HAL
open science

Dynamique par transfert de spin et synchronisation d'oscillateurs couplés à base de vortex magnétiques

Nicolas Locatelli

To cite this version:

Nicolas Locatelli. Dynamique par transfert de spin et synchronisation d'oscillateurs couplés à base de vortex magnétiques. Autre [cond-mat.other]. Université Paris Sud - Paris XI, 2012. Français. NNT : 2012PA112322 . tel-00801852

HAL Id: tel-00801852

https://theses.hal.science/tel-00801852v1

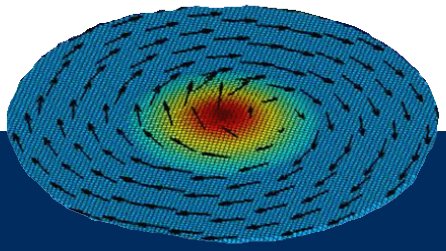
Submitted on 18 Mar 2013

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.

Dynamique par transfert de spin et synchronisation d'oscillateurs couplés à base de vortex magnétiques

Nicolas Locatelli



Thèse de doctorat
Spécialité : Physique
Matière condensée en dimensions réduites, nanophysique

Thèse préparée à l'Unité Mixte de Physique CNRS/Thales
associée à l'Université Paris-Sud

soutenue le 5 décembre 2012 en vue d'obtenir le grade de
Docteur en Sciences de l'Université Paris Sud

Thèse soutenue devant le jury composé de :

Rapporteurs :	Ursula EBELS	Directrice de recherche (CEA SPINTEC, Grenoble)
	Russell COWBURN	Professeur (Cambridge University)
Examinateurs :	André THIAVILLE	Directeur de recherche (LPS, Orsay)
	Olivier KLEIN	Directeur de recherche (SPEC, CEA Saclay)
	Arnaud BOURNEL	Professeur (IEF, Université Paris Sud, Orsay)
Directeur de thèse :	Vincent CROS	Directeur de recherche (UMφ CNRS-Thales)
Co-encadrant :	Julie GROLLIER	Chargée de recherche (UMφ CNRS-Thales)

UNIVERSITE PARIS-SUD
ED107 : PHYSIQUE DE
LA REGION PARISIENNE

UNIVERSITÉ PARIS SUD
Comprendre le monde, construire l'avenir®

cnrs dépasser les frontières

THALES Research & Technology

Remerciements

Cette thèse est le fruit de quatre excellentes années passées à l'UMφ. Je veux pour commencer remercier Julie Grollier et Vincent Cros pour m'avoir accueilli à l'UMR avec tant d'enthousiasme. Ca aura été, et ça continue d'être un grand plaisir de travailler et partager avec vous ! Vous avez su me communiquer la passion de la recherche à la même hauteur que l'enseignement, et j'espère avoir la chance de concilier dans le futur ces deux facettes du métier.

Il y a beaucoup de monde que j'aimerais remercier, qui ont contribué de près ou de loin au bon déroulement de cette thèse, qui m'ont aidé à avancer, mais aussi à oublier mon travail quand il le fallait, et qui m'ont finalement permis d'aller au bout tout en gardant le sourire et une bonne santé mentale !

Je tiens tout d'abord à mentionner que ce travail ne serait pas ce qu'il est sans les nombreuses contributions des collègues de la « team STNO », qu'ils soient dans le bureau d'à côté, au bout du couloir, ou à l'autre bout du monde... A Julie, Vincent (pour ne pas oublier de les re-mentionner !), Alexey, Paolo, Peter, Rie (les infatigables post-docs), aux thésards : Benoit et Antoine qui m'ont transmis le flambeau, Eva et Romain à qui il revient maintenant (bon courage pour la suite !), mais aussi à Flavio en Belgique, Petr, Anatoly et Konstantin en Russie. Merci également à Albert pour l'intérêt porté à ce travail au milieu d'un emploi du temps surhumain.

Un grand merci général à l'ensemble des personnes que j'ai eu la chance de rencontrer à l'UMφ, pour leur bonne humeur et leur plaisir constant à partager. Une dédicace particulière pour toutes les personnes que j'ai eu la chance d'avoir comme co-bureau durant ma thèse : Rozenn, Agnès, Manu, Christina, Ryan, Dédé, MB et Steph. Merci aux deux duos Fréd et Fréd à la direction ainsi qu'Anne et Christine au secrétariat, qui prennent constamment soin à ce que tout se passe bien durant la thèse.

Un grand merci à Agnès, Madjid et Pierre pour avoir partagé leur expérience de l'enseignement, et m'avoir permis de m'investir à leur côté dans les cours dont ils ont la charge. J'ai pris beaucoup de plaisir durant mon monitorat, et c'est grâce à vous !

Merci également à tous ceux qui ont, chacun à leur façon, contribué à me faire découvrir l'électronique fondamentale et la spintronique, et m'ont persuadé de continuer dans cette voie : Claude Chappert, Sylvie Retailleau, Arnaud Bournel, Jagadeesh Moodera, et tous les collègues que j'ai eu l'occasion de croiser à diverses occasions durant ma thèse.

Merci aux parents pour votre soutient constant, mais aussi et surtout pour tout ce que vous m'avez transmis au cours de ces 27 dernières années. Je n'en serais pas là sans ce que vous m'avez tous les deux appris, ni sans les valeurs que vous m'avez transmises.

Merci au frérot, pour ton intérêt sans faille quand j'ai pu te raconter mes journées au labo, et pour la super surprise de ta présence à ma soutenance. Un énorme merci également pour ton aide pour la réalisation de la couverture de cette thèse. A toi je souhaite plein de bonnes choses et bon courage pour la suite !

Une pensée également pour toute la famille, pour vos nombreux messages d'encouragement ! Avec une pensée toute particulière pour ceux qui nous ont quitté, mais aussi tous ceux qui viennent juste de nous rejoindre !

Je ne peux pas oublier de remercier les amis de toutes parts avec qui il est et il sera toujours bon de partager une bonne bière ! A mon tour de vous souhaiter plein de réussite, chacun dans votre voie.

La thèse c'est parfois énervant, stressant... à chacun sa façon de décharger tout ça ! Pour moi ça aura été d'aller régulièrement taper le volant au badminton. Pour ça un énorme merci à la grande famille du Wissous Tennis Club pour m'avoir accueilli aussi chaleureusement, ainsi qu'aux badistes de l'UMφ :

Vincent, Vincent, Dédé, Eric, et tous ceux qui ont eu l'occasion de passer, pour les nombreux matchs joués à midi entre deux manips.

Un grand merci à l'ensemble des personnes venues me soutenir le jour de ma soutenance. J'espère que vous avez pris autant de plaisir que moi ! Une dédicace spéciale pour André et Julian, ingénieurs du son improvisés appelés à la rescousse, qui ont su mettre en pratique leurs excellentes compétences acquises après des heures passées en manips pour mettre en marche les micros de l'auditorium et permettre à l'audience de suivre l'ensemble de la soutenance !

Et puisque l'on garde toujours le meilleur pour la fin, un énorme merci à Laura, ma chérie et future femme, qui m'a supporté ces dernières années dans tous mes projets, qui m'a supporté aussi quand je rentrais en grognant d'une dure journée au labo, et dont le sourire retrouvé chaque soir aura toujours su balayer instantanément de mon esprit toutes les petites galères de manips de la journée. Alors pour finir, à nous je souhaite également plein de bonnes choses...

Introduction

La découverte de la magnétorésistance géante (GMR) à la fin des années 80 a permis d'augmenter de plusieurs ordres de grandeur les capacités de stockage d'information de nombres de dispositifs électroniques couramment utilisés aujourd'hui. L'introduction des effets magnétorésistifs tunnel (TMR) au milieu des années 90 et le développement de mémoires non volatiles MRAM qui en découle devraient également marquer une rupture technologique par rapport aux dispositifs actuels à base de semi-conducteurs tels que les S-RAM ou D-RAM. Ces deux domaines d'applications sont basés sur des propriétés liées au transport dépendant du spin des électrons, caractéristique de la spintronique et qui ne se manifestent que pour des dimensions nanométriques.

Mon sujet de thèse s'inscrit dans un des développements actuels les plus importants de la spintronique qui concerne l'étude des interactions entre un courant polarisé en spin (idéalement un courant de spin pur) et un moment magnétique. Cet effet, appelé transfert de spin, proposé par J. Slonczewski et L. Berger au milieu des années 90, permet de compenser les pertes associées à la relaxation magnétique et ainsi de générer, dans des nanostructures spintroniques, des précessions entretenues de l'aimantation, à des fréquences se situant typiquement dans la gamme du GHz. Par ailleurs, les propriétés magnétorésistives de ces dispositifs permettent ensuite de convertir cette dynamique d'aimantation en une tension alternative radio-fréquence. Ces nano-dispositifs constituent donc un nouveau type d'auto-oscillateur, appelé « Spin Transfer Nano-Oscillator » (STNO), dont le transfert de spin constitue la source d'énergie. Les caractéristiques intrinsèques de ces oscillateurs i.e. leur rapidité, leur accordabilité (fréquence variant avec le champ et/ou le courant, dans des gammes comprises entre 100MHz et 65GHz) et leur très fort niveau d'intégration, font que ces composants rf spintroniques pourraient révolutionner le domaine des technologies de l'information (applications en télécommunications pour les sources de signaux rf, pour la détection hétérodyne, ou encore pour le développement de nouveaux types de détecteurs de fréquence) comme l'effet GMR l'avait fait pour le domaine du stockage d'information.

Des progrès scientifiques importants tant sur le plan expérimental que théorique ont été obtenus au cours de la dernière décennie depuis la première observation expérimentale réalisée en fin 2003 à l'Université de Cornell aux USA. Au début de ma thèse à l'Unité Mixte de Physique CNRS-Thales en septembre 2009, les effets de dynamique d'aimantation par transfert de spin, avaient été étudiés principalement dans des nanostructures ayant une configuration d'aimantation quasi-uniforme. Outre la difficulté à bien comprendre et donc prédire l'évolution des modes dynamiques quasi-uniformes en fonction du courant injecté, plusieurs verrous technologiques n'avaient pas encore été levés, en particulier, les faibles puissances (limitées à quelques nanoWatts) et les fortes largeurs de raie (largeurs de raie du signal de quelques MHz) obtenues pour un STNO.

Pour répondre à ces défis, un des objectifs de mon travail de thèse a été d'étudier les mécanismes physiques du transfert de spin, et la réponse dynamique associée, pour des systèmes d'oscillateurs magnétiques couplés, dans le but d'augmenter fortement la cohérence de ces nano-oscillateurs hyperfréquence. Dans ce but, nous avons opté pour une approche innovante qui a été de sélectionner une configuration magnétique en forme de vortex magnétique. Cette configuration, d'aimantation moyenne quasi-nulle à l'équilibre, est aisément stabilisée dans une nanostructure magnétique. Elle se caractérise par un enroulement très rapide des moments magnétiques autour d'un centre de rotation, et d'une zone de quelques dizaines de nanomètres au centre du vortex pour laquelle l'aimantation pointe hors du plan, appelée le « cœur » du vortex.

Un des avantages du vortex par rapport aux autres configurations magnétiques est qu'il possède un mode dynamique à basse fréquence (typiquement entre 100MHz et 2GHz) très éloigné des autres modes magnétiques, qui apparaissent à plus haute fréquence. Ce mode dit « gyrotropique » correspond à un mouvement de giration du cœur du vortex autour de sa position d'équilibre. Cette propriété fait du vortex

une configuration magnétique idéale pour étudier l'hybridation des modes dans des systèmes de deux vortex ou plus.

La démonstration en 2007 par V.S. Pribiag *et al.* de l'uiversité de Cornell, de l'excitation du mode gyrotropique de vortex par transfert de spin a ouvert la voie à l'étude des « Spin Transfer Vortex Oscillators » (STVO). Ces premiers résultats ont pu mettre en avant une pureté spectrale améliorée par rapport aux oscillateurs à aimantation quasi-uniforme, ainsi que la possibilité d'observer de telles excitations à champ nul, suscitant un engouement tout particulier pour ces nouveaux oscillateurs. Un important travail reste néanmoins à faire pour comprendre et modéliser les mécanismes en jeu dans ce type de dispositifs. La configuration magnétique vortex est en effet une configuration modèle pour étudier les mécanismes de transport polarisé en spin et de transfert de spin dans des structures à aimantation fortement non-homogène.

Une autre piste grandement explorée ces dernières années pour améliorer la qualité spectrale des oscillations est de multiplier le nombre d'oscillateurs, tout en permettant une interaction entre ceux-ci. L'apparition de phénomènes de verrouillage de phase, ou « synchronisation », entre les oscillateurs peut alors permettre d'augmenter significativement la cohérence des oscillations. Dans le meilleur des cas, on prévoit pour une assemblée de N oscillateurs couplés et synchronisés une réduction de la largeur de raie d'un facteur N. Cette solution est également envisagée pour augmenter la puissance totale du signal issu de ces oscillations. Les recherches sur le sujet ont fait l'objet de plusieurs publications théoriques, proposant diverses méthodes de couplages entre des oscillateurs à transfert de spin, mais peu de démonstrations expérimentales du phénomène peuvent être trouvées.

Mon manuscrit se divise en quatre parties. Une première partie sera consacrée à un état de l'art des connaissances théoriques et des démonstrations expérimentales qui définissent le contexte de notre étude, et seront indispensables pour une bonne compréhension de nos résultats. Les différents phénomènes physiques en jeu dans un *oscillateur à transfert de spin* : *magnétorésistance*, *dynamique d'aimantation*, et *transfert de spin* seront décrits dans le chapitre 1. Le chapitre 2 nous permettra d'introduire en détail les propriétés statiques et dynamiques de l'état *vortex*. Enfin, le chapitre 3 fera une revue des travaux connus à ce jour sur le comportement des *oscillateurs couplés*, et la *synchronisation d'oscillateurs à transfert de spin*. Nous nous concentrerons dans la mesure du possible sur des oscillateurs à base de vortex, mais ne manqueront pas de citer quelques travaux pionniers appuyés sur l'étude d'autres oscillateurs magnétiques.

La deuxième partie contient une présentation des échantillons mesurés durant ce travail de thèse, ainsi que du banc de mesure utilisé. Nous y introduirons les méthodes de fabrication des échantillons, ainsi qu'une rapide description de leurs propriétés magnétiques. L'ensemble des dispositifs mesurés sont des nano-piliers gravés dans un empilement de type vanne de spin : Cu/NiFe(15nm)/Cu(10nm)/NiFe(4nm)/Au. Les études menées sur ces échantillons se divisent ensuite en deux grandes parties.

Dans la partie III, nous exposerons l'étude d'un oscillateur à transfert de spin basé sur l'oscillation de deux vortex couplés. Le chapitre 5 introduit tout d'abord les moyens de contrôle et de détection de la configuration magnétique dans chacune des couches NiFe de la vanne de spin. Grâce aux influences d'un champ magnétique extérieur et du champ induit par le courant traversant le pilier, il est possible d'observer des transitions entre des configurations magnétiques quasi-uniformes et vortex. Un contrôle des paramètres de polarité et chiralité des vortex est également démontré. Du point de vue des propriétés de transport polarisé en spin dans la structure, nous traiterons la complexité des phénomènes de relaxation de spin associés à des configurations magnétiques fortement non-homogènes. Les deux chapitres suivants s'intéressent aux propriétés dynamiques du système sous l'influence du transfert de spin, dans la configuration magnétique pour laquelle un vortex est nucléé dans chacune des couches magnétiques. Un des objectifs des études analytiques et numériques (chapitre 6) est de démontrer l'importance du couplage dipolaire entre les deux vortex pour comprendre les propriétés dynamiques du système. Tout d'abord, nous développons le calcul de l'action du transfert de spin sur la dynamique gyrotropique du vortex dans

la cas spécifique qui nous intéresse, i.e. le cas d'un polariseur en spin ayant une configuration vortex. Ensuite grâce aux simulations micro-magnétiques, nous résolvons également les dépendances théoriques des propriétés dynamiques avec le courant I_{dc} et le champ perpendiculaire $H_{\perp}$. Enfin, ces prédictions seront comparées aux résultats expérimentaux, présentés dans le chapitre 7. Nous verrons également que les mesures expérimentales démontrent une très forte réduction de la largeur de raie des oscillations associée à l'excitation de modes de vortex couplés, avec des largeurs de raie records d'environ 200kHz à champ nul, voire même de 50kHz sous champ magnétique, correspondant à des facteurs de qualité dépassant 15000. La partie III est conclue par le chapitre 8 qui décrit une étude des mécanismes de renversement des cœurs des vortex sous l'influence combinée d'un champ magnétique extérieur perpendiculaire au plan des couches et du transfert de spin. L'évolution des champs critiques de renversement des polarités est étudiée expérimentalement en fonction du courant I_{dc} circulant dans le pilier. Grâce à une reproduction qualitative des résultats expérimentaux par des simulations micro-magnétiques, nous identifions deux mécanismes, « statique » et « dynamique », pouvant être responsable du renversement d'un cœur de vortex en fonction des conditions imposées.

La dernière partie est consacrée à l'étude du phénomène de synchronisation entre deux oscillateurs à transfert de spin à base de vortex. Nous présentons une étude combinant un modèle analytique (chapitre 9), des simulations numériques (chapitre 10), et enfin nos premiers résultats expérimentaux très encourageants (chapitre 11). Le système considéré est simplement constitué de deux piliers identiques à ceux étudiés dans la partie III, gravés à une faible distance l'un de l'autre pour favoriser les interactions magnétiques entre voisins. Dans le chapitre 9, nous présentons une modélisation de l'interaction dipolaire entre deux oscillateurs à transfert de spin à base de vortex, afin par la suite de proposer des modèles analytiques pour la résolution des phénomènes de verrouillage de phase, premièrement dans le cas de deux piliers strictement identiques, puis dans le cas de deux piliers de diamètres différents. Le premier cas est appuyé par des simulations micro-magnétiques, présentées dans le chapitre 10. Tout comme dans le cas de deux vortex couplés dans un même nanopilier (partie III), les paramètres relatifs des deux oscillateurs vortex revêtent une importance particulière. Enfin nous conclurons en présentant dans le chapitre 11 les premières observations expérimentales de synchronisation entre oscillateurs à transfert de spin par couplage dipolaire. Ces résultats expérimentaux montrent un très bon accord qualitatif avec les prédictions théoriques obtenues aux deux chapitres précédents.

Note au lecteur : l'ensemble des formules et des calculs introduits dans ce manuscrit emploient systématiquement le système d'unités internationales (S.I.), et ce bien que certains graphes ou tables de valeurs utilisent parfois les unités du système C.G.S. plus usuelles.

Table des matières

I Introductions et état de l'art **1**

1 Oscillateurs à transfert de spin - Les phénomènes en jeu **3**

1.1 La magnétorésistance géante (GMR) 3

1.1.1 Concepts de base du transport dans les matériaux magnétiques 3

1.1.2 Un modèle simple pour décrire la GMR : le modèle à deux courants 5

1.1.3 Le concept d'accumulation de spin 7

1.1.4 Le modèle de Valet & Fert 7

1.2 Dynamique d'aimantation et transfert de spin 9

1.2.1 Dynamique d'aimantation : L'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert 9

1.2.2 Principe de l'effet de transfert de spin 10

1.3 Introduction au cas d'une jonction tunnel 12

1.4 Nano-oscillateurs à transfert de spin : Principe et premiers travaux 13

1.4.1 Le principe 13

1.4.2 Les premiers travaux expérimentaux 14

2 Oscillateurs à base de vortex **17**

2.1 Description et stabilité de l'état magnétique « vortex » 17

2.1.1 La configuration magnétique vortex 17

2.1.2 Distribution d'aimantation 18

2.1.3 Vortex décentré 20

2.1.3.1 Le modèle du vortex rigide (« Single vortex ansatz » - SVA) 21

2.1.3.2 Le modèle à deux vortex (« Two vortex ansatz » - TVA) 21

2.1.4 Diagramme de phase 23

2.1.5 Déplacement d'un vortex soumis à un champ magnétique extérieur 23

2.1.6 Champ d'Oersted et stabilité 25

2.1.7 Dépendance avec un champ perpendiculaire 26

2.2 La dynamique gyrotropique du vortex 27

2.2.1 Introduction à l'équation de Thiele 27

2.2.2 Relaxation du vortex hors équilibre - Fréquence de résonance 31

2.2.2.1 La gyroforce 31

2.2.2.2 La force de confinement 31

2.2.2.3 La force d'amortissement 33

2.2.2.4 Oscillations amorties - fréquence propre 34

2.2.2.5 Dépendance avec le champ magnétique 35

2.2.3 La contribution du transfert de spin : effet d'un courant de polarisation en spin uniforme perpendiculaire 36

2.3 Les STVO : premiers travaux expérimentaux . . . 38
2.4 Vitesse critique et retournement du cœur . . . 39
2.5 Modes hautes-fréquences . . . 40

3 Premiers travaux sur les oscillateurs vortex couplés 41
3.1 Résonance ou synchronisation ? . . . 41
3.2 Résonance de systèmes de vortex couplés . . . 42
3.2.1 Cas de deux vortex superposés . . . 43
3.2.1.1 Modèle analytique . . . 43
3.2.1.2 Observations expérimentales . . . 45
3.2.2 Cas général - couplage latéral . . . 45
3.2.2.1 Modèle analytique . . . 45
3.2.2.2 Observations expérimentales . . . 46
3.2.3 Chaines et réseaux de vortex . . . 49
3.2.4 De l'importance de la contribution des cœurs . . . 49
3.3 Synchronisation d'auto-oscillateurs à une source externe . . . 50
3.3.1 Présentation du système - Modes et symétrie d'excitation . . . 50
3.3.2 Premiers résultats - synchronisation de modes uniformes . . . 51
3.3.3 Synchronisation du mode gyrotropique . . . 52
3.4 Synchronisation mutuelle d'auto-oscillateurs à transfert de spin . . . 52
3.4.1 Différents types de couplage . . . 53
3.4.2 Résultats expérimentaux . . . 54
3.4.2.1 Synchronisation d'oscillations uniformes . . . 54
3.4.2.2 L'unique résultat de synchronisation pour les vortex . . . 55
3.5 Couches magnétiques couplées dans une vanne de spin . . . 56

II Présentation des systèmes étudiés 59

4 Systèmes étudiés et techniques expérimentales 61
4.1 Nanopiliers de vannes de spin . . . 61
4.1.1 Etape de nanofabrication . . . 61
4.1.2 Les différents échantillons . . . 62
4.1.3 Configuration magnétique et propriétés . . . 63
4.2 Banc de mesure . . . 64

III Etude d'un nano-pilier unique 67

5 Configurations magnétiques et transport 69
5.1 Nucléation et contrôle de la chiralité . . . 69
5.1.1 Piliers ⌀120nm : 1 ou 2 vortex . . . 69

5.1.2 Piliers ⌀200nm : le contrôle des chiralités . . . 71
5.2 Méthode pour le contrôle des polarités . . . 72
5.3 Résistance vs H_{plan} . . . 73
5.3.1 Balayage du champ H_{plan}, évolution avec le courant . . . 73
5.3.2 Cas des plus forts courants . . . 75
5.4 Vortex et accumulation de spin . . . 76
5.4.1 Prédictions théoriques : la magnétorésistance d'interface . . . 77
5.4.2 Simulations micromagnétiques 3D pour le calcul de la polarisation en spin . . . 81
5.4.2.1 Présentation . . . 81
5.4.2.2 Comparaison à l'expérience : $R(H_{plan})$ . . . 82
5.4.2.3 Cartographies de l'accumulation de spin . . . 83
5.4.2.4 Conséquences sur l'effet de transfert de spin . . . 86
5.5 Evolution de la résistance avec la distance inter-cœurs . . . 86
5.6 Stabilité avec le champ perpendiculaire et contrôle des polarités . . . 87
5.6.1 Résultats expérimentaux . . . 87
5.6.2 Simulation . . . 88

6 Propriétés hyperfréquences : les prédictions 91
6.1 Effets d'un polariseur plan non-homogène . . . 91
6.1.1 Calcul de la force de transfert de spin . . . 91
6.1.2 Simulations . . . 95
6.2 Cas d'un polariseur vortex . . . 96
6.2.1 Polariseur vortex fixe . . . 96
6.2.1.1 La force de transfert de spin . . . 96
6.2.2 Le cas de deux couches libres : un polariseur vortex oscillant . . . 98
6.2.2.1 Prédictions théoriques . . . 99
6.3 Simulations pour un système de deux vortex couplés . . . 100
6.3.1 Excitation de modes couplés . . . 100
6.3.2 Premiers résultats : ⌀200nm . . . 101
6.3.3 Un courant critique nul ? . . . 102
6.3.4 L'importance de l'interaction cœur-cœur . . . 102
6.3.5 Dépendance en fonction du diamètre du pilier . . . 104
6.3.6 Evolution de la fréquence avec un champ perpendiculaire . . . 106
6.4 Détection de la dynamique de vortex couplés . . . 107

7 Propriétés hyperfréquences : les observations expérimentales 111
7.1 Influence de la configuration relative - Polarités . . . 111
7.1.1 Comparaison des spectres mesurés à champ nul . . . 111
7.1.2 Discussion . . . 112
7.2 Evolution avec le courant, et courants critiques . . . 113

7.2.1 L'évolution de la résistance moyenne, image de l'orbite de giration 113
7.2.2 Evolution de la fréquence avec le courant dans l'état à 2 vortex 114
7.2.3 Piliers ∅120nm - Comparaison des signaux dans les états 1V et 2V 115
7.3 Dépendance des excitations avec un champ perpendiculaire $H_\perp$ 116
7.3.1 Evolution de la fréquence avec $H_\perp$ 116
7.3.2 Evolution de la résistance moyenne avec $H_\perp$ 117
7.4 Discussions sur la diminution de la largeur de raie 118

8 Mécanismes de renversement des polarités et influence du transfert de spin 121
8.1 Contexte 121
8.2 Résistance en fonction de $H_\perp$ à différents courants I_{dc} 122
8.2.1 Courants faibles 122
8.2.2 Courants forts 124
8.3 Dépendance des champs de renversement avec le courant 125
8.4 Simulations et interprétations 126
8.4.1 Conditions de simulation 126
8.4.2 Résultats 126
8.4.3 Deux processus de renversement 127
8.4.4 Interprétation des résultats 128

Conclusion et perspectives 131

IV Phénomènes de synchronisation de deux oscillateurs 133

Au delà du pilier unique : la synchronisation 135

9 Synchronisation : modèles analytiques 137
9.1 Modélisation de l'interaction dipolaire 137
9.2 Verrouillage de phase de deux oscillateurs identiques 138
9.2.1 Cas des polarités parallèles 139
9.2.2 Faibles déphasages - système linéaire 141
9.2.2.1 Régime quasi-périodique : $\lambda_{1,2} \in \mathbb{C}$ 141
9.2.2.2 Régime apériodique : $\lambda_{1,2} \in \mathbb{R}$ 142
9.2.3 Faible couplage - dynamique non linéaire du déphasage 142
9.2.4 Cas des polarités anti-parallèles 143
9.3 Piliers de diamètres différents : Synchronisation de deux oscillateurs 145

10 Verrouillage de phase de deux oscillateurs identiques 149
10.1 Présentation du système simulé 149
10.2 Cas des polarités parallèles 150
10.2.1 Résultats des simulations 150

10.2.2 Etude de l'énergie d'interaction 152
10.3 Comparaison au cas des polarités anti-parallèles 152

11 Expériences de synchronisation de 2 piliers par couplage magnétique dipolaire 155
11.1 Synchronisation à une source externe 155
11.1.1 Pilier unique avec antenne rf 155
11.1.2 Synchronisation par application d'un courant rf 156
11.1.3 Synchronisation par application d'un champ rf 156
11.2 Synchronisation de deux STVOs par couplage dipolaire 159
11.2.1 Echantillons avec doubles piliers 159
11.2.2 De la difficulté de mettre en évidence la synchronisation 160
11.2.3 Etat magnétique du système et interactions 160
11.2.4 Mise en évidence du phénomène de synchronisation par variation du champ perpendiculaire 161
11.2.4.1 Résultats 161
11.2.4.2 Discussion 164
11.2.5 Evolution de la synchronisation avec le courant 165
11.2.6 Résultats 165
11.2.6.1 Discussion 165

Conclusion et perspectives 167

Conclusion générale 171

Annexes 177

A Calcul du coefficient d'amortissement pour l'équation de Thiele 177
A.1 Contribution du terme $\sin^2(Theta) \cdot (dPhi/dChi_v)^2$ 177
A.1.1 Intégration sur la région comprise entre 0 et rc-b 177
A.1.2 Intégration sur la région comprise entre rc+b et R 177
A.1.3 Résultats intermédiaires 177
A.1.4 Intégration des termes associés au vortex principal dans la région du cœur 178
A.1.5 Résultats pour cette partie : 178
A.2 Contribution du terme $(dTheta/dt)^2$ 179
A.3 Dissipation totale, somme des contributions : 179

B Calcul de la force de transfert de spin pour un courant polarisé uniformément dans la direction perpendiculaire 181

C Observations surprenantes de signaux sub-harmoniques 183
C.1 Signaux sub-harmoniques 183

C.2 Evolution du phénomène avec le courant 185
C.3 Interprétations possibles 185

D Tables des symboles **187**

Bibliographie **193**

Première partie

Introductions et état de l’art

Chapitre 1

Oscillateurs à transfert de spin - Les phénomènes en jeu

A l'origine des nano-oscillateurs à transfert de spin, deux des phénomènes majeurs de la spintronique : la magnéto-résistance et le transfert de spin. Dans ce chapitre, nous introduirons ces deux concepts et leur origine physique, en nous concentrant toutefois principalement sur le cas des structures purement métalliques, correspondant au type d'échantillons que nous étudierons dans ce manuscrit. Nous conclurons ensuite ce chapitre par une introduction des premiers travaux expérimentaux qui ont marqué le début des recherches sur les STNOs pour travailler à comprendre pleinement et améliorer ces oscillateurs innovants.

1.1 La magnétorésistance géante (GMR)

Au cœur de la spintronique se pose la question de l'influence des caractéristiques de l'électron, i.e. son spin, sur ses propriétés de transport, i.e. sa mobilité dans un matériau, notamment lorsqu'il traverse un matériau magnétique. L'influence du spin des électrons sur le transport dans un matériau ferromagnétique a été étudié théoriquement par N. Mott en 1936, bien qu'il n'ait été démontré expérimentalement qu'à la fin des années 60. Cette propriété de transport dépendant du spin est au cœur du phénomène de magnétorésistance géante (GMR). Cette découverte, faite conjointement par A. Fert et P. Grünberg [1, 2] en 1988, a été le point de départ du développement d'un nombre important de technologies, parmi lesquelles nous nous devons de citer les têtes de lectures des disques durs, qui ont permis la croissance fulgurante de la densité de données que l'on peut aujourd'hui y stocker.

Pour une revue complète sur la magnétorésistance, le lecteur pourra consulter la référence [3].

1.1.1 Concepts de base du transport dans les matériaux magnétiques

Les métaux de transition tels que le fer, le cobalt, le nickel ou leurs alliages sont les matériaux clés à la base des composants spintroniques. Ces matériaux sont en effet ferromagnétiques à température ambiante et ont ainsi une structure de bande qui diffère des métaux classiques. Au niveau de Fermi, deux bandes de conduction sont présentes, remplies respectivement par les électrons *3d* et les électrons *4s*. Dans ces matériaux magnétiques, l'interaction d'échange entre les moments magnétiques des électrons (leur spin) encourage les électrons à avoir une direction de spin identique à leurs voisins. Ainsi, l'énergie d'un électron dont le moment magnétique est aligné dans la direction de l'aimantation locale sera plus faible que celle d'un électron de spin opposé. Ceci nous amène à diviser chaque bande de conduction en deux sous-bandes, chacune associée à une direction du spin. Dans la suite de ce manuscrit, nous nous réfèrerons aux électrons dont le moment magnétique est aligné avec l'aimantation locale par « up » ($\uparrow$) et ceux opposés à l'aimantation locale par « down » ($\downarrow$).

Les électrons délocalisés de la bande *4s* restent dans une situation similaire aux métaux normaux, avec autant d'électrons ($\uparrow$) et ($\downarrow$) ; les deux sous-bandes sont au même niveau d'énergie. La particularité des métaux de transition s'observe dans la structure de la bande *3d*, remplie par des électrons plus localisés. Les deux sous-bandes $3d_{\uparrow}$ et $3d_{\downarrow}$ sont décalées énergétiquement, générant au remplissage de la

bande une asymétrie dans le nombre d'électrons de chaque orientation de spin. Ceci se résume par une différence dans les densités d'états pour chaque orientation de spin au niveau de Fermi (niveau occupé de plus haute énergie) : $D_{\uparrow}(E_F) \neq D_{\downarrow}(E_F)$ (voir figure 1.1(a)).

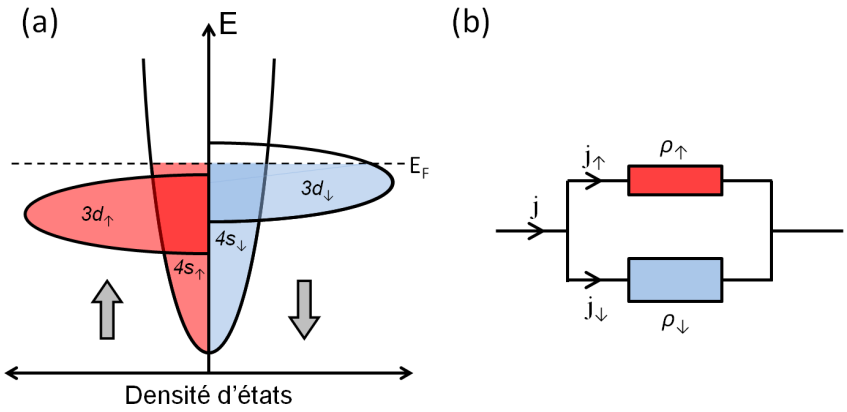


Figure 1.1 – *(a) Représentation de la structure de bande d'un métal de transition ferromagnétique, tel que le cobalt ou le nickel. (b) Circuit équivalent dans le modèle à deux courants.*

Dans la limite d'une température nulle, il est possible de considérer que le spin est conservé durant la totalité des évènements de diffusion des électrons. On peut alors considérer que la conduction par les électrons s'effectue de façon indépendante dans deux canaux parallèles (figure 1.1(b)) associés chacun à un type d'électron. A chaque canal est associé une résistivité $\rho_{\uparrow}$ ou $\rho_{\downarrow}$. En première approximation, ce sont les électrons d'orbitales *4s*, plus légers et délocalisés dans le métal, qui sont responsables de la conduction, alors que les électrons d'orbitales *3d*, localisés sont responsables des propriétés magnétiques du métal.

Etant donné le recouvrement entre les bandes *d* et *s*, les électrons porteurs de courant vont diffuser à la traversée du métal sur les états localisés, à la condition qu'ils aient la même énergie et la même orientation de spin. On comprend alors aisément que la différence des densités d'états au niveau de Fermi va impliquer une différence de probabilités de diffusion des électrons de conduction, et donc une différence de résistivités entre les deux canaux de spin.

La figure 1.1(a) illustre l'exemple du cobalt ou du nickel, matériaux à forte aimantation. Pour ces matériaux, le remplissage des bandes est tel que le niveau de Fermi se trouve au dessus de la sous-bande $3d_{\uparrow}$. L'exemple apparait alors très simple, car l'absence d'électrons ($\uparrow$) au niveau de Fermi empêche toute diffusion des électrons de conduction $4s_{\uparrow}$, contrairement aux électrons $4s_{\downarrow}$. Une fois l'ensemble des processus de diffusion considéré, ceci résulte en une résistivité plus grande pour les électrons ($\downarrow$) que les électrons ($\uparrow$) : $\rho_{\downarrow} > \rho_{\uparrow}$. En l'absence de processus de retournement de spin (« spin-flip »), la résistivité totale du matériau ferromagnétique est alors donnée par l'expression :

$$\rho = \frac{\rho_{\uparrow}\rho_{\downarrow}}{\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow}} \tag{1.1}$$

La prise en compte de la température impose de prendre en considération l'excitation thermique d'ondes de spin (ou « magnons »), par lesquelles les électrons de conduction peuvent être diffusés avec une probabilité non-nulle de retournement de leur spin. L'introduction d'un nouveau terme de résistivité est alors nécessaire pour traduire le mélange entre les deux canaux de conduction : $\rho_{\uparrow\downarrow}$. Ce terme est également le principal vecteur de la dépendance des propriétés de magnéto-transport avec la température. La résistivité s'écrit alors :

$$\rho = \frac{\rho_{\uparrow}\rho_{\downarrow} + \rho_{\uparrow\downarrow}(\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow})}{\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow} + 4\rho_{\uparrow\downarrow}} \tag{1.2}$$

Deux définitions peuvent être données du coefficient d'asymétrie de spin d'un métal ferromagnétique : $\alpha = \rho_\downarrow/\rho_\uparrow$ ou $\beta = (\rho_\downarrow - \rho_\uparrow)/(\rho_\downarrow + \rho_\uparrow)$. Une conséquence importante de la différence de résistivité entre les deux canaux de conduction est que la majorité du courant circule à travers le canal de faible résistivité $(\uparrow)$. L'asymétrie entre les amplitudes des courants de spin $(\uparrow)$ et $(\downarrow)$ nous amène à dire que le courant est *polarisé en spin*. On notera $j_\uparrow$ et $j_\downarrow$ les courants associés aux canaux de spin $(\uparrow)$ et $(\downarrow)$, et on décrira la polarisation en spin du courant par le paramètre $p = (j_\uparrow - j_\downarrow)/(j_\uparrow + j_\downarrow)$. On démontre aisément qu'en l'absence de température $p = \beta$.

1.1.2 Un modèle simple pour décrire la GMR : le modèle à deux courants

Le *modèle à deux courants*, proposé par Fert et Campbell [4, 5], permet d'anticiper de façon relativement simple l'effet de Magnéto-Résistance Géante (GMR) dans les multicouches à base de matériaux magnétiques. Nous considérons le cas d'un empilement modèle consistant en une superposition de couches de métaux magnétiques, séparées par des couches de métaux non-magnétiques, une alternance de couches de fer et de chrome par exemple. Nous supposerons également dans cette section que les dimensions (extension latérale et épaisseur) de ces couches sont telles que les aimantations sont uniformes dans chacune des couches magnétiques. On pourra, par l'intermédiaire d'un champ magnétique extérieur, modifier la configuration magnétique de l'empilement, passant typiquement d'un état pour lequel les aimantations des couches successives sont anti-parallèles (AP) à un état pour lequel toutes les aimantations sont parallèles et alignées selon le champ extérieur (P) (voir figure 1.2).

Pour plus de simplicité, le système peut se ramener au système équivalent de deux couches métalliques magnétiques (FM), séparées par une couche de métal non magnétique (NM). Le modèle est basé sur deux hypothèses : 1) Les électrons $(\downarrow)$ de moments magnétiques opposés à l'aimantation locale (spins minoritaires) sont plus diffusés que les électrons $(\uparrow)$ (spins majoritaires), soit $\alpha > 1$, et 2) le spin des électrons est conservé durant la diffusion. Ces deux hypothèses sont vérifiées à basse température.

Deux géométries peuvent être considérées (cf. figure 1.2) : soit le courant circule dans la direction du plan des couches (« Current In Plane, CIP-GMR ») [6, 2, 1], ou le courant circule perpendiculairement au plan des couches (« Current Perpendicular to the Plane, CPP-GMR »). Tant que les épaisseurs des couches restent faibles devant des longueurs caractéristiques de conservation du spin [1], un même modèle peut être employé pour introduire les deux situations.

1. Pour le cas CIP-GMR, la longueur caractéristique est le libre parcours moyen λ. Pour le cas CPP-GMR, la longueur caractéristique est la longueur moyenne de retournement de spin l_{sf}

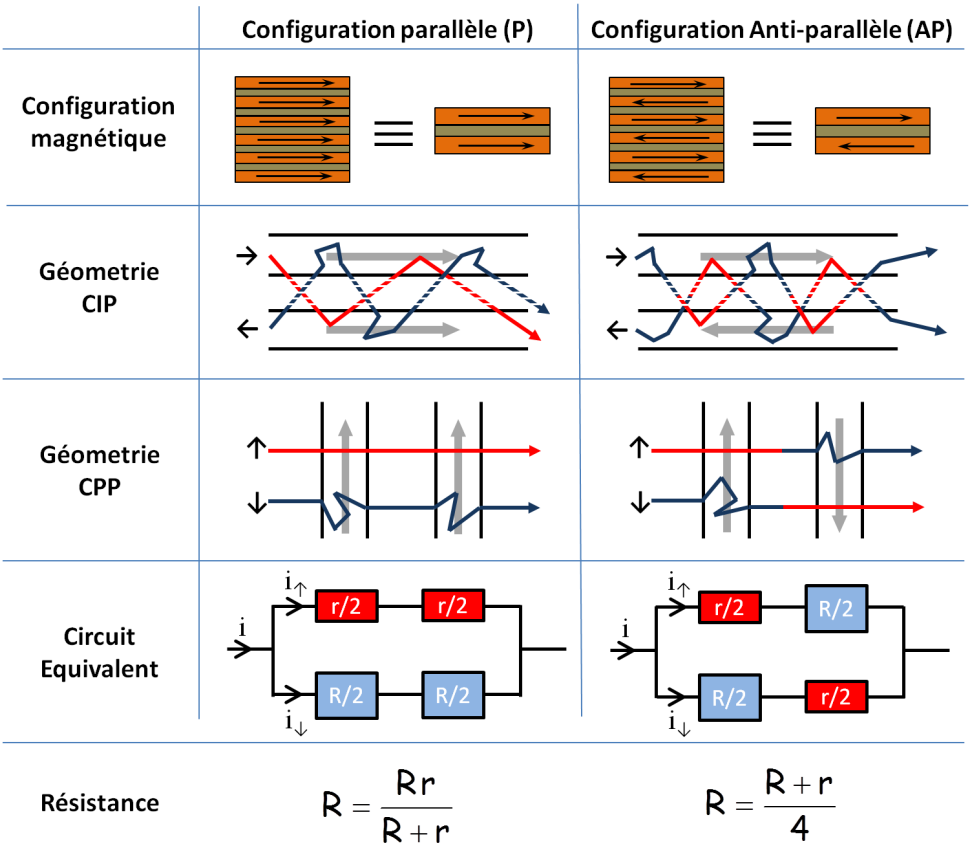


Figure 1.2 *– Illustration du modèle à deux courants : parcours d'un électron dans un empilement FM/NM/FM, dans les cas de la CIP-GMR et de la CPP-GMR. Les électrons de conduction dont le moment magnétique est opposé à l'aimantation locale subissent plus de diffusions que ceux dont le moment magnétique est aligné à l'aimantation locale. Le circuit résistif équivalent est présenté pour les deux configurations magnétiques : parallèles ou anti-parallèles.*

La figure 1.2 présente le schéma résistif équivalent associé à chacune des configurations magnétiques. En négligeant la diffusion des électrons dans le métal normal, on peut faire l'hypothèse simple que les électrons passent la moitié de leur parcours dans chacune des couches magnétiques. On note alors $r/2$ la résistance pour le canal de spin majoritaire, et $R/2$ la résistance pour le canal de spin minoritaire, avec $r < R$. La résistance équivalente dans le cas parallèle, où les électrons $(\uparrow)$ et $(\downarrow)$ sont respectivement majoritaires et minoritaires dans toutes les couches magnétiques, s'exprime alors par : $r_P = rR/(r+R) \approx r$. Dans le cas d'aimantations anti-parallèles, les électrons d'un canal donné sont alternativement majoritaires et minoritaires dans les couches qu'ils traversent, aboutissant à une résistivité moyenne identique, et la résistance équivalente s'exprime alors par : $r_{AP} = (r+R)/4 > r_P$.

La différence de résistance entre les deux configurations magnétiques correspond au phénomène de « Magnéto-Résistance Géante » (GMR). Cet effet est caractérisé par le rapport GMR défini par :

$$GMR = \frac{r_{AP} - r_P}{r_P} = \frac{(R-r)^2}{4Rr} \tag{1.3}$$

Pour des structures limitées à une simple tricouche (structures dites « vannes de spin »), il est à noter que les rapports GMR communément observés en géométrie CIP ne sont que de l'ordre de 1% alors qu'ils sont de l'ordre de 10% pour la géométrie CPP à température ambiante.

1.1.3 Le concept d'accumulation de spin

Dans le cas de la géométrie CPP, où les électrons traversent successivement chacune des couches magnétiques et des interfaces, l'effet de magnéto-résistance géante peut être vu comme un équilibre entre les effets d'accumulation de spin (due à l'injection asymétrique d'électrons de spin $(\uparrow)$ et $(\downarrow)$ après la traversée d'une couche magnétique) et les effets de relaxation de spin [7].

Prenons pour illustrer ce phénomène le cas simple de deux couches semi-infinies, un métal ferromagnétique et un métal normal accolés (voir figure 1.3). Comme décrit précédemment, dans le ferromagnétique et loin de l'interface, la différence de résistivité pour les deux canaux de spin implique une asymétrie dans les amplitudes des deux courants : le courant de spin $(\uparrow)$ est plus élevé que le courant de spin $(\downarrow)$. A l'opposé, dans le métal normal, loin de l'interface, les deux amplitudes de courants sont égales, la polarisation en spin du courant est nulle.

Il existe donc un processus de relaxation de la polarisation en spin à l'interface. Cependant, ce processus n'est pas immédiat à la traversée de l'interface, et se traduit par une zone d'accumulation de spin autour de celle-ci. Dans un premier temps, plus d'électrons $(\uparrow)$ vont arriver autour de l'interface que d'électrons $(\uparrow)$ qui vont en partir. On observe alors une accumulation d'électrons de spin $(\uparrow)$ accompagnée d'une déplétion en électrons $(\downarrow)$, phénomène appelé « accumulation de spin ».

Cette accumulation est contre-balancée par un processus de relaxation, correspondant à la diffusion des électrons aboutissant au retournement du spin (médiés par des phonons, magnons, collisions électron-électron ou défauts du matériau). La relaxation se fait des deux côtés de l'interface sur des distances caractérisées par la *longueur de diffusion de spin* l_{sf}, longueur définie comme la distance moyenne parcourue par un électron de conduction entre deux collisions menant au retournement du spin (toutes les collisions n'aboutissent pas au retournement du spin). La longueur l_{sf} est dépendante du matériau, et vaut par exemple quelques centaines de nanomètres dans le cuivre et quelques dizaines de nanomètres dans le cobalt à température ambiante. Un état stationnaire est atteint lorsque la relaxation compense l'injection de spin par le courant. On cherchera à connaître le profil de concentration des électrons de spin $(\uparrow)$ et $(\downarrow)$ associé à cet état stationnaire.

1.1.4 Le modèle de Valet & Fert

L'étude et la compréhension des phénomènes d'accumulation et de relaxation du spin vont être indispensables pour prévoir avec exactitude le transport dans les structures GMR à injection perpendiculaire. T. Valet et A. Fert ont développé dans ce but un modèle en 1993 [8, 7], basé sur l'intégration des équations de Boltzmann du transport, et valable dans le cas de deux aimantations colinéaires. Ce modèle s'appuie sur l'introduction d'un pseudo champ électrique dépendant du spin. L'accumulation de spin est décrite par deux potentiels chimiques : $\mu_\uparrow$ et $\mu_\downarrow$ associés respectivement aux électrons de spin $(\uparrow)$ et $(\downarrow)$. Le modèle aboutit ensuite à un ensemble d'équations de dérive-diffusion couplées permettant de résoudre le transport polarisé en spin, et notamment les courants associés à chaque orientation du spin, dans une structure multicouche quelconque.

On considère un courant de densité j traversant un ensemble de couches magnétiques F_i, séparées par des couches non magnétiques N_i, dans la direction perpendiculaire aux couches. Les deux aimantations sont orientées (parallèles ou anti-parallèles) selon un axe qui sera pris comme axe de quantification pour le spin. On associera les symboles $(+)$ et $(-)$ à la direction absolue du spin des électrons de conduction selon cet axe ($s = \pm 1/2$), et $(\uparrow)$ et $(\downarrow)$ aux directions de spin respectivement majoritaire et minoritaire relativement à la direction de spin locale. On reportera de même cette notation aux densités volumiques d'électrons : n_+ et n_-.

La densité de courant de spin est définie par $j_s = -\frac{\hbar}{2e}(j_+ - j_-)$, avec j_+ et j_- les densités de courant associés respectivement aux électrons $(+)$ et $(-)$. L'asymétrie en spin des densités de porteurs est caractérisée par l'accumulation de spin, définie par $\Delta s = \frac{\hbar}{2}(n_+ - n-)$, ainsi que le potentiel électrochimique d'accumulation de spin $\Delta\mu = (\mu_+ - \mu_-)$. Ces derniers sont liés par la relation $\Delta\mu = \frac{2}{\hbar}\frac{\Delta s}{N(E_F)}$, où $N(E_F)$ est

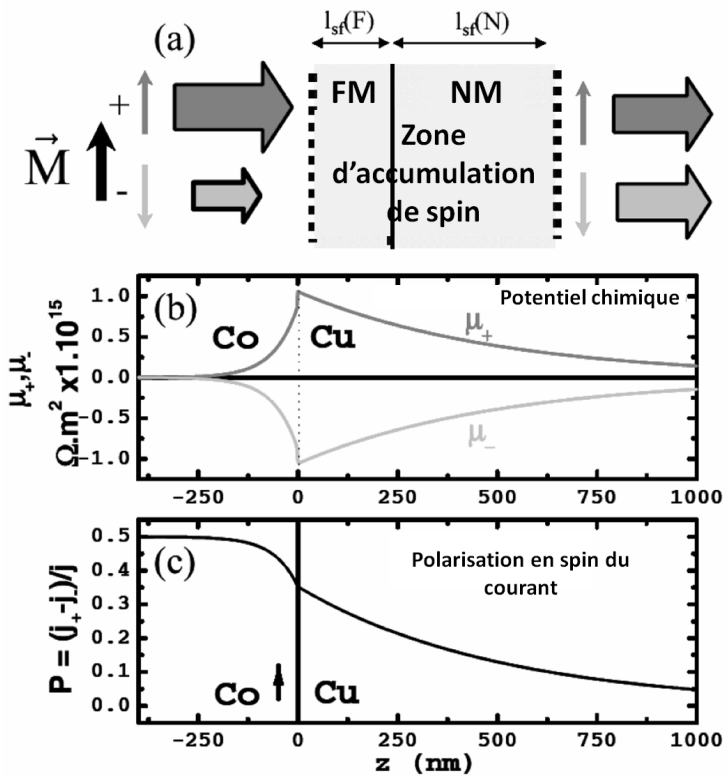


Figure 1.3 – *(a) Illustration de l'effet d'accumulation de spin à une interface ferromagnétique/non magnétique, pour un courant d'électrons allant de la gauche vers la droite. (b) Potentiels chimiques de spin μ_+ et μ_- par unité de densité de courant en fonction de la distance z à l'interface Co/Cu, calculés par le modèle de Valet et Fert. (c) Polarisation en spin du courant correspondante.*

la densité d'état des porteurs au niveau de Fermi. On notera enfin ρ_{F_i} et ρ_{N_i} les résistivités des couches F_i et N_i.

On déduit alors les équations de transport suivantes :

$$j_{\uparrow(\downarrow)} = \frac{1}{e\rho_{\uparrow(\downarrow)}} \frac{\partial \mu_{\uparrow(\downarrow)}}{\partial x} \tag{1.4}$$

$$j_\uparrow + j_\downarrow = j \tag{1.5}$$

$$\frac{\partial (j_\uparrow - j_\downarrow)}{\partial x} = \frac{eN(E_F)\Delta\mu}{\tau_{sf}} \tag{1.6}$$

L'équation (1.4) n'est autre que la loi d'Ohm généralisée. Les équations (1.5) et (1.6) traduisent respectivement la conservation de la charge et la conservation du spin. Grâce à ces équations, on peut déduire l'expression du courant de spin en fonction de l'accumulation de spin dans les deux types de métaux :

$$j_s = -\frac{\hbar}{2e}\left(\beta j + \frac{1}{2e\rho_F^*}\frac{\partial \Delta\mu}{\partial x}\right) \text{ dans les couches ferromagnétiques} \tag{1.7}$$

$$j_s = -\frac{\hbar}{2e}\left(\frac{1}{2e\rho_N}\frac{\partial \Delta\mu}{\partial x}\right) \text{ dans les couches non-magnétiques} \tag{1.8}$$

où ρ_F^* est défini comme la résistivité moyenne dans un matériau ferromagnétique $\rho_F^* = \frac{\rho_\uparrow + \rho_\downarrow}{2}$, et β est le coefficient d'asymétrie défini dans la section 1.1.1. On s'aperçoit ainsi que la polarisation en spin du

courant est issue de deux sources : 1) un terme correspondant à l'asymétrie issue de la différence de résistivité, qui n'existe que dans les matériaux ferromagnétiques, et 2) un terme de diffusion correspondant au courant de spin induit par un gradient d'accumulation (autour des l'interfaces). On notera que ces courants de diffusion peuvent être observés dans l'ensemble des matériaux (magnétiques ou non), illustrant la possibilité d'injecter, grâce à l'accumulation, des courants de spin dans un métal non-magnétique.

L'évolution du potentiel d'accumulation se déduit également des équations précédentes :

$$\frac{\partial^2 \Delta\mu}{\partial^2 x} - \frac{\Delta\mu}{l_{sf}^2} = 0 \tag{1.9}$$

Une illustration du phénomène est présentée sur la figure 1.3 pour le cas de l'interface Co/Cu. On constate que la zone d'accumulation de spin est plus importante dans le métal non-magnétique, pour lequel la longueur de diffusion de spin est la plus grande. Sur la figure 1.3(b), on a représenté la variation des potentiels chimiques associée à l'accumulation de spin. Les deux potentiels sont égaux loin de l'interface et prennent des valeurs différentes autour de l'interface. Sur la figure 1.3(c) on représente enfin la polarisation en spin du courant $p = (j_\uparrow - j_\downarrow)/j$. On remarquera que cette polarisation prend une valeur légèrement inférieure à β au niveau de l'interface, puis décroit exponentiellement au fur et à mesure que l'on s'en éloigne.

Dans le cas d'une tricouche FM/NM/FM, lorsque la couche séparatrice a une épaisseur bien inférieure à sa longueur l_{sf}, un équilibre entre les polarisations induites par chacune des couches va se créer. Le profil d'accumulation de spin est alors plus complexe. On retiendra néanmoins que, tant qu'elles sont faiblement séparées, chacune des couches sera traversée par un courant dont la polarisation sera en partie gouvernée par la configuration d'aimantation de la seconde. Ainsi, on peut envisager divers effets d'interactions entre les deux couches magnétiques à travers le courant, parmi lesquels le transfert de spin.

1.2 Dynamique d'aimantation et transfert de spin

Nous décrirons dans cette section l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert, équation différentielle décrivant le mouvement précessionnel de l'aimantation dans les matériaux magnétiques. Puis nous introduirons le phénomène de transfert de spin, qui permet d'agir sur l'aimantation d'une couche magnétique grâce à l'interaction avec un courant polarisé en spin qui la traverse. Nous verrons alors comment inclure ce phénomène à l'équation de la dynamique, et conclurons sur les possibilités qu'offre cette nouvelle propriété.

1.2.1 Dynamique d'aimantation : L'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert

Lorsque l'aimantation d'un matériau magnétique est écartée de son équilibre, on observe alors localement une précession amortie de l'aimantation autour du champ effectif local, jusqu'à s'aligner avec celui-ci. Introduite par L. Landau et E. Lifshitz, puis modifiée par T.L. Gilbert, l'équation dite « de Landau-Lifshitz-Gilbert », ou équation LLG, décrit cette dynamique de l'aimantation :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma\left(\vec{M} \times \mu_0 \vec{H}_{eff}\right) + \frac{\alpha}{M_S}\left(\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt}\right) \tag{1.10}$$

Le premier terme de droite est un terme de précession autour du champ magnétique effectif $\vec{H}_{eff}$, champ résultant de la prise en compte du champ extérieur, des champs d'anisotropie, des champs de couplage, d'un éventuel champ d'excitation, etc. Le paramètre γ est le rapport gyromagnétique. Le second terme est un terme phénoménologique décrivant la dissipation associée à la précession, et qui tend à ramener l'aimantation vers sa position d'équilibre. Il est caractérisé par le facteur α appelé « constante

d'amortissement de Gilbert », qui dépend du matériau (de l'ordre de 0.01 dans le Permalloy $Ni_{80}Fe_{20}$ par exemple).

1.2.2 Principe de l'effet de transfert de spin

L'effet de transfert de spin a été proposé théoriquement par J. Slonczewski et L. Berger en 1996 [9, 10]. Considérons deux couches ferromagnétiques FM1 et FM2 séparées par une couche métallique non magnétique NM et traversées par un courant s'écoulant perpendiculairement aux plans des couches. Lorsque les électrons traversent la structure, la polarisation en spin du courant va évoluer pour suivre la direction locale d'aimantation lorsqu'ils traverseront les couches magnétiques. En effet, lorsqu'ils pénètrent une couche ferromagnétique, le spin des électrons de conduction s'aligne rapidement avec la direction de spin locale (en raison de la forte interaction existant entre les électrons de conduction (4s) et les électrons localisés (3d) responsables de l'aimantation locale).

Dans un modèle de transport balistique, si les aimantations $\vec{M}_1$ et $\vec{M}_2$ ne sont pas colinéaires, la direction de polarisation en spin des électrons de conduction devra tourner durant leur trajet [2]. Ce phénomène a lieu via la relaxation de la composante transverse de la polarisation aux interfaces FM/NM. Lorsque les électrons traversent la structure depuis la couche FM1 vers la couche FM2 (cas de la figure 1.4), le courant devient polarisé après son passage dans FM1, polarisation qui va se propager dans la couche non-magnétique (cf. équation (1.8)). Après avoir traversé la première interface FM1/NM, et subit un premier processus de relaxation, la polarisation $\vec{p}$ est orientée dans une direction intermédiaire entre celles de $\vec{M}_1$ et $\vec{M}_2$.

En se concentrant sur le second processus de relaxation, à l'interface NM/FM2, les électrons incidents possèdent donc une composante de leur polarisation qui est transverse à l'aimantation $\vec{M}_2$. Quand ils pénètrent dans la couche FM2, leur spin s'aligne rapidement avec la direction de spin locale, sur une très courte distance (typiquement moins d'un nanomètre). Ce phénomène de relaxation de la composante transverse du moment angulaire est un effet d'interface. Il est important de noter que la longueur caractéristique associée à la relaxation de la composante transverse de la polarisation est différente de la longueur de diffusion de spin l_{sf}, qui décrit la relaxation de sa composante longitudinale [11, 12].

Les électrons perdent donc leur composante de spin transverse $\vec{p}_\perp$ quand ils traversent FM2. Dans cette interaction néanmoins, le moment angulaire de spin total doit être conservé, et la composante $\vec{p}_\perp$ est en fait absorbée et *transférée* à la couche FM2. Pour une couche très épaisse, dont l'aimantation est très stable, ce *transfert de spin* aura un effet insignifiant. Mais si l'on considère une couche magnétique fine, ce *transfert de spin* va tendre à modifier l'aimantation locale. En conséquence, ce *transfert de spin* va tendre à aligner l'aimantation $\vec{M}_2$ selon la direction de la polarisation du courant (et donc selon l'aimantation $\vec{M}_1$).

Puisque cet effet tend à faire tourner l'aimantation, il agit comme un *couple* $\vec{\tau}_{STT}$ exercé sur l'aimantation, et on parlera de *couple de transfert de spin*. Il est bien entendu évident que l'augmentation de la densité de courant, induisant une augmentation du nombre d'électrons traversant l'interface par unité de temps, augmentera d'autant l'amplitude du transfert de spin. Pour observer ce phénomène, il est typiquement nécessaire de réduire les épaisseurs des couches à quelques nanomètres, et d'augmenter la densité de courant au delà de $10^7 A.cm^{-2}$.

2. On décrira désormais la polarisation en spin par son amplitude P_{spin} et sa direction $\vec{p}$.

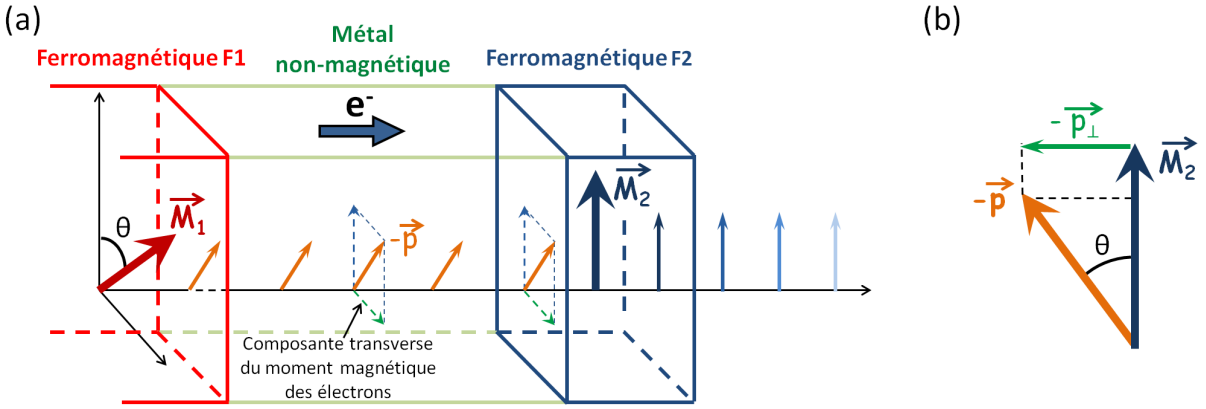


Figure 1.4 – *(a) Schéma d'un empilement de type FM1/NM/FM2 traversé par un courant, illustrant le concept du couple de transfert de spin. Les flèches représentent la direction de l'aimantation dans les couches magnétiques, supposées uniformes, et la direction de la polarisation du courant dans la couche intermédiaire. (b) Illustration de la composante transverse cédée à l'aimantation $\vec{M}_2$.*

Analytiquement, le couple de transfert de spin $\vec{\tau}_{STT}$ est égal au courant de spin transverse à $\vec{M}_2$, qui est absorbé :

$$\left(\frac{d\vec{m}_2}{dt}\right)_{STT} = \vec{\tau}_{STT} = \text{courant de spin transverse absorbé} = P_{spin}\frac{J}{2te}g\mu_B\left(\vec{m}_2 \times (\vec{m}_2 \times \vec{p})\right) \tag{1.11}$$

où g est le facteur de Landé, μ_B est le magnéton de Bohr, e la charge de l'électron, t l'épaisseur de la couche, J la densité de courant injectée, P_{spin} l'amplitude de la polaristation en spin à l'interface NM/FM2, et où on aura posé $\vec{m}_i = \vec{M}_i/M_{S_i}$ les directions locales d'aimantations. On notera dans cette formule que le double produit vectoriel correspond simplement à la composante transverse $\vec{p}_\perp$ de $\vec{p}$ par rapport à $\vec{m}_2$.

On peut alors inclure l'action du couple de transfert de spin sur la dynamique de l'aimantation en ajoutant simplement $\vec{\tau}_{STT}$ aux autres couples de l'équation de Landau-Lifschitz-Gilbert (LLG). En posant $a_J = P_{spin}g\mu_B/(2te)$:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma\left(\vec{M} \times \mu_0\vec{H}_{eff}\right) + \frac{\alpha}{M_S}\left(\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt}\right) + \frac{a_J J}{M_S}\left(\vec{M} \times \left(\vec{M} \times \vec{p}\right)\right) \tag{1.12}$$

En première approximation, on supposera que la polarisation du courant incident sur la couche FM2 est colinéaire à $\vec{M}_1$: $\vec{p} = -\vec{M}_1/M_S$ [3]. La prédiction exacte de la direction de la polarisation en fonction de la direction relative des deux aimantations est très complexe, et dépendra particulièrement du choix des matériaux. Dans les structures simples, telles que celles que nous étudierons, la *dépendance angulaire* du transfert de spin s'éloigne peu d'une dépendance sinusoïdale ($(\vec{m}_2 \times (\vec{m}_2 \times \vec{p})) = \sin\theta$, où θ est l'angle entre les deux directions d'aimantation), mais peut s'en éloigner fortement dans d'autres structures bien choisies [13, 14].

Précisons également que le phénomène de transfert de spin est identiquement présent aux deux interfaces. En inversant le système, nous obtenons pour le couple appliqué sur l'aimantation $\vec{M}_1$ a une expression similaire, aux signes près. Il faudra prendre garde néanmoins à la valeur de P_{spin} qui peut différer aux deux interfaces. Dans la majorité des systèmes étudiés jusqu'à aujourd'hui, il a été systématiquement choisi de considérer des épaisseurs de couches très dissymétriques de façon à ce que seule la couche la plus fine soit sensible au transfert de spin.

3. On rappelle que par définition, les directions du spin des électrons et de l'aimantation sont opposés : $\vec{M}_i = -g\mu_B/(\hbar V_i)\vec{S}_i$

Pour comprendre comment le couple de transfert de spin agit sur l'aimantation, il est instructif de considérer le cas particulier où $\vec{H}_{eff}$ et $\vec{M}_1$ sont alignés : $\vec{H}_{eff} = H_{eff}\vec{m}_1$. En négligeant les termes d'ordre 2 en α, on peut réécrire (1.12) sous la forme :

$$-\frac{1}{\gamma}\frac{d\vec{m}_2}{dt} = \vec{m}_2 \times \mu_0 \vec{H}_{eff} + \tilde{\alpha}\vec{m}_2 \times \vec{m}_2 \times \mu_0 \vec{H}_{eff} \tag{1.13}$$

avec un amortissement effectif $\tilde{\alpha} = \alpha + a_J J \frac{M_s}{H_{eff}}$. Dans ce cas, le couple de transfert de spin a la même direction que le couple d'amortissement, mais s'y oppose ou s'y ajoute suivant la direction du courant.

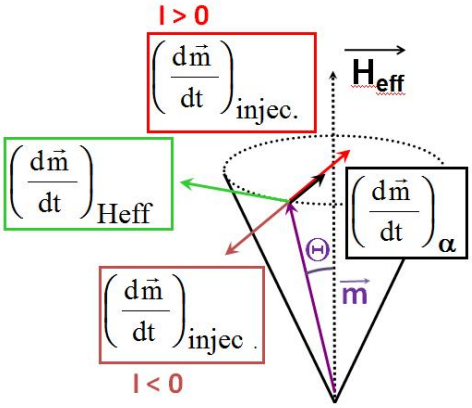


Figure 1.5 – *Représentation schématique des différents couples s'exerçant sur l'aimantation $\vec{m}$ dans le cas $\vec{p} \parallel \vec{H}_{eff}$.*

Ceci est illustré sur la figure 1.5. Pour un signe du courant ($J > 0$ dans notre convention de signe), le couple agit sur l'aimantation de la couche libre de manière à amplifier l'effet de l'amortissement, renforçant la stabilité de l'aimantation autour du champ effectif. Pour l'autre signe du courant ($J < 0$), le couple de transfert de spin s'oppose à l'amortissement, et déstabilise l'équilibre autour du champ effectif. Pour un courant suffisamment important, il est possible d'aboutir à $\tilde{\alpha} < 0$, condition pour que l'état d'équilibre initial devienne instable. Suivant les conditions, notamment l'existence ou non d'un second état d'équilibre stable, l'aimantation peut soit évoluer jusqu'à atteindre un nouvel état stable statique, soit se stabiliser sur une orbite de précession autour de l'ancien état d'équilibre, devenu instable.

Le premier cas a été grandement illustré par son application dans des composants mémoires de types STT-MRAM [4], où le transfert de spin est employé pour retourner l'aimantation d'une couche magnétique libre dans laquelle est stockée l'information [15, 16]. Le second cas correspond aux applications qui nous ont intéressés durant cette thèse : la réalisation d'auto-oscillateurs magnétiques, dits STNOs, pour Nano-Oscillateurs à Transfert de Spin.

1.3 Introduction au cas d'une jonction tunnel

Les échantillons que nous avons étudiés durant cette thèse sont uniquement composés de matériaux métalliques, mais il est cependant important d'esquisser une rapide introduction du cas des jonctions tunnel. Dans ces dispositifs, la couche séparant les deux couches magnétiques est une couche isolante, suffisamment fine pour laisser passer les électrons par effet tunnel.

Nous n'entrerons pas dans les détails du phénomène, mais il est également observé dans ces systèmes une dépendance de la résistance en fonction de l'aimantation relative des deux couches. On parle de Magnéto-Résistance Tunnel (TMR). Les rapports $TMR = (r_{AP} - r_P)/r_P$ qu'il est possible d'atteindre sont bien plus grands que les rapports GMR, atteignant même plusieurs centaines de pourcents.

4. Mémoire Magnétique à Accès Aléatoire à Transfert de Spin

Identiquement, un *transfert de spin* est observé au passage du courant à travers les jonctions tunnel. Cependant, le terme de transfert de spin se résume cette fois par un couple dit « de Slonczewski » (ou « in-plane torque ») proportionnel à $\vec{m} \times (\vec{m} \times \vec{p})$, correspondant au couple introduit pour les jonctions métalliques (1.11), complété par un second couple dit « field-like torque » (ou « hors plan ») proportionnel à $\vec{m} \times \vec{p}$. Le rapport d'amplitude entre les deux couples est une fois encore défini par les propriétés des matériaux utilisés pour fabriquer la jonction, et sujet à beaucoup de débats.

1.4 Nano-oscillateurs à transfert de spin : Principe et premiers travaux

1.4.1 Le principe

Le principe des oscillateurs à transfert de spin s'appuie sur les deux phénomènes que nous venons de décrire : le transfert de spin, et la magnétorésistance. Considérons une structure tricouche à travers de laquelle circule un courant continu I_{dc}. Pour des conditions bien choisies, le transfert de spin va induire des oscillations entretenues de l'aimantation dans au moins une des couches magnétiques. Alors, toute variation d'aimantation relative entre les deux couches magnétiques associée à ces oscillations va induire une variation de la résistance. Puisque la structure est parcourue par un courant uniforme, les oscillations de résistance sont directement converties en une oscillation de la tension à ses bornes (voir illustration figure 1.6). Nous avons donc à disposition des dispositifs permettant par simple application d'un courant continu I_{dc} d'obtenir une tension oscillante V_{ac}, dont la fréquence d'oscillation est directement définie par les propriétés magnétiques de la structure.

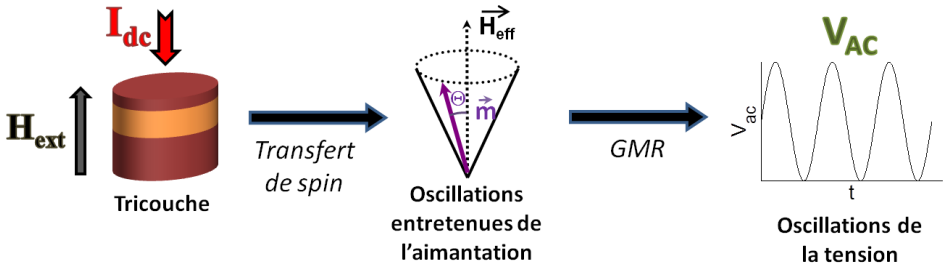


Figure 1.6 – *Illustration du principe d'un nano-oscillateur à transfert de spin (STNO).*

Dans la grande majorité des structures utilisées pour observer des oscillations d'aimantation par transfert de spin, une dissymétrie entre l'épaisseur des couches magnétiques est volontairement introduite. Une couche épaisse (d'une épaisseur typique de plusieurs dizaines de nanomètres) peut être considérée insensible à l'effet de transfert de spin, tandis l'aimantation d'une seconde couche fine (d'une épaisseur de quelques nanomètres) y est très sensible. La couche épaisse sera dite « couche polarisatrice », et la couche fine dite « couche libre ». Différentes géométries sont communément utilisées pour réaliser un oscillateur à transfert de spin, chacune permettant d'obtenir les densités de courant nécessaires à l'excitation d'oscillations d'aimantation par transfert de spin :

- La géométrie « nano-pilier » pour laquelle l'ensemble de l'empilement est entièrement gravé (figure 1.7(a)). Le masque de gravure est généralement réalisé par lithographie électronique pour obtenir des dimensions typiques de 100 à 500nm.
- La géométrie « nano-contact » pour laquelle le courant est injecté dans une structure en multicouche étendue via un contact de dimensions réduites (figure 1.7(b)), réalisé par lithographie électronique (diamètre minimum de l'ordre de 100nm) ou par nano-indentation (diamètre minimum de 10nm environ).
- La géométrie « hybride » pour laquelle seule une des couches magnétiques est gravée, la seconde étant laissée étendue (figure 1.7(c)).

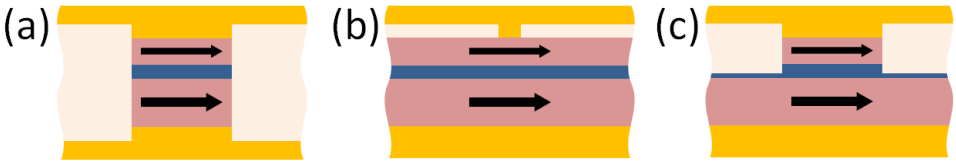


Figure 1.7 – *Illustration des géométries (a) nano-pilier (b) nano-contact, et (c) hybride.*

1.4.2 Les premiers travaux expérimentaux

La première expérience mettant en évidence la dynamique de l'aimantation induite par transfert de spin a été réalisée en 1998 par M. Tsoi *et al.* [17], grâce à des mesures de résistance différentielle dV/dI. La première mesure directe du signal hyperfréquence émis par un oscillateur à transfert de spin n'a cependant été effectuée qu'en fin 2003, par Kiselev *et al.* de Cornell University [18], sur un nano-pilier elliptique constitué d'un empilement Co(40nm)/Cu(6nm)/Co(2.5nm). La précession de l'aimantation uniforme est observée à travers les oscillations de tensions mesurées à l'aide d'un analyseur de spectre. Dans le cas des vannes de spin en géométrie nano-pilier, les fréquences des modes excités correspondent à des fréquences allant de quelques centaines de MHz à quelques dizaines de GHz, pour des largeurs de raies typiques de plusieurs dizaines de MHz. Depuis 2003, de nombreux efforts ont été accomplis dans le but d'améliorer les caractéristiques des émissions hyperfréquences des oscillateurs à transfert de spin.

Les premières mesures hyperfréquences pour une géométrie nanocontact ont été réalisées en début 2004 par W. Rippard *et al.* [19, 20]. Les puissances et fréquences observées sont similaires à celles obtenues avec une géométrie nanopilier, et des largeurs de raie de quelques MHz ont pu être atteintes. Ce résultat est justifié par le fait que la largeur de raie est inversement proportionnelle au volume magnétique excité, qui est d'évidence plus important dans le cas d'une couche étendue. Des champs magnétiques intenses (de 1 kOe à quelques 10 kOe) sont cependant nécessaires à ces observations.

Plusieurs solutions ont été proposées pour permettre d'observer des précessions de l'aimantation uniforme induites par transfert de spin en l'absence de champ magnétique externe. La première, proposée par O. Boulle *et al.*, consiste à réaliser une vanne de spin dont les profils d'accumulation et de relaxation de spin permettent de modifier la variation angulaire du couple de transfert de spin [13]. En jouant sur les rapports entre longueurs de diffusion de spin et épaisseurs des couches, il est possible de modifier cette dépendance angulaire afin que le transfert de spin déstabilise l'état d'équilibre et excite ainsi des oscillations d'aimantation à champ nul. Houssameddine *et al.* ont proposé d'utiliser un empilement magnétique dont la couche polarisatrice a une aimantation perpendiculaire au plan de la couche, l'aimantation de la couche libre restant à l'équilibre orientée dans son plan [21]. Pour cette configuration, il a été prédit un régime de précession hors du plan de l'aimantation de la couche libre à champ nul. De la même façon, T. Devolder *et al.* ont observé des signaux hyperfréquences à champ nul au sein de nanopiliers pour lesquels les couches magnétiques sont préparées de façon à ce que leurs aimantations à l'équilibre, bien que toutes deux confinées aux plans des couches, soient orientées perpendiculairement l'une à l'autre. [22].

Nous avons pu introduire dans ce chapitre les phénomènes de magnétorésistance et de transfert de spin, qui combinés permettent d'aboutir à la réalisation d'oscillateurs à transfert de spin. Nous avons noté particulièrement qu'il est nécessaire d'avoir connaissance de l'évolution de la polarisation du courant à travers la structure afin d'anticiper les effets du transfert de spin. A travers la présentation du modèle analytique de Valet-Fert, nous avons montré que ce type d'étude est bien

maîtrisé dans le cas de couches magnétiques à aimantation uniforme. Ces travaux de thèse nous amènerons à nous interroger sur le devenir des profils d'accumulation et de polarisation dans des structures à aimantation non-homogène, particulièrement dans le cas de configurations magnétiques de type vortex.

Chapitre 2

Oscillateurs à base de vortex

Les choix des fréquences et des propriétés des oscillateurs à transfert de spin découlent avant tout de la configuration magnétique qui est mise en oscillation. Nous présentons dans ce chapitre la configuration magnétique « vortex », qui a suscité ces cinq dernières années un attrait particulier dans la réalisation de STNO. Après avoir décrit précisément la distribution d'aimantation, nous introduirons tout d'abord les propriétés statiques du vortex magnétique, sous l'influence d'un champ magnétique ou d'un courant. Puis, nous nous intéresserons à ses propriétés dynamiques, et notamment au mode qui sera au centre de notre étude : le mode « gyrotropique ».

2.1 Description et stabilité de l'état magnétique « vortex »

La distribution de l'aimantation dans une structure ferromagnétique dépend entre autres de la forme et de la taille de celle-ci. Ces distributions stables résultent de compétitions entre l'énergie magnétostatique et l'énergie d'anisotropie. Nous nous intéresserons dans ce travail de thèse à des structures magnétiques confinées à des géométries réduites, typiquement des nano-disques ferromagnétiques d'épaisseur et de rayon de l'ordre ou inférieur au micron. Pour des rapports d'aspects bien choisis, la distribution de l'aimantation observée est non uniforme, et associée à une aimantation moyenne quasi-nulle : c'est l'état vortex magnétique.

2.1.1 La configuration magnétique vortex

Nous considérerons des nano-disques ferromagnétiques de rayon R et d'épaisseur L (voir figure 2.1). Le vortex consiste en un cœur (pour $\rho \leq b$), dans lequel l'aimantation sort du plan de la couche magnétique, et d'une partie plus importante où l'aimantation est contrainte dans le plan de la couche, et s'enroule de façon à n'avoir aucun champ de fuite (distribution à flux fermé). Seul le cœur crée des charges magnétiques de surface (en raison de $m_z \neq 0$).

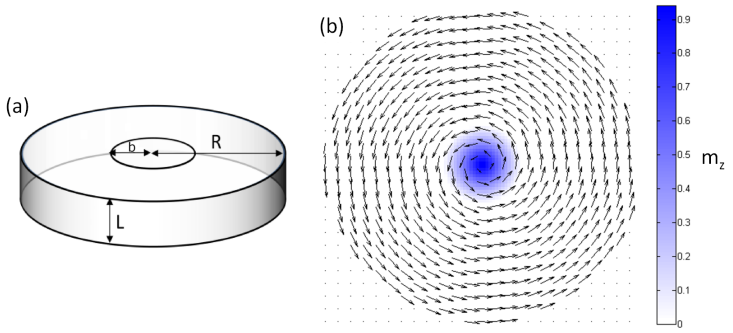


Figure 2.1 – *(a) Schéma du nano-disque magnétique. La partie centrale de rayon b correspond au cœur. (b) Distribution typique de l'aimantation d'un état vortex magnétique. En échelle de couleur est représentée la composante de l'aimantation hors du plan.*

2.1.2 Distribution d'aimantation

Plusieurs configurations sont possibles pour les vortex, correspondant à des états énergétiquement dégénérés : nous les caractériserons par leur polarité P et leur chiralité C. La polarité est associée à la direction de la composante de l'aimantation du cœur du vortex hors du plan : $P = m_z(0) = \pm 1$. La chiralité est associée à la direction de rotation de l'aimantation dans le plan de la couche : soit arbitrairement $C = +1$ dans le sens trigonométrique, soit $C = -1$ dans le sens des aiguilles d'une montre (voir figure 2.2).

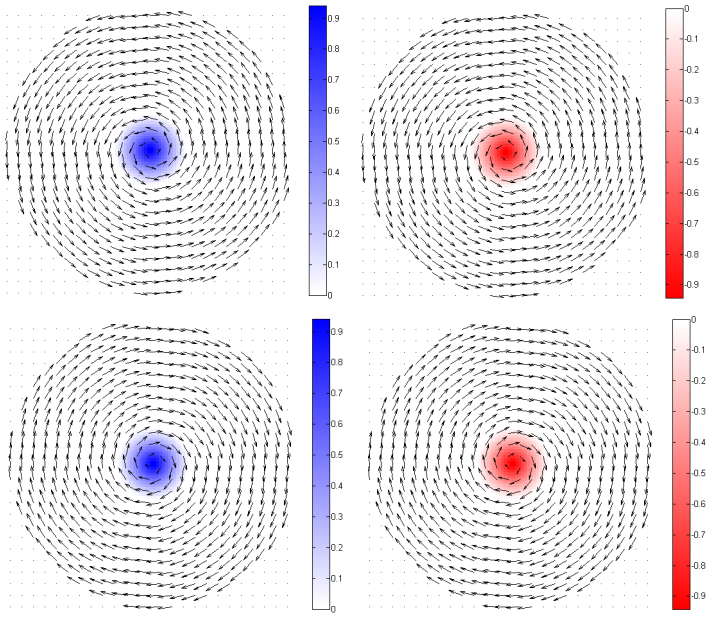


Figure 2.2 – *Quatre configurations (C,P) possibles pour la distribution d'aimantation dans l'état vortex : (1,1),(1,-1), (-1,1), (-1,-1)*

Pour un disque magnétique de faible épaisseur, on pourra supposer que la distribution d'aimantation est invariante selon l'épaisseur. Usov et Peschany [23] ont proposé un modèle simple pour obtenir la distribution d'aimantation associée au vortex magnétique, en faisant appel à la méthode variationnelle pour minimiser l'énergie magnétostatique.

Energie d'échange et modèle de Usov

En accord avec la symétrie du problème et avec les premiers résultats de simulations micromagnétiques [24], est pris pour base le modèle d'Aharoni [25] selon lequel en un point $\vec{r}(\rho,\chi)$ les composantes de l'aimantation en coordonnées cylindriques $\vec{m}(\vec{r}) = \vec{M}(\vec{r})/M_S = (m_\rho, m_\chi, m_z)$ sont de la forme :

$$m_\rho = 0 \ , \ m_\chi = \sqrt{1 - f(\rho)^2} \ , \ m_z = f(\rho) \tag{2.1}$$

Il s'agit ensuite de résoudre la fonction $f(\rho)$ décrivant la distribution de l'aimantation grâce au principe variationnel. L'hypothèse $m_\rho = 0$ implique l'absence de charges de surface sur la périphérie du disque. Des charges de surface sont uniquement présentes sur les faces inférieure et supérieure du cylindre, dans le cœur du vortex. Ainsi, quelle que soit la valeur de l'aimantation à saturation M_S, la valeur de l'énergie magnétostatique est relativement faible, et l'on peut supposer que la distribution magnétique est gouvernée par le terme d'énergie d'échange. Pour des matériaux magnétiques doux,

dont la constante d'anisotropie K_1 est telle que $\frac{K_1}{{M_S}^2}$ est suffisamment faible, on peut également négliger le terme d'énergie d'anisotropie.

On pose pour la résolution $f(\rho) = \cos(\Theta(\rho))$, où Θ est l'angle entre $\vec{m}$ et l'axe $\hat{z}$ (voir figure 2.3). L'énergie d'échange $E_{ch} = \int_V \left[\frac{A}{2}(\nabla\vec{m})^2\right] d^3\vec{r}$ s'exprime alors sous la forme :

$$E_{ch} = 2\pi L \int_0^R \rho \left[\frac{A}{2}\left(\left(\frac{d\Theta}{d\rho}\right)^2 + \frac{sin^2\Theta}{\rho^2}\right)\right] d\rho \tag{2.2}$$

où A est la constante d'échange du matériau, liée à sa longueur d'échange par la formule : $L_E = \sqrt{\frac{2A}{\mu_0 {M_S}^2}}$.

Annuler la dérivée fonctionnelle de E_{ch} par rapport à $\Theta(\rho)$, avec comme conditions aux limites $\Theta(0) = 0$ et $\Theta(\rho) \to \pi/2$ pour $\rho >> L_E$, permet d'obtenir l'équation différentielle suivante :

$$-\frac{1}{\rho}\frac{d}{d\rho}\left(\rho\frac{d\Theta}{d\rho}\right) + \frac{\sin\Theta \cdot \cos\Theta}{\rho^2} = 0 \tag{2.3}$$

L'intégration de cette équation aboutit à l'expression : $\tan\Theta/2 = \rho/K$, où K est la constante d'intégration. On note que pour $\rho = K$, on a $\Theta = \pi/2$, ce qui correspond au rayon du cœur de vortex : $K = b$, et que Θ ne varie que dans le cœur du vortex. Ainsi, on peut résumer l'expression de la fonction $f(\rho)$ par :

$$f(\rho) = \begin{cases} \frac{b^2-\rho^2}{b^2+\rho^2} & \text{si } 0 \leq \rho \leq b \\ 0 & \text{si } b \leq \rho \leq R \end{cases} \tag{2.4}$$

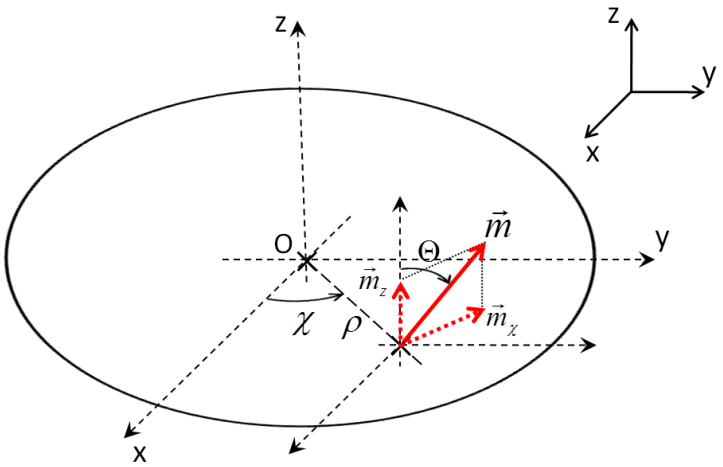


Figure 2.3 – *Schéma de la description de l'aimantation dans les coordonnées sphériques. Cas du vortex centré : l'aimantation planaire est orthoradiale.*

Une fois la distribution de l'aimantation dans le cœur du vortex déterminée, il est possible d'obtenir sa taille b en minimisant l'énergie totale du disque, en incluant cette fois l'énergie magnétostatique (compétition entre l'apparition du cœur pour diminuer l'énergie d'échange et sa disparition pour minimiser les charges de surface) [23]. Pour les dimensions typiques des nano-disques considérés, soit un rayon compris entre 100nm et 1μm, et une épaisseur de quelques nm, le rayon du cœur est de l'ordre de 1 à 2 fois la longueur d'échange du matériau ($b \approx 2L_E$), i.e. de l'ordre de la dizaine de nanomètres dans le NiFe par exemple.

On introduira très facilement dans ces expressions la polarité (P) et la chiralité (C) du vortex. Par symétrie, les calculs effectués précédemment restent valables :

$$m_\rho = 0, \begin{cases} m_\chi = C\,\frac{2b\rho}{b^2+\rho^2}\ ;\ m_z = P\,\frac{b^2-\rho^2}{b^2+\rho^2} & \text{si } 0 \leq \rho \leq b \\ m_\chi = C\ ;\ m_z = 0 & \text{si } b \leq \rho \leq R \end{cases} \tag{2.5}$$

D'autres formes analytiques ont été proposées pour la forme du cœur, parfois plus précises, ou plus simples à intégrer dans un modèle numérique. Sur la figure 2.4, Gaididei *et al.* [26] ont fait une comparaison de l'ensemble de ces modèles avec des résultats issus de simulations micromagnétiques. De ces données, nous pouvons conclure que le modèle introduit par Usov est trop simpliste, mais qu'on peut raisonnablement ajuster la distribution m_z par une simple gaussienne de type : $m_z = \cos\Theta(\rho) = P \times \exp(-\ln 2(2\rho/b)^2)$ (modèle de Feldtkeller). On constate par ailleurs qu'un halo se forme autour du cœur où l'aimantation devient légèrement négative, mais que seuls des modèles complexes prennent en compte, et qui pourra être raisonnablement négligée.

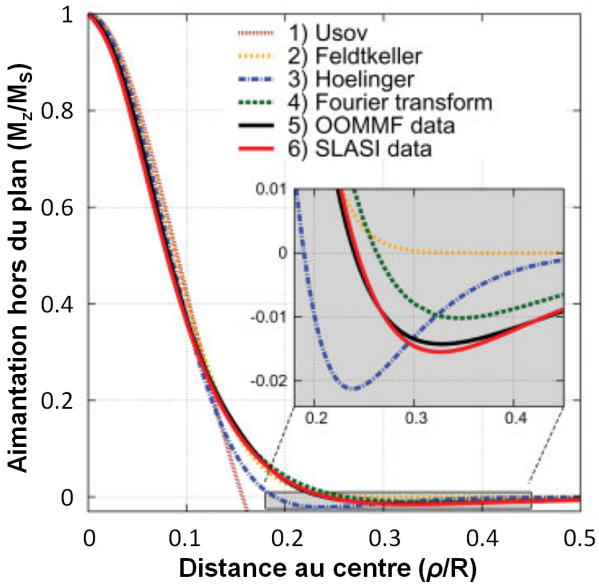


Figure 2.4 – *Distribution de l'aimantation hors plan m_z. Les lignes pointillées correspondent aux modèles analytiques : (1) Usov, (2) gaussien (Feldtkeller), (3) Höllinger et (4) le modèle par transformée de Fourier. Les lignes continues correspondent aux résultats des simulations micro-magnétiques : (5) avec le logiciel OOMMF pour un disque de Py de rayon $R = 100$nm et d'épaisseur $L = 20$nm, et (6) avec le logiciel SLASI. Figure issue de [26].*

2.1.3 Vortex décentré

Pour décrire l'évolution de la distribution magnétique du vortex en fonction des conditions extérieures ainsi que ses propriétés dynamiques, il est nécessaire d'introduire une description analytique du vortex hors de sa position d'équilibre. Le cœur n'est alors plus situé au centre du disque, mais à une position décrite par le vecteur $\vec{X}(\rho_c, \chi_c)$.

Dans les modèles habituellement utilisés pour les calculs analytiques ou numériques, la distribution d'aimantation hors du plan reste décrite par l'un des modèles présentés précédemment, typiquement une simple gaussienne. La principale modification vient de la direction locale de l'aimantation planaire $\vec{m}_{/\!/}$, qui n'est alors plus orthoradiale en tout point. On caractérisera cette direction par la donnée de l'angle Φ entre l'axe $\hat{x}$ et $\vec{m}_{/\!/}$ (cf figure 2.5).

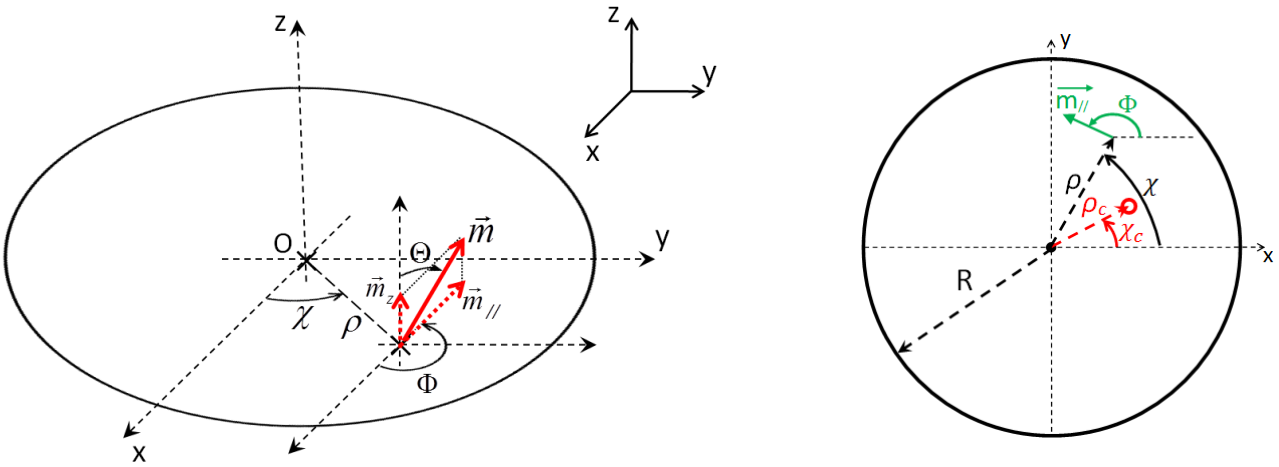


Figure 2.5 *– Schémas pour la description de l'aimantation dans les coordonnées sphériques. Cas du vortex décentré : la position du cœur est repéré par les coordonnées $\vec{X}(\rho_c,\chi_c)$, et la direction de l'aimantation planaire $\vec{m}_{//}$ est caractérisée par l'angle Φ.*

On notera que lorsque le cœur du vortex est en mouvement, on observe également une déformation de la distribution de l'aimantation hors du plan, qui peut devenir non négligeable aux fortes vitesses [27, 28].

2.1.3.1 Le modèle du vortex rigide (« Single vortex ansatz » - SVA)

Dans ce modèle, appelé également dans la littérature « Travelling Wave Ansatz » (TWA), le vortex est déplacé tout en conservant la forme de sa distribution d'origine, selon un mouvement de translation. La distribution de l'aimantation est donnée par :

$$\cos\Theta(\vec{r}) = P\, f\left(\left\|\vec{r}-\vec{X}\right\|\right) \tag{2.6}$$

$$\Phi = \arg\left(\vec{r}-\vec{X}\right) + C\,\frac{\pi}{2} \tag{2.7}$$

où $f(\rho)$ est la fonction utilisée pour décrire la distribution d'aimantation m_z du vortex centré (Usov, Feldtkeller, etc.).

Dans cette approche, l'aimantation n'est plus tangente à la surface sur les bords du disque. Le déplacement du vortex s'accompagne alors de la formation de charges magnétiques sur le côté du cylindre. Cette distribution de l'aimantation ne correspond alors plus à une minimisation de l'énergie magnétique du disque. Ce modèle est donc d'autant moins valable que le déplacement du cœur du vortex est grand. Il permet cependant de réaliser de premiers calculs simples mais dont les résultats sont à prendre avec précaution.

2.1.3.2 Le modèle à deux vortex (« Two vortex ansatz » - TVA)

Un modèle de déformation du vortex permettant de minimiser l'énergie d'échange tout en n'introduisant pas de charges de surface sur le côté du cylindre a été proposé. Ce calcul [29, 30] aboutit au modèle à deux vortex. Analytiquement, l'expression correspond à la superposition de deux vortex selon le modèle précédent, dont les centres sont décalés : l'un est centré sur la position réelle du vortex, l'autre est situé à l'extérieur du disque, de façon à ce que la superposition des deux aimantations soit telle que $\vec{M}\cdot d\vec{S} = 0$ sur la périphérie du disque (où $d\vec{S}$ est le vecteur surface élémentaire).

Pour un vortex dont le cœur se situe à la coordonnée $\vec{X}(\rho_c,\chi_c)$, l'aimantation en un point $\vec{r}(\rho,\chi)$ s'exprime par :

$$\cos\Theta(\vec{r}) = P\, f\left(\left\|\vec{r}-\vec{X}\right\|\right) \tag{2.8}$$

$$\Phi = \arg\left(\vec{r}-\vec{X}\right) + \arg\left(\vec{r}-\vec{X}_I\right) - \pi - \chi_c + C\frac{\pi}{2} \tag{2.9}$$

où $\vec{X}_I\left(\frac{R^2}{\rho_c},\chi_c\right)$ est la coordonnée du vortex image : $\vec{X}_I = \frac{R^2}{\rho_c^2}\vec{X}$.

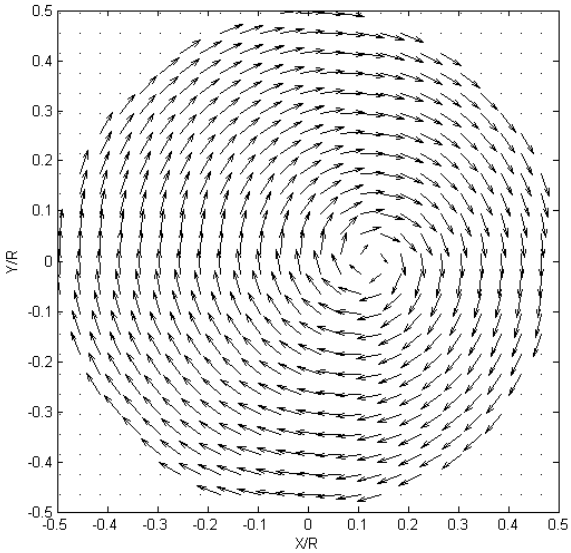


Figure 2.6 – *Distribution de l'aimantation correspondant à un vortex déplacé avec $\rho_c = R/4$ (distance du centre du vortex au centre du disque). Seule la projection de $\vec{M}$ dans le plan du disque est tracée. Les flèches plus petites indiquent que l'aimantation hors du plan est non nulle.*

On vérifie alors très facilement qu'en $\rho = R$, on a toujours $\Phi = \chi + C\,\pi/2$: aux bords de la couche magnétique, l'aimantation est bien orthoradiale (cf figure 2.6). Nous préfèrerons alors utiliser ce modèle plus réaliste dans les calculs impliquant la distribution de l'aimantation hors équilibre.

Astuce de calcul

On remarquera pour la suite des calculs l'astuce suivante :

$$\begin{aligned}\Phi(\vec{r},\vec{X},\vec{X}_I) &= \arg\left(\rho e^{i\chi} - \rho_c e^{i\chi_c}\right) + \arg\left(\rho e^{i\chi} - \frac{R^2}{\rho_c}e^{i\chi_c}\right) - \pi - \chi_c + C\frac{\pi}{2} \\ &= \arg\left(\rho e^{i(\chi-\chi_c)} - \rho_c\right) + \arg\left(\rho e^{i(\chi-\chi_c)} - \frac{R^2}{\rho_c}\right) - \pi + \chi_c + C\frac{\pi}{2}\end{aligned}$$

$$\Phi(\vec{r},\vec{X},\vec{X}_I) = g\left(\rho,\rho_c,\chi-\chi_c\right) + \chi_c + C\,\frac{\pi}{2} \tag{2.10}$$

Ce qui permettra d'écrire :

$$\frac{\partial\Phi}{\partial\chi_c} = 1 - \frac{\partial\Phi}{\partial\chi} \tag{2.11}$$

On notera également :

$$\frac{\partial g(\rho,\rho_c,X)}{\partial X} = \frac{\rho\left(\rho-\rho_c\cos(X)\right)}{\rho^2-2\rho\rho c\cos(X)+{\rho_c}^2} + \frac{\rho\left(\rho-\frac{R^2}{\rho_c}\cos(X)\right)}{\rho^2-2\rho\frac{R^2}{\rho_c}\cos(X)+\frac{R^4}{{\rho_c}^2}} \tag{2.12}$$

2.1.4 Stabilité de l'état vortex en fonction de la géométrie des échantillons magnétiques

En l'absence de forte anisotropie, les propriétés magnétiques des nano-aimants sont gouvernées par l'énergie d'échange et l'énergie magnéto-statique. Lorsque l'on réduit les dimensions des disques magnétiques, l'énergie d'échange prend un rôle de plus en plus important. La distribution magnétique devient alors de plus en plus uniforme, jusqu'à un état en domaine unique. Cependant, on observe pour des dimensions intermédiaires l'apparition de l'état vortex. Cet état apparait comme l'état de plus basse énergie pour des tailles supérieures à la longueur d'échange du matériau, et peut être stable pour des gammes importantes, allant de quelques dizaines de nanomètres jusqu'à plusieurs dizaines de microns.

En l'absence de champ magnétique extérieur, trois paramètres sont à prendre en compte pour caractériser complètement la structure magnétique d'un nano-aimant. Ces paramètres sont : le rayon du nano-aimant R, son épaisseur L, et la longueur d'échange L_E.

Le diagramme de phase magnétique a été tracé sur la base d'une comparaison de calculs de l'énergie de l'état vortex [23] et des énergies des états en domaine unique, avec l'aimantation pointant dans le plan ou hors du plan. On déduit ainsi un rayon limite $R_{EQ}(L)$ pour lequel, pour une épaisseur du disque magnétique donnée, l'état uniforme et l'état vortex ont une énergie identique [23]. Cependant, il est envisageable de trouver une zone de métastabilité dans laquelle on pourra trouver des vortex pour des disques de rayon $R < R_{EQ}$. Il existe donc un autre rayon caractéristique $R_S(L)$ en dessous duquel le vortex est instable, et donc strictement interdit. Sa valeur a tout d'abord été évaluée pour le vortex rigide [23, 31], puis en utilisant le modèle à deux vortex » [29]. Le diagramme de phase obtenu est présenté sur la figure 2.7.

Ce diagramme est universel pour les matériaux ferromagnétiques doux lorsqu'il est tracé en normalisant les paramètres géométriques des nano-aimants par la longueur d'échange L_E. Pour le Permalloy (Py) : $M_S = 8\times10^5 A/m$, $A = 13\times10^{-12} J/m$ ($1.3\times10^{-6} erg/cm$), soit une longueur d'échange $L_E = \sqrt{2A/(\mu_0 {M_S}^2)} = 5.7$nm.

En résumé, pour s'assurer d'avoir un état rémanent vortex, il faut :
- R grand pour minimiser l'effet de l'énergie d'échange, et permettre une aimantation non homogène.
- L grand pour ne pas contraindre l'aimantation dans le plan de la couche.

Précisons que l'état magnétique vortex n'est pas stable uniquement pour des plots de forme circulaire, mais également pour des plots de forme elliptique, carrée, etc.

2.1.5 Déplacement d'un vortex soumis à un champ magnétique extérieur

Lorsqu'on applique un champ magnétique dans le plan du disque, le centre du vortex s'éloigne du centre du disque (voir figure 2.8). Il cherche en effet à aligner son aimantation moyenne dans le sens du champ appliqué afin de minimiser l'énergie magnétique totale (énergie magnétostatique + énergie d'échange + énergie Zeeman). L'évolution de la stabilité de l'état vortex sous champ magnétique extérieur a été étudiée analytiquement [33, 34], par simulations micromagnétiques [35, 30] et expérimentalement [36, 37, 38].

La figure 2.9 montre la courbe d'hystérésis $\langle M_{/\!/}(H_{/\!/})\rangle / M_S$ pour un nano-disque magnétique. On trace l'aimantation planaire moyenne $\langle M_{/\!/}(H_{/\!/})\rangle$ en fonction du champ $H_{/\!/}$ appliqué dans la direction du

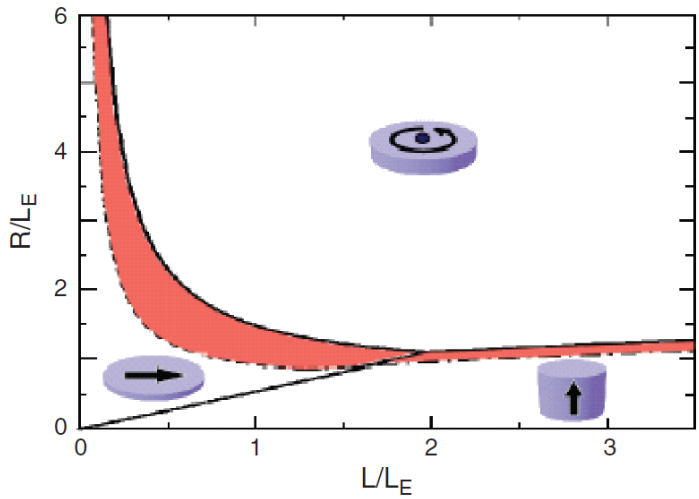


Figure 2.7 – *Diagramme de phase pour des cylindres magnétiques de tailles nanométriques, de rayon R et d'épaisseur L. Trois états magnétiques peuvent être stables : état vortex, et états quasi-uniformes dans et hors du plan. Les lignes solides montrent les frontières où les énergies des deux états sont égales. La ligne pointillée à gauche correspond à la frontière de stabilité de l'état vortex. La ligne mixte en bas correspond à la taille du cœur du vortex. En rouge, la zone de bistabilité du vortex et de l'état uniforme.* L_E *est la longueur d'échange du matériau. (Figure extraite de [32])*

plan du disque. Le nano-disque considéré est tel qu'à champ nul, l'état vortex soit le seul état stable. Pour des champs appliqués suffisamment forts, l'aimantation est néanmoins quasiment parallèle au champ externe (figure 2.9, états a, e). Lorsque le champ magnétique décroit, l'aimantation reste quasi-uniforme. Puis à l'approche du champ dit « de nucléation » (H_n), la distribution d'aimantation va commencer à perdre son homogénéité. A $H = H_n$, le vortex va finalement se former (état c), et on pourra observer un saut soudain de l'aimantation moyenne. Il a été montré que le passage de l'état quasi-uniforme à l'état vortex se fait via le passage par un état métastable intermédiaire [34]. Suivant la taille de l'échantillon, cet état peut être un état « C » (état b) ou un état « S ». Lorsque le champ est réduit à zéro, le vortex retrouve progressivement une position centrée dans le nano-disque. Si l'on augmente alors le champ dans l'autre direction, le vortex est forcé de se décentrer (état d). Le centre du vortex bouge perpendiculairement au champ de façon à obtenir une aimantation moyenne dans la direction du champ (cf. figure 2.8). Plus le cœur du vortex se rapproche du bord de l'échantillon, et plus son énergie magnétostatique augmente. Lorsque le champ dit d'« annihilation » (H_{an}) est atteint, le vortex devient instable et le nano-disque retrouve une aimantation uniforme. C'est le second saut observé sur la courbe d'hystérésis.

Les valeurs des champs de nucléation, d'annihilation, et de la susceptibilité magnétique sont identiques pour des nano-disques ayant un même rapport d'aspect. La connaissance de ces courbes d'aimantation permet de déduire la susceptibilité magnétique statique $\chi(0)$ des nano-disques : $\left\langle \vec{M}_{/\!/} \right\rangle = \chi(0)\vec{H}$. L'étude analytique [33] aboutit aux expressions du déplacement du vortex et de l'aimantation moyenne $\vec{M}$, en fonction du rapport d'aspect $\beta = L/R$. En effectuant le calcul en se basant sur le modèle à deux vortex (TVA) [39], on obtient le résultat suivant :

$$\chi(0)^{-1} = \frac{9,98}{4\pi}\beta \approx \frac{5}{2\pi}\beta \tag{2.13}$$

En première approximation, on pourra supposer une augmentation linéaire de l'aimantation planaire moyenne dans la direction $\vec{h}$ du champ avec le déplacement du vortex : $\left\langle \vec{M}_{/\!/} \right\rangle / M_S = \xi \frac{\rho_c}{R}\vec{h}$. Le choix d'une description par le modèle SVA correspond à prendre $\xi = 1$ mais le calcul plus réaliste s'appuyant sur une description par le TVA aboutit à $\xi = 2/3$, en excellent accord avec les simulations micromagnétiques [39]. Le déplacement induit par un champ extérieur s'écrit alors :

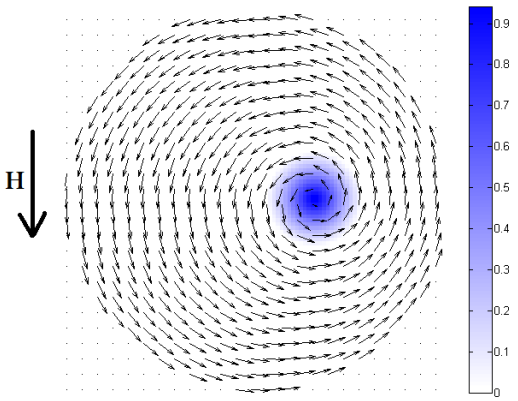


Figure 2.8 – Distribution de l'aimantation d'un vortex soumis à un champ magnétique extérieur. Le vortex se déplace perpendiculairement au champ de façon à aligner son aimantation moyenne.

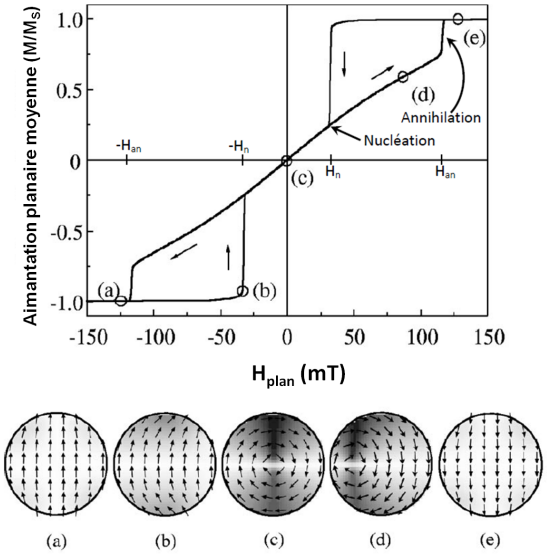


Figure 2.9 – Boucle typique d'hystérésis et modifications de l'aimantation dues à la nucléation, le déplacement et l'annihilation du vortex, issue de simulations micromagnétiques, pour un nano-disque isolé avec $R = 0.1\mu m$ et $L = 30nm$. (Figures adaptées de [34])

$$\frac{\vec{X}}{R} = C\,\frac{\chi(0)}{\xi M_S}\,\vec{e}_z \times \vec{H} \tag{2.14}$$

Une approximation (par excès) du champ d'annihilation peut être déduite en supposant une dépendance linéaire de l'aimantation jusqu'à la saturation, aboutissant à la relation : $\chi(0)H_{an} = M_S$.

2.1.6 Influence du courant sur la stabilité de la configuration vortex

Le champ magnétique induit par un courant traversant un fil, communément appelé *champ d'Oersted* (ou *champ d'Ampère*), a une forme bien connue : il est orienté selon une direction ortho-radiale et son amplitude augmente linéairement depuis le centre du pilier jusqu'à son extrémité, puis décroit en hyperbole en dehors, selon la formule :

$$\begin{cases} \vec{B} = \dfrac{\mu_0 I}{2\pi R^2} r\,\vec{u}_\theta, & \text{si } r < R \quad (2.15a) \\ \vec{B} = \dfrac{\mu_0 I}{2\pi r}\,\vec{u}_\theta, & \text{si } r > R \quad (2.15b) \end{cases}$$

Ce champ a la même symétrie circulaire qu'un vortex. Les spins ayant tendance à s'aligner selon le champ magnétique local, on devine alors que le champ d'Oersted aura pour effet de stabiliser un vortex qui aura une chiralité de même direction. Cet effet a été étudié expérimentalement et théoriquement par Urazdhin *et al.* [40], et est résumé dans la figure 2.10. Par convention, le courant positif est celui favorisant l'état vortex de chiralité $C = +1$, et le courant négatif est celui favorisant l'état vortex de chiralité $C = -1$.

Notons les principales conclusions de ce diagramme qui seront importantes pour la suite. Pour des couches fines (typiquement inférieures à 10 nm d'épaisseur) pour lesquelles la configuration magnétique initiale serait quasi-uniforme, il est possible en augmentant l'amplitude du courant de nucléer un vortex

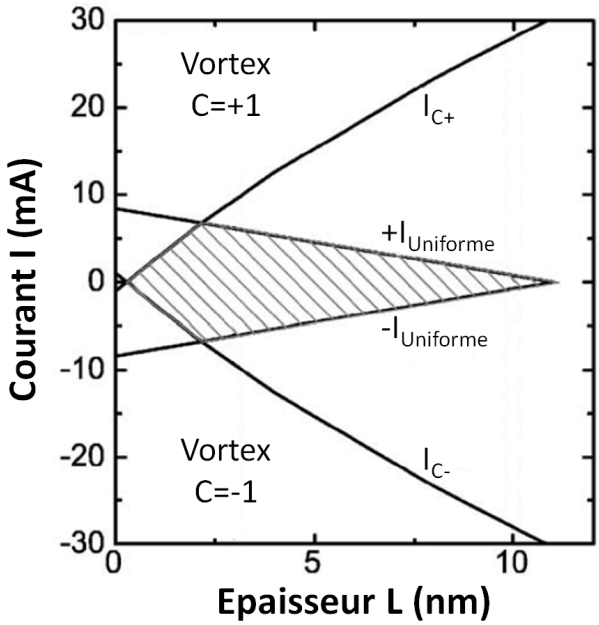


Figure 2.10 – *Diagramme de stabilité calculé pour un disque de Py ($M_S = 800G$, $L_e = 18nm$) de rayon $R = 100nm$ et d'épaisseur L. L'état de chiralité $C = -1$ est stable pour $I < I_{C+}$, l'état de chiralité $C = +1$ est stable pour $I > I_{C-}$, et l'état quasi-uniforme est stable pour $|I| < I_{Uniforme}$. Les trois états sont stables dans la région hachurée. Figure adaptée de [40].*

(en sortant de la zone de bistabilité) [1]. Si l'épaisseur est suffisante, le vortex sera ensuite stable même à courant nul. A forte amplitude du courant, seul le vortex dont la chiralité est identique à celle du champ d'Oersted est stable. Néanmoins, une fois formé, il est possible d'appliquer un courant de signe opposé sans forcement renverser la chiralité du vortex. Pour renverser la chiralité d'un vortex, il sera alors nécessaire d'appliquer un courant d'autant plus grand que l'épaisseur de la couche est grande.

On remarque enfin qu'en augmentant le rayon de la couche, on réduira pour un courant donné l'amplitude du champ d'Oersted. La stabilité du vortex étant également renforcée, on réduira la zone de stabilité de l'état uniforme, tout en augmentant la gamme de bistabilité des deux chiralités pour l'état vortex.

Nous retiendrons que grâce à l'action du courant et du champ magnétique, il est ainsi possible dans un même plot magnétique d'observer les états magnétiques soit uniforme, soit vortex. Nous pourrons alors envisager de comparer leurs caractéristiques statiques et/ou dynamiques dans une seule et même structure.

2.1.7 Dépendance avec un champ perpendiculaire

L'application d'un champ perpendiculaire $H_\perp$ sur le disque va également modifier la distribution d'aimantation. Principalement, l'aimantation dans le corps du vortex va progressivement sortir du plan pour suivre l'augmentation du champ $H_\perp$. On peut en première approximation assimiler son comportement à celui d'une aimantation uniforme, et prédire une augmentation linéaire de m_z avec le champ [41] :

$$m_z|_{corps} = \frac{H_\perp}{H_S} \tag{2.16}$$

La figure 2.11 présente les résultats de simulations micro-magnétiques pour un disque de diamètre ⌀550nm et d'épaisseur 4.8nm [42], et pour différentes valeurs du champ $h = H_\perp/H_S$, où H_S est le champ

1. La nucléation du vortex est un processus complexe facilité par les fluctuations de l'aimantation, et les défauts de la couche. Ceci dépasse le cadre de ce manuscrit, et nous resterons sur des considérations de stabilité.

de saturation de l'échantillon au delà duquel l'aimantation est entièrement perpendiculaire au plan de la couche. Ceci confirme la validité de la relation $m_z = h$ dans la majeure partie du corps du vortex, et le modèle d'Usov montre toujours un bon accord avec la distribution d'aimantation. On note toutefois une augmentation plus forte de la composante m_z à proximité des bords du disque, qui pourra devenir conséquente dans la cas de disques de plus faibles diamètres. Enfin, les résultats de ces simulations nous indiquent une légère augmentation de la taille du cœur avec le champ.

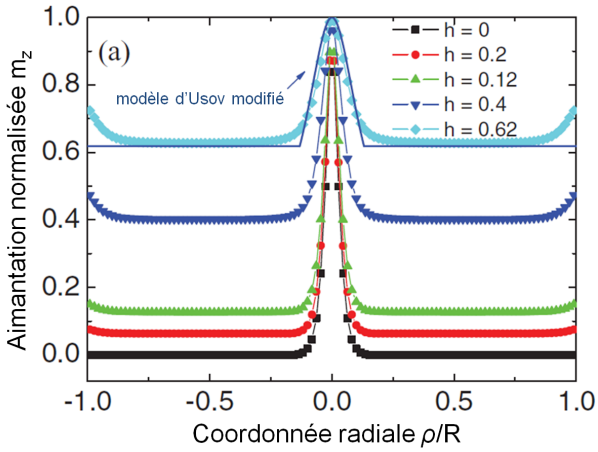


Figure 2.11 – *Distribution de la composante perpendiculaire de l'aimantation pour un vortex soumis à différents champs $h = H_\perp/H_S$. Figure extraite de [42].*

2.2 La dynamique gyrotropique du vortex

Les propriétés dynamiques de l'état vortex magnétique dans des disques ferromagnétiques doux de différents diamètres et épaisseurs ont été largement étudiées. Plusieurs types de modes d'oscillations du vortex magnétique ont ainsi été différenciés, parmi lesquels notamment :

- Le mode « gyrotropique » ou « translationnel », de plus basse fréquence.
- Les modes hautes-fréquences, qui correspondent à des oscillations de l'aimantation du vortex à symétrie radiale ou azimutale, principalement en dehors du cœur.

Le mode gyrotropique est le mode le plus étudié pour les vortex. Nous nous consacrerons dans cette section à sa présentation. Pour ce mode, la dynamique de l'aimantation correspond à une rotation du cœur autour de sa position d'équilibre. Dans le cas d'un film infini, ce mode correspond à une simple translation circulaire de la distribution d'aimantation, c'est pourquoi on le désigne également par « mode translationnel ». Cette dynamique collective de l'aimantation a amené à reformuler les équations de la dynamique en fonction uniquement de la position du cœur du vortex (cf. « Collective-variable approach »). Cette approche de calcul de la dynamique du vortex a été proposée par Thiele dans les années 70 [43, 44] dans le cas de films minces étendus, puis adaptée au cas de systèmes de dimensions latérales finies (plots magnétiques).

2.2.1 Introduction à l'équation de Thiele

On considère un échantillon magnétique de forme cylindrique, d'épaisseur L de l'ordre de la longueur d'échange L_E du matériau (10 à 20 nm), ce qui permet de négliger la dépendance de l'aimantation selon l'axe du cylindre et de considérer une distribution 2D de l'aimantation. Les modèles employés pour décrire le vortex sont ceux décrits dans les sections précédentes : modèle du vortex rigide (SVA) ou modèle à deux vortex (TVA). L'encadré qui suit présente la démonstration permettant d'aboutir, à partir de l'équation LLG en chaque point, à une unique équation décrivant la dynamique du cœur du vortex.

Démonstration de l'équation de Thiele

En chaque point, l'aimantation obéit à l'équation LLG, dans laquelle le terme de transfert de spin est pris en compte :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma\left(\vec{M}\times\mu_0\vec{H_{eff}}\right) + \frac{\alpha}{M_S}\left(\vec{M}\times\frac{d\vec{M}}{dt}\right) + \frac{a_J J}{M_S}\left(\vec{M}\times\left(\vec{M}\times\vec{p}\right)\right) \tag{2.17}$$

où le champ effectif $\vec{H}_{eff}$ est défini par $\vec{H}_{eff} = -\frac{1}{\mu_0}\frac{\delta\mathscr{E}}{\delta\vec{M}}$, avec $\mathscr{E}$ la densité locale d'énergie volumique.

L'aimantation reste de norme constante, et on choisit naturellement de décrire $\vec{M}$ dans un repère sphérique : $\vec{M}(M_S,\Theta,\Phi) = M_S\left(\sin\Theta\cos\Phi\,\vec{e_x} + \sin\Theta\sin\Phi\,\vec{e_y} + \cos\Theta\,\vec{e_z}\right)$ (voir figure 2.5). L'idée est de sommer l'ensemble des contributions à la variation d'énergie locale $\mathscr{E}$ de l'aimantation. Pour cela, nous projetons l'équation dans le repère sphérique, dans la base $(\vec{u_r},\vec{u_\Theta},\vec{u_\Phi})$, puis nous isolons les termes énergétiques :

$$\vec{M} = M_S\vec{u_r}$$

$$\begin{aligned}\frac{d\vec{M}}{dt} &= M_S\dot{\vec{u_r}}\\ &= M_S\left[\dot{\Theta}\vec{u_\Theta} + \dot{\Phi}\sin(\Theta)\vec{u_\Phi}\right]\end{aligned}$$

$$\vec{M}\times\frac{d\vec{M}}{dt} = {M_S}^2\left[\dot{\Theta}\vec{u_\Phi} - \dot{\Phi}\sin(\Theta)\vec{u_\Theta}\right]$$

$$\begin{aligned}\vec{M}\times\mu_0\vec{H_{eff}} &= M_S\vec{u_r}\times\left[-\frac{1}{M_S}\frac{\delta\mathscr{E}}{\delta\Theta}\vec{u_\Theta} - \frac{1}{M_S\sin(\Theta)}\frac{\delta\mathscr{E}}{\delta\Phi}\vec{u_\Phi}\right]\\ &= -\frac{\delta\mathscr{E}}{\delta\Theta}\vec{u_\Phi} + \frac{1}{\sin(\Theta)}\frac{\delta\mathscr{E}}{\delta\Phi}\vec{u_\Theta}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\vec{M}\times\left(\vec{M}\times\vec{p}\right) &= {M_S}^2\vec{u_r}\times(\vec{u_r}\times\vec{p})\\ &= {M_S}^2\left[(\vec{u_r}\cdot\vec{p})\,\vec{u_r} - \vec{p}\right]\\ &= -{M_S}^2\left[p_\Theta\vec{u_\Theta} + p_\Phi\vec{u_\Phi}\right]\end{aligned}$$

Ce qui permet d'aboutir à :

$$\begin{cases}\dfrac{\delta\mathscr{E}}{\delta\Theta} = \dfrac{M_S}{\gamma}\left[\dot{\Phi}\sin\Theta - \alpha\dot{\Theta} + a_J J p_\Phi\right] & \text{(2.18a)}\\[2ex] \dfrac{\delta\mathscr{E}}{\delta\Phi} = -\dfrac{M_S\sin\Theta}{\gamma}\left[\dot{\Theta} + \alpha\dot{\Phi}\sin\Theta + a_J J p_\Theta\right] & \text{(2.18b)}\end{cases}$$

Suivant l'approche de Thiele, on construit une équation d'équilibre de forces. On obtient cela en multipliant l'équation 2.18a par $\vec{\nabla}\Theta$, l'équation 2.18b par $\vec{\nabla}\Phi$, en sommant le tout, et en intégrant sur tout le volume :

$$\begin{aligned}\int_V \left(\frac{\delta\mathscr{E}}{\delta\Theta}\vec{\nabla}\Theta+\frac{\delta\mathscr{E}}{\delta\Phi}\vec{\nabla}\Phi\right)d^3\vec{r} &= \frac{M_S}{\gamma}\int_V \sin\Theta\left(\dot{\Phi}\,\vec{\nabla}\Theta-\dot{\Theta}\,\vec{\nabla}\Phi\right)d^3\vec{r}\\ &\quad -\alpha\frac{M_S}{\gamma}\int_V\left(\dot{\Theta}\,\vec{\nabla}\Theta+\sin^2\Theta\,\dot{\Phi}\,\vec{\nabla}\Phi\right)d^3\vec{r}\\ &\quad +a_J J\frac{M_S}{\gamma}\int_V\left(p_\Phi\vec{\nabla}\Theta-p_\Theta\sin\Theta\vec{\nabla}\Phi\right)d^3\vec{r} \qquad (2.19)\end{aligned}$$

L'hypothèse forte dans l'approche de Thiele est celle du « vortex rigide » : le vortex se déplace en conservant la forme de son aimantation initiale $\vec{M}_0$. On considère donc dans un premier cas le modèle du simple vortex en translation (SVA), pour lequel on peut écrire, avec $\vec{X}$ la position du cœur du vortex :

$$\vec{M}(\vec{r})=\vec{M}_0\left(\vec{r}-\vec{X}\right)\Rightarrow\begin{cases}\Theta(\vec{r})=\Theta_0\left(\vec{r}-\vec{X}\right)\\ \Phi(\vec{r})=\Phi_0\left(\vec{r}-\vec{X}\right)\end{cases} \qquad (2.20)$$

$$\Rightarrow\begin{cases}\dot{\Theta}=\frac{d\Theta}{d\vec{X}}\cdot\frac{d\vec{X}}{dt}=-\frac{d\Theta}{d\vec{r}}\cdot\frac{d\vec{X}}{dt}=-\vec{\nabla}\Theta\cdot\dot{\vec{X}}\\ \dot{\Phi}=\frac{d\Phi}{d\vec{X}}\cdot\frac{d\vec{X}}{dt}=-\frac{d\Phi}{d\vec{r}}\cdot\frac{d\vec{X}}{dt}=-\vec{\nabla}\Phi\cdot\dot{\vec{X}}\end{cases} \qquad (2.21)$$

On peut dans ce cas reporter dans la formule (2.19), factoriser le double produit vectoriel, et factoriser chacun des termes par $\dot{\vec{X}}$:

$$\begin{aligned}-\int_V \left(\frac{\delta\mathscr{E}}{\delta\Theta}\vec{\nabla}\Theta+\frac{\delta\mathscr{E}}{\delta\Phi}\vec{\nabla}\Phi\right)d^3\vec{r} &= \left[\frac{M_S}{\gamma}\int_V \sin\Theta\left(\vec{\nabla}\Phi\times\vec{\nabla}\Theta\right)d^3\vec{r}\right]\times\dot{\vec{X}}\\ &\quad -\alpha\left[\frac{M_S}{\gamma}\int_V\left(\left(\vec{\nabla}\Theta\right)^2+\sin^2\Theta\left(\vec{\nabla}\Phi\right)^2\right)d^3\vec{r}\right]\dot{\vec{X}}\\ &\quad +a_J J\frac{M_S}{\gamma}\int_V\left(p_\Phi\vec{\nabla}\Theta-p_\Theta\sin\Theta\vec{\nabla}\Phi\right)d^3\vec{r} \qquad (2.22)\end{aligned}$$

Ce qui fait apparaître deux nouvelles quantités que nous définirons : le gyrovecteur $\vec{G}$ et le coefficient de dissipation (ou d'amortissement) D tels que :

$$\vec{G} = \frac{M_S}{\gamma}\int_V \sin\Theta\left(\vec{\nabla}\Phi\times\vec{\nabla}\Theta\right)d^3\vec{r} \qquad (2.23)$$

$$D(\vec{X}) = \alpha\frac{M_S}{\gamma}\int_V\left(\left(\vec{\nabla}\Theta\right)^2+\sin^2\Theta\left(\vec{\nabla}\Phi\right)^2\right)d^3\vec{r} \qquad (2.24)$$

Puisque nous considérerons uniquement les variations d'énergie locale $\mathscr{E}$ correspondant aux déplacements du vortex, on pourra également reprendre le terme de gauche sous la forme :

$$\int_V\left(\frac{\delta\mathscr{E}}{\delta\Theta}\vec{\nabla}\Theta+\frac{\delta\mathscr{E}}{\delta\Phi}\vec{\nabla}\Phi\right)d^3\vec{r}=-\int_V\frac{\delta\mathscr{E}}{\delta\vec{X}}d^3\vec{r}=-\frac{\partial E}{\partial\vec{X}} \qquad (2.25)$$

où E est l'énergie magnétique totale de la couche. On reprend alors finalement l'équation (2.22) sous la forme :

$$\vec{G} \times \dot{\vec{X}} - D(\vec{X})\dot{\vec{X}} + \vec{F}_{STT}(\vec{X}) - \frac{\partial E}{\partial \vec{X}} = \vec{0} \tag{2.26}$$

On remarquera pour terminer cette démonstration que la formule (2.26) a été obtenue sous l'hypothèse forte du vortex rigide. Il sera possible d'étendre la démonstration au cas du modèle à deux vortex (TVA), en répétant l'ensemble des calculs pour le vortex image et en sommant les deux contributions. Cependant, la factorisation par $\dot{\vec{X}}$ ne sera possible que sous l'hypothèse d'un mouvement à ρ_c constant, et la généralisation devra être prudente.

Seul le calcul du gyrovecteur, pour lequel le terme dans l'intégrale n'est non nul que dans le cœur du vortex, sera peu modifié et bien approché par le vortex rigide. On notera également que dans la démonstration générale de l'équation de Thiele, la constante D prend en fait la forme d'un tenseur $\hat{D}$. On fait généralement l'hypothèse d'une dissipation isotrope, et on remplace l'opérateur $\hat{D}$ par une constante D.

Dans la démonstration, nous avons également considéré que le vortex ne se déforme pas sous l'influence de sa vitesse. D'autres calculs choisissent d'introduire un modèle plus complexe de la forme : $\vec{M} = \vec{M}\left(\vec{r} - \vec{X}, \dot{\vec{X}}, \ddot{\vec{X}}\right)$, aboutissant à des termes supplémentaires dans l'équation (2.26) de la forme $\mathscr{M}\ddot{\vec{X}}$, où $\mathscr{M}$ est la « masse » du vortex et qui traduit l'inertie de celui-ci, et $\vec{G}_3 \times \dddot{\vec{X}}$, où $\vec{G}_3$ est appelé gyrovecteur d'ordre 3. On pourra trouver plus de détails sur ce point dans la référence [45]. Notons que l'on peut citer plusieurs travaux récents où ces termes complémentaires sont introduits pour aider à la compréhension de phénomènes observés expérimentalement [46, 47].

L'équation (2.26) sera très utile pour décrire la trajectoire du vortex. Cependant, on pourra également proposer d'utiliser les équations (2.18a) et (2.18b) pour calculer directement la puissance dissipée sur une trajectoire déterminée :

$$\dot{E} = \int_V \dot{\mathscr{E}} d^3\vec{r} = \int_V \left(\frac{\delta \mathscr{E}}{\delta \Theta}\dot{\Theta} + \frac{\delta \mathscr{E}}{\delta \Phi}\dot{\Phi} \right) d^3\vec{r} \tag{2.27}$$

$$\dot{E} = \frac{M_S}{\gamma} \int_V \left[-\alpha \left(\dot{\Theta}^2 + \dot{\Phi}^2 \sin^2\Theta \right) + a_J J \left(\dot{\Theta} p_\Phi - \dot{\Phi} p_\Theta \sin\Theta \right) \right] d^3\vec{r} \tag{2.28}$$

On remarquera que les termes associés à la précession de l'aimantation autour du champ effectif, non dissipatifs, se sont simplifiés. A l'équilibre, où $\dot{E} = 0$, cette équation traduit l'équilibre entre dissipation d'énergie et énergie apportée au système par l'effet de transfert de spin.

La dynamique du vortex est donc décrite à partir des coordonnées de son cœur par l'équation dite « de Thiele » [43] :

$$\vec{G} \times \dot{\vec{X}} - D(\vec{X})\dot{\vec{X}} + \vec{F}_{STT}(\vec{X}) - \frac{\partial E}{\partial \vec{X}} = \vec{0} \tag{2.29}$$

Le premier terme correspond à la « gyroforce », spécifique à la forme du vortex, et qu'on peut assimiler à la force de Magnus en dynamique des fluides. C'est cette force qui entraine le vortex dans une rotation autour de son point d'équilibre. Le second terme, proportionnel à α et opposé à la vitesse du cœur correspond à une force d'amortissement visqueux traduisant la dissipation associée au mouvement du vortex. Les termes de transfert de spin sont repris sous la forme d'une force $\vec{F}_{STT}(\vec{X})$ que nous détaillerons plus loin dans ce chapitre. Pour finir, le quatrième terme contient les contributions réversibles, notamment les forces de confinement géométrique ainsi que les forces d'interaction de l'aimantation avec un champ magnétique, qui tendent à ramener le vortex à sa position d'équilibre. Dans le cas général, la

densité d'énergie $\mathscr{E}$ considère les contributions de l'énergie d'échange, de l'énergie magnétostatique, de l'énergie Zeeman, et de l'énergie d'anisotropie. L'énergie totale E est ainsi une fonctionnelle de la distribution de l'aimantation $\vec{m}(\vec{r},\vec{X})$.

Les différentes contributions sont reprises sur la figure 2.12 lorsque le vortex est hors de sa position équilibre. Suite à notre démonstration, nous retiendrons que l'équation (2.29) n'est strictement valable que pour un mouvement de rotation à rayon constant, mais restera cependant une bonne approximation dans le cas d'un rayon lentement variable.

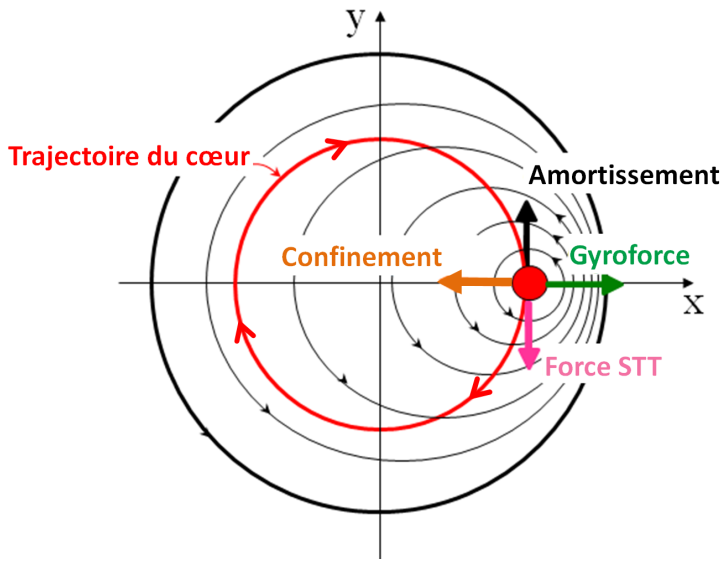


Figure 2.12 – *Bilan schématique des forces qui s'appliquent sur le cœur de vortex dans le modèle de Thiele.*

2.2.2 Relaxation du vortex hors équilibre - Fréquence de résonance

Une perturbation place le vortex hors de sa position d'équilibre et on souhaite étudier la trajectoire de retour à l'équilibre, au travers des différentes contributions au mouvement. Nous considérons dans un premier temps un vortex dans un simple disque magnétique isolé, sans transfert de spin.

2.2.2.1 La gyroforce

Pour le modèle simple décrit par Usov *et al.*, on peut calculer facilement les expressions du gyrovecteur $\vec{G}$ à l'aide de la formule (2.23) et du SVA :

$$\vec{G} = -2\pi PL\frac{M_S}{\gamma}\vec{e}_z = -P.G\,\vec{e}_z \tag{2.30}$$

avec $G = 2\pi L\frac{M_S}{\gamma}$ et P la polarité du vortex.

Nous noterons que le calcul n'implique que la distribution d'aimantation dans le cœur du vortex. Il reste ainsi valable dans le cas d'un vortex décentré.

2.2.2.2 La force de confinement

En l'absence de champ magnétique, et pour un disque magnétique sans anisotropie, le déplacement du vortex se répercute, en première approximation, en une augmentation de l'énergie magnétostatique. Le terme $-\partial E_{ms}/\partial\vec{X}$ se résume alors à une force de confinement dirigée vers le centre du disque :

$-\partial E_{ms}/\partial\vec{X} = -k_{ms}\vec{X}$. Une expression simple peut être obtenue à partir d'un développement limité de E_{ms}, dans le cas de déplacements du cœur du vortex limités devant le rayon du disque :

$$E_{ms}(\vec{X}) = E_{ms}(0) + \frac{1}{2}k_{ms}\vec{X}^2 + \frac{1}{4}k'_{ms}\frac{\vec{X}^4}{R^2} + O\left(\frac{\vec{X}^6}{R^4}\right) \tag{2.31}$$

Le terme de premier ordre pour la constante de rappel k_{ms} peut s'exprimer très facilement à partir de la susceptibilité $\chi(0)$ déjà étudiée :

$$\frac{1}{2}k_{ms}\vec{X}^2 = \frac{1}{2}\mu_0 V\left\langle\vec{M}_{/\!/}\right\rangle\cdot\vec{H} = \frac{1}{2\chi(0)}\mu_0 V\left\langle\vec{M}_{/\!/}\right\rangle^2 = \frac{1}{2\chi(0)}\mu_0 V {M_S}^2\xi^2\frac{\vec{X}^2}{R^2}$$

$$\begin{aligned}\Longrightarrow k_{ms} &= \frac{\mu_0 V}{\chi(0)}\xi^2\frac{{M_S}^2}{R^2} = \mu_0(\pi R^2 L)\frac{5}{2\pi}\left(\frac{L}{R}\right)\left(\frac{2}{3}\right)^2\frac{{M_S}^2}{R^2}\\ k_{ms} &= \frac{10}{9}\mu_0 {M_S}^2\frac{L^2}{R}\end{aligned} \tag{2.32}$$

Gaididei *et al.* ont récemment calculé avec précision (en intégrant l'ensemble des termes énergétiques) la dépendance exacte de l'énergie avec le déplacement du vortex pour le modèle du TVA [26], ce qui permet d'aboutir pour le cas de disques à faible rapport d'aspect à :

$$\frac{\partial E}{\partial\vec{X}} = k_{ms}\,\vec{X}\frac{1}{1-(\rho_c/2R)^2} \approx k_{ms}\,\vec{X}\left(1+\frac{1}{4}(\rho_c/R)^2\right) \tag{2.33}$$

soit un coefficient $a_{ms} = k'_{ms}/k_{ms} = 1/4$.

Le champ magnétique d'Oersted créé par un courant circulant perpendiculairement au plan des couches va également apporter une contribution, non négligeable, à la variation d'énergie totale de la couche en fonction de la position du vortex [48]. Cette contribution a été calculée par intégration de l'énergie Zeeman $E_{Oe} = -\int_V \vec{H}_{Oe}(\vec{r})\cdot\vec{M}(\vec{r},\vec{X})d^3\vec{r}$, puis ajustée par une formule polynomiale [49]. On obtient ainsi :

$$E_{Oe}(\vec{X}) = \frac{1}{2}k_{Oe}\,C\,J\,\vec{X}^2 + \frac{1}{4}k'_{Oe}\,C\,J\,\frac{\vec{X}^4}{R^2} + O\left(\frac{\vec{X}^6}{R^4}\right) \text{ avec } \begin{cases} k_{Oe} = 0.85\mu_0 M_S RL \\ a_{Oe} = k'_{Oe}/k_{Oe} = -1/2\end{cases} \tag{2.34}$$

où C est la chiralité du vortex et J la densité de courant traversant le pilier. Le signe relatif de J et C est donc très important [2].

L'ensemble de ces coefficients ont récemment été comparés et ont montré un bon accord avec des résultats obtenus par simulations micro-magnétiques [42], étude issue de la thèse d'Antoine Dussaux réalisée à l'UMφ. Pour la suite de ce manuscrit, nous poserons : $k = k_{ms} + k_{Oe}CJ$ et $k' = k'_{ms} + k'_{Oe}CJ$, ainsi que $a = k'/k$, de façon à écrire :

$$k(\rho_c) = k(J)\left(1 + a(J)\left(\frac{\rho_c}{R}\right)^2\right) \tag{2.35}$$

Bien que, pour des soucis de clarté, la dépendance de k et a avec la densité de courant J ne soit pas toujours explicitement notée, il faudra garder en mémoire que celle-ci est toujours inévitablement présente.

2. Nous rappelons que dans toute la suite du manuscrit, nous définirons la direction de chiralité positive par la direction du champ d'Oersted induit par un courant positif

2.2.2.3 La force d'amortissement

Les premiers calculs ont été effectués à l'aide de la formule (2.24) pour le modèle simple du vortex rigide d'Usov *et al.*, aboutissant à la valeur :

$$D = \alpha L \frac{M_S}{\gamma} \pi \ln\left(\frac{R}{b}\right) \tag{2.36}$$

Cependant, comme nous l'avons précisé, ce modèle n'est pas approprié au cas de disques de faible rayon, ou aux trajectoires de grandes amplitudes. Il est donc nécessaire de reprendre ce calcul en utilisant le modèle à deux vortex. La méthode employée diffère quelque peu de l'approche de Thiele, en se basant sur un calcul de la dissipation d'énergie. De cette façon, nous ne sommes pas obligés de limiter le calcul en faisant l'hypothèse de mouvement de translation circulaire du vortex, mais nous pouvons considérer un mouvement de rotation du cœur autour du centre du disque, fidèle à la réalité physique. On fait l'hypothèse d'une trajectoire circulaire faiblement amortie, et on calcule alors la puissance dissipée pour un déplacement à rayon constant.

Calcul du coefficient d'amortissement

$$\dot{E}_{damp} = -\alpha \frac{M_S}{\gamma} \int_V \left(\dot{\Theta}^2 + \dot{\Phi}^2 \sin^2\Theta\right) d^3\vec{r} \tag{2.37}$$

On choisit pour simplifier le calcul de négliger la contribution du cœur du vortex, dans la mesure où ses dimensions sont faibles devant le rayon du disque. En dehors du cœur, on aura alors $\Theta = \pi/2$, ce qui permet de simplifier le calcul :

$$\dot{E}_{damp} = -\alpha \frac{M_S}{\gamma} \int_{V \setminus V_c} \dot{\Phi}^2 d^3\vec{r} = -\alpha \frac{M_S}{\gamma} \int_{V \setminus V_c} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \chi_c}\dot{\chi}_c + \frac{\partial \Phi}{\partial \rho_c}\dot{\rho}_c\right)^2 d^3\vec{r} \tag{2.38}$$

Soit avec l'hypothèse de la trajectoire à rayon contant, $\dot{\rho}_c = 0$:

$$\dot{E}_{damp} = -\alpha \frac{M_S}{\gamma} \int_{V \setminus V_c} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \chi_c}\right)^2 d^3\vec{r}\ (\dot{\chi}_c)^2 \tag{2.39}$$

Le reste de ce calcul est purement mathématique. On pourra trouver en annexe A une feuille Mathematica réalisée pour l'occasion. Une fois l'expression de $\dot{E}_{damp}$ obtenue, on assimilera la puissance de dissipation à l'expression classique du travail dissipé par une force de frottement visqueux qui aurait la forme $\vec{F}_{damp} = -D\dot{\vec{X}}$, pour retrouver l'expression de η :

$$\dot{E}_{damp} = \vec{F}_{damp} \cdot \dot{\vec{X}} = -D\dot{\vec{X}}^2 = -D{\rho_c}^2\dot{\chi}_c^2 \tag{2.40}$$

Pour le modèle à deux vortex, sous l'hypothèse d'une trajectoire circulaire et en effectuant un développement limité à l'ordre 2, on obtient [42] :

$$D(\rho_c) = \alpha \frac{M_S}{\gamma} \pi L \left[\ln\left(\frac{R}{2b}\right) - \frac{1}{4} + \frac{1}{6}\left(\frac{\rho_c}{R}\right)^2 + O\left(\left(\frac{\rho_c}{R}\right)^4\right)\right] \tag{2.41}$$

Pour simplifier par la suite les équations, on pose :

$$D(\rho_c) = 2\pi\alpha L \left(\eta + \eta'\left(\frac{\rho_c}{R}\right)^2\right) \frac{M_S}{\gamma} = \alpha G \eta(\rho_c), \text{ avec :} \tag{2.42}$$

$$\begin{cases} \eta = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{R}{2b}\right) - \frac{1}{8} & (2.43a) \\ \eta' = \frac{1}{12} & (2.43b) \end{cases}$$

2.2.2.4 Oscillations amorties - fréquence propre

A partir de l'équation de Thiele, on pourra déduire la trajectoire des oscillations gyrotropiques amorties du vortex. Nous considèrerons ici que l'amplitude des oscillations est suffisamment faible pour négliger les ordres supérieurs de $\eta(\rho_c)$ et $k(\rho_c)$:

$$-P\,G\,\vec{e_z} \times \dot{\vec{X}} - \alpha\eta G\dot{\vec{X}} - k\vec{X} = 0 \tag{2.44}$$

Mouvement gyrotropique amorti

Pour une résolution plus simple et se débarrasser des opérateurs vectoriels, on préfère utiliser une description de la position du vortex dans le plan complexe, où on notera $\boldsymbol{X}$ l'affixe du cœur. L'équation de Thiele se réécrit alors :

$$-P\,G\,i\dot{\boldsymbol{X}} - \alpha\eta G\dot{\boldsymbol{X}} - k\boldsymbol{X} = 0 \tag{2.45}$$

ou encore :

$$\dot{\boldsymbol{X}} = -\frac{k}{G}\frac{1}{iP+\alpha\eta}\boldsymbol{X} = \frac{k}{G}\frac{iP-\alpha\eta}{1+(\alpha\eta)^2}\boldsymbol{X} \tag{2.46}$$

Soit en notant que $(\alpha\eta)^2 << 1$:

$$\boldsymbol{X} = \boldsymbol{X}_0 \exp\left(iP\frac{k}{G}t - \alpha\eta\frac{k}{G}t\right) \tag{2.47}$$

On retrouve un mouvement circulaire du vortex faiblement amorti, confirmant l'hypothèse du mouvement quasi-circulaire et l'utilisation de l'équation de Thiele, aboutissant à une trajectoire en spirale autour de la position d'équilibre. Le sens de rotation du vortex est défini par le signe de sa polarité. On notera particulièrement l'expression de la fréquence propre associée au mode gyrotropique :

$$\omega = P\omega_0 \text{ avec } \omega_0 = \frac{k}{G} = \frac{k_{ms} + k_{Oe}CJ}{G} = \omega_{ms} + C\omega_{Oe}J \tag{2.48}$$

$$\text{avec : } \begin{cases} \omega_{ms} = \frac{5}{9\pi}\gamma\mu_0 M_S \frac{L}{R} \\ \omega_{Oe} = \frac{0.85}{2\pi}\gamma\mu_0 R \end{cases} \tag{2.49}$$

On notera que ω_{ms} est proportionnelle au rapport d'aspect de la couche $\beta = L/R$, alors que la contribution du champ d'Oersted $\omega_{Oe}J$ est proportionnelle, pour une densité de courant donné, à R et ne dépend pas de l'épaisseur de la couche. La figure 2.13 compare l'évolution $\omega_{ms}(\beta)$ obtenue par simulations numériques avec les résultats analytiques, incluant les variations d'ordres supérieurs en β, et montre qu'une très bonne concordance est obtenue pour les calculs avec le TVA.

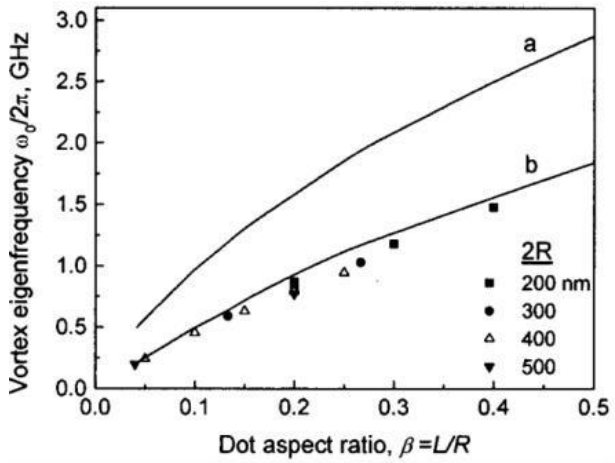


Figure 2.13 *– Calculs micromagnétiques (symboles) et analytiques (lignes) des fréquences propres du mode translationnel du vortex en fonction du rapport d'aspect* $\beta = L/R$*. (a) Modèle du vortex rigide et (b) modèle à deux vortex. (Figure issue de [39])*

2.2.2.5 Dépendance avec le champ magnétique

La fréquence propre du mode translationnel peut être modifiée par l'application d'un champ magnétique dans le plan du disque ou hors du plan.

Pour un champ magnétique appliqué dans le plan, on observe que la fréquence propre varie avec la forme du potentiel local. Les simulations micromagnétiques ont montré que le comportement observé est gouverné par le profil du puits d'énergie potentielle vu par le cœur du vortex dans son déplacement [50, 51].

Plus récemment, l'influence d'un champ appliqué perpendiculairement au vortex a été étudiée par microscopie MRFM [41]. Les propriétés qui apparaissent sont notamment reliées à la bistabilité de la polarité du vortex. Lorsqu'un champ magnétique est appliqué dans la direction opposée à la direction du cœur du vortex, celui va se déformer, jusqu'à se retourner à un champ H_r. La déformation de la distribution d'aimantation du vortex induite par l'application d'un champ magnétique perpendiculaire, et notamment l'apparition d'une composante hors du plan dans le corps du vortex, va modifier les propriétés dynamiques du vortex en modifiant l'expression de son gyrovecteur et des constantes de confinement.

On posera Θ_0 l'angle polaire entre l'aimantation et la normale (cf. figure 2.5) dans le corps du vortex. On reconnait alors que dans le corps du vortex, la composante planaire est proportionnelle à $\sin\Theta_0$, et la composante perpendiculaire à $\cos\Theta_0$. Nous avons vu dans la section 2.1.7 qu'il est possible d'estimer Θ_0 par la relation simple : $\cos\Theta_0 = H_\perp/H_S$. En reprenant les calculs, on arrive alors aux expressions [41, 52] :

$$\begin{cases} G(H_\perp) = G(0)(1 - P\cos\Theta_0) & (2.50a) \\ k_{ms}(H_\perp) = k_{ms}(0)\sin^2\Theta_0 & (2.50b) \\ k_{Oe}(H_\perp) = k_{Oe}(0)\sin\Theta_0 & (2.50c) \end{cases}$$

et on aboutit alors à l'expression de la fréquence angulaire, $\omega(H_\perp) = \omega_{ms}(H_\perp) + \omega_{ms}(H_\perp)J$, avec :

$$\begin{cases} \omega_{ms}(H_\perp) = \dfrac{k_{ms}(H_\perp)}{G(H_\perp)} = \omega_{ms}(0)\left(1 + P\dfrac{H_\perp}{H_S}\right) & (2.51a) \\ \omega_{Oe}(H_\perp) = \dfrac{k_{Oe}(H_\perp)}{G(H_\perp)} = \omega_{Oe}(0)\sqrt{\dfrac{1 + P(H_\perp/H_S)}{1 - P(H_\perp/H_S)}} & (2.51b) \end{cases}$$

On constate que la fréquence évolue linéairement avec le champ appliqué, en augmentant lorsque le champ appliqué est parallèle à l'aimantation du cœur et en diminuant lorsque le champ est opposé à l'aimantation. La pente df/dH_{perp} est d'autant plus grande que le volume de la couche est faible. Le tracé de la fréquence en fonction du champ montre ainsi la bistabilité du vortex à travers l'apparition d'un hystérésis (voir figure 2.14). Au delà du champ H_s, le vortex devient instable et l'aimantation du nano-disque devient uniforme dans la direction du champ. L'évolution de la fréquence est alors modifiée, et suis l'évolution classique prédite par Kittel pour un mode uniforme.

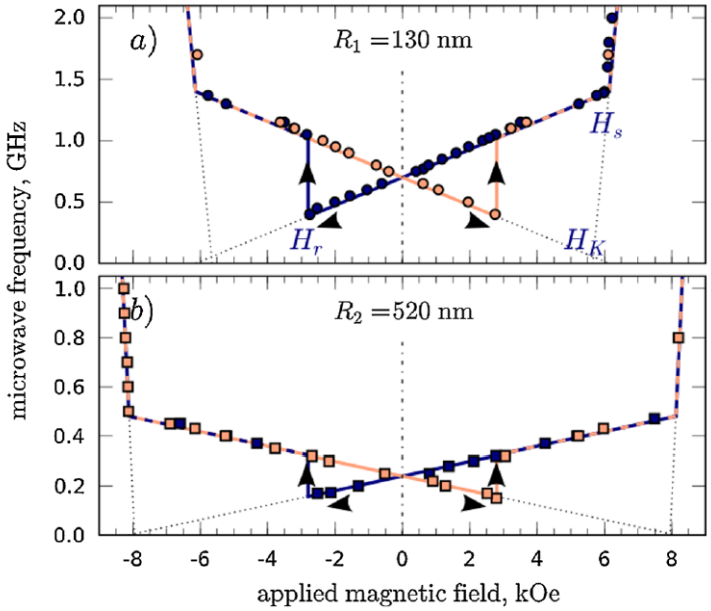


Figure 2.14 – *Fréquence du mode gyrotropique en fonction du champ magnétique perpendiculaire appliqué pour des disques magnétiques de rayons : (a) R_1=130nm et (b) R_2=520nm. Les points bleus (resp. rouges) sont des points expérimentaux correspondant à la variation du champ en commençant depuis de forts champs positifs (resp. négatifs). Les lignes sont les prédictions théoriques. (Figure issue de [41])*

2.2.3 La contribution du transfert de spin : effet d'un courant de polarisation en spin uniforme perpendiculaire

On introduit dans cette section les contributions du transfert de spin à la dynamique gyrotropique du vortex. Au commencement de ces travaux de thèse, les différents travaux visant à réaliser des oscillateurs à transfert de spin à base de vortex (STVO) ont été basés sur des structures à polariseur uniforme.

Les premiers calculs de la force de transfert de spin ont ainsi été effectués pour le cas d'un courant polarisé uniformément [26, 53, 54, 49]. Pour obtenir son expression, le principe de calcul est le même que pour la force d'amortissement. Pour éviter d'avoir à faire l'hypothèse de mouvement de translation circulaire du vortex, on calcule la puissance associée à l'effet de transfert de spin, sous les hypothèses d'un mouvement de rotation du cœur autour du centre du disque [54, 49, 26] [3].

Une des conclusions est que l'influence d'un courant continu polarisé uniformément dans une direction du plan des couches se répercute sous la forme d'une force constante qui va déplacer le point d'équilibre du vortex, mais ne peut pas induire la dynamique gyrotropique entretenue du vortex. Seule une composante de polarisation hors du plan crée une force qui peut s'opposer, pour un signe du courant bien choisi, à la force d'amortissement tout au long du mouvement gyrotropique, tel que représenté sur la figure 2.12.

3. Attention, une erreur de calcul abouti à un résultat erroné dans la référence [54]

Nous nous contenterons ici de reprendre l'expression de la force $\vec{F}_{STT}$. Le lecteur désireux de plus de détails trouvera le développement complet du calcul dans l'annexe B. Un vortex soumis à un courant dont la polarisation en spin est uniforme et dans la direction perpendiculaire $\hat{z}$ est soumis à une force résultante de la forme :

$$\vec{F}_{STT} = \kappa_\perp p_z J(\vec{e}_z \times \vec{X}) \text{ avec } \kappa_\perp = \frac{a_J M_S}{\gamma}\pi L \tag{2.52}$$

où $p_z = \pm 1$ indique la direction de la polarisation [4], a_J est l'efficacité du transfert de spin tel que décrite à la section 1.2, M_S est l'aimantation à saturation de la couche, et L son épaisseur.

On remarque notamment que cette force est proportionnelle au rayon d'orbite du cœur, et qu'elle reste de même signe quelles que soient la polarité et la chiralité du vortex. En fonction du signe de la polarité, et donc du sens de giration du vortex, la force de transfert de spin pourra être opposée à la force d'amortissement ($\dot{E}_{STT} > 0$, de l'énergie est apportée à la couche) et contrer l'amortissement pour entretenir le mouvement, ou dans le même sens que la force d'amortissement ($\dot{E}_{STT} < 0$, le transfert de spin augmente la dissipation au cours du mouvement).

Nous intégrons cette nouvelle contribution à l'équation de Thiele, et calculons de nouveau la trajectoire prédite pour le cœur du vortex.

Mouvement gyrotropique entretenu - polariseur perpendiculaire

$$-P\,G\,i\dot{\boldsymbol{X}} - \alpha\eta G\dot{\boldsymbol{X}} - k\boldsymbol{X} + i\kappa_\perp p_z J\boldsymbol{X} = 0 \tag{2.53}$$

$$\begin{aligned}\dot{\boldsymbol{X}} = -\frac{k - i\kappa_\perp p_z J}{G(iP + \alpha\eta)}\boldsymbol{X} &= \frac{1}{G}(k - i\kappa_\perp p_z J)(iP - \alpha\eta)\boldsymbol{X} \\ &= \left(i\frac{Pk + \alpha\eta\kappa_\perp p_z J}{G} - \frac{\alpha\eta k - \kappa_\perp P p_z J}{G}\right)\boldsymbol{X}\end{aligned}$$

$$\Longrightarrow \boldsymbol{X} = \boldsymbol{X}_0 \exp\left(i\left(P\omega_0 + \alpha\eta p_z \frac{\kappa_\perp}{G}J\right)t\right)\exp\left(-\left(\alpha\eta\omega_0 - P p_z \frac{\kappa_\perp}{G}J\right)t\right) \tag{2.54}$$

On note particulièrement l'influence du terme de transfert de spin sur la fréquence. Cette contribution va venir se rajouter au terme d'Oersted pour contribuer à la variation de la fréquence avec le courant.

$$\omega = P\omega_0(J) + \alpha\eta p_z \frac{\kappa_\perp}{G}J \tag{2.55}$$

avec P la polarité du vortex.

La condition pour que la force de transfert de spin compense la force d'amortissement nous donne l'expression de la densité de courant critique, et la condition de signe pour que le transfert de spin compense l'amortissement (correspondant à la condition pour que la position $\rho_c = 0$ ne corresponde plus à une position d'équilibre stable) :

$$P p_z \kappa_\perp J = \alpha\eta G\omega_0 = \alpha\eta\left(k_{ms} + C k_{Oe} J\right) \Longrightarrow |J_{cr}| = \frac{\alpha\eta k_{ms}}{\kappa_\perp - C\alpha\eta k_{Oe}} \text{ et } J_{cr}.P.p_z > 0 \tag{2.56}$$

4. On considère ici le cas d'un polariseur d'aimantation purement perpendiculaire.

Cependant, dans un modèle linéaire, l'orbite de giration diverge dès que le courant appliqué dépasse le courant critique. Il sera donc nécessaire de tenir compte de la non linéarité du confinement (second ordre pour $k(\rho_c)$) pour déduire le rayon de l'orbite stable. En prenant $p_z = P = +1$ et $J > 0$:

$$\begin{aligned} \kappa_\perp J = \alpha\eta k(J)\left(1 + a(J)\left(\frac{\rho_c}{R}\right)^2\right) \Longrightarrow \rho_c &= R\sqrt{\frac{1}{a(J)}\left(\frac{\kappa_\perp}{\alpha\eta k(J)} - 1\right)} \\ &= R\sqrt{\frac{\kappa_\perp J - \alpha\eta(k_{ms} + Ck_{Oe}J)}{\alpha\eta(k'_{ms} + Ck'_{Oe}J)}} \end{aligned} \tag{2.57}$$

On note qu'à $J = J_{cr}$, on a $\rho_c = 0$ et que l'orbite augmente ensuite avec le courant (au moins dans un premier temps). Il est également possible de moduler le courant critique en jouant sur le signe de la chiralité du vortex.

2.3 Les STVO : premiers travaux expérimentaux

Les premiers travaux expérimentaux sur les oscillateurs à transfert de spin à base de vortex datent de 2007. L'équipe de V.S. Pribiag *et al.* à Cornell University (New York, USA) a pu observer des oscillations de vortex excitées par transfert de spin dans des piliers métalliques elliptiques, constitués d'un empilement Py(60nm)/Cu(40nm)/Py(5nm), et de dimensions $160nm \times 75$nm, sous l'application d'un champ magnétique extérieur perpendiculaire au plan des couches (en accord avec la nécessité d'une polarisation en spin du courant hors du plan) [55]. Grâce à la magnétorésistance, des oscillations de la tension à des fréquences de 1 à 2GHz sont observées, correspondant aux oscillations gyrotropiques du vortex. Ces résultats, repris en partie sur la figure 2.15, ont rapidement suscité un vif intérêt de la communauté car les largeurs de raies du signal, bien que fluctuant avec les paramètres extérieurs, présentent un minimum à $\Delta f = 280$kHz, bien inférieur à ce qui avait pu être jusque là observé pour des oscillations uniformes. La densité de puissance maximale du signal obtenu restait toutefois très faible, aux alentours de $0.1nW/$GHz.

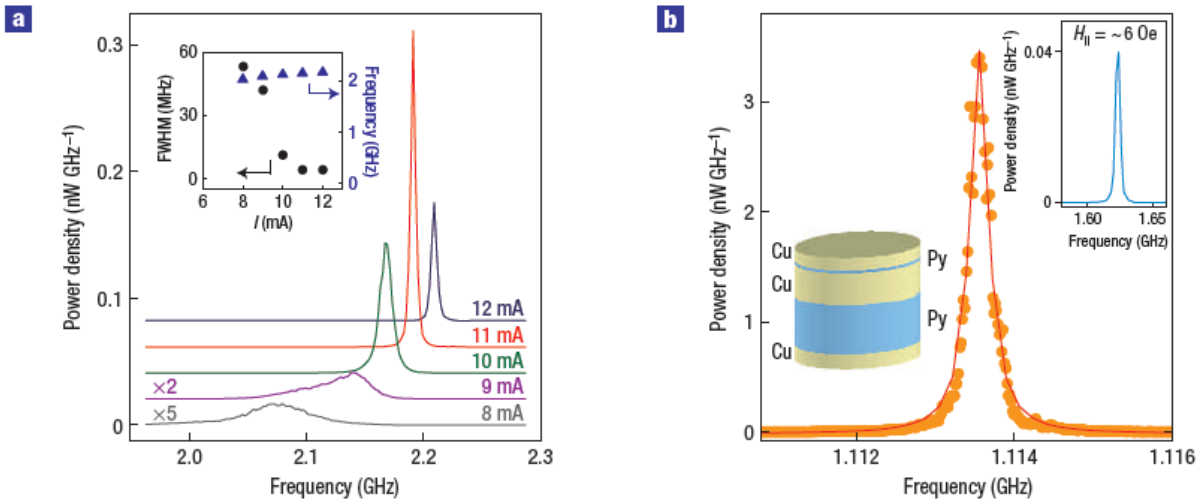


Figure 2.15 – *(a) Spectre hyperfréquence en fonction du courant I_{dc} pour $H_\perp = 1600Oe$. Insert : largeur de raie (cercles) et fréquence (triangles) en fonction de I_{dc}. (b) Spectre mesuré pour $H_{/\!/} = 480Oe$ et $I_{dc} = 9mA$, et ajustement par une courbe lorentzienne. On mesure $\Delta f = 280kHz$ et $f/\Delta f = 4.0 \times 10^3$. A gauche : schéma de l'échantillon. Insert de droite : Pic observé pour $I_{dc} = 10mA$ et $H_{/\!/} = 6Oe$. (Figure adaptée de [55])*

Résultats plus surprenants, ces premières mesures ont permis de mettre en évidence des oscillations entretenues sans appliquer de champ perpendiculaire, voire à champ nul (voir insert figure 2.15(b)), alors que le courant n'est pas donc pas polarisé perpendiculairement. Ceci laisse supposer qu'il est néanmoins possible d'exciter le mode gyrotropique par un courant dont la direction de polarisation en spin est limitée au plan des couches.

Plus tard, des oscillations entretenues de vortex ont été observées pour des structures de type « nano-contact » [53]. Récemment, en vue d'augmenter la puissance du signal relevé aux bornes du STVO, de nouvelles expériences ont été réalisées pour des jonctions magnétiques tunnel [51]. Cette étude a été menée par A. Dussaux à l'UMφ. Dans des piliers circulaires constitués d'un empilement (SAF)/MgO/-NiFe(15nm), de rayon $R = 85$nm, le fort rapport TMR (14%) a permis de convertir les auto-oscillations du vortex en une tension oscillante de grande amplitude. Ainsi, des signaux de puissance intégrée de 5nW, de largeur de raie limitées à 1MHz ont pu être observées. Cette étude a également permis de confirmer la condition $J.P.p_z > 0$ nécessaire à l'excitation d'oscillations auto-entretenues par un courant de polarisation en spin perpendiculaire.

2.4 Vitesse critique et retournement du cœur

Lorsque le vortex est excité continuellement dans son mode gyrotropique, celui-ci oscille autour du centre de l'échantillon, tout en conservant dans un premier temps sa polarité. Cependant, il a été montré qu'au delà d'une certaine vitesse critique du cœur du vortex, on observe un retournement de celui-ci, un changement de la polarité. Ces résultats ont été obtenus expérimentalement [56, 57], et appuyés par des calculs analytiques [27] et des simulations micromagnétiques [58, 57].

Le changement de polarité se fait par un processus de déformation du cœur du vortex. La variation temporelle d'aimantation se répercute sur le système par une contribution au champ effectif, appelée champ gyrotropique ou « gyrochamp », localisé près du cœur du vortex et dont l'amplitude augmente avec la vitesse du cœur. Sous son influence, la distribution d'aimantation est progressivement déformée (voir figure 2.16). Au delà d'une vitesse critique, la déformation est telle qu'il se crée un nouveau vortex, de polarité opposée, accompagné d'un antivortex qui va s'annihiler avec le vortex initial. Une estimation de la vitesse critique est donnée par $v_{cri} \approx \gamma M_S b \approx 1.66\gamma\sqrt{A}$ [27, 58], ou b est le rayon du cœur du vortex et A la constante d'échange du matériau. Elle est estimée à environ 320m/s pour le Permalloy par exemple.

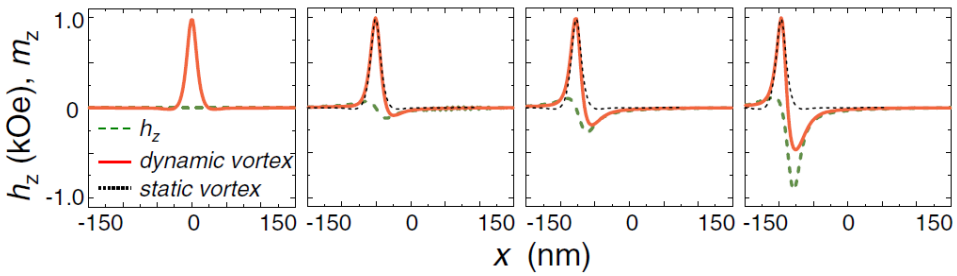


Figure 2.16 *– Distribution de la composante d'aimantation m_z (ligne continue rouge) et du gyrochamp h_z (ligne pointillée verte) selon un diamètre du disque magnétique passant par le cœur du vortex. Le profil « statique » appliqué au vortex décentré est tracé pour comparaison (ligne pointillée noire). (Figure issue de [27])*

La figure 2.17 illustre que la vitesse critique est une constante du matériau dans lequel est formé le vortex. Des simulations micro-magnétiques ont été réalisées pour un vortex dont on excite le mode gyrotropique grâce à un champ magnétique oscillant de pulsation Ω et d'amplitude H_0 [58]. Indépendamment du choix du couple (Ω, H_0), le retournement du vortex à toujours lieu lorsque le rayon de giration ρ_c atteint une valeur telle que $\rho_c\Omega = v_{cri}$. Le changement de signe de la polarité modifie l'orientation du

gyrovecteur, et donc le sens de rotation du vortex. Si l'excitation est maintenue, on observe que le vortex oscille successivement à la fréquence ω et à la fréquence $-\omega$, en changeant régulièrement de polarité.

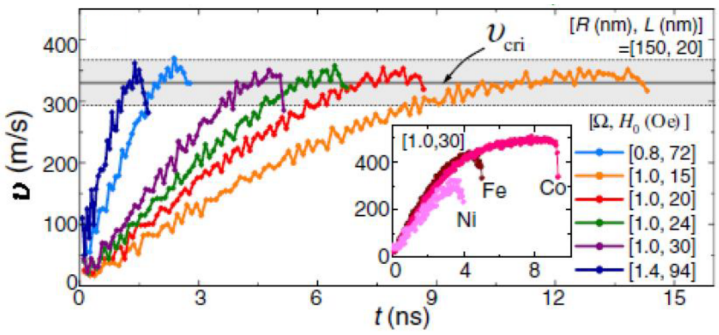


Figure 2.17 *– Vitesse instantanée du cœur du vortex $v(t)$ dans le disque de Py avec R=150nm et L=20nm pour différentes valeurs du champ d'excitation H_0 et du rapport ω/ω_D (ω est la fréquence d'excitation et ω_D est la fréquence propre associée au mode gyrotropique). L'encadré montre la vitesse instantanée en fonction du temps pour différents disques faits de Fe, Co, et Ni. (Figure issue de [58])*

2.5 Modes hautes-fréquences

Les dynamiques rapides de l'aimantation, au delà du mode translationnel, correspondent aux excitations d'ondes de spin dans la structure ferromagnétique. Il a été montré qu'au dessus de 1 GHz apparaissent plusieurs modes dynamiques de l'aimantation, localisés à l'extérieur du cœur du vortex. On peut les scinder en deux catégories : les modes radiaux et les modes azimutaux. Ces modes ont été détectés en premier lieu par des techniques de diffusion Brillouin [59, 60], puis étudiés analytiquement et numériquement [61, 60, 62].

Nous retiendrons simplement ici que pour des rapports d'aspect raisonnablement faibles, l'ensemble des modes autres que le mode gyrotropique apparaissent à des fréquences environ 10 fois supérieures. Aussi, il sera possible lorsque l'on s'intéresse à la dynamique gyrotropique de faire abstraction de ces autres modes.

Ce chapitre nous a permis d'introduire l'ensemble des éléments qui nous permettront de comprendre et prévoir les comportements statiques et dynamiques des vortex magnétiques en fonction des paramètres extérieurs (champ et courant). Grâce à l'introduction de l'équation de Thiele, nous disposons d'un modèle simple pour étudier le mode gyrotropique du vortex, mode auquel nous nous intéresserons exclusivement dans ces travaux de thèse. L'étude du transfert de spin a démontré qu'il est possible de réaliser des auto-oscillateurs à transfert de spin à base de vortex, avec de premiers résultats expérimentaux prometteurs. Ces travaux de thèse s'inscrivent dans la continuité de ces résultats. Ceux-ci ont néanmoins laissé des zones d'ombre, telles que l'incompréhension de la possibilité d'observer des auto-oscillations sans polarisation perpendiculaire. Nous nous intéresserons ainsi à compléter l'étude de la force de transfert de spin au delà du simple polariseur uniforme, avec l'objectif que la meilleure compréhension de ces phénomènes nous permette d'optimiser encore la cohérence des oscillations.

Chapitre 3

Premiers travaux sur les oscillateurs vortex couplés

Dans son mode gyrotropique, le vortex a un comportement très proche d'un simple oscillateur harmonique. Ainsi, de nombreux groupes intéressés par le comportement dynamique d'objets magnétiques couplés se sont penchés sur l'étude de plusieurs vortex en interaction.

Après une brève introduction permettant d'établir clairement la différence entre la mise en résonance d'oscillateurs couplés et le phénomène de synchronisation d'auto-oscillateurs, nous proposerons dans ce chapitre une revue des travaux effectués dans ces deux domaines. Dans un premier temps, nous nous concentrerons sur les modèles analytiques et les premières observations pour l'étude de la résonance de systèmes de plusieurs vortex couplés, dans diverses configurations. Puis dans un second temps, nous évoquerons les expériences pionnières sur la synchronisation d'oscillateurs à transfert de spin : synchronisation à une source externe tout d'abord, puis synchronisation mutuelle d'oscillateurs. Bien que les travaux sur les oscillateurs à base de vortex soient peu nombreux, nous ne manquerons pas d'y consacrer une attention particulière. Enfin, nous évoquerons quelques travaux très récents sur l'excitation par transfert de spin de couches magnétiques couplées dans une unique vanne de spin.

3.1 Résonance ou synchronisation ?

Il est important de préciser la différence entre le phénomène de synchronisation de deux oscillateurs indépendants, et la mise en résonance d'un système de deux oscillateurs couplés. Dans les deux cas, il existe un couplage entre les deux oscillateurs (unidirectionnel ou bidirectionnel), et le résultat est que les deux oscillateurs oscillent à la même fréquence. La règle pour différencier ces deux phénomènes est simple : il n'y a pas de synchronisation si le système ne montre pas d'oscillations auto-entretenues.

Prenons un pendule simple, dont le poids serait remplacé par un aimant. En plaçant notre pendule à côté d'une bobine, qui serait alimentée par un courant alternatif à la fréquence f, alors le pendule va se mettre à osciller également à la fréquence f, forcé par le champ magnétique crée par la bobine. L'amplitude d'oscillation du pendule sera alors d'autant plus grande que la fréquence f sera proche de la fréquence propre f_0 de celui-ci. Bien que le pendule oscille à la même fréquence que la source de courant, ce que nous décrivons ici est un phénomène de résonance et non de la synchronisation. En effet, si l'on sépare les deux parties du circuit, alors les oscillations du pendule ne perdurent pas.

Dans l'exemple historique décrit par Huygens [63], deux horloges sont capables d'entretenir leurs oscillations même lorsqu'elle sont séparées, découplées, et ce à leurs fréquences naturelles respectives. Lorsqu'elles sont par contre couplées par l'intermédiaire d'un support commun, alors la fréquence de leurs oscillations s'ajustent pour devenir égales : c'est la synchronisation.

A l'opposé de cet exemple se trouve le cas de deux pendules simples couplés (toujours sur le même support), sans aucune source d'énergie. Si l'on perturbe le système, par exemple en écartant l'un des pendules de son équilibre, nous observons alors que les deux pendules oscillent, avec des amplitudes variables, et à un rythme commun. Une analyse spectrale des oscillations des deux pendules laisse alors apparaître deux fréquences, identiques pour les deux pendules. Bien que les pendules oscillent à des

fréquences communes, il ne s'agit encore une fois pas de synchronisation. Les deux fréquences qui apparaissent sont les deux fréquences propres d'un nouveau système formé par les deux pendules couplés.

Prenons un dernier exemple qui peut mener à confusion : le cas d'une horloge (pendule + contrepoids) et d'un simple pendule couplés. En reprenant les recommandations précédentes, on se rend compte immédiatement qu'il ne s'agit pas de synchronisation, car si l'on prend les deux systèmes indépendamment, alors seul un des deux dispose d'une source d'énergie permettant d'entretenir ses oscillations. Si les oscillations de l'horloge cessent, les oscillations du pendule cessent également. Pourtant lorsqu'ils sont couplés, les deux systèmes oscillent à la même fréquence, et les oscillations sont auto-entretenues par la source d'énergie de l'horloge. Ce cas ressemble en fait au cas de l'oscillateur simple mis en résonance par un autre oscillateur. Cependant, à la différence du cas présenté précédemment, du pendule magnétique et de la bobine, la fréquence f_0 à laquelle l'horloge oscille lorsqu'elle est seule sera modifiée lorsqu'elle sera couplée au pendule. En effet, le couplage est cette fois symétrique : l'échange d'énergie peut se faire dans les deux sens, et les oscillations du pendule peuvent perturber les oscillations de l'horloge.

On retiendra finalement que pour parler d'un phénomène de synchronisation entre plusieurs oscillateurs, il est d'abord nécessaire de s'assurer que chacun de ces oscillateurs dispose de sa propre source d'énergie permettant d'assurer la survie de ses oscillations s'il était isolé des autres oscillateurs.

Pour finir, la synchronisation correspond à l'ajustement en fréquence d'oscillateurs comme conséquence d'une faible interaction entre eux. Une interaction forte, qui contraindrait les oscillateurs à ne pouvoir osciller qu'à une fréquence commune, ne correspond pas à ce que nous appellerons « synchronisation ». Ce serait le cas si l'on reliait les pendules de deux horloges par une barre rigide. L'ajustement des fréquences des oscillateurs auto-entretenus faiblement couplés n'apparaitra à l'opposé que pour des conditions bien particulières, et notamment lorsque la différence entre les oscillateurs (différence entre les fréquences d'oscillation des chaque oscillateur isolé) sera limitée dans une gamme donnée. Uniquement dans cette gamme, une fois les oscillateurs synchronisés, si la fréquence de l'un des oscillateurs change lentement, la fréquence du second oscillateur suivra alors cette variation. Il est parfois complexe de déterminer la frontière entre couplage « faible » et « fort », et d'ainsi déterminer si l'on est en train d'étudier la synchronisation de deux systèmes couplés ou un nouveau système unique.

3.2 Résonance de systèmes de vortex couplés

La configuration vortex a la particularité de correspondre à une aimantation rémanente quasi-nulle. Ainsi, deux couches magnétiques placées à proximité et dont la configuration de l'aimantation est en vortex n'interagissent que de façon a priori négligeable. L'interaction entre les deux vortex n'apparait alors que lorsque ceux-ci sont extraits de leurs positions d'équilibre. On pourra parler d'un couplage « dynamique » entre les deux vortex.

Cette propriété et le modèle analytique très simple du vortex en ont fait ces dernières années un système modèle pour étudier le couplage de modes magnétiques. Ainsi, plusieurs travaux ont été publiés sur l'étude de la résonance de systèmes de deux vortex, dans des couches magnétiques superposées ou placées côte à côte, voire de chaines ou de réseaux de vortex couplés. On trouve également quelques travaux pour lesquels plusieurs vortex sont nucléés dans une même couche magnétique.

Les modèles proposés sont basés sur l'étude des deux équations de Thiele régissant la dynamique gyrotropique des deux vortex, auxquelles est ajouté un terme de couplage. Ces modèles ne considèrent que les interactions associées à la partie planaire de l'aimantation du vortex, la partie perpendiculaire liée aux cœurs étant évaluée comme trop faible pour induire des interactions conséquentes pour la dynamique couplée. Les couplages peuvent être de type dipolaire, couplage d'échange, ou couplage RKKY dans le cas de couches magnétiques superposées. Nous écrirons alors l'énergie totale du système sous la forme :

$$W_{tot}(\vec{X}_1,\vec{X}_2) = \frac{1}{2}k_1\vec{X}_1^2 + \frac{1}{2}k_1\vec{X}_2^2 + W_{int}(\vec{X}_1,\vec{X}_2) \tag{3.1}$$

où $\vec{X}_{1,2}(t)$ décrivent respectivement la position du cœur de chacun. On résout alors les équations de Thiele couplées pour trouver les nouvelles fréquences propres. Etant considéré que l'équation de Thiele est assimilable à l'équation d'un quelconque oscillateur harmonique, ce modèle et les résultats associés sont comparables au cas bien connu de la recherche des modes propres de deux pendules liés par un ressort.

3.2.1 Cas de deux vortex superposés

3.2.1.1 Modèle analytique

Le premier modèle théorique pour l'étude de deux vortex en interaction a été proposé par Guslienko *et al.*, dans le cas de tricouches circulaires de type F/N/F [64]. Les interactions entre les vortex, nucléés dans chacune des couches magnétiques, peuvent être de type dipolaire, ou couplage d'échange. En considérant que l'aimantation planaire moyenne est proportionnelle au déplacement du cœur du vortex, et étant donné la symétrie du système, on peut résumer les interactions par un terme, venant s'ajouter à l'énergie totale du système, de la forme $W_{int}(\vec{X}_1,\vec{X}_2) = \mu\, C_1C_2(\vec{X}_1\cdot\vec{X}_2)$ ($\mu > 0$ dans le cas d'un couplage dipolaire). Les équations de Thiele peuvent alors être mises sous la forme :

$$\vec{G}_{1,2}\times\dot{\vec{X}}_{1,2} - k_{1,2}\vec{X}_{1,2} - \alpha\eta G\dot{\vec{X}}_{1,2} - \mu\vec{X}_{2,1} = \vec{0} \tag{3.2}$$

Nous reprenons dans l'encadré suivant la mise en équations associée dans le cas le plus général.

Résonance de vortex couplés

Par simplicité, nous proposons d'utiliser les équations de Thiele sous leur forme complexe, où $\boldsymbol{X}_{1,2}$ sont les affixes des cœurs de vortex.

$$\begin{cases} -iP_1G_1\,\dot{\boldsymbol{X}}_1 - k_1\,\boldsymbol{X}_1 - \alpha\eta G_1\dot{\boldsymbol{X}}_1 - \mu C_1C_2\,\boldsymbol{X}_2 = 0 & (3.3a)\\ -iP_1G_1\,\dot{\boldsymbol{X}}_2 - k_1\,\boldsymbol{X}_2 - \alpha\eta G_2\dot{\boldsymbol{X}}_2 - \mu C_1C_2\,\boldsymbol{X}_1 = 0 & (3.3b)\end{cases}$$

On peut alors mettre les équations couplées sous une forme matricielle :

$$\begin{pmatrix}\dot{\boldsymbol{X}}_1\\ \dot{\boldsymbol{X}}_2\end{pmatrix} = -\begin{pmatrix}\frac{k_1}{iP_1G_1+\alpha\eta G_1} & \frac{\mu C_1C_2}{iP_1G_1+\alpha\eta G_1}\\ \frac{\mu C_1C_2}{iP_2G_2+\alpha\eta G_2} & \frac{k_2}{iP_2G_2+\alpha\eta G_2}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\boldsymbol{X}_1\\ \boldsymbol{X}_2\end{pmatrix} \tag{3.4}$$

De l'opération de diagonalisation de la matrice sont déduit les vecteurs propres $\boldsymbol{X}_{a,b}$ et valeurs propres associées $\lambda_{a,b}$ qui permettent alors de déduire les propriétés des modes couplés :

$$\boldsymbol{X}_{a,b} = \boldsymbol{X}_{0_{a,b}}e^{\lambda_{a,b}t} = \boldsymbol{X}_{0_{a,b}}e^{-\alpha\eta_{a,b}t}e^{i\omega_{a,b}t} \tag{3.5}$$

A chaque mode est ainsi associé une fréquence propre, mais également un facteur d'amortissement qui est affecté par les paramètres de couplage. Les fréquences propres obtenues ont pour expression :

$$\omega_{a,b} = \frac{P_1\omega_{1_0}+P_2\omega_{2_0}}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{P_1\omega_{1_0}-P_2\omega_{2_0}}{2}\right)^2 + P_1P_2\frac{\mu^2}{G_1G_2}} \tag{3.6}$$

respectivement associés aux vecteurs propres :

$$\begin{pmatrix} C_1 C_2 \frac{\mu}{G_1} \\ \frac{P_2\omega_{2_0} - P_1\omega_{1_0}}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{P_2\omega_{2_0} - P_1\omega_{1_0}}{2}\right)^2 + P_1 P_2 \frac{\mu^2}{G_1 G_2}} \end{pmatrix} \tag{3.7}$$

Pour comprendre l'évolution des fréquences propres en fonction du couplage, concentrons nous sur le cas simple de deux couches identiques (de même rayon et même épaisseur) couplées. En posant $\tilde{\mu} = \mu/G$ et $\omega_{1_0} = \omega_{2_0} = \omega_0$, les deux nouvelles fréquences propres s'expriment par :

$$\begin{cases} \omega_{a,b} = P\left(\omega_0 \pm \tilde{\mu}\right), & \text{si } P_2 = P_1 = P \quad (3.8a) \\ \omega_{a,b} = \pm\sqrt{\omega_0{}^2 - \tilde{\mu}^2}, & \text{si } P_2 = -P_1 = P \quad (3.8b) \end{cases}$$

associées respectivement aux vecteurs propres :

$$\begin{cases} \boldsymbol{X}_{a,b} = C_1 C_2 \boldsymbol{X}_1 \pm \boldsymbol{X}_2, & \text{si } P_1 = P_2 = P \quad (3.9a) \\ \boldsymbol{X}_{a,b} = C_1 C_2 \boldsymbol{X}_1 + \dfrac{P\omega_0 \pm \sqrt{\omega_0{}^2 - \tilde{\mu}^2}}{\tilde{\mu}} \boldsymbol{X}_2, & \text{si } P_1 = -P_2 = P \quad (3.9b) \end{cases}$$

Cela signifie par exemple, lorsque polarités et chiralités sont identiques, que les mouvements gyrotropiques des vortex isolés sont remplacés par des oscillations du barycentre des cœurs $\boldsymbol{X}_a = (\boldsymbol{X}_1 + \boldsymbol{X}_2)/2$ à la fréquence $\omega_a = \omega_0 + \tilde{\mu}$ et de la différence $\boldsymbol{X}_b = (\boldsymbol{X}_1 - \boldsymbol{X}_2)/2$ à la fréquence $\omega_b = \omega_0 - \tilde{\mu}$ (voir illustration sur la figure 3.1). Le mouvement total se résume ainsi à une rotation en phase des deux vortex autour d'un centre de rotation qui lui aussi oscille autour du centre du pilier.

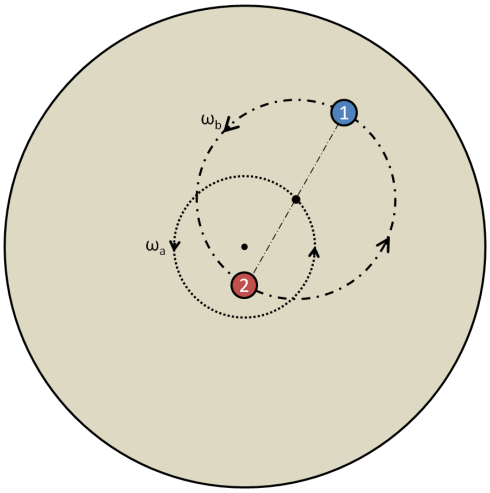


Figure 3.1 – *Illustration des trajectoires des vortex couplés dans le cas de vortex de mêmes polarités et chiralités, dans des couches magnétiques identiques.*

Le cas général est à assimiler à l'approche de la molécule diatomique. Les fréquences propres isolées peuvent être soit positives, soit négatives. Lorsque les modes gyrotropiques sont couplés, deux nouveaux modes apparaissent, s'écartant d'autant plus des fréquences initiales que le couplage est grand. On notera que le signe du couplage n'influe pas directement sur la valeur des fréquences, mais sur leur association avec l'un ou l'autre des modes. Les différents cas sont illustrés sur la figure 3.2.

Les résultats issus de simulations micro-magnétiques montrent un accord raisonnable avec cette théorie [64, 65]. On précisera néanmoins pour cette approche que l'excitation simultanée de plusieurs modes

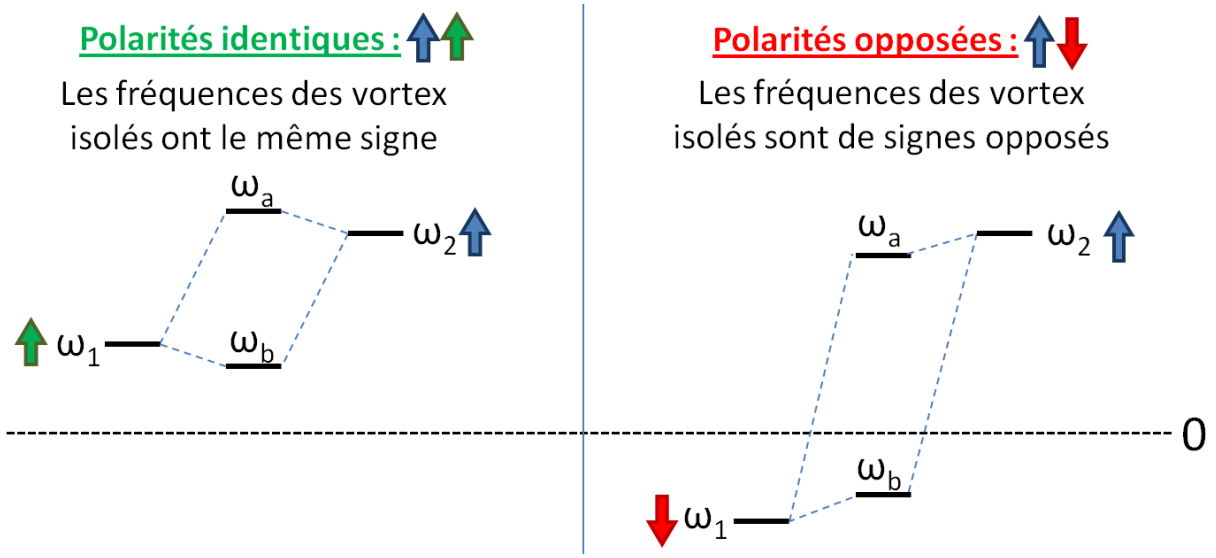


Figure 3.2 – *Illustration de l'évolution des fréquences propres de deux vortex lorsqu'ils sont placés en interaction. Les cas de vortex de polarités identiques ou opposées sont comparés.*

et le mouvement complexe qui en résulte éloigne le système de l'hypothèse de mouvement purement circulaire nécessaire à la complète validité des équations de Thiele.

3.2.1.2 Observations expérimentales

Bien qu'expérimentalement l'observation indépendante des mouvements des deux vortex soit complexe, S. Wintz *et al.* ont proposé l'utilisation de la microscopie de rayons X pour observer le mouvement couplé de deux vortex dans des couches superposées, dans des systèmes de types Co/Cu/NiFe et Co/-Ru/NiFe gravés en piliers circulaires ou carrés [66]. Grâce à la différence de matériaux entre les deux couches magnétiques, il est ainsi possible de sonder par des rayonnements de différentes énergies les aimantations de deux couches indépendamment. Seule l'étude de la réponse statique de ces systèmes a pour l'instant été publiée [67, 66, 68], mais le dispositif expérimental permet également une observation de la dynamique en temps réel, suite à une perturbation de leur équilibre par une impulsion de champ, étude qui a été récemment initiée.

3.2.2 Cas général - couplage latéral

3.2.2.1 Modèle analytique

Le cas de deux vortex nucléés dans deux couches magnétiques placées côte-à-côte est le cas le plus souvent étudié expérimentalement. Cependant, la symétrie du système étant brisée, il est nécessaire de reconsidérer l'expression de l'énergie d'interaction. L'étude analytique de ce cas a été présentée dans plusieurs références [69, 70, 71], en considérant l'expression de l'énergie d'interaction sous la forme :

$$W_{int}(\vec{X}_1,\vec{X}_2) = C_1C_2\,(a\,x_1x_2 + b\,y_1y_2) \tag{3.10}$$

où $\vec{X}_{1,2} = (x_{1,2}, y_{1,2})$. Nous ne rentrerons pas dans les détails de l'évaluation des coefficients a et b, mais il est facile de préciser intuitivement que pour des plots magnétiques circulaires séparés d'une distance D selon l'axe $\hat{x}$ (voir figure 3.3), on aura $a < 0$, $b > 0$, et que $b > |a|$. Il n'est alors plus possible de considérer un simple système d'ordre 2, mais il sera nécessaire de travailler avec les 4 équations issues de la projection des équations de Thiele sur les axes $\hat{x}$ et $\hat{y}$. Le détail des équations obtenues est présenté dans l'encadré suivant. Pour simplifier les calculs, nous négligerons dans cette partie les

termes d'amortissement. Nous nous limitons ainsi à la résolution des fréquences de résonance du système couplé.

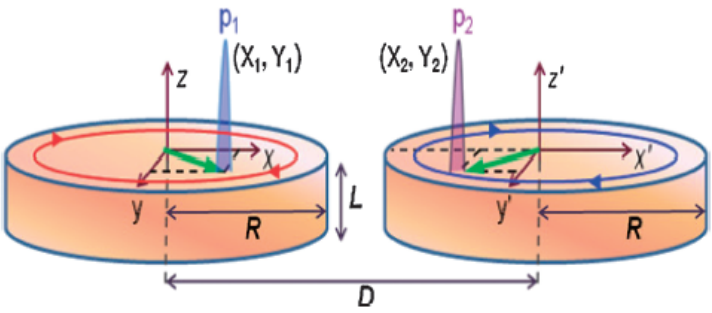


Figure 3.3 – *Paire de plots magnétiques contenant chacun un vortex, liés par un couplage dipolaire. Les deux plots sont séparés d'une distance D selon l'axe x̂. Figure extraite de [71]*

Résonance de vortex couplés - couplage latéral

La projection des équations de Thiele aboutie, en posant $\boldsymbol{Z} = (x_1, y_1, x_2, y_2)^t$, au système :

$$\dot{\boldsymbol{Z}} = i \begin{pmatrix} P_1 k_1/G_1 & 0 & P_1 C_1 C_2 a/G1 & 0 \\ 0 & P_1 k_1/G_1 & 0 & P_1 C_1 C_2 b/G1 \\ P_2 C_1 C_2 a/G2 & 0 & P_2 k_2/G_2 & 0 \\ 0 & P_2 C_1 C_2 b/G2 & 0 & P_2 k_2/G_2 \end{pmatrix} \boldsymbol{Z} \tag{3.11}$$

Cette fois encore, la résolution des valeurs et vecteurs propres de la matrice permettront d'obtenir les fréquences et modes propres associés du système. Bien que la matrice soit d'ordre 4, elle ne possède que deux valeurs propres dégénérées, correspondant aux deux fréquences propres du système couplé.

Nous ne rentrerons pas dans les détails de la résolution, mais reprendrons simplement les principaux résultats. La dissymétrie introduite va avoir pour effet de modifier la forme des modes, les orbites n'étant plus circulaires mais elliptiques, l'ellipticité étant d'autant plus importance que l'écart entre $|a|$ et $|b|$ est important. L'évolution du rapport entre les deux coefficient $|a|/b$ a été étudié numériquement dans la référence [71], en fonction de la distance séparant les deux plots. Les résultats, repris sur la figure 3.4, montrent que le rapport évolue entre 2 et 3, et augmente lorsque la distance séparant les plots diminue. On constate également que ce rapport est indépendant du rapport d'aspect des plots magnétiques.

La figure 3.5 reprend l'évolution, calculée par Shibata *et al.*, dans le cas de deux plots identiques des fréquences de résonance du système couplé, en valeur absolue, en fonction de la distance séparant les plots et de la configuration relative des vortex [72]. On constate ainsi que l'écart aux fréquences isolées induit par le couplage est plus fort dans le cas de deux vortex de polarités opposées que dans le cas des polarités identiques.

Les simulations micro-magnétiques réalisées sur ce type de système [73, 69] aboutissent à des tendances très similaires, confirmant la bonne validité de ce modèle. Les écarts observés posent cependant la question de l'influence des termes de plus hauts ordres dans l'expression de l'interaction (interaction dipôle-quadrupôle ou quadrupôle-quadrupôle) [71].

3.2.2.2 Observations expérimentales

Plusieurs dispositifs expérimentaux ont été réalisés pour observer les oscillations de deux vortex couplés[74, 75, 76, 77, 78]. A la base de tous ceux-ci, deux plots magnétiques, de dimensions bien choi-

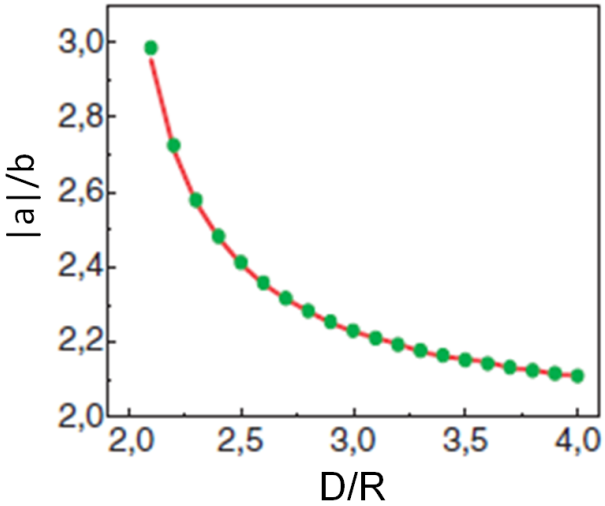


Figure 3.4 – *Rapport des coefficients de couplage dipolaire pour des déplacements des cœurs de vortex selon les directions $\hat{x}$ et $\hat{y}$. Figure adaptée de [71]*

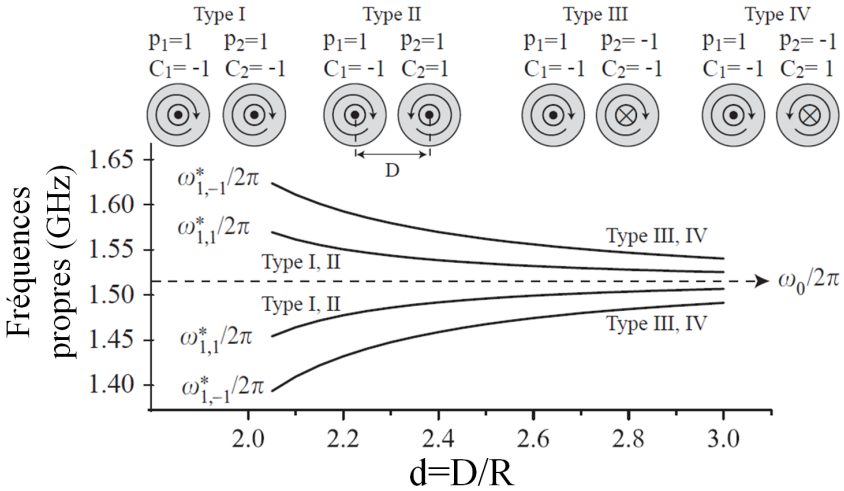


Figure 3.5 – *Estimation analytique des fréquences propres ω_{P_1,P_2} et $\omega^*_{P_1,P_2}$ en fonction de la distance normalisée d=D/R entre les centres des plots magnétiques. Les paramètres utilisés sont les valeurs typiques pour le Permalloy, et $R = 0.1\mu m$. Figure adaptée de [72]*

sies, sont lithographiés à proximité. Deux dispositifs expérimentaux se distinguent ensuite pour observer la réponse du système.

Dans le premier, l'un des plots est lithographié sur une ligne microruban. En faisant passer une impulsion de courant dans cette ligne, un champ magnétique est créé au niveau du plot, et l'on vient ainsi écarter le système de son équilibre. La relaxation du système est ensuite observée par microscopie optique de rayons X (XMCD [76, 78], XPEEM [75], ou MOKE [74]), et on relève en temps réel l'évolution de la position des cœurs des deux vortex.

La seconde méthode employée est de type diode de spin. Par le biais de deux électrodes, un courant alternatif de fréquence variable traverse l'un des plots, et agit par le biais du transfert de spin pour exciter le système. Lorsque la fréquence du courant croise une fréquence de résonance du système, la dynamique de l'aimantation qui est induite entraine alors une variation de la résistance à cette même fréquence. Ainsi, cela se traduit par une variation de la tension dc aux bornes des électrodes. Les dispositifs et un échantillon des résultats obtenus sont présentés sur la figure 3.6

L'ensemble des expériences confirment les résultats attendus : augmentation de l'écart des fréquences propres avec le couplage, indépendance des fréquences avec les chiralités des vortex, et augmentation de

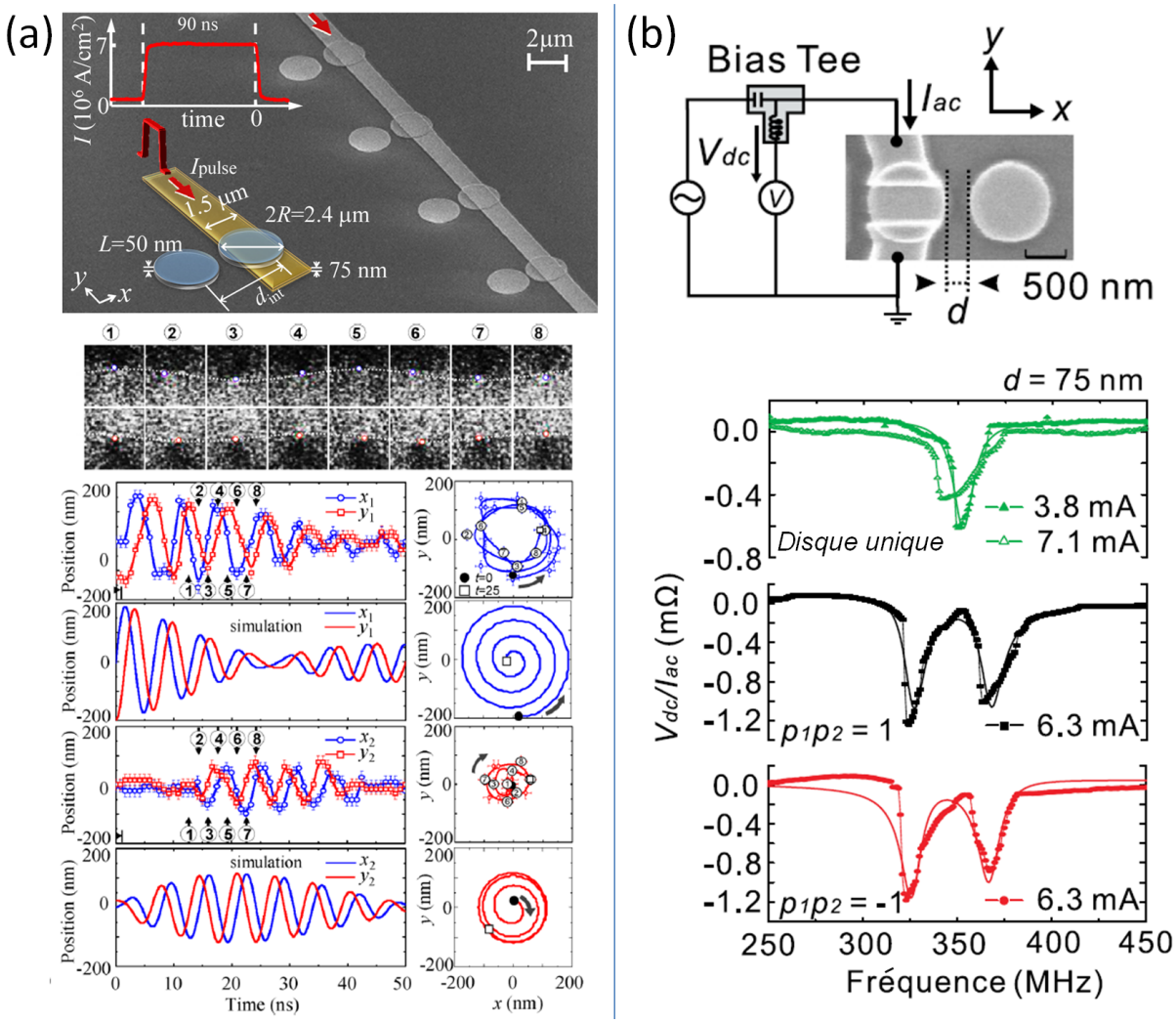


Figure 3.6 – *Dispositifs expérimentaux et résultats associés pour l'observation de la dynamique de vortex couplés. (a) Plots de Py ($D = 2.4\mu m$) et ligne microruban, pour observation de la dynamique par microscopie XMCD. Les images obtenues permettent de déduire l'évolution de la position du cœur de chaque vortex en fonction du temps. Ces évolutions sont comparées à des simulations micromagnétiques. Figure adaptée de [76]. (b) Plots de Py ($D = 1\mu m$) et dispositif de type diode de spin. Une diminution de la tension dc est obervée à l'approche des fréquences de résonance du systèmes. Figure adaptée de [77].*

l'écart pour le cas des polarités opposées. On notera que certaines publications choisissent de présenter ces résultats sous la forme d'une analyse du transfert d'énergie (et par extension d'« information ») d'un vortex à l'autre [76, 73]. En effet, dans le mouvement couplé, on remarquera que l'amplitude de giration d'un vortex diminue lorsque l'amplitude du second vortex augmente, ce qui correspond au transfert d'énergie d'un vortex à l'autre.

Enfin, le cas de deux vortex formés dans un même plot magnétique elliptique a également été étudié expérimentalement par l'équipe de V. Novosad *et al.* [79, 80]. Dans ce système, bien que le couplage des deux vortex à travers l'interaction d'échange soit beaucoup plus complexe à modéliser, les propriétés observées sont très similaires. L'intensité du couplage permet particulièrement d'observer de forts écarts entre les fréquences propres couplées.

3.2.3 Chaines et réseaux de vortex

Au delà de l'étude de l'interaction de deux vortex, certains groupes se sont intéressés au comportement d'un plus grand nombre d'oscillateurs couplés, sous forme de chaines de plots magnétiques, ou de réseaux 2D de plots.

L'étude de chaînes de plots magnétiques suscite notamment un vif intérêt vis à vis de la transmission d'un signal d'un bout de la chaîne à l'autre [81, 82]. En excitant les oscillations d'un vortex à un bout de la chaîne, il a pu être observé que le choix des polarités relatives de vortex modifie de façon conséquente l'amplitude d'oscillation induite pour le vortex à l'autre bout de la chaîne. Ainsi, un concept de porte logique basé sur une chaîne de trois vortex a pu être récemment proposé [83].

Etant donné l'importance apparente des paramètres relatifs des vortex dans la dynamique gyrotropique couplée, l'étude de réseaux de plots magnétiques dans lesquels sont nucléés des vortex s'avère complexe. L'équipe du Pr. Y. Otani a proposé une description analytique d'un réseau de $N \times N$ plots, aboutissant à ses relations de dispersion, en se plaçant dans le cas de vortex de chiralités identiques, pour différentes configurations particulières de polarités relatives des vortex voisins [72, 84]. L'étude est similaire au calcul des états électroniques dans un réseau d'atomes. Dans chacun des cas, le calcul prévoit que l'ensemble des fréquences de résonance forment une bande, dont la largeur dépend de la répartition de polarités, de la taille du réseau ainsi bien entendu de l'écart entre les plots [84].

Plusieurs études expérimentales de résonance ferromagnétique ont été proposées sur des réseaux de vortex [85, 86, 87]. Il a notamment pu être constaté un élargissement du pic d'absorption correspondant aux modes gyrotropiques avec l'augmentation de la taille du réseau [87].

3.2.4 De l'importance de la contribution des cœurs

Dans l'ensemble des modèles et interprétations que nous venons de mentionner, il aura été fait abstraction de l'influence que peut avoir le cœur des vortex sur l'interaction. Au delà du simple fait qu'ils modifient le sens de rotation, lorsqu'ils sont suffisamment proches l'interaction dipolaire peut devenir non-négligeable et perturber la dynamique.

En étudiant, par simulations micro-magnétiques, la relaxation d'un système de deux vortex couplés dans une structure de type Ferromagnétique/Séparateur/Ferromagnétique, il a été par exemple observé pour des vortex de polarités identiques que, pour des épaisseurs suffisamment faibles de la couche séparatrice (typiquement inférieures à 20nm), l'attraction mutuelle entre les cœurs accélère la vitesse de relaxation, en augmentant d'une certaine façon le rappel à l'équilibre [65]. Pour un couplage fort (d=5nm), et lorsque la distance entre les cœurs est amenée à varier au cours de la dynamique, il a même été observé que la variation de l'intensité, voire du signe, de la résultante des interactions provoque des comportements chaotiques au cours de la relaxation.

Une étude très complète de la résonance d'un système de deux vortex incluant un fort couplage cœur-cœur a été récemment publiée par S.S. Cherepov *et al.* [47]. Il s'agit de piliers elliptiques contenant deux couches de Py(6nm) séparées par une couche de TaN d'environ 1nm. En incluant dans le calcul de l'énergie d'interaction un terme décrivant l'interaction entre les deux cœurs (illustrée sur la figure 3.7), fonction de la distance les séparant, il a été possible de décrire la forme des modes susceptible d'être excités, et de prévoir avec précision les fréquences de résonance observées expérimentalement. Pour décrire l'ensemble des mouvement possibles des vortex et ne pas se limiter aux modes correspondant à un mouvement purement circulaire des cœurs de vortex, l'introduction des termes de masse et de gyrovecteur d'ordre 3 sont nécessaires dans l'équation de Thiele. Il a ainsi été démontré qu'en fonction de la distance séparant les deux cœurs à l'équilibre, la fréquence mode de plus basse fréquence peut varier d'un ordre de grandeur. Il apparait par ailleurs pour des vortex de même polarités fortement couplés, des modes associés à un mouvement de « vibration », correspondant à une oscillation de la distance inter-cœurs, non prévu par l'équation de Thiele dans sa forme simple.

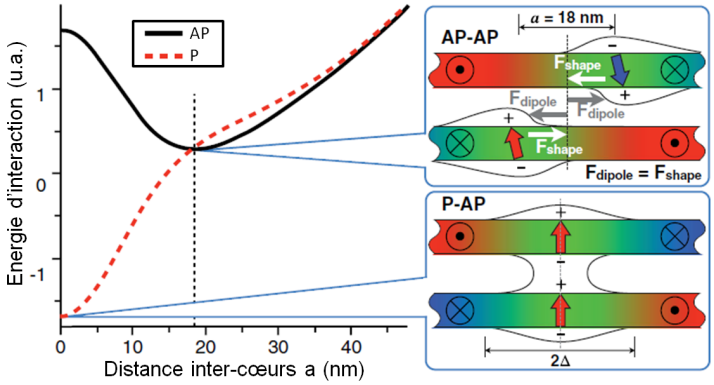


Figure 3.7 – *Evolution (en unités arbitraires) de l'énergie d'interaction totale en fonction de la distance inter-cœurs pour deux vortex de chiralités opposées et de polarités identiques (ligne pointillée rouge) ou opposées (ligne continue noire), pour des faibles distances. Dans le cas des polarités opposées, l'équilibre des forces d'interaction cœur-cœur et des forces de confinement correspond à une distance inter-cœurs de 18nm. Figure adaptée de [47].*

Citons enfin une étude de F. Boust et N. Vukadinovic, qui ont étudié grâce à des simulations micromagnétiques l'évolution de la réponse fréquentielle d'un système de deux vortex dans le cas de deux disques magnétiques de Permalloy d'épaisseurs 2.5nm et 10nm, au sein d'un pilier circulaire de rayon $R = 75$nm, en fonction de la distance δz séparant les deux couches et des paramètres relatifs des deux vortex [88]. Cette fois, l'importance de l'interaction cœur-cœur est mise en avant dans le cas des polarités opposées. Dans cette configuration, la répulsion entre les cœurs a pour effet de réduire le confinement autour de l'équilibre, entrainant une réduction de la fréquence de résonance la plus basse avec la distance δz. En dessous d'une distance critique d'environ 15nm, la répulsion modifie les positions d'équilibre des vortex, qui s'éloignent du centre des couches. La fréquence de résonance basse disparait alors et une unique fréquence de résonance gyrotropique est observée.

3.3 Synchronisation d'auto-oscillateurs à une source externe

Avant de se tourner vers l'étude de la synchronisation mutuelle d'auto-oscillateurs à transfert de spin, il est nécessaire de comprendre les phénomènes qui vont jouer en faveur de l'adaptation de la fréquence d'oscillation d'un unique oscillateur. Pour cela, on étudie la réponse d'un auto-oscillateur à une excitation périodique provenant d'une source externe. Tel un thermostat, la source n'est pas perturbée par le signal de l'auto-oscillateur, et on suppose ainsi un couplage unidirectionnel. On pourra notamment grâce à ces études extraire un ordre de grandeur des amplitudes minimales des signaux d'excitation nécessaires à la synchronisation de l'auto-oscillateur avec la source.

3.3.1 Présentation du système - Modes et symétrie d'excitation

On considère un auto-oscillateur à transfert de spin, alimenté par un courant continu, et oscillant lorsqu'il est isolé à une fréquence f_0 définie par les seules caractéristiques du système. Une excitation extérieure peut ensuite être introduite sous différentes formes.

La première consiste à placer une ligne micro-ruban à proximité de l'auto-oscillateur (généralement au-dessus ou en-dessous de l'oscillateur), ligne à travers laquelle on fera circuler un courant alternatif grâce à une source externe. Un champ magnétique alternatif h_{rf} approximativement planaire est ainsi créé au niveau des couches magnétiques, agissant comme une force périodique sur l'aimantation.

Une seconde, qui ne réclame pas d'étape de lithographie supplémentaire, consiste à faire circuler le courant alternatif i_{rf} directement dans le pilier, en le superposant au courant continu. L'action sur

l'aimantation peut alors avoir deux origines : celle due au champ d'Oersted induit, et celle due à l'action oscillante du transfert de spin associée.

De façon générale, une condition essentielle doit être respectée pour que l'action de la source soit efficace pour la synchronisation. Elle doit avoir la même symétrie spatiale que le mode que l'on cherche à synchroniser [1] (de façon à briser la symétrie des oscillations). En ce qui concerne l'action du transfert de spin, une polarisation du courant aboutissant pour un courant continu au démarrage des auto-oscillations de l'aimantation aura une action résultante nécessairement nulle pour un courant alternatif à une fréquence $f \approx f_0$, et inversement. Cette affirmation peut être expliquée par un simple argument de symétrie. Pour permettre d'exciter des auto-oscillations, l'action du transfert de spin sur une période doit rester positive, de façon à fournir constamment de l'énergie au système. Pour une même configuration d'aimantation, un courant alternatif aura alors une action par transfert de spin tantôt positive, tantôt négative, aboutissant à une action résultante nulle sur une période (travail de la force de transfert de spin nul sur une période).

3.3.2 Premiers résultats - synchronisation de modes uniformes

Les premiers travaux sur la synchronisation de STNO à une source externe ont été réalisés en 2005 par l'équipe du NIST (Colorado, USA) [89] par injection d'un courant alternatif dans un STNO de type nano-contact. Ces premiers résultats ont alors démontré la possibilité de synchroniser les auto-oscillations du système au signal de source pour des écarts $f_{source} - f_0$ inférieurs à 50MHz environ, autour d'une fréquence initiale $f_0 \approx 10$GHz. Parmi les principales propriétés attendues, il a pu être confirmé l'augmentation de l'efficacité de synchronisation, soit de la plage de verrouillage de fréquence, en augmentant l'amplitude du courant alternatif injecté. Quelques années plus tard, B. Georges *et al.* à l'UMφ ont pu reproduire ces observations dans le cas d'un courant i_{rf} injecté dans un STNO de type nano-pilier [90]. L'influence des différents paramètres intrinsèques du STNO, tels que la puissance, la largeur de raie, ou encore son agilité, sur l'efficacité de synchronisation ont montré un très bon accord avec la théorie, en comparaison au modèle d'Adler [91, 63].

La condition de symétrie a pu être vérifiée récemment dans le cas d'auto-oscillateurs à transfert de spin basés sur une configuration d'aimantation uniforme. Dans cette étude, réalisée en collaboration entre l'Umφ et l'équipe du SPEC au CEA Saclay, des STNO de type nano-piliers ont été préparés de façon à pouvoir comparer l'influence d'un courant i_{rf} et d'un champ magnétique h_{rf} alternatifs. Un fort champ magnétique est appliqué perpendiculairement au plan des couches magnétiques, de façon à saturer perpendiculairement l'aimantation. Par transfert de spin, des oscillations de l'aimantation selon un mode à forte symétrie peuvent être excitées, correspondant à une précession de l'aimantation autour de l'axe de l'empilement. Il a alors été démontré [92, 93] par des mesures de microscopie à force de résonance magnétique (MRFM), qu'un courant alternatif i_{rf} a une action inexistante sur les auto-oscillations du système, alors qu'il est possible de synchroniser celles-ci à la source externe lorsque son action se traduit par un champ alternatif h_{rf} uniforme dans le plan des couches. Une faible modification de l'angle du champ magnétique externe permet de briser la symétrie du mode excité, et on retrouve alors la possibilité de synchroniser les auto-oscillations à un courant i_{rf}.

Plus récemment, Urazdin *et al.* et Quinsat *et al.* ont démontré la possibilité d'observer la synchronisation du mode uniforme pour des relations fractionnelles de la fréquence d'auto-oscillation avec la fréquence source [94, 95] : $nf_0 = mf_{source}$. Une fois de plus, la symétrie de l'action de la source est primordiale quant à la possibilité de réaliser la synchronisation.

1. Le recouvrement entre le profil d'excitation et le profil du mode permet de connaître l'efficacité du couplage entre l'excitation et les auto-oscillations, et donc la possibilité de synchroniser ou non ces oscillations à la fréquence de la source.

3.3.3 Synchronisation du mode gyrotropique

Plusieurs travaux se sont récemment concentrés sur la possibilité de synchroniser les auto-oscillations de vortex induites par transfert de spin à un signal externe [96, 97, 98, 46]. L'ensemble de ces travaux se sont intéressés au cas de la synchronisation à un courant alternatif parcourant le pilier.

La figure 3.8 issue de la référence [96] résume bien l'ensemble des propriétés observées lors de ces travaux. Ici, les oscillations d'un vortex unique sont excitées grâce à l'action du transfert de spin induite par un courant polarisé majoritairement perpendiculairement. La synchronisation des auto-oscillations du vortex autour de la fréquence de la source, $f_{source} = f_0$, a été démontrée particulièrement efficace, permettant d'atteindre des fenêtres de synchronisation au delà de 200MHz, pour de faibles amplitudes du courant i_{rf} (0.5mA), soit plus de 30% de la fréquence d'auto-oscillation (voir première partie de la figure 3.8(a)). Un paramètre clef définissant la capacité de l'oscillateur à se synchroniser à la source est son accordabilité $\partial f/\partial I_{dc}$. En effet, plus celui-ci est capable de réagir à une variation de courant, plus l'action de la source sera efficace. Dans le cas présenté, de telles capacités de synchronisation sont atteintes pour une accordabilité de 160MHz/mA. Il a pu également être constaté l'augmentation au départ linéaire de la fenêtre de synchronisation avec l'amplitude du courant i_{rf}, jusqu'à une amplitude d'environ 0.2mA marquant le début d'un comportement non linéaire du couplage (voir fig. 3.8(c)). Ce n'est qu'au dessus de cette amplitude critique qu'ont pu être observées les synchronisations fractionnelles autour de $f_0 = 3/2\ f_{source}$ et $f_0 = 2\ f_{source}$.

Sur la figure 3.8(b) est reportée l'évolution de la largeur de raie du signal de l'oscillateur en fonction de la fréquence source. Lorsque la synchronisation est réalisée, il est très intéressant d'observer l'évolution de la cohérence du signal, et donc des oscillations gyrotropiques. Cela n'est cependant pas possible autour de la synchronisation à $f_0 = f_{source}$, pour lequel le signal de l'oscillateur est superposé au signal de la source. On se place donc en un point de synchronisation fractionnelle, et on relève alors une très forte diminution de la largeur de raie, accompagnée par une augmentation de l'amplitude maximale de densité de puissance [2]. Une largeur de raie minimale de 3kHz a pu être observée lorsque l'oscillateur est synchronisé. Cette forte diminution de la largeur de raie confirme que la cohérence observée pour un STNO isolé est loin de la cohérence maximale intrinsèque qu'il est possible d'atteindre, et nous encourage à penser que la synchronisation de plusieurs oscillateurs nous permettra d'avancer vers une amélioration de cette cohérence.

Nous renvoyons à la thèse d'A. Dussaux pour une étude détaillée de l'influence de l'ensemble des paramètres de non-linéarité de la dynamique du vortex sur la synchronisation à un signal source. La référence [97] présente une étude dans laquelle le polariseur est quasi-uniforme et dans le plan, démontrant alors une fenêtre de synchronisation fortement réduite (environ 30MHz autour de $f_0 = 1.5$GHz). Dans la référence [46], S.Y. Martin *et al.* s'interrogent sur la nécessité de réintroduire un terme de masse dans l'équation de Thiele pour décrire la synchronisation autour de $2\ f_0 = f_{source}$. Ce terme introduit en effet la dépendance de la forme du vortex avec sa vitesse, ce qui peut contribuer en partie à l'adaptation de la fréquence nécessaire à la synchronisation.

3.4 Synchronisation mutuelle d'auto-oscillateurs à transfert de spin

La cohérence d'un oscillateur à transfert de spin est nécessairement limitée par les fluctuations de phase et d'amplitude des oscillations induites par l'agitation thermique [99]. Dans le cas d'un oscillateur unique, il a été démontré que sa largeur de raie peut être directement déduite des propriétés non-linéaires intrinsèques de l'oscillateur [100]. La synchronisation mutuelle de plusieurs oscillateurs à transfert de spin est envisagée en réponse à la nécessité d'augmenter la cohérence des oscillations, de diminuer la largeur de raie du signal. Il est en effet prédit qu'un ensemble de N oscillateurs couplés permet d'aboutir dans le meilleur des cas à une réduction de la largeur de raie, qui est multipliée par un

2. la puissance totale du STNO ne peut pas diminuer, elle est donc concentrée dans une gamme de fréquence plus restreinte

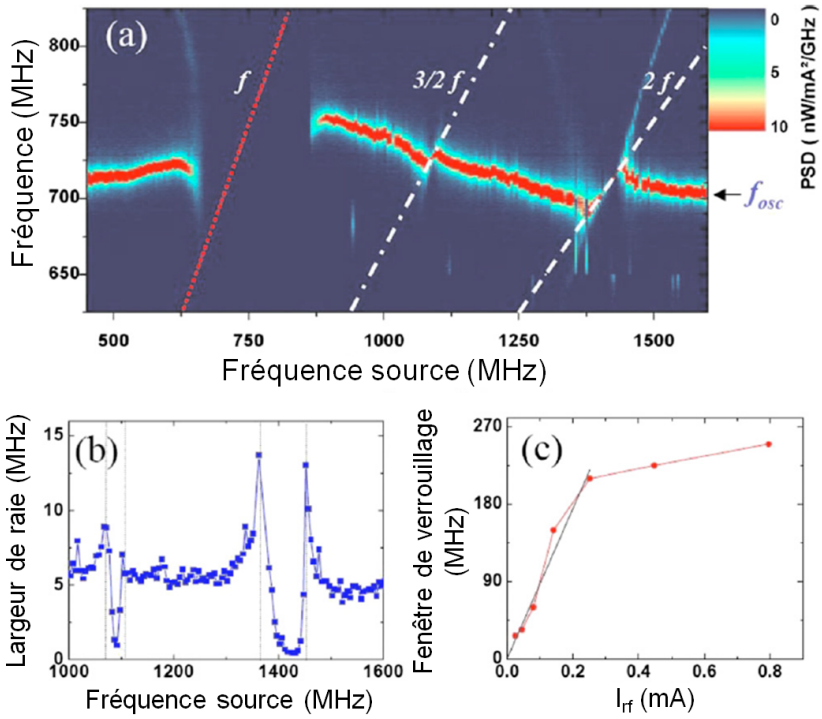


Figure 3.8 – *(a) Cartographie du spectre de puissance pour un STVO de fréquence isolée f_{osc}, en fonction de la fréquence f_{source} du courant i_{rf} parcourant le pilier. Le graphe est obtenu pour un champ perpendiculaire $H_{perp} = +5.76kOe$, un courant $Idc = 3.5mA$, et une amplitude du courant alternatif $I_{rf} = 0.80mA$. La fréquence f_{source} est balayée de $450MHz$ à $1650MHz$. Les lignes pointillées guident le lecteur en illustrant l'évolution de $2/3\ f_{source}$ et $1/2\ f_{source}$. (b) Largeur de raie du pic fondamental du signal mesuré aux bornes de l'oscillateur en fonction de f_{source}. (c) Fenêtre de verrouillage en fonction de l'amplitude du courant i_{rf}, et ajustement linéaire associé pour $I_{rf} < 0.25mA$. Figure adaptée de [96].*

facteur 1/N [101, 102, 103]. Cette réduction maximale ne peut être obtenue que dans le cas d'un couplage purement dissipatif (qui agit directement sur la phase des oscillations), et est plus limitée s'il existe également un couplage de type réactif (qui agit sur l'amplitude des oscillations).

3.4.1 Différents types de couplage

Plusieurs moyens ont été envisagés pour introduire un couplage entre plusieurs STNOs.

- A.N. Slavin et V.S. Tiberkevich ont introduit en 2005 les premiers calculs démontrant la possibilité d'observer un phénomène de synchronisation dans un réseau de STNOs couplés à travers le champ dipolaire induit par chacun [104].
- Peu de temps après, J. Grollier *et al.* ont proposé la réalisation de réseaux de STNOs couplés électriquement [105]. Un courant I_{dc} commun traverse les N oscillateurs, auquel se superpose une somme de composantes alternatives induites par les oscillations de résistance respectives de chacun des oscillateurs. Il est démontré que pour une amplitude d'oscillation de la résistance suffisante, les oscillateurs aboutissent alors à un état synchronisé, et ce malgré une dispersion des fréquences propres des oscillateurs. Ce travail a ensuite été étendu aux cas d'oscillateurs connectés en parallèle, ou de façon plus complexe [106], afin notamment de maximiser la puissance du signal obtenu aux bornes du circuit total. Dans ce type de circuit, le déphasage entre les oscillations de chaque STNO, défini par la connexion entre les STNOs, apparait être un paramètre important dans la définition des propriétés de synchronisation [107, 108].
- Enfin, plusieurs dispositifs ont été envisagés dans lesquels plusieurs STNOs de type nano-contacts sont réalisés à partir d'un même empilement étendu [109], de façon à ce que les oscillations d'aimantation aient lieu dans une même couche magnétique. Lorsque les contacts sont placés à faible

distance l'un de l'autre, un couplage entre les deux oscillateurs apparait alors. Le couplage entre les oscillateurs est de type interaction d'échange (par ondes de spin), et peut se faire si la distance est grande via la propagation d'ondes de spin dans la couche magnétique.

3.4.2 Résultats expérimentaux

On trouve dans la littérature peu de travaux expérimentaux sur la synchronisation mutuelle d'oscillateurs à transfert de spin, tous à l'exception d'un étant réalisés pour des oscillateurs à base d'oscillations uniformes.

3.4.2.1 Synchronisation d'oscillations uniformes

Les premières démonstrations expérimentales de synchronisation de deux oscillateurs à transfert de spin de type nano-contacts ont été publiées simultanément par S. Kaka *et al.* [110] et F. Mancoff *et al.* [111] en 2005. Dans les deux expériences, un courant I_{dc} est injecté dans la structure via deux nano-contacts, comme illustré sur la figure 3.9(a) et le phénomène de synchronisation est étudié en fonction de la distance les séparant. Ce phénomène est observé par la transition de l'observation de deux pics d'émission indépendants vers un unique pic correspondant aux oscillations couplées. Cette transition est également accompagnée d'une augmentation de puissance du signal observé, ce qui correspond à l'augmentation attendue pour les deux signaux de tension qui interfèrent constructivement.

Dans l'expérience de F. Mancoff, le même courant est injecté dans les deux contacts. La synchronisation est observée pour des contacts de diamètre ⌀80nm séparés de 120nm et 150nm, mais disparait pour une distance de 800nm. Les auteurs prédisent une distance critique de 200nm environ. Dans l'expérience de S. Kaka, les contacts, de diamètre ⌀40nm, sont cette fois séparés de 500nm, seule distance testée. Le dispositif, propose néanmoins un contrôle indépendant des courants injectés dans les deux nano-contacts, permettant de faire varier l'écart en fréquence entre les deux oscillateurs. Durant l'expérience, le courant injecté dans le contact A est fixé, tandis que l'on fait varier le courant injecté dans le contact B. Le spectre d'émission relevé est présenté sur la figure 3.9(b). La synchronisation des deux oscillateurs est observée dans une zone entre 9 et 11mA, zone où les deux pics ne sont plus distinguables et où la puissance augmente fortement et la largeur de raie du signal diminue. Plus tard, en 2006, la même équipe *et al.* a mis en évidence le rôle prédominant du couplage par ondes de spin entre les deux oscillateurs devant le couplage dipolaire, car la réalisation d'une tranchée dans l'échantillon séparant la couche magnétique étendue entre les deux contacts a pour effet de faire disparaître la synchronisation [112].

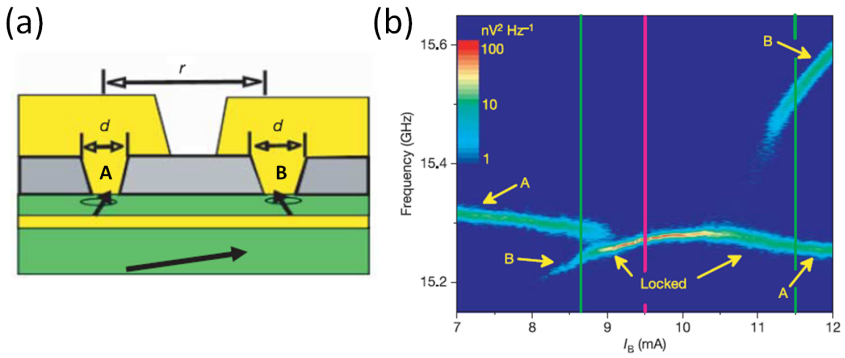


Figure 3.9 – *(a) Dispositif expérimental pour l'observation de la synchronisation dans les références [110] et [111]. Deux nano-contacts de diamètres d identiques et séparés par une distance r permettent d'injecter un courant dans la tricouche vanne de spin. (b) Spectres de puissance de la tension aux bornes du circuit en fonction du courant I_B injecté dans le contact B. Le courant I_A dans le contact A est fixe durant l'expérience. Les signaux associés au contact A et au contact B sont fléchés, ainsi que le signal correspondant aux oscillations synchronisées. Figures issues de [110].*

3.4.2.2 L'unique résultat de synchronisation pour les vortex

L'unique résultat obtenu pour des oscillateurs à transfert de spin à base de vortex a été obtenu en 2009 à l'UMφ par A. Ruotolo *et al.* [113]. Une matrice carrée de quatre nanocontacts séparés par une distance $d = 500$nm ont été réalisées sur des échantillons d'empilement magnétique Ta(5nm)/Co(40nm)/Py(4nm)/Au(6nm)/Co(15nm)/Au(100nm) (cf. figure 3.10(a)). Les nanocontacts sont réalisés avec une technique basée sur un microscope à force atomique (AFM). Cette méthode originale permet d'obtenir des contacts avec un diamètre d'environ 20nm.

Des simulations numériques (avec le logiciel OOMMF) ont été réalisées afin de déterminer la configuration magnétique du système. A champ nul, quatre vortex de même chiralité et polarité sont nucléés au niveau des nanocontacts (figure 3.10(b)). La configuration magnétique est complétée par un vortex de chiralité opposée au centre du système ainsi que de quatre antivortex de polarités opposés sur les côtés de la matrice carrée. Le tout est stabilisé par l'action de confinement associé au champ d'Oersted au niveau de chaque nano-contact. Le couplage prédominant entre les vortex dans ce système est associé à l'interaction d'échange.

L'évolution de la densité spectrale de la puissance en fonction du courant injecté est présentée sur la figure 3.10(c). Quatre pics sont observés à faible courant. En augmentant le courant, les quatre pics se joignent pour ne former plus que deux pics puis un seul pic pour $I_{dc} > 22.5$mA. L'apparition du pic unique est accompagnée d'une augmentation de la puissance ($P = 88$nW pour $I_{dc} = 22.5$mA, 44nW pour $I_{dc} = 18.5$mA) et d'une réduction de la largeur de raie avec une valeur minimum de 0.9MHz. Ces observations sont associées à la synchronisation de vortex magnétiques dont les oscillations autour des nanocontacts sont induites par transfert de spin.

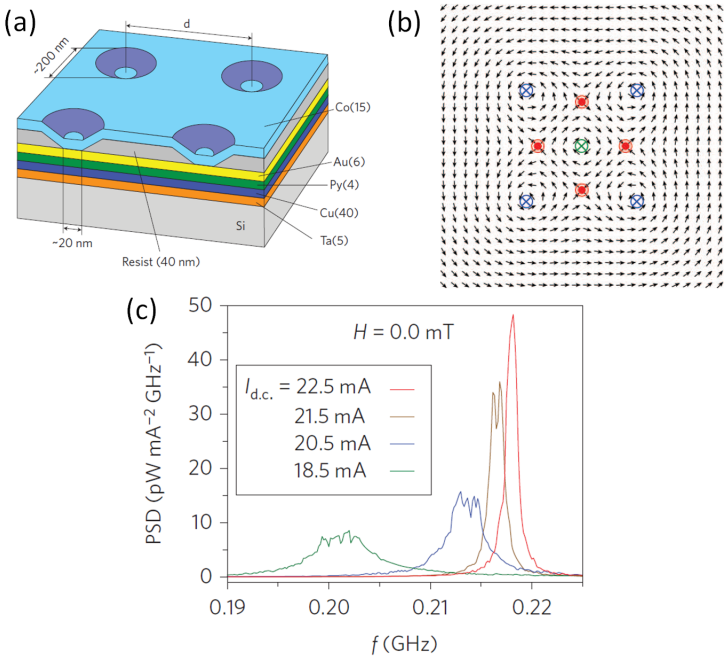


Figure 3.10 – *(a) Illustration de la géométrie à 4 nano-contacts employée pour observer la synchronisation d'oscillations de vortex. Les nano-contacts sont séparés par une distance $d = 500$nm. (b) Configuration magnétique obtenue par simulations micromagnétiques, pour un champ magnétique extérieur nul et un courant total $I_{dc} = 40$mA injecté dans les 4 nano-contacts. Les symboles colorés indiquent la direction de polarité des vortex et anti-vortex. (c) Evolution du spectre de puissance de la tension aux bornes de l'échantillon en fonction du courant total I_{dc} injecté dans les 4 nano-contacts. Figures issues de [113].*

3.5 Couches magnétiques couplées dans une vanne de spin - Oscillations synchrones excitées par transfert de spin

La plupart des études d'auto-oscillations magnétiques induites par transfert de spin ont été menées sur le concept d'un empilement de type vanne de spin (FM/NM/FM) dont l'une des couches, souvent plus épaisse ou bloquée par couplage d'échange (cf. antiferromagnétique synthétique, SAF), identifiée comme la couche fixe (PL pour « Pinned Layer »), est considérée non perturbée par le transfert de spin, tandis que la seconde, identifiée comme la couche libre (FL pour « Free Layer »), est susceptible d'osciller sous l'effet du transfert de spin.

Jusqu'à récemment (2012), très peu de publications envisageaient la possibilité que les deux couches puissent osciller simultanement [114]. Différentes sources de couplage entre les deux couches magnétiques sont susceptibles d'induire une hybridation des modes, voire des phénomènes de synchronisation entre les oscillations des deux couches qui peuvent s'avérer très intéressant dans le but d'améliorer la cohérence des oscillations. K. Kudo *et al.* [115], D. Gusakova *et al.* [116], ainsi que S.C. Lee *et al.* [117] se sont ainsi intéressés aux couplages entre la couche libre et l'empilement SAF jouant le rôle de polariseur.

En introduisant un couplage de type dipolaire entre les couches, K. Kudo *et al.* [115] ont démontré que les modes excités par transfert de spin sont les modes couplés de la structure et non les modes isolés. Plutôt que d'exciter les précessions de la couche libre pour un signe du courant, et du SAF pour l'autre signe du courant, ce sont respectivement le mode majoritairement associé à la couche libre ou le mode majoritairement associé à la couche épaisse qui sont excités. Les auteurs démontrent ainsi que par le choix des conditions de champ et de courant, il est possible d'exciter soit le mode couplé acoustique, soit le mode couplé optique (voir figure 3.11). Notamment, lorsque le champ planaire est balayé, une transition apparait au champ H^* auquel les deux dépendances $f(H)$ se croisent. Or l'expérience montre que les propriétés dynamiques des deux modes diffèrent, le mode optique excité par transfert de spin ayant une bien meilleure cohérence que le mode acoustique.

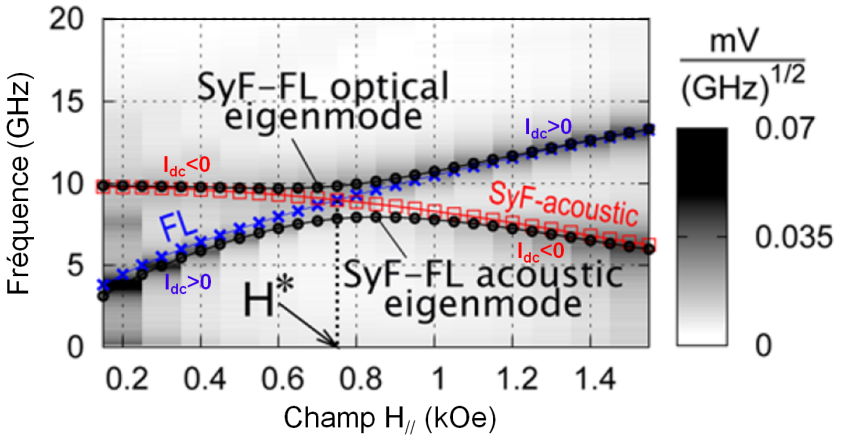


Figure 3.11 *– Modes propres (points noirs) du système couplé formé par la couche libre (FL) et la couche ferrimagnetique synthétique (SyF) dans un système PtMN/[CoFe(2.5)/Ru(0.85)/CoFeB(2)]/Mgo(1)/CoFeB. Pour comparaison, les modes propres des couches isolées sont également reportés : FL (croix bleues) et SyF (carrés rouges). La cartographie en niveau de gris représente la densité de puissance relevée expérimentalement à très faible courant et correspond aux excitations thermiques des modes propres. Figure adaptée de [115].*

D. Gusakova *et al.* [116] ont proposé un modèle dans lequel le couplage dipolaire entre les couches magnétiques est négligé, mais démontrent que le transfert de spin mutuel introduit également un couplage entre ces couches, qui a également pour effet de faire apparaître une hybridation de leurs modes. En balayant le champ magnétique extérieur, il est observé qu'au croisement des modes, lorsque l'hybridation est la plus forte, on peut observer une forte diminution de la largeur de raie du signal. Ce phénomène est interprété, grâce à des simulations micromagnétiques incluant une source de bruit, comme une réduction

du coefficient de couplage non-linéaire entre amplitude et phase de l'oscillation, responsable de l'augmentation de la largeur de raie du signal [118, 100] [3]. Cette diminution est associée à une augmentation dans la gamme de champ correspondante de la fréquence de relaxation de l'amplitude f_p.

S.C. Lee *et al.* [117] apportent d'autres précisions sur le comportement des oscillations autour du champ de transition H^*. Les auteurs ont étudié l'évolution des modes propres sous l'influence du couplage dipolaire et du couplage par transfert de spin mutuel. Ils ont notamment calculé numériquement l'évolution avec le champ magnétique de l'amortissement effectif des modes couplés sous l'effet du transfert de spin. Ils démontrent alors une forte variation de l'amortissement effectif de ces modes couplés lorsque l'hybridation est forte (autour de H^*).

Les premières observations des propriétés des modes couplés ont également incité d'autres groupes à étudier des systèmes comportant deux couches libres en plus du SAF jouant le rôle de polariseur [119, 120].

Ce chapitre nous a permis de dresser un portrait complet du contexte dans lequel s'est déroulé cette thèse. Une attention particulière est donnée à l'étude de vortex en interaction, système modèle pour comprendre les comportements d'objets magnétiques couplés. Egalement, un vif intérêt est porté à la réalisation de synchronisation entre plusieurs oscillateurs à transfert de spin dans le but d'augmenter la cohérence finale des oscillations d'aimantation. Enfin, quelques travaux récents laissent percevoir la possibilité d'augmenter la cohérence des oscillateurs à transfert de spin en s'appuyant sur l'excitation de modes couplés au sein d'une seule et même vanne de spin.

3. Il est en effet démontré que le bruit d'un oscillateur est issu de deux contribution : le bruit de phase et le bruit d'amplitude. Les fluctuations de l'amplitude contribuent alors d'autant plus au bruit de phase que le couplage amplitude-phase est important. Il est possible d'exprimer la largeur de raie des oscillations par la formule : $2\Delta f_{tot} = 2\Delta f_0(1+\nu^2)$, où $2\Delta f_0$ est déterminée par les propriétés statistiques du bruit thermique, et ν est le coefficient de couplage non-linéaire amplitude-phase (cf. références [118] et [100]). On notera finalement que plus la fréquence de relaxation de l'amplitude est élevée, plus le coefficient ν sera faible.

Deuxième partie

Présentation des systèmes étudiés

Chapitre 4

Systèmes étudiés et techniques expérimentales

Cette thèse a pour but l'étude du comportement de nano-oscillateurs à transfert de spin à base de vortex (STVO) et de l'effet du couplage entre plusieurs oscillateurs sur leurs propriétés dynamiques. Les différents échantillons fabriqués pour mener à bien cette étude sont constitués de multicouches de métaux magnétiques et non-magnétiques. Bien que je n'aie pas pris part à leur fabrication, je décrirai dans ce chapitre les étapes de fabrication des échantillons étudiés, ainsi que leurs spécificités. Après avoir décrit les propriétés essentielles des empilements magnétiques, j'aborderai la description du banc de mesure ainsi que les moyens logiciels mis en place durant cette thèse, notamment pour traiter les nombreuses données de spectres hyperfréquences.

4.1 Nanopiliers de vannes de spin

4.1.1 Etape de nanofabrication

Deux ensembles d'échantillons ont été réalisés, en collaboration avec G. Faini et C. Ulysse au Laboratoire de Photonique et Nanostructures (LPN) à Marcoussis. La géométrie retenue est de type « nano-pilier ». La fabrication de ces oscillateurs emploie une combinaison des techniques de lithographie optique (réalisées à l'UMφ) pour la définition des électrodes, et de lithographie électronique (réalisées au LPN) pour la définition du masque de gravure pour les nano-piliers. Les différentes étapes de la fabrication des piliers sont décrites sur la figure 4.1 [1].

- La fabrication débute à l'UMφ par le dépôt de la multi-couche par pulvérisation cathodique (étape 1). L'empilement métallique choisi pour l'ensemble des échantillons étudiés est toujours le même : SiO_2//Cu(60nm)/Py(15nm)/Cu(10nm)/Py(4nm)/Au(25nm).
- une résine est déposée et une ouverture est réalisée par lithographie électronique (étape 2).
- Un pilier composé de Au/Ti est déposé sur l'empilement par lift-off (étapes 3 et 4), définissant le masque de gravure du nano-pilier.
- La multicouche est gravée sous forme de pilier par gravure à faisceau d'ion (IBE pour « Ion Beam Etching ») (étape 5).
- Une résine isolante (Su-8) est ensuite déposée, qui va recouvrir tout le pilier (étape 6).
- La partie de l'isolant au dessus du pilier et le masque de gravure sont éliminés par gravure ionique réactive (RIE pour « Reactive Ion Etching ») afin de dégager la tête du pilier. C'est l'étape dite « de planarisation » (étape 7).
- Le contact électrique électrique est ensuite repris sur le pilier en déposant l'électrode supérieure, qui est définie par lithographie UV. (étape 8).
- Une seconde étape de lithographie UV est enfin nécessaire pour reprendre le contact avec l'électrode inférieure (non présentée sur la figure).

Une fois le circuit d'injection de courant dans le pilier réalisé, une nouvelle couche d'isolant est déposée pour isoler celui-ci, afin de fabriquer un second circuit (voir figure 4.2). A la verticale du pilier,

1. Le lecteur se réfèrera à la thèse d'O. Boulle réalisée à l'UMφ pour plus de détails sur la fabrication des échantillons nano-piliers.

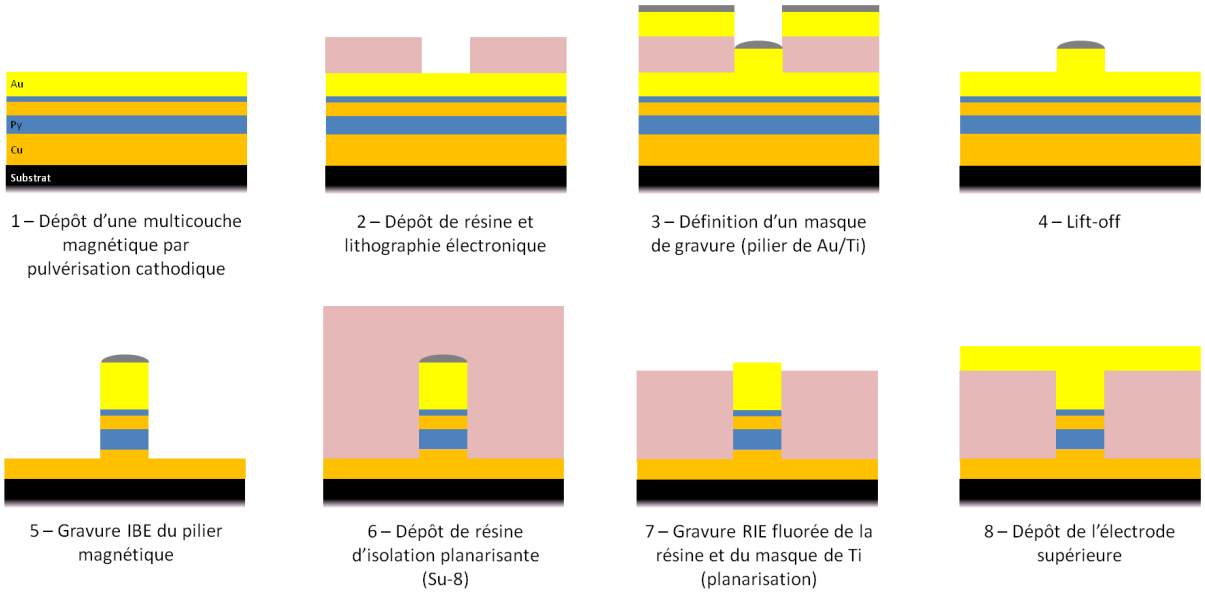


Figure 4.1 – *Méthode de fabrication d'un nano-pilier par gravure.*

une piste métallique de largeur 100nm est réalisée par lithographie électronique, pour définir une antenne, et connectée à deux électrodes définie par lithographie UV. En faisant passer un courant alternatif hyperfréquence dans la piste, le champ d'Oersted induit au niveau des couches magnétiques pourra être assimilé à un champ planaire hyperfréquence. Nous utiliserons ce circuit pour étudier l'influence d'un champ magnétique extérieur oscillant sur les oscillations gyrotropiques des vortex.

Notre convention de courant est définie telle qu'un courant désigné comme positif correspond aux électrons traversant d'abord la couche épaisse, puis la couche fine. Dans le cas d'aimantations uniformes, avec cette convention, un courant positif donne lieu dans la couche fine à des précessions dans le cas où les aimantations sont antiparallèles, et qu'un courant négatif donne lieu à des précessions pour des aimantations parallèles.

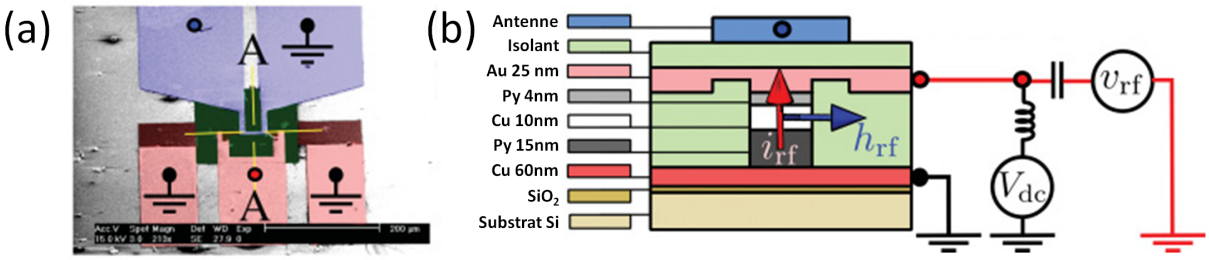


Figure 4.2 – *(a) Image par microscopie (vue de dessus) des deux circuits d'excitation indépendants : en rouge le circuit permettant l'injection d'un courant (I_{dc} et/ou i_{rf}) à travers le nano-pilier ; en bleu le circuit permettant la génération d'un champ magnétique h_{rf} planaire par injection d'un courant alternatif. Le nano-pilier est au centre de la mire jaune. (b) Représentation schématique de l'empilement en section selon l'axe A-A. Figure adaptée de [93]*

4.1.2 Les différents échantillons

Deux séries d'échantillons ont été réalisées. Un premier ensemble d'échantillons, dans lesquels ont été préparés des dispositifs ne comportant qu'un unique pilier. Trois dimensions de piliers ont été préparées (cf fig. 4.3) : deux de forme circulaire, de diamètre ⌀100nm et ⌀200nm, et un de forme elliptique de dimensions $50nm \times 150$nm. Le comportement de ces trois types d'échantillons a été caractérisé, bien que nous nous limitons principalement dans ce manuscrit à décrire le comportement des piliers de forme

circulaire. Les épaisseurs des deux couches magnétiques sont choisies de façon à pouvoir observer des effets du transfert de spin sur les deux couches. De plus, la couche séparatrice, d'épaisseur 10nm est suffisamment fine pour que les aimantations dans les deux couches puissent interagir par couplage dipolaire. Ainsi, dans ces échantillons qui ne comportent qu'un seul pilier, nous serons particulièrement attentifs à la dynamique d'aimantation couplée des deux couches magnétiques.

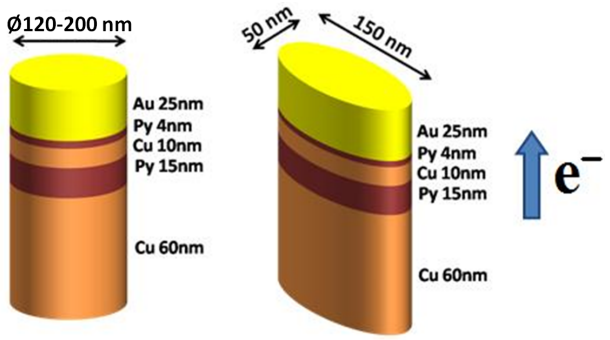


Figure 4.3 – *Forme des piliers étudiés.*

Un second ensemble d'échantillons a été réalisé durant la seconde année de cette thèse pour lesquels le masque de lithographie électronique a été modifié de façon à préparer pour chaque échantillon plusieurs piliers, tous circulaires, gravés à faible distance les uns des autres : deux piliers de ⌀100nm séparés d'une distance $\delta = 100$nm bord à bord, deux piliers de ⌀200nm séparés d'une distance $\delta = 100$nm ou $\delta = 200$nm bord à bord, des lignes de quatre piliers de ⌀100nm ou ⌀200nm séparés d'une distance $\delta = 100$nm bord à bord, et pour finir une ligne de dix piliers de ⌀100nm séparés d'une distance $\delta = 100$nm bord à bord. Etant donné le temps limité, et devant la complexité apparente à l'étude des échantillons à deux piliers, nous nous sommes limités à l'étude de ceux-ci. L'alimentation en courant de l'ensemble des piliers se fait en parallèle, et on pourra supposer que le courant qui traverse un pilier est complètement indépendant des effets dynamiques qui pourraient apparaître dans un pilier voisin. Encore une fois, les distances choisies sont telles qu'il existera un couplage non négligeable entre les couches magnétiques des piliers voisins. On pourra alors étudier l'influence de ce couplage sur le potentiel établissement d'un accord de phase entre les auto-oscillations de vortex qui pourraient apparaître dans chacun des piliers (phénomène de synchronisation).

4.1.3 Configuration magnétique et propriétés

Le choix des dimensions des piliers n'est pas anodin. En effet, si l'on se reporte au diagramme de phase précédemment étudié (voir figure 2.7), les dimensions de chacun des disques magnétiques se situent à la frontière entre les zones de stabilité des états vortex et uniforme. Il sera alors possible de jouer sur la stabilité des différentes configurations magnétiques par l'application d'un courant ou d'un champ magnétique extérieur uniforme, comme nous l'avons décrit dans les sections 2.1.6 et 2.1.5, permettant une observation de l'ensemble des configurations : deux aimantations uniformes, deux aimantations vortex, une aimantation vortex uniquement dans la couche épaisse, etc. Rappelons qu'à travers l'énergie d'interaction avec l'aimantation (terme de Zeeman), un champ magnétique extérieur aura tendance à stabiliser un état uniforme, tandis que le champ d'Oersted créé par le courant stabilisera par sa symétrie un état magnétique vortex. Etant donnée la différence d'épaisseur entre les deux couches, les champs et courants caractéristiques de transition entre les états uniforme et vortex seront différents.

Nous souhaitons dans ce manuscrit étudier le comportement dynamique de vortex lorsqu'ils sont excités dans une dynamique couplée et apporter des éléments de comparaison par rapport au cas où ils seraient seuls. Pour cela il est important avant de présenter nos observations de s'arrêter sur les propriétés attendues que nous pourrons déduire des éléments résumés dans les chapitres précédents.

Les constantes magnétiques des différentes couches ont pu être déduites grâce à deux études de résonance ferromagnétique dans l'état magnétique uniforme sous fort champ perpendiculaire au plan des couches. Une première étude a été réalisée en collaboration avec H. Hurdequint au Laboratoire de Physique du Solide de l'Université Paris-Sud, où les constantes ont été déduites par résonance ferromagnétique en cavité sur des couches non gravées. La seconde étude, décrite en détail dans la référence [93] a été réalisée en collaboration avec O. Klein et G. De Loubens au Service de Physique de l'Etat Condensé (SPEC) au CEA Saclay. Sur les mêmes échantillons que ceux étudiés durant cette thèse (piliers de ⌀100nm) les modes uniformes ont été étudiés sous fort champ perpendiculaire, par la méthode de microscopie résonante à force magnétique (MRFM). Ces deux méthodes ont aboutie à des résultats très similaires que nous résumons dans le tableau 4.1. On constatera que l'aimantation à saturation est fortement réduite pour la couche de NiFe la plus fine, vraisemblablement en raison de diffusion du cuivre dans cette couche au moment du recuit durant la fabrication. Autre point important pour la suite, l'étude sur les piliers de ⌀100nm ont démontré que le diamètre nominal de ces piliers est plus proche de 120nm. On peut en effet s'attendre pour de telles dimensions à ce que la lithographie n'aboutisse pas à une section du pilier parfaitement circulaire, et à ce que le pilier ne soit pas parfaitement cylindrique mais plutôt conique.

	$\mu_0 M_{S_{4nm}}$ (T)	α_{4nm}	$\mu_0 M_{S_{15nm}}$ (T)	α_{15nm}	γ (rad s^{-1} T^{-1})
FMR en cavité	0.82	0.015	0.96	0.009	1.87×10^{11}
MRFM	0.80	0.014	0.96	0.0085	1.87×10^{11}

Tableau 4.1 – *Paramètres magnétiques des couches fines (4nm) et épaisse (15nm) de Py mesurées par résonance ferromagnétique en cavité sur les couches de référence (ligne du haut) et par microscopie résonante à force magnétique sur le nano-pilier (ligne du bas). Tableau issu de [93]*

Grâce à ces paramètres magnétiques, nous avons directement accès aux fréquences de résonance théoriques pour un vortex dans les couches isolées (d'après l'équation (2.49)) :

	⌀120nm	⌀200nm
L=4nm	280 MHz	170 MHz
L=15nm	1260 MHz	760 MHz

Tableau 4.2 – *Fréquence gyrotropique pour un vortex dans des disques magnétiques isolés de diamètres ⌀120nm et ⌀200nm.*

On pourra également estimer les susceptibilités magnétiques associées, ainsi que les champs d'annihilation :

$\chi(0)$	⌀120nm	⌀200nm
L=4nm	18.8	31.4
L=15nm	5.0	8.4

Tableau 4.3 – *Susceptibilités magnétiques associées dans l'état vortex pour des disques magnétiques isolés de diamètres ⌀120nm et ⌀200nm.*

4.2 Banc de mesure

Deux types de mesures sont effectuées simultanément sur les piliers magnétiques : des mesures de transport, où l'on relève l'évolution de composante continue de la tension aux bornes du pilier, ainsi que des mesures de son spectre hyperfréquence. L'ensemble des mesures est effectué à température ambiante.

H_{an}	⌀120nm	⌀200nm
L=4nm	420 Oe (3.4×10^4 A/m)	250 Oe (2.0×10^4 A/m)
L=15nm	1910 Oe (15.2×10^4 A/m)	1150 Oe (9.1×10^4 A/m)

Tableau 4.4 – *Champ d'annihilation d'un vortex dans des disques magnétiques isolés de diamètres ⌀120nm et ⌀200nm.*

L'échantillon est placé dans un support, et connecté à une ligne coaxiale par des fils d'or ou d'aluminium (voir figure 4.4), l'ensemble étant placé au centre des pôles d'un électroaimant. L'échantillon est ensuite connecté aux instruments de mesures à l'aide de câbles coaxiaux hyperfréquences de type SMA via un « bias tee » (diplexeur comportant un canal basse fréquence (BF) et un canal haute fréquence (HF)). Le port basse-fréquence nous permet d'imposer la polarisation du pilier (courant dc), et de mesurer la composante continue de la tension, tandis que le port haute-fréquence permet de mesurer son spectre hyperfréquence, ou d'injecter dans le pilier un courant hyperfréquence (voir circuit fig. 4.5). La polarisation est assurée par une source de courant commandée (Keithley 6221), l'évolution de la tension moyenne étant mesurée à l'aide d'un nano-voltmètre (Keithley 2182). Le signal HF est quant à lui amplifié de 20 à 30 dB puis envoyé vers un analyseur de spectre (Agilent E4440A, 3Hz-26.5GHz). L'ensemble des appareils est interfacé avec un ordinateur via le logiciel LabView®, permettant une commande automatique du courant et du champ magnétique extérieur.

L'ensemble des lignes coaxiales utilisées dans le circuit possèdent une impédance de 50Ω. Le circuit est ainsi adapté en impédance jusqu'au support, où l'échantillon est connecté. Cependant, l'impédance de l'échantillon et de la connexion est susceptible d'être différente de 50Ω, variant notamment en fonction des types de matériaux utilisés, et des dimensions du pilier. On est alors confronté à un problème de désadaptation d'impédance, qui aura pour conséquence de limiter la puissance du signal transmise depuis l'échantillon au circuit. De plus, l'apparition d'ondes stationnaires dans le circuit a pour effet de moduler le coefficient final de transmission avec la fréquence du signal. Ce phénomène est complexe à corriger, et il sera nécessaire d'être prudent lors de l'interprétation de courbes d'évolution de la puissance lorsque la fréquence des auto-oscillations varie.

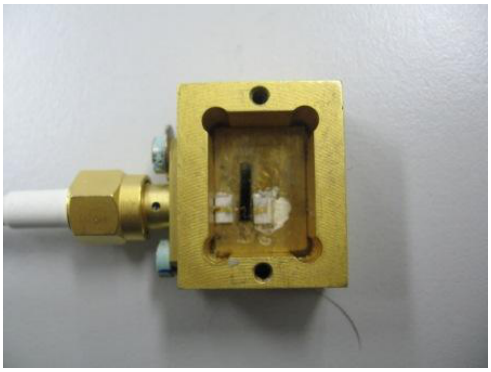


Figure 4.4 – *Photographie de l'échantillon fixé sur son support et relié aux instruments de mesures via un câble coaxial.*

Les mesures effectuées, en faisant varier courant et champ magnétique extérieur aboutissent très rapidement à plus d'un millier de relevés de spectres de puissance qu'il faut traiter puis tracer, sans jamais les dissocier de l'évolution de la résistance du pilier. Il est ensuite nécessaire d'ajuster chacun des spectres par des courbes lorentziennes afin de recueillir les caractéristiques de chacun des pics d'émission du pilier. Afin de garantir la clarté des résultats et d'accélérer le traitement des données, du temps a été consacré à la programmation de routines automatiques sur le logiciel Matlab réalisant le tracé d'un grand nombre de données. La complexité de certains spectres observés m'a également amené à programmer une routine permettant d'ajuster rapidement de nombreux spectres pouvant présenter plusieurs pics éventuellement corrélés.

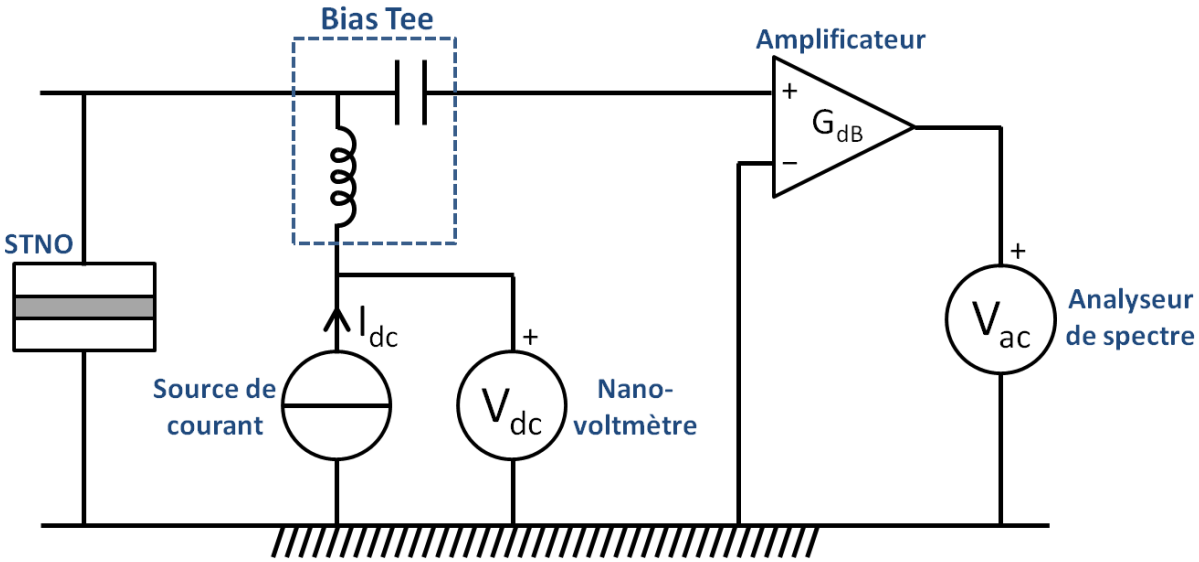


Figure 4.5 – *Schéma de câblage du circuit de mesure.*

Troisième partie

Etude d'un nano-pilier unique

Chapitre 5

Configurations magnétiques et transport dans un nano-pilier unique

Dans ce chapitre, nous présentons l'évolution de l'état magnétique d'un nano-pilier unique en fonction des paramètres extérieurs : champ magnétique et courant dc. Nous verrons qu'il est très facile et efficace de suivre l'état magnétique grâce à l'évolution de la résistance moyenne R_{dc}. Nous soulignerons enfin que l'apparition d'un vortex et le fort gradient d'aimantation qui lui est associé viennent perturber fortement le phénomène d'accumulation de spin, et qu'il n'est alors plus possible de raisonner avec la vision classique des aimantations uniformes.

Dans la suite, nous associerons, respectivement aux vortex nucléés dans la couche épaisse et la couche fine, les notations C_{15nm} et C_{4nm} pour la chiralité et P_{15nm} et P_{4nm} pour la polarité. Dans notre convention, une chiralité positive $C = +1$ est définie par la direction du champ d'Oersted pour un courant I_{dc} positif, et une polarité positive $P = +1$, ou « up » (resp. $P = -1$, ou « down »), est définie par la direction d'un champ magnétique perpendiculaire H_{perp} positif (resp. négatif). Rappelons qu'un courant positif correspond aux électrons traversant de la couche magnétique épaisse vers la couche fine.

5.1 Nucléation des vortex et contrôle de la chiralité par le courant

Les dimensions d'un plot magnétique déterminent la stabilité des différentes configurations magnétiques rémanentes (vortex ou quasi-uniforme). Pour un diamètre de ⌀120nm, à champ nul, l'état magnétique quasi-uniforme est l'état le plus stable dans les deux couches, tandis que pour un diamètre de ⌀200nm, c'est la configuration vortex qui est plus stable dans la couche d'épaisseur 15nm (voir figure 2.7).

Dans le cas de multicouches magnétiques, il est également nécessaire de tenir compte de l'interaction existant entre les couches. Dans le cas d'une interaction purement dipolaire, l'interaction sera de type *anti-ferromagnétique*. Dans le cas d'aimantations uniformes par exemple, à l'état rémanent, les aimantations des deux couches tendent à s'aligner dans des directions opposées.

Dans le cas des STNOs, le courant, à l'origine de l'effet de transfert de spin, a également une influence sur la configuration magnétique des couches à travers le champ d'Oersted (voir section 2.1.6). Nous avons pu vérifier cet effet sur les différents échantillons mesurés.

5.1.1 Piliers ⌀120nm : 1 ou 2 vortex

La stabilité de l'état vortex face à l'état uniforme est particulièrement bien illustrée dans le cas d'un pilier de petit diamètre. Pour suivre l'évolution de l'état magnétique, nous enregistrons l'évolution de la résistance R_{dc} quand l'amplitude du courant I_{dc} est augmentée. Nous présentons sur la figure 5.1 la mesure d'un pilier circulaire de diamètre nominal 120nm, à $H = 0$, pour un courant $I > 0$.

A champ nul et courant très faible, l'état stable est un état où les configurations magnétiques des deux couches sont quasi-uniformes, et de directions opposées (U-AP). Cette configuration correspond à un état où la résistance est maximale (voir section 1.1), en accord avec le fait que l'état de départ est l'état de plus forte résistance.

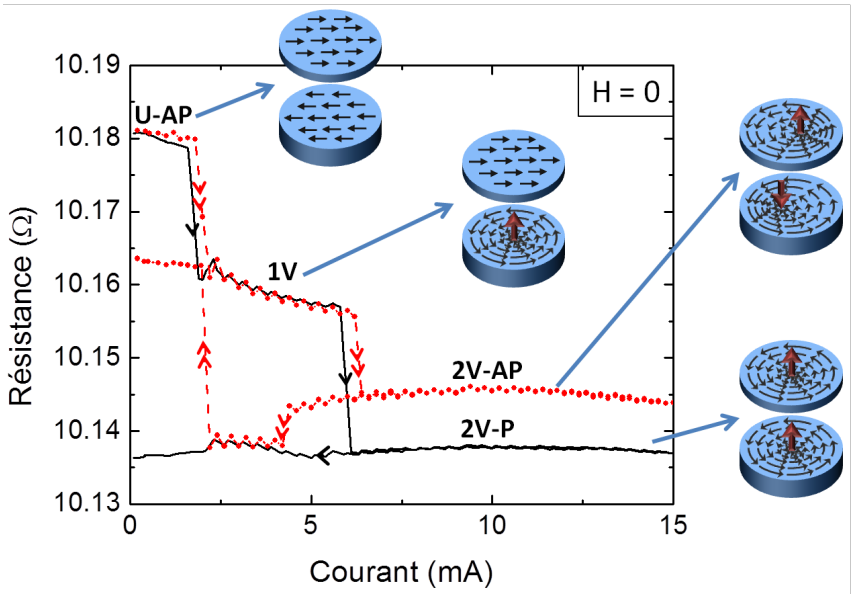


Figure 5.1 – *Variation de résistance en fonction du courant injecté dans un pilier ⌀120nm, pour un courant $I > 0$. Les schémas représentent les états magnétiques : quasi-uniforme AP à courant nul, puis un vortex dans la couche épaisse (1V) et un vortex dans chaque couche (2V). L'état relatif des polarités dans l'état 2V est également représenté. Pour la clarté de lecture, l'augmentation parabolique de résistance associé à l'effet Joule a été soustraite. Les courbes rouge et noire correspondent aux deux chemins possibles relevés lors de la répétition de l'expérience, aboutissant à des états 2V à polarités parallèles (ligne continue noire) ou anti-parallèles (pointillés rouge)*

En augmentant I_{dc}, une première brusque diminution de résistance est observée à $I_{dc} = 2$mA, associée à la formation du vortex dans la couche la plus épaisse (15nm), où il est plus stable. Une fois le vortex formé (état 1V), et quelle que soit sa polarité, son cœur vient se placer proche du centre de la couche, uniquement légèrement décentré par le champ rayonné par la couche fine. Dans l'état d'aimantation résultant, on peut décrire de façon simplifiée que sur la moitié de la section du pilier les aimantations relatives sont alignées, et que sur l'autre moitié elles sont opposées. Nous aboutissons alors à un état de résistance intermédiaire entre les états de résistance quasi-uniformes parallèles et anti-parallèles.

Une seconde brusque diminution est observée aux alentours de $I_{dc} = 6$mA : c'est la formation du second vortex (état 2V), dans la couche fine (4nm). Formés grâce à l'influence du champ d'Oersted, les deux vortex ont une chiralité identique : $C_{15nm} = C_{4nm} = +1$. Etant à champ nul, la position d'équilibre des cœurs est proche du centre des plots (éventuellement légèrement perturbées par l'interaction dipolaire entre les deux aimantations). L'état de résistance résultant est inférieur aux deux états précédents, ce qui est attendu en analogie au cas des aimantations uniformes pour lequel les deux aimantations sont parallèles (U-P).

En l'absence de champ perpendiculaire, chaque vortex est susceptible d'être nucléé avec une polarité « up » ou « down ». Etant donné la symétrie du système, aucune discrimination ne peut être faite sur l'état de résistance R_{dc} à champ nul pour un vortex unique de polarité « up » ou « down ». De même dans l'état à deux vortex, aucune différence ne peut apparaître entre les configurations « up-up » et « down-down », tout comme entre les configurations « up-down » et « down-up ». Une différence entre les états de résistance associés aux configurations 2V de polarités parallèles (P) ou anti-parallèles (AP) peut toutefois être envisagée.

En jouant sur le caractère aléatoire de la polarité des vortex à leur nucléation, nous avons répété l'expérience (balayage en courant, de 0 à 15mA et vice-versa) un grand nombre de fois afin d'observer l'ensemble des configurations de polarités relatives. Ce procédé mène à l'observation de deux courbes R(I) possibles. Les deux courbes (lignes continue noire et pointillée rouge sur la figure 5.1), parfaitement superposables dans les états U-AP et 1V, diffèrent dans l'état 2V. Nous verrons par la suite que cette levée

de dégénérescence ne peut être associée qu'aux polarités relatives des deux vortex : l'état de polarités parallèles « 2V-P » et l'état de polarités anti-parallèles « 2V-AP ».

La discrimination précise des deux états sera faite par l'étude du comportement sous champ perpendiculaire (voir sections 5.6). Cependant, une bonne indication est donnée par la reproduction des courbes sous champ perpendiculaire, qui favorise deux polarités dans la même direction, et qui aboutit avec une plus grande probabilité à la courbe noire, suggérant que l'état de plus basse résistance correspond à l'état 2V-P. La courbe en pointillés rouge, et donc le second état de résistance un peu plus élevé, correspondent donc à l'état 2V-AP.

La bistabilité des vortex et de l'état quasi-uniforme est clairement illustrée lors de la réduction de l'amplitude du courant, où l'on constate que les deux vortex restent stables en dessous de leur courant de nucléation. La discrimination des états 2V est corroborée par la plus faible stabilité du vortex de la couche fine dans l'état 2V-AP. En effet, il existe une interaction de type dipolaire non-négligeable entre entre les deux cœurs des vortex lorsqu'ils sont proches, qui sera attractive si $P_{15nm}P_{4nm} = +1$, et répulsive si $P_{15nm}P_{4nm} = -1$. Précisons enfin que le vortex de la couche fine est systématiquement annihilé à $I_{dc} = 0$mA, et que le vortex de la couche épaisse survit si le courant est rétabli suffisamment rapidement.

Dernier point observé, mais qui sera par la suite d'une grande importance : on remarque sur la figure 5.1 que lorsque le courant décroit, à 4.5mA, la résistance de l'état 2V-AP chute pour rejoindre la résistance de l'état 2V-P. Cet effet s'est montré réversible, et ne peut donc refléter un changement d'état, comme un renversement de polarité. Bien que nous n'ayons pas encore abordé la question de la possible excitation de la dynamique magnétique par l'effet de transfert de spin, nous pouvons faire l'hypothèse que cette variation reflète un changement de l'état dynamique du système. Nous reviendrons sur ce point dans les chapitres suivants.

5.1.2 Piliers ⌀200nm : le contrôle des chiralités

Sur la figure 5.2 est présentée l'évolution de l'état magnétique d'un pilier de diamètre ⌀200nm, à $H = 0$, à travers la mesure de la résistance R_{dc}, pour un courant traversant le pilier balayé entre $I_{dc} =$ 30mA et $I_{dc} = -30$mA. Elle révèle la possibilité de contrôler indépendamment la chiralité de chaque vortex grâce au courant et au champ d'Oersted [121]. La plus grande stabilité des vortex, associée au plus grand diamètre, permet d'observer des vortex dont la chiralité est opposée au champ d'Oersted.

A $I_{dc} = +30$mA, les deux chiralités sont identiques et positives dans notre convention : $C_{15nm} = C_{4nm} = +1$ (état (a)). Lorsque décroit l'amplitude du courant, l'état de faible résistance associé est conservé jusqu'à $I_{dc} = -3$mA, bien que la direction du champ d'Oersted se soit inversée avec le signe du courant. Sous cette valeur seuil, l'amplitude du champ d'Oersted est suffisamment grande pour retourner la chiralité du vortex de la couche fine, le moins stable (état (b), $C_{15nm} = +1, C_{4nm} = -1$). Cette transition de chiralités identiques à chiralités opposées s'associe d'un brusque saut de résistance. L'amplitude de ce saut est environ égale à 80% de la variation de résistance mesurée entre les états magnétiques uniformes U-P et U-AP ($\Delta R_{GMR} = 22$mΩ). Le fait que cela ne corresponde pas à 100% de la magnétorésistance est dû à un phénomène de perte d'accumulation de spin entre les états uniformes et les états vortex [40]. Nous y reviendrons plus en détails dans la section 5.4. La configuration magnétique de chiralités opposées est observé entre -3 et -18mA, courant auquel le vortex de la couche épaisse retourne finalement sa chiralité. On retrouve alors l'état de basse résistance associé aux vortex de chiralités identiques (état (c), $C_{15nm} = C_{4nm} = -1$).

Lorsque le courant I_{dc} est balayé dans l'autre sens, de -30 vers 30mA (courbe rouge et flèches simples sur la figure 5.2), on retrouve les retournements de chiralité et les sauts de résistance associés. Les transitions apparaissent néanmoins plus progressives, en raison de l'effet du *transfert de spin* sur la configuration statique d'équilibre. En effet, en fonction du signe du courant, le transfert de spin peut entrainer la déstabilisation de l'un des états de chiralité dans la couche fine, où le vortex est moins stable et l'effet du transfert de spin plus important [122]. Dans notre convention de courant, le transfert de

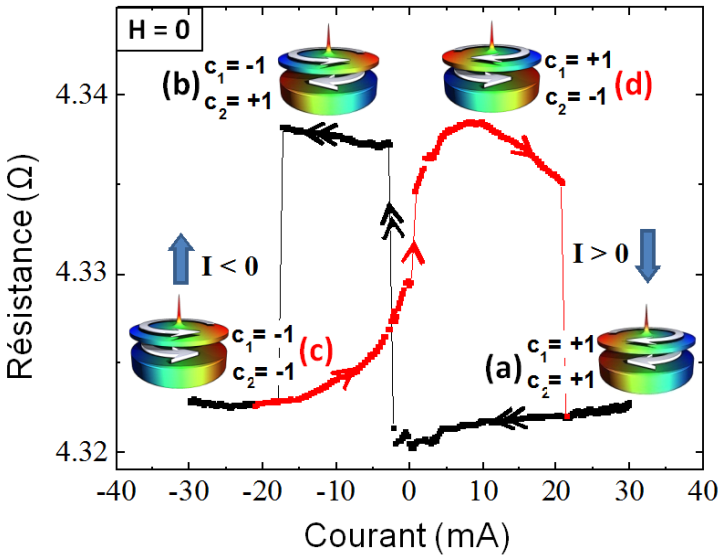


Figure 5.2 – *Variation de résistance en fonction du courant injecté dans le pilier ⌀200nm. Les schémas indiquent les quatre configurations de chiralités accessibles. Pour la clarté de lecture, l'augmentation parabolique de résistance associée à l'effet Joule a été soustraite.*

spin agit de façon à déstabiliser : pour un courant négatif, la configuration pour laquelle les vortex sont de chiralités identiques (état (c)) ; pour un courant positif, la configuration pour laquelle les vortex sont de chiralités opposées (état (d)). Ainsi, dans ces deux états, la configuration magnétique vortex dans la couche fine est déformée [1]. Le retournement de la chiralité du vortex de la couche fine entre ces deux états se fait alors indirectement, par le passage à $I_{dc} = 0$mA par un état intermédiaire quasi-uniforme (cf. le plateau intermédiaire autour de $I_{dc} = 0$ sur la figure 5.2), avant d'être de nouveau nucléé dès que l'on applique un courant positif.

Nous retiendrons que la détermination de la stabilité des configurations magnétiques à double vortex résulte de la compétition entre les effets du champ d'Oersted, qui tend à stabiliser deux vortex de chiralités identiques, et du transfert de spin, qui tend à stabiliser des chiralités identiques pour $I > 0$ et opposées pour $I < 0$. Remarquons alors que le seul état qui est stabilisé par les deux effets est l'état $C_{15nm} = C_{4nm} = +1$ à courant positif. C'est la raison pour laquelle c'est la seule configuration à deux vortex qui a pu être observée dans les piliers ⌀100nm, où les vortex sont déjà à l'origine moins stables. Dans la suite de notre étude, nous nous concentrerons quasi-exclusivement sur cet état.

5.2 Méthode pour le contrôle des polarités

Il est important pour la suite de l'étude de pouvoir contrôler le signe de la polarité de chacun des vortex. Nous présentons dans cette section une routine de préparation de l'état magnétique basé sur nos précédentes observations, et l'emploi d'un champ magnétique extérieur perpendiculaire au plan des couches. Elle s'appuie sur la différence de stabilité des vortex dans les deux couches :

1) Se placer à un champ H_{perp} positif (pour l'exemple) d'amplitude « suffisante » (typiquement 2000Oe)

2) Augmenter le courant I_{dc} de façon à nucléer un vortex dans chacune des couches, de chiralités identiques. Les deux vortex vont alors se former avec une polarité orientée dans le sens du champ : ($P_{15nm} = P_{4nm} = +1$).

1. Lorsque l'échantillon est connecté sur un analyseur de spectre, nous avons détecté une augmentation significative du plancher de bruit, sur toute la gamme de fréquence mesurée, dans ces deux états « instables » lorsqu'on augmente l'amplitude du courant.

3) Réduire puis renverser le signe du champ magnétique H_{perp} jusqu'à une valeur telle qu'elle n'implique aucun retournement de polarité, mais suffisant pour que l'interaction dipolaire entre les cœurs soit insignifiante (typiquement -1000Oe).

4) Réduire le courant jusqu'à une valeur qui va annihiler le vortex de la couche fine (pour le cas ⌀200nm il est nécessaire d'aller jusqu'à un courant négatif pour renverser la chiralité).

5) En gardant la valeur du champ magnétique constante, augmenter de nouveau I_{dc} de façon à nucléer de nouveau un vortex de chiralité positive dans la couche fine. Ce vortex va se nucléer avec une polarité dans le sens du champ, donc négative : on obtient ($P_{15nm} = +1, P_{4nm} = -1$)

Cette routine présente l'avantage de pouvoir être facilement automatisée dans les programmes de mesures.

5.3 Comportement sous l'influence d'un champ planaire : configuration magnétique et résistance

Nous présentons une comparaison des états de résistance pour les différentes configurations : quasi-uniforme (U), un vortex dans la couche épaisse ($1V$), et un vortex dans chaque couche ($2V$). Pour cela, nous étudions l'évolution de la résistance d'un pilier ⌀120nm en fonction d'un champ extérieur H_{plan} appliqué dans le plan des couches. Cette mesure nous permettra d'accéder à des états de résistance synonymes d'une forte influence du vortex sur le profil de polarisation en spin, et nous étudierons en détail ce phénomène par la théorie et les simulations micromagnétiques.

5.3.1 Balayage du champ H_{plan}, évolution avec le courant

Tout comme le champ d'Oersted permet de stabiliser la configuration vortex, l'application d'un champ extérieur uniforme H_{plan} va permettre de stabiliser l'état uniforme. L'objectif de cette partie est de faire varier ces deux paramètres afin de nous permettre l'observation de l'ensemble des configurations magnétiques accessibles dans un pilier de ⌀120nm. Sur la figure 5.3 est présentée l'évolution de la résistance et de l'état magnétique pour différentes amplitudes du courant en fonction de H_{plan}. Ces quatre valeurs du courant illustrent bien les limites de stabilité des différentes configurations.

Pour la clarté de l'étude, la résistance à fort champ ($R_{U-P} \approx 10\Omega$), correspondant à la configuration parallèle uniforme dans les deux couches (U-P), a été soustraite de l'ensemble des courbes. Dans ce qui suit, seule la courbe noire correspondant à un champ balayé dans le sens croissant sera commentée ; l'expérience symétrique pour un balayage du champ dans le sens décroissant est également présenté par une courbe pointillée rouge (figure 5.3).

L'évolution de la résistance à $I_{dc} = 1$mA [2] (Fig. 5.3(a)) est caractéristique d'une vanne de spin GMR dans un nano-pilier, avec un fort couplage dipolaire entre les deux couches magnétiques. En partant de l'état parallèle uniforme à fort H_{plan}, tandis que la couche épaisse reste alignée dans la direction du champ externe, son champ dipolaire permet à la couche fine de se renverser dès $H_{plan} = 650$Oe, les aimantations s'alignant alors anti-parallèles. La différence de résistance correspond à l'amplitude de la GMR de la vanne de spin : $\Delta R_{GMR} = 70$mΩ. La symétrie de la courbe confirme l'absence d'axe facile d'aimantation, ce qui est attendu pour un pilier circulaire. On relie la diminution de résistance observée autour de $H_{plan} = 0$ à la déstabilisation de l'état uniforme. Cette chute de résistance est trop faible pour correspondre à la nucléation d'un vortex, mais peut être interprétée comme l'apparition d'un état de type « C-state » [35], typiquement dans la couche épaisse [3].

2. $J_{dc} = 8.84 \times 10^6$A/cm^2
3. On peut noter que cette chute de résistance apparait également pour un courant 10 fois plus faible, de $100\mu A$ et ne semble pas lié à l'influence du champ d'Oersted.

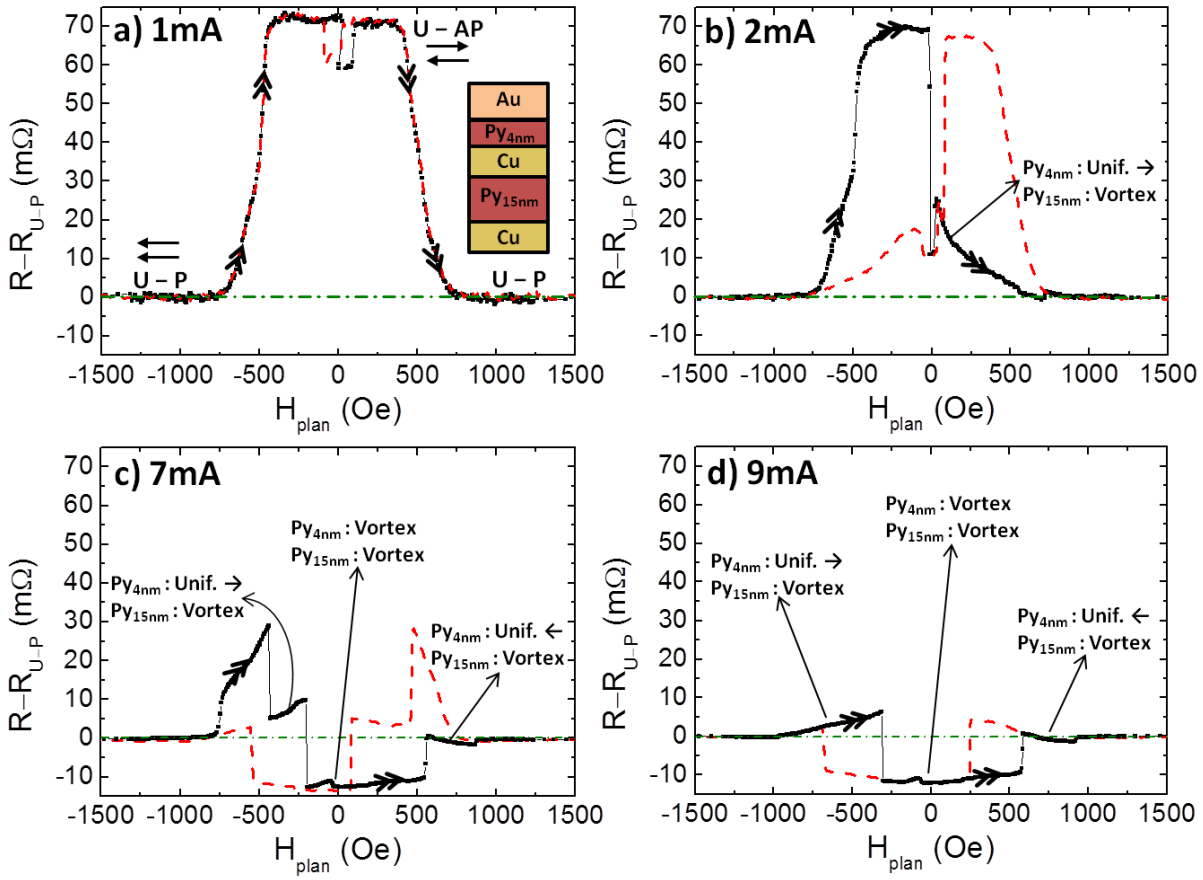


Figure 5.3 – *Pour un pilier de diamètre ⌀120nm, ΔR_{dc} vs H_{plan} pour (a) $I_{dc} = 1mA$, (b) $I_{dc} = 2mA$, (c) $I_{dc} = 7mA$ et (d) $I_{dc} = 9mA$, pour un champ croissant (ligne continue noire) et un champ décroissant (ligne pointillée rouge). Pour chacune des courbes, on a soustrait la valeur de la résistance à fort champ magnétique, correspondant à l'état uniforme parallèle, représentée par la ligne pointillée verte. Les indications et symboles présentent l'état magnétique, et si-besoin la direction, des couches épaisse (en bas) et fine (en haut). La polarité des vortex n'est ici pas considérée.*

En augmentant le courant I_{dc} à 2mA (Fig. 5.3(b)), la configuration à 1 vortex devient stable à champ nul dans la couche de 15nm. En balayant le champ depuis les valeurs négatives, on observe tout d'abord une évolution vers l'état uniforme anti-parallèle, puis un vortex est nucléé dans la couche épaisse dès que l'on passe par un champ nul. La diminution quasi-linéaire de la résistance avec le champ qui résulte est classique du déplacement du cœur du vortex vers le bord de la couche, afin d'aligner son aimantation moyenne dans le sens du champ ressenti [33], jusqu'à son annihilation vers 700Oe. La diminution supplémentaire de résistance aux alentours du champ nul témoigne de l'apparition d'un état non-uniforme « C-state » dans la couche fine, sans néanmoins observer de nucléation d'un vortex.

Les plus forts courants illustrent la stabilisation de l'état 2-Vortex. A $I_{dc} = 7$mA (Fig. 5.3(c)), en augmentant le champ depuis les négatifs, les deux chutes de résistance à -430Oe et -200Oe correspondent à la nucléation des vortex respectivement dans les couches épaisse et fine. A $I_{dc} = 9$mA (Fig. 5.3(d)), la configuration uniforme non-parallèle n'est plus stable, et on observe une transition directe de l'état uniforme parallèle vers l'état 1V vers -960Oe.

Si l'on transpose le modèle de la magnétorésistance décrit dans la section 1.1, dans le cas d'aimantations uniformes, au cas d'aimantations de type vortex, on prédira alors que :

– la résistance moyenne du pilier sera $R_{dc} = R_{U-P} + \frac{\Delta R_{GMR}}{2}$ quand un seul vortex est nucléé et centré,
– la résistance moyenne du le pilier sera $R_{dc} = R_{U-P}$ quand deux vortex sont nucléés et centrés.

Cependant, on observe sur ces courbes que chaque nucléation d'un vortex est accompagnée d'une chute supplémentaire de résistance par rapport aux niveaux prédits, permettant d'observer des niveaux de ré-

sistance inférieurs à R_{U-P}. Cette observation illustre l'influence du gradient d'aimantation associé au vortex sur les propriétés de magnéto-transport.

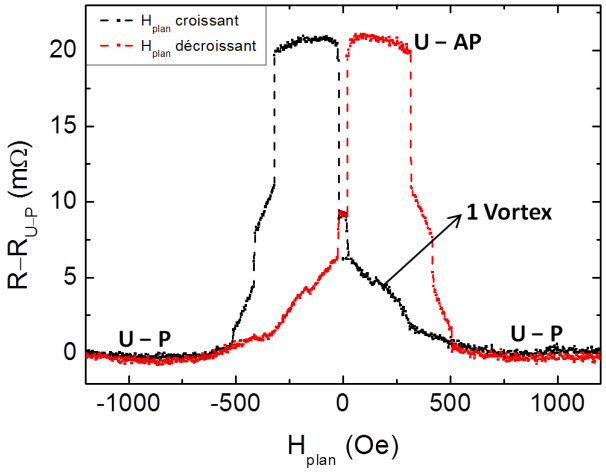


Figure 5.4 – *$R(H_{plan})$ obtenue à faible courant ($I_{dc} = 100\mu A$) pour un pilier de ⌀200nm. La résistance à fort champ (4.32Ω) a été soustraite.*

Pour comparaison, on présente sur la figure 5.4 la courbe $R(H_{plan})$ obtenue à faible courant $I_{dc} = 100\mu A$ pour un pilier de diamètre ⌀200nm. On retrouve depuis les forts champs la transition de la configuration uniforme parallèle vers la configuration uniforme anti-parallèle, à partir de $H_{plan} = 500$Oe. Cependant, comme attendu, cet état n'est plus stable à champ nul et un vortex se nuclée dans la couche épaisse. On observe ainsi une courbe très similaire à la courbe relevée à $I_{dc} = 2$mA pour le pilier ⌀120nm. On notera au passage l'amplitude de la GMR : $\Delta R_{GMR} = 20$mΩ.

5.3.2 Cas des plus forts courants

Nous avons vu dans la section 5.1.1 qu'à fort courant les états 2V-P et 2V-AP se distinguent (voir figure 5.1). Nous avons alors reproduit les balayages en champ pour des courants plus élevés, et finalement relevé deux évolutions possibles pour la résistance. Sur la figure 5.5, nous présentons le cas observé à $I_{dc} = 15$mA.

Le comportement est très similaire à celui de la figure 5.3(d), mais cette fois deux états apparaissent accessibles lors de la nucléation du second vortex, tous deux inférieurs au niveau de résistance R_{U-P}. De même que précédemment, il n'est pas possible de discriminer directement les deux états par cette expérience, mais nous verrons (section 5.6) que l'état de plus basse résistance correspond à l'état 2V-P de polarités parallèles et l'état de plus forte résistance correspond à l'état 2V-AP de polarités anti-parallèles.

On retrouve la plus grande stabilité associée à l'état 2V-P, dont le champ d'annihilation du vortex de la couche fine est plus élevé. Notons également que les deux états ont un comportement en champ qui diffère. L'évolution de la résistance dans l'état 2V-P est régulière, présentant un minimum à champ nul quand les deux vortex sont centrés dans leur position d'équilibre. Alors que l'évolution de résistance dans l'état 2V-AP n'est ni symétrique, ni monotone, et ne semble ainsi pas refléter un déplacement simple et progressif des cœurs des vortex dans leur couche respective.

Afin d'extraire la statistique d'apparition de chacun des états, nous avons reproduit 80 fois le balayage en champ. La distinction se fait très facilement par une mesure de la résistance à champ nul, étant considéré l'écart de résistance de 7mΩ entre les deux états (voir figure 5.6). Dans le cas présenté ici, les probabilités relevées sont :

- Pour $H_{plan} = -2$kOe $\rightarrow H_{plan} = +2$kOe : $\mathscr{P}_{2V-P} \approx 67\%$ pour l'état parallèle et $\mathscr{P}_{2V-AP} \approx 33\%$ pour l'état anti-parallèle.

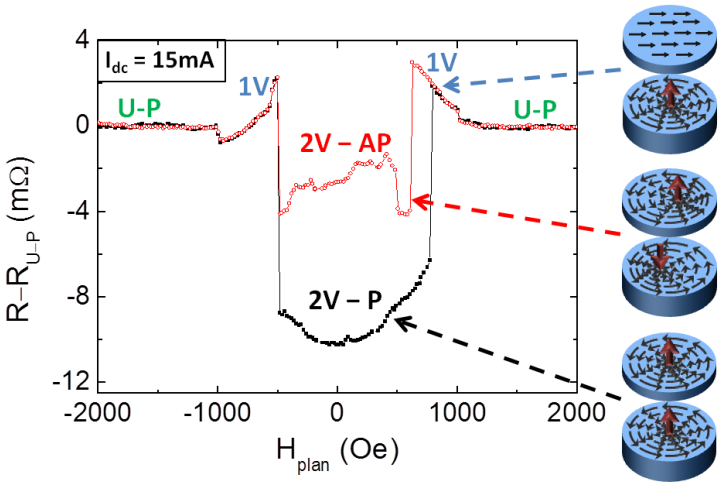


Figure 5.5 – *Résistance en fonction du champ magnétique H_{plan} appliqué dans la direction du plan des couches pour un courant $I_{dc} = 15mA$, pour un champ croissant uniquement. La courbe noire représente un passage par l'état 2V-P et la courbe rouge un passage par l'état 2V-AP. On a soustrait par souci de clarté la valeur de la résistance à fort champ magnétique, correspondant à l'état uniforme parallèle. Les schémas représentent les états magnétiques associés.*

– Pour $H_{plan} = +2\text{kOe} \rightarrow H_{plan} = -2\text{kOe}$: $\mathscr{P}_{2V-P} \approx 12\%$ pour l'état parallèle et $\mathscr{P}_{2V-AP} \approx 88\%$ pour l'état anti-parallèle.

Deux influences peuvent déterminer la polarité du second vortex (dans la couche fine) lors de la nucléation. Tout d'abord, le champ dipolaire issu du cœur du vortex déjà nucléé dans la couche épaisse, aura tendance à influer pour la nucléation d'un vortex de polarité identique. Ensuite, les défauts de la couche à l'endroit où se nuclée le cœur du vortex ont une grande importance [123]. Il faut en effet noter que contrairement au cas d'une nucléation à champ nul par augmentation du courant, où le cœur du vortex peut se nucléer « n'importe où » dans la couche, ici le vortex n'a d'autre choix que de se nucléer de façon à avoir son aimantation plane moyenne dans le sens du champ. Pour un signe de champ donné, la nucléation se fait donc toujours au même point du bord du pilier, à la perpendiculaire de la direction du champ appliqué, à gauche ou à droite en fonction de la chiralité. Le potentiel local (pouvant être associé à un défaut de bord par exemple) pourra alors favoriser l'une ou l'autre des polarités. C'est ce que l'on retrouve ici, avec deux statistiques totalement différentes pour deux points de nucléation, associés aux deux sens de balayage du champ.

Notons qu'un comportement similaire est également observé pour des plus faibles courants jusqu'à 8mA. De même pour un balayage du champ dans l'autre direction, avec cependant une petite différence dans les champs de nucléation, renforçant l'illustration du rôle des défauts et du potentiel local dans le processus de nucléation.

5.4 Vortex et accumulation de spin

L'ensemble des prédictions faites jusqu'ici pour le transport se sont basées sur une extension approximative du phénomène de magnétorésistance tel que modélisé dans le cas particulier de deux aimantations uniformes et colinéaires. Cependant, la formation dans les couches magnétiques de distributions d'aimantations non-homogènes, et tout particulièrement les vortex, rend ces raisonnements insuffisants pour comprendre et prédire l'ensemble des phénomènes qui peuvent apparaître. La chute de résistance observée à la nucléation des vortex, et l'apparition d'un état de résistance inférieure à la résistance de l'état uniforme parallèle en sont de bons exemples.

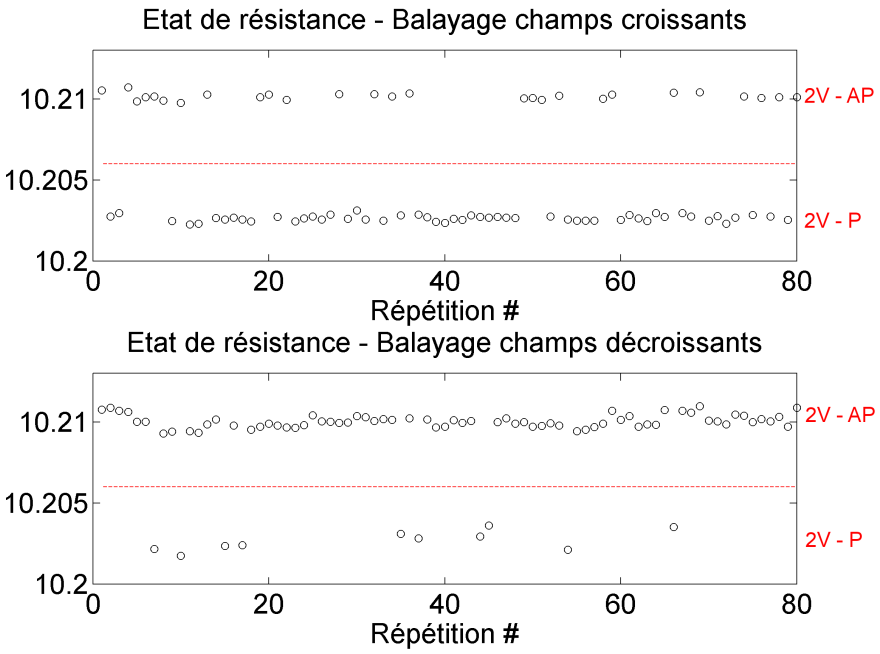


Figure 5.6 *– Relevé de l'état de résistance à champ nul pour 80 répétitions du balayage en champ H_{plan}. On a distingué les cas des champs croissants et des champs décroissants. L'état de haute résistance correspond à des polarité relatives anti-parallèles (2V-AP) et l'état de basse résistance à des polarités relatives parallèles (2V-P).*

Nous verrons dans cette section que l'extension du modèle de transport à deux dimensions permet d'expliquer ces nouveaux phénomènes. Puis face à la complexité du problème, nous présenterons des simulations 3D de transport polarisé en spin à trois dimensions.

5.4.1 Prédictions théoriques : la magnétorésistance d'interface

Reprenons le cas de l'interface entre un métal ferromagnétique F et un métal non-magnétique N, dont les épaisseurs sont très supérieures aux longueurs de diffusion de spin respectives. Pour une aimantation uniforme, la résistance d'interface R_B entre ces deux matériaux, associée à l'accumulation de spin autour de l'interface peut s'exprimer par [124] :

$$AR_B = \frac{(2\alpha-1)^2 l_{sf}^N l_{sf}^F}{\sigma_N l_{sf}^F + 4\alpha(1-\alpha)\sigma_F l_{sf}^N} \tag{5.1}$$

où A est l'aire de l'interface, $\sigma_{F,N}$ sont les conductivités dans les matériaux, $l_{sf}^{F,N}$ sont les longueurs de diffusions de spin ($l_{sf} \approx 4.5$nm pour le NiFe, $l_{sf} \approx 50$nm pour le Cu à température ambiante), et α est un coefficient d'asymétrie de spin défini par : $\sigma^{\uparrow} = \alpha\sigma_F$ et $\sigma^{\downarrow} = (1-\alpha)\sigma_F$.

On s'aperçoit alors que l'augmentation de la relaxation de spin, i.e. la réduction de la longueur de diffusion de spin l_{sf}, dans l'un ou l'autre des matériaux, implique une réduction de la résistance d'interface. Pour des matériaux donnés (et des l_{sf} fixées), il est également possible d'augmenter la relaxation en introduisant une non-homogénéité de l'aimantation à l'échelle de l_{sf}. Cette non-homogénéité va en effet entrainer une relaxation du spin par diffusion latérale. Pour le cas du vortex par exemple, deux nouveaux canaux de relaxation sont à envisager (illustrés sur la figure 5.7) :

- (a) Après une diffusion orthoradiale, correspondant à un déplacement d'un angle φ, la polarisation d'un électron est alors non-colinéaire à l'aimantation locale.

– (b) Après une diffusion radiale, deux électrons issus de points de chaque côté du cœur auront des polarisations opposées qui vont se compenser à leur rencontre au centre du disque.

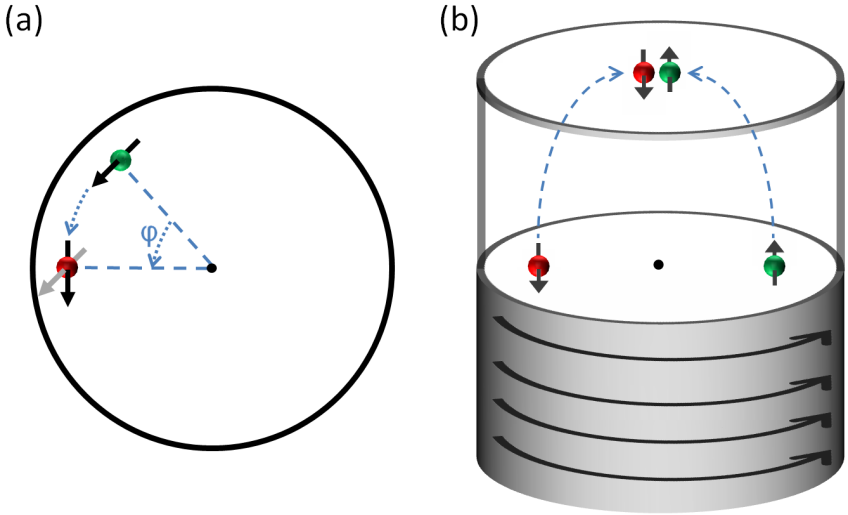


Figure 5.7 – *Illustration de la relaxation topologique de spin dans l'état vortex (a) par diffusion ortho-radiale, et (b) par diffusion radiale vers le centre du disque.*

Il y aura donc relaxation du spin par diffusion. Urazhdin *et al.* [40] appellent ce phénomène « relaxation de spin topologique », car elle est liée directement à la topologie du vortex, et est indépendante des paramètres de relaxation de spin intrinsèques aux matériaux. Dans le cas où il est possible de faire varier l'homogénéité de l'aimantation avec le champ magnétique (passage d'un vortex à une aimantation uniforme par exemple), et donc la résistance, on peut alors parler d'effet de magnéto-résistance d'interface (IMR) [125].

Reprenons les équations du transport polarisé en spin, dans le cas simple d'une direction unique de polarisation :

$$\begin{cases} \vec{\nabla}^2 \mu_0 = 0 & (5.2a) \\ \vec{\nabla}^2 \Delta\mu = \dfrac{\Delta\mu}{l_{sf}^2} & (5.2b) \end{cases}$$

où $\mu_0 = \alpha\mu^{\uparrow} + (1-\alpha)\mu^{\downarrow}$ et $\Delta\mu = \mu^{\uparrow} - \mu^{\downarrow}$, et où l'on a négligé dans un premier temps pour la simplicité la diffusion dépendante du spin à l'interface. Dans le cas d'une aimantation non-homogène, deux problèmes viennent se poser :

– Le modèle scalaire à deux potentiels $\mu^{\uparrow}$ et $\mu^{\downarrow}$ ne décrit plus la distribution des électrons car la direction de l'aimantation varie dans l'espace.
– La distribution de polarisation des électrons varie à la fois dans les directions perpendiculaire et parallèle à l'interface.

Ainsi, il est nécessaire de considérer un modèle plus complexe, afin notamment de résoudre les courants de spin induits par la diffusion. L'encadré suivant propose quelques bases de ces calculs.

Calculs de transport pour une aimantation non-homogène

Dans le cas d'un vortex centré, pour lequel on négligera le cœur (l'aimantation reste dans le plan), la distribution locale des électrons peut être décrite par un spineur de rang 2. En tout point, selon l'axe local de polarisation, ce spineur s'exprime par :

$$\hat{\mu} = \begin{bmatrix} \mu_{av} + \Delta\mu/2 & 0 \\ 0 & \mu_{av} - \Delta\mu/2 \end{bmatrix} \tag{5.3}$$

avec $\mu_{av} = \frac{\mu^{\uparrow}+\mu^{\downarrow}}{2}$ et $\Delta\mu = \mu^{\uparrow} - \mu^{\downarrow}$. On choisit de prendre pour référence l'axe de polarisation correspondant à $\varphi = 0$. Pour les points à $\varphi \neq 0$, il est alors nécessaire de réaliser une rotation de l'axe de quantification (voir annexe A de la ref. [124]) pour exprimer le spineur selon l'axe de référence :

$$\begin{cases} \hat{\mu}(\varphi = 0) = \begin{bmatrix} \mu_{av} + \Delta\mu/2 & 0 \\ 0 & \mu_{av} - \Delta\mu/2 \end{bmatrix} \\ \hat{\mu}(\varphi) = {}^{t}\hat{U}(\varphi)\hat{\mu}(0)\hat{U}(\varphi) \\ \hat{U}(\varphi) = \begin{bmatrix} \cos(\varphi/2) & -\sin(\varphi/2) \\ \sin(\varphi/2) & \cos(\varphi/2) \end{bmatrix} \end{cases} \tag{5.4}$$

Etant donné la symétrie du système, μ_{av} et $\Delta\mu$ sont indépendants de φ. A ρ donné, on peut alors réécrire l'équation de diffusion de spin, en incluant le nouveau processus de relaxation latérale, qui se traduit par un gradient de potentiel $\hat{\mu}$ non nul selon la coordonnée φ :

$$\hat{j}_{\varphi} = \hat{\sigma}\left(\frac{1}{\rho}\frac{\partial\hat{\mu}}{\partial\varphi}\right) \neq \hat{0} \tag{5.5}$$

où ρ est la distance à l'axe du pilier, et $\hat{\sigma}$ est le spineur de conductivité. D'après (5.5), il existe un courant $\hat{j}_{\varphi}$ circulant selon la circonférence du disque. L'équation de diffusion (5.2b) doit alors être complétée pour tenir compte de ce nouveau courant par le terme suivant :

$$\vec{\nabla}^2_{\varphi}\hat{\mu} = \frac{1}{\rho^2}\frac{\partial^2\hat{\mu}(\varphi)}{\partial\varphi^2} = \frac{\Delta\mu}{2\rho^2}\begin{bmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \tag{5.6}$$

Ce qui aboutit à l'équation :

$$\vec{\nabla}^2\Delta\mu = \left(\frac{1}{l_{sf}^2} + \frac{1}{\rho^2}\right)\Delta\mu \tag{5.7}$$

L'équation (5.2a) reste quant à elle inchangée.

Par analogie avec l'équation (5.2b), on peut définir une longueur de diffusion de spin équivalente $\lambda(\rho)$, dépendante de la position dans le pilier :

$$\frac{1}{\lambda(\rho)^2} = \frac{1}{l_{sf}^2} + \frac{1}{\rho^2} \tag{5.8}$$

avec $\lambda(\rho) < l_{sf}$: on a bien augmenté la relaxation de spin, et ce d'autant plus qu'on est proche du centre du vortex.

La résolution analytique de ces équations reste complexe, et dépasse le cadre de ce manuscrit. Nous nous contenterons dans un premier temps de montrer l'influence de ces termes à travers les résultats obtenus par Urazhdin *et al.*. La figure 5.8(a) présente ainsi la distribution de courant de spin $\vec{j}_s = (\hbar/2e)(\vec{j}^{\uparrow} - \vec{j}^{\downarrow})$ dans l'état vortex selon une coupe longitudinale, pour le cas de l'interface Py/Cu dans le cas d'un pilier de $\varnothing$100nm. Les courants de spin topologiques orthoradiaux (selon la coordonnée φ) n'apparaissent pas ici mais sont pris en compte dans les calculs. On peut clairement voir apparaître sur cette figure des courants de spin radiaux dirigé vers le cœur du vortex, qui se compensent à $\rho = 0$, comme attendu par les raisonnements qualitatifs.

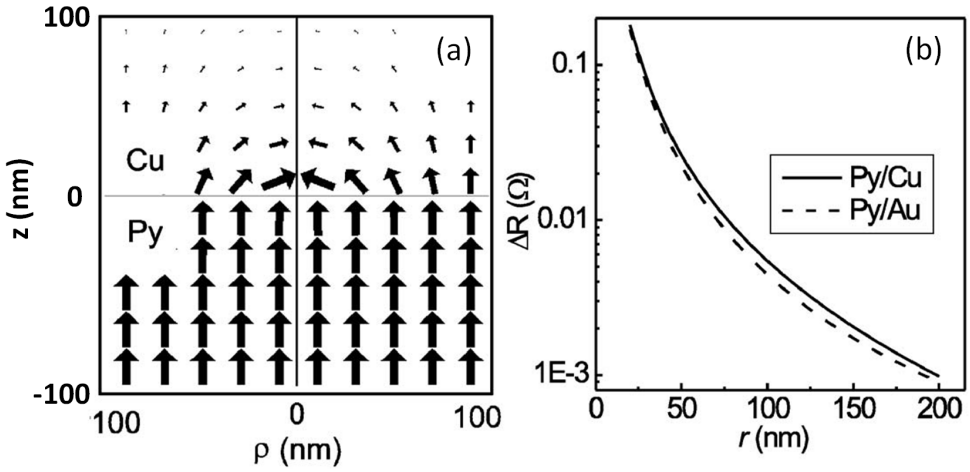


Figure 5.8 – *(a) Distribution de courant de spin j_s de chaque côté de l'interface Py/Cu. Les plus grosses flèches correspondent à $j_S = 0.12(\hbar/2e)j$. (b) « Magnétorésistance d'interface » pour les interfaces Py/Cu (ligne continue) et Py/Au (ligne pointillée) causées par la transition entre les états uniforme et vortex. Pour un rayon de* 100*nm, on observe $\Delta R = 5.4m\Omega$ et $\Delta R = 5.4m\Omega$ pour les interfaces respectives.*

Une fois résolue l'accumulation de spin en fonction de la position, il est alors simple de calculer la résistante d'interface total R_B. La figure 5.8(b) montre la différence de résistance, appelée précédemment « magnéto-résistance d'interface », entre les états uniforme et vortex, en fonction du rayon du pilier, pour le cas des interfaces Py/Cu et Py/Au. Cette différence de résistance augmente exponentiellement lorsque le rayon r décroit, signe que l'essentiel de la perte d'accumulation se fait à proximité du cœur du vortex. Pour donner un ordre de grandeur, des variations de résistance de 5mΩ peuvent être obtenues pour un rayon de 100nm, ce qui devient non négligeable par rapport à l'amplitude de la GMR.

Néanmoins, il est également important de noter les limitations de ce modèle. Tout d'abord, il n'est pas tenu compte de la distribution d'aimantation au cœur du vortex. C'est la raison de la divergence de la magnéto-résistance d'interface présentée sur la figure 5.8(b) aux faibles rayons. L'erreur est donc d'autant plus grande que le pilier est de faible diamètre. Ensuite, ce modèle ne considère qu'un vortex centré, ce qui limite nos conclusions. Pour finir, ce modèle considère que l'accumulation due à l'interface F/N est seule responsable de l'effet de magnéto-résistance, ce qui n'est bien sûr pas le cas dans les multicouches magnétiques telles que nous étudions. Notamment, l'effet de magnéto-résistance d'interface se verra fortement diminué si une autre interface à une distance inférieure à l_{sf} vient perturber la relaxation.

Pour aller au delà et considérer l'ensemble des effets, nous avons décidé de nous tourner vers des simulations de transport 3D polarisé en spin.

5.4.2 Simulations micromagnétiques 3D pour le calcul de la polarisation en spin

5.4.2.1 Présentation

Pour comprendre complètement l'évolution de la résistance avec le champ H_{plan} pour le nano-pilier de ⌀120nm présentée à la figure 5.5, nous avons réalisé des simulations en utilisant le logiciel Spin-Flow3D, une plateforme permettant de résoudre en trois dimensions la configuration magnétique ainsi que le transport polarisé en spin de façon couplée, en se basant sur une méthode à éléments finis. La structure est simulée dans son ensemble, en tenant compte des dimensions exactes des couches ainsi que des contacts métalliques. On résume dans les trois tableaux suivants (5.1 à 5.3)les paramètres magnétiques et de transport utilisés pour la simulation. Les paramètres magnétiques pour les deux couches sont extraits d'une étude effectuée au CEA SPEC (Saclay) sur la caractérisation des états uniformes (cf. section 4.1.3, p.63) Les paramètres de transport utilisés sont issus des valeurs classiques trouvées dans la littérature [126]. L'amplitude de la magnétorésistance calculée par les simulations est très proche de la valeur observée expérimentalement (70mΩ).

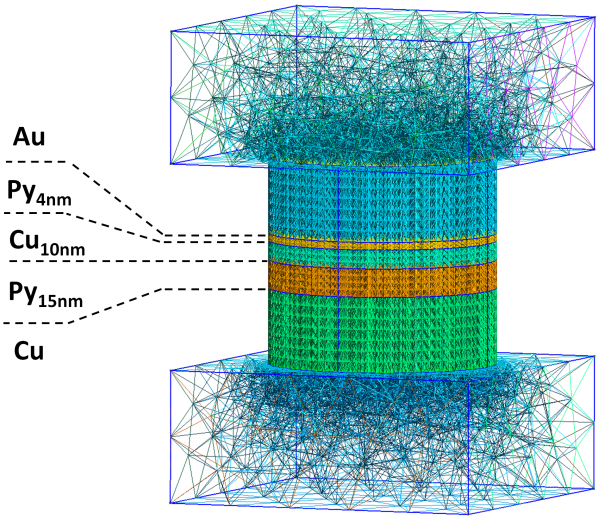


Figure 5.9 – *Géométrie du système simulé grâce au logiciel Spinflow3D.*

La figure 5.9 présente la géométrie du système que nous avons simulée. La taille du maillage diffère en fonction des couches, de façon à limiter le nombre de nœuds tout en respectant une taille de maille inférieure aux longueurs d'échange et de diffusion de spin des différents matériaux. Le pilier est constitué de la tricouche Py/Cu/Py, et de deux couches de Cu et Au de 40nm aux extrémités. Les électrodes sont modélisées par deux plots cubiques de 70nm d'épaisseur prolongeant ces deux couches.

	ρ ($\mu\Omega$.cm)	l_{sf} (nm)
Cu	3.0	170.
NiFe	12.0	5.
Au	5.2	10.

Tableau 5.1 – *Paramètres de transport dans les matériaux*

	r_b^* ($\Omega.\mu m^2$)	γ	$g_{\uparrow,\downarrow}$ ($\Omega^{-1}.\mu m^{-2}$)
Cu/NiFe	5×10^{-4}	0.55	390
Au/NiFe	5×10^{-4}	0.77	1000

Tableau 5.2 – *Paramètres de transport aux interfaces*

	${L_E}^2$ (nm^2)	$\mu_0 M_S$ (T)	α	β
NiFe (4nm)	39.22	0.80	0.014	0.76
NiFe (15nm)	27.27	0.96	0.0085	0.76

Tableau 5.3 – *Paramètres magnétiques des matériaux*

En prenant comme point de départ la configuration à deux vortex à champ nul, le champ H_{plan} est augmenté progressivement dans une direction perpendiculaire à l'axe du pilier, et on résout à chaque pas la configuration magnétique stable associée, grâce à la résolution de l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert statique (qui ne tient pas compte des effets de transfert de spin) à $T = 0K$, puis pour chacune on calcule le transport 3D polarisé en spin associé dans tout le pilier. La simulation est prolongée jusqu'aux forts champs pour lesquels les aimantations des deux couches se retrouvent uniformes.

5.4.2.2 Comparaison à l'expérience : $R(H_{plan})$

Sur la figure 5.10, on reporte à gauche les résultats de la simulation, et à droite les résultats expérimentaux, à la même échelle, pour les deux configurations magnétiques de départ : 2V-P (courbe noire) et 2V-AP (courbe rouge). Pour indication, en pointillés verts est également reporté le cas d'une simulation pour un état de départ avec un unique vortex dans la couche épaisse [4].

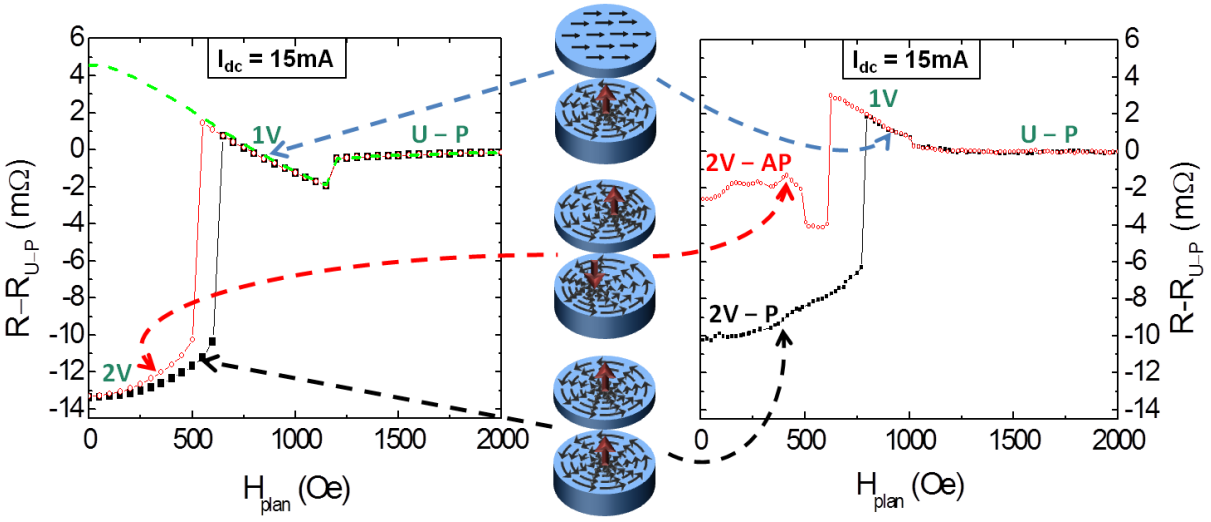


Figure 5.10 – *A gauche : résultats de la simulation SpinFlow3D® pour $I_{dc} = 15mA$, et à droite : courbe $R(H_{plan})$ expérimentale pour $I_{dc} = 15mA$ (cf. figure 5.5). Pour les deux figures, la courbe noire correspond à un départ dans l'état 2V-P, et la courbe rouge à un départ dans l'état 2V-AP. Sur la figure de droite, la courbe en pointillés verte correspond au cas hypothétique d'un départ dans l'état 1V à champ nul.*

4. En raison de la bistabilité du vortex dans la couche fine, renforcée par l'absence d'imperfection dans la simulation, il est possible de choisir artificiellement l'état magnétique de départ : 1V ou 2V.

La courbe issue des simulations montre un bon accord avec la courbe expérimentale. A faible H_{plan}, dans les configurations à deux vortex, la simulation prédit une faible augmentation de la résistance avec le champ, ce qui est en bon accord avec le comportement expérimental dans la configuration de polarités identiques (2V-P). En revanche, l'évolution expérimentale dans la configuration de polarités opposées (2V-AP) est éloignée de la prédiction des simulations. Pour les deux courbes, le champ d'annihilation du vortex de la couche fine, marqué par une brusque augmentation de la résistance, est plus faible lorsque les polarités sont opposées que lorsqu'elles sont identiques. Au delà de ce champ, une évolution linéaire de la résistance est observée, cohérente avec le déplacement du vortex de la couche épaisse vers le bord du plot sous l'influence de H_{plan}. Lorsque le champ d'annihilation du vortex de la couche épaisse est atteint, la résistance du système varie de nouveau brusquement pour alors rejoindre une valeur proche de sa valeur à fort champ, associée à une configuration d'aimantations uniformes et parallèles.

Deux conclusions peuvent être tirées de ces simulations :

(1) Le comportement en résistance de l'état 2V-P est bien reproduit par les simulations micromagnétiques statiques. Ceci nous amène à conclure qu'expérimentalement, dans cette configuration, les deux vortex restent également à leur position d'équilibre, et qu'aucune dynamique n'est excitée.

(2) La différence de résistance entre les états 2V-P et 2V-AP ($\approx 7\text{m}\Omega$) n'est pas expliquée par des simulations statiques. Nous pouvons alors envisager que l'augmentation de résistance soit due expérimentalement à l'apparition, lorsque les polarités sont opposées, d'une dynamique de l'aimantation qui aurait pour effet de séparer les deux cœurs de vortex.

Nous travaillerons dans la suite de notre étude à confirmer ces hypothèses, grâce à la caractérisation expérimentale des propriétés dynamiques du système.

5.4.2.3 Cartographies de l'accumulation de spin

Le résultat des simulations nous permet également d'accéder aux cartographies de nombreuses données, en plus des configurations magnétiques et de la résistance totale du pilier : le potentiel, l'accumulation de spin, ou encore les densités de courants de charge et de spin. Ces données nous permettront notamment de localiser les effets de perte d'accumulation de spin dans la multicouche.

Des cartographies de la norme du potentiel d'accumulation de spin $\Delta\mu$[5] sont présentées sur la figure 5.11 correspondant aux différentes configurations magnétiques associées aux champs $H_{plan} =$ 1300Oe, 700Oe, 600Oe et 0Oe. Le plan de coupe choisi contient l'axe du pilier et les cœurs de vortex (plan perpendiculaire à la direction d'application).

Comparons les cartographies à $H_{plan} = 1300\text{Oe}$, où les aimantations sont uniformes et strictement parallèles, et $H_{plan} = 0\text{Oe}$, où les aimantations sont strictement parallèles mais en vortex. Dans le cas d'une configuration magnétique vortex centré, nous avons vu que la longueur de diffusion de spin équivalente λ s'éloigne de l_{sf}. Dans le cuivre par exemple, en reprenant l'équation (5.8) et en notant que la longueur de diffusion de spin dans ce matériau est très grande ($l_{sf} = 170\text{nm}$), on peut alors écrire que $\lambda_{Cu}(\rho) \approx \rho << l_{sf}$, et que la relaxation de spin topologique devient le phénomène de relaxation principal. Pour nous en convaincre, nous reprenons sur la figure 5.12 l'évolution comparée de l'accumulation de spin pour les configurations magnétiques uniformes parallèles et vortex parallèles selon des chemins parallèles à l'axe du pilier. Cette évolution est bien sur indépendante de la distance à l'axe pour le cas uniforme, mais on constate que le profil d'accumulation est modifié au fur et à mesure que l'on se rapproche de l'axe du pilier dans le cas vortex.

5. Le potentiel de spin tel qu'il est résolu par le logiciel est un champ de vecteurs, dont la norme correspond à l'amplitude de l'accumulation de spin $\Delta\mu$, et la direction indique la direction locale des spins.

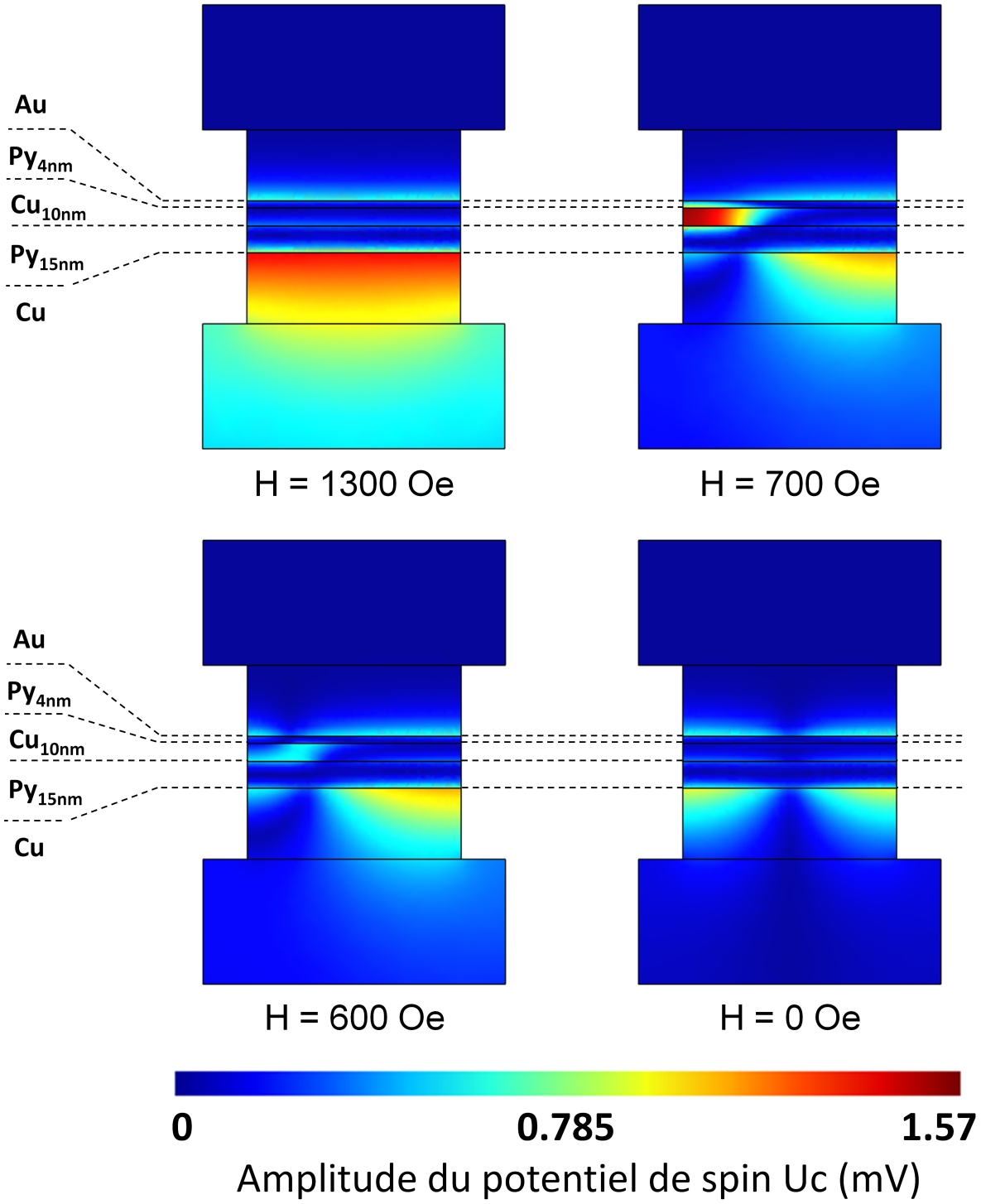


Figure 5.11 – *Cartographie de l'amplitude du potentiel de spin dans une coupe longitudinale du pilier, pour les configurations magnétiques obtenues à* $Idc = 15mA$*, et* $H_{plan} = 0Oe$*,* $600Oe$*,* $700Oe$*, et* $1300Oe$*, correspondants à quatre points de la figure 5.10. La coupe passe par l'axe du pilier et est faite dans la direction perpendiculaire au champ appliqué. Sous l'influence du champ, les vortex se déplacent vers la gauche.*

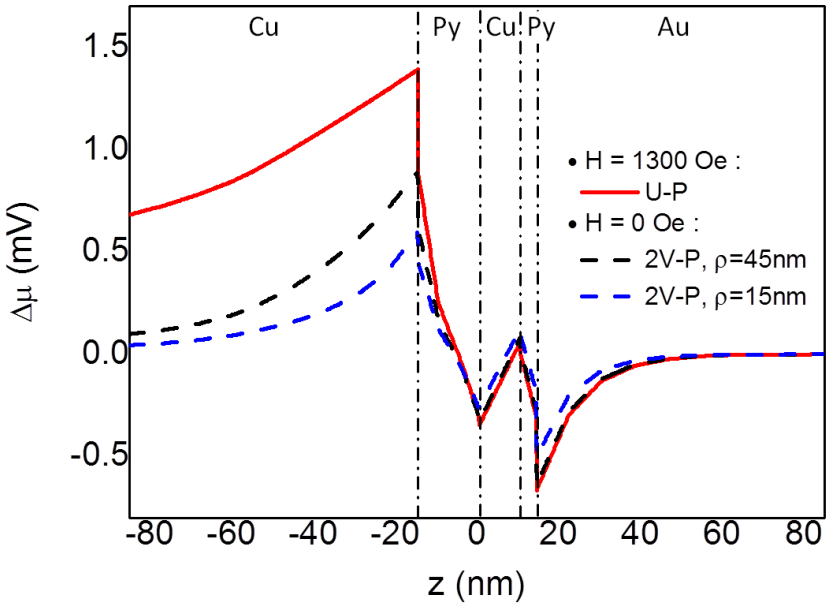


Figure 5.12 – *Evolution du potentiel d'accumulation de spin $\Delta\mu$ en fonction de la coordonnée z dans un nano-pilier. En ligne continue pour une configuration magnétique uniforme parallèle, et en ligne pointillée pour une configuration à deux vortex de chiralités et polarités parallèles à 45nm (ligne noire) et 15nm (ligne bleue) de l'axe du pilier. Les lignes verticales délimitent les différentes couches métalliques.*

Au sein de l'empilement Py/Cu/Py, l'accumulation de spin est très peu modifiée. En effet, les épaisseurs des couches ne permettent pas une relaxation topologique conséquente au delà d'une région d'une vingtaine de nm autour du centre. Pour cette raison, la différence de résistance entre les états 2V de chiralités identiques ou opposées est très proche de la différence observée entre les états uniformes parallèles ou anti-parallèles, et ce d'autant plus que le rayon du pilier est grand. Cela correspond bien à l'observation faite sur la figure 5.2, où la variation de résistance entre les états de chiralités parallèles et anti-parallèles atteint 80% de ΔR_{GMR}.

Au deux interfaces externes Py/Cu et Py/Au par contre, où les métaux non-magnétiques s'étendent sur une épaisseur bien plus grande que les longueurs de relaxation de spin, on observe une différence conséquente des profils d'accumulation de spin. Cette différence apparait très clairement à l'interface entre la couche épaisse de Permalloy et le contact de cuivre. A $H_{plan} = 1300$Oe, lorsque l'aimantation est uniforme, l'accumulation de spin est maximale à l'interface, et décroit lentement lorsque l'on s'éloigne de l'interface (voir ligne continue sur la figure 5.12), selon une loi de décroissance de la forme $e^{-d/l_{sf}}$, où d est la distance à l'interface. A $H_{plan} = 0$ par contre, lorsque le vortex est centré dans la couche épaisse, la relaxation augmente fortement et on observe alors une décroissance de l'accumulation de spin dans la couche de cuivre plus rapide, de la forme $e^{-d/\rho}$, où ρ représente la distance radiale au cœur du vortex (voir lignes pointillées sur la figure 5.12). L'accumulation de spin est relaxée d'autant plus rapidement qu'on se trouve proche du cœur du vortex. En conséquence, l'accumulation de spin à l'interface est également sensiblement réduite : à $\rho = 45$nm (soit à 15nm du bord du pilier), on observe ainsi que l'accumulation à l'interface est réduite de moitié par rapport au cas de la configuration uniforme. La réduction de l'accumulation de spin autour des interfaces externes est à l'origine de la chute de résistance observée entre les états de configuration uniformes parallèles et vortex parallèles.

Lorsque le champ H_{plan} augmente (voir $H_{plan} = 600$Oe sur la figure 5.11), le cœur du vortex dans la couche épaisse est progressivement décentré. On observe alors une augmentation de l'accumulation de spin dans le Cu au niveau du bord le plus éloigné du cœur (à droite sur la figure), tandis que celle-ci diminue de l'autre côté. La magnétorésistance d'interface varie alors peu. La faible augmentation de résistance observée entre $H_{plan} = 0$ et 600Oe est due à la séparation progressive des cœurs de vortex,

en raison de la différence de susceptibilité des deux couches. Entre les deux cœurs, une zone où les aimantations relatives sont anti-parallèles apparait, associée à une augmentation de l'accumulation dans la couche de Cu intermédiaire de l'empilement Py/Cu/Py.

A $H_{plan} = 700$Oe, le vortex de la couche fine est annihilé, et la couche retrouve une configuration uniforme dans la direction du champ. Sur une portion du pilier (à gauche du cœur du vortex restant), les aimantations relatives des deux couches sont anti-parallèles, et une forte accumulation de spin est de nouveau observée dans la couche de Cu intermédiaire (voir $H_{plan} = 700$Oe sur la figure 5.11). Ceci explique la brusque augmentation de résistance associée à l'annihilation du vortex. lorsque la couche fine reprend une configuration uniforme à 700Oe.

5.4.2.4 Conséquences sur l'effet de transfert de spin

Bien que peu modifiée, il est important de noter que toute réduction de l'accumulation de spin dans l'empilement Py/Cu/Py, et notamment aux interfaces, aura une influence directe sur l'amplitude du transfert de spin dans les couches respectives. Pour estimer avec exactitude les profils des forces de transfert de spin, il sera intéressant par la suite de se reporter à ces simulations pour extraire les profils exacts de la polarisation du courant, et les inclure dans nos calculs.

5.5 Evolution de la résistance avec la distance inter-cœurs

Comme nous avons pu l'introduire précédemment, la résistance dans la configuration à deux vortex augmente lorsque les deux cœurs se séparent. Nous avons souhaité quantifier cette augmentation et évaluer sa dépendance avec la distance inter-cœurs δ_{12}. Grâce au logiciel SpinFlow3D, nous avons évalué pour un ensemble de 1000 positions aléatoires la valeur de la résistance du nano-pilier en fonction de δ_{12}. Les résultats sont présentés sur la figure 5.13. La différence entre les configurations de polarités parallèles ou anti-parallèles est négligeable.

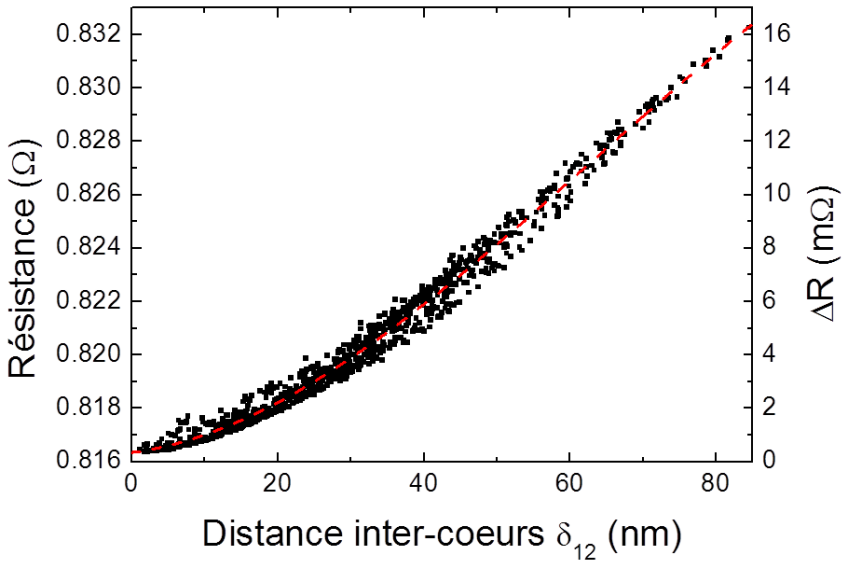


Figure 5.13 – *Résistance d'un nano-pilier de ⌀120nm dans la configuration à deux vortex en fonction de la distance inter-cœurs.*

Nous observons que la résistance peut être décrite comme une simple fonction de la distance δ_{12}, et ne dépend quasiment pas de la position absolue des cœurs de vortex. Elle augmente d'abord lentement avec δ_{12} jusqu'à $\approx$ 15nm, avant d'augmenter linéairement avec δ_{12}. Cette courbe nous permet par exemple d'évaluer pour l'état « 2V-AP » observé à $I_{dc} = 15$mA sur le pilier ⌀120nm (cf. figure 5.10(b)) que

l'augmentation de résistance d'environ 8mΩ correspond à une distance inter-cœurs moyenne d'environ 50nm, cohérent avec l'excitation d'une dynamique gyrotropique par transfert de spin.

5.6 Stabilité avec le champ perpendiculaire et contrôle des polarités

Nous avons distingué dans les précédentes sections deux états à deux vortex, qui diffèrent par les polarités relatives des vortex : « 2V-P » pour $P_{15nm}P_{4nm} = +1$, et « 2V-AP » pour $P_{15nm}P_{4nm} = -1$. Nous avons déjà évoqué dans la section 5.2 la possibilité d'utiliser un champ H_{perp} pour influencer la polarité des vortex lors de leur nucléation, et nous intéressons maintenant à son influence sur les vortex stabilisés.

Bien que la littérature théorique et expérimentale à ce sujet [127, 128, 129, 130, 131] n'évoque aucune dépendance du champ de retournement du cœur avec l'épaisseur de la couche [6], nous démontrons expérimentalement dans cette section qu'il est également possible grâce à H_{perp} de renverser indépendamment chacune des polarités afin de contrôler leur signe relatif.

Pour observer les renversements, nous avons réalisé une mesure de la résistance R_{dc} en fonction de H_{perp}. La différence de résistance qui existe entre les deux configurations 2V-P et 2V-AP (voir section 5.3.2) nous permet alors de facilement les différencier.

5.6.1 Résultats expérimentaux

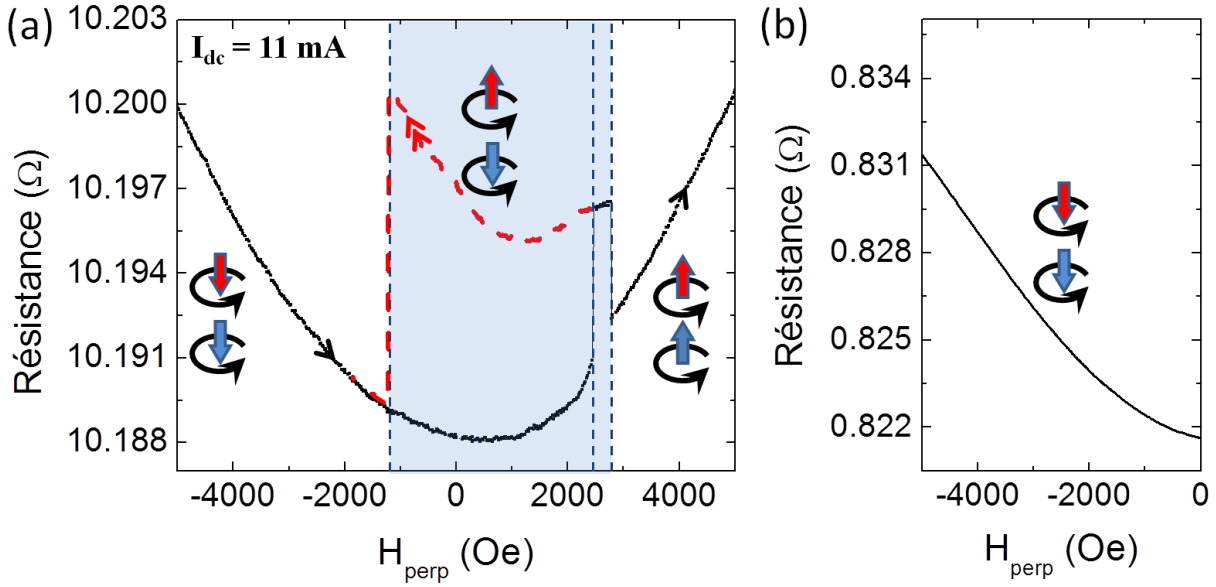


Figure 5.14 – *(a) Résistance mesurée à $I_{dc} = 11mA$ sur un pilier de ⌀120nm, à H_{plan} nul, en fonction du champ perpendiculaire H_{perp}. La ligne continue noire représente l'évolution pour un champ croissant, tandis que la ligne pointillée rouge représente un cycle mineur où le sens de balayage est inversé à $H_{perp} = +2500Oe$. Les lignes pointillées verticales indiquent les champ de retournement des polarités. Les schémas représentent la configuration de polarité des deux vortex (en haut : couche 4nm, en bas : couche 15nm. La zone grisée correspond à la zone de bistabilité où les états 2V-P et 2V-AP sont observables. (b) Simulation SpinFlow3D® pour deux vortex de polarités identiques $P_{15nm} = P_{4nm} = -1$ pour un champ H_{perp} variant de 0 à $-5000Oe$. Les deux courbes (a) et (b) sont présentées avec la même échelle.*

La figure 5.14(a) présente une mesure réalisée sur un pilier de ⌀120nm à $I_{dc} = 11$mA. A ce courant, le seul état stable dans chacune des couches est un vortex. Appliquer un champ de $H_{perp} = -6000$Oe

6. A notre connaissance, seuls A. Thiaville *et al.* [131] mentionnent une diminution du champ de retournement de la polarité pour des plots magnétiques isolés pour une épaisseur diminuée à partir de 15nm, suite à une communication privée avec T. Okuno.

permet d'imposer systématiquement les polarités dans le sens du champ : $P_{15nm} = P_{4nm} = -1$, ce qui constituera l'état de départ. Puis, alors que le champ est augmenté vers les champs positifs (suivre la courbe noire), à $H_{perp} = 2430$Oe, la polarité de l'un des vortex se retourne. Ce retournement est associé à une brusque augmentation de résistance. De la même façon, si l'on continue à augmenter le champ, à $H_{perp} = 2800$Oe, un second retournement se produit, accompagné d'une brusque diminution de la résistance : on arrive alors dans l'état $P_{15nm} = P_{4nm} = +1$.

Il devient alors évident de faire la discrimination entre les deux états de résistance : l'état 2V de plus faible résistance correspond à l'état de polarités parallèles 2V-P, et celui de résistance plus élevée à l'état de polarités anti-parallèles 2V-AP. La continuité apparente de l'évolution de la résistance entre les états $P_{15nm} = P_{4nm} = -1$ et $P_{15nm} = P_{4nm} = +1$ contribue à indiquer que ces deux états sont bien équivalents.

Un raisonnement rapide, appuyé par les observations expérimentales d'autres groupes (voir note 6), nous amène à supposer que c'est vraisemblablement la polarité de la couche fine (dans laquelle le vortex est moins stable) qui se retourne à un champ plus faible, et la polarité de la couche épaisse qui se retourne en second. On observe donc sur cette courbe l'état $(P_{15nm} = -1, P_{4nm} = +1)$. L'état $(P_{15nm} = +1, P_{4nm} = -1)$ est observable en réalisant l'expérience symétrique à champ décroissant.

Sur la figure 5.14(a), on présente également une boucle mineure (suivre la courbe pointillée rouge) : après le premier retournement ($P_{4nm} = +1$) la direction de balayage du champ est inversée, de façon à finalement retourner de nouveau la polarité de la couche fine ($P_{4nm} = -1$) à $H_{perp} = -1200$Oe. On peut ainsi mettre en avant une large zone de bistabilité des deux états, qui nous permettra dans les chapitres suivant de comparer leurs propriétés. La différence entre les deux champs de retournement de la couche fine est relativement importante (1200Oe), et ne peut pas être simplement expliquée par l'influence du champ dipolaire du cœur de la couche épaisse. Cet écart laisse envisager que les processus de renversement de la polarité sont complexes, et peuvent notamment être influencés par le comportement dynamique de l'aimantation, et donc par les effets de transfert de spin.

5.6.2 Simulation

L'évolution quasi-parabolique de la résistance dans l'état 2V-P a pu être fidèlement reproduite par des simulations de transport 3D grâce au logiciel SpinFlow3D®, dans le cas où les deux polarités sont orientées dans le sens du champ. Elle est présentée pour comparaison sur la figure 5.14(b) avec une échelle identique. Il apparait que cette augmentation de résistance est due à la différence de réponse des deux aimantations au champ perpendiculaire, en raison de la différence d'aimantation à saturation M_S entre les deux couches. Dans le corps du vortex, sous l'action d'un champ magnétique perpendiculaire au plan des couches, les moments magnétiques ont tendance à sortir du plan, ce qui se résume par une aimantation hors du plan $m_z^i = \frac{H_{perp}}{4\pi M_S^i}$. Ainsi, alors que H_{perp} augmente, l'angle entre les spins des deux couches au niveau du corps du vortex augmente également, et par l'effet de magnétorésistance, la résistance globale augmente.

Nous avons pu voir dans ce chapitre que l'étude des courbes de transport $R_{dc}(I_{dc})$ et $R_{dc}(H)$ permet un suivi précis de la configuration magnétique du nano-pilier. Grâce à cela, nous avons pu démontrer que nous somme capables de contrôler précisément les transitions entre les différents états dans chacune des couches : quasi-uniforme et vortex, ainsi que de contrôler les paramètres chiralité et polarité des vortex une fois nucléés. L'accès à ces différentes configurations magnétiques nous permettra dans la suite de notre étude de comparer leur propriétés magnétiques.

Ce chapitre nous a également amené à introduire la complexité des phénomènes de transport polarisés en spin dans des structures à aimantation vortex. Nous avons vu que les forts gradients associés à cette configuration d'aimantation introduisent de nouveaux canaux de relaxation qui modifient fortement les profils d'accumulations de spin par rapport aux modèles que nous pouvions utiliser dans le cas d'aimantation quasi-uniformes. Lors de futurs calculs impliquant les profils de polarisation en spin du courant, notamment les effets de transfert de spin, il sera important d'évaluer l'importance de ces modifications.

Chapitre 6

Propriétés hyperfréquences : les prédictions

L'objectif dans ce chapitre est d'étudier les effets du transfert de spin dans un système à deux vortex. Après avoir présenté les calculs de la force de transfert de spin en nous concentrant sur le cas d'un polariseur planaire non-homogène, nous analyserons la forme de la force résultante dans le cas d'un polariseur vortex. Nous complèterons ensuite ces prédictions analytiques par des simulations micro-magnétiques du système de vortex couplés, qui nous permettrons d'étudier l'influence des différentes contributions à l'interaction dipolaire. Nous présenterons enfin une étude numérique du signal magnétorésistif associé aux auto-oscillations des vortex couplés pour différentes géométries du système. Le but étant de comprendre l'origine du signal détecté.

6.1 Effets d'un polariseur plan non-homogène

Nous avons introduit dans la section 2.2.3 le calcul de la contribution du transfert de spin pour un polariseur uniforme dirigé perpendiculairement au plan des couches. Le calcul de l'effet du transfert de spin sur le vortex dans le cas d'un polariseur dont l'aimantation est uniforme et orientée dans le plan aboutit à une force ne contribuant pas au mouvement gyrotropique entretenu. Cependant, l'observation expérimentale d'oscillations gyrotropiques de vortex excitées par transfert de spin dans le cas d'un courant polarisé par une couche magnétique dont l'aimantation est confinée dans son plan nous ont amené à s'intéresser au cas d'un polariseur planaire non homogène [132].

6.1.1 Calcul de la force de transfert de spin

Nous considérons un couche magnétique contenant un vortex, parcourue par un courant polarisé en spin dont la polarisation $\vec{p}$ est supposée dirigée dans le plan de la couche, et peut être non homogène selon la section. Tout comme dans la section 2.2.3, la force de transfert de spin sera déduite par la méthode du calcul de sa puissance, à partir de la formule (2.28). On supposera une dépendance angulaire classique du transfert de spin. Les détails du calculs sont repris dans l'encadré qui suit.

Calcul de la force de transfert de spin : polariseur planaire

L'expression de la puissance associée au transfert de spin est :

$$\dot{E}_{STT} = \frac{a_J M_S}{\gamma} \int_V \left(\dot{\Theta} p_\Phi - \dot{\Phi} p_\Theta \sin\Theta \right) \, d^3\vec{r} \tag{6.1}$$

avec dans le cas d'un courant polarisé dans la direction du plan de la couche $\vec{p} = p_x\vec{e}_x + p_y\vec{e}_y$ ($p_\Phi = -p_x \sin\Phi + p_y \cos\Phi$ et $p_\Theta = \cos\Theta\,(p_x\cos\Phi + p_y\sin\Phi)$), ce qui permet de réécrire :

$$\dot{E}_{STT} = \frac{a_J J M_S}{\gamma} \int_V \left[(-p_x \sin\Phi + p_y \cos\Phi)\,\dot{\Theta} - \sin\Theta\cos\Theta\,(p_x\cos\Phi + p_y\sin\Phi)\,\dot{\Phi} \right] d^3\vec{r} \tag{6.2}$$

L'angle Θ est compris entre 0 et $\pi/2$ dans le cœur du vortex, mais est constant et égal à $\pi/2$ partout ailleurs, donc l'expression dans l'intégrale s'annule partout sauf au niveau du cœur. On choisira d'utiliser pour décrire la distribution d'aimantation hors du plan dans le cœur le modèle d'Usov (2.5). La composante planaire de l'aimantation, dans la région cœur, est convenablement décrite par le modèle du vortex rigide (SVA), et nous avons choisi de nous limiter à celui-ci. Soit en posant P la polarité du vortex, et $\vec{r}'(\rho',\chi') = \vec{r} - \vec{X}$, on obtient :

$$\tan(\Theta/2) = P\frac{\rho'}{b} \Longrightarrow \begin{cases} \sin\Theta\cos\Theta = P\frac{2b\rho'}{b^2+\rho'^2}\frac{b^2-\rho'^2}{b^2+\rho'^2} \\ \dot{\Theta} = \frac{\partial\Theta}{\partial\vec{X}}\cdot\dot{\vec{X}} = -P\frac{2b}{b^2+\rho'^2}\left(\frac{\vec{r}'}{\rho'}\cdot\dot{\vec{X}}\right) = -P\left(\frac{2b}{b^2+\rho'^2}\rho_c\sin\chi'\right)\dot{\chi}_c \end{cases} \tag{6.3}$$

$$\Phi = \arg(\vec{r}') + C\frac{\pi}{2} = \chi' + C\frac{\pi}{2} \tag{6.4}$$

$$\dot{\Phi} = \frac{\partial\Phi}{\partial\vec{X}}\cdot\dot{\vec{X}} = \frac{\partial\Phi}{\partial\chi_c}\dot{\chi}_c = -\left(\frac{\rho_c}{\rho'}\cos\chi'\right)\dot{\chi}_c \tag{6.5}$$

On peut sans perte de généralité effectuer une rotation du repère d'un angle χ_c, et choisir comme variables d'intégration les nouvelles coordonnées $\vec{r}'(\rho',\chi')$ qui prennent leur origine au cœur du vortex, ce qui permet de mettre l'intégrale sous la forme :

$$\begin{aligned} \dot{E}_{STT} \;=\; & \frac{a_J J M_S L}{\gamma} PC \int_{\rho'=0}^{\rho'=b} \frac{2b}{b^2+\rho'^2} \int_{\chi'=0}^{\chi'=2\pi} (p_x\cos\chi' + p_y\sin\chi')\,\vec{r}'\,d\chi'\,d\rho'\cdot\dot{\vec{X}} \\ & - \frac{a_J J M_S L}{\gamma} PC \int_{\rho'=0}^{\rho'=b} \frac{2b\rho'\left(b^2-\rho'^2\right)}{\left(b^2+\rho'^2\right)^2}\frac{\rho_c}{\rho'} \int_{\chi'=0}^{\chi'=2\pi} (p_x\sin\chi' - p_y\cos\chi')\cos\chi'\,d\chi'\,d\rho'\,\dot{\chi}_c \end{aligned}$$

On supposera pour simplifier la suite du calcul que la polarisation du courant au niveau du cœur est constante et égale à $p_{/\!/}$, ce qui est d'autant plus vrai que le rayon de giration est grand, et que le cœur du vortex en rotation est éloigné du centre du polariseur. La principale contribution est apportée par la première intégrale, que l'on se contentera de calculer ici [a] :

$$\int_{\chi'=0}^{\chi'=2\pi} (p_x\cos\chi' + p_y\sin\chi')\left(\rho'\cos\chi'\vec{e}_x + \rho'\sin\chi'\vec{e}_y\right)\,d\chi' = \pi\rho'\left(p_x\vec{e}_x + p_y\vec{e}_y\right) = \pi\rho'\vec{p}_{/\!/}$$

$$\dot{E}_{STT} = \frac{a_J J M_S L}{\gamma} PC\pi b \int_{\rho'=0}^{\rho'=b} \frac{2\rho'}{b^2+\rho'^2}\,d\rho'\,\vec{p}_{/\!/}\cdot\dot{\vec{X}}$$

$$\Longrightarrow \dot{E}_{STT} = \frac{a_J J M_S L}{\gamma} PC\pi b \ln 2\,\vec{p}_{/\!/}\cdot\dot{\vec{X}} = \vec{F}_{STT}\cdot\dot{\vec{X}} \tag{6.6}$$

a. Addendum : il apparait après calcul complet que le second terme apporte également une contribution, plus faible mais toutefois non négligeable.

Dans le cas d'un courant polarisé dans une direction contenue dans le plan des couches, on obtient une expression de la force de transfert de spin sous la forme [132] [1] :

$$\vec{F}_{STT} = \frac{a_J J M_S L}{\gamma} P C \pi b \ln 2 \; \vec{p}_{/\!/} \tag{6.7}$$

où $\vec{p}_{/\!/}$ est la direction de polarisation du courant, supposée constante dans toute la région du cœur du vortex. On notera que ce résultat est valable quel que soit le mouvement du cœur (et non limité à un mouvement à orbite constante).

Deux remarques importantes :

(1) Le transfert de spin agit ici uniquement sur le cœur du vortex. Ainsi, la direction de la force change de sens avec le signe de la polarité, ce qui n'était pas le cas pour le polariseur perpendiculaire.

(2) L'amplitude de cette force ne dépend pas directement de la position du cœur dans le disque.

Si l'on considère le cas d'un polariseur planaire uniforme, la force est toujours orientée dans la même direction. Cette force aura alors pour effet de décaler la position d'équilibre statique du vortex, mais ne contribuera pas à entretenir des oscillations gyrotropiques en compensant l'amortissement. Il est nécessaire pour cela que la force de transfert de spin change de direction avec la position du vortex. Il faut donc introduire une variation spatiale ou temporelle de la force.

(a) Une première possibilité est d'appliquer un courant alternatif à la fréquence de giration, ce qui permet d'avoir une force orientée selon une direction pendant une demi-période, et selon la direction opposée durant l'autre demi-période. Cette solution a été mise à contribution dans la référence [96] pour agir sur le vortex en giration afin de le synchroniser à une source de courant alternatif.

(b) Une seconde solution est de se placer dans une structure dans laquelle on observe une dépendance angulaire asymétrique du transfert de spin. V. Sluka *et al.* ont montré qu'une telle dépendance aboutit dans le cas d'un polariseur parfaitement homogène à une action non-nulle du transfert de spin [133].

(c) Une dernière solution est de considérer un polariseur non-homogène, de façon à ce que la polarisation suive l'évolution de la direction de la vitesse du cœur de vortex. Le polariseur non-uniforme idéal que nous décrivons ici serait un polariseur circulaire, dont l'aimantation serait partout orthoradiale [2] : $\vec{p}_{/\!/} = -C_{pol}\vec{e}_\chi$, en notant C_{pol} la chiralité de la couche polarisatrice.

Dans ce troisième cas, la force de transfert de spin prend alors la forme :

$$\vec{F}_{STT} = -\frac{a_J J M_S L \pi b}{\gamma} P C C_{pol} \ln 2 \; \vec{e}_\chi = -\lambda_{/\!/} P C C_{pol} J \; \vec{e}_\chi \tag{6.8}$$

où $\lambda_{/\!/} = a_J M_S L \pi b / \gamma$, et b est le rayon du cœur du vortex.

Pour un courant constant, l'amplitude de la force est alors constante. Il est important de noter que cette expression n'est pas valable pour des rayons de giration faibles, cas pour lesquels l'approximation de polarisation en spin du courant incident constante dans la région du cœur n'est plus valable (le cœur du vortex est proche du centre du polariseur circulaire). On pourra néanmoins avoir une idée de l'évolution globale de la force en évaluant numériquement l'intégrale pour une distribution de polarisation circulaire, en faisant apparaître une polarisation équivalente $p_{circ.}(\rho_c)$:

$$\vec{F}_{STT} = -\frac{a_J J M_S L}{\gamma} P C C_{pol} \pi b \ln 2 \; p_{circ.}(\rho_c) \; \vec{e}_\chi$$

$$\text{où } p_{circ.}(\rho_c) = \frac{1}{\pi \ln 2} \int_{\rho'=0}^{\rho'=b} \frac{2\rho'}{b^2+\rho'^2} \int_{\chi'=0}^{\chi'=2\pi} \frac{\rho_c + \rho' \cos\chi'}{\sqrt{\rho_c^2 + \rho'^2 + 2\rho_c \rho' \cos\chi'}} \cos^2\chi' \; d\chi' \; d\rho' \tag{6.9}$$

1. Attention, les conventions de signe pour le courant sont inversées entre les références [49] et [132], mais sont les mêmes dans ce manuscrit : pour un courant positif, les électrons circulent de la couche polarisatrice vers la couche dont on étudie les oscillations du vortex

2. ...ce qui est très proche (au cœur près) d'une couche polarisatrice dont l'aimantation prendrait une configuration vortex.

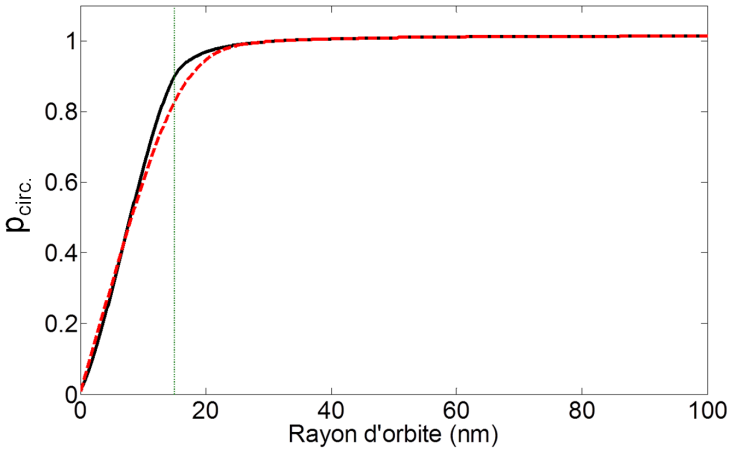


Figure 6.1 – *Evolution de l'amplitude normalisée de la force du transfert de spin avec la position du vortex dans le cas d'un polariseur circulaire (ligne noire) et vortex centré (ligne pointillée rouge). Le calcul est effectué pour un rayon des cœurs $b = 15$nm.*

Le résultat de ce calcul est présenté sur la figure 6.1 pour un rayon du cœur des vortex $b = 15$nm, pour les cas d'un polariseur circulaire idéal et d'un polariseur circulaire dont la composante planaire est réduite au niveau du cœur (pour imiter la polarisation induite par un vortex). On peut y voir que pour un rayon de giration supérieur à b, l'amplitude de la force atteint pratiquement son maximum, et qu'une réduction de polarisation au niveau du cœur a une influence minime. Aux plus faibles rayons d'orbite, la force retrouve une dépendance quasi-linéaire avec le rayon d'orbite. On pourra par analogie avec les calculs effectués dans le cas du polariseur perpendiculaire écrire la force sous la forme :

$$\vec{F}_{STT} = -\frac{a_J J M_S L}{\gamma} PCC_{pol}\pi \ln 2 \left(\vec{e}_z \times \vec{X}\right) = -\kappa_{/\!/} PCC_{pol} J \left(\vec{e}_z \times \vec{X}\right) \text{ avec } \kappa_{/\!/} = \frac{\lambda_{/\!/}}{b} \tag{6.10}$$

Soit au final :

$$\vec{F}_{STT} = -\lambda_{/\!/} PCC_{pol} J \begin{cases} \frac{1}{b}\left(\vec{e}_z \times \vec{X}\right) \text{ si } \left\|\vec{X}\right\| < b \\ \vec{e}_\chi \text{ si } \left\|\vec{X}\right\| > b \end{cases} \tag{6.11}$$

Pour $\rho > b$, cas pour lequel F_{STT} est constante, il est intéressant de calculer les caractéristiques de la trajectoire du vortex déduites à partir de l'équation de Thiele.

Mouvement gyrotropique entretenu - polariseur planaire circulaire

$$-P\,G\,i\dot{\boldsymbol{X}} - \alpha\eta G\dot{\boldsymbol{X}} - k\boldsymbol{X} - i\lambda_{/\!/} PCC_{pol} J e^{i\chi_c} = 0 \tag{6.12}$$

La résolution de la dynamique transitoire est possible mais complexe, on se contentera de résoudre cette équation en régime stationnaire en substituant $\boldsymbol{X} = \rho_c e^{i\chi_c}$, et en considérant que le rayon de giration ρ_c est constant.

$$-G\left(iP + \alpha\eta\right) i\rho_c \dot{\chi}_c e^{i\chi_c} - k\rho_c e^{i\chi_c} - i\lambda_{/\!/} PCC_{pol} J e^{i\chi_c} = 0 \tag{6.13}$$

Ce qui permet d'aboutir à (plus besoin d'aller nécessairement chercher l'ordre 2 en $k(\rho_c)$ pour obtenir le rayon d'orbite) :

$$\begin{cases} \dot{\chi}_c = P\omega_0 & (6.14a) \\ \rho_c = -\dfrac{\lambda_{/\!/} C C_{pol} J}{\alpha\eta k} \text{ à la condition : } C.C_{pol}.J < 0 & (6.14b) \end{cases}$$

On notera que du fait que la force de transfert de spin est constante avec la position du vortex, la fréquence de giration ne varie plus avec l'amplitude de transfert de spin, celle-ci restant alors simplement égale à $\omega_0 = k/G$ [3]. La seule dépendance avec le courant est alors celle due à l'interaction avec le champ d'Oersted. Si la polarité du vortex est inversée, le signe de la force de transfert de spin change également. Ainsi, le fait que la force de transfert de spin s'oppose ou non à l'amortissement est uniquement déterminé par le signe du courant, et est indépendant du signe de la polarité. Il n'y a donc plus de condition sur la polarité pour obtenir des oscillations entretenues. La condition se rapporte cette fois au signe relatif des chiralités des vortex, et du courant : $J.C.C_{pol} < 0$ [4].

L'expression de la densité de courant critique est obtenue en étudiant la condition pour que la position d'équilibre du système devienne instable. Il est donc nécessaire d'étudier le comportement du système autour de l'équilibre, c'est à dire ici en considérant la dépendance linéaire de la force avec la position. Par analogie avec les calculs effectués dans la section précédente, on pourra en donner une expression :

$$|J_{cr}| = \frac{\alpha\eta k_{ms}}{\kappa_{/\!/} - \alpha\eta k_{Oe}} = \frac{\alpha\eta b k_{ms}}{\lambda_{/\!/} - \alpha\eta b k_{Oe}} \tag{6.15}$$

On trouve que l'ordre de grandeur du courant critique obtenu est comparable à celui des courants critiques calculés pour le cas d'un polariseur perpendiculaire, i.e. quelques $10^6\ A.cm^{-2}$. Une composante perpendiculaire de la polarisation en spin du courant n'est donc pas indispensable pour exciter une dynamique gyrotropique du cœur de vortex. Ce résultat justifie les précédentes observations expérimentales d'oscillations gyrotropiques de vortex en l'absence de champ magnétique [55].

6.1.2 Simulations

Pour compléter les calculs analytiques, nous avons également réalisé des simulations micromagnétiques de ce système modèle avec le logiciel SpinPM [132] [5], pour étudier notamment les effets d'un polariseur circulaire, dans le cas où polariseur et vortex libre ont la même chiralité. La fréquence et le rayon de giration relevés en fonction du courant sont reportés sur la figure 6.2.

Cette étude numérique a permis de confirmer la possibilité d'exciter des oscillations gyrotropiques d'un vortex grâce à une polarisation planaire non-uniforme. La mise en évidence d'un courant critique J_C confirme également la non validité de l'expression d'une force constante à proximité de l'équilibre. On pourra à l'opposé rapprocher l'augmentation quasi-linéaire de la fréquence aux plus forts courants à notre prédiction que, lorsque le rayon de giration est grand devant le rayon du cœur, la fréquence ne dépend plus alors que de l'augmentation du champ d'Oersted. Nous avons également confirmé qu'il est possible d'observer des oscillations auto-entretenues indépendamment de la polarité du vortex excité. Aussi, pour des chiralités de vortex prises identiques, seul un signe du courant permet d'observer ces oscillations, tel que cela a été déduit des calculs analytiques.

On mentionnera enfin une étude récemment publiée, que nous avons mené en collaboration avec F. Abreu Araujo (ICMN, Louvain), dans laquelle des calculs micro-magnétiques ont été effectués dans le

3. Toutefois, pour un rayon de giration inférieurs à b, pour lequel la force de transfert de spin dépend encore du rayon de giration, la fréquence de giration sera inférieure à $\omega_0 = k/G$.

4. Rappelons qu'à cette étape de l'étude, nous considérons l'effet du transfert de spin sur la couche fine, un courant positif étant défini tel que les électrons traversent la couche épaisse, puis la couche fine. Par symétrie, la condition pour l'excitation d'un vortex dans la couche épaisse sera opposée (voir 6.2.2).

5. On prendra garde au changement de convention de courant entre ce manuscrit et la référence [132]

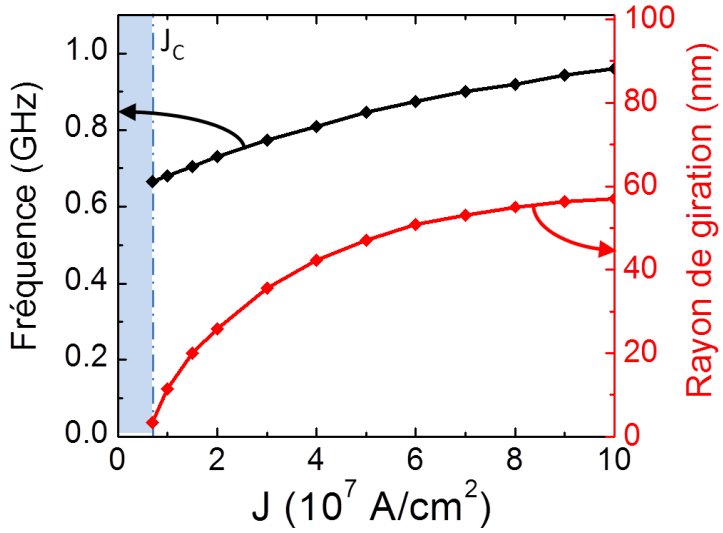


Figure 6.2 *– Résultats des simulations numériques pour des oscillations gyrotropiques de vortex induites par transfert de spin dans les cas d'un polariseur circulaire, pour un pilier de ∅200nm et pour un courant positif. Pour les densités de courant où des oscillations sont observées, on donne la fréquence (en noir, axe de gauche) et l'orbite de giration (en rouge, axe de droite).*

cas d'un polariseur de type « C-state » [134]. Bien que la densité de courant critique soit supérieure, et que la trajectoire s'écarte d'une trajectoire parfaitement circulaire, il a été démontré que ce type de polariseur permet également d'exciter des oscillations gyrotropiques du vortex.

6.2 Cas d'un polariseur vortex

Intéressons nous maintenant au cas d'un polariseur vortex. La polarisation du courant comporte alors une composante planaire et une composante perpendiculaire, toutes deux non homogènes. Nous verrons dans cette section comment prendre en considération ces deux contributions, et étudierons la force résultante sur le cœur du vortex excité.

6.2.1 Polariseur vortex fixe

Considérons dans cette première section le cas d'un vortex soumis à l'influence d'un courant polarisé par une couche dont la configuration magnétique est également un vortex mais que l'on supposera fixe, et reprenons l'ensemble des contributions résultantes. Cette étude s'inspire du travail de V. Sluka *et al.* introduit dans la référence [135].

6.2.1.1 La force de transfert de spin

Nous avons calculé dans les sections 2.2.3 et 6.1 les différentes forces résultantes de l'effet de transfert de spin sur la dynamique du cœur de vortex. Dans le cas d'un polariseur vortex, il est nécessaire de sommer les contributions de la polarisation planaire, issue du corps du vortex polariseur, et de la polarisation perpendiculaire, issue du cœur du polariseur.

Pour considérer les variations exactes des deux composantes, nous reprendrons les expressions des forces et réaliserons une intégration numérique, en nous basant sur le TVA pour la description du corps des vortex, et le modèle Gaussien (modèle de Feldtkeller) pour la description du cœur des vortex : $m_z = P.\exp\left(-\ln 2\,(2\rho/b)^2\right)$. Par simplicité, nous considèrerons que les dimensions des cœurs des vortex dans la couche polarisatrice et la couche libre sont identiques : $b = 15$nm.

En résumant les deux contributions, la force totale de transfert de spin peut être mise sous la forme [6] :

$$\vec{F}_{STT} = -P\frac{a_J J M_S L}{\gamma}\left[CC_{pol}\, f^{/\!/}_{STT}(\rho_c) - PP_{pol}\, f^{\perp}_{STT}(\rho_c)\right]\vec{e}_\chi \tag{6.16}$$

$$= -P\frac{a_J J M_S L}{\gamma} f_{STT}(\rho_c)\vec{e}_\chi \tag{6.17}$$

Les expressions des forces réduites $f^{/\!/}_{STT}$ et $f^{\perp}_{STT}$ sont issues des calculs présentés dans les précédentes sections :

$$f^{/\!/}_{STT}(\rho_c) = \int_{\rho=0}^{\rho=R}\int_{\chi=0}^{\chi=2\pi} |p_{/\!/}(\rho,\chi)|\,\frac{d\Theta}{d\chi}\cos^2(\chi')\rho\, d\chi\, d\rho \tag{6.18}$$

$$f^{\perp}_{STT}(\rho_c) = \frac{1}{\rho_c}\int_{\rho=0}^{\rho=R}\int_{\chi=0}^{\chi=2\pi} |p_z(\rho)|\sin^2\Theta(\rho,\chi)\frac{d\Phi}{d\chi}\rho\, d\chi\, d\rho \tag{6.19}$$

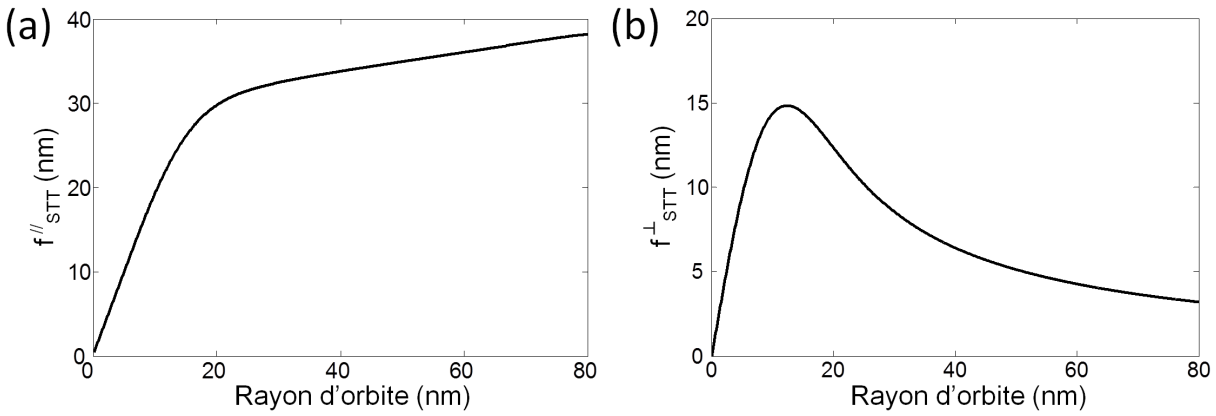


Figure 6.3 – *Evaluation des valeurs des forces réduites de transfert de spin induites par les contributions : (a) polarisation planaire du corps du vortex polariseur, et (b) polarisation perpendiculaire du cœur du vortex polariseur, calculées par intégration numérique. Le modèle utilisé pour la distribution d'aimantation du cœur est le modèle gaussien (de Feldtkeller), avec un rayon $b = 15nm$ [7]. Le rayon de la couche est $R = 100nm$.*

Les dépendances de chacune des forces réduites, issues de l'intégration numérique, sont présentées sur les figures 6.3(a) et (b). On constate que les deux contributions ont des ordres de grandeur similaires. La contribution $f^{\perp}_{STT}$ est particulièrement non-négligeable pour les faibles rayons d'orbites, et va ainsi fortement contribuer à la définition du courant critique pour le démarrage des auto-oscillations.

En reprenant l'équation (6.16), on constate alors que non seulement le signe des chiralités relatives, mais également le signe des polarités relatives des deux vortex revêtent une importance dans l'amplitude totale de la force de transfert de spin, et ce notamment lorsque le vortex libre est à sa position d'équilibre au centre de la couche. On rappelle que c'est la pente de la force autour de l'équilibre $dF_{STT}/d\rho_c$ qui déterminera l'expression du courant critique. Sur la figure 6.4, nous reportons la dépendance en fonction du rayon d'orbite de la force réduite totale $f_{STT}(\rho_c)$ dans les deux cas : polarités parallèles ou anti-parallèles, les deux vortex ayant des chiralités identiques. On constate alors que les deux dépendances sont très différentes.

6. Addendum : Après vérification des calculs, il apparait que les deux contributions se somment au lieu de se soustraire l'une à l'autre : $f_{STT}(\rho_c) = CC_{pol}\, f^{/\!/}_{STT}(\rho_c) + PP_{pol}\, f^{\perp}_{STT}(\rho_c)$. Le lecteur est invité à considérer ce point et à se référer aux travaux publiés ultérieurement.

7. Les valeurs retenues pour les paramètres de dimension du cœur sont issues d'ajustements d'après des simulations numériques effectuées avec le logiciel SpinFlow3D®

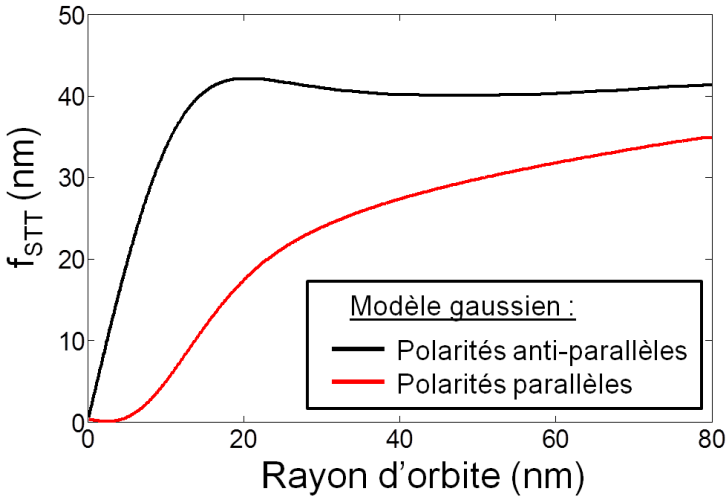


Figure 6.4 – *Dépendances en fonction du rayon d'orbite de la force réduite totale $f_{STT}(\rho_c)$ dans la configuration à 2 vortex dans les cas : polarités parallèles (courbe rouge) ou anti-parallèles (courbe noire), calculées par intégration numérique. Le modèle utilisé pour la distribution d'aimantation est le modèle de Feldtkeller (gaussien), avec un rayon $b = 15nm$[7]. Le rayon de la couche est $R = 100nm$.*

On note que, par rapport à la contribution de la polarisation planaire seule, la force de transfert de spin à proximité de l'équilibre est augmentée dans la configuration de polarités opposées, impliquant une plus grande efficacité du transfert de spin pour démarrer des oscillations du vortex. A l'opposé, lorsque les vortex ont des polarités identiques, la force de transfert de spin devient quasi-nulle autour de l'équilibre. Une telle différence va se répercuter en une forte différence des courants critiques entre les deux configurations. On peut notamment prédire que le démarrage d'auto-oscillations gyrotropiques dans la configuration de polarités parallèles sera fortement compromis.

Nous relèverons enfin que le signe de la force totale n'est pas modifié par rapport au simple polariseur circulaire, et qu'ainsi dans l'ensemble des cas et pour notre convention, seul un courant négatif pourra exciter les oscillations d'un vortex s'il a une chiralité identique au polariseur.

Pour généraliser l'ensemble de ces conclusions aux différents cas de chiralités et de polarités, les conditions pour que le transfert de spin soit susceptible d'exciter les oscillations gyrotropiques du vortex sont :

$$\begin{cases} CC_{pol}J < 0 & \text{(6.20a)} \\ CC_{pol}PP_{pol} = -1 & \text{(6.20b)} \end{cases}$$

Enfin, nous avons choisi de reprendre le calcul numérique en y intégrant des profils de polarisation issus des simulations avec le logiciel SpinFlow3D (voir chapitre 5), tenant compte des réductions de polarisation dus aux forts gradients d'aimantation associés aux vortex. Nous aboutissons alors aux résultats présentés sur la figure 6.5. La réduction de la polarisation perpendiculaire a pour effet d'adoucir la différence entre les deux configurations. Il persiste néanmoins un ordre de grandeur entre les courants critiques prédits pour chacune.

6.2.2 Le cas de deux couches libres : un polariseur vortex oscillant

Les échantillons étudiés comportent deux couches magnétiques libres. Dans la configuration magnétique a deux vortex, nous devons alors envisager des oscillations dans l'une, l'autre, ou les deux couches. Nous adopterons donc un point de vue où chacune des couches agit comme un polariseur pour la seconde.

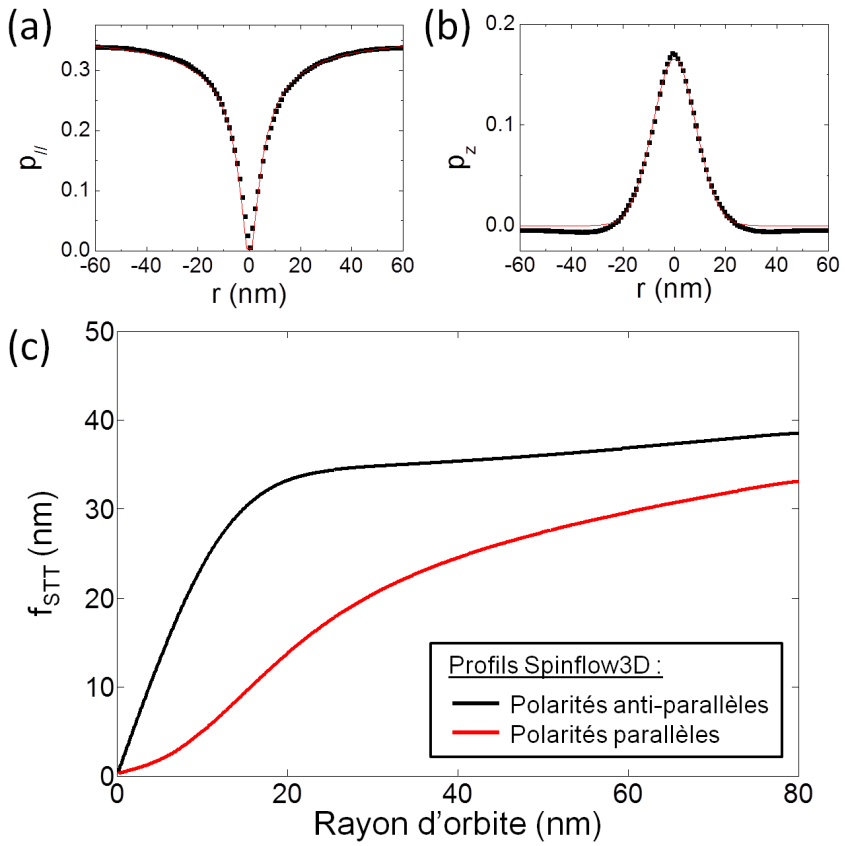


Figure 6.5 – *(a), (b) Profils de polarisation en spin du courant dans la configuration à 2 vortex issus de simulations de transport avec le logiciel SpinFlow3D : (a) polarisation planaire $p_{//}$, et (b) polarisation perpendiculaire p_z. (c) Dépendance en fonction du rayon d'orbite de la force réduite totale $f_{STT}(\rho_c)$ dans la configuration à 2 vortex dans les cas : polarités parallèles (courbe rouge) ou anti-parallèles (courbe noire), calculées par intégration numérique en tenant compte des profils de polarisation en spin (a) et (b).*

6.2.2.1 Prédictions théoriques

Lorsque les deux vortex ont des chiralités identiques $CC_{pol} = +1$, nous avions déduit que le transfert de spin générait dans la couche libre des oscillations dans le cas d'un courant négatif, c'est à dire pour les électrons traversant la couche « libre » puis la couche « polarisatrice ». Par symétrie, il suffira d'inverser le signe du courant pour considérer les effets du transfert de spin sur la couche « polarisatrice » par les électrons polarisés par la couche « libre ».

Considérons un système, correspondant au système expérimental, de deux couches magnétiques $(1 : Py_{15nm})$ et $(2 : Py_{4nm})$ dans lesquelles sont nucléés un vortex, séparées par une distance suffisante pour négliger tout effet de couplage entre celles-ci. Le courant positif est défini tel que les électrons traversent d'abord la couche épaisse (1), puis la couche fine (2).

Analytiquement, dans le cas où les vortex dans les deux couches seraient mis en mouvement, il est possible d'étendre la formulation de la force de transfert de spin. Les forces réduites ne sont plus alors fonction de la distance ρ_c du cœur du vortex au centre de la couche, mais de la distance entre les deux cœurs $\delta_{12} = \left\|\vec{X}_1 - \vec{X}_2\right\|$. Il faudra alors également remplacer le vecteur $\vec{e}_\chi$ par le vecteur $\vec{e}_{12} = \frac{\vec{e}_z \times (\vec{X}_1 - \vec{X}_2)}{\delta_{12}}$ orthogonal au vecteur liant les deux cœurs. Ce qui donne :

$$\vec{F}_{STT,1\to2} = -P_2 \frac{a_J J M_S L}{\gamma} \left[C_2 C_1 \, f^{//}_{STT}(\delta_{12}) - P_2 P_1 \, f^{\perp}_{STT}(\delta_{12}) \right] \vec{e}_{12} \tag{6.21}$$

$$\vec{F}_{STT,2\to1} = P_1 \frac{a_J J M_S L}{\gamma} \left[C_2 C_1 \, f_{STT}^{/\!/}(\delta_{12}) - P_2 P_1 \, f_{STT}^{\perp}(\delta_{12}) \right] \vec{e}_{21} \tag{6.22}$$

Avec l'ensemble des configurations de chiralités, de polarités et de courant, les effets du transfert de spin sont résumés dans le tableau 6.1. On notera particulièrement que la condition $C_1C_2P_1P_2 = -1$ doit être vérifiée pour observer des auto-oscillations gyrotropiques quel que soit le cas, et qu'en fonction du signe de C_1C_2J le vortex de la couche fine ou la couche épaisse sera excité.

		I>0	I<0
C_1C_2=+1	P_1P_2=+1	×	×
	P_1P_2=-1	épaisse	fine
C_1C_2=-1	P_1P_2=+1	fine	épaisse
	P_1P_2=-1	×	×

Tableau 6.1 – *Tableau résumant les prédictions des effets du transfert de spin sur les vortex. Sont indiquées, pour les deux signes du courant et en fonction des paramètres de chiralité et polarité des deux vortex, les couches dans lesquelles le transfert de spin sera favorable à l'excitation du mode gyrotropique. Les croix signifient que le transfert de spin est sans effet pour ces symétries.*

La possibilité d'exciter, en inversant le signe du courant, le vortex dans l'une ou l'autre des couches a été confirmé expérimentalement par Sluka *et al.* pour des piliers de diamètre ⌀210nm, gravés dans un empilement Ag(150nm)/Fe(25nm)/Ag(6nm)/Fe(15nm)/Au(25nm) [135]. Nous retiendrons que dans l'ensemble des configurations, au moins pour une dépendance angulaire « classique » du transfert de spin et dans le cas de couches magnétiques non couplées, seul un des vortex peut être excité à la fois, le second restant fixe.

6.3 Simulations pour un système de deux vortex couplés

Nous avons réalisé des simulations micromagnétiques avec le logiciel SpinPM, en considérant cette fois, pour les deux vortex, l'effet mutuel du transfert de spin. Le système considéré correspond au système expérimental, comprenant deux couches de Py, de 15nm et 4nm respectivement, séparées par une distance de 10nm. Les paramètres magnétiques sont ceux du Py : $\mu_0 Ms_{15nm} = 0.88$T ($Ms_{15nm} =$ 700emu/cm^3), $\mu_0 Ms_{4nm} = 0.75$T ($Ms_{4nm} =$ 600emu/cm^3), et des constantes d'échange $A_{15nm} = 12$fJ/m ($A_{15nm} = 1.2\,\mu$erg/cm) et $A_{4nm} = 11$fJ/m ($A_{4nm} = 1.1\,\mu$erg/cm), pour un même paramètre d'amortissement $\alpha = 0.01$. Etant donnée la faible distance séparant les deux couches magnétiques (10nm), le couplage dipolaire peut s'avérer non négligeable entre les deux vortex, et ceci est donc également pris en compte dans les simulations. Ces simulations sont réalisées en considérant la situation courant positif et chiralités toutes deux positives (définies par le champ d'Oersted). Nous avons concentré notre étude sur la dynamique du système dans l'état à deux vortex de chiralités identiques $C_1 = C_2 = +1$, à courant $I_{dc} > 0$.

6.3.1 Excitation de modes couplés

Comme nous l'avons introduit dans la section 3.2, lorsqu'il existe un couplage entre les deux vortex, les modes propres du système couplé diffèrent alors des modes des vortex isolés. Chaque mode couplé est associé la rotation d'une combinaison linéaire des deux rayons vecteurs : $\vec{X_{a,b}} = \alpha_{a,b}\vec{X}_1 + \beta_{a,b}\vec{X}_2$. En raison de la dissymétrie d'épaisseur entre les deux couches, les deux modes isolés sont relativement éloignés, et on pourra raisonnablement considérer que chaque mode couplé est majoritairement associé à l'un des vortex (voir illustration sur la figure 6.7).

Dans le cas des vortex non couplés, nous avons prédit que pour une configuration magnétique et un signe du courant donnés, seul un des deux modes gyrotropiques pourra être excité par le transfert

de spin (cf. tableau 6.1). Dans le cas $C_1 = C_2 = +1$, à courant $I_{dc} > 0$, nous avons notamment prédit que c'est le mode gyrotropique principalement associé à la couche épaisse qui sera excité. Dans le cas des vortex couplés, un unique mode couplé sera alors excité par transfert de spin [115, 116] : le mode majoritairement associé à la couche épaisse (voir figure 6.7). A l'opposé, l'effet sur le second mode sera un sur-amortissement.

6.3.2 Premiers résultats : ⌀200nm

Les résultats de simulations obtenus pour des piliers de diamètre ⌀200nm sont reportés sur la figure 6.6. En fonction du courant injecté, nous étudions la présence ou non d'oscillations entretenues, et relevons la fréquence des oscillations le cas échéant. Nous comparons les deux configurations de polarités : identiques ou opposées. On retrouve comme attendu une différence drastique de comportement, avec un courant critique élevé dans le cas de polarités identiques ($\approx$ 6mA), et au contraire des oscillations à faible courant lorsque les polarités sont opposées.

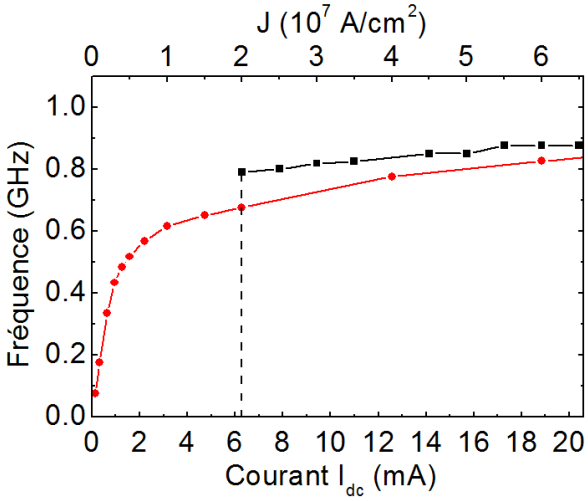


Figure 6.6 – *Simulations numériques pour des oscillations gyrotropiques de vortex induites par transfert de spin dans un système de deux vortex libres, pour un pilier de ⌀200nm et pour un courant positif. Fréquence en fonction du courant I_{dc} dans les deux cas de polarités relatives : identiques (courbe noire) et opposées (courbe rouge). L'échelle en haut indique la densité de courant correspondante.*

Lorsque des auto-oscillations sont stabilisées, une seule fréquence est relevée dans la dynamique auto-entretenue des vortex couplés, proche de la valeur attendue pour la fréquence propre du vortex dans la couche épaisse isolée, évaluée à environ 760MHz (voir figure 6.6 et tableau 4.2). Ceci confirme notre précédente hypothèse. Les deux cœurs de vortex tournent à la même fréquence et dans le même sens de giration, ce qui peut être au premier abord contre-intuitif pour des vortex de polarités opposées. Comme nous avions pu l'observer par l'étude des modes à la résonance, le couplage se traduit par une fréquence plus élevée dans les cas des polarités parallèles.

Le second mode étant amorti, la relation $\vec{X}_b = \alpha_b \vec{X}_1 + \beta_b \vec{X}_2 = \vec{0}$ aboutit à une double relation d'amplitude et de phase entre les deux rayons vecteurs. Cette relation est définie par le rapport et le signe relatif des coefficients α_b et β_b, et donc des polarités relatives des deux vortex [8]. En effet, lorsqu'on observe le mouvement des cœurs des vortex, il apparait que lorsque les polarités sont identiques (configuration « P »), les rayons vecteurs sont en phase, tandis que lorsque les polarités sont opposées (configuration « AP »), les rayons vecteurs sont en opposition de phase (voir figure 6.7). La symétrie des modes revêt une importance primordiale, car nous avons vu que l'amplitude de l'effet de transfert de spin dépend très fortement de la distance inter-cœurs. En effet, dans le mode associé à la configuration (P), les cœurs

8. Pour les détails, se reporter à la section 3.2.1.1

restent proches, et l'amplitude du transfert de spin pourra en être limitée. Au contraire, les cœurs opposés par le centre dans le cas (AP) permettent d'accéder rapidement à l'amplitude maximale de l'effet de transfert de spin (cf. figure 6.5(c)).

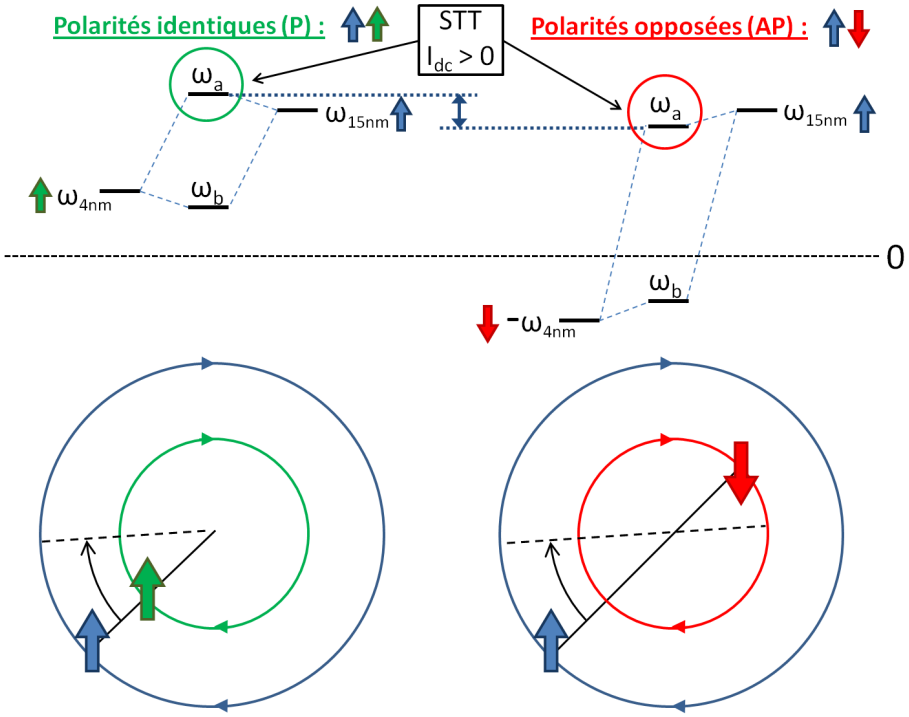


Figure 6.7 – *Illustration des modes couplés et identification des modes excités par le transfert de spin, et accords de phase associés entre les deux rayons de giration.*

6.3.3 Un courant critique nul ?

En effectuant une étude détaillée aux très faibles courants dans la configuration AP, nous avons constaté que des oscillations gyrotropiques peuvent être observées à tout courant. La fréquence des oscillations diminue alors rapidement avec le courant pour atteindre $f = 0$ à courant nul. Cette prédiction numérique s'oppose aux prédictions que nous avions pu faire dans la section 6.2.

Les propriétés prédites par les simulations sont particulièrement intéressantes d'un point de vue applicatif. En plus de réduire la consommation d'énergie nécessaire au démarrage des oscillations, on peut voir que la plage de fréquence balayée aux faibles courants (0 à 2mA environ) démarre de zéro pour atteindre une fréquence proche de la fréquence propre de la couche épaisse. Ces simulations prédisent donc un oscillateur extrêmement accordable, qui permettrait de balayer à lui seul un grand nombre de bandes de fréquences de télécommunications. Ces résultats nous ont ainsi amené à déposer un brevet concernant des oscillateurs spintroniques basés sur l'excitation de deux vortex couplés dans des empilements magnétiques classiques [136].

Il est ainsi intéressant de cerner les origines de ce phénomène, et de compléter ces premiers résultats par des simulations pour des piliers d'autres diamètres.

6.3.4 L'importance de l'interaction cœur-cœur

La position d'équilibre au centre des couches, lorsque les deux vortex sont superposés, correspond à une position où l'effet de transfert de spin est nul (cf. figures 6.4 et 6.5(c)). Il est alors nécessaire d'atteindre un courant minimum (courant critique) afin de déstabiliser cette position d'équilibre et de démarrer les oscillations. Pour que des auto-oscillations puissent apparaître dès l'application d'un courant,

si petit soit-il, il faut que dès la position d'équilibre l'effet de transfert de spin apporte de l'énergie au système. Autrement dit, il faut que la force soit non nulle. Ceci est envisageable dans le cas où les deux cœurs de vortex sont décalés à l'équilibre.

Nous avons fait le choix jusqu'à présent de négliger dans nos calculs la contribution du cœur des vortex au couplage dipolaire entre les deux vortex. En effet, lorsque le mouvement de ceux-ci démarre, l'interaction dipolaire associée aux corps des vortex (aimantations planaires moyennes) prend rapidement le dessus sur toutes les autres contributions au couplage. Cependant, si l'on s'intéresse à la position d'équilibre, lorsque les deux cœurs sont aux centres des couches et donc proches l'un de l'autre, le couplage entre ceux-ci peut devenir conséquent, et justement influer sur la position d'équilibre [88].

Nous exprimons cette interaction par une simple approximation dipolaire entre deux dipôles placés au centre de chacun des cœurs. L'énergie d'interaction prend alors la forme (en approximant la forme du cœur par un modèle gaussien) :

$$W_{int} = \frac{\mu_0}{4\pi} P_1 P_2 \frac{M_{S_1} M_{S_2} \pi b^2}{4 \ln 2} \frac{{\delta_{12}}^2 - 2\delta z^2}{\left({\delta_{12}}^2 + \delta z^2\right)^{3/2}} \tag{6.23}$$

où δz est l'épaisseur de la couche séparatrice, et δ_{12} est défini par $\delta_{12} = \left\| \vec{X}_1 - \vec{X}_2 \right\|$.

Sur la figure 6.8(a), l'évolution de la force résultante $F_{int} = -\frac{\partial W_{int}}{\partial \delta_{12}}$ est présentée. Dans le cas où les vortex ont des polarités identiques, cette interaction correspond à une attraction, ce qui aura pour effet d'augmenter le confinement en encourageant les cœurs à rester superposés. En conséquence, l'équilibre est renforcé, et le courant critique nécessaire pour démarrer les excitations sera augmenté. Par contre, dans le cas où les deux vortex ont des polarités opposées, l'interaction est répulsive. Ainsi, si l'énergie d'interaction est suffisamment importante par rapport au potentiel de confinement, alors la position d'équilibre stable des cœurs à courant nul peut être modifiée, comme illustré sur la figure 6.8(b).

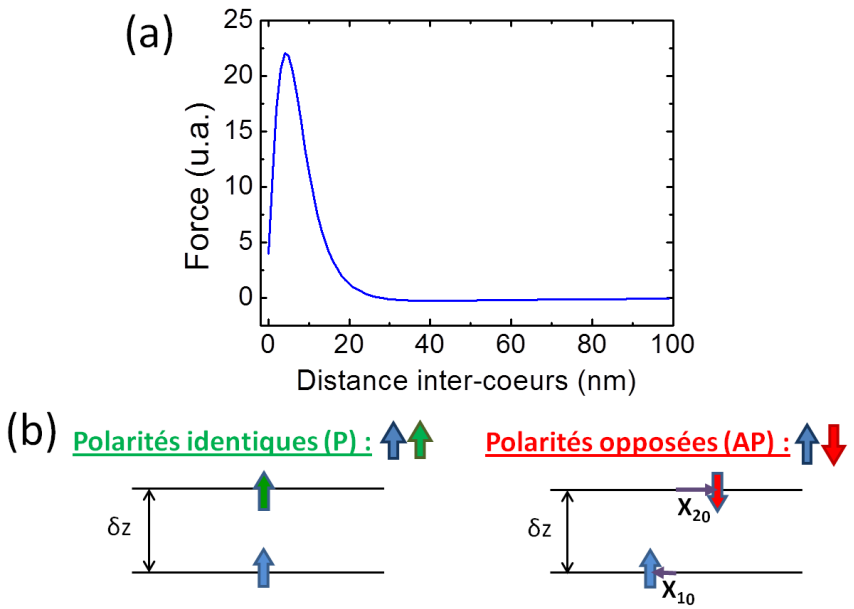


Figure 6.8 – *(a) Evolution de l'amplitude de la force d'interaction dipolaire cœur-cœur en unités arbitraires entre les cœurs des deux vortex, évaluée pour une épaisseur de 10nm entre les deux couches magnétiques. (b) Représentation schématique des équilibres des cœurs des vortex dans les configurations (P) et (AP).*

La simulation du système de diamètre ⌀200nm à courant nul a confirmé ce fait : une distance inter-cœurs d'environ 15nm est relevée lorsque les polarités sont opposées. Le confinement dans la couche fine étant moins fort que dans la couche épaisse, c'est le vortex de la couche fine qui est le plus décentré.

Ainsi, on constate en se rapportant à la courbe 6.4, que la force de transfert de spin sera non nulle dès qu'un courant sera appliqué.

Sur la figure 6.9, on a reporté les évolutions avec le courant, extraites des simulations, de la fréquence f et de la distance inter-cœurs δ_{12} dans la configuration (AP). On note que la région aux faibles courants, où la fréquence évolue rapidement, est également la région où la force d'interaction cœur-cœur est importante. Lorsque l'on augmente le courant depuis zéro, δ_{12} diminue dans un premier temps, avant de croître. Lorsque δ_{12} devient supérieure à 20nm, la contribution des cœurs à l'interaction devient négligeable, et la fréquence retrouve une évolution linéaire avec le courant, uniquement liée à l'augmentation du champ d'Oersted.

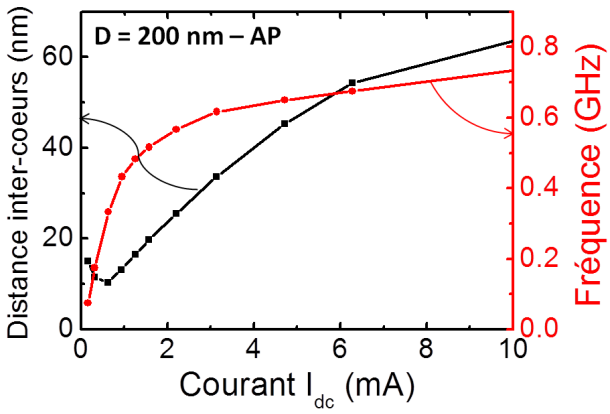


Figure 6.9 – *Fréquence (points rouges) et distance inter-cœurs (carrés noirs) en fonction du courant I_{dc} dans la configuration(AP) issus des simulations micro-magnétiques.*

On peut dresser un portrait simple de l'évolution du système en nous basant sur un raisonnement énergétique. A l'équilibre à courant nul, les deux cœurs de vortex sont décentrés, leurs positions étant opposées par le centre. Il existe pour eux une infinité de positions d'équilibres en raison de la symétrie circulaire du système. Autrement dit, le mouvement de giration sur la « trajectoire d'équilibre », qui conserve l'accord de phase, ne dissipe aucune énergie, et correspond à un mouvement à fréquence nulle. Lorsqu'un courant est appliqué, le transfert de spin va apporter de l'énergie au système, qu'il va devoir dissiper en oscillant à son mode gyrotropique. A tout courant, les orbites des deux vortex vont s'équilibrer de façon à respecter l'équilibre énergétique.

Cet équilibre est régi par les dépendances avec δ_{12} des forces de transfert de spin et de la force de rappel à l'équilibre. C'est ainsi qu'il aboutit dans un premier temps à une diminution des rayons d'orbites [9]. Dans une seconde phase, la distance inter-cœurs δ_{12} augmente également quasi-linéairement avec le courant, signe que l'interaction cœur-cœur est devenue négligeable, et que la force de transfert de spin est indépendante de δ_{12}.

Il est enfin important de remarquer que la prédiction d'un courant critique nul est intimement liée à la parfaite symétrie du système. Ainsi, toute dissymétrie de forme, ou tout défaut structurel des couches qui altéreront le confinement local vont rétablir un courant critique non nul. Il sera également important de considérer l'apport d'énergie thermique à température ambiante, qui pourra également contribuer au démarrage des oscillations.

6.3.5 Dépendance en fonction du diamètre du pilier

Le rapport entre énergie de confinement et énergie d'interaction cœur-cœur va bien entendu changer en fonction des dimensions du pilier. Rappelons en effet que la constante de confinement magnétostatique

9. Nous avons pu établir que l'influence du champ d'Oersted n'est pas la cause de ce comportement, en supprimant sa contribution dans des simulations complémentaires.

augmente lorsque le rayon des couches diminue. Les simulations ont été répétées dans la configuration anti-parallèle pour des diamètres de ⌀150nm et ⌀120nm. On a reporté sur la figure 6.10 les évolutions pour les trois diamètres simulés de la fréquence et des rayons d'orbite des deux cœurs en fonction de la densité de courant J.

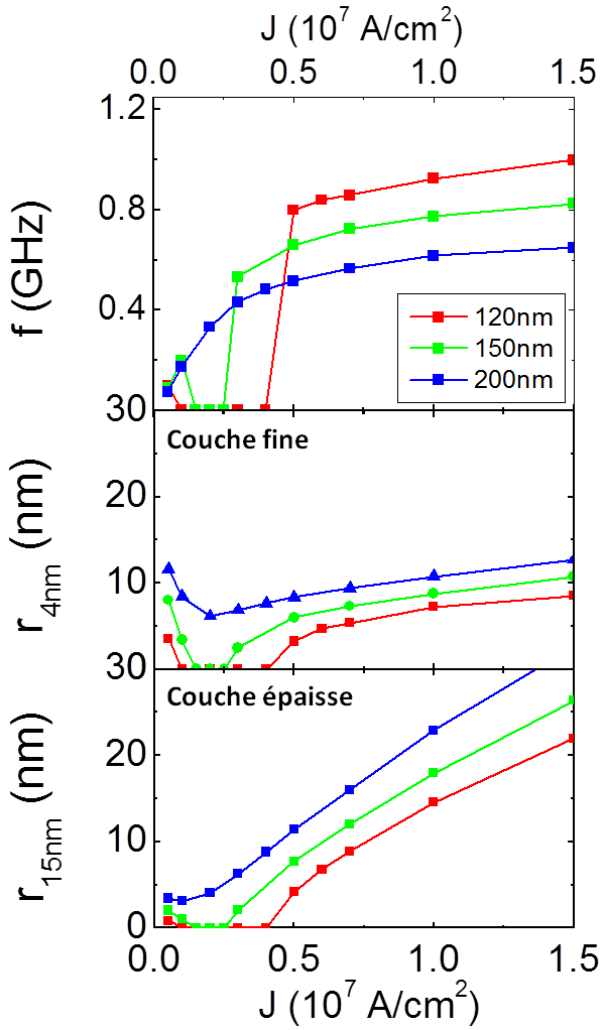


Figure 6.10 – *Evolutions en fonction de la densité de courant J_{dc}, issues des simulations micromagnétiques, de : (a) la fréquence, (b) le rayon de giration du cœur dans la couche fine, et (c) le rayon de giration du cœur dans la couche épaisse. On compare les résultats pour trois diamètres de piliers : ⌀120nm en rouge, ⌀150nm en vert, et ⌀200nm en bleu.*

On constate alors que pour les plus petits diamètres, l'interaction cœur-cœur induit toujours un décalage des positions d'équilibre à courant nul. A l'application du courant, comme pour le pilier de ⌀200nm, une diminution des rayons de giration est tout d'abord observée. Cependant, très rapidement le système se replace dans un état statique stable pour lequel les deux cœurs prennent position aux centres de leur couche respective. Il apparait alors une région pour laquelle aucune orbite stable d'auto-oscillation n'est prédite. Les auto-oscillations apparaissent de nouveau au delà d'une densité de courant critique qui est d'autant plus élevée que le diamètre est faible, démarrant cette fois à une fréquence proche de la fréquence propre gyrotropique couplée.

Nous pouvont également remarquer qu'à faible courant, les oscillations couplées sont dominées par le vortex de la couche fine (plus grand rayon d'orbite), tandis qu'aux plus forts courants, ce sont les oscillations du vortex de la couche épaisse qui dominent. La transition entre les deux régimes d'oscillations se fait par une diminution des deux orbites, avant d'augmenter de nouveau.

En résumé, nous prédisons qu'il est possible de réduire très sensiblement le courant critique des STVO à deux vortex, à condition de respecter plusieurs critères précis :

- **L'épaisseur de la couche séparatrice doit être suffisamment faible pour induire un décalage des cœurs à l'équilibre dans la configuration (AP) en raison de l'interaction inter-cœurs.**
- **Le diamètre du pilier doit être suffisamment grand, typiquement supérieur à ⌀200nm, afin de garantir la continuité des auto-oscillations lorsque le courant est augmenté.**

6.3.6 Evolution de la fréquence avec un champ perpendiculaire

Dans le cas d'un unique vortex, nous avons déjà pu voir que la fréquence propre évolue linéairement avec un champ perpendiculaire. Dans le cas des deux vortex couplés, chaque vortex apporte une contribution à la définition de la fréquence d'auto-oscillation couplée, et il sera difficile de prédire l'évolution de cette dernière avec $H_\perp$. Cela est particulièrement le cas pour deux vortex de polarités opposées, dont les fréquences propres respectives vont évoluer dans des sens opposés. Néanmoins, on peut raisonnablement envisager qu'aux forts courants, lorsque la fréquence d'auto-oscillations est très proche de la fréquence propre du vortex de la couche épaisse, la fréquence couplée évoluera à l'identique avec le champ H_{perp}.

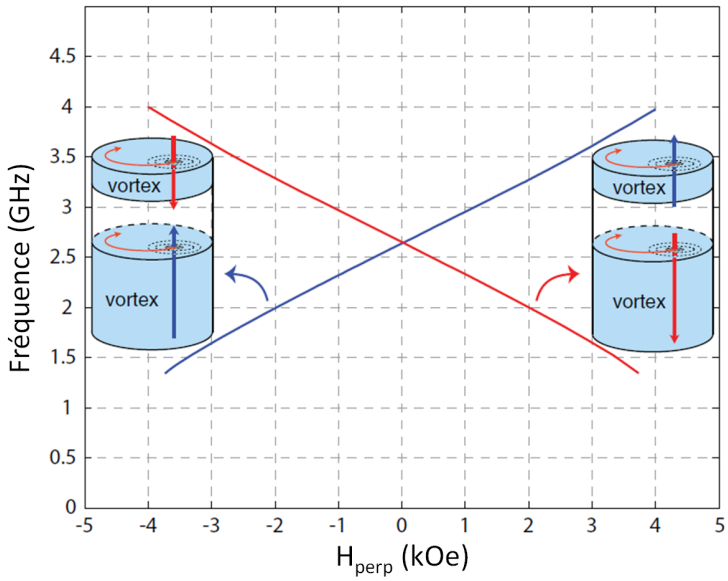


***Figure 6.11** – Evolution de la fréquence en fonction du champ magnétique perpendiculaire H_{perp} pour une configuration magnétique à deux vortex de chiralités identiques et de polarités opposées. Le système est un pilier Co(7nm)/Cu(13nm)/Co(24nm) de diamètre ⌀80nm, pour un courant appliqué de 6mA. Figure adaptée de [134]*

La confirmation de cette prédiction a été apportée grâce à une étude que nous avons faite en collaboration avec l'ICMN à l'Université Catholique de Louvain, menée par Flavio Abreu Araujo [134]. Pour un système très similaire [10], dans la configuration de polarités anti-parallèles, le champ perpendiculaire est varié de façon quasi-statique, et la fréquence d'oscillations extraite en chaque point. Les résultats sont présentés sur la figure 6.11, et confirment la quasi-linéarité de la fréquence avec le champ H_{perp} sur une large plage de champs.

10. Les matériaux et épaisseurs sont différents, ce qui est sans conséquence sur les conclusions qualitatives qui peuvent être faites

6.4 Détection de la dynamique de vortex couplés

Un pilier circulaire est un système qui présente par définition... une symétrie circulaire ! Alors, lorsque les vortex auto-oscillent dans un mouvement purement circulaire, quelles que soit leurs polarités et chiralités, aucune variation relative d'aimantation n'est observée. Pour s'en convaincre, il suffit d'observer le système dans un référentiel tournant à la vitesse gyrotropique, dans lequel les deux aimantations seront fixes. La question s'est alors posée de savoir quelles sont les conditions expérimentales pour que les oscillations d'aimantation induites par transfert de spin se traduisent effectivement par une oscillation de résistance via l'effet GMR, et qu'ainsi on puisse observer une oscillation de tension aux bornes du pilier.

Nous avons ainsi réalisé une étude de l'effet d'imperfections de forme du pilier sur la dynamique des vortex couplés. Cette étude, dont les résultats sont en partie publiée dans la référence [137], a été réalisée en collaboration avec P.N. Skirdkov au A.M. Prokhorov General Physics Institute de Moscou. Plusieurs types d'imperfections ont été étudiées (voir figure 6.12) : (a) un déplacement des centres des couches, (b) un pilier présentant des encoches à son bord (défauts de gravure), (c) un pilier de forme pyramidale (qui se rapporte à une possible anisotropie de gravure, la couche épaisse ayant alors un diamètre légèrement plus grand que la couche fine), (d) une forme elliptique ou (e) une forme ovoïde. Les simulations sont réalisées à fort courant, pour des vortex de chiralités identiques, et les deux cas d'oscillations à polarités identiques ou opposées ont été étudiés. Le pilier a un diamètre nominal de 200nm. Dans chaque cas, on étudie les évolutions temporelles des aimantations et d'une évaluation de la magnéto-résistance totale du pilier.

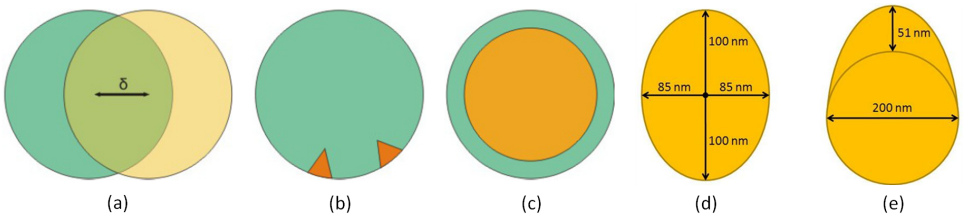


Figure 6.12 – *Représentation schématique (vue de haut) des différentes imperfections simulées : (a) décalage des centres des couches, (b) défauts de bord, (c) forme pyramidale, (d) forme elliptique, et (e) forme ovoïde.*

Nous avons vu précédemment que la phase entre les rayons vecteurs est une constante du mouvement. Grâce à l'étude de la section 5.5, p.86, nous avons pu relier les variations de la magnétorésistance aux variations de la distance inter-cœurs δ_{12} (cf. figure 5.13). En comparant les transformées de Fourier de leurs évolutions temporelles, leur grande corrélation nous ont permis de confirmer cette hypothèse. Partant de ce constat, et toujours appuyés par les simulations, nous pouvons facilement évaluer les oscillations de tension qui découleront des trajectoires des vortex pour chacune des formes considérées.

Seules les imperfections brisant la symétrie circulaire du système sont à même de permettre une apparition d'oscillations GMR. Les oscillations gyrotropiques d'un vortex étant très peu sensibles aux conditions aux bords des couches, les fluctuations de résistance impliquées par l'ajout de défauts sont négligeables. On se concentrera donc sur la conséquence de défauts de forme du pilier.

Un décalage des centres des trajectoire par exemple (cas (a)) aboutit à l'apparition d'oscillations de tension à la fréquence gyrotropique. On peut montrer que l'amplitude de ces oscillations est directement proportionnelle au décalage δ. Cependant, il est difficile de trouver une correspondance expérimentale à ce genre de défaut.

Comparons les cas des formes de pilier elliptique et ovoïde (cas (d) et (e)). Les évolutions de l'aimantation planaire moyenne M_x, de la GMR et de la distance inter-cœurs ΔX sont reportées sur la figure 6.13. Les fréquences gyrotropiques relevées sont respectivement $f = 750$MHz et $f = 650$MHz. Dans le cas d'un pilier elliptique (cas (d)), la trajectoire des cœurs est également elliptique, et la distance inter-cœurs

oscille alors à une fréquence double de la fréquence gyrotropique. Le signal GMR résultant ne présente alors une composante significative dans son spectre uniquement à la seconde harmonique. Au contraire dans le cas d'une forme ovoïde où l'on a brisé une symétrie supplémentaire, on retrouve des variations de la distance inter-cœurs également à la fréquence gyrotropique, effet qui se répercute sur les variations de la GMR.

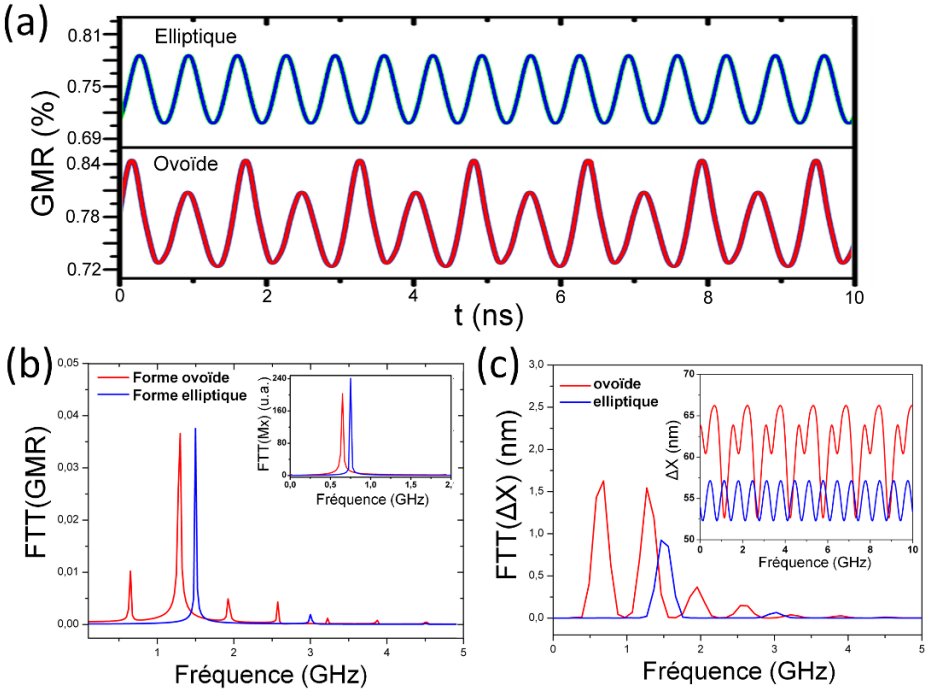


Figure 6.13 – *(a) Evolution en fonction du temps de la magnétorésistance du système pour des oscillations gyrotropiques des vortex couplés dans les cas d'un pilier de forme elliptique (en haut) ou ovoïde (en bas), et (b) Spectres associés. En encart de (b), les spectres des variations temporelles de l'aimantation moyenne planaire, qui permettent de lire les valeurs des fréquences gyrotropiques. (c) Evolution en fonction du temps (encart) et spectres associés de la distance inter-cœurs durant l'oscillation gyrotropique.*

Ainsi, bien qu'on ne puisse prédire un signal alternatif de grande intensité, les imperfections de forme de pilier devraient nous permettre d'observer les oscillations d'aimantation du système à deux vortex via la magnétorésistance aux bornes du pilier. En fonction de la forme de celui-ci, on pourra s'attendre à observer des intensités d'ordre de grandeur similaire au fondamental et second harmonique.

Ce chapitre nous a permis de décrire les processus de transfert de spin dans le cas d'une polarisation en spin planaire et non-homogène, ce qui nous a amené à étudier le cas d'un polariseur vortex. L'analyse des contributions du corps et du cœur du vortex à la polarisation en spin, et à la force de transfert de spin, a abouti à l'établissement de conditions sur les paramètres relatifs de chiralité et polarités de vortex pour observer des auto-oscillations de vortex. Les simulations micro-magnétiques ont complété cette étude en démontrant l'importance des différentes contributions à l'interaction dipolaire entre les deux vortex. L'étude de l'excitation par transfert de spin de modes gyrotropiques couplés a notamment pu mettre en avant une diminution du courant critique vers une valeur théoriquement nulle pour les nano-piliers de ⌀200nm.

Nous avons pu dans ce chapitre présenter les évolutions théoriques des propriétés dynamiques en fonctions des paramètres extérieurs I_{dc} et $H_{\perp}$. Une étude numérique nous a enfin permis de prédire l'observation d'un signal associé à la dynamique gyrotropique couplée. Nous comparerons dans le chapitre suivant l'ensemble de ces prédictions numériques aux relevés expérimentaux.

Chapitre 7

Propriétés hyperfréquences : les observations expérimentales

Les modèles analytiques de l'effet de transfert de spin ainsi que les simulations présentés dans le chapitre précédent ont suggéré que dans un état magnétique à deux vortex, la configuration relative des vortex, i.e. chiralités et polarités, est très importante quant à la possibilité de générer des oscillations d'aimantation, et ainsi d'observer un signal hyper-fréquence.

Dans ce chapitre, étant donné les considérations de stabilité des vortex, nous avons concentré la majeure partie notre travail sur l'état à courant positif et chiralités identiques (positives), déjà bien décrit dans le chapitre 5. Nous étudierons en détail pour cette configuration les dépendances des propriétés dynamiques avec le champ magnétique et le courant.

7.1 Influence de la configuration relative - Polarités

Dans la configuration à deux vortex $(C_{15nm} = +1, C_{4nm} = +1)$ à courant positif, nous avons pu démontrer qu'il est possible, grâce à un champ extérieur perpendiculaire au plan des couches, de contrôler les polarités relatives. C'est la seule configuration de chiralités où ce contrôle est possible et nous nous y concentrerons. De plus, c'est l'état pour lequel le signal de plus grand facteur de qualité a été observé.

L'écart de résistance qui existe entre les configurations $P_{15nm}P_{4nm} = +1$ et $P_{15nm}P_{4nm} = -1$ permet de les distinguer avec certitude, et la bistabilité des deux états (cf. section 5.6) sera idéale pour comparer leurs propriétés à champ nul. Nous présenterons ici les résultats obtenus sur les piliers circulaires de diamètres $\varnothing$120nm et $\varnothing$200nm. Il faut noter que des résultats similaires ont été obtenus pour la mesure de piliers elliptiques de dimensions 50×150nm.

7.1.1 Comparaison des spectres mesurés à champ nul

Nous comparons les spectres des tensions aux bornes du pilier à champ nul pour les deux configurations de polarités relatives. Sur la figure 7.1, nous présentons les deux spectres obtenus dans le cas d'un pilier $\varnothing$120nm pour un courant $I_{dc} = 15$mA.

Aucune oscillation à haute fréquence de la tension n'est observée lorsque les polarités sont parallèles (P), tandis qu'un signal de grande pureté spectrale est observé lorsque les polarités sont anti-parallèles (AP). La symétrie du système est vérifiée : les mêmes propriétés sont observées dans les états $(P_{15nm} = +1, P_{15nm} = -1)$ et $(P_{15nm} = -1, P_{15nm} = +1)$, ainsi que dans les états $(P_{15nm} = +1, P_{15nm} = +1)$ et $(P_{15nm} = -1, P_{15nm} = -1)$.

Les fréquences gyrotropiques mesurées dans la configuration (AP) sont de 1133.5MHz pour le pilier $\varnothing$120nm à $I_{dc} = 11$mA, et de 714.8MHz pour le pilier $\varnothing$200nm à $I_{dc} = 20$mA. Dans les deux cas, la fréquence mesurée est inférieure aux fréquences propres calculées analytiquement pour un vortex dans la couche épaisse seule (voir tableau 4.2). Ceci confirme à priori que le mode associé au signal observé correspond à un mode couplé des deux vortex, majoritairement associé à la couche épaisse.

Le signal observé dans la configuration (AP) est dominé par son fondamental et son premier harmonique, à la fréquence gyrotropique et au double de celle-ci. Ceci est en accord avec les prédictions que

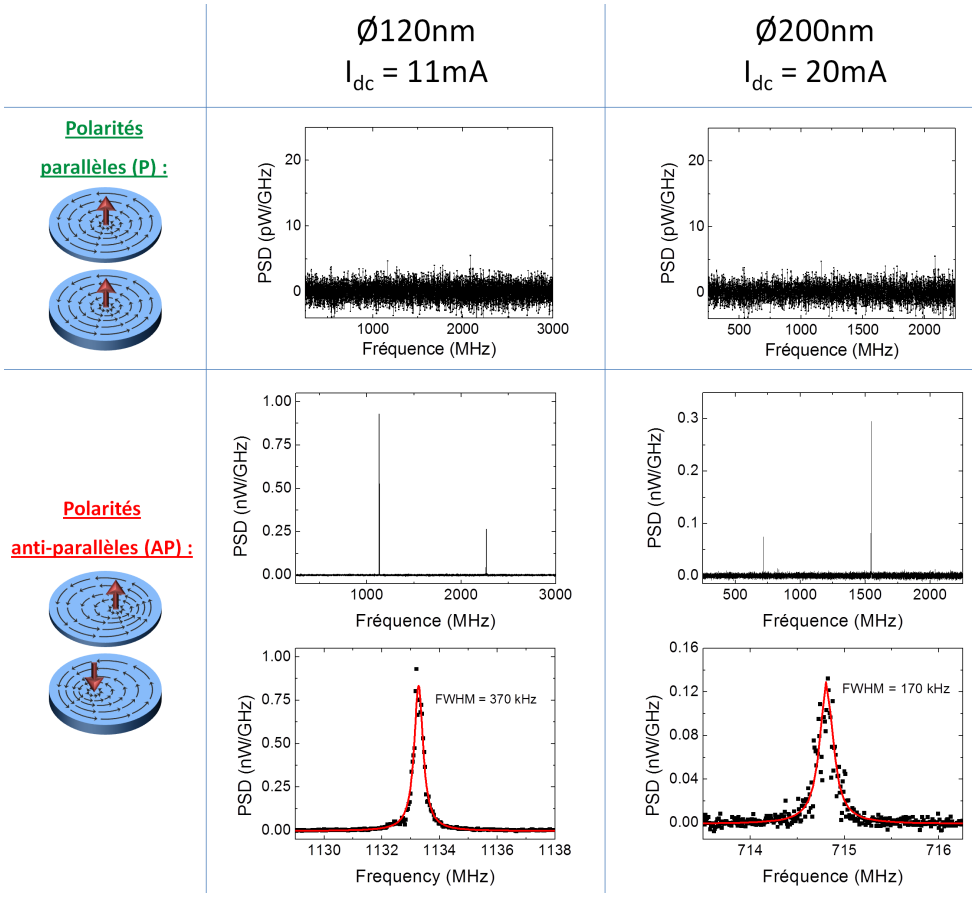


Figure 7.1 – *Spectres de la tension mesurée aux bornes de piliers de diamètre ⌀120nm à $I_{dc} = 11mA$, et de diamètre ⌀200nm à $I_{dc} = 20mA$, pour les configurations de polarités parallèles (en haut) ou anti-parallèles (en bas).*

nous avions pu faire dans la section 6.4. La largeur de raie de la composante fondamentale est respectivement de 370kHz et 170kHz pour les piliers de ⌀120nm et ⌀200nm (voir figure 7.1).

7.1.2 Discussion

Nous confirmons expérimentalement la principale prédiction que nous avions pu faire : le comportement dynamique diffère entre les configurations de polarités (P) et (AP). Cependant, bien qu'à fort courant il soit attendu que l'on puisse observer des auto-oscillations des vortex couplés dans les deux configurations, un signal a uniquement pu être observé dans la configurations (AP). Ceci reste cohérent avec la prédiction que le démarrage des auto-oscillations a lieu a plus bas courant dans cette configuration. Il est raisonnable de supposer que les simulations réalisées avec le logiciel SpinPM ont fortement sous-évalué la valeur du courant critique dans la configuration (P), en raison de l'approximation effectuée sur les profils de polarisation en spin. Cette dernière remarque nous incite à nous tourner vers des simulations micro-magnétiques plus complètes, pour lesquelles la résolution de la dynamique est couplée à la résolution du transport polarisé en spin (avec le logiciel SpinFlow3D).

La largeur de raie mesurée à champ nul est à notre connaissance la plus faible largeur de raie mesurée à ce jour sans application d'un champ magnétique extérieur. Ce résultat est particulièrement intéressant d'un point de vue applicatif. En comparaison avec les largeurs de raie habituellement observées pour des STVO à vortex unique, de l'ordre du MHz, cette forte cohérence semble être associée au fait que le mode excité correspond à un mode couplé.

Nous confirmons également que malgré la symétrie cylindrique théorique du pilier, nous sommes capables d'observer un signal magnéto-résistif lorsque la dynamique gyrotropique est excitée. L'observation de pics dont les amplitudes au fondamental et au second harmonique sont du même ordre de grandeur semblent indiquer une brisure de symétrie de la forme du pilier. Néanmoins, la puissance intégrée du signal mesurée reste faible, de l'ordre du femtoWatt, et nous verrons que dans certains cas nous pourrons faire face à des problèmes de détection du signal.

L'absence de signal dans la configuration de polarités parallèles ne doit néanmoins pas être interprétée ici comme due à un signal magnéto-résistif de trop faible puissance pour être détecté, mais bien d'une absence de dynamique excitée. Les observations que nous avons pu faire d'après les courbes de transport vont également dans ce sens. Rappelons en effet les figures 5.10 et 5.14 (pages 82 et 87). La comparaison des courbes $R(H_{plan})$ et $R(H_{\perp})$ issues des simulations numériques aux courbes expérimentales, nous engageait également à conclure que l'aimantation est statique dans le cas « 2V-P » alors qu'un comportement dynamique est nécessaire à expliquer les variations de résistance dans la configuration « 2V-AP ».

Nous avions notamment mis en évidence au chapitre 5 un écart de résistance entre les deux configurations « 2V-P » et « 2V-AP », écart que nous avons pu expliquer par une augmentation de la distance inter-cœurs (cf. section 5.5). L'absence de signal dans l'état « 2V-P » corrobore le fait qu'à champ nul les deux cœurs sont centrés et superposés, état correspondant à la résistance minimum pour le système. Dans l'état « 2V-AP », le mode excité est tel que les deux cœurs s'éloignent de part et d'autre du centre des couches, permettant alors une hausse de la résistance moyenne. Cette hausse de résistance moyenne est ainsi indicative de l'amplitude des oscillations.

7.2 Evolution avec le courant, et courants critiques

Les simulations micro-magnétiques nous ont permis de prédire dans la configuration anti-parallèle un courant critique très faible, voire nul dans le cas des plus grands diamètres. En accord avec le modèle analytique, nous avons également prédit une dépendance linéaire de la fréquence d'oscillation avec le courant I_{dc}, tout au moins aux forts courants. Nous étudions dans cette section l'évolution des propriétés statiques (R_{dc}) et dynamiques (fréquence du signal) des deux systèmes afin de confirmer ces prédictions.

7.2.1 L'évolution de la résistance moyenne, image de l'orbite de giration

Sur la figure 7.2 nous reprenons l'évolution avec I_{dc}, entre 3 et 15mA, de la résistance R_{dc} dans les deux configurations « 2V-P » et « 2V-AP », mesurée sur le pilier de ⌀120nm [1]. Dans la configuration « 2V-P », la résistance reste constante sur toute la gamme de courant, confirmant que la configuration magnétique n'est pas modifiée, les deux cœurs de vortex restant dans leur position d'équilibre stable aux centres des disques. Cet état correspond à la résistance la plus faible accessible. Aux forts courant, la résistance dans la configuration « 2V-AP » est par contre augmentée de 5mΩ. Cette différence correspond à une augmentation de la distance inter-cœurs que nous évaluons à environ 40nm.

Lorsque l'on décroit l'amplitude du courant, une brusque diminution de la résistance « 2V-AP » est mesurée à $I_{dc} = 4.4$mA. Elle rejoint alors le niveau de résistance de la configuration « 2V-P ». Ce brusque changement est réversible, et n'est donc pas lié à un changement de configuration, comme un retournement de polarité. Il s'agit donc du courant en dessous duquel la giration couplée des vortex s'arrête, les cœurs regagnant le centre des disques respectifs, c'est à dire le courant critique. Cette hypothèse est confirmée par l'étude, en parallèle, du spectre des oscillations de tension, qui montre au même courant une disparition brusque du signal hyper-fréquence.

Cette mesure permet de repérer avec exactitude la valeur du courant critique de la configuration « 2V-AP », ce qui correspond à une densité de courant critique $J_C = 3.9 \times 10^7$A.cm^{-2}. Cette valeur est

1. Cette figure correspond à une partie de la figure 5.1 présentée page 70

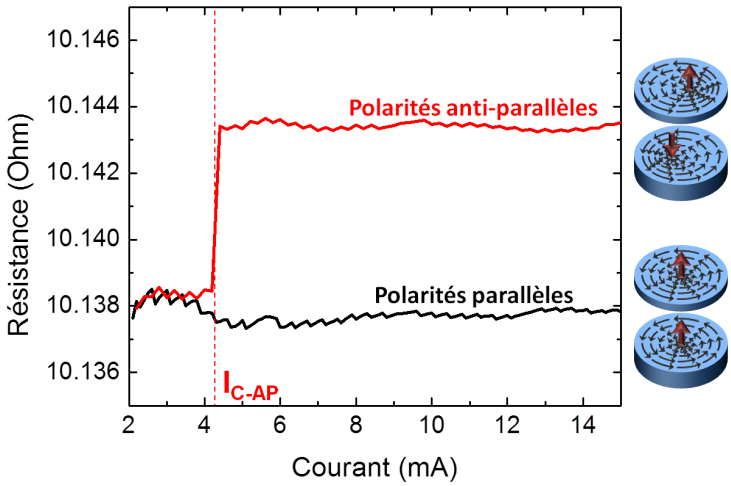


Figure 7.2 – *Résistance en fonction du courant I_{dc} à $H = 0$ pour un pilier de diamètre ⌀120nm : en rouge dans la configuration de polarités anti-parallèles, et en noir pour la configuration de polarités parallèles. La contribution de l'effet Joule a été soustraite.*

un ordre de grandeur supérieure à la valeur prédite par les simulations. Cette observation peut remettre en question les valeurs des paramètres choisies pour les simulations, notamment les profils de polarisation en spin du courant. Nous retenons une fois encore l'importance de la prise en compte des phénomènes de relaxation de spin topologique dans la détermination du courant critique.

Autre remarque : dès que les auto-oscillations démarrent dans l'état « 2V-AP », l'augmentation de résistance prend une valeur qui restera constante malgré l'augmentation du courant. Il semble ainsi que la distance inter-cœur moyenne, et par extension les rayons de giration des deux vortex sont des constants avec le courant.

Terminons cette discussion par la mesure des piliers de ⌀200nm. L'écart de résistance entre les deux configurations est malheureusement trop faible, et il n'a pas été possible d'obtenir une courbe similaire. Une observation attentive de l'évolution de résistance n'a montré aucune variation brusque de résistance qui aurait pu correspondre au démarrage des oscillations. Ainsi, bien que rien n'infirme l'hypothèse d'un courant critique nul pour les piliers de ⌀200nm dans la configuration « 2V-AP », il n'a pas été possible non plus de la confirmer.

7.2.2 Evolution de la fréquence avec le courant dans l'état à 2 vortex

Sur la figure 7.3 nous présentons la dépendance de la fréquence avec I_{dc} dans le cas d'un pilier de ⌀120nm. La fréquence est linéaire avec le courant sur toute la gamme de courant pour lequel un signal est observé. La largeur de raie reste également optimale sur toute cette gamme. Cette observation est cohérente avec l'observation faite à la section précédente, que l'amplitude de giration des vortex est maximale dès que le courant est supérieur au courant critique, et n'évolue plus ensuite.

Les simulations micromagnétiques ont prévu, pour un pilier de ⌀200nm, une augmentation rapide de la fréquence à faible courant, puis une évolution quasi-linéaire de la fréquence avec le courant. Sur la figures 7.4(a) et (b), nous présentons l'évolution avec le courant I_{dc} de la fréquence fondamentale et de la largeur de raie associée, dans la configuration « 2V-AP », pour le pilier de diamètres ⌀200nm.

Pour des courants supérieurs à 17mA, la variation de la fréquence avec I_{dc} est particulièrement linéaire, et associée à une largeur de raie minimale de 200kHz. En dessous de ce courant, la variation de la fréquence avec le courant est plus rapide, synonyme d'une forte augmentation de la largeur de raie. Il n'a malheureusement pas été possible d'observer de signal en dessous de $I_{dc} = 7$mA, en raison d'une trop faible puissance. Contrairement au cas d'un pilier de ⌀120nm, pour lequel le signal disparait brutalement, ici l'amplitude du signal diminue avec le courant pour se perdre dans le bruit. Il n'est donc pas

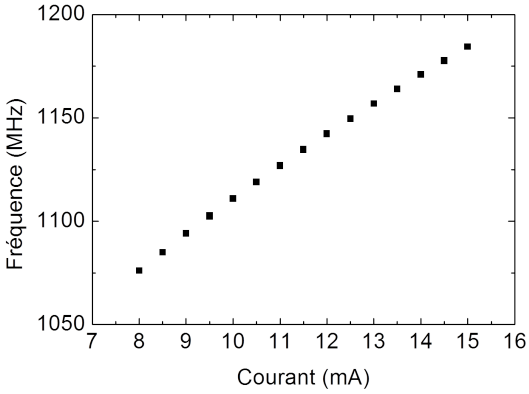


Figure 7.3 – *Fréquence du mode gyrotropique couplé excité par transfert de spin en fonction de I_{dc} pour un pilier de diamètre ⌀120nm.*

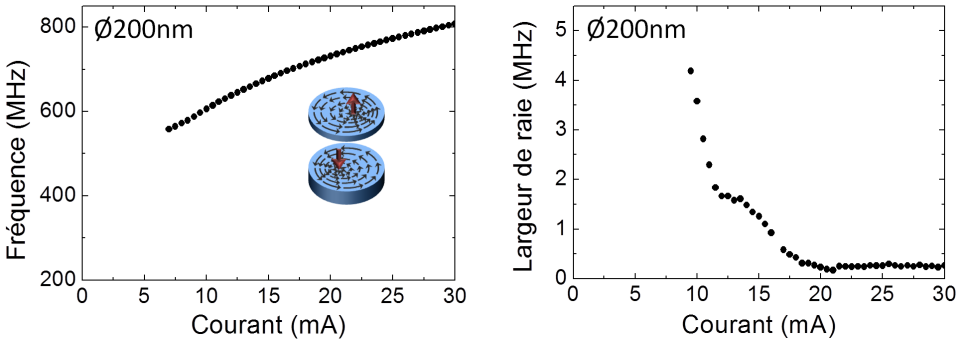


Figure 7.4 – *(a) Fréquence du mode gyrotropique couplé excité par transfert de spin en fonction de I_{dc} et (b) largeur de raie associée, pour un piliers de diamètre ⌀200nm.*

possible d'observer le comportement à faible courant sans trouver un moyen d'augmenter la puissance du signal ou d'améliorer les capacités de détection du banc de mesure. Mentionnons néanmoins que nous avons pu observer un signal aux bornes du pilier de ⌀200nm jusqu'à une densité de courant minimum de 2.23×10^7A.cm^{-2} inférieure à la densité de courant critique identifiée pour le pilier de ⌀120nm : $J_C = 3.54 \times 10^7$A.cm^{-2}.

Notons enfin que ces propriétés de linéarité sont particulièrement intéressantes pour des applications potentielles comme dispositifs de modulation/démodulation de signal rf.

7.2.3 Piliers ⌀120nm - Comparaison des signaux dans les états 1V et 2V

Profitons de la possibilité que nous avons dans les piliers ⌀120nm d'observer une transition entre les états à 1 et 2 vortex pour comparer les signaux obtenus dans les deux configurations. Nous balayons pour cela le courant à partir de 0mA vers les courant croissants, sous un faible champ appliqué dans le plan des couches $H_{plan} = +340$Oe afin d'augmenter la stabilité de l'état « 1V » face à l'état « 2V ». A ce champ, la transition (nucléation du second vortex) « 1V » $\rightarrow$ « 2V » se fait à $I_{dc} = 12$mA. Nous présenterons uniquement la transition vers l'état « 2V » de polarités anti-parallèles (AP).

La figure 7.5(a) présente l'évolution du spectre avec le courant jusqu'à $I_{dc} = 15$mA. La fréquence et la largeur de raie sont reportées sur les figures 7.5(b) et 7.5(c). Dès 2mA, on note l'apparition d'un signal associé aux oscillations gyrotropiques excitées par transfert de spin d'un vortex unique, situé dans la couche épaisse. En l'absence de champ perpendiculaire au plan des couches, nous nous trouvons dans le cas d'un polariseur (la couche fine) planaire non-homogène. En même temps que le courant augmente,

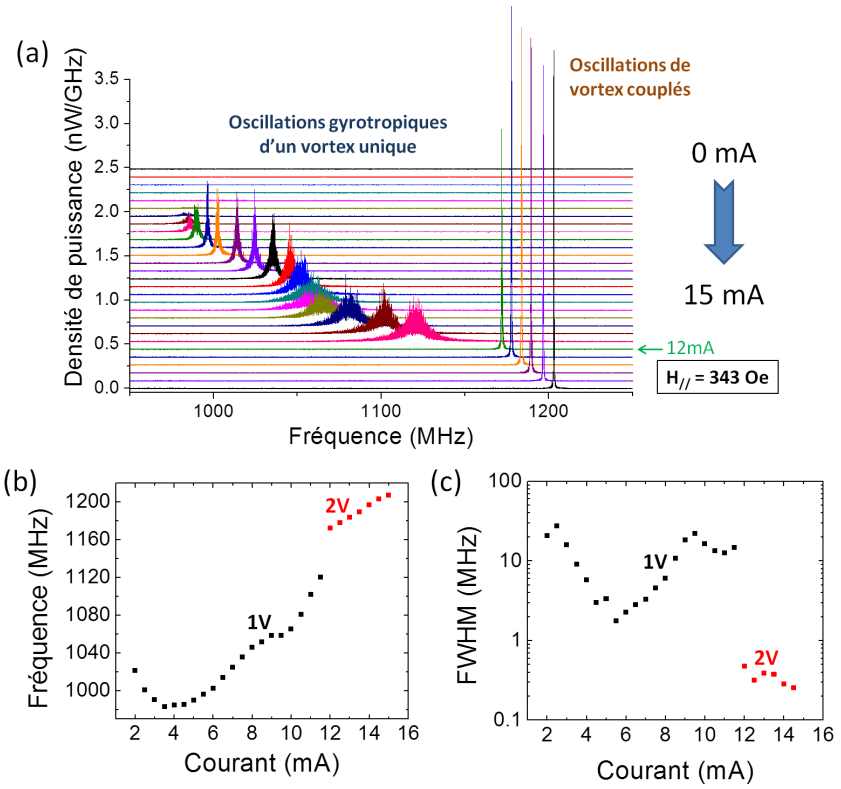


Figure 7.5 – *(a) Evolution du spectre du signal mesurée pour I_{dc} croissant aux bornes d'un pilier de diamètre ⌀120nm, pour une transition de la configuration à un vortex « 1V » à la configuration à deux vortex de polarités anti-parallèles. (b) Fréquence fondamentale et (c) largeur de raie associée en fonction de I_{dc}.*

la distribution d'aimantation dans la couche fine évolue, et on observe ainsi une dépendance fortement non-linéaire de la fréquence avec le courant. La largeur de raie mesurée fluctue alors entre 1.5 et 12MHz. A la transition vers la configuration à deux vortex « 2V-AP », on note un saut de fréquence relativement faible, mais un changement drastique de qualité spectrale du signal.

L'évolution de la fréquence devient beaucoup plus linéaire, mais surtout la largeur de raie est réduite de plus d'un ordre de grandeur. Elle atteint à $I_{dc} = 14.5$mA une valeur de $\Delta f = 257$kHz, pour une fréquence $f = 1203$MHz, ce qui correspond à un facteur de qualité $Q = f/\Delta f$ de près de 5000. Ce facteur de qualité fait partie des plus forts observés dans la littérature, avec la particularité non-négligeable qu'il est obtenu à champ nul, propriété bien entendu extrêmement intéressante en vue de potentielles applications intégrées, pour lesquelles il est complexe et peu rentable en terme de consommation d'énergie de placer une source de champ magnétique !

7.3 Dépendance des excitations avec un champ perpendiculaire $H_\perp$

7.3.1 Evolution de la fréquence avec $H_\perp$

Il est également intéressant d'étudier l'évolution de la dynamique avec H_{perp}, afin de confirmer l'évolution linéaire prédite par les simulations micro-magnétiques (section 6.3.6). Les caractéristiques expérimentales $R(H_\perp)$ sont reportées sur les figures 7.6 pour le pilier de ⌀120nm à un courant $I_{dc} = +11$mA, et 7.7(a) pour le pilier de ⌀200nm à un courant $I_{dc} = +20$mA.

On observe pour les deux piliers une évolution linéaire de la fréquence. Deux branches symétriques de pentes opposées sont observées, pour les configurations $(P_{15nm} = -1, P_{4nm} = +1)$ et $(P_{15nm} = +1, P_{4nm} = -1)$. Les deux branches se croisent exactement à champ nul, confirmant la symétrie du sys-

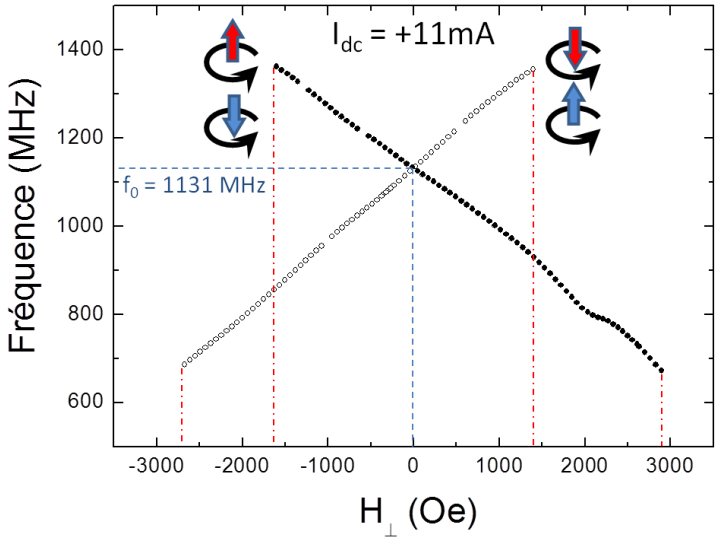


Figure 7.6 – *Fréquence en fonction du champ $H_\perp$ pour un pilier de diamètre ⌀120nm, à $I_{dc} = +11mA$. Les symboles illustrent la polarité des vortex de la couche épaisse Py_{15nm} (en bas) et fine Py_{4nm} (en haut). Les deux branches correspondent à la configuration ($P_{15nm} = +1, Py_{4nm} = -1$) (cercles pleins) et ($P_{15nm} = -1, Py_{4nm} = +1$) (cercles vides).*

tème entre les deux configurations magnétiques. Le signe de la pente $df/dH_\perp$ correspond au signe de la polarité P_{15nm} du vortex de la couche épaisse, ce qui confirme une fois de plus que, bien que correspondant à un mode couplé, la dynamique reste proche de celle de ce vortex seul [41].

Dans le cas du pilier ⌀120nm un signal a pu être observé pour toutes les valeurs du champ comprises entre les champs critiques de retournement des polarités (indiqués par des lignes pointillées rouge sur la figure 7.6). Pour le pilier ⌀200nm, l'application d'un champ de direction opposée à la polarité du vortex de la couche épaisse réduit trop fortement la puissance du signal, et celui-ci tombe sous le plancher de bruit et ne peut plus être mesuré.

Notons que sous l'application d'un champ magnétique $H_\perp$, des largeurs de raie minimum d'environ 50kHz ont pu être mesurées, comme en témoigne le pic présenté sur la figure 7.7(b) mesuré pour un champ de $H_\perp = 658$Oe appliqué sur le pilier ⌀200nm, correspondant à un facteur de qualité record de $f/\Delta f \approx 15000$. De manière générale, l'évolution de la puissance et de la largeur de raie du signal avec $H_\perp$ est complexe, et il ne nous a pas été possible de dégager de tendance globale.

Il sera pourtant intéressant d'étudier l'évolution de l'orbite de giration des vortex avec le champ $H_\perp$. N'ayant démontré aucune corrélation entre l'amplitude de giration et la puissance du signal observé, il ne nous est cependant pas possible de faire une quelconque conclusion à partir de l'étude des propriétés dynamiques.

7.3.2 Evolution de la résistance moyenne avec $H_\perp$

Un moyen d'étudier l'évolution de l'amplitude de giration des vortex avec le champ est de se référer à l'évolution de la résistance moyenne R_{dc}. La figure 7.8(a) reprend les évolutions, à $I_{dc} = 11$mA, de R_{dc} en fonction de $H_\perp$ dans les deux configurations « 2V-P » et « 2V-AP »($P_{15nm} = -1$,$P_{4nm} = +1$) [2]. Cette mesure de résistance correspond à la mesure de la branche décroissante de la caractéristique $f(H_\perp)$ (points noirs sur la figure 7.6).

En utilisant l'évolution de résistance dans la configuration statique « 2V-P » comme référence, on reporte sur la figure 7.8 l'évolution de l'augmentation de résistance dans l'état « 2V-AP » en fonction de H_{perp}. Cette augmentation de résistance est un bon indicateur de la distance entre les cœurs des deux

2. Pour les détails de l'obtention de cette courbe, se reporter à la section 5.6.

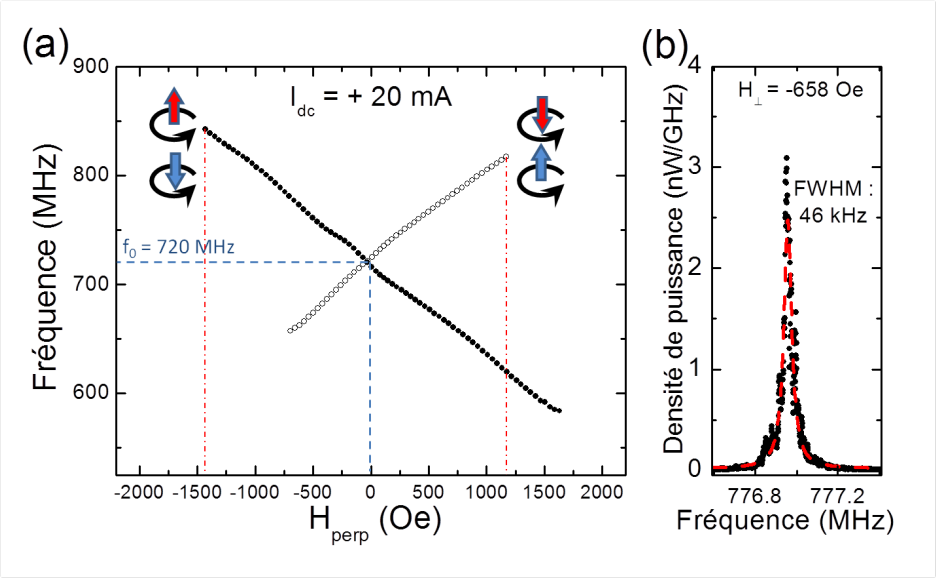


Figure 7.7 – *(a) Fréquence en fonction du champ $H_\perp$ pour un pilier de diamètre ⌀200nm, à $I_{dc} = +20mA$. Les symboles illustrent la polarité des vortex de la couche épaisse Py_{15nm} (en bas) et fine Py_{4nm} (en haut). Les deux branches correspondent à la configuration ($P_{15nm} = +1, Py_{4nm} = -1$) (cercles pleins) et ($P_{15nm} = -1, Py_{4nm} = +1$) (cercles vides). (b) Pic de plus faible largeur de raie, mesuré à $H_\perp = -658Oe$, au point indiqué par une flèche verte sur (a).*

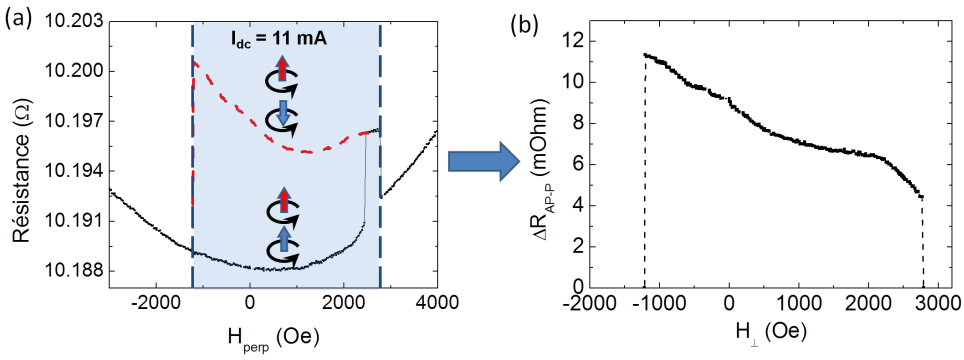


Figure 7.8 – *(a) (b) Différence de résistance moyenne entre les états « 2V-AP » ($P_{15nm} = -1$) et « 2V-P » en fonction du champ $H_\perp$.*

vortex, et ainsi un bon indicateur de l'orbite de giration des vortex dans l'état « 2V-AP ». On constate alors que l'écart entre les deux cœurs augmente avec le champ $H_\perp$ appliqué dans la direction de la polarité P_{15nm}, synonyme d'une augmentation de l'amplitude de giration.

Une tendance similaire est également observée pour le pilier de ⌀200nm. Nous concluons donc que l'augmentation de la fréquence est accompagnée d'une augmentation de l'amplitude de giration.

7.4 Discussions sur la diminution de la largeur de raie

L'étude de la dynamique excitée par transfert de spin de deux vortex couplés nous a permis d'observer des oscillations de tension présentant une très faible largeur de raie. Ce résultat rejoint les observations récentes de Gusakova *et al.*, montrant que l'excitation de modes fortement couplés (couche libre et couche du SAF) permet d'observer la réduction de la largeur de raie des oscillations. En fait, deux contributions peuvent être mises en avant pour expliquer l'origine de la largeur de raie dans les STNOs :

la non-linéarité du système autour de son orbite d'auto-oscillations, ainsi que la fréquence de relaxation des fluctuations d'amplitude autour de l'orbite, définissant le facteur de conversion du bruit d'amplitude en bruit de phase.

L'étude des variations de fréquence avec le courant et le champ $H_\perp$, appuyés par les modèles analytiques, nous ont permis de démontrer que notre système à base de vortex couplés représente en fait un oscillateur quasiment linéaire. L'évolution de la fréquence semble n'être affectée que par la variation des paramètres de confinement (augmentation du champ d'Oersted) ou par la variation des paramètres intrinsèques aux vortex (variation des gyrovecteurs par application d'un champ perpendiculaire).

Cependant, l'évolution expérimentale des propriétés hyperfréquences avec le courant nous a particulièrement interpellés par l'absence de variation des orbites de giration (cf. fig. 7.2 p.114). Ce dernier point soulève un doute quant à nos conclusions sur la linéarité du système autour de son orbite. En effet, alors que dans la majorité des STNOs il est possible de déduire par la mesure de $f(I_{dc})$ les variations de la fréquence avec l'amplitude des oscillations [138, 139], notre mesure s'effectue à amplitude constante.

Néanmoins, cette stabilité particulière de la distance inter-cœurs lors de la giration nous amène à considérer qu'il existe dans le système un mécanisme qui tend à l'imposer et la stabiliser. Notre hypothèse est que ce phénomène est lié au comportement du second mode des deux vortex couplés sous l'effet du transfert de spin. En effet, nous avons vu jusqu'à présent que le transfert de spin agit sur le mode couplé majoritairement associé à la couche épaisse comme un contre-amortissement, par contre il agit sur le second mode comme un sur-amortissement. Nous avions vu précédemment (cf. section 6.3) que l'accord de phase et d'amplitude des deux rayons de giration durant le mouvement est lié à l'annulation de ce second mode. Nous postulons alors que la relaxation des fluctuations d'amplitude pour le mode excité est au moins en partie associée à la relaxation du mode sur-amorti par le transfert de spin. Alors, en fonction de la valeur du courant I_{dc} la fréquence de relaxation des fluctuations sera modifiée, jusqu'à atteindre un régime où les fluctuations d'amplitude seront gelées grâce à l'action du transfert de spin. Dans ce régime, la cohérence de nos oscillateurs couplés est fortement augmentée avec un minimum de largeur de raie, associé uniquement aux fluctuations de la phase des oscillations.

Par nos observations expérimentales, nous avons pu confirmer que l'excitation d'une dynamique de vortex couplés permet d'atteindre des largeurs de raies particulièrement faibles. Nous démontrons notamment une réduction d'un ordre de grandeur par rapport aux oscillations de vortex unique. Nous interprétons ce résultat par l'importance des modes couplés dans les mécanismes de relaxations définissant les propriétés de l'auto-oscillateur face aux fluctuations d'amplitude.

En raison d'une puissance de signal trop faible pour être mesurée à l'analyseur de spectre, nous n'avons pas pu confirmer le comportement du pilier de $\varnothing$200nm à faible courant. Néanmoins, nous avons confirmé la dépendance très linéaire de la fréquence avec I_{dc} à fort courant, ainsi qu'avec $H_\perp$, propriétés particulièrement intéressantes en vue de potentielles applications.

Chapitre 8

Mécanismes de renversement des polarités et influence du transfert de spin

Dans ce chapitre, notre objectif est d'étudier par quels mécanismes et quelles valeurs du champ perpendiculaire $H_\perp$ et du courant I_{dc} le cœur d'un vortex peut être renversé. L'observation des renversements de polarités a été menée sur des piliers de ⌀120nm et ⌀200nm, à différents courants I_{dc}, puis interprétées à l'aide de simulations micro-magnétiques.

Les simulations ont été réalisées en partenariat avec A.E. Ekomasov et E.G. Ekomasov de la *Bashkir State University* (Ufa, Russie) ainsi qu'A.V. Khvalkovskiy et K.A Zvezdin de l'*A.M. Prokhorov General Physics Institute of RAS* (Moscou, Russie)

8.1 Contexte

Un des aspects intéressants encore non discuté est qu'en raison de leur grande stabilité, les vortex magnétiques, en plus d'être des oscillateurs rf performants, sont des candidats sérieux à une utilisation comme nouvelle base à des mémoires non-volatiles, les données étant stockées soit dans leur polarité, soit dans leur chiralité (ou les deux) [140, 141, 142, 143]. Pour concevoir ce nouveau genre de mémoire, il est cependant nécessaire de bien comprendre et maîtriser les mécanismes en jeu dans les processus de renversement du cœur de vortex, ainsi que les différentes façons de les induire. De plus, nous avons pu voir dans notre étude que les polarités relatives des vortex jouent un rôle crucial pour l'observation d'oscillations gyrotropiques. Il est important de maitriser le renversement des polarités pour contrôler l'excitation ou non d'auto-oscillations gyrotropiques.

Les premiers travaux se sont concentrés sur l'influence de l'application d'un champ externe statique, perpendiculaire au plan des couches et de direction opposée à la polarité du vortex, augmenté jusqu'à déclencher le renversement du cœur [128, 129, 130]. Dans ce cas, le retournement s'initie depuis le cœur du vortex, et s'effectue par nucléation et déplacement d'un point de Bloch [131]. Les champs de renversement alors typiquement observés sont supérieurs à 0.2T (2000Oe), ce qui confirme la grande stabilité de la polarité d'un vortex à l'équilibre, mais rend le renversement impossible dans le cas d'architectures mémoires intégrées [143, 144, 57]. Le défi de renversement sélectif est aujourd'hui largement étudié, par diverses approches :

- Par l'application locale d'un champ haute fréquence, orienté dans le plan de la couche, à la fréquence de résonance gyrotropique du vortex [145, 146, 147, 58, 148, 149, 150, 151, 152, 153] [1].
- Par l'action d'une force de transfert de spin haute fréquence, sous l'application d'un courant haute fréquence, à la fréquence de résonance gyrotropique du vortex [156, 157, 158, 146, 57].
- Par l'action du transfert de spin sous l'application d'un courant continu [159, 140, 26, 160, 49, 132, 161, 162, 163].
- Par l'application d'un champ local pulsé orienté dans le plan de la couche [164, 127, 165, 56, 166, 167, 168, 143, 169] ou d'un courant pulsé [162, 170, 171, 172, 173].

1. ...ou à une autre fréquence de résonance de la configuration magnétique [154, 155] : ici l'excitation d'onde de spin correspondant à un mode radial, à beaucoup plus haute fréquence et permettant des temps de renversement plus rapides

Ces méthodes de retournement sont basées sur l'excitation de la dynamique gyrotropique du vortex à forte amplitude. La déformation du cœur du vortex induit par le gyrochamp lorsque celui-ci atteint une grande vitesse peut être suffisant pour entrainer la création d'une paire vortex-antivortex, qui par recombinaison avec le vortex initial aboutissent à un vortex de polarité opposée [132, 158, 58].

Dans cette étude, nous allons mettre en avant les deux types de processus, auxquels nous nous réfèrerons par « renversement statique » et « renversement dynamique ».

Rappelons rapidement les principales propriétés dynamiques du système soumis à l'effet de transfert de spin. En raison du couplage fort existant entre les deux vortex, chacun ne peut pas être considéré comme un oscillateur indépendant, mais il est nécessaire de considérer un système de deux vortex couplés [64, 121]. Nous avons en effet vu à la section (6.3) que lorsqu'une dynamique gyrotropique est excitée par le transfert de spin, c'est un mouvement couplé des deux vortex qui est observé. Les deux vortex tournent dans le même sens de rotation, avec des rayons de giration différents, mais à la même fréquence. Les modèles analytiques ainsi que les simulations micro-magnétiques ont mis en avant que lorsque les vortex ont des polarités identiques (configuration (2V-P)) ils oscillent en phase, alors que lorsque les polarités sont anti-parallèles (configuration (2V-AP)) ils oscillent avec un déphasage de π [64].

8.2 Résistance en fonction de $H_\perp$ à différents courants I_{dc}

Pour chaque courant $I_{dc} > 0$, dans la configuration $C_{15nm} = C_{4nm} = +1$, nous reproduisons un balayage du champ $H_\perp$ à I_{dc} fixe, depuis un fort champ négatif, dont l'amplitude (typiquement -6000Oe) garantie que les deux polarités soient alignées dans le sens du champ : $P_{15nm} = P_{4nm} = -1$. En balayant jusqu'aux forts champs positifs, nous observons alors le renversement successif des deux polarités.

Pour suivre ces renversements, nous avons vu que l'existence d'une dynamique couplée de forte amplitude dans la configuration « 2V-AP » se traduit par une différence de résistance moyenne entre les deux configurations de polarités relatives : $R_{(2V-P)} < R_{(2V-AP)}$. Lorsque le champ $H_\perp$ est augmenté depuis les forts champs négatifs, on observe tout d'abord une variation quasi-parabolique réversible de la résistance moyenne dans la configuration (2V-P), liée à la variation de l'élévation hors du plan des corps de vortex sous l'influence du champ (comme nous avons pu le décrire dans la section 5.6.2). Le premier renversement de l'un des cœurs de vortex sera ensuite associé à une brusque augmentation de résistance moyenne (état (2V-AP)), qui persistera jusqu'au second retournement. Celui-ci est marqué par une brusque chute de résistance, et la résistance retrouve alors sa variation quasi-parabolique caractéristique de l'état (2V-P). Des courbes parfaitement similaires ont été mesurées pour les piliers de $\varnothing$200nm.

Nous allons montrer l'existence de deux régimes à courant « faible » et courant « fort », pour lesquels nous présenterons des courbes typiques dans les deux sections suivantes. La caractérisation de l'évolution de la fréquence gyrotropique en fonction du champ perpendiculaire $H_\perp$ dans la configuration (2V-AP) nous permettra de différentier les deux états ($P_{15nm} = +1, P_{4nm} = -1$) et ($P_{15nm} = -1, P_{4nm} = +1$) : la fréquence augmente lorsque le champ est augmenté dans le sens de la polarité de la couche épaisse : $P_{15nm} = signe(df/dH_\perp)$. En relevant l'évolution de fréquence entre les deux renversements, on peut ainsi très facilement déterminer dans quelle couche a eu lieu le premier retournement de polarité.

8.2.1 Courants faibles

Nous débutons par le régime dit « de faible courant ». Sur la figure 8.1, nous présentons la courbe $R(H_\perp)$ mesurée sur un pilier de $\varnothing$120nm à $I_{dc} = 11$mA.Un premier renversement est détecté à $H_{perp} = 2450$Oe, puis un second à $H_{perp} = 2770$Oe.

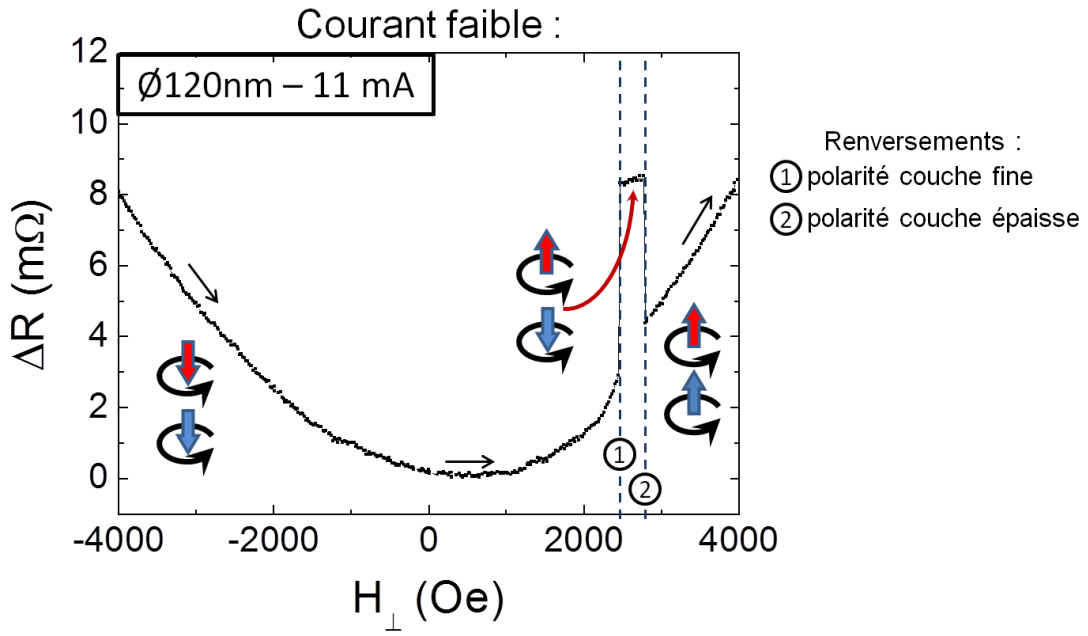


Figure 8.1 – *Variation de résistance en fonction du champ magnétique perpendiculaire pour un pilier de ⌀120nm à un courant $I_{dc} = 11mA$. Les schémas indiquent l'état des polarités : couche fine en haut, couche épaisse en bas. Les lignes pointillées verticales marquent les champs de renversements des polarités des vortex de la couche fine puis de la couche épaisse.*

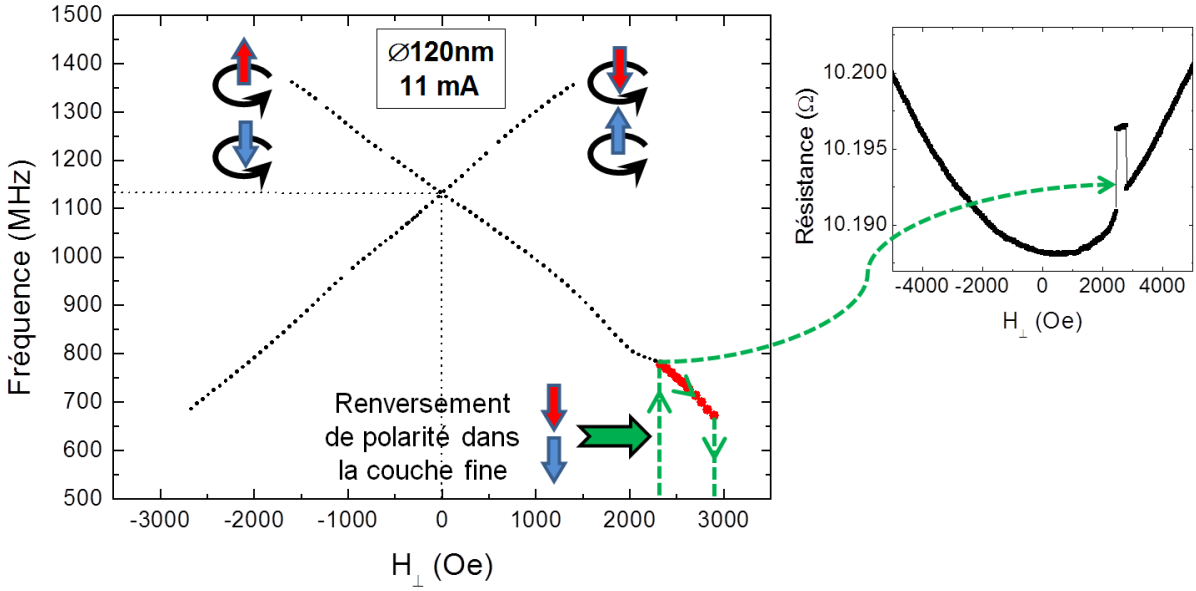


Figure 8.2 – *Evolution caractéristique de la fréquence gyrotropique en fonction du champ $H_\perp$ pour les deux configurations de polarités relatives. Sur cette caractéristique est mise en évidence l'évolution de fréquence relevée lors du balayage de champ présenté dans la figure 8.1*

Nous reprenons sur la figure 8.2 la caractéristique de fréquence en fonction du champ perpendiculaire, en fonction de la configuration relative de polarités. Sur cette courbe, nous avons reporté en rouge l'évolution de la fréquence qui a été relevée durant notre expérience, entre les deux renversements. Ainsi, juste après le saut de résistance associé au premier renversement, à $H_\perp = 2450$Oe, un pic hyperfréquence associé au mode gyrotropique est relevé sur l'analyseur de spectre à environ $f = 780$MHz. Ce pic correspond à la branche décroissante de la caractéristique $f(H_{perp})$, indiquant que l'état magnétique

correspond à ($P_{15nm} = -1, P_{4nm} = +1$). Par conséquent, nous concluons que c'est la polarité du vortex de la couche fine qui s'est renversée.

Ce comportement est reproduit pour une gamme de courants « faibles » jusqu'à une limite : $I_{dc} \leq$ 14mA pour les piliers ⌀120nm et $I_{dc} \leq$ 23mA pour les piliers ⌀200nm.

8.2.2 Courants forts

Nous relevons un comportement différent pour des courants « forts » : $I_{dc} \geq$ 16mA pour les piliers ⌀120nm et $I_{dc} \geq$ 33mA pour les piliers ⌀200nm. Sur la figure 8.3, nous présentons la courbe $R(H_{\perp})$ mesurée sur un pilier de ⌀200nm pour un courant $I_{dc} =$ 35mA. La variation de résistance dans l'état (2V-P) est toujours quasi-parabolique, et on retrouve également un saut et une chute de résistance, respectivement à $H_{perp} =$ 700Oe et 930Oe qui correspondent aux deux renversements des polarités.

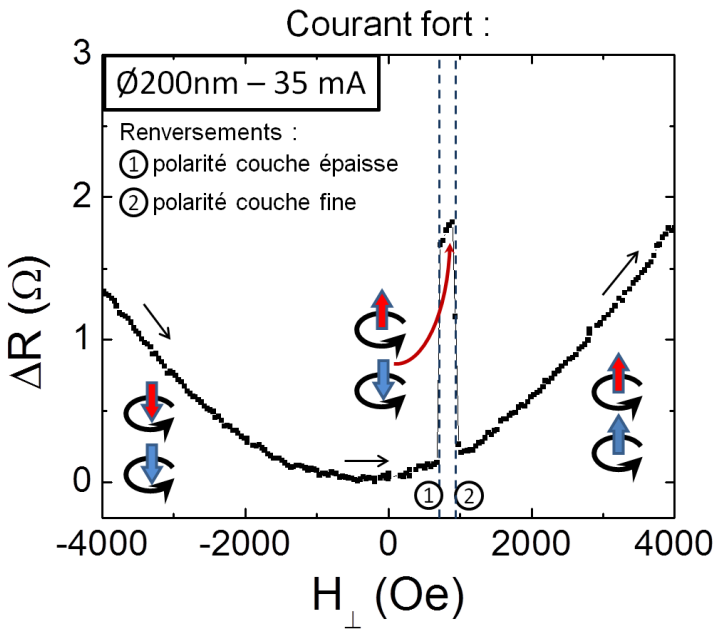


Figure 8.3 – *Variation de résistance en fonction du champ magnétique perpendiculaire pour un pilier de ⌀200nm à un courant $I_{dc} =$ 35mA. Les schémas indiquent l'état des polarités : couche fine en haut, couche épaisse en bas. Les lignes pointillées verticales marquent les champs de renversements des polarités des vortex de la couche épaisse puis de la couche fine.*

La première différence avec le comportement relevé aux faibles courants est l'évolution de la fréquence en fonction du champ dans l'état (2V-AP). Cette fois la fréquence relevée, ainsi que son sens d'évolution, correspondent à la branche croissante de la caractéristique $f(H_{perp})$, ce qui indique que c'est le cœur du vortex de la couche épaisse qui s'est renversée en premier. La seconde différence concerne l'amplitude du saut de résistance est plus grande. Comme nous avons déjà pu le préciser dans la section 7.3, ceci signifie que l'amplitude de giration des cœurs de vortex est plus élevée.

Nous conclurons finalement simplement que : L'amplitude des oscillations ayant la même variation que la fréquence, on conclura simplement qu'à l'apparition de l'état (2V-AP) :

- Dans le cas à « faible » courant, le cœur du vortex de la couche fine se renverse le premier. A l'apparition de l'état (2V-AP), l'amplitude et la fréquence sont faibles, puis diminuent lorsque le champ continue d'augmenter. Enfin, le cœur du vortex de la couche épaisse se renverse à plus fort champ.
- Dans le cas à « fort » courant, le cœur du vortex de la couche épaisse se renverse le premier. A l'apparition de l'état (2V-AP), l'amplitude et la fréquence sont plus élevées, puis augmentent

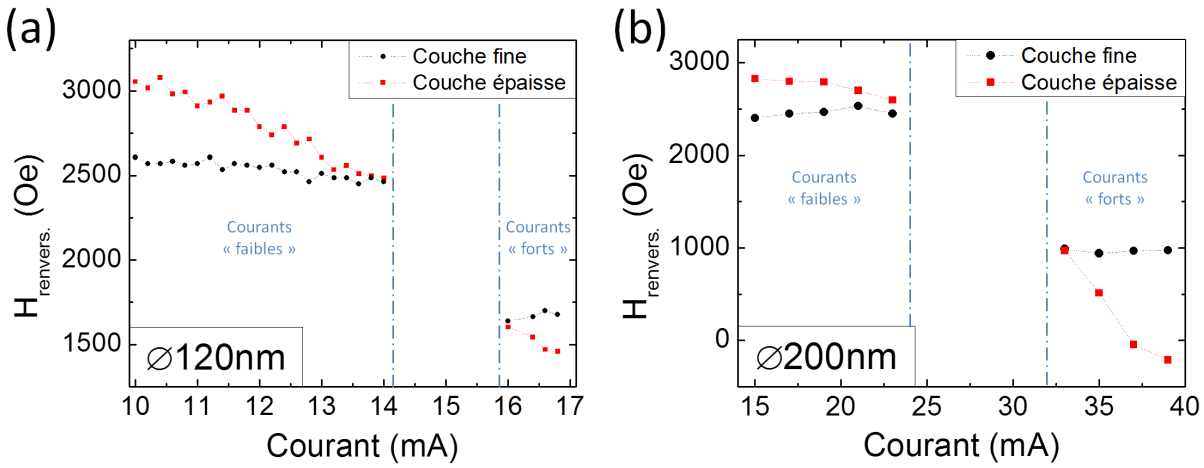


Figure 8.4 – *Champs critiques de renversements expérimentaux des polarités des vortex de la couche fine* 4*nm (ronds noirs) et de la couche épaisse* 15*nm (carrés rouges) en fonction du courant* I_{dc}*, pour les piliers de diamètres (a)* ∅120*nm et (b)* ∅200*nm.*

lorsque le champ continue d'augmenter. Enfin, le cœur du vortex de la couche épaisse se renverse à plus fort champ.

8.3 Dépendance des champs de renversement avec le courant

Pour chaque mesure à différents courants I_{dc}, l'expérience est reproduite et les valeurs des deux champs de renversement de polarité sont extraites, et associés au renversement du cœur de vortex de la couche épaisse, ou de la couche fine. Sur les figures 8.4 (a) et (b), nous reportons les dépendances des deux champs de renversements avec le courant I_{dc}, pour chacune des deux tailles de piliers.

Les nano-piliers des deux diamètres montrent un comportement très similaire, avec deux régimes bien distincts à « faible » et « fort » courant. A « faible » courant, la polarité de la couche fine se renverse à un champ plus faible que celle de la couche épaisse ($I_{dc} \leq 14$mA pour les piliers ∅120nm et $I_{dc} \leq 23$mA pour les piliers ∅200nm), tandis qu'à « fort » courant le comportement est inversé et la polarité de la couche épaisse se renverse en premier ($I_{dc} \geq 16$mA pour les piliers ∅120nm et $I_{dc} \geq 33$mA pour les piliers ∅200nm). Dans chacune des deux régions, le champ de renversement du cœur de la couche fine ne varie pas avec I_{dc}, tandis que le champ de renversement du cœur de la couche épaisse décroit rapidement avec I_{dc}. On observe également une forte diminution des deux champs de renversement dans le régime à « fort » courant par rapport au régime à « faible » courant.

Dans la gamme intermédiaire, aucun saut de résistance n'est relevé durant le balayage en champ, indiquant que les deux cœurs se renversent en même temps à l'échelle de temps de la mesure. On interprète que dans cette gamme, les deux champs de renversement sont suffisamment proches pour que le renversement d'un des cœurs déclenche immédiatement le renversement du second. En effet, le renversement d'un cœur de vortex s'accompagne de l'émission d'ondes de spin dans la couche magnétique [174], qui par couplage entre les couches peut venir déstabiliser la configuration de la configuration magnétique de l'autre couche.

Il est également important de noter que les deux renversements ne s'effectuent pas dans les mêmes conditions. En effet, le premier renversement a lieu alors que le système est dans l'état (2V-P), pour lequel, selon les observations expérimentales, les deux vortex sont au repos, tandis que le second renversement a lieu alors que le système est dans l'état (2V-AP) et que le mode gyrotropique couplé des vortex est excité. Ainsi, il est également à envisager qu'après le premier renversement dans l'état (2V-P), le champ appliqué est déjà supérieur au second champ de renversement dans l'état (2V-AP).

8.4 Simulations et interprétations

Pour confirmer et comprendre ce comportement, nous avons effectué des simulations numériques à l'aide du logiciel SpinPM, pour le cas des piliers circulaires de ⌀200nm. Les résultats de ces simulations nous ont permis de mettre en évidence l'existence de deux régimes, et d'associer les processus correspondant à chacun des renversements.

8.4.1 Conditions de simulation

Dans les simulations, l'aimantation des deux couches est laissée libre, avec notamment comme conséquence que chaque couche magnétique agit à la fois comme polariseur et comme couche libre lorsqu'on considère l'action du transfert de spin. La densité de courant est supposée uniforme dans toute la section du pilier. Le couple de transfert de spin est calculé pour une polarisation en spin du courant $P = 0.1$. Les paramètres magnétiques utilisés sont les suivants : $\mu_0 Ms_{15nm} = 0.88$T ($Ms_{15nm} = 700$emu/cm^3) pour la couche épaisse de 15nm, et $\mu_0 Ms_{15nm} = 0.75$T ($Ms_{4nm} = 600$emu/cm^3) pour la couche fine de 4nm, des constantes d'échange $A_{15nm} = 12$fJ/m ($A_{15nm} = 1.2\mu$erg/cm) et $A_{4nm} = 11$fJ/m ($A_{4nm} = 1.1\mu$erg/cm), et un amortissement de Gilbert $\alpha = 0.01$. La taille de maille choisie est $2 \times 2 \times 5$nm^3.

Les simulations micro-magnétiques sont réalisées par intégration numérique par une méthode de Runge-Kutta au 4me ordre de l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert, avec un pas temporel adaptatif. Bien qu'ayant une très faible amplitude au centre du pilier, et ainsi une influence faible sur le processus de renversement du cœur [2], le champ d'Oersted est pris en compte dans les simulations. A noter qu'un champ constant $H_x = 50$Oe dans le plan des couches est introduit pour briser la symétrie du système, sans toutefois influencer sensiblement les propriétés dynamiques du système.

Pour chaque valeur de $H_\perp$, les deux couches sont initialisées dans l'état vortex $C_{15nm} = C_{4nm} = +1$ et $P_{15nm} = P_{4nm} = -1$. La configuration magnétique est laissée libre de relaxer sans courant, ce qui aboutit à une configuration initiale où les cœurs des deux vortex sont centrés dans leur couche respective. Cette configuration est ensuite utilisée comme état initial pour chaque valeur du courant. Cette procédure est répétée pour des valeurs de champ croissantes dans le but de trouver pour chaque courant le champ critique induisant un renversement de polarité. De la même façon, pour trouver la valeur du second champ critique, le système est initié dans la configuration (2V-AP) correspondante, et le courant est appliqué à partir de la configuration relaxée.

8.4.2 Résultats

Les résultats des simulations sont présentés sur la figure 8.5. Nous retrouvons les deux régimes à « faibles » et « forts » courants, avec l'inversion de l'ordre des renversements. Aux « faibles » courants, le champ de renversement du cœur dans la couche fine est indépendant de I_{dc}, tandis que celui associé à la couche épaisse diminue très lentement avec I_{dc}. Au « forts » courants, le champ de renversement associé à la couche épaisse est toujours négatif, et décroit rapidement avec I_{dc}, tandis que le champ de renversement du cœur dans la couche fine reste indépendant de I_{dc}, à une valeur légèrement inférieure au régime des « faibles » courants. Ces simulations montrent ainsi un bon accord qualitatif avec les résultats expérimentaux.

Les simulations indiquent néanmoins que les deux cœurs se renversent toujours indépendamment, ce qui peut être une conséquence de l'absence d'imperfections dans le système simulé.

2. ...mais une influence certaine sur la fréquence des oscillations gyrotropiques, ce qui peut modifier la vitesse de déplacement du cœur...

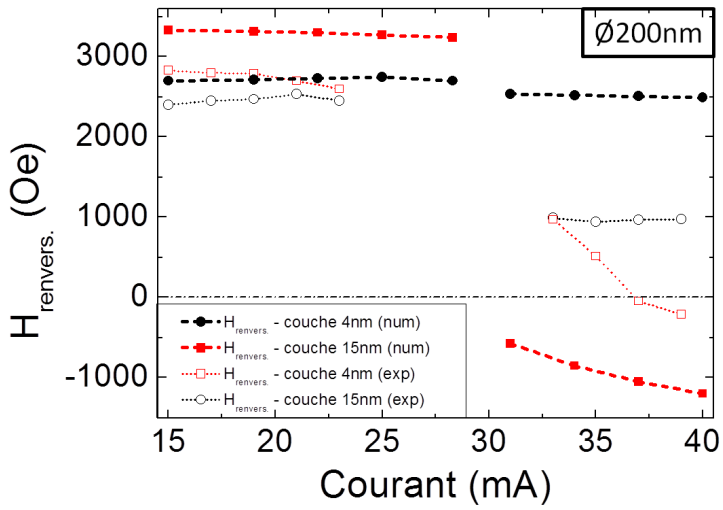


Figure 8.5 – *Champs critiques de renversements simulés des polarités des vortex de la couche fine 4nm (ronds noirs) et de la couche épaisse 15nm (carrés rouges) en fonction du courant I_{dc}, pour les piliers de diamètres (a) ⌀120nm et (b) ⌀200nm. Les valeurs des champ critiques expérimentaux sont reportés en symbôles creux pour comparaison.*

8.4.3 Deux processus de renversement

L'observation des mécanismes de renversements laisse apparaître deux types de processus, que nous désignerons par « renversement statique » et « renversement dynamique ».

Le renversement « dynamique » se produit après la déformation du cœur de vortex durant sa rotation dans le mouvement gyrotropique, sous l'influence du *gyro-champ* : un creux se forme à proximité du cœur [27, 175], à l'intérieur de sa trajectoire, où l'aimantation M_z est opposée à la polarité. Lorsque le cœur atteint une vitesse critique, ce creux se sépare du cœur, menant à la création d'une pair vortex-antivortex de polarités opposées [27, 166, 176, 132, 177]. L'anti-vortex s'annihile alors avec le premier vortex, et reste un vortex de polarité opposée.

Il a été prédit que la vitesse critique pour le renversement à champ perpendiculaire nul est une constante, définie par les propriétés du matériau [58] : $v_{cri} \approx 1.66\gamma\sqrt{A}$. Pour l'échantillon considéré, cette formule mène à des valeurs de 306m/s et 320m/s pour les couches de 4nm et 15nm respectivement. Il a également été prédit [132] que lorsqu'un vortex est soumis à un champ magnétique opposé à sa polarité, la vitesse critique de renversement peut être fortement réduite, observant une dépendance linéaire avec $H_\perp$. En conséquence, une extrapolation de cette dépendance prévoit une valeur de champ pour laquelle la vitesse de renversement devient nulle : $H_0(v_{cri} = 0)$, champ parfois assimilé à un champ de renversement statique.

Cependant, ce processus ne doit pas être confondu avec un renversement dit « statique », correspondant à un effondrement du cœur du vortex par propagation d'un point de Bloch [131], et lié à l'instabilité d'un cœur de polarité opposée au champ. Ce processus est souvent aidé par les défauts ou les imperfections dans les couches magnétiques [123]. Ce mécanisme de renversement peut apparaître à des champs plus faibles que H_0, particulièrement pour des plots magnétiques fins pour lesquels le vortex est moins stable [29, 131].

Dans les simulations présentées, des renversements « dynamiques » sont observés lorsque les vortex tournent à grande vitesse, et on observe alors que le processus s'initie dans le corps du vortex, hors du cœur. A l'opposé, des renversements « statiques » sont observés quand le cœur est fixe, ou se déplace à très faible vitesse, et dans ce cas le processus de renversement s'initie depuis le centre même du cœur du vortex.

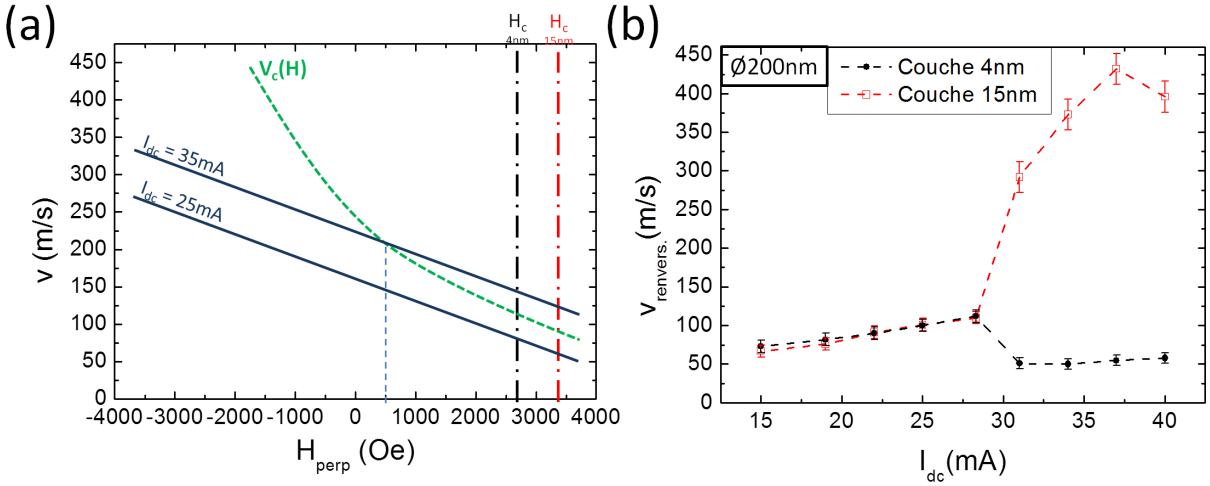


Figure 8.6 – *(a) Diagramme schématique d'évolution de la vitesse du cœur du vortex de la couche épaisse en fonction du champ magnétique, pour deux valeurs du courant $I_{dc} = 25mA$ et $I_{dc} = 35mA$, face à l'évolution de la vitesse critique et aux champ critiques de renversement « statiques » des deux cœurs. (b) Vitesse des cœurs des vortex des couches fine (ronds noirs) et épaisse (carrés rouges), issues des simulations et relevée juste avant le renversement.*

8.4.4 Interprétation des résultats

Pour tous les couples de paramètres I_{dc} et $H_\perp$, ainsi que la polarité des vortex, les simulations indiquent que le cœur du vortex de la couche épaisse a toujours le plus grand rayon de giration. Ainsi, c'est toujours ce cœur qui a la vitesse la plus grande, et est donc le premier (et le seul) susceptible de se renverser par un processus dynamique.

Trois influences en compétition sont alors à prendre en considération lorsque le courant et le champ perpendiculaire sont balayés :

1) Comme détaillé dans le chapitre 7, la dynamique du système est définie par le vortex de la couche épaisse. Ainsi, lorsque la dynamique est excitée par le transfert de spin, le rayon de giration des deux vortex, la fréquence de giration, et donc leurs vitesses vont décroitre lorsque le champ augmente dans la direction opposée à la polarité du vortex de la couche épaisse [41, 121].

2) La vitesse critique des deux cœurs va diminuer tandis que le champ est augmenté dans la direction opposée à leur polarité [132].

3) Pour un $H_\perp$ donné, la fréquence gyrotropique augmente avec le courant, augmentant ainsi la vitesse des cœurs des deux vortex.

L'évolution relative de ces trois dépendances va être d'importance primordiale pour savoir si l'on atteint ou non une situation de renversement « dynamique » avant que le champ de renversement « statique » soit atteint. Ces trois influences sont résumées sur la figure 8.6(a).

Dans la région à « faible » courant, les vitesses sont lentes, et la vitesse critique de renversement n'est jamais atteinte, quel que soit le champ. Les renversements des deux cœurs interviennent par effondrement du cœur, à faible vitesse (voir figure 8.6(b)), lorsque le champ critique « statique » est atteint. Cette observation correspond bien avec le fait que l'on relève pour ces deux champs de renversements quasiment aucune variation avec le courant (cf. fig. 8.5). En raison de l'absence de défauts dans le système simulé, on peut s'attendre à ce que les champs critiques soient un peu surestimés. Expérimentalement cependant, on observe une diminution du champ critique pour la couche épaisse lorsque le courant augmente (cf. fig. 8.4). Particulièrement pour le pilier ⌀120nm, une fois dans l'état (2V-AP), la vitesse avant le renversement devient significative et peut raisonnablement réduire le champ auquel le cœur s'effondre de par l'influence du *gyro-champ* [27].

Finalement à 30mA, dans la couche de 15nm, l'évolution de la vitesse du cœur avec $H_\perp$ croise celle de la vitesse critique, avant que $H_\perp$ atteigne la valeur du champ critique statique (voir figure 8.6(a)). Alors, c'est le cœur de la couche épaisse qui se renverse en premier, « dynamiquement » (voir figure 8.6(b)). Si l'on augmente le courant au delà de 30mA, la vitesse du cœur dans la couche 15nm augmente encore, et le renversement a lieu à des champs de plus en plus faibles. Nous avons été surpris d'observer, à la fois expérimentalement et dans les simulations, que le renversement peut avoir lieu pour des valeurs négatives de $H_\perp$, ce qui correspond à un champ dans la même direction que le cœur. Ceci se produit lorsque le cœur atteint une très grande vitesse, au delà des vitesses critiques calculées à champ nul. C'est pourquoi il n'est possible d'observer un renversement à $H_\perp < 0$ que pour les piliers ⌀200nm où la vitesse est plus grande, et non pour les piliers ⌀120nm. Il est intéressant de noter qu'il est donc possible de provoquer un renversement à champ nul, simplement par l'action du transfert de spin. Après le premier renversement, le cœur dans la couche 4nm n'atteint quant à lui jamais sa vitesse critique, et le champ critique de renversement « statique » est inévitablement atteint en premier. Une fois encore, quasiment aucune dépendance du champ critique n'est alors observée avec le courant (cf. fig. 8.5).

Notons que la valeur observée du champ critique pour le renversement de polarité de la couche fine est différente dans les régions de « faibles » et « forts » courants, tout particulièrement dans le cas expérimental (cf. fig. 8.4). Nous pouvons faire l'hypothèse que l'interaction entre les deux cœurs soit à l'origine de ce changement : lorsque le renversement se fait depuis l'état (2V-P) (à « faible » courant), les deux cœurs sont proches, alors que lorsque le renversement se fait depuis l'état (2V-AP) (à « fort » courant), les cœurs sont éloignés (cf. la rotation en opposition de phase) en plus d'être de directions opposées. Une autre hypothèse possible est la dépendance du champ de renversement « statique » de polarité de la couche fine avec la vitesse du cœur. En effet, en fonction de la direction de polarité du vortex de la couche épaisse, la fréquence gyrotropique à un champ donné s'avère grandement modifiée (elle est supérieure si la direction du champ et de la polarité du vortex de la couche épaisse coïncident). On envisage alors qu'une plus grande vitesse, bien que très inférieure à la vitesse critique, aide à la déstabilisation du vortex.

Malgré l'absence de preuve de la présence d'excitations gyrotropiques dans la configuration (2V-P), cette étude comparative soutient la possibilité de l'apparition expérimentale d'auto-oscillations dans cet état. Comme discuté dans les précédents chapitres 6 et 7, il est envisageable que le courant critique d'excitation dans la configuration (2V-P) soit sous-évalué par les simulations, et repoussé aux forts courants. Vu les résultats que nous venons de présenter, au moins pour des courants supérieurs à 33mA dans le cas des piliers ⌀200nm, l'action du transfert de spin à champ nul est nécessairement suffisante pour démarrer les auto-oscillations dans la configuration (2V-P). Nous pouvons alors faire l'hypothèse que dès le départ des oscillations, l'amplitude suffisamment grande pour que la vitesse critique soit atteinte, et qu'un renversement du cœur du vortex de la couche épaisse se produise.

En résumé, ces expériences, soutenues par une étude numérique, ont démontré que même lorsque le mode gyrotropique est excité, deux sortes de processus de renversements de polarités peuvent être observés : « statique » ou « dynamique ». Les champs critiques de renversement associés à un effondrement du cœur ne montrent pas de forte dépendance aux paramètres dynamiques, mais diminuent avec l'épaisseur des couches magnétiques. Au contraire, les renversements « dynamiques » qui ont lieu à grandes vitesses montrent une forte dépendance au courant.

Cette étude introduit la possibilité de renverser le cœur du vortex de la couche épaisse de 15nm simplement en appliquant un courant continu à champ magnétique nul, laissant alors le système

dans un état (2V-AP) stable dans lequel un signal hyper-fréquence est mesuré. Elle propose également la possibilité d'effectuer un renversement sélectif de polarité par une combinaison ingénieuse du champ et du courant.

Conclusion et perspectives

Conclusion de la partie III :

Nous avons envisagé le système de deux vortex, et en particulier le mode gyrotropique du cœur de vortex, comme un système modèle pour l'étude de l'excitation par transfert de spin de couches magnétiques couplées. Nous avons présenté une étude approfondie des courbes de transport $R(I_{dc})$ et $R(H)$, permettant d'une part, de mettre en évidence la possibilité de contrôler l'état magnétique de chacune des couches (uniforme, 1 vortex, 2 vortex) mais aussi de démontrer la complexité des phénomènes de relaxation de spin dans des structures à aimantation fortement non-homogène.

Un des objectifs était d'analyser les propriétés dynamiques du système à deux vortex couplés. Dans ce but, nous avons calculé l'expression de la force de transfert de spin dans le cas d'une couche polarisatrice en vortex, permettant de prédire les règles sur les signes relatifs de chiralités et polarités des deux vortex, ainsi que sur le signe du courant pour exciter des oscillations gyrotropiques de large amplitude par transfert de spin. Ces prédictions ont été validées par des simulations micro-magnétiques. Un des résultats importants est qu'un seul des deux modes couplés du système est susceptible d'être excité par l'effet de transfert de spin. Celui correspond au cas pour lequel les deux cœurs de vortex tournent à une fréquence commune, mais soit en phase ou en opposition de phase en fonction des signes de polarité.

Enfin, nous avons pu prédire en tenant compte de toutes les composantes de l'interaction dipolaire entre les deux vortex que le courant critique est plus élevé dans la configuration de polarités parallèles que dans la configuration de polarités anti-parallèles. De plus, dans le cas de nanopiliers de diamètre supérieur à ⌀200nm, un résultat particulièrement intéressant est que la réduction du courant critique mène à une valeur théoriquement nulle, associé à une très forte accordabilité de la fréquence aux faibles courants. Ce résultat a abouti au dépôt d'un brevet [136] en raison de son grand potentiel applicatif, dans le domaine des télécommunications par exemple.

D'un point de vue expérimental, nous avons observé des excitations uniquement dans la configuration de polarités anti-parallèles, aussi bien pour un pilier de diamètre ⌀120nm que ⌀200nm. Les signaux rf associés aux auto-oscillations ont notamment pu être observés à champ nul, ce qui représente une caractéristique très importante en vue des applications. Les largeurs de raies de ces modes couplés sont particulièrement faibles ($\approx$ 200kHz à champ nul, et jusqu'à $\approx$ 50kHz sous l'application d'un champ magnétique) ce qui correspond à une réduction d'environ un ordre de grandeur par rapport aux auto-oscillations d'un vortex unique.

Le contrôle de la configuration relative des cœurs de vortex est un des paramètres critiques pour la maîtrise des propriétés dynamiques et donc de l'émission hyperfréquence. Nous avons présenté une étude des mécanismes de renversement des cœurs des vortex sous les influences d'un champ perpendiculaire et du transfert de spin. A faible courant, le renversement est « statique » et correspond à un effondrement du cœur, tandis qu'à fort courant, l'influence du transfert de spin permet d'observer des renversements « dynamiques », lorsque la vitesse du cœur du vortex de la couche épaisse atteint sa vitesse critique. A notre connaissance, il s'agit d'un premier résultat expérimental mettant en évidence le retournement de polarité par transfert de spin associé à l'injection d'un courant continu. Au-delà des aspects oscillateurs, ces résultats sont très importants pour des perspectives de mémoires non volatiles 4 états à base de vortex.

Perspectives :

Dans notre étude sur le système à deux vortex, nous avons mis en évidence les limites du modèle couramment employé pour le calcul de l'effet du transfert de spin, qui suppose une polarisation en spin du courant P constante sur toute la section du pilier. Pour prédire avec précision le comportement dynamique d'aimantations fortement non-homogènes, il sera nécessaire de coupler les calculs micro-magnétiques avec une résolution du profil de polarisation en spin du courant dans la structure.

Dans le but de combiner cohérence des oscillations et puissance du signal, mais également dans l'espoir de pouvoir confirmer la réduction du courant critique à zéro, une nouvelle génération d'échantillons a été préparée en collaboration avec le groupe de S. Yuasa (AIST, Tsukuba, Japon). Ces nano-piliers sont conçus en accolant à la tricouche spin-valve une jonction tunnel magnétique, pour aboutir à un empilement de type : Py/Cu/Py/MgO/SAF. Ainsi, les oscillations des vortex couplés dans les couches de Py vont induire de fortes variations de la résistance tunnel au niveau de la jonction sans toutefois dégrader les propriétés de cohérences de celles-ci.

Ce travail de thèse ainsi que plusieurs autres travaux récents [115, 116, 117] ont permis de démontrer que l'excitation par transfert de spin de modes couplés permet de diminuer grandement la largeur de raie des oscillations. Nous avons alors émis l'hypothèse que la considération des modes couplés non excités, mais néanmoins affectés par le transfert de spin, est importante dans le calcul de la sensibilité des oscillateurs aux fluctuations. Le lecteur pourra trouver dans l'annexe C (p.183) quelques figures présentant des résultats surprenant d'observation de signaux issus des oscillations à des fréquences subharmoniques de la fréquence gyrotropique excitée ($f/2$, $f/3$, etc.). Bien qu'encore inexpliquées, ces observations suggèrent l'existence de phénomènes de synchronisation entre les différents modes couplés du système.

Un important travail reste pourtant à faire dans le but de confirmer ces hypothèses. Notamment, il sera nécessaire d'étudier précisément la validité des modèles de calculs de la largeur de raie des oscillateurs à transfert de spin dans le cas spécifique des oscillateurs à base de vortex. Un développement nécessaire sera d'inclure dans de prochaines simulations micro-magnétiques l'influence d'un champ fluctuant permettant de prendre en considération les fluctuations thermiques dans le système, afin d'identifier spécifiquement les phénomènes à l'origine de la réduction de largeur de raie et en particulier les corrélations entre les bruits de phase et d'amplitude dans les STVO. Jusqu'à présent, les systèmes étudiés ne comportent que deux couches magnétiques mais il est possible d'envisager de multiplier le nombre de couches libres couplées dans l'espoir de diminuer encore plus la largeur de raie.

D'un point de vue applicatif, la cohérence des oscillations peut être un excellent atout pour étudier les caractéristiques de ce système en tant que détecteur rf. Un schéma possible serait de connecter le pilier directement à une antenne, pour étudier la réponse de la tension dc à ses bornes en fonction de la fréquence reçue par l'antenne.

Quatrième partie

Phénomènes de synchronisation de deux oscillateurs

Au delà du pilier unique : la synchronisation

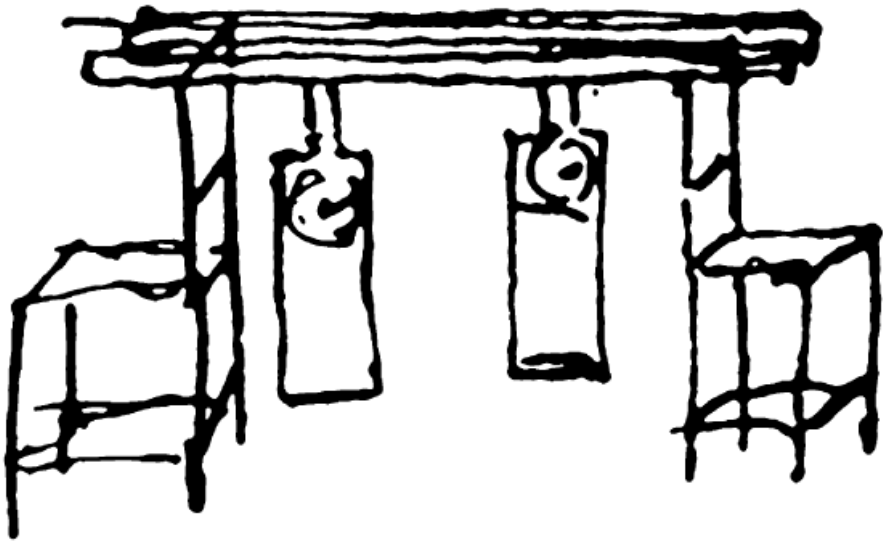


Figure 8.7 – *Dessin original de C. Huygens illustrant son expérience avec deux horloges placées sur un support commun.*

Le phénomène de synchronisation a été observé pour la première fois en 1665 par le savant Christiaan Huygens. Alors qu'il réalisait une étude sur la longévité des horloges, il fut surpris en observant deux horloges accrochées au même support de voir que les mouvements des deux pendules s'accordaient pour osciller à une seule et même fréquence, dans son cas toujours en opposition de phase. Au delà, il remarqua que si une quelconque interférence dérangeait cet accord, celui-ci était rétabli dans un temps très court. Depuis cette découverte du phénomène de « synchronisation mutuelle » de deux auto-oscillateurs, de nombreux autres exemples ont pu être observés : non seulement en science, mais également dans la nature, dans notre vie sociale, etc [91, 63].

Lorsque deux auto-oscillateurs, par définition autonomes, interagissent par un biais quelconque, ils sont alors susceptibles de se synchroniser. Il n'est cependant pas toujours évident d'identifier ni l'origine, ni l'amplitude de l'interaction, ainsi que les capacités des différents oscillateurs à modifier leur fréquence pour s'adapter à son voisin. Ce qui est particulièrement intéressant est que lorsque plusieurs oscillateurs sont synchronisés, on peut dans certains cas observer une plus grande stabilité des oscillations synchrones par rapport aux oscillations des auto-oscillateurs isolés [101].

C'est ce phénomène qui retient l'attention de la communauté travaillant à l'optimisation des oscillateurs à transfert de spin. Nous avons justement pu décrire au chapitre 3.2 que deux plots magnétiques placés à proximité l'un de l'autre interagissent par le biais du champ dipolaire induit par chacun. Alors que nous nous sommes intéressés dans la partie III à l'optimisation des propriétés d'un unique auto-oscillateur à transfert de spin, nous proposons dans cette partie d'étendre l'étude au comportement de plusieurs nano-piliers placés à proximité. Nous chercherons notamment, tout comme Huygens et ses deux horloges, à déterminer s'il est possible d'observer un phénomène de synchronisation mutuelle entre les oscillations de deux STVOs.

Chapitre 9

Synchronisation de deux oscillateurs : modèles analytiques de la dynamique de synchronisation

Ce chapitre est consacré à l'élaboration de modèles analytiques pour l'étude de la synchronisation entre deux oscillateurs vortex à transfert de spin (STVO). Nous étudierons le comportement de deux piliers dans lesquels sont excitées des oscillations entretenues d'un vortex par transfert de spin (voir figure 9.1). Les deux piliers sont séparés d'une distance faible et interagissent par couplage dipolaire. Après avoir pris soin de décrire et modéliser l'interaction entre les deux vortex, nous nous concentrerons dans un premier temps sur l'établissement d'un accord de phase entre deux oscillateurs identiques. Puis nous ébaucherons un modèle nous permettant de prédire les conditions de synchronisation de deux piliers de diamètres légèrement différents.

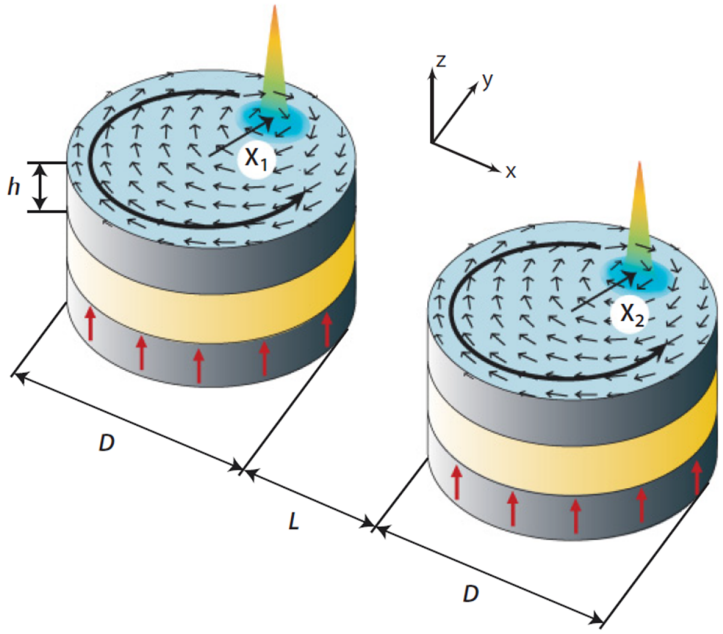


Figure 9.1 *– Représentation schématique de deux oscillateurs à transfert de spin à base de vortex. Les flèches rouges indiquent la direction de la polarisation en spin du courant issue du polariseur. Les piliers ont un diamètre D et sont séparés d'une distance L. Les affixes* $\boldsymbol{X}_1 = (x_1, y_1)$ *et* $\boldsymbol{X}_2 = (x_2, y_2)$ *définissent les positions des deux cœurs dans chaque couche.*

9.1 Modélisation de l'interaction dipolaire

La modélisation complète de l'interaction dipolaire entre les deux vortex est complexe. Il serait en effet nécessaire de prendre en compte les interactions corps-corps, cœur-cœur, et corps-cœur. Cependant, étant donné la distance séparant les deux cœurs, ainsi que leurs dimensions réduites, il est raisonnable de

négliger les deux derniers termes pour ne considérer que l'interaction entre les composantes planaires de l'aimantation du vortex.

Nous considérerons un modèle analytique simple : celui de deux macro-dipoles, concentrés au centre des couches. Dans ce cas simple, l'énergie d'interaction peut être exprimée par :

$$W_{int}^{md} = V^2 \left(\frac{\vec{M}_1 \cdot \vec{M}_2}{D_{12}^3} - \frac{3(\vec{M}_1 \cdot \vec{D}_{12})(\vec{M}_2 \cdot \vec{D}_{12})}{D_{12}^5} \right) \tag{9.1}$$

où $\vec{D}_{12}$ est le vecteur reliant les positions des deux cœurs et V est le volume d'une couche magnétique. L'aimantation planaire $\vec{M}_{1,2}$ pour le vortex est perpendiculaire au rayon vecteur de la position du cœur, et on peut ainsi écrire $\mu_0 \vec{M}_{1,2} = C_{1,2}\xi(\vec{X}_{1,2} \times \vec{e}_z)$, où ξ est une constante déterminée numériquement [1] : $\xi = 0.56 mT/\text{nm}$. L'équation (9.1) peut alors être mise sous la forme :

$$W_{int}^{md} = C_1 C_2 \left(\mu_{(+)} \vec{X}_1 \cdot \vec{X}_2 + \mu_{(-)} X_1 X_2 \cos(\varphi_1 + \varphi_2) \right) \tag{9.2}$$

où $\mu_{(+)} = -\frac{\xi^2 V^2}{2D_{12}^3} < 0$, $\mu_{(-)} = \frac{3}{2}\frac{\xi^2 V^2}{D_{12}^3} > 0$ et $\mu_{(-)} = -3\mu_{(+)}$ [178]. On associera par la suite aux rayons vecteurs leurs affixes complexes : $\vec{X}_1(\boldsymbol{X}_1)$, $\vec{X}_2(\boldsymbol{X}_2)$. En posant le vecteur $\vec{X}_1^*(\boldsymbol{X}_1{}^*)$ symétrique de $\vec{X}_1$ par rapport à l'axe $\hat{x}$ de référence des phases, la formule (9.2) peut enfin être réécrite sous la forme :

$$\begin{aligned} W_{int}^{md} &= C_1 C_2 \left(\mu_{(+)} \vec{X}_1 \cdot \vec{X}_2 + \mu_{(-)} \vec{X}_1^* \cdot \vec{X}_2 \right) && (9.3) \\ &= C_1 C_2 \left(\mu_{(+)} \mathrm{Re}(\boldsymbol{X}_1 \boldsymbol{X}_2{}^*) + \mu_{(-)} \mathrm{Re}(\boldsymbol{X}_1 \boldsymbol{X}_2) \right) && (9.4) \end{aligned}$$

Nous allons nous intéresser à l'apparition d'un accord de phase entre les oscillations des vortex dans les deux piliers. La dynamique de synchronisation est étudiée à travers l'équation différentielle modélisant l'évolution de la différence de phase entre les deux oscillateurs. Nous retrouverons particulièrement dans cette équation les différents termes de couplage. La synchronisation est un processus lent par rapport à la fréquence d'auto-oscillation des deux systèmes. Ainsi nous pourrons, pour étudier la dynamique de verrouillage de phase, ne considérer que les termes correspondants à des variations à basse fréquence, et négliger les termes oscillants à haute fréquence.

En remplaçant dans l'expression (9.3) : $\boldsymbol{X}_1 = X_1 e^{iP_1\omega_1 t + \varphi_{1_0}}$ et $\boldsymbol{X}_2 = X_2 e^{iP_2\omega_2 t + \varphi_{2_0}}$, on révèle alors que le premier terme de l'expression est un terme oscillant à la fréquence $P_1\omega_1 - P_2\omega_2$, tandis que le second oscille à une fréquence $P_1\omega_1 + P_2\omega_2$. Nous considèrerons par la suite deux cas :

1) Le cas où les deux vortex ont des polarités parallèles, et tournent donc dans la même direction : $P_1 P_2 > 0$. Le second terme de l'expression (9.3) oscille alors au double de la fréquence gyrotropique des vortex. Nous le négligerons donc et retiendrons $W_{int}|_{BF} = \mu_{(+)} \vec{X}_1 \cdot \vec{X}_2$.
2) Dans le cas où les vortex ont des polarités anti-parallèles, les deux vortex tournant alors dans des directions opposées ($sgn(\omega_1) = -sgn(\omega_2)$), c'est le premier terme de l'énergie d'interaction W_{int} (équation (9.3)) qui oscille à haute fréquence et sera moyenné pour ne garder que le second terme correspondant à des oscillations lentes. Nous retiendrons ainsi $W_{int}|_{BF} = \mu_{(-)} \vec{X}_1^* \cdot \vec{X}_2 = \mu_{(-)} \vec{X}_1 \cdot \vec{X}_2^*$.

9.2 Verrouillage de phase de deux oscillateurs identiques

Considérons tout d'abord le cas « simple » de deux auto-oscillateurs identiques qui, s'ils étaient isolés, auraient strictement la même fréquence d'oscillation. Afin de se synchroniser, il n'est ainsi pas

1. On trace pour cela l'évolution de l'aimantation moyenne en fonction de la position du cœur, qui est relativement linéaire pour un rayon faible.

nécessaire pour les oscillateurs d'adapter leurs fréquences d'auto-oscillations respectives. C'est pourquoi plutôt que de synchronisation nous parlerons de verrouillage de phase. L'accord de phase, point central de la synchronisation peut toujours être étudié : les deux oscillateurs démarrent en effet avec une phase à priori décorrélée et atteindront, grâce à l'influence de leur interaction mutuelle, un état pour lequel leurs phases sont accordées, ou « verrouillées ».

Nous proposons un modèle analytique basé sur les équations de Thiele [43] décrivant la dynamique des deux vortex, auxquelles nous ajoutons un terme supplémentaire de couplage correspondant à l'interaction dipolaire [29, 35, 31].

9.2.1 Cas des polarités parallèles

Les deux équations de Thiele décrivant la dynamique des cœurs des vortex, dans le cas de vortex de chiralités identiques $C_{1,2} = +1$, et des polarités parallèles $P_{1,2} = +1$, intégrant le transfert de spin et l'interaction dipolaire s'écrivent :

$$-G(\vec{e}_z \times \dot{\vec{X}}_{1,2}) - k_{1,2}(X_{1,2})\vec{X}_{1,2} - \alpha\eta G\dot{\vec{X}}_{1,2} + \vec{F}_{STT} + \vec{F}_{int} = \vec{0} \tag{9.5}$$

Pour la constante de rappel $k_{1,2}$, on introduira la dépendance au second ordre avec l'orbite de giration : $k_{1,2}(X_{1,2}) = \omega_0 G\left(1 + a\,(X_{1,2}/R)^2\right)$ [54, 179]. En effet, en plus d'être nécessaire à l'existence dans les équations d'une trajectoire d'auto-oscillations stable, le coefficient a définit, à courant constant, la dépendance de la fréquence avec l'orbite de giration. Sans cela, les auto-oscillateurs ainsi modélisés seraient isochrones et alors inaptes à se synchroniser. Il est donc très important d'en tenir compte dans ce modèle. Nous choisirons par contre de considérer un coefficient d'amortissement η constant.

Nous exprimerons la force de transfert de spin sous la forme :

$$\vec{F_{STT}} = \kappa J_{1,2}(\vec{e}_z \times \vec{X_{1,2}})$$

Cette forme correspond avant tout au cas d'un polariseur uniforme perpendiculaire, mais il sera facile de considérer un cas plus complexe en introduisant une dépendance du type $\kappa(X)$ (la direction reste quant à elle inchangée). Dans cette section, nous considèrerons que les deux auto-oscillateurs sont alimentés par un même courant : $J_1 = J_2 = J$. Finalement, le terme d'interaction s'exprime par :

$$\vec{F_{int}} = -\partial\, W_{int}|_{BF}\,(\vec{X}_1, \vec{X}_2)/\partial\vec{X_{1,2}} = -\mu_{(+)}\vec{X_{2,1}}$$

L'encadré suivant propose la mise en équation de la dynamique de verrouillage de phase à partir des équations de Thiele couplées.

Verrouillage de phase : cas des polarités parallèles

Pour plus de simplicité, il est pratique de reprendre ces équations en utilisant la notation complexe et les affixes $\boldsymbol{X}_1$ et $\boldsymbol{X}_2$ associées aux rayons vecteurs :

$$\begin{cases} -(iG+D)\dot{\boldsymbol{X}}_1 - (k_1(X_1) - i\kappa J)\boldsymbol{X}_1 - \mu_{(+)}\boldsymbol{X}_2 = 0 & (9.6a) \\ -(iG+D)\dot{\boldsymbol{X}}_2 - (k_2(X_2) - i\kappa J)\boldsymbol{X}_2 - \mu_{(+)}\boldsymbol{X}_1 = 0 & (9.6b) \end{cases}$$

Ces équations peuvent être réécrites en utilisant les coordonnées polaires $\boldsymbol{X}_1 = X_1 e^{i\varphi_1}$ et $\boldsymbol{X}_2 = X_2 e^{i\varphi_2}$, en séparant partie réelle et partie imaginaire et en introduisant le déphasage $\psi = \varphi_1 - \varphi_2$:

$$\begin{cases} -G\dot{X}_1 - DX_1\dot{\varphi}_1 + \kappa J X_1 + \mu_{(+)}X_2 \sin\psi = 0 & (9.7a) \\ -D\dot{X}_1 + GX_1\dot{\varphi}_1 - k_1(X_1) - \mu_{(+)}X_2 \cos\psi = 0 & (9.7b) \end{cases}$$

$$\begin{cases} -G\dot{X}_2 - DX_2\dot{\varphi}_2 + \kappa J X_2 - \mu_{(+)}X_1 \sin\psi = 0 & (9.8a) \\ -D\dot{X}_2 + GX_2\dot{\varphi}_2 - k_2(X_2) - \mu_{(+)}X_1 \cos\psi = 0 & (9.8b) \end{cases}$$

que l'on peut réécrire, en séparant les variables et en considérant que $(\alpha\eta)^2 << 1$:

$$\begin{cases} \dfrac{\dot{X}_1}{X_1} = \dfrac{\kappa J - \alpha\eta k_1(X_1)}{G} + \dfrac{\mu_{(+)}}{G}\dfrac{X_2}{X_1}(\sin\psi - \alpha\eta\cos\psi) & (9.9a) \\ \dfrac{\dot{X}_2}{X_2} = \dfrac{\kappa J - \alpha\eta k_2(X_2)}{G} - \dfrac{\mu_{(+)}}{G}\dfrac{X_1}{X_2}(\sin\psi + \alpha\eta\cos\psi) & (9.9b) \\ \dot{\varphi}_1 = \dfrac{k_1(X_1)}{G} + \alpha\eta\dfrac{\kappa J}{G} + \dfrac{\mu_{(+)}}{G}\dfrac{X_2}{X_1}(\alpha\eta\sin\psi + \cos\psi) & (9.9c) \\ \dot{\varphi}_2 = \dfrac{k_2(X_2)}{G} + \alpha\eta\dfrac{\kappa J}{G} + \dfrac{\mu_{(+)}}{G}\dfrac{X_1}{X_2}(-\alpha\eta\sin\psi + \cos\psi) & (9.9d) \end{cases}$$

On obtient ainsi deux équations couplées décrivant les dynamiques de la différence d'amplitude et de la différence de phase des deux oscillateurs. En posant $\tilde{\mu}_{(+)} = \frac{\mu_{(+)}}{G}$:

$$\begin{cases} \frac{\dot{X}_1}{X_1} - \frac{\dot{X}_2}{X_2} = -\alpha\eta\omega_0 a\left(\frac{X_1^2 - X_2^2}{R^2}\right) + \tilde{\mu}_{(+)}\left(\frac{X_1}{X_2} + \frac{X_2}{X_1}\right)\sin\psi + \tilde{\mu}_{(+)}\alpha\eta\left(\frac{X_1}{X_2} - \frac{X_2}{X_1}\right)\cos\psi \\ \dot{\psi} = \omega_0 a\left(\frac{X_1^2 - X_2^2}{R^2}\right) + \alpha\eta\left(\frac{\dot{X}_1}{X_1} - \frac{\dot{X}_2}{X_2}\right) - \tilde{\mu}_{(+)}\left(\frac{X_1}{X_2} - \frac{X_2}{X_1}\right)\cos\psi \end{cases} \quad (9.10)$$

On posera pour la suite la variable $\varepsilon = \frac{X_1 - X_2}{X_1 + X_2}$. On peut raisonnablement faire l'hypothèse que la différence d'amplitude reste faible par rapport aux amplitudes elles-mêmes et ainsi effectuer quelques développements limités à l'ordre 1 :

$$\dot{\varepsilon} = \frac{1}{2}\left(\frac{\dot{X}_1}{X_1} - \frac{\dot{X}_2}{X_2}\right) \; ; \; (X_1^2 - X_2^2) \approx 4X_0^2\varepsilon$$

$$\left(\frac{X_1}{X_2} - \frac{X_2}{X_1}\right) \approx 4\varepsilon \; ; \; \left(\frac{X_1}{X_2} + \frac{X_2}{X_1}\right) \approx 2$$

En posant la variable réduite $r_0 = X_0/R$, on obtient finalement les deux équations couplées :

$$\begin{cases} \dot{\varepsilon} = 2\alpha\eta\left(\tilde{\mu}_{(+)}\cos\psi - \omega_0 a {r_0}^2\right)\varepsilon + \tilde{\mu}_{(+)}\sin\psi & (9.11a) \\ \dot{\psi} = 4\left(\omega_0 a {r_0}^2 - \tilde{\mu}_{(+)}\cos\psi\right)\varepsilon + 2\alpha\eta\dot{\varepsilon} & (9.11b) \end{cases}$$

La dynamique de verrouillage de phase est décrite par un système de deux équations différentielles non-linéaires couplées, l'une associée à l'écart relatif des amplitudes et la seconde à la différence de phase :

$$\begin{cases} \dot{\varepsilon} = 2\alpha\eta\left(\tilde{\mu}_{(+)}\cos\psi - \omega_0 a {r_0}^2\right)\varepsilon + \tilde{\mu}_{(+)}\sin\psi & (9.12a) \\ \dot{\psi} = 4\left(\omega_0 a {r_0}^2 - \tilde{\mu}_{(+)}\cos\psi\right)\varepsilon + 2\alpha\eta\tilde{\mu}_{(+)}\sin\psi & (9.12b) \end{cases}$$

Le paramètre a, représentant la possibilité pour un oscillateur de modifier sa fréquence en modifiant son orbite et le paramètre $\tilde{\mu}_{(+)}$, représentant l'amplitude de l'interaction, vont définir la capacité des deux auto-oscillateurs à se verrouiller. On remarquera que la forme du polariseur (polariseur perpendiculaire, planaire, etc.), à travers le coefficient κ, n'intervient pas dans ces équations. Nous proposons dans les deux paragraphes suivants deux exploitations possibles de ces équations, basées sur des hypothèses différentes : une faible différence de phase entre les deux oscillateurs ou un faible couplage.

9.2.2 Faibles déphasages - système linéaire

La description de la dynamique de verrouillage de phase dans son ensemble (et notamment la phase d'accrochage avant que les phases commencent à s'accorder) est relativement complexe. Pour commencer, nous nous concentrons sur le seconde régime où le déphasage est borné et converge alors vers sa valeur d'équilibre. Considérons alors le cas des faibles déphasages ($\psi << 1$), afin de linéariser le système d'équations obtenu :

$$\begin{cases} \dot{\varepsilon} = 2\alpha\eta\left(\tilde{\mu}_{(+)} - \omega_0 a {r_0}^2\right)\varepsilon + \tilde{\mu}_{(+)}\psi & (9.13a) \\ \dot{\psi} = 4\left(\omega_0 a {r_0}^2 - \tilde{\mu}_{(+)}\right)\varepsilon + 2\alpha\eta\tilde{\mu}_{(+)}\psi & (9.13b) \end{cases}$$

La dynamique est alors régie par les valeurs propres de ce système :

$$\lambda_{1,2} = -\alpha\eta\left(\omega_0 a {r_0}^2 - 2\tilde{\mu}_{(+)}\right) \pm \sqrt{(\alpha\eta)^2\omega_0^2\left(a{r_0}^2\right)^2 - 4\tilde{\mu}_{(+)}^2 + 4\tilde{\mu}_{(+)}\omega_0 a {r_0}^2} \tag{9.14}$$

9.2.2.1 Régime quasi-périodique : $\lambda_{1,2} \in \mathbb{C}$

Le régime quasi-périodique correspond au cas $\left|\tilde{\mu}_{(+)}\right| > 1/4\omega_0 a {r_0}^2 (\alpha\eta)^2$. Pour deux oscillateurs fortement couplés, leur déphasage converge en oscillant une fois leurs phases accrochées. On peut alors mettre les valeurs propres sous la forme $\lambda_{1,2} = -1/\tau \pm i\Omega$, où $1/\tau$ est le temps de décroissance associé au verrouillage de phase et Ω est la fréquence de battement de la différence de phase. Par identification, on obtient les deux paramètres [2] :

$$\begin{cases} 1/\tau = \alpha\eta\left(\omega_0 a {r_0}^2 - 2\tilde{\mu}_{(+)}\right) & (9.15a) \\ \Omega = 2\omega_0\sqrt{\left(\dfrac{\tilde{\mu}_{(+)}}{\omega_0}\right)^2 - a{r_0}^2\left(\dfrac{\tilde{\mu}_{(+)}}{\omega_0}\right) - \dfrac{1}{4}(\alpha\eta)^2\left(a{r_0}^2\right)^2} & (9.15b) \end{cases}$$

Grâce à ces deux formules (9.15a) et (9.15b), nous sommes capables de relier les temps caractéristiques du verrouillage de phase aux paramètres des oscillateurs et notamment au paramètre de couplage $\tilde{\mu}_{(+)}$. On constate alors que, comme attendu intuitivement, le temps caractéristique de convergence du

2. Pour rappel : $\tilde{\mu}_{(+)} < 0$.

déphasage τ va diminuer lorsque $\tilde{\mu}_{(+)}$ augmente. De même, plus a est grand, i.e. plus l'auto-oscillateur peut faire varier sa fréquence en modifiant son rayon d'orbite et plus la convergence sera rapide.

En renversant le problème, il est également possible de déterminer l'énergie d'interaction moyenne à partir de la connaissance des temps caractéristiques. On retiendra pour cela que :

$$\langle W_{int} \rangle (L) = \mu_{(+)} X_0^2 = \frac{G}{2} \left(\sqrt{\frac{1}{(\alpha\eta\tau)^2} - \Omega(L)^2} - \frac{1}{\alpha\eta\tau} \right) X_0^2 < 0 \tag{9.16}$$

9.2.2.2 Régime apériodique : $\lambda_{1,2} \in \mathbb{R}$

Dans le cas d'oscillateurs très faiblement couplés, $\left|\tilde{\mu}_{(+)}\right| < \omega_0 a {r_0}^2 (\alpha\eta)^2 / 4$, les deux valeurs propres sont réelles : $\lambda_{1,2} < 0$. On peut alors identifier deux temps caractéristiques de la dynamique, τ_1 associé principalement à la relaxation des amplitudes et τ_2 caractérisant la relaxation du déphasage :

$$\begin{cases} 1/\tau_1 = \alpha\eta \left(\omega_0 a {r_0}^2 - 2\tilde{\mu}_{(+)}\right) + \sqrt{(\alpha\eta)^2 \left(\omega_0 a {r_0}^2\right)^2 + 4\tilde{\mu}_{(+)} \omega_0 a {r_0}^2 - 4\tilde{\mu}_{(+)}^2} & (9.17a) \\ 1/\tau_2 = \alpha\eta \left(\omega_0 a {r_0}^2 - 2\tilde{\mu}_{(+)}\right) - \sqrt{(\alpha\eta)^2 \left(\omega_0 a {r_0}^2\right)^2 + 4\tilde{\mu}_{(+)} \omega_0 a {r_0}^2 - 4\tilde{\mu}_{(+)}^2} & (9.17b) \end{cases}$$

On retrouve ainsi que lorsque les oscillateurs sont isolés ($\tilde{\mu}_{(+)} \to 0$), les deux valeurs propres prennent les valeurs limites :

$$\begin{cases} \lim\limits_{\tilde{\mu}_{(+)} \to 0} 1/\tau_1 = 2\alpha\eta\omega_0 a {r_0}^2 & (9.18a) \\ \lim\limits_{\tilde{\mu}_{(+)} \to 0} 1/\tau_2 = 0 & (9.18b) \end{cases}$$

Confirmant l'intuition, les phases des deux oscillateurs restent décorrélées ($\tau_2 \to \infty$), tandis que les deux amplitudes convergent indépendamment vers leur valeur d'équilibre commune.

9.2.3 Faible couplage - dynamique non linéaire du déphasage

Le modèle précédent est limité à la description du système lorsque le déphasage est déjà faible, ce qui correspond à la fin de la dynamique de synchronisation. Il est cependant possible d'aboutir à une unique équation décrivant la dynamique du déphasage si l'on se limite au cas de deux STVO faiblement couplés : $\tilde{\mu}_{(+)} << \omega_0 a {r_0}^2$. Sous cette hypothèse, il est possible de simplifier le système d'équations :

$$\begin{cases} \dot{\varepsilon} = -2\alpha\eta\omega_0 a {r_0}^2 \varepsilon + \tilde{\mu}_{(+)} \sin\psi & (9.19a) \\ \dot{\psi} = 4\omega_0 a {r_0}^2 \varepsilon + 2\alpha\eta\tilde{\mu}_{(+)} \sin\psi & (9.19b) \end{cases}$$

Par substitution, la dynamique du déphasage s'écrit alors :

$$\ddot{\psi} + 2\alpha\eta\omega_0 a {r_0}^2 \dot{\psi} - 4\tilde{\mu}_{(+)} \omega_0 a {r_0}^2 \sin\psi = 0 \tag{9.20}$$

Il nous sera possible, grâce à cette équation, de prévoir le comportement du déphasage pour différentes conditions initiales. Un exemple d'intégration numérique de cette équation est présenté sur la figure 9.2, pour un déphasage initial proche de π. Au temps courts, le déphasage reste quasi-constant, $\psi = \pi$ étant une position d'équilibre instable, puis il s'écarte de cette valeur pour converger vers une valeur nulle. Proche de l'équilibre, on observe des oscillations du déphasage autour de $\psi = 0$, en accord avec le modèle de la section 9.2.2.

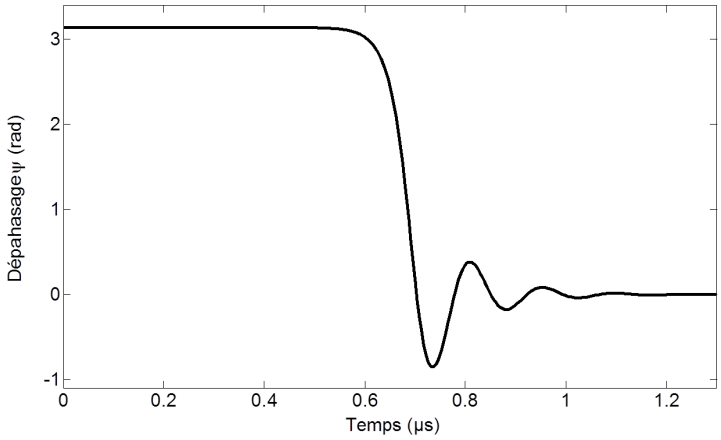


Figure 9.2 – *Evolution temporelle du déphasage pour obtenu par intégration numérique de l'équation (9.20). Le déphasage initial est pris égal à* $\pi - 10^{-12}$.

9.2.4 Cas des polarités anti-parallèles

Pour deux vortex de polarités anti-parallèles ($P_1 = +1, P_2 = -1$), les deux vortex tournent dans des directions opposées, mais à la même fréquence absolue [3]. Nous nous sommes donc intéressés également à la possibilité de synchroniser deux auto-oscillateurs dans cette configuration. La configuration magnétique et les signes des courants sont choisis tels que le transfert de spin excite les auto-oscillations du vortex à des fréquences identiques dans les deux piliers [4]. Dans le cas de deux couches polarisatrices perpendiculaires et de même direction, il sera nécessaire de prendre $J_1 = -J_2 = J$. Pour conserver la symétrie du système (et des fréquences d'auto-oscillations identiques dans les deux piliers), on considèrera enfin que les deux chiralités sont définies par le champ d'Oersted : $C_1 = +1$, $C_2 = -1$.

Dans cette configuration, le terme basse fréquence de l'énergie d'interaction W_{int} devient $W_{int}|_{BF} = -\mu_{(-)}\boldsymbol{X}_1^* \cdot \boldsymbol{X}_2 = -\mu_{(-)}\boldsymbol{X}_1 \cdot \boldsymbol{X}_2^*$. Voyons alors les changements impliqués dans les équations :

Synchronisation - cas des polarités anti-parallèles

Dans l'équation de Thiele concernant le vortex du second pilier, le gyrovecteur et la force de transfert de spin changent de signe :

$$\begin{cases} -(iG+D)\dot{\boldsymbol{X}}_1 - (k_1(X_1) - i\kappa J)\boldsymbol{X}_1 + \mu_{(-)}\boldsymbol{X}_2{}^* = 0 & (9.21a) \\ (iG-D)\dot{\boldsymbol{X}}_2 - (k_2(X_2) + i\kappa J)\boldsymbol{X}_2 + \mu_{(-)}\boldsymbol{X}_1{}^* = 0 & (9.21b) \end{cases}$$

On remarque que l'équation (9.21b) est tout simplement l'expression conjuguée de l'équation (9.21a). On peut alors choisir de mettre ces équations sous la forme :

$$\begin{cases} -(iG+D)\dot{\boldsymbol{X}}_1 - (k_1(X_1) - i\kappa J)\boldsymbol{X}_1 + \mu_{(-)}\boldsymbol{X}_2^* = 0 & (9.22a) \\ -(iG+D)\dot{\boldsymbol{X}}_2{}^* - (k_2(X_2) - i\kappa J)\boldsymbol{X}_2{}^* + \mu_{(-)}\boldsymbol{X}_1 = 0 & (9.22b) \end{cases}$$

On retrouve alors exactement le cas des polarités parallèles (équations (9.6a) et (9.6b)), avec $\mu_{(+)} \rightleftharpoons -\mu_{(-)}$ et $\boldsymbol{X}_2 \rightleftharpoons \boldsymbol{X}_2^*$ (et donc $\varphi_2 \rightleftharpoons -\varphi_2$). Le signe du facteur de couplage reste le même (couplage attractif), $\mu_{(-)}C_1C_2 < 0$, et la position d'équilibre du « déphasage » reste la même : $\varphi_1 + \varphi_2 = 0$.

3. Les oscillations d'aimantation induiront donc des oscillations de tension à la même fréquence
4. On rappelle comme vu dans la section 2.2.3, que la condition d'auto-oscillation par transfert de spin est donnée par $Pp_zJ > 0$.

En posant $\Psi = \varphi_1 + \varphi_2$, on obtient des équations strictement similaires aux équations (9.13a) et (9.13b) :

$$\begin{cases} \dot{\varepsilon} = -2\alpha\eta\left(\tilde{\mu}_{(-)} + \omega_0 a r_0{}^2\right)\varepsilon - \tilde{\mu}_{(-)}\Psi & \text{(9.23a)} \\ \dot{\Psi} = 4\left(\omega_0 a r_0{}^2 + \tilde{\mu}_{(-)}\right)\varepsilon - 2\alpha\eta\tilde{\mu}_{(-)}\Psi & \text{(9.23b)} \end{cases}$$

On peut alors reprendre les expressions (9.15a) et (9.15b) pour les paramètres de synchronisation, en substituant simplement $-\tilde{\mu}_{(-)}$ à $\tilde{\mu}_{(+)}$:

$$\begin{cases} 1/\tau = \alpha\eta\left(\omega_0 a r_0{}^2 + 2\tilde{\mu}_{(-)}\right) & \text{(9.24a)} \\ \Omega = 2\omega_0\sqrt{\left(\dfrac{\tilde{\mu}_{(-)}}{\omega_0}\right)^2 + a r_0{}^2\left(\dfrac{\tilde{\mu}_{(-)}}{\omega_0}\right) - \dfrac{1}{4}(\alpha\eta)^2\left(a r_0{}^2\right)^2} & \text{(9.24b)} \end{cases}$$

L'incidence sur les paramètres de synchronisation (Ω, τ) n'a à priori pas de conséquence directe. Par contre, l'énergie d'interaction moyenne $\langle W_{int}\rangle = \mu_{(-)} X_0{}^2$ est trois fois supérieure au cas des polarités parallèles (car $\mu_{(-)} = 3\left|\mu_{(+)}\right|$).

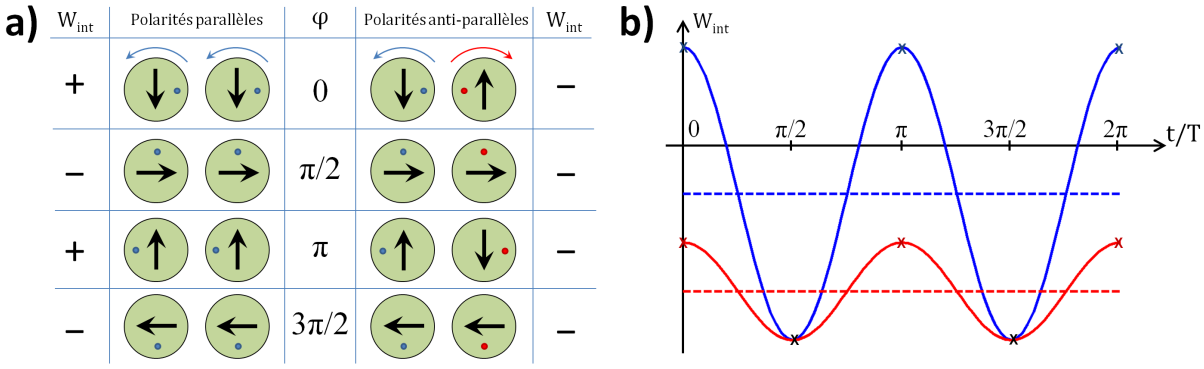


Figure 9.3 – *(a) Evolution de l'aimantation moyenne planaire pour les deux vortex, dans les deux cas de configuration de polarités : parallèles et anti-parallèles, lorsque les vortex sont verrouillés et du signe de l'énergie d'interaction W_{int} associé. On a considéré ici des chiralités identiques. (b) Représentation de $W_{int}(t)$ et de la valeur moyenne correspondante.*

Cette différence d'« efficacité » de synchronisation entre les configurations de polarités parallèles et anti-parallèles est relativement intuitif. On représente sur la figure 9.3(a) la direction de l'aimantation moyenne des vortex sur une période après verrouillage de phase, ainsi que l'évolution associée de W_{int}. On voit alors que dans le cas parallèle, l'énergie d'interaction oscille entre des valeurs positives et négative, sa valeur moyenne étant alors trois fois plus faible (en valeur absolue) que dans le cas des polarités anti-parallèles, pour lequel W_{int} reste toujours de même signe.

Généralisation

De façon générale, pour les différents paramètres des vortex, on s'intéressera à la convergence de $\Psi = P_1\varphi_1 - P_2\varphi_2$. Dans le cas d'un couplage attractif, si $P_1P_2C_1C_2 > 0$, on observera un équilibre stable en $\Psi = 0$, tandis que pour un couplage répulsif, si $P_1P_2C_1C_2 < 0$, on observera un équilibre stable en $\Psi = \pi$.

9.3 Piliers de diamètres différents : Synchronisation de deux oscillateurs

Dans le cas de deux oscillateurs identiques, nous avons vu que le système aboutit à un état synchronisé quelle que soit l'amplitude du couplage. Le cas de deux auto-oscillateurs différents est plus complexe, principalement car les deux fréquences des oscillateurs isolés sont différentes. Pour atteindre un état synchronisé, les deux oscillateurs vont donc devoir adapter de façon permanente leurs fréquences d'oscillation, en adaptant leur orbite d'équilibre.

Nous proposons dans cette section de reprendre les équations dans le cas de deux piliers de diamètres légèrement différents. Nous considérons, sur le même modèle que précédemment, deux auto-oscillateurs à base de vortex excités par transfert de spin. On considèrera que les couches magnétiques contenant les vortex sont d'épaisseurs identiques. Ainsi, les amplitudes des gyrovecteurs G des deux vortex sont égales, ainsi que les coefficient d'efficacité de transfert de spin κ[5]. De plus, étant donné la variation logarithmique du coefficient d'amortissement η avec le diamètre, nous considérerons qu'il est le même pour les deux vortex.

Nous nous limiterons au cas de deux vortex de polarités et chiralités identiques : $P_1 = P_2 = C_1 = C_2 = +1$, pour des courants tous deux positifs. Nous considèrerons que les deux piliers sont parcourus par une même densité de courant : $J_1 = J_2 > 0$. Ainsi, seules les fréquences isolées diffèrent entre les deux oscillateurs.

L'idée est de reprendre les équations de Thiele couplées afin d'aboutir à une équation différentielle décrivant la dynamique du déphasage. Ce développement suit celui proposé par Pikovsky *et al.* dans l'ouvrage [91] (pp227-230). Ces calculs ébauchent la recherche d'une condition sur les différents paramètres pour pouvoir observer la synchronisation entre les auto-oscillations des deux vortex.

Synchronisation - Piliers de diamètres différents

Reprenons les équations de base pour l'amplitude et la phase dans le cas d'oscillateurs différents :

$$\begin{cases} \dfrac{\dot{X}_1}{X_1} = \dfrac{\kappa J_1}{G} - \alpha\eta\omega_{1_0}\left(1 + a\left(\dfrac{X_1}{R_1}\right)^2\right) + \dfrac{\mu_{(+)}}{G}\dfrac{X_2}{X_1}\left(\sin\psi - \alpha\eta\cos\psi\right) & (9.25a) \\ \dfrac{\dot{X}_2}{X_2} = \dfrac{\kappa J_2}{G} - \alpha\eta\omega_{2_0}\left(1 + a\left(\dfrac{X_2}{R_2}\right)^2\right) - \dfrac{\mu_{(+)}}{G}\dfrac{X_1}{X_2}\left(\sin\psi + \alpha\eta\cos\psi\right) & (9.25b) \\ \dot{\varphi}_1 = \omega_{1_0}\left(1 + a\left(\dfrac{X_1}{R_1}\right)^2\right) + \alpha\eta\dfrac{\kappa J_1}{G} + \dfrac{\mu_{(+)}}{G}\dfrac{X_2}{X_1}\left(\alpha\eta\sin\psi + \cos\psi\right) & (9.25c) \\ \dot{\varphi}_2 = \omega_{2_0}\left(1 + a\left(\dfrac{X_2}{R_2}\right)^2\right) + \alpha\eta\dfrac{\kappa J_2}{G} + \dfrac{\mu_{(+)}}{G}\dfrac{X_1}{X_2}\left(-\alpha\eta\sin\psi + \cos\psi\right) & (9.25d) \end{cases}$$

La combinaison des deux dernières équations permet d'obtenir l'équation de la dynamique du déphasage $\psi = \varphi_1 - \varphi_2$, véritable point de départ de notre développement. Nous réécrivons alors les équations en utilisant les variables réduites $r_{1,2} = X_{1,2}/R_{1,2}$ et en posant $\tilde{\mu}_{(+)} = \mu_{(+)}/G$:

$$\dot{r}_1 = \left[\frac{\kappa J_1}{G} - \alpha\eta\omega_{1_0}\left(1 + a{r_1}^2\right)\right] r_1 + \tilde{\mu}_{(+)}\frac{R_2}{R_1} r_2 \left(\sin\psi - \alpha\eta\cos\psi\right) \tag{9.26}$$

$$\dot{r}_2 = \left[\frac{\kappa J_2}{G} - \alpha\eta\omega_{2_0}\left(1 + a{r_2}^2\right)\right] r_2 - \tilde{\mu}_{(+)}\frac{R_1}{R_2} r_1 \left(\sin\psi + \alpha\eta\cos\psi\right) \tag{9.27}$$

5. La forme du polariseur n'est pas considérée et on se limitera à écrire la force de transfert de spin sur le modèle du polariseur perpendiculaire.

$$\begin{aligned}\dot{\psi} = \Delta\omega_0 \quad &+ \quad a\left(\omega_{1_0} {r_1}^2 - \omega_{2_0} {r_2}^2\right) \\ &+ \quad \alpha\eta\tilde{\mu}_{(+)}\left(\frac{R_2}{R_1}\frac{r_2}{r_1} + \frac{R_1}{R_2}\frac{r_1}{r_2}\right) + \tilde{\mu}_{(+)}\left(\frac{R_2}{R_1}\frac{r_2}{r_1} - \frac{R_1}{R_2}\frac{r_1}{r_2}\right)\end{aligned} \tag{9.28}$$

Nous supposerons que l'écart des rayons d'orbites à leur valeur d'origine en l'absence de couplage est faible. Nous écrirons donc $r_i = r_{i_0}(1+\delta_i)$ avec $\delta_i << 1$, où r_{i_0} est facilement déduit des équations (9.26) et (9.27) :

$$\alpha\eta\omega_{i_0}\left(1 + a r_{i_0}^2\right) = \frac{\kappa(r_i) J_i}{G} \tag{9.29}$$

En première approximation, nous ferons l'hypothèse, à priori raisonnable, que les rayons d'orbite réduits en l'absence de couplage sont identiques : $r_{1_0} \approx r_{2_0}$. En substituant alors dans les équations (9.26) et (9.27), en tenant cette fois compte du couplage, on obtient les équations de la dynamique des déviations d'amplitude :

$$\begin{cases} \dot{\delta}_1 = -2\alpha\eta a {r_0}^2 \omega_{1_0}\delta_1 + \tilde{\mu}_{(+)}\dfrac{R_2}{R_1}\left(\sin\psi - \alpha\eta\cos\psi\right) & \text{(9.30a)} \\ \dot{\delta}_2 = -2\alpha\eta a {r_0}^2 \omega_{2_0}\delta_2 - \tilde{\mu}_{(+)}\dfrac{R_1}{R_2}\left(\sin\psi + \alpha\eta\cos\psi\right) & \text{(9.30b)} \end{cases}$$

En posant $\Delta\omega_0 = \omega_{1_0} - \omega_{2_0}$ et en linéarisant l'équation (9.28) au premier ordre en $\delta_{1,2}$:

$$\begin{aligned}\dot{\psi} = \Delta\omega_0\left(1 + a {r_0}^2\right) \quad &+ \quad 2a {r_0}^2\left(\omega_{1_0}\delta_1 - \omega_{2_0}\delta_2\right) \\ &+ \quad \alpha\eta\tilde{\mu}_{(+)}\left[\frac{{R_2}^2 + {R_1}^2}{R_1 R_2} + 2\left(\frac{R_2}{R_1}\delta_2 + \frac{R_1}{R_2}\delta_1\right)\right]\sin\psi \\ &+ \quad \tilde{\mu}_{(+)}\left[\frac{{R_2}^2 - {R_1}^2}{R_1 R_2} + 2\left(\frac{R_2}{R_1}\delta_2 - \frac{R_1}{R_2}\delta_1\right)\right]\cos\psi\end{aligned} \tag{9.31}$$

Les perturbations des amplitudes sont fortement amorties et on pourra donc supposer $\dot{\delta}_{1,2} \approx 0$ pour obtenir les expressions de $\delta_{1,2}$ à l'équilibre. En substituant ces valeurs dans l'équation du déphasage :

$$\begin{aligned}\dot{\psi} \quad = \quad & \Delta\omega_0\left(1 + a {r_0}^2\right) + \frac{\tilde{\mu}_{(+)}}{\alpha\eta}\left(\frac{R_2}{R_1} + \frac{R_1}{R_2}\right)\sin\psi - \tilde{\mu}_{(+)}\left(\frac{R_2}{R_1} - \frac{R_1}{R_2}\right)\cos\psi \\ & + \alpha\eta\tilde{\mu}_{(+)}\left[\frac{{R_2}^2 + {R_1}^2}{R_1 R_2} + \frac{\tilde{\mu}_{(+)}}{\alpha\eta a {r_0}^2}\left(\frac{1}{\omega_{1_0}} - \frac{1}{\omega_{1_0}}\right)\sin\psi\right. \\ & \qquad \left. - \frac{\tilde{\mu}_{(+)}}{a {r_0}^2}\left(\frac{1}{\omega_{1_0}} + \frac{1}{\omega_{1_0}}\right)\cos\psi\right]\sin\psi \\ & + \tilde{\mu}_{(+)}\left[\frac{{R_2}^2 - {R_1}^2}{R_1 R_2} - \frac{\tilde{\mu}_{(+)}}{\alpha\eta a {r_0}^2}\left(\frac{1}{\omega_{1_0}} + \frac{1}{\omega_{1_0}}\right)\sin\psi\right. \\ & \qquad \left. + \frac{\tilde{\mu}_{(+)}}{a {r_0}^2}\left(\frac{1}{\omega_{1_0}} - \frac{1}{\omega_{1_0}}\right)\cos\psi\right]\cos\psi\end{aligned} \tag{9.32}$$

Pour simplifier ces expressions, nous poserons enfin $\overline{\omega_0} = (\omega_{1_0} + \omega_{2_0})/2$, avec $\Delta\omega_0 << \overline{\omega_0}$ et définirons un coefficient de disparité σ tel que $R_1 = R(1+\sigma)$, $R_2 = R(1-\sigma)$ et $\sigma << 1$, pour finalement

aboutir à :

$$\begin{aligned}\dot{\psi} &= \Delta\omega_0\left(1+ar_0{}^2\right)+\frac{2\tilde{\mu}_{(+)}}{\alpha\eta}\sin\psi+2\sigma\tilde{\mu}_{(+)}\cos\psi \\ &\quad +\alpha\eta\tilde{\mu}_{(+)}\left[2-\frac{\tilde{\mu}_{(+)}\Delta\omega_0}{\alpha\eta ar_0{}^2\overline{\omega_0}^2}\sin\psi-\frac{2\tilde{\mu}_{(+)}}{ar_0{}^2\overline{\omega_0}}\cos\psi\right]\sin\psi \\ &\quad +\tilde{\mu}_{(+)}\left[-4\sigma-\frac{2\tilde{\mu}_{(+)}}{\alpha\eta ar_0{}^2\overline{\omega_0}}\sin\psi-\frac{\tilde{\mu}_{(+)}\Delta\omega_0}{ar_0{}^2\overline{\omega_0}^2}\cos\psi\right]\cos\psi \qquad (9.33)\end{aligned}$$

De nombreux termes interviennent dans la dynamique du verrouillage de phase (équation (9.33)) et dans le cas de forte disparité entre les oscillateurs, il sera nécessaire de vérifier l'influence de chacun des termes. Cependant, pour une disparité limitée ($\sigma < 10\%$, $\Delta\omega_0/\overline{\omega_0} < 10\%$) et un couplage « faible » ($\left|\tilde{\mu}_{(+)}\right|/\overline{\omega_0} < 10\%$), en ne retenant que les termes significatifs, on pourra résumer l'équation du déphasage à :

$$\dot{\psi} = \Delta\omega + \frac{2\tilde{\mu}_{(+)}}{\alpha\eta}\sin\psi \qquad (9.34)$$

Cette équation est assimilable à l'équation d'Adler bien connue dans ce genre de problème. Ici $\tilde{\mu}_{(+)} < 0$, ce qui correspond bien aux cas de phases qui s'attirent. Cette équation nous donne directement la condition d'existence d'une différence de phase stable, correspondant à l'existence d'une solution à l'équation $\dot{\psi} = 0$. Il n'est possible d'observer la synchronisation qu'à la condition :

$$\Delta\omega < \frac{2\left|\tilde{\mu}_{(+)}\right|}{\alpha\eta} \qquad (9.35)$$

On retrouve bien la condition intuitive que plus la différence des fréquences isolées est grande, plus il est nécessaire d'avoir un fort couplage pour que la synchronisation soit possible. Dans le cas d'une configuration de polarités anti-parallèles, on pourra simplement remplacer le coefficient $\tilde{\mu}_{(+)}$ par le coefficient $\tilde{\mu}_{(-)}$.

Nous avons envisagé dans ce chapitre la synchronisation de deux STVOs par couplage dipolaire. L'étude de l'interaction en fonction des paramètres des deux STVOs a montré que la configuration de polarités anti-parallèles maximise le coefficient d'interaction. Nous avons avec succès introduit un terme de couplage dans les équations de Thiele couplées afin de déterminer la dynamique de la différence de phase dans les cas de deux STVOs de diamètres identiques, puis de deux STVOs de diamètres différents. Dans les deux cas, notre modèle analytique prédit qu'il est possible d'accéder à un état synchronisé des deux auto-oscillateurs. Concernant le cas de deux STVOs de différents diamètres, donc de différentes fréquences des oscillateurs isolés, nous prévoyons un désaccord de fréquences critiques en dessous duquel les deux oscillateurs se synchronisent.

Nous confronterons dans les chapitres suivant ces modèles aux prédictions numériques et aux observations expérimentales que nous réaliserons.

Chapitre 10

Verrouillage de phase de deux oscillateurs identiques : simulations micro-magnétiques

Afin de confirmer nos prédictions analytiques et d'étudier plus en détail les mécanismes de synchronisation et le couplage entre les vortex, nous avons réalisé des simulations micro-magnétiques du système couplé grâce au logiciel SpinPM. Nous avons choisi de concentrer tout d'abord nos efforts sur le comportement de deux oscillateurs identiques couplés. Cette étude a été réalisée en partenariat avec le groupe de K.A. Zvezdin du *A. M. Prokhorov General Physics Institute* de Moscou et F. Abreu Araujo de l'*UCL* de Louvain [178].

10.1 Présentation du système simulé

Le système étudié est formé par deux piliers identiques de diamètres $2R = 200$nm, chacun composé d'une couche libre, d'une couche intermédiaire non-magnétique et d'une couche à aimantation perpendiculaire fixe qui joue le rôle de polariseur pour le courant et séparés latéralement d'une distance L bord à bord (voir figure 9.1). L'espace libre autour des piliers est également inclus dans la simulation afin de résoudre en tout point le champ magnétique induit par les aimantations, de façon à prendre en compte l'influence d'un pilier sur le second. Le champ d'Oersted est également inclus. Dans les simulations, on considèrera les deux couches polarisatrices uniquement à travers la valeur de la polarisation en spin du courant P_{spin}, considérée uniforme et dirigée selon la direction perpendiculaire $p_z = \pm 1$. On négligera l'influence du champ magnéto-statique induit par ces couches [1].

La couche libre a une épaisseur $h = 10$nm et est composée de Permalloy ($Ni_{80}Fe_{20}$). Elle est initialisée dans un état magnétique vortex de chiralité et polarités positives. Les paramètres magnétiques utilisés pour cette couche sont : l'aimantation à saturation $\mu_0 M_S = 1.0$T ($M_S = 800 emu/cm^3$), la constante d'échange $A_{15nm} = 13 fJ/m$ ($A = 1.3 \times 10^6\ erg/cm$) et le facteur d'amortissement $\alpha = 0.01$. Le courant $I_{dc} > 0$ appliqué, supérieur à la valeur critique, est tel que la densité de courant dans le pilier est $J = 7 \times 10^6\ A/cm^2$, avec une polarisation $P_{spin} = 0.2$. La simulation micromagnétique est effectuée grâce au logiciel SpinPM, avec une taille de maille de $2.5 \times 2.5\ nm^2$

On prend comme point de départ des simulations l'état d'équilibre après relaxation à courant nul, les deux vortex sont alors centrés dans leur couche respective. Lorsqu'un courant est appliqué, la dynamique va démarrer dans chacun des piliers. Le déphasage initial est défini par l'influence du champ d'Oersted : le champ induit par le courant circulant dans un pilier au niveau du second est quasi-uniforme, décalant ainsi la position d'équilibre (et le centre de rotation) du vortex. Puis au fur et à mesure que les deux vortex approcheront leur trajectoire d'équilibre respective, l'interaction prendra une importance croissante pour finalement synchroniser les deux oscillations.

1. Les assemblages de couches formant les anti-ferromagnétiques synthétiques (SAF), communément utilisés dans ce type d'oscillateurs, sont en effet tels que la couche résultante a un champ magnéto-statique résultant quasi-nul.

10.2 Cas des polarités parallèles

Nous débutons par l'étude du cas de deux vortex de polarités et chiralités parallèles. On étudie la dynamique du déphasage en fonction de la distance L séparant les piliers. Des simulations ont été réalisées pour les distances $L = (50, 100, 200, 500)$nm et les résultats analysés pour extraire l'évolution des rayons de giration des vortex dans chaque pilier $X_{1,2}$, ainsi que le déphasage ψ en fonction du temps.

10.2.1 Résultats des simulations

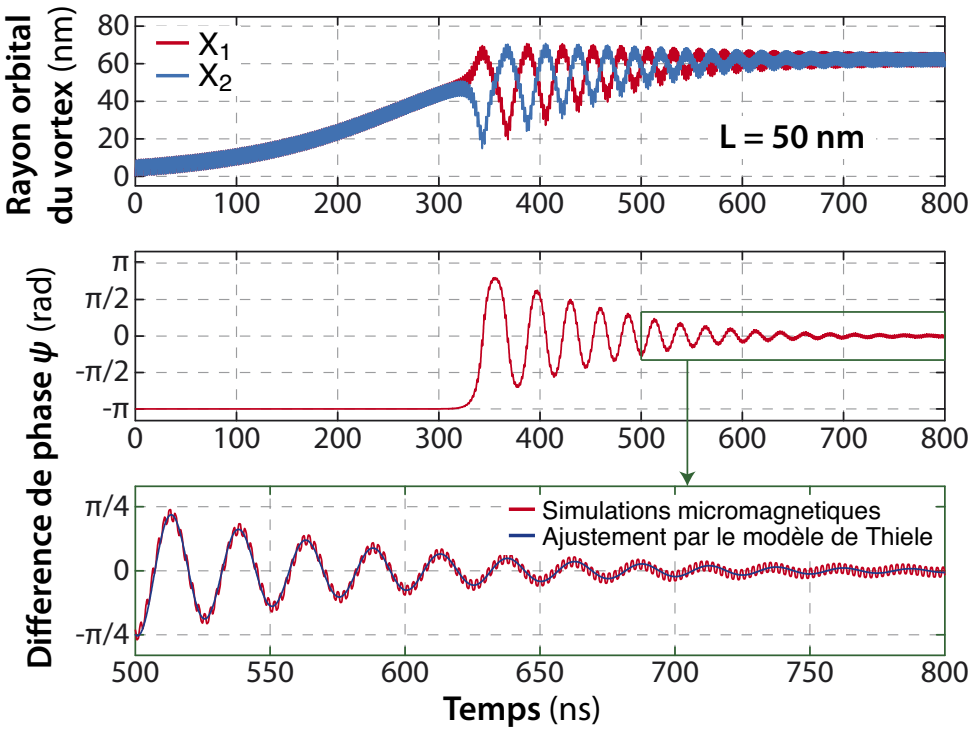


Figure 10.1 *– Résultats des simulations micro-magnétiques de la dynamique de verrouillage de phase pour une distance inter-piliers $L = 50$nm : évolution en fonction du temps (a) des rayons d'orbites des cœurs X_1 et X_2 et (b) de la différence de phase ψ. Sur (c), un zoom ψ correspondant à la gamme de temps dans laquelle l'évolution de la différence de phase est ajustée par l'équation* (10.1).

Sur la figure 10.1, le résultat obtenu pour une distance $L = 50$nm est présenté. On constate que la dynamique transitoire se divise en deux régimes. A $t = 0s$ (à l'allumage du transfert de spin) les rayons des deux trajectoires augmentent vers l'orbite d'équilibre durant les premières 300ns (fig. 10.1(a)). Durant cette période, le déphasage entre les deux rayons vecteurs, montré sur la figure 10.1(b), reste constant et égal à sa valeur initiale $\psi = -\pi$[2]. Le second régime démarre quand les deux cœurs ont presque atteint leur rayon d'orbite d'équilibre X_0. A partir de ce moment, la différence de phase ainsi que la distance inter-cœurs (fig. 10.1(a) et (b)) montrent de fortes oscillations, indiquant le début du verrouillage de phase. L'équilibre s'établie lorsque les deux oscillateurs sont en phase ($\psi = 0$), ce qui correspond bien à un couplage attractif ($\mu_{(+)}C_1C_2 < 0$).

Nous nous concentrerons dans la suite sur le second régime, lorsque les deux rayons moyens ont atteint leur valeur finale commune X_0 (voir encadré fig. 10.1(b) et fig. 10.1(c)). Durant cette gamme de

2. Ce déphasage initial est induit par la faible interaction répulsive entre les deux cœurs des vortex, qui avant que le transfert de spin soit introduit, implique un léger décalage des cœurs par rapport au centre des couches.

temps, on peut identifier l'évolution de la différence de phase ψ comme une oscillation à basse fréquence amortie, selon l'expression :

$$\psi = e^{-t/\tau + C_1} \sin(\Omega t + C_2) \tag{10.1}$$

Sur les figures 10.1(c) et 10.2, les évolutions pour les distances $L = 50,\ 100,\ 200$ et 500nm sont reprises et ajustées selon la formule (10.1). Les fréquences Ω et les temps de verrouillage τ obtenus pour chacune des distances sont reportés dans le tableau 10.1, ainsi que les rayons d'orbite à l'équilibre X_0. On notera que le rayon d'équilibre varie peu avec la distance L.

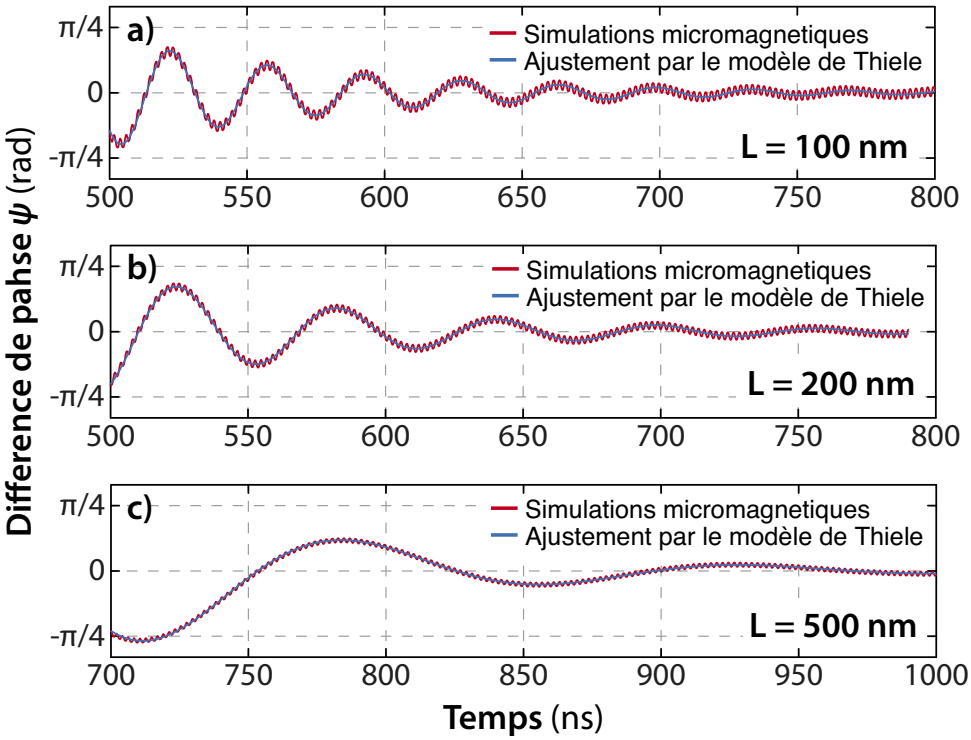


Figure 10.2 – *Evolution de la différence de phase ψ en fonction du temps pour des distances inter-piliers différentes (a) $L = 100$, (b) $L = 200$nm et (c) $L = 500$nm.*

L (nm)	Ω (MHz)	τ (ns)	X_0 (nm)
50	40.134	82.59	63.59
100	28.305	85.28	62.46
200	17.183	89.57	61.82
500	7.018	90.13	61.53

Tableau 10.1 – *Valeurs obtenues par l'ajustement de la différence de phase selon la formule (10.1) : fréquence Ω, temps de verrouillage τ et rayon d'équilibre des trajectoires X_0 pour les différentes distances inter-piliers L dans le cas de vortex de polarités parallèles.*

Notons qu'une fois l'état d'équilibre atteint, une faible oscillation du déphasage en fonction du temps perdure. On relève que la fréquence de ces oscillations est égale au double de la fréquence gyrotropique, indiquant qu'elles sont liées aux oscillations à haute fréquence de l'interaction que nous avions préalablement négligées. Expérimentalement, on peut craindre que ces oscillations de phase se répercutent par une augmentation de la largeur de raie du signal.

10.2.2 Etude de l'énergie d'interaction

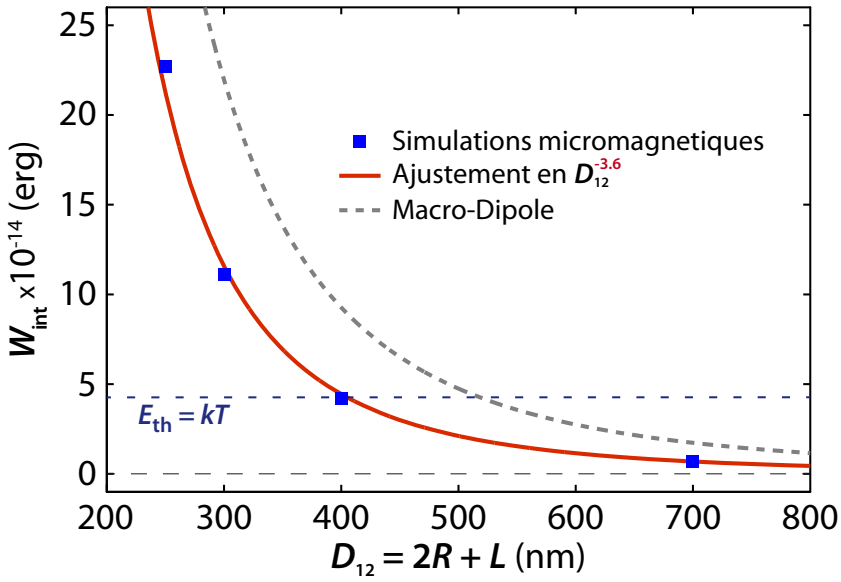


Figure 10.3 – *Valeurs absolues de l'énergie d'interaction $\langle W_{int} \rangle$ en fonction de la distance inter-piliers $D_{12} = 2R + L$ extraites des simulations micro-magnétiques (carrés bleus), ajustées par une évolution en $D_{12}{}^{-3.6}$ (ligne continue rouge) pour des vortex de polarités parallèles. La courbe obtenue par le modèle macro-dipole est ajoutée pour comparaison en pointillés.*

Selon la formule (9.16), nous pouvons évaluer la valeur de $\mu_{(+)}$ et ainsi de $\langle W_{int} \rangle = \mu_{(+)} X_0{}^2$, grâce aux coefficients obtenus par l'ajustement de la dynamique de verrouillage de phase aux faibles déphasages. On présente sur la figure 10.3 l'évolution de $\langle W_{int} \rangle$ en fonction de la distance entre les centres de piliers $D_{12} = 2R + L$.

Comme attendu, l'énergie d'interaction décroit rapidement avec la distance inter-piliers. Le meilleur ajustement est obtenu pour une loi de décroissance en $D_{12}{}^{-3.6}$, proche des prédictions par le modèle macro-dipôles (dépendance en $D_{12}{}^{-3}$, voir 9.1). Le modèle macro-dipôles s'écarte de façon significative des résultats des simulations d'autant plus que la distance inter-piliers est faible, démontrant sa limitation pour modéliser l'interaction de deux aimantations fortement inhomogènes.

Selon le modèle analytique que nous avons développé, il existe toujours un temps, même très long, au bout duquel on pourra obtenir le verrouillage de phase. Mais c'est sans compter avec les fluctuations d'aimantation, le « bruit », dans le système. Un moyen simple de s'en rendre compte est de comparer les valeurs de l'énergie d'interaction avec l'énergie thermique $k_B T$. Sa valeur est reportée sur la courbe de la figure 10.3 et on s'aperçoit clairement que les deux énergies deviennent comparables dès que la distance L séparant les piliers devient comparable aux rayons de ceux-ci. Ce modèle et ces simulations sont donc vraisemblablement optimiste et il sera nécessaire dans l'avenir de considérer l'introduction des fluctuations thermiques dans de telles simulations. Une solution pour renforcer l'interaction par rapport aux fluctuations sera d'augmenter l'épaisseur des couches magnétiques.

10.3 Comparaison au cas des polarités anti-parallèles

Les prédictions analytiques nous ont indiqué qu'un moyen d'augmenter l'énergie d'interaction est de considérer la synchronisation de deux vortex de polarités anti-parallèles, tournant donc dans des directions opposées. Pour confirmer cette prédiction, nous avons reproduit les simulations en considérant cette fois la condition $P_1 = +1 = -P_2$. Afin de conserver la symétrie du système et d'induire les auto-oscillations dans les deux piliers, nous nous plaçons dans les conditions : $J_1 = J = -J_2$, $C_1 = +1 = -C_2$,

et $p_z = +1$. Le comportement du système reste bien le même, et on peut extraire de nouveau les paramètres de synchronisation Ω et τ par l'ajustement de la dynamique de verrouillage de phase aux faibles déphasages, valeurs que l'on résume dans le tableau 10.2.

L (nm)	Ω (MHz)	τ (ns)	X_0 (nm)
50	67.381	71.38	64.44
100	48.438	76.72	62.32
200	30.127	84.19	60.80
500	12.442	92.10	59.94

Tableau 10.2 – *Valeurs obtenues par l'ajustement de la différence de phase selon la formule (10.1) : fréquence Ω, temps de verrouillage τ, et rayon d'équilibre des trajectoires X_0, pour les différentes distances inter-piliers L dans le cas de vortex de polarités anti-parallèles.*

Les paramètres relevés sont sensiblement modifiés par rapport au cas des polarités parallèles. On notera notamment que pour les faibles distances, le temps de synchronisation est réduit, à priori synonyme d'une meilleure efficacité de synchronisation. Nous reprenons la formule (9.16) pour évaluer la valeur de $\mu_{(-)}$, et ainsi de $\langle W_{int} \rangle = -\mu_{(-)} {X_0}^2$. Sur la figure 10.4, nous comparons les énergies obtenus pour les configurations de polarités parallèles (P) et anti-parallèles (AP).

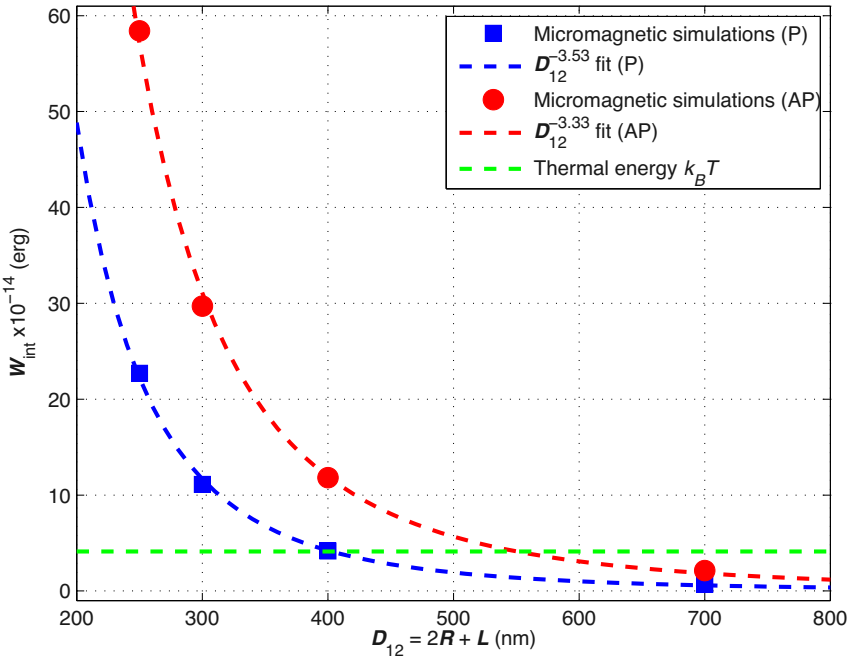


Figure 10.4 – *Comparaison des valeurs absolues de l'énergie d'interaction moyenne $\langle W_{int} \rangle$ en fonction de la distance inter-piliers $D_{12} = 2R + L$ extraites des simulations micro-magnétiques pour des vortex de polarités parallèles (en bleu) ou anti-parallèles (en rouge).*

Ces résultats confirment une énergie d'interaction moyenne plus grande, d'à peu près un facteur 3, dans le cas où les vortex tournent en sens opposés. On retiendra particulièrement que la distance maximale bord à bord entre les deux piliers pour que l'énergie d'interaction reste supérieure à l'énergie thermique passe de 200nm à 350nm.

Ce chapitre nous a permis de confirmer la validité du modèle analytique établi dans le chapitre précédent. Bien que l'étude micro-magnétique de la synchronisation de deux STVO de diamètres différents reste à faire, cette étude pour des diamètres identiques a montré l'importance des paramètres relatifs des vortex dans le signe mais également et surtout l'amplitude du coefficient de couplage μ entre les deux oscillateurs vortex. Or, nous avons vu que dans le cas d'oscillateur de fréquences différentes, ce paramètre est de première importance dans la définition de la taille de la fenêtre de synchronisation : $\Delta\omega < 2|\mu|/\alpha\eta G$. Expérimentalement, on préfèrera se placer dans la configuration de polarités anti-parallèles pour observer une synchronisation efficace, cas où le couplage est le plus fort. On retrouve une fois de plus l'importance primordiale de la maîtrise expérimentale des paramètres des vortex.

Chapitre 11

Expériences de synchronisation de 2 piliers par couplage magnétique dipolaire

Nous présentons dans ce chapitre les premières mesures de synchronisation de deux oscillateurs à transfert de spin à base de vortex par couplage dipolaire.

Dans une première partie, nous complèterons l'étude des piliers uniques, en nous intéressant à la réponse de l'auto-oscillateur à une stimulation par un champ ou un courant alternatif issue d'une source externe. Nous verrons notamment que le système se synchronise facilement aux oscillations d'un champ externe oscillant. Ce résultat nous amènera dans une seconde partie à remplacer la source externe par un second oscillateur.

Nous présenterons les premières mesures réalisées sur les systèmes de deux piliers. Après avoir introduit le système et discuté de l'état magnétique, nous envisagerons l'étude du phénomène de synchronisation par la variation des différents paramètres extérieurs et les difficultés que nous pouvons rencontrer. Puis nous introduirons les résultats des mesures spectrales dans les différents échantillons mesurés, mettant en évidence l'existence d'une synchronisation entre les deux oscillateurs. Nous analyserons enfin ces expériences à la lumière des prédictions théoriques que nous avons développées dans les chapitres précédents.

Les résultats que nous présentons dans ce chapitre sont le fruit d'une étroite collaboration avec l'équipe d'O. Klein du SPEC au CEA Saclay. Les mesures des divers échantillons effectuées dans les deux laboratoires convergent vers des résultats similaires. Nous sélectionnerons parmi toutes ces mesures les plus significatives.

Cette étude représente en partie l'aboutissement des études effectuées sur les piliers uniques. A ce titre, l'ensemble des échantillons utilisés pour étudier le phénomène de synchronisation sont basés sur une structure identique : Py(15nm)/Cu(10nm)/Py(4nm).

11.1 Synchronisation à une source externe

Une démarche classique dans l'étude d'un auto-oscillateur est l'étude de sa réponse à une excitation rf externe. Une première étape a donc été d'étudier la possibilité de synchroniser les auto-oscillations gyrotropiques couplées à une stimulation extérieure. Deux types d'excitations ont été envisagés :

- Un champ uniforme alternatif h_{rf}, délivré par l'antenne placée au dessus du pilier.
- Un courant alternatif i_{rf} superposé au courant I_{dc} circulant à travers le pilier.

Un courant I_{dc} constant est appliqué et la fréquence de la source f_s est balayée autour de la fréquence des auto-oscillations gyrotropiques. On étudie alors la déviation de la fréquence f du signal associé aux oscillations gyrotropiques par rapport à la fréquence naturelle des auto-oscillations, isolées du signal extérieur : f_0. Les expériences sont réalisées à $H = 0$ et à température ambiante.

11.1.1 Pilier unique avec antenne rf

Comme introduit au chapitre 4, une antenne a été lithographiée au dessus des échantillons constitués d'un unique pilier, permettant ainsi d'appliquer au niveau des couches magnétiques un champ alternatif

quasi-uniforme (voir figure 11.1). Le circuit d'antenne est isolé du circuit d'injection et connecté à une source de courant hyper-fréquence permettant d'injecter dans l'antenne un courant de puissance et de fréquence contrôlable [1].

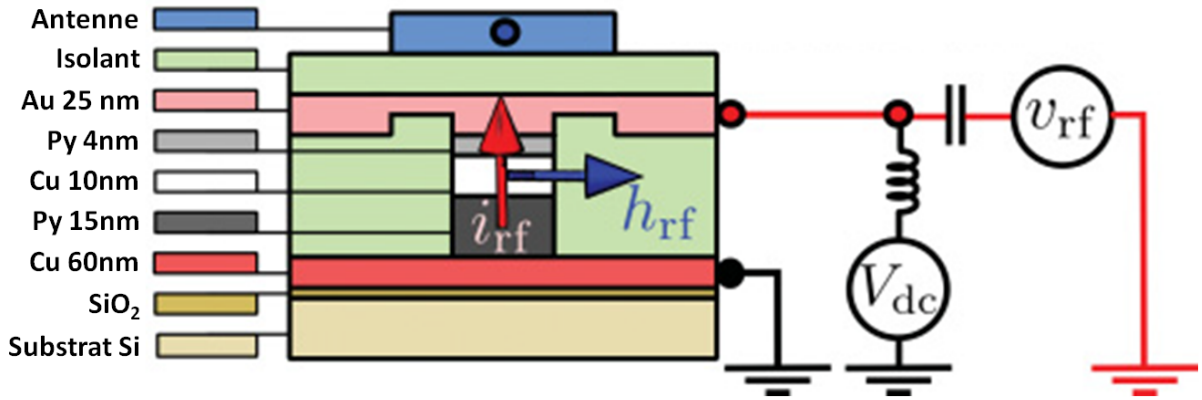


Figure 11.1 – *Illustration du dispositif nano-pilier + antenne rf découplée du circuit d'injection.*

11.1.2 Synchronisation par application d'un courant rf

Dans nos mesures, nous avons constaté que l'application du courant alternatif à travers le pilier ne permet pas de synchroniser les auto-oscillations du vortex à ce signal externe. Aucune modification de la fréquence d'auto-oscillation n'est en effet relevée lorsque la fréquence du signal source f_s est balayée autour de la fréquence d'auto-oscillation f_0. Ce résultat est cohérent avec les prédictions que nous pouvions faire étant donné la symétrie du système (cf. section 3.3). Pour influer sur la dynamique de phase du système, l'influence d'un signal extérieur doit résulter en une force à variations lentes $\vec{F}\Big|_{BF}$ dans le référentiel tournant à la fréquence gyrotropique.

Les actions du champ d'Oersted, ainsi que de la force de transfert de spin associée à l'aimantation vortex, sur la dynamique gyrotropique sont uniquement liées au signe du courant. Celles-ci seront donc moyennées sur une période d'oscillation du courant et donc sans effet sur la dynamique de verrouillage de phase de l'auto-oscillateur :

$$\vec{F}_{STT-ac} = -\lambda_{/\!/} J_0 \cos(\omega_s t + \varphi_s)\vec{e}_\chi \Longrightarrow \vec{F}_{STT-ac}\Big|_{BF} = \vec{0} \tag{11.1}$$

$$\vec{F}_{Oe-ac} = -\frac{1}{2} k_{Oe} J_0 \cos(\omega_s t + \varphi_s)\vec{X} \Longrightarrow \vec{F}_{Oe-ac}\Big|_{BF} = \vec{0} \tag{11.2}$$

Ce résultat est très différent de celui obtenu dans le cas d'un STVO à vortex unique et polariseur perpendiculaire [96].

11.1.3 Synchronisation par application d'un champ rf

Nous avons démontré expérimentalement que l'application d'un champ uniforme alternatif $\vec{h}_{rf} = h_{rf}\cos(\omega_s t + \varphi_s)\vec{e}_x$ délivré par l'antenne permet de synchroniser la dynamique gyrotropique auto-entretenue sur la fréquence source. On constate en effet que la force associée à l'interaction du vortex avec le champ possède dans le repère tournant une composante à basse fréquence :

1. Par couplage capacitif, le passage du courant dans l'antenne induit un faible courant alternatif à travers le pilier. Nous profiterons de ce courant pour visualiser l'évolution du signal source directement sur le spectre de la tension aux bornes du pilier.

$$\begin{aligned}
\vec{F}_{h_{rf}} &= \mu_0 M_S \xi (\vec{e}_z \times \vec{h}_{rf}) \\
&= \mu_0 M_S \xi h_{rf} cos(\omega_s t + \varphi_s) \vec{e}_y \\
&= \mu_0 M_S \xi h_{rf} cos(\omega_s t + \varphi_s) \left(\cos(\omega_0 t)\vec{e}_\rho + \sin(\omega_0 t)\vec{e}_\chi\right) \\
\vec{F}_{h_{rf}}\Big|_{BF} &= \frac{1}{2}\mu_0 M_S \xi h_{rf} \left(\cos\left((\omega_s - \omega_0)t + \varphi_s\right)\vec{e}_\chi - \sin\left((\omega_s - \omega_0)t + \varphi_s\right)\vec{e}_\rho\right) \qquad (11.3)
\end{aligned}$$

où ξ est le facteur liant l'aimantation planaire moyenne $\left\langle \vec{M}_{/\!/} \right\rangle$ au déplacement du cœur du vortex $\vec{X}$: $\left\langle \vec{M}_{/\!/} \right\rangle / M_S = \xi \left(\vec{e}_z \times \vec{X}\right)$ [39].

Sur la figure 11.2(a), nous présentons une mesure effectuée au SPEC sur un pilier de diamètre ⌀200nm, pour $I_{dc} = 20$mA. Le courant est $I_{dc} = +15$mA et l'état magnétique a été préalablement préparé de façon à ce que soient nucléés deux vortex de chiralités identiques et de polarité opposées. Pour rappel, seule cette configuration permet d'observer l'excitation d'une dynamique couplée par transfert de spin. Lorsque la source est éteinte, la fréquence des auto-oscillations observée est $f_0 = 685$MHz.

L'oscillateur est alors soumis à un champ magnétique alternatif $\vec{h}_{rf}$, d'amplitude $h_{rf} = 2.5$Oe. Lorsque la fréquence de la source f_s est éloignée de la fréquence f_0, le système n'est pas perturbé et on continue d'observer des oscillations gyrotropiques à la fréquence $f = f_0$. Puis au fur et à mesure que la source f_s se rapproche de f_0, on observe une déviation de la fréquence d'oscillation à la fréquence naturelle (phénomène dit de « pulling »), indiquant que sous l'action du champ alternatif, la phase de l'oscillateur ralentit progressivement de façon à se rapprocher de la fréquence d'oscillation du champ. Lorsque f_s atteint 670MHz, on n'observe plus qu'une seule fréquence sur le spectre, signifiant que les auto-oscillations se sont *synchronisées* sur la fréquence du champ alternatif : $f = f_s$. A ce moment, il n'est plus possible de distinguer le signal issu des oscillations gyrotropiques et celui induit par la source. Cet état perdure jusqu'à environ $f_s = 700$MHz, fréquence à laquelle la fréquence du signal gyrotropique f diffère de nouveau de la fréquence source f_s. Ensuite, tandis que f_s continue d'augmenter, la fréquence d'auto-oscillations f rejoint progressivement sa fréquence naturelle f_0.

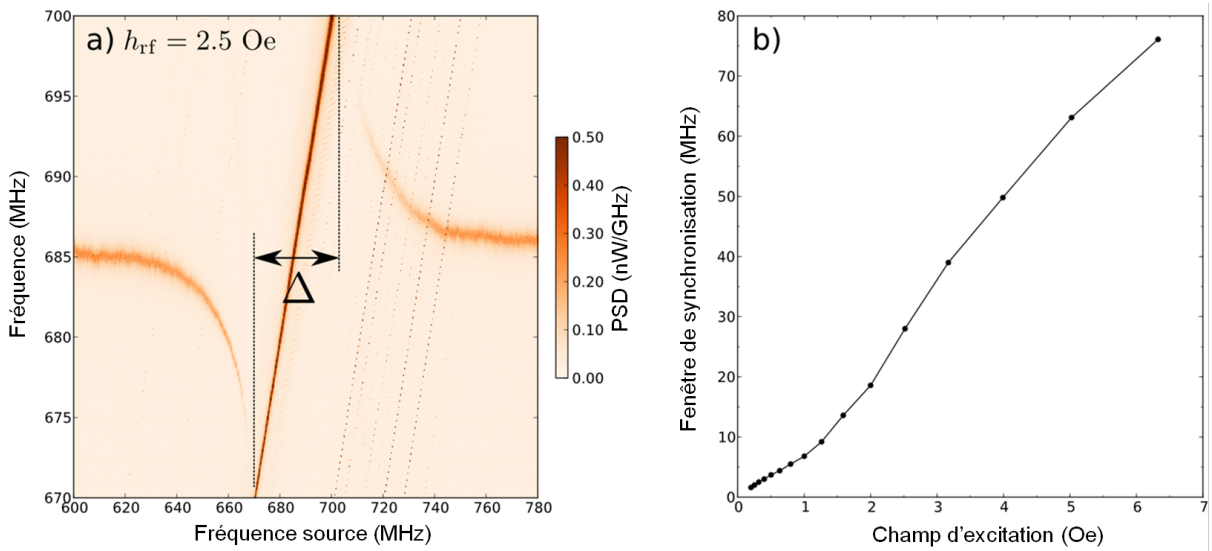


Figure 11.2 – *(a) Evolution de la fréquence gyrotropique en fonction de la fréquence source dans le cas d'un champ alternatif d'amplitude $h_{rf} = 2.5$Oe. On a représenté sur la figure la fenêtre de synchronisation Δ. Remarque : les parallèles au signal source sont des artefacts de mesure dus à la source de courant. (b) Fenêtre de synchronisation en fonction de l'amplitude du champ h_{rf} applique. Dans les deux cas, un courant continu $I_{dc} = +15$mA circule dans le pilier.*

Pour une amplitude de champ $h_{rf} \approx 2.5$Oe, la fenêtre de synchronisation (« locking range ») mesurée est de $\Delta \approx 30$MHz . L'expérience a été répétée pour différentes amplitudes h_{rf} du champ magnétique al-

ternatif pour aboutir à la dépendance de la fenêtre de synchronisation Δ en fonction de h_{rf}, présentée sur la figure 11.2(b). On constate alors que, pour des amplitudes de champ faibles, la fenêtre de synchronisation augmente quasi-linéairement avec l'amplitude du champ. On atteint ainsi une synchronisation sur environ 80MHz pour un champ alternatif d'amplitude 7Oe, ce qui reste très faible. Ce résultat confirme la relation directe entre l'amplitude du signal source et l'efficacité de synchronisation. Ces premiers résultats indiquent que le phénomène de synchronisation dans ce type de système peut être raisonnablement décrit par une équation de type « Adler » (cf. chapitre précédent et la référence [91]).

Il est intéressant de faire un parallèle entre cette expérience et le cas que nous présenterons ensuite pour lequel deux oscillateurs interagissent pour synchroniser leurs oscillations. En se plaçant du point de vue de l'un des oscillateurs, le champ alternatif source est remplacé par le champ dipolaire alternatif induit par les oscillations de l'aimantation vortex dans le pilier voisin. Sur la figure 11.3, nous reportons l'amplitude moyenne du champ dipolaire tournant induit par la giration d'un vortex ressentie par le vortex voisin, calculée dans le cas de deux piliers de $\varnothing$200nm séparés de $\delta = 100$nm. Nous retrouvons le résultat, déjà introduit à la section 9.1, que l'amplitude du champ tournant moyen ressenti lorsque les vortex tournent dans des directions différentes (polarités opposées (AP)) est trois fois plus grand que lorsqu'ils tournent dans le même sens (polarités identiques (P)).

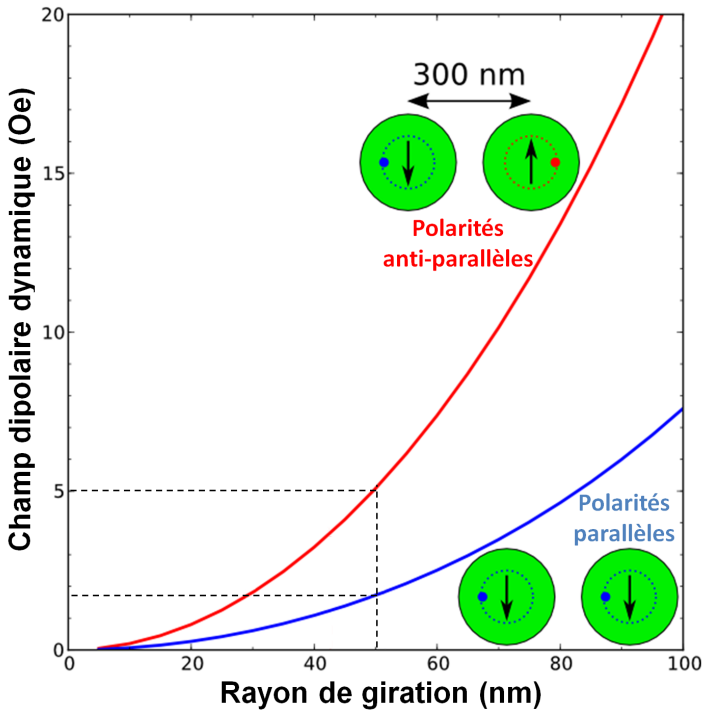


Figure 11.3 – *Amplitude du champ dipolaire tournant ressenti par un vortex, induit par la giration de son voisin dans le cas où les deux vortex tournent dans la même direction (cas des polarités identiques, courbe bleue) ou dans des directions opposées (cas des polarités opposées, courbe rouge). On considère le cas de deux piliers de diamètres $\varnothing$200nm séparés d'une distance $\delta = 100$nm bord à bord.*

Nous pouvons alors évaluer dans chacune des configurations l'écart critique Δ entre les fréquences naturelles f_1 et f_2 qui permettra d'observer la synchronisation des deux STVO's. En faisant l'hypothèse d'un rayon de giration de 50nm (en accord avec les simulations micro-magnétiques), on prédit un champ dipolaire d'amplitude $h_{rf} \approx 1.75$Oe dans le cas (P) et un champ $h_{rf} \approx 5.0$Oe dans le cas (AP). En nous rapportant à la figure 11.2, ces amplitudes correspondent respectivement à une synchronisation pour des différences de fréquences $f_1 - f_2 \lesssim 15$MHz et $f_1 - f_2 \lesssim 63$MHz.

11.2 Synchronisation de deux STVOs par couplage dipolaire

Nous nous intéresserons dans cette section à la dynamique de deux STVO couplés et chercherons à mettre en évidence la synchronisation des deux auto-oscillateurs.

Dans cette partie, la préparation de l'état magnétique du système ne sera pas détaillée. Nous nous plaçons à fort courant pour assurer des chiralités identiques et positives. Ensuite, nous balayons le champ magnétique extérieur perpendiculaire $H_\perp$ selon des cycles mineurs successifs afin de faire basculer les polarités des différents vortex. On se concentre ensuite sur les situations où l'on observe deux signaux indépendants, autour desquels nous ferons varier le champ $H_\perp$ ou le courant I_{dc} afin de contribuer à obtenir un état où les deux auto-oscillateurs se synchronisent.

11.2.1 Echantillons avec doubles piliers

Une seconde série d'échantillons a été fabriqué, avec l'aide de C. Ulysse du *Laboratoire de Photonique et Nanostructures* (LPN à Marcoussis), dans lesquels deux piliers à priori identiques, séparés par une faible distance, ont été gravés dans la multicouche et sont connectés par des électrodes communes. Nous nous concentrerons dans ce chapitre sur la présentation des résultats obtenus grâce à l'étude de deux échantillons, constitués de deux piliers de diamètres $d \approx 200$nm séparés d'une distance $\delta = 100$nm bord à bord (voir figure 11.4), auxquels nous nous réfèrerons simplement par « EDP1 » (pour « Echantillon Double Piliers 1 ») et « EDP2 ». Des résultats similaires ont pu être obtenus pour un échantillon constitué de deux piliers de diamètres $d \approx 100$nm séparés d'une distance $\delta = 100$nm bord à bord. Dans ces échantillons, les deux piliers sont alimentés en parallèle. Par conséquence, il n'est pas possible de contrôler l'amplitude ni le signe du courant dc circulant dans chacun des piliers séparément. Nous pourrons néanmoins supposer que la différence de résistance entre les deux piliers est négligeable et qu'ainsi le courant est divisé équitablement entre les deux oscillateurs.

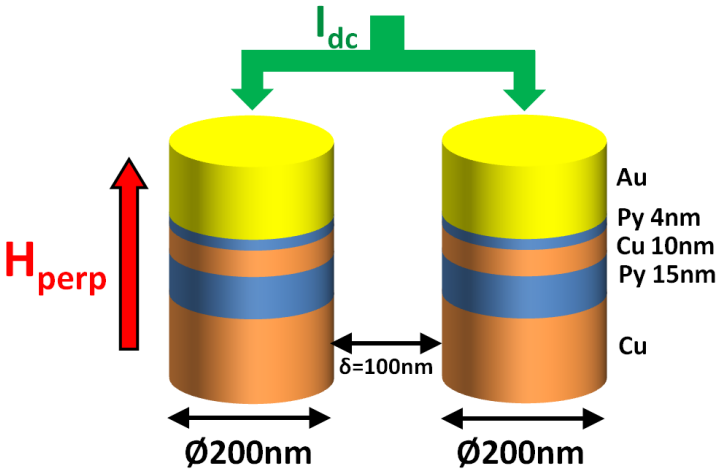


Figure 11.4 – *Illustration des échantillons double piliers*

Les comportements statique et dynamique dans chacun des piliers s'apparentent aux comportements observés sur les simples piliers. La nucléation d'un vortex est assuré dans chacune des couches, de chiralités identiques et positives (orientées selon le champ d'Oersted), par l'application d'un courant supérieur à 20mA dans chacun des piliers. Cependant, notons qu'il est nécessaire de tenir compte du champ induit au niveau de chacun des piliers par le courant circulant dans son voisin. L'amplitude de ce champ est typiquement comprise entre 100 et 200Oe [2] pour un courant de 20mA dans le cas de piliers de 200nm séparés de $\delta = 100$nm. Au vu de l'étude de la stabilité des vortex avec le champ planaire présentée au chapitre 5, ce champ n'est pas suffisant pour annihiler le vortex dans aucune des couches.

2. Le champ n'est pas uniforme car varie avec la distance au pilier voisin.

Il induira néanmoins un décalage conséquent de la position d'équilibre des vortex et donc du centre de giration lorsque la dynamique sera excitée.

Nous avons confirmé la stabilité de l'état double vortex, ainsi que les décalages des équilibres, grâce à des simulations micro-magnétiques avec le logiciel SpinFlow3D®. Dans le cas considéré ($C_1 = C_2 = +1$), les centres d'équilibre et de giration seront rapprochés par rapport à la distance entre les axes des piliers. L'étude expérimentale des courbes de transport en fonction d'un champ planaire $R(H_{/\!/})$ nous a permis de confirmer la présence des deux piliers et de renforcer l'hypothèse de la configuration magnétique double vortex dans chaque pilier.

11.2.2 De la difficulté de mettre en évidence la synchronisation

Nous montrerons dans cette section les premières courbes mettant en évidence le phénomène de synchronisation dans ce système, mais il est nécessaire de commencer par présenter les quelques difficultés expérimentales auxquelles nous avons dû faire face.

Les deux piliers étant alimentés en parallèle, il n'est pas possible d'accéder indépendamment aux signaux issus de chacun des piliers. Pourtant, étant donné la complexité des conditions d'auto-oscillations en fonction des paramètres de chaque oscillateur (chiralités, polarités), nous ne pouvons pas être certains que ces conditions sont réalisées dans les deux piliers sans observer indépendamment les signaux issus de chacun. Lorsqu'un unique pic est observé sur le spectre de puissance, il nous est alors à priori impossible de déterminer si les deux oscillateurs oscillent à une fréquence commune, ou si un seul des deux oscillateurs est excité. Pour mettre en évidence le phénomène de synchronisation, nous aurons l'objectif d'observer la transition d'un état où les oscillateurs oscillent indépendamment, pour lequel deux pics hyper-fréquence sont mesurés sur le spectre du signal, vers un état pour lequel les oscillateurs sont synchronisés et pour lequel un unique pic est détecté.

Il faut alors envisager un moyen d'influer sur les paramètres des deux oscillateurs de façon à entrer et sortir de la condition de synchronisation. Plusieurs solutions s'offrent à nous pour cela.

La première sera de faire varier l'écart entre les fréquences d'auto-oscillations dans chaque pilier $f_1 - f_2$. Nous pourrons compter sur une faible disparité et une pente $df/dH_\perp$ ou df/dI_{dc} différente entre les deux piliers, qui nous permettra d'agir sur cet écart. Le cas de vortex de polarités opposées est de ce fait idéal, car les variations $df/dH_\perp$ sont alors de signes opposées (cf. section 7.3). L'application d'un champ perpendiculaire nous permettra alors aisément de modifier l'écart entre leurs deux fréquences propres.

Une seconde solution est de modifier le couplage entre les deux oscillateurs. La réduction des rayons de giration des deux vortex aura pour effet de réduire l'énergie moyenne d'interaction, réduisant ainsi la stabilité de la synchronisation vis-à-vis de l'agitation thermique. En augmentant le courant I_{dc}, on peut alors envisager modifier légèrement les rayons de giration et observer une transition d'un état désynchronisé vers un état synchronisé.

Il sera enfin particulièrement intéressant de comparer la synchronisation d'oscillateurs vortex de polarités parallèles et de polarités anti-parallèles, cas pour lesquels nous avons prédit une forte différence du coefficient de couplage μ.

11.2.3 Etat magnétique du système et interactions

Comme nous avons pu le décrire en détail dans la partie III, le mode gyrotropique excité dans la configuration double vortex est un mode couplé, pour lequel les deux vortex ont un mouvement de giration à une fréquence commune. Ainsi le couplage entre les deux oscillateurs s'avère à priori complexe, car il fait intervenir l'interaction dipolaire entre les différentes couches les unes avec les autres. Pourtant, il sera raisonnable dans nos interprétations de limiter notre raisonnement à des considérations sur les oscillations de la couche épaisse. En effet, une couche d'épaisseur 4nm ne permettra pas d'atteindre

une énergie d'interaction dipolaire suffisante par rapport à l'agitation thermique. Et, de plus, l'énergie d'interaction entre les deux couches de 15nm sera de toute évidence le terme dominant du couplage. Second argument, nous avons pu voir que pour les forts courants, le rayon de giration du vortex dans la couche épaisse est plus de trois fois supérieur au rayon de giration dans la couche fine (cf résultats des simulations micromagnétiques, section 6.3).

Alors, nous considérerons les couches fines comme de simples couches polarisatrices et négligerons l'influence de leurs oscillations d'aimantation sur le couplage entre les deux auto-oscillateur. Nous nous rapprochons ainsi des modèles analytiques et des simulations présentées précédemment, en considérant la synchronisation entre les oscillations des vortex dans les couches épaisses.

Dans les modèles présentés au chapitre 9, nous avions vu que la configuration magnétique de la couche polarisatrice ne revêt pas d'importance dans le phénomène de synchronisation, dans la mesure où les amplitudes des forces de transfert de spin sont similaires. Cette hypothèse est encore plus raisonnable dans le cas d'un polariseur vortex, car la force de transfert de spin varie très peu avec le rayon de giration. Ainsi nous pourrons considérer que les effets du transfert de spin sont identiques dans les deux piliers et ne contribuent pas à une dissymétrie du système.

11.2.4 Mise en évidence du phénomène de synchronisation par variation du champ perpendiculaire

Par balayage du champ $H_\perp$ à courant constant, nous modifions l'état des polarités des différents vortex du système jusqu'à observer simultanément deux signaux indépendants. Lorsque deux signaux sont observés, issus respectivement des oscillations gyrotropiques dans les deux oscillateurs, il est alors relativement simple de caractériser l'état relatif des polarités des vortex dans les couches épaisses des deux piliers. Pour cela, nous faisons varier légèrement le champ $H_\perp$ et traduisons simplement les variations associées des fréquences : $P_i = signe(df_i/dH_\perp)$.

11.2.4.1 Résultats

La figure 11.5 présente ainsi l'évolution de la fréquence de deux signaux observés simultanément sur le spectre de tension, entre 1300Oe et 660Oe, pour un courant $I_{dc} = 50$mA. Ces premiers résultats, obtenus pour l'échantillon « EDP1 », correspondent à un état magnétique tel que les vortex des couches épaisses ont des polarités opposées $P_1.P_2 < 0$. On peut alors facilement extrapoler la dépendance $f(H_\perp)$ de chacun des piliers. Bien que le masque de lithographie ait été préparé de façon à obtenir deux piliers strictement identiques, il est raisonnable de s'attendre à de légères disparités de forme ou de dimensions entre ceux-ci. Ces différences aboutissent à une faible différence de fréquences propres ($\approx$ 25MHz) entre les deux auto-oscillateurs, ainsi qu'à des pentes $df/dH_\perp$ légèrement différentes.

Comme nous avons pu le discuter précédemment, cette configuration est la plus « confortable » car la fréquence naturelle d'un STVO augmente avec $H_\perp$ quand l'autre décroit. Cela permet donc par la simple variation du champ $H_\perp$ de contrôler directement l'écart entre les fréquences naturelles. A partir de cet état magnétique, nous avons alors étudié l'évolution du spectre des oscillations lorsque le champ $H_\perp$ est diminué et que les deux fréquences se rapprochent (figure 11.6(a)).

Les deux fréquences évoluent linéairement avec $H_\perp$ jusqu'à environ $H_\perp = 700$Oe (cf. fig 11.6(b)), champ en dessous duquel les deux fréquences s'éloignent progressivement de leur évolution linéaire. Finalement, à $H_\perp = 580$Oe, les oscillations se synchronisent et un unique signal est observé (cf. fig 11.6(c)). On mesure un écart de fréquence critique d'environ 80MHz juste avant la synchronisation, soit plus de 10% de la fréquence moyenne. Pour écarter la possibilité que cette transition soit associée à un changement d'état magnétique (renversement d'une polarité par exemple), nous nous sommes assurés de la réversibilité de la transition. La transition entre les états désynchronisé et synchronisé a toujours été observée réversible et aucun phénomène d'hystérésis n'a pu être mis en évidence dans la mesure dans cette gamme de champs.

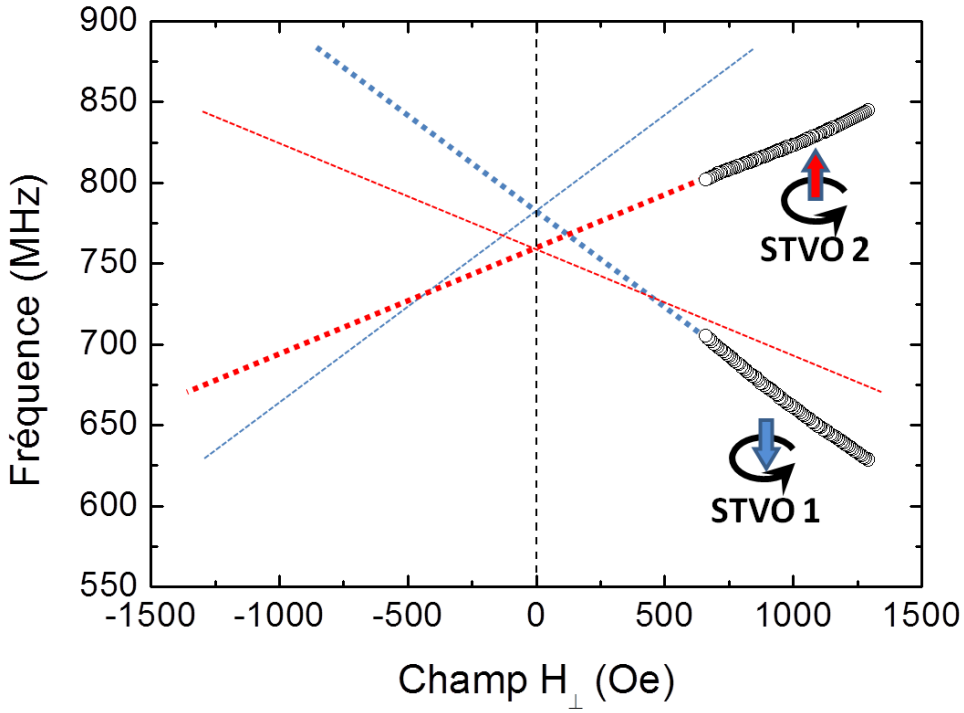


Figure 11.5 – *Fréquence des deux pics apparaissant sur le spectre du signal relevé pour un champ $H_\perp$ décroissant, entre* 1300*Oe et* 660*Oe, à $I_{dc} = 50mA$. Les symboles illustrent la polarité du vortex dans la couche épaisse identifié grâce à la pente $df/dH\perp$. Les lignes pointillées sont l'extrapolation de la caractéristique $f(H_\perp)$ pour chacun des piliers.*

Dans cette mesure, la fréquence des oscillations synchronisées est très proche de la fréquence du « STVO1 », la plus basse (voir fig 11.6(a)). Il semble ainsi que le « STVO2 » se synchronise sur les oscillations du « STVO1 », tandis que ce second n'adapte quasiment pas sa fréquence. Il est surprenant de constater que ce sont ici les oscillations correspondant au signal de plus grande amplitude qui se synchronisent sur celles de faible amplitude. Enfin, nous n'avons pas observé de diminution significative de la largeur de raie du signal synchronisé par rapport aux signaux indépendants, ni de dégradation. Tous les trois présentent une largeur de raie d'environ 500kHz.

La même expérience a été reproduite pour un second échantillon similaire, « EDP2 », mesuré au SPEC, et nous avons également pu observer le phénomène de synchronisation dans le cas de vortex de polarités anti-parallèles (voir fig 11.7(a)), pour un courant $I_{dc} = +38$mA. Cependant, la synchronisation s'effectue cette fois sur la fréquence la plus élevée des deux oscillateurs. L'oscillateur dont le signal est le plus fort est celui qui adapte le moins sa fréquence dans le processus de synchronisation.

Nous avons également pu mettre en évidence, en mesurant « EDP2 », la synchronisation des deux auto-oscillateurs lorsque les polarités des vortex des couches épaisses de Py sont parallèles (voir fig 11.7(b)), pour un même courant $I_{dc} = +38$mA. Dans cette configuration magnétique, les pentes des deux dépendances $df_i/dH_\perp$ sont de même signes. De la même façon que précédemment, nous observons, en balayant le champ $H_\perp$, sur le spectre de puissance une transition réversible de deux pics correspondant aux oscillations indépendantes vers un unique pic correspondant aux oscillations synchronisées.

Nous avons ainsi pu constater que les écarts en fréquence critiques avant synchronisation diffèrent dans les deux cas. Dans la configuration de polarités anti-parallèles, nous mesurons un écart critique $\Delta_{AP} = 49$MHz, tandis que nous mesurons dans la configuration parallèle $\Delta_P = 17$MHz.

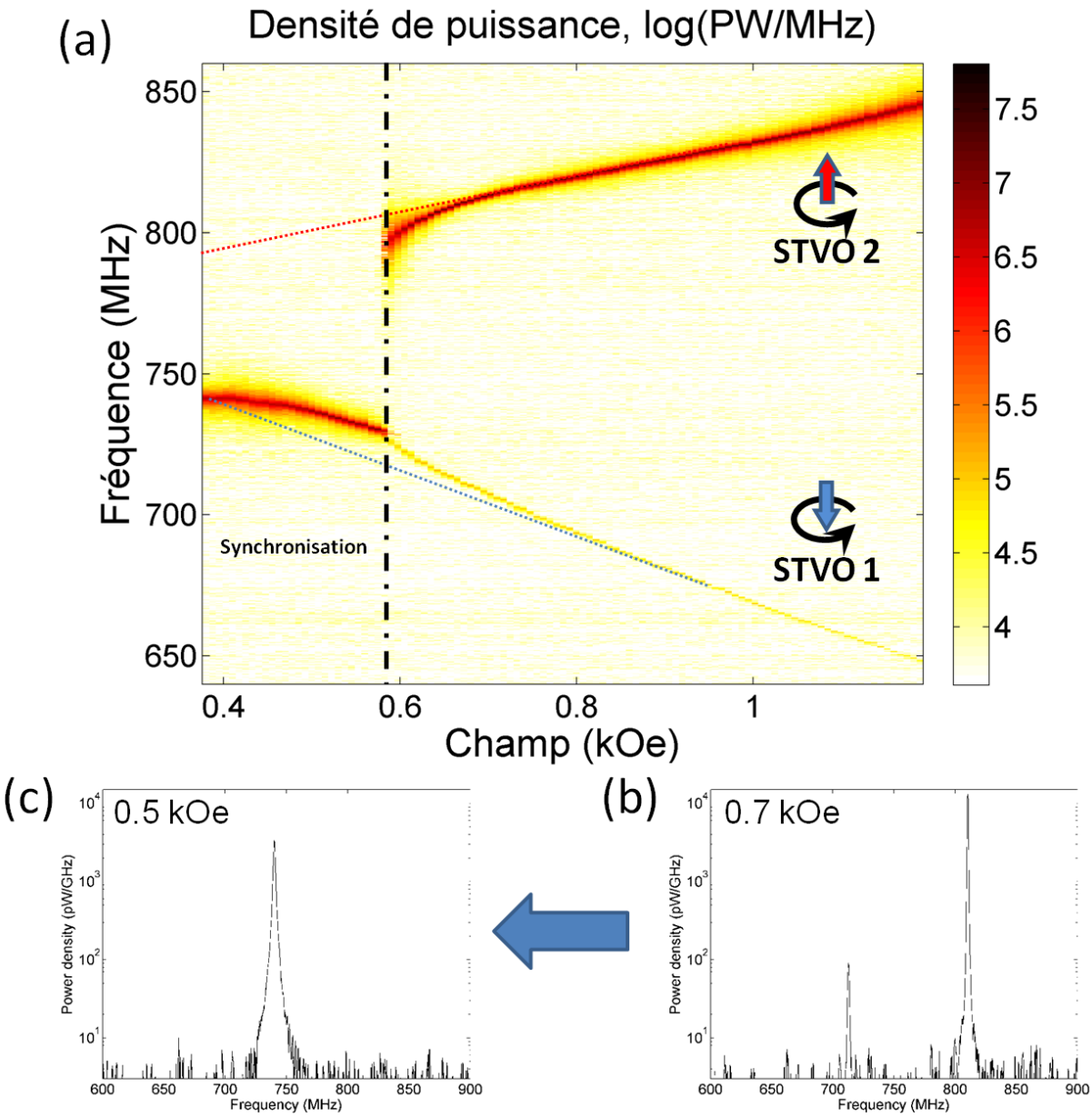


Figure 11.6 – *(a) Cartographie du spectre de puissance du signal aux bornes des deux piliers couplés parcourus par un courant $I_{dc} = 50mA$ pour un champ $H_\perp$ décroissant, pour un dispositif constitué de deux piliers de $\varnothing 200nm$ séparés par $100nm$. Les lignes pointillées extrapolent la dépendance linéaire de la fréquence des oscillateurs isolés avec $H_\perp$. Spectres mesurés à (b) $H_\perp = 700Oe$ et (c) $H_\perp = 500Oe$.*

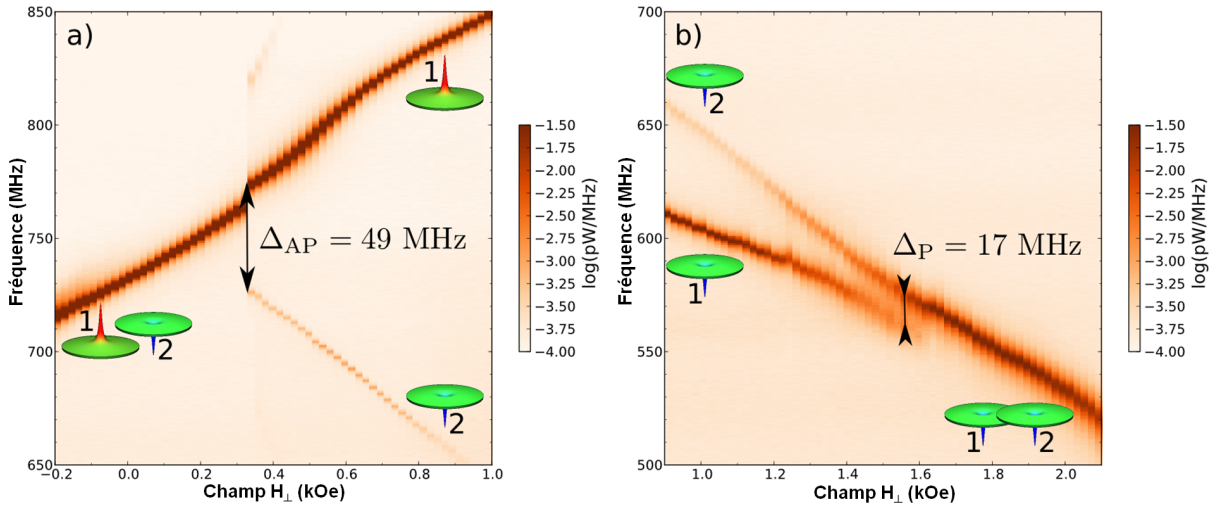


Figure 11.7 – *Cartographie du spectre de puissance du signal en fonction du champ $H_\perp$, pour un dispositif constitué de deux piliers de ⌀200nm séparés par 100nm parcourus par un courant $I_{dc} = +38mA$, dans les cas pour lesquels les polarités des vortex dans la couche épaisse de Py sont (a) anti-parallèles, (b) parallèles.*

11.2.4.2 Discussion

Bien que les échantillons étudiés ont été fabriqués avec la volonté d'étudier la synchronisation d'oscillateurs identiques, nous avons pu voir qu'il existe une disparité entre les propriétés des deux auto-oscillateurs. De plus, nous nous sommes concentrés sur la transition entre les régimes non-synchronisé et synchronisé. Ceci nous a amené à nous placer dans des conditions telles que les fréquences des deux auto-oscillateurs sont éloignées. Ainsi, nous ne pourrons pas nous limiter au modèle de deux oscillateurs parfaitement identiques, mais devons considérer la synchronisation de deux auto-oscillateurs de fréquences différentes. Nous avons vu dans ce cas que le modèle développé dans le cas de piliers de différents diamètres s'adapte parfaitement (cf. section 9.3).

En répétant les expériences de synchronisation sur différents échantillons et dans différentes conditions de courant et de champ, nous observons que la synchronisation s'effectue tantôt sur la fréquence la plus basse, tantôt sur la fréquence la plus élevée. Dans les deux expériences présentées pour le cas de polarités anti-parallèles, nous avons également noté la synchronisation peut s'effectuer sur la fréquence de l'oscillateur au signal le plus faible, ou sur la fréquence de l'oscillateur au signal le plus élevé. Cependant, au cours de notre étude des piliers uniques, nous avons pu mettre en évidence qu'il n'existe pas de corrélation directe entre l'amplitude des oscillations de tension aux bornes du pilier et l'amplitude des oscillations (cf. section 6.4). Dans le cas d'oscillateurs aux propriétés identiques, nous pourrions à priori nous attendre à ce que les deux oscillateurs se synchronisent sur une fréquence intermédiaire, ce qui n'est pas le cas ici. il est alors nécessaire d'envisager une différence entre les deux oscillateurs :

- Une différence des amplitudes d'oscillations, qui définira une action plus forte d'un oscillateur sur le second. Soumis à un champ dipolaire plus fort, l'oscillateur de plus faible amplitude sera contraint à une modification de fréquence plus grande que le second.
- Une différence dans les capacités, pour chacun des oscillateurs, de modifier sa fréquence en modifiant son amplitude d'oscillation. Ce coefficient, déterminé par la non-linéarité du système autour de l'orbite d'équilibre, mais également par la forme du polariseur, est très susceptible d'être différent pour les deux piliers. Ainsi, pour une même déviation de l'orbite, la déviation de fréquence sera plus faible pour l'un des piliers.

Ajoutons que ces propriétés sont susceptibles de varier avec les conditions extérieures (champ, courant) et qu'il est envisageable d'observer les deux cas (synchronisation sur le mode de plus haute ou plus basse fréquence) pour un même échantillon.

Il est également important de comprendre que la transition entre l'état non-synchronisé et l'état synchronisé est assimilable à une apparition progressive d'un couplage entre les deux oscillateurs et a fortiori des deux modes. Lorsque les fréquences des deux auto-oscillateurs sont très éloignées, les deux oscillateurs n'échangent alors pas d'énergie. Les deux fréquences observées sont alors très proches de celles des auto-oscillateurs isolés, ainsi que leurs dépendances avec le champ ou le courant. Lorsque les deux fréquences se rapprochent suffisamment, alors celles-ci dévient progressivement de leur fréquence « isolée », signe d'un échange d'énergie entre les deux auto-oscillateurs. Lorsque la synchronisation est établie, les deux oscillateurs oscillent alors à la même fréquence et échangent alors un maximum d'énergie. Le mode d'oscillations synchronisées correspond alors à un mode couplé des deux oscillateurs. Il est donc envisageable que sa fréquence soit inférieure aux fréquences isolées des deux auto-oscillateurs.

Il est enfin intéressant de comparer les écarts critiques en fréquence dans les deux configurations : polarités parallèles ou polarités anti-parallèles. Nous avions vu dans les deux chapitres précédents (9 et 10) que le coefficient d'interaction moyen dans le cas anti-parallèle (AP) est trois fois plus grand que dans le cas parallèle (P). Ceci nous a amené (section 9.3) à prédire un écart critique en fréquence trois fois plus grand dans le cas AP que dans le cas P. Expérimentalement, le rapport $\Delta_{AP}/\Delta_P \approx 2.88$ est très proche de la valeur prédite. Ce résultat est encourageant quant à la validité du modèle que nous avons développé.

11.2.5 Evolution de la synchronisation avec le courant

L'augmentation du courant a pour effet d'augmenter l'orbite de giration des vortex dans chacun des piliers, augmentant ainsi l'amplitude du champ dipolaire ressenti par le pilier voisin et par là l'énergie moyenne d'interaction entre les deux auto-oscillateurs. Ainsi, le rapport de l'énergie thermique à l'énergie d'interaction est diminué et l'influence du bruit sur la synchronisation sera donc réduite. Pour cerner l'influence du courant sur la synchronisation des oscillateurs, nous avons observé l'évolution du système à champ constant lorsque le courant I_{dc} est balayé.

11.2.6 Résultats

Reprenons l'échantillon « EDP1 » et préparons l'état magnétique tel que les polarités des vortex de la couche épaisse de Py soient anti-parallèles. Nous fixons le champ à la valeur $H_\perp = 660$Oe, proche de la limite de synchronisation (voir fig. 11.6) et augmentons progressivement le courant. La cartographie du spectre de puissance en fonction de I_{dc} est présentée sur la figure 11.8.

Entre $I_{dc} = 30$mA et $I_{dc} = 40$mA, les deux oscillateurs auto-oscillent indépendamment. L'augmentation de la fréquence avec le courant est identique pour les deux STVOs et l'écart entre les deux fréquences « isolées » reste donc constant. Au delà de $I_{dc} = 40$mA, une déviation de la fréquence du STVO 2 est observée, qui se rapproche progressivement de la fréquence du STVO 1. A $I_{dc} = 47$mA, une transition apparait finalement, réversible, vers un état synchronisé pour lequel un unique pic est observé sur le spectre de puissance.

11.2.6.1 Discussion

L'influence du courant et de l'amplitude de giration des vortex a ainsi pu être démontrée. La dépendance linéaire des deux fréquences, identique dans les deux STVOs, est très similaire à la dépendance que nous avons pu observer dans le cas d'un pilier unique. Cela nous amène à penser que les deux auto-oscillateurs se trouvent dans un même état magnétique à deux vortex, pour lequel la fréquence ainsi que le rayon d'orbite évoluent linéairement avec le courant.

Cette expérience met en évidence les limitations du modèle que nous avons établi, qui ne tient pas compte de l'importance des rayons d'orbite. On pourra envisager dans un futur modèle de tenir compte de l'influence du bruit sur le système. En effet, les déviations progressives des fréquences à l'approche de la

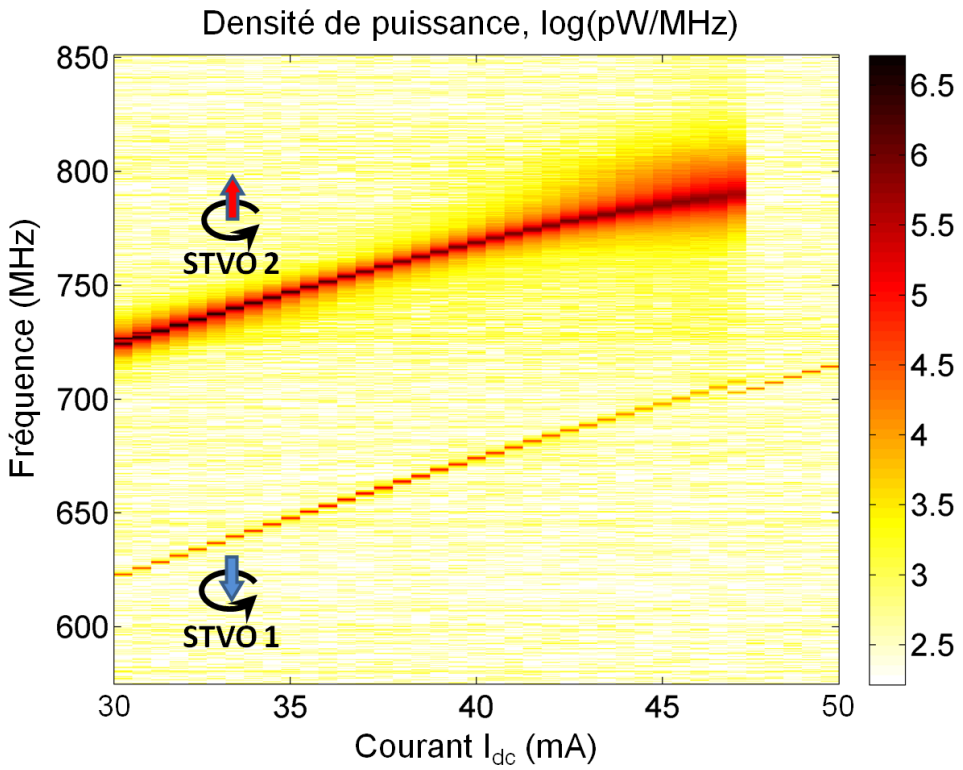


Figure 11.8 – *Cartographie du spectre de puissance du signal en fonction du courant I_{dc} pour un champ $H_{\perp} = +660Oe$, mesurée pour un dispositif constitué de deux piliers de $\varnothing 200nm$ séparés par $100nm$.*

synchronisation traduisent l'influence des fluctuations qui empêchent les oscillateurs de se synchroniser lorsque leurs fréquences sont trop éloignées et que l'énergie moyenne d'interaction est trop faible.

Nous avons présenté dans ce chapitre nos premières observations du phénomène de synchronisation d'oscillateurs à base de vortex par couplage dipolaire. Ces résultats constituent également à notre connaissance la première démonstration de synchronisation d'oscillateurs à transfert de spin par couplage dipolaire. Bien que la modélisation du système demande encore quelques efforts supplémentaires, les premiers accords qualitatifs avec le modèle simple que nous avons développé nous encouragent à prolonger cette étude. Notamment, il sera intéressant de comparer les résultats obtenus pour des systèmes de deux piliers plus éloignés (ont également été fabriqués des échantillons à deux piliers de $\varnothing 200$nm séparés par $\delta = 200$nm), ou de piliers de plus faible diamètres (cf. piliers de $\varnothing 100$nm).

Conclusion et perspectives

Conclusion de la partie IV :

Dans cette seconde partie de mon travail de thèse, nous nous sommes intéressés au phénomène de verrouillage de phase, ou synchronisation entre deux oscillateurs à transfert de spin à base de vortex.

Une étape importante était de comprendre et modéliser les mécanismes de couplage par champ dipolaire entre deux vortex oscillants dans deux plots magnétiques séparés par une faible distance. Nous avons ainsi pu mettre en évidence que l'amplitude du couplage entre les deux vortex dépend de leurs polarités relatives, avec notamment un couplage trois fois plus important lorsque les deux cœurs de vortex tournent dans des sens différents (polarités opposées) par rapport au cas où ils tournent dans le même sens (polarités identiques).

En introduisant un nouveau terme, correspondant à l'influence dipolaire du vortex voisin, dans les équations de Thiele décrivant la dynamique de chacun des vortex, nous avons pu aboutir à la modélisation de la dynamique du déphasage entre les oscillations de deux STVOs. Ce modèle permet de décrire le phénomène de verrouillage de phase lorsque les deux oscillateurs sont identiques et celui de synchronisation pour le cas où les deux STVO ont des diamètres différents.

Pour ce dernier cas, nous prédisons l'existence d'un seuil pour l'écart en fréquence entre les oscillateurs au delà duquel la synchronisation n'est pas observée. De plus, ce modèle nous a permis de montrer que cet écart critique augmente théoriquement linéairement avec le coefficient de couplage dipolaire μ.

En nous basant sur notre modèle analytique pour interpréter les résultats de simulations micromagnétiques faites pour différentes distances inter-piliers, nous avons pu déterminer les évolutions des énergies moyennes d'interaction en fonction de la distance, pour les deux configurations de polarités. Ces résultats ont confirmé que l'énergie d'interaction est en moyenne environ trois fois plus importante lorsque les vortex tournent dans des directions différentes, atteignant des valeurs suffisamment élevées pour permettre l'observation à température ambiante d'une synchronisation entre oscillateurs séparés d'une distance comprise entre une et deux fois le diamètre des piliers.

Du point de vue expérimental, notre approche a été d'étudier tout d'abord la réaction d'un oscillateur unique à un signal rf externe (un courant ou un champ rf) ayant une fréquence proche de la fréquence gyrotropique f_0. Un résultat intéressant est que l'oscillateur se synchronise seulement sous l'action d'un champ rf et absolument pas sur un courant rf injecté dans le pilier. A partir de ces mesures, nous avons pu extraire l'évolution de la fenêtre de synchronisation en fonction de l'amplitude du champ h_{rf}.

L'étape suivante a été de mesurer expérimentalement un système contenant deux STVOs séparés de 100nm dans différentes configurations de polarités des vortex. Ces résultats constituent la première démonstration expérimentale à température ambiante de synchronisation d'oscillateurs à transfert de spin par couplage dipolaire. Conformément à nos prédictions, la synchronisation s'est montrée être beaucoup plus efficace dans la configuration de polarités opposées, pour laquelle nous avons pu observer une synchronisation pour un écart en fréquence d'environ 70MHz, soit 10% de la fréquence d'oscillation gyrotropique. Ce résultat extrêmement prometteur conclut en quelque sorte ce travail de thèse et a été rendu possible par l'ensemble des résultats expérimentaux et théoriques présentés auparavant.

Perspectives :

La principale limitation des modèles analytiques développés au cours de cette thèse est qu'ils ne prennent pas en compte l'influence des fluctuations d'aimantation dues à l'agitation thermique. Cette limitation peut être levée grâce aux simulations micro-magnétiques. Il sera intéressant dans un avenir proche de reprendre les simulations en incluant une source de bruit, afin notamment de comparer la stabilité de l'état synchronisé à celle de l'état non synchronisé. Il sera également intéressant de mener une étude précise sur l'évolution de la largeur de raie des oscillations pour un pilier unique et deux piliers synchronisés.

L'étude numérique du cas de deux STVOs de diamètres différents, qui représente le système pouvant être comparés aux expériences, a débuté récemment au *A. M. Prokhorov General Physics Institute* à Moscou. Même si nous n'avons pas eu l'occasion d'étudier expérimentalement en détail les caractéristiques rf de l'état synchronisé (fréquence, stabilité de la phase, agilité etc.), les premiers résultats ont d'ores et déjà permis d'observer des évolutions complexes de la fréquence d'oscillation des STVOs synchronisés. Notamment, il apparait que la synchronisation s'effectue soit sur la fréquence la plus haute ou bien la plus basse des deux oscillateurs couplés en fonction des conditions expérimentales (champ, courant) utilisées pour parvenir à cet état. Une fois encore, des simulations micro-magnétiques devraient permettre de comprendre ces comportements complexes.

Ces résultats ouvrent la voie à la synchronisation d'un grand nombre d'oscillateurs. Ce développement devrait permettre l'observation d'une réduction significative de la largeur de raie, ce qui constituait au début de ma thèse et constitue toujours un objectif très important. Dans cette perspective, une collaboration avec l'équipe du Pr. L. Piraux à l'ICMN de l'Université Catholique de Louvain, a été engagée avec pour objectif de fabriquer et analyser des réseaux contenant un grand nombre d'oscillateurs grâce à la croissance d'assemblées de nano-fils de vannes de spin dans des membranes nano-poreuses [180]. Cependant, il est important de ne pas bruler les étapes, et de nouvelles séries d'échantillons « plus conventionnels » comportant entre deux et dix nano-piliers ont été réalisées durant ces derniers mois. A suivre...

Conclusion générale

Les interactions entre un courant de spin et une aimantation via le transfert de spin sont devenues en quelques années un domaine très important de la spintronique. Le développement d'une nouvelle génération de MRAM utilisant cet effet physique pour l'écriture de l'information et leur prochaine commercialisation par plusieurs acteurs industriels majeurs (Toshiba, Samsung, Everspin...) devrait permettre de supplanter les technologies actuelles S-RAM et D-RAM à base de semi-conducteurs (cf. International Technology Roadmap for Semiconductors 2011). Le prochain domaine de la spintronique apportant une rupture technologique aussi importante que les effets GMR et TMR dans les années 90 concerne la génération de dynamique ultrarapide par transfert de spin et les dispositifs rf spintroniques qui en découlent. Depuis la première observation en laboratoire en fin 2003 de la possibilité de convertir, grâce au transfert de spin dans une nanostructure spintronique, un courant dc en une tension rf, des progrès très importants ont été obtenus dans la compréhension et le contrôle de ce phénomène. Cependant, des points fondamentaux concernant les mécanismes microscopiques à l'origine des effets de génération et/ou de la détection d'ondes hyperfréquences restent encore à comprendre. Les résultats connus à ce jour sont toutefois suffisants pour stimuler, dans de nombreux laboratoires, un effort de recherche fondamentale en vue d'applications très prometteuses dans le domaine des nano-dispositifs radiofréquences i.e. nano-sources hyperfréquence, nano-détecteurs et/ou mélangeurs de fréquence.

Un des objectifs principaux de mon travail était d'étudier l'excitation par le couple de transfert de spin de modes dynamiques collectifs, associés à des couches magnétiques couplées d'un même nano-pilier. Pour atteindre ce but, nous avons concentré notre effort sur un mode dynamique particulier associé à la configuration magnétique vortex : le mouvement gyrotropique de cœur de vortex.

Ce mode gyrotropique peut être excité par transfert de spin dès l'application d'une faible densité de courant, et possède une fréquence dans la gamme 100MHz-2GHz, avec des largeurs de raie (signe de la cohérence) de l'ordre du MHz. Nous nous sommes alors concentrés sur l'étude du comportement sous l'effet du transfert de spin d'oscillateurs interagissant par couplages magnétiques (couplage dipolaire et couplage par transfert de spin mutuel). L'apparition d'accord de phase entre les oscillations des différentes couches magnétiques est alors susceptible de venir renforcer la cohérence du nouvel auto-oscillateur constitué par cet assemblage.

Un des premiers résultats importants obtenus sur des systèmes à deux vortex couplés au sein de deux couches magnétiques d'un unique nano-pilier a été de mesurer des signaux présentant un facteur de qualité record de 5000 à champ nul (une largeur de raie de 200kHz, pour une fréquence de 1GHz), soit une amélioration d'un ordre de grandeur par rapport aux observations faites jusqu'ici sur des oscillations de vortex uniques [121]. Ce résultat est le fruit d'une étude expérimentale détaillée, complété par un travail théorique (modèle analytique et simulations micro-magnétiques) important pour comprendre l'action du transfert de spin sur des aimantations dans un mouvement couplé [132]. Par ailleurs, nous avons pu clairement mettre en évidence le rôle des fortes relaxations de spin au niveau du cœur de vortex pour comprendre les modifications à la fois du couple de transfert de spin et du signal magnétorésistif dans les nanostructures à base de vortex, configuration d'aimantation fortement non-homogène. Ces modèles nous ont permis de prévoir et confirmer les principales caractéristiques expérimentales de ces nano-oscillateurs ; par exemple, les dépendances linéaires de la fréquence d'auto-oscillation avec le courant et le champ extérieur. Ces propriétés, auxquelles nous pouvons associer un contrôle et une modulation très simple de la fréquence d'oscillation, permettent d'envisager ces composants rf spintroniques comme de bons candidats à des applications comme synthétiseur de fréquence, ou détecteur de champ magnétique.

Enfin, nous avons pu montrer la possibilité de contrôler indépendamment le retournement des cœurs de vortex dans ces structures à deux vortex. Ce résultat est important car nous avons démontré le rôle crucial joué par la configuration relative des polarités pour comprendre les propriétés dynamiques de ces échantillons.

Un autre résultat important de mon travail a été de prédire analytiquement et par simulations micro-magnétiques que les différentes composantes du couplage dipolaire entre les vortex peuvent permettre de placer le système dans un état tel que les oscillations pourront être excitées dès l'application d'un courant non-nul à travers le dispositif. Au-delà de l'intérêt évident de la réduction du courant critique

nécessaire au démarrage des oscillations pour la réduction de l'énergie consommée par ces oscillateurs, cette propriété est associée à la possibilité d'accéder à une très large gamme de fréquences, allant de zéro à environ 1GHz, i.e. une très forte agilité en courant. Un seul de ces dispositifs pourrait ainsi remplacer les multiples composants actuellement utilisés pour atteindre les différentes bandes de fréquences dans les appareils de télécommunications. Ces dispositifs et les deux principales propriétés qui en font leur potentiel ont ainsi fait l'objet du dépôt d'un brevet [136].

Au début de ma thèse, il avait été démontré à la fois théoriquement et expérimentalement l'intérêt majeur pour l'amélioration des propriétés hyperfréquences (puissance émise, facteur de qualité, etc) de parvenir à synchroniser plusieurs oscillateurs à transfert de spin. Dans la dernière partie de mon travail, nous nous sommes concentrés sur des dispositifs plus complexes avec pour objectif d'étudier la synchronisation d'oscillations de vortex excitées indépendamment dans deux nano piliers séparés de 100nm, distance à laquelle le couplage dipolaire entre les deux oscillateurs peut être fort. Un modèle analytique permettant de décrire l'énergie d'interaction dipolaire en fonction de la distance entre deux oscillateurs à transfert de spin à base de vortex a été développé et comparé à des simulations micromagnétiques. Ce résultat nous a ensuite permis de prédire l'évolution de la différence de phase, menant à la synchronisation entre les deux oscillateurs [178].

Enfin, nous avons pu observer expérimentalement la synchronisation de précessions d'aimantation excitées par transfert de spin avec une gamme de verrouillage en fréquence et en phase des deux nano-oscillateurs pouvant atteindre environ 10% de leur fréquence libre. Ces résultats extrêmement intéressants ouvrent la perspective de la fabrication de réseaux d'oscillateurs spintroniques couplés, qui permettront de renforcer la puissance et la cohérence des signaux dont ils seront à l'origine.

A plus long terme...

Le concept de base de la spintronique est de générer, de manipuler et de détecter des courants polarisés en spin. Dans la spintronique « classique », telle que nous l'avons considérée dans cette thèse, un courant de spin est créé en faisant passer un courant de charge au travers d'une couche magnétique (le polariseur), dont la direction de l'aimantation (et donc de la polarisation) peut être contrôlée par un champ magnétique ou même le transfert de spin. Très récemment, une voie alternative est apparue pour contrôler une configuration magnétique qui est basée sur des couples de transfert de spin associés à des courants purs de spin dus aux effets spin-orbite i.e. l'effet Hall de spin (SHE) [181, 182] et/ou l'effet Rashba [183, 184]. Plusieurs expériences dont celles de I. Miron *et al.* à Spintec [185, 186, 187, 188] ont d'ores et déjà démontré l'intérêt important de ces effets spin-orbite pour renverser l'aimantation d'un nano-aimant. Leur utilisation pour générer une dynamique entretenue d'aimantation vient juste d'être démontrée [189, 190], ouvrant ainsi de multiples perspectives. La configuration vortex et en particulier le mode gyrotropique du cœur pourrait là encore constituer un système modèle extrêmement intéressant pour identifier les conditions de symétrie optimales pour ces couples spin-orbite. Par ailleurs, une des particularités de ces effets spin-orbite est que l'accumulation de spin qui donne naissance aux courants de spin purs n'est pas uniquement localisée au niveau de l'interface avec le matériau magnétique mais sur la totalité de la surface du métal normal à fort spin-orbite. Par conséquent, il est envisageable d'utiliser ce courant de spin pur comme moyen simple et efficace pour coupler un grand nombre d'oscillateurs, à base de vortex par exemple, et les synchroniser.

Enfin, au-delà des perspectives déjà exposées, les résultats obtenus dans cette thèse pour les vortex, qui sont des solitons topologiques magnétiques, sont encourageants pour ouvrir de nouvelles recherches vers d'autres types de configurations magnétiques, par exemple, d'autres solitons magnétiques à aiman-

tation fortement non-homogène tels que les skyrmions [191, 192]. Les tailles très réduites de ces objets magnétiques (les skyrmions peuvent être localisés sur quelques mailles atomiques) en font de très sérieux candidats notamment pour des applications de stockage à extrêmement haute densité. Il sera intéressant de considérer la possibilité de décrire leur comportement par des modèles similaires à l'équation de Thiele, et d'imaginer utiliser le transfert de spin pour les déplacer, les renverser ou même générer une dynamique entretenue...

Annexes

Annexe A

Calcul du coefficient d'amortissement pour l'équation de Thiele

Nous présentons dans cet annexe le calcul des différentes contributions au coefficient d'amortissement, grâce au logiciel Mathematica. La distribution d'aimantation est décrite dans le calcul par le modèle du Two-Vortex Ansatz (TVA).

A.1 Contribution du terme $\sin^2(Theta)\cdot(dPhi/dChi_v)^2$

g :=ArcTan[$(r*\mathrm{Sin}[X])/(r*\mathrm{Cos}[X]-\mathrm{rc})$] + ArcTan[$(r*\mathrm{Sin}[X])/(r*\mathrm{Cos}[X]-R$^2/rc)]
dgdX :=Simplify[$D[g,X]$]
dPhidChi :=1 − dgdX

A.1.1 Intégration sur la région comprise entre 0 et rc-b (rc : orbite du cœur, b : rayon du cœur)

Dans cette région : $\sin(Theta)=1$

$A=$ Integrate[dPhidChi^2, $\{X,0,2*\pi\}$, Assumptions $\to\{r>0,\mathrm{rc}>0,R>0,r<R,\mathrm{rc}<R,r<\mathrm{rc}\}$]

$\frac{\pi(-2r^6\mathrm{rc}^2-2R^6\mathrm{rc}^2+r^4(R^4+\mathrm{rc}^4)+r^2R^2(R^4+\mathrm{rc}^4))}{(r^2-R^2)(r^4\mathrm{rc}^2+R^4\mathrm{rc}^2-r^2(R^4+\mathrm{rc}^4))}$

$A=$ Apart[A]

$-\frac{\pi(r^2+R^2)}{r^2-R^2}+\frac{\pi r}{2(-r+\mathrm{rc})}-\frac{\pi r}{2(r+\mathrm{rc})}-\frac{\pi R^2}{2(-R^2+r\mathrm{rc})}+\frac{\pi R^2}{2(R^2+r\mathrm{rc})}$

AA = Integrate[$r*A,\{r,0,\mathrm{rc}-b\}$, Assumptions $\to\{b>0,b<\mathrm{rc},b+\mathrm{rc}<R,\mathrm{rc}>0,R>0,\mathrm{rc}<R\}$];

A.1.2 Intégration sur la région comprise entre rc+b et R (R : rayon du disque magnétique)

Dans cette région, on a Sin[Theta]=1

$B=$ Integrate[dPhidChi^2, $\{X,0,2*\pi\}$, Assumptions $\to\{r>0,\mathrm{rc}>0,R>0,r<R,\mathrm{rc}<R,r>\mathrm{rc}\}$]

$\frac{\pi(r^2-R^2)^2\mathrm{rc}^2(R^2+\mathrm{rc}^2)}{(r^2-\mathrm{rc}^2)(R^2-\mathrm{rc}^2)(R^4-r^2\mathrm{rc}^2)}$

$B=$ Apart[B]

$-\frac{\pi r}{2(-r+\mathrm{rc})}+\frac{\pi r}{2(r+\mathrm{rc})}+\frac{\pi R}{-R+\mathrm{rc}}-\frac{\pi R}{R+\mathrm{rc}}-\frac{\pi R^2}{2(-R^2+r\mathrm{rc})}+\frac{\pi R^2}{2(R^2+r\mathrm{rc})}$

BB = Integrate[$r*B,\{r,\mathrm{rc}+b,R\}$, Assumptions $\to\{b>0,\mathrm{rc}>0,R>0,b<\mathrm{rc},b+\mathrm{rc}<R,\mathrm{rc}<R\}$];

A.1.3 Résultats intermédiaires

Développement en série à l'ordre 1 en b et à l'ordre au moins 4 en rc (pour récupérer le terme de second ordre)

AAA = Simplify[Series[AA, {b,0,1}, {rc,0,8}], {b > 0,rc > 0,R > 0,b < rc,b+rc < R,rc < R}];
BBB = Simplify[Series[BB, {b,0,1}, {rc,0,8}], {b > 0,rc > 0,R > 0,b < rc,b+rc < R,rc < R}];
Res = Simplify[AAA+BBB, {b > 0,rc > 0,R > 0,b < rc,b+rc < R,rc < R}]
$(-\frac{1}{4}(\pi(1+\mathrm{Log}[16]+4\mathrm{Log}[b]-4\mathrm{Log}[R]))\mathrm{rc}^2+\frac{\pi\mathrm{rc}^4}{6R^2}+O[\mathrm{rc}]^6)+(-\pi\mathrm{rc}+O[\mathrm{rc}]^5)b+O[b]^2$

On obtient donc en négligeant les termes proportionnels à b et ses ordres supérieurs :

$$P_{dissip}=\pi\left(-\frac{1}{4}+\mathrm{Log}\left[\frac{R}{2b}\right]\right)\mathrm{rc}^2+\frac{\pi}{6}\frac{\mathrm{rc}^4}{R^2} \tag{A.1}$$

A.1.4 Intégration des termes associés au vortex principal (non image) dans la région du cœur

Reprenons l'expression de $\sin^2(Theta)\ (dg/dChi)^2$, et faisons un changement de variable pour se placer autour de la position du cœur : (r,X) → (rr,XX)
On substitue : $2\cdot r\cdot\cos(X)=(-rr^2+r^2+r_c^2)/r_c=2(rc+rr\cdot\cos(XX))$
On substitue : $r^2=rr^2+rc^2+2rr\cdot r_c\cdot\cos(XX)$
On substitue : $r\cdot\sin(X)=rr\cdot\sin(XX)$
Cette fois on ne prend plus $\sin(Theta)=1$
Puis on intègre sur la région du cœur :

g :=ArcTan[(r∗Sin[X])/(r∗Cos[X]−rc)]
dgdX = Simplify[D[g,X]]
dPhidChi :=1 − dgdX;
dgdX = Simplify[ReplaceAll[dgdX, Cos[X] → (rc+rr∗Cos[XX])/r]];
dgdX = Simplify[ReplaceAll[dgdX, r^2 → rr^2+rc^2+2∗rr∗rc∗Cos[XX]]];
sin2Theta :=Sin[2∗ArcTan[rr/b]]^2
Co = Simplify[TrigExpand[rr∗sin2Theta∗(dPhidChi)^2], {rr > 0,b > 0,rr < b}];
CC = Integrate[Co, {XX,0,2∗π}, {rr,0,b}]
$\pi\mathrm{rc}^2$

L'intégration des autres termes dans la région du cœur vont amener des contributions proportionnelles à la surface du cœur, soit de l'ordre de b^2 négligeable.

A.1.5 Résultats pour cette partie :

Développement en série à l'ordre 1 en b et à l'ordre au moins 4 en rc
Res = Simplify[Series[AA+BB+CC, {b,0,1}, {rc,0,8}], {b > 0,rc > 0,R > 0,b < rc,b+rc < R,rc < R}]
$(-\frac{1}{4}(\pi(-3+\mathrm{Log}[16]+4\mathrm{Log}[b]-4\mathrm{Log}[R]))\mathrm{rc}^2+\frac{\pi\mathrm{rc}^4}{6R^2}+O[\mathrm{rc}]^6)+(-\pi\mathrm{rc}+O[\mathrm{rc}]^5)b+O[b]^2$

On obtient alors en négligeant les termes proportionnels à b et ses ordres supérieurs :

$$P_{dissip}=\pi\left(\frac{3}{4}+\mathrm{Log}\left[\frac{R}{2b}\right]\right)\mathrm{rc}^2+\frac{\pi}{6}\frac{\mathrm{rc}^4}{R^2} \tag{A.2}$$

A.2 Contribution du terme $(dTheta/dt)^2$

Theta :=2 ∗ ArcTan[Sqrt[(r ∗ Cos[X] − rc)^2 + (r ∗ Sin[X])^2]/b];
dThetadX = Simplify[D[Theta, X]];
dThetadChi := − dThetadX;

On fait le changement de variable pour se placer autour de la position du cœur : (r,X)→(rr,XX)
On substitue : $2 \cdot r \cdot \cos(X) = (-rr^2 + r^2 + r_c^2)/r_c = 2(rc + rr \cdot \cos(XX))$
On substitue : $r^2 = rr^2 + rc^2 + 2rr \cdot r_c \cdot \cos(XX)$
On substitue : $r \cdot \sin(X) = rr \cdot \sin(XX)$

dThetadX = Simplify[ReplaceAll[dThetadX, Cos[X] → (rc + rr ∗ Cos[XX])/r]];
dThetadX = Simplify[ReplaceAll[dThetadX, Sin[X] → rr/r ∗ Sin[XX]]];
dThetadX = Simplify[ReplaceAll[dThetadX, r^2 → rr^2 + rc^2 + 2 ∗ rr ∗ rc ∗ Cos[XX]], {rr > 0}];

Puis on intègre sur la région du cœur :

DD = Integrate[rr ∗ dThetadChi^2, {XX, 0, 2 ∗ π}, {rr, 0, b}]

$\pi \mathrm{rc}^2$

A.3 Dissipation totale, somme des contributions :

Simplify[Series[AA + BB + CC + DD, {b, 0, 1}, {rc, 0, 8}], {b > 0, rc > 0, R > 0, b < rc, b + rc < R, rc < R}]

$(-\frac{1}{4}(\pi(-7 + \mathrm{Log}[16] + 4\mathrm{Log}[b] - 4\mathrm{Log}[R]))\mathrm{rc}^2 + \frac{\pi \mathrm{rc}^4}{6R^2} + O[\mathrm{rc}]^6) + (-\pi \mathrm{rc} + O[\mathrm{rc}]^5)b + O[b]^2$

On obtient finalement en négligeant les termes proportionnels à b et ses ordres supérieurs :

$$P_{dissip} = \pi \left(\frac{7}{4} + \mathrm{Log}\left[\frac{R}{2b}\right] \right) \mathrm{rc}^2 + \frac{\pi}{6} \frac{\mathrm{rc}^4}{R^2} \tag{A.3}$$

Soit un coefficient d'amortissement :

$$D = \pi \left(\frac{7}{4} + \mathrm{Log}\left[\frac{R}{2b}\right] \right) + \frac{\pi}{6} \frac{\mathrm{rc}^2}{R^2} \tag{A.4}$$

Annexe B

Calcul de la force de transfert de spin pour un courant polarisé uniformément dans la direction perpendiculaire

Nous proposons dans cette annexe le développement complet du calcul de la force de transfert de spin appliquée sur le cœur du vortex résultant des contributions locales de transfert de spin, dans le cas d'un courant polarisé uniformément dans la direction perpendiculaire. Ce calcul est similaire à celui de la force d'amortissement. Pour se démarquer de l'hypothèse de mouvement de translation du vortex, on calcule la puissance associée à l'effet de transfert de spin, sous les hypothèses d'un mouvement de rotation :

Calcul de la force de transfert de spin

On reprend l'expression de la puissance associée au transfert de spin :

$$\dot{E}_{STT} = \frac{a_J J M_S}{\gamma} \int_V \left(\dot{\Theta} p_\Phi - \dot{\Phi} p_\Theta \sin\Theta \right) \, d^3\vec{r} \tag{B.1}$$

avec dans le cas d'un courant polarisé uniquement selon la direction verticale $\vec{p} = p_z \vec{e}_z = \pm \vec{e}_z$ ($p_\Phi = 0$ et $p_\Theta = -p_z \sin\Theta$), ce qui permet d'obtenir :

$$\dot{E}_{STT} = \frac{a_J J M_S}{\gamma} p_z \int_V \left(\dot{\Phi} \sin^2\Theta \right) \, d^3\vec{r} \tag{B.2}$$

On choisit pour simplifier le calcul de négliger la contribution du cœur du vortex, dans la mesure où ses dimensions sont faibles devant le rayon du disque. En dehors du cœur, on aura alors $\Theta = \pi/2$, ce qui permet de simplifier le calcul :

$$\dot{E}_{STT} = \frac{a_J J M_S}{\gamma} p_z L \int_{\rho=0}^{\rho=R} \rho \left(\int_{\chi=0}^{\chi=2\pi} \dot{\Phi} \, d\chi \right) \, d\rho \tag{B.3}$$

Soit avec l'hypothèse de la trajectoire à rayon contant : $\dot{\Phi} = \frac{\partial \Phi}{\partial \chi_c} \dot{\chi}_c$, et en utilisant l'astuce (2.11) :

$$\begin{aligned} \dot{E}_{STT} &= \frac{a_J J M_S}{\gamma} p_z L \int_{\rho=0}^{\rho=R} \rho \left[\int_{\chi=0}^{\chi=2\pi} \left(1 - \frac{\partial \Phi}{\partial \chi} \right) \, d\chi \right] \, d\rho \, \dot{\chi}_c \\ &= \frac{a_J J M_S}{\gamma} p_z L \int_{\rho=0}^{\rho=R} \rho \left[2\pi - \int_{\chi=0}^{\chi=2\pi} \frac{\partial \Phi}{\partial \chi} \, d\chi \right] \, d\rho \, \dot{\chi}_c \end{aligned} \tag{B.4}$$

L'intégrale sur χ est très simple à évaluer sans calcul. Il suffit de considérer la distribution d'aimantation du vortex décalé, et de suivre l'évolution de l'angle Φ sur un tour géométrique à rayon

contant. On constate que si $\rho > \rho_c$ alors l'angle Φ effectue une rotation complète, ce qui n'est pas le cas si $\rho < \rho_c$:

$$\int_{\chi=0}^{\chi=2\pi} \frac{\partial \Phi}{\partial \chi}\, d\chi = \begin{cases} 0 \text{ si } \rho < \rho_c \\ 2\pi \text{ si } \rho > \rho_c \end{cases} \tag{B.5}$$

On pourra au passage noter que le résultat serait exactement le même si on effectue le calcul avec le modèle du SVA. On aboutie finalement au résultat :

$$\dot{E}_{STT} = \frac{a_J M_S}{\gamma} p_z L\, (\pi \rho_c^2)\, \dot{\chi}_c \tag{B.6}$$

Une fois l'expression de $\dot{E}_{STT}$ obtenue, on assimilera la puissance de dissipation à l'expression classique du travail dissipé par une force orthoradiale qui aurait la forme $\vec{F}_{STT} = \kappa_\perp p_z J(\vec{e}_z \times \vec{X})$, pour retrouver l'expression de $\kappa_\perp$:

$$\dot{E}_{STT} = \vec{F}_{STT} \cdot \dot{\vec{X}} = \kappa_\perp p_z J\, \rho_c^2\, \dot{\chi}_c \tag{B.7}$$

On aboutit ainsi à une force résultante, que l'on pourra intégrer à l'équation de Thiele, de la forme :

$$\vec{F}_{STT} = \kappa_\perp p_z J(\vec{e}_z \times \vec{X}) \text{ avec } \kappa_\perp = \frac{a_J M_S}{\gamma} \pi L \tag{B.8}$$

Annexe C

Observations surprenantes de signaux sub-harmoniques

Dans cette annexe sont rassemblées un ensemble de mesures effectuées sur les différents nano-piliers uniques qui n'ont à ce jour pas trouvées d'explications. Il s'agit de l'apparition dans le spectre de puissance mesuré aux bornes du nano-pilier, dans certaines conditions de champ et de courant, de signaux à des fréquences sub-harmoniques de la fréquence gyrotropiques observée par ailleurs. L'origine de cette composante dans le spectre de la dynamique d'aimantation n'a pas été clairement interprétée, mais ces observations soulèvent la question très intéressante de la synchronisation fractionnelle des modes couplés dans une multicouche magnétique.

C.1 Signaux sub-harmoniques

Nous avons été amenés lors de l'étude des propriétés dynamiques des nano-piliers à observer la dépendance du spectre d'émission avec les différents paramètres I_{dc}, $H_{/\!/}$ et $H_{\perp}$. Nous nous sommes alors concentré dans le manuscrit à présenter l'évolution de la fréquence fondamentales avec les différents paramètres. Pourtant, pour des combinaisons bien choisies de ces paramètres, nous avons pu relever sur les spectres l'apparition de signaux ne correspondant pas à l'un des harmoniques de la fréquence gyrotropique.

Sur la figure C.1 nous présentons la cartographie complète des pics relevés sur les spectres de la tension aux bornes d'un nano-pilier de $\varnothing$120nm, pour un courant $I_{dc} = +11$mA, en fonction du champ $H_{\perp}$. On y retrouve les deux branches associées au deux configurations de polarités ($P_{15nm} = +1$,$P_{4nm} = -1$) et ($P_{15nm} = -1$,$P_{4nm} = +1$), à la fréquence gyrotropique f_0, ainsi qu'aux second et troisième harmoniques de cette fréquence. En plus de ces signaux, nous observons en dessous de $H_{\perp} = -1000$Oe dans la configuration ($P_{15nm} = -1$,$P_{4nm} = +1$) l'apparition de pics dans le spectre aux fréquences $4f/3$ et $5f/3$.

Les signaux à ces fréquences sont généralement de plus faible puissance que les signaux associés à la dynamique gyrotropique, et de largeurs de raie beaucoup plus grandes ($\approx$ 50MHz, voir figure C.2(a)). Il n'a malheureusement pas pu être clairement déterminé si l'observation de ces pics est corrélée à une diminution de la largeur de raie du signal gyrotropique.

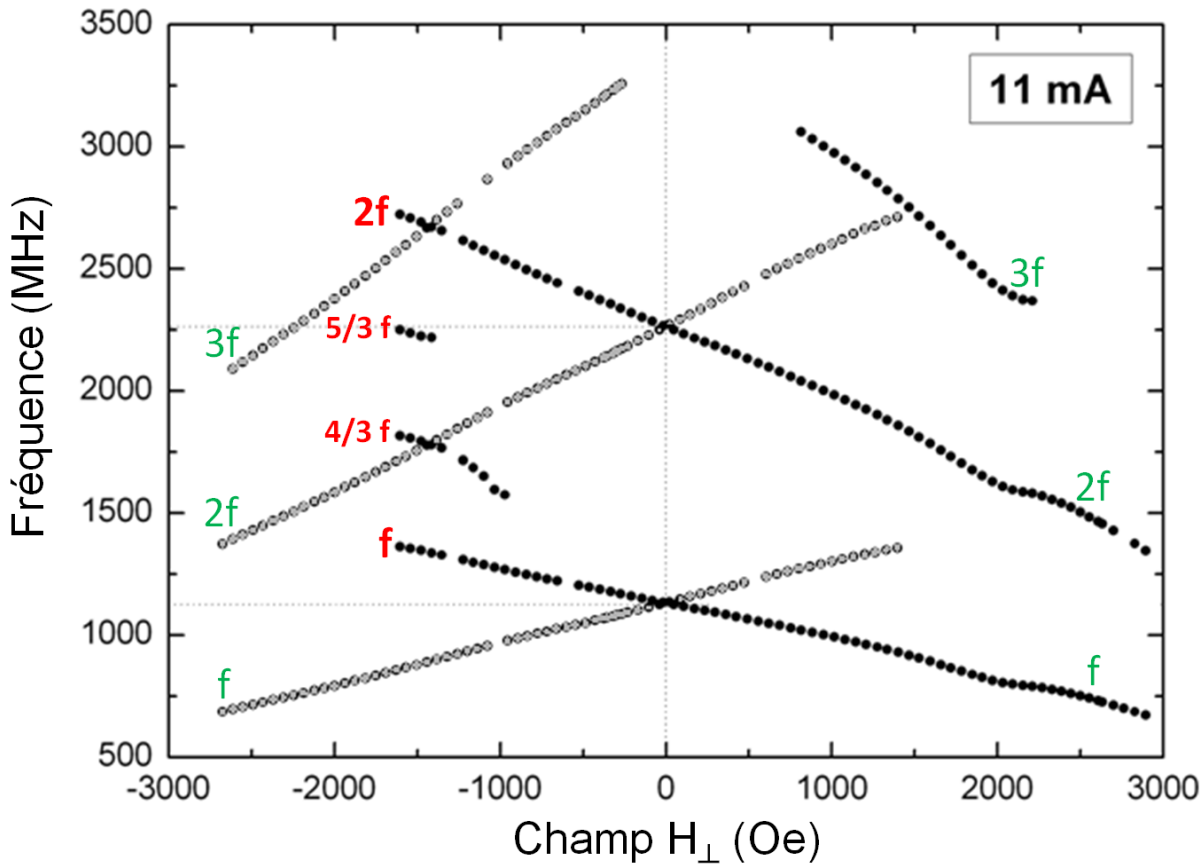


Figure C.1 *– Cartographie des pics relevés sur les spectres de la tension aux bornes d'un nano-pilier de ⌀120nm, pour un courant $I_{dc} = 11mA$, en fonction du champ $H_{\perp}$, pour les deux configurations de polarités : ($P_{15nm} = +1, P_{4nm} = -1$) (points gris) et ($P_{15nm} = -1, P_{4nm} = +1$) (points noirs).*

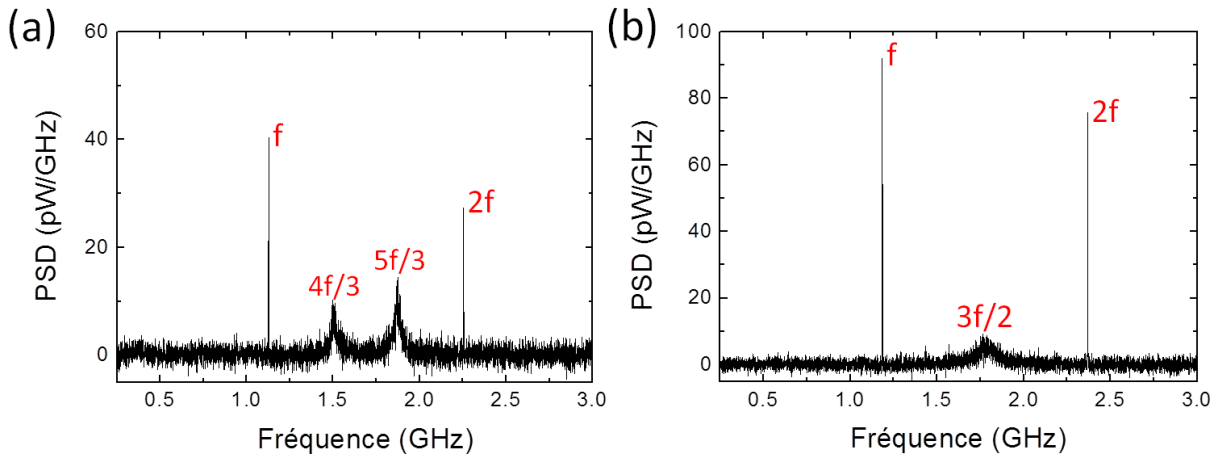


Figure C.2 *– Spectres de puissance relevées aux bornes d'un pilier de diamètre ⌀120nm pour un champ $H_{//} = 211Oe$ et un courant (a) $I_{dc} = +11mA$ et (b) $I_{dc} = +15mA$.*

C.2 Evolution du phénomène avec le courant

Ces observations ont pu être reproduites en appliquant plutôt qu'un champ perpendiculaire un champ dans le plan. A $I_{dc} = +11$mA et $H_{//} = 211$Oe, nous retrouvons une fois encore des signaux à $4f/3$, $5f/3$ ainsi que $f/3$ (figure C.2(a)). Nous avons étudié l'évolution de ce phénomène avec le courant I_{dc}. Entre 8mA et 13.5mA, nous mesurons simplement une évolution linéaire de l'ensemble des fréquences relevées (voir figure C.3). Mais aux alentours de $I_{dc} = 14$mA, une transition peut être observée : les signaux aux multiples de la fréquence $f/3$ disparaissent et sont remplacés par un signal à la fréquence $3f/2$ (voir figure C.2(b)).

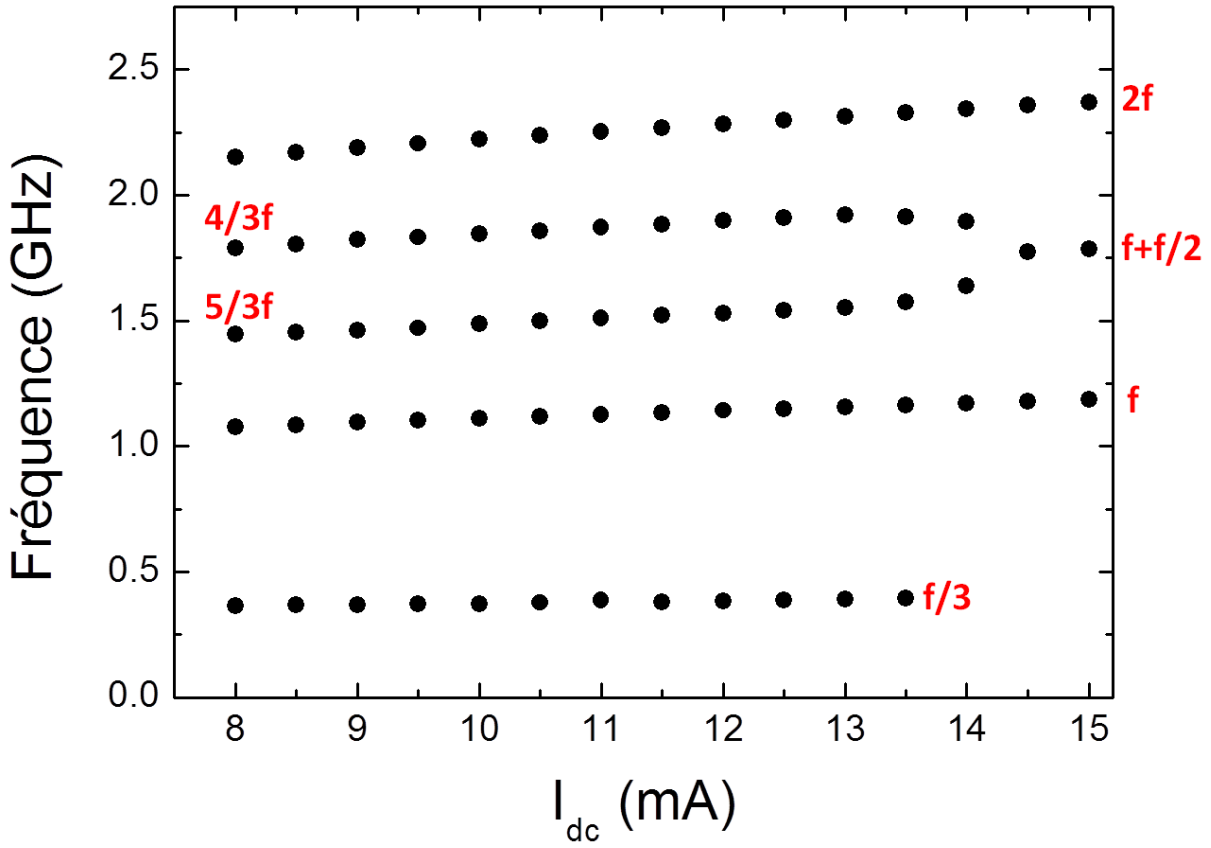


Figure C.3 *– Cartographie des pics relevés sur les spectres de puissance aux bornes d'un pilier de diamètre ⌀120nm pour un champ $H_{//} = 211$Oe en fonction du courant I_{dc}.*

Pour finir, nous avons également pu observer à $I_{dc} = +7$mA et un champ $H_{\perp} \approx -800$Oe la superposition à la fréquence gyrotropique de deux signaux : un pic de très faible largeur de raie, qui est également accompagné d'un pic au second harmonique lui aussi de faible largeur de raie, et un pic de grande largeur de raie, similaire à ceux que l'on pouvait précédemment observer à $4f/3$ ou $3f/2$.

Des observations similaires ont pu être faites sur les piliers de diamètres ⌀200nm.

C.3 Interprétations possibles

L'observations de signaux de largeurs de raie non corrélées nous fait supposer que ces deux signaux sont associés à des dynamiques d'aimantation correspondant à deux modes différents. Nous pouvons alors faire l'hypothèse que le second mode observé sur les spectres correspond au second mode des deux vortex couplés. Si tel est le cas, on observe alors un phénomène de synchronisation des deux modes couplés de la forme $n * f_2 = f_1$, avec n pouvant prendre les valeurs $n = 1$ à $n = 3$. En fonction des conditions extérieures, et notamment le champ $H_{\perp}$ et le courant I_{dc}, nous faisons varier les fréquences

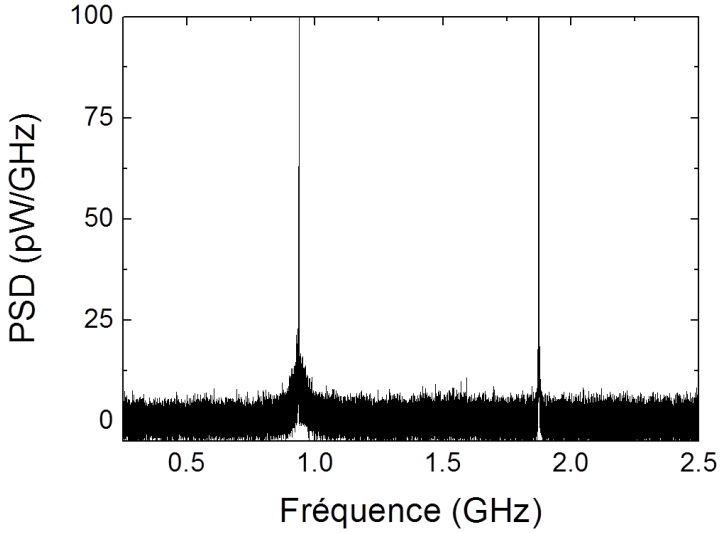


Figure C.4 – *Spectres de puissance relevées aux bornes d'un pilier de diamètre* $\varnothing 120nm$ *pour un champ* $H_{\perp} = -783Oe$ *et un courant* $I_{dc} = +7mA$.

propres des deux modes gyrotropiques associés respectivement aux vortex de la couche fine et de la couche épaisse. Nous faisons ainsi varier le rapport entre les deux fréquences des modes couplés, et la synchronisation s'effectue alors avec des rapports différents.

Annexe D

Tables des symboles

Constantes fondamentales :

Symbole	Quantité représentée	Valeur (en unités S.I.)	Unité S.I.
μ_0	Perméabilité du vide	$4\pi\ 10^{-7}$	$T.m.A^{-1}$
e	Charge élémentaire	$1.602\ 10^{-19}$	C
γ	Rapport gyromagnétique de l'électron (valeur absolue)	$1.761\ 10^{11}$	$rad.s^{-1}.T^{-1}$
g	Facteur de Landé	2	
$\hbar$	Constante de Planck	$1.055\ 10^{-34}$	J.s
μ_B	Magnéton de Bohr	$9.274\ 10^{-24}$	$A.m^2$

Propriétés des matériaux :

Symbole	Quantité représentée	Unité S.I.
$\sigma_{(\uparrow,\downarrow)}$	Conductivité (dépendante du spin)	$\Omega^{-1}.m^{-1}$
$\rho_{(\uparrow,\downarrow)}$	Résistivité (dépendante du spin)	Ω.m
$\mu^{(\uparrow)}$	Potentiel électrochimique (de spin)	V
$\Delta\mu$	Potentiel d'accumulation de spin	V
l_{sf}	Longueur de diffusion de spin	m
$\alpha = \rho_\downarrow/\rho_\uparrow$	Coefficient d'asymétrie de spin	
$\beta = (\rho_\downarrow - \rho_\uparrow)/(\rho_\downarrow + \rho_\uparrow)$	Coefficient d'asymétrie de spin	
A	Constante d'échange	$J.m^{-1}$
$L_E = \sqrt{2A/(\mu_0 M_S 2}$	Longueur d'échange	m
M_S	Aimantation à saturation	$A.m^{-1}$
α	Constante d'amortissement de Gilbert	
$\chi(0)$	Susceptibilité magnétique statique	

Propriétés des interfaces :

Symbole	Quantité représentée	Unité S.I.
r_b^*	Produit RA (résistance-aire)	$\Omega.\mathrm{m}^2$
$g_{\uparrow\downarrow}$	Spin mixing conductance	$\Omega^{-1}.\mathrm{m}^{-2}$
γ	Coefficient d'asymétrie de spin interfacial	

Magnétisme :

Symbole	Quantité représentée	Unité S.I.
$\vec{B}$	Induction magnétique	T
$\vec{H}$	Champ magnétique	$\mathrm{A.m}^{-1}$
$\vec{H}_{eff}$	Champ magnétique effectif	$\mathrm{A.m}^{-1}$
$H_\perp$	Composante du champ magnétique perpendiculaire au plan de la couche	$\mathrm{A.m}^{-1}$
$\vec{M}$	Aimantation locale	$\mathrm{A.m}^{-1}$
$\vec{m}(m)$	Aimantation normalisée	
$\vec{m}_{/\!/}$	Aimantation planaire normalisée	
$\vec{m}_z$	Aimantation perpendiculaire normalisée	
$\vec{H}_{Oe}$	Champ magnétique d'Oersted	$\mathrm{A.m}^{-1}$
$\mathscr{E}$	Densité locale d'énergie volumique	$\mathrm{J.m}^-3$
E	Energie totale de la couche magnétique	J

Transport et transfert de spin :

Symbole	Quantité représentée	Unité S.I.
I	Courant	A
J	Densité de courant	$\mathrm{A.m}^{-2}$
$\vec{j}$	Vecteur densité de courant	$\mathrm{A.m}^{-2}$
$\vec{j}_s = -\frac{\hbar}{2e}(\vec{j}_+ - \vec{j}_-)$	Vecteur densité de courant de spin	$\mathrm{J.m}^{-2}$
$\vec{p}$	Polarisation du courant	
P_{spin}	Amplitude de polarisation du courant	
$a_J = \frac{P_{spin} g \mu_B}{2te}$	Efficacité du transfert de spin	$\mathrm{m.s}^{-1}$
$p_z = \pm 1$	Direction de la polarisation perpendiculaire	

Géométrie et repères spatiaux :

Symbole	Quantité représentée	Unité S.I.
R	Rayon du disque magnétique	m
L	Epaisseur du disque magnétiques	m
V	Volume du disque magnétique	m^3
$\beta = L/R$	Rapport d'aspect	
$(\vec{e_x}, \vec{e_y}, \vec{e_z})$	Base de coordonnées cartésienne	
$(\vec{e_\rho}, \vec{e_\chi}, \vec{e_z})$	Base de coordonnées cylindriques pour la description de la position	
$\vec{r}(\rho, \chi, z)$		
$(\vec{u_r}, \vec{u_\Theta}, \vec{u_\Phi})$	Base de coordonnées sphérique pour la description de l'aimantation locale	
$\vec{M}(M_S, \Phi, \Theta)$		

Vortex magnétique : paramètres statiques et dynamiques :

Symbole	Quantité représentée	Unité S.I.
P	Polarité du vortex	
C	Chiralité du vortex	
b	Rayon du cœur de vortex	m
V_c	Volume du cœur de vortex	m^3
$\vec{X}(\rho_c, \chi_c)$	Position du cœur du vortex	m
$\boldsymbol{X}$	Affixe complexe associée à la position du cœur de vortex	
ρ_c	Rayon de giration du vortex	m
$\dot{\vec{X}}$	Vitesse du cœur de vortex	$m.s^{-1}$
$\vec{G} = -P.G.\vec{e_z}$, $G = 2\pi L \frac{M_S}{\gamma}$	Gyrovecteur	$N.m^{-1}.s$
$\vec{F} = -\frac{\partial E}{\partial \vec{X}} = -\left(k + k' \frac{\vec{X}2}{R^2}\right)\vec{X}$	Force de rappel conservative dérivant des énergies magnéto-statiques et Zeeman	N
$k = k_{ms} + k_{Oe}CJ$	Constante de rappel à l'ordre 0	$J.m^{-2}$
$k' = k'_{ms} + k'_{Oe}CJ$	Constante de rappel à l'ordre 2	$J.m^{-2}$
$a = k'/k$		

$k_{ms} = \frac{10}{9}\mu_0 {M_S}^2 \frac{L^2}{R}$	Constante de rappel du vortex issue de l'énergie magnéto-statique	J.m^{-2}
$k'_{ms} = a_{ms}.k_{ms} = k_{ms}/4$	Constante de rappel du vortex d'ordre 2 issue de l'énergie magnéto-statique	J.m^{-2}
$k_{Oe} = 0.85\mu_0 M_S RL$	Constante de rappel du vortex issue de l'énergie Zeeman associée au champ d'Oersted	J.A^{-1}
$k'_{Oe} = a_{Oe}.k_{Oe} = -k_{Oe}/2$	Constante de rappel du vortex d'ordre 2 issue de l'énergie Zeeman associée au champ d'Oersted	J.A^{-1}
$\vec{F}_{damp} = -D(\vec{X})\dot{\vec{X}}$	Force d'amortissement	N
$D = \alpha L \frac{M_S}{\gamma}\pi \ln\left(\frac{R}{b}\right)$	Coefficient de dissipation à l'ordre 0 (Calcul vortex rigide)	N.m^{-1}.s
$\eta = D/(\alpha G) = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{R}{2b}\right) - \frac{1}{8}$	Coefficient d'amortissement à l'ordre 0 (Calcul modèle à deux vortex)	
$\eta' = \frac{1}{12}$	Coefficient d'amortissement au second ordre (Calcul modèle à deux vortex)	
$\vec{F}_{STT}$	Force de transfert de spin	N
$\kappa_\perp = \frac{a_J M_S}{\gamma}\pi L$	Coefficient de transfert de spin associé à un courant polarisé perpendiculairement à la couche magnétique	N.A^{-1}.m
$\lambda_{/\!/} = a_J M_S L \pi b/\gamma$	Coefficient de transfert de spin associé à un courant polarisé circulairement dans le plan de la couche	N.A^{-1}.m^2
$\omega = P\omega_0 = P(\omega_{ms} + C\omega_{Oe}J)$	Pulsation propre	rad.s^{-1}
$\omega_{ms} = \frac{5}{9\pi}\gamma\mu_0 M_S \frac{L}{R}$	Contribution de l'énergie magnéto-statique à la pulsation propre	rad.s^{-1}
$\omega_{Oe} = \frac{0.85}{2\pi}\gamma\mu_0 R$	Contribution du champ d'Oersted à la pulsation propre	rad.s^{-1}
v_{cri}	Vitesse critique de retournement du cœur de vortex	m.s^{-1}

Deux vortex en interaction :

Symbole	Quantité représentée	Unité S.I.
W_{tot}	Energie totale du système de deux vortex	J
$W_{int}(\vec{X}_1, \vec{X}_2) = \mu C_1 C_2 (\vec{X}_1 \cdot \vec{X}_2)$	Energie d'interaction dipolaire	J
μ	Coefficient d'interaction dipolaire	N.m^{-1}
$\tilde{\mu} = \mu/G$	Coefficient d'interaction dipolaire normalisé	
$\vec{F}_{int}$	Force d'interaction dipolaire	N
δ_{12}	Distance inter-cœurs	m

Conversion unités S.I. et C.G.S. :

Bien que dans ce manuscrit l'ensemble des formules soient présentées en unités du système international, il reste indispensable d'être en mesure de faire la conversion avec le système anglo-saxon...

Quantité	Symbole	Unité S.I.	Unité C.G.S.	Facteur de conversion
Induction magnétique	B	T (Tesla)	G (Gauss)	1 T = 10^4 G
Champ magnétique	H	A.m^{-1}	Oe (Oersted)	1 A.m^{-1} = $4\pi.10^{-3}$ Oe
Aimantation	M	A.m^{-1}	emu.cm^{-3}	1 A.m^{-1} = 10^{-3} emu.cm^{-3}
Susceptibilité magnétique	$\chi(0)$	Sans unité	Sans unité	4π (S.I.) = 1 (cgs)
Perméabilité du vide	μ_0	A.m^2	Sans unité	$4\pi.10^{-7}$ (S.I.) = 1 (cgs)

Bibliographie

[1] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas. Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices. *Physical Review Letters*, 61(21) :2472–2475, November 1988.

[2] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, and W. Zinn. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange. *Physical Review B*, 39(7) :4828–4830, March 1989.

[3] A. Barthélémy, A. Fert, and F. Petroff. Chapter 1 - Giant magnetoresistance in magnetic multilayers. In *Handbook of Magnetic Materials*, volume 12, pages 1–96. Elsevier, 1999.

[4] A. Fert and I. A. Campbell. Two-Current conduction in nickel. *Physical Review Letters*, 21(16) :1190–1192, October 1968.

[5] I. A. Campbell and A. Fert. Transport properties of ferromagnets. In *Ferromagnetic materials*, volume 3, page 747. E.P. Wohlfarth, Amsterdam, North Holland edition, 1982.

[6] A. Fert, P. Grünberg, A. Barthélémy, F. Petroff, and W. Zinn. Layered magnetic structures : interlayer exchange coupling and giant magnetoresistance. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 140–144, Part 1(0) :1–8, February 1995.

[7] T. Valet and A. Fert. Classical theory of perpendicular giant magnetoresistance in magnetic multilayers. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 121(1-3) :378–382, March 1993.

[8] Mark Johnson and R. H. Silsbee. Thermodynamic analysis of interfacial transport and of the thermomagnetoelectric system. *Physical Review B*, 35(10) :4959–4972, April 1987.

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

[10] L. Berger. Current-induced oscillations of a bloch wall in magnetic thin films. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 162(2–3) :155–161, September 1996.

[11] D.C. Ralph and M.D. Stiles. Spin transfer torques. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 320(7) :1190–1216, April 2008.

[12] Mark D. Stiles and Jacques Miltat. Spin-Transfer torque and dynamics. In Burkard Hillebrands and André Thiaville, editors, *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures III*, volume 101, pages 225–308. Springer Berlin Heidelberg, 2006.

[13] O. Boulle, V. Cros, J. Grollier, L. G. Pereira, C. Deranlot, F. Petroff, G. Faini, J. Barnaś, and A. Fert. Shaped angular dependence of the spin-transfer torque and microwave generation without magnetic field. *Nature Physics*, 3(7) :492–497, May 2007.

[14] O. Boulle, V. Cros, J. Grollier, L. G. Pereira, C. Deranlot, F. Petroff, G. Faini, J. Barnaś, and A. Fert. Microwave excitations associated with a wavy angular dependence of the spin transfer torque : Model and experiments. *Physical Review B*, 77(17) :174403, May 2008.

[15] J. Grollier, V. Cros, A. Hamzic, J. M. George, H. Jaffrès, A. Fert, G. Faini, J. Ben Youssef, and H. Legall. Spin-polarized current induced switching in Co/Cu/Co pillars. *Applied Physics Letters*, 78(23) :3663–3665, June 2001.

[16] J. A. Katine, F. J. Albert, R. A. Buhrman, E. B. Myers, and D. C. Ralph. Current-driven magnetization reversal and spin-wave excitations in Co/Cu/Co pillars. *Physical Review Letters*, 84(14) :3149–3152, April 2000.

[17] M. Tsoi, A. G. M. Jansen, J. Bass, W.-C. Chiang, M. Seck, V. Tsoi, and P. Wyder. Excitation of a magnetic multilayer by an electric current. *Physical Review Letters*, 80(19) :4281–4284, May 1998.

[18] S. I. Kiselev, J. C. Sankey, I. N. Krivorotov, N. C. Emley, R. J. Schoelkopf, R. A. Buhrman, and D. C. Ralph. Microwave oscillations of a nanomagnet driven by a spin-polarized current. *Nature*, 425(6956) :380–383, September 2003.

[19] W. H. Rippard, M. R. Pufall, S. Kaka, S. E. Russek, and T. J. Silva. Direct-current induced dynamics in Co90Fe10/Ni80Fe20 point contacts. *Physical Review Letters*, 92(2) :027201, January 2004.

[20] W. H. Rippard, M. R. Pufall, S. Kaka, T. J. Silva, and S. E. Russek. Current-driven microwave dynamics in magnetic point contacts as a function of applied field angle. *Physical Review B*, 70(10) :100406, September 2004.

[21] D. Houssameddine, U. Ebels, B. Delaët, B. Rodmacq, I. Firastrau, F. Ponthenier, M. Brunet, C. Thirion, J.-P. Michel, L. Prejbeanu-Buda, M.-C. Cyrille, O. Redon, and B. Dieny. Spin-torque oscillator using a perpendicular polarizer and a planar free layer. *Nature Materials*, 6(6) :447–453, April 2007.

[22] T. Devolder, A. Meftah, K. Ito, J. A. Katine, P. Crozat, and C. Chappert. Spin transfer oscillators emitting microwave in zero applied magnetic field. *Journal of Applied Physics*, 101(6) :063916–063916–5, March 2007.

[23] N.A. Usov and S.E. Peschany. Magnetization curling in a fine cylindrical particle. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 118(3) :L290–L294, January 1993.

[24] N.A. Usov and S.E. Peschany. Modeling of equilibrium magnetization structures in fine ferromagnetic particles with uniaxial anisotropy. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 110(1–2) :L1–L5, April 1992.

[25] Amikam Aharoni. Upper bound to a single-domain behavior of a ferromagnetic cylinder. *Journal of Applied Physics*, 68(6) :2892–2900, September 1990.

[26] Yuri Gaididei, Volodymyr P. Kravchuk, and Denis D. Sheka. Magnetic vortex dynamics induced by an electrical current. *International Journal of Quantum Chemistry*, 110(1) :83–97, January 2010.

[27] Konstantin Yu. Guslienko, Ki-Suk Lee, and Sang-Koog Kim. Dynamic origin of vortex core switching in soft magnetic nanodots. *Physical Review Letters*, 100(2) :027203, January 2008.

[28] Myoung-Woo Yoo, Ki-Suk Lee, Dae-Eun Jeong, and Sang-Koog Kim. Origin, criterion, and mechanism of vortex-core reversals in soft magnetic nanodisks under perpendicular bias fields. *Physical Review B*, 82(17) :174437, November 2010.

[29] Konstantin L Metlov and Konstantin Yu Guslienko. Stability of magnetic vortex in soft magnetic nano-sized circular cylinder. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 242–245, Part 2 :1015–1017, April 2002.

[30] Konstantin Yu. Guslienko and Konstantin L. Metlov. Evolution and stability of a magnetic vortex in a small cylindrical ferromagnetic particle under applied field. *Physical Review B*, 63(10) :100403, February 2001.

[31] K. Yu Guslienko and V. Novosad. Vortex state stability in soft magnetic cylindrical nanodots. *Journal of Applied Physics*, 96(8) :4451–4455, October 2004.

[32] K. Yu. Guslienko. Magnetic vortex state stability, reversal and dynamics in restricted geometries. *Journal of Nanoscience and Nanotechnology*, 8(6) :2745–2760, 2008.

[33] K. Yu Guslienko, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, and K. Fukamichi. Field evolution of magnetic vortex state in ferromagnetic disks. *Applied Physics Letters*, 78(24) :3848–3850, June 2001.

[34] K. Yu. Guslienko, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, and K. Fukamichi. Magnetization reversal due to vortex nucleation, displacement, and annihilation in submicron ferromagnetic dot arrays. *Physical Review B*, 65(2) :024414, December 2001.

[35] W Scholz, K.Yu Guslienko, V Novosad, D Suess, T Schrefl, R.W Chantrell, and J Fidler. Transition from single-domain to vortex state in soft magnetic cylindrical nanodots. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 266(1–2) :155–163, October 2003.

[36] R. P. Cowburn, D. K. Koltsov, A. O. Adeyeye, M. E. Welland, and D. M. Tricker. Single-Domain circular nanomagnets. *Physical Review Letters*, 83(5) :1042–1045, 1999.

[37] T. M. Hengstmann, D. Grundler, Ch Heyn, and D. Heitmann. Stray-field investigation on permalloy nanodisks. *Journal of Applied Physics*, 90(12) :6542–6544, December 2001.

[38] M. Schneider, H. Hoffmann, S. Otto, Th Haug, and J. Zweck. Stability of magnetic vortices in flat submicron permalloy cylinders. *Journal of Applied Physics*, 92(3) :1466–1472, August 2002.

[39] K. Yu Guslienko, B. A. Ivanov, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, and K. Fukamichi. Eigenfrequencies of vortex state excitations in magnetic submicron-size disks. *Journal of Applied Physics*, 91(10) :8037–8039, May 2002.

[40] S. Urazhdin, C. L. Chien, K. Y. Guslienko, and L. Novozhilova. Effects of current on the magnetic states of permalloy nanodiscs. *Physical Review B*, 73(5) :054416, February 2006.

[41] G. de Loubens, A. Riegler, B. Pigeau, F. Lochner, F. Boust, K. Y. Guslienko, H. Hurdequint, L. W. Molenkamp, G. Schmidt, A. N. Slavin, V. S. Tiberkevich, N. Vukadinovic, and O. Klein. Bistability of vortex core dynamics in a single perpendicularly magnetized nanodisk. *Physical Review Letters*, 102(17) :177602, May 2009.

[42] A. Dussaux, A. V. Khvalkovskiy, P. Bortolotti, J. Grollier, V. Cros, and A. Fert. Field dependence of spin-transfer-induced vortex dynamics in the nonlinear regime. *Physical Review B*, 86(1) :014402, July 2012.

[43] A. A. Thiele. Steady-State motion of magnetic domains. *Physical Review Letters*, 30(6) :230–233, February 1973.

[44] A. A. Thiele. Applications of the gyrocoupling vector and dissipation dyadic in the dynamics of magnetic domains. *Journal of Applied Physics*, 45(1) :377–393, January 1974.

[45] Franz G. Mertens and Alan R. Bishop. Dynamics of vortices in Two-Dimensional magnets. In P. L. Christiansen, M. P. Sørensen, and A. C. Scott, editors, *Nonlinear Science at the Dawn of the 21st Century*, volume 542, pages 137–170. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 1999.

[46] S. Y. Martin, N. de Mestier, C. Thirion, C. Hoarau, Y. Conraux, C. Baraduc, and B. Diény. Parametric oscillator based on nonlinear vortex dynamics in low-resistance magnetic tunnel junctions. *Physical Review B*, 84(14) :144434, October 2011.

[47] S. S. Cherepov, B. C. Koop, A. Yu. Galkin, R. S. Khymyn, B. A. Ivanov, D. C. Worledge, and V. Korenivski. Core-Core dynamics in spin vortex pairs. *Physical Review Letters*, 109(9) :097204, August 2012.

[48] Youn-Seok Choi, Sang-Koog Kim, Ki-Suk Lee, and Young-Sang Yu. Understanding eigenfrequency shifts observed in vortex gyrotropic motions in a magnetic nanodot driven by spin-polarized out-of-plane dc current. *Applied Physics Letters*, 93(18) :182508–182508–3, November 2008.

[49] A. V. Khvalkovskiy, J. Grollier, A. Dussaux, Konstantin A. Zvezdin, and V. Cros. Vortex oscillations induced by spin-polarized current in a magnetic nanopillar : Analytical versus micromagnetic calculations. *Physical Review B*, 80(14) :140401, October 2009.

[50] K. S. Buchanan, P. E. Roy, M. Grimsditch, F. Y. Fradin, K. Yu. Guslienko, S. D. Bader, and V. Novosad. Magnetic-field tunability of the vortex translational mode in micron-sized permalloy ellipses : Experiment and micromagnetic modeling. *Physical Review B*, 74(6) :064404, 2006.

[51] A. Dussaux, B. Georges, J. Grollier, V. Cros, A. V. Khvalkovskiy, A. Fukushima, M. Konoto, H. Kubota, K. Yakushiji, S. Yuasa, K. A. Zvezdin, K. Ando, and A. Fert. Large microwave generation from current-driven magnetic vortex oscillators in magnetic tunnel junctions. *Nature Communications*, 1 :8, April 2010.

[52] Myoung-Woo Yoo, Ki-Suk Lee, Dong-Soo Han, and Sang-Koog Kim. Perpendicular-bias-field-dependent vortex-gyration eigenfrequency. *Journal of Applied Physics*, 109(6) :063903–063903–4, March 2011.

[53] Q. Mistral, M. van Kampen, G. Hrkac, Joo-Von Kim, T. Devolder, P. Crozat, C. Chappert, L. Lagae, and T. Schrefl. Current-Driven vortex oscillations in metallic nanocontacts. *Physical Review Letters*, 100(25) :257201, June 2008.

[54] B. A. Ivanov and C. E. Zaspel. Excitation of spin dynamics by Spin-Polarized current in vortex state magnetic disks. *Physical Review Letters*, 99(24) :247208, December 2007.

[55] V. S. Pribiag, I. N. Krivorotov, G. D. Fuchs, P. M. Braganca, O. Ozatay, J. C. Sankey, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman. Magnetic vortex oscillator driven by d.c. spin-polarized current. *Nature Physics*, 3(7) :498–503, May 2007.

[56] Markus Weigand, Bartel Van Waeyenberge, Arne Vansteenkiste, Michael Curcic, Vitalij Sackmann, Hermann Stoll, Tolek Tyliszczak, Konstantine Kaznatcheev, Drew Bertwistle, Georg Woltersdorf, Christian H. Back, and Gisela Schütz. Vortex core switching by coherent excitation with single In-Plane magnetic field pulses. *Physical Review Letters*, 102(7) :077201, February 2009.

[57] Keisuke Yamada, Shinya Kasai, Yoshinobu Nakatani, Kensuke Kobayashi, Hiroshi Kohno, André Thiaville, and Teruo Ono. Electrical switching of the vortex core in a magnetic disk. *Nature Materials*, 6(4) :270–273, March 2007.

[58] Ki-Suk Lee, Sang-Koog Kim, Young-Sang Yu, Youn-Seok Choi, Konstantin Yu. Guslienko, Hyunsung Jung, and Peter Fischer. Universal criterion and phase diagram for switching a magnetic vortex core in soft magnetic nanodots. *Physical Review Letters*, 101(26) :267206, December 2008.

[59] V. Novosad, M. Grimsditch, K. Yu. Guslienko, P. Vavassori, Y. Otani, and S. D. Bader. Spin excitations of magnetic vortices in ferromagnetic nanodots. *Physical Review B*, 66(5) :052407, 2002.

[60] L. Giovannini, F. Montoncello, F. Nizzoli, G. Gubbiotti, G. Carlotti, T. Okuno, T. Shinjo, and M. Grimsditch. Spin excitations of nanometric cylindrical dots in vortex and saturated magnetic states. *Physical Review B*, 70(17) :172404, November 2004.

[61] K. Yu. Guslienko, W. Scholz, R. W. Chantrell, and V. Novosad. Vortex-state oscillations in soft magnetic cylindrical dots. *Physical Review B*, 71(14) :144407, April 2005.

[62] F. Boust and N. Vukadinovic. Micromagnetic simulations of vortex-state excitations in soft magnetic nanostructures. *Physical Review B*, 70(17) :172408, November 2004.

[63] Michael Rosenblum and Arkady Pikovsky. Synchronization : From pendulum clocks to chaotic lasers and chemical oscillators. *Contemporary Physics*, 44(5) :401–416, 2003.

[64] K. Yu Guslienko, K. S. Buchanan, S. D. Bader, and V. Novosad. Dynamics of coupled vortices in layered magnetic nanodots. *Applied Physics Letters*, 86(22) :223112–223112–3, May 2005.

[65] Su-Hyeong Jun, Je-Ho Shim, Suhk-Kun Oh, Seong-Cho Yu, Dong-Hyun Kim, Brooke Mesler, and Peter Fischer. Nonlinear motion of coupled magnetic vortices in ferromagnetic/nonmagnetic/ferromagnetic trilayer. *Applied Physics Letters*, 95(14) :142509–142509–3, October 2009.

[66] Sebastian Wintz, Thomas Strache, Michael Körner, Christopher Bunce, Anja Banholzer, Ingolf Mönch, Roland Mattheis, Jörg Raabe, Christoph Quitmann, Jeffrey McCord, Artur Erbe, Kilian Lenz, and Jürgen Fassbender. Control of vortex pair states by post-deposition interlayer exchange coupling modification. *Physical Review B*, 85(13) :134417, April 2012.

[67] S. Wintz, T. Strache, M. Körner, M. Fritzsche, D. Markó, I. Mönch, R. Mattheis, J. Raabe, C. Quitmann, J. McCord, A. Erbe, and J. Fassbender. Direct observation of antiferromagnetically oriented spin vortex states in magnetic multilayer elements. *Applied Physics Letters*, 98(23) :232511–232511–3, June 2011.

[68] Sebastian Wintz, Christopher Bunce, Anja Banholzer, Michael Körner, Thomas Strache, Roland Mattheis, Jeffrey McCord, Jörg Raabe, Christoph Quitmann, Artur Erbe, and Jürgen Fassbender. Interlayer-coupled spin vortex pairs and their response to external magnetic fields. *Physical Review B*, 85(22) :224420, June 2012.

[69] Junya Shibata, Kunji Shigeto, and Yoshichika Otani. Dynamics of magnetostatically coupled vortices in magnetic nanodisks. *Physical Review B*, 67(22) :224404, June 2003.

[70] Ki-Suk Lee, Hyunsung Jung, Dong-Soo Han, and Sang-Koog Kim. Normal modes of coupled vortex gyration in two spatially separated magnetic nanodisks. *Journal of Applied Physics*, 110(11) :113903–113903–5, December 2011.

[71] Oksana V. Sukhostavets, Julian M. Gonzalez, and Konstantin Y. Guslienko. Magnetic vortex excitation frequencies and eigenmodes in a pair of coupled circular dots. *Applied Physics Express*, 4 :065003, 2011.

[72] J. Shibata, K. Shigeto, and Y. Otani. Dynamics of nano-scale magnetic vortices in ferromagnetic dot arrays. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 272–276, Part 3 :1688–1689, May 2004.

[73] Ji-Hye Kim, Ki-Suk Lee, Hyunsung Jung, Dong-Soo Han, and Sang-Koog Kim. Information-signal-transfer rate and energy loss in coupled vortex-state networks. *Applied Physics Letters*, 101(9) :092403–092403–4, August 2012.

[74] Roman Antos, Jaroslav Hamrle, Hiroaki Masaki, Takashi Kimura, Junya Shibata, and Yoshichika Otani. Observation of coupled magnetic vortex structure dynamics by time-resolved magneto-optical kerr effect microscopy. *Proceedings of SPIE*, 6479(1) :647907–647907–13, February 2007.

[75] Kuniaki Arai, Taichi Okuda, Keiki Fukumoto, Masato Kotsugi, Takuo Ohkouchi, Kenji Kodama, Takashi Kimura, Yuichi Haruyama, Tetsuya Nakamura, Tomohiro Matsushita, Hitoshi Osawa, Takayuki Muro, Shinji Matsui, Akito Kakizaki, YoshiChika Otani, and Toyohiko Kinoshita. Dynamics of magnetostatically coupled vortices observed by Time-Resolved photoemission electron microscopy. *Japanese Journal of Applied Physics*, 50 :053001, 2011.

[76] Hyunsung Jung, Ki-Suk Lee, Dae-Eun Jeong, Youn-Seok Choi, Young-Sang Yu, Dong-Soo Han, Andreas Vogel, Lars Bocklage, Guido Meier, Mi-Young Im, Peter Fischer, and Sang-Koog Kim. Tunable negligible-loss energy transfer between dipolar-coupled magnetic disks by stimulated vortex gyration. *Scientific Reports*, 1, August 2011.

[77] Satoshi Sugimoto, Yasuhiro Fukuma, Shinya Kasai, Takashi Kimura, Anjan Barman, and YoshiChika Otani. Dynamics of coupled vortices in a pair of ferromagnetic disks. *Physical Review Letters*, 106(19) :197203, May 2011.

[78] Andreas Vogel, Thomas Kamionka, Michael Martens, André Drews, Kang Wei Chou, Tolek Tyliszczak, Hermann Stoll, Bartel Van Waeyenberge, and Guido Meier. Coupled vortex oscillations in spatially separated permalloy squares. *Physical Review Letters*, 106(13) :137201, March 2011.

[79] Kristen S. Buchanan, Pierre E. Roy, Frank Y. Fradin, Konstantin Yu Guslienko, Marcos Grimsditch, Sam D. Bader, and Val Novosad. Vortex dynamics in patterned ferromagnetic ellipses. *Journal of Applied Physics*, 99(8) :08C707–08C707–3, April 2006.

[80] Kristen S. Buchanan, Pierre E. Roy, Marcos Grimsditch, Frank Y. Fradin, Konstantin Yu Guslienko, Sam D. Bader, and Valentyn Novosad. Soliton-pair dynamics in patterned ferromagnetic ellipses. *Nature Physics*, 1(3) :172–176, December 2005.

[81] Saswati Barman, Anjan Barman, and YoshiChika Otani. Dynamics of 1-D chains of magnetic vortices in response to local and global excitations. *IEEE Transactions on Magnetics*, 46(6) :1342–1345, June 2010.

[82] Andreas Vogel, Michael Martens, Markus Weigand, and Guido Meier. Signal transfer in a chain of stray-field coupled ferromagnetic squares. *Applied Physics Letters*, 99(4) :042506–042506–3, July 2011.

[83] Hyunsung Jung, Youn-Seok Choi, Ki-Suk Lee, Dong-Soo Han, Young-Sang Yu, Mi-Young Im, Peter Fischer, and Sang-Koog Kim. Logic operations based on Magnetic-Vortex-State networks. *ACS Nano*, 6(5) :3712–3717, 2012.

[84] Junya Shibata and Yoshichika Otani. Magnetic vortex dynamics in a two-dimensional square lattice of ferromagnetic nanodisks. *Physical Review B*, 70(1) :012404, July 2004.

[85] V. Castel, J. Ben Youssef, F. Boust, R. Weil, B. Pigeau, G. de Loubens, V. V. Naletov, O. Klein, and N. Vukadinovic. Perpendicular ferromagnetic resonance in soft cylindrical elements : Vortex and saturated states. *Physical Review B*, 85(18) :184419, May 2012.

[86] A. A. Awad, G. R. Aranda, D. Dieleman, K. Y. Guslienko, G. N. Kakazei, B. A. Ivanov, and F. G. Aliev. Spin excitation frequencies in magnetostatically coupled arrays of vortex state circular permalloy dots. *Applied Physics Letters*, 97(13) :132501–132501–3, September 2010.

[87] Andreas Vogel, André Drews, Mi-Young Im, Peter Fischer, and Guido Meier. Finite size effect on spread of resonance frequencies in arrays of coupled vortices. *IEEE Transactions on Magnetics*, 47(6) :1610–1613, June 2011.

[88] Fabrice Boust and Nicolas Vukadinovic. Micromagnetic simulations of vortex resonances in coupled nanodisks. *IEEE Transactions on Magnetics*, 47(2) :349–354, February 2011.

[89] W. H. Rippard, M. R. Pufall, S. Kaka, T. J. Silva, S. E. Russek, and J. A. Katine. Injection locking and phase control of spin transfer nano-oscillators. *Physical Review Letters*, 95(6) :067203, 2005.

[90] B. Georges, J. Grollier, M. Darques, V. Cros, C. Deranlot, B. Marcilhac, G. Faini, and A. Fert. Coupling efficiency for phase locking of a spin transfer Nano-Oscillator to a microwave current. *Physical Review Letters*, 101(1) :017201, July 2008.

[91] Arkady Pikovsky, Jürgen Kurths, and Michael Rosenblum. *Synchronization : a universal concept in nonlinear sciences*. Cambridge Univ. Press, Cambridge [u.a.], 2003.

[92] A. Hamadeh, G. de Loubens, V. V. Naletov, J. Grollier, C. Ulysse, V. Cros, and O. Klein. Autonomous and forced dynamics in a spin-transfer nano-oscillator : Quantitative magnetic-resonance force microscopy. *Physical Review B*, 85(14) :140408, April 2012.

[93] V. V. Naletov, G. de Loubens, G. Albuquerque, S. Borlenghi, V. Cros, G. Faini, J. Grollier, H. Hurdequint, N. Locatelli, B. Pigeau, A. N. Slavin, V. S. Tiberkevich, C. Ulysse, T. Valet, and O. Klein. Identification and selection rules of the spin-wave eigenmodes in a normally magnetized nanopillar. *Physical Review B*, 84(22) :224423, December 2011.

[94] Sergei Urazhdin, Phillip Tabor, Vasil Tiberkevich, and Andrei Slavin. Fractional synchronization of Spin-Torque Nano-Oscillators. *Physical Review Letters*, 105(10) :104101, August 2010.

[95] M. Quinsat, J. F. Sierra, I. Firastrau, V. Tiberkevich, A. Slavin, D. Gusakova, L. D. Buda-Prejbeanu, M. Zarudniev, J.-P. Michel, U. Ebels, B. Dieny, M.-C. Cyrille, J. A. Katine, D. Mauri, and A. Zeltser. Injection locking of tunnel junction oscillators to a microwave current. *Applied Physics Letters*, 98(18) :182503–182503–3, May 2011.

[96] A. Dussaux, A. V. Khvalkovskiy, J. Grollier, V. Cros, A. Fukushima, M. Konoto, H. Kubota, K. Yakushiji, S. Yuasa, K. Ando, and A. Fert. Phase locking of vortex based spin transfer oscillators to a microwave current. *Applied Physics Letters*, 98(13) :132506–132506–3, March 2011.

[97] Daniel E. Bürgler, Volker Sluka, Ronald Lehndorff, Alina M. Deac, Attila Kákay, Riccardo Hertel, and Claus M. Schneider. Injection locking of single-vortex and double-vortex spin-torque oscillators. *Proceedings of SPIE*, 8100(1) :810018–810018–9, September 2011.

[98] Claire Baraduc, Sylvain Martin, Christophe Thirion, Yue Liu, Moris Dovek, and Bernard Diény. Synchronization of high power vortex oscillators at multiple of the fundamental frequency. *Proceedings of SPIE*, 8100(1) :810016–810016–6, September 2011.

[99] J. C. Sankey, I. N. Krivorotov, S. I. Kiselev, P. M. Braganca, N. C. Emley, R. A. Buhrman, and D. C. Ralph. Mechanisms limiting the coherence time of spontaneous magnetic oscillations driven by dc spin-polarized currents. *Physical Review B*, 72(22) :224427, December 2005.

[100] A. Slavin and V. Tiberkevich. Nonlinear Auto-Oscillator theory of microwave generation by Spin-Polarized current. *IEEE Transactions on Magnetics*, 45(4) :1875–1918, April 2009.

[101] M. C. Cross. Improving the frequency precision of oscillators by synchronization. *Physical Review E*, 85(4) :046214, April 2012.

[102] Heng-Chia Chang, Xudong Cao, U.K. Mishra, and R.A. York. Phase noise in coupled oscillators : theory and experiment. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 45(5) :604 –615, May 1997.

[103] Daniel J. Needleman, Paul H.E. Tiesinga, and Terrence J. Sejnowski. Collective enhancement of precision in networks of coupled oscillators. *Physica D : Nonlinear Phenomena*, 155(3–4) :324–336, July 2001.

[104] A. N. Slavin and V. S. Tiberkevich. Nonlinear self-phase-locking effect in an array of current-driven magnetic nanocontacts. *Physical Review B*, 72(9) :092407, 2005.

[105] J. Grollier, V. Cros, and A. Fert. Synchronization of spin-transfer oscillators driven by stimulated microwave currents. *Physical Review B*, 73(6) :060409, February 2006.

[106] B. Georges, J. Grollier, V. Cros, and A. Fert. Impact of the electrical connection of spin transfer nano-oscillators on their synchronization : an analytical study. *Applied Physics Letters*, 92(23) :232504–232504–3, June 2008.

[107] Vasil Tiberkevich, Andrei Slavin, Elena Bankowski, and Grant Gerhart. Phase-locking and frustration in an array of nonlinear spin-torque nano-oscillators. *Applied Physics Letters*, 95(26) :262505–262505–3, December 2009.

[108] Yan Zhou and Johan Åkerman. Perpendicular spin torque promotes synchronization of magnetic tunnel junction based spin torque oscillators. *Applied Physics Letters*, 94(11) :112503, 2009.

[109] A. N. Slavin and V. S. Tiberkevich. Theory of mutual phase locking of spin-torque nanosized oscillators. *Physical Review B*, 74(10) :104401, 2006.

[110] Shehzaad Kaka, Matthew R. Pufall, William H. Rippard, Thomas J. Silva, Stephen E. Russek, and Jordan A. Katine. Mutual phase-locking of microwave spin torque nano-oscillators. *Nature*, 437(7057) :389–392, September 2005.

[111] F. B. Mancoff, N. D. Rizzo, B. N. Engel, and S. Tehrani. Phase-locking in double-point-contact spin-transfer devices. *Nature*, 437(7057) :393–395, September 2005.

[112] M. R. Pufall, W. H. Rippard, S. E. Russek, S. Kaka, and J. A. Katine. Electrical measurement of Spin-Wave interactions of proximate spin transfer nanooscillators. *Physical Review Letters*, 97(8) :087206, August 2006.

[113] A. Ruotolo, V. Cros, B. Georges, A. Dussaux, J. Grollier, C. Deranlot, R. Guillemet, K. Bouzehouane, S. Fusil, and A. Fert. Phase-locking of magnetic vortices mediated by antivortices. *Nature Nanotechnology*, 4(8) :528–532, June 2009.

[114] Kiwamu Kudo, Rie Sato, and Koichi Mizushima. Synchronized magnetization oscillations in F/N/F nanopillars. *Japanese Journal of Applied Physics*, 45 :3869–3877, 2006.

[115] Kiwamu Kudo, Tazumi Nagasawa, Hirofumi Suto, Tao Yang, Koichi Mizushima, and Rie Sato. Influence of dynamical dipolar coupling on spin-torque-induced excitations in a magnetic tunnel junction nanopillar. *Journal of Applied Physics*, 111(7) :07C906–07C906–3, February 2012.

[116] D. Gusakova, M. Quinsat, J. F. Sierra, U. Ebels, B. Dieny, L. D. Buda-Prejbeanu, M.-C. Cyrille, V. Tiberkevich, and A. N. Slavin. Linewidth reduction in a spin-torque nano-oscillator caused by non-conservative current-induced coupling between magnetic layers. *Applied Physics Letters*, 99(5) :052501–052501–3, August 2011.

[117] Sung Chul Lee, Ung Hwan Pi, Keewon Kim, Kwang Seok Kim, Jaikwang Shin, and U -In Chung. Current driven magnetic damping in Dipolar-Coupled spin system. *Scientific Reports*, 2, July 2012.

[118] Joo-Von Kim, Q. Mistral, C. Chappert, V. S. Tiberkevich, and A. N. Slavin. Line shape distortion in a nonlinear Auto-Oscillator near generation threshold : Application to Spin-Torque Nano-Oscillators. *Physical Review Letters*, 100(16) :167201, April 2008.

[119] Takahiro Moriyama, Giovanni Finocchio, Mario Carpentieri, Bruno Azzerboni, Daniel C. Ralph, and Robert A. Buhrman. Phase locking and frequency doubling in spin-transfer-torque oscillators with two coupled free layers. *Physical Review B*, 86(6) :060411, August 2012.

[120] Graham E. Rowlands and Ilya N. Krivorotov. Magnetization dynamics in a dual free-layer spin-torque nano-oscillator. *Physical Review B*, 86(9) :094425, September 2012.

[121] N. Locatelli, V. V. Naletov, J. Grollier, G. de Loubens, V. Cros, C. Deranlot, C. Ulysse, G. Faini, O. Klein, and A. Fert. Dynamics of two coupled vortices in a spin valve nanopillar excited by spin transfer torque. *Applied Physics Letters*, 98(6) :062501–062501–3, February 2011.

[122] J. G. Deak. Effect of vortex handedness on spin momentum torque dynamics in dual-vortex ferromagnetic nanopillar structures. *Journal of Applied Physics*, 103(7) :07A505–07A505–3, April 2008.

[123] A Vansteenkiste, M Weigand, M Curcic, H Stoll, G Schütz, and B Van Waeyenberge. Chiral symmetry breaking of magnetic vortices by sample roughness. *New Journal of Physics*, 11(6) :063006, June 2009.

[124] Horacio E. Camblong, Peter M. Levy, and Shufeng Zhang. Electron transport in magnetic inhomogeneous media. *Physical Review B*, 51(22) :16052–16072, June 1995.

[125] G. Schmidt, G. Richter, P. Grabs, C. Gould, D. Ferrand, and L. W. Molenkamp. Large magnetoresistance effect due to spin injection into a nonmagnetic semiconductor. *Physical Review Letters*, 87(22) :227203, November 2001.

[126] Jack Bass and William P Pratt. Spin-diffusion lengths in metals and alloys, and spin-flipping at metal/metal interfaces : an experimentalist's critical review. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 19(18) :183201, May 2007.

[127] M. Jaafar, R. Yanes, D. Perez de Lara, O. Chubykalo-Fesenko, A. Asenjo, E. M. Gonzalez, J. V. Anguita, M. Vazquez, and J. L. Vicent. Control of the chirality and polarity of magnetic vortices in triangular nanodots. *Physical Review B*, 81(5) :054439, February 2010.

[128] N. Kikuchi, S. Okamoto, O. Kitakami, Y. Shimada, S. G. Kim, Y. Otani, and K. Fukamichi. Vertical bistable switching of spin vortex in a circular magnetic dot. *Journal of Applied Physics*, 90(12) :6548–6549, December 2001.

[129] T. Okuno, K. Mibu, and T. Shinjo. Two types of magnetic vortex cores in elliptical permalloy dots. *Journal of Applied Physics*, 95(7) :3612–3617, April 2004.

[130] T. Okuno, K. Shigeto, T. Ono, K. Mibu, and T. Shinjo. MFM study of magnetic vortex cores in circular permalloy dots : behavior in external field. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 240(1–3) :1–6, February 2002.

[131] André Thiaville, José Miguel García, Rok Dittrich, Jacques Miltat, and Thomas Schrefl. Micromagnetic study of bloch-point-mediated vortex core reversal. *Physical Review B*, 67(9) :094410, March 2003.

[132] A. V. Khvalkovskiy, J. Grollier, N. Locatelli, Ya V. Gorbunov, K. A. Zvezdin, and V. Cros. Nonuniformity of a planar polarizer for spin-transfer-induced vortex oscillations at zero field. *Applied Physics Letters*, 96(21) :212507–212507–3, May 2010.

[133] V Sluka, A Kákay, A M Deac, D E Bürgler, R Hertel, and C M Schneider. Spin-transfer torque induced vortex dynamics in Fe/Ag/Fe nanopillars. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 44(38) :384002, September 2011.

[134] F. Abreu Araujo, M. Darques, K. A. Zvezdin, A. V. Khvalkovskiy, N. Locatelli, K. Bouzehouane, V. Cros, and L. Piraux. Microwave signal emission in spin-torque vortex oscillators in metallic nanowires : Experimental measurements and micromagnetic numerical study. *Physical Review B*, 86(6) :064424, August 2012.

[135] V. Sluka, A. Kákay, A. M. Deac, D. E. Bürgler, R. Hertel, and C. M. Schneider. Quenched slonczewski windmill in spin-torque vortex oscillators. *Physical Review B*, 86(21) :214422, December 2012.

[136] Nicolas Locatelli, Vincent Cros, Julie Grollier, Jean-Claude Mage, A. V. Khvalkovskiy, and Bruno Marcilhac. Brevet français n° 1102192 - oscillateur spintronique et utilisation de celui-ci dans des dispositifs radiofréquence, 2011.

[137] P. N. Skirdkov, A. D. Belanovsky, K. A. Zvezdin, A. K. Zvezdin, N. Locatelli, J. Grollier, and V. Cros. Influence of shape imperfection on dynamics of vortex Spin-Torque Nano-Oscillator. *SPIN*, 02(01) :1250005–1, 2012.

[138] W. H. Rippard, M. R. Pufall, and S. E. Russek. Comparison of frequency, linewidth, and output power in measurements of spin-transfer nanocontact oscillators. *Physical Review B*, 74(22) :224409, December 2006.

[139] Ye Pogoryelov, P. K. Muduli, S. Bonetti, Fred Mancoff, and Johan Åkerman. Spin-torque oscillator linewidth narrowing under current modulation. *Applied Physics Letters*, 98(19) :192506–192506–3, May 2011.

[140] Youn-Seok Choi, Myoung-Woo Yoo, Ki-Suk Lee, Young-Sang Yu, Hyunsung Jung, and Sang-Koog Kim. Out-of-plane current controlled switching of the fourfold degenerate state of a magnetic vortex in soft magnetic nanodots. *Applied Physics Letters*, 96(7) :072507–072507–3, February 2010.

[141] Russell P. Cowburn. Spintronics : Change of direction. *Nature Materials*, 6(4) :255–256, April 2007.

[142] Jessica Thomas. Magnetism : Vortex ups and downs. *Nature Nanotechnology*, 2(4) :206–206, April 2007.

[143] Young-Sang Yu, Hyunsung Jung, Ki-Suk Lee, Peter Fischer, and Sang-Koog Kim. Memory-bit selection and recording by rotating fields in vortex-core cross-point architecture. *Applied Physics Letters*, 98(5) :052507–052507–3, February 2011.

[144] B. Pigeau, G. de Loubens, O. Klein, A. Riegler, F. Lochner, G. Schmidt, L. W. Molenkamp, V. S. Tiberkevich, and A. N. Slavin. A frequency-controlled magnetic vortex memory. *Applied Physics Letters*, 96(13) :132506–132506–3, April 2010.

[145] Michael Curcic, Hermann Stoll, Markus Weigand, Vitalij Sackmann, Patrick Juellig, Matthias Kammerer, Matthias Noske, Markus Sproll, Bartel Van Waeyenberge, Arne Vansteenkiste, Georg Woltersdorf, Tolek Tyliszczak, and Gisela Schütz. Magnetic vortex core reversal by rotating magnetic fields generated on micrometer length scales. *physica status solidi (b)*, 248(10) :2317–2322, October 2011.

[146] Sang-Koog Kim, Ki-Suk Lee, Young-Sang Yu, and Youn-Seok Choi. Reliable low-power control of ultrafast vortex-core switching with the selectivity in an array of vortex states by in-plane circular-rotational magnetic fields and spin-polarized currents. *Applied Physics Letters*, 92(2) :022509–022509–3, January 2008.

[147] Volodymyr P. Kravchuk, Denis D. Sheka, Yuri Gaididei, and Franz G. Mertens. Controlled vortex core switching in a magnetic nanodisk by a rotating field. *Journal of Applied Physics*, 102(4) :043908–043908–4, August 2007.

[148] Yan Liu and An Du. Effects of damping constant on gyrotropic motion and switching of vortex core in permalloy disk. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 321(20) :3493–3497, October 2009.

[149] Benjamin Pigeau, Grégoire de Loubens, Olivier Klein, Andreas Riegler, Florian Lochner, Georg Schmidt, and Laurens W. Molenkamp. Optimal control of vortex-core polarity by resonant microwave pulses. *Nature Physics*, 7(1) :26–31, October 2010.

[150] B. Van Waeyenberge, A. Puzic, H. Stoll, K. W. Chou, T. Tyliszczak, R. Hertel, M. Fähnle, H. Brückl, K. Rott, G. Reiss, I. Neudecker, D. Weiss, C. H. Back, and G. Schütz. Magnetic vortex core reversal by excitation with short bursts of an alternating field. *Nature*, 444(7118) :461–464, November 2006.

[151] Ruifang Wang and Xinwei Dong. Sub-nanosecond switching of vortex cores using a resonant perpendicular magnetic field. *Applied Physics Letters*, 100(8) :082402–082402–3, February 2012.

[152] Michael Curcic, Bartel Van Waeyenberge, Arne Vansteenkiste, Markus Weigand, Vitalij Sackmann, Hermann Stoll, Manfred Fähnle, Tolek Tyliszczak, Georg Woltersdorf, Christian H. Back, and Gisela Schütz. Polarization selective magnetic vortex dynamics and core reversal in rotating magnetic fields. *Physical Review Letters*, 101(19) :197204, November 2008.

[153] Brooke L. Mesler, Kristen S. Buchanan, Mi-Young Im, and Peter Fischer. X-ray imaging of nonlinear resonant gyrotropic magnetic vortex core motion in circular permalloy disks. *Journal of Applied Physics*, 111(7) :07D311–07D311–3, March 2012.

[154] Matthias Kammerer, Markus Weigand, Michael Curcic, Matthias Noske, Markus Sproll, Arne Vansteenkiste, Bartel Van Waeyenberge, Hermann Stoll, Georg Woltersdorf, Christian H. Back, and Gisela Schuetz. Magnetic vortex core reversal by excitation of spin waves. *Nature Communications*, 2 :279, April 2011.

[155] Myoung-Woo Yoo, Jehyun Lee, and Sang-Koog Kim. Radial-spin-wave-mode-assisted vortex-core magnetization reversals. *Applied Physics Letters*, 100(17) :172413–172413–4, April 2012.

[156] Markus Bolte, Guido Meier, Benjamin Krüger, André Drews, René Eiselt, Lars Bocklage, Stellan Bohlens, Tolek Tyliszczak, Arne Vansteenkiste, Bartel Van Waeyenberge, Kang Wei Chou, Aleksandar Puzic, and Hermann Stoll. Time-Resolved X-Ray microscopy of Spin-Torque-Induced magnetic vortex gyration. *Physical Review Letters*, 100(17) :176601, April 2008.

[157] Thomas Kamionka, Michael Martens, Kang Wei Chou, Michael Curcic, André Drews, Gisela Schütz, Tolek Tyliszczak, Hermann Stoll, Bartel Van Waeyenberge, and Guido Meier. Magnetic Antivortex-Core reversal by Circular-Rotational spin currents. *Physical Review Letters*, 105(13) :137204, 2010.

[158] Sang-Koog Kim, Youn-Seok Choi, Ki-Suk Lee, Konstantin Y. Guslienko, and Dae-Eun Jeong. Electric-current-driven vortex-core reversal in soft magnetic nanodots. *Applied Physics Letters*, 91(8) :082506–082506–3, August 2007.

[159] Jean-Guy Caputo, Yuri Gaididei, Franz G. Mertens, and Denis D. Sheka. Vortex polarity switching by a Spin-Polarized current. *Physical Review Letters*, 98(5) :056604, February 2007.

[160] Wei Jin, Huan He, Yuguang Chen, and Yaowen Liu. Controllable vortex polarity switching by spin polarized current. *Journal of Applied Physics*, 105(1) :013906–013906–5, January 2009.

[161] Ki-Suk Lee, Myoung-Woo Yoo, Youn-Seok Choi, and Sang-Koog Kim. Edge-Soliton-Mediated Vortex-Core reversal dynamics. *Physical Review Letters*, 106(14) :147201, April 2011.

[162] Y. Liu, S. Gliga, R. Hertel, and C. M. Schneider. Current-induced magnetic vortex core switching in a permalloy nanodisk. *Applied Physics Letters*, 91(11) :112501–112501–3, September 2007.

[163] Denis D. Sheka, Yuri Gaididei, and Franz G. Mertens. Current induced switching of vortex polarity in magnetic nanodisks. *Applied Physics Letters*, 91(8) :082509–082509–3, August 2007.

[164] S. Gliga, R. Hertel, and C.M. Schneider. Flipping magnetic vortex cores on the picosecond time scale. *Physica B : Condensed Matter*, 403(2–3) :334–337, February 2008.

[165] D. J. Keavney, X. M. Cheng, and K. S. Buchanan. Polarity reversal of a magnetic vortex core by a unipolar, nonresonant in-plane pulsed magnetic field. *Applied Physics Letters*, 94(17) :172506–172506–3, April 2009.

[166] Q. F. Xiao, J. Rudge, B. C. Choi, Y. K. Hong, and G. Donohoe. Dynamics of vortex core switching in ferromagnetic nanodisks. *Applied Physics Letters*, 89(26) :262507–262507–3, December 2006.

[167] Q. F. Xiao, J. Rudge, E. Girgis, J. Kolthammer, B. C. Choi, Y. K. Hong, and G. W. Donohoe. Dynamics of magnetic vortex core switching in fe nanodisks by applying in-plane magnetic field pulse. *Journal of Applied Physics*, 102(10) :103904, 2007.

[168] Jyh-Shinn Yang, Ching-Ming Lee, and Ching-Ray Chang. Switching behavior of vortex cores in bilayer nanodots by uniform magnetic field pulses. *IEEE Transactions on Magnetics*, 47(3) :641–644, March 2011.

[169] R. Hertel, S. Gliga, M. Fähnle, and C. M. Schneider. Ultrafast nanomagnetic toggle switching of vortex cores. *Physical Review Letters*, 98(11) :117201, March 2007.

[170] Yaowen Liu, Zhiwei Hou, Sebastian Gliga, and Riccardo Hertel. Influence of the dynamic dipolar interaction on the current-induced core switch in vortex pairs. *Physical Review B*, 79(10) :104435, March 2009.

[171] Yao Lu, Zongzhi Zhang, and Yaowen Liu. Magnetic interaction effect on the critical switching current in vortex arrays. *Journal of Applied Physics*, 109(10) :103906–103906–5, May 2011.

[172] Keisuke Yamada, Shinya Kasai, Yoshinobu Nakatani, Kensuke Kobayashi, and Teruo Ono. Current-induced switching of magnetic vortex core in ferromagnetic elliptical disks. *Applied Physics Letters*, 96(19) :192508–192508–3, May 2010.

[173] Hong Zhang and Yaowen Liu. Spin-Polarized current driven Vortex-Pair switching in a magnetic ellipse. *Journal of Nanoscience and Nanotechnology*, 12(2) :1063–1066, 2012.

[174] Sangkook Choi, Ki-Suk Lee, Konstantin Yu. Guslienko, and Sang-Koog Kim. Strong radiation of spin waves by core reversal of a magnetic vortex and their wave behaviors in magnetic nanowire waveguides. *Physical Review Letters*, 98(8) :087205, February 2007.

[175] A. Vansteenkiste, K. W. Chou, M. Weigand, M. Curcic, V. Sackmann, H. Stoll, T. Tyliszczak, G. Woltersdorf, C. H. Back, G. Schütz, and B. Van Waeyenberge. X-ray imaging of the dynamic magnetic vortex core deformation. *Nature Physics*, 5(5) :332–334, March 2009.

[176] Sebastian Gliga, Yaowen Liu, and Riccardo Hertel. Energy thresholds in the magnetic vortex core reversal. *Journal of Physics : Conference Series*, 303 :012005, July 2011.

[177] Y. B Gaididei, V. P Kravchuk, D. D Sheka, and F. G Mertens. Switching phenomena in magnetic vortex dynamics. *Low Temperature Physics*, 34(7) :528–534, July 2008.

[178] A. D. Belanovsky, N. Locatelli, P. N. Skirdkov, F. Abreu Araujo, J. Grollier, K. A. Zvezdin, V. Cros, and A. K. Zvezdin. Phase locking dynamics of dipolarly coupled vortex-based spin transfer oscillators. *Physical Review B*, 85(10) :100409, March 2012.

[179] K. Yu. Guslienko, X. F. Han, D. J. Keavney, R. Divan, and S. D. Bader. Magnetic vortex core dynamics in cylindrical ferromagnetic dots. *Physical Review Letters*, 96(6) :067205, February 2006.

[180] M Darques, A Dussaux, A V Khvalkovskiy, J De la Torre Medina, F Abreu Araujo, R Guillemet, K Bouzehouane, S Fusil, J Grollier, G G Avanesyan, K A Zvezdin, V Cros, and L Piraux. Bottom-up approach for the fabrication of spin torque nano-oscillators. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 44(10) :105003, March 2011.

[181] M. I. D'Yakonov and V. I. Perel'. Possibility of orienting electron spins with current. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 13 :467, June 1971.

[182] M.I. Dyakonov and V.I. Perel. Current-induced spin orientation of electrons in semiconductors. *Physics Letters A*, 35(6) :459–460, July 1971.

[183] Yu. A. Bychkov and É. I. Rashba. Properties of a 2D electron gas with lifted spectral degeneracy. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 39 :78, January 1984.

[184] G. Dresselhaus. Spin-Orbit coupling effects in zinc blende structures. *Physical Review*, 100(2) :580–586, October 1955.

[185] Ioan Mihai Miron, Gilles Gaudin, Stéphane Auffret, Bernard Rodmacq, Alain Schuhl, Stefania Pizzini, Jan Vogel, and Pietro Gambardella. Current-driven spin torque induced by the rashba effect in a ferromagnetic metal layer. *Nature Materials*, 9(3) :230–234, 2010.

[186] Ioan Mihai Miron, Thomas Moore, Helga Szambolics, Liliana Daniela Buda-Prejbeanu, Stéphane Auffret, Bernard Rodmacq, Stefania Pizzini, Jan Vogel, Marlio Bonfim, Alain Schuhl, and Gilles Gaudin. Fast current-induced domain-wall motion controlled by the rashba effect. *Nature Materials*, 10(6) :419–423, 2011.

[187] L. Liu, C.-F. Pai, Y. Li, H. W. Tseng, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman. Spin-Torque switching with the giant spin hall effect of tantalum. *Science*, 336(6081) :555–558, May 2012.

[188] P. P. J. Haazen, E. Murè, J. H. Franken, R. Lavrijsen, H. J. M. Swagten, and B. Koopmans. Domain wall motion governed by the spin hall effect. *arXiv :1209.2320*, September 2012.

[189] Vladislav E. Demidov, Sergei Urazhdin, Henning Ulrichs, Vasyl Tiberkevich, Andrei Slavin, Dietmar Baither, Guido Schmitz, and Sergej O. Demokritov. Magnetic nano-oscillator driven by pure spin current. *Nature Materials*, 2012.

[190] Luqiao Liu, Chi-Feng Pai, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman. Magnetic oscillations driven by the spin hall effect in 3-terminal magnetic tunnel junction devices. *arXiv :1209.0655*, September 2012.

[191] Christian Pfleiderer and Achim Rosch. Condensed-matter physics : Single skyrmions spotted. *Nature*, 465(7300) :880–881, June 2010.

[192] S. Seki, X. Z. Yu, S. Ishiwata, and Y. Tokura. Observation of skyrmions in a multiferroic material. *Science*, 336(6078) :198–201, April 2012.

Résumé :

Le sujet de cette thèse concerne la dynamique auto-entretenue excitée par transfert de spin de vortex couplés, dans des structures de type nano-piliers vannes de spin (Py/Cu/Py).

Un premier objectif a été de comprendre les processus de transport polarisé en spin et de transfert de spin associés à des configurations d'aimantation fortement non-homogènes. Cette étude a permis d'identifier et ainsi de précisément contrôler les configurations magnétiques à base de vortex, et en particulier d'observer l'influence du transfert de spin sur les mécanismes de renversement du cœur de vortex.

En combinant des calculs analytiques et des simulations micro-magnétiques, nous avons également pu déterminer les conditions sur les paramètres relatifs des deux vortex (chiralités et polarités) pour obtenir des oscillations gyrotropiques couplées auto-entretenues de deux vortex dans un pilier unique. Un cas très intéressant est prévu pour les piliers de plus grands diamètres (typiquement supérieurs à 200nm) pour lesquels le courant critique est réduit potentiellement à zéro. Les résultats expérimentaux confirment les prédictions sur l'existence d'une dynamique couplée de vortex, avec des largeurs de raies atteignant 200kHz, un record à champ nul (soit un facteur de qualité $Q \approx 5000$, un ordre de grandeur plus grand que pour les auto-oscillations de vortex unique) et diminuant même jusqu'à 50kHz sous champ extérieur.

Un second objectif de ce travail a été l'étude de la synchronisation de deux auto-oscillateurs à transfert de spin à base de vortex. Nous avons démontré que le verrouillage des phases par couplage dipolaire de deux oscillateurs identiques peut être théoriquement obtenu indépendamment des paramètres des deux vortex. Toutefois un couplage trois fois plus important est prévu dans le cas de vortex de polarités opposées. Du point de vue expérimental, des premiers résultats ont permis de démontrer une faculté de synchronisation de deux oscillateurs présentant un écart en fréquence atteignant jusqu'à 10% de leurs fréquences d'auto-oscillation.

Ce travail de thèse, qui s'inscrit dans l'effort de recherche mené pour améliorer les performances rf des nano-oscillateurs à transfert de spin, a permis d'illustrer que l'excitation de modes d'aimantations couplées est une voie à poursuivre dans le but d'aboutir à des largeurs de raies de plus en plus faibles.

Summary :

My PhD work is dedicated to the spin transfer induced self-sustained dynamics of two coupled vortices, in nano-pillars spin-valves structures (Py/Cu/Py).

A first objective was to understand the spin-polarized transport processes as well as spin transfer mechanisms associated to highly non-homogeneous magnetic configurations. This study allows me to identify and then precisely tune the vortex based magnetic configurations, and notably to observe the influence of spin transfer on reversal mechanisms of the vortex core.

Combining analytical calculations and micro-magnetic simulations, we determine the conditions on relative parameters for the two vortices (chiralities and polarities) necessary to obtain self-sustained gyrotropic oscillations of the coupled vortices in a single pillar. A very interesting case is predicted for the pillars with larger diameters (typically over 200nm) for which the critical current is reduced to zero. The experimental results confirm the predictions that a coupled dynamics exists with linewidths as narrow as 200kHz, that is a record at zero field (corresponding to a quality factor $Q \approx 5000$, an order of magnitude over the self-sustained oscillations of a single vortex), and even down to 50kHz under external field.

A second objective was to investigate the synchronization of two vortex based spin transfer oscillators. We demonstrate theoretically that the phase locking through dipolar coupling of two identical oscillators can be achieved for any parameters of the two vortex. However, the coupling is three times stronger when vortices have opposite core polarities. From an experimental point of view, the synchronization capability for two oscillators having a frequency mismatch reaching up to 10% of the auto-oscillation frequency has been demonstrated.

This work, being part of the research effort made to improve the rf properties of spin transfer nano-oscillators emphasizes how the excitation of coupled magnetizations modes is important to reach lower and lower linewidths.

Retrouvez cette thèse sur :
http://www.trt.thalesgroup.com/ump-cnrs-thales/