HAL
open science

Retournement de l'aimantation assisté par un champ micro-onde d'une nanoparticule individuelle

Raoul Piquerel

To cite this version:

Raoul Piquerel. Retournement de l'aimantation assisté par un champ micro-onde d'une nanoparticule individuelle. Autre [cond-mat.other]. Université de Grenoble, 2012. Français. NNT : 2012GRENY022 . tel-00767410

HAL Id: tel-00767410

https://theses.hal.science/tel-00767410v1

Submitted on 19 Dec 2012

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.

UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Physique**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Raoul PIQUEREL

Thèse dirigée par Dr. **Wolfgang WERNSDORFER**

préparée au sein de l'**institut Néel, CNRS/UJF**
dans **l'École Doctorale de Physique, Grenoble**

Retournement de l'aimantation assisté par un champ micro-onde d'une nanoparticule individuelle

Thèse soutenue publiquement le **9 mars 2012**,
devant le jury composé de :

Dr. Mairbek CHSHIEV
Commissariat à l'Énergie Atomique – Grenoble, Président
Pr. Stéphane MANGIN
Université Henri Poincaré – Nancy, Rapporteur
Dr. André THIAVILLE
Université Paris XI – Orsay, Rapporteur
Dr. Edgar BONET
Institut Néel – Grenoble, Examinateur
Dr. Thibaut DEVOLDER
Institut d'Électronique Fondamentale – Orsay, Examinateur
Pr. Mathias KLÄUI
Université de Mainz – Mainz (Allemagne), Examinateur
Dr. Christophe THIRION
Institut Néel – Grenoble, Examinateur
Dr. Wolfgang WERNSDORFER
Institut Néel – Grenoble, Directeur de Thèse

à Julie.

Tout d'abord, je tiens à remercier les membres de mon jury de thèse qui ont accepté d'évaluer mon travail, en particulier Stéphane Mangin et André Thiaville qui ont effectué le rapport du manuscrit de thèse. Je remercie aussi Edgar Bonet, Thibault Devolder, Mathias Kläui, Christophe Thirion et Wolfgang Wernsdorfer pour avoir fait partie de ce jury et Mairbek Chshiev pour l'avoir présidé.

Je remercie les directeurs successifs de l'Institut Néel, Alain Fontaine et Alain Shuhl, de m'avoir acceuilli au sein de l'Institut Néel. De même, je remercie les directeurs successifs du département NANO, Joël Cibert et Hervé Courtois.

Je tiens à remercier les personnes qui m'ont encadré pendant cette thèse, du premier jour jusqu'à la soutenance de thèse. En premier lieu, mon directeur de thèse, Wolfgang Wernsdorfer, l'homme que l'on ne peut jamais mettre en défaut. J'ai appris énormément de choses et j'espère être capable de les mettre en pratique dans ma carrière. Mon co-directeur de thèse, Edgar Bonet, que je considère comme un puit de savoir et l'une des personnes les plus brillantes qu'il m'a été donné de rencontrer. La troisième personne a avoir énormément contribué à ce travail de thèse est Christophe Thirion. Il n'avait officiellement pas de résponsabilités dans ce travail mais s'est tout de même énormément impliqué. Je le remercie alors pour son aide précieuse, y compris lors des passages moins sympathiques de la rédaction du manuscrit ou de la préparation de la soutenance. Enfin, je remercie Oksana Gaier, que l'on a acceuilli sur le projet du retournemet assisté en temps que post-doc dans le milieu de ma troisième année de thèse. Sa curiosité et ses questions pertinentes m'ont ammené à me poser les bonnes questions avant d'entamer la rédaction du manuscrit.

Je tiens aussi à remercier les personnes avec qui j'ai pu travailler de prés ou de loin pendant ces trois années. Daniel Lepoittevin et Christophe Hoarau du service électronique et Eric Eyraud du service d'ingénierie expérimentale. Je remercie aussi les permanents (actuels ou passés) du groupe Nanospintronique et Transport Moléculaire, Franck Balestro, Nedjma Bendiab, Vincent Bouchiat et Laetitia Marty, pour leurs discussions et leurs remarques sur la physique, la recherche ou tout le reste.

Mon projet de thèse sur le retournement assisté de l'aimantation est né de la collaboration de deux équipes extérieures avec l'équipe Nanospintronique et Transport Moléculaire. Durant ces trois années, nous avons été amenés à nous rencontrer plusieurs fois pour diverses occasions et je les remercie pour leurs discussions enrichissantes et points de vue. Il s'agit de l'équipe d'Hamid Kachkachi de l'Université de Perpignan et l'équipe de Véronique Dupuis du LPMCN à Lyon.

Il y a évidemment beaucoup de gens que je voudrais remercier mais ça serait impensable d'en faire une liste exhaustive ici. Ni voyez pas non plus un top 10 de mes meilleurs amis mais plutôt un aperçu des gens qui ont bien rempli ma boîte mail ces dernières années. Je commence donc par remercier Alexia Gorecki qui est la personne que je connais depuis le plus longtemps à Grenoble. On a beaucoup travaillé mais on a quand même eu le temps de bien rigoler. Je remercie Fabien Bonnet pour ses démo de windsurf, sa vision du monde et son humour cinglant. Je remercie Sébastien Kawka, parce que les bières-kebab des soirées d'été n'auront plus jamais la même saveur. Je remercie Christelle pour beaucoup de choses, entre autres pour sa gentillesse, sa disponibilité et aussi sa cuisine... Je devrais non-remercier les gens qui vont suivre puisqu'ils ont été la plus grande entrave à ce travail

de thèse, notamment pour m'avoir rendu dépendant à la caféine. Je non-remercie donc Mathias Urdampilleta, dit Bifle, pour son amour du reggae, pour être noir à l'intérieur et pour avoir épargné mon oeil. Je non-remercie Romain Vincent, dit Sergent, pour aimer l'informatique autant que moi et pour nos soirées à manger les pizzas les plus grasses du monde. Je non-remercie Antoine Réserbat-Plantey pour avoir fait partie du trio borroméen du D 206, pour ses bons coups de pédales, son humour et même son style !

Je remercie mes parents, Colette et Gérard, ainsi que la banque parentale qui ne m'a jamais demandé de compte et m'a toujours supporté dans mon choix de carrière.

Enfin, je voudrais remercier le plus sincèrement que possible Julie. C'est difficile de faire comprendre par écrit à quel point les gens comptent ou ont compté et c'est encore plus difficile pour elle. Elle qui est arrivée dans ma vie au moment oú les choses commençaient à se gâter mais qui a sacrifié son temps et son énergie pour m'épauler et m'encourager jusqu'à la fin. Elle me motive, me donne confiance en moi et comprend comment je fonctionne (et peut donc y remédier).

Table des matières

Introduction générale **7**

1 Introduction **9**
1.1 Système magnétique . . . 9
1.1.1 Aimant uniforme . . . 9
1.1.2 Anisotropie magnétique . . . 10
1.1.3 Énergie totale . . . 12
1.2 Modèle de Stoner-Wohlfarth . . . 13
1.3 Retournement dynamique . . . 16
1.3.1 Précession de l'aimantation . . . 16
1.3.2 Précession amortie – Modèle de Gilbert . . . 18
1.3.3 Précession forcée . . . 20
1.3.4 Résonance ferromagnétique . . . 22
1.3.5 Résonance non-linéaire . . . 23
1.3.6 Retournement assisté . . . 26
1.4 Problématique et objectifs . . . 37

2 Magnétométrie microSQUID **39**
2.1 Dispositif . . . 39
2.2 Le magnétomètre . . . 41
2.2.1 Propriétés SQUID . . . 41
2.2.2 Caractéristique $I_c(\phi)$ . . . 43
2.2.3 Placement des objets magnétiques à étudier . . . 43
2.3 Circuit de détection . . . 44
2.3.1 Electronique bas-bruit . . . 45
2.3.2 Automate TiCo . . . 46
2.4 Protocole de mesure . . . 47
2.4.1 Plan du microSQUID . . . 47
2.4.2 Mesure directe . . . 47
2.4.3 Mode en contre-réaction . . . 47
2.4.4 Mode froid . . . 49
2.4.5 Mode aveugle . . . 50
2.4.6 Mesure par dichotomie du champ de retournement . . . 51

2.5 Automate rapide ADwin . . . 51
2.5.1 L'automate . . . 52
2.5.2 Chemins et mouvements . . . 53
2.5.3 Asservissement . . . 55
2.6 Système d'acquisition NanoQt . . . 56
2.7 Dispositif micro-onde . . . 56
2.7.1 Dispositif . . . 57
2.7.2 Etalonnage . . . 57

3 Magnétométrie numérique 61
3.1 Equation du mouvement adimensionnée . . . 62
3.2 Système modèle . . . 63
3.3 Choix des outils numériques . . . 63
3.4 Méthode d'intégration . . . 64
3.5 Protocole de simulation . . . 65
3.6 Le critère de retournement . . . 67
3.7 L'enveloppe de raccordement . . . 68
3.8 Méthode de cartographie . . . 68

4 Astroïde dynamique 71
4.1 Formulation de la problématique . . . 71
4.2 Protocole, méhodologie et matériaux . . . 72
4.2.1 Protocole . . . 72
4.2.2 Impulsion AC . . . 75
4.2.3 Systèmes étudiés . . . 76
4.3 Observation de l'astroïde dynamique . . . 78
4.3.1 Approche expérimentale . . . 78
4.3.2 Approche théorique . . . 80
4.3.3 Conclusion . . . 85
4.4 Effet du temps de montée . . . 86
4.4.1 Approche expérimentale . . . 86
4.4.2 Approche numérique . . . 88
4.4.3 Conclusion . . . 91
4.5 Position de la résonance . . . 92
4.5.1 Interprétation . . . 92
4.5.2 Conclusion . . . 96
4.6 Conclusion . . . 96

5 Bassins d'attraction 99
5.1 Problématique . . . 99
5.2 Protocole . . . 101
5.2.1 Préparation du paysage énergétique . . . 103
5.2.2 Préparation de l'état initial – Impulsion pompe . . . 104

5.2.3 Evolution de l'aimantation – Impulsion sonde 105
5.2.4 Diagramme de Fresnel 105
5.3 Retournement en fonction de l'état initial 107
5.3.1 Protocole expérimental 107
5.3.2 Discussion sur la rotation de la phase 107
5.3.3 Résultat expérimental 109
5.3.4 Conclusion 110
5.4 Effet de l'amplitude du champ AC 110
5.5 Effet du champ DC 111
5.6 Effet de la relaxation 112
5.6.1 Précession libre 112
5.6.2 Effet de l'amortissement 112
5.7 Conclusion 116

Conclusion générale **123**

A Projection Mercator **127**

B Équation LLG explicite et implicite **129**

Introduction générale

Depuis une dizaine d'années, la demande en stockage numérique s'est intensifiée, cherchant à concilier densité, stabilité et rapidité d'accès aux informations. Une piste de bons candidats pour augmenter cette densité, sans sacrifier la stabilité, semble être les nanoparticules monodomaines à forte anisotropie magnétique. En effet, depuis 2006, la majorité des disques durs commerciaux sont basés sur une technologie d'enregistrement perpendiculaire [1]. Dans ce cas, les médias discrets à anisotropie élevée, ferromagnétiquement bloqués à la température ambiante, montrent un grand potentiel pour l'avenir de l'enregistrement magnétique à ultra-haute densité. Malheureusement, le renversement de leurs aimantations requiert des champs très intenses par rapport aux capacités des têtes d'écriture actuelles. En 2003, *Thirion* et *al.* [2] ont mis en évidence que la précession assistée de l'aimantation par un champ micro-onde peut entrainer le retournement pour une nanoparticule individuelle pour des champs statiques inférieurs à la limite de Stoner-Wohlfarth. Le retournement assisté par micro-onde (*Microwave Assisted Switching – MAS*) pourrait devenir technologiquement pertinent au même titre que l'enregistrement magnétique assisté thermiquement [3], déjà exploré pour les têtes de disque dur. Depuis, de nombreux travaux théoriques [4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18] ou expérimentaux [19, 20, 21, 22, 23, 24, 25, 26] sont venus compléter la compréhension ou proposer de nouveaux scénarii de MAS.

L'étude du MAS fait référence à l'étude de la dynamique de l'aimantation dans les éléments magnétiques monodomaines. Ce champ de recherche très actif depuis de nombreuses années a notamment permis de mettre en évidence le régime de résonance ferromagnétique en réponse linéaire ou non-linéaire [27] ou encore la création d'ondes de spin [28]. Notamment, un des principaux paramètres de contrôle de la dynamique est la puissance du signal excitateur qui permet de passer d'un régime à l'autre. Le MAS est accessible lorsque l'amplitude du champ excitateur permet d'injecter suffisamment d'énergie dans le système pour dépasser la barrière d'énergie séparant les états stables. On se trouve donc en présence d'un nouveau régime dynamique, qui suit par amplitude d'excitation croissante les travaux précédement cités.

Le but de ce travail de thèse est d'enrichir notre connaissance sur ce nouveau régime de la dynamique de l'aimantation en continuant l'étude du retournement assisté sur des nanoparticules individuelles. Nous verrons notamment que l'état final de l'aimantation est déterminée par la présence d'attracteurs dans le paysage énergétiques. L'objectif exact et le déroulement de ce manuscrit de thèse sont discutés à la fin du chapitre 1, une fois les

notions élémentaires de la dynamique de l'aimantation introduites.

Nous sommes convaincus que notre approche, tout à fait originale, permet d'offrir de nouvelles solutions face aux difficultés rencontrées par l'industrie de l'enregistrement magnétique. On peut également souligner l'intérêt scientifique, à savoir la possibilité de décrire correctement le processus de retournement de l'aimantation dans des nanoparticules.

Chapitre 1

Introduction

Dans ce premier chapitre, nous allons mettre en place des outils et concepts qui vont nous être utiles pour la suite de ce manuscrit. En commençant par la présentation des systèmes considérés nous aborderons le retournement quasi-statique, phénomène connu et largement utilisé depuis quelques années, puis nous présenterons les éléments de base de la dynamique de l'aimantation. Nous passerons de l'équation du mouvement d'un spin unique aux modes de précession que l'on peut rencontrer dans la résonance ferromagnétique. Ensuite nous présenterons les différents travaux théoriques et expérimentaux déjà effectués sur le retournement assisté. Enfin, nous dégagerons une problématique, nous placerons le sujet de cette thèse dans son contexte. Nous ajouterons quelques mots sur les implications que ce travail peut avoir dans différents domaines de la physique du magnétisme ou non.

1.1 Système magnétique

1.1.1 Aimant uniforme

Les systèmes magnétiques essayent de minimiser leurs énergies internes et cherchent la configuration magnétique la moins coûteuse. L'énergie interne résulte de la compétition entre plusieurs contributions qui sont

- l'énergie d'échange qui tient compte du désalignement des spins ;
- l'énergie démagnétisante qui tient compte du rayonnement dipolaire ;
- l'énergie d'anisotropie.

Pour un système suffisamment grand, la configuration stable est composée de plusieurs domaines. Si l'on paie le prix d'une paroi de domaine, on gagne en rayonnement dipolaire (Fig. 1.1a). En revanche, pour un système ayant une taille inférieure à une taille critique, la configuration stable est monodomaine mais avec les spins *mal* alignés (Fig. 1.1b). On ne paie plus de paroi de domaine car la taille du système ne permet plus d'en porter mais le rayonnement dipolaire est encore minimisé grâce au désalignement des spins. Enfin si le système est très petit, la configuration stable est monodomaine avec tous les spins parfai-

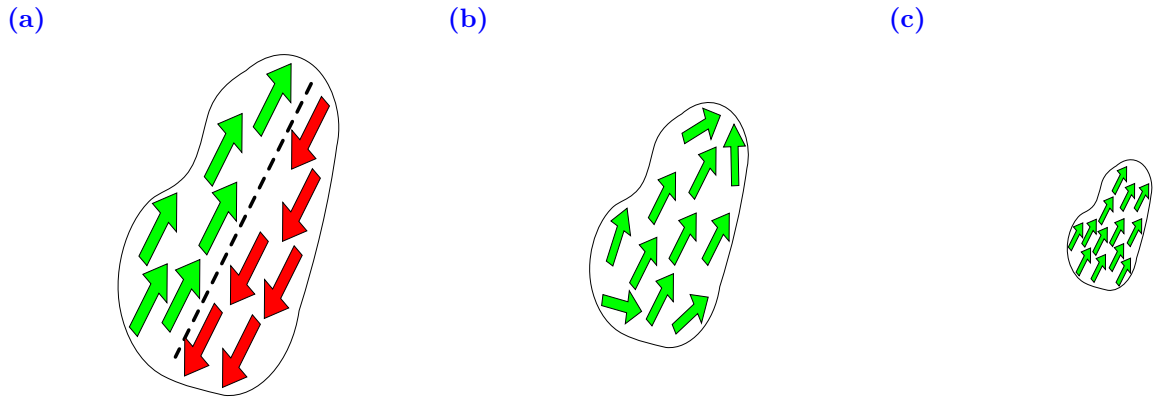

Figure 1.1 – Configuration magnétique d'un petit système magnétique. **(a)** La taille du système est grande, l'énergie est minimisée par création de parois de domaines. **(b)** La taille ne permet plus de porter une paroi de domaine mais le désalignement des spins minimise le rayonnement dipolaire. **(c)** Le système est très petit, il n'y a qu'un domaine de spins parfaitement alignés. C'est la configuration macrospin.

tement alignés [1], configuration aussi appelée *macrospin* ou *particule de Stoner* (Fig. 1.1c). Ici, l'énergie d'échange l'emporte sur le rayonnement dipolaire.

Une des propriétés remarquables des systèmes macrospins est que leurs normes ne dépendent pas de leurs orientations et sont toujours égales à M_s, l'aimantation *spontanée* [2].

Par la suite, nous ne considèrerons que le modèle macrospin. De plus, toutes les énergies dans ce chapitre sont données par unité de volume.

1.1.2 Anisotropie magnétique

La dépendance angulaire de l'énergie du système est décrite par l'anisotropie magnétique (Fig. 1.2b). Cette dépendance impose des axes préférentiels encore appelés axes de facile aimantation qui correspondent aux minima locaux. À l'inverse les axes de difficile aimantation correspondent aux maxima. L'énergie d'anisotropie, $E_{\text{ani}}(\mathbf{M})$, regroupe les différentes contributions provenant de

- la structure cristalline ;
- la forme ;
- l'état de surface de l'aimant.

Dû à toutes ces contributions, le calcul exact de l'énergie d'anisotropie est difficile à faire, il requiert une parfaite connaissance du système et même numériquement, pour des aimants composés de 10^3 à 10^6 atomes, le calcul est très lourd.

Heureusement, les contributions sont souvent d'importance variable et une approximation à un ordre faible nous permet de déterminer l'énergie d'anisotropie effective. L'aniso-

1. En réalité, les petits systèmes composés de plusieurs moments magnétiques ne peuvent jamais être complètements saturés [29]

2. Dans ce cas, l'aimantation spontanée M_s est (presque) égale à la densité volumique des moments magnétiques μ_B dans le matériaux, $M_s = N\mu_B$.

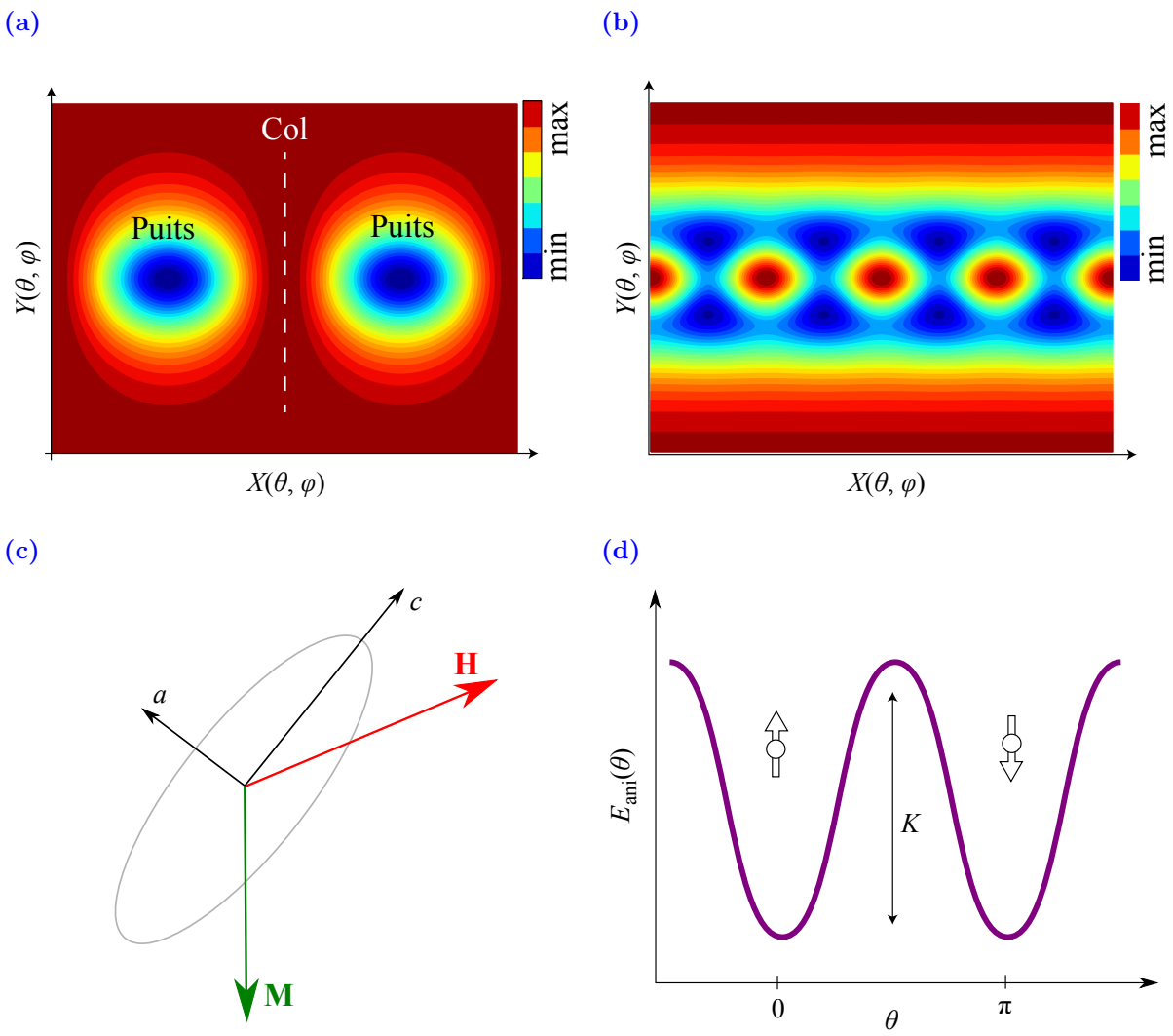

Figure 1.2 – Anisotropie magnétique. **(a)** Paysage énergétique en projection Mercator Transverse (Voir annexes) d'un système à anisotropie biaxiale. Comme sur un planisphère, l'axe X correspond à la latitude et l'axe Y correspond à la longitude. Il n'y a que deux puits qui correspondent aux états stables. **(b)** Paysage énergétique d'un système à anisotropie cubique. Il y a huit états stables. **(c)** Système magnétique anisotrope à symétrie de révolution, l'anisotropie dépend uniquement de θ. **(d)** Dépendance angulaire de l'énergie d'anisotropie pour un système uniaxial. Les deux positions d'équilibre, $\theta = 0$ et $\theta = \pi$, sont séparées par une barrière de hauteur K.

tropie effective doit respecter la symétrie par inversion

$$E_{\text{ani}}(\mathbf{M}) = E_{\text{ani}}(-\mathbf{M}) \tag{1.1}$$

Le développement sur une base propre $(\mathbf{u}_x, \mathbf{u}_y, \mathbf{u}_z)$ nous donne [3]

$$E_{\text{ani}}(\mathbf{M}) = \sum_{2j=a+b+c} \kappa_i u_x^a u_y^b u_z^c \tag{1.2}$$

où κ_i est la pondération du développement. Afin d'illustrer cette anisotropie effective, prenons deux exemples, celui d'une anisotropie biaxiale et celui d'une anisotropie cubique.

Anisotropie biaxiale : Considérons un ellipsoïde aplati sur un de ses petits axes ($l_x < l_y < l_z$) dont l'anisotropie est principalement dictée par la forme, nous obtenons le développement suivant

$$E_{\text{ani}}(\mathbf{M}) = \kappa_1 u_x^2 + \kappa_2 u_y^2 + \kappa_3 u_z^2 \tag{1.3}$$

qui après simplification [4] nous donne

$$E_{\text{ani}}(\mathbf{M}) = (\kappa_2 - \kappa_1) u_y^2 + (\kappa_3 - \kappa_1) u_z^2 \tag{1.4}$$

Posons les constantes d'anisotropie $K_y = -(\kappa_2 - \kappa_1)$ et $K_z = -(\kappa_3 - \kappa_1)$ ainsi nous obtenons l'énergie d'anisotropie pour un système à anisotropie biaxiale (Fig. 1.2c)

$$E_{\text{ani}}(\mathbf{M}) = -K_y u_y^2 - K_z u_z^2 \tag{1.5}$$

Supposons par exemple que $K_z > K_y > 0$, alors l'axe z est facile et l'axe x est difficile.

Anisotropie cubique : Considérons une sphère dont l'anisotropie est principalement dictée par la structure cristalline. L'anisotropie est à symétrie cubique et nous obtenons le permier terme non nul

$$E_{\text{ani}}(\mathbf{M}) = \kappa_1 u_x^2 u_y^2 + \kappa_2 u_y^2 u_z^2 + \kappa_3 u_z^2 u_x^2 \tag{1.6}$$

Dans le cas où $\kappa_1 = \kappa_2 = \kappa_3 = -K$

$$E_{\text{ani}}(\mathbf{M}) = -K(u_x^2 u_y^2 + u_y^2 u_z^2 + u_z^2 u_x^2) \tag{1.7}$$

nous obtenons l'anisotropie d'un système cubique (Fig. 1.2d) avec huit orientations stables.

1.1.3 Énergie totale

L'énergie de couplage d'un champ magnétique $\mathbf{H}_{\text{DC}}$ avec un moment magnétique $\mathbf{M}$ est décrite par l'effet Zeeman

$$E_{\text{Z}}(\mathbf{M}, \mathbf{H}_{\text{DC}}) = -\mu_0 \mathbf{M}\mathbf{H}_{\text{DC}} \tag{1.8}$$

ce qui nous permet de définir l'énergie statique totale du macrospin

$$E_{\text{st}}(\mathbf{M}, \mathbf{H}_{\text{DC}}) = E_{\text{ani}}(\mathbf{M}) - \mu_0 \mathbf{M}\mathbf{H}_{\text{DC}} \tag{1.9}$$

Selon la grandeur de notre champ DC, on peut défavoriser ou tout simplement détruire un minima dans le paysage énergétique (Fig. 1.3). Il se trouve que c'est le point de départ de notre prochaine discussion, le retournement (quasi-)statique.

3. Les vecteurs propres sont donnés par $u_x = \frac{\mathbf{M.x}}{M_s} = \sin\theta\cos\phi$, $u_y = \frac{\mathbf{M.y}}{M_s} = \sin\theta\cos\phi$ et $u_z = \frac{\mathbf{M.z}}{M_s} = \cos\theta$

4. $u_x^2 + u_y^2 + u_z^2 = 1$

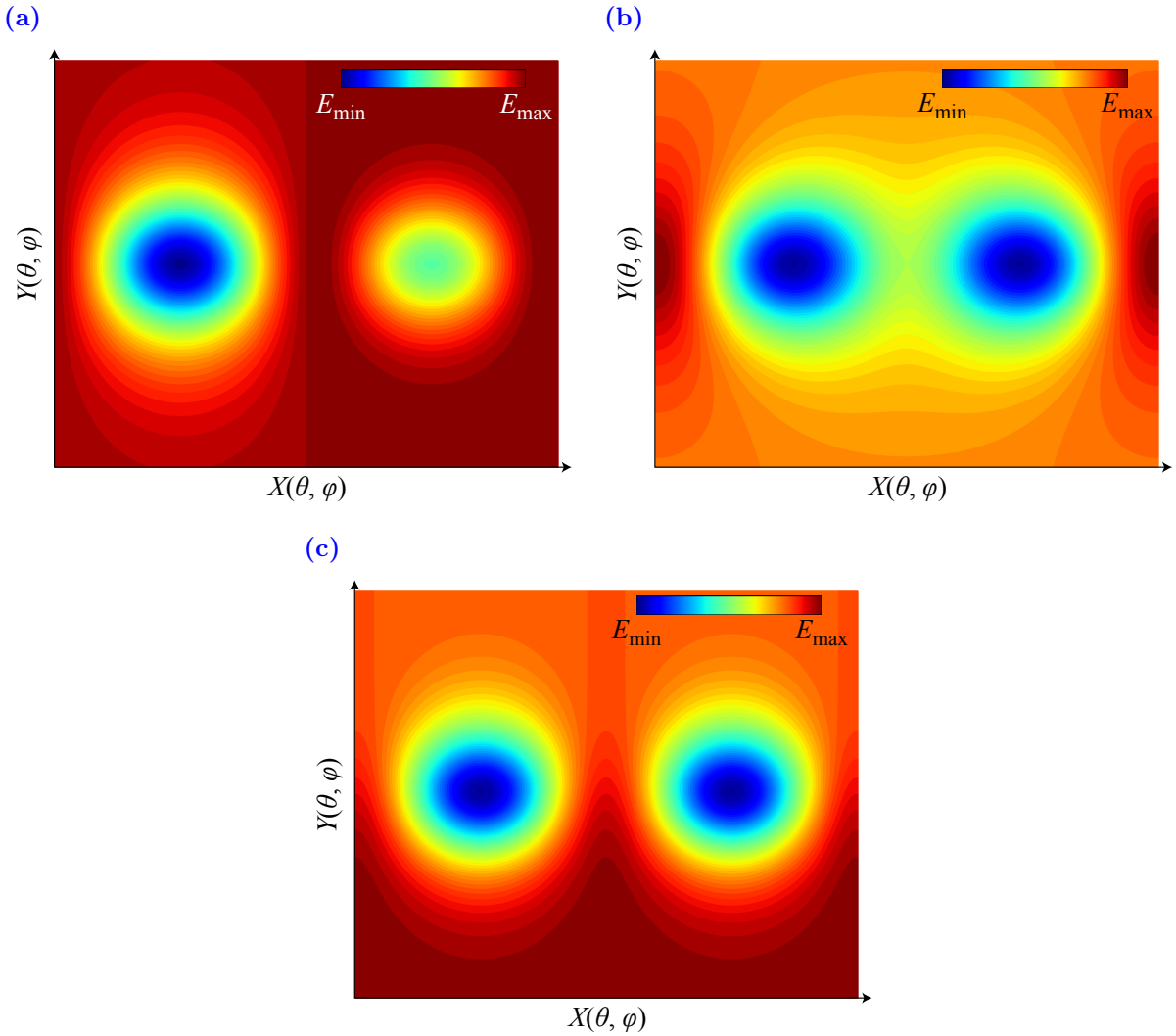

Figure 1.3 – Effet du champ magnétique sur le paysage énergétique. Paysage énergétique d'un système à anisotropie uniaxiale avec l'axe facile selon z et le plan difficile selon xOy. **(a)** Champ magnétique DC selon l'axe z ; **(b)** selon l'axe y ; et **(c)** selon l'axe x.

1.2 Retournement statique

On appelle *retournement*, le passage de l'aimantation d'un état stable à un autre. Par exemple, pour un macrospin ayant une anisotropie uniaxiale, dont l'axe facile est l'axe z, le retournement fait passer l'aimantation de $+z$ à $-z$ ou le contraire.

Lorsque un macrospin est orienté selon une direction stable et que la température est nulle, il n'a à priori aucune raison de changer d'état. Ainsi, le retournement n'exprime que la réponse du système à un champ magnétique extérieur [31]. Ce processus peut suivre deux tendances

- le retournement uniforme où tous les spins, de concert, se renversent au même moment, suivant la même rotation ;

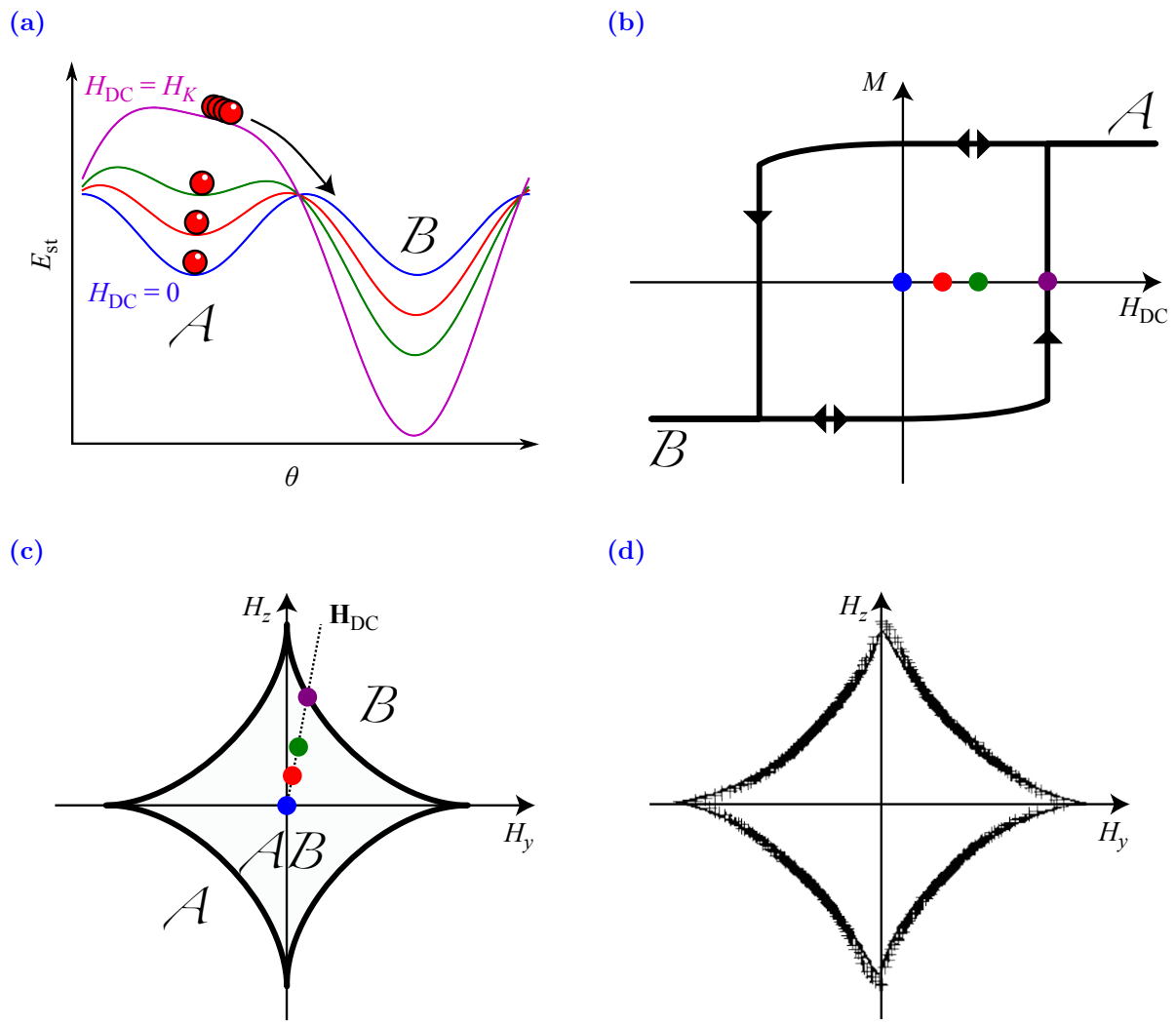

Figure 1.4 – Retournement statique d'après le modèle de Stoner-Wohlfarth. **(a)** Déformation du paysage énergétique sous l'influence d'un champ magnétique légèrement incliné par rapport à l'axe facile. Pour un champ $H_{DC} < H_c(\theta_H)$, l'aimantation est stable au fond du puits métastable $\mathcal{A}$. Pour un champ $H_{DC} \geqslant H_c(\theta_H)$, l'aimantation est instable et se retourne au fond du puits $\mathcal{B}$. **(b)** Cycle d'hystérésys mettant en évidence la rotation de l'aimantation de l'état $\mathcal{A}$ à $\mathcal{B}$ lorsque le champ DC atteint $H_c(\theta_H)$. **(c)** Valeurs du champ de retournement $H_c(\theta_H)$ dans le plan du champ $\mathbf{H}_{DC}$ décrivant une astroïde. L'axe facile est selon Oz et le plan difficile selon Oxy. **(d)** Astroïde de Stoner-Wohlfarth mesurée sur une particule de ferrite de baryum d'environ 20 nm de diamètre [30]. L'anisotropie réelle de cette particule n'est pas uniaxiale, pourtant la courbe de champ critique correspond bien, en première approximation, au modèle de Stoner-Wohlfarth.

– la nucléation d'une paroi de domaine qui se propage ensuite dans tous le système [32].

On distingue d'ailleurs deux mécanismes

– le retournement classique où le changement de direction s'opère par rotation ;
– le retournement quantique où le changement de direction s'opère par effet tunnel

entre états résonants.

Dans notre cas, nous ne nous intéresserons qu'au retournement d'un moment uniforme et classique. Le système est suffisamment petit pour n'autoriser qu'une rotation uniforme et le nombre de spin est suffisamment élevé pour gommer les comportements quantiques. Même si ces deux hypothèses de départ peuvent paraître fortes, elles s'appliquent en générale assez bien en première approximation pour un système macrospin. C'est d'ailleurs une des briques de départ du modèle de retournement développé par Stoner et Wohlfarth (SW)[33] et parallèlement par Néel [31]. Ce modèle donne la définition du champ critique pour lequel un système magnétique uniaxial se retourne.

Considérons un macrospin ayant une anisotropie uniaxiale. L'aimantation $\mathbf{M}$, le champ magnétique $\mathbf{H}_{\mathrm{DC}}$ et l'axe facile Oz sont dans le même plan. L'énergie totale est donnée par (1.9) et exprimée de manière explicite par

$$E_{\mathrm{st}}(\mathbf{M}, \mathbf{H}_{\mathrm{DC}}) = K_1 \sin^2\theta - \mu_0 M_{\mathrm{s}} H_{\mathrm{DC}} \cos(\theta - \theta_H) \tag{1.10}$$

avec θ, l'angle entre l'aimantation et l'axe facile et θ_H l'angle entre le champ magnétique DC et l'axe facile. Dans le plan, les états stables sont simplement donnés par

$$\begin{cases} \frac{\mathrm{d}E_{\mathrm{st}}}{\mathrm{d}\theta} = 0 \\ \frac{\mathrm{d}^2E_{\mathrm{st}}}{\mathrm{d}\theta^2} > 0 \end{cases} \tag{1.11}$$

où la dérivée seconde, équivalente à la courbure locale de l'énergie totale, donne des indications sur la stabilité des états considérés. Une courbure positive indique un état stable, l'aimantation restera dans cette position indéfiniment. En revanche, une courbure nulle ou négative indique un état instable dont l'aimantation va s'éloigner, c'est le retournement. La courbure nulle correspond à la limite critique entre stabilité et retournement

$$\frac{\mathrm{d}^2E_{\mathrm{st}}}{\mathrm{d}\theta^2} = 2K_1\cos(2\theta) + \mu_0 M_{\mathrm{s}} H_{\mathrm{DC}} \cos(\theta - \theta_H) = 0 \tag{1.12}$$

Afin de simplifier le calcul, prenons comme exemple le cas où $\mathbf{M}$ est aligné selon une des deux directions de l'axe facile, par exemple $\theta = 0$, et appliquons le champ magnétique $\mathbf{H}_{\mathrm{DC}}$ dans la direction opposée, $\theta_H = \pi$, ainsi nous obtenons

$$H_{\mathrm{DC}} = \frac{2K_1}{\mu_0 M_{\mathrm{s}}} = H_{\mathrm{c}}(\theta_H = \pi) \tag{1.13}$$

où la quantité $H_{\mathrm{c}}(\theta_H = \pi)$ représente le champ critique, la valeur pour laquelle l'aimantation devient instable et peut se retourner.

Ici nous nous sommes contentés d'évaluer la valeur du champ critique selon une seule direction du champ. Stoner et Wohlfarth ont déterminé la dépendance angulaire du champ critique $H_{\mathrm{c}}(\theta_H)$ pour une anisotropie uniaxiale et ont obtenu

$$H_{\mathrm{c}}(\theta_H) = \frac{H_K}{(\sin^{2/3}\theta_H + \cos^{2/3}\theta_H)^{3/2}} \tag{1.14}$$

avec

$$H_K = \frac{2K_1}{\mu_0 M_\mathrm{s}} \tag{1.15}$$

le champ d'anisotropie. Remarquons que $H_\mathrm{c}(\theta_H)$ décrit dans l'espace de champ $(Oxyz)$ une astroïde de révolution, l'axe Oz correspond à l'axe facile et le plan perpendiculaire Oxy correspond au plan difficile. Il faut comprendre cette astroïde comme une délimitation de l'espace, séparant l'intérieur, où le système est bistable, de l'extérieur, où le système est monostable, le retournement s'opérant lorsque l'on franchit la courbe de champ critique.

Ici le calcul est simple et peut se faire de façon analytique mais en dehors du cas uniaxial, la détermination de la dépendance angulaire n'est pas simple. D'une part, les contributions à l'énergie peuvent être multiples et d'ordre élevé, d'autre part, les différents axes remarquables peuvent avoir des orientations différentes. Néanmoins, une généralisation du modèle de Stoner-Wohlfarth à été proposée par *A. Thiaville* [34], il propose une approche géométrique qui permet de définir une courbe critique même pour une anisotropie arbitraire.

Par la suite, nous nous restreindrons aux anisotropies simples, c'est à dire uniaxiales ou faiblement biaxiales.

1.3 Retournement dynamique

Dans le début de ce chapitre, nous avons discuté du retournement quasi-statique ou modèle de Stoner-Wohlfarth. Par l'action d'un champ magnétique sur le paysage énergétique du macrospin, il est possible de faire passer l'aimantation d'une position d'équilibre vers une autre. Dans cette section nous allons aborder une autre possiblité de retournement, le retournement assisté.

Nous allons tout d'abord présenter l'équation du mouvement d'un macrospin libre ou amorti. Nous discuterons ensuite de la précession forcée d'un système magnétique en présentant la résonance ferromagnétique linéaire et non-linéaire. A ce stade nous devrions être capables de décrire les différentes notions qui régissent la dynamique de l'aimantation. Enfin nous aborderons le retournement assisté (*Assisted Switching – AS*) par un champ AC (*Microwave Assisted Switching – MAS*), le but étant d'assister la précession du macrospin en fournissant suffisamment d'énergie pour franchir la barrière de potentiel séparant deux minima c'est à dire deux directions d'équilibre. Nous détaillerons les différents travaux théoriques et expérimentaux afin de placer le contexte de ce travail de thèse et définirons ensuite les différents axes que nous aborderons dans ce manuscrit.

1.3.1 Précession de l'aimantation

Laundau et Lifshitz proposent en 1935 que le mouvement d'un macrospin $\mathbf{M}$, isotrope, sans dissipation, sans forçage et plongé dans un champ $\mathbf{H}_\mathrm{DC}$ soit décrit par une équation du premier ordre

$$\frac{\mathrm{d}\mathbf{M}}{\mathrm{d}t} = -\gamma_0 \mathbf{M} \times \mathbf{H}_\mathrm{DC} \tag{1.16}$$

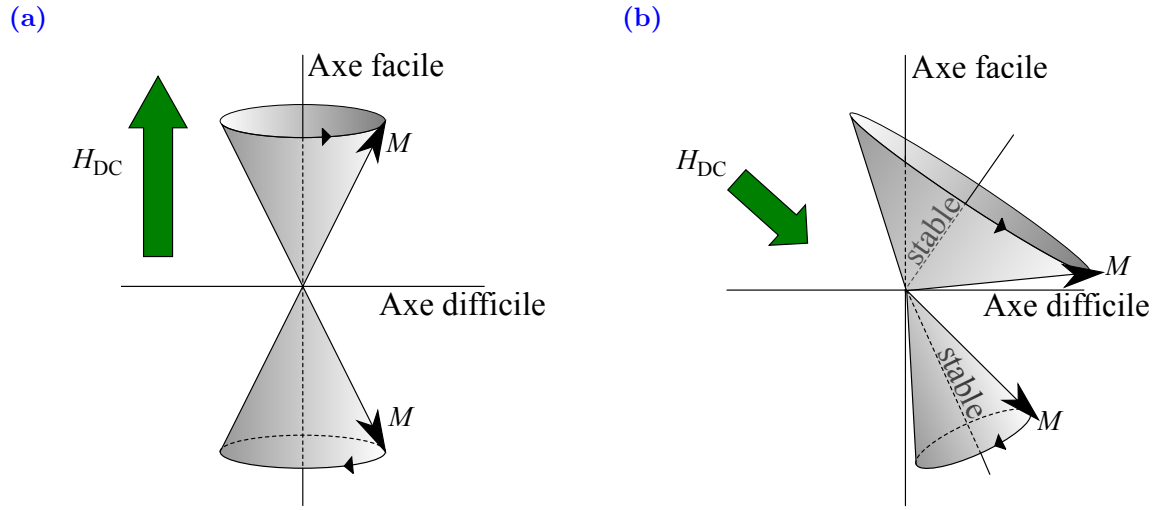

Figure 1.5 – Mouvement d'un moment magnétique an/isotrope plongé dans un champ $\mathbf{H}_{DC}$. **(a)** Illustration de deux trajectoires possibles pour un moment isotrope. Le moment décrit un mouvement circulaire, axé sur le champ $\mathbf{H}_{DC}$. De plus, sans dissipation, il garde l'angle θ entre $\mathbf{M}$ et $\mathbf{H}_{DC}$ constant. **(b)** Illustration des trajectoires possibles pour un moment anisotrope dans un champ incliné par rapport à l'axe facile. Les orientations d'équilibre sont définies par le champ statique $\mathbf{H}_{st}$. Les moments magnétiques décrivent une orbite non-circulaire autour des axes d'équilibre.

avec γ_0, le facteur gyromagnétique. Il s'agit là d'un mouvement de précession continue, dans le sens direct, à angle constant, axé sur le champ $\mathbf{H}_{DC}$ (Fig. 1.5). Afin de rendre compte de l'anisotropie magnétique, nous pouvons substituer $\mathbf{H}_{DC}$ par le champ statique $\mathbf{H}_{st}$, somme des contributions dues à l'anisotropie et au champ DC, défini comme

$$\mathbf{H}_{st} = -\frac{1}{\mu_0 M_s}\frac{dE_{ani}}{d\mathbf{M}} + \mathbf{H}_{DC} \tag{1.17}$$

Dans ce cas, l'équation du mouvement (1.16) devient

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma_0 \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{st} \tag{1.18}$$

La précession ne s'effectue plus autour du champ DC mais autour d'une orientation d'équilibre qui correspond à un minimum locale de l'énergie.

La fréquence de précession d'un macrospin isotrope est égale à la fréquence de Larmor

$$f_L = \frac{\gamma_0 H_{DC}}{2\pi} \tag{1.19}$$

La fréquence d'un macrospin anisotrope tient compte des contributions énergétiques dues à l'anisotropie. Une solution proposée [35, 36] consiste à se placer dans le repère sphérique pour décomposer l'équation (1.30) selon θ et ϕ. En considérant que la précession de l'aimantation reste aux petits angles, nous pouvons linéariser autour des positions d'équilibre

$\theta = \theta_0$ et $\phi = \phi_0$ et ainsi obtenir la formule de Smit-Suhl qui définit la fréquence propre en fonction de la courbure locale de l'énergie statique

$$f_0 = \frac{\gamma}{2\pi M_\mathrm{s} \sin\theta_0} \sqrt{\frac{\partial^2 E_\mathrm{st}}{\partial\theta^2}\frac{\partial^2 E_\mathrm{st}}{\partial\phi^2} - \left(\frac{\partial^2 E_\mathrm{st}}{\partial\theta\partial\phi}\right)^2} \tag{1.20}$$

Afin de parler de façon claire de la précession, il devient pratique d'introduire la notion de cône de précession (Fig. 1.5). Il s'agit de l'angle solide appuyé sur la trajectoire de l'aimantation.

1.3.2 Précession amortie – Modèle de Gilbert

Pour l'instant, nous avons pris en compte la dynamique de l'aimantation en considérant une dissipation nulle, le système ne relaxe jamais et son énergie interne ne varie pas, $\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t} = 0$. Or le macrospin est porté par une nano-structure qui est couplée à l'environnement extérieur. Il s'opère alors une dissipation [5] dont nous devons tenir compte. Pour cela, déterminons tout d'abord la variation de l'énergie interne

$$\frac{\mathrm{d}E_\mathrm{st}}{\mathrm{d}t} = \frac{\mathrm{d}E_\mathrm{st}}{\mathrm{d}\mathbf{M}} \cdot \frac{\mathrm{d}\mathbf{M}}{\mathrm{d}t} = -\mu_0 \mathbf{H}_\mathrm{st} \cdot \frac{\mathrm{d}\mathbf{M}}{\mathrm{d}t} \tag{1.21}$$

où l'équation (1.18) nous permet d'écrire

$$\frac{\mathrm{d}E_\mathrm{st}}{\mathrm{d}t} = \mu_0\gamma_0 \mathbf{H}_\mathrm{st}(\mathbf{M} \times \mathbf{H}_\mathrm{st}) \tag{1.22}$$

Nous remarquons que ce terme représente le volume orienté [6] du parallélépipède définit par $(\mathbf{M}, \mathbf{H}_\mathrm{st}, \mathbf{H}_\mathrm{st})$. Dans ce cas, il est clair que ce terme, de volume orienté nul, n'a aucun effet sur la variation d'énergie du système

$$\mu_0\gamma_0 \mathbf{H}_\mathrm{st}(\mathbf{M} \times \mathbf{H}_\mathrm{st}) = 0 \tag{1.23}$$

Il ne participe ni à l'amortissement, ni à l'accélération de la précession. Afin de rendre tout de même compte de la dissipation, Gilbert proposa en 1955 l'idée d'ajouter une dissipation de type Rayleigh, comparable à un frottement visqueux, fonction de la vitesse au carré, dans l'équation (1.21)

$$\frac{\mathrm{d}E_\mathrm{st}}{\mathrm{d}t} = -C\left(\frac{\mathrm{d}\mathbf{M}}{\mathrm{d}t}\right)^2 \tag{1.24}$$

où C est le coefficient dissipatif. Afin de remonter à l'équation du mouvement, nous développons l'équation (1.24)

$$\frac{\mathrm{d}E_\mathrm{st}}{\mathrm{d}t} = \mu_0\gamma_0 \mathbf{H}_\mathrm{st}(\mathbf{M} \times \mathbf{H}_\mathrm{st}) + \gamma_0 C(\mathbf{M} \times \mathbf{H}_\mathrm{st})\frac{\mathrm{d}\mathbf{M}}{\mathrm{d}t} \tag{1.25}$$

5. La dissipation regoupe plusieurs mécanismes différents qui peuvent être par exemple le couplage au bain thermique, le bruit, les propriétés du matériau considéré, etc...

6. Le produit mixte $(\mathbf{u} \times \mathbf{v}).\mathbf{w}$ représente le volume orienté du parallélépipède $(\mathbf{u}, \mathbf{v}, \mathbf{w})$

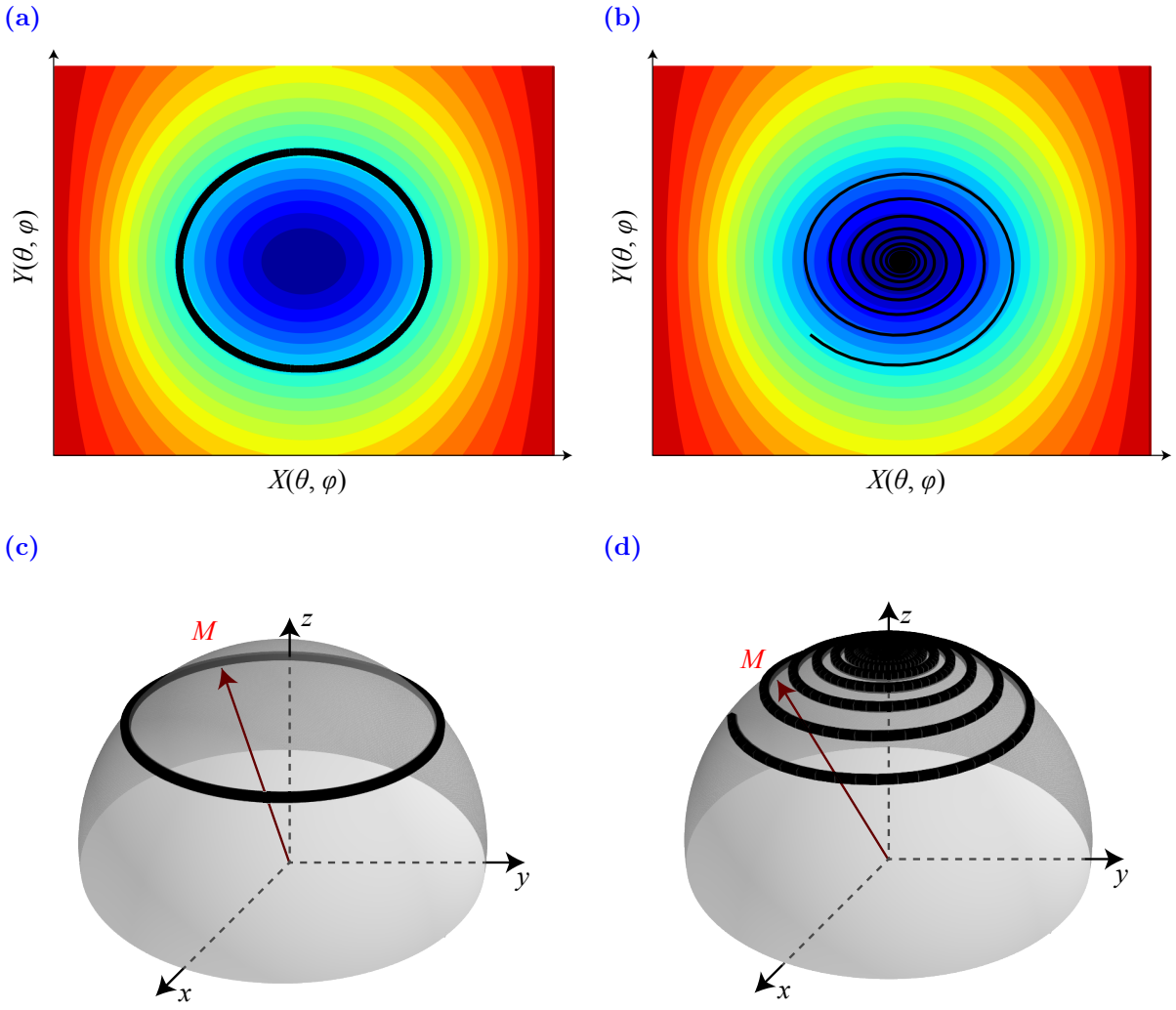

Figure 1.6 – Mouvement d'un moment magnétique libre ou amorti. **(a)** Trajectoire de l'aimantation sans dissipation dans le paysage énergétique (projection Mercator). L'aimantation suit les lignes d'iso-énergie. **(b)** Trajectoire de l'aimantation avec dissipation dans le paysage énergétique. La dissipation précipite l'aimantation dans le fond du puits. Plus la dissipation est élevée, plus la trajectoire pour rejoindre le fond du puits est courte. **(c)** Un moment magnétique isotrope, sans dissipation, a un angle θ entre le moment et le champ constant. Le mouvement décrit alors une orbite circulaire. **(d)** Un moment magnétique soumi à des dissipations voit son angle θ diminuer au cours du temps. Le mouvement décrit une spirale qui, au fur et à mesure de la précession, s'aligne avec le champ.

en utilisant la permutation circulaire du produit mixte

$$\frac{\mathrm{d}E_{\mathrm{st}}}{\mathrm{d}t} = \mu_0\gamma_0\mathbf{H}_{\mathrm{st}}(\mathbf{M}\times\mathbf{H}_{\mathrm{st}}) - \gamma_0 C\left(\mathbf{M}\times\frac{\mathrm{d}\mathbf{M}}{\mathrm{d}t}\right)\mathbf{H}_{\mathrm{st}} \tag{1.26}$$

on peut regrouper

$$\frac{\mathrm{d}E_{\mathrm{st}}}{\mathrm{d}t} = -\mu_0\mathbf{H}_{\mathrm{st}}\left\{-\gamma_0\mathbf{M}\times\mathbf{H}_{\mathrm{st}} + \frac{\gamma_0 C}{\mu_0}\left(\mathbf{M}\times\frac{\mathrm{d}\mathbf{M}}{\mathrm{d}t}\right)\right\} \tag{1.27}$$

et dans l'approximation d'un amortissement faible ($\alpha << 1$), on peut identifier le second membre à un vecteur vitesse $\frac{\mathrm{d}\mathbf{M}}{\mathrm{d}t}$

$$\frac{\mathrm{d}\mathbf{M}}{\mathrm{d}t} = -\gamma_0 \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\mathrm{st}} + \frac{\gamma_0 C}{\mu_0}\left(\mathbf{M} \times \frac{\mathrm{d}\mathbf{M}}{\mathrm{d}t}\right) \tag{1.28}$$

on pose la constante d'amortissement de Gilbert comme

$$\alpha = \frac{\gamma_0 C M_{\mathrm{s}}}{\mu_0} \tag{1.29}$$

et nous obtenons l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) qui régit le mouvement d'un macrospin amorti

$$\boxed{\frac{\mathrm{d}\mathbf{M}}{\mathrm{d}t} = -\gamma_0 \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\mathrm{st}} + \frac{\alpha}{M_{\mathrm{s}}}\left(\mathbf{M} \times \frac{\mathrm{d}\mathbf{M}}{\mathrm{d}t}\right)} \tag{1.30}$$

Dans le reste du manuscrit on pourra utiliser la forme implicite (1.30) ou la forme explicite [7] suivante

$$(1+\alpha^2)\frac{\mathrm{d}\mathbf{M}}{\mathrm{d}t} = -\gamma_0 \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\mathrm{st}} - \frac{\alpha\gamma_0}{M_{\mathrm{s}}}\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\mathrm{st}}) \tag{1.31}$$

Au regard de cette équation, on peut se poser la question de l'effet de l'amortissement sur le mouvement de l'aimantation. Pour cela, considérons une aimantation isotrope, plongée dans un champ magnétique $\mathbf{H}_{\mathrm{DC}}$. Une des premières remarques que l'on peut faire est que la dissipation de Gilbert garde la norme de l'aimantation constante ainsi elle décrit une trajectoire inscrite sur sphère. Le terme $-\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\mathrm{DC}})$ de l'équation (1.31) définit un champ de vecteurs sur la sphère qui pointe en direction de l'orientation d'équilibre (en direction de $\mathbf{H}_{\mathrm{DC}}$). Dans ce cas, on remarque que la dissipation de Gilbert ne modifie pas la fréquence de précession mais tend à fermer le cône de précession (Fig. 1.6b). Le résultat est qu'au fur et à mesure de la précession, l'aimantation s'aligne avec le champ DC $\mathbf{H}_{\mathrm{DC}}$

1.3.3 Précession forcée

Maintenant que nous avons compris le mouvement libre ou amorti de l'aimantation, nous pouvons aborder une notion un peu plus complexe qui est l'excitation de la précession. Ainsi nous allons tenter de répondre aux quelques questions qui sont

- comment peut-on exciter la précession de l'aimantation ?
- que se passe-t-il lorsque l'aimantation et l'excitation sont en résonance ?
- que peut-on tirer de cette résonance ?
- jusqu'où peut-on aller dans l'excitation de la précession ?

Tout d'abord, essayons de répondre à la première question.

Quel mécanisme permet d'entraîner la précession de l'aimantation ? A priori il y en a plusieurs ! En effet, on peut citer comme exemple, un courant d'électrons polarisés [37], un

7. Les deux formes sont mathématiquement équivalentes. Le passage de la forme implicite à explicite est détaillé en annexe.

champ magnétique pulsé [38] ou un champ magnétique micro-onde [2]. Mais intéressons nous plus particulièrement à ce dernier cas. En effet, sous certaines conditions, un champ AC $\mathbf{H}_{\mathrm{AC}}$ peut entraîner la précession d'un moment magnétique unique, d'un film mince ou d'un matériaux massif. Cette technique est, par ailleurs, très utilisée dans le domaine de la résonance ferromagnétique.

Afin de comprendre plus en détail ce mécanisme, considérons un champ magnétique AC $\mathbf{H}_{\mathrm{AC}}$ de la forme suivante

$$\mathbf{H}_{\mathrm{AC}}(t) = A\,\Omega_{\Delta}\,\mathbf{G}(2\pi f t + \varphi) \tag{1.32}$$

avec A l'amplitude maximum, Ω l'enveloppe qui s'étale de façon continue sur une durée Δ, f la fréquence de l'oscillation, φ la phase à l'origine et $\mathbf{G}$ la fonction oscillante, tenant compte de la polarisation. Ce champ est à ajouter au champ statique ressenti par l'aimantation, d'où le champ total

$$\mathbf{H}_{\mathrm{tot}} = \mathbf{H}_{\mathrm{st}} + \mathbf{H}_{\mathrm{AC}} \tag{1.33}$$

ainsi l'équation LLG (1.30) devient

$$\frac{\mathrm{d}\mathbf{M}}{\mathrm{d}t} = -\gamma_0 \mathbf{M} \times (\mathbf{H}_{\mathrm{st}} + \mathbf{H}_{\mathrm{AC}}) + \frac{\alpha}{M_{\mathrm{s}}} \mathbf{M} \times \frac{\mathrm{d}\mathbf{M}}{\mathrm{d}t} \tag{1.34}$$

Maintenant posons-nous la question de l'effet du champ AC $\mathbf{H}_{\mathrm{AC}}$ sur la précession de l'aimantation. Pour cela, considérons un moment magnétique sans dissipation. Dans ce cas, la variation d'énergie donnée par l'équation (1.21) doit prendre en compte l'excitation de la précession donnée par l'équation (1.34). Ainsi

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t} = \mu_0\gamma_0(\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\mathrm{st}})\mathbf{H}_{\mathrm{st}} + \mu_0\gamma_0(\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\mathrm{AC}})\mathbf{H}_{\mathrm{st}} \tag{1.35}$$

On rappelle que le premier terme, de volume orienté nul, ne transfère pas d'énergie au système, il reste

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t} = \mu_0\gamma_0(\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\mathrm{AC}})\mathbf{H}_{\mathrm{st}} \tag{1.36}$$

Cette équation peut avoir un volume orienté différent de zéro et donc un échange d'énergie peut s'opérer entre le moment magnétique et le champ AC, c'est ce que l'on appelle le *pompage* d'énergie. Analysons deux cas de figures. Si $\mathbf{H}_{\mathrm{AC}}$ est contenu dans le plan $(\mathbf{M}, \mathbf{H}_{\mathrm{st}})$, la variation d'énergie est nulle. Le seul effet observable est la légère accélération ou décélération de la précession. Deuxième cas, si $\mathbf{H}_{\mathrm{AC}}$ n'est pas contenu dans le plan $(\mathbf{M}, \mathbf{H}_{\mathrm{st}})$, la variation d'énergie est non nulle mais dépend du signe du volume orienté. L'effet observable devient dans ce cas, l'ouverture ou la fermeture du cône de précession. Au passage, ce que nous venons de présenter ne perd pas sa validité lorsque nous prenons en compte les dissipations. Il suffit juste d'additionner simplement les deux contributions afin d'obtenir une équation qui définie la compétition entre le pompage (1.36) et la dissipation

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t} = \mu_0\gamma_0(\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\mathrm{AC}})\mathbf{H}_{\mathrm{st}} - \frac{\alpha\mu_0}{\gamma_0 M_{\mathrm{s}}}\left(\frac{\mathrm{d}\mathbf{M}}{\mathrm{d}t}\right)^2 \tag{1.37}$$

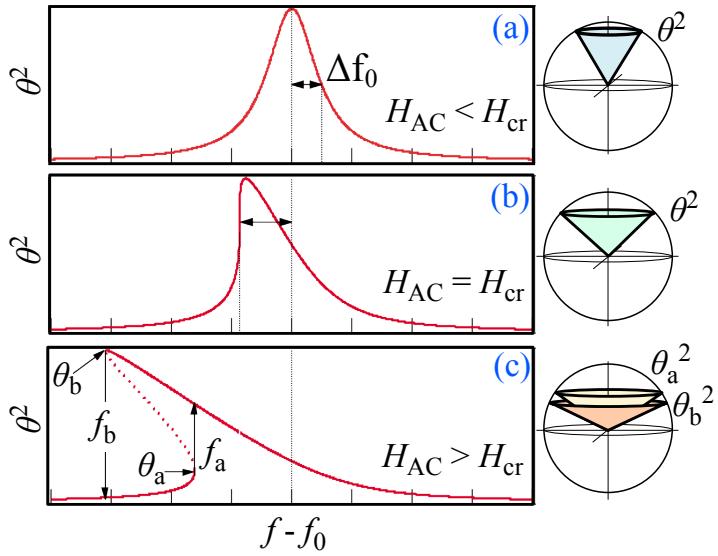

Figure 1.7 – Principe de FMR en réponse linéaire et non-linéaire [39]. Dépendance de l'ouverture du cône de précession (caractérisée par θ^2) en fonction de la fréquence de pompage f. **(a)** Pour une amplitude de pompage $H_{AC} = 0.001H_{cr}$, l'ouverture du cône de précession admet un maximum centré sur f_0 et la demi largeur à mi-hauteur Δf_0 nous renseigne sur l'énergie dissipée dans le système pendant le pompage. **(b)** Pour une amplitude de $H_{AC} = H_{cr}$, le pic admet une pente infinie sur un de ses flancs et la fréquence résonante a diminuée. **(c)** Pour $H_{AC} = 2H_{cr}$, la résonance est fortement non-linéaire. Le système a deux orbites stationnaires représentées par deux cônes θ_a^2 et θ_b^2 définissant une plage de résonance hystérétique.

1.3.4 Résonance ferromagnétique

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, la variation d'énergie est définie par l'angle relatif entre $\mathbf{M}$ et $\mathbf{H}_{AC}$. À la résonance, le champ AC et l'aimantation oscillent à la même fréquence et gardent un angle relatif constant. Ceci nous amène à dire qu'à la résonance, d'après l'équation de variation d'énergie (1.21), le transfert d'énergie, ou *pompage*, est constant, seul le sens du pompage est défini par cet angle.

La première mise en oeuvre d'un champ AC résonant appliquée à un système magnétique concerne la résonance ferromagnétique (*FerroMagnetic Resonance – FMR*). La FMR consiste en l'application d'un champ micro-onde de faible amplitude, afin d'entraîner une précession de l'aimantation de faible amplitude autour de sa direction d'équilibre.

De manière plus précise nous allons détailler deux cas de figure. Lorsque le champ AC est à la résonance et lorsqu'il en est très loin. Commençons par le cas où le champ AC est hors résonance, l'angle relatif entre l'aimantation et le champ AC varie au cours du temps. Ainsi, la variation d'énergie (1.21) se moyenne et tend vers une valeur faible. Le pompage est minimum et l'aimantation n'est que sujette à la dissipation. Bilan, le cône de précession s'ouvre peu ou pas. En revanche, dans le cas où le champ est à la résonance, l'angle relatif

est constant [8], le pompage est constant et le cône de précession s'ouvre largement.

Expérimentalement, un banc de FMR peut se composer d'un guide d'ondes micro-onde placé entre deux entrefers. On insère l'échantillon magnétique dans le diélectrique du guide d'ondes. On mesure la réflexion ainsi que la transmission du champ micro-onde en fonction de la fréquence.

L'étude détaillée de la courbe d'absorption en fonction de la fréquence du champ AC donne une courbe de résonance de Lorentz, caractéristique des systèmes résonants (Fig. 1.7). Aux bornes du domaine fréquentiel $(0, \infty)$ la courbe tend vers une valeur très faible, le système est hors-résonance. En revanche, elle comporte un pic centré sur f_0, la fréquence propre du système. Ces courbes de résonance nous permettent de déterminer la fréquence propre f_0 mais aussi la constante d'amortissement α grâce à la position et à la largeur à mi-hauteur du pic de résonance

$$f_0 = \frac{\gamma_0 H_{\mathrm{DC},0}}{2\pi} \tag{1.38}$$

$$\alpha = \frac{\Delta f_0}{f_0} \tag{1.39}$$

1.3.5 Résonance non-linéaire

La FMR est théoriquement applicable dans le cas où l'ouverture du cône de précession est faible (quelques degrés). Or, dans le cas où le champ AC est suffisamment fort pour entraîner une précession à grand angle, l'équation du mouvement (1.30) ne permet plus l'approximation de réponse linéaire utilisée auparavant. Au fur et à mesure que l'amplitude du champ AC augmente, la fréquence propre se décale vers les basses fréquences. A ce stade, le régime n'est déjà plus celui de la réponse linéaire mais reste dans un régime *sympathique*, la courbe de résonance ne montre pas de discontinuités (Fig. 1.7).

Il existe cependant une amplitude AC critique A_{cr} à partir de laquelle la courbe de résonance montre un repliement vers les basses fréquences, caractéristique des systèmes dynamiques non-linéaires [9] (Fig. 1.7, Fig. 1.8a). Ce repliement sur une petite plage de fréquences indique qu'il existe deux valeurs possibles d'absorption distinctes correspondant à deux cônes de précession stationnaires. Toutefois, lorsque la fréquence d'excitation sort de la plage de repliement, il n'y a plus qu'un seul cône de précession où le système vient se stabiliser. Selon que la fréquence est balayée *crescendo* ou *decrescendo*, le cône de précession vient se stabiliser dans un des deux états stationnaires créant un comportement hystérétique sur la largeur du repliement.

Ce comportement non-linéaire a été observé en premier par *Weiss* et *al.* [40] en 1957 mais prédit par *Suhl* et *al.* quelques années plus tôt [41]. Ils donnèrent d'ailleurs la première

8. On admettra pour l'instant, qu'à la résonance, l'angle relatif est toujours optimal au regard du pompage.

9. Suivant les systèmes, ça peut aussi aller vers les hautes fréquences.

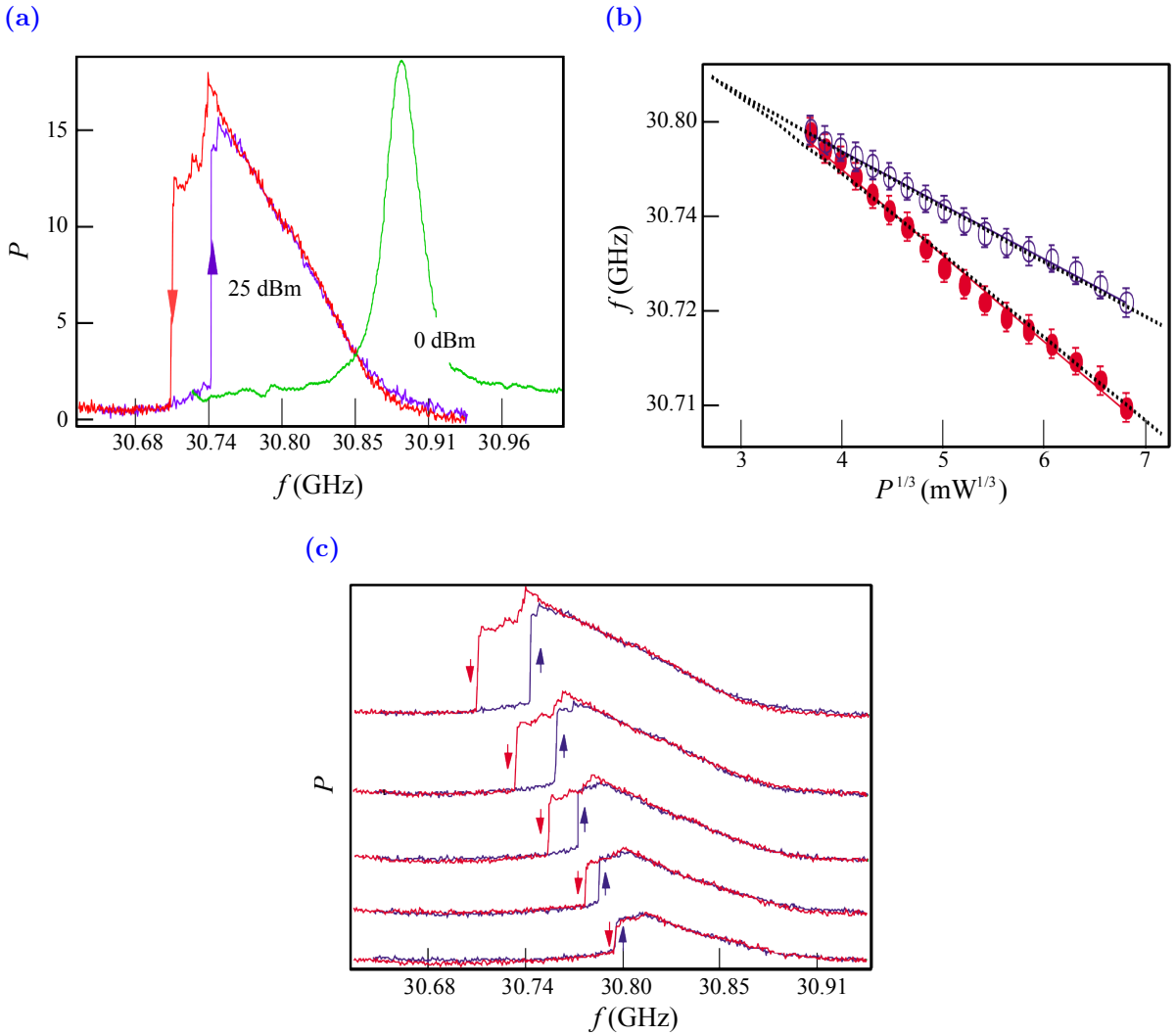

Figure 1.8 – Mesures de FMR en régime linéaire et non-linéaire [39]. Mesure du repliement dans la courbe d'absorption sur des échantillons micrométriques de permalloy. **(a)** Mesure de l'absorption en fonction du champ DC. En vert, l'absorption en régime linéaire, le pic est symétrique. En bleu et rouge, l'absorption en régime non-linéaire, les discontinuités indiquent la largeur du repliement. **(b)** Plus l'amplitude de pompage augmente et plus le comportement non-linéaire est fort, le repliement s'élargit. **(c)** Exemple de mesure hystérétique du repliement en fonction de la puissance de pompage. Le cycle fermé correspond à la puissance critique $P_{\mathrm{cr}} = 17$ dBm.

valeur analytique de champ critique H_{cr} pour laquelle le pic de résonance se replie [10]. Le calcul effectué pour un disque aplati, perpendiculaire au champ DC donne

$$H_{\mathrm{cr}}^2 = \frac{16\sqrt{3}}{9M_0}\left(\frac{2\pi}{\gamma_0}\right)^3 \Delta f_0^3 \tag{1.40}$$

10. En fait, ils donnent la valeur à laquelle le système devient bistable, lorsque la pente du pic de Lorentz est infinie, juste avant le repliement.

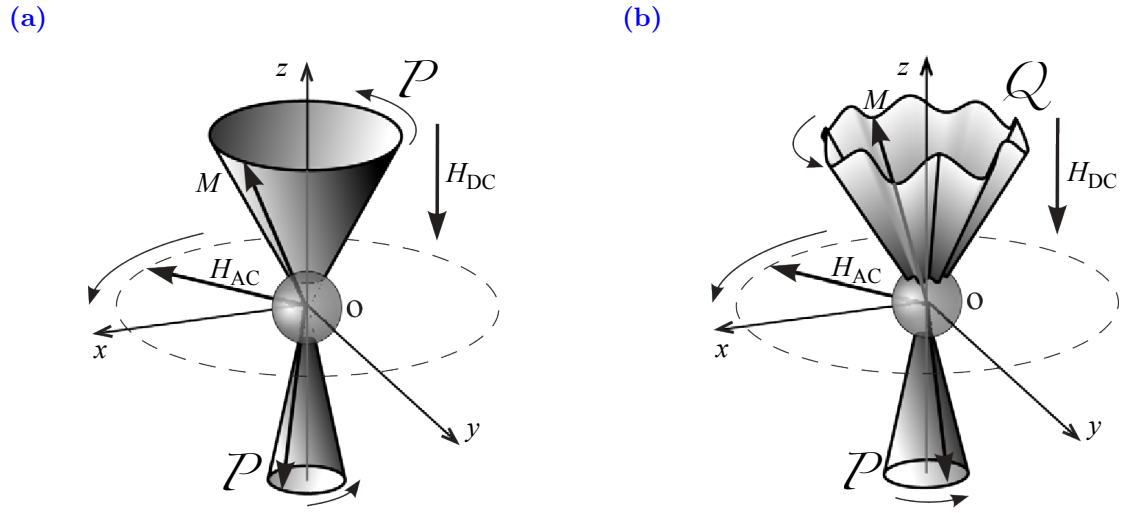

Figure 1.9 – Représentation des modes de précession non-linéaire [7]. Macropin ayant une anisotropie uniaxiale et un champ DC selon son axe facile. **(a)** Représentation de deux modes $\mathcal{P}$, l'aimantation décrit une orbite circulaire synchrone avec le champ. Les cônes de précession orientés dans le sens du champ sont faiblement ouverts. Ceux orientés dans le sens opposé au champ sont largement ouverts. **(b)** Représentation du mode $\mathcal{Q}$. Dans le sens du champ, l'aimantation est stable et la precession suit un mode $\mathcal{P}$. Dans le sens opposé au champ, l'ouverture du cône est large et l'aimantation se désynchronise. Cette nutation représente le mode $\mathcal{Q}$.

Beaucoup plus récemment, *Bertotti* et *al.* [42] se sont intéressés aux types d'orbites accessibles en FMR linéaire et non-linéaire, quelque soit l'ouverture du cône de précession. Avant de détailler leurs travaux, il est important de se placer dans les mêmes approximations qu'eux afin de comprendre les implications.

Dans de nombreux cas, l'équation du mouvement (1.30) peut être simplifiée en utilisant des critères de symétrie. Nous pouvons par exemple nous placer dans un *référentiel tournant*, synchrone avec le champ AC [11]. Pour utiliser le référentiel tournant, nous devons utiliser plusieurs hypothèses qui sont

- l'aimantation possède une anisotropie uniaxiale ;
- le champ DC est appliqué dans la direction de l'axe facile ;
- le champ AC est polarisé circulairement et contenu dans le plan perpendiculaire à l'axe facile ;
- sa fréquence d'oscillation est fixe.

En prenant ces hypothèses en considération, nous pouvons prendre comme nouveau référentiel le plan contenant l'axe facile et le vecteur de champ AC. Dans ce référentiel, tous les champs (même AC) sont fixes et les seuls degrés de liberté sont les angles θ et φ. θ est l'angle que l'aimantation fait avec l'axe facile et φ est l'angle que l'aimantation fait avec le plan tournant correspondant à la phase entre l'aimantation et le champ AC.

Décomposons l'équation (1.30) selon les deux degrés de liberté θ et φ, nous obtenons

11. La nécessité d'un référentiel tournant se justifie dans le cas d'études analytiques lorsque l'équation du mouvement (1.30) devient complexe à résoudre.

(en utilisant les notations de *Bertotti* et *al.* [42])

$$\begin{cases} \frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}t} & = \kappa_{\mathrm{st}}[b_\perp \sin\varphi - \epsilon \sin\theta] + \alpha \sin\theta \frac{\mathrm{d}\varphi}{\mathrm{d}t} \\ \alpha \frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}t} & = \kappa_{\mathrm{st}}[b_\perp \cos\theta \cos\varphi - (b_z + \cos\theta)\sin\theta] - \sin\theta \frac{\mathrm{d}\varphi}{\mathrm{d}t} \end{cases} \tag{1.41}$$

avec $\kappa_{\mathrm{st}} = {}^{2K}/_{\gamma_0 \mu_0 M_{\mathrm{s}}^3}$, $b_z = {}^{(H_{\mathrm{AC},z}/M_{\mathrm{s}} - \omega/\gamma_0)}/_{\kappa_{\mathrm{st}}}$, $b_\perp = {}^{H_{\mathrm{AC},\perp}}/_{M_{\mathrm{s}}\kappa_{\mathrm{st}}}$ et $\epsilon = {}^{\alpha\omega}/_{\kappa_{\mathrm{st}}}$ avec α la constante d'amortissement de Gilbert. En remarquant le fait que le système est indépendant (explicitement) du temps, nous pouvons en tirer quelques conclusions.

Il existe au moins un mode de précession stable, *périodique* aussi appelé mode *propre* et noté $\mathcal{P}$ (Fig. 1.9a). L'existence d'un point fixe dans le référentiel tournant implique un mode où l'aimantation précesse de façon rigide avec le champ AC. Le résultat dans le référentiel du laboratoire est une trajectoire périodique circulaire (orbite stationnaire). Les auteurs soulignent le fait que le nombre de mode $\mathcal{P}$ est toujours pair et égal à $2, 4, \ldots$ dépendant des paramètres $b_\perp$, b_z et ϵ [12]. Nous avions déjà remarqué dans le cas d'une précession forcée (FMR linéaire et non-linéaire) l'existence d'orbites de précession. Pour de faibles champs AC, nous n'avions qu'une seule orbite stationnaire alors que lorsque le champ dépasse la valeur critique, nous obtenons deux orbites stationnaires.

Dans le cas où l'angle θ est grand, il existe un mode de précession *quasi-périodique* noté $\mathcal{Q}$ (Fig. 1.9b). La fréquence propre de l'aimantation n'est plus exactement égale à la fréquence du champ AC et l'aimantation doit compenser le retard qu'elle prend sur le référentiel tournant par une oscillation selon θ et φ. Il en résulte une nutation dans le référentiel du laboratoire, somme d'une trajectoire elliptique et d'une trajectoire circulaire. Ce mode $\mathcal{Q}$ est un point très important dont nous aurons l'occasion de reparler par la suite.

1.3.6 Retournement assisté

Nous avons vu dans la section sur le modèle de Stoner-Wohlfarth que le retournement est possible lorsque le champ DC est suffisamment fort pour faire passer le système de bistable à monostable c'est à dire lorsqu'un des puits disparaît. Lorsque l'anisotropie K du matériau en question est extrêmement élevée, le champ DC à appliquer devient conséquent. Ainsi est née l'idée d'assister le retournement en transférant de l'énergie grâce au champ AC.

Le scénario typique du MAS est le suivant

- le champ AC accroche la fréquence naturelle de l'aimantation et entraîne la précession de celle-ci ;
- au fur et à mesure de la précession, l'aimantation gagne en énergie ;
- lorsque l'énergie de l'aimantation atteint l'énergie du col séparant les deux puits stables, l'aimantation se retourne ;
- lorsque l'aimantation s'est retournée, le champ AC est coupé et l'aimantation relaxe vers sa nouvelle orientation d'équilibre.

12. Pour des raisons de symétrie nous obtenons $1, 2, 3, \ldots$ modes $\mathcal{P}$ dans chaques puits de potentiel.

Le premier travail sur le MAS a été effectué par *Thirion* et *al.* [2]. Moyennant un champ AC de quelques gigahertz, ils ont pu mettre en évidence le principe du MAS sur une nanoparticule de cobalt de quelques nanomètres de diamètre. Les auteurs ont ainsi pu dresser la cartographie expérimentale des états finaux en fonction du champ DC, mettant en évidence la forme et la position des régions résonantes dans l'astroïde de Stoner-Wohlfarth pour différents paramètres que sont la fréquence et la durée du champ AC.

Dès lors, plusieurs travaux ont tenté de construire le portrait de phase des états finaux de l'aimantation en fonction des différents paramètres du MAS. De plus, ayant compris le potentiel technologique d'un nouveau mécanisme de retournement, quelques-uns se sont posés la question de l'efficacité et de l'optimisation du MAS. Nous détaillerons ici les principaux résultats théoriques et expérimentaux.

Le MAS théorique

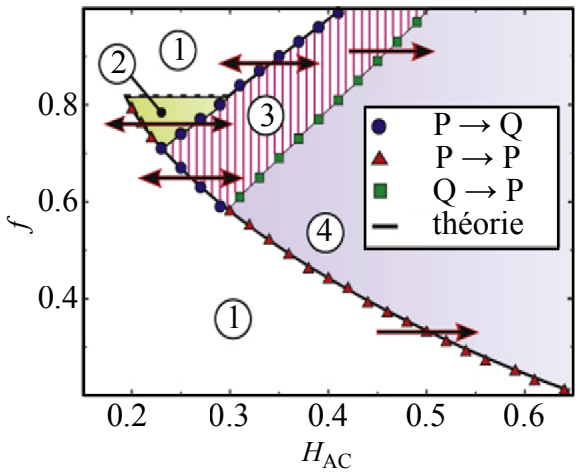

Figure 1.10 – Stabilité des modes de précession $\mathcal{P}$ et $\mathcal{Q}$ [7]. Diagramme d'état des modes de précession pour un système uniaxial sous champ polarisé circulairement sans champ DC. **(1)** Région associée à un unique mode $\mathcal{P}$ pour $M_z > 0$. **(2)** Région associée à deux modes $\mathcal{P}$ pour $M_z > 0$ (cas du repliement vue en FMR non-linéaire). **(3)** Mode $\mathcal{Q}$ pour $M_z > 0$. **(4)** Mode $\mathcal{P}$ pour $M_z < 0$.

Stabilité des modes de précession Tout d'abord, plusieurs travaux analytiques se sont intéressés à la nature des trajectoires qui emmènent l'aimantation jusqu'au retournement. En reprenant les travaux sur l'existence des modes de précession $\mathcal{P}$ et $\mathcal{Q}$ [42], *Lyutyy* et *al.* se sont intéressés à la stabilité de ces modes de précession (Fig. 1.10). En donnant le diagramme de stabilité des modes, ils mettent en avant la possibilité de passer d'un mode à l'autre en imposant la fréquence et l'amplitude du champ AC. Si le couple (H_{AC}, f) est *mal* choisi, l'aimantation doit se retrouver bloquée dans une orbite $\mathcal{P}$ ou $\mathcal{Q}$ de l'hémisphère supérieur sans entraîner de retournement. Dans le cas où (H_{AC}, f) est *bien* choisi, l'aimantation doit se retourner.

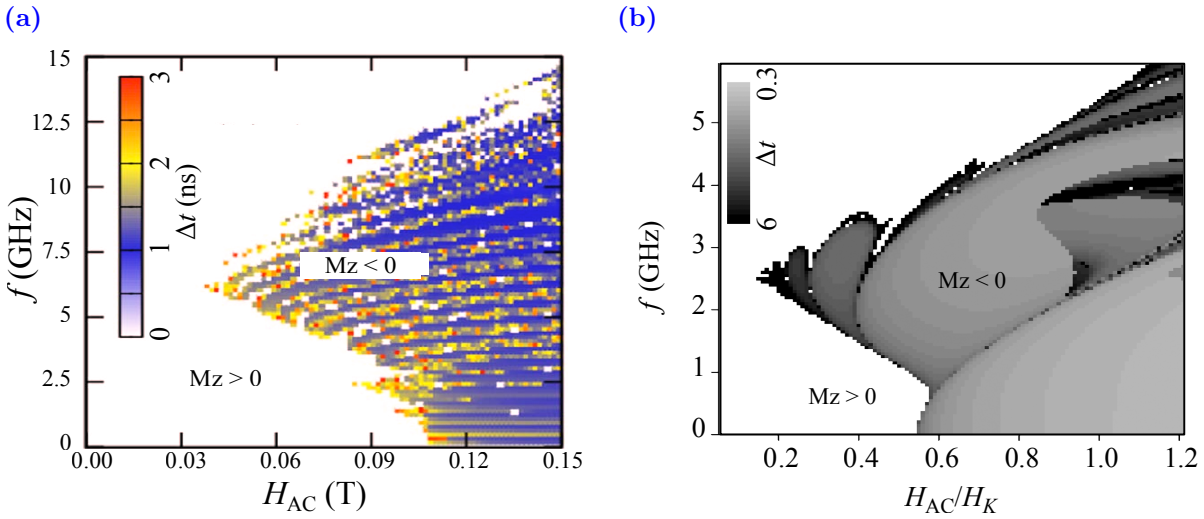

Figure 1.11 – Effet de l'amplitude de pompage [12, 14]. Diagramme de retournement en fonction de la fréquence et de l'amplitude du champ DC. Le niveau de couleur représente le temps de retournement (blanc pas de retournement). **(a)** Diagramme avec un champ DC appliqué $H_{\mathrm{DC},z} = 0.77$ T sur une particule $H_K = 1.1$ T et $\alpha = 0.2$. **(b)** Diagramme sans champ DC sur une particule $H_K/M_s = 0.8$ et $\alpha = 0.02$.

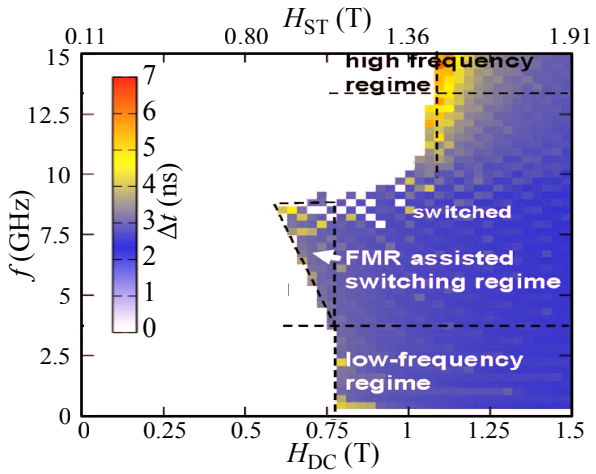

Figure 1.12 – Effet du champ DC [12]. Diagramme de retournement en fonction de la fréquence de pompage et du champ DC pour une particule monodomaine $H_K = 1.1$ T, $H_{\mathrm{AC}} = 0.11$ T et $\alpha = 0.2$. Le champ DC est appliqué selon l'axe d'anisotropie et le champ AC dans le plan perpendiculaire. Le niveau de couleur représente le temps de retournement (blanc pas de retournement). Le retournement suit trois régimes : 1) $f \ll f_{\mathrm{Larmor}}$, le retournement est quasi-statique ; 2) $f \gg f_{\mathrm{Larmor}}$, le pompage n'est plus efficace et H_{AC} peut dépasser largement H_K ; et 3) $f \approx f_{\mathrm{Larmor}}$, le retournement est assisté par le champ AC.

De façon plus pragmatique, les travaux de *Scholz* et *al.* et de *Zhang* et *al.* se sont intéressés numériquement au retournement en fonction des différents paramètres du champ AC.

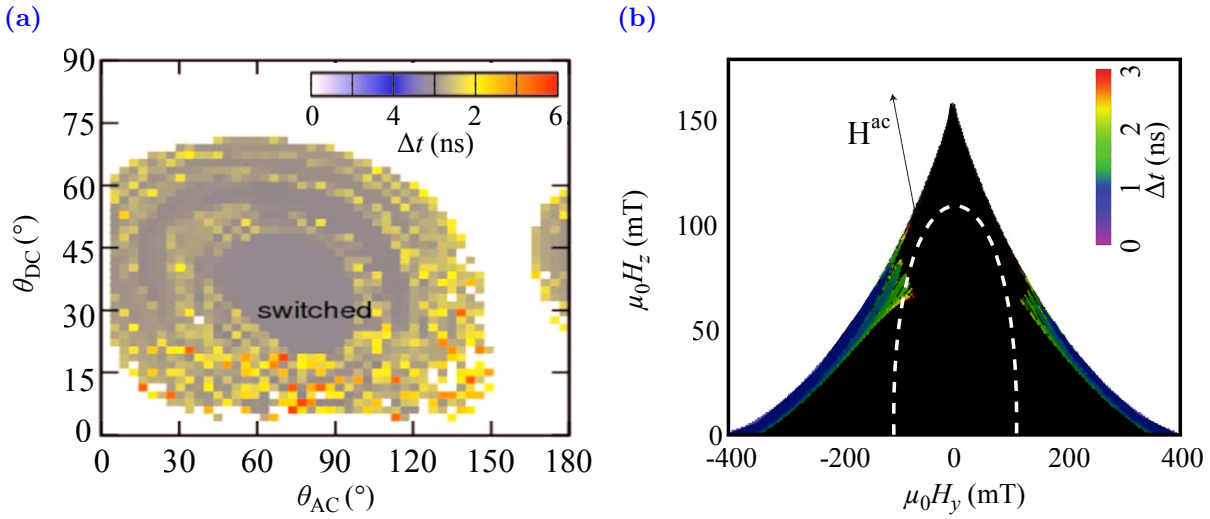

Figure 1.13 – Dépendance angulaire du retournement assisté [12, 2]. **(a)** Diagramme d'état en fonction de l'angle du champ DC et AC par rapport à l'axe facile. Le niveau de couleur représente le temps de retournement (blanc pas de retournement). Les régions retournées forment des anneaux concentriques autour de $\theta_{DC} = 35°$ et $\theta_{AC} = 80°$. **(b)** Cartographie numérique du champ de retournement dans l'espace de champ. Le niveau de couleur représente le temps de retournement : en noir, pas de retournement ; en blanc, retournement quasi-statique ; et en couleur, retournement du au champ AC. On remarque deux régions résonantes sur les bords de l'astroïde. Le trait en pointillé blanc représente l'arc de cercle de rayon constant donnant le diagramme d'état en **(a)**. On remarque que les anneaux concentriques résultent d'une coupe des régions résonantes dans l'espace des champs.

Effet de l'amplitude de pompage Tout d'abord, ils ont cartographié le retournement de l'aimantation en fonction de la fréquence et de l'amplitude du champ AC $M_z(H_{AC}, f)$ avec [12] et sans [14] champ DC $H_{DC,z}$ (Fig. 1.11). On notera les points suivants. À fréquence très basse, l'amplitude nécessaire pour retourner l'aimantation est grande mais inférieure H_K. Lorsque la fréquence du champ AC se rapproche de la fréquence propre, une structure complexe apparaît, minimisant l'amplitude nécessaire. Lorsque la fréquence dépasse la fréquence propre, le systéme n'est plus résonant et l'amplitude nécessaire augmente. Soulignons, un point étonnant dans le régime non-résonant, l'amplitude peut dépasser H_K sans impliquer le retournement, dans ce cas le pompage n'est plus du tout efficace. Notons, qu'il devrait être possible de superposer ces cartographies avec les diagrammes de stabilité déterminés par *Lyutyy* et *al.* [7], malheureusement aucune zone remarquable ne coïncide.

Effet de la direction de pompage *Scholz* et *al.* se sont aussi intéressés à l'impact de la direction du champ DC et du champ AC sur le retournement[12] (Fig. 1.13), pour cela ils ont cartographié le retournement $M_z(\theta_{AC}, \theta_{DC})$. Ils mettent en avant que le retournement est plus facilement accessible lorsque le champ DC est incliné par rapport à l'axe facile, avec un angle optimal à $\theta_{DC} = 25°$ et le champ AC proche du plan Oxy, avec un optimum aux alentours de $\theta_{AC} = 80°$. De plus, la cartographie numérique effectuée par *Thirion* et *al.*

présente la forme et la position des régions retournées par MAS dans l'astroïde de Stoner-Wohlfarth. Les régions résonantes longent le bord de l'astroïde en partant de l'axe difficile et creusent en direction de l'axe facile.

Champ DC critique *Scholz* et *al.* cartographient la réduction du champ DC critique par rapport à la limite de Stoner-Wohlfarth en fonction de la fréquence de pompage pour une direction du champ donnée (Fig. 1.12). Pour une fréquence de résonance, ils notent une réduction significative du champ critique. De plus, les auteurs décrivent les différents régimes de retournement en fonction de la fréquence de pompage en séparant trois régimes, celui des basses fréquences, proche du retournement quasi-statique, celui des hautes fréquences où le pompage n'est plus résonant et celui du retournement assisté par FMR. On notera que ces résultats sont reliés à la dépendance du MAS vis-à-vis de la variation de fréquence [12, 14].

Pompage optimisé Il a été mis en évidence dans plusieurs travaux [42, 7], qu'à la résonance, le cône de précession grandissant, l'aimantation se désynchronise par rapport au champ AC et suit un mode de précession quasi-périodique, le mode $\mathcal{Q}$. Le pompage n'est plus optimal et varie au cours du temps. De ce fait, si l'on veut exciter de manière optimale l'aimantation jusqu'au retournement, il est nécessaire de repenser notre stratégie de forçage lorsque l'on se rapproche d'une orbite de mode $\mathcal{Q}$. Dans cette partie, nous allons nous pencher sur les travaux traitant de la modulation du champ AC au cours du temps. Pour cela nous allons suivre deux pistes. La première concerne uniquement la modulation de fréquence tandis que la seconde concerne la modulation complète du champ (amplitude et fréquence).

Optimisation linéaire La proposition la plus simple de retournement optimisé vient de *Wang* et *al.* [6] (Fig. 1.14). Finement ajustée, une variation linéaire de la fréquence en fonction du temps doit permettre d'améliorer le pompage par rapport à une fréquence constante. Ainsi ils proposent un champ AC de la forme

$$f(t) = a\frac{\gamma_0 H_{\mathrm{st}}}{2\pi}\left(1 - \frac{2}{3}\frac{t-\tau_0}{\tau_1-\tau_0}\right) \tag{1.42}$$

où a est un facteur d'échelle variant de 0.2 à 0.6 et $\tau_1 - \tau_0$ est la durée du champ qui n'excède pas 1 ns. Ils comparent numériquement le renversement des deux scénarios et montrent que l'amplitude du champ AC et le temps de retournement sont diminués pour le scénario modulé. Malgré ces diminutions on ne peut raisonnablement pas parler de scénario optimisé, la modulation de fréquence étant trop simple par rapport à la forme du puits de potentiel.

Optimisation par verrouillage de phase Une piste plus élaborée suggérée par *Rivkin* et *al.* [43] est la synchronisation du champ AC avec la précession de l'aimantation (Fig. 1.15). Ayant remarqué que la fréquence de la précession n'est pas constante lorsque

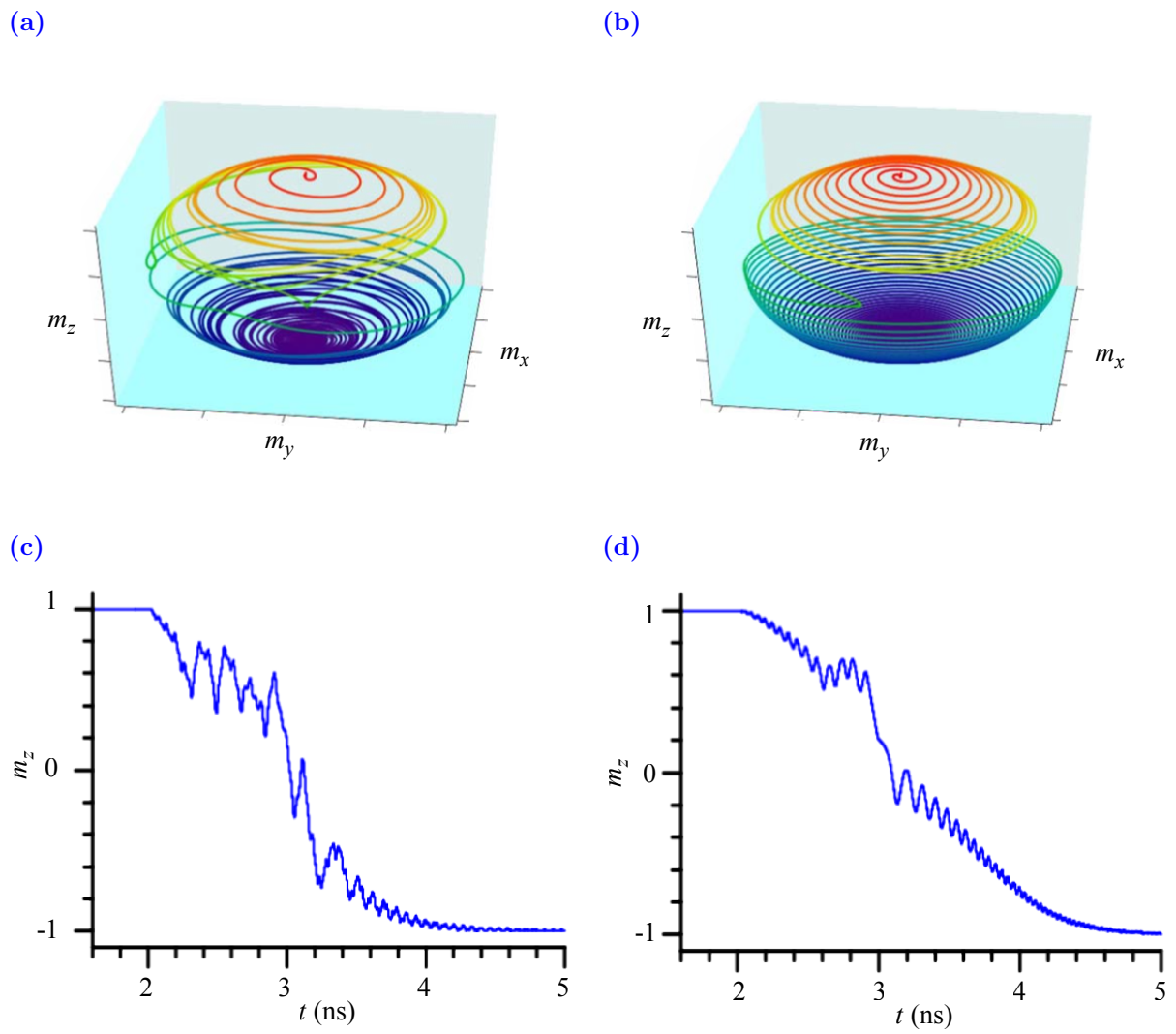

Figure 1.14 – Modulation linéaire de la fréquence du champ AC [6]. Colonne de gauche ((a), (c)), retournement par champ AC à fréquence fixe. Colonne de droite ((b), (d)), retournement par champ AC à fréquence modulée linéairement. Le pompage à fréquence fixe s'effectue avec une amplitude AC de $0.07H_K$ tandis que le pompage modulé ne requiert que $0.025H_K$. (a), (b) Trajectoire dans l'espace (M_x, M_y, M_z) de l'aimantation. (a) Le scénario à fréquence fixe montre une trajectoire compliquée où le gain en énergie n'est pas constant dans le temps. (b) Le scénario à pompage modulé montre une trajectoire qui gagne constamment de l'énergie. (c), (d) Variation de M_z au cours du temps. (c) Le pompage fixe n'est pas coupé après renversement et la précession est perturbée. (d) Le pompage modulé est coupé après retournement, l'aimantation relaxe vers son nouvel état d'équilibre. Les deux scénarios se retournent au même moment. Toutefois, le saut d'aimantation pour le scénario modulé est unique et précis.

l'angle θ varie, ils proposent d'adapter la phase instantanée du pompage φ_{AC} à la phase instantanée de l'aimantation φ_M quelque soit l'angle θ. De plus ils remarquent que la fréquence associée à l'énergie d'anisotropie varie en fonction de θ, elle passe de $f_K(\theta = 0) > 0$ à

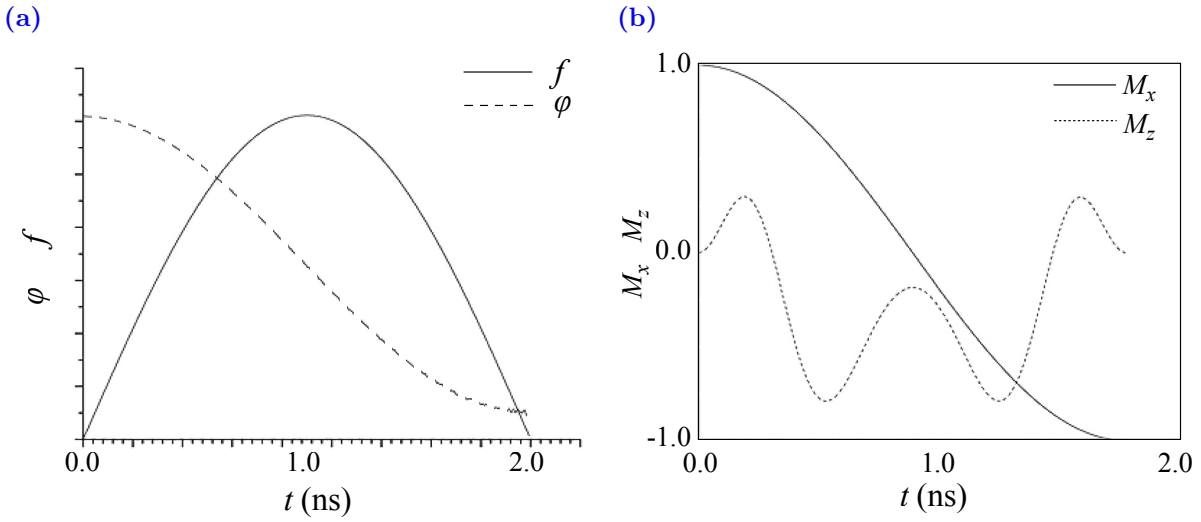

Figure 1.15 – Modulation par verrouillage de phase du champ AC [43]. Le macrospin simulé a un champ d'anisotropie uniaxiale $H_K = 70\,\mathrm{mT}$ et une constante d'amortissement de $\alpha = 0.01$. **(a)** Variation de la phase et de la fréquence instantanée au cours du temps. Au cours du temps, il se passe la scénario suivant. La phase augmente de façon continue pendant le pompage. La fréquence instantanée démarre à la fréquence naturelle mais diminue pour atteindre zéro au retournement. Lorsque l'aimantation se retourne, la variation de phase change de signe et amorti la précession de l'aimantation pour la précipiter plus rapidement vers le fond du puits. La fréquence diminue pour atteindre la valeur opposée de la fréquence naturelle. **(b)** Variation de M_x et M_z au cours du temps. M_z varie de façon continue de $+1$ à -1. La variation de M_x montre que l'aimantation a effectué deux précessions au total.

$f_K(\theta = \pi/2) \to 0$. Ainsi ils obtiennent la fréquence instantanée

$$f_{\mathrm{AC}}(\theta) = \frac{1}{2\pi}\frac{\mathrm{d}\varphi_{\mathrm{AC}}}{\mathrm{d}t} = \frac{\gamma_0}{2\pi}\frac{\cos\theta}{M_{\mathrm{s}}^2}K + \frac{\gamma_0 H_{\mathrm{DC}}}{2\pi} \tag{1.43}$$

On remarque que la fréquence instantanée est la somme de la fréquence FMR seule $f_{\mathrm{FMR}} = \gamma_0 H_{\mathrm{DC}}/2\pi$ plus une modulation fonction de θ, qui tient compte de l'anisotropie K. La comparaison numérique [13] des deux scénarios montre que le scénario à fréquence constante renverse l'aimantation en quelques nanosecondes ($M_z < 0$) et atteint son état final ($M_z = -1$) en 500 ns alors que le scénario optimisé renverse l'aimantation en moins de 1 ns et atteint cette fois-ci l'état final en moins de 2 ns.

Pompage déterminé par contrôle optimal La modulation complète du champ de pompage (amplitude et fréquence) est proposé par *Barros* et *al.* [4] (Fig. 1.16). Ils proposent d'utiliser une méthode numérique de contrôle optimal pour déterminer la forme du champ AC avec la contrainte que $\int H_{\mathrm{AC}}^2 dt$ soit minimale. Aucun critère n'est *a priori* fixé et l'implémentation converge seule vers une solution optimale. Le résultat est reporté

13. Les auteurs ont simulé le comportement d'un macrospin de YIG avec une constante d'amortissement $\alpha = 0.01$ et un champ d'anisotropie $K = 70\,\mathrm{mT}$. Ils prennent soin de souligner que la fréquence propre en réponse linéaire et de 1.64 GHz.

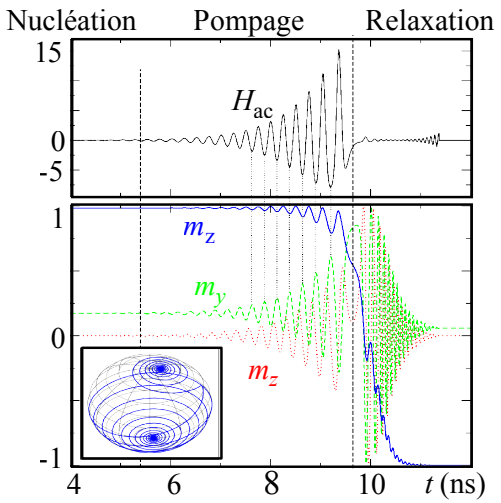

Figure 1.16 – Modulation par contrôle optimal du champ AC [4]. Le macrospin a une anisotropie uniaxiale de 300 mT. Un champ DC de 150 mT, incliné de 170°, est appliqué afin de briser la symétrie uniaxiale. La constante d'amortissement est fixée à $\alpha = 0.05$. **(a)** Champ AC en fonction du temps. Pendant la phase de nucléation, le champ tente d'accrocher la précession de l'aimantation à la fréquence naturelle (FMR). Pendant la phase de pompage, la fréquence diminue lentement et l'amplitude augmente jusqu'à atteindre 15 mT lorsque l'aimantation se retourne. Après le retournement, le champ se coupe pour laisser opérer la relaxation. On remarque que l'oscillation du champ n'est pas centrée sur zéro dû à la forme non-symétrique du paysage énergétique. **(b)** Composantes de l'aimantation en fonction du temps. A chaque tour de précession, l'aimantation gagne de l'énergie et son cône de précession s'ouvre. L'aimantation se retourne lorsque sa précession change de sens. **(c)** Trajectoire de l'aimantation dans l'espace (M_x, M_y, M_z). L'aimantation gagne de l'énergie pendant le pompage, dépasse le col, change de sens de précession et relaxe au fond du puits de potentiel.

sur la figure 1.16. On note que la phase du champ AC reste verrouillée sur la phase de l'aimantation, la fréquence varie lentement et l'amplitude augmente de façon continue avec l'angle θ. Ainsi, les auteurs retournent le système magnétique en moins d'une dizaine de nanosecondes pour un champ total $(H_{\mathrm{DC}} + H_{\mathrm{AC}})$ inférieure à la limite de Stoner-Wohlfarth. On remarquera que le temps de retournement semble beaucoup plus long que les scénarios présentés précédemment. En fait il s'agit ici, d'une optimisation énergétique du retournement, le temps de retournement n'étant pas du tout pris en compte. Si *Rivkin* et *al.* considèrent le verrouillage de phase, ils utilisent une amplitude AC beaucoup plus grande qui accroît la rapidité au détriment de l'énergie dépensée.

La conclusion de cette revue des différents travaux théoriques traitant du MAS est qu'il est fortement influencé par la forme du paysage énergétique. Dans le cas d'un pompage à fréquence fixe, l'aimantation peut facilement accuser d'un retard sur le champ AC et diminuer l'efficacité du pompage. Toutefois, le pompage optimal peut être atteint grâce à une modulation en temps des paramètres de pompage. Les deux mécanismes pertinents sont alors le verrouillage de phase et la variation d'amplitude.

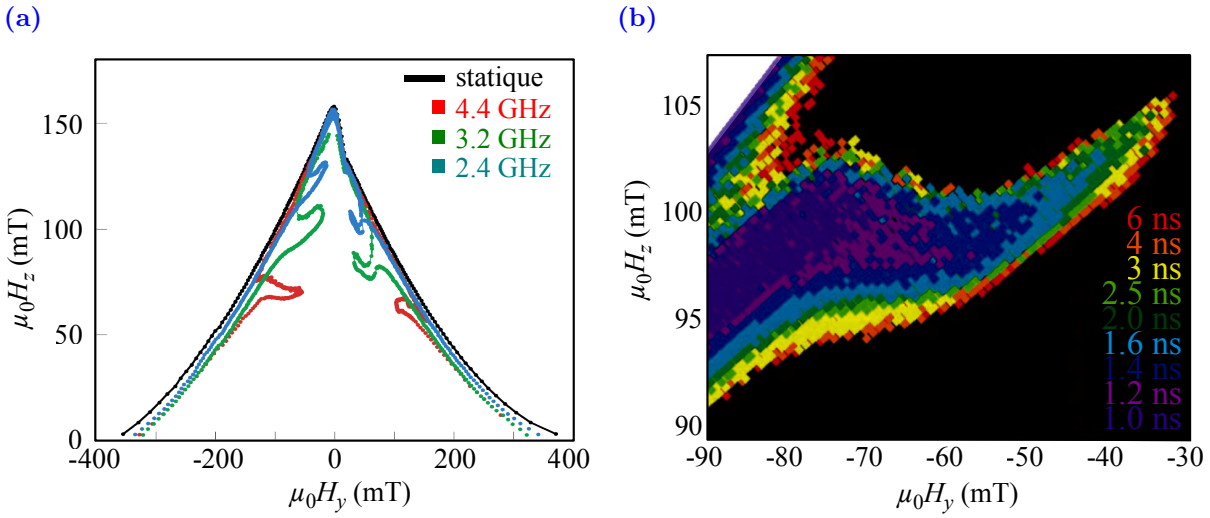

Figure 1.17 – Mesure de MAS sur une nanoparticule isolée de cobalt [2]. Le retournement assisté est testé en chaque point de l'espace des champs. On détermine ainsi la limite statique de Stoner-Wohlfarth. Le niveau de couleur correspond au temps de retournement : en noir, pas de retournement ; en blanc, retournement statique de Stoner-Wohlfarth ; et en couleur, retournement dû au champ AC. On remarque que les zones résonantes longent le bord de l'astroïde de Stoner-Wohlfarth et creusent en direction de l'axe facile. **(a)** Le MAS dépend directement de la fréquence d'excitation. À hautes fréquences, les régions résonantes se rapprochent de l'axe difficile, à basses fréquences, elles se rapprochent de la pointe de l'axe facile. **(b)** Zoom sur une partie de la région résonante. La taille et la forme des régions résonantes dépend de la durée du champ AC. Plus la durée est longue, plus la zone est grande. Toutefois, on note une saturation vers 3 ns.

Le MAS expérimental

Après les travaux expérimentaux de *Thirion* et *al.* montrant la faisabilité du MAS [2] (Fig. 1.17), plusieurs expériences sont venues apporter des informations supplémentaires sur le retournement. Mentionnons tout d'abord le travail de thèse de *Raufast* [44] (Fig. 1.18) qui confirme la faisabilité du MAS pour des particules de diamètre inférieur à 3 nm, résultats qui n'avaient pas été reproduits pour des systèmes indépendants de si petite taille. Toutefois si la magnétométrie micro-SQUID permet de mesurer avec précision le champ de retournement de petites particules, il est plus difficile d'observer ce retournement dans des installations de FMR qui requièrent en général une quantité plus importante de matériau. Ainsi les expériences utilisant les bancs de mesure FMR ont été effectuées sur des systèmes plus conséquents comme par exemple des assemblées de nanostructures indépendantes ou des films minces multi-domaines. Dans tous les cas, il est difficile de mesurer un champ de retournement unique dû à la distribution des champs de retournement, dans ce cas, on préférera déterminer la réduction du champ coercitif en fonction des paramètres de pompe.

Dépendance angulaire du MAS Les cartographies expérimentales de *Thirion* et *al.* et *Raufast* montrent la forme et la position des régions résonantes dans l'astroïde de Stoner-Wohlfarth (Fig. 1.17a, Fig. 1.18). Tout d'abord les régions résonantes ont une forme

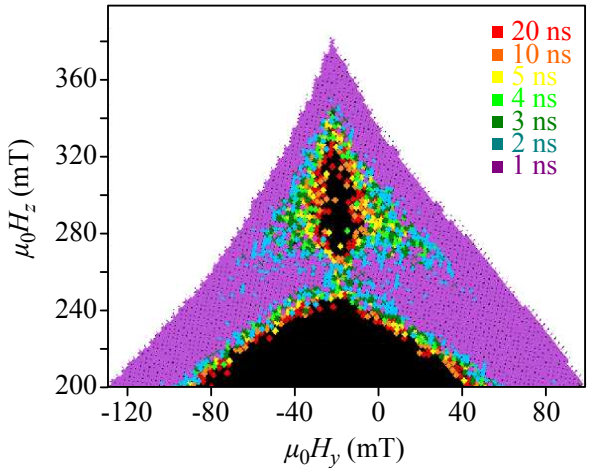

Figure 1.18 – Effet de la durée du champ AC sur une mesure de MAS [44]. Un champ AC de 10 dBm à 5.91 GHz est envoyé via une ligne filaire sur la nanoparticule de cobalt de 3 nm à $T = 40$ mK. Le retournement est mesuré dans l'espace de champ statique. Le niveau de couleur correspond au temps de retournement : en noir, pas de retournement ; en blanc, retournement statique de Stoner-Wohlfarth ; et en couleur, retournement dû au champ AC. On observe deux régions résonantes, de part et d'autre de l'axe facile, qui creusent l'astroïde de Stoner-Wohlfarth en direction de l'axe facile. Ici le champ AC est suffisamment fort pour que les deux résonances se rejoignent.

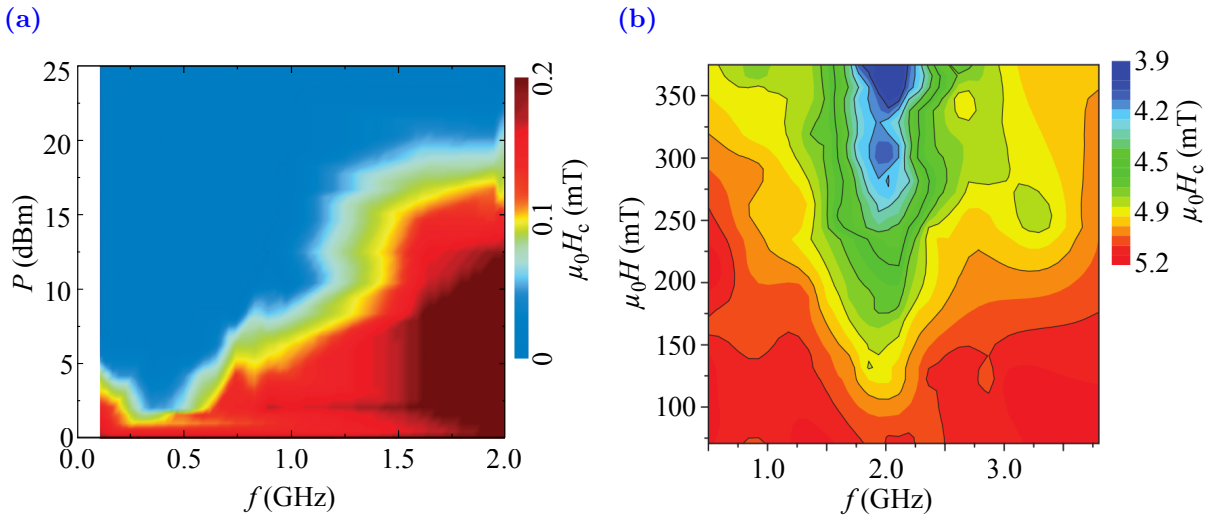

Figure 1.19 – Champ coercitif en fonction de l'amplitude de champ AC et de la fréquence [23, 10]. Mesure du champ coercitif effectuée sur des échantillons de permalloy en fonction de la fréquence et de la puissance (a) ou de l'amplitude (b) du champ AC. Le niveau de couleur correspond au champ coercitif : en rouge, champ coercitif maximum ; et en bleu, champ coercitif nul. **(a)** Mesure effectuée sur un hexagone de 1.5×3 μm^2. Le champ coercitif est très fortement réduit pour $f_{\mathrm{AC}} = 500$ MHz. **(b)** Mesure effectuée sur une assemblée de nanoparticules elliptiques ayant un diamètre d'une soixantaine de nanomètres. Le champ coercitif est très fortement réduit pour $f_{\mathrm{AC}} = 2.0$ GHz.

particulière. Elles longent le bord de l'astroïde en partant de l'axe difficile, puis se dirigent vers l'axe facile. Au bout de cette résonance, le champ DC nécessaire pour retourner l'aimantation par MAS y est très largement réduit. Toutefois, les simulations numériques de *Thirion* et *al.* (Fig. 1.13b) montrent une structure fine dans la région résonante non-mise en évidence dans la cartographie expérimentale.

Effet de la fréquence de pompage Deux types de travaux expérimentaux ont été effectués afin de déterminer la tendance du MAS vis-à-vis de la fréquence de pompage. Le travail de *Thirion* et *al.* [2] (Fig. 1.17a) montre deux régions résonantes dans l'astroïde de Stoner-Wohlfarth, la position de ces régions étant directement fixée par la fréquence de pompage. Pour des fréquences hautes, les régions résonantes se déplacent vers l'axe difficile tandis que pour des fréquences basses, les régions résonantes se déplacent vers la pointe de l'axe facile, ce déplacement couvrant une très large plage de fréquences. Le deuxième type de travail expérimental consiste en une mesure magnéto-optique à effet Kerr (Magneto-Optic Kerr Effect - MOKE) effectuée par *Woltersdorf* et *al.* et *Nembach* et *al.* sur des nanostructures de permalloy qui permettent de déterminer la variation de champ coercitif en fonction de la fréquence. Sur les deux systèmes, on remarque trois régimes de retournement [12]. Pour les basses fréquences, le champ coercitif est plus faible que la limite statique, on est dans un retournement quasi-statique. A la résonance, le champ coercitif est très nettement diminué. Quand la fréquence du champ AC est très grande devant la fréquence de résonance, le pompage n'est plus efficace.

Effet de la durée de pompage Alors que la quasi-totalité des travaux sur le MAS expérimental s'effectuent pour des longueurs d'impulsions quasi-infinies [14], *Thirion* et *al.* ainsi que *Raufast* déterminent l'effet de la durée de l'excitation sur le retournement assisté (Fig. 1.17b, Fig. 1.18). Pour une durée très courte, le pompage n'a pas le temps de fournir suffisamment d'énergie au macrospin et les régions résonantes sont de petites tailles. Lorsque la durée augmente, le pompage peut fournir la quantité d'énergie nécessaire pour retourner le macrospin et la taille des régions résonantes augmente. Toutefois, cette taille sature pour une durée de 3 ns, au-delà de laquelle l'énergie apportée par le champ AC ne suffit plus à retourner le macrospin.

La revue des différents travaux expérimentaux montre que le MAS est accessible dans de nombreux systèmes, allant de la nanoparticule unique à la couche mince. Malgré tout, dans la mesure où les systèmes ainsi que les protocoles expérimentaux sont différents, il est difficile de faire un bilan général. On notera tout de même que le MAS est sensible à la fréquence d'excitation qui doit accrocher la fréquence naturelle de l'aimantation. De plus, sur un critère purement technique, on retiendra que l'étude du MAS expérimental passe par la mesure d'un champ de retournement (et non d'un champ coercitif) que seul la magnétométrie micro-SQUID peut fournir.

14. Durée quasi-infinie par rapport à l'échelle de temps de la dynamique d'un macrospin.

1.4 Problématique et objectifs

J'ai présenté dans ce premier chapitre les bases théoriques du retournement magnétique quasi-statique en considérant le modèle de Stoner-Wohlfarth . De même j'ai introduit l'équation de LLG qui régie la dynamique de l'aimantation amortie et forçée. Enfin j'ai procédé à une description succinte de l'état de l'art du retournement assisté dans les systèmes magnétiques. Aussi, maintenant que nous avons toutes les cartes en mains, je peux détailler la problématique de ce travail de thèse.

Nous avons vu précédemment que *Bertotti* et *al.* ont émis l'idée que la dynamique de l'aimantation est gouvernée par au moins deux modes de précession stable dans le régime permanent. *Luytyy* et *al.* ont développé cette idée en proposant que la variation des paramètres du champ AC permet d'atteindre un mode de précession défini.

Ainsi, l'objectif principale de ce travail de thèse est de vérifier l'hypothèse selon laquelle, le retournement assisté de l'aimantation dépend directement de la présence de ces modes de précession.

Pour cela, je vais procéder en plusieurs étapes. Dans le deuxième chapitre, je vais détailler la mise en oeuvre expérimentale qui m'a permis de mesurer et simuler le retournement de l'aimantation. Je présenterai notamment le renouvellement du banc de mesure du magnétomètre microSQUID, le dispositif micro-onde utilisé et le programme de simulation numérique.

Dans un deuxième temps je présenterai les deux principaux résultats menés pendant cette thèse. Tout d'abord, dans le troisième chapitre, nous étudierons l'effet d'un champ micro-onde sur l'astroïde de Stoner-Wohlfarth . Nous verrons en particulier que le contrôle de tous les paramètres externes (champ H_{AC} et H_{DC}) permet d'observer une structure complexe dans la région résonante. De plus, nous étudierons la sensibilité de cette structure en fonction des paramètres externes.

Ensuite, dans le quatrième chapitre, je presenterai la mesure pompe-sonde des bassins d'attraction liés aux attracteurs présents dans la paysage énergétique. Nous verrons que ces bassins (et donc ces attracteurs) jouent un rôle important dans le retournement contrôlé non de l'aimantation.

Enfin, dans le cinquième et dernier chapitre, je serai en mesure de conclure ce travail de thèse et de discuter des perspectives qu'il peut offrir.

Chapitre 2

Magnétométrie microSQUID

Durant mon travail de thèse, j'ai utilisé la magnétométrie microSQUID afin d'étudier le retournement assisté de l'aimantation par un champ micro-onde. Pourquoi la magnétométrie microSQUID ? Il y a plusieurs dispositifs expérimentaux qui permettent de mesurer le retournement d'un système magnétique unique. On notera entre autres la Microscopie à Force Magnétique (MFM) [45], la Microscopie à Effet Tunnel avec Résolution de Spin (SP-STM) [46] et la magnétométrie microSQUID [47]. Chaque expérience a ses avantages et inconvénients. Si la magnétométrie microSQUID ne fonctionne qu'à basse température, là où le microSQUID est supraconducteur, elle permet en revanche de déterminer le champ de retournement avec une précision meilleure que le millitesla.

Je vais présenter dans ce chapitre, la magnétométrie microSQUID et les différents protocoles de mesure ainsi que le travail de développement de la chaîne de mesure que j'ai effectué.

2.1 Dispositif expérimental - du microSQUID à l'utilisateur

Tout d'abord, commençons par une description détaillée du dispositif microSQUID. Par dispositif microSQUID ou magnétométrie microSQUID, on entend la magnétométrie qui utilise comme élément principal une micro-boucle supraconductrice sensible au flux environnant. Cette sensibilité se traduit par une transition de l'état électronique, de supraconducteur à normal, en fonction du courant de polarisation I_p et du flux ϕ à l'intérieur de la boucle. Ainsi, le champ rayonné d'un système magnétique au voisinage de la boucle du microSQUID peut perturber son état électronique. La sensibilité du microSQUID au champ rayonné dépend principalement de l'importance de ce champ et de la position du système magnétique. Un système de bobines supraconductrices trois axes entoure la boucle microSQUID, le système magnétique et l'antenne micro-onde. Elles permettent de balayer le champ magnétique dans les trois directions de l'espace et surtout de balayer le champ exactement dans l'alignement du plan du microSQUID. De plus, leurs petites tailles (moins d'une dizaine de centimètres) permet de balayer rapidement le champ magnétique avec un

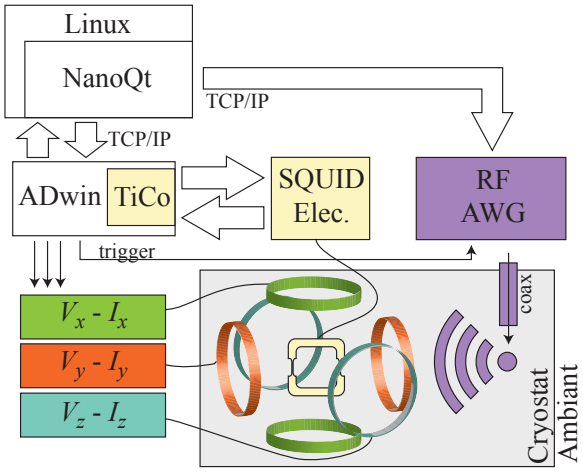

Figure 2.1 – Schéma du dispositif expérimental. La boucle microSQUID (jaune) est située au centre d'un système de bobines 3-axes. Le microSQUID est piloté par l'électronique bas-bruit (jaune). L'expérience complète (électronique microSQUID, champ magnétique, RF, etc...) est pilotée par un automate rapide ADwin interfacé avec un ordinateur. Une partie de l'expérience est maintenue à basse température dans un cryostat à dilution.

minimum de rémanence. La vitesse de balayage est en général fixée $0.5\,\mathrm{T}\cdot\mathrm{s}^{-1}$.

La polarisation ainsi que la détection de la transition du microSQUID sont déléguées à un circuit électronique analogique, bas-bruit, appelé *Électronique microSQUID*. Cette électronique, les bobines de champ magnétique ainsi que le déclenchement de l'émission de l'impulsion micro-onde sont pilotés par un automate synchrone rapide ADwin. Cet automate est constitué d'un microprocesseur maître, de cartes entrée/sortie analogiques et numériques, d'un microprocesseur esclave et est interfacé avec un port entrée/sortie numérique. Opérant de façon autonome, il permet de se déplacer dans l'espace des paramètres (tension, courant, champ magnétique, etc...) avec une précision temporelle de $10\mu s$. Enfin, le contrôle asynchrone de l'expérience est fourni par un système d'acquisition baptisé NanoQt. Basé sur un language de script riche, ce logiciel fait l'interface avec l'automate rapide ADwin, le contrôleur de température et le réglage du générateur AWG.

Dans beaucoup de cas, l'énergie des petits systèmes que l'on étudie, en particulier la hauteur de la barrière d'énergie ΔE qui sépare les différents états stables, est petite devant l'énergie thermique à la température ambiante $k_\mathrm{B}T_\mathrm{amb}$. On a donc la nécessité d'étudier ces systèmes dans des gammes de température bien inférieure. Le cas toujours discuté dans la théorie consiste à se placer à $T = 0$. On cherchera donc à atteindre expérimentalement les gammes de température les plus basses possible dites cryogéniques.

Une méthode très utilisée pour refroidir les petits systèmes à très basse température est l'emploi d'une transition stochiométrique d'un mélange d'^{3}He et d^{4}He. Ce principe est aussi appelé réfrigération à *dilution* ^{3}He/^{4}He. Le système de refroidissement cryogénique que l'on a utilisé est particulier par rapport à un réfrigérateur à dilution standard. En

effet, la partie contenant le circuit de dilution repose sur un vase d'^{4}He alors que les circuits standards sont plongés dans ce vase. De plus, la partie froide du cryostat est située au sommet du circuit de dilution au lieu d'être située en bas. Cette spécificité lui vaut d'être appelé circuit à dilution renversé ou encore *sionludi* (soit dilution en verlan). Enfin, tout le circuit de dilution ainsi que l'échantillon et les bobines de champ magnétique sont protégés par plusieurs enceintes empêchant l'échange thermique par rayonnement.

La température de travail sur la partie la plus froide du Sionludi, où sont montés les échantillons et les antennes micro-onde, est de 40 mK sans régulation. Cette température est suffisamment basse pour comparer les mesures aux cas théoriques à $T = 0$.

À la magnétométrie microSQUID est ajoutée un dispositif de génération et d'émission de champ micro-onde. Ce dispositif est composé d'un générateur de fonctions arbitraires (AWG) dont la fréquence de travail est comprise entre quelques centaines de MHz et 12 GHz. L'acheminement du champ micro-onde s'efféctue de la température ambiante jusqu'aux basses températures par un guide d'onde coaxial en inox. Le champ est émis par une antenne filaire ou coplanaire, suivant la génération d'échantillon utilisé.

2.2 Le magnétomètre

La magnétométrie microSQUID exploite les principales propriétés d'un SQUID (Superconducting QUantum Interferences Device) DC hystérétique afin de déterminer de la façon la plus précise possible la variation de champ dipolaire causée par le retournement d'un object magnétique.

2.2.1 Propriétés SQUID

Un SQUID est une boucle plane fabriquée dans un matériau supraconducteur et connectée à un circuit électrique, généralement aussi en matériau supraconducteur. Chaque branche de la boucle possède une constriction appelée micro-pont (Fig. 2.2c).

L'état électronique d'un matériau supraconducteur massif, en film mince ou en nanofils (tout sauf la géométrie SQUID) dépend d'un jeu de paramètres qui comprend la température T, le champ magnétique appliqué H et la densité de courant j. En dessous des valeurs critiques (T_c, H_c, j_c), le matériau se trouve dans l'état supraconducteur et la tension à ses bornes est nulle. En revanche, au delà de ces limites, il transite dans l'état normal, devient résistif et la tension à ses bornes est non-nulle (s'il est polarisé en courant). De plus ces trois paramètres sont dépendants les uns des autres. Une température non-nulle, mais encore inférieure à la température critique T_c, diminue la valeur du champ critique et de la densité de courant critique. Cette diminution est monotone en fonction des autres paramètres.

La particularité d'un SQUID est la très forte sensibilité de la densité de courant critique en fonction du flux passant dans la boucle de surface **S**.

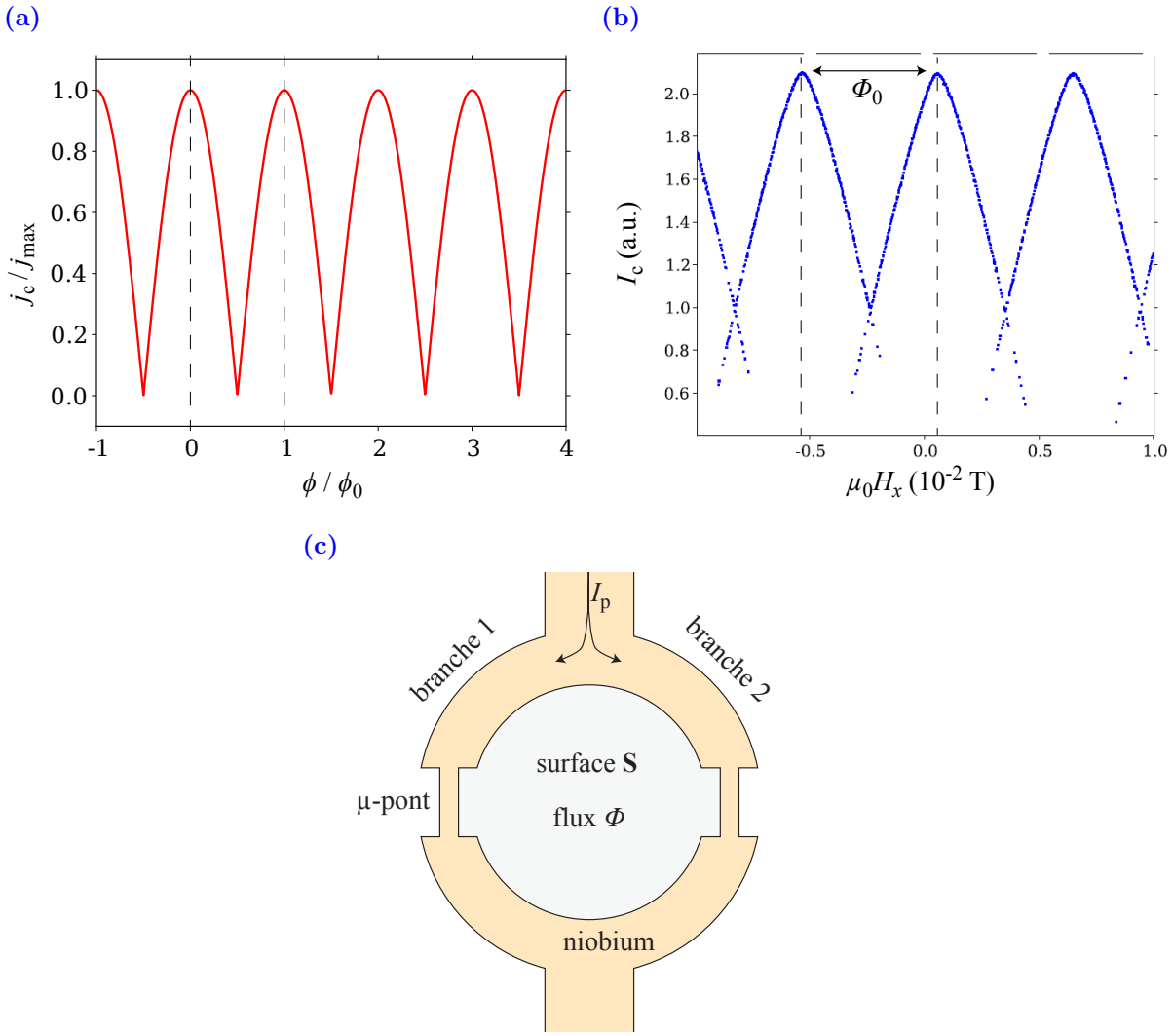

Figure 2.2 – Caractéristique théorique et expérimentale du courant critique en fonction du flux passant dans la boucle. (a) Caractéristique théorique. (b) Caractéristique expérimentale du courant critique en fonction du champ H_x normal à la surface du microSQUID.

Le flux passant dans la boucle est donné par

$$\phi = \mu_0 \mathbf{HS} \tag{2.1}$$

et est relié à la variation de la densité de courant critique par

$$j_c = j_{max} \left| \sin\left(\pi \frac{\phi}{\phi_0}\right) \right| \tag{2.2}$$

où j_{max} est la densité de courant critique maximum à flux nul et $\phi_0 = {}^{h}/_{2e}$ correspond au quantum de flux. Cette caractéristique du courant critique, rappelée sur la figure 2.2a, décrit une série d'*arches* en fonction du flux dans la boucle avec une période égale au quantum de flux ϕ_0.

2.2.2 Mesure de la caractéristique de courant critique

La mesure expérimentale de la caractéristique du courant critique en fonction du flux est effectuée en mesurant le courant critique en fonction du champ **H** normal à la surface **S** du microSQUID. Je reporte à titre d'exemple sur la figure 2.2b la caractéristique d'un microSQUID en niobium dont les dimensions sont

$$l \times L \times h = 600\,\mathrm{nm} \times 600\,\mathrm{nm} \times 13\,\mathrm{nm} \tag{2.3}$$

fabriqué par *O. Gaier*. On observe alors des arches légèrement différentes de celles prévues théoriquement. Les branches qui constituent les arches sont plus droites et pour un même flux on observe deux valeurs possibles du courant critique différentes. Il n'y a pas deux transitions successives, on observe l'une ou l'autre. Ces différences sont essentiellement dues à l'asymétrie des deux micro-ponts mais ne posent pas de problème particulier dans l'utilisation du microSQUID.

2.2.3 Placement des objets magnétiques à étudier

La caractéristique du courant critique montre qu'une faible variation du flux implique une grande variation du courant critique sur les branches des arches. Le principe de la magnétométrie repose sur cette sensibilité où la variation de flux causée par le retournement d'un objet magnétique peut provoquer une variation du courant critique suffisamment forte pour être détéctable. Le flux dans la boucle microSQUID est

$$\phi = \mu_0(\mathbf{H}_{\mathrm{ext}} + \mathbf{h})\mathbf{S} \tag{2.4}$$

où $\mathbf{H}_{\mathrm{ext}}$ est le champ extérieur et $\mathbf{h}$ le champ dipolaire d'un objet magnétique perçu par le microSQUID. Ainsi le courant critique dépend de $\mathbf{h}$

$$I_{\mathrm{c}}(\phi) = I_{\mathrm{c}}(\mathbf{H}_{\mathrm{ext}}, \mathbf{h}) \tag{2.5}$$

Si on veut profiter de la sensibilité du microSQUID, il est nécessaire de positionner l'échantillon le plus près possible de la boucle afin de maximiser l'intensité du champ dipolaire perçu. Placer l'object magnétique sur un des micro-ponts semble être optimal [48].

La manipulation d'objets de quelques nanomètres de diamètre n'est ni simple ni reproductible. Par exemple, il est impossible de placer précisement une nanoparticule désignée sur un micro-pont. Il est aussi difficile de repérer un object magnétique suffisamment précisement pour pouvoir lithographier un microSQUID judicieusement placé à proximité. Notre seule alternative est la *probabilité*. Les nanoparticules sont synthétisées par voie chimique ou physico-chimique puis dispersées aléatoirement sur un substrat. Dans un second temps, une douzaine de microSQUIDs sont lithographiés arbitrairement sur ce substrat. Selon la densité de nanoparticule par unité de surface, il est probable qu'au moins un des microSQUIDs ait un couplage suffisant avec une des nanoparticules pour permettre la mesure de ses propriétés magnétiques.

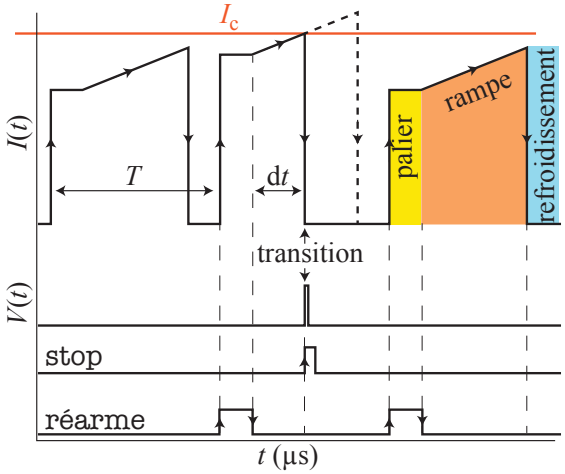

Figure 2.3 – Mesure du courant critique I_c par mesure périodique. Le microSQUID est polarisé périodiquement (période T) par un courant composé d'une mise au palier, d'une rampe et d'un refroidissement. Selon la hauteur du palier et la pente de la rampe, le courant critique peut être atteint. La mise au palier et le début de la rampe sont pilotés par les fronts montants et descendants de la commande `réarme`. Lorsque que le courant critique est atteint, un saut de tension est détecté et lève la commande `stop`. Moyennant le contrôle de la pente de la rampe, la mesure de temps entre les commandes `réarme` et `stop` permet de déterminer I_c.

2.3 Circuit de détection

Les protocoles de mesure des propriétés magnétiques nécessitent la mesure de la variation du flux en fonction des paramètres externes (champs, températures, etc...). Il existe deux techniques pour déterminer la variation de flux. La première, par une *mesure périodique* du courant critique et la seconde par une *mesure froide* de la variation du courant critique.

Pour effectuer la mesure périodique du courant critique, le courant de polarisation $I_p(t)$ est balayé périodiquement d'une valeur seuil, le palier, jusqu'à une valeur maximum par une rampe de pente constante. La figure 2.3 montre un exemple du courant utilisé. Le premier cycle décrit la variation de courant lorsque le courant critique n'est pas atteint. Tout d'abord on fixe le courant à une valeur palier. Ce palier est tenu quelques microsecondes pour s'assurer de la stabilité du courant débité. Dans un deuxième temps, on démarre une rampe de pente constante. Lorsque la rampe a atteint sa durée maximale, le courant est rapidement ramené à zéro. Après un petit temps d'attente le cycle recommence. Si le courant critique n'est pas atteint, le cycle atteint toujours sa valeur maximale et la tension aux bornes du microSQUID notée V_{dipole} reste nulle.

Dans le cas où la valeur maximum du cycle est suffisamment haute, le courant critique est dépassé pendant la rampe. La transition du microSQUID de supraconduteur à résistif crée une tension V_{dipole} non-nulle. A la détection de cette tension, le courant de polarisation est immédiatement court-circuité jusqu'à la fin du cycle pour éviter l'échauffement

de l'échantillon par effet joule. A la fin du cycle, le microSQUID doit avoir suffisamment refroidi pour être repassé dans l'état supraconducteur, on peut alors recommencer un nouveau cycle.

Une variation du courant critique va entraîner une transition plus ou moins tôt lors de la rampe de courant. Ainsi, la durée de la rampe est une fonction affine du courant critique du microSQUID. Dans la pratique, on s'attache à mesurer le plus précisement possible la durée de la rampe. En effet, la valeur absolue du courant critique n'est pas intéressante, c'est sa variation qui nous intéresse.

Lors de la mesure périodique du courant critique, chaque dépassement du courant critique provoque un échauffement par effet Joule. Pour des petits objets proches du retournement, l'activation thermique peut assister le retournement et biaiser les données. Il est donc nécessaire d'utiliser un protocole qui ne fasse pas transiter le microSQUID avant le retournement. Ainsi on peut utiliser la *mesure froide* du retournement de l'aimantation.

Le courant de polarisation est fixé à une valeur palier. Ce palier est très légèrement inférieur à la valeur du courant critique de telle sorte que le microSQUID reste supraconducteur (donc froid). Un des paramètres externes (par exemple le champ magnétique dans le plan du microSQUID) est balayé. Lorsque le champ retourne l'aimantation, la variation du champ dipolaire implique une variation du flux et donc du courant critique. Si le courant dépasse la valeur du courant critique, le microSQUID transite. A la détection de la transition, le courant de polarisation est ramené à zéro. La transition du microSQUID et donc l'échauffement n'interviennent qu'après le retournement de l'aimantation.

Le paramètre important de la mesure froide n'est pas la valeur du courant critique mais le moment où l'on détecte la transition. Par exemple, si le champ magnétique $\mathbf{H}_{yz}$ est balayé à vitesse constante $\frac{\mathrm{d}\mathbf{H}_{yz}}{\mathrm{d}t}$ depuis zéro, l'instant où la transition est détectée t_{sw} correspond au champ de retournement

$$\mathbf{H}_{\mathrm{sw}} = \frac{\mathrm{d}\mathbf{H}_{yz}}{\mathrm{d}t} t_{\mathrm{sw}} \tag{2.6}$$

2.3.1 Electronique bas-bruit

Le microSQUID est piloté par une électronique bas-bruit développée au service d'électronique du CRTBT un peu avant le travail de thèse de *W. Wernsdorfer*. Cette électronique est chargée de polariser le microSQUID en courant et de détecter les sauts de tension correspondant aux transitions de supraconducteur à résistif. Elle est constituée de trois parties

- un circuit numérique chargé de faire l'interface avec un automate de synchronisation ;
- un circuit analogique de génération d'un courant faible, bas-bruit, chargé de polariser le microSQUID
- et un circuit de détection des variations de tension.

Le circuit analogique de génération du courant de polarisation est composé d'un générateur de tension modulable de 4 V en série avec une résistance réglable de 1 kΩ à 200 kΩ. La résistance permet de régler la gamme de courant de sortie, de 20 μA à 4 mA. Le générateur

de tension modulable permet de créer le cycle de polarisation. Le réglage du palier s'effectue par un échantillonnage de la tension de sortie de 4 V avec une précision de 6×10^{-5} V. Le réglage de la pente est de $\pm 800\,\mathrm{mV} \cdot \mathrm{s}^{-1}$ avec une précision de 0.2 mV.

Le microSQUID est connecté dans un circuit électrique de plusieurs centaines d'ohms (principalement des fils de constantant) et la variation de résistance lors de la transition est très faible. La détection de la transition s'effectue par une mesure continue de la tension aux bornes du microSQUID. Le filtrage de la tension mesurée, par un filtre passe haut, permet d'isoler les variations brutales de tension. Ces pics de tension dépassant une valeur seuil sont considérés comme des transitions supra-métal du microSQUID. Pour éviter l'échauffement excessif du microSQUID, le courant de sortie est immédiatement court-circuité.

Le circuit numérique est chargé de faire l'interface avec un automate de synchronisation TiCo. Il utilise deux protocoles de communication séries

- un protocole "3 fils" pour la programmation du palier, de la pente, et du seuil de détection ;
- un protocole "2 fils" pour la synchronisation des cyles de l'automate rapide.

Le protocole "3 fils" n'est pas un protocole standard, il a été optimisé pour utiliser le moins de fils possible. Un des gros problèmes que j'ai rencontré pour l'utilisation de ce protocole a été le manque de documentation. J'ai dû fournir un gros effort d'ingénierie-inverse pour déterminer précisement ce protocole. Le protocole "2 fils" est plus standard, il s'agit des commandes `réarme` et `stop`.

La commande `réarme` est utilisée pour commencer un cycle du courant de polarisation. Un premier front montant indique au générateur de fixer le courant au palier. Ce palier est maintenu tant que `réarme` est à l'état haut. Le front descendant commence la rampe de courant. Lorsqu'une transition est détectée, un signal est émis en direction de l'automate de synchronisation sur la commande `stop`. Le délai entre le front descendant de `réarme` et le front montant de `stop` est proportionnel au courant critique.

2.3.2 Automate TiCo

L'électronique microSQUID ne possède pas de base de temps propre, il est nécessaire d'utiliser un automate pour la cadencer. Cette tâche a pendant longtemps été attribuée à un automate, basé sur un circuit FPGA, appelé *boîte bleue*. La dernière version de l'automate a été développée pendant la thèse d'*E. Bonet*. Pour mon travail de thèse, nous avons décidé de remplacer l'automate utilisé par un automate commercial appelé *TiCo*, faisant partie du système ADwin (voir section suivante). Le TiCo est constitué d'un processeur d'une fréquence de travail de 50 MHz et d'un port entrée/sortie numérique (*Digital Input/Output - DIO*) ayant une fréquence d'échantillonnage de 100 MHz. Il est utilisé pour communiquer les valeurs de palier, de pente et de seuil par le protocole "3 fils" et déterminer le courant critique par le protocole "2 fils".

Intéressons-nous au protocole "2 fils". Le TiCo pilote la commande `réarme` et synchronise le cycle de polarisation comme expliqué précédemment. La période totale d'un cycle

est fixée à 300 μs avec une durée de rampe totale de 260 μs. A chaque début de rampe, on réinitialise un compteur synchronisé sur l'horloge d'échantillonnage du DIO (100 MHz). Ce compteur nous permet de mesurer le temps entre le front descendant sur la commande `réarme` et le front montant sur la commande `stop` avec une résolution de 10 ns, environ 4×10^{-7} fois la durée de la rampe.

2.4 Protocole de mesure

Je vais présenter dans cette section les différents protocoles utilisés pour la magnétométrie microSQUID.

2.4.1 Plan du microSQUID

Lorsqu'un champ magnétique $\mathbf{H}$ est balayé, la composante du champ normale à la surface de la boucle $\mathbf{S}$ entraîne une variation de flux $\phi = \mu_0 \mathbf{HS}$ non nulle. Or si l'on souhaite déterminer la variation de l'aimantation de petits objets magnétiques par une mesure de la variation de flux, il est nécessaire de supprimer la composante provenant de $\mathbf{H}$. Le système de coordonnées attaché au microSQUID est orienté de telle façon que le plan Oyz correspond au plan de la boucle alors que Ox est normal à cette surface. Ainsi, on veillera à toujours balayer le champ magnétique dans le plan du microSQUID Oyz. On appliquera un champ H_x pour déterminer la caractéristique du courant critique en fonction du flux ou pour compenser les variations de flux par un asservissement.

2.4.2 Mesure directe

Il s'agit dans un premier temps de déterminer la caractéristique du courant critique en fonction du flux. Pour cela, il s'agit d'effectuer une mesure périodique du courant critique I_c en fonction du champ magnétique H_x appliqué perpendiculairement à la surface du microSQUID. On obtient ainsi une courbe $I_\mathrm{c}(H_x)$ similaire à la figure 2.2b. Les "arches" sont espacées périodiquement avec une période égale au quantum de flux ϕ_0.

Cette mesure ne permet pas de déterminer les propriétés magnétiques d'objets voisins mais est un outil nécessaire pour la mesure à contre-réaction.

2.4.3 Mode en contre-réaction

Le champ dipolaire rayonné par un object magnétique et perçu par le microSQUID est proportionnel à son aimantation.

$$\mathbf{h} \propto \mathbf{M} \tag{2.7}$$

ainsi, la variation de l'aimantation $\delta\mathbf{M}$ entraîne une variation du flux perçu par la boucle microSQUID

$$\delta\phi = \mu_0 \mathbf{S} \cdot \delta\mathbf{h} \tag{2.8}$$

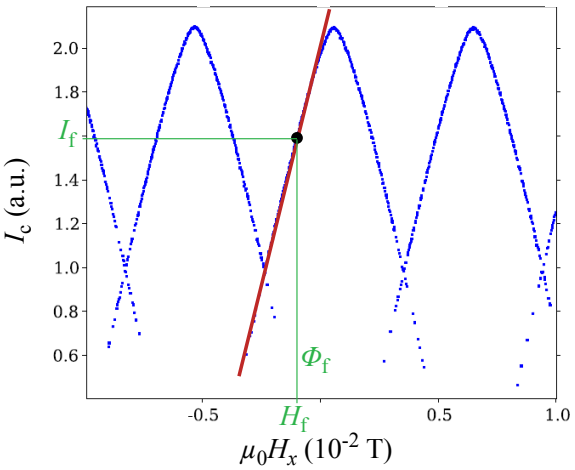

Figure 2.4 – Principe de l'asservissement par contre-réaction du champ H_x en fonction de l'écart de la valeur du courant. La droite rouge correspond à la linéarisation d'une des branches de la caractéristique $Ic(H_x)$. Le point noir correspond au point de fonctionnement considéré pour l'asservissement. L'écart du flux par rapport à la valeur ϕ_f entraîne une contre-réaction du champ H_x pour compenser cette variation.

Si le couplage entre l'aimantation et le microSQUID est suffisamment fort, la variation de flux $\delta\phi$ peut dépasser le quantum de flux ϕ_0 et la variation de courant critique n'est pas linéaire. Il n'est pas possible de suivre la variation du courant critique pour déterminer la variation d'aimantation. Pour supprimer ce problème, on ajoute une contre-réaction sur la variation du courant critique.

Tout d'abord, on fixe un point de fonctionnement sur l'une des branches de la caractéristique $Ic(H_x)$, représenté par un point noir sur la figure 2.4. L'idée est de conserver un flux constant, égal à ϕ_f quelque soit la variation d'aimantation. Ainsi

$$\delta\Big(\phi_f\Big) = \mu_0 \mathbf{S} \delta\Big(\mathbf{H} + \mathbf{h}\Big) = 0 \tag{2.9}$$

donc

$$\delta\mathbf{H} = -\delta\mathbf{h} \propto -\delta\mathbf{M} \tag{2.10}$$

Pour cela il faut compenser la variation du champ dipolaire par un champ exactement opposé. De plus, la compensation du champ $\mathbf{H}$ est proportionnelle à la variation d'aimantation.

Expérimentalement, la contre-réaction est calculée par la mesure périodique de l'écart du courant critique par rapport au courant de fonctionnement

$$\delta I = I_f - I_c \tag{2.11}$$

La contre-réaction à ajouter à H_x (champ appliqué perpendiculairement au microSQUID) est déterminée par une simple loi de proportionnalité

$$\delta H_x = -G\delta I \tag{2.12}$$

avec G le facteur de proportionnalité de la contre-réaction.

2.4.4 Mode froid

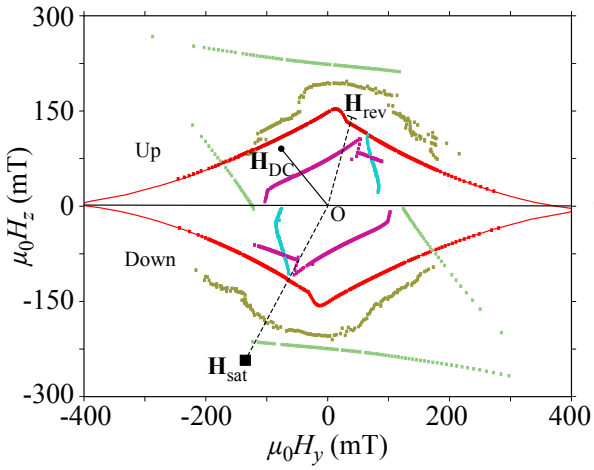

Figure 2.5 – Mesure en mode froid du champ de retournement de plusieurs nanoparticules magnétiques. Les points colorés correspondent aux champs de retournement déterminés par la mesure froide. Le chemin noir correspond au chemin utilisé pour la mesure en mode aveugle. La courbe rouge est la mesure du champ de retournement déterminée par dichotomie. Les champs de retournement non-mesurés par le mode froid sont résolus avec le mode aveugle.

Comme nous l'avons vu dans la section 2.3, l'échauffement du microSQUID pendant la mesure périodique peut assister thermiquement le retournement d'objets magnétiques. Il est donc nécessaire de recourir à une mesure froide de la transition du microSQUID en fonction du champ magnétique. Cette mesure est par exemple utilisée dans le protocole de mesure que l'on appelle *mode froid*.

Dans ce mode de mesure, on est intéressé à mesurer le champ de retournement de l'aimantation. Pour cela, on procède en deux étapes. Une première étape consiste à préparer un état d'aimantation en appliquant un champ de saturation $\mathbf{H}_{\mathrm{sat}}$ suffisamment fort pour être sûr de préparer cet état de façon reproductible. Ensuite, on applique un champ révélateur $\mathbf{H}_{\mathrm{rev}}$ en mesurant les transitions du microSQUID pendant le balayage. À chaque temps critique déterminé t_{c} est associé une valeur de champ critique $\mathbf{H}_{\mathrm{sw}}$

$$\mathbf{H}_{\mathrm{sw}} = \frac{\mathrm{d}\mathbf{H}_{yz}}{\mathrm{d}t} t_{\mathrm{sw}} \tag{2.13}$$

Idéalement, le champ $\mathbf{H}_{\mathrm{rev}}$ doit être lui aussi suffisamment élevé pour s'assurer de la transition de l'aimantation. De plus, les champs $\mathbf{H}_{\mathrm{sat}}$ et $\mathbf{H}_{\mathrm{rev}}$ doivent être placé de part et d'autre de l'axe difficile de l'aimantation considérée. On choisira le plus souvent

$$\mathbf{H}_{\mathrm{sat}} = -\mathbf{H}_{\mathrm{rev}} \tag{2.14}$$

Lorsque l'on effectue une mesure en mode froid avec un balayage angulaire dans le plan du microSQUID, nous pouvons mesurer une partie de la courbe de champ de retournement d'une aimantation. On obtient alors une figure similaire à la figure 2.5. Sur cette figure, la mesure en mode froid a permis de déterminer un ensemble de points correspondant aux mêmes courbes de champ critique (astroïdes).

2.4.5 Mode aveugle

Lorsque le champ H_{rev} est appliqué proche de l'axe facile, la variation d'aimantation est grande et la variation de flux est facilement détectable. En revanche, proche de l'axe difficile, la variation de l'aimantation est petite et la variation de flux est difficilement détectable. Pour cette raison, il a été nécessaire de compléter la mesure en mode froid par une mesure indirecte. Ce mode est baptisé mode aveugle.

Ce mode requiert une étape supplémentaire par rapport à la mesure en mode froid. Le chemin suivi est consituté de trois étapes que l'on peut observer sur le chemin noir de la figure 2.5

1. Tout d'abord, un champ $\mathbf{H}_{\text{sat}}$ largement supérieur au champ de retournement est appliqué pour saturer l'aimantation étudiée ainsi que le voisinage magnétique du microSQUID.
2. Dans un deuxième temps, un champ arbitraire $\mathbf{H}_{\text{DC}}$ est appliqué.
3. Enfin, on applique un champ $\mathbf{H}_{\text{rev}}$ supérieur au champ de retournement déterminé par mode froid.

L'étape 1 est utilisée pour se placer dans une configuration reproductible où l'état d'aimantation est connu. Lors de l'étape 2, on applique un champ dont on ne sait pas s'il permet de retourner ou non l'aimantation. En d'autres termes, on veut savoir si $\mathbf{H}_{\text{DC}}$ dépasse le champ de retournement. A cette étape, il n'y a que deux possibilités : le champ a suffi ou non à retourner l'aimantation qui est maintenant dans un état inconnu. L'étape 3 sert à lever l'incertitude sur l'état d'aimantation. On applique le champ $\mathbf{H}_{\text{rev}}$ très près de l'axe facile où le retournement est le plus facilement détectable. Si en dépassant le champ de retournement on détecte le retournement de l'aimantation, ceci implique que l'aimantation n'a pas été retournée lors de l'étape 2, le champ $\mathbf{H}_{\text{DC}}$ est donc trop faible. Dans le cas contraire, si en appliquant $\mathbf{H}_{\text{rev}}$ on ne détecte pas de retournement, c'est que le champ $\mathbf{H}_{\text{DC}}$ a été suffisamment fort pour dépasser le champ de retournement et retourner l'aimantation.

Ce mode de mesure fonctionne si deux conditions sont regroupées. Premièrement, le champ $\mathbf{H}_{\text{sat}}$ et les champs $\mathbf{H}_{\text{DC}}$ et $\mathbf{H}_{\text{rev}}$ sont situés de part et d'autre de l'axe difficile. Deuxièmement, la détection du retournement en appliquant le champ $\mathbf{H}_{\text{rev}}$ doit être optimal. Pour cela, on place $\mathbf{H}_{\text{rev}}$ près de l'axe facile où le retournement de l'aimantation provoque une variation de flux suffisamment grande pour être détectée. Une erreur de détection provoque une erreur d'interprétation sur la valeur de $\mathbf{H}_{\text{DC}}$. Pour cela, on veille à régler le chemin $[\mathbf{H}_{\text{sat}}, \mathbf{H}_{\text{rev}}]$ tel qu'il offre un taux d'erreur inférieur à 5%.

2.4.6 Mesure par dichotomie du champ de retournement

Il est possible de déterminer le champ de retournement avec la précision limite de la commande de champ en couplant la mesure en mode aveugle avec une recherche par dichotomie.

Considérons un segment $S_0 = [a_0, b_0]$, de longueur $L_0 = b_0 - a_0$, dans l'espace (H_y, H_z), encadrant la valeur de champ de retournement $\mathbf{H}_{\mathrm{sw}}$ que l'on souhaite déterminer. L'algorithme de recherche par dichotomie teste, par une mesure en mode aveugle, si le champ correspondant au milieu du segment $\mathbf{H}(\frac{a_0+b_0}{2})$ suffit à retourner l'aimantation. Si oui, on conserve la moitié inférieure du segment

$$[a_1, b_1] \leftarrow \left[a_0, \frac{a_0 + b_0}{2}\right] \tag{2.15}$$

et si non, on conserve la moité supérieure du segment

$$[a_1, b_1] \leftarrow \left[\frac{a_0 + b_0}{2}, b_0\right] \tag{2.16}$$

On réitère l'opération qui diminue à chaque itération la longueur du segment d'un facteur deux. Au bout de N itérations, on obtient un segment d'une longueur L_N plus petite que celle du segment initial

$$L_N = b_N - a_N = \frac{b_0 + a_0}{2^N} \tag{2.17}$$

dont la valeur centrale $\frac{a_N+b_N}{2}$ est la mesure retenue de $\mathbf{H}_{\mathrm{sw}}$. Ainsi, en fonction du nombre N d'itérations, il est possible d'obtenir une valeur $\frac{a_N+b_N}{2}$ arbitrairement proche de $\mathbf{H}_{\mathrm{sw}}$.

2.5 Automate rapide ADwin

La magnétométrie microSQUID est une expérience lourde dans le sens où plusieurs conditions doivent être regroupées pour mener à bien une mesure. Tout d'abord, l'échantillon doit être maintenu à une température régulée, le champ magnétique controlé, le microSQUID polarisé et la génération du champ micro-onde déclenchée. Ceci requiert une synchronisation de toutes les étapes de préparation et de mesure, et pour cela, il est nécessaire d'automatiser l'expérience.

Il y a plusieurs façons de procéder. Par exemple, une configuration très courante est de connecter tous les appareils de contrôle et d'acquisition sur un bus GPIB (General Purpose Interface Bus) IEEE 488. Ce bus est ensuite contrôlé par un ordinateur qui synchronise les communications et collecte les données auprès de chaque élément. La gestion de l'interface GPIB est souvent confiée à un programme d'acquisition tiers tel que LabView [1]. Cette configuration offre l'avantage d'être très facile à mettre en oeuvre, très souple à l'utilisation

1. voir www.ni.com/labview

et à la portée du non-spécialiste de l'automatisation. En revanche, elle souffre de quelques lacunes. Le protocole de communication GPIB est un protocole lent et limite la fréquence d'acquisition, de plus, il ne permet pas la synchronisation des différents élements entre eux. Les différentes étapes du programme d'acquisition executées avec une priorité non-haute (toujours le cas par défaut) ne sont pas executées périodiquement mais avec une gigue (*jitter* en anglais) de quelques microsecondes à plusieurs centaines de millisecondes. Pour cette raison, dans notre cas, cette solution n'est pas optimale.

Un de mes premiers travaux de thèse a été de *remettre à neuf* le banc de mesure du magnétomètre microSQUID et de développer une solution offrant un contrôle en temps réel sur tous les bancs de mesure utilisés au sein du groupe. Ceci comprend en plus de la magnétométrie microSQUID, le transport électronique à travers des jonctions de nanotube de carbone et des boîtes quantiques ainsi que l'électomigration de jonctions lithographiées. Nous souhaitions avoir un système de contrôle générique capable d'assumer plusieurs types de tâche telles que :

- générer plusieurs signaux de sortie ;
- effectuer l'acquisition de plusieurs signaux d'entrée avec une fréquence d'échantillonnage élevée ;
- communiquer en temps réel via un bus série ou parallèle ;
- asservir un ou plusieurs processus par contre-réaction ;
- déclencher de façon synchrone les dispositifs en attente.

Pour cela, Wolfgang Wernsdorfer et Edgar Bonet ont opté pour l'automate rapide programmable ADwin [2]. Je vais détailler dans cette section les caractéristiques de cet automate, la configuration utilisée ainsi que la programmation de son processeur central.

2.5.1 L'automate

Le système ADwin est constitué d'un boitier sur lequel est prémonté un système d'alimentation et un fond de panier sur lequel peuvent se connecter une série de modules. Le module nécessaire au fonctionnement du système est le processeur principal, appelé T11. Ce processeur agit en tant que maître sur le bus principal et synchronise les autres modules connectés. Il gère aussi l'interface avec l'extérieur (par exemple avec l'ordinateur) grâce à un port ethernet supportant le protocole TCP/IP.

Sont connectés sur le bus

- un module d'entrée composé de huit convertisseurs analogique/numérique parallèles 18 bits (*Analog/Digital Converter - ADC*) ;
- un module de sortie composé de huit convertisseurs numérique/analogique parallèles 16 bits (*Digital/Analog Converter - DAC*) ;
- un processeur secondaire TiCo présenté brièvement dans la section précédente.

Le processeur T11 est de type DSP avec un cycle d'horloge de 3.3 ns. Il n'est pas optimisé pour la vitesse mais pour la reproductibilité des temps d'exécution. Avec le nombre et

2. Fabriqué par la société Jäger : Jäger Computergesteuerte Messtechnik GmbH, Rheinstrasse 2-4 D-64653, Lorsch Deutschland, www.adwin.de

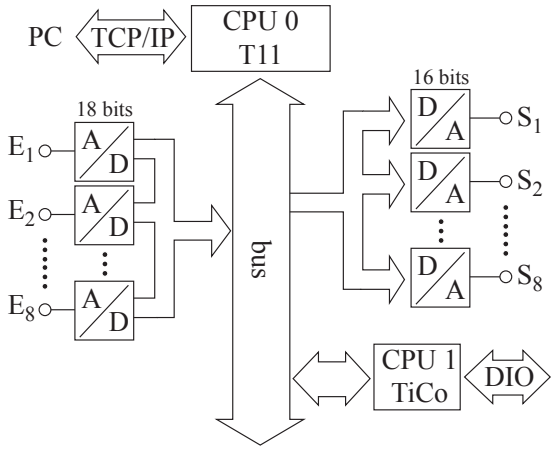

Figure 2.6 – Architecture de l'ADwin. L'ADwin est composé d'un bus central piloté par le processeur T11. Ce bus permet d'échanger les informations entre le T11 et les différents modules (ADCs, DACs, CPUs, etc...).

la complexité des instructions, la durée d'exécution peut nécessiter un grand nombre de cycles d'horloge. Dans ce cas là, on peut allouer un nombre prédéfini de cycles d'horloge pouvant contenir la totalité des instructions à executer et définissant un processus. Nous avons choisi de bloquer un grand nombre de cycles d'horloge dans le processus utilisé expérimentalement afin de s'assurer de ne jamais surcharger ce processus, même lorsque les instructions sont nombreuses et complexes. Ainsi, le processus a une durée équivalente à 3000 cycles d'horloge, ce qui correspond à une période d'éxecution de 10 μs.

2.5.2 Chemins et mouvements

Afin de satisfaire la souplesse et la modularité des différents bancs de mesure au sein de l'équipe, nous avons été obligés d'aborder le problème d'acquisition d'un point de vue générique pour traiter tous les cas de figures. Pour cela, nous pouvons considérer une mesure comme un chemin dans l'espace des paramètres que le système étudié parcourt dans un temps donné. Ce chemin peut avoir une forme quelconque mais il est plus courant et pratique d'utiliser un chemin composé de mouvements rectilignes consécutifs. Ainsi, nous avons déterminé la plus petite entité d'une mesure comme étant ce mouvement rectiligne. Chaque mouvement peut être décrit par :

- sa durée ;
- son état final ;
- les paramètres à mesurer ;
- différentes options de fonctionnement.

Vous pouvez remarquer qu'on ne précise que l'état final de mouvement, étant implicite que l'ADwin s'y rende à partir de l'état dans lequel il se trouve. Ceci évite les discontinuités dans le parcour du chemin.

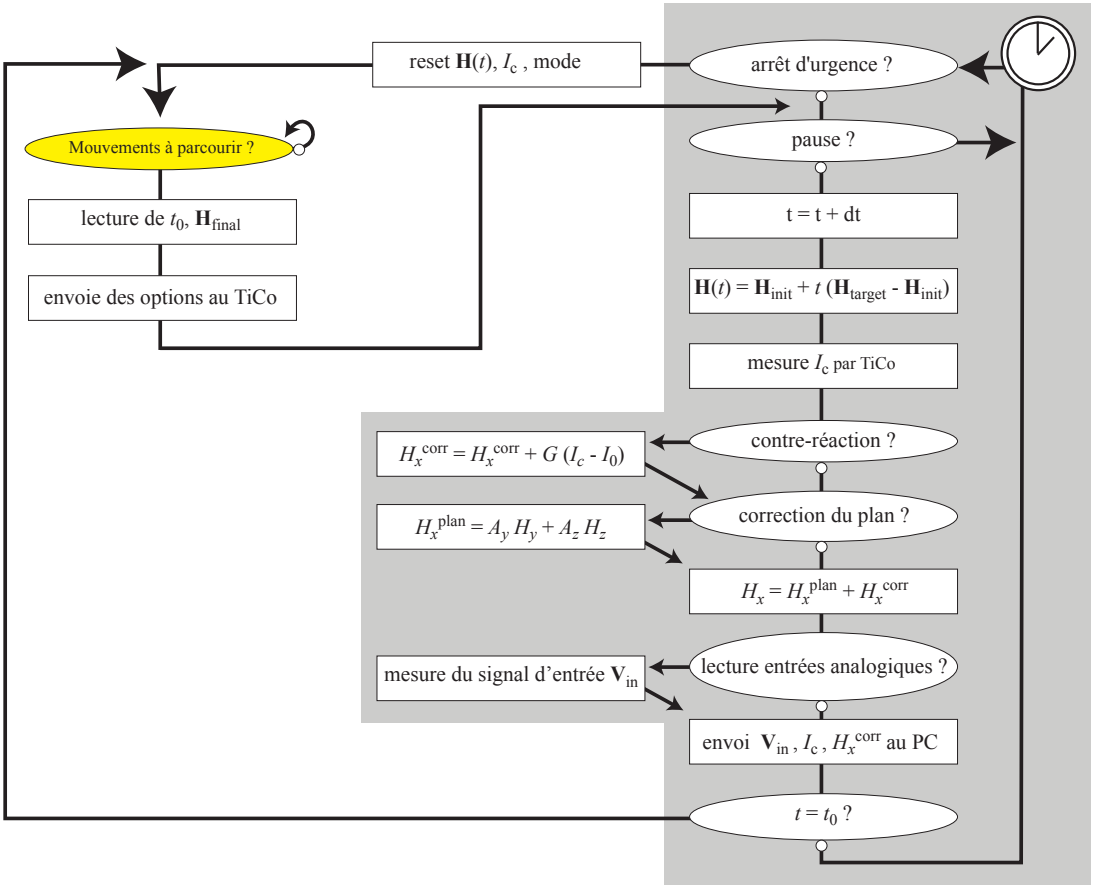

Figure 2.7 – Grafcet de fonctionnement du programme `acquisition.bas`. La condition jaune correspond à l'état d'attente de l'ADwin, point de départ de la procédure. Les rectangles correspondent aux étapes et les ellipses correspondent aux conditions. La sortie négative d'une condition est signalée par un rond alors que la sortie positive non.

Considérons par exemple l'ADwin dont la sortie S_1 est dans l'état initial $S_1 = 0\,\mathrm{V}$ et décrivons le chemin qui nous permet d'atteindre 1 V sans effectuer de mesure, puis revenir à l'état initial en mesurant l'entrée E_1 dans un intervalle de deux secondes. Nous obtenons :

```
chemin = [
    {   /* premier mouvement */
        durée : 1,
        état final : {S_1 : 1},
        mesurer : rien,
        options : rien
    },
    {   /* deuxième mouvement */
        durée : 1,
        état final : {S_1: 0},
```

```
        mesurer : E_1,
        options : rien
    }
]
```

Ainsi, il suffit d'envoyer une suite de mouvements simples pour composer un chemin complexe et donc une mesure évoluée. De plus, le champ d'option fournit la capacité d'enrichir chaque mouvement d'une fonctionnalité particulière, comme par exemple le filtrage ou le sous-échantillonnage des données d'entrée ou encore corriger la sortie contrôlant le champ H_x par une contre-réaction sur la mesure du courant critique du microSQUID.

Un des aspects pratiques du système ADwin est la capacité de programmer le processeur T11 afin de réaliser les fonctionnalités souhaitées. Ainsi, nous avons programmé l'ADwin comme un automate à trois états. Ces trois états sont :

- (A) l'attente d'un chemin envoyé par l'ordinateur ;
- (B) le décodage du mouvement ;
- (C) la réalisation du mouvement

Cet automate est représenté de façon simplifiée sur le grafcet de la figure 2.7. L'état (A) correspond à la condition colorée en jaune. Le processeur détermine si un chemin lui a été envoyé dans les dix dernières microsecondes. Si non, il reste dans cet état. Si oui, il sélectionne le premier mouvement puis passe dans l'état (B). La durée du mouvement est discrétisée par pas de 10 μs, l'état final est défini, puis l'automate passe à la réalisation du mouvement (C) représenté par le fond gris sur le figure 2.7. Lorsque le mouvement arrive à l'état final, l'automate détermine s'il reste des mouvements à réaliser sinon il passe dans l'état (A).

Ce type de programmation (automate + chemin) fait de l'ADwin un automate autonome. Une fois le chemin envoyé, l'ADwin n'attend plus de nouvelles de l'ordinateur jusqu'à ce qu'il ait réalisé la totalité du chemin. Si le PC vient à planter, nous pouvons le redémarrer sans craindre d'interférer avec la mesure, puis reconnecter sur la mesure en cours.

2.5.3 Asservissement

La rapidité de l'ADwin permet de calculer à la volée la correction d'un asservissement sur le champ H_x. On utilise deux types de corrections, une correction de l'alignement du plan du microSQUID par rapport aux bobines de champ magnétique et une correction par contre-réaction sur la mesure du courant critique I_c. Détaillons ces deux corrections.

Le microSQUID est monté sur un porte-échantillon en époxy et fixé sur la platine à 30 mK. Les bobines de champ magnétique sont montées sur une pièce de cuivre fixée sur la platine à 4.2 K. Ainsi, la désolidarisation des deux pièces peut impliquer un mauvais alignement au montage ou lors du refroidissement. La composante de champ normal à la boucle du microSQUID modifie le courant critique pendant le balayage de H_y et H_z (sensé être dans le plan). Pour cette raison, il est nécessaire de corriger l'alignement du

microSQUID avec les bobines de champ. Il suffit de corriger la valeur du champ magnétique H_x en fonction du champ $H_y z$ appliquer

$$H_x^{\text{plan}} = A_y H_y + A_z H_z \tag{2.18}$$

où A_y et A_z correspondent aux désalignements dans les directions Oy et Oz.

La mesure de l'aimantation relative s'effectue par une mesure de la contre-réaction sur le courant I_{c}. Le processus exécuté sur le TiCo mesure indépendamment le courant critique I_{c}. Le T11 effectue le calcul de la contre-réaction à appliquer sur le champ H_x pour conserver un flux constant

$$H_x^{\text{corr}} = G(I_{\text{c}} - I_{\text{s}}) \tag{2.19}$$

où G est le gain de la contre-réaction et I_{s} le point de travail.

2.6 Système d'acquisition NanoQt

Afin de tirer parti de l'automate ADwin, il est nécessaire d'envoyer, dans un format prédéfini, les chemins que l'ADwin doit effectuer et recevoir en retour les données acquises pendant l'exécution de ces chemins. Ainsi, nous avons développé, au sein de l'équipe, un programme de contrôle asynchrone baptisé NanoQt.

Développé en C++ sur la bibliothèque graphique Qt [3] et utilisant la bibliothèque de communication de l'ADwin, il enrobe un interpréteur JavaScript qui nous permet de façon robuste et souple le contrôle du système d'acquisition ADwin, des périphériques présents sur le port ethernet (générateur AWG, etc...) ou série (régulation thermique). Il permet aussi la visualisation et/ou le traitement des données acquises par l'ADwin lors de l'exécution d'un chemin.

La souplesse de l'interface de script a permis de déployer facilement le système d'acquisition ADwin + NanoQt sur tous les bancs de mesure de l'équipe. À l'heure actuelle, quelques autres équipes de l'Institut Néel sont en train de converger vers ce système de mesure. La qualité et les performances de ce logiciel en font un outil comparable à des solutions commerciales telle que Labview ou LabWindows. De ce fait nous sommes en train de le porter vers la plateforme de partage de logiciel libre du CNRS, projet-plume [4], pour en faire bénéficier plus largement la communauté scientifique.

2.7 Dispositif micro-onde

L'étude de la dynamique de l'aimantation nécessite l'utilisation d'un champ excitateur dont la fréquence d'excitation est proche de la fréquence propre de l'aimantation. Pour les champs d'anisotropie considérés, cette fréquence est de l'ordre de quelques gigahertz. Pour cela, nous avons utilisé un dispositif micro-onde que je détaille dans cette section.

3. Plus d'informations sur http ://qt.nokia.com/
4. http ://www.projet-plume.org/

2.7.1 Dispositif

Tout d'abord, discutons des différents éléments qui composent le dispositif micro-onde. La génération d'impulsions micro-onde est confiée à un générateur de fonction arbitraire commercial, *Tektronix AWG 7221B*. Le principe d'utilisation d'un générateur de fonction arbitraire est assez simple. Il suffit de transmettre au générateur, par l'intermédiaire d'un port ethernet, une séquence de points correspondant aux valeurs de tension souhaitées. Au signal de déclenchement, le générateur génère chaque valeur de la séquence à la fréquence d'échantillonnage. L'intérêt de ce type de générateur par rapport aux générateurs conventionnels est d'offrir un contrôle des paramètres instantanés du champ tels que l'amplitude, la fréquence et (très important) la phase.

Le générateur *AWG 7221B* possède une fréquence d'échantillonnage maximum de 24 GHz qui limite notre fréquence de travail à 12 GHz (fréquence de Nyquist). Dans la pratique, on ne travaillera qu'avec des fréquences inférieures à 5 GHz. La tension de sortie maximum de 1 V est échantillonnée sur 10 bits ($\Delta V = 976\,\mu$V moins de 0.1% du signal).

Le signal micro-onde est acheminé par un guide micro-onde coaxial rigide où l'âme est en inox et le diélectrique en téflon. Le guide, d'une longueur de deux mètres, est thermalisé à l'intérieur du cryostat en différents points entre la température de 300 K jusqu'au porte-échantillon à 40 mK. Sur le porte échantillon, l'âme du guide d'onde est connectée à la masse par un fil d'argent passant à quelques millimètres de la plaquette comportant les microSQUIDs. L'induction mutuelle entre la boucle formée par le fil d'argent et la boucle microSQUID induit un courant micro-onde dans le microSQUID et crée localement un champ micro-onde autour des micro-ponts. Les nanoparticules suffisamment couplées au micro-ponts pour être mesurées (certaines étant posées sur le micro-pont) baignent dans ce champ micro-onde. Le couplage entre les moments magnétiques et le champ électrique [49] est très faible, on ne considère ici que la composante magnétique du champ micro-onde.

2.7.2 Etalonnage

Le dispositif expérimental ne permet malheureusement pas d'étalonner de façon directe le champ micro-onde crée autour des micro-ponts et perçu par la nanoparticule. Nous devons pour cela procéder à une étude indirecte du champ perçu en utilisant la nanoparticule comme détecteur. Pour cela, nous exploitons l'effet du champ AC sur l'astroïde de Stoner-Wohlfarth en déterminant la variation du champ de retournement en fonction de la fréquence du champ AC.

La figure 2.8 rend compte d'un exemple de mesure du champ de retournement H_{sw} effectuée par une recherche dichotomique, pour un angle constant, en fonction de la fréquence d'excitation f_{AC}. La ligne horizontale à $H_{\mathrm{sw}} = 304$ mT correspond au champ de retournement sans champ AC appliqué. L'écart entre la courbe rouge et la ligne noire rend compte de la réduction du champ de retournement. On observe alors une influence sur le retournement très irrégulière en fonction de la fréquence. La complexité de l'acheminement du signal micro-onde jusqu'à la nanoparticule absorbe certainement une large gamme de fréquences. On note toutefois que certaines fréquences semblent plus efficaces. Pour les

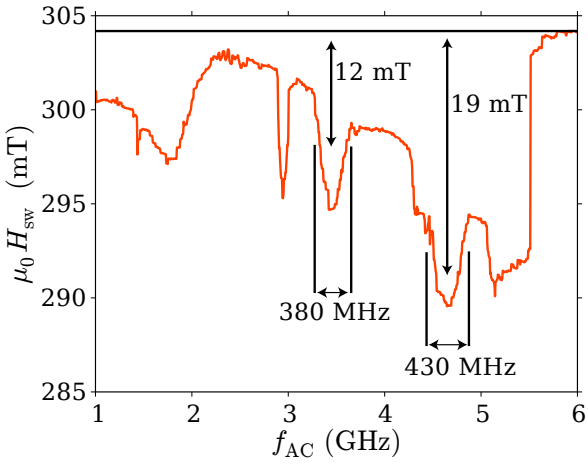

Figure 2.8 – Exemple d'étalonnage du champ micro-onde sur le champ de retournement de l'aimantation. Les deux fréquences étudiées sont $f_{AC} = 3.4\,\text{GHz}$ et $f_{AC} = 4.6\,\text{GHz}$. L'amplitude maximum est estimée à 12 mT dans le premier cas et 19 mT dans le second. Les largeurs de bandes estimées sont de l'ordre de 400 MHz.

fréquences de 2.9 GHz et 3.4 GHz, le champ de retournement est réduit d'environ 12 mT et pour la fréquence de 4.6 GHz, il est réduit de 19 mT.

Une question pertinente à ce stade est de se demander si on peut assimiler l'amplitude du champ rayonné sur la nanoparticule à la réduction du champ de retournement. Assurément non. En effet, l'amplitude de résonance n'est pas égale à l'amplitude du champ excitateur, surtout lorsque l'on fait varier la fréquence d'excitation. En revanche, on peut déduire une limite haute de l'amplitude du champ excitateur. En se plaçant proche de l'axe difficile, comme c'est le cas pour la figure 2.8, et en faisant l'approximation [5]

$$f_{AC} \ll f_{MAS} \tag{2.20}$$

on peut supposer que l'excitation est peu résonante avec l'aimantation et la différence entre la réduction du champ de retournement et l'amplitude d'excitation est faible.

Ainsi cette technique indirecte ne permet pas un étalonnage du dispositif micro-onde mais permet de déterminer une ou plusieurs fréquences de travail ainsi qu'une limite haute à l'amplitude d'excitation. En pratique, les simulations numériques effectuées sur un système équivalent au système déterminé dans la figure 2.8 montrent les mêmes propriétés dynamiques pour une amplitude d'excitation de 9 mT à 3.4 GHz au lieu de 12 mT.

L'étude du champ de retournement de la figure 2.8 nous apporte aussi des informations sur la largeur de bande autour des fréquences de travail utilisées. En l'occurence elle nous renseigne sur

– le filtrage autour de la fréquence de travail ;

5. Je discuterai de la fréquence f_{MAS} dans le prochain chapitre

– le lissage de l'enveloppe.

Par exemple, autour de la fréquence de 3.4 GHz, la largeur de bande est estimée à environ 400 MHz. Cette faible largeur de bande nous assure l'émission d'un champ micro-onde sans harmoniques.

En faisant l'approximation d'une fonction enveloppe dont le front de montée est de la forme

$$\Omega_{\mathrm{r}} = \sin^2\left(\frac{\pi}{2}\frac{t}{\tau_{\mathrm{r}}}\right) \tag{2.21}$$

où τ_{r} est le temps de montée de 0% à 100% du signal, la relation qui lie la largeur de bande et le temps de montée est

$$\tau_{\mathrm{r}} = \frac{2}{\Delta f} \tag{2.22}$$

Dans le cas d'une largeur estimée à environ 400 MHz, le plus court temps de montée est d'environ 5 ns. Le temps de descente suit le même raisonnement.

Chapitre 3

Magnétométrie numérique

Le but de ce travail de thèse est de parvenir a étudier expérimentalement la dynamique de l'aimantation. Or, la magnétométrie expérimentale ne permet qu'une mesure de l'état final de l'aimantation. En effet, les échelles de temps de la dynamique, qu'il s'agisse de la précession ou de la relaxation, ne sont pas accessibles à la mesure micro-SQUID. J'ai donc besoin d'approfondir la compréhension de la dynamique par une étude théorique. En simulant le mouvement du macrospin en fonction du temps, je souhaite comprendre l'effet des paramètres de contrôle sur l'état final de ce macrospin, le seul état accessible par une mesure micro-SQUID.

Dans le chapitre précédent, nous avions décrit brièvement l'équation du mouvement que nous souhaitons étudier. Il s'agit de l'équation du mouvement du macrospin de Landau-Lifshitz-Gilbert. Afin de parvenir à mes fins, je dispose de plusieurs outils de résolution théorique tels que la résolution analytique ou numérique. Mon choix s'est orienté vers une étude numérique, choix motivé par plusieurs points.

Une résolution analytique, s'appuyant notamment sur l'approximation du référentiel tournant, est possible mais restrictive. Les résultats préliminaires de *Thirion* [2] et *Raufast* [44] montrent qu'en premier lieu, les régions résonantes apparaissent sur les bords de l'astroïde de Stoner-Wohlfarth, inclinées par rapport à l'axe facile. Il est donc nécessaire de briser la symétrie uniaxiale en appliquant un champ DC transverse. Ceci rend le travail théorique ardu.

De plus je souhaite comparer le travail théorique avec les résultats expérimentaux de particules dont les anisotropies sont diverses. Sur ce point, le calcul numérique me permet d'étudier un système ayant une anisotropie arbitraire, approfondir la compréhension des résultats expérimentaux et préparer de nouveaux protocoles de mesure.

Enfin, c'était une volonté personnelle de pratiquer le calcul numérique durant mon travail de thèse.

3.1 Equation du mouvement adimensionnée

La simulation numérique, enseignée à tous les niveaux à l'université, permet de résoudre un problème complexe en quelques minutes là où une résolution analytique demanderait beaucoup plus de temps. Si c'est un outil de résolution très utilisé et apprécié, c'est aussi un formidable moyen de "se tirer dans le pied" sans s'en rendre compte. En effet, un calcul numérique convergera toujours vers un résultat, qu'il soit juste ou complètement faux. Il est possible de distinguer plusieurs sources d'erreur, produisant un code exécutable mais *physiquement* faux. Premièrement, l'utilisateur a fait une mauvaise description du problème ou bien effectué un mauvais choix dans les grandeurs ou temps à prendre en considération. Une variation trop rapide d'un des paramètres de contrôle peut fausser le calcul. Ces points sont en général imputables à l'opérateur et ne requierent qu'un débugage. Une deuxième source d'erreur réside dans la résolution numérique d'une équation dimensionnée. Une équation dimensionnée peut poser certains problèmes quant à la résolution des valeurs numériques manipulées. Dans ce cas, ce sont des considérations de plus bas-niveau, dues au matériel ou à la technologie, que l'on doit prend en compte. Dans de telles considérations, il est nécessaire d'adimensionner l'équation en question. L'adimensionnement consiste à passer d'une équation dimensionnée, possédant une unité, à une équation adimensionnée, sans unité, permettant de dégager les variables adimensionnées qui décrivent le comportement du système. La variable de l'équation du mouvement (1.31) est le vecteur macrospin, exprimé en $A.m^{-1}$. Au vu des grandeurs en question, je vous propose d'adimensionner l'équation (1.31) par rapport à la valeur de l'aimantation spontanée.

Tout d'abord, considérons l'équation du mouvement dimensionnée (1.31)

$$\frac{(1+\alpha^2)}{\gamma_0}\frac{\mathrm{d}\mathbf{M}}{\mathrm{d}t} = -\mathbf{M}\times\mathbf{H}_{\mathrm{tot}} - \frac{\alpha}{M\mathrm{s}}\mathbf{M}\times(\mathbf{M}\times\mathbf{H}_{\mathrm{tot}}) \tag{3.1}$$

à laquelle se substitue la valeur de l'aimantation $\mathbf{M}$ et de champ effectif $\mathbf{H}_{\mathrm{tot}}$ à leurs équivalents adimensionnés $\mathbf{m}$ et $\mathbf{h}_{\mathrm{tot}}$

$$\begin{cases} \mathbf{m} = \frac{\mathbf{M}}{M_{\mathrm{s}}} \\ \mathbf{h}_{\mathrm{tot}} = \frac{\mathbf{H}_{\mathrm{tot}}}{M_{\mathrm{s}}} \end{cases} \tag{3.2}$$

Nous voyons que l'aimantation est maintenant une grandeur normalisée. Ainsi, l'équation du mouvement devient

$$\frac{(1+\alpha^2)}{\gamma_0 M_{\mathrm{s}}}\frac{\mathrm{d}\mathbf{m}}{\mathrm{d}t} = -\mathbf{m}\times\mathbf{h}_{\mathrm{tot}} - \alpha\mathbf{m}\times(\mathbf{m}\times\mathbf{h}_{\mathrm{tot}}) \tag{3.3}$$

nous définissons l'unité de temps adimensionnée

$$\tau = \gamma_0 M_{\mathrm{s}} t \tag{3.4}$$

Enfin, nous obtenons l'équation du mouvement explicite adimensionnée

$$(1+\alpha^2)\frac{\mathrm{d}\mathbf{m}}{\mathrm{d}\tau} = -\mathbf{m}\times\mathbf{h}_{\mathrm{tot}} - \alpha\mathbf{m}\times(\mathbf{m}\times\mathbf{h}_{\mathrm{tot}}) \tag{3.5}$$

où la variable est l'orientation du vecteur unité $\mathbf{m}$, la valeur de l'aimantation spontanée n'étant plus explicite.

3.2 Système modèle

Dans le reste du manuscrit, il est plus évident et plus clair d'utiliser les grandeurs dimensionnées. Pour cela, il est nécessaire de fixer une valeur de l'aimantation spontanée M_s afin de permettre la transformation des grandeurs adimensionnées en grandeurs dimensionnées. Tout en définissant une valeur d'aimantation spontanée, je souhaiterai présenter clairement le système modèle que nous allons étudier dans ce travail. Le système modèle doit être proche des systèmes réels utilisés en magnétométrie micro-SQUID et comparable aux systèmes utilisés dans la littérature théorique.

Pour cela, j'ai choisi de définir le système modèle comme suit :

1. l'aimantation spontanée $\mu_0 M_\mathrm{s} = 1.8\,\mathrm{T}$ correspond à la valeur du cobalt massif ;
2. l'anisotropie effective est uniaxiale ou biaxiale avec Oz la direction facile et Ox la direction difficile ;
3. le champ d'anisotropie $\mu_0 H_K = 300\,\mathrm{mT}$;
4. la constante d'amortissement de Gilbert α est comprise entre 10^{-3} et 10^{-2}.

Pour ce qui est de l'aimantation spontanée, les mesures que je présenterai dans la partie expérimentale sont menées exclusivement sur des nano-particules magnétiques de cobalt. Il semble judicieux de choisir une valeur de l'aimantation spontanée proche du celle du cobalt massif ou en couche mince, soit $\mu_0 M_\mathrm{s} = 1.8\,\mathrm{T}$. Le calcul numérique me laisse libre dans le choix de l'anisotropie à considérer. Toutefois, la symétrie effective la plus utilisée dans la littérature théorique est uniaxiale. C'est la seule symétrie qui permette une résolution analytique. De plus, je rappelle que les particules réelles ont une anisotropie magnétique qui est, en première approximation, très proche de l'anisotropie uniaxiale. Dans le cas où l'on souhaite raffiner les simulations afin d'obtenir une concordance quantitative des résultats, on choisira une anisotropie bi-axiale, plus proche de la réalité.

3.3 Choix des outils numériques

N'ayant pas choisi d'aborder la dynamique par une approche micro-magnétique, le calcul du mouvement d'un macrospin en fonction du temps revient à faire une *simple* intégration itérative de l'équation différentielle du mouvement. Toutefois, j'ai certaines restrictions concernant le programme de calcul. Mon équipe encadrante et moi souhaitons profiter d'un programme souple, léger et rapide. Le calcul doit être exécutable sur un ordinateur de bureau en fournissant une résolution convenable dans une dizaine de minutes. De plus, je souhaite comparer la simulation à l'expérience pour obtenir une compréhension rapide des résultats expérimentaux. Enfin, parce que les protocoles de mesure peuvent changer du tout au tout, le programme doit être souple et évoluer avec nos idées et suggestions expérimentales.

Ainsi, avec l'aide d'Edgar Bonet, j'ai développé un programme de simulation numérique développé en C/C++ utilisant la bibliothèque de calcul scientifique GNU (*GNU Scientific Library* — GSL). Nous avons fait le choix d'un langage compilé pour la rapidité d'exécution.

Si leur avantage est la rapidité, c'est au détriment de la souplesse d'utilisation, le moindre changement de protocole demande une réécriture partielle du programme ainsi qu'une compilation.

3.4 Méthode d'intégration

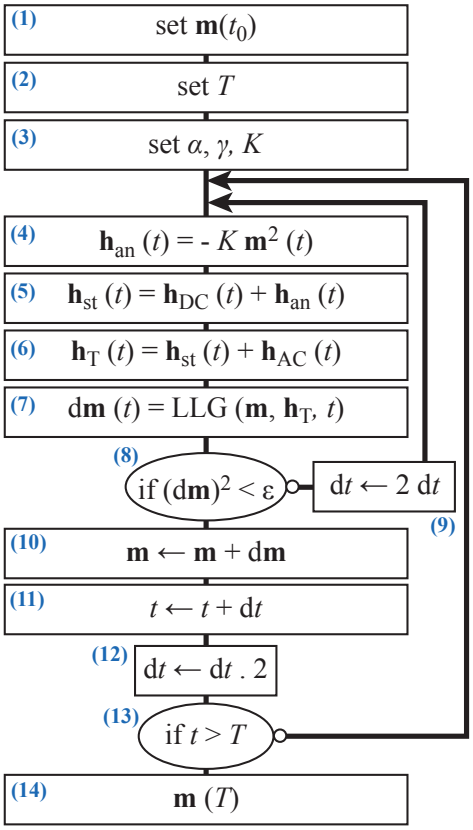

Figure 3.1 – Représentation de la méthode de calcul utilisée sous forme de grafcet. Le calcul se décompose en quatres sous-parties. **(1)** à **(3)** La préparation du système où l'on fixe l'orientation initiale du macrospin $\mathbf{m}(t_0)$, la durée maximale T et le pas de temps dt. **(4)** à **(9)** Le calcul itératif à pas adaptatif. Le champ d'anisotropie $\mathbf{h}_{an}$, statique $\mathbf{h}_{st}$ et total $\mathbf{h}_{tot}$ sont déterminés d'après l'orientation du macrospin et la valeur des paramètres de contrôle $\mathbf{h}_{DC}(t)$ et $\mathbf{h}_{AC}(t)$. La rotation du macrospin $d\mathbf{m}$ est déduite de l'équation du mouvement LLG. **(10)** et **(11)** La rotation est ajoutée à l'orientation du macrospin et le temps est incrémenté. **(12)** Le pas de temps est augmenté ou au contraire diminué selon l'importance de la rotation résultante. **(13)** et **(14)** Lorsque la durée du calcul a atteint la durée maximale, l'orientation finale du macrospin $\mathbf{m}(T)$ est renvoyée.

Maintenant que nous connaissons l'équation que l'on souhaite résoudre et les grandeurs que nous allons mettre en jeu, nous pouvons discuter de la méthode numérique que j'ai choisi d'utiliser.

L'équation du mouvement (3.5) est une équation différentielle ordinaire continue. Elle ne possède ni pôle, ni intervalle de temps qui nécessitent un traitement particulier, une simple méthode d'intégration itérative suffit.

Une méthode itérative est une méthode numérique utilisée pour déterminer avec une précision arbitraire la valeur d'un paramètre au cours du temps. Dans notre cas, la méthode itérative détermine l'orientation du macrospin $\mathbf{m}(t + dt)$ grâce à son orientation $\mathbf{m}(t)$ et sa rotation $d\mathbf{m}$ déterminée grâce à l'équation (3.5) pendant l'intervalle de temps dt.

$$\mathbf{m}(t + dt) = \mathbf{m}(t) + d\mathbf{m}(t) \tag{3.6}$$

En divisant un intervalle de temps en pas de temps dt, nous obtenons le mouvement du macrospin le long de cet intervalle. Toutefois, la méthode itérative ne donne qu'une estimation de la valeur du paramètre. Cette estimation n'est valable que dans la condition où le pas de temps dt est petit devant la variation de la valeur du paramètre. Plus le pas de temps dt est petit, plus le mouvement $\mathbf{m}(t)$ estimé s'approche du mouvement réel du macrospin. On peut choisir dt arbitrairement petit mais le temps de calcul sera inversement plus long. Afin de rester dans des temps de calcul raisonnables, l'utilisation d'une méthode itérative à pas adaptatif est conseillée. Une méthode itérative à pas adaptatif détermine l'importance de la variation d$\mathbf{m}$ et ajuste le pas de temps en fonction. Lorsque la variation de d$\mathbf{m}$ est petite, le pas de temps est augmenté pour accélérer le calcul, lorsque la variation de d$\mathbf{m}$ est grande, le pas de temps est diminué pour échantillonner correctement la variation de $\mathbf{m}(t)$.

D'après ces considérations et grâce aux conseils d'Edgar Bonet, mon choix s'est porté vers une méthode d'intégration très couramment utilisée. Il s'agit de la méthode de Runge-Kutta–Fehlberg (aussi appelé RK45) à pas adaptatif. Cette méthode a l'avantage d'être disponible dans la bibliothèque de calcul scientifique GNU (*GNU Scientific Library* — GSL) et son utilisation dans un programme écrit en C/C++ est simple. De plus, la GSL possède une documentation complète et très bien faite.

Lorsque l'on souhaite présenter le comportement de boucles itératives, il est pratique de se tourner vers la représentation sous forme de grafcet. Cette représentation présente clairement les étapes effectuées lors d'une itération de calcul ainsi que les différentes conditions de sorties.

Le grafcet du protocole d'intégration est reporté dans la figure 3.1.

On distingue clairement les quatre sous-parties qui composent le calcul complet. La première partie correspond à la préparation du calcul. On définit l'orientation initiale, les paramètres internes du macrospin ainsi que l'intervalle d'intégration. La seconde partie correspond à l'intégration itérative par pas adaptatif. Suivant la valeur de la rotation d$\mathbf{m}$ par rapport à la précision demandée ε, le pas d'intégration peut être réduit ou augmenté. Les essais d'intégration sont effectués jusqu'à satisfaire la précision arbitraire. Dans ce cas, la nouvelle orientation du macrospin est prise en compte et le pas de temps incrémenté. Enfin le calcul, lorsqu'il atteint la durée maximum, renvoie l'orientation finale $\mathbf{m}(T)$.

3.5 Protocole de simulation

Nous avons déterminé en illustrant par un grafcet la méthode d'intégration de LLG. Cette équation nous permet d'obtenir le mouvement du macrospin. J'ai passé sous silence la variation des paramètres de contrôle $\mathbf{H}_{\mathrm{DC}}$ et $\mathbf{H}_{\mathrm{AC}}$ en fonction du temps lors de l'intégration du mouvement. Dans ce cas là, il est nécessaire que nous discutions de la variation de ces paramètres qui définit le protocole de simulation.

Le protocole de simulation doit satisfaire plusieurs conditions :

1. être cohérent quand à la réalisation expérimentale ;

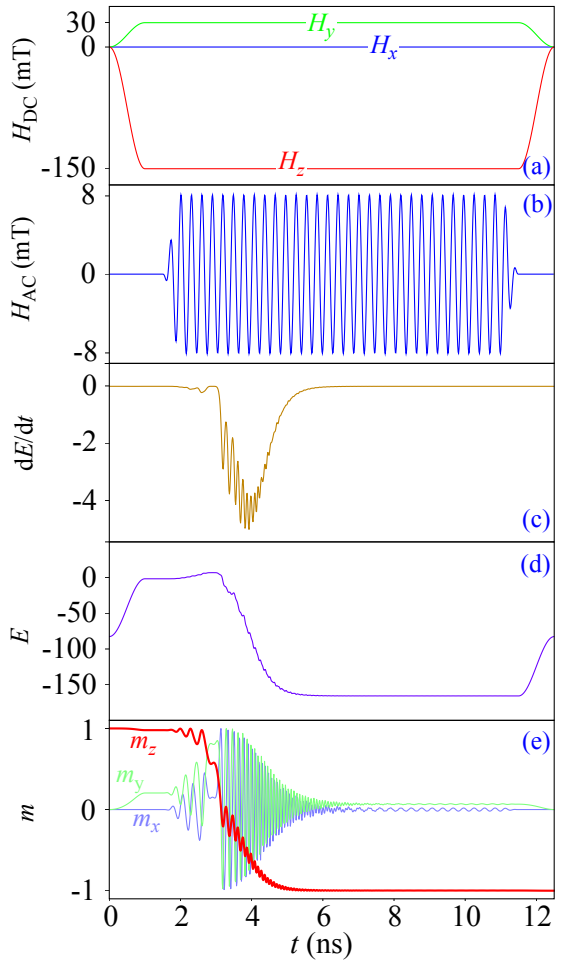

Figure 3.2 – Exemple de protocole de simulation au cours du temps. **(a)** et **(b)** Variation des paramètres de contrôle en fonction du temps. **(c)** et **(d)** Somme de l'énergie apportée pompée et dissipée ainsi que l'énergie statique. **(e)** Orientation de l'aimantation selon les composantes m_x, m_y et m_z. Le protocole d'intégration est divisé en trois phases : **I)** L'aimantation se trouve à $m_z = 1$ (e). Un champ DC de 150 mT est appliqué avec une angle de 170° par rapport à l'axe facile (a). L'énergie augmente par effet Zeeman (d). L'amortissement est augmenté à $\alpha = 10^4$ pour faciliter la mise à l'équilibre puis diminué à $\alpha = 2.10^{-2}$ pour la suite de la simulation. **II)** Le champ AC de 8 mT à 3.4 GHz est appliqué pendant 10 ns (b). Pendant le régime transitoire, l'aimantation croise le point selle et bascule dans le puits stable (e). **III)** Le champ DC est coupé et le macrospin relaxe vers le fond du puits stable (d). L'aimantation se trouve maintenant à $m_z = -1$.

2. les grandeurs en jeu doivent être accessibles ;

3. permettre de tirer une conclusion sur l'effet des paramètres de contrôle.

Le protocole de simulations est défini en trois phases. Au départ de la simulation, les paramètres de contrôle sont nuls et le macrospin est à l'équilibre au fond d'un des puits de potentiel. La première phase du protocole prépare la configuration magnétique, le champ DC est appliqué de façon quasi-statique. Dans un second temps vient la phase de perturbation par le champ AC. Enfin, lorsque le champ AC est coupé, le macrospin relaxe vers sa nouvelle orientation d'équilibre.

La figure 3.2 montre à titre d'exemple le protocole utilisé dans le retournement du macrospin. Cette figure montre la variation des paramètres de contrôle $\mathbf{H}_{DC}$ et $\mathbf{H}_{AC}$ en fonction du temps. En complément sont reportés l'énergie résultante de la compétition entre le pompage et la dissipation, l'énergie statique et le mouvement de l'aimantation décomposé selon les trois directions xyz.

3.6 Le critère de retournement

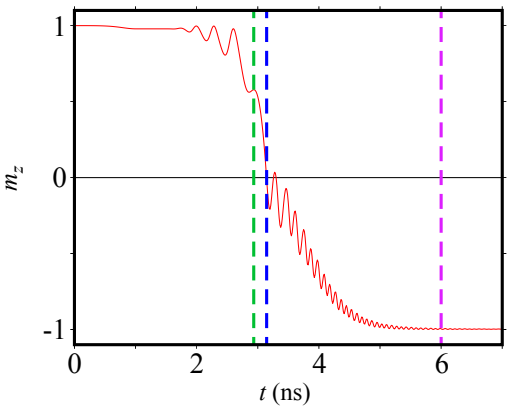

Figure 3.3 – Exemple de critère de retournement. Trajectoire de la composante $m_z(t)$ dans le cas du retournement. Les traits pointillés représentent l'évaluation de m_z à différents instants. Le trait vert correspond au vrai retournement, déterminé manuellement au regard de l'énergie statique du macrospin. Le trait bleu correspond au critère de retournement lorsque $m_z = 0$. La différence entre l'instant du retournement et l'instant évalué est de 0.25 ns. Le trait magenta correspond au critère de retournement lorsque le macrospin est complètement relaxé. Le temps de retournement n'est pas bien défini.

Le critère de retournement est un point très important de la simulation. C'est ce critère qui permet de définir sans ambiguïté l'effet d'un jeu de paramètres de contrôle sur le retournement du macrospin. Il serait judicieux de déterminer un critère robuste, fournissant le maximum d'information et ce quelque soit le champ appliqué et l'anisotropie considéré. Or, il se trouve que la forme du paysage énergétique et le mouvement du macrospin rendent impossible l'élaboration de ce critère robuste. Je suis donc dans l'obligation de définir plusieurs critères, suivant l'information que l'on attend.

Plusieurs critères de retournement ont été testés durant tout le travail numérique de cette thèse, seulement deux propositions nous ont paru pertinentes. Ces deux propositions sont illustrées dans la figure 3.3 . La première proposition est de déterminer l'orientation finale du macrospin après un long temps de relaxation (trait magenta dans la figure 3.3). Elle est simple à mettre en oeuvre et relativement robuste et permet de déterminer s'il y a eu retournement pour des anisotropies arbitraires, quelque soit le champ DC appliqué. En revanche, nous n'obtenons aucune information sur le temps de retournement.

La seconde proposition est d'observer le croisement du macrospin avec la frontière $m_z = 0$ (trait bleu dans la figure 3.3). Elle permet de déterminer un temps de retournement, qui est l'instant où la trajectoire du macrospin franchit la frontière $m_z = 0$. En réalité, le macrospin se retourne lorsqu'il dépasse le col, or la position du col dépend du champ DC appliqué. Mis à part le cas où le champ DC est balayé dans le plan difficile, le col ne se trouve pas à la position $m_z = 0$ et le macrospin se retourne avant de croiser la frontière $m_z = 0$. Toutefois, le choix de la frontière $m_z = 0$ donne une bonne estimation du temps de retournement. En revanche, ce critère de retournement n'est valide que dans le cas d'une anisotropie effective uniaxiale dont l'axe facile est selon Oz.

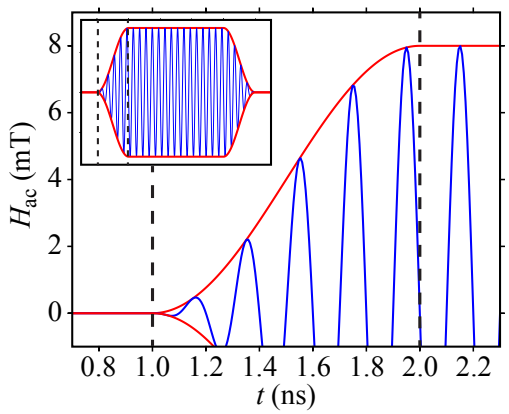

Figure 3.4 – Représentation de l'enveloppe utilisée pour le raccord du champ AC. La figure en encadrée montre la totalité du signal. La figure principale montre le zoom sur la partie montante de l'enveloppe. On constate la douceur du raccord pendant la montée de 1 ns.

3.7 L'enveloppe de raccordement

Lorsque j'ai abordé la nécessité d'adimensionner l'équation de LLG, j'ai présenté le problème d'artefacts numériques. Ces artefacts peuvent être dus à la technologie que nous utilisons ou à la mauvaise description des grandeurs physiques. Ce dernier point me pousse à vous présenter le type d'enveloppe utilisée dans la simulation. Nous avons besoin de définir une enveloppe pour raccorder les variations des champs DC et AC afin qu'elles ne présentent pas de discontinuités. Ces discontinuités, dont le spectre fréquentiel est très étendu, peuvent provoquer des excitations parasites. La forme des enveloppes peut être quelconque tant qu'elle vérifie plusieurs points :

1. elle doit être continue ;
2. au moins une fois dérivable ;
3. sa variation doit être douce ;
4. son spectre fréquentiel ne doit pas contenir d'harmoniques.

L'enveloppe que j'utilise pour les simulations numériques, aussi bien pour le champ DC que pour le champ AC, est défini par

$$\Omega_{\tau_0,\tau_1}(t) = \begin{cases} 0 & \text{si } t < \tau_0 \\ \sin^2\left(\frac{\pi}{2}\frac{t-\tau_0}{\Delta}\right) & \text{si } \tau_0 \leqslant t \leqslant \tau_1 \\ 1 & \text{si } \tau_1 < t \end{cases} \tag{3.7}$$

avec $\Delta = \tau_1 - \tau_0$ le temps de variation (plus couramment appelé temps de montée).

La figure 3.4 montre un exemple d'enveloppe utilisée pour raccorder les variations du champ AC.

3.8 Méthode de cartographie

Je présente ici le dernier point important à propos du programme de simulation numérique. Il s'agit de la méthode de cartographie utilisée pour balayer un espace de paramètre en

déterminant le retournement ou non du macrospin. En exemple, je citerai les cartographies des astroïdes de Stoner-Wohlfarth en fonction du champ DC. Mais on sera aussi amené à faire des cartes de l'état du macrospin en fonction de deux paramètres, par exemple la fréquence, l'amplitude, la phase, la durée du champ AC ou l'amplitude du champ DC etc...

Le principe de la cartographie est de définir une maille sur un espace de paramètres et de tester un scénario à chaque noeud. Les noeuds correspondent à un couple de paramètres. Enfin, la coloration du noeud est codée d'après l'état final du macrospin ou encore du temps de retournement. Je présenterai les méthodes de cartographie que j'ai utilisé pour ce travail numérique.

Ces trois méthodes sont :

1. la cartographie totale ;
2. le cartographie à résolution croissante ;
3. la cartographie intelligente.

La cartographie brutale correspond au test d'un scénario sur tous les noeuds du maillage. Cette méthode offre une résolution unique, et le temps de calcul dépend directement du nombre de noeuds à calculer. Toutefois les résultats sont sans approximation ni interpolation.

La cartographie à résolution croissante correspond au test d'un scénario sur un maillage grossier, puis de la diminution du maillage au fur et à mesure du nombre d'itérations. Cette méthode offre l'avantage d'accroître la résolution lorsque le nombre d'itération augmente. De plus, le résultat fini n'a pas subi d'interpolation. Cette méthode est tirée du mode d'affichage progressif JPEG ou les premiers pixels affichés sont disposés sur un maillage grossier. La résolution de l'affichage augmente jusqu'à obtenir l'image complète. C'est la méthode de cartographie que j'ai le plus utilisé. Elle m'a permis de régler l'intervalle des paramètres externes en cours de calcul tout en obtenant un résultat précis et rigoureux. Les calculs de ce manuscrit sont majoritairement obtenus par cette méthode.

La cartographie intelligente correspond au test d'un scénario sur un maillage grossier, tout comme la méthode précédente. La différence réside dans le fait que la nécessité d'effectuer un calcul sur un noeud est déterminée grâce au voisinage proche. Si tous les proches voisins ont le même résultat, le test est supposé inutile et l'état de ce noeud est interpolé. En revanche, si un des proches voisins a un résultat différent, le test est nécessaire et effectué. Cette méthode de cartographie est très rapide puisqu'une grande partie des noeuds ne sont pas testés mais interpolés. Toutefois, malgré la rapidité, le résultat final est erroné et n'est pas exploitable au delà du stade de recherche préliminaire.

Chapitre 4

Astroïde dynamique

4.1 Formulation de la problématique

Il est possible d'assister la précession de l'aimantation moyennant un champ micro-onde dont la fréquence d'excitation est proche de la fréquence propre de l'aimantation. Ce principe utilisé dans la résonance ferromagnétique peut, sous certaines conditions de champ DC et d'amplitude du champ AC, entraîner le retournement de l'aimantation [2]. Il s'agit du retournement assisté par micro-onde (*Microwave Assisted Switching – MAS*) que j'ai présenté dans le chapitre introductif.

Le MAS a été mis en oeuvre expérimentalement au sein de l'équipe par *Thirion* et *al.* en 2003 [2] puis confirmé par *Raufast* et *al.* en 2008 [44] et d'autres [23, 10]. En utilisant la magnétométrie microSQUID couplée à une antenne micro-onde filaire puis coplanaire, ils ont pu mettre en évidence le retournement assisté de l'aimantation portée par une nanoparticule de cobalt monodomaine. Le MAS se caractérise par une région proche du bord de l'astroïde de SW pour laquelle le retournement est accessible avec et uniquement avec l'aide du champ AC résonant. Cette astroïde modifiée porte le nom d'astroïde dynamique. En parallèle ils ont appuyé leurs mesures par une série de simulations numériques qui montrent une région résonante au bord de l'astroïde de SW, toutefois, ces simulations mettent en avant une région résonante complexe, composée de plusieurs "doigts" qui ne sont pas observés expérimentalement.

Ceci soulève la question de la validité de la description faite par un modèle macrospin obéissant à l'équation de LLG afin de rendre compte du retournement assisté. Est-il nécessaire d'apporter des ajustements au modèle utilisé jusqu'à présent ? La réponse à cette question permettrait de mieux comprendre la dynamique de l'aimantation dans un agrégat monodomaine, et partant, de contribuer à l'élaboration d'une meilleure stratégie d'excitation pour le MAS.

Les travaux de thèse de *Thirion* [50] et *Raufast* [44] rendent compte du protocole expérimental utilisé pour mettre en évidence le retournement assisté. Il se trouve que la génération du signal micro-onde accuse d'un manque de contrôle de la phase et de la forme de l'impulsion (notamment le temps de montée/descente). La différence entre les protocoles

expérimentaux et numériques peut être la raison de l'absence de la structure complexe dans la région résonante. Le but de la présente étude est de vérifier l'hypothèse selon laquelle la structure complexe de la région résonante est accessible moyennant le contrôl de la forme et de la phase de l'impulsion micro-onde.

4.2 Protocole, méhodologie et matériaux

Avant de discuter des résultats expérimentaux et numériques, il est nécessaire de présenter la méthodologie utilisée pour cette étude. Sachant que la magnétométrie microSQUID ne permet pas la mesure en temps réel de la variation d'aimantation, il est impossible d'observer la dynamique. Il est donc nécessaire de choisir une approche indirecte.

La première étape de cette approche est de mesurer l'action du champ RF sur l'astroïde de SW d'une nanoparticule monodomaine, cette mesure étant possible avec le microSQUID. Dans un second temps, on détermine les paramètres de simulation qui permettent de retrouver la même signature du champ AC sur l'astroïde de SW d'un macrospin. Ainsi, étudier la dynamique du macrospin permet de tirer des conclusions sur la dynamique de l'aimantation réelle.

4.2.1 Protocole

La mesure de l'effet du champ AC sur l'astroïde de SW s'effectue par la cartographie de l'état final de l'aimantation pour les champs $\mathbf{H}_{\mathrm{DC}}$ à l'intérieur de l'astroïde.

Expérimentation

Principe de mesure Avant d'expliquer la cartographie, je présente le principe de mesure de l'état final de l'aimantation pour un champ $\mathbf{H}_{\mathrm{DC}}$ arbitraire et fixe. Ainsi, on souhaite déterminer si le champ AC est capable de retourner l'aimantation pour un champ $\mathbf{H}_{\mathrm{DC}}$ fixe. Or, le microSQUID est perturbé par le champ $\mathbf{H}_{\mathrm{AC}}(t)$ ce qui m'oblige à utiliser un protocole basé sur la mesure aveugle de l'état final de l'aimantation. Les différentes étapes, représentées sur les figures 4.1a et 4.1b, sont :

1. préparer l'état initial de $\mathbf{M}$ par l'application d'un champ de saturation $\mathbf{H}_{\mathrm{sat}}$;
2. fixer le paysage énergétique par l'application du champ de test $\mathbf{H}_{\mathrm{DC}}$;
3. appliquer le champ $\mathbf{H}_{\mathrm{AC}}(t)$; et enfin
4. déterminer l'état final de $\mathbf{M}$ en mesurant le retournement de $\mathbf{M}$ par l'application d'un champ révélateur $\mathbf{H}_{\mathrm{rev}}$.

Le microSQUID n'est sensible que lors de l'étape 4 où deux résultats sont possibles. Dans le premier des deux cas, on détecte le retournement de l'aimantation en appliquant le champ $\mathbf{H}_{\mathrm{rev}}$ (courbe bleue sur la figure 4.1a). Le champ AC n'a donc pas réussi à retourner

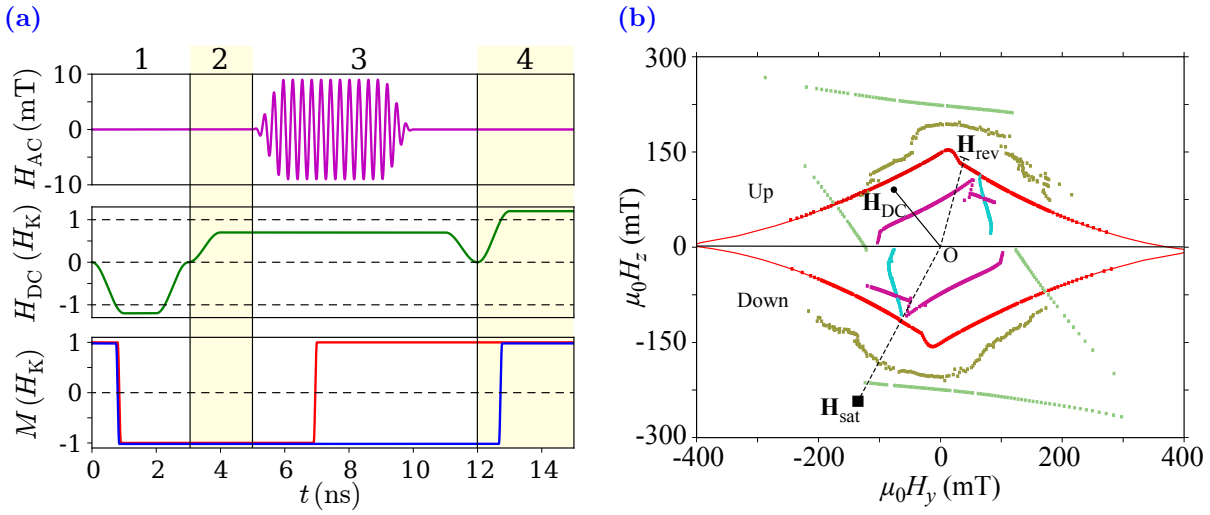

Figure 4.1 – **(a)** Représentation schématique (échelle de temps non-respectée) du chronogramme de la mesure de l'effet du champ AC sur l'aimantation. Les quatres étapes sont : (1) la préparation de l'état initial ; (2) l'application du champ test ; (3) l'émission du champ AC ; et (4) la détection du retournement. **(b)** Champs de retournement de différentes particules (différentes couleurs) dans l'espace de champ $\mathbf{H}_{DC}$. L'astroïde complète de la *nanoparticule du siècle* (déterminée par une mesure aveugle) est représentée en trait plein, rouge. La mesure froide s'effectue avec le champ $\mathbf{H}_{sat}$ placé loin de l'astroïde pour être sûr de saturer la nanoparticule du siècle ainsi que les autres moments magnétiques. $\mathbf{H}_{rev}$ est placé juste derrière la courbe de champ critique. Le champ $\mathbf{H}_{DC}$ est placé en exemple à l'intérieur de l'astroïde.

l'aimantation, le résultat est négatif. Dans le deuxième cas, on ne détecte pas de retournement en appliquant le champ $\mathbf{H}_{rev}$ (courbe rouge sur la figure 4.1a). Ceci signifie que l'aimantation s'est déjà retournée lors de l'étape 2, grâce au champ AC. Ici, le résultat est positif.

Évidemment, il existe un cas où l'aimantation se retourne dans l'étape 4 mais le retournement n'est pas détecté. On se trouve donc avec une erreur, le résultat est compté comme positif (on pense que le champ AC a retourné l'aimantation). La fiabilité de la mesure entière réside donc sur la fiabilité de la mesure du retournement de l'étape 4. Une façon de déterminer le taux d'erreur de la mesure de l'état final est de répéter l'étape 1 (préparation de l'état initial) et 4 (détéction du retournement) un grand nombre de fois. Par exemple, les champs utilisés ($\mathbf{H}_{sat}$ et $\mathbf{H}_{rev}$) pour la détection du retournement de la nanoparticule du siècle (astroïde rouge sur la Fig. 4.1b) présentent un taux de détection suppérieur à 99% pour plus de 200 tests consécutifs. On peut donc avoir confiance dans le résultat de la mesure de l'état final.

Cartographie Cartographier l'effet du champ AC sur l'astroïde de SW revient à déterminer l'effet du champ AC sur l'aimantation pour un ensemble de champ $\mathbf{H}_{DC}$ appartenant à l'astroïde de SW. On procède en deux étapes.

Tout d'abord, mailler une zone intéressante de l'astroïde de SW. Pour toutes les expériences présentées, le maillage est fixe et carré avec une résolution $\mathrm{d}H_x = \mathrm{d}H_y$. Toutefois, on peut

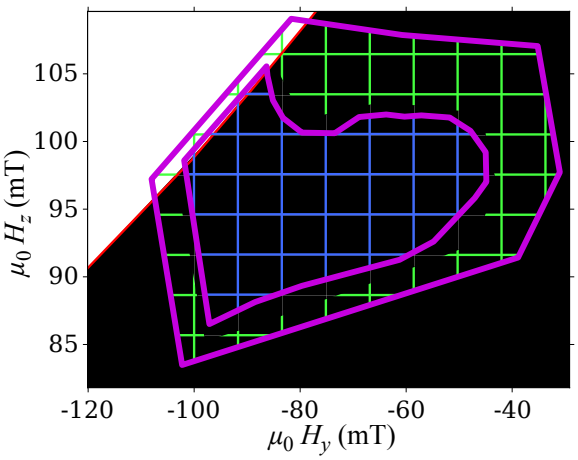

Figure 4.2 – Schéma du maillage et du contour (non-à l'échelle) utilisés pour la cartographie. Le tracé violet représente le contour qui peut être déplacé à souhait pendant la mesure. Ce contour définit instantanément le nouveau maillage pris en compte par la mesure.

ajuster l'étendue du maillage grâce à un contour (tracé violet Fig. 4.2) sur lequel il s'appuie. Le contour est modifiable en temps réel pendant la mesure pour restreindre la zone cartographiée et obtenir des résultats bien résolus dans un temps convenable. Afin de définir rapidement une zone intéressante à cartographier, j'ai utilisé un maillage itératif où la première itération se fait sur un contour relativement grand (pour être sûr de ne rien oublier). Le pas de déplacement sur le maillage est $R \times \mathrm{d}H_x$ avec $R \in \mathbb{N}^*$, par exemple ($R = 8$, 16 ou 32). A chaque itération suivante le pas de déplacement sur le maillage est divisé par 2 pour obtenir la résolution maximale. Au fur et à mesure des itérations, on peut resserrer le maillage autour de la zone intéressante à cartographier.

La seconde étape, une fois le maillage défini, est de mesurer l'état final de $\mathbf{M}$ sur chaque noeud du maillage et ceci pour un champ AC bien défini. Avec l'expérience des mesures, j'ai observé que la dynamique de l'aimantation (donc son retournement) est sensible aux conditions initiales, c'est à dire, aux variations du champ DC appliqué. Nous verrons d'ailleurs dans le chapitre suivant, que les bords de la région résonante ne sont pas lisses mais fractals. Ainsi, la faible rémanence des bobines supraconductrices, le voisinage magnétique de la nanoparticule et les bords fractals de la structure complexe rendent délicate la reproductibilité de la mesure sur les bords de la région résonante. Afin de moyenner cette non-reproductibilité, chaque noeud du maillage est testé $N = 5$ fois et le résultat est retourné sous forme de probabilité de retournement $^n/_N$. Cette multiplication du nombre de test, nécessaire pour l'obtention d'une carte utilisable, rend la mesure coûteuse en temps et les cartographies de ce chapitre ont nécessité entre 12 et 24 heures de mesures en continu, sous champ magnétique, à basse température et sans dérive.

Numérique

En parallèle à l'étude expérimentale, j'ai mené les simulations numériques visant à approfondir l'analyse et l'interprétation. On cherche dans un premier temps à retrouver la signature du champ AC sur l'astroïde de SW en cartographiant l'état final du macrospin pour un champ AC donné. Le champ AC utilisé est similaire (en amplitude, fréquence, temps de montée, etc...) au champ utilisé expérimentalement. Si les signatures expérimentales et numériques sont similaires, on peut approfondir l'interprétation de la dynamique de l'aimantation réelle en étudiant la dynamique du macrospin. L'étude de la dynamique du macrospin s'effectue en déterminant la variation d'orientation du macrospin en fonction du temps et des champs $\mathbf{H}_{\mathrm{DC}}$ et $\mathbf{H}_{\mathrm{AC}}(t)$. Ainsi, on obtiendra :

- la trajectoire du macrospin dans le système de coordonnées réelles ou dans une projection du paysage énergétique (par exemple, Mercator) ;
- l'énergie statique, pompée, dissipée ou totale en fonction du temps et des paramètres externes.

4.2.2 Impulsion AC

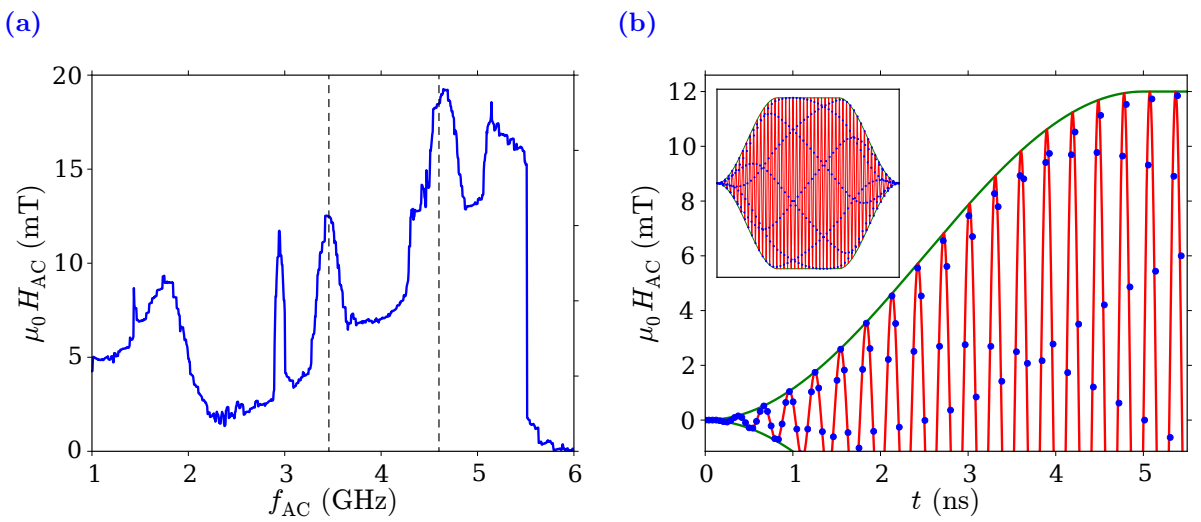

Figure 4.3 – **(a)** Étalonnage indirect du dispositif micro-onde de la *nanoparticule du siècle*. Les traits en pointillés correspondent aux deux fréquences utilisées dans ce travail. **(b)** Forme de l'impulsion micro-onde envoyée sur la nanoparticule. La courbe rouge correspond à la forme théorique du signal. Les points bleus correspondent à la tension de sortie du générateur de fonctions arbitraires, compte tenu de sa résolution en tension de sortie et de sa fréquence d'échantillonnage (10 bits et 24 pts/ns).

Le dispositif micro-onde comporte un générateur de fonctions arbitraires Tektronix AWG 7221B couplé à un guide d'onde coaxial qui achemine le signal micro-onde jusqu'à l'échantillon. L'émission du champ RF se fait par une antenne filaire qui passe à quelques millimètres de l'échantillon. L'étalonnage indirecte (présentée dans le chapitre *Mise en Oeuvre Expérimentale*) du dispositif micro-onde est reporté sur la figure 4.3a. On observe

un spectre non-plat avec quatre pics qui correspondent à quatres fréquences bien transmises (1.8 GHz, 2.95 GHz, 3.4 GHz, 4.6 GHz et 5.1 GHz). Comme discuté dans le chapitre précédent, il est difficile de déterminer avec précision la bande passante et l'amplitude vue par la nanoparticule. Toutefois, dans la suite, je ne vais utiliser que deux fréquences d'excitation, 3.4 GHz et 4.6 GHz. Autour de ces fréquences, j'ai estimé la bande passante de l'antenne entre 400 MHz et 500 MHz, ce qui impose un temps de montée/descente au signal d'environ 5 ns. Les amplitudes associées sont 12 mT et 18 mT.

La forme de l'impulsion micro-onde que j'utilise dans ce chapitre est définie comme

$$H_{\mathrm{AC}}(t) = A\,\Omega(t, \Delta, \tau_r, \tau_f)\ \sin(2\pi\ f\ t + \varphi) \tag{4.1}$$

avec l'amplitude A, l'enveloppe $\Omega(t, \Delta, \tau_r, \tau_f)$

$$\Omega(t, \Delta, \tau_r, \tau_f) = \begin{cases} \sin^2\left(\frac{\pi}{2}\frac{t}{\tau_\mathrm{r}}\right) & \text{si } t \in [0, \tau_\mathrm{r}] \\ \sin^2\left(\frac{\pi}{2}\frac{t-\Delta}{\tau_\mathrm{f}}\right) & \text{si } t \in [\Delta - \tau_\mathrm{f}, \Delta] \\ 1 & \text{si } 0 + \tau_\mathrm{r} \leq t \leq \Delta - \tau_\mathrm{f} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \tag{4.2}$$

de durée Δ avec les temps de montée et descente τ_r et τ_f, la fréquence f et la phase à l'origine φ. Les temps de montée/descente définissent la variation entre 0% et 100% de l'amplitude maximum et Δ, la durée totale de l'impulsion, définit la durée pour laquelle $\Omega(t) > 0$. La génération du signal micro-onde est effectuée via le générateur de fonctions arbitraires Tektronix AWG 7221B. Sa résolution de la tension de sortie et de sa fréquence d'échantillonnage (10 bits et 24 pts/ns) nous permettent un contrôle des paramètres tels que l'amplitude, la phase, la fréquence instantanée ou encore le temps de montée/descente. La figure 4.3b présente la forme théorique de l'impulsion micro-onde et les points envoyés au générateur après échantillonnage. La fréquence de travail est choisie au regard de l'étalonnage et de la largeur de bande du dispositif guide d'onde + antenne pour filtrer les fréquences images et ne laisser passer que la fréquence du signal.

4.2.3 Systèmes étudiés

Échantillon réel

J'ai effecuté les mesures de retournement sur plusieurs échantillons mais je ne présenterai qu'un seul d'entre eux, une nanoparticule de cobalt monodomaine appelée la *nanoparticule du siècle*.

L'échantillon utilisé a été synthétisé au Laboratoire des Solides Irradiés de l'École Polytechnique, dans l'équipe de H. Pascard. La procédure de fabrication est la suivante. Une forte décharge électrique sublime un barreau de carbone fortement dopé au cobalt et crée un gaz d'atomes. Les atomes s'agrègent pour former une nanoparticule de cobalt enrobée d'une couche de carbone amorphe. Dans un second temps, les nanoparticules sont dispersées dans une solution d'éthanol puis déposées sur un des deux micro-ponts d'un

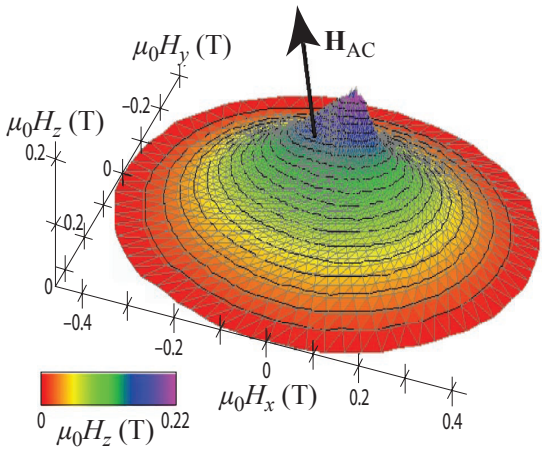

Figure 4.4 – Surface critique du retournement de la nanoparticule du siècle. Cette surface définit l'astroïde de Stoner-Wohlfarth 3D [2, 51].

microSQUID. Les photos prisent en Microscopie Electronique en Transmission (TEM) de nanoparticules ayant suivit le même mode opératoire montrent une structure cristalline hexagonale compacte de bonne qualité.

Si cette nanoparticule porte le surnom de *nanoparticule du siècle*, c'est en rapport à sa qualité et sa longévité. Elle n'a pas souffert de vieillissement depuis sa fabrication (environ 15 ans) certainement dû à la couche protectrice de carbone. Son champ de retournement est resté intact et elle montre toujours les mêmes propriétés magnétiques. Ce système robuste a été étudié dans plusieurs travaux [51, 2] et est donc très bien caractérisé.

Ainsi, la figure 4.4 montre la surface correspondante au champ critique de retournement [51, 2], surface qui se rapproche beaucoup d'une astroïde en 3D. L'astroïde 2D mesurée et reportée sur la figure 4.1b correspond à la coupe de cette astroïde 3D avec le plan du microSQUID.

Ces deux mesures nous apportent quelques informations. Tout d'abord, on peut en déduire l'anisotropie effective. Dans notre cas, *Thirion* et *al.* ont proposés que l'anisotropie soit définie par

$$E_{\text{ani}} = 0.2\, m_x^2 - m_z^2 - 0.1\,(m_x^2\, m_y^2 + m_y^2\, m_z^2 + m_z^2\, m_x^2) \tag{4.3}$$

où la direction Ox est difficile et Oz facile. De plus, un terme cubique est ajouté pour rendre compte de la forme particulière de la pointe. En second lieu, nous pouvons déterminer l'inclinaison de l'astroïde 2D comme étant la coupe du plan du squid. *Thirion* propose une inclinaison de 20° par rapport à l'axe facile autour de l'axe Oy. De plus, il est possible de déterminer la direction du champ $\mathbf{H}_{\text{AC}}$ qui est dans notre cas orienté avec un angle de 15° par rapport à l'axe, dans le plan Oyz.

Pour une correspondance avec les simulations, il est nécessaire d'avoir une aimantation qui se rapproche le plus possible du modèle macrospin. Pour cela, on privilégie les nano-

particules dont la taille est inférieure à 25 nm, monodomaines et dont le retournement est cohérent.

Échantillon virtuel

En parallèle des expériences, j'ai procédé à la simulation numérique du retournement d'un macrospin obéissant à l'équation de LLG. Afin de comparer du mieux possible les résultats numériques et expérimentaux, j'ai fixé certains paramètres de simulation.

Dans un premier temps, les paramètres internes du macrospin tels que l'anisotropie et l'amortissement ont été déterminés à partir des données expérimentales. L'anisotropie est biaxiale avec une contribution cubique, comme décrit plus haut. La constante d'amortissement de Gilbert est estimée à partir des simulations faites par *Thirion* des mesures de retournement assisté [2]. Elle est fixée à $\alpha = 0.02$.

Dans un deuxième temps, j'ai fixé les paramètres externes au macrospin comme le champ AC. Toutefois il est difficile d'estimer de façon précise certains paramètres comme par exemple l'amplitude maximum et la largueur de bande. Avec l'expérience, j'ai pu ajuster un jeu de paramètres $(A, \Delta f)$ qui correspond à ce que l'on peut obtenir expérimentalement. Ainsi, les paramètres de contrôle du champ varient légèrement mais restent du même ordre de grandeur :

- $A = 9\,\mathrm{mT}$;
- $\tau_r = \tau_f = 5\,\mathrm{ns}$;
- $f = 3.4\,\mathrm{GHz}$ ou $4.6\,\mathrm{GHz}$;

4.3 Observation de l'astroïde dynamique

Dans un premier temps, je souhaite mettre en évidence la structure complexe observée dans la région résonante des simulations numériques de *Thirion* et *Raufast*. Mon hypothèse est qu'un contrôle rigoureux des paramètres du champ AC permet d'accéder à cette structure complexe.

4.3.1 Approche expérimentale

Pour cela, cette première partie rend compte des mesures de retournement assisté effectuées sur la nanoparticule du siècle pour une fréquence d'excitation de 3.4 GHz et une amplitude de 12 mT (Fig. 4.5a et Fig. 4.5b).

La courbe de champ critique sans et avec champ AC est reportée sur la figure 4.5a. Sans champ appliqué, nous obtenons la courbe de champ critique correspondant à l'astroïde de SW. En présence de champ AC, le champ critique est réduit et on observe que l'importance de la réduction du champ critique dépend de l'angle. Proche de l'axe difficile, il est réduit de 7 mT et l'action du champ AC s'intensifie à mesure que l'on s'approche de $-45°$ pour atteindre une réduction maximale de 25 mT. De $-45°$ à $0°$, la réduction du champ critique est plus faible, environ 3 mT jusqu'à $-20°$ voire négligeable très proche de l'axe facile.

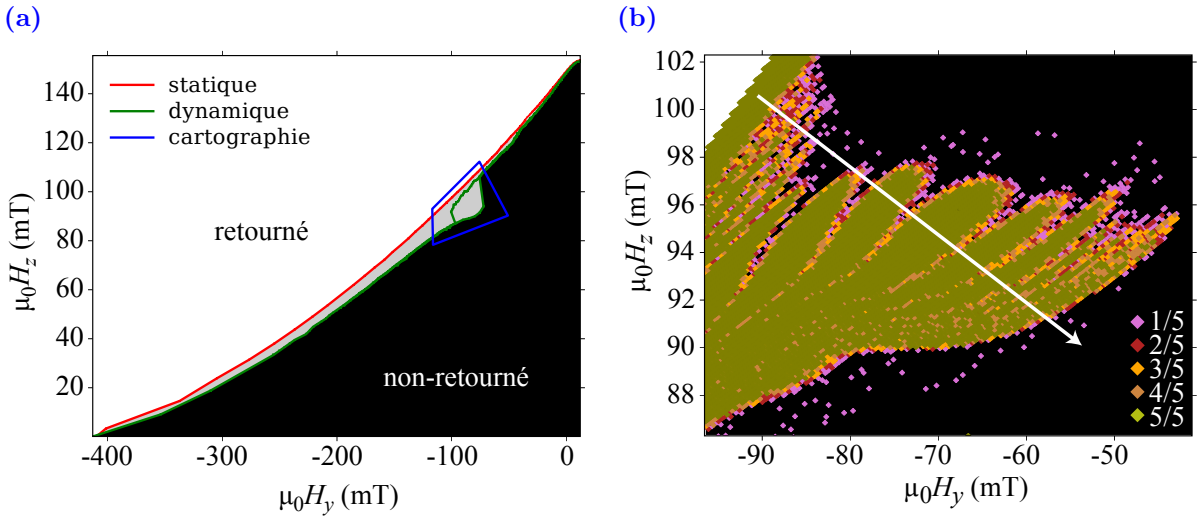

Figure 4.5 – **(a)** Mesure en mode aveugle du champ critique de la nanoparticule du siècle pour une fréquence d'excitation de 3.4 GHz et une amplitude de 12 mT. En rouge, la courbe de champ critique sans champ AC appliqué (astroïde de SW) et en vert, avec champ AC (astroïde dynamique). La région blanche est à l'extérieur de l'astroïde et se retourne sans l'aide du champ AC. La région grise se retourne sous l'action du champ AC, la région noire ne se retourne jamais, même avec l'aide du champ AC. Le rectangle bleu correspond à l'emplacement cartographié. **(b)** Cartographie expérimentale de l'état final de l'aimantation en fonction du champ $\mathbf{H}_{\mathrm{DC}}$. Les régions colorées correspondent aux champs à l'intérieur de l'astroïde de SW mais dont le retournement n'est possible qu'avec l'assistance du champ AC. Le niveau de couleur correspond au nombre de retournement détectés sur cinq tests effectués.

L'astroïde de SW déformée sous l'action du champ AC porte le nom d'*astroïde dynamique*. Non montré sur cette figure, l'effet du champ AC implique une modification de la courbe de champ critique sur les deux flancs de l'astroïde de SW, ce point ayant déjà été traité dans le travail de thèse de *Thirion* [50] et *Raufast* [44].

La courbe de champ critique sous l'action du champ AC montre une hystérésis selon que le balayage angulaire est direct ou indirect. La position de cette hystérésis indique la position du repliemment (la partie la plus large) qui a le plus d'intérêt pour nous. En effet, dans cette zone, la structure fine est suffisamment bien définie pour être résolue expérimentalement. Ainsi, la cartographie de la région résonante est effectuée autour de ce repliement (zone matérialisée par le contour bleu) et reportée sur la figure 4.5b.

La figure 4.5b correspond à la cartographie de l'état final de $\mathbf{M}$ en fonction du champ $\mathbf{H}_{\mathrm{DC}}$, effectuée sur un maillage fin autour du repliement. La coloration qui représente alors la probabilité de retournement rend compte d'une *structure complexe* dans la région résonante. On conviendra que cette région est composée de *doigts* retournés séparés par de minces *filaments* non-retournés. En se déplaçant du bord de l'astroïde de SW vers le centre (mouvement de la flèche blanche), on remarque tout d'abord une zone retournée de largeur constante de 2 mT dont la probabilité de retournement est de 100 %. Ensuite, une série de doigts fins, très rapprochés, dont la taille des détails est à la limite de la résolution utilisée pour la cartographie. Dans un deuxième temps, on remarque une alternance de doigts plus larges et plus "ronds". Ces doigts sont clairement séparés par de minces fila-

ments dont la présence est soulignée par la coloration correspondant à la probabilité de retournement. Enfin, plus le champ $\mathbf{H}_{\mathrm{DC}}$ est faible (intérieur de l'astroïde) et plus la largeur des doigts diminue. On dépasse le bord de la région résonante lorsque le champ DC est encore relativement proche de la limite critique de SW à environ 25 mT de celle-ci.

La correspondance de mes mesures avec les mesures effectuées par *Thirion* et *al.* sur le même échantillon montre que la position et la taille de la région résonante sont similaires. En revanche, le contrôle de tous les paramètres du champ AC permet d'exhiber la structure complexe qui compose la région résonante. On notera qu'entre les mesures des travaux précédents et ces mesures, le jeu des paramètres controlés s'est élargi de la phase à l'origine et du temps de montée. J'ajouterai que le contrôle des paramètres du champ AC offre une bonne reproductibilité car la limite entre la région verte (retournement 5/5) et la région noire (retournement 0/5) est fine.

4.3.2 Approche théorique

Validation du modèle théorique

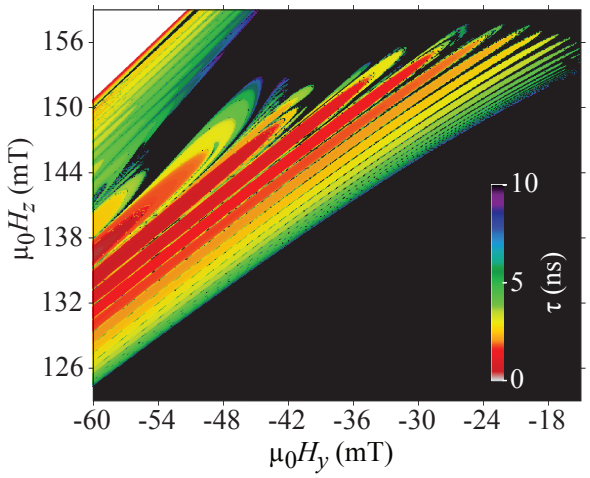

Figure 4.6 – Cartographie numérique de l'état final du macrospin en fonction du champ $\mathbf{H}_{\mathrm{DC}}$ sous une excitation de 3.4 GHz d'amplitude 9 mT. La coloration correspond au temps de retournement. En blanc, l'aimantation se retourne sans l'aide du champ AC alors qu'en noir, elle ne se retourne jamais, même avec l'aide du champ AC. En rouge l'aimantation se retourne très tôt et en violet, elle se retourne très tard.

Dans le chapitre de mise en oeuvre expérimentale, j'ai présenté la magnétométrie microSQUID qui permet de mesurer l'état d'aimantation d'une nanoparticule unique. Ainsi, par le truchement d'une mesure indirecte, nous pouvons déterminer l'effet d'un champ micro-onde sur le retournement d'une aimantation uniforme. Or si nous voulons approfondir notre compréhension et notre interprétation de la dynamique de l'aimantation, il est nécessaire d'obtenir des informations sur le mouvement de cette dernière. Dans cette

optique, j'ai modélisé le retournement assisté de l'aimantation réelle, uniforme, de la nanoparticule du siècle par un macrospin ayant une anisotropie uniaxiale obéissant à l'équation de LLG.

En premier lieu, il convient de vérifier les concordances entre notre observable expérimentale, l'astroïde dynamique, et la simulation numérique. Dans ce cadre là, j'ai procédé à la simulation du retournement assisté du macrospin dans des conditions similaires à l'expérience. Ainsi, la figure 4.6 rend compte de la cartographie de l'état final du macrospin en fonction du champ $\mathbf{H}_{\mathrm{DC}}$ sous une excitation micro-onde dont la fréquence est 3.4 GHz, l'amplitude de 9 mT, le temps de montée/descente 5 ns et la phase à l'origine $\varphi = 0\,^{\circ}$. De même qu'observé expérimentalement, on constate une région résonante définissant l'astroïde dynamique, dont la structure complexe, composée de doigts et de filaments, est en bon accord qualitatif avec l'expérience (Fig. 4.5). La zoologie des doigts résonants correspond à ce que l'on peut observer dans l'expérience. Le bord de l'astroïde de SW est composé de plusieurs doigts fins et rapprochés, suivi de doigts courts et ronds qui s'allongent et s'affinent à mesure que le champ $\mathbf{H}_{\mathrm{DC}}$ diminue (intérieur de l'astroïde de SW). Toutefois, on notera quelques différences entre la simulation et l'expérience. Le nombre exact de doigts ainsi que la forme de la région résonante ne sont pas correctement reproduits. La région résonante mesurée admet une cassure sur le bord, à l'intérieur de l'astroïde de SW, alors que la simulation montre une région dont les bords sont lisses et légèrement courbés.

Ainsi, en prenant en compte un temps de montée équivalent au temps de montée du guide d'onde micro-onde (la largeur de bande de 400 MHz impose environ 5 ns) ainsi qu'une phase fixe, j'obtiens une région résonante qui montre les mêmes propriétés que celles obtenues expérimentalement. Ceci donne du poids à la description de la dynamique de l'aimantation réelle par un modèle macrospin.

Interprétation physique

Grâce à la concordance du modèle avec l'expérience, je vais pouvoir m'appuyer sur la dynamique du macrospin pour mettre en avant un scénario de retournement assisté *vraisemblable* expérimentalement. Un des tout premiers points à éclaircir est la présence de les filaments non-retournés qui n'a pas encore été discutée dans la littérature. Plus précisemment, tentons de comprendre quel mécanisme peut empêcher le retournement pour certains champs dans la structure complexe alors que les paramètres de contrôles du champ AC permettent le retournement des doigts encadrants ces champs.

Afin de mettre en évidence la différence entre les doigts retournés et les filaments non retournés, j'ai procédé à la simulation des trajectoires du macrospin soumis à deux champs DC différents :

1. $\mathbf{H}_{\mathrm{DC},1}$: 147 mT, $-60°$, appartenant à un doigt retourné ;
2. $\mathbf{H}_{\mathrm{DC},2}$: 147.5 mT, $-59.8°$, entre deux doigts retournés.

Je tiens à souligner que l'axe facile de la nanoparticule du siècle est initialement incliné de 20° par rapport au plan du SQUID, d'ailleurs la simulation de la figure 4.6 tient compte de cette inclinaison. En revanche, la forme du paysage énergétique est plus complexe et moins

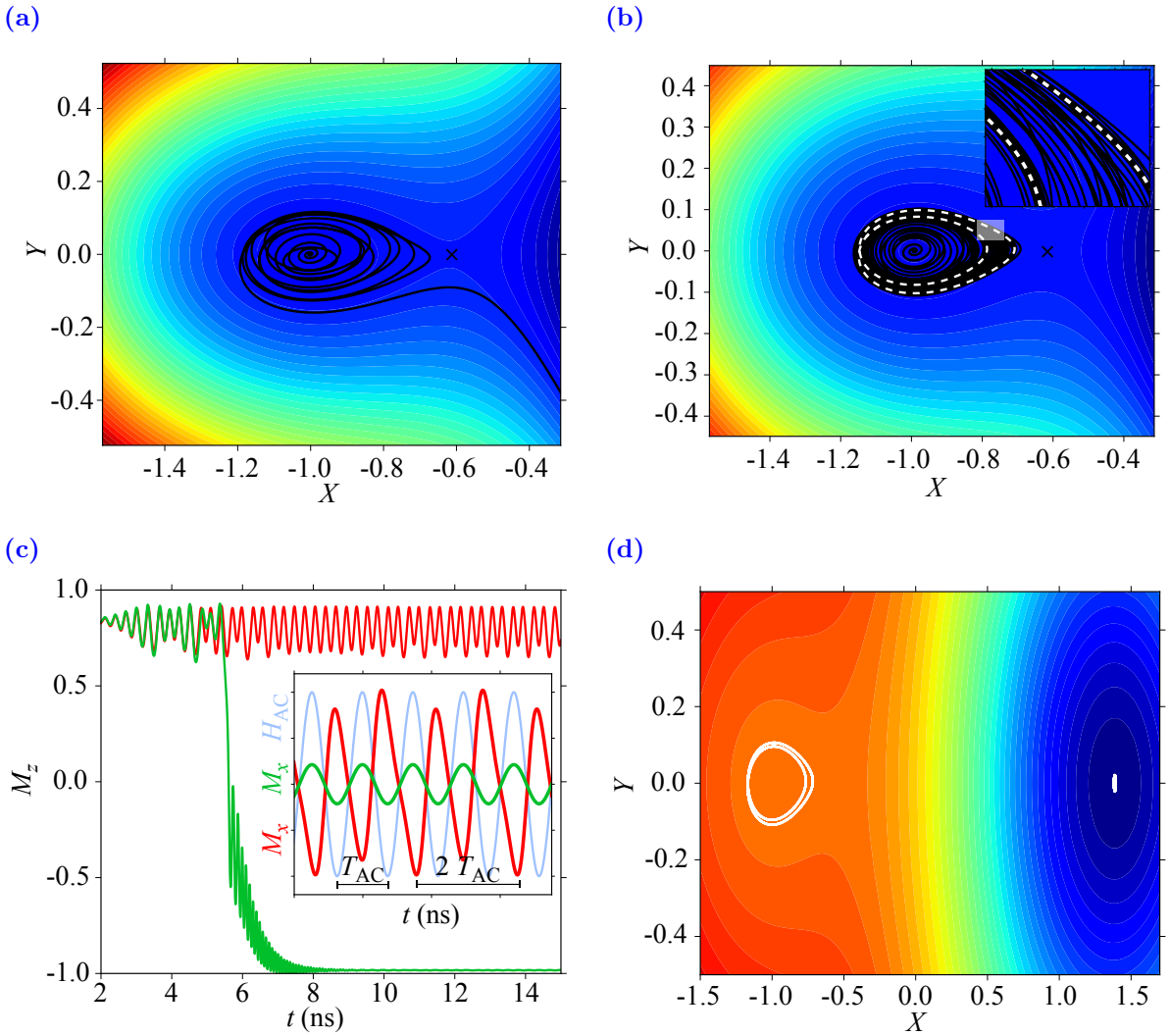

Figure 4.7 – Trajectoire du macrospin (courbe noire) dans le paysage énergétique pour deux champs $\mathbf{H}_{DC}$ sous une excitation quasi-infinie de fréquence 3.4 GHz et d'amplitude 9 mT. La coloration de la projection correspond au niveau d'énergie en fonction de l'orientation du macrospin. Le puits métastable est placé à gauche du col (petite croix) et le puits stable est caché à droite. **(a)** Trajectoire du macrospin pour le champ $\mathbf{H}_{DC,1}$ se situant dans un doigt. La macrospin se retourne en un peu moins de 6 ns. **(b)** Trajectoire du macrospin pour le champ $\mathbf{H}_{DC,2}$ se situant dans un filament. Les pointillés blancs correspondent au mode de précession décrit par le macrospin dans le régime permanent ($t > 15$ ns). Dans ce cas, la période de précession est doublée par rapport à la période du champ AC T_{AC}. **(c)** Installation du régime permanent dans le cas du macrospin non-retourné (rouge) et retourné (vert). Le champ AC provoque un régime transitoire qui s'estompe après 8 ns pour laisser place au régime permanent. Le zoom sur quelques périodes de H_{AC} (bleu ciel) dans le régime permanent montre une précession périodique, stable, dans le fond du puits métastable (rouge) et du puits stable (vert). **(d)** Représentation des deux modes de précession dans le paysage énergétique pour le cas retourné ($X > 0$) et non-retourné ($X < 0$).

facile à utiliser lorsque l'on veut étudier les trajectoires. Pour cela, j'ai choisi de placer l'axe facile de l'astroïde simulée dans le plan du SQUID tout en conservant les autres paramètres.

Ce changement de plan n'enlève rien à la généralité de la discussion qui va suivre.

Ainsi, j'obtiens les deux trajectoires reportées sur les figures 4.7a et 4.7b. La proximité des deux champs DC utilisés implique une forte ressemblance entre les deux paysages énergétiques. Dans les deux cas, nous obtenons un paysage énergétique composé de deux puits de potentiel, le premier puits, peu profond (métastable), contient l'aimantation au repos et le second puits, plus profond (stable) correspond à l'état d'aimantation retourné. Au départ de l'intégration, le macrospin, au repos au fond du puits métastable, voit sa précession forcée par le champ AC. Les deux précessions commencent de la même façon, or pour le champ $\mathbf{H}_{\mathrm{DC},1}$ (correspondant à Fig. 4.7a) le macrospin dépasse le col après quelques tours et se retourne. Pour le champ $\mathbf{H}_{\mathrm{DC},2}$ (correspondant à Fig. 4.7b) malgré la durée de l'impulsion de 20 ns, le macrospin ne se retourne pas et converge vers une trajectoire ovoïde (pointillés blancs).

Comme tout système dynamique amorti et forcé, la précession de l'aimantation soumise à une excitation périodique quasi-infinie suit deux régimes qui sont le régime transitoire (au début) et le régime permanent (après). Le régime transitoire correspond à la réponse du système à une perturbation extérieure qui dans notre cas est le champ AC. Pendant ce régime transitoire, le système tend vers un des états d'équilibre périodiques correspondant aux différents régimes permanents. La simulation de la figure 4.7c montre l'installation des deux types de régime permanent. Dans les deux cas, après 8 ns, le macrospin suit une précession périodique stable aussi appelée *mode de précession*. Le médaillon de la figure 4.7c montre la correspondance entre la période du champ AC et la période des deux modes de précession. Dans un cas, pour la trajectoire retournée, la période de précession est égale à celle du champ AC T_{AC}. Dans l'autre cas, la période de précession est double par rapport à T_{AC}. Ce doublement de période n'est pas systématique pour les modes de précession du puits métastable et n'intervient jamais pour les modes de précession du puits stable.

Ainsi la dynamique du macrospin est gouvernée par la présence de modes de précession observables dans le régime permanent. Le retournement assisté correspond au passage du macrospin du puits métastable vers le mode de précession du puits stable alors que dans le cas où l'on n'observe pas de retournement, le macrospin tend vers le mode de précession du puits métastable.

La présence de ces modes de précession a déjà été discutée théoriquement par *Bertotti* et *al.* . [42] et *Lyutyy* et *al.* . [7]. Ils résolvent l'équation de LLG d'un macrospin ayant une anisotropie uniaxiale en prenant en compte un champ tournant aligné dans le plan difficile. Dans le régime permanent, cette hypothèse leur permet de mettre en évidence l'existence d'au moins deux modes de précession. Un mode de précession de grande amplitude, se situe dans le puits métastable et un second, plus petit, se situe dans le puits stable. L'amplitude et la position moyenne de ces modes dans les puits de potentiel dépendent de plusieurs facteurs comme la forme du puits de potentiel $E(\mathbf{M})$, la fréquence f_{AC} et l'amplitude H_{AC} du champ AC ainsi que la valeur de la constante d'amortissement de Gilbert α.

J'ai procédé à la simulation des trajectoires d'un macrospin soumis à une excitation quasi-infinie dans le cas d'une symétrie de rotation brisée ($H_{\mathrm{DC},1}$) qui est reportée sur la figure 4.7d. Ainsi, en fonction de la phase à l'origine du champ AC, je peux accéder

aux différents modes de précession du macrospin [1]. J'obtiens deux modes de précession distincts, le premier, de grande amplitude, dans le puits métastable et le second, de plus petite amplitude, dans le puits stable.

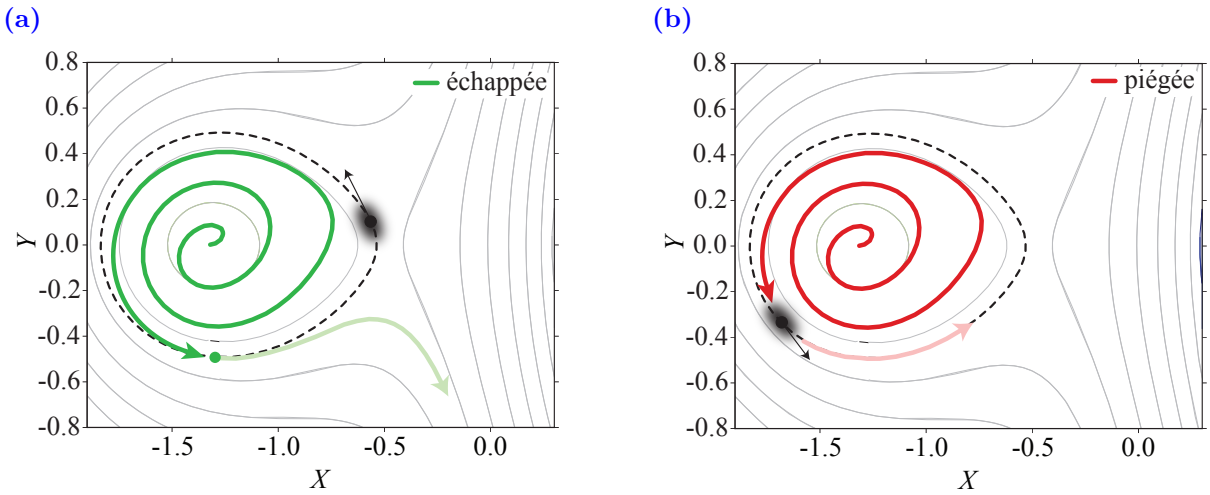

Figure 4.8 – **(a)** Mécanisme d'échappement de l'aimantation. L'attracteur tourne sur sa trajectoire ovoïde dans le puits métastable. L'aimantation (en vert) gagne de l'énergie est s'approche de la trajectoire de l'attracteur. Lorsque qu'ils ne sont pas en phase, l'aimantation peut s'échapper du puits métastable et se retourner. **(b)** Mécanisme de piégeage de l'aimantation. Lorsque l'aimantation est en phase et suffisamment proche de l'attracteur, sa trajectoire tend vers celle de l'attracteur et suit la trajectoire ovoïde sans se retourner.

La question qui se pose maintenant est de déterminer le mécanisme qui fixe le régime permanent du macrospin parmi les deux modes de précession accessibles. Pour cela, il est nécessaire d'approfondir la définition d'un mode de précession. Un mode de précession, qu'il soit périodique ou quasi-périodique, est un attracteur dans la dynamique du système. Pour un système amorti, forcé ou non, on définit un attracteur comme étant un des modes stables du système. Si on qualifie cet état d'*attracteur*, c'est parce qu'il existe des trajectoires qui convergent vers lui. Considérons un système préparé dans un état quelconque qui n'est pas un attracteur. Spontanément, le système va se mettre en mouvement pour converger avec le temps vers un des attracteurs comme attiré par celui-ci.

En l'absence d'excitation, les états stables, donc les attracteurs, correspondent aux fonds des puits du potentiel. Le macrospin, préparé dans n'importe quel état qui n'est pas le fond d'un des puits va spontanéement se mettre en précession pour converger vers un des fonds de puits. En revanche, lorsque le macrospin subit une excitation, l'état stable ne coincïde plus avec le fond du puits mais correspond à une position plus haute dans le paysage énergétique qui prend en compte la dissipation et l'énergie apportée par l'excitation. De plus, parce que l'excitation varie périodiquement en fonction du temps, la position de l'attracteur varie elle aussi périodiquement en fonction du temps. Ainsi, dans le cas d'un

1. J'expliquerai ce point dans le chapitre *Bassins d'Attraction*

amortissement faible (ce que l'on considère toujours dans ce travail), l'attracteur décrit une ovoïde dans le paysage énergétique.

Le macrospin dans le régime permanent qui a convergé vers un attracteur, décrit la même trajectoire ovoïde que l'attracteur, ainsi, la trajectoire que l'on observe sur les figures 4.7b, 4.7c, 4.7d correspond à la trajectoire d'un attracteur.

Si cette explication permet de mieux comprendre le régime permanent du macrospin, il n'explique pas encore le *choix* du régime permanent parmi tous ceux accessibles. Pour comprendre cela, il est nécessaire de se pencher sur le régime transitoire.

Quelque soit la position du macrospin dans le paysage énergétique, il est attiré par un des attracteurs. Or il suffit, par exemple, que les positions relatives des attracteurs présents dans le potentiel changent pour que le régime permanent du macrospin change. Ce qui est clair et évident en l'absence d'excitation l'est moins lorsque les attracteurs sont en mouvement dans le paysage énergétique.

Prenons le cas du macrospin dans le puits métastable. Le champ AC, qui fournit de l'énergie au macrospin, permet de démarrer et assister sa précession. Lorsque le macrospin gagne de l'énergie et monte dans le puits de potentiel, il se rapproche du col mais aussi de la trajectoire stable de l'attracteur. Or la forme non-quadratique du puits de potentiel implique une variation de la phase du macrospin par rapport au champ AC et donc par rapport à l'attracteur. Ainsi, proche de la trajectoire de l'attracteur, deux cas de figures peuvent se produire :

- l'attracteur est loin de l'aimantation (voir schéma Fig. 4.8a) ;
- l'attracteur est proche de l'aimantation (voir schéma Fig. 4.8b).

Dans le cas où le macrospin est loin de l'attracteur, il n'est pas "attiré" par l'attracteur et peut ainsi s'échapper du puits métastable pour converger vers l'attracteur du puits stable (Fig. 4.8a). En revanche, lorsque le macrospin est proche de l'attracteur, sa trajectoire converge vers celui-ci sur sa trajectoire périodique (Fig. 4.8b). Ainsi, une variation de champ DC dans l'astroïde implique une variation dans la forme du paysage énergétique qui agit en créant un retard ou une avance sur la phase du macrospin, déterminant lorsqu'il arrive à hauteur de la trajectoire périodique.

Dans l'espace du champ DC, l'ensemble des champs statiques qui implique que le macrospin peut s'échapper du puits métastable forme les doigts de la région résonante. L'ensemble des champs statiques qui piège le macrospin forme les filaments séparant les doigts de la région résonante.

4.3.3 Conclusion

En conclusion de cette première partie attachée aux résultats, j'ai discuté numériquement de la présence d'attracteurs dans chaque puits de potentiels qui définissent les modes de précession du macrospin dans le régime permanent. Ces modes de précession sont atteints lors du régime transitoire lorsque le macrospin converge vers l'un ou l'autre des attracteurs. Le "choix" du macrospin dépend de la phase des attracteurs par rapport à sa phase de précession. Cette phase varie en fonction du champ DC ce qui crée les doigts retournés ou les filaments non-retournés, c'est à dire la structure complexe. La bonne cor-

respondance qualitative entre les astroïdes dynamiques simulées et mesurées me permet de faire le parallèle avec la dynamique du macrospin et celle de l'aimantation réelle en stipulant qu'elle est elle aussi gouvernée par la présence d'attracteurs dans chaque puits de potentiel.

4.4 Effet du temps de montée

Nous avons vu dans la section précédente que le raffinement des paramètres de contrôle permet d'observer la structure complexe dans la région résonante, structure correctement décrite par un modèle macrospin obeissant à l'équation de LLG. Toutefois, les travaux numériques de *Thirion* et *Raufast*, basés aussi sur la modélisation d'un macrospin obéissant à LLG, décrivent une forme de structure complexe différente. L'aire de la région résonante est plus grande, les doigts sont plus grands, surtout ceux se situant vers le bord de l'astroïde de SW. Le seul paramètre qui soit clairement différent et le temps de montée. Alors que *Thirion* utilise dans ses simulations un temps de montée court, de l'ordre de 1 ns, j'ai utilisé un temps de montée plus proche de la réalité expérimentale, c'est à dire 5 ns. Ainsi, il semblerai que le temps de montée puisse avoir une influence sur la forme de la région résonante, notamment, la taille des doigts composant la structure complexe.

Je vous propose donc dans cette section de procéder à l'étude de l'influence du temps de montée sur la région résonante. Je limite ici l'étude au temps de montée puisque pour une durée d'impulsion suffisamment longue, l'influence des autres temps caractéristiques (durée, temps de descente) n'a plus d'effet.

4.4.1 Approche expérimentale

Ainsi, dans un premier temps, j'ai procédé à la cartographie expérimentale de la région résonante en fonction du temps de montée τ_r sur la nanoparticule du siècle. Je rappelle que l'enveloppe $\Omega(t, \Delta, \tau_r, \tau_f)$ est définie par

$$\Omega(t, \Delta, \tau_r, \tau_f) = \begin{cases} \sin^2\left(\frac{\pi}{2}\frac{t}{\tau_\mathrm{r}}\right) & \text{si } t \in [0, \tau_\mathrm{r}] \\ \sin^2\left(\frac{\pi}{2}\frac{t-\Delta}{\tau_\mathrm{f}}\right) & \text{si } t \in [\Delta - \tau_\mathrm{f}, \Delta] \\ 1 & \text{si } 0 + \tau_\mathrm{r} \leq t \leq \Delta - \tau_\mathrm{f} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \tag{4.4}$$

avec τ_r et τ_f les temps de montée/descente définissant la variation entre 0% et 100% de l'amplitude maximum et Δ la durée totale de l'impulsion définissant la durée pour laquelle $\Omega(t) > 0$. La durée d'impulsion à amplitude maximum $(\Delta - \tau_\mathrm{r} - \tau_\mathrm{f})$ est fixée à 5 ns et le temps de descente à 5 ns. La bande passante de l'ensemble guide micro-onde + antenne filtre le signal avec une bande passante d'environ 400 MHz autour de la fréquence de travail 3.4 GHz. Ce filtrage lisse le signal émis autour de la fréquence fondamentale et amortit les temps de montée inférieurs à 5 ns. Le temps de montée vu par la nanoparticule peut être

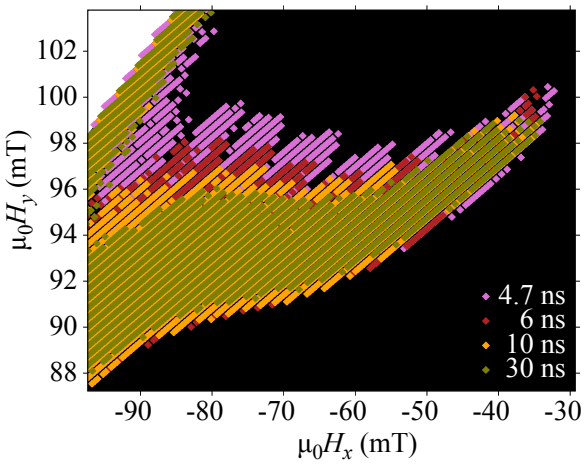

Figure 4.9 – **(a)** Cartographie de la région résonante en fonction du champ $\mathbf{H}_{\mathrm{DC}}$ pour différent temps de montée. La région blanche est en dehors de l'astroïde de SW et l'aimantation se retourne sans l'aide du champ AC. La région noire correspond aux champs DC n'impliquant pas de retournement, même avec l'aide du champ AC. Les régions colorées correspondent aux champs à l'intérieur de l'astroïde dont le retournement n'est possible qu'avec l'assistance du champ AC. Le niveau de couleur correspond aux différents temps de montée.

approximé par

$$\tau_{\mathrm{r}} = \sqrt{5^2\,\mathrm{ns} + \tau_{\mathrm{consigne}}^2} \tag{4.5}$$

La figure 4.9 montre la superposition des cartographies pour quatre temps de montée différents

$$\tau_{\mathrm{r}} = \{5, 7.1, 11.2, 30.5\}\,\mathrm{ns} \tag{4.6}$$

Ainsi, pour un temps de montée court, $\tau_{\mathrm{r}} = 5\,\mathrm{ns}$, la région résonante exhibe une structure complexe, composée de plusieurs doigts, larges et grands. On constate un recul et une diminution de la largeur des doigts à mesure que τ_{r} augmente. Pour $\tau_{\mathrm{r}} > 10\,\mathrm{ns}$, la structure fine a complètement disparu au profit d'une région résonante unique est large. Au delà de 10 ns, la forme de la région résonante unique n'évolue plus mais s'affine légèrement. Fait contre-intuitif, malgré l'augmentation de l'énergie totale injectée afin d'assister la précession de l'aimantation, il y a une diminution de la taille de la région résonante.

D'après les données observées, il est clair que le temps de montée à un effet sur l'apparition/disparition de la structure complexe. La mise en évidence d'un tel comportement lève plusieurs questions, entre autres, quel rôle joue le temps de montée dans l'apparition/-disparition de la structure complexe ?

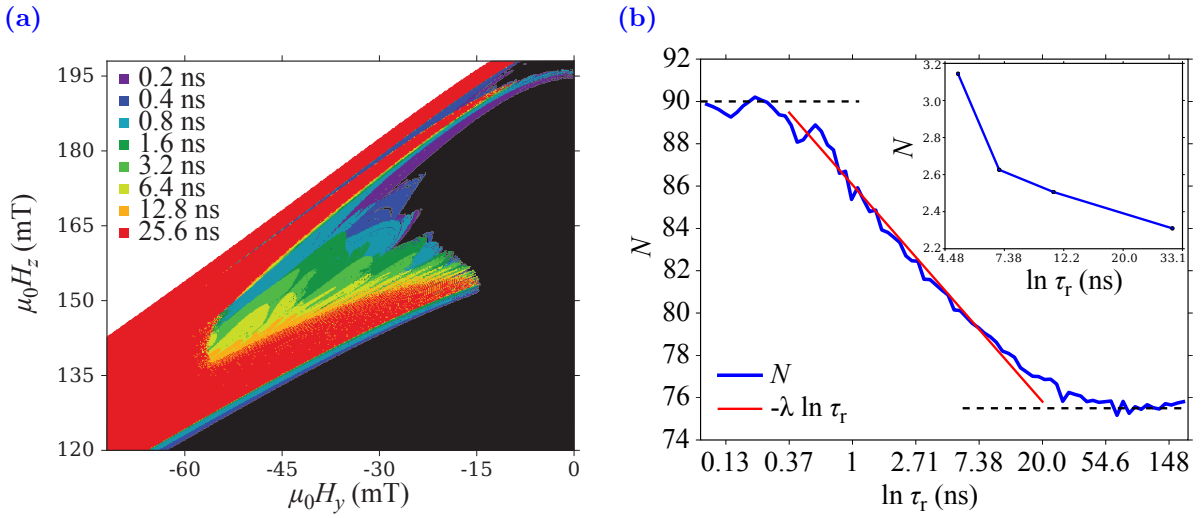

Figure 4.10 – **(a)** Simulation de la région résonante pour différentes formes d'impulsion. La région blanche est en dehors de l'astroïde de SW, l'aimantation se retourne sans micro-onde. La région noire correspond aux champs DC n'impliquant pas de retournement, même avec l'aide du champ AC. La région colorée correspond aux champs à l'intérieur de l'astroïde de SW mais dont le retournement n'est possible qu'avec l'assistance du champ AC. Le niveau de couleur correspond aux différents temps de montée. **(b)** Décroissance du nombre de pixels retournés de la région résonante simulée en fonction du temps de montée. La régression linéaire est de la forme $-\lambda \ln \tau_r$. En médaillon, la décroissance du nombre de pixels retournés pour la région résonante mesurée.

4.4.2 Approche numérique

Détails des résultats numérique

Afin d'approfondir la compréhension et d'apporter une interprétation, il peut être nécessaire de s'appuyer sur la description du modèle macrospin en observant l'effet du temps de montée sur la région résonante. Pour cela, j'ai effectué la cartographie numérique de la région résonante en utilisant la même forme d'impulsion micro-onde que celle utilisée dans le protocole expérimental. La durée à amplitude maximale est fixée à 10 ns afin de garantir le retournenemt de l'aimantation et le temps de descente est de 5 ns. Parce que la simulation est plus souple et plus rapide que l'expérience, il a été possible d'étudier l'influence du temps de montée sur trois ordres de grandeurs. Pour des temps de montée plus longs que ceux accessibles expérimentalement, de 5 ns à 100 ns, ainsi que des temps plus courts 0.1 ns à 5 ns.

Ainsi, la figure 4.10a rend compte de la variation de la région résonante en fonction du temps de montée. Pour des temps de montée courts (0.1 ns), la région résonante est grande et étendue. Cette forme correspond d'ailleurs aux régions résonantes déterminées numériquement par *Thirion* et *Raufast* [2, 44]. Ensuite, de même qu'observé expérimentalement dans la figure 4.9, la structure fine diminue à mesure que le temps de montée augmente jusqu'à disparition complète au profit d'un doigt unique et large, pour un temps de montée supérieur à 15 ns.

Afin de rendre compte de manière quantitative de cette réduction de la région résonante, j'ai reporté sur la figure 4.10b, la variation du nombre de pixels retournés N sur la région cartographiée en fonction du temps de montée τ_r. Ainsi, on observe pour des temps de montée très courts, $\tau_\mathrm{r} < 0.5\,\mathrm{ns}$, un plateau où le nombre de pixels retournés N est maximum, la région résonante n'évolue pas. Dans un deuxième temps, on note une décroissance monotone

$$N = -\lambda \ln \tau_\mathrm{r} \tag{4.7}$$

entre 0.5 ns et 20 ns. Cette diminution correspond à la diminution de la structure complexe. Enfin, cette décroissance se stabilise sur un second plateau où le nombre de pixels est minimum, il s'agit du doigt unique et large. Pour des temps relativement longs ($t > 150\,\mathrm{ns}$), ce plateau reste stable.

Une critique de cette représentation est qu'il n'est pas possible d'adimensionner N de façon non-arbitraire. Cette grandeur dépend de la résolution du maillage utilisé et ne permet pas de déterminer un taux de décroissance λ_num, toutefois, elle permet de dégager une tendance.

De la même façon, j'ai reporté sur la figure 4.10b, en médaillon, la variation expérimentale du nombre de pixels retournés en fonction du temps de montée. Le nombre restreint de points ne permet pas de tirer de conclusion mais permet de constater la correspondance avec la décroissance observée numériquement. Les mesures ayant été effectuées pour des temps de montée majoritairement grands, on observe la fin de la décroissance.

Interprétation des résultats numériques

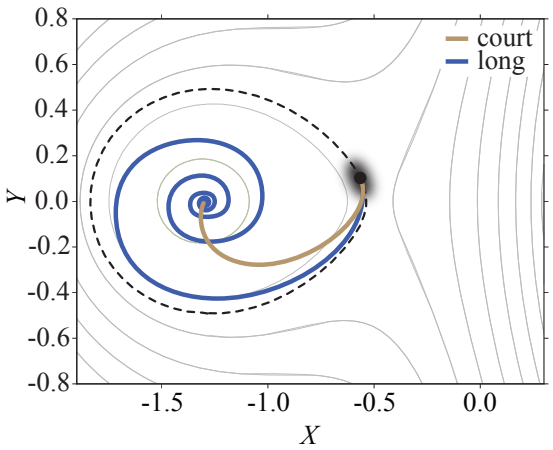

Figure 4.11 – Trajectoire de l'attracteur lors de l'établissement de l'impulsion micro-onde entre le fond du puits jusqu'à son orbite stable (trait en pointillé). La trajectoire violette représente la trajectoire de l'attracteur pour un long temps de montée. La trajectoire marron correspond à un temps de montée très court où l'attracteur rejoint très rapidement l'orbite stable.

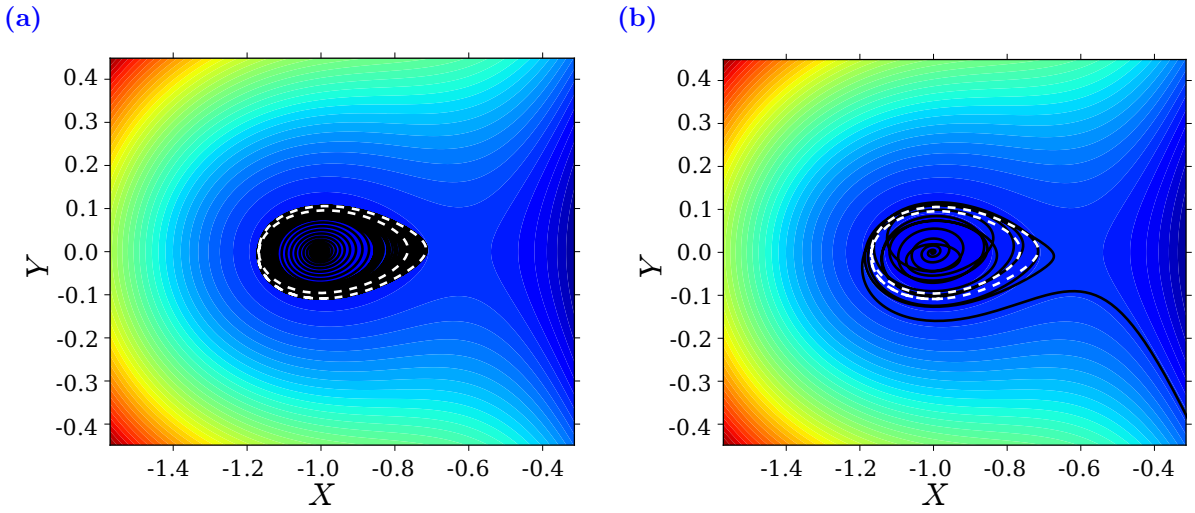

Figure 4.12 – **(a)** Trajectoire du macrospin pour un temps de montée de 20 ns. Le macrospin reste proche de l'attracteur et converge vers le mode de précession du puits métastable (pointillés blancs). **(b)** Trajectoire du macrospin pour un temps de montée de 5 ns. Le macrospin décroche de l'attracteur et converge vers le mode de précession du puits stable (non-montré). Les pointillés blancs montrent l'orbite stable de l'attracteur du puits métastable auquel le macrospin a échappé.

Afin d'approfondir la question, il est nécessaire de s'interroger sur la raison qui empêche le macrospin de se retourner lorsque le temps de montée dépasse une certaine durée critique. Cette fois encore, la correspondance entre les données expérimentales et numériques me permet de tirer parti de l'interprétation numérique afin de proposer un scénario de blocage du retournement de l'aimantation réelle.

Pour cela, rappelons que la dynamique de l'aimantation dépend du mouvement d'un ou plusieurs attracteurs dans le paysage énergétique. Que se passe-t-il dans le régime transitoire pendant le temps de montée du champ AC, lorsque l'amplitude A passe de 0 à h_{AC}. Nous avons vu dans la section précédente qu'un attracteur correspond localement à la solution stable de l'équation du mouvement amorti et forcé. Par exemple, lorsque l'amplitude du champ AC est nulle, l'attracteur se situe au fond du puits (dans notre cas, métastable). On peut se demander ce que devient cet attracteur lorsque le régime transitoire commence, c'est à dire que l'amplitude du champ AC n'est plus nulle. En fait, l'attracteur n'est vraiment défini qu'en régime permanent. C'est une solution périodique vers laquelle convergent les solutions voisines. En régime transitoire (pendant la montée de l'impulsion RF), il n'y a pas de solution périodique, et donc pas d'attracteur. Enfin, on pourrait lui donner un sens dans une approximation adiabatique. Pour chaque amplitude du champ AC il y a un attracteur : la solution périodique qu'on aurait si cette amplitude était maintenue constante. Si l'amplitude dépend du temps, on pourrait construire une sorte de "pseudo-attracteur dépendant du temps", non périodique, en prenant à chaque instant l'attracteur associé à l'amplitude instantanée du champ. Ce pseudo-attracteur n'est cependant pas une solution de l'équation de LLG ! Seulement si l'amplitude varie très lentement, on peut imaginer que dans un petit intervalle de temps c'est comme si cette amplitude était constante. Alors on

peut imaginer que ce pseudo-attracteur n'est pas très loin d'une vraie solution.

Ainsi, dès lors que l'amplitude du champ AC augmente, la position du (pseudo)-attracteur change, s'éloigne du fond du puits et monte le long des bords du puits. Lorsque l'amplitude du champ AC est maximum, la trajectoire de l'attracteur se stabilise sur une ovoïde dont la hauteur dépend de l'énergie injectée par le champ AC et de la dissipation, c'est l'orbite stable. Maintenant, isolons deux cas, lorsque le temps de montée est très court et lorsqu'il est très long. Si le temps de montée du champ AC est court, l'attracteur rejoint très vite l'orbite stable. Cette trajectoire est représentée schématiquement sur la figure 4.11 par le tracé marron. En revanche, si le temps de montée est long, l'attracteur rejoint sa trajectoire stable en plus de temps comme le laisse comprendre le tracé violet de la figure 4.11.

Du point de vue du macrospin, lorsque le champ AC a une amplitude nulle, le macrospin est à l'équilibre au fond du puits métastable. Si l'amplitude du champ AC croît suffisamment *lentement* alors la variation d'énergie de l'attracteur augmente lentement, laissant le temps au macrospin de rester dans son "champ d'attraction" [2] pour suivre sa trajectoire de façon adiabatique jusqu'à l'orbite stable. En revanche, si le temps de montée est très *court*, l'attracteur atteint directement l'orbite stable, l'aimantation ayant "décroché". Pour se retourner, l'aimantation doit traverser l'orbite stable. Elle pourra se faire piéger en passant ou non, dépendant de sa phase respective avec l'attracteur.

Il existe donc un temps de montée critique τ_c qui définit la limite entre ces deux scénarios. Une propriété du temps critique τ_c est sa dépendance en fonction du champ $\mathbf{H}_{DC}$ que l'on observe expérimentalement et numériquement sur les figures 4.9 et 4.10a. Les champs DC qui définissent la frontière des régions résonantes, correspondent aux champs vérifiant

$$\tau_c(\mathbf{H}_{\text{frontiere}}) = \tau_r \tag{4.8}$$

S'il est facile de discuter de la dynamique pour un temps de montée différent de τ_c, il est plus hardu de déterminer une expression de cette limite de façon précise. Premièrement, la dépendance au champ DC de $\tau_c(\mathbf{H}_{DC})$ est complexe, à en juger par les frontières des régions résonantes. Deuxièment, l'amplitude du champ AC utilisée expérimentalement et numériquement positionnent la région résonante sur le bord de l'astroïde, loin de l'axe facile, il n'est donc pas possible d'utiliser la symétrie de révolution afin de simplifier les calculs.

4.4.3 Conclusion

En conclusion de cette section, j'ai pu déterminer expérimentalement l'influence du temps de montée sur la forme et la taille des régions résonantes. Interprété comme étant une manifestation de la présence d'attracteurs dans le paysage énergétique, le régime permanent du macrospin peut passer d'un mode de précession à l'autre selon que le temps de montée est supérieur ou inférieur au temps de montée critique $\tau_c(\mathbf{H}_{DC})$.

2. Cette vision d'un attracteur ayant un champ d'attraction est complètement erronée. Toutefois, proche de l'attracteur, le champ de vecteur converge vers celui-ci.

4.5 Position de la résonance

Les travaux précédents ont montré que la fréquence et l'amplitude du champ AC ont une influence sur la taille et la position des régions résonantes dans l'astroïde de SW [2]. Dans cette section, je souhaite étudier plus en détail la position et la taille de la région résonante en fonction des paramètres du champ AC.

Pour cela, j'ai effectué la cartographie de l'état final de l'aimantation sur la nanoparticule du siècle pour une fréquence d'excitation de 4.6 GHz. Le dispositif micro-onde, générateur + guide + antenne, offre une bande passante d'environ 400 MHz autour de 4.6 GHz et l'amplitude maximum du champ vu par la nanoparticule est estimée à 9 mT. Les autres paramètres du champ AC restent les mêmes que ceux utilisés précédemment pour la cartographie de la région résonante, c'est à dire, un temps de montée/descente de 5 ns et une durée totale de 15 ns.

Ainsi, on observe dans la figure 4.13a la région résonante cartographiée pour une fréquence de 4.6 GHz. Est reportée sur la même figure la région résonante cartographiée pour une fréquence de 3.4 GHz. On remarque alors la modification de la position pour la fréquence de 4.6 GHz. La région résonante s'est rapprochée de l'axe difficile. De plus, la longeur a augmenté alors que la largeur a diminué. La coloration correspond au nombre de retournements détéctés sur les cinq tests effectués pour un champ DC donné. On observe alors la même structure complexe qu'observée précédemment pour la région résonante à 3.4 GHz, à part que les doigts retournés sont légèrement plus petits et plus fins.

La figure 4.13b montre la cartographie numérique de l'état final d'un macrospin dont l'anisotropie est comparable à celle de la nanoparticule du siècle et soumis à une excitation de 4.6 GHz pour une amplitude de 9 mT. En comparaison des résultats expérimantaux, on obtient un bon accord qualitatif. La structure complexe est reproduite. On remarque tout de même une disparité dans la forme générale de la résonance. En effet, on observe, sur la mesure, un coude qui oriente le bout de la résonance vers le centre de l'astroïde de SW alors que la région simulée est douce et plus légèrement courbée.

Sur la figure 4.13c sont représentées les régions résonantes simulées (en grises) pour des fréquences d'excitation de 3.4 GHz et 4.6 GHz dans l'astroïde de SW. On note que la position, la taille et la largeur globale des régions résonantes simulées en comparaison de la figure 4.13a sont en bon accord qualitatif.

4.5.1 Interprétation

Quel est alors le mécanisme qui détermine la position de la région résonante dans l'astroïde de SW ? Pour y répondre, il faut se rappeler que le scénario de retournement que j'ai décrit dans le chapitre introductif repose sur le pompage résonant d'énergie par un champ micro-onde. Ce pompage $\mathrm{d}E/\mathrm{d}t$ dépend des paramètres dynamiques du macrospin (dissipation α) et des paramètres du champ AC (amplitude A et fréquence f). Ainsi, lorsque la fréquence du champ AC coïncide avec la fréquence propre de l'aimantation, l'énergie injectée par le champ micro-onde assiste la précession de l'aimantation jusqu'à dépasser le col.

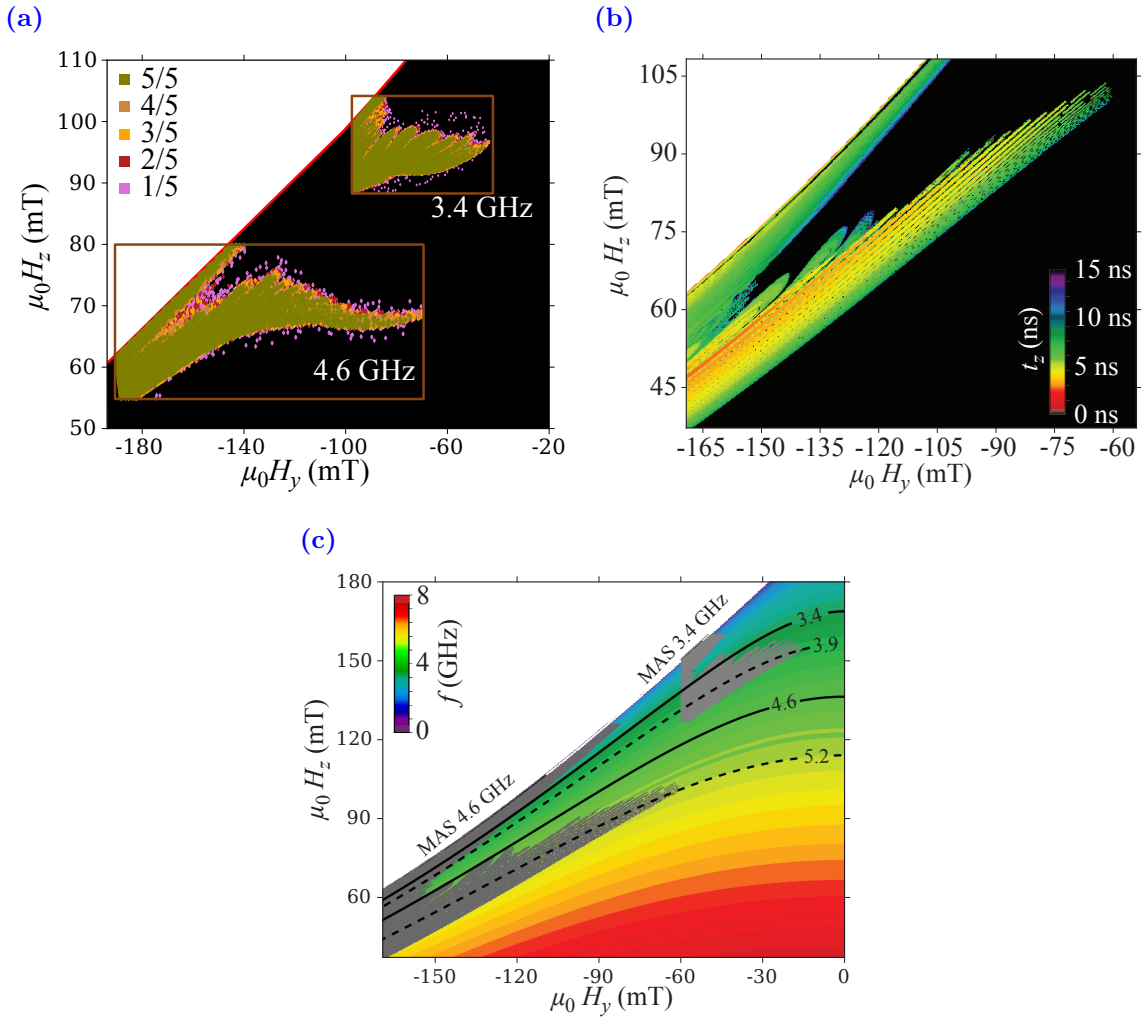

Figure 4.13 – **(a)** Cartographie expérimentale de l'état final de l'aimantation pour deux fréquences d'excitation, $f_{\mathrm{AC}} = 3.4\,\mathrm{GHz}$ (déjà présentée) et $f_{\mathrm{AC}} = 4.6\,\mathrm{GHz}$. Les rectangles marrons correspondent à la zone cartographiée. On remarque un déplacement de la région résonante en fonction de la fréquence d'excitation. **(b)** Cartographie numérique de la région résonante pour une fréquence d'excitation de 4.6 GHz. La coloration correspond au temps nécessaire au macrospin pour se retourner. On observe une structure complexe composée de doigts retournés de la même nature que la structure complexe discutée précédemment pour une fréquence d'excitation de 3.4 GHz. **(c)** Détermination numérique de la fréquence de résonance linéaire (au fond du puits) en fonction du champ DC appliqué. La coloration correspond à la fréquence de résonance discrétisée par pas de 160 MHz. Les deux courbes noires en traits pleins représentent les iso-fréquences associées aux deux fréquences d'excitation, $f_0 = 3.4\,\mathrm{GHz}$ et $f_0 = 4.6\,\mathrm{GHz}$. Les régions résonantes du macrospin (gris) sont reportées pour mettre en avant la variation de position en fonction de la fréquence d'excitation. Les régions résonantes semblent se superposer aux iso-fréquences de 3.9 GHz et 5.2 GHz.

Lignes d'iso-fréquence

Le placement de la région résonante s'effectue donc en suivant les iso-fréquences. Afin de comprendre la position de la fréquence propre dans l'astroïde de SW, il est nécessaire

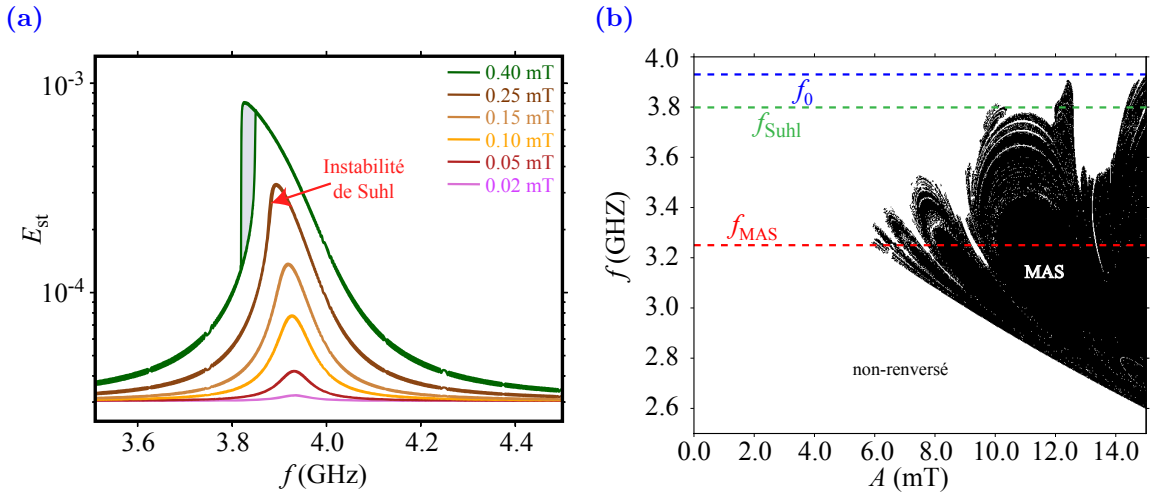

Figure 4.14 – **(a)** Simulation de la résonance ferro-magnétique (FMR) en fonction de la fréquence pour différentes amplitudes d'excitation. Pour de faibles amplitudes, le pic de résonance correspond à la fréquence propre linéaire du puits de potentiel $f_0 = 3.92\,\text{GHz}$. Plus l'amplitude augmente et plus la fréquence de résonance se décale vers les basses fréquences. Au delà de l'instabilité de Suhl $f_{\text{Suhl}} = 3.8\,\text{GHz}$, la dynamique est caractérisée par deux modes de précession stables définissant un repliement dans le pic de résonance. **(b)** Cartographie de l'état final du macrospin en fonction de la fréquence f_{AC} et de l'amplitude A. On observe une région complexe noire qui correspond aux paramètres (f_{AC}, A) permettant le retournement assisté. On définit la fréquence MAS f_{MAS} lorsque le retournement assisté intervient pour l'amplitude la plus faible $f_{\text{MAS}} = 3.25\,\text{GHz}$. La fréquence MAS est décalée de 670 MHz vers les basses fréquences. La région grise matérialise le repliement du pic de résonance où la dynamique est caractérisée par deux modes de précession.

de déterminer la variation de fréquence en fonction du champ DC. Pour ce faire, j'ai procédé à la simulation d'un macrospin dont son orientation est déviée artificiellement de 10^{-9} radians par rapport à l'orientation d'équilibre. En l'absence de dissipation ($\alpha = 0$) le macrospin précesse autour de la position d'équilibre et sa fréquence de précession correspond à la fréquence propre (linéaire) f_0 au fond du puits. La variation du champ $\mathbf{H}_{\text{DC}}$ modifie l'orientation d'équilibre et la forme du paysage énergétique.

J'obtiens alors la figure 4.13c qui correspond à la cartographie de la fréquence propre $f_0(\mathbf{H}_{\text{DC}})$. La zone blanche correspond à l'extérieur de l'astroïde de SW. Les contours colorés correspondent à la fréquence propre du macrospin f_0 en fonction du champ $\mathbf{H}_{\text{DC}}$, qui s'étendent de façon continue de 0 GHz à 8 GHz mais sont représentés discrétisés par pas de 160 MHz. Le bord de l'astroïde qui correspond à un puits métastable de courbure nulle a une fréquence propre de 0 GHz. Plus on se rapproche du bas de la figure et plus f_0 augmente, le puits métastable étant plus profond et plus raide. Les champs DC correspondant à une fréquence propre égale à la fréquence d'excitation $f_0 = \{3.4, 4.6\}$ GHz, sont matérialisés par deux courbes noires en trait plein. On remarque alors que les régions résonantes se situent autour de ces iso-fréquences, chaque région correspondant à une fréquence d'excitation.

Ainsi, les régions résonantes correspondent en partie aux champs DC dont la fréquence propre $f_0(\mathbf{H}_{\text{DC}})$ correspond à la fréquence d'excitation f_{AC}. On note, toutefois, un écart

entre la partie la plus longue de la région résonante et l'iso-fréquence f_0. J'ai reporté en pointillés les iso-fréquences qui semblent correspondre. Cette écart correspond à 400 MHz pour la région résonante à 3.4 GHz et 600 MHz pour la région résonante à 4.6 GHz. Il est donc certainement nécessaire de raffiner notre interprétation. En effet, l'amplitude utilisée pour obtenir le retournement assisté induit une précession du macrospin a très grand angle (jusqu'au retournement), il faut donc prendre en compte les effets dus à l'anharmonicité du puits de potentiel.

Résonance anharmonique et fréquence MAS

Pour cela, j'ai simulé une mesure de résonance ferro-magnétique (FMR) d'un macrospin en déterminant son énergie statique E_{st} en fonction de la fréquence d'excitation f_{AC} pour différentes amplitudes A (Fig. 4.14a). Le champ statique considéré appartient à un doigt retourné de la structure complexe résonante pour $f_{\mathrm{AC}} = 3.4\,\mathrm{GHz}$ ($\mathbf{H}_{\mathrm{DC}} = \{147\,\mathrm{mT}, -60°\}$). L'énergie statique correspond à la hauteur du macrospin dans le puits de potentiel. Ainsi, pour de faibles amplitudes (courbes rose, rouge et jaune), le macrospin précesse dans le fond du puits de potentiel, on observe alors un pic centré sur 3.92 GHz qui correspond à la fréquence de résonance linéaire. Lorsque l'on augmente l'amplitude du champ AC, le pic de résonance grandit et se disymétrise en se déplaçant vers les basses fréquences. Plus l'amplitude est élevée, plus l'énergie du macrospin est élevée et sa précession s'effectue dans une partie du puits qui s'élargit, de période plus grande et de fréquence propre $f_0(E_{\mathrm{st}})$ plus basse. Enfin, lorsque l'amplitude augmente encore, on dépasse l'instabilité de Suhl où la dynamique est caractérisée par deux modes de précession.

Afin de déterminer la position des régions résonantes dans l'astroïde de SW, il est nécessaire de considérer la fréquence associée aux modes de précession qui est plus basse que la fréquence propre linéaire (au fond du puits de potentiel). Dans ce cas là, j'ai reporté sur la figure 4.14b la cartographie de l'état final du macrospin en fonction de la fréquence f_{AC} et de l'amplitude A de l'excitation. J'obtiens un diagramme d'état du retournement assisté où la région noire correspond aux paramètres entrainant le retournement du macrospin. Je définis ainsi la fréquence MAS f_{MAS} comme étant la fréquence qui offre le retournement assisté pour l'amplitude A la plus faible. Dans ces conditions de champ DC, la fréquence MAS est évaluée à $f_{\mathrm{MAS}} = 3.25\,\mathrm{GHz}$ alors que la fréquence propre linéaire du puits de potentiel est $f_0 = 3.92\,\mathrm{GHz}$. Le retournement semble optimal pour une fréquence plus basse de 670 MHz, allant dans le sens de l'écart en fréquence observé sur la figure 4.13c où la région résonante se retourne pour une fréquence de 3.4 GHz décalée de 400 MHz par rapport à la fréquence propre linéaire.

On peut noter qu'une amplitude d'excitation plus grande permet d'assister le retournement sur une plus large bande de fréquence. Dans notre cas, l'amplitude d'excitation de 9 mT permet d'assister le retournement sur une plage de fréquence allant de 3 GHz à 3.4 GHz pour une fréquence propre de 3.92 GHz. Puisque le retournement assisté devient plus "tolérant" à la fréquence d'excitation, on observe un élargissement de la région résonante dans l'astroïde de SW comme observé dans la référence [2].

Forme des régions résonantes et anisotropie

La concordance de position des régions résonantes entre les données expérimentales (Fig. 4.13a) et numériques (Fig. 4.13b et Fig. 4.13c) est bonne. Toutefois, on observe une disparité dans la forme globale de la région résonante, tant pour une fréquence d'excitation de 3.4 GHz que de 4.6 GHz. Les régions mesurées admettent une cassure sur le bord de la région résonante. S'il est possible de justifier de la position, est-il possible de déterminer la forme exacte de la région résonante ?

En reprenant le discours tenu plus haut, il est possible de déterminer la forme de la région résonante à partir du moment où l'on peut déterminer la forme du paysage énergétique (et donc la fréquence propre) en tout point de l'astroïde de SW. Ce qui détermine en premier lieu la forme du paysage énergétique est l'anisotropie magnétique. Lorsque l'anisotropie magnétique est simple (par exemple biaxiale comme utilisée dans la simulation), les lignes d'iso-fréquences sont douces et continues. La variation de la fréquence de résonance en fonction du champ DC dépend de la variation de la courbure du puits métastable. Ainsi, une anisotropie différente (par exemple une anisotropie réelle) implique une forme différente des courbes d'iso-fréquence. Il n'est possible de modéliser exactement la région résonante obtenue expérimentalement qu'en déterminant de manière exacte l'anisotropie du système réel. La disparité entre la simulation et l'expérience suggère donc de raffiner la description de l'anisotropie.

4.5.2 Conclusion

En conclusion de cette section, je propose une explication à la variation de la position de la région résonante dans l'astroïde de SW en fonction de la fréquence d'excitation. L'anisotropie joue un rôle prédominant puisqu'elle définit la forme du paysage énergétique et donc la forme des iso-fréquences dans l'astroïde de SW. Dû à l'amplitude nécessaire pour induire le retournement, la fréquence de résonance MAS notée f_{MAS} se trouve décalée vers les basses fréquences par rapport à la fréquence linéaire du fond de puits f_0. Ce décalage vers les basses fréquences correspond d'ailleurs au décalage des régions résonantes dans l'astroïde de SW par rapport aux iso-fréquences $f_0 = f_{\mathrm{AC}}$. Enfin, on notera que l'augmentation d'amplitude permet d'élagir la bande passante du retournement assisté et donc d'élargir la région résonante.

4.6 Conclusion

Cette première partie consacrée à l'étude de la dynamique de l'aimantation met en avant l'étude expérimentale et numérique de la signature du champ AC sur l'astroïde de SW. J'ai pu montrer que le contrôle des paramètres du champ AC permet d'observer expérimentalement la structure complexe observée dans les simulations numériques. De plus, les interprétations et études complémentaires ont permis de montrer certaines propriétés de la dynamique de l'aimantation. D'une part, la dynamique est dictée par la présence d'attracteurs dans chaque puits de potentiel qui définissent les modes de précession

de l'aimantation dans le régime permanent. Ces modes de précession atteints à la fin du régime transitoire induisent ou non le retournement. D'autre part, le régime transitoire est sensible aux paramètres externes tels que le champ DC, l'amplitude, la fréquence et le temps de montée du champ AC. Ainsi, la sensibilité du régime transitoire au champ DC définit la structure complexe observée dans la région résonante. La fréquence et l'amplitude d'excitation définissent la position et la taille de la région résonante et le temps de montée permet le bloquage ou du retournement lorsqu'il est supérieur ou inférieur à un temps de montée critique.

Pour l'instant, je n'ai pas clairement mis en évidence le rôle de la phase du champ AC dans la dynamique du retournement. Nous verrons qu'elle a une grande importance dans le chapitre suivant. De plus, mon interprétation s'appuie sur la présence d'attracteurs dans le paysage énergétique qui ne sont pas sondables par cartographie l'astroïde de SW. Je vais donc présenter dans le chapitre suivant une méthode de mesure originale permettant de sonder les bassins d'attraction des attracteurs présents dans le paysage énergétique.

Chapitre 5

Effet de l'état initial sur le retournement assisté

5.1 Problématique

J'ai admis plusieurs fois dans le chapitre précédent la présence d'attracteurs dans le paysage énergétique qui gouvernent la dynamique du retournement assisté par un champ micro-onde. Nous avons vu notamment que l'étape critique du "choix" que l'aimantation fait pour se retourner dans un puits ou non se passe pendant le régime transitoire. Étant visiblement important dans le MAS, je vous propose d'étudier plus en détails les attracteurs dans ce chapitre.

Nous avons vu que l'aimantation peut être décrite par un macrospin obéissant à l'équation de Landau, Lifshitz et Gilbert (LLG). L'équation LLG est une équation différentielle du premier ordre qui dépend de l'orientation initiale $\mathbf{M}(t_0)$, des paramètres externes ($\mathbf{H}_{\mathrm{AC}}$, $\mathbf{H}_{\mathrm{DC}}$, etc...) et des paramètres internes (K_i, α). A partir de l'orientation initiale du macrospin $\mathbf{M}(t = 0)$, elle nous permet d'obtenir l'évolution de l'orientation dans l'espace réel en fonction du temps $\mathbf{M}(t > 0)$. L'unicité de la solution de l'équation inversée implique que pour un même choix de paramètres de contrôle, l'évolution de l'orientation est différente si et seulement si l'orientation initiale $\mathbf{M}(t = 0)$ est différente.

Prenons comme exemple un macrospin d'anisotropie uniaxiale soumis à un champ DC de 177 mT incliné de 11° par rapport à l'axe facile. Le paysage énergétique est constitué de deux puits séparés par un col et un maximum (Fig. 5.1a). L'orientation initiale dans l'espace 3D pour une aimantation uniforme à module constant correspond à une position initiale (ou état initial) dans le paysage énergétique. Dans le cas où le macrospin est amorti et **sans excitation extérieure appliquée**, on observe deux trajectoires différentes partant de positions initiales proches. Une des trajectoires converge vers le fond du puits métastable alors que l'autre converge vers le fond du puits stable.

Les fonds des puits de potentiels sont les états d'équilibre, ou *attracteurs* du paysage énergétique. Si on cartographie l'ensemble des positions initiales, on peut trier celles-ci suivant que les trajectoires convergent vers le fond du puits métastable ou vers le fond

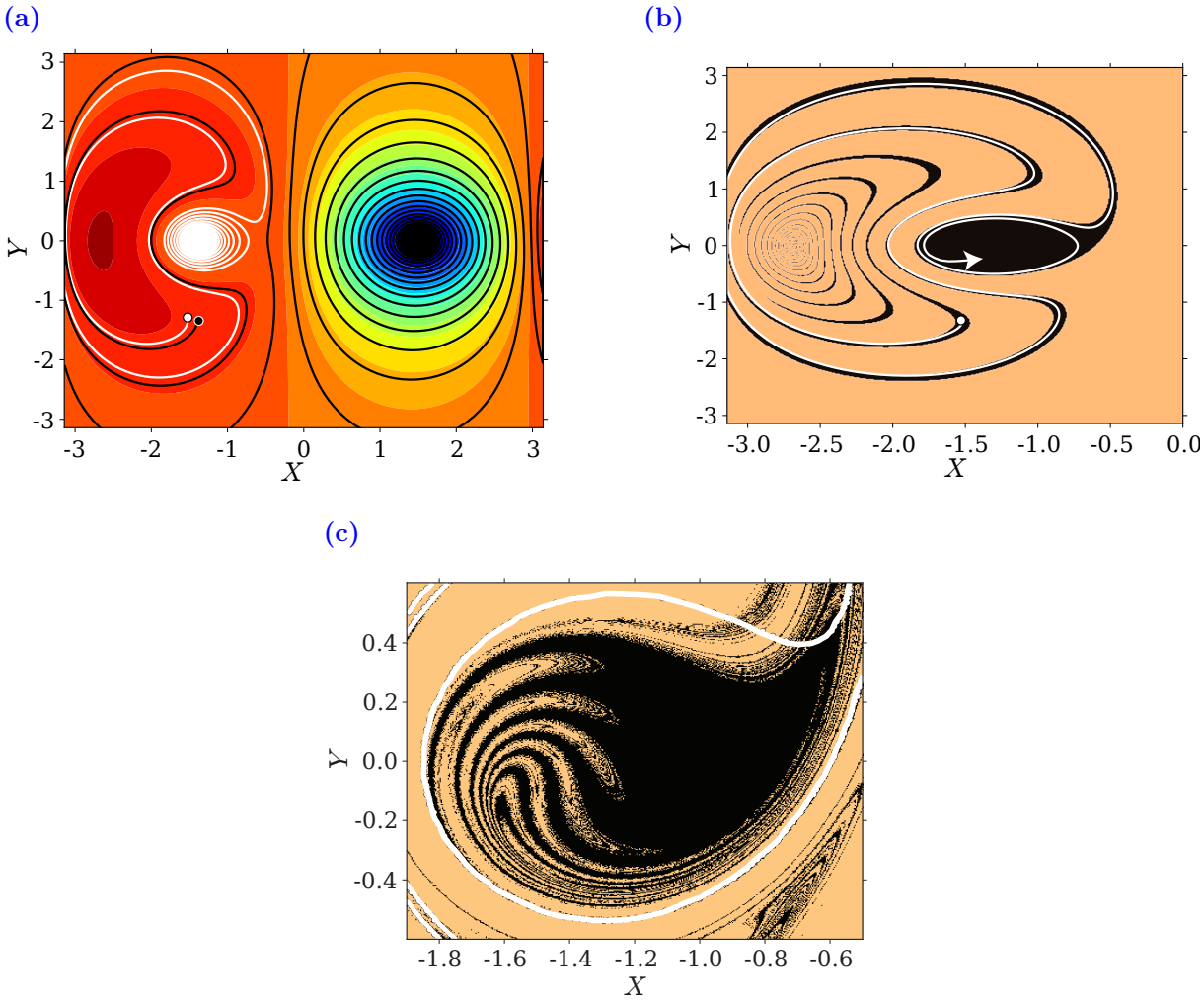

Figure 5.1 – **(a)** Trajectoire d'un macrospin amorti dans le paysage énergétique. Les deux conditions initiales préparées sont représentées par un rond blanc et un rond noir. Même si les conditions initiales sont proches, les trajectoires ont des états finaux différents. La trajectoire blanche converge vers le puits métastable tandis que la trajectoire noire converge vers le puits stable. **(b)** Cartographie des états initiaux dans la demi-partie du paysage énergétique comportant le puits métastable. On observe une région noire qui représente le bassin d'attraction du fond du puits métastable. La région orange correspond au bassin du fond du puits stable. Le bassin du puits métastable spirale autour du maximum. **(c)** Effet d'une excitation AC quasi-infinie d'une fréquence de 3.4 GHz pour une amplitude de 7 mT sur le bassin d'attraction du puits métastable. Zoom sur le puits metastable. Le contour blanc correspond à la forme du bassin sans champ AC.

du puits stable. On obtient la figure 5.1b représentant deux sous-ensembles de positions initiales l'un, noir, correspondant aux trajectoires convergeant vers le puits métastable et l'autre, orange, correspondant aux trajectoires convergeant vers le puits stable. Quelque soit la position initiale appartenant à un des deux sous-ensembles, sa trajectoire doit forcément converger vers l'attracteur lié à ce sous-ensemble. Ces sous-ensembles portent le nom de bassins d'attraction.

Nous avions vu dans les chapitres précédents que sous l'action d'une excitation périodique, les attracteurs se déplacent sur des trajectoires ovoïdes, définissant les modes de précession de l'aimantation dans le régime permanent. Si les attracteurs se mettent en mouvement, que deviennent les bassins d'attraction ? Pour répondre à cette question, j'ai cartographié à titre d'exemple l'ensemble des conditions initiales d'un macrospin obéissant à l'équation de LLG et soumis à une excitation AC de 3.4 GHz pour une amplitude de 7 mT. On peut observer sur la figure Fig. 5.1c que les deux sous-ensembles s'interpénètrent. La ligne blanche matérialise la frontière entre les deux bassins sans champ excitateur. En présence d'excitation, le bassin d'attraction orange pénètre dans le puits métastable en formant des doigts. Ces doigts ont déjà été remarqués dans des systèmes dynamiques bistables forcés par *Holmes*, *Grebogi* [52] et *Moon* [53].

L'objectif de cette étude est de mettre en évidence expérimentalement les bassins d'attraction présents dans la dynamique de l'aimantation pour valider la présence d'attracteurs dans le paysage énergétique.

5.2 Construction du protocole

Afin de sonder les bassins d'attraction des modes de précession, j'ai développé un protocole original permettant de préparer un état initial de l'aimantation dans le puits métastable pour ensuite déterminer son régime permanent. La cartographie des états initiaux dans le paysage énergétique me permet de déterminer les états initiaux appartenant à l'un ou l'autre des bassins d'attraction.

Dans cette section je vais présenter les détails du protocole et sa construction en me basant sur la simulation d'un macrospin obéissant à LLG. Son anisotropie est uniaxiale avec l'axe facile selon Oz et de constante 300 mT. La constante d'amortissement de Gilbert est fixée à 0.02.

Pour ce faire, j'ai utilisé un protocole basé sur la mesure aveugle de l'état d'aimantation, similaire à celui utilisé dans le chapitre précédent.

1. Dans un premier temps, on prépare l'aimantation en la saturant par un champ $\mathbf{H}_{\text{sat}}$ et en appliquant un champ $\mathbf{H}_{\text{DC}}$. L'anisotropie et le champ $\mathbf{H}_{\text{DC}}$ fixent le paysage énergétique dans lequel va évoluer l'aimantation ;
2. Dans un deuxième temps, on émet un champ $\mathbf{H}_{\text{AC}}(t)$ grâce à un dispositif micro-onde. La différence avec le protocole utilisé précédemment est que l'impulsion de champ AC est composée de deux paquets d'onde au lieu d'un seul. Le premier paquet, que l'on appellera *pompe*, a pour objectif de préparer un état transitoire de l'aimantation que l'on appellera *état initial*. Le second paquet, que l'on appellera *sonde*, laisse l'aimantation évoluer à partir de l'état initial, vers un mode de précession périodique. Selon le mode de précession atteint, l'aimantation se trouve dans un des deux puits de potentiel ;
3. Après extinction de l'imulsion sonde, la détection de l'état final de l'aimantation en appliquant un champ $\mathbf{H}_{\text{rev}}$ nous fournie des informations sur le mode de précession de l'aimantation.

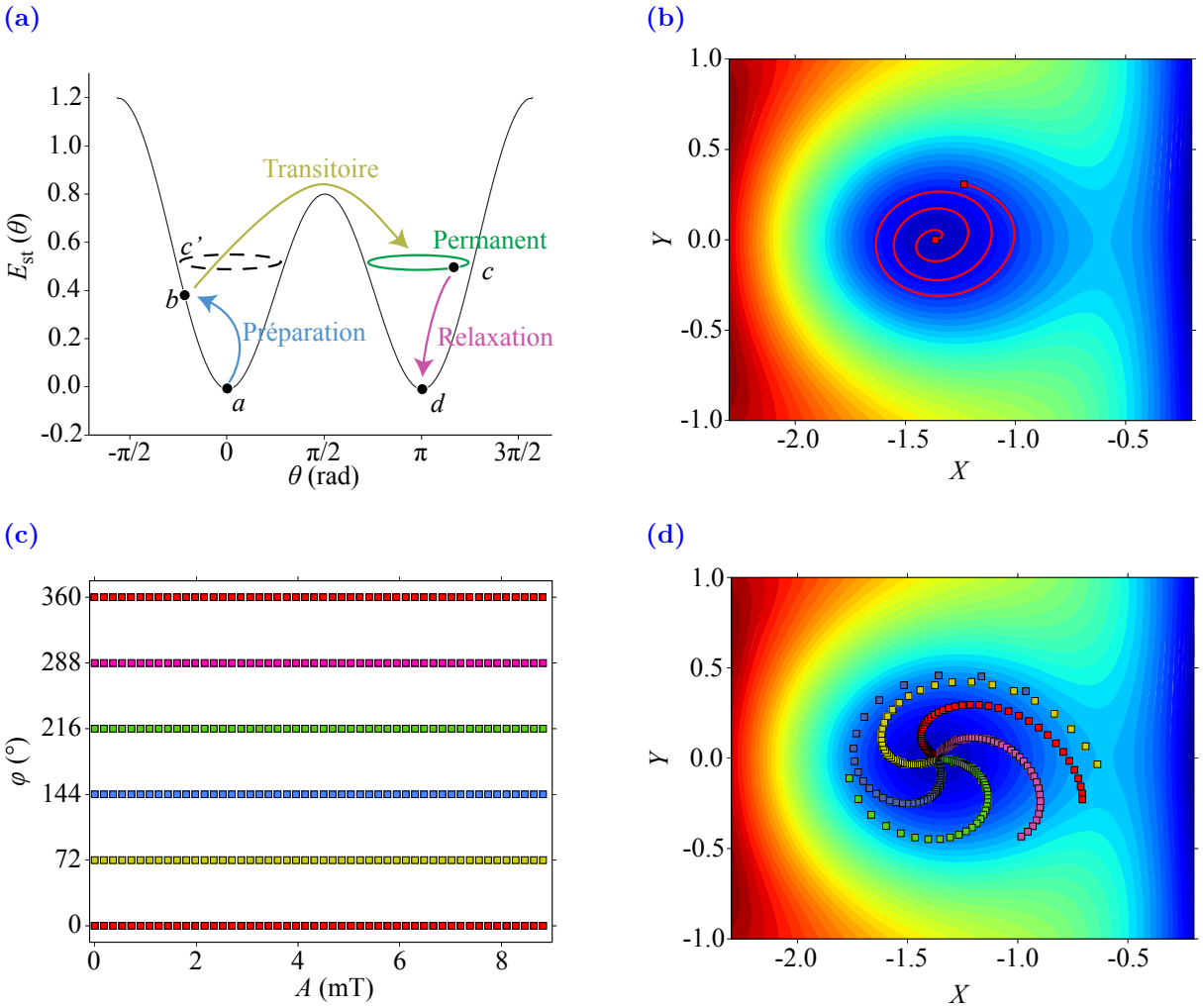

Figure 5.2 – **(a)** Principe du protocole pompe-sonde. L'aimantation est au repos au fond du puits, dans la position $\boldsymbol{a}$. L'impulsion de pompe entraîne l'aimantation dans la position $\boldsymbol{b}$. La position $\boldsymbol{b}$ devient la position initiale. L'impulsion sonde entraîne l'aimantation vers une des deux orbites périodiques, par exemple $\boldsymbol{c}$. Après extinction du régime transitoire, l'impulsion sonde est coupée pour laisser l'aimantation relaxer dans l'état statique correspondant au régime périodique $\boldsymbol{c}$, ici $\boldsymbol{d}$. **(b)** Action de l'impulsion pompe sur l'aimantation. L'aimantation se trouve au repos au fond du puits. Une impulsion de durée Δ, d'amplitude A, de fréquence f et de phase φ contrôlées, place l'aimantation dans une position arbitraire. **(c)** Maillage de l'espace (A, φ) permettant de cartographier l'ensemble des conditions initiales dans le puits métastable. Les points correspondant à la même phase sont de même couleur. **(d)** Maillage polaire du puits métastable en fonction de l'amplitude et de la phase de la pompe. Les points correspondant à la même phase sont de même couleur.

Le chronogramme schématique de cette mesure est représenté sur la figure 5.3a.

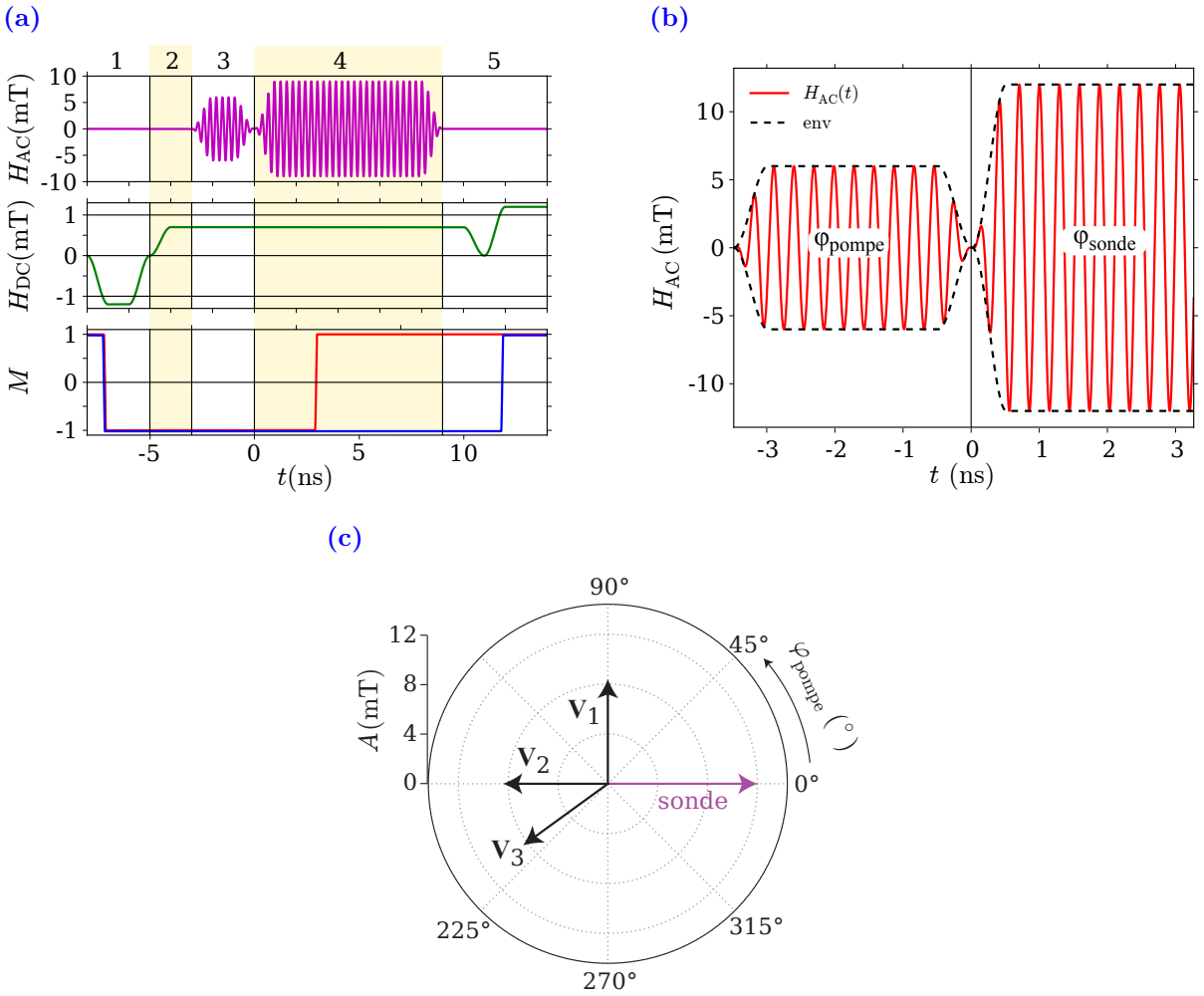

Figure 5.3 – **(a)** Représentation schématique (échelle de temps non-respectée) du chronogramme de la mesure pompe-sonde. Les cinq étapes sont : (1) saturation ; (2) l'application du champ DC test ; (3) la préparation de l'état initial de l'aimantation grâce à la pompe ; (4) l'évolution de l'aimantation soumise à la sonde ; et (5) la détection du retournement. **(b)** Exemple d'une impulsion pompe suivie d'une impulsion sonde. La durée de la pompe est de 3.5 ns alors que la sonde s'étend sur 20 ns (tronqué à +3.5 ns). Les temps de montée/descente sont très brefs, 0.5 ns. L'amplitude de la pompe est $A_{\text{pompe}} = 6\,\text{mT}$ et sa phase $\varphi_{\text{pompe}} = 90°$. L'amplitude de la sonde est $A_{\text{sonde}} = 12\,\text{mT}$ et sa phase $\varphi_{\text{sonde}} = 0°$. **(c)** Représentation de Fresnel des amplitudes et phases des différentes impulsions. La sonde est colorée en violet. Les flèches noires correspondent à différents cas de pompe.

5.2.1 Préparation du paysage énergétique

La forme du paysage énergétique a une influence sur les trajectoires des attracteurs et sur la forme des bassins (point qui sera abordé plus loin), ainsi, afin de rester dans les mêmes conditions, la cartographie des états initiaux se fait à champ $\mathbf{H}_{\text{DC}}$ fixe. Dans mon cas, j'ai toujours utilisé un champ $\mathbf{H}_{\text{DC}}$ incliné par rapport à l'axe facile et situé dans la région résonante de l'astroïde de SW.

5.2.2 Préparation de l'état initial – Impulsion pompe

Je propose l'utilisation d'une impulsion micro-onde de courte durée afin de préparer un état initial où nous souhaitons et de façon reproductible. Dans la figure 5.2a, cette étape correspond à la flèche bleue.

J'ai décrit dans le chapitre précédent et dans l'introduction, le mécanisme de pompage résonant qui, lorsqu'il excite l'aimantation à la fréquence MAS, permet de fournir de l'énergie à cette dernière pour assister sa précession à grand angle, voir jusqu'au retournement. Donc le champ AC permet d'atteindre tous les niveaux d'énergie à partir du fond du puits jusqu'au col.

La forme de l'impulsion pompe que nous allons considérer est la suivante :

$$H_{\text{pompe}}(t) = A_{\text{pompe}}\Omega_{-\Delta_{\text{pompe}},0,\tau_{\text{r}},\tau_{\text{f}}}(t)\sin(2\pi f\, t + \varphi_{\text{pompe}}) \tag{5.1}$$

avec A_{pompe} l'amplitude, Ω la fonction enveloppe qui démarre à $t = -\Delta_{\text{pome}}$, s'arrête à $t = 0$ avec un temps de montée τ_{r} et descente τ_{f}, f la fréquence d'excitation et φ_{pompe} la phase. Puisque l'état initial $\mathbf{M}(t = 0)$ correspond à la fin de l'impulsion pompe, elle démarre dans les temps négatifs, à $t = -\Delta_{\text{pompe}}$ pour se terminer à $t = 0$. Pour une impulsion de courte durée, ne laissant pas le temps au macrospin de se retourner, nous obtenons la trajectoire de la figure 5.2b. L'aimantation au repos se met à précesser sous l'action de la pompe jusqu'à atteindre sa position finale représentée par un point rouge. Cette position finale correspond à un couple de paramètres $(A, \varphi)_{\text{pompe}}$. La trajectoire que l'on obtient en intégrant l'équation de LLG dépend de la position initiale du macrospin mais aussi des paramètres de contrôle externes tels que $\mathbf{H}_{\text{DC}}$, $\mathbf{H}_{\text{AC}}$, etc... Si on modifie un des paramètres, on modifie par là même la position finale du macrospin. Prenons par exemple la durée Δ_{pompe}. Si on diminue la durée, le macrospin suit la même trajectoire mais s'arrête plus tôt. De la même façon, si la durée augmente, la trajectoire du macrospin continuera un peu plus loin. La position finale du macrospin dans le puits de potentiel dépend de la durée Δ_{pompe}. Si ce paramètres permet de comprendre le principe, ce n'est pas le paramètre le plus intéressant pour cartographier les états initiaux. Pour cela, nous allons utiliser le jeu $(A, \varphi)_{\text{pompe}}$. Une cartographie de ces paramètres est représentée dans l'espace $(A, \varphi)_{\text{pompe}}$ sur la figure 5.2c et les états finaux correspondant sont représentés sur la figure 5.2d.

L'amplitude permet de définir la quantité d'énergie fournie lors de la précession. Donc pour une amplitude A_{pompe} faible, la position finale de l'aimantation est proche du fond du puits alors que pour une amplitude grande, la position finale est proche du haut du puits. La variation d'amplitude implique donc une variation de la position finale selon une courbe de même couleur sur la figure 5.2d.

Un des paramètres dont je n'ai pas discuté l'effet sur la précession est la phase φ_{pompe}. Celle-ci contrôle la phase de la précession du macrospin. Une variation de $2\,\pi$ de φ_{pompe} implique une variation de la position finale le long d'une ovoïde dans le puits métastable. Différentes phases sont reportées sur la figure 5.2d, représentées par différentes branches de couleur.

Le balayage de $(A, \varphi)_{\text{pompe}}$ selon un maillage cartésien permet de balayer toutes les positions dans le puits métastable selon un maillage polaire, de façon reproductible et

univoque. Dans la partie basse du puits, le maillage est "à peu près" polaire, il s'agit de la partie quadratique du puits. Lorsque l'amplitude A_{pompe} est plus grande, on peut clairement remarquer une déformation du maillage polaire due à l'anharmonicité du puits de potentiel. Cette déformation n'est pas critique puisque nous cherchons à étudier la présence de doigts dans les bassins, pas leur forme exacte. De plus, les points ne sont pas équi-répartis le long d'une branche de couleur (pour une phase φ_{pompe} fixe). En grand nombre sont dans la partie harmonique alors qu'un plus petit nombre sont dans la partie fortement anharmonique. Ce protocole ne permet pas de cartographier les états finaux en dehors du puits métastable, les trajectoires devenant plus complexes. Pour être sûr de travailler dans le puits métastable, on choisit la durée Δ_{pompe} légèrement moins longue que la durée nécessaire pour entraîner le retournement à amplitude maximum et quelque soit la phase. Par conséquent, on peut cartographier l'intégralité du puits métastable en conservant une bonne résolution sur l'amplitude. Dans l'exemple du macrospin, la durée de la pompe est de 1 ns pour une amplitude maximum de 6 mT avec un temps de montée/descente de 0.2 ns.

5.2.3 Evolution de l'aimantation – Impulsion sonde

A la fin de l'impulsion $H_{\text{pompe}}(t = 0)$, l'aimantation est dans une position arbitraire $\mathbf{M}(t = 0)$. L'état *final* à la fin de la pompe est maintenant appelé état *initial*. On souhaite maintenant déterminer le mode de précession associé à cet état initial. Le rôle de l'impulsion sonde est de laisser l'aimantation évoluer de l'état initial au régime permanent. C'est en fait la seule impulsion pertinente, la pompe n'étant utilisée que pour préparer l'état initial. La sonde est définie comme

$$H_{\text{sonde}}(t) = A_{\text{sonde}}\, \Omega_{0,\Delta_{\text{sonde}},\tau_r,\tau_f}(t)\, \sin(2\pi f\, t + \varphi_{\text{sonde}}) \tag{5.2}$$

avec l'amplitude A_{sonde}, l'enveloppe Ω de temps de montée (descente) τ_r (τ_f) et de durée Δ_{sonde}, la fréquence f et la phase φ_{sonde}. Un exemple est donné dans la figure 5.3b.

La durée de la sonde est choisie suffisamment longue pour être sûr que le régime transitoire s'éteigne et que l'aimantation soit sur un mode de précession périodique. En pratique, une vingtaine de nanosecondes sont suffisantes. Une fois la sonde stoppée, l'aimantation relaxe au fond du puits de potentiel. Si l'aimantation a convergé vers le mode de précession du puits métastable, elle relaxe au fond du puits métastable. De la même façon, si elle a convergé vers le mode de précession du puits stable, elle relaxe au fond du puits stable. Une fois la sonde éteinte, l'information du mode de précession atteint se trouve dans l'état final de l'aimantation.

La dernière étape consiste à déterminer l'état final de l'aimantation. Pour cela on mesure le retournement de l'aimantation en appliquant un champ $\mathbf{H}_{\text{rev}}$ (Fig. 5.3a, étape 5), il s'agit de la dernière étape du mode aveugle.

5.2.4 Diagramme de Fresnel

Un moyen pratique de représenter la cartographie des états initiaux est d'utiliser le diagramme de Fresnel. La composante radiale de ce diagramme polaire correspond à l'am-

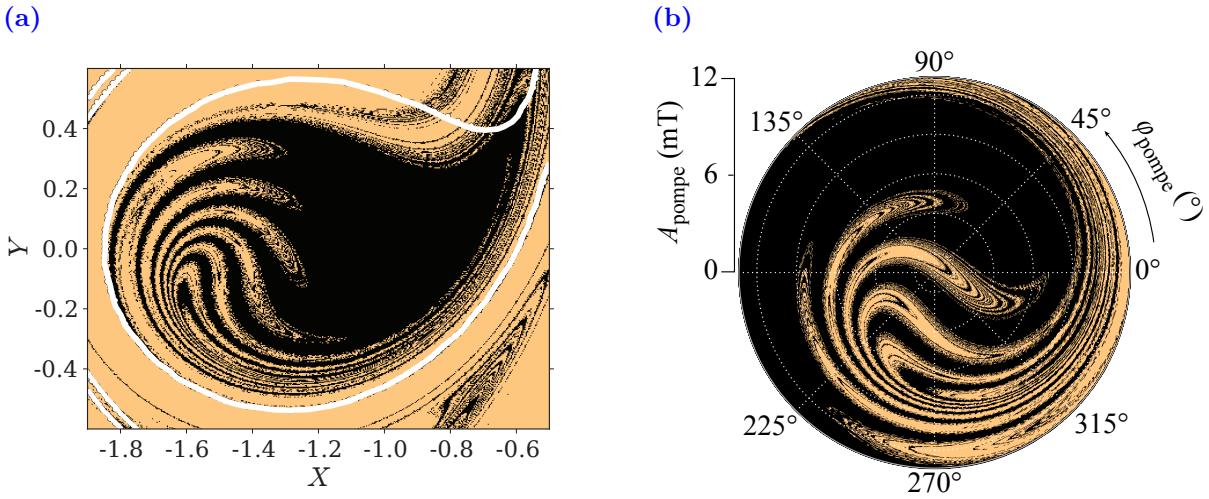

Figure 5.4 – Simulation de la cartographie des bassins d'attraction d'un macrospin soumis à une impulsion sonde de 7 mT, pour une fréquence de 3.4 GHz et une durée de 20 ns. Le champ $\mathbf{H}_{\text{DC}}$ utilisé est placé entre deux doigts de la région résonante. **(a)** Représentation des bassins d'attraction dans la projection de Mercator. **(b)** Représentation des bassins dans un diagramme de Fresnel.

plitude du signal AC et la composante ortho-radiale correspond à la phase de ce signal par rapport à une phase de référence. Les paramètres sonde sont toujours maintenus constants, seule la pompe varie, on prendra donc la phase de la sonde φ_{sonde} comme phase de référence du diagramme de Fresnel. Donc, il est possible de représenter la pompe (et donc l'état initial) par rapport à la sonde par un point dans le diagramme de Fresnel. Le centre du diagramme correspond aux fond du puits et le bord correspond à la périphie de la zone explorée. Chaque point de ce diagramme est ensuite coloré en fonction de l'attracteur qui est atteint à la fin de l'impulsion sonde. Si l'aimantation est retournée, on reporte un point orange et si l'aimantation n'est pas retournée, on reporte un point noir.

La figure 5.4 représente, dans deux projections différentes, les bassins d'attractions d'un macrospin soumis à une impulsion de 20 ns pour une fréquence de 3.4 GHz et une amplitude de 7 mT. La projection de Mercator (Fig. 5.4a) permet d'observer les bassins en fonction de l'"état initial" alors que le diagramme de Fresnel (Fig. 5.4b) permet d'observer les bassins en fonction des paramètres de la pompe. On observe sur la figure 5.4b deux sous-ensembles de couleur qui correspondent aux bassins d'attraction des deux attracteurs. Le bassin d'attraction noir converge vers l'attracteur situé dans le puits métastable et le bassin d'attraction orange converge vers le puits stable. Malgré la représentation distordue des bassins dans la représentation de Fresnel, on distingue les doigts du bassin orange, présent dans la figure 5.4a, preuve de la présence d'attracteurs dans la dynamique. Nous avons alors un outil permettant de sonder les bassins d'attraction de la dynamique du MAS.

5.3 Retournement en fonction de l'état initial

Les mesures pompe-sonde expérimentales ont été effectuées sur la nanoparticule utilisée dans le chapitre *Astroïde Dynamique*. La structure complexe observée dans la région résonante peut être expliquée par la présence d'attracteurs. Il est donc pertinent de l'utiliser pour une première étude sur les bassins d'attraction. De plus le comportement de cette nanoparticule est bien décrit par un modèle macrospin obéissant à l'équation de LLG. Ainsi, les mesures peuvent facilement être comparées à des simulations.

5.3.1 Protocole expérimental

Pour ce faire, j'ai utilisé une impulsion pompe d'une durée de 3.5 ns, choisie telle qu'elle ne permet pas le retournement avec l'amplitude maximum de 12 mT. On peut donc balayer toutes les conditions initiales à l'intérieur du puits métastable avec le maximum de résolution. En revanche la sonde seule, d'une durée de 20 ns avec une amplitude de 12 mT et une phase fixée à 0°, retourne l'aimantation lorsque celle-ci est au repos au fond du puits métastable. De plus, sa durée est assez longue pour garantir l'extinction du régime transitoire mais suffisamment courte pour ne pas chauffer l'échantillon. Enfin, le champ $\mathbf{H}_{\mathrm{DC}}$ utilisé pour fixer le paysage énergétique appartient à un doigt retourné de la structure complexe de l'astroïde dynamique. Ses coordonnées sont $\mathbf{H}_{\mathrm{DC}} = \{118\,\mathrm{mT}, 36.6°\}$.

5.3.2 Discussion sur la rotation de la phase

Les mesures pompe-sonde que j'ai effectuées ont été faites avant de connaître exactement la largeur de bande de notre dispositif guide d'onde + antenne RF. Je me suis toujours placé dans le cas idéal où les flancs des impulsions AC sont assez raides, avec un temps de montée inférieur à la nanoseconde. Or la largeur de bande de 400 MHz impose un temps de montée minimum d'environ 5 ns. La durée de la pompe qui évite le retournement de l'aimantation est de 3.5 ns. C'est à dire que le créneau de pompe commence à $t = -3.5$ ns et s'arrête à $t = 0$. Dû au temps de descente, le signal se prolonge sur 5 ns supplémentaires. La sonde démarre à $t = 0$ et recouvre une partie de la queue de la pompe.

Le passage de la pompe à la sonde en fonction du temps se fait donc de façon continue et correspond à l'un des chemins que j'ai représenté dans la figure 5.3a. On peut isoler plusieurs cas de figures. Tout d'abord, le cas où les impulsions ne se recouvrent pas. Dans ce cas, on observe d'abord la diminution de l'amplitude de la pompe de 6 à 0 mT, ensuite une rotation de la phase et enfin une augmentation de l'amplitude de la sonde de 0 à 12 mT. C'est le chemin noté 1 qui est coloré en rouge dans la figure 5.3a. Lorsque les deux impulsions se recouvrent, l'amplitude du signal est modulée en même temps que sa phase. Dans le cas idéal, on obtient le chemin le plus court représenté en vert et noté 2 et dans un cas moins idéal, le chemin suivi peut ressembler au chemin bleu noté 3 ou à une variante entre le chemin rouge et vert.

La figure 5.5b correspond à une pompe en quadrature avance par rapport à la sonde. Elle correspond à la flèche $\mathbf{V}_1$ dans le diagramme de Fresnel. Ici, la rotation de la pompe

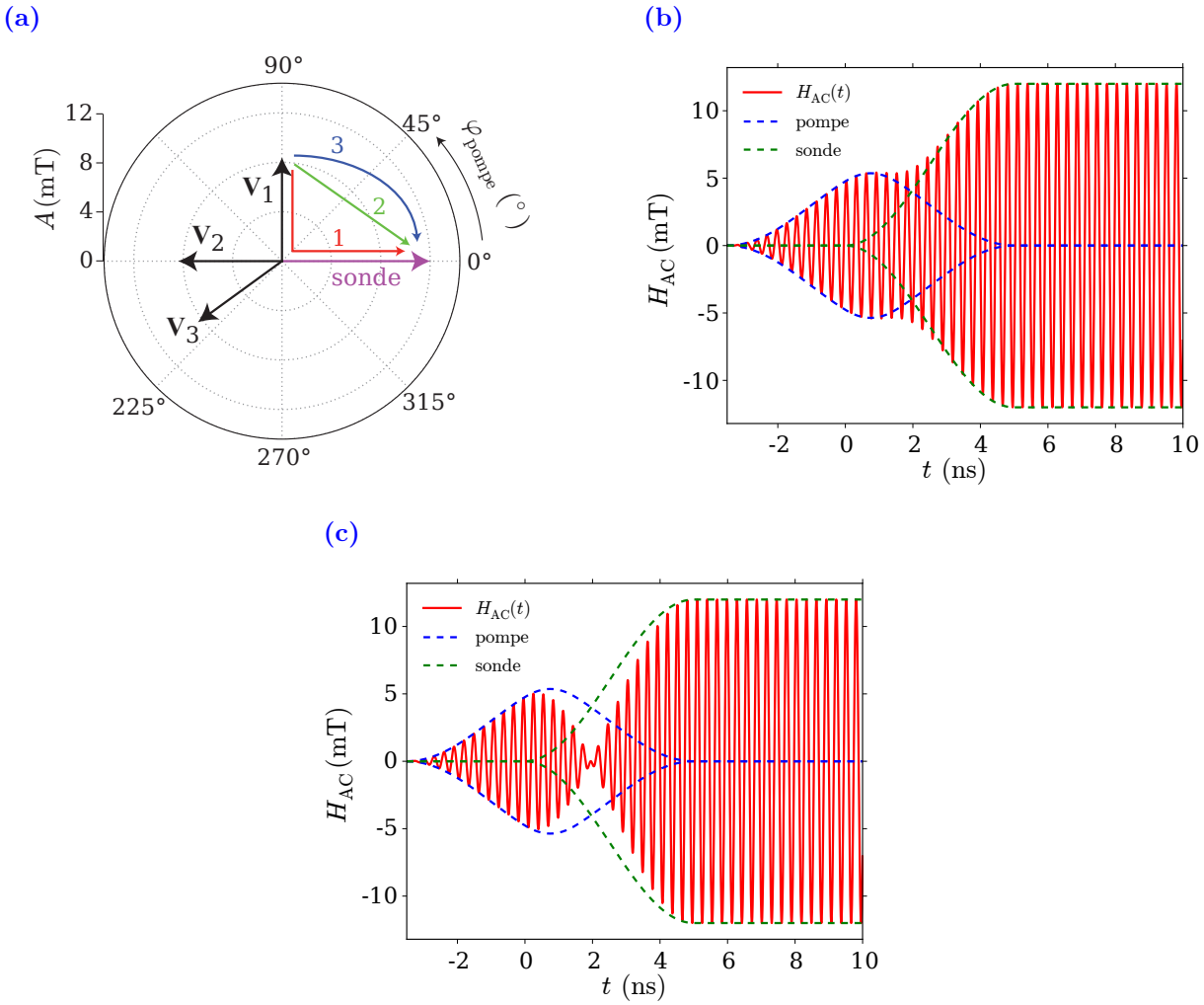

Figure 5.5 – **(a)** Représentation de Fresnel des amplitudes et phases des différentes impulsions. La sonde est colorée en violet. Les flèches noires correspondent à différents cas de pompe. Les flèches 1, 2 et 3 correspondent aux différents chemins suivis pour passer de la pompe A_1 à la sonde. **(b)** Exemple des impulsions pompe/sonde lorsque les temps de montée/descente sont plus longs que la durée de la pompe. Le temps de montée/descente est de 5 ns et la durée de la pompe est de 3.5 ns. Le passage de la pompe à la sonde est adouci par un recouvrement des deux impulsions. Ce cas correspond au chemin 3 du diagramme de Fresnel. L'amplitude maximum de la pompe est de 5.2 mT alors que la consigne est 6 mT. **(c)** Même exemple que **(c)** avec la phase de la pompe en opposition. Le chemin suivi dans le diagramme de Fresnel passe par l'origine ce qui explique le creux entre les deux signaux.

à la sonde s'opère en suivant le chemin 3 pendant un intervalle de temps de 5 ns. L'amplitude augmente pendant la rotation de phase. La figure 5.5c correspond à une pompe en opposition de phase par rapport à la sonde. C'est la flèche $\mathbf{V}_2$ dans le diagramme de Fresnel. Le passage de la pompe à la sonde s'effectue en suivant un chemin qui passe par l'origine. L'amplitude $H_{\mathrm{AC}}(t)$ s'annule pendant cette transition.

Le recouvrement des deux impulsions n'enlève rien à la validité de la mesure pompe-sonde, le critère pertinent étant la vitesse de transition d'une impulsion à l'autre pas le

chemin suivi. Le temps de transition doit être inférieur au temps de relaxation de l'aimantation

$$t_{\text{trans}} < \frac{1}{2\pi f \alpha} \tag{5.3}$$

5.3.3 Résultat expérimental

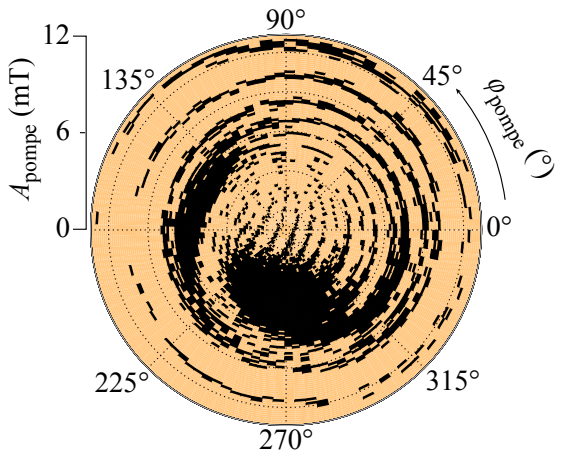

Figure 5.6 – Cartographie polaire des bassins d'attraction dans un diagramme de Fresnel. Le rayon et l'angle correspondent à l'amplitude et la phase de l'impulsion pompe. La coloration correspond à l'état final de l'aimantation après extinction de l'impulsion sonde. Orange : l'aimantation s'est retournée ; noir : l'aimantation ne s'est pas retournée. Le bassin orange est formé d'anneaux concentriques ainsi que d'un bras et des doigts courbés.

Le centre du diagramme polaire correspond aux états initiaux près du fond du puits métastable alors que le bord correspond au haut du puits. La coloration d'un point donné correspond à l'état final de l'aimantation après extinction de la sonde. Si l'aimantation est retournée, on reporte un point orange et si l'aimantation n'est pas retournée, on reporte un point noir.

On obtient le résultat de la figure 5.6. On observe deux sous-ensembles qui s'interpénètrent. Le sous-ensemble orange correspond à tous les états initiaux qui ont convergé vers l'attracteur du puits stable sous l'action de la sonde, c'est à dire au bassin d'attraction du puits stable. De la même façon, le sous-ensemble noir correspond à tous les états initiaux qui ont convergé vers l'attracteur du puits métastable. Le bassin d'attraction orange est composé d'anneaux concentriques d'où se détache un "bras" et une "main" composée d'une dizaine de "doigts" courbés. Le bassin d'attraction noir est composé de deux parties connectées par de minces filaments.

Les anneaux concentriques correspondent aux états initiaux impliquant toujours le retournement. Il s'agit des conditions initiales dont l'énergie est plus haute que le col. Plus au centre du diagramme de Fresnel, les doigts appartenant au bassin orange qui atteignent le centre du diagramme correspondent aux doigts que l'on peut observer sur la figure 5.4b.

Ils sont d'ailleurs l'évidence de la présence d'attracteurs dans la dynamique d'une "vraie" aimantation. Malgré que le nombre et la forme des doigts diffèrent, j'en conclu que ces caractéristiques sont en bon accord qualitatif avec la simulation de la mesure pompe-sonde de la figure 5.4b.

Ce diagramme permet de faire une remarque intéressante lorsque l'on s'intéresse au retournement assisté MAS. Le centre du diagramme correspond à une pompe d'amplitude nulle, donc l'aimantation est soumise uniquement à la sonde. Or on remarque que le centre du diagramme appartient au bassin orange et est donc retourné par la sonde seule. En revanche, un point dans le diagramme de Fresnel ayant un rayon non nul correspond à une pompe ayant une amplitude non nulle. Prenons par exemple le point de coordonnées $\{6\,\mathrm{mT}, 90°\}$ qui se situe dans le bassin orange. La pompe assiste une partie de la précession puis la sonde finit de retourner l'aimantation. L'apport d'énergie par la pompe rapproche l'aimantation du col et permet le retournement. Puisque la sonde seule peut retourner l'aimantation, l'effet de la pompe semble trivial. Or si l'on choisit maintenant le point de coordonnée $\{6\,\mathrm{mT}, 270°\}$ qui se situe dans le bassin noir, fait contre-intuitif, le supplément d'énergie qui approche l'aimantation du col empêche la sonde de retourner l'aimantation. Dans ce cas là, la phase de la précession assistée par la pompe n'est pas adéquate par rapport à la phase de la sonde et empêche le retournement. Ceci démontre notre capacité expérimentale à résoudre la phase de nos des impulsions pompes et sondes. Plus important, on peut contrôler de façon reproductible la phase de la précession de l'aimantation.

5.3.4 Conclusion

En conclusion, j'ai mis expérimentalement en évidence la présence de modes de précession qui gouvernent la dynamique du MAS. En employant une méthode de mesure pompe-sonde résolue en phase, j'ai pu préparer de façon reproductible les états initiaux de l'aimantation dans le puits métastable pour déterminer le mode de précession associé dans le régime permanent. On observe les deux bassins d'attractions liés aux modes de précession dans chacun des puits de potentiel.

On peut tout de même faire une critique de ce protocole de mesure. Les travaux en FMR [27] montrent la présence d'un ou deux modes de précession, selon la puissance et la fréquence utilisées. Malheureusement, la mesure pompe-sonde ne permet pas de déterminer le nombre de modes de précession dans chaque puits de potentiel. De plus, j'ai observé numériquement le cas de doublement de période des modes de précession (Fig. 4.7c). Là encore, la mesure pompe-sonde, ne permet pas de déterminer la période de précession.

5.4 Effet de l'amplitude du champ AC

Le régime du MAS est caractérisé par le retournement de l'aimantation au repos par l'action d'une seule impulsion de champ AC. C'est le régime dont j'ai discuté dans le chapitre *Astroïde Dynamique* et que j'ai utilisé dans la section précédente pour mettre en évidence les bassins d'attraction. Lorsque l'amplitude du champ AC est plus faible, on peut

exciter la précession de l'aimantation sans retourner cette dernière, c'est le régime que je qualifie de résonance ferro-magnétique non-linéaire (NLFMR). Dans cette section, je vous propose d'étudier l'effet de l'amplitude de l'impulsion sondes sur les bassins d'attraction afin de déterminer la frontière qui délimite le régime NLFMR et le régime MAS. Dans ce cas, je défini le régime MAS lorsque le centre du diagramme de Fresnel appartient au bassin orange. La sonde seule (avec une pompe d'amplitude nulle) permet de retourner l'aimantation. Je défini aussi le régime FMR et NLFMR lorsque le centre du diagramme de Fresnel appartient au bassin noir, lorsque la sonde seule ne permet plus le retournement.

Pour cela, j'ai cartographié les bassins d'attraction de l'aimantation de la nanoparticule du siècle pour différentes amplitudes de sonde comprises entre 4 mT et 12 mT. L'impulsion de pompe reste la même, avec une durée de 3.5 ns et une amplitude maximum de 12 mT. Ainsi, on obtient les cartes des bassins reportées sur la figure 5.7. La carte en haut à gauche correspond à l'amplitude la plus grande, 12 mT, qui diminue en suivant le sens de lecture. On peut observer une variation des doigts du bassin orange qui s'affinent et rétrécissent à mesure que l'amplitude de la sonde diminue. Le centre du diagramme de Fresnel qui correspond au fond du puits métastable appartient à un doigt du bassin orange pour les grandes amplitudes. Ceci signifie que la sonde seule permet de retourner l'aimantation, c'est le régime du MAS. Au fur et à mesure que l'amplitude diminue, le rétréssissement des doigts est tel qu'ils n'atteignent plus le centre du diagramme (à partir de Fig. 5.7d) et la pompe seule ne peut plus retourner l'aimantation au repos mais entretient une précession dans le régime non-linéaire. C'est le régime NLFMR. Si l'amplitude diminue encore, on obtient le régime de résonance linéaire (FMR). L'amplitude critique qui définit la limite entre le régime NLFMR et MAS est estimée à 6 mT (Fig. 5.7d).

5.5 Effet du champ DC

Dans le chapitre *Astroïde Dynamique*, nous avons observé et discuté la forme de la région résonante. Cette région est formée par une alternance de zones retournées et non-retourneés qui forment les doigts et filaments. Je vous propose d'étudier les bassins d'attraction en fonction du champ DC appliqué.

Pour cela, j'ai effectué la mesure des bassins d'attraction pour trois champs DC situés dans la structure complexe. Deux champs sont situés dans des doigts retournés consécutifs, le troisième champs est situé dans le filament non-retourné séparant ces doigts. Leurs positions sont reportées sur la figure 5.8a. Ainsi on obtient les cartes des bassins 5.8b à 5.8d.

Selon que le champ DC utilisé appartient à un doigt de la région résonante (Fig. 5.8b et Fig. 5.8d) ou non (Fig. 5.8c), on observe que le centre du diagramme de Fresnel appartient ou non au bassin orange du puits stable orange. Ce pointage entre bassins d'attraction et régions résonantes montre que la structure complexe dans l'astroïde de SW correspond au champ $\mathbf{H}_{\mathrm{DC}}$ qui aligne les doigts du bassin orange avec le fond du puits de potentiel. Donc la structure fine dans l'astroïde de SW (astroïde dynamique) est une projection des bassins d'attraction dans l'espace de champ H_{DC}.

5.6 Effet de la relaxation

L'utilisation d'un générateur de fonction arbitraire permet de contrôler avec précision les phénomènes physiques dont l'échelle de temps est de l'ordre de la centaine de picosecondes. Nous sommes donc en mesure d'étudier les phénomènes de relaxation rapide intervenant dans le mécanisme de précession.

Afin d'étudier l'effet de la relaxation sur la précession, j'ai introduit un delai τ_s entre la pompe et la sonde, schématisé sur la figure 5.9b. Le but de ce delai est de laisser l'aimantation évoluer sous l'action seule de la précession libre et de l'amortissement. Je présente ici les mesures pour des delais $\tau_s = \{0, 1/4, 1, 2, 4, 6, 8, 10, 20, 22, 24\}\, T_{AC}$ avec

$$T_{AC} = \frac{1}{3.4\,\mathrm{GHz}} = 294\,\mathrm{ps} \tag{5.4}$$

5.6.1 Précession libre

Tout d'abord, considérons l'effet d'un delai court $\tau_s = \{0, 1/4, 1\}\, T_{AC}$ (Fig. 5.9). Selon les temps considérés, on observe la rotation globale de la carte des bassins d'un angle de 0° pour $\tau_s = 0\, T_{AC}$, 90° pour $\tau_s = \frac{T_{AC}}{4}$ et 360° pour $\tau_s = T_{AC}$. Le delai entre la préparation de l'état initial et l'émission de la sonde laisse l'aimantation précesser librement dans le puits de potentiel. On remarque que la rotation de la carte correspond à la période de l'excitation AC.

5.6.2 Effet de l'amortissement

Pour les longs delais, de 0 à $10\, T_{AC}$ (Fig. 5.10), on observe une déformation et une rotation non-uniforme de la projection des bassins dans le plan (A, φ). On peut isoler deux facteurs, d'une part l'effet de l'anharmonicité du puits métastable et d'autre part l'effet de l'amortissement.

La pompe prépare tous les états initiaux, du fond du puits de potentiel jusqu'au col séparant les deux puits. L'aimantation précesse librement selon la fréquence propre $f_0(E)$ correspondant au niveau d'énergie où elle se situe. Dans notre cas, le puits métastable est anharmonique et sa fréquence propre $f_0(E)$ diminue à mesure que l'on se rapproche du col séparant les deux puits. La fréquence d'excitation est égale à la fréquence f_{MAS} qui est plus basse que la fréquence de résonance linéaire du fond du puits f_0. Ainsi, les périodes de précession sont différentes, T_0 est légèrement plus courte que T_{AC}. On observe alors, en fonction du delai, une rotation du bassin plus rapide au centre de la carte que sur les bords. La figure 5.11 rend compte de la fréquence associée à la rotation du centre de la carte pour différents delai. On constate que la fréquence moyenne $\langle f_0 \rangle = 3.505\,\mathrm{GHz}$ est légèrement plus haute que la fréquence d'excitation $f_{AC} = 3.4\,\mathrm{GHz}$.

L'amortissement a pour effet de ramener l'aimantation à l'équilibre au fond du puits de potentiel. À chaque tour de précession, l' état initial préparé par la pompe se déplace vers le fond du puits, s'en suit une contraction de l'ensemble des états initiaux dans le fond du puits. Cet ensemble d'état plus proche du centre donne l'illusion d'un "zoom" sur le

fond du puits. On observe d'ailleurs sur la figure 5.10 le grossissement des doigts du bassin orange en fonction du delai. Les simulations de la cartographie des bassins en fonction du delai que l'on peut observer sur la figure 5.12 montrent clairement cet effet de zoom sur les doigts au fond du puits. En revanche, au lieu d'observer un zoom global sur les doigts, on observe une contraction de la "main" orange et du bassin noir. La partie basse du puits de potentiel est proche d'une forme harmonique et la partie haute est plus évasée. Dans la partie haute, la vitesse de précession, donc la vitesse de déplacement vers le fond du puits, est moins élevée. Cette différence de vitesse de précession entre le haut et le bas du puits de potentiel permet d'expliquer qualitativement la déformation des bassins d'attraction en fonction du delai.

Il est possible d'extraire un temps caractéristique de relaxation et plus précisement une valeur de la constante de Gilbert α. Toutefois, nous devons faire quelques approximations. Plusieurs travaux montrent que la constante d'amortissement est anisotrope [54]. Se placer dans le régime de la dynamique linéaire, où l'excursion de l'aimantation par rapport à l'orientation d'équilibre est faible, permet de déterminer une valeur fixe de la constante d'amortissement α. Aux petits angles, le paysage énergétique peut être approximé par une fonction quadratique $E(x^2, y^2)$. La projection de l'aimantation sur le plan tangent, normal à l'orientation d'équilibre est représenté sur la figure 5.13a. L'énergie considéré à la forme

$$E(x, y) = a\, m_x^2 + b\, m_y^2 \tag{5.5}$$

à priori les coefficients a et b ne sont pas nécessairement égaux. Le champ statique est donné par

$$\mathbf{H}_{\mathrm{st}} = -\frac{2}{\mu_0 M_{\mathrm{s}}} \begin{pmatrix} a\, m_x \\ b\, m_y \\ 0 \end{pmatrix} \tag{5.6}$$

et les termes

$$\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\mathrm{st}} = -\frac{2}{\mu_0} \begin{pmatrix} m_x \\ m_y \\ \sqrt{1 - m_x^2 - m_y^2} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} a\, m_x \\ b\, m_y \\ 0 \end{pmatrix} \tag{5.7}$$

en ne considérant que les termes dont l'ordre est inférieur à 2

$$\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\mathrm{st}} = -\frac{2}{\mu_0} \begin{pmatrix} -b\, m_y \\ a\, m_x \\ 0 \end{pmatrix} \tag{5.8}$$

et

$$\mathbf{M} \times \left(\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\mathrm{st}}\right) = \frac{2M_{\mathrm{s}}}{\mu_0} \begin{pmatrix} a\, m_x \\ b\, m_y \\ 0 \end{pmatrix} \tag{5.9}$$

d'où dans l'équation de LLG explicite

$$\frac{\mathrm{d}\mathbf{M}}{\mathrm{d}t} = \frac{1}{1+\alpha^2} \frac{2\gamma_0}{\mu_0} \begin{pmatrix} -b\, m_y \\ a\, m_x \\ 0 \end{pmatrix} - \frac{\alpha}{1+\alpha^2} \frac{2\gamma_0}{\mu_0} \begin{pmatrix} a\, m_x \\ b\, m_y \\ 0 \end{pmatrix} \tag{5.10}$$

Considérons une solution de cette équation ayant la forme

$$\mathbf{M}(t) = \begin{pmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{pmatrix} = M_\mathrm{s} \mathrm{e}^{-t/\tau} \begin{pmatrix} \cos(\omega_0 t) \\ \sin(\omega_0 t) \\ 0 \end{pmatrix} \tag{5.11}$$

où $\mathbf{M}(t)$ décrit une trajectoire spiralante avec une pulsation propre ω_0 et un temps d'amortissement τ. On obtient

$$\frac{\mathrm{d}\mathbf{M}}{\mathrm{d}t} = -\frac{1}{\tau} M_\mathrm{s} \mathrm{e}^{-t/\tau} \begin{pmatrix} \cos(\omega_0 t) \\ \sin(\omega_0 t) \\ 0 \end{pmatrix} + \omega_0 M_\mathrm{s} \mathrm{e}^{-t/\tau} \begin{pmatrix} -\sin(\omega_0 t) \\ \cos(\omega_0 t) \\ 0 \end{pmatrix} \tag{5.12}$$

Cette trajectoire spiralante correspond à une trajectoire circulaire amortie. Si les coefficients a et b sont différent, c'est à dire que le potientiel a une forme arbitraire, la trajectoire n'est pas circulaire mais elliptique (en fait plutôt ovoïde). Toutefois, en faisant l'approximation que ces coefficients sont proches, $a \approx b$, et que la trajectoire est presque circulaire, on identifie

$$\begin{cases} m_x = \cos(\omega_0 t) \\ m_y = \sin(\omega_0 t) \\ \frac{1}{\tau} = -\frac{\alpha}{1+\alpha^2} \frac{2a\gamma_0}{\mu_0} \\ \omega_0 = -\frac{1}{1+\alpha^2} \frac{2a\gamma_0}{\mu_0} \end{cases} \tag{5.13}$$

où les termes (3) et (4) donnent

$$\alpha = \frac{1}{\omega_0 \tau} \tag{5.14}$$

Il est possible de déduire une valeur de la constante d'amortissement de Gilbert α en déterminant le temps d'amortissement τ de la trajectoire de l'aimantation dans le régime linéaire.

Le "zoom" des doigts du bassin orange observé sur la figure 5.10 dépend de la relaxation de l'aimantation. Par conséquent, l'évolution de la largeur des doigts en fonction du delai dépend du temps d'amortissement τ. On observe sur la figure 5.13c, l'élargissement des doigts en fonction du delai. La largeur est déterminée sur les doigts les plus au centre de la cartographie, ceux proches du fond du puits de potentiel, où l'approximation des petits angles est valide. Cette méthode est illustrée par la figure 5.13b. J'ai déterminé la largueur du doigt central, de deux doigts et enfin trois doigts afin de diminuer l'erreur relative sur la mesure de la largeur. N_0 correspond au nombre de tours effectués par l'aimantation à la fréquence propre du fond de puits ω_0. Il est déterminé par la mesure du déphasage du fond du bassin d'attraction par rapport à la période d'excitation T_AC.

On remarque que les courbes $w(N_0)$ de la figure 5.13c suivent une variation exponentielle

$$\ln w = aN_0 + b = \frac{t}{\tau} + b \tag{5.15}$$

avec $N_0 = \frac{t}{T_0}$ où T_0 est la période propre de précession de l'aimantation, reliée à la pulsation ω_0. Le temps d'amortissement est égale à

$$\tau = \frac{T_0}{a} \tag{5.16}$$

et étant donné que

$$\alpha = \frac{1}{\omega_0 \tau} \tag{5.17}$$

nous obtenons

$$\alpha = \frac{a}{2\pi} \tag{5.18}$$

Sur la figure 5.13c, j'ai reporté les valeurs numériques de α associées aux régressions linéaires des différentes courbes $\ln w \propto N_0$. J'ai effectué deux régressions par courbes, une première sur la totalité des points et une seconde sur les huit premières périodes T_0. Dans le premier cas, les trois valeurs de α sont différentes, on obtient 4.6×10^{-3}, 5.6×10^{-3} et 6.1×10^{-3}. Dans le deuxième cas, sur les huits périodes, les valeurs de α sont très proches. On obtient 2.0×10^{-3} et 2.3×10^{-3}. Pourquoi obtient-on des constantes très différentes lorsque l'on considère les grands delais alors qu'elles sont similaires lorsque le delai est plus petit ?

Plus le delai est long, plus les états initiaux préparés dans la partie anharmonique du puits de potentiel se rapprochent du fond du puits. Cette relaxation n'est pas complètement linéaire et ne suit pas le modèle explicité plus haut. Pour cette raison, il est nécessaire de considérer les delais courts, où les états initiaux préparés près du fond du puits relaxent dans le régime linéaire. Si les delais sont suffisamment courts et que les états initiaux considérés sont suffisamments proches du fond du puits, alors quelque soit le nombre de doigt considérés, on doit obtenir la même valeur de α. En revanche, si l'une de ces conditions n'est pas respéctée, on doit constater une variation de α en fonction du nombre de doigts considérés. Dans notre cas, il semblerait qu'un delai inférieur à $10 \times T_{\mathrm{AC}}$ vérifie les deux conditions, les valeurs de α étant très proches. On obtient donc une valeur de la constante de Gilbert pour la nanoparticule du siècle

$$\alpha = 2 \times 10^{-3} \tag{5.19}$$

Afin de déterminer la robustesse de notre modèle, j'ai confronté notre approche expérimentale à la simulation numérique. J'ai déterminé la valeur de α en utilisant les cartographies numériques des bassins d'attraction simulées pour $\alpha_{\mathrm{consigne}} = 2 \times 10^{-2}$. Pour des delais de $T_{\mathrm{AC}} = \{0, 0.25, 1, 1.25\}$, j'obtiens $\alpha = 2.1 \times 10^{-2}$, valeur très proche de la consigne. On peut donc avoir confiance dans le résultat déterminé expérimentalement. J'estime toutefois l'incertitude de cette mesure à environ 20% de la valeur finale, la plus grosse erreur provenant de la mesure de la largeur des doigts.

La valeur d'amortissement déterminée expérimentalement $\alpha = 2 \times 10^{-2}$ est cohérente avec l'intervalle de valeur $\alpha = [0.001, 0.05]$ proposée par *Thirion* et *al.* [2] pour la même nanoparticule. Toutefois, ils proposent un ajustement numérique qualitatif de leurs mesures

expérimentales utilisant une constante $\alpha = 0.02$. Cet ajustement repose sur le contrôle de tous les paramètres, externes (champs AC, DC, etc...) et internes (anisotropie, etc...), qui malheureusement est très difficile à obtenir. La mesure pompe-sonde, même si elle n'est pas très "jolie", est la première mesure quantitative de l'amortissement d'une nanoparticule individuelle. Elle ne dépend que de la variation de la largeur des doigts des bassins d'attraction en fonction du delai. Cette diminution du nombre de paramètres à contrôler rend la détermination de α plus robuste.

5.7 Conclusion

L'objectif de ce chapitre est de mettre en évidence les bassins d'attraction associés aux attracteurs gouvernant la dynamique de l'aimantation. Aussi, en utilisant un protocole expérimental original basé sur l'utilisation de deux impulsions AC, une pompe et une sonde, j'ai pu mettre en évidence ces bassins d'attraction. L'impulsion pompe est utilisée pour préparer un état initial de l'aimantation dans le paysage énergétique alors que l'impulsion sonde laisse l'aimantation converger à partir de son état initial vers un des attracteurs. De plus, cela m'a permis d'étudier la sensibilité des bassins vis-à-vis de paramètres externes tels que l'amplitude du champ AC, le champ DC ou encore la relaxation.

Ainsi, j'ai pu mettre en évidence que l'amplitude du champ AC gouverne la taille des doigts pénétrant dans le bassin métastable. J'ai pu déterminer l'amplitude critique pour laquelle le retournement assisté MAS n'est plus possible. Le champ DC, quant à lui, permet de moduler la position des doigts dans le puits métastable. Le fond du puits peut changer de bassin d'attraction en fonction du champ DC appliqué. Par conséquent, la structure complexe dans l'astroïde de SW est le reflet des doigts des bassins d'attraction. Enfin, une étude des bassins en fonction du delai entre les impulsions pompe et sonde nous a permis d'observer l'effet de la précession libre et de l'amortissement sur les bassins d'attraction. On a donc pu observer que la fréquence propre de précession au fond du puits est légèrement plus élevée que la fréquence d'excitation f_{MAS}. De plus, il a été possible de proposer pour la première fois une mesure quantitative de la constante d'amortissement de Gilbert α pour une nanoparticule individuelle. La valeur de cette constante, évaluée à 2×10^{-3}, est en accord avec les valeurs proposées dans les travaux précédents.

Lors de prochaine mesures, il serait judicieux de focaliser la cartographie des bassins d'attraction sur la partie harmonique-linéaire (typiquement un ou deux doigts) afin d'obtenir une meilleur résolution sur la mesure de la largeur des doigts. Il peut être intéressant de continuer l'étude des bassins d'attraction et de la dynamique en général sur d'autres systèmes magnétiques de faible taille. On peut se poser la question de la sensibilité des bassins vis-à-vis de l'anisotropie, de l'environnement magnétique (frustration, couplage d'échange, etc...) ou de la température.

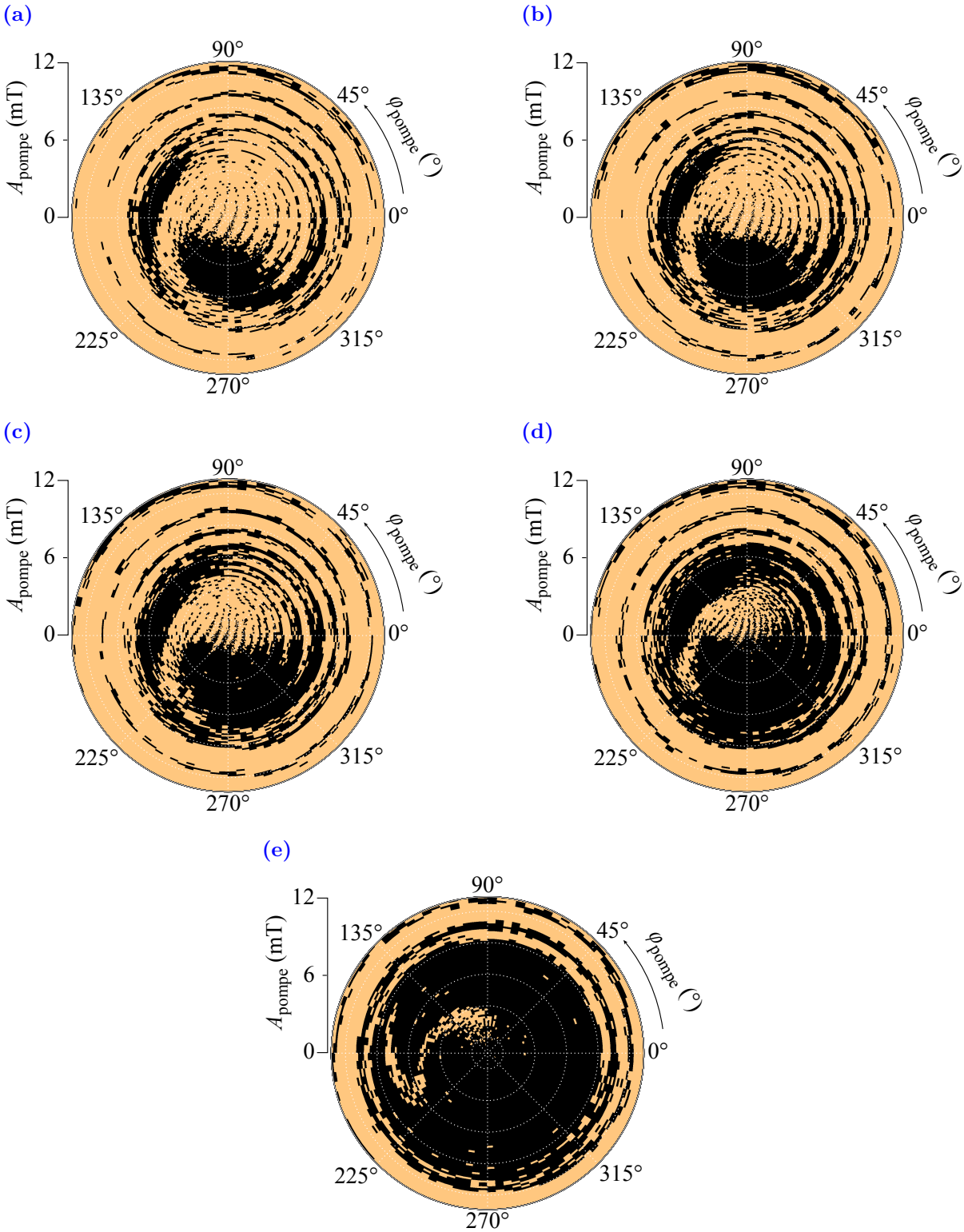

Figure 5.7 – Cartographie polaire des bassins d'attraction en fonction de l'amplitude du champ AC. En orange, l'aimantation passe dans le second puits de potentiel et se retourne. En noir, l'aimantation reste dans le puits métastable. Les amplitudes de la sonde sont **(a)** 12 mT ; **(b)** 10 mT ; **(c)** 8 mT ; **(d)** 6 mT ; et **(e)** 4 mT.

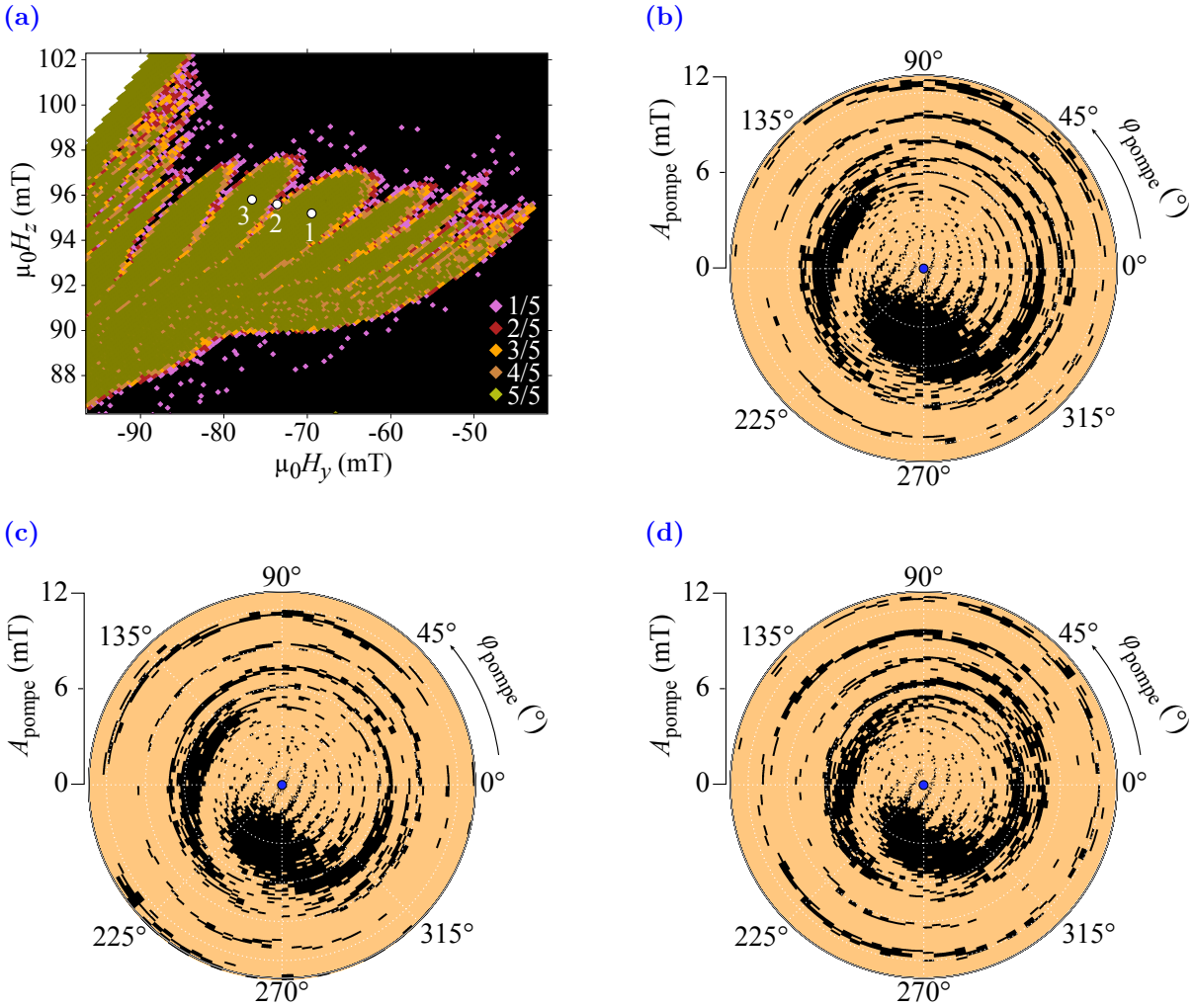

Figure 5.8 – Etude des bassins d'attraction en fonction du champ DC appliqué. **(a)** Cartographie de l'état final de l'aimantation en fonction du champ DC appliqué. Les champs DC utilisés pour la mesure pompe-sonde sont reportés sur la figures par des ronds blancs. **(b)** Cartographie polaire des bassins d'attraction pour le champ $\mathbf{H}_{\text{DC},1}$. En orange, l'aimantation converge vers le mode de précession du puits stable ; en noir, l'aimantation converge vers le mode de précession du puits métastable. Le centre du diagramme de Fresnel, indiqué par un rond bleu, appartient à un doigt du bassin orange. **(c)** Pour le champ $\mathbf{H}_{\text{DC},2}$, le centre du diagramme est situé dans le bassin noir, juste entre deux doigts du bassin orange. **(d)** Pour le champ $\mathbf{H}_{\text{DC},3}$, le centre du diagramme est situé dans un doigt du bassin orange.

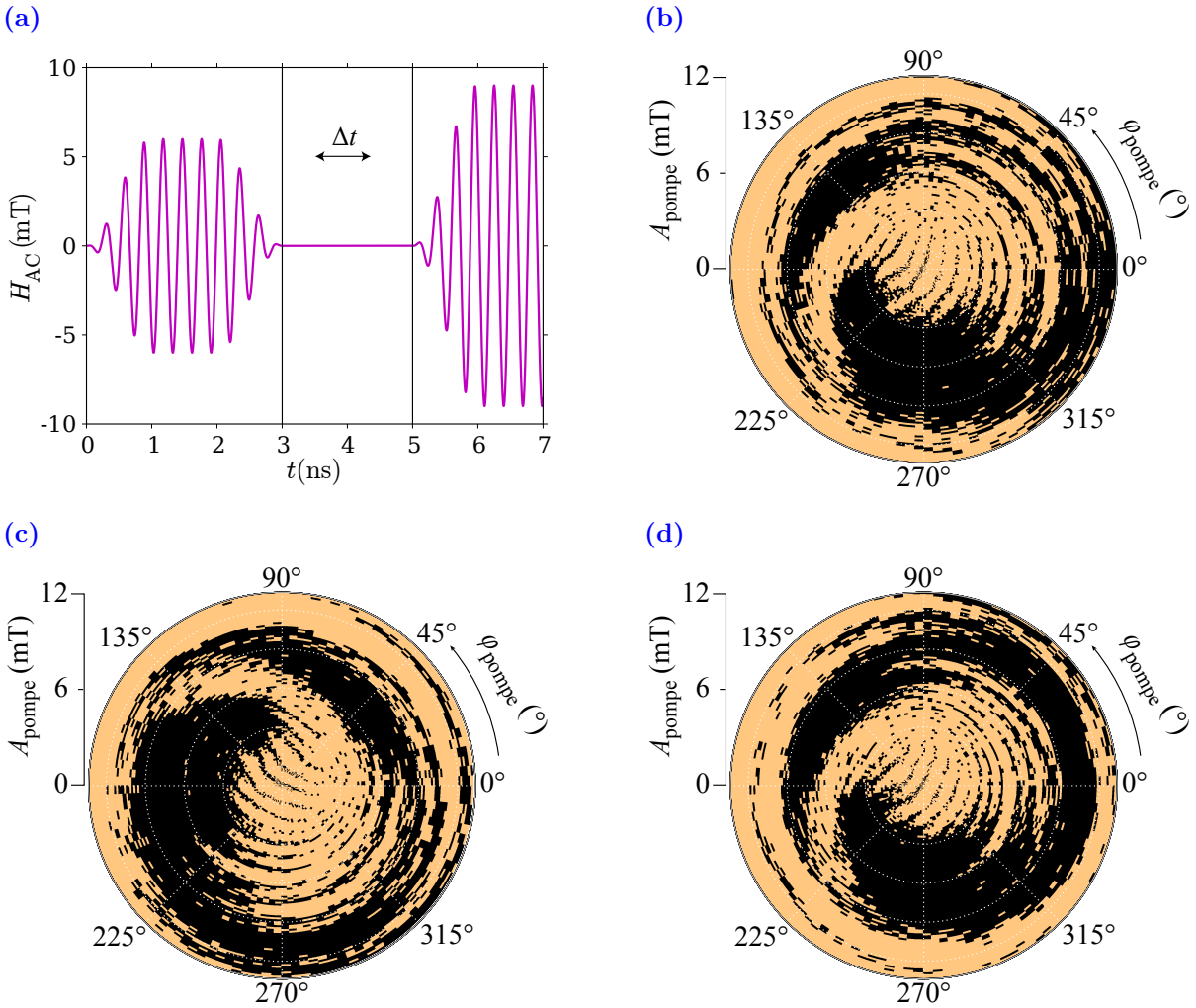

Figure 5.9 – **(a)** Représentation des impulsions pompe et sonde avec le delai Δt. **(b)** Cartographie des bassins d'attraction sans delai ; **(c)** Delai égal à un quart de la période du champ AC $\frac{T_{AC}}{4}$; **(d)** Delai égal à une période T_{AC} ;

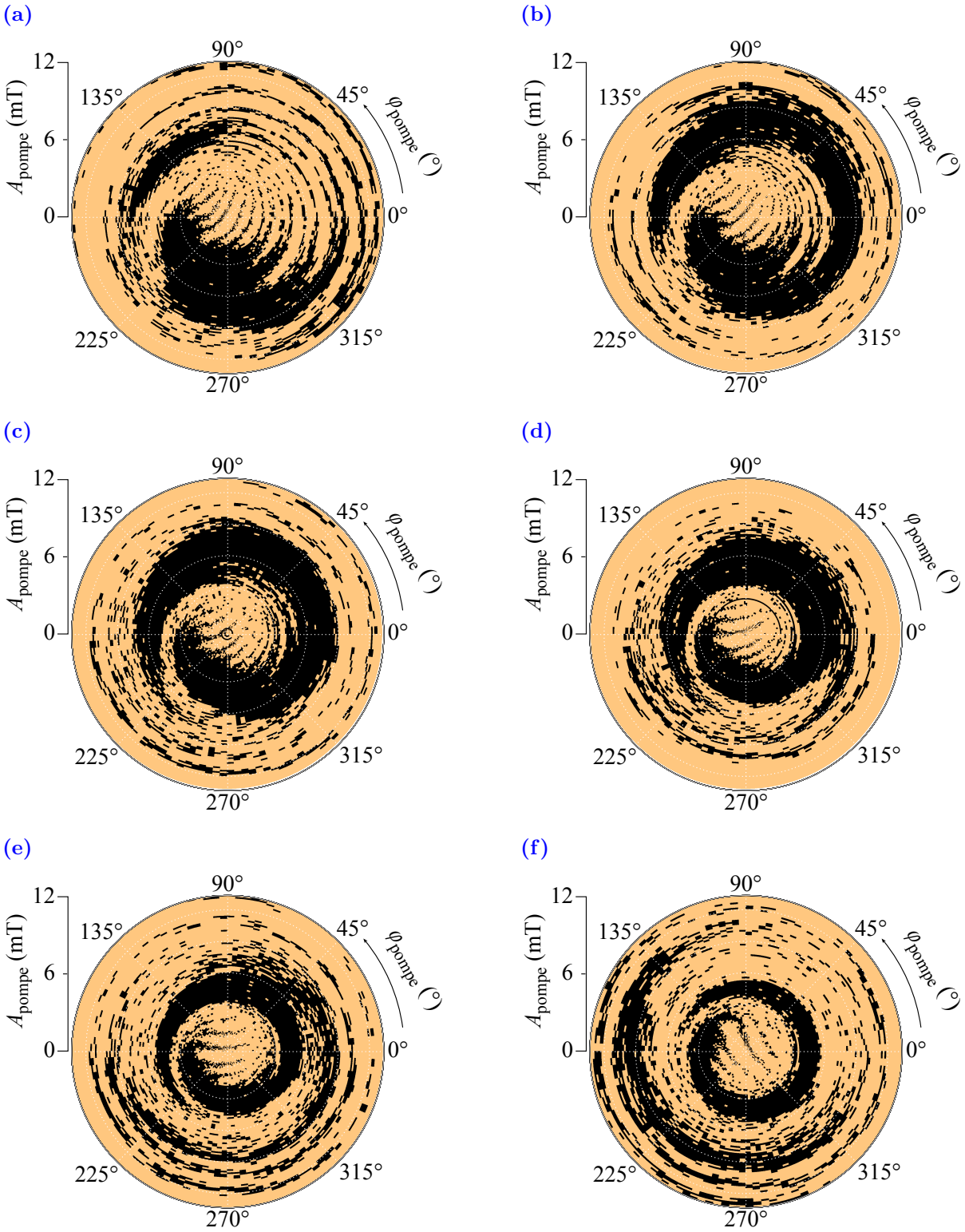

Figure 5.10 – Cartographie des bassins d'attraction en fonction du delai **(a)** $0\,T_{\text{AC}}$; **(b)** $2\,T_{\text{AC}}$; **(c)** $4\,T_{\text{AC}}$; **(d)** $6\,T_{\text{AC}}$; **(e)** $8\,T_{\text{AC}}$; et **(f)** $10\,T_{\text{AC}}$.

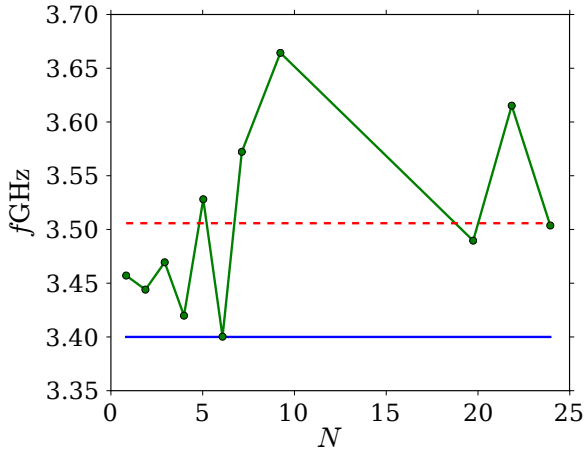

Figure 5.11 – Mesure de la fréquence propre f_0 du centre de la projection des bassins d'attraction. La courbe bleu correspond à la fréquence d'excitation $f_{\mathrm{AC}} = 3.4\,\mathrm{GHz}$. La courbe verte correspond à la fréquence déterminée par la rotation du centre du bassin d'attraction. Les pointillés rouges correspondent à la fréquence moyenne $\langle f_0 \rangle = 3.505\,\mathrm{GHz}$.

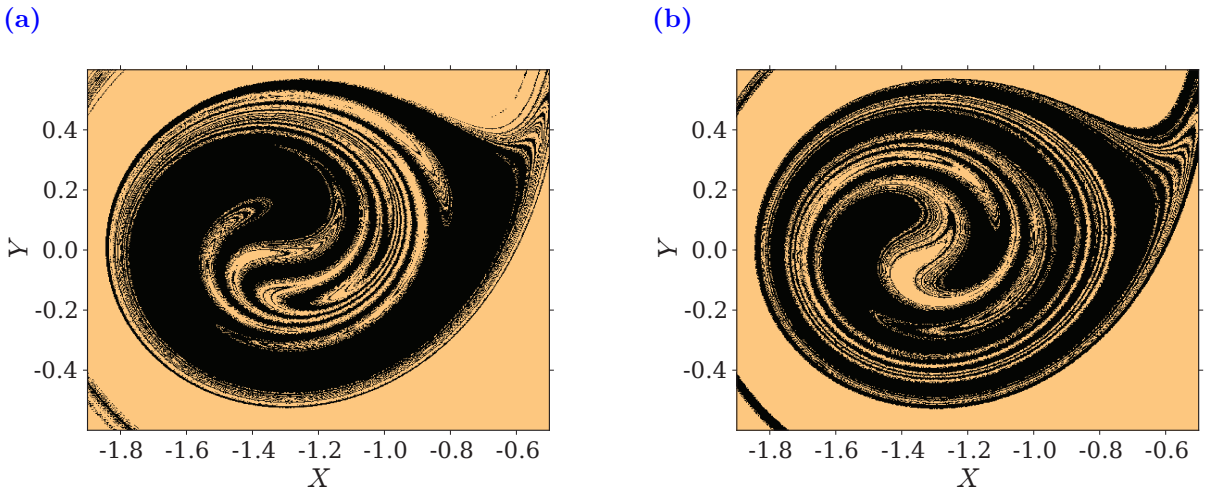

Figure 5.12 – Simulation de la cartographie des bassins d'attraction dans le paysage énergétique en fonction du delai. **(a)** Le delai correspond à $2\,T_{\mathrm{AC}}$. **(b)** Le delai correspond à $10\,T_{\mathrm{AC}}$.

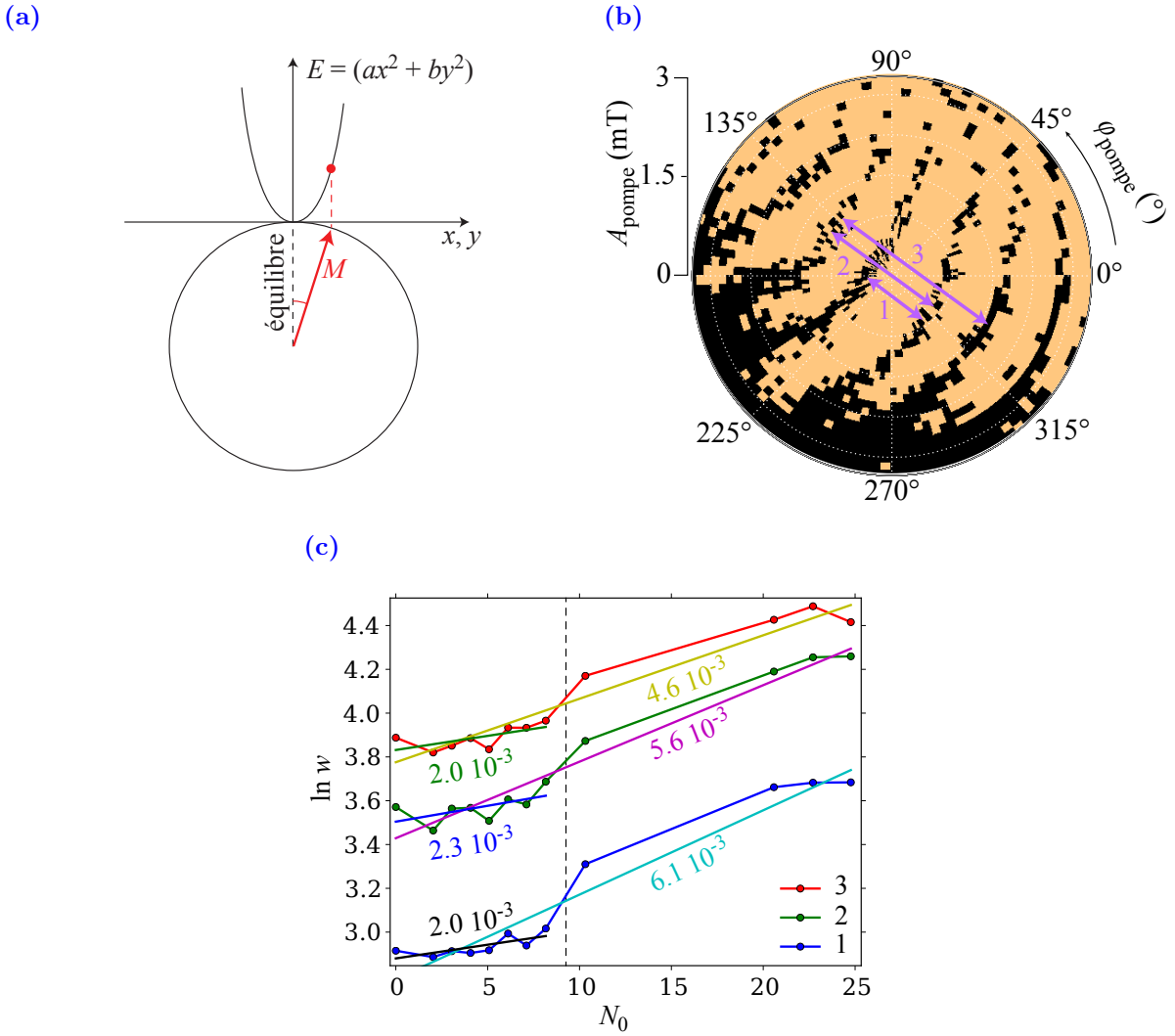

Figure 5.13 – **(a)** Linéarisation du potentiel autour de la direction d'équilibre. Pour de petites excursions, le potentiel approximé est quadratique. **(b)** Principe de la mesure de la largeur des doigts des bassins d'attraction. La mesure est effectuée sur le doigt central (1), deux (2) et trois (3) doigts. Les flèches sont espacées pour plus de clareté mais les mesures sont effectuées sur le même axe. **(c)** Effet du temps de relaxation propre T_0 sur la largeur des doigts $\ln w$. Les trois courbes correspondent aux trois mesures avec un, deux et trois doigts. Deux régressions linéaires sont effectuées, sur l'ensemble de la courbe et sur les huit premières périodes. A chaque régression est associée la constante d'amortissement de Gilbert α.

Conclusion générale

Afin de déterminer l'état final de l'aimantation dans le régime permanent, il suffit de déterminer à quel bassin d'attraction son état initial appartient. C'est en effet la conclusion de ce travail de thèse sur la dynamique de l'aimantation. L'aimantation soumise à un champ excitateur périodique est gouvernée par la présence d'attracteurs dans le paysage énergétique qui définissent les modes de précession dans le régime permanent. Les bassins d'attraction rendent compte du mode de précession vers lequel l'aimantation va converger pendant le régime transitoire et provoquer ou non le retournement.

Dans ce travail de thèse, j'ai étudié numériquement et expérimentalement le retournement assisté de l'aimantation dans un système magnétique individuel. Pour cela j'ai utilisé la magnétométrie microSQUID sur une nanoparticule individuelle de cobalt de 20 nm de diamètre et la simulation numérique d'un macrospin obéissant à l'équation de LLG. Une des premières étapes de ce travail a été de renouveler une partie du système de contrôle du magnétomètre microSQUID. Nous employons maintenant un automate rapide ADwin pour contrôler de manière synchrone l'ensemble de l'expérience. Le dispositif micro-onde est composé d'un générateur de fonctions arbitraires permettant d'atteindre la résolution en phase et en amplitude, cruciale à la réalisation des expériences pompe-sonde. Il faut d'ailleurs noter que c'est un des outils qui a permis la réalisation expérimentale de cette thèse. Dans un second temps, j'ai développé un programme de simulation numérique afin d'approfondir notre compréhension de la dynamique d'un système modèle, le macrospin.

Je me suis d'abord attaché à reproduire les résultats expérimentaux mesurés quelques années plus tôt par *C. Thirion* et *al.* et *C. Raufast* et *al.* . Or dans mon cas, le contrôle des paramètres du champ AC m'a permis d'aller plus loin dans la mesure en mettant en évidence, dans l'astroïde de Stoner-Wohlfarth , une structure complexe qui compose la région résonante. Il existe des zones de l'astroïde dynamique où l'aimantation ne se retourne pas, même lorsque l'énergie injectée est suffisante pour retourner les proches voisins. La simulation numérique, en bon accord qualitatif avec les résultats expérimentaux, nous permet de lier ces régions non retournées à la présence de modes de précession dans la dynamique du retournement. De plus, j'ai souligné la sensibilité de cette structure complexe à une variation des paramètres de contrôle. Entre autre, j'ai pu constaster que le temps de montée, au dessus d'une valeur critique, permet de bloquer le retournement de la structure complexe alors qu'un temps de montée plus court permet son retournement. On comprend alors l'importance du régime transitoire dans le "choix" du mode de précession final.

Dans un deuxième temps, j'ai consacré une grande partie du travail de thèse à la mise

en évidence des attracteurs présents dans la dynamique de l'aimantation. Pour cela, j'ai développé un protocole original permettant de mettre en évidence non pas les attracteurs mais les bassins d'attraction liés à ces attracteurs. Ce protocole composé de deux impulsions micro-onde, une impulsion pompe est une impulsion sonde, permet de cartographier ces bassins d'attraction. L'impulsion pompe prépare l'état initiale de l'aimantation et l'impulsion sonde laisse l'aimantation évoluer vers un des attracteurs. On obtient alors une cartographie polaire des bassins d'attraction mettant clairement en évidence la présence des attracteurs dans la dynamique de l'aimantation. Une des propriétés importantes est que la phase relative entre la précession de l'aimantation et le champ excitateur sont déterminant dans le retournement. De plus, j'ai mis en évidence la sensibilité de ces bassins d'attraction a la variation des paramètres externes. La variation de l'amplitude du champ AC ou du champ DC modifie la forme des bassins comprenant ou non l'état initial de l'aimantation au repos. Il en résulte ou non le retournement assisté de l'aimantation. La variation du delai entre les deux impulsions de mesure permet d'observer directement l'effet de l'amortissement sur la dynamique de l'aimantation. Il est alors possible d'obtenir une valeur de la constante d'amortissement de Gilbert α. Je tiens à noter qu'il s'agit là de la première mesure quantitative de la constante α d'une nanoparticule individuelle.

Ce travail de thèse n'est que le commencement de l'étude des bassins d'attraction dans les systèmes magnétiques. Il y a encore beaucoup d'informations à tirer de l'étude de ces bassins. Notamment, un certain nombre de questions restent en suspend. Certaines parce que nous n'avons pas eu le temps de commencer à les réaliser et d'autres parce que nous n'avons pas fini de les réaliser.

Dans un premier temps, il est pertinent de continuer l'étude des bassins d'attraction sur des systèmes différents. Les systèmes possédant une anisotropie d'ordre elevé, par exemple cubique, peuvent comporter plus de deux attracteurs et autant de bassins d'attraction, c'est à dire huit dans le cas cubique. Il est donc pertinent d'étudier les propriétés de ces bassins en fonction de l'anisotropie. Les nanoparticules de différentes tailles peuvent respecter ou pas l'approximation macrospin. Dans le cas d'une couche mince, est-il possible de résoudre les bassins ? Si au contraire le système est très petit est montre des propriétés quantiques, peut-on retrouver une signature des ces propriétés dans ses bassins ? Il est nécessaire d'étudier les bassins d'attraction sur des systèmes de tailles différentes, en commençant par les nanoparticules pour, pourquoi pas, s'attaquer aux couches minces ou au molécules aimants. Un autre point est la température de l'échantillon. Il est nécessaire d'étudier l'effet d'une température finie sur les bassins. Enfin, la constante d'amortissement α que j'ai déterminée pour une seule nanoparticule dépend du matériau utilisé. Il est nécessaire d'étudier l'effet de l'amortissement sur les bassins d'attraction. Chacun de ces points revient à se poser la question de la possibilité d'utiliser l'étude des bassins d'attraction comme un outil de mesure des propriétés des systèmes magnétiques ?

Dans un second temps, il est tout à fait pertinent d'utiliser la sensibilité des systèmes non-linéaires pour fabriquer des détecteurs ultra-sensibles. Il a été proposé [55], que préparer un état initial très près de la frontière qui sépare les deux bassins d'attraction permettrait de changer l'état final d'un système dynamique dans le régime transitoire grâce à la sen-

sibilité des bassins aux petites variations du voisinage magnétique. Ce procédé porte le nom de Retournement Induit par le Bruit (*Noise Induced Switching*). Par bruit, on entend un signal très faible, se détachant tout justement du bruit de fond. Toutefois, les études menées sur les bassins d'attraction de systèmes bi-stables montrent que la frontière séparant les deux bassins est fractale sur une faible largeur, diminuant l'efficacité de la détection [53]. Les mesures expérimentales menées pour mettre en évidence cette frontière fractale sont encourageantes mais nécessitent une étude plus poussée, notamment pour résoudre correctement la structure fine des frontière.

Annexe A

Projection Mercator

Lorsque l'on s'intéresse à la dynamique d'un macrospin, il n'y a pas d'intêret à suivre la variation de sa norme puisque celle-ci se conserve. En revanche, on s'intéressera à la variation de son orientation. Une méthode très répandue pour décrire cette variation est d'observer le mouvement de la pointe du vecteur unitaire représentant le macrospin. On obtient alors une trajectoire sur la sphère unité. Toutefois, on perd de l'information lorsque l'on trace cette trajectoire sur une espace 2D (par exemple le papier de cette thèse). En fait, ce problème est plus général, il est notamment connu des voyageurs. La trajectoire suivit par un voyageur peut être décrite par une petit point que l'on déplace sur un globe terreste. Lorsqu'il s'agit de la retranscrire sur une plan (2D), il est plus judicieux d'utiliser une projection de la sphère sur un plan. En fait, on est plus habitué à utiliser des projections du globe terreste sur une carte en papier que le globe terrestre lui-même. Dans ce travail de thèse, nous avons utilisé les techniques de projection cartographique déjà existantes pour l'appliquer à l'étude de la dynamique du macrospin.

Pour décomposer les contributions vectorielles de l'équation de LLG, il est préférable de conserver localement les angles. Il y plusieurs types de projection dont un type particulier, les projections dites conformes, qui conservent localement les angles. Une des projections conformes les plus utilisée est la projection Mercator, représenté sur la figure A.1.

Cette projection revient à projeter chaque point de la sphère sur un cylindre infinie entourant cette dernière (Fig. A.1a). On obtient alors la projection Mercator du globe terrestre comme illustré sur la figure A.1b. A grande échelle les formes et surfaces sont déformées mais localement les angles et donc les forme sont conservées. La zone la moins déformée par la projection se trouve sur la ligne horzontale, au milieu de la projection. Toutefois un problème se pose vis-à-vis des pôles. Ceux-ci sont projetés à l'infini et donc absents de la figure A.1b. Puisqu'ils sont très souvent utilisés en magnétisme pour représenter les positions d'équilibre d'une système à symétrie uniaxiale, il est nécessaire de modifier cette projection.

Pour cela, on a recours à la projection Mercator transverse, représentée sur la figure A.2. Elle est définit par la relation

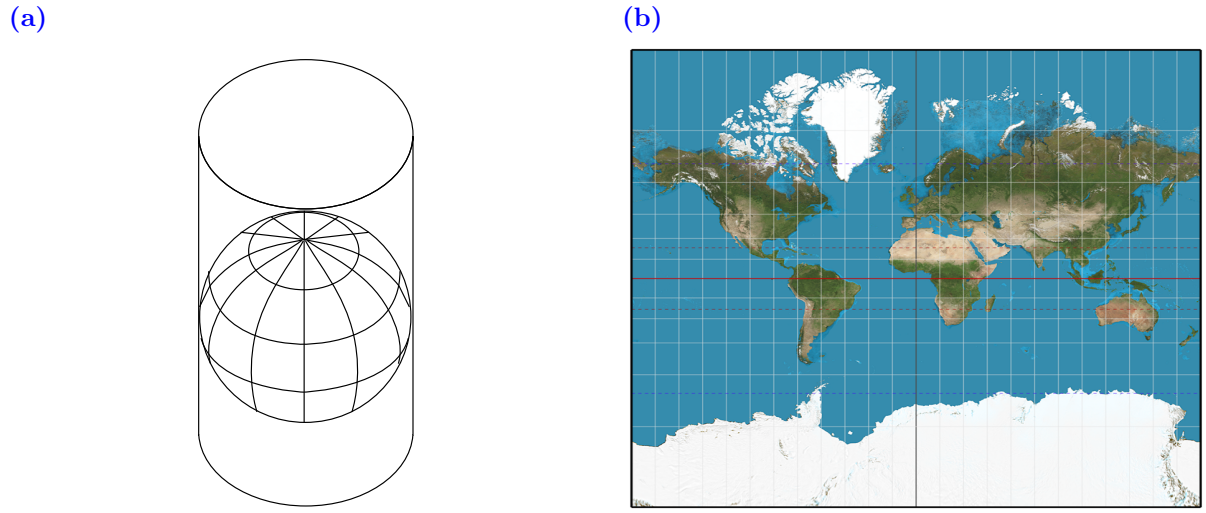

Figure A.1 – Projection Mercator. (a) Chaque point de la sphère est est projeté sur le cylindre entourant cette dernière. (b) Projection Mercator du globe terrestre.

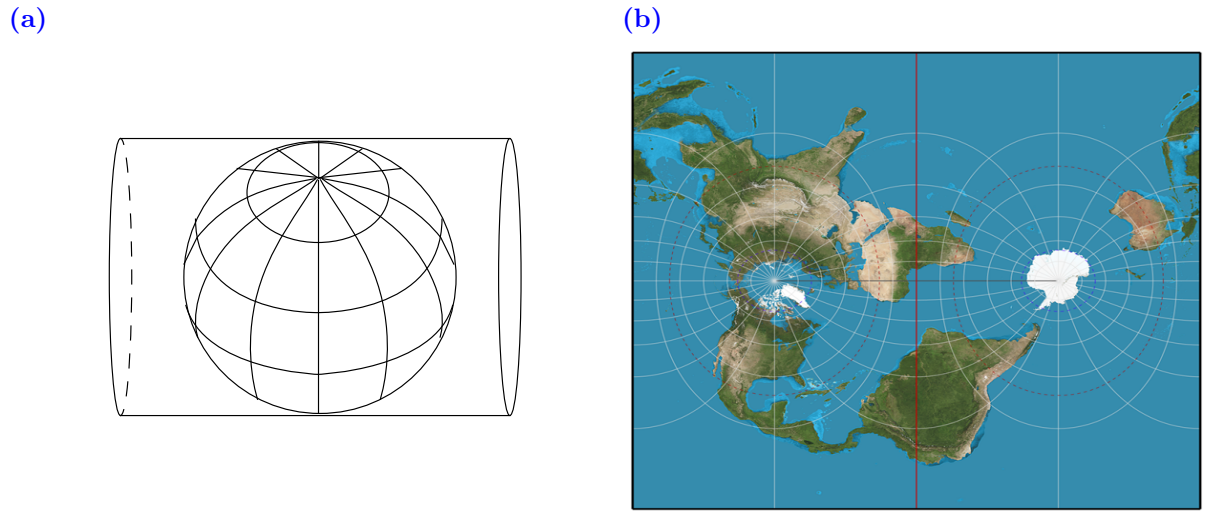

Figure A.2 – Projection Mercator. (a) Le cylindre est tourné d'un angle de 90° par rapport à la projection Mercator normale. (b) Projection Mercator transverse du globe terrestre. Les pôles sont situés sur une ligne horizontale.

$$\begin{cases} X = & -\text{atan}(y/z) \\ Y = & -\text{atanh}(x) \end{cases} \tag{A.1}$$

Le cylindre entourant la sphère est tourné de 90°, ainsi les pôles ne sont plus projetés à l'infini mais sur la ligne horizontale au milieu de la projection (Fig. A.2). Cette fois, les pôles sont les zones les moins modifiées de la projection. Si le champ est appliqué dans le plan Oxy, alors les fonds des puits ainsi que le col les séparant sont situés le long de la ligne horizontale.

Annexe B

Équation LLG explicite et implicite

Le but de cette annexe est de présenter le calcul qui permet de passer de la forme explicite de l'équation de LLG à sa forme implicite. De nombreux ouvrages ne prennent pas la peine de détailler ce calcul et il devient difficile de le trouver dans la bibliographie [1].

Partons de la forme explicite et afin d'alléger les calculs nous utiliserons la forme explicite adimensionnée.

$$\frac{\mathrm{d}\mathbf{m}}{\mathrm{d}t} = -\mathbf{m} \times \mathbf{h} + \alpha \mathbf{m} \times \frac{\mathrm{d}\mathbf{m}}{\mathrm{d}t} \tag{B.1}$$

et interessons-nous au second terme du second membre. Remplaçons le terme $\frac{\mathrm{d}\mathbf{m}}{\mathrm{d}t}$ par (B.1)

$$\mathbf{m} \times \frac{\mathrm{d}\mathbf{m}}{\mathrm{d}t} = -\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{h}) - \alpha \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \frac{\mathrm{d}\mathbf{m}}{\mathrm{d}t}) \tag{B.2}$$

par deux fois

$$\mathbf{m} \times \frac{\mathrm{d}\mathbf{m}}{\mathrm{d}t} = -\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{h}) - \alpha \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{h})) + \alpha^2 \mathbf{m} \times \Big(\mathbf{m} \times \big(\mathbf{m} \times \frac{\mathrm{d}\mathbf{m}}{\mathrm{d}t}\big)\Big) \tag{B.3}$$

afin d'obtenir un developpement en α. Toute l'astuce de ce calcul réside dans le fait de remarquer que

$$\mathbf{m} \times \Big(\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{h})\Big) = -\mathbf{m} \times \mathbf{h} \tag{B.4}$$

et

$$\mathbf{m} \times \Big(\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \frac{\mathrm{d}\mathbf{m}}{\mathrm{d}t})\Big) = -\mathbf{m} \times \frac{\mathrm{d}\mathbf{m}}{\mathrm{d}t} \tag{B.5}$$

Ainsi l'équation (B.3) devient

$$\mathbf{m} \times \frac{\mathrm{d}\mathbf{m}}{\mathrm{d}t} = -\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{h}) + \alpha \mathbf{m} \times \mathbf{h} - \alpha^2 \mathbf{m} \times \frac{\mathrm{d}\mathbf{m}}{\mathrm{d}t} \tag{B.6}$$

En substituant (B.6) [2] dans (B.1), nous obtenons

$$\frac{\mathrm{d}\mathbf{m}}{\mathrm{d}t} = -\mathbf{m} \times \mathbf{h} - \alpha \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{h}) + \alpha^2 \mathbf{m} \times \mathbf{h} + \alpha^3 \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{h}) - \alpha^4 \mathbf{m} \times \mathbf{h} - \alpha^5 \mathbf{m} \times \frac{\mathrm{d}\mathbf{m}}{\mathrm{d}t} \tag{B.7}$$

1. En l'occurence je n'ai jamais réussi à le trouver.
2. Ici, l'équation (B.6) est développée jusqu'à l'ordre 4.

en factorisant les termes selon $\mathbf{m} \times \mathbf{h}$ et $\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{h})$

$$\frac{\mathrm{d}\mathbf{m}}{\mathrm{d}t} = -(1 - \alpha^2 + \alpha^4 - \text{etc...})\mathbf{m} \times \mathbf{h} - \alpha(1 - \alpha^2 + \alpha^4 - \text{etc...})\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{h}) \tag{B.8}$$

et en remarquant que

$$\sum_{n=0} (-\alpha^2)^n = \frac{1}{1 - (-\alpha^2)} \tag{B.9}$$

on obtient alors

$$\frac{\mathrm{d}\mathbf{m}}{\mathrm{d}t} = -\frac{1}{1 + \alpha^2}\mathbf{m} \times \mathbf{h} - \frac{\alpha}{1 + \alpha^2}\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{h}) \tag{B.10}$$

qui est la forme implicite de l'équation de LLG.

Bibliographie

[1] S. Iwasaki. Perpendicular Magnetic Recording. *IEEE Trans. Magn.*, 71(16), 1980.

[2] Christophe Thirion, Wolfgang Wernsdorfer, and Dominique Mailly. Switching of magnetization by nonlinear resonance studied in single nanoparticles. *Nature materials*, 2(8) :524–7, August 2003.

[3] Andreas Moser, Kentaro Takano, David T Margulies, Manfred Albrecht, Yoshiaki Sonobe, Yoshihiro Ikeda, Shouheng Sun, and Eric E Fullerton. Magnetic recording : advancing into the future. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 35(19) :R157, 2002.

[4] N. Barros, M. Rassam, H. Jirari, and H. Kachkachi. Optimal switching of a nanomagnet assisted by microwaves. *Physical Review B*, 83(14) :1–8, April 2011.

[5] Liufei Cai and E. Chudnovsky. Interaction of a nanomagnet with a weak superconducting link. *Physical Review B*, 82(10) :1–7, September 2010.

[6] Z. Wang and M. Wu. Chirped-microwave assisted magnetization reversal. *Journal of Applied Physics*, 105(9) :093903, 2009.

[7] T. V. Lyutyy, A. Y. Polyakov, A. V. Rot-Serov, and C. Binns. Switching properties of ferromagnetic nanoparticles driven by a circularly polarized magnetic field. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 21(39) :396002, September 2009.

[8] R. Yanes, R. Rozada, F. García-Sánchez, O. Chubykalo-Fesenko, P. Pimentel, B. Leven, and B. Hillebrands. Modeling of microwave-assisted switching in micron-sized magnetic ellipsoids. *Physical Review B*, 79(22) :1–8, June 2009.

[9] Y. Nozaki, N. Narita, T. Tanaka, and K. Matsuyama. Microwave-assisted magnetization reversal in a Co/Pd multilayer with perpendicular magnetic anisotropy. *Applied Physics Letters*, 95(8) :082505, 2009.

[10] H. T. Nembach, H. Bauer, J. M. Shaw, M. L. Schneider, and T. J. Silva. Microwave assisted magnetization reversal in single domain nanoelements. *Applied Physics Letters*, 95(6) :062506, 2009.

[11] K. Rivkin, N. Tabat, and S. Foss-Schroeder. Time-dependent fields and anisotropy dominated magnetic media. *Applied Physics Letters*, 92(15) :153104, 2008.

[12] W. Scholz and S. Batra. Micromagnetic modeling of ferromagnetic resonance assisted switching. *Journal of Applied Physics*, 103(7) :07F539, 2008.

[13] S. Okamoto, N. Kikuchi, and O. Kitakami. Magnetization switching behavior with microwave assistance. *Applied Physics Letters*, 93(14) :142501, 2008.

[14] L Zhang and C Xu. Fast precessional switching induced by a small transverse oscillating field. *Physics Letters A*, 349(1-4) :82–86, January 2006.

[15] Z. Z. Sun and X. R. Wang. Strategy to reduce minimal magnetization switching field for Stoner particles. *Physical Review B*, 73(9) :7–10, March 2006.

[16] Z. Z. Sun and X. R. Wang. Magnetization reversal through synchronization with a microwave. *Physical Review B*, 74(13) :1–4, October 2006.

[17] Alexey Kovalev, Gerrit Bauer, and Arne Brataas. Nanomechanical Magnetization Reversal. *Physical Review Letters*, 94(16) :4, April 2005.

[18] Z. Z. Sun and X. R. Wang. Fast magnetization switching of Stoner particles : A nonlinear dynamics picture. *Physical Review B*, 71(17) :1–9, May 2005.

[19] Z. Wang, K. Sun, W. Tong, M. Wu, M. Liu, and N. X. Sun. Competition between pumping and damping in microwave-assisted magnetization reversal in magnetic films. *Physical Review B*, 81(6) :1–5, February 2010.

[20] Xiaolong Fan, Y. S. Gui, a. Wirthmann, G. Williams, Desheng Xue, and C.-M. Hu. Electrical detection of microwave assisted magnetization switching in a Permalloy microstrip. *Applied Physics Letters*, 95(6) :062511, 2009.

[21] T. Moriyama, R. Cao, John Q. Xiao, J. Lu, X. R. Wang, Q. Wen, and H. W. Zhang. Magnetization reversal by microwave in magnetic tunnel junctions. *Journal of Applied Physics*, 103(7) :07A906, 2008.

[22] Y. Nozaki, M. Ohta, S. Taharazako, K. Tateishi, S. Yoshimura, and K. Matsuyama. Magnetic force microscopy study of microwave-assisted magnetization reversal in submicron-scale ferromagnetic particles. *Applied Physics Letters*, 91(12) :122505, 2007.

[23] G. Woltersdorf and C. Back. Microwave Assisted Switching of Single Domain Ni80Fe20 Elements. *Physical Review Letters*, 99(22) :2–5, November 2007.

[24] J. Podbielski, D. Heitmann, and D. Grundler. Microwave-Assisted Switching of Microscopic Rings : Correlation Between Nonlinear Spin Dynamics and Critical Microwave Fields. *Physical Review Letters*, 99(20) :1–4, November 2007.

[25] H. T. Nembach, P. Martin Pimentel, S. J. Hermsdoerfer, B. Leven, B. Hillebrands, and S. O. Demokritov. Microwave assisted switching in a Ni[sub 81]Fe[sub 19] ellipsoid. *Applied Physics Letters*, 90(6) :062503, 2007.

[26] T. Moriyama, R. Cao, John Q. Xiao, J. Lu, X. R. Wang, Q. Wen, and H. W. Zhang. Microwave-assisted magnetization switching of Ni[sub 80]Fe[sub 20] in magnetic tunnel junctions. *Applied Physics Letters*, 90(15) :152503, 2007.

[27] P. W. Anderson and H. Suhl. Instability in the Motion of Ferromagnets at High Microwave Power Levels, 1955.

[28] J. Jorzick, S. O. Demokritov, B. Hillebrands, M. Bailleul, C. Fermon, K. Y. Guslienko, A. N. Slavin, D. V. Berkov, and N. L. Gorn. Spin wave wells in nonellipsoidal micrometer size magnetic elements. *Phys. Rev. Lett.*, 88 :047204, Jan 2002.

[29] Amikam Aharoni. The Concept of a Single-Domain Particle. *IEEE Transactions on Magnetics*, 27(6) :4775–4777, 1991.

[30] E Bonet, W Wernsdorfer, B Barbara, A Benoit, D Mailly, and A Thiaville. Three-Dimensional Magnetization Reversal Measurements in Nanoparticles. *Physical review letters*, 83(20) :4188, 1999.

[31] L. Néel. Anisotropie Magnetique superficielle et surstructures d'orientation. *Le Journal de la Physique et Le Radium*, 4(15), 1954.

[32] W Wernsdorfer, B Doudin, D Mailly, K Hasselbach, A Benoit, J Meier, J Ansermet, and B Barbara. Nucleation of Magnetization Reversal in Individual Nanosized Nickel Wires. *Physical review letters*, 77(9) :1873–1876, August 1996.

[33] E. C. Stoner and E. P. Wohlfarth. A Mechanism of Magnetic Hysteresis in Heterogeneous Alloys. *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 240(826) :599–642, May 1948.

[34] André Thiaville. Coherent rotation of magnetization in three dimensions : A geometrical approach. *Physical Review B*, 61(18) :12221–12232, May 2000.

[35] H. Suhl. Ferromagnetic Resonance in Nickel Ferrite Between One and Two Kilomegacycles, 1955.

[36] L. Baselgia, M. Warden, F. Waldner, Stuart L. Hutton, John E. Drumheller, Y. Q. He, P. E. Wigen, and M. Marysko. Derivation of the resonance frequency from the free energy of ferromagnets. *Physical Review B*, 38(4) :2237, 1988.

[37] J Slonczewski. Current-driven excitation of magnetic multilayers. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 159(1-2) :L1–L7, June 1996.

[38] M Bauer, J Fassbender, and B Hillebrands. Switching behavior of a Stoner particle beyond the relaxation time limit. *Physical Review B*, 61(5) :3410–3416, 2000.

[39] Y. S. Gui, a. Wirthmann, and C.-M. Hu. Foldover ferromagnetic resonance and damping in permalloy microstrips. *Physical Review B*, 80(18) :1–13, November 2009.

[40] T. M. Weiss. A Solid-State Microwave Amplifier and Oscillationg Using Ferrites. *Physical Review*, 107(1) :2, 1957.

[41] H. Suhl. Proposal for a Ferromagnetic Amplifier in the Microwave Range, 1957.

[42] Giorgio Bertotti, Claudio Serpico, and Isaak Mayergoyz. Nonlinear Magnetization Dynamics under Circularly Polarized Field. *Physical Review Letters*, 86(4) :724–727, January 2001.

[43] K. Rivkin and J. B. Ketterson. Magnetization reversal in the anisotropy-dominated regime using time-dependent magnetic fields. *Applied Physics Letters*, 89(25) :252507, 2006.

[44] C Raufast. *Etude par magnétométrie a micro-SQUID d'agrégats à base de cobalt . Etude de la dynamique du retournement de l'aimantation.* PhD thesis, Université de Lyon1, 2007.

[45] U. Hartmann. Magnetic force microscopy. *Annual review of materials science*, 29(1) :53–87, 1999.

[46] R. Wiesendanger. *Scanning probe microscopy and spectroscopy : methods and applications*. Cambridge University Press, 1994.

[47] W. Wernsdorfer, K. Hasselbach, D. Mailly, B. Barbara, A. Benoit, L. Thomas, and G. Suran. DC-SQUID magnetization measurements of single magnetic particles. *Journal of magnetism and magnetic materials*, 145(1) :33–39, 1995.

[48] W Wernsdorfer. From micro- to nano-SQUIDs : applications to nanomagnetism. *Superconductor Science and Technology*, 22(6) :064013, June 2009.

[49] Martin Weisheit, Sebastian Fähler, Alain Marty, Yves Souche, Christiane Poinsignon, and Dominique Givord. Electric field-induced modification of magnetism in thin-film ferromagnets. *Science (New York, N.Y.)*, 315(5810) :349–51, January 2007.

[50] Christophe Thirion. *Statique et dynamique du retournement de l'aimantation de nanoparticules isolées*. PhD thesis, Univeristé Joseph Fourier, 2003.

[51] W. Wernsdorfer, C. Thirion, N. Demoncy, H. Pascard, and D. Mailly. Magnetisation reversal by uniform rotation (Stoner-Wohlfarth model) in fcc cobalt nanoparticles. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 242-245, p :132–137, 2002.

[52] Celso Grebogi, Edward Ott, and James A Yorke. Fractal Basin Boundaries, Long-Lived Chaotic Transients, and Unstable-Unstable Pair Bifurcation, 1985.

[53] F. C. Moon and G.-X. Li. Fractal Basin Boundaries and Homoclinic Orbits for Periodic Motion in a Two-Well Potential. *Physical Review Letters*, 55(14) :1439–1442, 1985.

[54] Chantal Le Graët, David Spenato, Souren Pogossian, David Dekadjevi, and Jamal Ben Youssef. Experimental evidence for an unidirectional Gilbert damping parameter. *Physical Review B*, 82(10) :1–4, September 2010.

[55] I. Kozinsky, H. W. Ch. Postma, O. Kogan, A. Husain, and M. L. Roukes. Basins of Attraction of a Nonlinear Nanomechanical Resonator. *Physical Review Letters*, 99(20) :8–11, November 2007.

Résumé

Un magnétomètre microSQUID basse température couplé à une antenne micro-onde a été utilisé pour sonder la dynamique du retournement assisté de l'aimantation d'une nanoparticule ferromagnétique. Grâce au développement d'une technique de mesure originale, basée notamment sur le contrôle de l'amplitude et de la phase du champ micro-onde, nous avons pu mettre en évidence les bassins d'attraction liés aux modes de précession présents dans la dynamique de l'aimantation. Il devient possible de contrôler le retournement de l'aimantation selon que l'amplitude et la phase du champ AC sont judicieusement choisis dans l'un ou l'autre des bassins d'attraction. Nous avons pu mettre en évidence un fait contre-intuitif où le retournement est bloqué par une phase *mal* choisie alors que l'amplitude est largement suffisante pour retourner le système avec une autre phase. De plus, nous avons pu utiliser la sensibilité des bassins d'attraction aux paramètres gouvernant la dynamique de l'aimantation pour déterminer expérimentalement une valeur de la constante d'amortissement de Gilbert α. C'est d'ailleurs la première mesure de la constante d'amortissement sur une nanoparticule unique.

A low temperature microSQUID magnetometer coupled to a microwave antenna was used to probe the assisted switching of the magnetization of a ferromagnetic nanoparticle. Using an original measurement protocol based on the control of the microwave amplitude and phase, we studied the basins of attraction of the precessional modes of the magnetization dynamics. The switching of the magnetization can thus be controlled by choosing an amplitude and phase in one particular basin. In particular, we evidenced the counter intuitive fact that the magnetization switching can be prevented by choosing a *wrong* phase, even though the amplitude is high enough to switch the system with another phase. Moreover, we used the basin's sensitivity to the parameters governing the magnetization dynamics to determine a value for the Gilbert's damping constant α. This is the first measurement of the damping constant on an individual nanoparticle.