici comme la largeur de la transition entre la zone paramagnétique et la zone non-affectée par l'irradiation – est déterminée par la densité du masque ainsi que par sa géométrie. Le choix s'est porté sur un masque en résine pour différentes raisons :

- (i) il est plus facile de « déposer » de la résine que de la silice ou du tungstène, pour lesquels une résolution optimale de l'ordre de 30 nm est *a priori* attendue [BERNAS 99, DEVOLDER 02], sans endommager les interfaces Pt/Co et Co/Pt par un chauffage excessif,
- (ii) après irradiation, il est plus simple de dissoudre les masques de résine que ceux en silice ou en tungstène sans dégrader le film.

Réalisation

Afin d'optimiser la résolution spatiale tout en utilisant une résine, une résine de type époxy SU-8, plus dense que celle de type PMMA, a été privilégiée. Ceci permet de réaliser des masques avec des flancs mieux définis. Il est ainsi possible de réaliser des

masques en forme de pilier présentant un rapport d'aspect hauteur sur largeur élevé et donc de protéger efficacement et localement la couche de Pt/Co(5 Å)/Pt. La procédure suivie pour réaliser de tels masques est présentée en [Figure II.9](#).

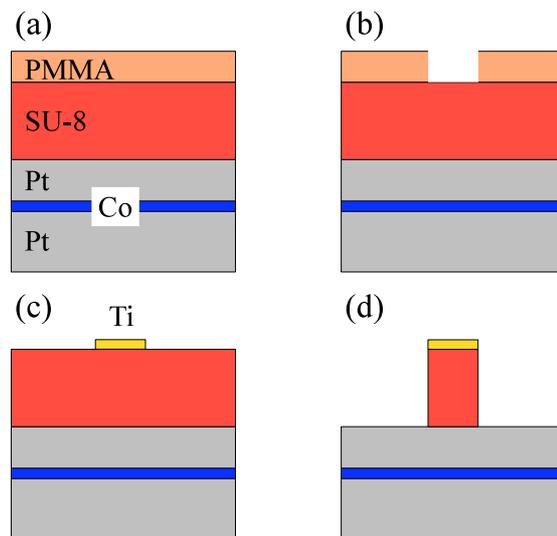


FIGURE II.9 – Les différentes étapes de nano-structuration nécessaires à la réalisation du masque pour l'irradiation ionique ultérieure de l'échantillon Pt/Co(5 Å)/Pt : (a) enrésinement, (b) lithographie électronique et développement, (c) dépôt de titane et « lift-off » puis (d) gravure ionique réactive de la résine SU-8.

(a) Dans un premier temps ([Figure II.9-\(a\)](#)), la couche de Pt/Co(5 Å)/Pt est enduite d'une résine de SU-8 épaisse de 550 nm par « spin-coating » sur laquelle est déposée une fine couche de PMMA. Cette couche de PMMA a ensuite été insolée par lithographie électronique afin de définir les zones à protéger de l'irradiation. En effet, les électrons brisent les chaînes de polymères constituant le PMMA sans affecter la couche de SU-8 qui est une résine optique sensible au rayonnement UV.

(b) Après développement dans une solution constituée d'un mélange d'isopropanol et de méthyl-iso-butyl-cétone (MIBK), la couche de PMMA présente des trous correspondant aux endroits insolés par les électrons ([Figure II.9-\(b\)](#)).

(c) Une couche de titane est alors déposée. On procède ensuite à une étape dite de « lift-off » au cours de laquelle l'échantillon est plongé dans un bain d'acétone. L'acétone a pour effet de dissoudre le PMMA et par conséquent de retirer aussi la couche de titane déposée sur la couche de PMMA. Après cette étape ([Figure II.9-\(c\)](#)), la résine SU-8 est donc recouverte par un masque de titane correspon-

dant au motif final du nano-élément que l'on souhaite réaliser.

(d) Ce masque de titane sert de protection à la résine SU-8 (**Figure II.9-(d)**), gravée par une gravure ionique réactive (RIE, Reactive Ion Etching) sélective n'affectant ni la couche de titane, ni la couche de platine. Après cette étape de gravure, un masque avant irradiation, ayant des flancs assez verticaux, constitué de la couche de SU-8 coiffée de la couche de titane est alors défini sur la couche de Pt/Co(5 Å)/Pt.

Irradiation ionique à travers le masque

La technique de nano-structuration aux ions hélium à travers un masque de résine a été validée sur un film Pt/Co(5 Å)/Pt [CHAPPERT 98]. Des réseaux de pistes obtenues après irradiation par des ions He^+ à travers un masque de PMMA à des doses de $10^{16} \text{ He}^+ \cdot \text{cm}^{-2}$ ont été étudiés par microscopie magnéto-optique (**Figure II.10**). Deux avantages majeurs par rapport à une gravure conventionnelle ont alors pu être mis en évidence :

- la conservation de la planéité du film à l'issue de la nano-structuration, ce qui permet une observation en champ proche ou en microscopie magnéto-optique plus aisée, en s'affranchissant des effets de topographie et de diffraction,
- la propagation facile de paroi de domaines grâce à la présence d'une zone de transition qui « gomme » les défauts et la rugosité, inévitablement créés lors des étapes de gravure.

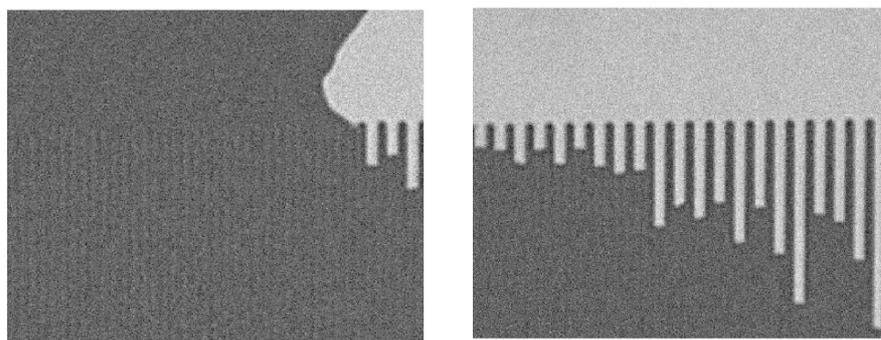


FIGURE II.10 – Images ($34 \times 44 \mu\text{m}^2$) de microscopie magnéto-optique d'un réseau de lignes magnétiques de $1 \mu\text{m}$ de large, séparées par des bandes paramagnétiques de $1 \mu\text{m}$ fabriquées par irradiation d'un film Pt/Co(5 Å)/Pt à une dose de $10^{16} \text{ He}^+ \cdot \text{cm}^{-2}$. Entre les deux images, un champ de 8,2 mT a été appliqué pendant 2 s, ce qui a permis à la paroi de se propager à la fois dans le réservoir (en haut) et dans les lignes protégés de l'irradiation [CHAPPERT 98].

Afin d'obtenir des nano-plaquettes ferromagnétiques isolées magnétiquement car environnées par un milieu paramagnétique, le film de Pt/Co(5 Å)/Pt, recouvert d'un réseau de piliers en SU-8, a été uniformément irradié par des ions hélium d'énergie 30 keV sous une dose de $3.10^{16} \text{ He}^+ \cdot \text{cm}^{-2}$, supérieure à celle nécessaire pour rendre le film paramagnétique (**Figures II.4-(a) et (b)**). Ces nano-plaquettes ont été réalisées sous la forme de réseaux carrés de période suffisante ($> 1 \mu\text{m}$) pour éviter tout couplage inter-plaquettes. Cette large séparation entre nano-plaquettes permet, en outre, de s'affranchir de tout effet de sur-irradiation provenant de la réflexion des ions hélium sur les flancs des piliers de SU-8 voisins. Trois tailles de nano-plaquettes ont ainsi été réalisées, de dimension latérale respective : 130 nm, 220 nm et 420 nm, dont l'étude fait l'objet du **Chapitre IV**.

Modification du magnétisme des nano-plaquettes

Dans le but de se rapprocher d'un comportement superparamagnétique à température ambiante, les propriétés magnétiques des nano-plaquettes ainsi obtenues peuvent ensuite être modifiées par une seconde procédure d'irradiation uniforme et contrôlée du film, après dissolution du masque. Cette dernière opération a été réalisée dans l'équipe de J. Fassbender au Forschungszentrum Dresden-Rossendorf, Dresden.

II.3.2 Nano-structuration du $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$

L'un des objectifs des études menées sur $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ est de tester la validité de la théorie du superparamagnétisme de Néel dans des nano-plots. Ceci suggère de nano-structurer le $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ sous forme de nano-plots de dimensions latérales inférieures à 40 nm. L'autre objectif de ce travail est l'étude du déplacement d'une paroi de domaines ou d'un domaine, induit par un champ magnétique et/ou un courant dans une piste de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ de largeur micrométrique. Pour les deux types de motifs, le choix s'est porté sur une méthode conventionnelle de fabrication par gravure humide, mise en oeuvre par G. Faini au LPN.

Pour sélectionner aisément optiquement les différents réseaux de nano-plots en mettant à profit la forte différence de réflectivité existant entre l'or et le $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$, des fenêtres de $340 \times 340 \mu\text{m}^2$ ont été ouvertes dans une couche d'or déposée à la surface de la couche de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$, préalablement à la réalisation des nano-plots. Ces larges ouvertures font apparaître la couche magnétique, qui est ensuite nano-structurée. La réalisation de nano-plots/pistes en elle-même comprend trois principales étapes successives décrites brièvement ci-dessous et illustrées en **Figure II.11**.

(a) Une couche de résine PMMA, épaisse d'une centaine de nanomètres, est déposée sur la couche de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$. L'insolation par lithographie électronique de la résine permet de définir l'empreinte des nano-plots qui est révélée par le développement dans une solution de MIBK (**Figure II.11-(a)**).

(b) Un masque de titane de 20 nm d'épaisseur est déposé, en particulier dans les fenêtres réalisées précédemment, afin de protéger les motifs lors de l'étape de gravure (**Figure II.11-(b)**).

(c) Préalablement à la gravure, on procède à une étape de « lift-off » dans de l'acétone. Puis, la gravure humide du $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ à travers le masque de titane, jusqu'à la couche de $(\text{Ga}_{0,902}\text{In}_{0,098})\text{As}$, permet de finalement obtenir des nano-plots magnétiques de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ environnés de $(\text{Ga}_{0,902}\text{In}_{0,098})\text{As}$ non-magnétique et peu conducteur électriquement (**Figure II.11-(c)**).

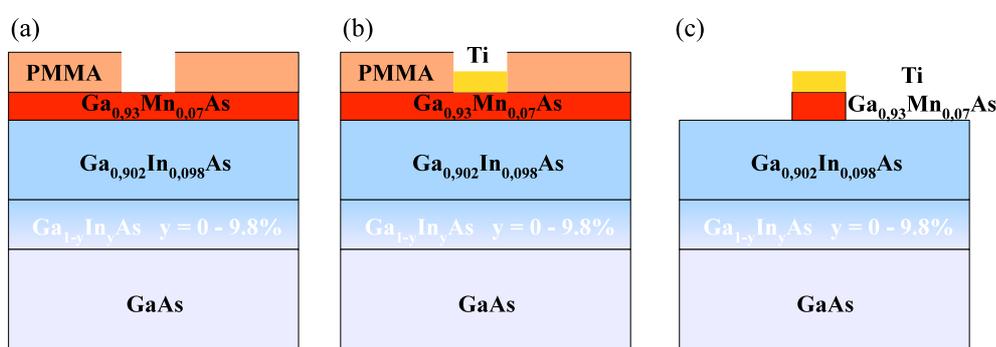


FIGURE II.11 – Les différentes étapes de nano-structuration des échantillons de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$. (a) La lithographie électronique de la résine et son développement. (b) Le dépôt de titane. (c) La gravure humide du $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ à travers le masque de titane après le « lift-off ».

Des réseaux carrés $200 \times 200 \mu\text{m}^2$ de nano-plots de différentes tailles ont ainsi été réalisés à l'intérieur de chaque fenêtre ouverte initialement dans la couche d'or : ces nano-plots ont respectivement pour dimension latérale : 35, 63, 130 et 240 nm.

En plus de ces étapes de nano-structuration, la préparation d'échantillons pour l'injection de courant dans des pistes de largeurs $4 \mu\text{m}$, $2 \mu\text{m}$, $1 \mu\text{m}$, 750 nm, 500 nm et 200 nm (**Chapitre V**) a nécessité une étape de reprise de contacts sur les pistes réalisées en suivant les étapes (a), (b), (c) et en remplaçant le masque de titane par un masque d'or à l'étape (b), et sans procéder à la gravure de l'étape (c).

Il faut noter qu'une couche mince de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ peut être nano-structurée en conservant sa planéité par une technique élégante d'hydrogénation [THEVENARD 07b]. Cette approche n'a pas été retenue pour des raisons de résolution latérale de l'ordre de la centaine de nanomètres [THEVENARD 07a]. Dans le cadre de mon travail de thèse, seuls des nano-plots et des pistes gravés par le procédé de gravure humide ont été étudiés.

II.4 Magnétométrie et microscopie magnéto-optique Kerr

II.4.1 Principe de l'effet Kerr magnéto-optique

Les techniques optiques permettant de mesurer l'aimantation de films minces magnétiques sont regroupées sous le terme de magnétométrie magnéto-optique (MO) Kerr ou Faraday. Ces effets sont dus à l'interaction de la lumière avec un milieu présentant une aimantation ou placé dans un champ magnétique. Dans un tel milieu, l'état de polarisation de l'onde lumineuse est modifié, tant celui de l'onde transmise que celui de l'onde réfléchie.

La première preuve expérimentale fut donnée par M. Faraday en 1846 qui observa que l'état de polarisation d'un faisceau linéairement polarisé est modifié lors de son passage à travers un barreau de verre soumis à un champ magnétique [FARADAY 46]. La découverte de l'effet analogue pour l'onde réfléchie est due à J. Kerr en 1877 par des mesures en réflexion sur un miroir ferromagnétique aimanté perpendiculairement à sa surface [KERR 77]. La modification de la polarisation de l'onde transmise ou réfléchie par rapport à celle de l'onde incidente est alors caractérisée par la rotation de l'axe principal d'un angle θ et l'ellipticité, ϵ , définie comme le rapport du petit axe sur le grand axe de l'ellipse $\epsilon = \frac{b}{a}$ (Figure II.12).

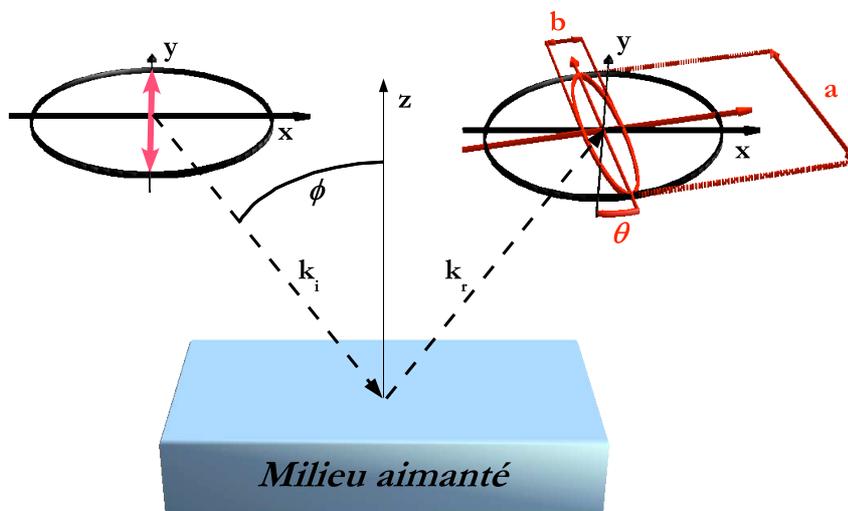


FIGURE II.12 – Schéma représentant la modification de l'état de polarisation de l'onde réfléchie par rapport à l'onde incidente polarisée linéairement selon \vec{y} . L'interaction avec la couche ferromagnétique modifie l'orientation de l'axe principal (θ) et le rapport entre le petit axe et le grand axe de l'ellipse ($\epsilon = \frac{b}{a}$)

Dans un matériau ferromagnétique, le couplage spin-orbite est à l'origine de ces effets magnéto-optiques : le terme proportionnel à l'aimantation domine alors celui proportionnel au champ magnétique. Ainsi, trois configurations expérimentales d'expériences magnéto-optiques Kerr sont définies selon la direction d'aimantation dans la couche ferromagnétique et sont représentées en **Figure II.13** :

- **polaire** : l'aimantation est perpendiculaire à la surface de l'échantillon et l'onde incidente est perpendiculaire à la surface de l'échantillon,
- **longitudinale** : l'aimantation est dans le plan de l'échantillon et dans le plan de propagation défini par les faisceaux incident et réfléchi,
- **transverse** : l'aimantation est dans le plan de l'échantillon et perpendiculaire au plan de propagation défini par les faisceaux incident et réfléchi.

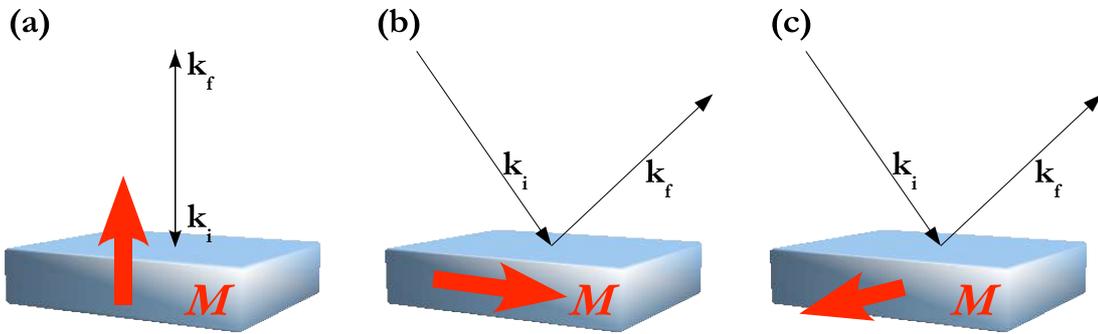


FIGURE II.13 – Différentes géométries de magnétométrie magnéto-optique Kerr : (a) configuration polaire où l'aimantation est perpendiculaire à la surface de la couche mince, (b) configuration longitudinale avec l'aimantation dans le plan de la couche magnétique selon le plan de propagation de la lumière et (c) configuration transverse avec l'aimantation dans le plan de la couche magnétique perpendiculaire au plan de propagation de la lumière .

Pour décrire correctement la propagation d'une telle onde lumineuse polarisée linéairement, il faut résoudre les équations de Maxwell :

$$\begin{cases} \text{rot}\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} \\ \text{rot}\vec{H} = -\frac{\partial\vec{D}}{\partial t} \end{cases}, \quad (\text{II.3})$$

avec $\vec{D} = \epsilon\vec{E}$ et $\vec{B} = \mu\vec{H}$. Aux fréquences optiques, on a $\mu \sim 1$ et la résolution des équations de Maxwell nécessite la connaissance du tenseur de permittivité diélectrique ϵ . Les relations d'Onsager $\epsilon_{ij}(M) = \epsilon_{ji}(-M)$ imposent aux termes diagonaux du tenseur d'être pairs avec l'aimantation. Dans un cristal cubique, on a alors $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon_{zz} = \epsilon = n^2$, où n est l'indice de réfraction. De plus, au premier ordre les termes non diagonaux ϵ_{ij} sont proportionnels à l'aimantation selon $\vec{i} \wedge \vec{j}$ par l'inter-

médiaire du coefficient de Voigt Q_V : $\epsilon_{ij} = -i \epsilon Q_V \vec{m}_i \wedge \vec{m}_j$. Le tenseur de permittivité diélectrique s'écrit alors :

$$\epsilon = n^2 \begin{pmatrix} 1 & -iQ_V m_z & iQ_V m_y \\ iQ_V m_z & 1 & -iQ_V m_x \\ -iQ_V m_y & iQ_V m_x & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{II.4})$$

Les termes non diagonaux sont à l'origine de la rotation du plan de polarisation du faisceau réfléchi.

Les effets Kerr et Faraday sont des effets magnéto-optiques du premier ordre et sont proportionnels à l'aimantation contrairement aux effets magnéto-optiques du second ordre tels que les effets Voigt et Cotton-Mouton qui sont proportionnels au carré de l'aimantation.

II.4.2 Montages expérimentaux

Dans ce travail de thèse, seules des mesures de rotation Kerr polaire (RKP) ou de réflectivité différentielle circulaire polaire (RDP) ont été utilisées pour mesurer :

- soit des cycles d'hystérésis sous champ appliqué perpendiculairement au plan du film,
- soit des courbes d'aimantation sous champ appliqué quasiment dans le plan du film, afin d'en déduire le champ d'anisotropie,
- soit des images de microscopie magnéto-optique en champ nul ou sous champ.

Montage de magnétométrie Kerr polaire

Afin d'être très peu sensible à toutes les causes d'instabilités mécaniques et optiques, le montage MO repose sur une méthode de modulation de l'état de polarisation de la lumière (**Figure II.14**). L'élément actif de ce montage, décrit par plusieurs auteurs, est un modulateur photo-élastique fonctionnant à une fréquence $f = 50$ kHz. Les mesures de la RDP et de la RKP sont effectuées respectivement à la fréquence f et $2f$ [JASPERSON 69, BADOZ 77, NEDERPEL 85, SATO 86]. Le montage de RDP est constitué des éléments suivants (**Figure II.14**) : une source laser He-Ne verte ou rouge, un polariseur vertical, un modulateur photo-élastique avec ses lignes neutres orientées à 45° , le film magnétique illuminé sous incidence quasi-normale, puis un photomultiplicateur comme détecteur. Pour le montage de RKP, le laser est suivi d'un polariseur vertical, du film magnétique illuminé sous incidence quasi-normale, du modulateur photo-élastique ayant l'une de ses lignes neutres à l'horizontal, puis d'un analyseur orienté à 45° pour pouvoir effectuer une mesure polarimétrique par le photomultiplicateur.

Mesure des cycles d'hystérésis polaires La sensibilité d'un tel montage MO est de l'ordre de quelques dixièmes de millidegrés en RKP. Une parfaite stabilité du montage est nécessaire pour pouvoir bénéficier de cette grande sensibilité. À titre d'exemple,

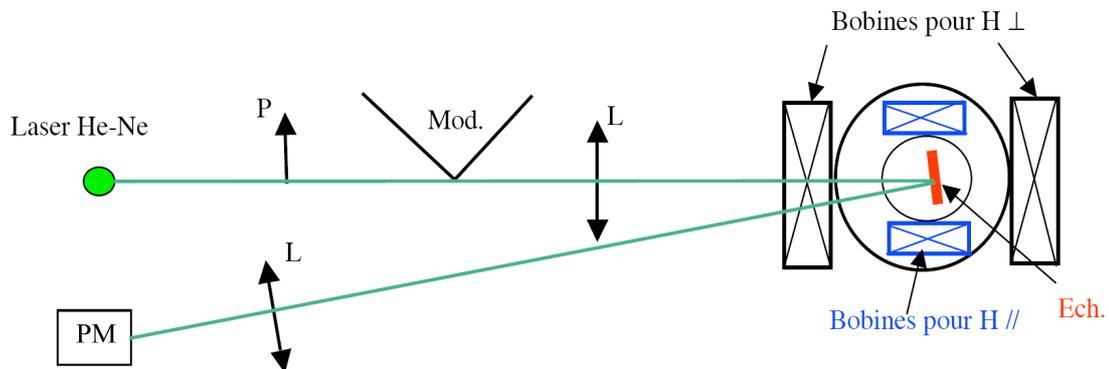


FIGURE II.14 – Schéma de principe du montage MO expérimental utilisé pour des mesures RDP de $M(H)$, $M(T)$ ou d'anisotropie.

on peut mesurer un signal MO issu de quelques centièmes de couche atomique de cobalt aimantée à saturation.

On enregistre les cycles d'hystérésis sous champ magnétique appliqué perpendiculairement au plan du film, généré soit par un jeu de bobines en position de Helmholtz, soit par un électro-aimant. Ces derniers sont parcourus par un courant périodique de forme triangulaire et de période pouvant varier de 1 Hz à 0,02 Hz. On peut moyennner plusieurs cycles afin d'améliorer le rapport signal sur bruit.

Mesure du champ d'anisotropie Pour mesurer l'anisotropie magnétique, on applique un champ faisant un petit angle α (de l'ordre de quelques degrés) avec le plan du film, afin de préserver une structure monodomaine pour le film sous champ. À température ordinaire, le champ $H //$ est généré par un électro-aimant ($H < 0,8$ T). À basse température, le champ $H //$ est généré par une paire de bobines supraconductrices en position de Helmholtz (en bleu sur la [Figure II.14](#)), placées à l'intérieur du cryostat He pompé. Le champ ainsi créé est de $34,2 \text{ mT}\cdot\text{A}^{-1}$, soit un champ maximum de 684 mT, sous $I = 20$ A. On peut éventuellement utiliser simultanément les deux paires de bobines (noire et bleue) pour faire des mesures d'anisotropie en présence d'un faible champ perpendiculaire ($H < 23$ mT). L'échantillon est placé dans un anti-cryostat, sa température pouvant être régulée entre 2 K et 300 K. La température régulée de l'échantillon est déterminée à ± 1 K. Il est important de noter que pour une même mesure de la température de l'échantillon (> 85 K), les cycles d'hystérésis sont identiques quelque soit le fluide cryogénique utilisé (N ou He), ce qui signifie que les pertes par rayonnement sont négligeables.

Principe de la mesure MO de l'anisotropie pour un système à aimantation perpendiculaire

Considérons un échantillon monodomaine magnétique. Si l'on applique le champ dans le plan de l'échantillon, il se désaimantera après quelques cycles en formant une multitude de domaines d'aimantation opposée [GROLIER 93, STANKIEWICZ 99]. En effet, en abaissant le champ à partir de l'état saturé, on peut générer des zones où l'aimantation est opposée à celle du domaine initialement préparé – surtout s'il existe quelques imperfections dans le film – et, après quelques cycles, l'échantillon se trouve totalement désaimanté. Il est donc judicieux d'appliquer un champ faisant un petit angle α avec le plan de l'échantillon pour ne fabriquer que des domaines \uparrow ou \downarrow saturés lorsque l'on décrit le cycle d'hystérésis. On peut alors décrire le processus de renversement de l'aimantation à partir des schémas proposés sur la **Figure II.15**.

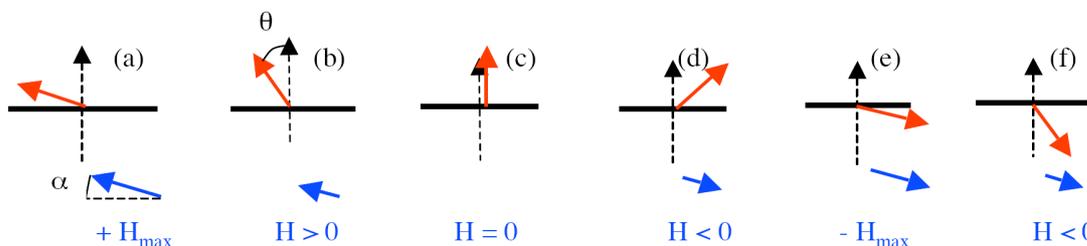


FIGURE II.15 – Configurations magnétiques lorsque l'on décrit une partie du cycle sous champ lors des mesures d'anisotropie.

- (a) Si l'on part d'une situation saturée en fort champ positif (**Figure II.15-(a)**), les spins sont alignés suivant la direction du champ, c'est-à-dire qu'ils font un angle α par rapport au plan du film (barre noire), c'est-à-dire $\theta = (\pi/2 - \alpha)$, si θ est l'angle entre la direction des spins et la normale au plan du film.
- (b) Si l'on réduit la valeur du champ positif, les spins tournent vers la direction positive de la normale au plan du film (**Figure II.15-(b)**),
- (c) pour s'aligner selon celle-ci pour $H = 0$ (**Figure II.15-(c)**).
- (d) Ensuite, sous champ négatif, les spins continuent de tourner dans le sens anti-trigonométrique (**Figure II.15-(d)**)
- (e) et tendent à s'aligner selon la direction du champ en fort champ (**Figure II.15-(e)**), c'est-à-dire $\theta = (\pi/2 + \alpha)$.
- (f) Si l'on fait décroître H négatif, les spins continuent de tourner dans le même sens ($\theta \rightarrow \pi$) (**Figure II.15-(f)**).

En définitive, la composante de l'aimantation normale au film M_z que l'on mesure sera positive en fort champ positif. Elle augmente jusqu'à M_s si l'on réduit la valeur de ce champ positif. Ensuite, en champ négatif, cette composante M_z diminue pour basculer rapidement vers une direction proche de $-M_s$. Si l'on réduit alors le champ négatif, l'aimantation s'aligne selon le champ $-H_{max}$.

En fort champ positif appliqué, $H = +H_{\max}$, la composante $M_z > 0$ vaudra $\sin \alpha$. Entre $+H_{\max}$ et $H = 0$, l'aimantation tourne de manière continue et réversible. Il en est de même pour la composante positive de l'aimantation M_z qui est égale à M_s pour $H = 0$. Entre $H = 0$ et $-H_{\max}$, l'aimantation et donc M_z basculent brutalement d'une valeur positive à négative, $-\sin \alpha$. De nouveau, lorsque H varie entre $-H_{\max}$ et $H = 0$, l'aimantation et M_z tournent de manière continue et réversible vers $M_z = M_s$. Entre $H = 0$ et $H = +H_{\max}$, on a de nouveau un saut d'aimantation et de $M_z < 0$ à $M_z = \sin \alpha$. Afin de s'affranchir des problèmes d'irréversibilité, il est judicieux d'effectuer la mesure des constantes d'anisotropie à partir des branches $+H_{\max}$ à $H = 0$, et $-H_{\max}$ à $H = 0$.

À titre d'exemple, on présente en [Figure II.16](#) le résultat de ce type de mesure à $T = 80$ K pour le film vierge de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ à partir duquel sont réalisés les nano-plots ([Chapitre III](#)).

Analyse des mesures d'anisotropie

Pour déterminer le champ et l'énergie d'anisotropie, on partira de l'expression donnée par S. Lemerle [LEMERLE 98], obtenue par minimisation de l'énergie magnétique. Si θ est l'angle entre l'aimantation et la normale au plan du film et α la désorientation du champ H par rapport au plan du film, alors :

$$\mu_0 H = \frac{\sin 2\theta(K_{\text{eff}} + 2K_2 \sin^2 \theta)}{M_s \cos(\theta + \alpha)} \quad (\text{II.5})$$

où K_{eff} et K_2 sont les constantes d'anisotropie du 1^{er} et du 2nd ordre. Sous champ quasi-transverse, et pour H variant de H_{\max} à $H = 0$, l'angle θ varie de $(\pi/2 - \alpha)$ à 0.

Considérant les champs d'anisotropie du 1^{er} et du 2nd ordre, $\mu_0 H_{\text{eff}} = \frac{2K_{\text{eff}}}{M_s}$ et $\mu_0 H_2 = \frac{4K_2}{M_s}$, on trouve :

$$\mu_0 H = \frac{\sin \theta \cos \theta (\mu_0 H_{\text{eff}} + \mu_0 H_2 \sin^2 \theta)}{\cos(\theta + \alpha)} \quad (\text{II.6})$$

À partir des mesures de RDP(H) sous champ quasi-transverse ([Figure II.16](#)), on dispose de deux manières indépendantes pour estimer précisément α .

(i) À partir de l'amplitude du RDP résiduel à fort champ. On surestime souvent cette valeur car le champ est souvent insuffisant pour atteindre la saturation. D'autre part, à fort champ, les effets MO parasites prennent de l'importance, ce qui donne parfois une imprécision sur la ligne de base.

(ii) À partir du champ de renversement $H_c(\alpha)$ – coercitif sous H quasi-transverse – estimé sur le cycle d'anisotropie. En présence d'une forte anisotropie, on peut estimer α à partir de l'expression $\sin \alpha = H_c/H_c(\alpha)$, H_c ayant été déterminé à partir du cycle MO polaire.

On donnera deux exemples de détermination du champ d'anisotropie à $T = 80$ K, pour le film vierge de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$, puis à 2 K sur le réseau de nano-plots de diamètre

33 nm nano-structurés à partir de ce dernier film (Chapitre III).

Détermination du champ d'anisotropie à 80 K pour l'échantillon vierge de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$

Le cycle de RDP, mesuré en champ quasi-transverse (Figure II.16-(a)), est caractérisé par un champ coercitif $H_c(\alpha)$ qui permet d'estimer $\alpha = \text{Arcsin}(H_c/H_c(\alpha)) = (6 \pm 1)^\circ$. Un ajustement précis de la partie réversible du cycle permet de déterminer plus précisément $\alpha = 7^\circ$ et les valeurs des champs d'anisotropie du 1^{er} et du 2nd ordre à $H_{\text{eff}} = 293$ mT et $H_2 = -21$ mT. Par la suite, une contribution effective, somme de ces deux champs : $H_{\text{eff}} = 272$ mT, sera retenue. Cette valeur est en parfait accord avec le résultat de résonance ferromagnétique, $H_{\text{eff}} = 281$ mT à 80 K [KHAZEN 08].

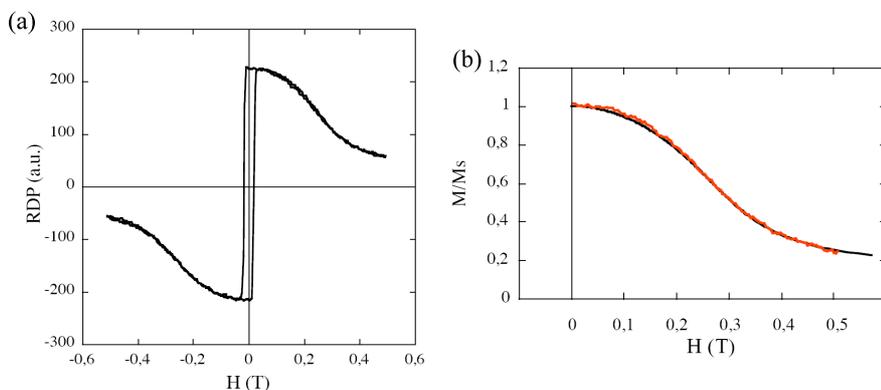


FIGURE II.16 – (a) Cycle mesuré à $T = 80$ K, permettant (b) de déterminer l'anisotropie du film vierge de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$. La courbe noire permet d'ajuster la variation expérimentale (en rouge) en prenant $\alpha = 7^\circ$.

Détermination du champ d'anisotropie à 2 K pour le réseau de nano-plots de diamètre 33 nm de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$

À partir du cycle brut mesuré sous champ quasi-planaire (Figure II.17-(a)), la partie réversible d'une moitié du cycle est extraite puis ajustée en prenant $\alpha = 10^\circ$, $H_{\text{eff}} = 123$ mT et $H_2 = -14$ mT (Figure II.17-(b)). De la même façon, en considérant la somme de ces deux champs d'anisotropie, H_{eff} vaut 109 mT.

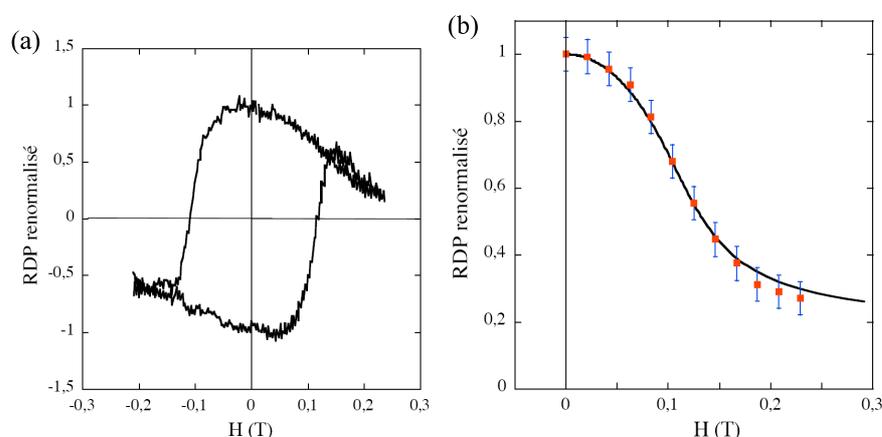


FIGURE II.17 – (a) Cycle brut mesuré sur le réseau de plots de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ de diamètre 33 nm à $T = 2$ K, permettant (b) de déterminer son anisotropie (carrés rouges : points expérimentaux ; points noirs : ajustement).

Montage de microscopie MO Kerr polaire

Généralités sur le montage expérimental Le montage de microscopie MO polaire est un microscope optique classique fonctionnant en lumière polarisée (**Figure II.18**). La source de lumière est une diode électroluminescente de puissance émettant à $\lambda = 500$ nm, avec une bande d'émission $\Delta\lambda = 40$ nm. Le polariseur et l'analyseur sont des Glan-Thomson. Le cube séparateur est un 50/50, non polarisant. L'objectif de microscope Olympus, de grossissement $\times 50$ et d'ouverture 0,85 a été choisi sans contrainte. Le grossissement global de l'ensemble est tel qu'un pixel de la caméra correspond à une surface carrée de l'échantillon de $0,106 \times 0,106 \mu\text{m}^2$. Le polariseur et l'analyseur sont légèrement décroisés de 9° . Cette faible valeur permet d'assurer une détection linéaire de l'effet Kerr de l'échantillon, tout en minimisant la composante continue qui est source de bruit et de saturation de la caméra.

Le montage optique est de type Köhler, c'est-à-dire que le faisceau optique, issu d'un point de la source doit illuminer la totalité de la surface de l'objet. À cette fin, le faisceau doit converger au foyer image de l'objectif du microscope. Dans ces conditions, l'échantillon reçoit un faisceau de lumière parallèle.

Génération d'impulsions de champ L'échantillon est placé au centre d'un électro-aimant dont les pièces polaires sont percées pour permettre des mesures en effet Kerr polaire. Le film est collé sur un porte échantillon non magnétique positionné au centre de l'électro-aimant ; ce porte échantillon est solidaire de l'extrémité de l'objectif de microscope. Une sonde de Hall étalonnée, placée contre le porte échantillon, mesure la valeur du champ magnétique avec une excellente précision et une très bonne stabilité. L'ensemble sonde Hall - alimentation de l'électro-aimant forme un circuit électronique

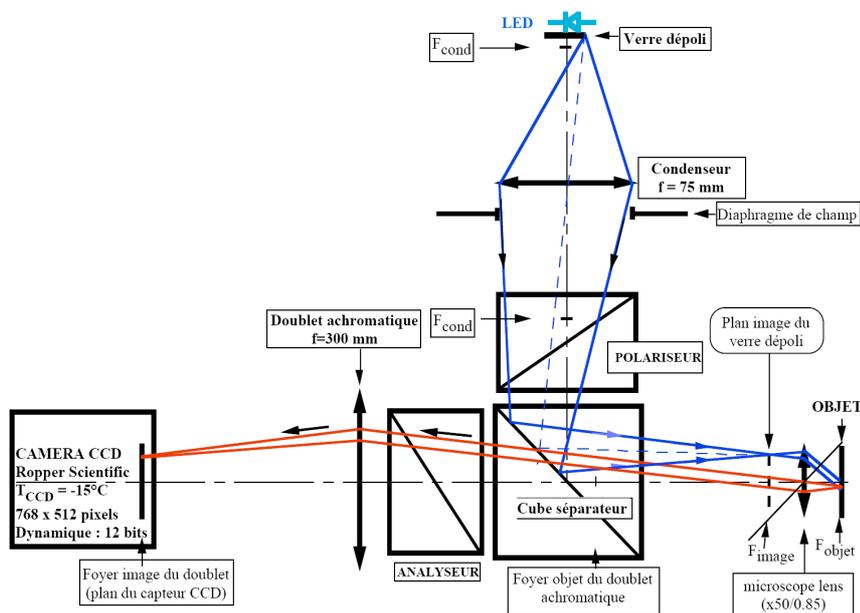


FIGURE II.18 – Schéma optique détaillé du microscope MO.

bouclé permettant d’atteindre une excellente stabilité du champ magnétique H à long terme et une résolution de $\pm 2 \mu\text{T}$. Pour atteindre la stabilité nécessaire à l’étude de nano-objets, il est impératif d’assurer une parfaite stabilité du montage. À cette fin, le montage est solidaire d’une table optique anti-vibratoire et placé à l’intérieur d’un caisson opaque à la lumière, thermiquement isolé et thermostaté ($\Delta T = \pm 0,1 \text{ K}$ sur plusieurs jours).

Le champ magnétique appliqué sur l’échantillon est généré soit par l’électro-aimant ($H = 420 \text{ mT}$ pour $I = 20 \text{ A}$), soit par de petites bobines en fil fin de cuivre placées juste au dessus à proximité de l’échantillon (Figure II.19). Elles sont alimentées par des générateurs d’impulsions de faible impédance de sortie ($0,5$ à 1Ω) pouvant délivrer un courant maximal de 80 A lorsque $\Delta t < 2 \mu\text{s}$. Le courant admissible dépend de la bobine utilisée. Les impulsions de courant générées ainsi présentent des plateaux d’une durée minimale d’une centaine de nanosecondes, avec un temps de montée un peu plus faible. Les bobines sont reliées aux générateurs par des lignes plates ayant une impédance voisine de 1Ω , afin d’éviter une distorsion excessive de la forme de toute impulsion de courte durée. Le signal est mesuré aux bornes d’une résistance sur un oscilloscope Tektronix. Le schéma électronique du montage est présenté sur la Figure II.20.

Enregistrement du cliché de microscopie MO Le capteur refroidi (-15°C) de la caméra CCD est à transfert d’image (Full frame transfer), ce qui signifie que la cadence de prise d’image ne peut être rapide (une image par seconde par exemple). Cepen-

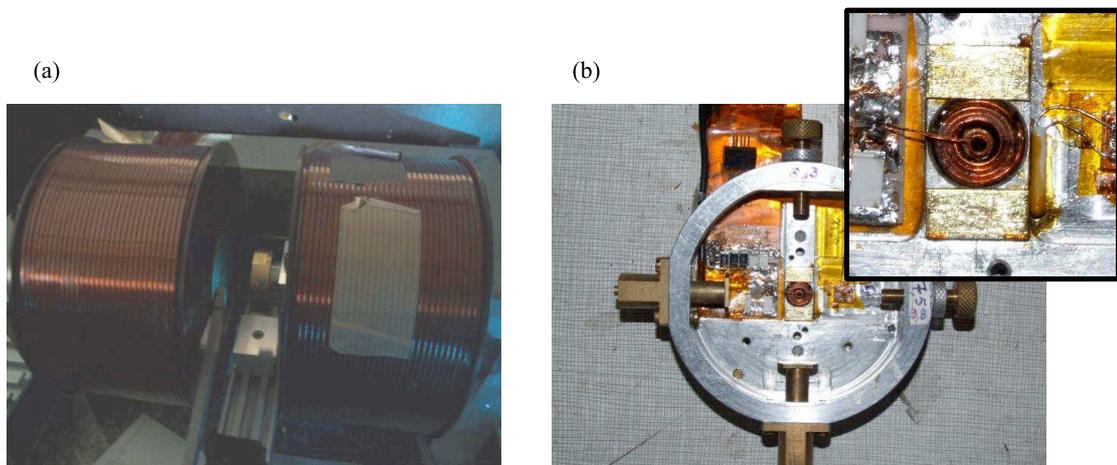


FIGURE II.19 – (a) Électro-aimant servant à appliquer les impulsions longues de champ magnétique. (b) Porte échantillon, avec en insert une vue des différentes bobines utilisées pour appliquer les impulsions de champ courtes.

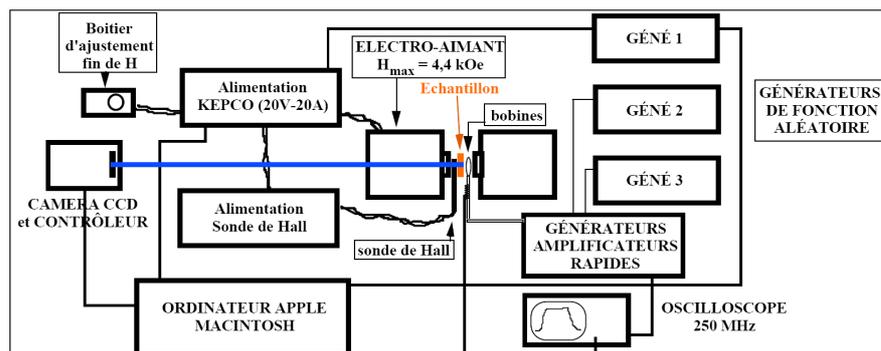


FIGURE II.20 – Schéma électronique du montage. Les générateurs de fonction aléatoire pilotent l'amplificateur rapide à deux canaux et l'alimentation de l'électro-aimant.

dant, cette cadence est suffisante lorsque deux images optiques successives sont prises à quelques dizaines de secondes d'intervalle ; il admet une dynamique de 12 bits. Le rapport signal sur bruit dépend du nombre de photons arrivant sur le capteur CCD, mais en fait pour un signal de même intensité, on a plusieurs contributions au bruit :

- la première contribution, inévitable, d'origine statistique est donnée par la loi de Poisson : elle varie avec la racine carré du nombre de photons incidents sur le capteur CCD,
- une seconde contribution est liée au bruit électronique de la caméra (bruit de lecture des puits de potentiel de la CCD) auquel s'ajoute un « offset » électronique constant,

- une troisième contribution est due aux électrons émis par le capteur en l'absence de photons (pour les photomultiplicateurs, on parle de courant d'obscurité); elle diminue si l'on abaisse la température du capteur et le temps d'acquisition d'image; aussi est-il profitable de refroidir le capteur et d'augmenter la puissance de la source,
- une quatrième contribution est liée au taux de conversion photon-électron de chaque pixel,
- une cinquième contribution tient à la non uniformité de l'éclairement de l'échantillon (diminution de l'intensité de l'ordre de 20 % sur le bord des images par rapport au centre).
- une sixième contribution est liée au gradient de température qui existe entre les bords et le milieu du capteur CCD refroidi; ce gradient est constant à une température donnée.

Incidence de ces différents bruits sur la qualité des images Dans les couches métalliques ultra-minces étudiées, le signal optique total I_{Opt} est grand par rapport à la contribution MO, I_{MO} . Le rapport ($I_{\text{MO}} / I_{\text{Opt}}$) est alors de l'ordre de 10^{-3} . Il est par conséquent impératif d'effectuer des différences d'images entre deux états magnétiques du système pour en extraire la variation MO. Par exemple, on soustrait une image en domaines magnétiques d'une image de référence à saturation. L'utilisation d'un algorithme de correction de non uniformité d'éclairement de l'échantillon est parfois utile. Pour diminuer la contribution du bruit statistique poissonnien qui est en \sqrt{N} , où N est le nombre de photons reçus par chaque pixel, on doit alors sommer 8, 64, 128 voire 256 images optiques pour chaque état et en faire ensuite la différence avec l'image de référence sommée le même nombre de fois. Cependant, en allongeant ainsi les temps d'acquisition, on s'expose à des dérives spatiales rédhibitoires pour mesurer l'état d'aimantation de petits éléments.

Résolution du montage et contraste MO Grâce à l'utilisation d'un objectif de grande ouverture numérique, la résolution optique estimée du montage est de l'ordre de 300 à 400 nm, en fonction de la longueur d'onde de la source de lumière utilisée. Cette résolution est bien sûr insuffisante pour distinguer les états d'aimantation respectifs de nano-objets, s'il sont séparés par moins de 300 nm. En revanche, pour un nano-objet isolé, la grandeur pertinente est son contraste magnéto-optique vis à vis de son environnement, et non la résolution optique propre du montage. Plus le nano-objet a une taille faible par rapport à la résolution, plus le contraste est réduit à cause d'un effet de convolution. Dans le cas des nano-plaquettes de diamètre 130 nm ([Chapitre IV](#)), on peut estimer que leur signal MO est réduit d'au moins un facteur 20 par rapport à celui que l'on obtient sur un film de même nature. En théorie, pour obtenir le même rapport signal sur bruit que pour le film, il faudrait sommer 400 fois plus d'images. En pratique, le rapport signal sur bruit de telles nano-plaquettes est encore réduit par les dérives mécaniques et thermiques du montage – inférieures à quelques dizaines de nm sur plusieurs heures.

Bibliographie

- [BADOZ 77] J. BADOZ, M. BILLARDON, J.C. CANIT & M.F. RUSSEL. *Sensitive devices to determine the state and degree of polarization of a light beam using a birefringence modulator*. Journal of Optics, vol. 8, page 373, 1977.
- [BERNAS 99] H. BERNAS, T. DEVOLDER, C. CHAPPERT, J. FERRÉ, V. KOTTLER, Y. CHEN, C. VIEU, J. P. JAMET, V. MATHET, E. CAMBRIL, O. KAITASOV, S. LEMERLE, F. ROUSSEAUX & H. LAUNOIS. *Ion beam induced magnetic nanostructure patterning*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms, vol. 148, page 872, 1999.
- [BLATTER 94] G. BLATTER, M. V. FEIGEL'MAN, V. B. GESHKENBEIN, A. I. LARKIN & V. M. VINOKUR. *Vortices in high-temperature superconductors*. Reviews of Modern Physics, vol. 66, no. 4, page 1125, Oct 1994.
- [BODE 04] M. BODE, O. PIETZSCH, A. KUBETZKA & R. WIESENDANGER. *Shape-Dependent Thermal Switching Behavior of Superparamagnetic Nanoislands*. Physical Review Letters, vol. 92, page 067201, 2004.
- [BRAZOVSKII 04] S. BRAZOVSKII & T. NATTERMANN. *Pinning and sliding of driven elastic systems : from domain walls to charge density waves*. Advances in Physics, vol. 53, page 177, 2004.
- [BRUNO 92] P. BRUNO. *Magnetization and Curie temperature of ferromagnetic ultrathin films : the influence of magnetic anisotropy and dipolar interactions*. Materials Research Society Symposium Proceedings, vol. 231, page 299, 1992.
- [CAYSSOL 03] F. CAYSSOL. *Étude de la dynamique d'une paroi de domaine magnétique dans des pistes submicroniques*. PhD thesis, Université Diderot - Paris 7, 2003.
- [CHAPPERT 86] C. CHAPPERT, K. L. DANG, P. BEAUVILLAIN, H. HURDEQUINT & D. RENARD. *Ferromagnetic resonance studies of very thin cobalt films on a gold substrate*. Physical Review B, vol. 34, page 3192, 1986.
- [CHAPPERT 98] C. CHAPPERT, H. BERNAS, J. FERRÉ, V. KOTTLER, J.-P. JAMET, Y. CHEN, E. CAMBRIL, T. DEVOLDER, F. ROUSSEAUX, V. MATHET & H. LAUNOIS. *Planar Patterned Magnetic Media Obtained by Ion Irradiation*. Science, vol. 280, page 1919, 1998.
- [DEVOLDER 00] T. DEVOLDER. *Structuration et Nanostructuration de couches magnétiques Co/Pt par irradiation ionique*. PhD thesis, Université de Paris Sud, 2000.
- [DEVOLDER 01a] T. DEVOLDER, J. FERRÉ, C. CHAPPERT, H. BERNAS, J.-P. JAMET & V. MATHET. *Magnetic properties of He⁺-irradiated Pt/Co/Pt ultrathin films*. Physical Review B, vol. 64, page 064415, 2001.

- [DEVOLDER 01b] T. DEVOLDER, S. PIZZINI, J. VOGEL, H. BERNAS, C. CHAPPERT, V. MATHET & M. BOROWSKI. *X-ray absorption analysis of sputter-grown Co/Pt stackings before and after helium irradiation*. European Physical Journal B, vol. 22, page 193, 2001.
- [DEVOLDER 02] T. DEVOLDER, C. CHAPPERT & H. BERNAS. *Theoretical study of magnetic pattern replication by He⁺ ion irradiation through stencil masks*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 249, page 452, 2002.
- [DIETL 00] T. DIETL, H. OHNO, F. MATSUKURA, J. CIBERT & D. FERRAND. *Zener Model Description of Ferromagnetism in Zinc-Blende Magnetic Semiconductors*. Science, vol. 287, page 1019, 2000.
- [DOURLAT 08a] A. DOURLAT. *Propriétés Optiques et Magnétiques d'Hétérostructures à base de GaMnAs*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2008.
- [DOURLAT 08b] A. DOURLAT, V. JEUDY, A. LEMAÎTRE & C. GOURDON. *Field-driven domain-wall dynamics in (Ga,Mn)As films with perpendicular anisotropy*. Physical Review B, vol. 78, page 161303, 2008.
- [FARADAY 46] M. FARADAY. *On the magnetization of light and the illumination of magnetic lines of force*. Philosophical Transactions of the Royal Society of London, vol. 136, page 1, 1846.
- [FERRÉ 03] J. FERRÉ, T. DEVOLDER, H. BERNAS, J. P. JAMET, V. REPAIN, M. BAUER, N. VERNIER & C. CHAPPERT. *Magnetic phase diagrams of He ion-irradiated Pt/Co/Pt ultrathin films*. Journal of Physics D : Applied Physics, vol. 36, page 3103, 2003.
- [FERRÉ 99] J. FERRÉ, C. CHAPPERT, H. BERNAS, J. P. JAMET, P. MEYER, O. KAITASOV, S. LEMERLE, V. MATHET, F. ROUSSEAU & H. LAUNOIS. *Irradiation induced effects on magnetic properties of Pt/Co/Pt ultrathin films*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 198-199, page 191, 1999.
- [FERRÉ 01] J. FERRÉ. in *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures I*. Springer, Heidelberg, 2001.
- [FERRÉ 04] J. FERRÉ, V. REPAIN, J.-P. JAMET, A. MOUGIN, V. MATHET, C. CHAPPERT & H. BERNAS. *Magnetisation reversal dynamics in an ultrathin magnetic film and the creep phenomenon*. Physica Status Solidi (a), vol. 201, page 1386, 2004.
- [GRADMANN 68] U. GRADMANN & J. MÜLLER. *Flat Ferromagnetic, Epitaxial 48Ni/52Fe(111) Films of few Atomic Layers*. Physica Status Solidi (b), vol. 27, page 313, 1968.
- [GROLIER 93] V. GROLIER, J. FERRÉ, A. MAZIEWSKI, E. STEFANOWICZ & D. RENARD. *Magneto-optical anisometry of ultrathin cobalt films*. In Journal of Applied Physics, volume 73, page 5939, 1993.

- [JASPERSON 69] S.N. JASPERSON & S.E. SCHNATTERLY. *An Improved Method for High Reflectivity Ellipsometry Based on a New Polarization Modulation Technique*. Review of Scientific Instruments, vol. 40, page 761, 1969.
- [KEFFER 66] F. KEFFER. Handbuch der physik. Springer, New York, 1966.
- [KERR 77] J. KERR. *On rotation of the plane of polarization by reflexion from the pole of a magnet*. Philosophical Magazine, vol. 3, page 321, 1877.
- [KHAZEN 08] K KHAZEN. *Semi-conducteurs et nanostructures magnétiques : études par RPE/RFM*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2008.
- [LEMERLE 98] S. LEMERLE. *Étude de la dynamique de renversement de l'aimantation dans les couches ultra-minces à anisotropie perpendiculaire : rôle de la nanostructure*. PhD thesis, Université de Paris Sud, 1998.
- [MATHET 03] V. MATHET, T. DEVOLDER, C. CHAPPERT, J. FERRÉ, S. LEMERLE, L. BELLIARD & G. GUENTHERODT. *Morphology and magnetic properties of Pt/Co/Pt sandwiches grown by argon sputter deposition*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 260, page 295, 2003.
- [METAXAS 07] P. J. METAXAS, J. P. JAMET, A. MOUGIN, M. CORMIER, J. FERRÉ, V. BALTZ, B. RODMACQ, B. DIENY & R. L. STAMPS. *Creep and Flow Regimes of Magnetic Domain-Wall Motion in Ultrathin Pt/Co/Pt Films with Perpendicular Anisotropy*. Physical Review Letters, vol. 99, page 217208, 2007.
- [NEDERPEL 85] P.Q.J. NEDERPEL & J.W.D. MARTENS. *Magneto-optical ellipsometer*. Review of Scientific Instruments, vol. 56, page 687, 1985.
- [PRINZ 85] G. A. PRINZ. *Stabilization of bcc Co via Epitaxial Growth on GaAs*. Physical Review Letters, vol. 54, page 1051, 1985.
- [REPAIN 04] V. REPAIN, M. BAUER, J.-P. JAMET, J. FERRÉ, A. MOUGIN, C. CHAPPERT & H. BERNAS. *Creep motion of a magnetic wall : Avalanche size divergence*. Europhysics Letters, vol. 68, page 460, 2004.
- [SATO 86] N. SATO. *Magnetic properties of amorphous Tb-Fe thin films with an artificially layered structure*. Journal of Applied Physics, vol. 59, page 2514, 1986.
- [STANKIEWICZ 99] A. STANKIEWICZ, A. MAZIEWSKI, J. FERRÉ & V. GROLIER. *Transverse field-induced magnetization process in an ultrathin Au/Co/Au film*. Applied Physics Letters, vol. 74, page 2519, 1999.
- [THEVENARD 06] L. THEVENARD, L. LARGEAU, O. MAUGUIN, G. PATRIARCHE, A. LEMAITRE, N. VERNIER & J. FERRÉ. *Magnetic properties and domain structure of (Ga,Mn)As films with perpendicular anisotropy*. Physical Review B, vol. 73, page 195331, 2006.

- [THEVENARD 07a] L. THEVENARD. *Étude des propriétés ferromagnétiques de (Ga,Mn)As au moyen de l'hydrogénation*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2007.
- [THEVENARD 07b] L. THEVENARD, A. MIARD, L. VILA, G. FAINI, A. LEMAÎTRE, N. VERNIER, J. FERRÉ & S. FUSIL. *Magnetic patterning of (Ga,Mn)As by hydrogen passivation*. *Applied Physics Letters*, vol. 91, page 142511, 2007.
- [WALKER 63] J. R. WALKER. non publié. voir J.F. Dillon Jr., *Domains and Domain Walls, Magnetism*, Vol III, édité par G. T. Rado, H. Suhl, Academic Press, New York, page 450, 1963.
- [WERNSDORFER 96] W. WERNSDORFER, B. DOUDIN, D. MAILLY, K. HASSELBACH, A. BENOIT, J. MEIER, J. P. ANSERMET & B. BARBARA. *Nucleation of Magnetization Reversal in Individual Nanosized Nickel Wires*. *Physical Review Letters*, vol. 77, page 1873, 1996.

Deuxième partie

**Renversement thermiquement
activé de l'aimantation sous champ**

—

**Renversements cohérent
et non-cohérent**

Chapitre III

Renversement de l'aimantation sous champ de nano-plots de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$

Sommaire

III.1	Introduction	92
III.2	Effets de la gravure de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$	93
III.2.1	Épaisseur des plots	93
III.2.2	Dimensions latérales des plots	95
III.2.3	Propriétés magnétiques du film après nano-structuration	97
III.3	Taille latérale des nano-plots et renversement de l'aimantation	98
III.3.1	Mécanisme de renversement de l'aimantation	99
III.3.2	Nano-plots de 33 nm : régime superparamagnétique	105
III.4	Conclusion	111
	Bibliographie	113

III.1 Introduction

Dans le [Chapitre I](#), les différences fondamentales de l'origine du ferromagnétisme et de l'anisotropie entre le $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$ et les métaux de transition ont été présentées. Il est alors naturel de s'interroger sur la validité de l'extension des modèles micro-magnétiques, vérifiés pour les métaux de transition, à ce système atypique. Le but de ce chapitre est de tester l'applicabilité du modèle de renversement cohérent aux nano-plots de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ à anisotropie perpendiculaire. Des plots de différentes tailles (nanométriques et micrométriques) et de différentes formes (disques et carrés) ont été réalisés selon la procédure de nano-structuration décrite dans le [Chapitre II](#).

Une étude préliminaire du renversement de l'aimantation sous champ de plots de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ de taille micrométrique avait été menée par L. Thevenard, au cours de sa thèse par microscopie magnéto-optique à basse température [THEVENARD 07]. L'étude présentée ici est focalisée sur des plots de plus petite taille, de section circulaire de diamètre 33 nm et 62 nm et carrée de taille 115 nm et 230 nm. Ces nano-plots sont trop proches les uns des autres dans ces réseaux pour pouvoir observer le renversement de leur aimantation sous champ de manière individuelle par microscopie magnéto-optique à basse température. L'étude présentée ici a donc été réalisée sur des assemblées de nano-plots par magnétométrie Kerr polaire à température variable ([Chapitre II](#)).

Préalablement aux mesures magnétiques sur ces nano-plots, une caractérisation détaillée de leur forme – dimensions latérales, épaisseur et topographie – a été menée ([Section III.2](#)). En outre, l'effet de la nano-structuration sur les propriétés magnétiques de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ a été testé sur un large pavé témoin ayant subi les mêmes étapes de nano-structuration que les nano-plots ; cette étude est présentée dans la première partie de ce chapitre.

La seconde partie de ce chapitre est consacrée à l'étude du renversement de l'aimantation dans les réseaux de nano-plots de différentes tailles ([Section III.3](#)). Pour les nano-plots de plus grande dimension latérale, l'évolution sous champ de l'aimantation est complexe et semble être caractéristique d'un renversement mettant en jeu des configurations multidomaines ([Section III.3.1](#)). La suite de l'analyse est consacrée à l'étude du mode de renversement de l'aimantation dans les nano-plots de diamètre 33 nm. Une analyse en température des propriétés magnétiques de ces nano-plots et des simulations tenant compte des distributions de volume et d'anisotropie permettent notamment de confronter ces résultats expérimentaux aux prédictions du modèle de renversement cohérent de Néel - Brown et de la limite superparamagnétique ([Section III.3.2](#)).

III.2 Effets de la gravure de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$

Ici, un ensemble de nano-éléments est sondé, il est donc indispensable de connaître les distributions des différentes propriétés du réseau de nano-éléments étudiés afin de pouvoir tirer des informations valides des résultats expérimentaux acquis sur une telle assemblée.

Afin de déduire précisément le volume des nano-plots, deux microscopies complémentaires ont été utilisées : la microscopie à force atomique (AFM) et la microscopie électronique en balayage (SEM). Respectivement, elles permettent d'étudier la topographie des nano-plots et de déduire leurs dimensions latérales après nano-structuration. Les effets cumulés des différentes étapes de la nano-fabrication sont ensuite étudiés, notamment ceux de gravure, sur un pavé témoin ayant subi les mêmes étapes de nano-structuration que les nano-plots.

III.2.1 Épaisseur des plots

Les mesures d'AFM réalisées sur un réseau annexe de plots carrés, de taille $1 \times 1 \mu\text{m}^2$, sont présentées en **Figure III.1-(a)**. Ces plots, ayant subi les mêmes étapes de nano-structuration que les nano-plots étudiés, présentent une rugosité de surface de l'ordre de 2 nm, comme l'indique le profil topographique présenté sur la **Figure III.1-(b)**. Ce profil apporte des précisions sur l'effet de la gravure de la couche de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$:

- La hauteur totale du plot est de (28 ± 2) nm ;
- La rugosité de surface des plots est de l'ordre de ± 2 nm avec des pics à ± 5 nm.

Deux explications sont envisageables pour justifier cette épaisseur de plots nettement inférieure à l'épaisseur de 50 nm du film original de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$:

- (i) la gravure a attaqué de façon plus prononcée que souhaitée le masque de titane et la couche de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$, et la hauteur effective des plots magnétiques est plus faible qu'attendue,
- (ii) la gravure n'a pas été aussi profonde que souhaitée et il reste entre les plots du $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$.

Afin de confirmer ou d'infirmer cette dernière hypothèse, réhibitoire pour des expériences de renversement de l'aimantation sous champ de nano-plots isolés et indépendants, une analyse chimique EDX (Energy Dispersive X-ray) a été réalisée dans un SEM sur ce même réseau de plots de $1 \times 1 \mu\text{m}^2$.

Dans cette technique, un faisceau incident d'électrons de diamètre de 10 nm est focalisé en un point de la surface du matériau à analyser. Lors de la désexcitation des atomes après ionisation par le faisceau d'électrons, un rayonnement X caractéristique de l'atome excité est alors émis. L'analyse du spectre de rayons X émis permet ainsi de

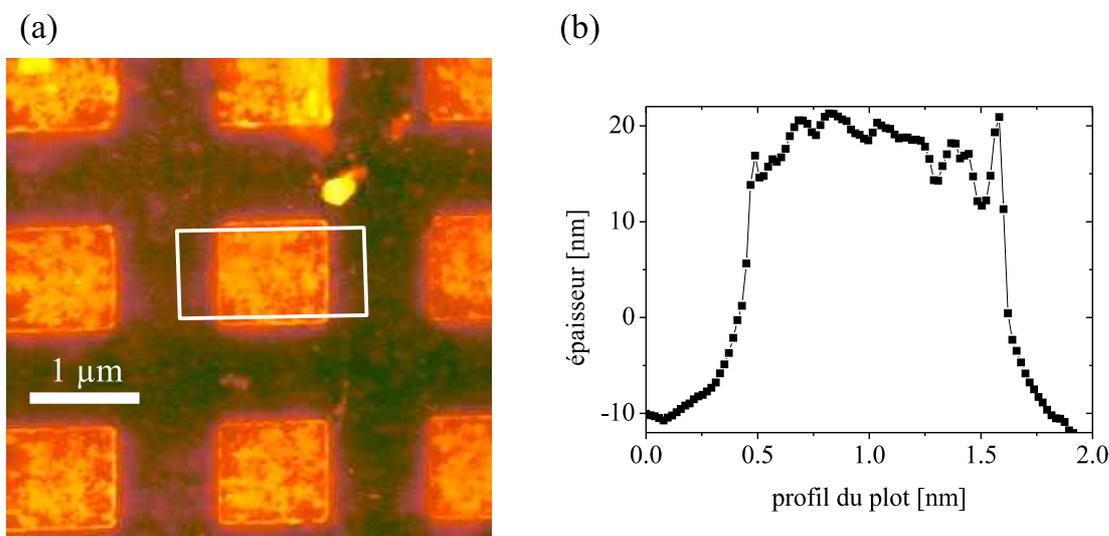


FIGURE III.1 – (a) Exemple d’image AFM de plots carrés de $1 \times 1 \mu\text{m}^2$ de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ après gravure à travers un masque de titane. (b) Profil topographique réalisé sur le carré central.

remonter à la nature chimique des atomes présents dans le volume sondé, de l’ordre de $1 \mu\text{m}^3$.

La **Figure III.2** représente trois spectres EDX acquis, dans les mêmes conditions expérimentales, sur trois zones distinctes caractéristiques de l’échantillon.

- (1) Sur une zone protégée de la gravure par une couche d’or (—), retirée ultérieurement, un pic est observé à l’énergie de la raie K_α du manganèse à ~ 5900 eV ; il est dû à la présence de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$. Ce pic servira alors de référence pour les deux autres spectres.
- (2) Sur un plot carré de $1 \times 1 \mu\text{m}^2$ (—), un signal est observé à l’énergie de la raie K_α du manganèse. Ce signal a une intensité moitié de celle mesurée sur la couche de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$.
- (3) Sur la zone non protégée lors de la gravure (—), aucun signal dû au manganèse n’est observé, si bien que l’on peut considérer que toute la couche de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ a été totalement gravée, à la limite de sensibilité de la mesure.

D’après les images SEM acquises avant et après le spectre, l’échantillon ne s’est pas déplacé sous le faisceau d’électrons pendant l’acquisition du spectre, de l’ordre de 20 minutes. De plus, compte tenu de l’épaisseur sondée de l’ordre de $1 \mu\text{m}$, le rapport d’intensité des deux pics aux positions (2) (—) et (1) (—) est égal au rapport des épaisseurs de la couche de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ dans ces mêmes zones. L’épaisseur de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ dans les plots après gravure est donc environ égale à la moitié de celle de la couche nominale, soit ~ 25 nm. Cette estimation de l’épaisseur est en bon accord avec l’épaisseur mesurée précisément par AFM (**Figure III.1-(a)**) et prouve que

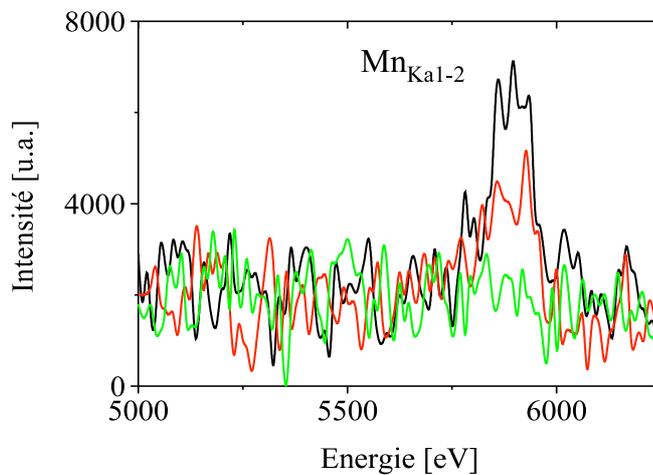


FIGURE III.2 – Spectres EDX acquis sur trois zones de l'échantillon : (—) sur la couche de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ protégée initialement par une couche épaisse d'or lors de la gravure, (—) sur un plot de $1 \times 1 \mu\text{m}^2$ et (—) dans la zone non protégée lors de la gravure.

la couche de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ a été surgravée alors que la couche de $(\text{Ga}_{0,902}\text{In}_{0,098})\text{As}$ n'a quasiment pas été gravée. Cette surgravure s'explique par une épaisseur de masque de titane trop faible pour la durée de la gravure des plots.

L'épaisseur de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ des nano-plots isolés, **plus faible que celle de la couche vierge**, est **estimée à 28 nm** en AFM. Les nano-plots sont **séparés par du $(\text{Ga}_{0,902}\text{In}_{0,098})\text{As}$ non magnétique**.

III.2.2 Dimensions latérales des plots

Afin de déterminer la distribution de taille des nano-plots, et notamment celle des plus petits, différents clichés SEM ont été acquis sur chaque réseau étudié (Figure III.3).

Sur la Figure III.3-(a), il manque certains des plots du réseau de nano-plots de diamètre 33 nm. Seule une surface d'environ $80 \times 50 \mu\text{m}^2$ a été correctement insolée lors de la lithographie électronique. À partir de ces clichés, il est possible de déterminer les dimensions latérales et formes des plots dans chaque réseau, ainsi que leur périodicité (Tableau III.1).

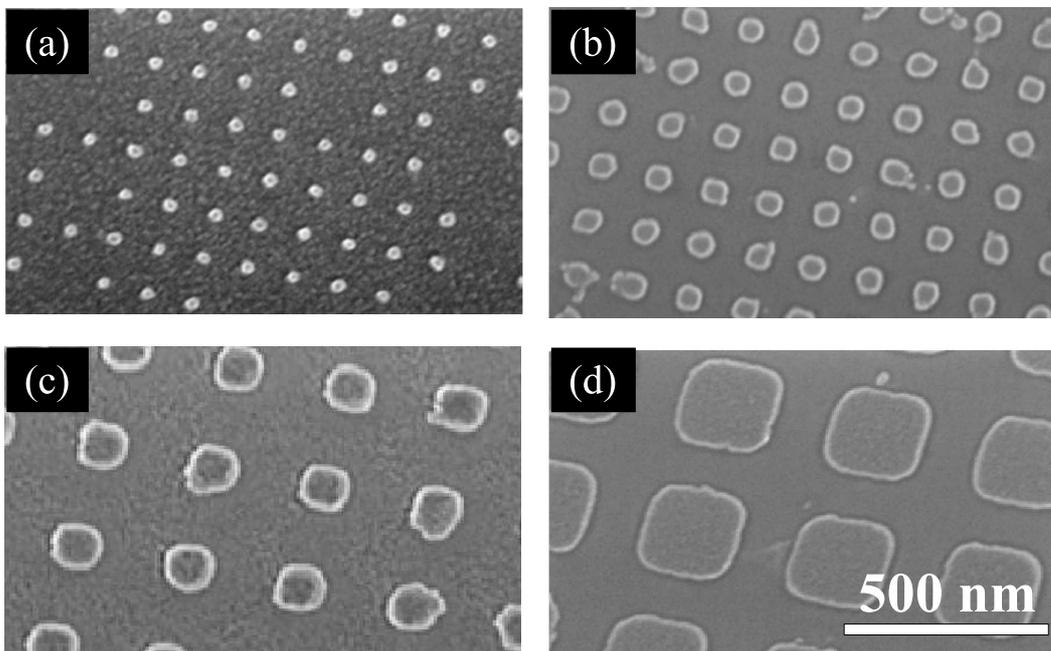


FIGURE III.3 – Images SEM des différents réseaux de nano-plots de dimension latérale : (a) 33 nm, (b) 62 nm, (c) 115 nm et (d) 230 nm.

taille latérale [nm]	forme	pas du réseau [nm]
33	circulaire	115
62	quasi-circulaire	140
115	quasi-carrée	280
230	carrée	380

TABLE III.1 – Caractéristiques géométriques des différents réseaux de nano-plots étudiés.

Compte tenu de la faible valeur de l'aimantation spontanée à basse température des films de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ ($M_s(4\text{ K}) = 40\text{ kA}\cdot\text{m}^{-1}$) et d'une distance entre plots supérieure ou égale à 100 nm, **tous les nano-plots peuvent être considérés comme indépendants** ; le couplage dipolaire entre plots peut être négligé [FERRÉ 07].

III.2.3 Propriétés magnétiques du film après nano-structuration

L'étape de gravure des nano-plots ayant aminci la couche de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$, il est indispensable de déterminer les propriétés magnétiques de cette couche « proces-sée ». Ces mesures ont été menées par magnétométrie magnéto-optique sur un pavé de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ de $340 \times 340 \mu\text{m}^2$. Les cycles d'hystérésis polaires, non présentés ici, sont carrés à toute température, comme pour le film vierge.

L'évolution en température de la coercivité et de la réflectivité différentielle circulaire polaire (RDP) à saturation, déterminée à partir de ces différents cycles, est représentée en **Figure III.4**. De manière générale, la RDP donne une mesure de la composante d'aimantation perpendiculaire et permet de s'affranchir de la rotation Faraday dans les fenêtres du cryostat. La température de Curie du film après les diverses étapes de nano-structuration – recuits et gravure – est de l'ordre de $T_c = 111 \text{ K}$, valeur légèrement plus faible que celle du film vierge plus épais, $T_c = 116 \text{ K}$. Le champ coercitif du pavé est trois fois plus élevé que celui du film vierge. Cette augmentation est certainement due à une nucléation plus difficile et ne peut être prise comme une grandeur significative du mécanisme de renversement. Toutefois, la décroissance thermique de l'aimantation est sensiblement plus rapide que la loi de Brillouin mesurée pour la couche vierge (**Figure III.4**). Ceci suggère une modification du magnétisme de la couche suite à la nano-structuration.

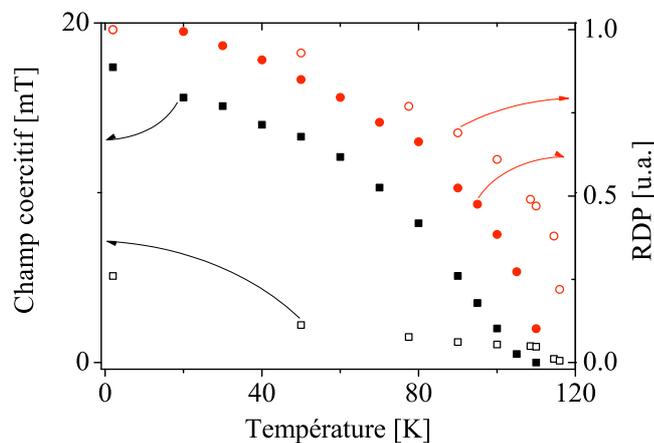


FIGURE III.4 – Évolution thermique du champ coercitif (axe des ordonnées à gauche) et de l'effet Kerr polaire (axe des ordonnées à droite) du pavé de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ de taille $340 \times 340 \mu\text{m}^2$ (ayant subi les mêmes étapes de nano-structuration que les nano-plots) en symboles pleins et du film avant nano-structuration en symboles vides.

Afin de confirmer cette hypothèse, le champ d'anisotropie uniaxial effectif du pavé a été déterminé à $T = 2$ K, comme expliqué en [Section II.4](#). Cette grandeur microscopique est en effet bien plus représentative des propriétés intrinsèques du film que le champ coercitif. Les valeurs sont rapportées dans le [Tableau III.2](#). Le champ d'anisotropie du pavé est inférieur à celui du film vierge et confirme une modification des propriétés du film de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ par les différentes étapes de la nano-structuration.

Structure	Film	Pavé	Nano-plots de 33 nm
$H_{K_{\text{eff}}}$ [mT]	272	190	109

TABLE III.2 – Champs d'anisotropie effectifs pour le film vierge, le pavé « traité » et les nano-plots de 33 nm à $T = 2$ K.

La nano-structuration a donc sensiblement **modifié les propriétés du pavé** par rapport à celles du film de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ comme l'atteste la **réduction de l'anisotropie uniaxiale et la modification de la variation de l'aimantation spontanée en fonction de la température**.

Par la suite, la **variation de l'aimantation spontanée dans les différents nano-plots sera supposée identique à celle du pavé**. En outre, pour l'aimantation spontanée à basse température, la valeur mesurée dans le film vierge, $M_s(2\text{ K}) = 40\text{ kA}\cdot\text{m}^{-1}$, sera prise comme référence.

III.3 Influence de la taille latérale des nano-plots sur le renversement de l'aimantation

Dans le cas d'une nano-structure de géométrie cylindrique, la théorie micromagnétique prévoit des mécanismes de renversement de l'aimantation très différents selon la valeur du rayon du cylindre par rapport à la longueur d'échange. Pour un rayon croissant et pour un monodomaine magnétique, le mode de renversement est cohérent puis de type « buckling » et enfin de type « curling » [AHARONI 58] ([Chapitre I](#)).

La longueur $\pi\delta_{\text{ech}}$ est estimée à 21 nm dans le $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ à une température de 4 K, si l'on prend une constante d'échange $A = 5 \cdot 10^{-14}\text{ J}\cdot\text{m}^{-1}$ [DOURLAT 08]. Pour une nano-structure de dimension très supérieure à la longueur d'échange, un renversement non-cohérent est prévu [SKOMSKI 98]. Aux plus grandes tailles, les structures multidomaines sont les plus stables.

Le premier objectif de cette section est d'analyser le renversement de l'aimantation dans les nano-plots ayant une dimension latérale supérieure ou égale à 62 nm – soit bien plus grand que la longueur d'échange – et en particulier d'étudier la forte influence de la taille des plots sur le mécanisme de renversement de l'aimantation. La fin de cette section sera consacrée à une analyse détaillée des résultats sur les plus petits nano-plots circulaires de diamètre 33 nm dont le comportement est caractéristique d'un macrospin.

III.3.1 Mécanisme de renversement de l'aimantation

Quelle que soit la taille latérale des nano-plots, la direction de facile aimantation reste perpendiculaire au plan des couches. Ce point soulève une question fondamentale sur l'origine de l'anisotropie magnétique dans le $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$.

En effet, d'après les simulations réalisées par F. Glas (LPN) (Figure III.5) dans l'approximation de déformations élastiques linéaires, les contraintes en tension dans le plan du film de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$, imposées à l'interface avec la couche tampon de $(\text{Ga}_{0,902}\text{In}_{0,098})\text{As}$, sont relaxées sur la quasi totalité de l'épaisseur des plots de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$. Seule une épaisseur de quelques nanomètres, située à l'interface $(\text{Ga}_{0,902}\text{In}_{0,098})\text{As}/(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$, présente encore des contraintes en tension.

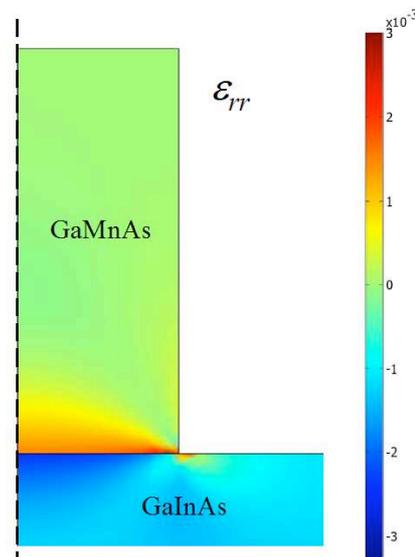


FIGURE III.5 – Cartographie du champ de contraintes dans le plan du film (ϵ_{rr}) dans un nano-plot de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ de diamètre 30 nm et d'épaisseur 50 nm (Seule une moitié du nano-plot est représentée).

Selon le modèle de Dietl communément admis [DIETL 01], l'anisotropie perpendiculaire dans $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$ s'annule en l'absence de contraintes en tension. L'anisotropie uniaxiale y est en effet imposée par l'anisotropie de la bande de valence, contrôlée par les contraintes biaxiales dans le $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$. L'aimantation des plots devrait donc plutôt s'orienter spontanément dans le plan contrairement aux résultats expérimentaux. Bien que diminuée par rapport à l'anisotropie du film non « traité » (**Tableau III.2**), l'existence d'une anisotropie perpendiculaire aussi prononcée dans ces nano-plots de diamètre 33 nm de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ est une question qui reste actuellement ouverte.

Plots de diamètre 230 nm et 115 nm

Cycles d'hystérésis La **Figure III.6** présente les cycles d'hystérésis de réflectivité différentielle circulaire polaire (RDP) obtenus à plusieurs températures sur les réseaux de nano-plots de taille 230 nm et 115 nm. Pour ces plots de grandes dimensions, le signal magnétique s'annule à une température proche de la température de Curie $T_c = 111$ K du pavé de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ « traité ».

De fortes modifications apparaissent sur la forme des cycles. Ces cycles complexes sont caractérisés par au moins deux contributions distinctes, en fonction de la taille latérale des nano-plots.

Pour les plots de taille 230 nm, et ce dès $T = 2$ K, deux cycles sont superposés. À cette température, le premier est carré et présente une transition très abrupte à un champ de 55 mT, tandis que pour le second, la transition est progressive avec une coercivité de 90 mT. Lorsque l'on augmente la température, la forme des cycles évolue et leur coercivité diminue. Les cycles présentent une rémanence non nulle jusqu'à la température de Curie.

Pour les plots de taille 115 nm, à $T = 2$ K, le renversement de l'aimantation s'amorce par une variation brutale du cycle d'hystérésis à un champ de 64 mT, suivie d'une variation plus lente autour de 81 mT. En augmentant la température, la contribution relative de la deuxième contribution se développe pour se distinguer nettement de la première au dessus de 61 K. L'aimantation rémanente s'annule vers $T = 106 - 108$ K, c'est-à-dire de nouveau au voisinage de la température de Curie.

Discussion Il est exclu qu'une des deux contributions visibles sur les cycles d'hystérésis des nano-plots de diamètre 230 et 115 nm puisse être attribuée à l'existence d'une couche fine de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ entre les plots (voir **Section III.2.2**).

En outre, le renversement de l'aimantation des nano-plots devient de plus en plus complexe lorsque l'on augmente leurs dimensions latérales. Ceci est en accord avec les modèles micromagnétiques qui prédisent que le mode de renversement s'éloigne de plus en plus du renversement cohérent [AHARONI 58] et implique plusieurs processus successifs et donc plusieurs configurations micromagnétiques [LEDERMAN 94, WERNSDORFER 97]. Le renversement de l'aimantation de ces nano-plots peut alors

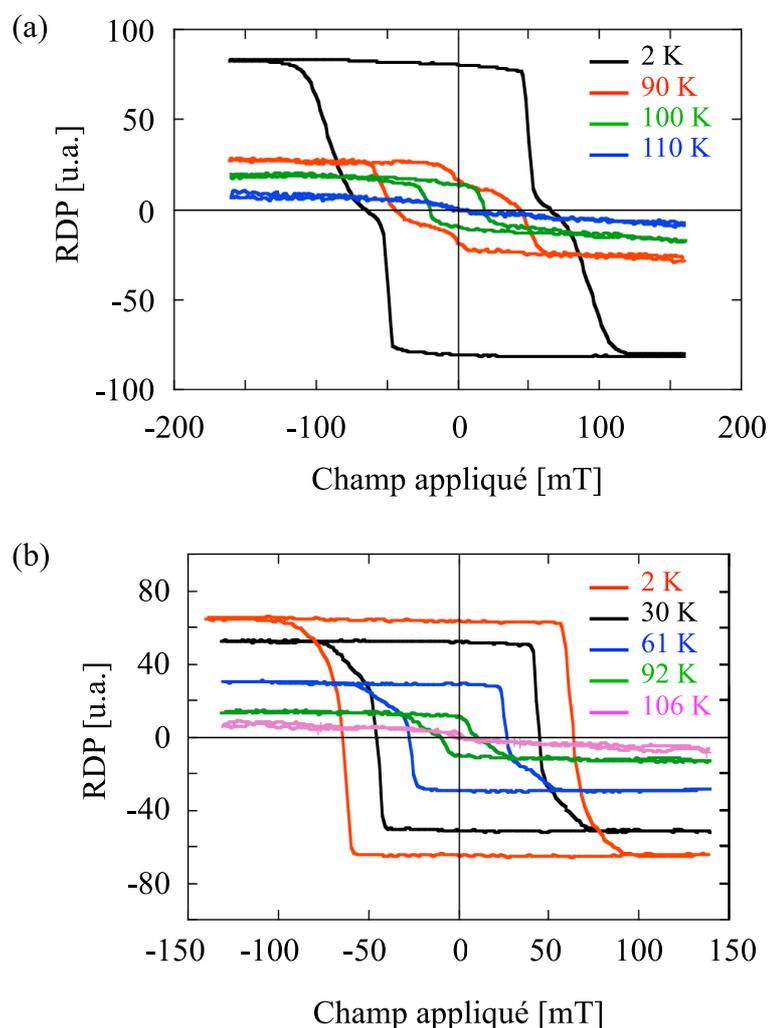


FIGURE III.6 – Cycles d’hystérésis RDP mesurés à différentes températures sur les réseaux de nano-plots de taille latérale (a) 230 nm et (b) 115 nm.

mettre en jeu plusieurs nucléations et propagations de paroi de domaines. Ces processus sont alors caractérisés par des coercivités différentes dont la distribution peut refléter la rugosité de surface de ± 2 nm des nano-plots.

Plots de diamètre 62 nm

Cycles d'hystérésis Les cycles de RDP des nano-plots quasi-circulaires de diamètre 62 nm sont présentés en **Figure III.7-(a)**. À $T = 2$ K, le cycle d'hystérésis ne présente qu'un saut unique pour un champ de 62 mT avec une faible queue à haut champ ; l'aimantation rémanente est égale à l'aimantation à saturation. À plus haute température, les cycles gardent quasiment leur rémanence tandis que le saut d'aimantation devient de plus en plus incliné. Le renversement d'aimantation s'opère sur une gamme de champ nettement plus étendue.

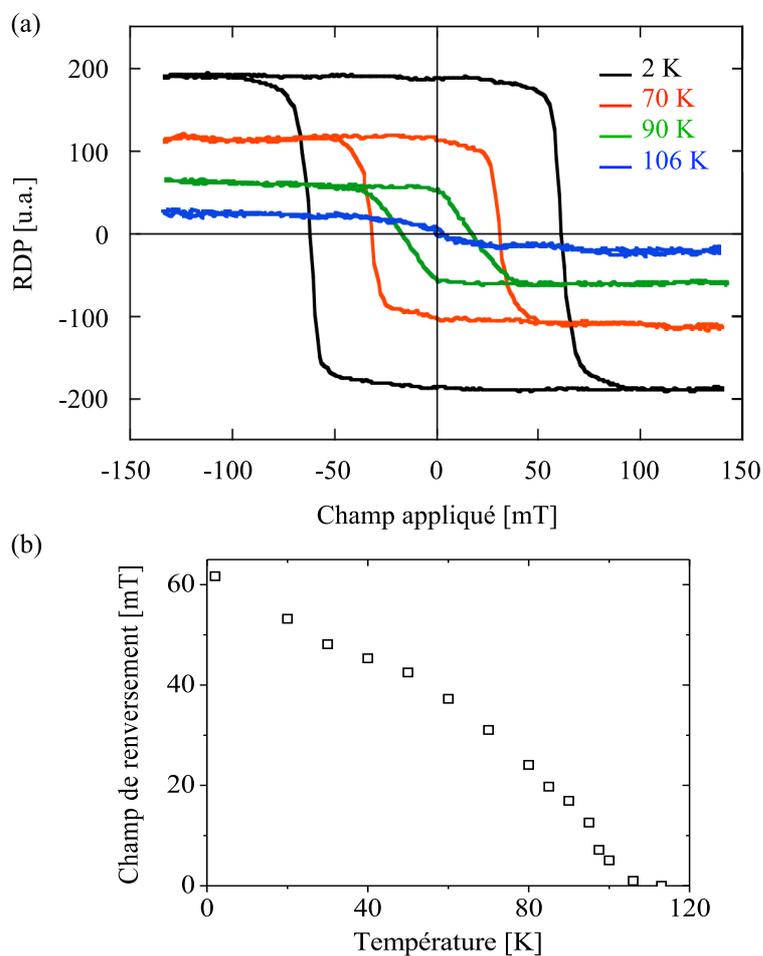


FIGURE III.7 – (a) Cycles d'hystérésis RDP mesurés à différentes températures. (b) Évolution thermique du champ de renversement du réseau de nano-plots de diamètre 62 nm.

L'annulation de la rémanence est observée vers $T = 103$ K, c'est-à-dire à une température peu inférieure à $T_c = 111$ K. Pour une température de 106 K, on observe un comportement de type paramagnétique (**Figure III.7-(a)**).

Discussion La forme du cycle d'hystérésis présente un saut unique et marqué à $T = 2$ K et la température de blocage T_B , température pour laquelle le champ de renversement s'annule, est égale à 103 K. La valeur du champ de renversement mesurée à $2\text{K} - \mu_0 H_r = 62$ mT – est nettement inférieure aux valeurs de champ d'anisotropie, ce qui tend à indiquer que le renversement n'est pas cohérent. De plus, une étude plus fine du champ de renversement en température (**Figure III.7-(b)**) permet de comparer son évolution à celle attendue dans le cas d'un macrospin, jusqu'au voisinage du régime superparamagnétique. Cette variation thermique est concave dans le cas de ces plots de diamètre 62 nm.

Macrospin et superparamagnétisme Dans l'hypothèse d'un renversement cohérent de l'aimantation, la variation de la barrière d'énergie ΔE en fonction du champ, appliqué selon la direction d'anisotropie, s'écrit :

$$\Delta E = \mathcal{K}\mathcal{V} \left(1 - \frac{H}{H_{\mathcal{K}}} \right)^2. \quad (\text{III.1})$$

D'après la loi d'Arrhenius-van't Hoff, la température de blocage superparamagnétique T_B , associée au temps de mesure $t = 10$ s, et en champ nul, s'écrit :

$$T_B = \frac{\mathcal{K}\mathcal{V}}{k_B \ln \left(\frac{t}{\tau_0} \right)}, \quad (\text{III.2})$$

avec $\tau_0 = 2 \cdot 10^{-12}$ s, d'après la formule de Brown (**Équation I.48**). En faisant l'hypothèse forte que le champ d'anisotropie ne varie pas en température, le champ auquel l'aimantation se renverse de façon cohérente est alors donné par la relation [FRUCHART 05] :

$$H_r(T) = H_{\mathcal{K}} \left(1 - \sqrt{\frac{T}{T_B}} \right). \quad (\text{III.3})$$

Pour un renversement cohérent de l'aimantation, H_r doit alors être une fonction convexe de la température, contrairement à ce qui est observé en **Figure III.7-(b)**.

Importance de la variation en température de l'anisotropie Dans le cas de nano-éléments métalliques, le fait que la température de Curie est nettement supérieure à la température de blocage justifie l'hypothèse d'une valeur du champ d'anisotropie indépendante de la température, même au voisinage de la température de blocage.

Toutefois, pour cet échantillon de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$, compte tenu des deux valeurs très proches de T_c et de T_B , il est nécessaire de prendre en compte l'évolution thermique rapide de l'aimantation spontanée et donc de l'anisotropie. D'après Dietl *et al.*

[DIETL 01], le champ d'anisotropie effectif est proportionnel à l'aimantation spontanée. Ainsi, connaissant l'évolution thermique de l'aimantation spontanée du pavé, il est possible d'estimer celle de l'anisotropie et du champ d'anisotropie, variant respectivement comme M_s^2 et M_s .

La variation thermique du champ de renversement est alors donnée par l'Équation III.3 où l'on prend en compte les variations thermiques de H_K et de T_B :

$$H_r(T) = H_K(T) \left(1 - \sqrt{\frac{T}{T_B(T)}} \right), \quad (\text{III.4})$$

avec $H_K(T) \propto M_s(T)$ et $T_B(T) \propto K \propto M_s^2(T)$.

La Figure III.8 représente les différentes variations thermiques du champ de renversement d'après les Équations III.3 et III.4 respectivement en noir et rouge.

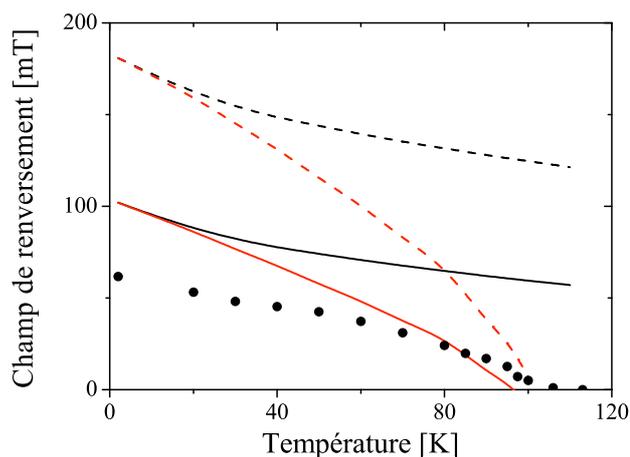


FIGURE III.8 – Comparaison de la variation thermique (●) expérimentale du champ de renversement de l'aimantation des plots de 62 nm de diamètre et des prédictions du modèle de macrospin incluant (—) ou non (---) la variation thermique de l'anisotropie. Les traits pointillés (respectivement continus) correspondent à un champ d'anisotropie à 2 K égal à celui du pavé (respectivement du réseau de plots de 33 nm de diamètre) : $\mu_0 H_K(2K) = 190$ mT (respectivement $\mu_0 H_K(2K) = 109$ mT).

Ne connaissant pas la valeur exacte du champ d'anisotropie à basse température pour ce réseau de plots, les courbes sont tracées pour deux valeurs extrémales :

- en pointillés avec $\mu_0 H_K(2K) = 190$ mT, borne supérieure correspondant au champ d'anisotropie du pavé,

- et en continu avec $\mu_0 H_K(2K) = 109$ mT, borne inférieure correspondant au champ d'anisotropie du réseau de plots de 33 nm.

Compte tenu de la diminution de l'aimantation en température, rapide au-delà de 80 K, la courbure de la variation du champ de renversement est modifiée par la prise en compte de la variation thermique de l'anisotropie. Cependant, même si la température de blocage est en accord avec les mesures expérimentales, la valeur du champ de renversement, et particulièrement celle à basse température, ne peut pas être expliquée par un tel modèle macrospin.

Pour rendre compte du champ de renversement à 2 K, il faudrait supposer une anisotropie plus faible dans ces nano-plots de 62 nm que dans ceux de 33 nm. Cette hypothèse ne peut cependant être retenue puisque les contraintes sont moins affectées, par rapport au pavé de référence, dans les nano-plots de 62 nm que dans ceux de 33 nm.

Comme attendu, **les dimensions latérales des nano-plots de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ influencent fortement le type de renversement de leur aimantation sous champ.** Le renversement de l'aimantation y est d'autant plus simple que les dimensions latérales des nano-plots sont faibles.

Toutefois, dans tous ces réseaux de plots, **le renversement observé n'est pas compatible avec un mécanisme de renversement cohérent de l'aimantation.**

III.3.2 Nano-plots de 33 nm : régime superparamagnétique

Étude expérimentale des nano-plots de diamètre 33 nm

De la même façon que pour les nano-plots précédents, l'évolution thermique du cycle d'hystérésis du réseau de nano-plots de 33 nm de diamètre est représentée à différentes températures en [Figure III.9-\(a\)](#).

Comme pour les plots de diamètre 62 nm, les cycles d'hystérésis ne présentent qu'un seul saut d'aimantation à toute température. Pour $T = 2$ K, le cycle arrondi a une rémanence de 93 % et le champ de renversement moyen du réseau est égal à 90 mT. À plus haute température, le cycle d'hystérésis est de plus en plus incliné et la rémanence diminue.

Une étude plus fine de la variation thermique du champ de renversement et de la rémanence relative (M_r/M_s) est présentée en [Figure III.9-\(b\) et \(c\)](#). La courbe représentant la variation thermique du champ de renversement est convexe dans le cas des

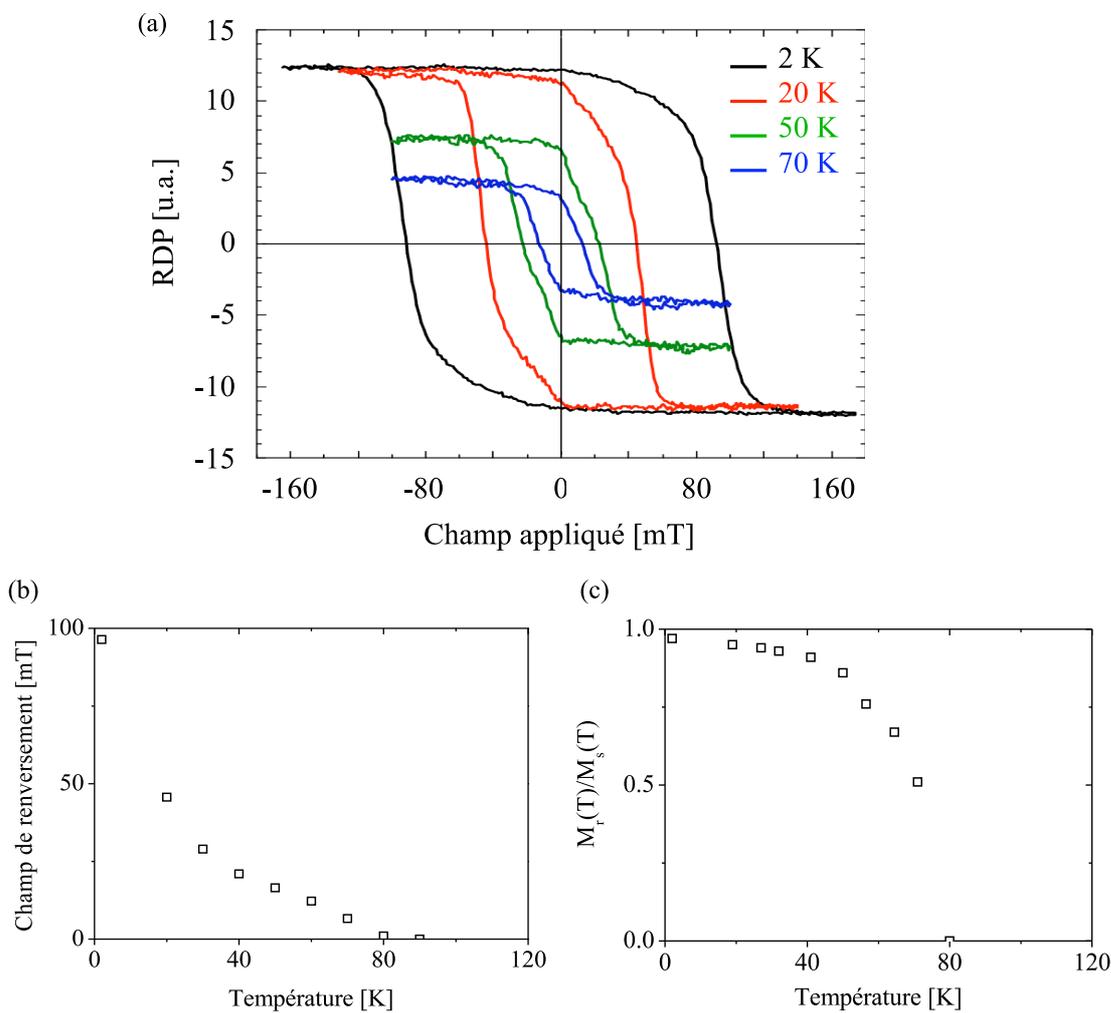


FIGURE III.9 – Réseau de nano-plots de diamètre 33 nm : (a) Cycles d’hystérésis mesurés à quelques températures (b) Variation thermique du champ de renversement de l’aimantation et (c) du rapport M_r/M_s .

plots de 33 nm alors qu’elle est concave pour les plots de 62 nm de diamètre. Dans les nano-plots de 33 nm de diamètre, la température de blocage T_B est égale à 80 K, température pour laquelle le champ de renversement s’annule pour le temps de mesure considéré, ici 10 s. La variation de l’aimantation rémanente rapportée à l’aimantation à saturation (**Figure III.9-(c)**) conduit aussi à une température de blocage égale à 80 K.

Parmi les observations expérimentales faites ci-dessus, deux révèlent des arguments majeurs en faveur de la validation d’un comportement de type macrospin de ces nano-plots :

- la valeur du champ de renversement (90 mT) proche de celle du champ d'anisotropie effective 109 mT à $T = 2$ K (**Tableau III.2**) et
- la variation thermique convexe du champ de renversement.

Modèle de Néel-Brown du superparamagnétisme

Dans la section précédente, où le renversement de l'aimantation des plots de 62 nm a été étudié, nous avons vu que la variation thermique de l'anisotropie influence fortement la variation théorique, déduite du modèle macrospin, de la courbe du champ de renversement de l'aimantation en fonction de la température. La prise en compte seule de la variation thermique de l'anisotropie dans les nano-plots n'est pas suffisante pour pouvoir expliquer la variation expérimentale du champ de renversement en fonction de la température des plots de 33 nm (**Figure III.10**). Cependant, la température de blocage ainsi obtenue, bien que légèrement inférieure, est en bon accord avec celle déterminée expérimentalement et, contrairement au cas des nano-plots de 62 nm, la valeur du champ de renversement à 2 K est bien reproduite.

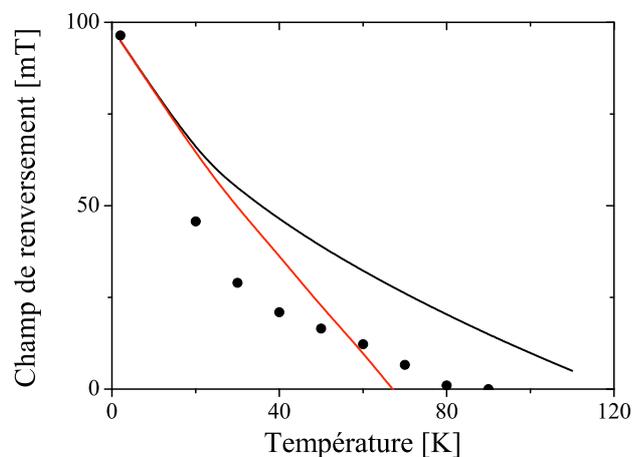


FIGURE III.10 – Comparaison de la variation thermique (●) expérimentale du champ de renversement de l'aimantation des plots de 33 nm de diamètre et des prédictions du modèle de macrospin incluant (—) ou non (—) la variation thermique de l'anisotropie. La valeur du champ d'anisotropie à 2 K est celle déterminée expérimentalement : $\mu_0 H_K(2K) = 109$ mT.

Afin de confirmer le fait que le modèle de renversement cohérent puisse expliquer le comportement des nano-plots de 32 nm de diamètre, il est dès lors nécessaire de

prendre en compte l'effet des distributions des propriétés des plots au sein du réseau. Afin de vérifier cette hypothèse, il est nécessaire de déterminer :

- la distribution des dimensions latérales des nano-plots influençant la température de blocage et,
- notamment, la distribution de l'anisotropie entre les différents nano-plots.

Détermination des distributions Pour estimer la distribution du volume des nano-plots, l'histogramme de leur surface a été déterminé à partir du cliché SEM présenté en [Figure III.11](#). Cette distribution est quasi-gaussienne, avec une largeur à mi-hauteur égale à 200 nm^2 piquée sur une surface moyenne de 840 nm^2 . En supposant des plots circulaires, on déduit un diamètre moyen des plots égal à $(33 \pm 4) \text{ nm}$.

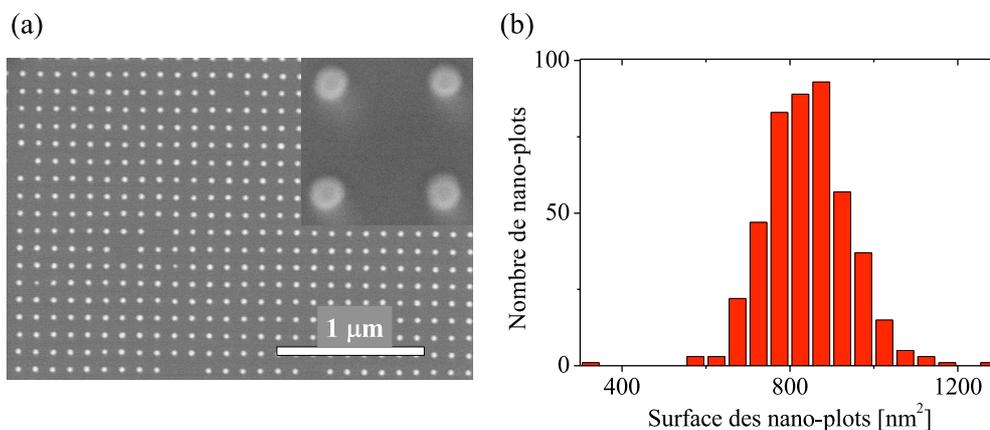


FIGURE III.11 – (a) Image SEM d'une partie du réseau de plots de diamètre 33 nm, avec un insert de $170 \times 170 \text{ nm}^2$ montrant uniquement 4 plots. (b) Histogramme de la distribution de surface des nano-plots.

Compte tenu de leur hauteur moyenne (28 ± 2) nm, leur volume est estimé à : $\mathcal{V} = (24000 \pm 7000) \text{ nm}^3$, ce qui correspond à environ 30000 ions manganèse par nano-plot.

Afin d'estimer la distribution de l'anisotropie, l'anisotropie effective du réseau de nano-plots a été mesurée, dans un premier temps, par magnétométrie Kerr polaire comme précisé dans la [Section II.4.2](#). Nous supposons ensuite que la distribution des champs de renversement déduite du cycle à 2 K ([Figure III.9-\(a\)](#)) est représentative de la distribution des champs d'anisotropie des nano-plots du réseau. Il n'a pas été possible de reproduire correctement la distribution des champs de renversement avec une seule gaussienne ([Figure III.12](#)).

Deux distributions de champs de renversement doivent être prises en compte. La première distribution à plus haut champ et étroite $\mu_0 H_{c1} = (95 \pm 17) \text{ mT}$ contribue à 65 % et la seconde, plus étalée, correspond à des champs de renversement plus faibles $\mu_0 H_{c2} = (79 \pm 65) \text{ mT}$. Il faut noter que cette seconde distribution peut être due à un

renversement réversible de l'aimantation dans les nano-plots. Toutefois, il n'a pas été possible de réaliser des cycles mineurs pour valider ou infirmer cette hypothèse.

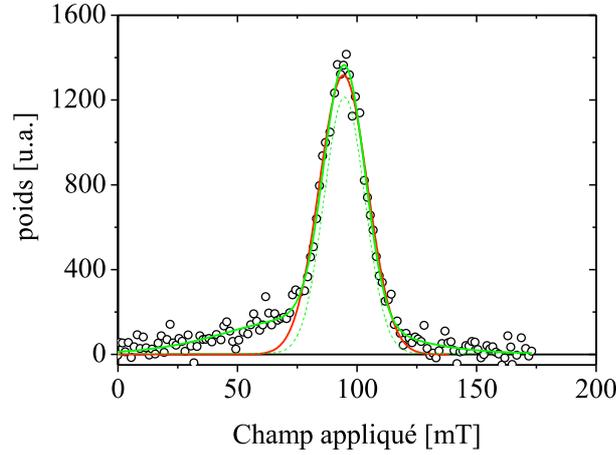


FIGURE III.12 – Distribution des champs de renversement déterminée à partir du cycle d'hystérésis à 2 K de la [Figure III.9-\(a\)](#) : ajustée par un modèle à une gaussienne, en rouge, et un modèle à deux gaussiennes en vert.

Validation du modèle macrospin par des simulations Afin de prendre en compte les distributions de volume et d'anisotropie des nano-plots, considérons le modèle proposé par Rohart *et al.* [ROHART 06]. Cette démarche propose de rendre compte du renversement supposé cohérent d'une assemblée de nano-plots à partir de l'évolution de la proportion n_{\uparrow} de nano-plots dans l'état d'aimantation \uparrow :

$$\frac{dn_{\uparrow}}{dt} = p_{\downarrow\uparrow}n_{\downarrow} - p_{\uparrow\downarrow}n_{\uparrow} \quad (\text{III.5})$$

où $p_{\downarrow\uparrow}$ est la probabilité pour que l'aimantation passe de l'état \downarrow à l'état \uparrow et $n_{\uparrow} + n_{\downarrow} = 1$.

Ces probabilités sont déterminées par la statistique de Boltzmann :

$$p_{\downarrow\uparrow} = \frac{1}{\tau_0} \exp\left(\mathcal{K}\mathcal{V}\frac{(1 - H/H_K)^2}{k_B T}\right) \text{ et } p_{\uparrow\downarrow} = \frac{1}{\tau_0} \exp\left(\mathcal{K}\mathcal{V}\frac{(1 + H/H_K)^2}{k_B T}\right). \quad (\text{III.6})$$

Il est alors possible de reconstruire le cycle d'hystérésis de l'assemblée de nano-plots pour des valeurs données de l'anisotropie et du volume. En sommant les contributions pondérées relatives aux différentes valeurs de \mathcal{K} et de \mathcal{V} , on construit le cycle d'hystérésis représentatif de l'assemblée de nano-plots étudiés. Le cycle simulé à partir de la valeur du champ d'anisotropie à $T = 2$ K est présenté en [Figure III.13](#) et est comparé au cycle expérimental.

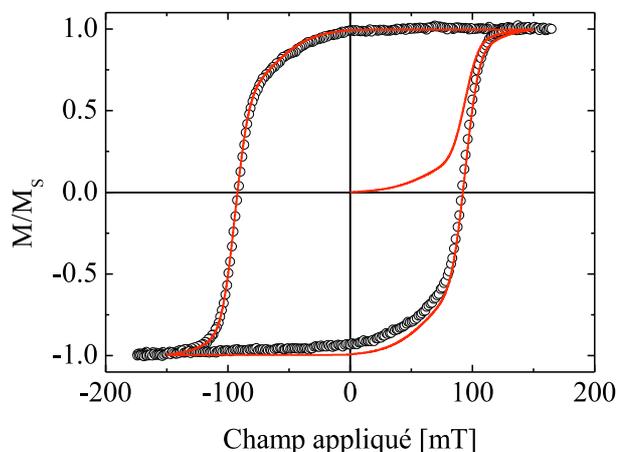


FIGURE III.13 – Cycle d’hystérésis du réseau de nano-plots de diamètre 33 nm (o) expérimental et (—) simulé dans le modèle du macrospin en prenant en compte les distributions d’anisotropie et de volume.

Afin de prendre en compte la variation thermique de l’anisotropie, l’hypothèse que le champ d’anisotropie effectif est proportionnel à l’aimantation spontanée est encore supposée [DIETL 01]. Connaissant la variation de l’anisotropie en température, il est possible de réitérer le calcul du cycle d’hystérésis selon le modèle décrit ci-dessus pour différentes températures et d’en déduire l’évolution du champ coercitif et de l’aimantation rémanente (Figure III.14).

Comme on peut l’observer sur la Figure III.14, les variations thermiques calculées et mesurées sont en très bon accord : la convexité de la variation du champ de renversement est bien reproduite, ainsi que la courbe de l’aimantation rémanente en fonction de la température et la température de blocage.

Ce modèle **macrospin** à deux niveaux permet de **reproduire la variation en température du champ de renversement et du rapport M_r/M_s** lorsque l’on tient compte à la fois :

- de la **distribution des volumes et d’anisotropie des nano-plots de diamètre 33 nm** et
- de la **dépendance en température de M_s et donc de H_K** .

Les distributions des volumes et des champs d’anisotropie se traduisent aussi par une distribution des températures de blocage des nano-plots : **la température de blocage déterminée expérimentalement correspond essentiellement aux nano-plots les plus anisotropes et de diamètres les plus grands.**

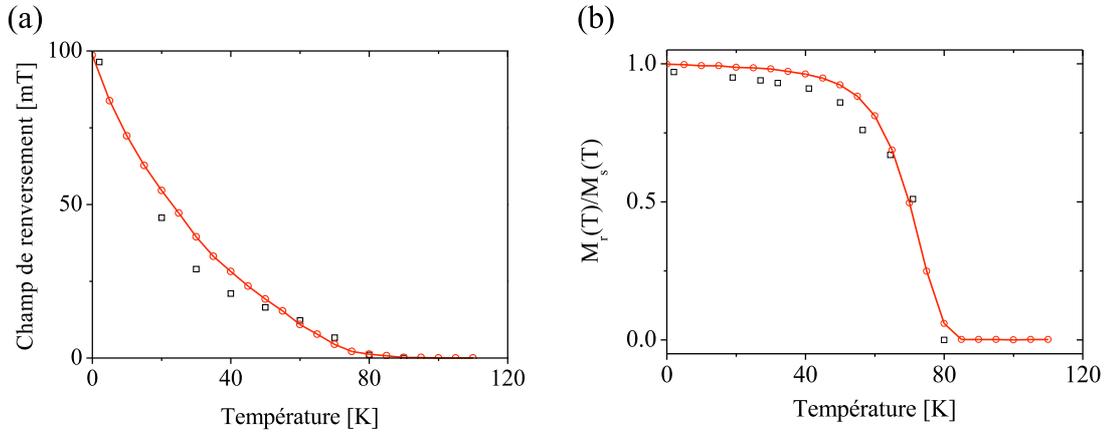


FIGURE III.14 – Évolutions thermiques comparées (a) du champ de renversement et (b) du rapport M_r/M_s déterminées expérimentalement (\square) et calculées ($—$) par le modèle macrospin en considérant les distributions de volume et d’anisotropie.

III.4 Conclusion

Comme attendu dans une théorie micromagnétique, la longueur d’échange – ici $\pi\delta_{ech} = 21$ nm à $T = 4$ K – joue un rôle critique vis-à-vis du renversement cohérent de l’aimantation. Différents comportements ont été mis en évidence selon la dimension latérale des nano-plots de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ étudiés.

- Les nano-plots de grande taille latérale $\gg \pi\delta_{ech}$, respectivement 230 nm et 115 nm, présentent des cycles d’hystérésis complexes avec plusieurs sauts d’aimantation vraisemblablement attribuables à l’existence de plusieurs configurations micromagnétiques stables lors du renversement sous champ de l’aimantation.

- Les nano-plots quasi-circulaires de diamètre 62 nm présentent des cycles d’hystérésis simples avec un seul saut d’aimantation, de plus en plus étalé lorsque la température se rapproche de la température de Curie $T_c = 111$ K. La variation de ce champ de renversement avec la température montre que le renversement de l’aimantation n’est pas cohérent.

- Dans le cas des nano-plots circulaires de diamètre 33 nm, proche de $\pi\delta_{ech}$, seul un unique champ de renversement est mesuré. La variation de ce champ de renversement, comme celle du rapport M_r/M_s , avec la température sont bien reproduites par le modèle de rotation cohérente en prenant en compte les distributions de champ d’anisotropie, de volume ainsi que les dépendances thermiques de l’aimantation spontanée et de l’anisotropie proportionnelle à M_s^2 . La valeur expérimentale de la température de

blochage est parfaitement interprétée dans le cadre du modèle de Néel impliquant une rotation cohérente de l'aimantation et en tenant compte des distributions de volume et d'anisotropie des nano-plots.

Ceci démontre que la théorie de Néel du superparamagnétisme est applicable aux semiconducteurs magnétiques dilués, même si l'origine du ferromagnétisme n'est pas « classique » puisque l'interaction ferromagnétique est portée par les porteurs (trous). Il serait intéressant d'étudier des nano-plots de $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$ beaucoup plus dilué en ions manganèse (x plus faible) ou bien plus petits afin d'atteindre le régime de confinement quantique [SAPRA 02].

Bibliographie

- [AHARONI 58] A. AHARONI & S. SHTRIKMAN. *Magnetization Curve of the Infinite Cylinder*. Physical Review, vol. 109, page 1522, 1958.
- [DIETL 01] T. DIETL, J. KENIG & A. H. MACDONALD. *Magnetic domains in III-V magnetic semiconductors*. Physical Review B, vol. 64, page 241201, 2001.
- [DOURLAT 08] V. DOURLAT A. and JEUDY, A. LEMAÎTRE & C. GOURDON. *Field-driven domain-wall dynamics in (Ga,Mn)As films with perpendicular anisotropy*. Physical Review B, vol. 78, page 161303, 2008.
- [FERRÉ 07] J. FERRÉ & J.-P. JAMET. *Handbook of Magnetism and Advanced Materials*. John Wiley & Sons Ltd, 2007.
- [FRUCHART 05] O FRUCHART & A. THIAVILLE. *Magnetism in reduced dimensions*. Comptes Rendus Physique, vol. 6, page 921, 2005.
- [LEDERMAN 94] M. LEDERMAN, S. SCHULTZ & M. OZAKI. *Measurement of the Dynamics of the Magnetization Reversal in Individual Single-Domain Ferromagnetic Particles*. Physical Review Letters, vol. 73, page 1986, 1994.
- [ROHART 06] S. ROHART, V. REPAIN, A. TEJEDA, P. OHRESSER, F. SCHEURER, P. BENCOK, J. FERRÉ & S. ROUSSET. *Distribution of the magnetic anisotropy energy of an array of self-ordered Co nanodots deposited on vicinal Au(111) : X-ray magnetic circular dichroism measurements and theory*. Physical Review B, vol. 73, page 165412, 2006.
- [SAPRA 02] S. SAPRA, D.D. SARMA, S. SANVITO & N.A. HILL. *Influence of Quantum Confinement on the Electronic and Magnetic Properties of (Ga,Mn)As Diluted Magnetic Semiconductor*. Nanoletters, vol. 2, page 605, 2002.
- [SKOMSKI 98] R. SKOMSKI, H.-P. OEPEN & J. KIRSCHNER. *Micromagnetics of ultrathin films with perpendicular magnetic anisotropy*. Physical Review B, vol. 58, page 3223, 1998.
- [THEVENARD 07] L. THEVENARD. *Étude des propriétés ferromagnétiques de (Ga,Mn)As au moyen de l'hydrogénation*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2007.
- [WERNSDORFER 97] W. WERNSDORFER, K. HASSELBACH, A. BENOIT, B. BARBARA, B. DOUDIN, J. MEIER, J.-Ph. ANSERMET & D. MAILLY. *Measurements of magnetization switching in individual nickel nanowires*. Physical Review B, vol. 55, page 11552, 1997.

Chapitre IV

Renversement de l'aimantation sous champ magnétique dans des nano-plaquettes de Pt/Co(5 Å)/Pt

Sommaire

IV.1	Introduction	116
IV.2	Caractérisation des réseaux de nano-plaquettes	117
IV.2.1	Microscopies à haute résolution	117
IV.2.2	Vitesse de déplacement de paroi après nano-structuration	121
IV.2.3	Valeur des grandeurs magnétiques dans les nano-plaquettes	124
IV.2.4	Microscopie magnéto-optique	127
IV.2.5	Discussion	131
IV.3	Renversement de l'aimantation dans les nano-plaquettes de 420 nm	133
IV.3.1	Loi de probabilité de non-renversement de l'aimantation	133
IV.3.2	Discussion	137
IV.4	Renversement de l'aimantation dans les nano-disques de 130 nm	140
IV.4.1	Écart au comportement macrospin	141
IV.4.2	Régime superparamagnétique et bruit télégraphique	156
IV.5	Conclusion	161
	Bibliographie	163

IV.1 Introduction

Le chapitre précédent était consacré en particulier à l'étude du mode de renversement de l'aimantation sous champ magnétique d'une assemblée de nano-plots de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ de 33 nm de diamètre et de 28 nm d'épaisseur. Comme pour la plupart des nano-éléments étudiés théoriquement [NÉEL 49, BROWN 57, BRAUN 93] ou expérimentalement [WERNSDORFER 97a, LEDERMAN 94, WERNSDORFER 96], ces nano-plots ont un rapport d'aspect proche de 1. Le renversement de l'aimantation d'une assemblée de nano-plots peut alors être décrit par le modèle de renversement cohérent de Néel-Brown, en considérant les distributions de taille et d'anisotropie des nano-plots pour pouvoir simuler les variations du champ coercitif et de l'aimantation rémanente en fonction de la température. Un autre cas intéressant est celui du renversement de l'aimantation de nano-éléments présentant un rapport d'aspect hauteur sur largeur très faible. À ce jour, peu d'études ont été réalisées sur de tels systèmes présentant une anisotropie perpendiculaire, et encore moins sur des objets individuels.

L'objectif de ce chapitre est alors de déterminer et d'interpréter les mécanismes de renversement de l'aimantation dans des nano-plaquettes de Pt/Co(5 Å)/Pt dont la nano-structuration a été présentée dans le [Chapitre II](#). Grâce à la microscopie magnéto-optique, le renversement de l'aimantation de nano-plaquettes de différentes tailles à température ambiante a été analysé individuellement en réponse à l'application d'un champ magnétique.

La première partie de ce chapitre est consacrée à une caractérisation détaillée des nano-plaquettes, structurale et magnétique, au sein de leur environnement ([Section IV.2](#)). Cela permet en particulier de déterminer les paramètres magnétiques des plaquettes et de leur voisinage, en relation avec la méthode de nano-structuration par irradiation aux ions hélium utilisée. Cette analyse vise aussi à mettre en exergue le comportement magnétique particulier des nano-plaquettes et nano-disques, en regard de celui rapporté dans la littérature pour des nano-éléments fabriqués de manière plus invasive à partir de films magnétiques.

Les deuxième et troisième parties seront respectivement consacrées à l'étude individuelle de nano-plaquettes de dimension latérale 420 nm ([Section IV.3](#)) et de nano-disques de 130 nm de diamètre ([Section IV.4](#)).

L'étude des nano-plaquettes de taille latérale 420 nm, permet de préciser la méthodologie employée pour déterminer la probabilité de non-renversement de l'aimantation. Le renversement de ces nano-plaquettes met en jeu plusieurs mécanismes. L'effet d'une irradiation additionnelle par des ions hélium, principalement destinée à diminuer le champ d'anisotropie effectif, sur la loi de probabilité de non-renversement de l'aimantation est examiné.

La loi de probabilité de non-renversement de l'aimantation de nano-disques de diamètre 130 nm individuels montre qu'un unique mécanisme de renversement de l'aimantation est mis en jeu. La loi exprimant le champ de renversement en fonction de la durée des impulsions du champ magnétique est déterminée afin d'étudier les limites de validité du modèle de renversement cohérent dans une géométrie de nano-élément

fortement anisotrope. L'effet d'une irradiation supplémentaire est finalement analysé à travers l'étude du régime superparamagnétique atteint à température ambiante.

IV.2 Caractérisation des réseaux de nano-plaquettes

Dans le [Chapitre II](#), les principes de la nano-structuration aux ions hélium ont été définis, puis ses conséquences structurales et magnétiques ont été soulignées. Forte de ces informations, cette première partie est consacrée à la caractérisation des différents réseaux de nano-plaquettes obtenus par cette technique particulière de nano-structuration.

La caractérisation morphologique des nano-plaquettes est basée sur des expériences AFM et SEM. Les grandeurs micromagnétiques – telles que la constante d'échange, l'aimantation spontanée et l'anisotropie – sont déterminées ou évaluées. La distinction entre le coeur et le pourtour des nano-plaquettes sera présentée au regard de la technique d'irradiation au travers d'un masque. Pour terminer, l'évolution du champ à appliquer pour renverser la direction d'aimantation dans ces nano-plaquettes en fonction de leur taille latérale est présentée et discutée. Cette analyse valide le choix de la méthode utilisée pour la nano-structuration.

IV.2.1 Microscopies à haute résolution

Afin de connaître précisément les caractéristiques géométriques – forme et dimension – des différents réseaux de nano-plaquettes, les deux types de microscopie, SEM et AFM, ont été utilisées au LPN et au LPS.

Profil des masques de résine

À titre d'exemple, la [Figure IV.1](#) représente une vue SEM en incidence oblique d'un masque de section plutôt circulaire fabriqué sur un échantillon test pour obtenir une nano-plaquette de 200 nm de diamètre.

Le pilier en résine SU-8, épais de 550 nm, protégé par un masque de titane de 30 nm d'épaisseur et de diamètre (200 ± 5) nm n'est pas parfaitement cylindrique. Avec la méthode de gravure utilisée, partiellement anisotrope, le pilier de résine présente une surgravure sous le masque de titane. Le diamètre du cylindre de résine sous le titane est alors réduit à (160 ± 5) nm, tandis que le diamètre de sa base reste égal à (200 ± 5) nm. Le profil des surgravures du masque provient essentiellement du temps de gravure imposé par l'épaisseur de résine. Pour des motifs en titane de diamètre supérieur à deux fois la largeur de la surgravure – soit (40 ± 10) nm – les profils de piliers sont analogues à celui décrit ici : conique à la base puis cylindrique. Le profil du pilier de résine déterminé pour une nano-plaquette de 200 nm est donc similaire pour tous les

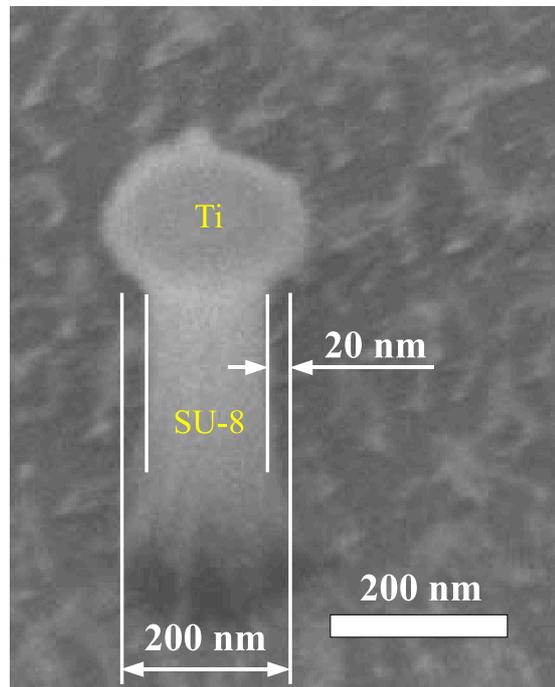


FIGURE IV.1 – Cliché SEM obtenu en incidence oblique sur un pilier de résine SU-8 recouvert d'un masque de titane après une gravure RIE.

nano-disques et nano-plaquettes étudiés dans ce travail.

La forme conique de la base du pilier de résine influence fortement les propriétés magnétiques au bord des nano-plaquettes après l'irradiation destinée à rendre paramagnétique les zones non protégées. Le pourtour de la nano-plaquette magnétique est soumis à un gradient d'irradiation en dessous de cette embase conique (voir plus de détails [Section IV.2.3](#)). Pour un masque en résine de type PMMA avec des piliers présentant une base de forme et dimensions analogues, H. Bernas *et al.* [BERNAS 99] estiment la largeur de la transition entre la zone rendue paramagnétique et la zone non-irradiée à 35 nm. La résine SU-8 étant plus dense que la résine PMMA, l'extension de la couronne de transition irradiée vaut (25 ± 5) nm pour toutes les nano-plaquettes étudiées. Celles-ci sont donc constituées d'un coeur et d'une couronne affectés différemment par l'irradiation aux ions hélium ([Figure IV.2](#)) ; leurs dimensions sont rassemblées dans le [Tableau IV.1](#).

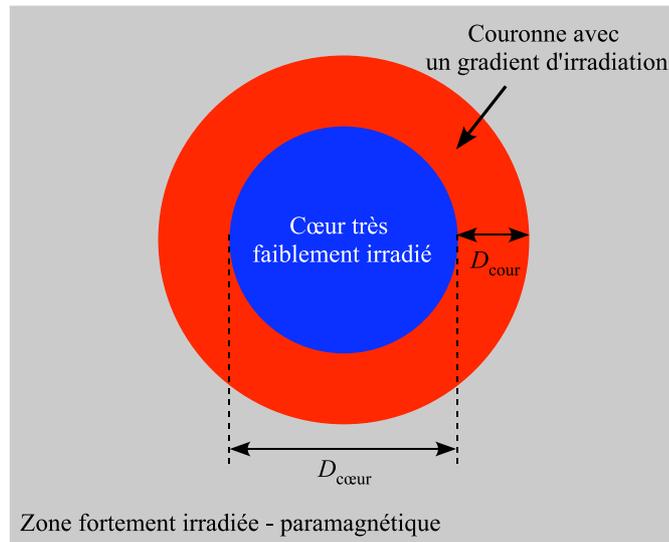


FIGURE IV.2 – Représentation schématique de la structure d'un nano-disque nano-structuré par irradiation aux ions hélium.

D_{tot} [nm]	forme	$D_{\text{cœur}}$ [nm]	D_{cour} [nm]	pas du réseau [μm]
130	circulaire	80	25	1,0
220	quasi-carrée	170	25	1,5
420	carrée	370	25	2,0

TABLE IV.1 – Caractéristiques géométriques des différents réseaux de nano-plaquettes étudiés.

Géométrie et dimension des nano-plaquettes

L'irradiation à $3.10^{16} \text{ He}^+ \cdot \text{cm}^{-2}$ à travers le masque constitué de piliers en résine a pour but de rendre paramagnétique la région non-protégée par les piliers. Après dissolution de la résine, les nano-plaquettes sont visualisées par SEM (**Figure IV.3**).

Celles-ci, régulièrement espacées, apparaissent en blanc sur un fond gris. Notons qu'il subsiste une fine couche de résine non gravée par RIE qui, une fois irradiée, a réticulé et n'a pas pu être dissoute avec les piliers. La présence de cette fine couche de résine explique le fort contraste observé sur les images SEM. Les plus petites nano-plaquettes sont quasi-circulaires et ont un diamètre de (130 ± 10) nm. Par la suite, elles seront appelées nano-disques pour les distinguer des autres nano-plaquettes qui sont, quant à elles, presque carrées, et dont les dimensions latérales respectives sont de (220 ± 10) nm et (420 ± 10) nm. La distance entre nano-plaquettes – de 1 à 2 μm selon leur taille – a été choisie afin d'éviter tout couplage dipolaire entre elles et pour permettre

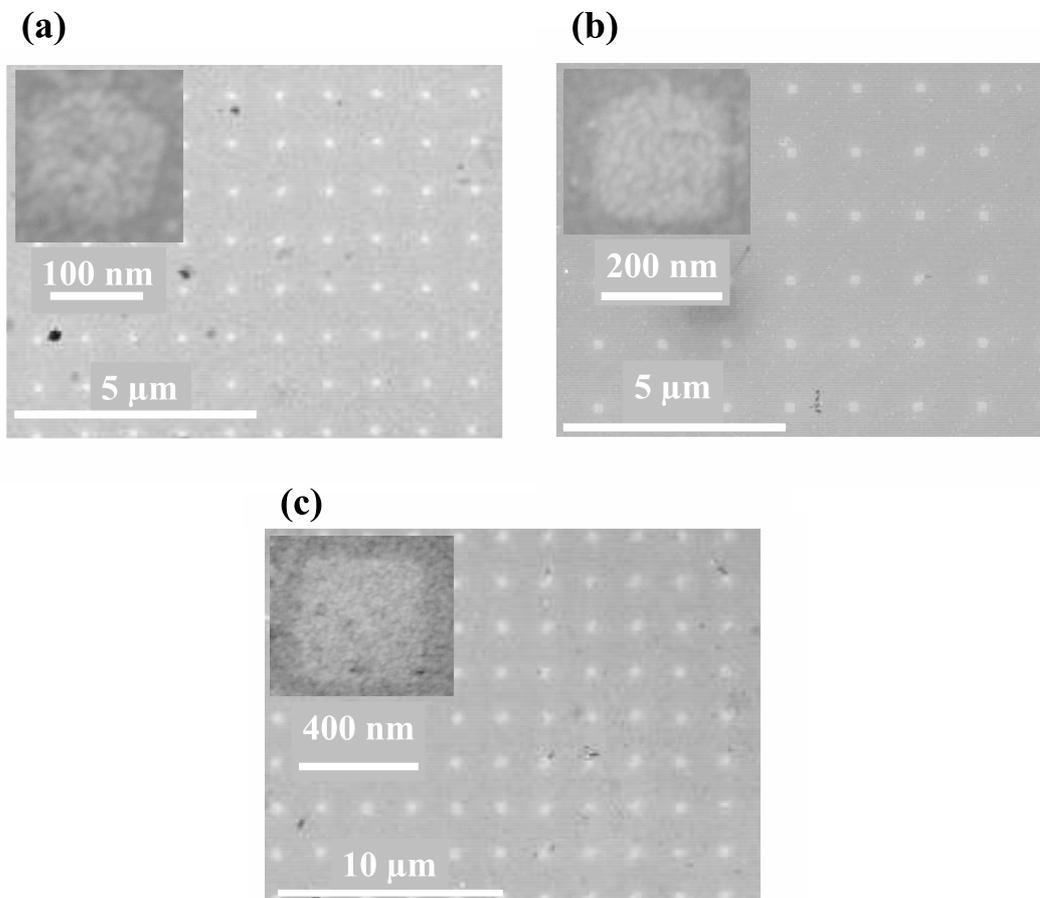


FIGURE IV.3 – Clichés SEM des différents réseaux étudiés. Les dimensions latérales des nano-plaquettes sont (a) (130 ± 10) nm, (b) (220 ± 10) nm et (c) (420 ± 10) nm.

leur observation par microscopie optique et magnéto-optique avec une résolution de l'ordre de 400 nm. Pour chaque réseau étudié, les caractéristiques des nano-plaquettes sont consignées dans le [Tableau IV.1](#).

La [Figure IV.4](#) présente une image AFM acquise sur le réseau de nano-disques de diamètre 130 nm. L'image révèle une différence topographique de $(+0,5 \pm 0,3)$ nm entre les zones paramagnétiques et les nano-disques. Cette différence est liée à la couche de résine résiduelle. Le diamètre des nano-disques, déterminé par imagerie AFM, est de (135 ± 10) nm, en bon accord avec celui obtenu à partir des images SEM.

En parallèle aux images AFM, des expériences MFM ont été réalisées au LPS sur les nano-disques et les nano-plaquettes. Aucun contraste magnétique n'a pu être obtenu pour les nano-disques. En revanche, un contraste magnétique a clairement été observé pour les nano-plaquettes de 420 nm mais uniquement avec des pointes MFM fortement

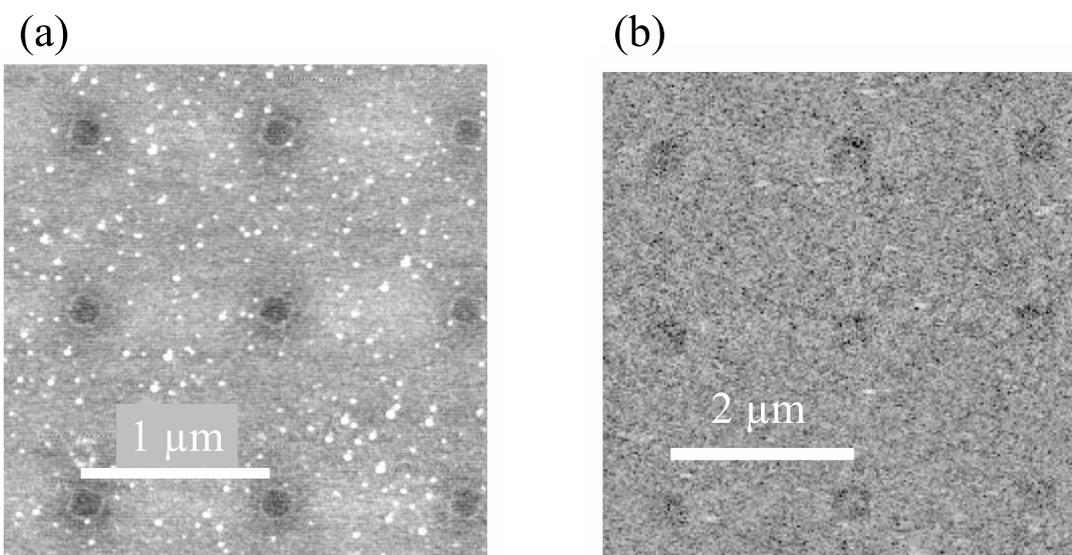


FIGURE IV.4 – (a) Image AFM d’une partie du réseau de nano-disques de Pt/Co(5 Å)/Pt de diamètre 130 nm. (b) Image MFM sur des nano-plaquettes Pt/Co(5 Å)/Pt de taille 420 nm dans lesquelles l’aimantation est systématiquement renversée par le champ dipolaire rayonné par la pointe MFM.

magnétiques dont le champ rayonné (supérieur au champ de renversement des nano-plaquettes) suffit à renverser systématiquement leur aimantation.

IV.2.2 Vitesse de déplacement de paroi après nano-structuration

Objectif et méthodologie

En préambule à toute étude des nano-plaquettes ou nano-disques, il est indispensable de vérifier si la dose d’irradiation par des ions hélium est vraiment nulle sous le masque de résine, c’est-à-dire au niveau du coeur des nano-plaquettes, pour pouvoir lui attribuer une valeur réaliste d’anisotropie. Le faible taux de remplissage des réseaux empêche une détermination expérimentale précise de l’anisotropie par magnétométrie Kerr polaire, comme cela a été fait pour les nano-plots de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ (**Chapitre III**). Pour déterminer la dose en ions hélium transmise sous le masque au niveau du film Pt/Co(5 Å)/Pt, les lois de vitesse de déplacement de paroi obtenues dans une zone témoin ayant subi les mêmes traitements (thermiques, physiques et ioniques) sont comparées à celles déterminées dans des films continus Pt/Co(5 Å)/Pt vierges et uniformément irradiés à des doses en ions hélium parfaitement contrôlées. À partir de la loi de vitesse de paroi en fonction du champ et en particulier de la valeur du champ de dépiégeage $\mu_0 H_{\text{dep}}$, il est possible d’identifier de manière fiable le comportement de

la zone témoin à celui d'un film continu ayant subi une irradiation donnée et dont les paramètres magnétiques sont parfaitement connus (**Chapitre II**) [REPAIN 04].

Méthode expérimentale

Les mesures de vitesse de déplacement de paroi ont été faites par microscopie magnéto-optique de façon quasi-statique dans une zone masquée par la résine lors de l'irradiation ionique, comme pour les nano-plaquettes, et de taille $5 \mu\text{m} \times 60 \mu\text{m}$ – appelée par la suite réservoir, suffisamment grande pour négliger les effets de bords. Le déplacement de paroi est analysé au centre du réservoir pour n'être sensible qu'au seul effet d'une irradiation au travers du masque.

Le protocole est le suivant :

- (1) Un domaine est nucléé par une impulsion de champ magnétique (image **(i)** de la **Figure IV.5-(a)**). Dans cette gamme temporelle, on peut considérer que la paroi s'arrête dès la coupure du champ. Cet état sert de référence pour la position de la paroi.
- (2) La position de la paroi est ensuite visualisée à la rémanence après avoir appliqué des impulsions successives de champ (images **(ii)** et **(iii)**) de durée Δt déterminée. La vitesse moyenne de la paroi entre chaque position est obtenue en divisant le déplacement ΔL de la paroi par la durée Δt de l'impulsion de champ.

La variation de la vitesse en fonction du champ est reportée en **Figure IV.5-(b)**. La loi de vitesse de déplacement de la paroi est compatible avec un régime de reptation : $\ln(v) \sim H^{-1/4}$ (**Figure IV.5-(c)**). Ainsi, à bas champ, le mode de renversement de l'aimantation dans ce réservoir s'opère par une nucléation suivie d'une propagation de paroi dans un milieu caractérisé par un faible désordre aléatoire. Le champ de dépiégeage déterminé dans le réservoir du film nano-structuré vaut environ 30 mT. Il est notablement plus faible que celui mesuré dans l'échantillon vierge, où $\mu_0 H_{\text{dep}} \simeq 68$ mT. Indépendamment des effets d'irradiation sur le pourtour des nano-plaquettes, le masque de résine utilisé n'a donc pas parfaitement protégé de l'irradiation le coeur des nano-plaquettes (**Figure IV.2**).

Dans une seconde étape, le comportement magnétique de ce réservoir est comparé à celui d'une couche uniformément irradiée. La variation du champ de dépiégeage, déterminé pour des échantillons initialement identiques, puis irradiés à différentes doses en ions hélium, est représentée en **Figure IV.6** et ajustée par une exponentielle décroissante avec la dose d'ions hélium. Le coeur des plaquettes se comporte comme une portion de film qui aurait été irradiée avec $(4 \pm 1) \cdot 10^{15} \text{ He}^+ \cdot \text{cm}^{-2}$. On peut estimer que 13 % de la dose d'ions hélium initiale a traversé le masque de résine. Cette dose d'irradiation a entre autres effets de réduire sensiblement le champ coercitif, le champ d'anisotropie et la température de Curie du film vierge Pt/Co(5 Å)/Pt.

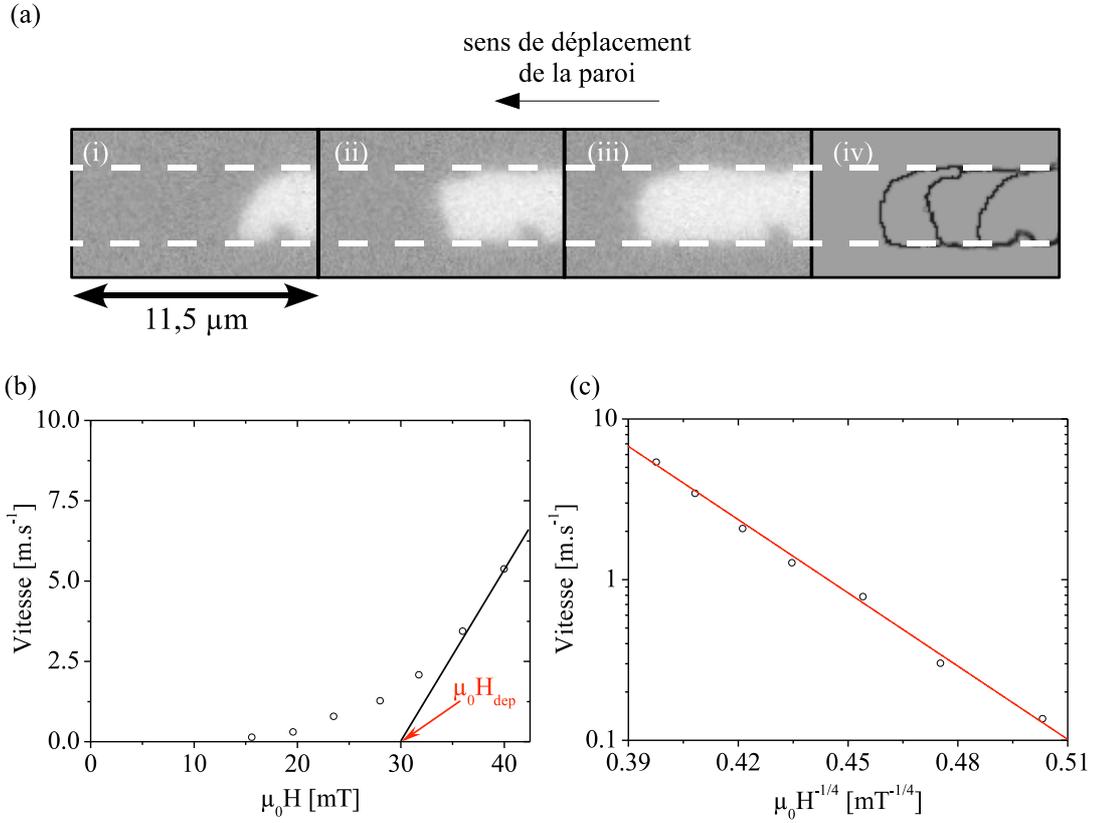


FIGURE IV.5 – (a) (i) Nucléation d'un domaine dans le réservoir ($5\mu\text{m} \times 60\mu\text{m}$) après une forte impulsion de champ puis déplacements (ii) et (iii) de la paroi de domaines suite à des impulsions de champ magnétique de 28 mT pendant $\Delta t = 2\mu\text{s}$. (iv) Positions successives de la paroi déterminées à partir du déplacement du front du domaine. (b) Variation de la vitesse en fonction du champ et évaluation du champ de dépiégeage : $\mu_0 H_{\text{dep}} = 30\text{ mT}$. (c) Pour $H < 30\text{ mT}$, variation de $\ln(v)$ en fonction de $H^{-1/4}$.

Par la suite, au cœur des nano-plaquettes, les modifications des propriétés magnétiques sont supposées identiques à celles du réservoir irradié à travers le masque, ce qui correspond à la dose :

$$d(\text{cœur}) = (4 \pm 1) \cdot 10^{15} \text{ He}^+ \cdot \text{cm}^{-2} \quad (\text{IV.1})$$

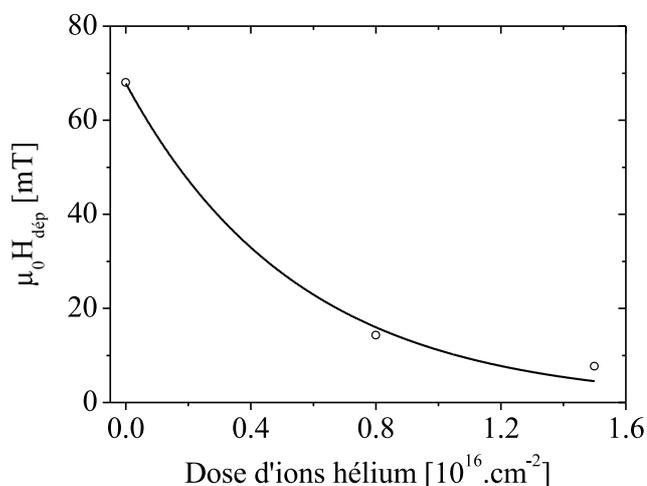


FIGURE IV.6 – Variation du champ de dépiéage en fonction de la dose d’ions hélium sur des échantillons issus de la même série que le film nano-structuré.

IV.2.3 Valeur des grandeurs magnétiques dans les nano-plaquettes

- Rappelons que chaque nano-plaquette est composée de deux régions (Figure IV.2) :
- un cœur partiellement protégé de l’irradiation aux ions hélium par un masque en résine d’épaisseur constante ($d = 4 \cdot 10^{15} \text{ He}^+ \cdot \text{cm}^{-2}$)
 - et une couronne non uniformément irradiée – entre $d = 3 \cdot 10^{16} \text{ He}^+ \cdot \text{cm}^{-2}$ à sa périphérie et $d = 4 \cdot 10^{15} \text{ He}^+ \cdot \text{cm}^{-2}$ au bord du cœur – du fait de l’embase conique du pilier en résine au contact du film Pt/Co(5 Å)/Pt.

Au cœur des nano-plaquettes

Des mesures d’anisotropie par magnétométrie magnéto-optique ont été réalisées sur plusieurs films de Pt/Co(5 Å)/Pt irradiés aux ions hélium à des doses comprises entre 0 et $1,6 \cdot 10^{16} \text{ He}^+ \cdot \text{cm}^{-2}$. À partir de la détermination de la variation du champ d’anisotropie effectif en fonction de la dose d’irradiation (Figure IV.7), la valeur du champ d’anisotropie au cœur du nano-disque est égale à celle d’un échantillon de Pt/Co(5 Å)/Pt irradié à une dose de $4 \cdot 10^{15} \text{ He}^+ \cdot \text{cm}^{-2}$:

$$\mu_0 H_{K_{\text{eff}}}(\text{cœur}) = (230 \pm 50) \text{ mT.} \quad (\text{IV.2})$$

L’estimation de la valeur M_s au coeur des nano-plaquettes est basée sur la variation relative de l’aimantation spontanée en fonction de la dose d’irradiation pour un film de Pt/Co(5 Å)/Pt [DEVOLDER 00] et une valeur de l’aimantation spontanée de $(1200 \pm 100) \text{ kA} \cdot \text{m}^{-1}$ pour la couche vierge (Chapitre II). Cela conduit à :

$$M_s(\text{cœur}) = (1050 \pm 100) \text{ kA} \cdot \text{m}^{-1}. \quad (\text{IV.3})$$

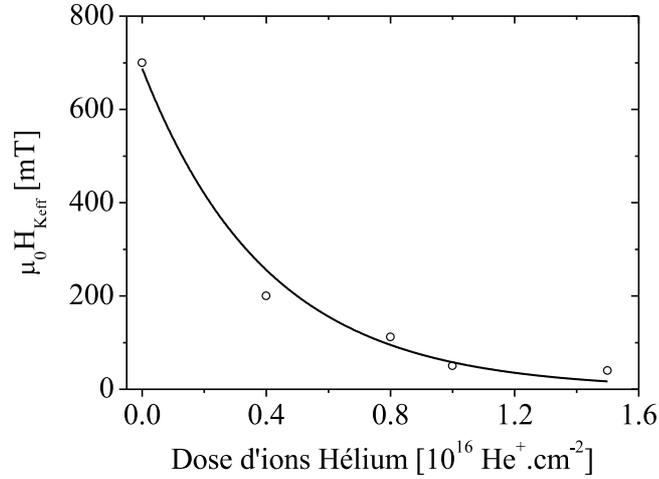


FIGURE IV.7 – Variation du champ d’anisotropie effectif d’un film Pt/Co(5 Å)/Pt en fonction de la dose en ions hélium.

La constante d’échange est plus délicate à évaluer. Pour l’estimer, il est possible d’utiliser la relation entre la température de Curie d’un système 2D Ising et l’intégrale d’échange J :

$$T_c \simeq \frac{4\pi(S+1)}{3} \frac{2JS}{\ln(4\pi 2JS/(2\mu_B K_{\text{eff}}))} \quad (\text{IV.4})$$

proposée par Bruno [BRUNO 92]. Une application numérique de cette équation passe par la détermination expérimentale du seul paramètre inconnu à ce stade, la température de Curie. Toutefois, une dégradation irréversible des couches est observée pour des températures supérieures à 480 K. Les mesures magnéto-optiques en température permettent seulement de préciser que la température de Curie T_c d’une couche irradiée avec $d = 4 \cdot 10^{15} \text{ He}^+ \cdot \text{cm}^{-2}$ est supérieure à 480 K et que, dans tous les cas, T_c décroît avec la dose d’irradiation, impliquant une diminution corrélée de la constante d’échange avec la dose.

Sans l’avoir déduite rigoureusement expérimentalement, la valeur de la constante d’échange utilisée par la suite au cœur des nano-plaquettes ($A(\text{cœur}) = 10^{-11} \text{ J} \cdot \text{m}^{-1}$) est légèrement inférieure à celle du massif ($1,4 \cdot 10^{-11} \text{ J} \cdot \text{m}^{-1}$).

La couronne d’irradiation

Une évaluation des effets liés à une irradiation ionique peut être obtenue grâce à des simulations TRIM. Il s’agit de simulations de type Monte-Carlo, dans lesquelles le milieu est supposé amorphe et n’évolue pas au cours de l’irradiation. Elles permettent cependant de dévoiler de grandes tendances. Ainsi, à partir des simulations TRIM détaillées par Bernas *et al.* [BERNAS 99], la dose en ions hélium varie linéairement entre le

bord et le cœur des nano-plaquettes (Figure IV.8-(a)). Dans cette couronne, large de 25 nm, les valeurs des paramètres magnétiques varient eux aussi, et ce, de façon continue.

Pour des films identiques, irradiés par des ions hélium à différentes doses, les mesures en magnétométrie magnéto-optique ont montré que le champ d'anisotropie varie quasi-exponentiellement avec la dose. Il en est de même pour l'aimantation spontanée [DEVOLDER 00]. Nous supposons donc par la suite que les différents paramètres magnétiques, y compris la constante d'échange, décroissent exponentiellement dans la couronne vers l'extérieur des nano-plaquettes selon le profil schématique présenté sur la Figure IV.8-(b).

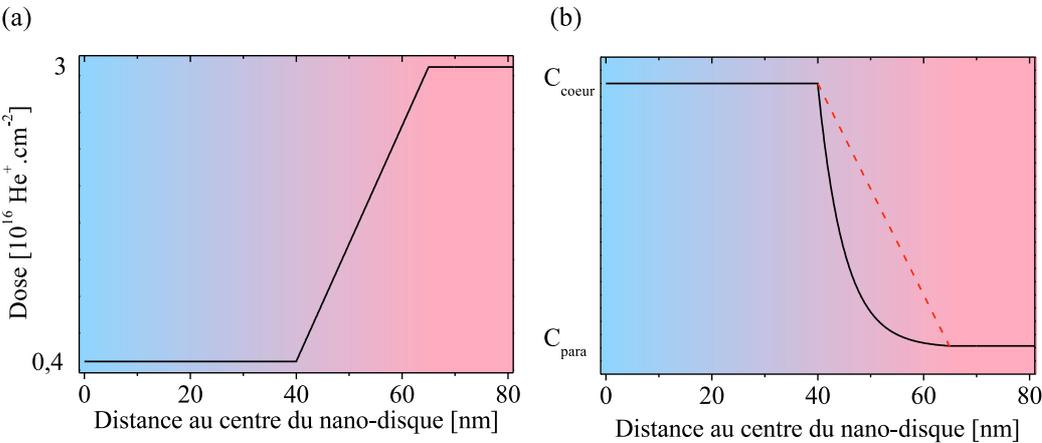


FIGURE IV.8 – Représentation schématique de la variation radiale (a) de la dose d'irradiation et (b) des paramètres magnétiques, tel que le champ d'anisotropie effectif, l'aimantation ou la constante d'échange, dans un nano-disque de 130 nm de diamètre ($L_{\text{cœur}} = 80 \text{ nm}$ et $L_{\text{cour}} = 25 \text{ nm}$).

Les valeurs des différents paramètres magnétiques du cœur des nano-plaquettes utilisés par la suite sont résumées dans le Tableau IV.2.

$\mu_0 H_{K_{\text{eff}}}$ [mT]	M_s [kA.m ⁻¹]	K_u [J.m ⁻³]	A [J.m ⁻¹]
230	1050	$8,1 \cdot 10^5$	10^{-11}

TABLE IV.2 – Valeurs des paramètres magnétiques pour le cœur des nano-plaquettes irradiées à $4 \cdot 10^{15} \text{ He}^+ \cdot \text{cm}^{-2}$.

Irradiation supplémentaire après nano-structuration

Sur le même échantillon, plusieurs réseaux identiques de nano-disques et de nano-plaquettes ont été réalisés. Après avoir retiré le masque de résine, il a été possible de procéder à de nouvelles irradiations globales de l'échantillon dans le but de réduire l'anisotropie des nano-plaquettes pour se rapprocher du régime superparamagnétique à température ambiante. La modification de l'anisotropie et de l'aimantation sous irradiation supplémentaire sont résumées dans le [Tableau IV.3](#). Les valeurs estimées de K_u et de l'échange A sont aussi reportées.

$d [10^{16} \text{ He}^+ \cdot \text{cm}^{-2}]$	$\mu_0 H_{K_{\text{eff}}} [\text{mT}]$	$M_s [\text{kA} \cdot \text{m}^{-1}]$	$K_u [\text{J} \cdot \text{m}^{-3}]$	$A [\text{J} \cdot \text{m}^{-1}]$
0,4 (<i>cœur initial</i>)	230	1050	$8,1 \cdot 10^5$	10^{-11}
1,2	35	910	$5,3 \cdot 10^5$	$1,5 \cdot 10^{-12}$
1,4	22	890	$5,1 \cdot 10^5$	10^{-12}
1,6	13	880	$4,9 \cdot 10^5$	$0,6 \cdot 10^{-12}$

TABLE IV.3 – Valeurs du champ d'anisotropie effectif, de l'aimantation spontanée, de l'anisotropie uniaxiale et de la constante d'échange au coeur des nano-disques et nano-plaquettes pour différentes doses d'irradiation effective de films Pt/Co(5 Å)/Pt.

IV.2.4 Microscopie magnéto-optique des nano-plaquettes et nano-disques

Du fait d'un signal magnétique détecté par MFM trop faible et de la trop grande sensibilité des nano-éléments au champ rayonné par la pointe, l'intégralité des mesures magnétiques en microscopie ont été réalisées par microscopie magnéto-optique Kerr polaire. Toutes les expériences ont été réalisées dans le régime quasi-statique par comparaison des états enregistrés avant et après une impulsion de champ magnétique d'amplitude et de durée variables. Sauf mention contraire, toutes les images magnéto-optiques qui seront présentées par la suite ont été réalisées en soustrayant l'image du système saturé – image de référence – à l'image acquise après l'impulsion.

Imagerie magnéto-optique des nano-plaquettes isolées

Les difficultés rencontrées pendant ces expériences sont principalement liées à la nécessité d'augmenter le temps d'acquisition des images avec la réduction des dimensions latérales du nano-objet. Ceci requiert alors une grande stabilité mécanique du système afin de ne pas être trop sensible aux instabilités et dérives thermiques du montage. Ces derniers effets néfastes rajoutent à l'image-différence un contraste non magnétique et en diminue fortement la qualité. Afin d'obtenir un rapport signal sur bruit suffisant pour détecter le renversement de l'aimantation d'une nano-plaquette sans ambiguïté, il a été nécessaire d'accumuler de nombreux clichés avant et après l'impulsion de champ

magnétique, pour en tirer l'image magnéto-optique finale, tout en conservant un temps d'acquisition total « raisonnable » :

- 128 clichés de 3,8 secondes chacun pour les nano-disques de diamètre 130 nm (**Figure IV.9-(a)**),
- 32 clichés de 3,8 secondes chacun pour les nano-plaquettes de taille 220 nm (**Figure IV.9-(b)**),
- 8 clichés de 3,8 secondes chacun pour les nano-plaquettes de taille 420 nm (**Figure IV.9-(c)**).

Sur chacune de ces images, différents niveaux de gris apparaissent selon que l'état d'aimantation de la nano-plaquette ait été modifié ou non. Le niveau blanc correspond aux nano-éléments dont l'aimantation s'est renversée suite à l'application du champ magnétique. Le niveau gris soutenu correspond, quant à lui, aux zones paramagnétiques de l'échantillon et aux nano-plaquettes dont l'état d'aimantation n'a pas été modifié par l'application du champ. Les zones dans lesquelles l'aimantation fluctue peuvent prendre différents niveaux de gris, en fonction de la période des fluctuations par rapport au temps d'acquisition.

Rappelons que l'état d'aimantation mesuré ici est celui à la rémanence. Comme le temps d'acquisition total vaut respectivement 1 minute et 15 minutes pour les nano-plaquettes de taille 420 nm et les nano-disques, il est important de s'assurer que l'état d'aimantation mesuré correspond bien à l'état atteint après application du champ magnétique. Dès que l'on réduit les dimensions latérales (**Section IV.4.2**), aux temps longs, l'effet des fluctuations thermiques ne peut plus être négligé [BODE 04].

À titre d'exemple, et dans le cas le plus sensible, la **Figure IV.10** montre deux images magnéto-optiques du même état magnétique d'une zone donnée du réseau de nano-disques de diamètre 130 nm prises à 24 heures d'intervalle. Il apparaît que l'image magnéto-optique n'a pas évolué : pour tous les nano-disques, l'aimantation est restée stable au cours de ces 24 heures.

En partant de l'expression proposée par Brown (**Équation I.48**), le temps caractéristique τ_0 a été évalué en considérant respectivement soit le volume total du nano-disque soit le volume de son cœur :

$$\tau_0 = 2.10^{-12} \text{ s pour le nano-disque et } \tau_0 = 3.10^{-12} \text{ s pour le cœur.} \quad (\text{IV.5})$$

Ces valeurs relativement faibles de τ_0 s'expliquent par la valeur particulièrement élevée de $\alpha = 0,3$ déterminée dans des films Pt/Co(5 Å)/Pt [METAXAS 07]. En supposant valable la loi de Néel-Brown, la température de blocage au-delà de laquelle un nombre statistiquement significatif de nano-disques peut avoir changé d'état magnétique durant $\Delta t = 24 \text{ h}$ en champ nul, est donnée par :

$$T_B = \frac{K_{\text{eff}} \mathcal{V}}{k_B \ln(\Delta t / \tau_0)}. \quad (\text{IV.6})$$

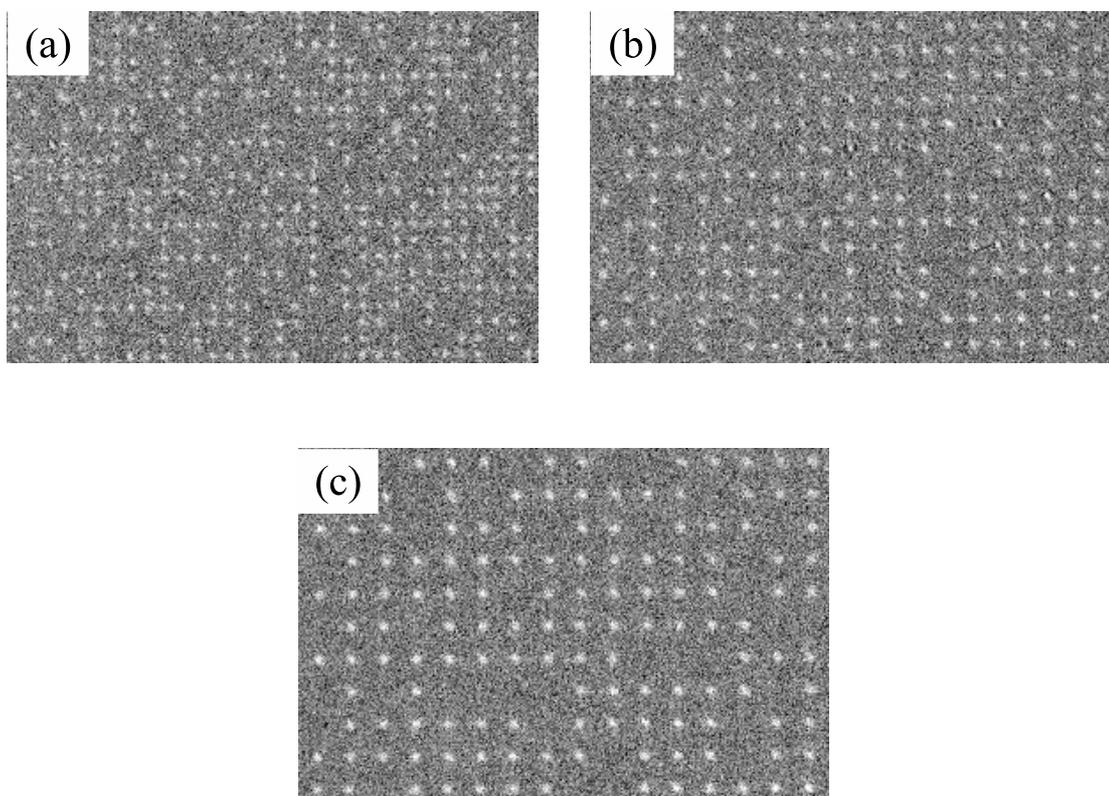


FIGURE IV.9 – Images-différences de $30 \times 20 \mu\text{m}^2$ obtenues en microscopie magnéto-optique Kerr polaire sur des réseaux (a) de nano-disques de diamètre 130 nm, (b) de nano-plaquettes de taille 220 nm et (c) de nano-plaquettes de taille 420 nm. Les états magnétiques rémanents ont été observés après application d'une impulsion de champ $\mu_0 H = 12,9 \text{ mT}$ sur un état initialement saturé sous -100 mT .

La température de blocage des nano-disques vaut alors : $T_B = 1520 \text{ K}$ et pour le cœur, $T_B = 580 \text{ K}$.

Ces deux valeurs sont nettement supérieures à la température fixée lors des expériences : $T = 303 \text{ K}$. Suite à l'impulsion de champ magnétique, l'état d'aimantation mesuré dans les nano-disques de 130 nm est donc bien l'état d'équilibre. Ceci est *a fortiori* encore plus vrai pour les nano-plaquettes de plus grandes dimensions latérales.

La microscopie magnéto-optique s'impose ici comme une technique expérimentale parfaitement adaptée à l'étude, individuelle et parallèle, du renversement de l'aimantation de chaque nano-disque et de chaque nano-plaquette de ces réseaux.

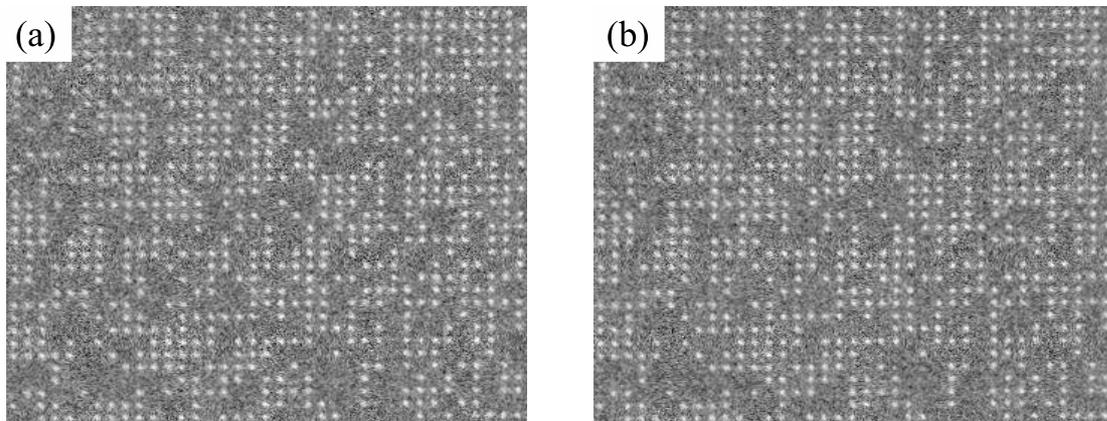


FIGURE IV.10 – Images-différences $37 \times 32 \mu\text{m}^2$ magnéto-optiques Kerr polaire de l'état magnétique des nano-disques de diamètre 130 nm à l'instant initial t_0 (a) et $t_0 + 24$ h (b).

Cycle d'hystérésis des différents réseaux de nano-plaquettes

Le champ coercitif de nano-éléments dépend de manière cruciale de la méthode de nano-structuration utilisée. Comme mentionné précédemment, le renversement de l'aimantation dans les films Pt/Co(5 Å)/Pt est initié en de rares centres de nucléation et se poursuit par propagation uniforme de parois. Dans ce cas, une nano-structuration du film en un réseau de nano-plots par un procédé de gravure classique conduit à une large distribution de coercivité [JAMET 98]. La coercivité est alors contrôlée par le champ de nucléation qui est fortement distribué dans le film.

La fabrication de réseaux de plots séparés de 20 nm par gravure avec un faisceau focalisé d'ions gallium balayé selon un réseau de lignes orthogonales est une alternative à la gravure physique globale. Dans ce cas, les bords de chaque plot sont partiellement irradiés (sur 60 à 100 nm), ce qui favorise un processus de nucléation en périphérie. Ceci a pour effet de réduire la valeur de la coercivité des plots et de diminuer sa dispersion : $\frac{\Delta H_r}{H_r} \simeq 25 \%$ pour des plots de $1 \times 1,35 \mu\text{m}^2$ [AIGN 98].

La distribution de coercivité des réseaux de nano-plaquettes, présentant aussi une couronne partiellement irradiée susceptible de favoriser la nucléation, a été testée. Si la nucléation est facile et homogène, c'est le champ de propagation de la paroi – quasiment uniforme dans le film – qui contrôle la coercivité des nano-plaquettes. Ici, la variation du nombre de nano-disques ou de nano-plaquettes dont l'aimantation s'est renversée, suite à une impulsion de champ de durée donnée, 1 seconde, en fonction de la valeur du champ appliqué permet de mesurer directement la distribution des champs coercitifs des différents nano-éléments d'un réseau. Une telle étude a été me-

née sur les nano-disques de diamètre 130 nm ainsi que sur les nano-plaquettes (Figure IV.11).

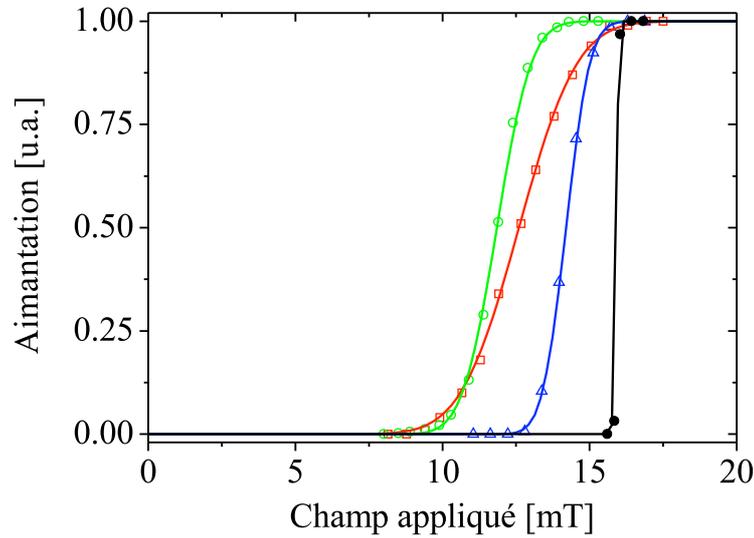


FIGURE IV.11 – Fraction de nano-plaquettes renversées en fonction du champ appliqué pour les nano-disques (\square) de diamètre 130 nm, les nano-plaquettes (\circ) de taille 220 nm et (\triangle) de taille 420 nm. La durée d’application du champ est de 1 s. Pour comparaison, l’évolution du renversement de l’aimantation du réservoir est également représentée (\bullet).

Les données ont été ajustées par la fonction d’« erreur » de Gauss : le champ de renversement H_r ainsi que la largeur de la distribution des champs de renversement ΔH_r déduits sont reportés dans le [Tableau IV.4](#) avec la largeur relative de la distribution $\frac{\Delta H_r}{H_r}$. Les champs de renversement varient peu avec la taille de la nano-plaquette. Ils sont très peu distribués et restent très faibles ($\sim 11,9$ à $14,2$ mT) devant le champ d’anisotropie effectif du cœur, égal à $\mu_0 H_{K_{\text{eff}}} = 230$ mT. Il faut noter que ce champ de renversement est toujours plus faible que pour le film originel, contrairement à la situation présentée pour des plots obtenus par des moyens plus classiques de nano-structuration, où il croît avec le confinement. Ces résultats démontrent que la technique de fabrication par irradiation permet d’obtenir de faibles champs de renversement de l’aimantation peu dispersés de plot à plot ou selon leur taille, même pour les nano-disques les plus petits.

IV.2.5 Discussion

Pour les nano-éléments dans lesquels la direction de facile aimantation est perpendiculaire au plan des couches, il n’y a pas lieu d’évoquer l’« anisotropie configuration-

	130 nm	220 nm	420 nm
H_r [mT]	12,6	11,9	14,2
ΔH_r [mT]	2,2	1,3	0,9
$\frac{\Delta H_r}{H_r}$ [%]	18	11	6

TABLE IV.4 – Champs de renversements déterminés pour chaque taille de nano-éléments irradiés (valeur moyenne, largeur de la distribution et largeur relative).

nelle » liée au champ démagnétisant, introduite par Cowburn *et al.* pour analyser l'évolution du champ de renversement en fonction de la taille du nano-élément à aimantation planaire [COWBURN 99]. Dans les films minces de Pt/Co(5 Å)/Pt irradiés, l'aimantation reste parfaitement perpendiculaire ; ainsi, l'aimantation n'a que deux états possibles \uparrow et \downarrow dans les nano-plaquettes, y compris dans la couronne. Dans les systèmes à aimantation perpendiculaire, deux types opposés de variation du champ de renversement en fonction de la taille latérale des nano-structures ont pu être observés :

- Pour des réseaux de nano-plots de nickel fabriqués par lithographie optique interférentielle, le champ de renversement des plus petits nano-plots décroît en réduisant leur taille [ROSS 00]. Ceci est lié à l'apparition du superparamagnétisme lorsque l'on diminue les dimensions latérales des nano-plots qui, dans ce cas, sont des pyramides.

- La majeure partie des évolutions rapportées dans la littérature concerne des nano-éléments polycristallins [JAMET 98, THOMSON 06, BOUKARI 08]. En particulier, Thomson *et al.* ont montré par MFM que le champ de renversement de multicouches de type [Co(0,33 nm)/Pd(0,96 nm)]₈ augmente fortement avec la réduction des dimensions latérales des nano-éléments : il passe de 180 mT pour des plots ayant un diamètre de 5 μm à 620 mT pour des nano-plots de 50 nm de diamètre ; cette dernière valeur est proche de celle du champ d'anisotropie, égal à 1 T. Cette augmentation de la valeur moyenne du champ de renversement s'accompagne de l'augmentation de la largeur de sa distribution qui avoisine 80 mT pour des plots de 50 nm de diamètre. Ce comportement est ici attribué à la structure granulaire de l'échantillon, les auteurs concluent que le champ de renversement est d'autant plus grand que le nombre de grains contenus dans un nano-plot est limité.

Le mécanisme de renversement proposé pour rendre compte d'une augmentation du champ coercitif avec la diminution de la taille des plots magnétiques fait intervenir deux processus successifs [JAMET 98] :

- (i) la nucléation d'un petit domaine d'aimantation parallèle au sens du champ appliqué dont la dimension latérale est fixée par la taille des grains. Dans ce cas, la coercivité de chaque nano-élément est contrôlée par le champ de nucléation très distribué sur le film, ce qui provoque une augmentation du champ coercitif par réduction de la taille,

(ii) la propagation de la paroi du domaine nucléé.

En revanche, dans les nano-plaquettes étudiées ici, le champ de renversement varie très peu avec la réduction des dimensions latérales. De plus, le champ de renversement mesuré sur une assemblée de nano-disques de 130 nm de diamètre est plus faible ($H_r = 12,6$ mT) que le champ de renversement ($H_r = 16,0$ mT) dans le réservoir témoin. Ce comportement privilégié permet d'affirmer que la nucléation sous champ est aisée, et que le champ coercitif des nano-plaquettes est contrôlé par la propagation de parois.

Dans la suite de cette étude, les mécanismes de renversement de l'aimantation dans les nano-plaquettes de taille 420 nm, puis dans les nano-disques de diamètre 130 nm seront étudiés en détail. Une attention toute particulière sera ainsi portée à la détermination des lois de probabilité de non-renversement de l'aimantation dans chaque nano-plaquette ou nano-disque. Ces lois permettent de déterminer l'unicité ou la pluralité des processus mis en jeu lors du renversement de l'aimantation dans ces nano-éléments.

IV.3 Renversement de l'aimantation dans les nano-plaquettes de taille latérale 420 nm

Divers critères ont été proposés afin de prédire les conditions permettant d'observer un renversement cohérent de l'aimantation [KONDORSKII 52, BROWN 57, BRAUN 93, AHARONI 01]. L'ensemble de ces résultats montre que la dimension latérale sur laquelle le renversement de l'aimantation peut être cohérent est de l'ordre de grandeur de la longueur $\pi\delta_{\text{ech}}$.

Dans le système Pt/Co(5 Å)/Pt, avec l'hypothèse d'une décroissance exponentielle de l'anisotropie et de la constante d'échange en fonction de la dose en ions hélium, la longueur d'échange, $\delta_{\text{ech}} \sim 4 \pm 1$ nm, est indépendante de la dose. *A priori*, ces nano-disques et nano-plaquettes ne répondent pas aux critères de tailles admis pour présenter un renversement de l'aimantation cohérent, et ce dernier doit donc s'opérer via le franchissement de plusieurs barrières d'énergie. Nous allons vérifier cette conjecture.

IV.3.1 Loi de probabilité de non-renversement de l'aimantation

Dans le régime thermiquement activé, le processus de renversement est stochastique et caractérisé par une loi de probabilité. Afin de tester si une ou plusieurs barrières d'énergie sont franchies lors du renversement de l'aimantation, c'est-à-dire le nombre de processus impliqués, il faut déterminer la loi de probabilité de non-renversement de l'aimantation. Dans le cas où un seul processus est mis en jeu, c'est-à-dire où une seule barrière d'énergie doit être franchie, la loi de probabilité de non-renversement suit une

loi exponentielle en fonction du temps (**Chapitre I**) :

$$P(t) = \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right), \quad (\text{IV.7})$$

τ étant le temps caractéristique de renversement de l'aimantation.

Stabilité de l'aimantation dans les nano-plaquettes de 420 nm

Pour toutes les doses d'irradiation utilisées, un état d'aimantation donné reste stable, au moins sur plusieurs heures. Les températures de blocage prédites en supposant une unique barrière d'énergie pour un processus cohérent sont reportées dans le **Tableau IV.5**. Elles sont suffisamment élevées pour pouvoir étudier la probabilité de non-renversement des nano-plaquettes sous champ appliqué.

d [10 ¹⁶ He ⁺ .cm ⁻²]	0,4	1,2	1,4	1,6
τ_0 [ps]	2	32	65	145
T_B [K]	13890	2060	1410	840

TABLE IV.5 – τ_0 calculé d'après Brown (**Équation I.48**) et température de blocage attendue, en champ nul, pour les nano-plaquettes de 420 nm en faisant l'hypothèse simplificatrice d'un renversement cohérent.

Protocole expérimental

La microscopie magnéto-optique en configuration Kerr polaire est parfaitement adaptée à la détermination de la loi de probabilité de non-renversement de l'aimantation d'un nano-élément unique. L'avantage de la microscopie, en particulier optique, est de pouvoir faire cette étude en parallèle sur une assemblée de nano-éléments, ce qui permet de pouvoir répondre à la question toujours sous-jacente de la représentativité d'un objet unique au sein d'une communauté (**Figure IV.12-(a)**).

Afin de prendre correctement en compte le caractère aléatoire du renversement thermiquement activé, on doit répéter N fois la même expérience. N est fixé à 20 afin que la durée totale des expériences reste raisonnable (**Figure IV.12-(b)**). En revanche, à condition de reproductibilité du processus de renversement de l'aimantation dans chaque nano-élément, on peut profiter du parallélisme de l'optique pour multiplier le nombre de mesures N par le nombre total de nano-plaquettes (N' = 144) étudiées simultanément. L'expérience est réalisée sous champ magnétique constant, la durée de l'impulsion en champ variant entre 100 ns et 25 μ s. Pour une durée d'impulsion donnée, on réalise 20 images-différences (image après application du champ soustraite de l'image saturée sous champ). Pour chaque image, l'état magnétique de chaque nano-plaquette est déterminé.

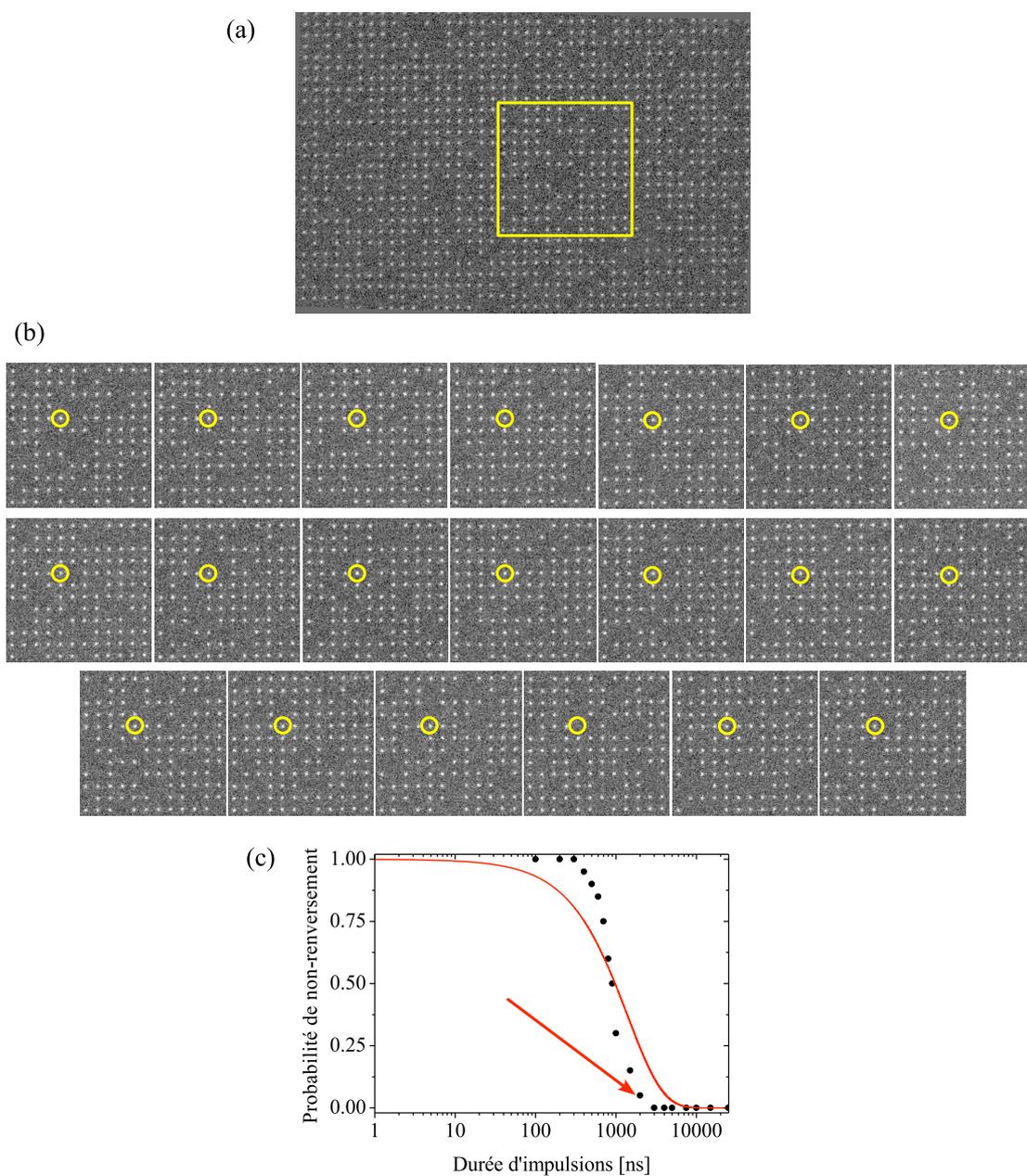


FIGURE IV.12 – (a) Image magnéto-optique obtenue sur une partie du réseau de nano-plaquettes de taille 420 nm, irradiées sous $4 \cdot 10^{15} \text{ He}^+ \cdot \text{cm}^{-2}$, suite à une impulsion de champ de 18 mT et de durée $2 \mu\text{s}$. (b) Série de 20 images-différences magnéto-optiques correspondant à la zone délimitée en jaune sur (a). On peut alors suivre le comportement individuel de chaque nano-plaquette (par exemple, celle entourée de jaune) et (c) déterminer (flèche rouge) sa probabilité de non-renversement. En modifiant Δt , on obtient la loi de probabilité de non-renversement de l'aimantation de cette nano-plaquette (\bullet), que l'on peut comparer à une loi exponentielle ($-$).

Une valeur de la probabilité de non-renversement de l'aimantation est alors déduite pour chacune des nano-plaquettes sur les 20 images et pour la durée d'impulsion considérée (Flèche sur la Figure IV.12-(c)). En faisant varier la durée d'impulsion du champ magnétique, il est possible de tracer la loi de probabilité de non-renversement de l'aimantation pour chaque nano-plaquette et de la comparer à une loi exponentielle prédite pour un renversement cohérent de l'aimantation (Figure IV.12-(c)).

Résultats

Les lois de probabilité de non-renversement ont ainsi été déterminées pour les nano-plaquettes de 420 nm de diamètre Figure IV.13, pour les 4 doses rappelées dans le Tableau IV.5.

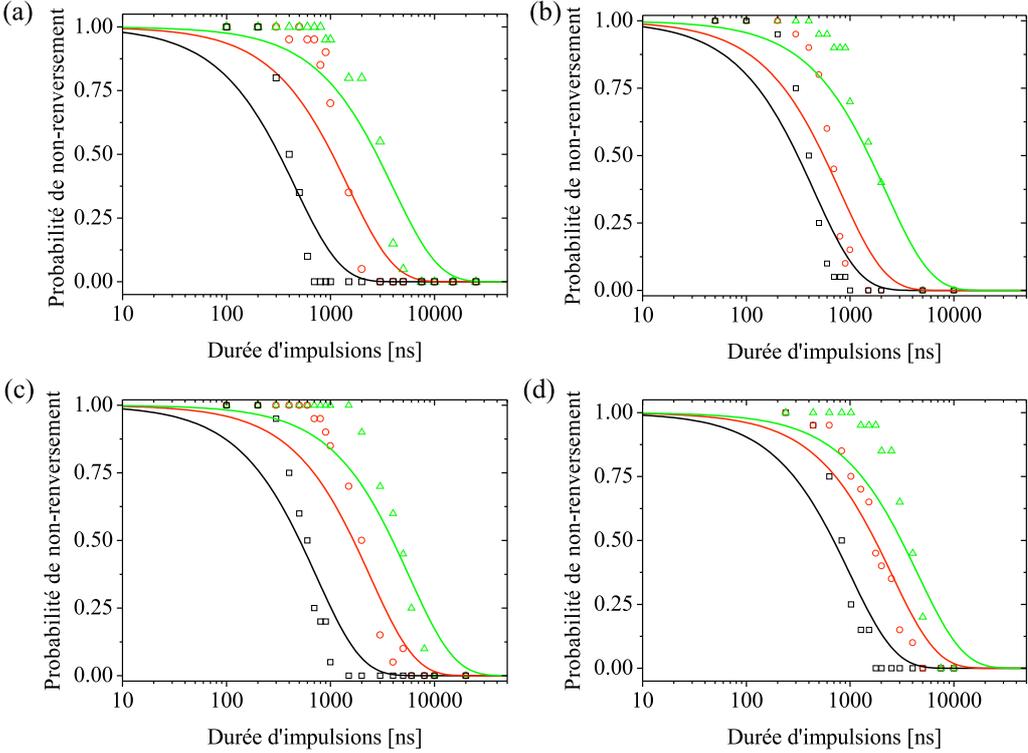


FIGURE IV.13 – Probabilité de non-renversement de l'aimantation en fonction de la durée d'impulsion pour des nano-plaquettes de taille 420 nm irradiées sous (a) $4.10^{15} \text{ He}^+ \cdot \text{cm}^{-2}$, (b) $1,2.10^{16} \text{ He}^+ \cdot \text{cm}^{-2}$, (c) $1,4.10^{16} \text{ He}^+ \cdot \text{cm}^{-2}$ et (d) $1,6.10^{16} \text{ He}^+ \cdot \text{cm}^{-2}$. Les symboles (\square , \circ , \triangle) correspondent aux résultats obtenus sur trois nano-plaquettes différentes ; les lois exponentielles sont tracées sur le même graphe.

L'amplitude de l'impulsion de champ magnétique a été choisie de telle sorte que la transition entre le régime où l'aimantation ne se renverse « jamais » ($P(\Delta t) = 1$) et le régime où l'aimantation se renverse « toujours » ($P(\Delta t) = 0$) ait lieu sur une gamme de durées d'impulsion entre 100 ns et 25 μ s. Les valeurs du champ appliqué sont respectivement :

$$\begin{aligned}
 H &= (15,6 \pm 0,4) \text{ mT} & \text{pour} & \quad 4.10^{15} \text{ He}^+.\text{cm}^{-2} \\
 H &= (10,3 \pm 0,4) \text{ mT} & \text{pour} & \quad 1,2.10^{16} \text{ He}^+.\text{cm}^{-2} \\
 H &= (7,6 \pm 0,4) \text{ mT} & \text{pour} & \quad 1,4.10^{16} \text{ He}^+.\text{cm}^{-2} \\
 H &= (6,0 \pm 0,2) \text{ mT} & \text{pour} & \quad 1,6.10^{16} \text{ He}^+.\text{cm}^{-2}
 \end{aligned} \tag{IV.8}$$

Sur la [Figure IV.13](#), est représentée la probabilité de non-renversement de l'aimantation pour trois nano-plaquettes distinctes et pour chaque dose d'irradiation. Afin de rendre compte de la dispersion des comportements représentatifs de chaque assemblée de nano-plaquettes irradiées à différentes doses, les trois nano-plaquettes type ont été sélectionnées pour représenter un renversement de l'aimantation avec des temps caractéristiques plus ou moins longs. Sur la [Figure IV.13](#), on compare les données expérimentales à une loi exponentielle de même temps caractéristique τ à $1/e$. Quelles que soient la nano-plaquette étudiée et la dose d'irradiation ionique, les points expérimentaux ne peuvent absolument pas être ajustés par une loi exponentielle. La probabilité de non-renversement des plots varie de manière beaucoup plus brutale avec Δt qu'une exponentielle. Aux temps courts, $\Delta t < \tau$, la probabilité de non-renversement est toujours supérieure à la valeur attendue dans le cas d'un mécanisme unique alors qu'elle est plus faible aux temps longs.

IV.3.2 Discussion

Ces résultats expérimentaux concernant une loi de probabilité non exponentielle attestent d'un renversement de l'aimantation complexe. Une loi de probabilité de non-renversement de l'aimantation dite « exponentielle étirée » a dû être utilisée afin de les ajuster :

$$P(t) = \exp\left(-\left(\frac{t}{\tau}\right)^\beta\right) \tag{IV.9}$$

Barrières d'énergie franchies en parallèle — $\beta < 1$

Lederman *et al.* [LEDERMAN 93] ont montré que, dans l'hypothèse où plusieurs barrières d'énergie sont franchies en parallèle, la loi de probabilité de non-renversement expérimentale $P(t)$ doit être telle que :

$$\begin{aligned}
 P(t) &< \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right) & \text{si } t \ll \tau \\
 P(t) &> \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right) & \text{si } t \gg \tau,
 \end{aligned} \tag{IV.10}$$

τ étant le temps caractéristique obtenu à partir du meilleur ajustement avec une loi exponentielle. Ce type de loi est analogue à une loi de probabilité du type « exponentielle étirée » avec $\beta < 1$. Ce comportement a été mis en évidence dans des nano-fils de cobalt ou de nickel dont le diamètre excède 2 fois la longueur d'échange [WERNSDORFER 96, WERNSDORFER 97b]. Ils attribuent alors les valeurs de $\beta < 1$ à une dispersion des différentes barrières d'énergie qui peuvent être franchies en parallèle dans ces nano-fils.

Les lois de probabilité déterminées expérimentalement pour les nano-plaquettes de taille latérale 420 nm sont en désaccord avec ces prédictions ; l'hypothèse d'un renversement de l'aimantation faisant intervenir le franchissement de plusieurs barrières en parallèle, telles que des nucléations simultanées dans une nano-plaquette, est donc à rejeter.

Barrières d'énergie franchies successivement — $\beta > 1$

Le second schéma proposé est celui d'un renversement de l'aimantation impliquant le franchissement successif de n barrières d'énergie ΔE_i . Ce schéma de renversement de l'aimantation a déjà été proposé par S. Lemerle [LEMERLE 98, FERRÉ 02] pour analyser la probabilité de nucléation dans des films de Pt/Co(5 Å)/Pt ($n = 3$), puis par Attané *et al.* [ATTANE 06] pour interpréter le dépiégeage thermiquement activé d'une paroi de domaines sur des micro-mâcles de FePt ($n = 2$).

Illustrons-le dans le cas de deux barrières successives. Ces barrières correspondent respectivement au passage de l'état d'aimantation initial saturé \uparrow à un état intermédiaire métastable, et de cet état métastable à l'état final saturé \downarrow (Figure IV.14).

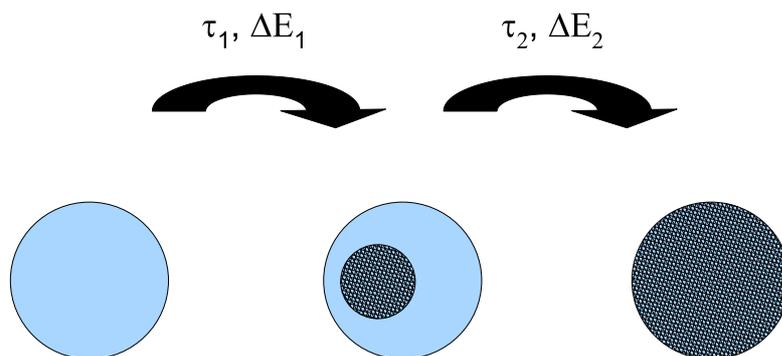


FIGURE IV.14 – Schéma du renversement de l'aimantation impliquant le franchissement de deux barrières d'énergie successives. La première barrière est associée à la nucléation d'un domaine magnétique en équilibre métastable tandis que le franchissement de la seconde barrière permet la propagation de la paroi afin de renverser l'aimantation de toute la nano-plaquette.

En supposant que le franchissement de chaque barrière ΔE_i se fait selon une loi d'Arrhenius - van't Hoff avec un temps caractéristique τ_i , les lois de probabilité attendues s'écrivent respectivement :

$$P(t) = \exp\left(\frac{-t}{\tau_1}\right) + \frac{\tau_2}{\tau_2 - \tau_1} \exp\left(\frac{-t}{\tau_2}\right) \left(1 - \exp\left(\frac{-t(\tau_2 - \tau_1)}{\tau_1 \tau_2}\right)\right) \quad \text{si } n = 2 \quad (\text{IV.11})$$

et

$$P(t) = \exp\left(\frac{-t}{\tau_1}\right) - \frac{\tau_2^2}{(\tau_3 - \tau_2)(\tau_2 - \tau_1)} \exp\left(\frac{-t}{\tau_2}\right) \left(1 - \exp\left(\frac{-t(\tau_2 - \tau_1)}{\tau_1 \tau_2}\right)\right) + \frac{\tau_3^2}{(\tau_3 - \tau_2)(\tau_3 - \tau_1)} \exp\left(\frac{-t}{\tau_3}\right) \left(1 - \exp\left(\frac{-t(\tau_3 - \tau_1)}{\tau_1 \tau_3}\right)\right) \quad \text{si } n = 3 \quad (\text{IV.12})$$

Valeur de β dans les nano-plaquettes

Pour chaque dose d'irradiation, la distribution des valeurs de β a été déterminée ; elle est représentée en **Figure IV.15-(a)**. À la plus faible dose, $4 \cdot 10^{15} \text{ He}^+ \cdot \text{cm}^{-2}$, la distribution des valeurs de β peut être ajustée approximativement par une gaussienne, de largeur à mi-hauteur égale à 1, centrée autour de $\beta = 2,6$. Lorsque la dose d'irradiation augmente, la valeur moyenne de β diminue et tend vers 2. La largeur de la distribution diminue elle aussi et vaut 0,6 pour la dose la plus élevée ($16 \cdot 10^{15} \text{ He}^+ \cdot \text{cm}^{-2}$).

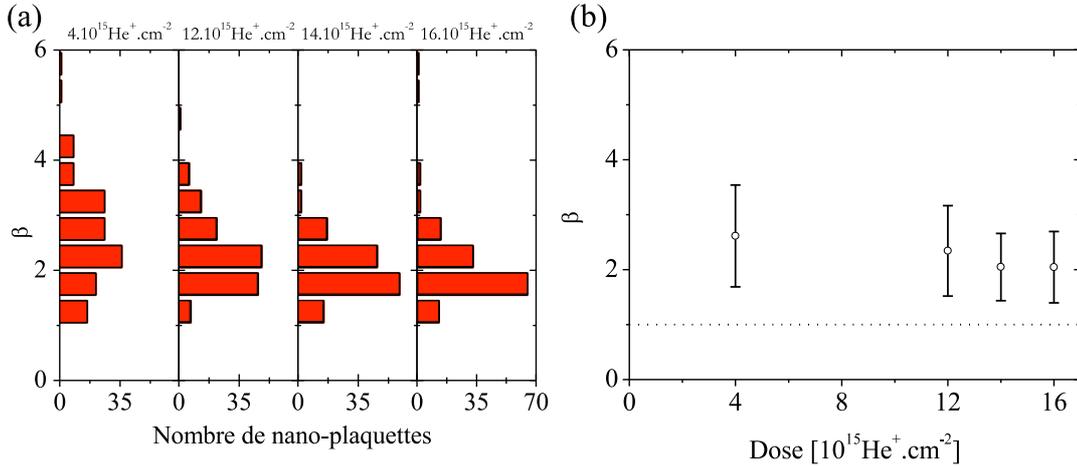


FIGURE IV.15 – (a) Distribution des valeurs de l'exposant β déterminées sur les 144 nano-plaquettes de taille 420 nm aux différentes doses d'irradiation. (b) Variation de la valeur moyenne et de la largeur des distributions de β .

De telles valeurs de β ont déjà été reportées par Lederman *et al.* [LEDERMAN 94] lors de l'étude du renversement thermiquement activé de l'aimantation dans des nanoparticules ellipsoïdales de γ -Fe₂O₃. Pour ces nano-particules, les valeurs de β sont comprises entre 2 et 7. Fatuzzo a montré que, dans le cas d'un renversement multidomaines, la loi de probabilité de non-renversement de l'aimantation devient non exponentielle, et qu'une valeur de $\beta = 3$ peut être obtenue [FATUZZO 62]. La diminution de β avec la dose (**Figure IV.15-(b)**) tend à montrer qu'une irradiation aux ions hélium permet d'homogénéiser les renversements d'aimantation. Ceci peut s'expliquer par une augmentation du rapport température de travail sur température de blocage ; les fluctuations thermiques deviennent alors plus efficaces et permettent de « gommer » les barrières d'énergie, si nombreuses soient elles.

Dans les nano-plaquettes, suffisamment larges de taille latérale 420 nm, obtenues par l'irradiation aux ions hélium, **la loi de probabilité de non-renversement de l'aimantation est non exponentielle**, ce qui implique plusieurs barrières d'énergie et plusieurs processus. À toutes les doses d'irradiation considérées, cette loi **ne peut pas être expliquée par plusieurs processus agissant en parallèle**. Dans l'hypothèse de barrières franchies successivement, **il n'est pas possible à ce stade de conclure quant au nombre et à la nature des processus** mis en jeu.

IV.4 Renversement de l'aimantation dans les nano-disques de diamètre 130 nm

Seuls des nano-éléments de taille inférieure à ceux présentés dans la section précédente sont susceptibles de mettre en jeu un processus unique lors du renversement de leur aimantation. Tant les résultats expérimentaux de W. Wernsdorfer sur la nucléation d'un domaine par le franchissement d'une unique barrière dans un nano-fil [WERNSDORFER 96], que ceux concernant le renversement cohérent de l'aimantation d'une nano-particule sphérique de cobalt [WERNSDORFER 97a] suggèrent qu'il est pour cela nécessaire d'étudier des nano-structures de dimensions latérales du même ordre de grandeur que la longueur d'échange.

Il ressort de l'étude présentée dans cette dernière section que seul un unique processus contrôle le renversement de l'aimantation dans les nano-disques de Pt/Co(5 Å)/Pt bien que leur diamètre excède de beaucoup la longueur d'échange. Ce paradoxe a pu être levé en considérant le détail de la structure magnétique d'un tel nano-disque, constitué d'un cœur magnétique dur homogène entouré d'une couronne magnétique douce. Suite à l'étude du renversement de l'aimantation dans de tels nano-disques, les

premiers résultats concernant le comportement superparamagnétique à température ambiante de ces nano-disques, lorsqu'ils ont été soumis à une irradiation supplémentaire globale, seront présentés.

IV.4.1 Écart au comportement macrospin

Loi de probabilité de non-renversement de l'aimantation

L'état d'aimantation de nano-disques de diamètre 130 nm, dont le cœur est irradié sous une dose de $4.10^{15} \text{ He}^+ \cdot \text{cm}^{-2}$, est stable sur une durée d'au moins 24 heures (Figure IV.10). Comme pour les nano-plaquettes de taille 420 nm, il est donc possible d'étudier la loi de probabilité de non-renversement de l'aimantation en fonction de la durée des impulsions de champ magnétique appliquées. Pour cette étude, ces impulsions d'amplitude égale à 24 mT ont une durée variable, entre 100 ns et 25 μs .

La même procédure que celle utilisée pour les nano-plaquettes de taille 420 nm a donc été appliquée. Seuls 100 nano-disques ont été étudiés simultanément. La Figure IV.16 représente les lois de probabilité de non-renversement déterminées individuellement pour 4 nano-disques choisis de façon à être représentatifs de l'assemblée étudiée.

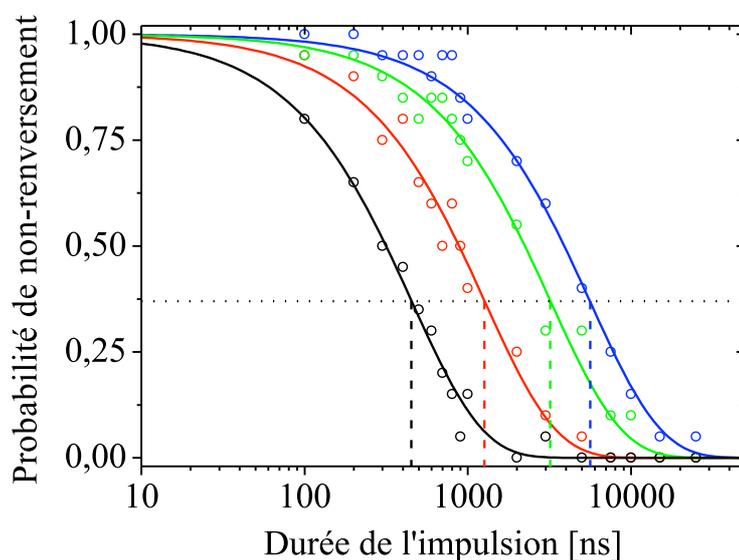


FIGURE IV.16 – Loi de probabilité de non-renversement de l'aimantation dans des nano-disques de 130 nm de diamètre, pour 4 nano-disques représentatifs de l'assemblée étudiée.

Les points de mesure se placent régulièrement sur une courbe correspondant à une loi de probabilité exponentielle :

$$P(t) = \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right). \tag{IV.13}$$

L'ajustement des résultats par cette loi exponentielle est excellent pour les 4 nano-disques de 130 nm de diamètre présentés (Figure IV.16) ; il en est de même pour les 96 autres.

Il est donc possible de déterminer le temps caractéristique de renversement τ à partir de l'ajustement de la loi de probabilité pour chaque nano-disque. Pour les plots discutés ici, les temps caractéristiques valent $\tau = 450$ ns, 1150 ns, 3100 ns et 5500 ns. Partant de la loi d'Arrhenius-van't Hoff (Équation I.40), pour chaque nano-disque la barrière d'énergie d'activation est évaluée. La valeur $\tau_0 = 2.10^{-12}$ s, calculée à partir de la formule de Brown (Équation I.48), est discutée en Section IV.2.4. La valeur moyenne de la hauteur de barrière est égale à 0,34 eV avec une largeur de distribution égale à 0,04 eV sous un champ appliqué de 24 mT (Figure IV.17). La dispersion de la barrière d'énergie est donc particulièrement étroite. Elle est sans aucun doute reliée à la faible dispersion de taille et des paramètres magnétiques des nano-disques.

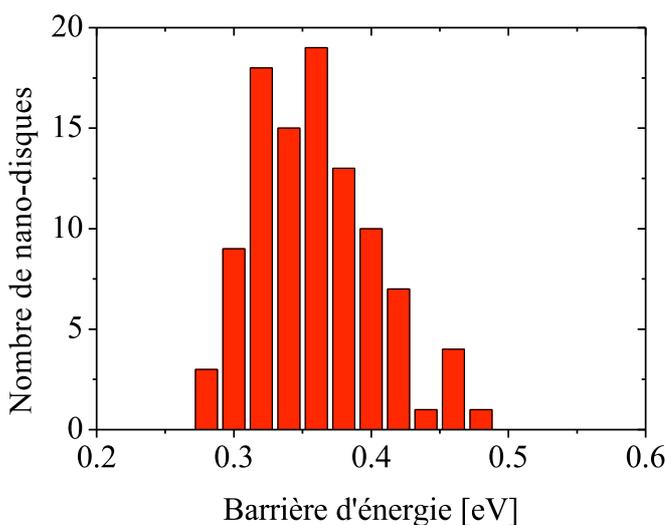


FIGURE IV.17 – Distribution de la hauteur de la barrière d'énergie à franchir dans les nano-disques de Pt/Co(5 Å)/Pt de diamètre 130 nm pour un champ de 24 mT.

En conclusion, le renversement de l'aimantation dans les **nano-disques de 130 nm de diamètre** implique **un seul processus thermiquement activé** et correspond au franchissement d'**une seule barrière d'activation caractérisée par un unique temps τ** .

Variation du champ de renversement avec la durée d'impulsion

Le renversement de l'aimantation n'impliquant qu'un seul mécanisme, il est maintenant nécessaire de spécifier la nature de ce renversement. Pour cela, il faut déterminer, en fonction de l'amplitude du champ magnétique appliqué, la variation du temps caractéristique τ et donc de la barrière d'énergie pour chaque nano-disque.

Compte tenu de la durée de chaque mesure, il était illusoire de déterminer la loi de probabilité de non-renversement de l'aimantation en fonction du temps pour un nombre élevé de valeurs de champ magnétique.

De façon équivalente, la variation du champ de renversement en fonction de la durée d'application du champ a été déterminée pour préciser le mécanisme mis en jeu.

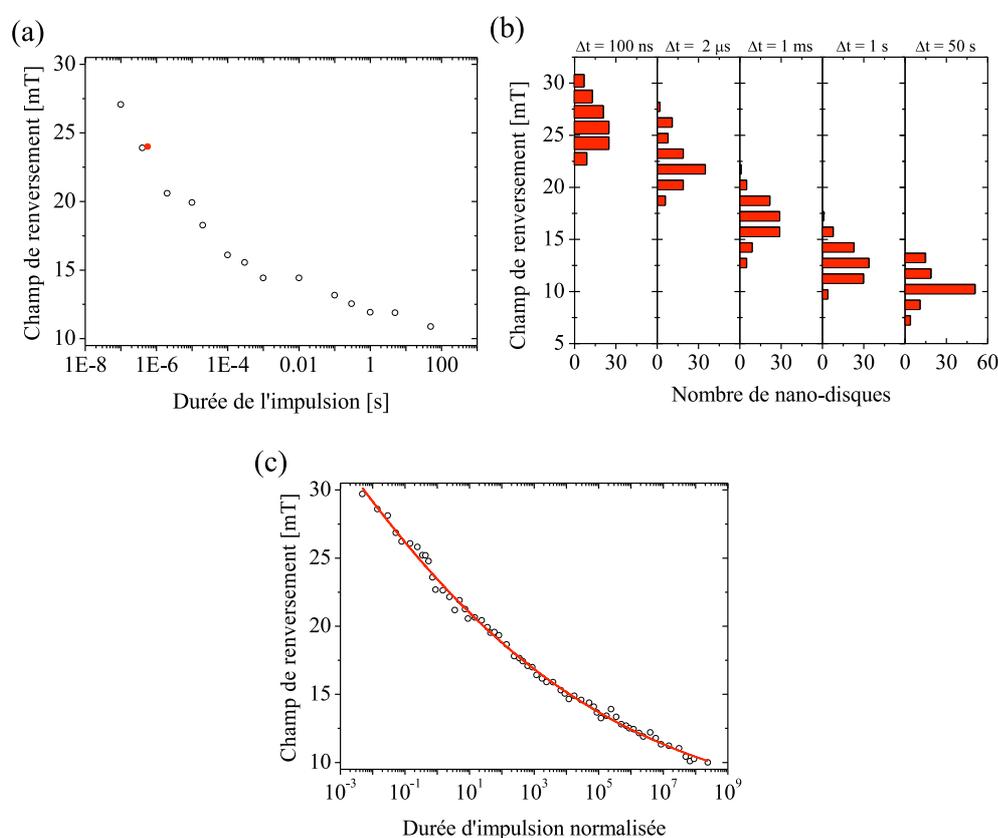


FIGURE IV.18 – (a) Exemple de variation du champ de renversement de l'aimantation en fonction de la durée d'impulsion d'un nano-disque dont la barrière d'énergie est égale à 0,30 eV pour $\mu_0 H = 24$ mT. (b) Distribution des champs de renversement pour différentes durées d'impulsion de champ Δt . (c) Variation du champ de renversement des nano-disques en fonction de la durée d'impulsion normalisée. Tous les points se superposent sur une même courbe maîtresse (—).

Le protocole expérimental consiste, pour une durée d'impulsion Δt de champ fixée, à :

- (1) saturer le réseau de nano-disques en fort champ,
- (2) appliquer une impulsion de champ de signe inverse et d'amplitude donnée,
- (3) déterminer les nano-disques pour lesquels l'aimantation s'est renversée.

En répétant ce protocole et en augmentant l'amplitude de l'impulsion de champ, il est alors possible de déterminer, pour chaque nano-disque, le champ à partir duquel l'aimantation se renverse toujours pour une durée d'impulsion fixée. La variation du champ de renversement d'un nano-disque particulier en fonction de la durée d'impulsion est présentée en [Figure IV.18-\(a\)](#).

Le bon accord entre la valeur du temps caractéristique τ déterminée à partir de la loi de probabilité de non-renversement pour $\mu_0 H = 24$ mT (disque plein de la [Figure IV.18-\(a\)](#)) et les résultats obtenus par cette méthode justifie le choix de ce protocole pour déterminer la variation du champ de renversement. Pour des impulsions d'une durée Δt comprise entre 100 ns et 50 s, le champ de renversement varie entre 8 mT et 34 mT, mais reste néanmoins très faible devant le champ d'anisotropie du cœur du nano-disque, 230 mT ([Tableau IV.3](#)). En outre, la largeur de la distribution des champs de renversement de l'assemblée de nano-disques reste faible devant la valeur moyenne du champ de renversement : elle varie de 1,4 mT pour $\Delta t = 50$ s à 2,5 mT pour $\Delta t = 100$ ns ([Figure IV.18-\(b\)](#)).

Afin de comparer le renversement de l'aimantation dans les différents nano-disques, les durées d'impulsion sont normalisées par le temps caractéristique τ déterminé précédemment à $\mu_0 H = 24$ mT, et ceci pour chaque nano-disque ([Figure IV.17-a](#)). Il est remarquable que les variations du champ de renversement de l'aimantation de chaque nano-disque en fonction de Δt se superposent sur une même courbe maîtresse, représentée en [Figure IV.18-\(c\)](#). Ceci prouve incontestablement que le mode de renversement de l'aimantation est le même dans tous les nano-disques.

Le modèle du macrospin

À partir de la variation du champ de renversement de l'aimantation en fonction de la durée d'impulsion du champ magnétique Δt , l'énergie d'activation de ce mode de renversement est accessible, d'après la loi d'Arrhenius-van't Hoff. Ainsi, son évolution en fonction du champ appliqué est comparée avec celles prédites pour différents modes de renversement envisageables dans ces nano-disques de Pt/Co(5 Å)/Pt.

Anisotropie effective du nano-disque Dans ce modèle, tous les moments du volume magnétique considéré restent alignés entre eux et suivent un mouvement de précession autour du champ effectif, somme des champs appliqué et d'anisotropie [LARAOUÏ 07]. Sur la [Figure IV.19](#), est représentée la variation de la barrière d'énergie en fonction du champ magnétique. La courbe en trait plein noir représente la dépen-

dance sous champ de la barrière d'énergie ΔE_{cohe} (Équation IV.14) prévue par le modèle de Néel-Brown [NÉEL 49, BROWN 63] en considérant une anisotropie \mathcal{K} homogène dans tout le volume \mathcal{V} du nano-disque (Chapitre I), de valeur égale à celle déterminée pour son cœur¹ :

$$\Delta E_{\text{cohe}} = \mathcal{K}\mathcal{V} \left(1 - \frac{H}{H_{\mathcal{K}}}\right)^2. \quad (\text{IV.14})$$

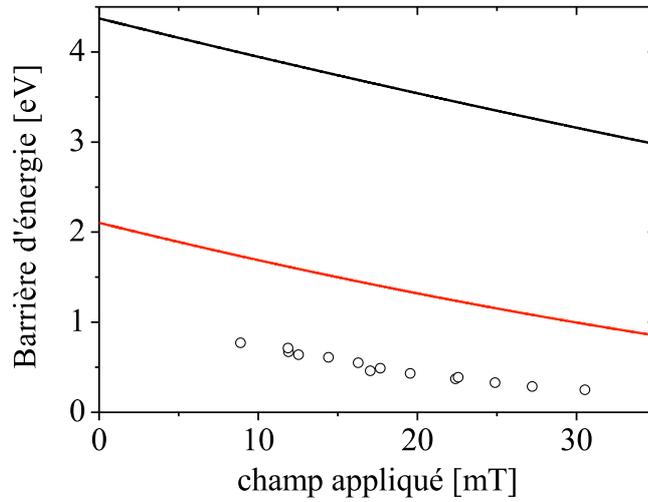


FIGURE IV.19 – Comparaison entre les variations sous champ des barrières d'énergie déterminées expérimentalement (○) et calculées dans le modèle du macrospin pour \mathcal{K} homogène dans tout le volume du nano-disque (—) et dans un modèle macrospin considérant une anisotropie effective $\bar{\mathcal{K}}$ qui prend en compte la couronne douce à la périphérie (—).

Conformément à ce que l'on pouvait intuitivement de par l'omission de la couronne plus douce en périphérie, la barrière d'énergie calculée est bien trop élevée par rapport aux données expérimentales (courbe noire de la Figure IV.19) – environ un ordre de grandeur pour un champ de 20 mT – et ne permet pas non plus de rendre compte de la concavité de sa variation sous champ. Afin de prendre en compte la décroissance exponentielle de l'anisotropie dans la couronne en périphérie du nano-disque, nous pouvons définir une anisotropie effective moyenne $\bar{\mathcal{K}}$ dans le nano-disque telle que :

$$\bar{\mathcal{K}} \times \pi R_{\text{ext}}^2 e = e \int_0^{R_{\text{ext}}} \mathcal{K}(r) r dr \int_0^{2\pi} d\theta \quad (\text{IV.15})$$

1. Compte tenu du rapport d'aspect du nano-disque, les corrections dues à l'anisotropie démagnétisante sont inférieures à 1 % et sont donc négligeables devant les barres d'erreur (10 %) sur les valeurs de M_s et de K_{eff} .

où $\mathcal{K}(r)$ suit une décroissance exponentielle dans la couronne (Section IV.2.3) et e est l'épaisseur du film Pt/Co(5 Å)/Pt. $\bar{\mathcal{K}}$ vaut alors $5,1 \cdot 10^4 \text{ J} \cdot \text{m}^{-3}$. La valeur de la barrière est diminuée mais de nouveau la dépendance en champ et les valeurs expérimentales ne peuvent pas être reproduites dans l'hypothèse du renversement cohérent (courbe rouge de la Figure IV.19).

Ce résultat est en accord avec les prédictions théoriques selon lesquelles un renversement cohérent de l'aimantation ne peut être observé dans un volume magnétique qu'à la condition que ses dimensions latérales soient au plus de l'ordre de grandeur d'une longueur caractéristique du micromagnétisme. Par ailleurs, il n'est pas surprenant que dans un tel nano-disque, composé d'un cœur homogène et d'une couronne où les grandeurs micromagnétiques diminuent continûment du centre à la périphérie, l'aimantation ne se renverse pas de façon cohérente, la couronne servant alors de réservoir de nucléation.

Influence de la valeur de τ_0 L'estimation des barrières d'énergie à partir des mesures du champ de renversement en fonction de la durée d'impulsion du champ magnétique impose de connaître la valeur de τ_0 . Jusqu'ici, la valeur de τ_0 considérée était celle estimée à partir de l'expression de Brown, uniquement valable dans le cas d'un renversement cohérent. Pourtant, un tel processus mettrait en jeu des barrières d'énergie nettement plus hautes que celles qui ont été déduites des valeurs expérimentales. À titre indicatif, pour parvenir à un accord entre les mesures, le produit $\bar{\mathcal{K}}V$ et les barrières d'énergie prédites par le modèle de renversement cohérent, il faut prendre $\tau_0 \sim 10^{-25} \text{ s}$, valeur complètement irréaliste.

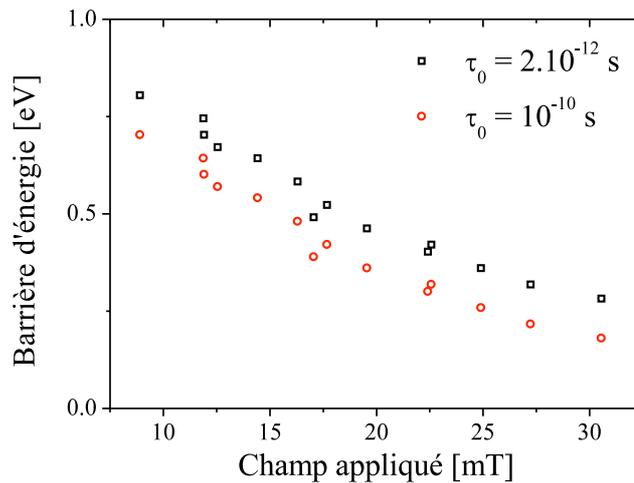


FIGURE IV.20 – Influence de la valeur du temps τ_0 sur les valeurs des barrières d'énergie déduites des mesures du champ de renversement en fonction de la durée d'impulsion.

Le modèle du renversement cohérent de l'aimantation ne permet donc pas d'expliquer ces résultats. Il semble donc raisonnable de supposer que le renversement s'effectue par propagation d'une paroi de domaines et que la dynamique sous-jacente du renversement est liée à celle de la paroi. Les temps caractéristiques τ_0 sont alors ceux qui contrôlent la dynamique de la structure interne de la paroi. La longueur caractéristique du piégeage ~ 40 nm [REPAIN 04] est comparable au diamètre du nano-disque. Supposons que la paroi se déplace dans un milieu où les défauts ne sont pas pertinents. Il est alors possible de donner un ordre de grandeur du temps caractéristique de propagation de parois à partir du modèle 1D. Partant de la valeur du paramètre $\alpha \sim 0,3$ [METAXAS 07] et compte tenu du diamètre des nano-disques, le champ de Walker $\mu_0 H_W$ est de l'ordre de 4 mT [MOUGIN 07]. Sur toute la gamme de champs étudiée (8 mT - 30 mT), le déplacement de paroi s'effectue donc dans le régime précessionnel pour lequel la configuration interne de la paroi varie continûment entre une configuration de type Bloch et une configuration de type Néel avec un temps caractéristique $\tau = \frac{1 + \alpha^2}{|\gamma| \mu_0 H}$ de l'ordre de 10^{-10} s. En prenant $\tau_0 = 10^{-10}$ s, les valeurs des barrières d'énergie déduites des expériences sont légèrement plus faibles qu'auparavant, comme le montre la [Figure IV.20](#). Par la suite, la valeur retenue pour estimer les barrières d'énergie à partir des résultats expérimentaux sera $\tau_0 = 10^{-11}$ s.

Hypothèse d'une paroi de domaines concentrique au nano-disque

À température finie, dans la couronne très irradiée des nano-disques, les fluctuations thermiques peuvent engendrer des fluctuations de spins à grande échelle suffisantes pour permettre la nucléation d'une gouttelette (« droplet ») hors équilibre d'aimantation \uparrow [FISHER 67, TOMITA 92, RICHARDS 95], parallèle au champ $H > 0$ appliqué, en un temps bien plus court que les temps accessibles expérimentalement. On peut d'abord supposer qu'elle s'étend spontanément dans la couronne [BARBARA 76]. Un mécanisme possible de renversement alors envisageable est celui de la propagation de la paroi de la frontière interne de la couronne vers le centre du nano-disque [AHARONI 60, LOXLEY 06].

La symétrie de révolution des nano-disques étant respectée avec ce mécanisme, il est facile de prendre en compte la décroissance exponentielle de l'anisotropie, de l'échange et de l'aimantation spontanée dans le nano-disque ([Section IV.2.3](#)) et de calculer la barrière d'énergie associée. Le nano-disque est donc constitué d'un cœur de rayon R_{int} (représenté en bleu sur la [Figure IV.21-\(a\)](#)) et de la couronne située entre R_{int} et R_{ext} (représentée en rouge sur la [Figure IV.21-\(a\)](#)). En notant r_p la position de la paroi circulaire dans la couronne par rapport au centre (trait noir épais sur la [Figure IV.21-\(a\)](#)), la différence d'énergie entre l'état après nucléation, tel que celui représenté sur la [Figure IV.21-\(a\)](#) – la zone dont l'aimantation est renversée par rapport à l'état initial est quadrillée en noir – et l'état initialement saturé \downarrow est donnée par :

$$E_{\text{cour}}(r_p; H) = -4\pi\mu_0 H e \left(\int_{r_p}^{R_{\text{ext}}} M(r) r dr \right) + 2\pi r_p e \times \sigma(r_p). \quad (\text{IV.16})$$

Dans cette expression, les premier et second termes à droite de l'égalité correspondent respectivement à l'énergie Zeeman et à l'énergie de la paroi créée. Pour cette couche de cobalt ultra-mince, le champ dipolaire est pris en compte par l'intermédiaire de la constante d'anisotropie uniaxiale effective (Section I.3.2).

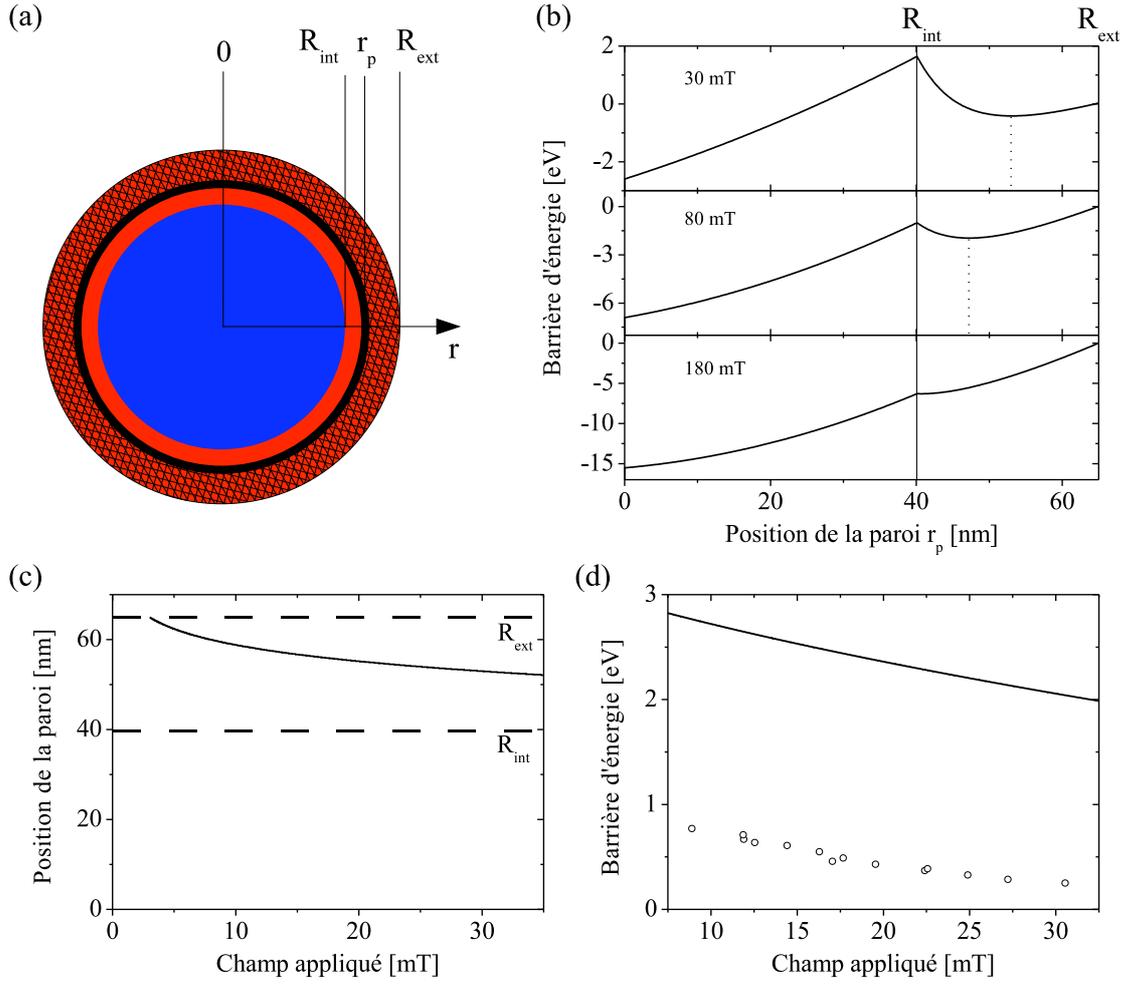


FIGURE IV.21 – (a) Représentation schématique de l'état d'aimantation après la nucléation d'un domaine circulaire dans la couronne avec R_{int} le rayon du cœur du nano-disque, R_{ext} le rayon du nano-disque et r_p la position de la paroi par rapport au centre du nano-disque. (b) Évolution de l'énergie du système en fonction de la position de la paroi pour différentes valeurs de champ appliqué. (c) Position d'équilibre métastable de la paroi dans la couronne. (d) Barrière d'énergie correspondant au dépiégeage de la paroi en $r_p = R_{\text{int}}$ (—), comparée à celles déterminées expérimentalement (○).

En analysant $E_{\text{cour}}(r_p)$, on constate que la position de la paroi $r_{p-\text{min}}(H)$ pour laquelle l'énergie est minimale se situe dans la couronne pour des valeurs de champs appliqués comprises entre 3,0 mT et 188,8 mT. Dans cette gamme de champs, l'énergie du système décroît de façon monotone en fonction de la position de la paroi de $r_p = R_{\text{ext}}$ jusqu'à $r_p = r_{p-\text{min}}$ (**Figure IV.21-(b)**). Des simulations micromagnétiques réalisées à température nulle, à l'aide du code OOMMF², confirment qu'à fort champ, dans un nano-disque initialement aimanté dans un état \Downarrow , le renversement de l'aimantation est initié par la nucléation d'un domaine circulaire \Uparrow sur toute la périphérie du nano-disque. Notons également que l'énergie nécessaire à la création d'une paroi concentrique dans la couronne donnée par $E_{\text{cour}}(R_{\text{ext}})$ vaut $\sim 0,04$ eV (**Figure IV.21-(b)**) soit $1,4 k_B T$. L'énergie des fluctuations thermiques est du même ordre de grandeur et ces dernières peuvent donc favoriser, spontanément en champ nul, la création d'une paroi de domaines dans la couronne.

Pour ce modèle, sur la gamme de champs étudiée, **une paroi de domaines concentrique**, de largeur $\delta_0 \sim 3,8$ nm, peut être **créée spontanément par les fluctuations thermiques** et avoir **une position d'équilibre localisée dans la couronne** très irradiée, d'extension spatiale estimée à 25 nm.

La barrière d'énergie mesurée expérimentalement correspondrait donc à l'énergie à fournir pour dépiéger la paroi de sa position d'équilibre métastable en $r_{p-\text{min}}(H)$ dans la couronne douce et pour la faire se propager jusqu'au centre du nano-disque. Un calcul simple montre que la position, pour laquelle l'énergie nécessaire à la propagation de la paroi est maximale, est $r_p = R_{\text{int}}$ (**Figure IV.21-(b)**). En effet, dès que la paroi a atteint cette position, tant l'énergie de tension de paroi que l'énergie Zeeman du système diminuent. La barrière d'énergie en fonction du champ est alors simplement donnée par :

$$\Delta E_{\text{cour}}(H) = E_{\text{cour}}(R_{\text{int}}; H) - E_{\text{cour}}(r_{p-\text{min}}(H); H), \quad (\text{IV.17})$$

dont la représentation est donnée en **Figure IV.21-(d)**. Ce modèle de renversement de l'aimantation prend explicitement en compte les variations de l'échange, de l'anisotropie et de l'aimantation spontanée. Malgré tout, bien que plus raisonnable que le modèle de renversement cohérent, il ne permet pas de reproduire les valeurs expérimentales des barrières d'énergie. La raison principale de ce désaccord est liée au coût énergétique de la grande surface de la paroi concentrique au nano-disque.

2. Le pas de maillage est de $1 \times 1 \times 0,5$ nm³ et les paramètres d'échange, d'anisotropie et d'aimantation spontanée utilisés sont ceux décrits au début de ce chapitre.

Le modèle de gouttelette

Cas d'école pour un film infini La théorie de la gouttelette a été développée à l'origine pour un film infini. Une gouttelette est un petit domaine cylindrique créé sous champ, ayant une aimantation orientée selon le sens du champ magnétique. La gouttelette ne possède pas d'état d'équilibre et n'a d'autre choix que de croître pour occuper tout le volume magnétique ou de se rétracter faute d'avoir atteint son rayon critique sous le champ appliqué H [BARBARA 94, VOGEL 06]. Ce rayon critique $r_c = \frac{\sigma}{2\mu_0 H M_s}$ diverge en champ nul et définit une barrière d'énergie à franchir qui diverge, elle aussi en champ nul dans un film sans défaut. Pour un nano-disque de rayon fini R_{ext} , le rayon critique ainsi défini n'a pas de sens pour les faibles valeurs de champ appliqué ($r_c > R_{\text{ext}}$), comme c'est le cas ici.

Hypothèse d'une gouttelette confinée dans un nano-disque Dans le cas d'une particule sphérique, Hinzke *et al.* [HINZKE 98] ont proposé la nucléation d'une gouttelette en bordure du nano-élément comme mécanisme de renversement de l'aimantation. Tout comme dans les films infinis, la gouttelette n'a pas d'état d'équilibre autonome et doit occuper toute la sphère ou disparaître. Elle est définie par son rayon de courbure ρ et son avancement L . Pour un champ H donné, dès que $\rho > \rho_c$ et $L > L_{\text{crit}}$, l'énergie de la gouttelette décroît au fur et à mesure de son avancement et la gouttelette s'étend spontanément sous champ. Ces rayon et avancement critiques $\rho_c(H)$ et $L_{\text{crit}}(H)$ définissent la barrière d'énergie associée au développement de la gouttelette; cette barrière reste finie pour toutes les valeurs de champs.

J'ai étendu le modèle 3D proposé par Hinzke au cas 2D du nano-disque étudié ici. La [Figure IV.22](#) représente la géométrie d'une telle gouttelette nucléée en bordure d'un nano-disque circulaire de rayon R_{ext} , dans lequel elle est incluse. Avant de développer ce modèle, il est important de rappeler les hypothèses fortes faites sur les propriétés magnétiques du nano-disque.

La symétrie de révolution du nano-disque n'est plus respectée dans ce mode de renversement. Il semble beaucoup plus difficile de prendre en compte la décroissance exponentielle des grandeurs magnétiques dans la couronne. En première approximation, on peut envisager de considérer un nano-disque homogène magnétiquement afin de déterminer analytiquement ρ_c et L_{crit} . Cependant, prendre pour valeur de la densité d'énergie de paroi $\sigma = 4,1 \cdot 10^{-3} \text{ J.m}^{-2}$, valable uniquement au cœur du nano-disque, va inévitablement conduire à une surestimation de l'énergie de la paroi et donc de la barrière d'énergie associée au renversement de l'aimantation. Pour prendre en compte, de façon approchée, les variations de l'échange et de l'anisotropie dans le nano-disque, on considère une densité d'énergie de paroi effective $\bar{\sigma}$. Cette densité d'énergie de paroi effective $\bar{\sigma}$ est définie par :

$$2R_{\text{ext}}e \times \bar{\sigma} = 2e \int_0^{R_{\text{ext}}} \sigma(l) dl, \quad (\text{IV.18})$$

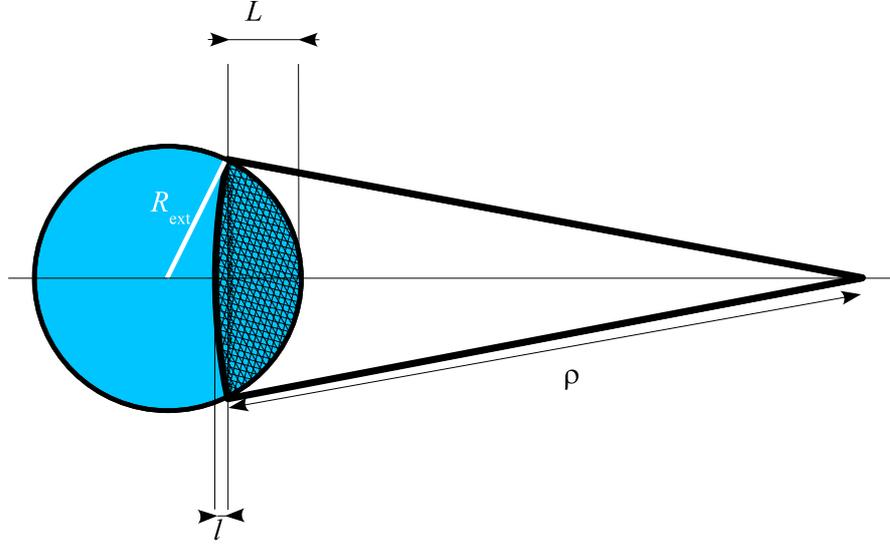


FIGURE IV.22 – Schéma d'une gouttelette circulaire (quadrillée en noir) nucléée en bordure d'un nano-disque. Elle est caractérisée par son rayon de courbure ρ et son avancement L . Pour distinguer ce modèle du nano-disque dans lequel une paroi concentrique existe dans la couronne, le nano-disque est représenté en bleu uniforme.

soit $\bar{\sigma} = 2,8 \cdot 10^{-3} \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$. En effet, comme cela sera montré par la suite, en champ nul, la barrière d'énergie est franchie lorsque la paroi est plane et l'avancement de la paroi égal à R_{ext} , c'est-à-dire lorsque la gouttelette occupe exactement un demi nano-disque de volume $\frac{\pi}{2} R_{\text{ext}}^2 e$.

Le volume de la gouttelette et la surface de sa paroi s'expriment en fonction de ρ , R_{ext} , l et L (**Figure IV.22**), avec l exprimé en fonction de ρ , L et R_{ext} . La différence d'énergie entre l'état dans lequel la gouttelette est nucléée et l'état magnétique initial saturé opposé à la direction du champ appliqué s'écrit donc :

$$\begin{aligned}
 E_{\text{goutte}} = & 2\bar{\sigma}\rho e \arccos\left(\frac{\sqrt{\rho^2 + L^2 - 2R_{\text{ext}}L}}{\rho}\right) \\
 & - 2\mu_0 H M_s R_{\text{ext}}^2 e \cdot \left\{ \arccos\left(\frac{R_{\text{ext}} - L}{R_{\text{ext}}}\right) + \frac{\rho^2}{R_{\text{ext}}^2} \arccos\left(\frac{\sqrt{\rho^2 + L^2 - 2R_{\text{ext}}L}}{\rho}\right) \right. \\
 & \left. - \sqrt{\frac{2L}{R_{\text{ext}}} - \frac{L^2}{R_{\text{ext}}^2}} \left(\sqrt{\frac{R_{\text{ext}}^2}{R_{\text{ext}}^2} + \frac{\rho^2}{R_{\text{ext}}^2} - \frac{2L}{R_{\text{ext}}} + \left(1 - \frac{L}{R_{\text{ext}}}\right)} \right) \right\}, \quad (\text{IV.19})
 \end{aligned}$$

où le premier terme correspond à l'énergie de tension de surface de la paroi de la gouttelette et le second terme à l'énergie Zeeman.

Au cours du renversement, la gouttelette va adapter son rayon de courbure de façon à ce que le coût en énergie soit minimal. Le rayon de courbure optimal est déterminé à partir de la relation $\frac{\partial E_{\text{goutte}}}{\partial \rho} = 0$. L'une des solutions correspond à un rayon de courbure infini pour la gouttelette, et ce quelle que soit la valeur du champ magnétique appliqué. Cette solution n'est pas satisfaisante et correspond à une configuration micromagnétique d'énergie plus élevée que celle de la solution physique pour laquelle le rayon de courbure vaut :

$$\rho_c = \frac{\bar{\sigma}}{2\mu_0 H M_s}. \quad (\text{IV.20})$$

L'expression du rayon critique est la même que dans un film infini (**Figure IV.23-(a)**). De nouveau, ρ_c diverge lorsque H tend vers 0 mais le centre à partir duquel le rayon de courbure est défini est situé à l'extérieur de la particule.

Pour définir complètement la configuration micromagnétique de la gouttelette lors du franchissement de la barrière d'énergie, il faut également déterminer l'avancement critique L_{crit} . De façon analogue à la détermination de ρ_c , L_{crit} est obtenu en cherchant L tel que $\frac{\partial E_{\text{goutte}}}{\partial L} = 0|_{\rho=\rho_c}$:

$$L_{\text{crit}} = R_{\text{ext}} \left(1 - \frac{\xi}{\sqrt{1 + \xi^2}} \right), \quad (\text{IV.21})$$

où $\xi = \frac{R_{\text{ext}}}{\rho_c} = \frac{2\mu_0 H R_{\text{ext}} M_s}{\bar{\sigma}}$. En champ nul, $L_{\text{crit}}(H = 0) = R_{\text{ext}}$ puis, lorsque le champ appliqué augmente, L_{crit} décroît (**Figure IV.23-(b)**). Comme annoncé en préambule, pour $\mu_0 H = 0$ mT, lors du franchissement de la barrière d'énergie, la gouttelette occupe un demi nano-disque et présente une paroi plane qui passe par le centre du disque. Lorsque le champ augmente, ρ_c et L_{crit} diminuent et le volume critique de la gouttelette diminue. Une représentation schématique de la configuration de la gouttelette est alors représentée sur la **Figure IV.23-(c)** pour différentes valeurs de champs.

La barrière d'énergie associée à ce mécanisme de renversement vaut alors :

$$\begin{aligned} \Delta E_{\text{goutte}} &= E_{\text{goutte}}(\rho_c, L_{\text{crit}}) \\ &= 2R_{\text{ext}}\bar{\sigma}e \left(\frac{1}{2} - \frac{\xi}{2} \arccos \left(\frac{\xi}{\sqrt{1 + \xi^2}} \right) + \frac{1}{2\xi} \arccos \left(\frac{1}{\sqrt{1 + \xi^2}} \right) \right). \quad (\text{IV.22}) \end{aligned}$$

Contrairement au modèle du renversement cohérent de l'aimantation pour lequel la barrière d'énergie est proportionnelle à l'énergie d'anisotropie du nano-disque, c'est maintenant la tension de surface de la paroi au centre du nano-disque qui gouverne

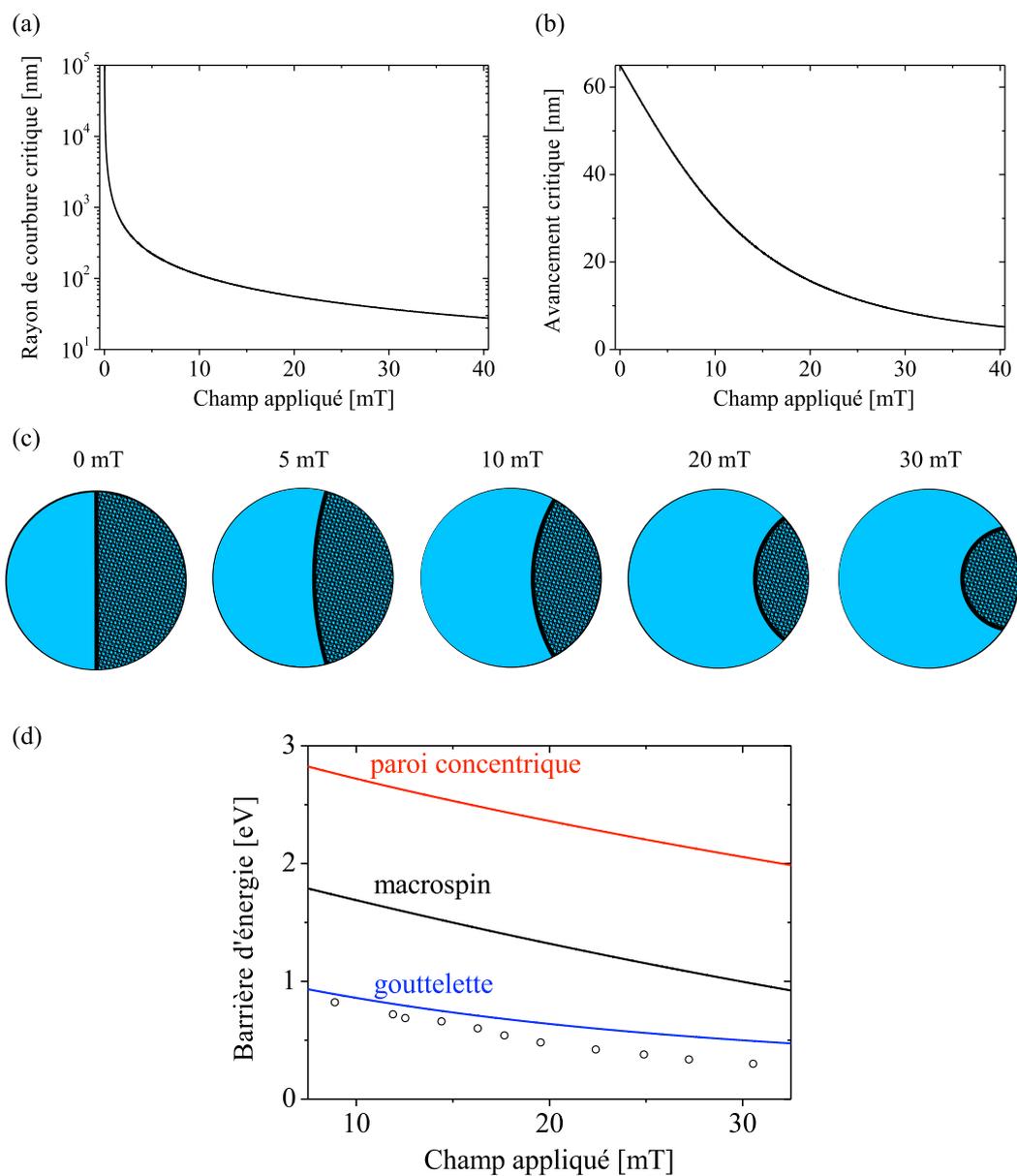


FIGURE IV.23 – Évolution (a) du rayon de courbure critique ρ_c et (b) de l'avancement critique L_{crit} en fonction du champ appliqué. (c) Représentation de la gouttelette hachurée en noir, lors du franchissement de la barrière d'énergie pour différentes valeurs du champ. (d) Comparaison entre les barrières d'énergie associées aux différents mécanismes proposés et les barrières d'énergie tirées des résultats expérimentaux (\circ).

la barrière d'énergie. Ce résultat est tout à fait analogue à celui proposé par Braun [BRAUN 93].

La **Figure IV.23-(d)** représente la variation de cette barrière d'énergie en fonction du champ appliqué. Contrairement aux modèles précédemment étudiés, la barrière d'énergie prédite par ce mécanisme de renversement a le bon ordre de grandeur. Elle est légèrement plus élevée que les barrières d'énergie déterminées expérimentalement, en particulier aux valeurs les plus élevées de champs appliqués.

Discussion

Les désaccords qui subsistent entre ce modèle d'une gouttelette confinée et les résultats expérimentaux peuvent trouver leur source à deux niveaux.

- La première source d'erreur est liée à la simplification abusive qui a conduit à la normalisation de la tension de paroi pour rendre compte des variations des paramètres magnétiques dans la couronne du nano-disque. En effet, la normalisation de la densité d'énergie de tension de paroi choisie ci-dessus est justifiée tant que l'avancement critique L_{crit} est proche de R_{ext} . Cette approximation est surtout valable pour les faibles valeurs de champs appliqués. Pour les valeurs de champs croissantes, la densité d'énergie moyenne de la paroi diminue puisque, au franchissement de la barrière d'énergie, la section de paroi contenue dans la couronne augmente au détriment de la section contenue dans le cœur (**Figure IV.23-(c)**).

- La seconde est liée au fait que la paroi de domaines présente dans la couronne (voir « **Hypothèse d'une paroi de domaines concentrique au nano-disque.** »), sur la gamme de champs étudiée, a été négligée.

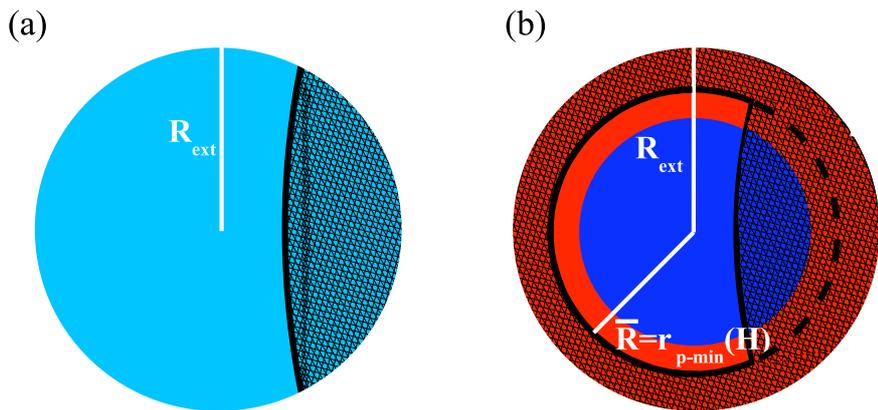


FIGURE IV.24 – Différence de configurations entre le modèle où (a) la gouttelette nucléée sur le bord du nano-disque et où (b) la gouttelette est créée par une déformation de la paroi située en r_{p-min} dans la couronne irradiée.

La présence de cette paroi va elle aussi modifier la hauteur de la barrière, et ce, pour deux raisons.

- L'existence d'une paroi dans la couronne implique la diminution du rayon de la zone où l'aimantation doit se renverser pour atteindre l'état uniforme favorisé par l'application du champ, noté \bar{R} . Compte tenu de la présence de la paroi dans la couronne en $r_{p-\min}$, ce rayon est désormais égal à $\bar{R} = r_{p-\min}$ et non plus à R_{ext} . Puisque \bar{R} diminue lorsque H augmente, ξ et la barrière d'énergie vont également diminuer. Connaissant $r_{p-\min}(H)$, il est possible d'estimer la nouvelle barrière d'énergie à partir de l'Équation IV.22 en calculant $\xi = \frac{\bar{R}}{\rho_c}$. Sur la gamme de champs appliqués, la correction de la barrière d'énergie est au plus diminuée d'une valeur de 0,05 eV.
- L'état en cours de renversement n'est plus lié à la création d'une gouttelette en périphérie du nano-disque mais à la déformation de la paroi déjà existante en $r_{p-\min}(H)$ (Figure IV.24). Au franchissement de la barrière d'énergie, la surface de la paroi dans la couronne est diminuée de $S = 2r_{p-\min}e \arccos\left(\frac{r_{p-\min} - L_{\text{crit}}}{r_{p-\min}}\right)$. La barrière d'énergie de la gouttelette est alors diminuée d'une valeur égale à $S\sigma(r_{p-\min}(H))$. Là encore, compte tenu de la valeur de $r_{p-\min}$ pour un champ compris entre 8 mT et 30 mT et de la décroissance exponentielle de σ dans la couronne, la diminution de la barrière est au plus égale à 0,07 eV (Figure IV.25 (○)).

La somme des corrections liées à la réduction de \bar{R} et de la surface de la paroi dans la couronne est représentée en Figure IV.25 (△). Ces deux améliorations possibles du modèle montrent que la barrière d'énergie calculée précédemment correspond à une borne supérieure de la barrière « réelle ». Globalement, l'erreur faite sur l'estimation de la barrière d'énergie dans le modèle simple proposé ci-dessus qui néglige l'existence de la paroi de domaines dans la couronne, reste faible.

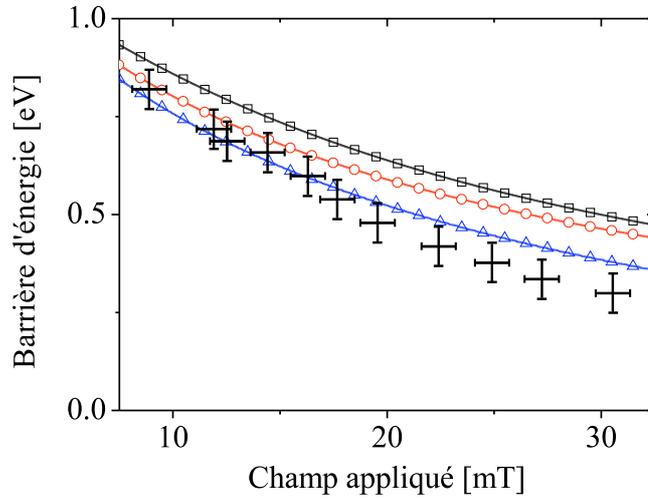


FIGURE IV.25 – (—□—) Barrière d'énergie du modèle de gouttelette confinée dans un nano-disque homogène. (—○—) Barrière d'énergie corrigée en tenant compte de la réduction de la surface de la paroi et (—△—) en tenant également compte de la réduction de \bar{R} . À comparer aux points expérimentaux (croix noires).

Compte tenu de l'incertitude sur la valeur de τ_0 et donc de l'erreur faite sur l'estimation des barrières d'énergie à partir des résultats expérimentaux, l'hypothèse du modèle reposant sur la nucléation dans la couronne du nano-disque d'une gouttelette circulaire se propageant sous l'effet du champ appliqué vers le coeur du nano-disque semble raisonnable. Ce modèle, qui n'implique qu'un seul processus, permet de donner une image simple du mécanisme de renversement de l'aimantation dans ces nano-disques de 130 nm de diamètre.

IV.4.2 Régime superparamagnétique et bruit télégraphique

L'irradiation aux ions hélium permet de diminuer la valeur des différents paramètres magnétiques et donc d'abaisser la température de blocage superparamagnétique d'un nano-élément. Comme vu précédemment pour les nano-plaquettes de taille 420 nm, la température de blocage, déduite à partir du modèle de renversement cohérent, est nettement supérieure à la température ambiante.

Qu'en est-il pour les nano-disques de diamètre 130 nm plus irradiés à une dose de $1,2 \cdot 10^{16} \text{ He}^+ \cdot \text{cm}^{-2}$? C'est cette question qui est abordée dans cette dernière sec-

tion en observant les fluctuations de l'aimantation de ces nano-disques par microscopie magnéto-optique polaire.

Manifestation des fluctuations de l'aimantation

L'identité des images-différences prises à 24 heures d'intervalle dans le cas des nano-disques de 130 nm irradiés à une faible dose de $4.10^{15} \text{ He}^+.\text{cm}^2$ (Figure IV.10) a permis de démontrer que leur état d'aimantation reste stable sur une longue période : la température de blocage superparamagnétique est alors très supérieure à la température ambiante.

En revanche, pour les mêmes nano-disques irradiés à une plus forte dose en ions hélium, égale à $1,2.10^{16} \text{ He}^+.\text{cm}^2$, la température de blocage avoisine la température ambiante, comme le démontrent les fluctuations de l'état d'aimantation de ces nano-disques mises en évidence sur un intervalle de temps de 15 minutes (Figure IV.26). Sur cette image-différence, apparaît un contraste noir sur fond gris pour certains nano-disques en plus du contraste blanc sur fond gris discuté précédemment (Section IV.2.4).

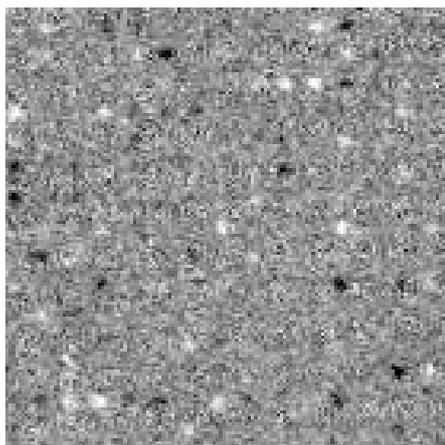


FIGURE IV.26 – Image-différence représentant la variation des états magnétiques des nano-disques de diamètre 130 nm irradiés à $1,2.10^{16} \text{ He}^+.\text{cm}^2$ sur un intervalle de temps de 15 minutes en champ nul ($15 \times 15 \mu\text{m}^2$).

L'interprétation des contrastes blanc et noir sur fond gris est simple : ils correspondent respectivement à la transition de l'aimantation d'un nano-disque de l'état \downarrow à \uparrow et de l'état \uparrow à \downarrow . Toutefois, le fait d'observer ces deux contrastes sur une même image-différence montre que l'aimantation dans les nano-disques est instable à l'échelle de quelques minutes. L'aimantation de ces nano-disques de diamètre 130 nm fortement irradiés fluctue assez rapidement en champ nul de l'état \uparrow à l'état \downarrow et inversement.

Dès lors, l'absence de contraste avec l'environnement observé pour un nombre important de nano-disques (Figure IV.26) peut être associée à deux situations radicalement différentes :

- (i) L'état d'aimantation du nano-disque est resté inchangé pendant 15 minutes.
- (ii) L'aimantation du nano-disque a fluctué avec un temps caractéristique beaucoup plus court que le temps d'acquisition d'une image. L'état magnétique enregistré apparaît alors nul en moyenne.

Ceci souligne la nécessité de partir d'un état magnétique initial parfaitement défini sous champ qui ne subit pas l'effet des fluctuations thermiques. Un champ de -2 mT suffit à bloquer l'aimantation dans l'état \downarrow sur une durée de 2 heures, supérieure au temps nécessaire pour acquérir l'image correspondant à l'état magnétique étudié. Ainsi, on compare toute image magnéto-optique de ces nano-disques de diamètre 130 nm irradiés à une image acquise sous ce champ de -2 mT afin d'apprécier les états d'aimantation stables (\uparrow ou \downarrow) des états d'aimantation fluctuants.

Évolution de l'état magnétique sous champ

Concentrons-nous sur l'évolution moyenne du signal magnétique de 225 nano-disques de diamètre 130 nm, irradiés à $1,2 \cdot 10^{16}$ He⁺.cm⁻², en fonction du champ magnétique appliqué. Afin de déterminer l'évolution sous champ de l'état d'aimantation d'un ensemble de nano-plots, la procédure suivante a été appliquée.

- Tout d'abord, un champ $H_{\text{sat}} = -2$ mT est appliqué afin de réaliser un état saturé \downarrow et d'acquérir une image magnéto-optique de référence.
- Dans un second temps, le champ est ajusté à la valeur souhaitée, $H > H_{\text{sat}}$, et appliqué pendant une durée Δt . Une image magnéto-optique est alors acquise sous ce champ.
- Enfin, le décompte du nombre de nano-disques, dont l'état d'aimantation est inchangé par rapport à l'image de référence, est réalisé.

Cette procédure est reproduite pour plusieurs valeurs de champs négatives et positives, ce qui permet finalement de tracer l'évolution du nombre de plots dont l'aimantation ne s'est pas renversée en fonction du champ appliqué (Figure IV.27).

Un champ négatif stabilisant l'état initial \downarrow , on trouve que les fluctuations thermiques commencent à être efficaces pour renverser l'aimantation dans l'état \uparrow si le champ appliqué est supérieur ou égal à $-0,5$ mT. En champ nul, la proportion de plots dont l'aimantation ne s'est pas renversée est égale à 72 % pour un temps d'attente de 3000 secondes (○ sur la Figure IV.27).

Pour des valeurs de champs comprises entre -1 et 0 mT, le temps d'attente influence peu le nombre de nano-disques dont l'aimantation ne s'est pas renversée. En revanche, pour des champs strictement positifs, un temps d'attente plus élevé implique une proportion de nano-disques dont l'aimantation ne s'est pas renversée de plus en plus faible. À plus fort champ, supérieur à 2 mT, dans tous les nano-disques, l'aimantation s'est renversée.

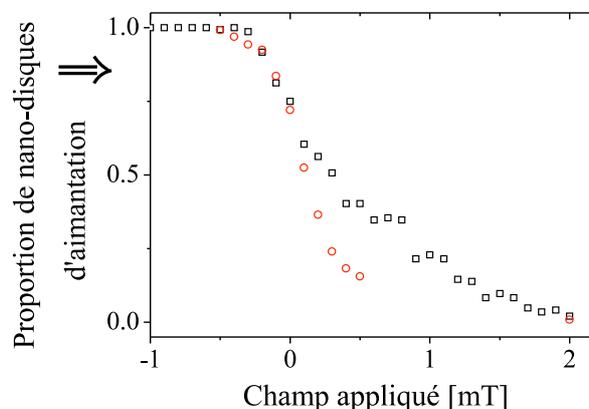


FIGURE IV.27 – Évolution, en fonction du champ appliqué, du nombre de nano-disques de diamètre 130 nm, irradiés à $1,2 \cdot 10^{16}$ He.cm², dont l'aimantation est restée dans l'état initial \downarrow pour un temps d'attente Δt de 3000 secondes (○) et de 400 secondes (□).

Évolution temporelle de l'état magnétique de nano-disques individuels en champ nul

Afin de mettre en évidence le bruit télégraphique de l'aimantation des nano-disques irradiés à $1,2 \cdot 10^{16}$ He⁺.cm⁻², en champ nul, sur une gamme temporelle accessible par microscopie magnéto-optique, ont été enregistrées :

- une série de 64 images sous un champ de -2 mT dont la moyenne sert de référence
- puis, de façon continue, des images en champ nul pendant environ 100 minutes.

En sommant ces 960 images obtenues par série de 64, il est alors possible de suivre l'évolution de l'état magnétique de plusieurs nano-disques individuels avec un temps d'échantillonnage d'environ 7 minutes. Même si ce temps d'échantillonnage est trop long pour accéder à une gamme dynamique suffisamment large dans l'analyse du bruit télégraphique, il permet de mettre en évidence des caractéristiques importantes du mode de renversement par fluctuations thermiques.

Le [Tableau IV.6](#) représente l'évolution temporelle de l'état d'aimantation de 7 nano-disques de diamètre 130 nm parmi les 225 étudiés. Chaque ligne correspond à un nano-disque donné, et les colonnes sont relatives au temps écoulé³. Ainsi, une case blanche correspond à un nano-disque dont l'aimantation est dans l'état \uparrow , une case noire à un nano-disque dont l'état d'aimantation est dans l'état \downarrow , tandis qu'une case grise corres-

3. Le temps indiqué en minutes correspond au temps écoulé entre l'instant où le champ a été coupé et l'instant où l'on accumule la moitié des images.

pond à un nano-disque dont l'état d'aimantation a fluctué pendant la durée de l'acquisition.

Temps (mn)	3	11	18	25	31	39	45	51	58	66	73	79	85	92	99
1															
2															
3															
4															
5															
6															
7															

TABLE IV.6 – Évolution temporelle en champ nul de l'état d'aimantation de 7 nano-disques individuels de diamètre 130 nm irradiés à une dose de $1,2 \cdot 10^{16}$ He⁺.cm⁻². Les cases blanches (respectivement noires) correspondent à l'aimantation dans l'état ↑ (respectivement ↓) et les cases grises à des états d'aimantation fluctuants.

Ainsi, pour cette dose d'irradiation, nous observons pour tous les nano-disques, aussi bien des fluctuations rapides (niveau gris) que des périodes longues pendant lesquelles l'état d'aimantation reste stable, tant dans l'état ↑ que dans l'état ↓. La température de mesure, T = 298 K, correspond à la température de blocage associée à un temps de mesure de l'ordre de la minute.

En prenant les valeurs de l'anisotropie et de l'aimantation estimées dans le [Tableau IV.3](#) et en considérant valable le modèle de renversement cohérent dans tout le volume du nano-disque, il est possible de calculer τ_0 puis T_B :

$$\tau_0 = 1.10^{-10} \text{ s et } T_B = 283 \text{ K.}$$

En revanche, puisque le modèle de gouttelette en bord de couronne mène à une barrière d'énergie en champ nul $\Delta E = 2R_{\text{ext}}e\sigma$ plus faible que pour le modèle de renversement cohérent, la température de blocage est elle-même plus faible et vaut $T_B = 107$ K, en supposant la même valeur de τ_0 .

Cette valeur n'est pas compatible avec la température de blocage déterminée expérimentalement, de l'ordre de 300 K, sauf si l'on suppose une constante d'échange égale à celle du cobalt vierge, ce qui n'est pas réaliste. À cause de l'amplification des fluctuations thermiques au voisinage de la température de blocage, le mode de renversement de l'aimantation devient certainement plus uniforme sur l'ensemble du nano-disque et se rapproche du modèle de Néel-Brown avec un volume mis en jeu égal à celui du nano-disque. Victora *et al.* [VICTORA 05] ont montré un comportement analogue dans un plot hybride, composé d'une couche dure et d'une couche douce, dans lequel le champ de renversement est réduit par rapport à celui associé au mode cohérent, tout en préservant la stabilité qui fait intervenir le volume total du plot.

Pour des **températures proches de la température de blocage**, les fluctuations thermiques favorisent **un renversement de l'aimantation plus uniforme** qui semble obéir au modèle de Néel-Brown, impliquant tout le volume du nano-disque.

IV.5 Conclusion

La méthode de structuration douce, mettant en jeu l'irradiation ionique par des ions hélium au travers d'un masque lithographié, pour obtenir des nano-plaquettes et nano-disques, est particulièrement appropriée à ces études magnétiques pour deux raisons essentielles :

- (i) elle préserve la planéité de la surface de l'échantillon,
- (ii) elle permet de créer une couronne magnétique douce à la périphérie du nano-élément qui sert à nucléer soit un domaine, soit une gouttelette magnétique, ce qui assure une faible distribution des champs de renversement.

Comme pour les nano-plots de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$, les dimensions latérales des nano-plaquettes jouent un rôle clef sur le mode de renversement de l'aimantation. La détermination de la loi de probabilité de non-renversement de l'aimantation, a permis de démontrer que :

- (i) pour les nano-plaquettes de taille 420 nm et pour toutes les doses d'irradiation étudiées, l'aimantation se renverse après le franchissement successif de plusieurs barrières d'énergie, correspondant à plusieurs processus distincts,
- (ii) pour les nano-disques de diamètre 130 nm, irradiés à $4.10^{15} \text{ He}^+.\text{cm}^{-2}$, le renversement de l'aimantation met uniquement en jeu le franchissement d'une seule barrière d'énergie qui n'est rien d'autre que la tension de paroi. Dans ce cas, le renversement s'explique par la croissance d'une gouttelette magnétique qui prend naissance au bord de la nano-plaquette.

Une irradiation globale supplémentaire des réseaux permet de diminuer la valeur des paramètres magnétiques pertinents des nano-plaquettes de Pt/Co(5 Å)/Pt. En ajustant la dose d'irradiation, on amplifie l'effet des fluctuations thermiques, gommant ainsi certaines barrières d'énergie à franchir pour rendre plus homogène le renversement de l'aimantation. Ceci est vérifié, par exemple, pour le réseau de nano-plaquettes de taille 420 nm.

En ajustant la dose d'irradiation, on peut aussi contrôler la valeur de la température de blocage des nano-éléments et l'ajuster pour les rendre superparamagnétiques exactement à la température ambiante. C'est ce qui a été réalisé pour le réseau de nano-disques de diamètre 130 nm, irradié sous $1,2 \cdot 10^{16} \text{ He}^+ \cdot \text{cm}^{-2}$, sur lequel on a pu mettre en évidence un bruit télégraphique d'aimantation en champ nul. On trouve que la température de blocage T_B ne peut pas être estimée à partir du modèle de gouttelette proposé, l'énergie de barrière associée étant trop faible. L'énergie de barrière mise en jeu pour le superparamagnétisme est plus en accord avec le modèle de rotation cohérente de l'aimantation de Néel-Brown, qui met en jeu le produit de l'anisotropie à T_B par le volume total du nano-disque. Ceci est probablement lié aux fluctuations thermiques plus importantes au voisinage de T_B .

Quelques points restent encore à élucider :

- la stabilité de domaines concentriques dans la couronne des nano-plaquettes. En effet, les parois de domaines ont toujours été supposées infiniment fines, ce qui ne peut être complètement justifié dans la couronne, si l'échange ne varie pas exactement comme l'anisotropie en fonction de la dose d'irradiation. Des calculs micromagnétiques adaptés pourraient être conduits dans ce sens,
- la valeur de τ_0 associé à un renversement impliquant une paroi de domaines, ainsi que sa dépendance en champ.

Bibliographie

- [AHARONI 60] A. AHARONI. *Reduction in Coercive Force Caused by a Certain Type of Imperfection*. Physical Review, vol. 119, page 127, 1960.
- [AHARONI 01] A. AHARONI. Introduction to the theory of ferromagnetism. Clarendon Press ; Second Edition edition, 2001.
- [AIGN 98] T. AIGN, P. MEYER, S. LEMERLE, J. P. JAMET, J. FERRÉ, V. MATHET, C. CHAPPERT, J. GIERAK, C. VIEU, F. ROUSSEAU, H. LAUNOIS & H. BERNAS. *Magnetization Reversal in Arrays of Perpendicularly Magnetized Ultrathin Dots Coupled by Dipolar Interaction*. Physical Review Letters, vol. 81, page 5656, 1998.
- [ATTANE 06] J. P. ATTANE, D. RAVELOSONA, A. MARTY, Y. SAMSON & C. CHAPPERT. *Thermally Activated Depinning of a Narrow Domain Wall from a Single Defect*. Physical Review Letters, vol. 96, page 147204, 2006.
- [BARBARA 76] B. BARBARA & M. UEHARA. *Anisotropy and coercivity in SmCo₅-based compounds*. IEEE Transactions on Magnetics, vol. 12, page 997, 1976.
- [BARBARA 94] B. BARBARA. *Magnetization processes in high anisotropy systems*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 129, page 79, 1994.
- [BERNAS 99] H. BERNAS, T. DEVOLDER, C. CHAPPERT, J. FERRÉ, V. KOTTLER, Y. CHEN, C. VIEU, J. P. JAMET, V. MATHET, E. CAMBRIL, O. KAITASOV, S. LEMERLE, F. ROUSSEAU & H. LAUNOIS. *Ion beam induced magnetic nanostructure patterning*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms, vol. 148, page 872, 1999.
- [BODE 04] M. BODE, O. PIETZSCH, A. KUBETZKA & R. WIESENDANGER. *Shape-Dependent Thermal Switching Behavior of Superparamagnetic Nanoislands*. Physical Review Letters, vol. 92, page 067201, 2004.
- [BOUKARI 08] S. BOUKARI, J. VENUAT, A. CARVALHO, D. SPOR, J. ARABSKI & E. BEAUREPAIRE. *Dynamic magnetization reversal in CoPt₃ dots : Magnetic force microscopy measurements at remanence*. Physical Review B, vol. 77, page 054416, 2008.
- [BRAUN 93] H. B. BRAUN. *Thermally Activated Magnetization Reversal in Elongated Ferromagnetic Particles*. Physical Review Letters, vol. 71, page 3557, 1993.
- [BROWN 57] W. F. Jr. BROWN. *Criterion for Uniform Micromagnetization*. Physical Review, vol. 105, page 1479, 1957.
- [BROWN 63] W. F. Jr. BROWN. *Thermal Fluctuations of a Single-Domain Particle*. Physical Review, vol. 130, page 1677, 1963.

- [BRUNO 92] P. BRUNO. *Magnetization and Curie temperature of ferromagnetic ultrathin films : the influence of magnetic anisotropy and dipolar interactions*. Material Research Society Symposium Proceedings, vol. 231, page 299, 1992.
- [COWBURN 99] R. P. COWBURN, D. K. KOLTSOV, A. O. ADEYEYE & M. E. WELAND. *Designing nanostructured magnetic materials by symmetry*. Europhysics Letters, vol. 48, page 221, 1999.
- [DEVOLDER 00] T. DEVOLDER. *Structuration et Nanostructuration de couches magnétiques Co/Pt par irradiation ionique*. PhD thesis, Université de Paris Sud, 2000.
- [FATUZZO 62] E. FATUZZO. *Theoretical Considerations on the Switching Transient in Ferroelectrics*. Physical Review, vol. 127, page 1999, 1962.
- [FERRÉ 02] J. FERRÉ. *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures I*. Springer, 2002.
- [FISHER 67] M. E. FISHER. *The theory of equilibrium critical phenomena*. Reports on Progress in Physics, vol. 30, page 615, 1967.
- [HINZKE 98] D. HINZKE & U. NOWAK. *Magnetization switching in a Heisenberg model for small ferromagnetic particles*. Physical Review B, vol. 58, page 265, 1998.
- [JAMET 98] J.-P. JAMET, S. LEMERLE, P. MEYER, J. FERRÉ, B. BARTENLIAN, N. BARDOU, C. CHAPPERT, P. VEILLET, F. ROUSSEAU, D. DECANINI & H. LAUNOIS. *Dynamics of the magnetization reversal in Au/Co/Au micrometer-size dot arrays*. Physical Review B, vol. 57, page 14320, 1998.
- [KONDORSKII 52] E. KONDORSKII. Doklady Akad. Nauk S.S.S.R., vol. 82, page 365, 1952.
- [LARAOUI 07] A. LARAOUI. *Dynamique d'Aimantation de Nanostructures Magnétiques : Études par Microscopie Kerr Magnéto-Optique Femtoseconde*. PhD thesis, Université Louis Pasteur (Strasbourg 1), 2007.
- [LEDERMAN 93] M. LEDERMAN, G. A. GIBSON & S. SCHULTZ. *Observation of thermal switching of a single ferromagnetic particle*. In Journal of Applied Physics, volume 73, page 6961, 1993.
- [LEDERMAN 94] M. LEDERMAN, S. SCHULTZ & M. OZAKI. *Measurement of the Dynamics of the Magnetization Reversal in Individual Single-Domain Ferromagnetic Particles*. Physical Review Letters, vol. 73, page 1986, 1994.
- [LEMERLE 98] S. LEMERLE. *Étude de la dynamique de renversement de l'aimantation dans les couches ultra-minces à anisotropie perpendiculaire : rôle de la nanostructure*. PhD thesis, Université de Paris Sud, 1998.

- [LOXLEY 06] P. N. LOXLEY & R. L. STAMPS. *Theory for nucleation at an interface and magnetization reversal of a two-layer nanowire*. Physical Review B, vol. 73, page 024420, 2006.
- [METAXAS 07] P. J. METAXAS, J. P. JAMET, A. MOUGIN, M. CORMIER, J. FERRÉ, V. BALTZ, B. RODMACQ, B. DIENY & R. L. STAMPS. *Creep and Flow Regimes of Magnetic Domain-Wall Motion in Ultrathin Pt/Co/Pt Films with Perpendicular Anisotropy*. Physical Review Letters, vol. 99, page 217208, 2007.
- [MOUGIN 07] A. MOUGIN, M. CORMIER, J. P. ADAM, P. J. METAXAS & J. FERRÉ. *Domain wall mobility, stability and Walker breakdown in magnetic nanowires*. Europhysics Letters, vol. 78, page 57007, 2007.
- [NÉEL 49] L. NÉEL. *Théorie du trainage magnétique des ferromagnétiques en grains fins avec applications aux terres cuites*. Annales de Géophysique, vol. 5, page 99, 1949.
- [REPAIN 04] V. REPAIN, M. BAUER, J.-P. JAMET, J. FERRÉ, A. MOUGIN, C. CHAPPERT & H. BERNAS. *Creep motion of a magnetic wall : Avalanche size divergence*. Europhysics Letters, vol. 68, page 460, 2004.
- [RICHARDS 95] H. L. RICHARDS, S. W. SIDES, M. A. NOVOTNY & P. A. RIKVOLD. *Magnetization switching in nanoscale ferromagnetic grains : description by a kinetic Ising model*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 150, page 37, 1995.
- [ROSS 00] C. A. ROSS, R. CHANTRELL, M. HWANG, M. FARHOUD, T. A. SAVAS, Y. HAO, H. I. SMITH, F. M. ROSS, M. REDJDAL & F. B. HUMPHREY. *Incoherent magnetization reversal in 30-nm Ni particles*. Physical Review B, vol. 62, page 14252, 2000.
- [THOMSON 06] T. THOMSON, G. HU & B. D. TERRIS. *Intrinsic Distribution of Magnetic Anisotropy in Thin Films Probed by Patterned Nanostructures*. Physical Review Letters, vol. 96, page 257204, 2006.
- [TOMITA 92] H. TOMITA & S. MIYASHITA. *Statistical properties of the relaxation processes of metastable states in the kinetic Ising model*. Physical Review B, vol. 46, page 8886, 1992.
- [VICTORA 05] R. H. VICTORA & X. SHEN. *Composite media for perpendicular magnetic recording*. IEEE Transactions on Magnetics, vol. 41, page 537, 2005.
- [VOGEL 06] J. VOGEL, J. MORITZ & O. FRUCHART. *Nucleation of magnetisation reversal, from nanoparticles to bulk materials*. Comptes Rendus Physique, vol. 7, page 977, 2006.
- [WERNSDORFER 96] W. WERNSDORFER, B. DOUDIN, D. MAILLY, K. HASSELBACH, A. BENOIT, J. MEIER, J. P. ANSERMET & B. BARBARA. *Nucleation of Magnetization Reversal in Individual Nanosized Nickel Wires*. Physical Review Letters, vol. 77, page 1873, 1996.

- [WERNSDORFER 97a] W. WERNSDORFER, E. BONET-OROZCO, K. HASSELBACH, A. BENOIT, B. BARBARA, N. DEMONCY, A. LOISEAU, H. PASCARD & D. MAILLY. *Experimental Evidence of the Néel-Brown Model of Magnetization Reversal*. *Physical Review Letters*, vol. 78, page 1791, 1997.
- [WERNSDORFER 97b] W. WERNSDORFER, K. HASSELBACH, A. BENOIT, B. BARBARA, B. DOUDIN, J. MEIER, J.-P. ANSERMET & D. MAILLY. *Measurements of magnetization switching in individual nickel nanowires*. *Physical Review B*, vol. 55, page 11552, 1997.

Troisième partie

**Déplacement de parois de domaines
sous un courant polarisé en spin**

Chapitre V

Déplacement de parois de domaines sous courant et champ magnétique dans des pistes de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$

Sommaire

V.1	Introduction	170
V.2	Déplacement d'une paroi de domaines par un courant	170
V.2.1	Mécanisme de transfert de spin	170
V.2.2	Vitesse de déplacement d'une paroi de domaines	173
V.2.3	État de l'art	176
V.3	Déplacement d'une paroi de domaines sous courant dans une piste de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$	177
V.3.1	L'échantillon	178
V.3.2	Principe de la mesure	179
V.3.3	Courbes de vitesse et discussion	182
V.4	Effets combinés d'un courant et d'un champ sur le déplacement d'un domaine	185
V.4.1	Allongement et contraction d'un domaine	185
V.4.2	Dépiégeage de la paroi par un courant	186
V.5	Conclusion	190
	Bibliographie	192

V.1 Introduction

L'étude réalisée dans la partie précédente a permis de montrer que, même dans des nano-éléments de dimensions réduites, le renversement de l'aimantation peut mettre en jeu un déplacement de paroi de domaines. L'objectif de cette dernière partie est d'étudier la dynamique d'une paroi de domaines, puis d'un domaine, sous l'effet d'un courant, assisté ou non par un champ magnétique, dans une piste de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$.

La première section présente la manière dont un courant de porteurs de charges peut induire le déplacement d'une paroi de domaines. Différents mécanismes ont été proposés dans la littérature, sur la base du modèle $s-d$, pour expliquer cet effet dans les métaux. L'objectif de cette [Section V.2](#) est de donner un simple aperçu de ces différents mécanismes et d'explicitier les problématiques.

Dans la [Section V.3](#), la méthodologie utilisée pour déterminer la vitesse de déplacement d'une paroi en fonction de la densité de courant parcourant la piste est tout d'abord présentée. Ensuite, sont explicités les résultats obtenus dans une piste de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$, sous le seul effet d'un courant, ainsi que leur interprétation.

Dans la dernière [Section V.4](#), un champ magnétique est appliqué en plus d'un courant pour révéler la dynamique interne de la paroi. À cette fin, le déplacement et la déformation d'un domaine sont étudiés, permettant ainsi de déterminer sa polarisation et le coefficient de non-adiabaticité dans le $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$.

V.2 Déplacement d'une paroi de domaines par un courant

L'effet d'un champ magnétique est de favoriser la direction d'aimantation alignée selon le champ appliqué grâce à l'interaction Zeeman ([Section I.3.2](#)). Un domaine n'a d'autre solution que de croître ou de se rétracter, et ce, dans sa globalité.

Dans le cas d'un déplacement sous courant, il faut se demander comment un courant peut agir sur une paroi de domaines. Quel type d'interaction permet de décrire le couplage entre les porteurs de charge et l'aimantation locale du film ferromagnétique? Dans le cas des films métalliques, il s'agit de l'interaction $s-d$ entre les porteurs de charge délocalisés, de spin $\sigma(\vec{r})$, et les électrons localisés responsables du ferromagnétisme [BERGER 84]¹. Dans le $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$, il s'agit de l'interaction $p-d$ antiferromagnétique entre les trous p et les moments localisés d des ions manganèse.

V.2.1 Mécanisme de transfert de spin

Un domaine magnétique de longueur micrométrique est suffisamment étendu pour aligner les spins des porteurs de charge délocalisés selon l'aimantation M locale, et ceci avec une polarisation P définie par :

$$P = \frac{n^+ - n^-}{n^+ + n^-}, \quad (\text{V.1})$$

1. Berger avait également proposé un modèle hydromagnétique mais celui-ci est inefficace dans les films minces [BERGER 78].

$n^{+,-}$ étant respectivement la densité de porteurs majoritaires et minoritaires. Ainsi, on parlera de courant polarisé en spins traversant une paroi de domaines.

Considérons une paroi de domaines (**Figure V.1**), où l'aimantation locale $M(y)$ varie selon le profil :

$$\theta(y) = 2 \arctan \left(\exp \left(\frac{y}{\delta_0} \right) \right). \quad (\text{V.2})$$

Les spins σ des porteurs de charge, se propageant selon y , vont progressivement s'aligner selon $M(y)$. Dans le cas du $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$, l'interaction d'échange p - d est prépondérante. Cette interaction, antiferromagnétique entre les spins σ des trous p délocalisés et l'aimantation locale portée par les électrons de type d , localisés sur les atomes de manganèse, implique une polarisation négative du courant de spins.

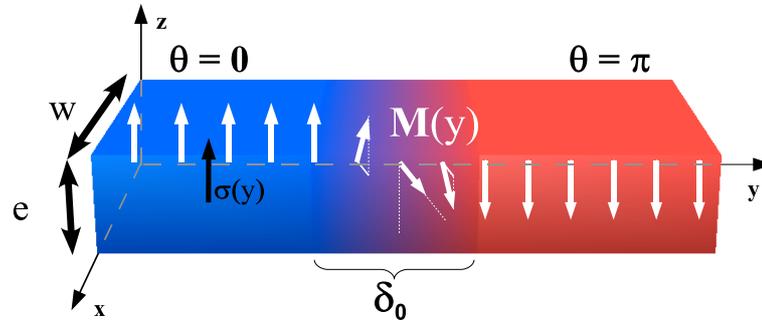


FIGURE V.1 – Représentation schématique d'une piste de largeur w , d'épaisseur e avec une paroi de domaines de largeur δ_0 .

Transfert de spin adiabatique

Pour une paroi de domaines infiniment large, la transition du domaine \uparrow au domaine \downarrow est infiniment douce si bien que le spin σ des électrons de conduction peut toujours s'aligner selon la direction de l'aimantation locale en chaque point de la paroi. Ainsi, durant la traversée d'une tranche d'épaisseur dy de la paroi, le courant de porteurs cède une quantité de moment angulaire à l'aimantation dans la paroi :

$$-\frac{M_s}{|\gamma|} \frac{d\vec{m}}{dt} dy = \frac{J}{q} P \frac{\hbar}{2} (\vec{m}(y+dy) - \vec{m}(y)), \quad (\text{V.3})$$

avec J la densité de courant et q la charge des porteurs. Dans l'approximation continue, le couple de transfert de spin d'un courant polarisé sur l'aimantation locale dans la paroi s'écrit :

$$\left. \frac{d\vec{m}}{dt} \right|_{\text{adia}} = -\frac{JPg|\mu_B|}{2qM_s} \frac{d\vec{m}}{dy}, \quad (\text{V.4})$$

L'indice « adia » traduit l'hypothèse d'un transfert de spin adiabatique durant la traversée par les porteurs d'une paroi de domaines suffisamment large devant la longueur de Larmor correspondant à la précession de σ dans le champ d'échange p - d .

La quantité $u = \frac{J P g |\mu_B|}{2q M_s}$ a la dimension d'une vitesse et est proportionnelle à la polarisation des porteurs et inversement proportionnelle à l'aimantation spontanée du matériau ferromagnétique considéré. On notera ce couple sous la forme plus concise :

$$\left. \frac{d\vec{m}}{dt} \right|_{\text{adia}} = -(\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{m}, \quad (\text{V.5})$$

avec $\vec{u} = u \vec{u}_y$. Dès lors, la prise en compte de ce couple dans l'équation de la dynamique de \vec{m} conduit à l'équation :

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = -|\gamma| \mu_0 \vec{m} \wedge \vec{H}_{\text{eff}} + \alpha \vec{m} \wedge \frac{d\vec{m}}{dt} - (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{m}. \quad (\text{V.6})$$

Transfert de spin non-adiabatique

L'hypothèse d'une paroi infiniment large qui conduit à ce couple de transfert de spin adiabatique ne peut être appliquée *stricto sensu* aux systèmes réels, notamment à ceux qui sont dotés d'une forte anisotropie, car la largeur de paroi – $\delta_0 \sim 10$ nm – est dans ce cas comparable à la longueur de Larmor [VIRET 96].

Dès lors, il est essentiel de considérer l'écart à l'adiabaticité en introduisant un nouveau terme [ZHANG 04, THIAVILLE 05] :

$$\left. \frac{d\vec{m}}{dt} \right|_{\beta} = \beta \vec{m} \wedge \left((\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{m} \right). \quad (\text{V.7})$$

D'après Zhang *et al.*, le coefficient β , sans dimension, traduit l'importance des processus de spin-flip [ZHANG 04].

L'équation de la dynamique qu'il faut alors considérer pour décrire le déplacement d'une paroi de domaines sous courant, en présence d'un champ magnétique, s'écrit :

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = -|\gamma| \mu_0 \vec{m} \wedge \vec{H}_{\text{eff}} + \alpha \vec{m} \wedge \frac{d\vec{m}}{dt} - (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{m} + \beta \vec{m} \wedge \left((\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{m} \right), \quad (\text{V.8})$$

que l'on peut réécrire sous la forme explicite :

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{m}}{dt} = & -\frac{|\gamma| \mu_0}{1 + \alpha^2} \vec{m} \wedge \vec{H}_{\text{eff}} - \frac{\alpha |\gamma| \mu_0}{1 + \alpha^2} \vec{m} \wedge \left(\vec{m} \wedge \vec{H}_{\text{eff}} \right) \\ & - \frac{1 + \alpha \beta}{1 + \alpha^2} (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{m} + \frac{\beta - \alpha}{1 + \alpha^2} \vec{m} \wedge \left((\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{m} \right) \end{aligned} \quad (\text{V.9})$$

Autres effets d'un courant

En plus de ces couples de transfert de spin, deux autres effets plus classiques, liés au passage du courant dans la piste, sont à prendre en compte. Le premier est le champ d'Oersted généré par le courant lui-même. Ce champ est antisymétrique par rapport au centre de la section de la piste au travers de laquelle passe le courant et est maximum aux bords de la piste. Dans le cas de la géométrie de la piste étudiée par la suite, d'une section de $4\ \mu\text{m}$ de large par $50\ \text{nm}$ d'épaisseur, le champ d'Oersted maximal généré sur le bord de la piste est d'environ $0,45\ \text{mT}$, pour une densité de courant de $10^{10}\ \text{A.m}^{-2}$ (Figure V.2).

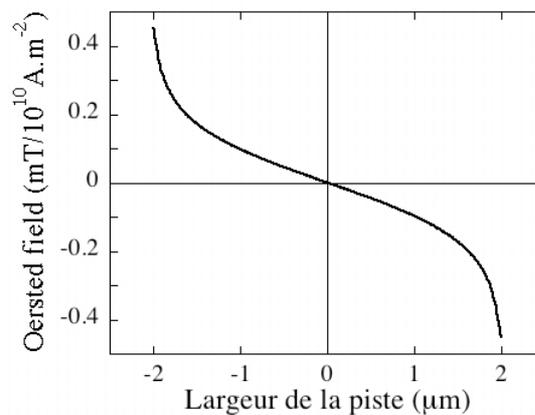


FIGURE V.2 – Champ d'Oersted généré par le passage d'un courant dans une piste de $4\ \mu\text{m}$ de large et épaisse de $50\ \text{nm}$. Le champ est maximal en bordure de piste et, pour une densité de courant de $10^{10}\ \text{A.m}^{-2}$, il vaut $0,45\ \text{mT}$.

Le second effet est l'effet Joule qui génère une élévation de température dans la piste étudiée. Pour les densités de courant traversant la piste de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$, cette élévation de température peut atteindre $60\ \text{K}$. Cet effet Joule a été compensé en fixant une température de consigne du cryostat telle que la température effective lorsque le courant parcourt dans la piste de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ est constante, et ce, pour toutes les densités de courant étudiées (Section V.4.2).

V.2.2 Vitesse de déplacement d'une paroi de domaines

Cette section donne une interprétation simple, dans le cadre du modèle simple de paroi 1D [MOUGIN 07], des effets des termes adiabatique et non-adiabatique de transfert de spin sur la vitesse de déplacement d'une paroi sous courant.

En supposant que la largeur de la paroi n'est pas modifiée par l'injection de courant et/ou l'application de champ magnétique, il est possible, à partir de l'Équation V.9, de rechercher les solutions stationnaires correspondant à son déplacement à vitesse constante (Chapitre I).

Dans ce régime, l'angle φ de l'aimantation dans la paroi reste constant pendant tout le déplacement et il s'exprime en fonction du champ et du courant comme :

$$\sin 2\varphi = 2 \frac{H + (\beta - \alpha) \frac{u}{|\gamma|\mu_0\delta_0}}{\alpha M_s (N_y - N_x)} \quad (\text{V.10})$$

Un tel déplacement à vitesse constante n'est donc possible qu'à la condition suivante :

$$\left| H + (\beta - \alpha) \frac{u}{|\gamma|\mu_0\delta_0} \right| < H_W \quad (\text{V.11})$$

avec $H_W = \frac{\alpha M_s}{2} |N_y - N_x|$ qui prend en compte l'effet des dimensions réduites de la piste sur le champ démagnétisant au niveau de la paroi par l'intermédiaire des coefficients démagnétisants $N_x = \frac{e}{e+w}$ et $N_y = \frac{e}{e+\delta_0}$.

Dans le cas d'un déplacement de paroi uniquement induit sous courant (c'est-à-dire $H = 0$), on trouve qu'il existe un courant seuil J_W , analogue au champ seuil de Walker :

$$J_W = \frac{e|\gamma|\mu_0\delta_0\alpha M_s^2}{Pg\mu_B|\beta - \alpha|} |N_y - N_x|, \quad (\text{V.12})$$

en dessous duquel la paroi peut se déplacer à vitesse constante en régime stationnaire.

La vitesse de la paroi en régime permanent est alors donnée par :

$$v(H, u) = \frac{|\gamma|\mu_0\delta_0}{\alpha} \left(H + \frac{\beta u}{|\gamma|\mu_0\delta_0} \right) \quad (\text{V.13})$$

Cette formule simple montre toute l'importance du terme de transfert de spin non-adiabatique. Considérons le cas où $\beta = 0$, en l'absence de champ magnétique appliqué. Aucun déplacement de paroi ne peut se manifester pour des courants inférieurs au courant seuil de Walker. Si maintenant $\beta \neq 0$, alors si $\beta < \alpha$ (respectivement $\beta > \alpha$) la vitesse de déplacement de la paroi est inférieure (respectivement supérieure) à la vitesse u caractérisant les porteurs de charge polarisés en spins. Notons de plus que dans le cas particulier $\beta = \alpha$, le courant seuil de Walker n'est plus défini et $v = u$ quelle que soit la densité de courant.

Si maintenant le courant est supérieur au courant seuil de Walker, l'angle φ de l'aimantation dans la paroi précesse de façon continue et la paroi passe alternativement d'une configuration de Bloch à une configuration de Néel comme sous champ magnétique. On doit alors définir une vitesse moyenne qui, pour de fortes valeurs de courant et/ou de champ, est linéaire en courant et en champ :

$$\bar{v}(H, u) = |\gamma|\mu_0\delta_0 \frac{\alpha}{1 + \alpha^2} \left(H + \frac{\beta u}{|\gamma|\mu_0\delta_0} \right) + \frac{u}{1 + \alpha^2} \quad (\text{V.14})$$

Au dessus du courant seuil de Walker et pour $\beta \neq \alpha$, la paroi peut toujours se déplacer car le terme de transfert de spin adiabatique devient efficace. Tataro *et al.* [TATARA 04] ont alors montré que la vitesse de paroi sous le seul effet du transfert de spin adiabatique varie comme :

$$\bar{v} \propto \sqrt{J^2 - J_c^2}, \quad (\text{V.15})$$

où J_c est qualifié de courant seuil intrinsèque, identique au seuil de Walker défini ci-dessus.

Remarquons en outre que dans la définition du courant intrinsèque apparaissent les coefficients démagnétisants N_x et N_y qui, lorsqu'ils sont égaux, annulent le courant seuil intrinsèque. Ceci correspond au cas particulier où la largeur de la piste est égale à la largeur de paroi. Les deux configurations de parois – Bloch ou Néel – sont alors dégénérées : dès qu'un courant est injecté, le mouvement de la paroi s'effectue dans le régime précessionnel. Les simulations micromagnétiques réalisées par Fukami *et al.* sont en accord avec ces conclusions du modèle 1D [FUKAMI 08].

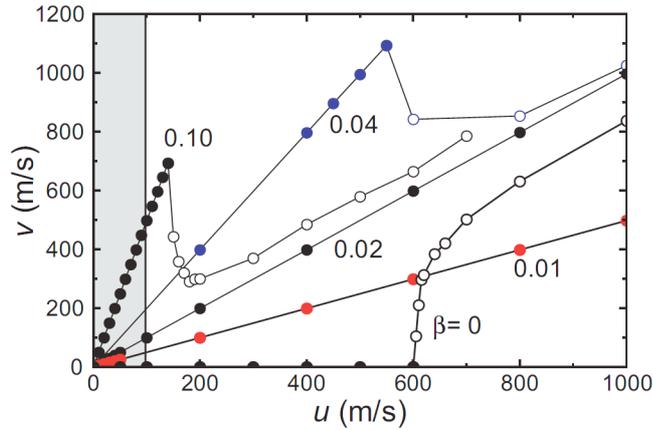


FIGURE V.3 – Vitesse de déplacement d'une paroi transverse dans un nano-fil à aimantation planaire sans défaut pour différentes valeurs du paramètre β avec $\alpha = 0,02$ [THIAVILLE 05]. Les symboles pleins correspondent à un déplacement de paroi où la paroi transverse conserve sa structure tandis que les symboles ouverts correspondent à un déplacement où la structure de la paroi passe de transverse à vortex.

Bien que plus compliquée, la propagation d'une paroi transverse dans un système à aimantation planaire sans défaut peut également être décrite par un modèle 1D [THIAVILLE 05] (Figure V.3). Les conséquences de ce modèle sont en excellent accord avec les résultats de simulations micromagnétiques effectuées sur un nano-fil parfait

sans rugosité. On retrouve alors le régime stationnaire pour lequel la paroi conserve sa structure au cours du déplacement, et ce, jusqu'au courant seuil. Pour des courants supérieurs à ce courant seuil, la structure de la paroi est modifiée et un vortex est nucléé au cours du déplacement, ce qui est l'analogue de la transition d'une configuration de Bloch à une configuration de Néel pour les systèmes à anisotropie perpendiculaire décrite ci-dessus.

Dans le cas où l'on introduit du désordre ou une rugosité de bord, la vitesse de propagation est alors réduite par rapport au cas d'une piste parfaite et il apparait un coefficient de non-adiabaticité effectif, β_{eff} , supérieur à β [THIAVILLE 05, TATARA 04, DUINE 08].

V.2.3 État de l'art

Dans les systèmes métalliques à anisotropie planaire, la densité de courant nécessaire à la mise en évidence d'un effet de transfert de spin est de l'ordre de 10^{12} A.m^{-2} . Il est généralement nécessaire d'appliquer un champ magnétique pour provoquer le déplacement de la paroi. Sinon, l'effet Joule dans la piste est très rapidement limitatif, avec, par exemple, l'apparition d'un état désaimanté [YAMAGUCHI 05]. Plusieurs auteurs ont mis en évidence et étudié l'effet de la polarité d'un courant sur la vitesse de paroi en appliquant de fortes valeurs de champs magnétiques [BEACH 06, HAYASHI 06a] (Figure V.4).

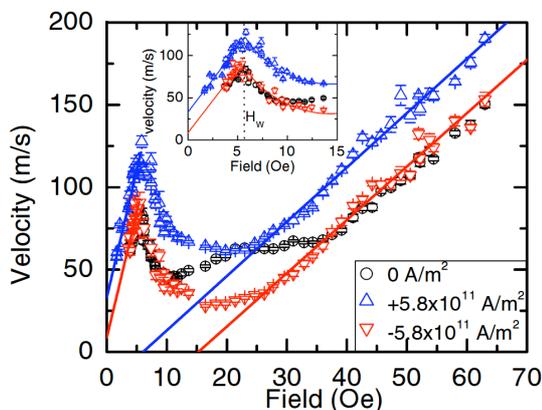


FIGURE V.4 – Vitesse de propagation de paroi dans une piste de Permalloy ($w = 600$ nm et $e = 20$ nm) en fonction du champ pour différentes densités de courant appliquées en continu.

Sous courant, il a de plus été mis en évidence la transition de la structure interne de la paroi de type vortex à une paroi de type transverse [KLAUI 05]. Plus récemment, l'équipe de S. Parkin [HAYASHI 08] a montré qu'il était possible de déplacer un en-

semble de parois de domaines sous des impulsions de courant, et ce, de façon reproductible.

Dans le cas des systèmes à anisotropie perpendiculaire, les premiers résultats expérimentaux tendent à distinguer deux familles de matériaux :

- d'une part, les systèmes métalliques où les résultats les plus marquants montrent un effet de polarisation du courant mais limité au régime de dépiégeage de la paroi [RAVELOSONA 05, RAVELOSONA 07] et
- d'autre part, les semiconducteurs magnétiques dilués tel que le $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$.

Dans ce dernier système, un faible courant de l'ordre de $10^8 \text{ A}\cdot\text{m}^{-2}$, et ce, en l'absence de champ, permet de déplacer aisément une paroi. Sous faible courant, un régime de faible vitesse, thermiquement activé, est mis en évidence. En revanche, sous plus fort courant, la vitesse de paroi varie linéairement avec J [YAMANOUCHI 06] (Figure V.5). Notons que le déplacement aisé de la paroi par transfert de spin est facilité par la faible valeur de l'aimantation spontanée dans le $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ ($40 \text{ kA}\cdot\text{m}^{-1}$ à 4 K) et la faible largeur de paroi ($\delta_0 \sim 11 \text{ nm}$), ce qui implique une plus forte valeur de u .

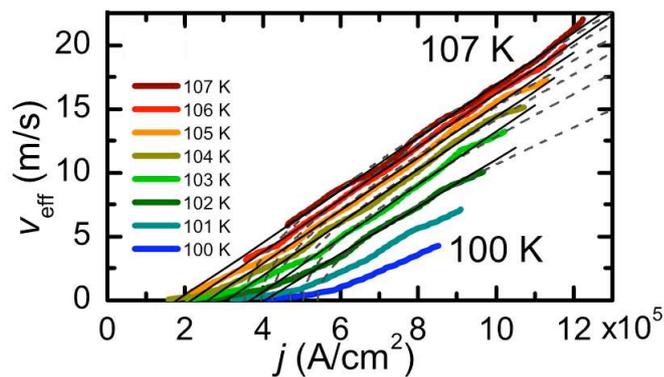


FIGURE V.5 – Vitesse de propagation de paroi dans une piste de $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$ ($w = 5 \mu\text{m}$ et $e = 20 \text{ nm}$) en fonction de la densité de courant J pour différentes températures effectives proches de la température de Curie ($T_c = 112 \text{ K}$).

V.3 Déplacement d'une paroi de domaines sous courant dans une piste de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$

Des différentes études théoriques et expérimentales présentées ci-dessus, ressort une question pour laquelle aucun consensus n'a pu être établi : « Existe-t'il un mécanisme de transfert non-adiabatique tel que celui décrit par le terme β ? »

Afin de tenter d'apporter un élément de réponse à cette question, j'ai étudié la propagation de paroi de domaines sous courant dans des pistes de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ ².

Cette section présente d'abord une description de la piste de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ qui a été étudiée. Une description de la méthodologie employée pour étudier le déplacement de paroi sous le seul effet d'un courant, à température constante, est ensuite présentée avant de discuter les résultats obtenus.

V.3.1 L'échantillon

Comme explicité dans les [Chapitres I et II](#), le $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ est un semiconducteur ferromagnétique dilué pour lequel l'interaction ferromagnétique est médiée par les porteurs, les trous p de la bande de valence. Afin d'induire une direction d'anisotropie perpendiculaire, la couche $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ est contrainte en tension par une couche tampon de $(\text{Ga}_{0,902}\text{In}_{0,098})\text{As}$. Dans cette structure, sont induites des dislocations le long des directions $[110]$ et $[\bar{1}\bar{1}0]$ à l'interface qui se propagent selon les directions $[111]$ et $[\bar{1}\bar{1}1]$ dans la couche de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$.

La densité de dislocations est suffisamment faible pour pouvoir réaliser ([Chapitre II](#)) des réseaux de pistes homogènes de longueur $90\ \mu\text{m}$, épaisse de $50\ \text{nm}$ et de différentes largeurs ([Figure V.6](#)) connectées à un réservoir.

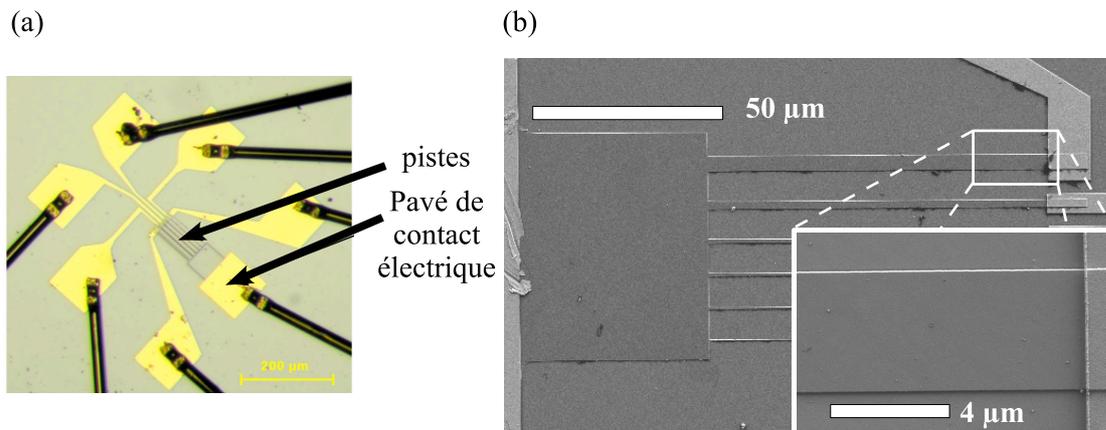


FIGURE V.6 – (a) Image en microscopie optique de l'ensemble du dispositif incluant les pistes connectées à un réservoir de nucléation, ainsi que les différents pavés de contact électrique. (b) Image SEM de la piste de $4\ \mu\text{m}$, étudiée par la suite, présentant une rugosité de bord inférieure à $10\ \text{nm}$ (voir insert).

Les largeurs des différentes pistes sont $4\ \mu\text{m}$, $2\ \mu\text{m}$, $1\ \mu\text{m}$, $750\ \text{nm}$, $500\ \text{nm}$ et $200\ \text{nm}$.

2. Le déplacement de paroi induit par un courant et un champ dans le système $\text{Pt}/\text{Co}(5\ \text{\AA})/\text{Pt}$ a été traité dans la thèse de M. Cormier (LPS, Orsay).

Après nano-structuration, la température de Curie a été mesurée à 114 K, à partir de la variation thermique de l'intensité du signal magnéto-optique Kerr polaire mesurée sous faible champ dans le réservoir de nucléation (**Figure V.7**).

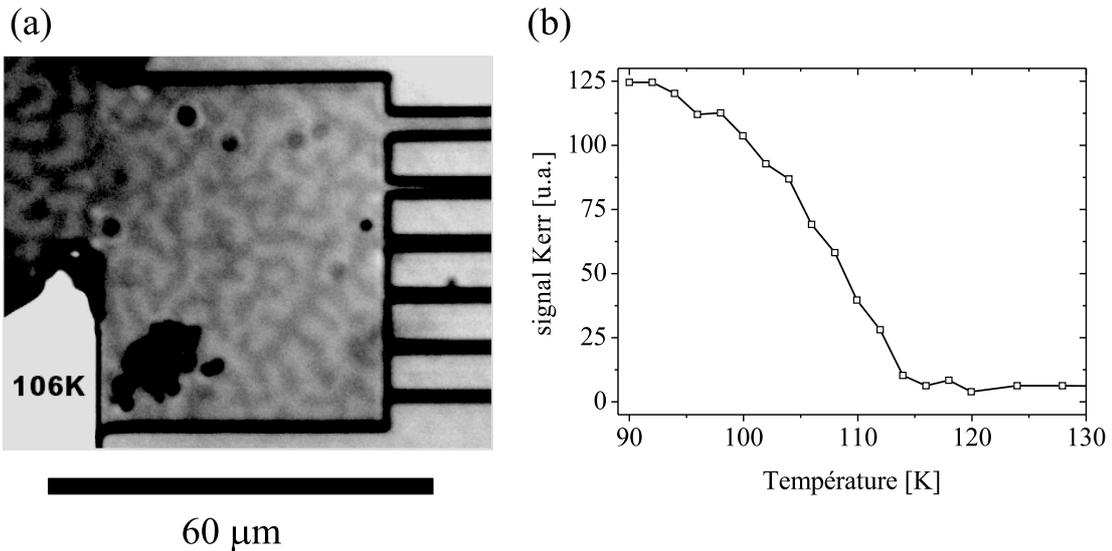


FIGURE V.7 – (a) Image magnéto-optique Kerr polaire de la structure désaimantée *a-c* en rubans du réservoir de nucléation. (b) Évolution de l'intensité du signal Kerr, en fonction de la température, mesurée dans le réservoir de nucléation.

À une température de 106 K, la période des domaines en rubans est déjà d'environ $5 \mu\text{m}$, valeur plus élevée que la largeur de toutes les pistes nano-structurées. Ainsi, la largeur des rubans croissant fortement lorsque l'on abaisse la température, une paroi de domaines occupera *a priori* toute la largeur de la piste, pour des températures inférieures à 106 K.

V.3.2 Principe de la mesure

Par la suite, seule la piste la plus large ($4 \mu\text{m}$) a été étudiée, pour des températures effectives proches de la température de Curie mais toujours inférieures à 104 K.

Pour toutes les expériences réalisées, l'échantillon est placé dans un cryostat optique à circulation où la température est réglée à mieux qu'un Kelvin.

Travailler à température effective constante

Comme précisé dans la première section, un effet inévitable lorsqu'un courant parcourt une piste est l'effet Joule.

Ayant décidé de travailler à des températures constantes proches de la température de Curie, il est indispensable de tenir compte de l'effet Joule afin d'analyser le déplacement de paroi pour des densités de courant élevées, et ce avec une précision meilleure que 1 K.

En premier lieu, la résistance de la piste a été déterminée en fonction de la température, avec un faible courant de façon à pouvoir négliger tout effet Joule. Cette résistance décroît de façon monotone avec la température pour des températures inférieures à la température de Curie [NOVAK 08]. Cette variation permet alors d'établir précisément la température de la piste à partir de sa résistance. Par exemple, la résistance de la piste à une température de 104 K est $R_{104\text{ K}} = 16,10\text{ k}\Omega$.

Afin de prendre en compte l'élévation de température ΔT due à l'effet Joule dans la piste, pour chaque densité de courant, la température de consigne, T_{cons} , du doigt froid où est fixé l'échantillon a été modifiée, de telle façon que la valeur de la résistance de la piste corresponde exactement à la température de mesure T_{mes} ciblée, soit $T_{\text{mes}} = T_{\text{cons}} + \Delta T$.

Le **Tableau V.1** donne quelques valeurs de températures de consigne en fonction de la tension appliquée pour atteindre une température de mesure de 104 K.

Tension [V]	5	10	15	20	30	40	50
Température [K]	103,3	101,2	97,4	92,3	72,6	64,3	39,0

TABLE V.1 – Températures de consigne du cryostat pour atteindre une température effective de 104 K pour différentes valeurs de tension appliquées.

Un calcul simple montre que la température finale dans la piste s'établit rapidement, en quelques dizaines de nanosecondes après le début de l'impulsion de courant, c'est-à-dire en un temps beaucoup plus court que la durée de l'impulsion elle-même, entre 800 ns et 1 s.

Détermination de la vitesse de propagation de paroi

Grâce à cet étalonnage en température, la vitesse de propagation d'une paroi de domaines peut être étudiée, sous le seul effet du courant injecté, dans la piste de $4\text{ }\mu\text{m}$ à une température constante fixée.

Pour cela, après avoir acquis une image de référence de l'état saturé, le système est préparé de façon à n'avoir qu'une seule paroi de domaines à une extrémité de la piste. Une image magnéto-optique est alors acquise. L'image-différence, entre cette image et l'image de l'état saturé, permet de repérer précisément la position de la paroi de domaines (**Figure V.8-(a)**).

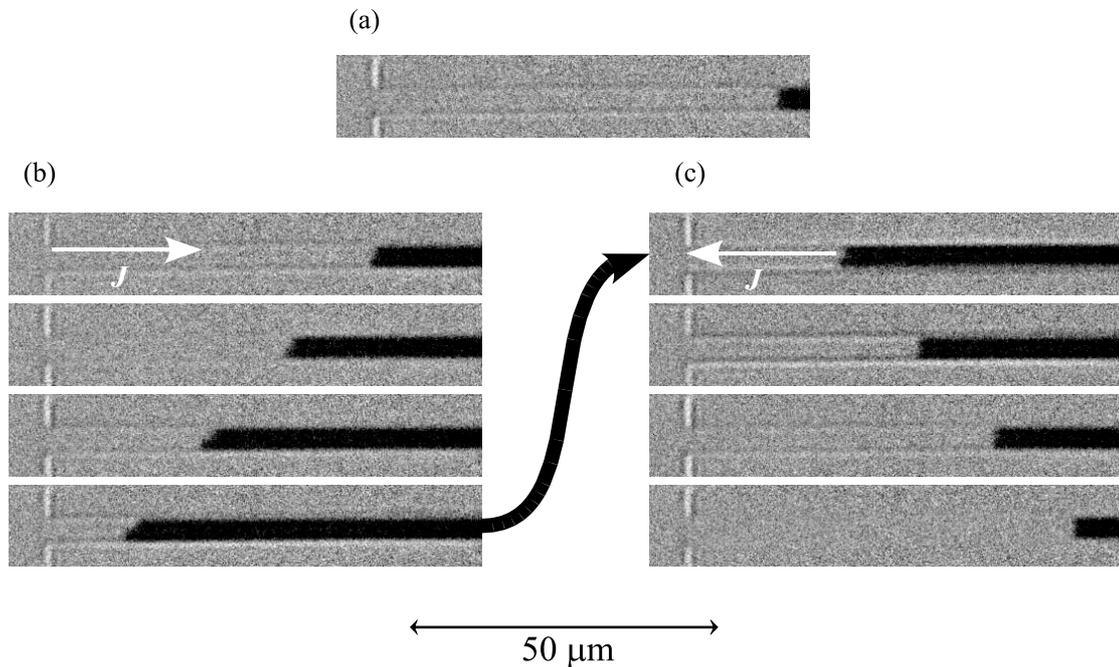


FIGURE V.8 – (a) Image magnéto-optique de l'état initial présentant une paroi de domaines à l'extrémité droite de la piste de $4 \mu\text{m}$. Le contraste noir indique un domaine d'état d'aimantation \uparrow . (b) et (c) Séries de 4 images magnéto-optiques de la piste après des impulsions successives de courant ($J = 4,4 \cdot 10^9 \text{ A} \cdot \text{m}^{-2}$) et de durée $1,8 \mu\text{s}$ entre chaque image. La polarité du courant a été inversée entre (b) et (c).

En appliquant différentes impulsions de courant ayant une polarité donnée et en déterminant l'image-différence par rapport à l'état saturé, on constate un déplacement régulier de la paroi, toujours dans le même sens (Figure V.8-(b)). En inversant la polarité de l'impulsion de courant, la paroi se déplace de manière reproductible, mais en sens opposé avec, là encore, un déplacement régulier (Figure V.8-(c)).

Conformément à ce que l'on s'attend à observer dans le $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$ où les trous p sont couplés antiferromagnétiquement à l'aimantation locale, la paroi se propage en sens opposé à celui des porteurs de charge. De plus, au cours du déplacement de la paroi, on s'aperçoit que son front s'incline dans la piste. Ce comportement est lié à l'effet du champ d'Oersted créé par le courant (Figure V.2). Pour déterminer la vitesse de déplacement moyenne de la paroi, sa position est alors systématiquement repérée au centre de la piste, où le champ d'Oersted s'annule.

V.3.3 Courbes de vitesse et discussion

Résultats

Ces mesures ont été répétées pour différentes valeurs de tension, de 1 V à 50 V, et à deux températures, 99 K et 104 K.

Tout d’abord, les mesures réalisées sous de faibles densités de courant J ont été comparées aux résultats précédemment obtenus [YAMANOUCHI 06, YAMANOUCHI 07]. Puis, à fort courant, les vitesses de déplacement de parois sont comparées aux prédictions théoriques du modèle 1D exposées en première section.

Vitesse de propagation de paroi à faible courant

La **Figure V.9** présente les courbes de vitesses obtenues pour de faibles valeurs de densité de courant et à deux températures assez proches de $T_c = 114$ K. Ces résultats sont en accord avec ceux de Yamanouchi *et al.* [YAMANOUCHI 06, YAMANOUCHI 07], ces derniers ayant démontré l’extrême facilité à déplacer des parois de domaines dans une piste de $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$ à anisotropie perpendiculaire par rapport au cas de pistes métalliques.

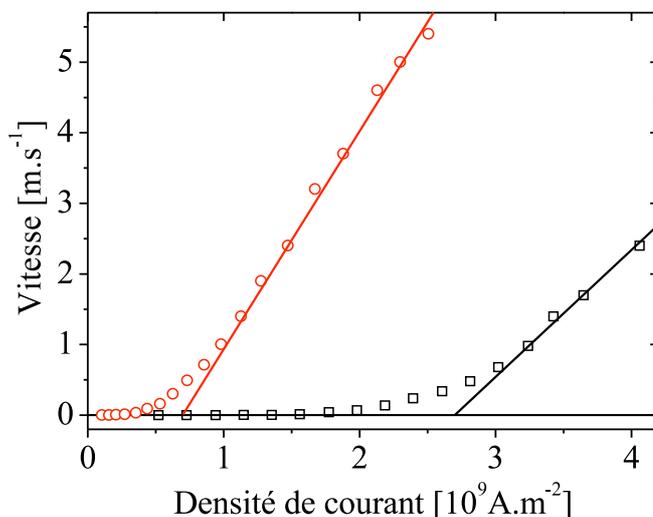


FIGURE V.9 – Examen du régime de vitesse thermiquement activé pour le déplacement de paroi de domaines à deux températures : (□) à 99 K et (○) à 104 K.

Pour ces deux températures, on observe une brusque augmentation de la vitesse au dessus d’un courant de déploiement J_{dep} , au-delà duquel la vitesse tend à varier linéairement avec J . On peut noter que la valeur de J_{dep} varie fortement avec la température,

attestant du caractère thermiquement activé de ce régime – à 99 K, $J_{\text{dep}} = 0,7 \cdot 10^9 \text{ A.m}^{-2}$ et, à 104 K, $J_{\text{dep}} = 2,7 \cdot 10^9 \text{ A.m}^{-2}$.

Un tel comportement rappelle le comportement de reptation mis en évidence sous faible champ magnétique aussi bien dans les films de Pt/Co(5 Å)/Pt [LEMERLE 98] que dans ceux de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ [DOURLAT 08] (Section II.2). Il est alors naturel de s'interroger sur l'existence d'un tel régime de reptation lorsque la paroi dans une piste est soumise au seul effet d'un courant polarisé en spins. En supposant que la paroi est toujours soumise à un piégeage collectif par les défauts intrinsèques, Duine *et al.* [DUINE 08] montrent que l'exposant critique μ , associé au courant, diffère de celui qui a été précédemment déterminé sous champ ($\mu = 1/4$) pour un film Pt/Co(5 Å)/Pt [LEMERLE 98]. Il dépend de la nature du couple de transfert de spin :

$$\text{si } \beta = 0, \text{ alors } \ln v \propto \frac{J_c^{1/2}}{J}, \text{ soit } \mu = 1/2,$$

$$\text{si } \beta \neq 0, \text{ alors } \ln v \propto \frac{J_c^{1/4}}{J}, \text{ soit } \mu = 1/4.$$

La comparaison des résultats à ces deux prédictions est présentée en Figure V.10.

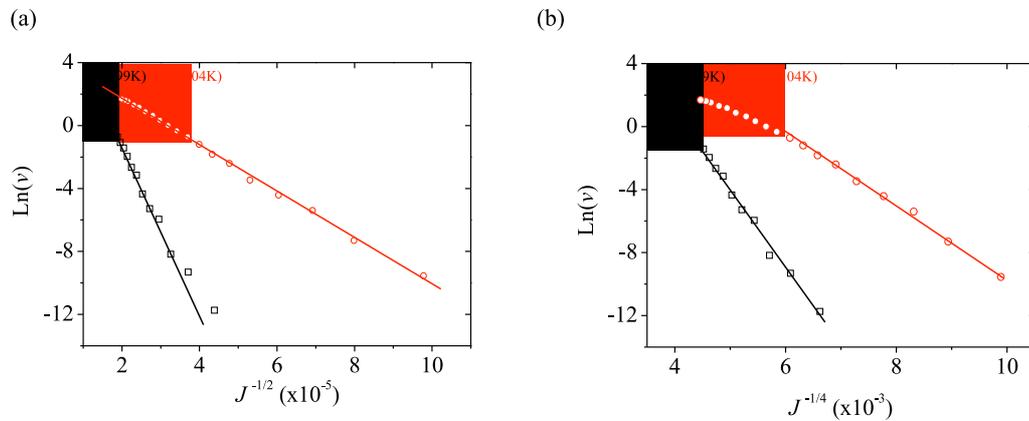


FIGURE V.10 – Ajustements linéaires de $\ln v$ en fonction de (a) $J^{-1/2}$ et (b) de $J^{-1/4}$ pour les deux températures 99 K (□) et 104 K (○).

À partir de ces deux graphes (Figure V.10), il est impossible de préciser si $\mu = 1/2$ ou $\mu = 1/4$ et donc de déterminer si β est pertinent ou non. Tout comme dans les expériences de Yamanouchi *et al.* [YAMANOUCHI 06, YAMANOUCHI 07], nous sommes limités par le nombre trop faible de mesures obtenues avec de très faibles densités de courant, $J \ll J_{\text{dep}}$, gamme de courant dans laquelle la loi de reptation est valide. Dans notre cas, cela s'explique par l'impossibilité de propager une paroi de façon reproductible

sans que son déplacement soit gêné par des défauts extrinsèques, vraisemblablement situés en bordure de la piste.

Ainsi, tout en ayant pris connaissance des travaux pionniers de Yamanouchi *et al.* sur le déplacement de paroi sous courant dans des pistes de $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$ [YAMANOUCHI 06, YAMANOUCHI 07], il n'est pas raisonnable de vouloir tirer une information sur l'exposant dynamique μ , c'est-à-dire sur l'existence d'un terme β sur une gamme de vitesse aussi faible.

Vitesse de propagation de paroi sous fort courant

Afin de tirer des informations plus quantitatives sur le couple de transfert de spin, des mesures de déplacement de paroi ont été effectuées pour des densités de courant plus élevées, pour $T = 104$ K. La variation de la vitesse de paroi en fonction de la densité de courant parcourant la piste est représentée sur la **Figure V.11**. On observe une variation linéaire de la vitesse de déplacement pour $J > 2.10^9$ A.m⁻².

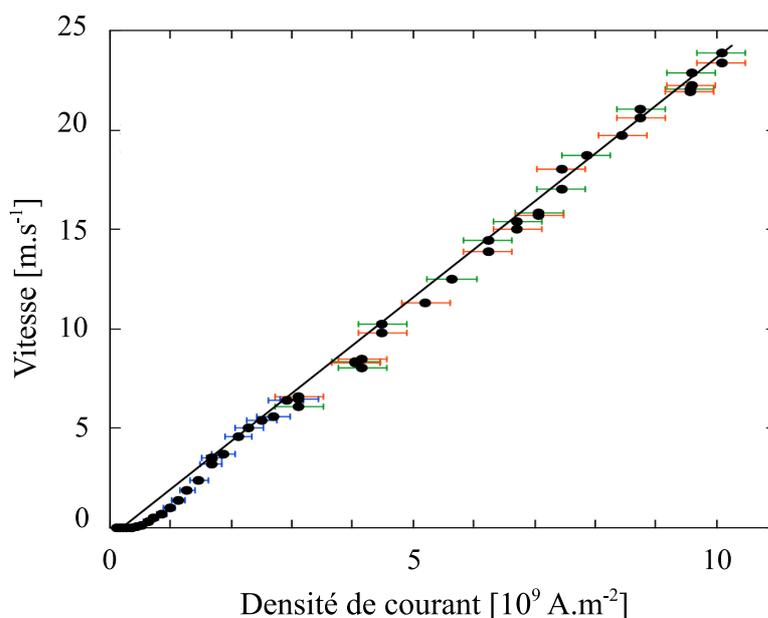


FIGURE V.11 – Vitesse de propagation de paroi mesurée à 104 K pour des densités de courant allant jusqu'à 10^{10} A.m⁻².

Pour le $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$, à la température de 104 K, $\mu_0 M_s = 16$ mT et en supposant une polarisation en spins $P = 0,5$, le courant seuil intrinsèque est estimé à $J_W = 2,3.10^9$ A.m⁻², c'est-à-dire une valeur nettement supérieure au courant de dépiégeage, $J_{\text{dep}} = 0,7.10^9$ A.m⁻². En d'autres termes, la vitesse de déplacement de paroi est non nulle pour $J < J_W$. D'après le modèle 1D présenté précédemment, on en conclut que le paramètre β caractérisant le transfert de spin non-adiabatique ne peut pas être nul.

En outre, un ajustement linéaire de la vitesse en fonction de la densité de courant conduit au résultat remarquable $v(J) \simeq u(J)$, ce qui tend à prouver que la valeur de β dans l'échantillon de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ est élevée et est proche de celle de α :

$$\frac{\beta}{\alpha} \simeq 1 \quad (\text{V.16})$$

Une telle valeur de β peut s'expliquer par le fort couplage spin-orbite des trous dans le $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$, ce qui favorise les processus de spin-flip à l'origine du terme de transfert de spin non-adiabatique [ZHANG 04].

V.4 Effets combinés d'un courant et d'un champ sur le déplacement d'un domaine

Comme cela a été montré dans les systèmes métalliques à anisotropie planaire, il est possible de combiner les effets d'un courant et d'un champ pour déplacer efficacement les parois de domaines [BEACH 06, HAYASHI 06b]. L'étude de l'évolution d'un domaine, sous l'effet d'un champ magnétique constant lorsqu'une impulsion de courant est injectée dans la piste, permet de mettre en évidence un effet exacerbé du champ magnétique sur la propagation de paroi de domaines en présence d'un courant.

V.4.1 Allongement et contraction d'un domaine

Effet d'un faible champ magnétique

En préambule à l'étude des effets combinés du champ et du courant, intéressons-nous brièvement à la propagation de paroi de domaines sous champ dans la même piste de largeur $4 \mu\text{m}$ (Figure V.12).

Jusqu'à un champ de 3 mT, la propagation de paroi est thermiquement activée. À très faible champ, la variation de $v(H)$ est compatible avec une loi de reptation, en (—) sur la Figure V.12. Ainsi, sur la gamme de champ $|H| < 0,3 \text{ mT}$, le champ magnétique seul induit une vitesse de propagation de paroi inférieure au mm.s^{-1} à 102 K. Les résultats présentés ci-après ayant été obtenus à 99 K, la vitesse de déplacement de paroi sous champ seul est encore réduite.

Effets combinés d'un courant et d'un champ

Le déplacement d'un domaine magnétique dans la piste est étudié sous les effets combinés d'un faible champ et d'un courant à une température de 99 K.

La première étape consiste à nucléer un tel domaine (\Downarrow) dans la piste de $4 \mu\text{m}$ de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ initialement saturée \Uparrow , comme montré sur la première image de la Figure V.13-(a).

Si, sous faible champ de + 0,035 mT, on injecte des impulsions constantes successives de courant dans la piste, on s'aperçoit (Figure V.13-(a)) que le domaine s'agrandit

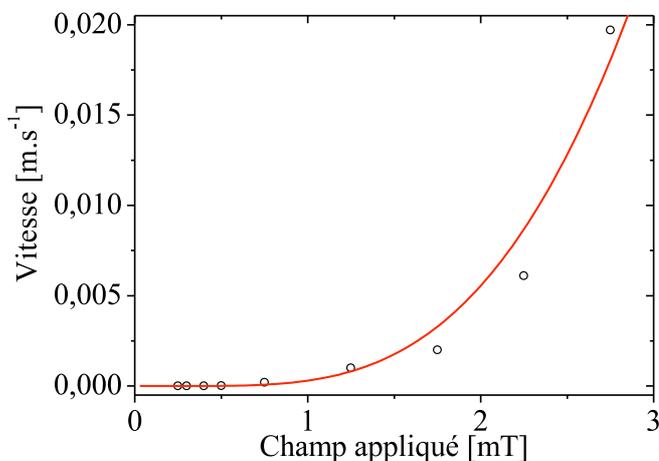


FIGURE V.12 – Vitesse de propagation d’une paroi de domaines à une température de 102 K.

progressivement et que l’allongement du domaine varie linéairement avec la durée cumulée des impulsions de courant (Figure V.14).

Dans le cas où l’on applique un champ magnétique de + 0,2 mT, le même domaine se contracte sous l’effet des impulsions de courant (Figure V.13-(b)). Là encore, la contraction du domaine varie linéairement avec la durée cumulée des impulsions de courant. Finalement, la longueur du domaine se stabilise à une longueur d’équilibre de l’ordre de 2 μm .

Cette longueur correspond à une valeur pour laquelle la répulsion dipolaire contrebalance l’effet du champ magnétique appliqué. Notons que, d’une mesure à l’autre, la stabilité du domaine en champ positif varie, ce que l’on peut expliquer en considérant les différentes combinaisons d’aimantation des parois possibles pour un couple de deux parois de domaines. En effet, dans le cas de deux parois d’aimantation parallèle (respectivement, opposée), le champ magnétostatique n’est pas fermé (respectivement, est fermé) au niveau du domaine, ce qui provoque l’instabilité (respectivement, la stabilité) du domaine au cours du temps [BAUER 05].

V.4.2 Dépiégeage de la paroi par un courant

Présence d’un champ interne

Les résultats présentés ci-dessus ne sont pas symétriques par rapport au champ appliqué, puisqu’un champ positif permet aussi bien de faire croître que de faire décroître la longueur du domaine selon sa valeur. Une étude plus systématique, en fonction de la valeur du champ appliqué – entre - 0,3 mT et + 0,3 mT – et pour différentes densités de courant – $\pm 3,2 \cdot 10^9 \text{ A.m}^{-2}$ et $\pm 4,1 \cdot 10^9 \text{ A.m}^{-2}$ – supérieures au courant de dépiégeage

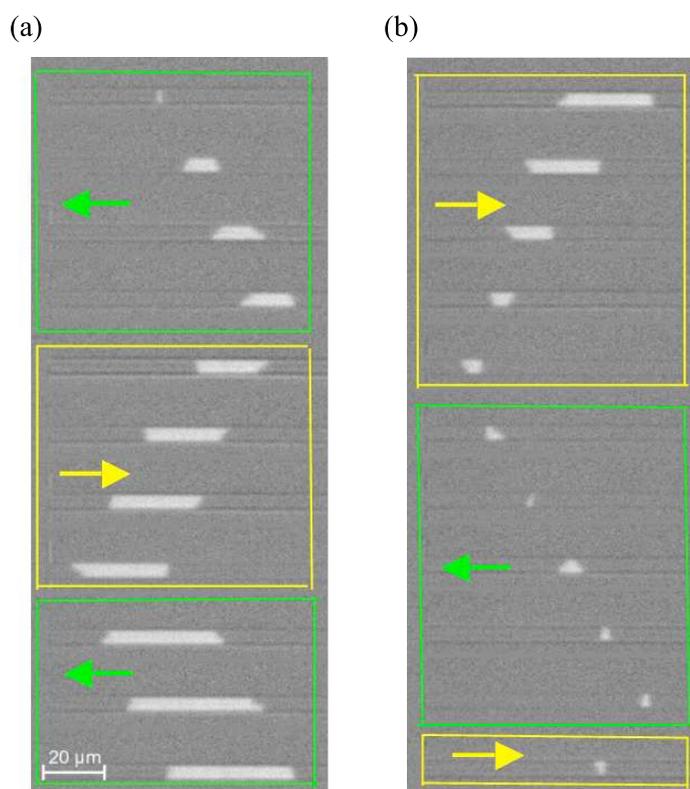


FIGURE V.13 – Déplacement d'un domaine d'aimantation \downarrow sous l'effet d'impulsions successives de courant de durée $10 \mu\text{s}$ et d'intensité $3,2 \cdot 10^9 \text{ A.m}^{-2}$ en présence d'un champ magnétique (a) de $0,035 \text{ mT}$ ou (b) de $0,2 \text{ mT}$ à 99 K . Ce déplacement s'accompagne d'un allongement en (a) et d'une contraction (déformation négative) en (b) du domaine. Le signe de cette déformation n'est pas modifié par l'inversion de la polarité du courant, indiquée ici par les flèches jaunes et vertes.

$J_{\text{dep}} = \pm 2,7 \cdot 10^9 \text{ A.m}^{-2}$, montre qu'il existe un champ supplémentaire H_{int} qui s'ajoute toujours au champ appliqué.

La vitesse d'accroissement moyenne du domaine Δv ($\Delta v = v_1 - v_2$ si v_1 et v_2 sont les vitesses respectives des deux parois du domaine) varie linéairement en fonction du champ appliqué (Figure V.15) mais son ordonnée à l'origine n'est pas nulle. L'intersection de la courbe $\Delta v(H)$ avec l'axe des abscisses permet d'estimer ce champ interne : $H_{\text{int}} \simeq -0,08 \text{ mT}$.

Après de nombreuses vérifications (zéro de la sonde de Hall mesurant le champ appliqué et mesure sur un échantillon test de Pt/Co(5 Å)/Pt irradié aux ions hélium présentant une saturation sous seulement $0,3 \text{ mT}$), aucun champ « parasite » rayonné par l'environnement de l'échantillon, tel qu'un champ rémanent par l'électro-aimant ou par une pièce du cryostat, n'a été mis en évidence. Ce champ est donc vraisemblable-

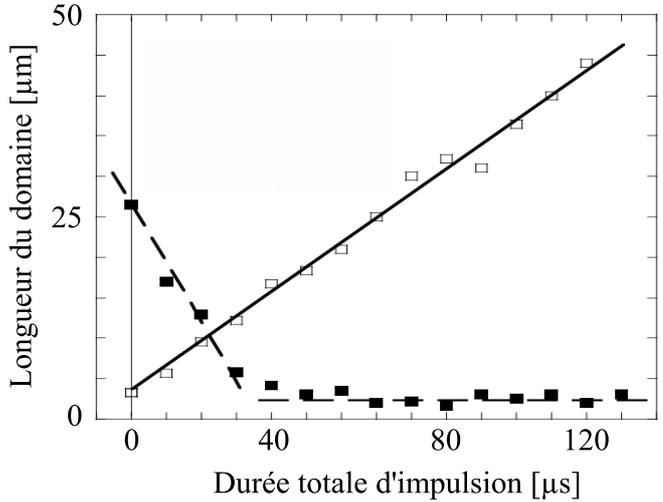


FIGURE V.14 – Variation de la longueur du domaine en fonction de la durée totale d’impulsions pour les deux séries d’images de la Figure V.13. Les symboles vides et pleins correspondent respectivement aux images des colonnes (a) et (b).

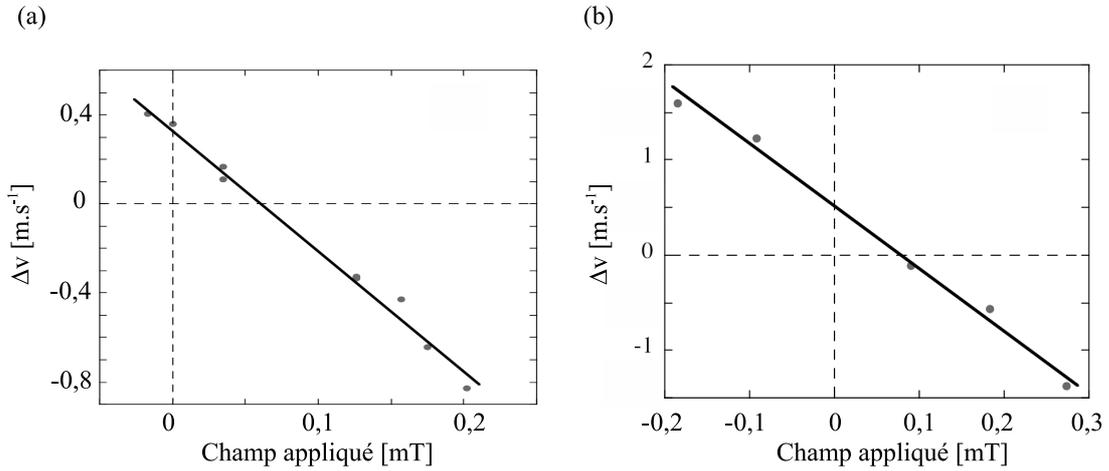


FIGURE V.15 – Évolution de la vitesse de déformation du domaine en fonction du champ appliqué pour (a) $J = 3,2 \cdot 10^9 \text{ A.m}^{-2}$ et (b) $J = 4,1 \cdot 10^9 \text{ A.m}^{-2}$.

blement lié à l'échantillon. Ce champ, ne dépendant pas du sens du courant, ne peut être expliqué par un effet Rashba tel que celui proposé par Obata et Tataru [OBATA 08].

Interprétation de la vitesse d'allongement d'un domaine sous champ

Il est intéressant de comparer la vitesse d'allongement du domaine Δv à la vitesse de déplacement du domaine \bar{v} . Ces grandeurs permettent de comparer les effets du champ et du courant de manière indépendante sur la vitesse de propagation d'une paroi. En effet, d'après le modèle de transfert de spin, le courant n'a pour d'autre effet que de déplacer le domaine dans sa globalité sans le déformer. Dans l'approche la plus simple, où tout couplage champ-courant est négligé [MOUGIN 07], la déformation du domaine est alors due au seul effet du champ. La vitesse de déplacement du domaine correspond alors à la contribution induite par le courant :

$$\bar{v} = v(J). \quad (\text{V.17})$$

Par ailleurs, la vitesse de déformation du domaine est égale à deux fois la vitesse de la paroi sous champ :

$$\Delta v = 2v(H). \quad (\text{V.18})$$

Le premier point marquant est la valeur élevée de la vitesse de paroi sous faible champ en présence d'un courant. Lorsque $J = 4,1 \cdot 10^9 \text{ A.m}^{-2}$, un champ effectif de 0,1 mT permet déjà de déplacer la paroi à une vitesse de $0,5 \text{ m.s}^{-1}$, ce qui est sans commune mesure comparable avec la vitesse de paroi obtenue sous le seul effet du champ : $v(0,1 \text{ mT}) < 1 \cdot 10^{-5} \text{ m.s}^{-1}$. L'effet du courant permet donc de fortement dépiéger la paroi.

Ravelosona *et al.* [RAVELOSONA 07] ont proposé l'expression suivante pour la barrière d'énergie mise en jeu sous champ et sous courant :

$$E(H, J) = 2M_s V \left((H_p - H) - \left(\frac{A}{2M_s V} J \right) \right). \quad (\text{V.19})$$

Cette barrière d'énergie $E(H, J)$ s'annule donc lorsque :

$$H = H_p \left(1 - J/J_c \right) \text{ avec } J_c = \frac{2M_s V H_p}{A}. \quad (\text{V.20})$$

Or, la vitesse de paroi dans le régime thermiquement activé s'exprime sous la forme :

$$\begin{aligned} v(H) &= v_0(H) \exp \left(\frac{-E(H, J)}{k_B T} \right) \\ &= v_0(H) \exp \left(-2M_s V H_p \left(1 - \frac{J}{J_c} \right) / (k_B T) \right). \end{aligned} \quad (\text{V.21})$$

Ainsi, lorsque J tend vers J_c , l'effet du courant permet bien de dépiéger la paroi, et le régime de déplacement tend vers le régime visqueux, stationnaire et linéaire à faible champ [MOUGIN 07] (**Chapitre I**) :

$$v(H) \simeq v_0(H) = \frac{|\gamma| \delta_0}{\alpha} H. \quad (\text{V.22})$$

Pour $T = 99 \text{ K}$ et en partant des résultats sur la déformation du domaine en fonction du champ pour $J = 4,1 \cdot 10^9 \text{ A.m}^{-2}$, on trouve une mobilité apparente de $3,0 \text{ m.s}^{-1}.\text{mT}^{-1}$. Il est alors possible de déterminer le paramètre d'amortissement de Gilbert :

$$\alpha = 0,20. \quad (\text{V.23})$$

Cette valeur est très proche de celle déterminée par Dourlat *et al.* [DOURLAT 08] dans le régime stationnaire pour les mêmes échantillons de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$, étudiés sous la forme de film continu. Dans le régime précessionnel, Dourlat *et al.* ont déterminé une mobilité bien plus faible que celle obtenue ici. Ces mesures permettent donc de démontrer sans ambiguïté que la paroi de domaines se déplace en régime stationnaire sous l'effet du courant.

Un tel régime stationnaire ne peut exister que si β est non nul. Ceci confirme les conclusions de la section précédente à partir de la vitesse de déplacement de paroi aux fortes densités de courant. En effet, dans ce régime, la relation :

$$|v - u| < v_W \quad (\text{V.24})$$

est toujours valable [THIAVILLE 07]. Elle permet alors de donner un encadrement de la polarisation P du $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$:

$$0,4 < P < 0,6 \quad (\text{V.25})$$

La pente du régime linéaire observé sur la [Figure V.11](#) permet alors de donner un encadrement du rapport $\frac{\beta}{\alpha}$:

$$0,2 < \frac{\beta}{\alpha} < 0,4. \quad (\text{V.26})$$

V.5 Conclusion

L'étude de la propagation de paroi sous courant et sous champ se révèle très riche pour comprendre les mécanismes intrinsèques de la dynamique de l'aimantation.

Dans le $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$, comme l'avaient démontré précédemment Yamanouchi *et al.* [YAMANOUCHI 06], les parois de domaines se déplacent aisément pour de faibles densités de courant à une température proche de la température de Curie. Ce résultat est très vraisemblablement lié à la très faible valeur de l'aimantation spontanée du $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$.

Ces mêmes expériences ont permis d'affirmer l'existence du terme de transfert de spin non-adiabatique qui ne peut être négligé, comme cela a été proposé précédemment par Yamanouchi *et al.* [YAMANOUCHI 07]. La valeur élevée du paramètre β , proche de α , est certainement liée à la présence d'un fort couplage spin-orbite pour les trous [NGUYEN 07], ce qui favorise les événements de spin-flip.

En outre, l'étude de l'effet conjoint d'un champ et d'un courant a permis de révéler le dépiégeage d'une paroi de domaines sous courant, ce qui conduit à exacerber l'effet du champ magnétique. Ainsi, pour des valeurs suffisamment élevées de la densité de courant, on retrouve le régime stationnaire de la vitesse linéaire en champ prévu pour un film « zéro défaut ».

Dans ces expériences, un faible champ magnétique permet de sonder très précisément la dynamique interne de la paroi de domaines au cours de son déplacement sous l'effet du courant. Le régime atteint étant stationnaire, l'existence du terme non-adiabatique est démontrée sans équivoque et une valeur de α est déduite. Combinée aux études de déplacement de paroi à fort courant, la polarisation du $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ et le coefficient de non-adiabaticité ont été déterminés.

Bibliographie

- [BAUER 05] M. BAUER, A. MOUGIN, J. P. JAMET, V. REPAIN, J. FERRE, R. L. STAMPS, H. BERNAS & C. CHAPPERT. *Deroughening of Domain Wall Pairs by Dipolar Repulsion*. Physical Review Letters, vol. 94, page 207211, 2005.
- [BEACH 06] G. S. D. BEACH, C. KNUTSON, C. NISTOR, M. TSOI & J. L. ERSKINE. *Nonlinear Domain-Wall Velocity Enhancement by Spin-Polarized Electric Current*. Physical Review Letters, vol. 97, page 057203, 2006.
- [BERGER 78] L. BERGER. *Low-field magnetoresistance and domain drag in ferromagnets*. Journal of Applied Physics, vol. 49, page 2156, 1978.
- [BERGER 84] L. BERGER. *Exchange interaction between ferromagnetic domain wall and electric current in very thin metallic films*. Journal of Applied Physics, vol. 55, page 1954, 1984.
- [DOURLAT 08] A. DOURLAT, V. JEUDY, A. LEMAÎTRE & C. GOURDON. *Field-driven domain-wall dynamics in $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ films with perpendicular anisotropy*. Physical Review B, vol. 78, page 161303, 2008.
- [DUINE 08] R. A. DUINE & C. M. SMITH. *Creep of current-driven domain-wall lines : Effects of intrinsic versus extrinsic pinning*. Physical Review B, vol. 77, pages 094434–6, 2008.
- [FUKAMI 08] S. FUKAMI, T. SUZUKI, N. OHSHIMA, K. NAGAHARA & N. ISHIWATA. *Micromagnetic analysis of current driven domain wall motion in nanostrips with perpendicular magnetic anisotropy*. In Journal of Applied Physics, volume 103, page 07E718, Tampa, Florida (USA), 2008. AIP.
- [HAYASHI 06a] M. HAYASHI, L. THOMAS, Y. B. BAZALIY, C. RETTNER, R. MORIYA, X. JIANG & S. S. P. PARKIN. *Influence of Current on Field-Driven Domain Wall Motion in Permalloy Nanowires from Time Resolved Measurements of Anisotropic Magnetoresistance*. Physical Review Letters, vol. 96, page 197207, 2006.
- [HAYASHI 06b] M. HAYASHI, L. THOMAS, C. RETTNER, R. MORIYA, X. JIANG & S. S. P. PARKIN. *Dependence of Current and Field Driven Depinning of Domain Walls on Their Structure and Chirality in Permalloy Nanowires*. Physical Review Letters, vol. 97, page 207205, 2006.
- [HAYASHI 08] M. HAYASHI, L. THOMAS, R. MORIYA, C. RETTNER & S. S. P. PARKIN. *Current-Controlled Magnetic Domain-Wall Nanowire Shift Register*. Science, vol. 320, page 209, 2008.
- [KLAUI 05] M. KLAUI, P.-O. JUBERT, R. ALLENSPACH, A. BISCHOF, J. A. C. BLAND, G. FAINI, U. RUDIGER, C. A. F. VAZ, L. VILA & C. VOUILLE. *Direct Observation of Domain-Wall Configurations Transformed by Spin Currents*. Physical Review Letters, vol. 95, page 026601, 2005.

-
- [LEMERLE 98] S. LEMERLE, J. FERRÉ, C. CHAPPERT, V. MATHET, T. GIAMARCHI & P. LE DOUSSAL. *Domain Wall Creep in an Ising Ultrathin Magnetic Film*. Physical Review Letters, vol. 80, page 849, 1998.
- [MOUGIN 07] A. MOUGIN, M. CORMIER, J. P. ADAM, P. J. METAXAS & J. FERRÉ. *Domain wall mobility, stability and Walker breakdown in magnetic nanowires*. Europhysics Letters, vol. 78, page 57007, 2007.
- [NGUYEN 07] A. K. NGUYEN, H. J. SKADSEM & A. BRATAAS. *Giant Current-Driven Domain Wall Mobility in (Ga,Mn)As*. Physical Review Letters, vol. 98, page 146602, 2007.
- [NOVAK 08] V. NOVAK, K. OLEJNIK, J. WUNDERLICH, M. CUKR, K. VYBORNY, A. W. RUSHFORTH, K. W. EDMONDS, R. P. CAMPION, B. L. GALLAGHER, J. SINOVA & T. JUNGWIRTH. *Curie Point Singularity in the Temperature Derivative of Resistivity in (Ga,Mn)As*. Physical Review Letters, vol. 101, page 077201, 2008.
- [OBATA 08] K. OBATA & G. TATARA. *Current-induced domain wall motion in Rashba spin-orbit system*. Physical Review B, vol. 77, page 214429, 2008.
- [RAVELOSONA 05] D. RAVELOSONA, D. LACOUR, J. A. KATINE, B. D. TERRIS & C. CHAPPERT. *Nanometer Scale Observation of High Efficiency Thermally Assisted Current-Driven Domain Wall Depinning*. Physical Review Letters, vol. 95, page 117203, 2005.
- [RAVELOSONA 07] D. RAVELOSONA, S. MANGIN, J. A. KATINE, E. FULLERTON & B. D. TERRIS. *Threshold currents to move domain walls in films with perpendicular anisotropy*. Applied Physics Letters, vol. 90, page 072508, 2007.
- [TATARA 04] G. TATARA & H. KOHNO. *Theory of Current-Driven Domain Wall Motion : Spin Transfer versus Momentum Transfer*. Physical Review Letters, vol. 92, page 086601, 2004.
- [THIAVILLE 05] A. THIAVILLE, Y. NAKATANI, J. MILTAT & Y. SUZUKI. *Micromagnetic understanding of current-driven domain wall motion in patterned nanowires*. Europhysics Letters, vol. 69, page 990, 2005.
- [THIAVILLE 07] A. THIAVILLE, Y. NAKATANI, F. PIÉCHON, J. MILTAT & T. ONO. *Transient domain wall displacement under spin-polarized current pulses*. European Physical Journal B, vol. 60, page 15, 2007.
- [VIRET 96] M. VIRET, D. VIGNOLES, D. COLE, J. M. D. COEY, W. ALLEN, D. S. DANIEL & J. F. GREGG. *Spin scattering in ferromagnetic thin films*. Physical Review B, vol. 53, page 8464, 1996.
- [YAMAGUCHI 05] A. YAMAGUCHI, S. NASU, H. TANIGAWA, T. ONO, K. MIYAKE, K. MIBU & T. SHINJO. *Effect of Joule heating in current-driven domain wall motion*. Applied Physics Letters, vol. 86, page 012511, 2005.
-

- [YAMANOUCHI 06] M. YAMANOUCHI, D. CHIBA, F. MATSUKURA, T. DIETL & H. OHNO. *Velocity of Domain-Wall Motion Induced by Electrical Current in the Ferromagnetic Semiconductor (Ga,Mn)As*. Physical Review Letters, vol. 96, page 096601, 2006.
- [YAMANOUCHI 07] M. YAMANOUCHI, J. IEDA, F. MATSUKURA, S. E. BARNES, S. MAEKAWA & H. OHNO. *Universality Classes for Domain Wall Motion in the Ferromagnetic Semiconductor (Ga,Mn)As*. Science, vol. 317, page 1726, 2007.
- [ZHANG 04] S. ZHANG & Z. LI. *Roles of Nonequilibrium Conduction Electrons on the Magnetization Dynamics of Ferromagnets*. Physical Review Letters, vol. 93, page 127204, 2004.

Conclusion

Conclusions et perspectives

Avant de suggérer quelques perspectives à ce travail, revenons d'abord sur mes principaux résultats sur le renversement de l'aimantation dans des objets magnétiques de dimensions réduites, soit métallique — Pt/Co(5 Å)/Pt — soit semiconducteur ferromagnétique dilué — $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$, tous deux à anisotropie perpendiculaire.

Les techniques expérimentales privilégiées pour ces études du renversement de l'aimantation sous champ ou sous courant dans ces nano-éléments, ont été la magnétométrie et la microscopie magnéto-optique Kerr polaire. La microscopie Kerr s'est révélée extrêmement performante et sensible pour accéder au comportement magnétique individuel de ces nano-éléments.

Trop souvent, certains auteurs proposent d'interpréter leurs résultats expérimentaux à partir du modèle simple de Néel-Brown qui suppose un mode cohérent du renversement de l'aimantation, hypothèse rarement compatible avec une analyse quantitative de leurs résultats.

Dans ces études, je suis parti des propriétés structurales et morphologiques des nano-éléments pour mieux comprendre l'origine des processus mis en jeu.

Dans ces deux systèmes, préparés par une méthode « top-down » et étudiés sous champ magnétique, j'ai mis en évidence le rôle critique joué par le confinement latéral des nano-éléments, comme le prédit la théorie micromagnétique.

Tant que les dimensions latérales des nano-éléments excèdent nettement la longueur d'échange et que la température est suffisamment basse devant la température de blocage, un renversement non-cohérent de l'aimantation est observé et plusieurs processus successifs doivent être invoqués. Il est nécessaire de diminuer ces dimensions latérales pour ne révéler qu'un seul processus de renversement de l'aimantation.

Dans le cas des nano-disques de diamètre 130 nm de Pt/Co(5 Å)/Pt, faiblement irradiés, j'ai montré que le mode de renversement de l'aimantation consiste en la nucléation d'une gouttelette en périphérie de la couronne irradiée. Le renversement de l'aimantation est donc gouverné par une seule barrière d'énergie proportionnelle à la densité d'énergie de paroi. Il s'agit d'un processus différent de celui proposé par Néel-Brown, ce dernier faisant intervenir dans l'énergie de barrière le produit de l'anisotropie par le volume de la particule. Le degré de liberté supplémentaire, offert ici

par l'irradiation aux ions hélium, a permis de diminuer l'anisotropie et par conséquent la température de blocage de ces nano-éléments. J'ai ainsi pu montrer que, lorsque le rôle des fluctuations thermiques devient prédominant, le renversement de l'aimantation s'uniformise et tend vers un renversement cohérent de l'aimantation. En d'autres termes, c'est le volume total du nano-élément qui devient pertinent pour déterminer la température de blocage.

Dans le cas des nano-plots de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$, là encore, la présence d'un seul saut d'aimantation sous champ n'est pas nécessairement garante d'un renversement cohérent de l'aimantation. Seul le renversement de l'aimantation dans les plus petits nano-plots, de diamètre comparable à la longueur d'échange, est compatible avec un processus cohérent. Ainsi, bien que l'origine du ferromagnétisme dans les semiconducteurs ferromagnétiques dilués soit très différente de celle dans les métaux, la théorie micromagnétique des processus de renversement de l'aimantation et la limite superparamagnétique sont bien décrites dans le cadre de la théorie de Néel-Brown pour les nano-plots de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$.

La seconde problématique abordée au cours de mon travail de thèse concerne le déplacement de paroi de domaines sous un champ magnétique et/ou sous un courant polarisé en spins dans des pistes de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$ à anisotropie perpendiculaire.

Diverses raisons peuvent expliquer un déplacement aisé de paroi sous courant dans le $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$:

- la faible aimantation spontanée, ce qui diminue le courant seuil intrinsèque par rapport aux systèmes métalliques couramment étudiés,
- le fort couplage spin-orbite pour les trous de la bande de valence qui favorise les mécanismes de spin-flip, et donc le transfert de spin non-adiabatique.

Ainsi, la vitesse de déplacement d'une paroi en fonction de la densité de courant dépend linéairement du courant au-delà d'un certain seuil dit de dépiégeage qui dépend fortement de la température.

Comme sous courant, le déplacement de paroi sous champ magnétique ne devient détectable qu'au delà d'un certain champ seuil de dépiégeage. Ce champ de dépiégeage disparaît si la piste est parcourue par un courant de valeur supérieure au courant seuil. Le déplacement de la paroi est alors linéaire en champ.

Tant la dépendance linéaire de la vitesse de paroi, observée aux fortes densités de courant, que la dynamique interne de la paroi, révélée par un faible champ magnétique, montrent que le mécanisme de transfert de spin non-adiabatique est significatif dans ce matériau, contrairement à d'autres prédictions¹. Elles permettent en outre de déterminer la valeur de la polarisation en spins et du coefficient de non-adiabaticité β du $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$.

1. M. YAMANOUCI *et al.*, *Universality Classes for Domain Wall Motion in the Ferromagnetic Semiconductor (Ga,Mn)As*. Science, vol. 317, page 1726, 2007.

Au vu des conclusions de ce travail, plusieurs perspectives sont ouvertes :

- Aussi bien pour les nano-disques de Pt/Co(5 Å)/Pt que pour les nano-plots de $(\text{Ga}_{0,93}\text{Mn}_{0,07})\text{As}$, il serait intéressant de pouvoir sonder la dynamique rapide de l'aimantation (picoseconde) en temps réel sur un nano-objet unique. À titre d'exemple, la dynamique de la couche libre d'empilements de type GMR a été récemment étudiée à l'aide de mesures électriques². Les perspectives les plus prometteuses à court ou moyen termes en matière de microscopies résolues en temps sont, sans conteste, celles offertes par le rayonnement synchrotron avec les microscopies en photoémission (PEEM) et en transmission (S-TXM). Ces techniques restent très restrictives et ne peuvent être appliquées à tous les échantillons. Dans le cas des échantillons de Pt/Co(5 Å)/Pt, par exemple, la couche de couverture de platine (respectivement le substrat épais) empêche l'étude des échantillons réalisés au cours de cette thèse par microscopie PEEM (respectivement S-TXM).

Soulignons par ailleurs que la microscopie magnéto-optique peut devenir une technique d'avenir en nano-sciences avec le développement combiné de lasers impulsions, permettant une résolution temporelle entre 10 femtosecondes et la picoseconde, et de motifs fabriqués à partir d'empilements métalliques présentant un indice de réfraction négatif permettant d'atteindre des résolutions optiques meilleures que 50 nm.

- Concernant la problématique du déplacement de parois sous courant, l'étude menée ici est préliminaire : tant la compréhension du mécanisme de transfert de spin que celle des effets combinés du champ et du courant nécessitent des études plus approfondies et systématiques.

Ainsi, il est essentiel de déterminer la vitesse de déplacement de paroi en fonction de la densité de courant à différentes températures afin d'étudier l'évolution de la contribution du processus non-adiabatique, étroitement lié aux mécanismes de spin-flip fortement dépendant de la température.

En outre, des études complémentaires réalisées sur des pistes nano-structurées par hydrogénation, pour diminuer le rôle des défauts extrinsèques sur les bords des pistes, permettraient d'approfondir la compréhension du régime de « reptation » à faible courant et à faible champ lorsque les dimensions latérales des pistes sont réduites. Une voie qui va également dans ce sens est celle du dopage du $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$ par du phosphore, qui permet d'induire des contraintes en tension plus homogènes sur l'épaisseur du film et d'abaisser la densité des défauts extrinsèques.

D'une façon plus générale, il est aussi important de mieux comprendre l'origine de la forte disparité des résultats sur le déplacement de paroi sous courant dans les systèmes à anisotropie perpendiculaire. En effet, dans la grande majorité des cas, l'effet Joule aux fortes densités de courant produit un échauffement tel que le mécanisme de déplacement de paroi est fortement perturbé.

2. SERRANO-GUISAN *et al.*, *Biased Quasiballistic Spin Torque Magnetization Reversal*. Physical Review Letters, vol. 101, page 087201, 2008.

